

Quantifizierung der aerodynamischen Dämpfung

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

von
Dipl.-Ing.
Christopher Emmanuel Meinzer

2020

Englischer Titel: Quantification of Aerodynamic Damping

Schlagworte: Schaufelschwingungen, Aeroelastik, akustische Anregung

Keywords: blade vibrations, aeroelasticity, acoustic excitation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing Jörg Wallaschek

1. Referent: Prof. Dr.-Ing Jörg Seume

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Lorenz Tichy

Tag der Promotion: 13. März 2020

Zusammenfassung

Der sichere Betrieb von Turbomaschinen setzt die mechanische Integrität der Schaufeln voraus. Die Belastung der Schaufeln durch Schwingungen muss dazu soweit reduziert werden, dass Schäden durch Dauerschwingbruch ausgeschlossen werden können. Eine Voraussetzung dafür ist, dass die Dämpfungseinflüsse auf die Schwingung der Schaufeln bekannt sind. Im Gegensatz zu der Material- und der Reibungsdämpfung können die Reaktionskräfte des Fluides auf die Schwingung der Schaufel sowohl einen dämpfenden als auch einen anfachenden Einfluss haben. Diese aerodynamische Dämpfung ist deshalb von besonderer Bedeutung für die aeromechanische Auslegung von Turbomaschinen. Bislang sind nur wenige Versuche, die aerodynamische Dämpfung unter realistischen Betriebsbedingungen zu messen, dokumentiert. Die bekannten Versuche unterliegen jedoch einer großen Unsicherheit durch Reibungsdämpfung.

Für diese Dissertation wird eine einstufige Turbine ausgelegt und aufgebaut. Die als Blik ausgeführte Laufreihe wird akustisch zur Schwingung angeregt. Die Methode der akustischen Schwingungsanregung ermöglicht es, alle Knotendurchmesser der Blik berührungslos und unabhängig von den Werkstoffeigenschaften der Schaufeln anzuregen. Eine Blik zeichnet sich dadurch aus, dass sie keine Fügestellen an den Schaufelfüßen aufweist. So werden Einflüsse durch Reibungsdämpfung minimiert. Im Versuch wird der aerodynamische Betriebspunkt der Versuchsturbine konstant gehalten, während die Schaufeln durch eine Frequenzrampe in ihrer Resonanz angeregt werden. Die Schwingungsantwort der Schaufeln wird ebenfalls berührungslos mit einem optischen Tip-Timing-System gemessen und aus dieser die aerodynamische Dämpfung bestimmt.

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit folgt, dass die Methode der akustischen Schwingungsanregung geeignet ist, um die Schaufeln einer Turbomaschine im Betrieb anzuregen, und dass aus den Schwingungsantworten der Schaufeln eine Quantifizierung der aerodynamischen Dämpfung möglich ist. Die Messungen zeigen, dass der Einsatz der Blik wirksam die Reibungsdämpfung minimiert und damit die aerodynamische Dämpfung isoliert. Weiter zeigen die Ergebnisse, dass die Simulationen der Aeroelastik Größenordnung und Trend der aerodynamischen Dämpfung sehr gut voraussagen.

Abstract

The safe operation of turbomachinery requires that the vibrational load on the blades is reduced to such an extent that damage due to high cycle fatigue can be ruled out. A prerequisite is that the damping effects on the vibration of the blades are known. In contrast to the material and friction damping, the reaction forces of the fluid on the blade due to its vibration can have both a damping as well as a stimulating influence on the vibration. This so called aerodynamic damping is therefore of particular importance for the aeromechanical design of turbomachinery. So far, few attempts to measure aerodynamic damping under realistic operating conditions have been documented. However, the known experiments are subject to a large uncertainty due to friction damping.

For this thesis, a single-stage turbine is designed and built. The rotor disk is designed as a blisk and is acoustically excited to vibrate. In this way, a non-contact excitation of all nodal diameters of the blisk is achieved, which is independent of the material properties of the blades. At the same time, the friction damping can be minimized since the blisk has no joints on the blade roots. In the experiment, the aerodynamic operating point of the experimental turbine is kept constant, while the blades are excited with a ramp excitation in their resonance. An optical tip-timing system allows a non-contact measurement of the vibration response of the blades, from which the aerodynamic damping is derived.

From the results of this work, it follows that the acoustic vibration excitation is suitable to excite the blades of a turbomachine in operation and that from the vibration responses of the blades, a quantification of the aerodynamic damping is possible. The measurements show that the use of a blisk effectively minimizes friction damping. Further, the results show that the aeroelasticity simulation predicts magnitude and trend of aerodynamic damping very well.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik an der Leibniz Universität Hannover. Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume, für die Betreuung dieser Arbeit. Die Gespräche und fachlichen Diskussionen zu diesem und weiteren Themen sowie die gewährten Freiräume in dieser Arbeit und der Arbeit am Institut haben wesentlich zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen. Herrn Prof. Dr.-Ing. Lorenz Tichy danke ich für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Wallaschek für die Übernahme des Vorsitzes in meinem Promotionsverfahren.

Dem Bundesministerium für Wirtschaft und Energie möchte ich für die Förderung des Projekts im Rahmen des AG Turbo Verbundprojekts COORETECTurbo 2020 danken. Bei der Siemens AG Gas und Power bedanke ich mich für die Unterstützung und Förderung des Projekts. Mein Dank gilt hierbei allen beteiligten Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern, insbesondere Herrn Dr.-Ing. Stefan Schmitt.

Ein großer Dank gilt meinen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik in Büro, Werkstatt und Versuchsfeld für die gegenseitige Hilfsbereitschaft, das freundschaftliche Arbeitsklima aber auch die fachlichen und nicht-fachlichen Diskussionen. Besonders danken möchte ich Jens Aschenbruck, Michael Bartelt, Simon Bittner, Oliver Freund, Thomas Hauptmann, Michael Henke, Christian Keller, Linus Pohle und Sina Schwerdt, die mit ihrer Unterstützung zu verschiedenen Zeitpunkten zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen haben. Bei den Studentinnen und Studenten, die mich durch ihre Arbeiten in diesem und anderen Projekten unterstützt haben, möchte ich mich ebenfalls bedanken.

Meinen Eltern möchte ich herzlich für ihre Unterstützung in Ausbildung und Studium danken. Meiner Frau Cristina gilt mein größter Dank. Ohne ihrer unendlichen Geduld und den persönlichen Opfern, die sie erbrachte, um mir Freiräume zu schaffen, hätte ich die Arbeit nicht zum Abschluss bringen können.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
1 Einleitung	1
1.1 Flexible Betriebsweise von Kraftwerken	1
1.2 Relevanz der Aeroelastik für Turbomaschinen	2
1.3 Rolle der aerodynamischen Dämpfung	3
1.4 Zielsetzung und These	3
1.5 Gliederung und Anmerkungen	4
2 Grundlagen	7
2.1 Turbomaschinen Aeroelastik	9
2.1.1 Synchroner Schwingungen	11
2.1.2 Asynchrone Schwingungen	13
2.1.3 Aeroelastische Stabilität	15
2.1.4 Verstimmung	18
2.2 Modellierung	19
2.2.1 Fluidodynamik	20
2.2.2 Strukturmechanik	21
2.2.3 Fluid-Struktur-Interaktion	25
2.2.4 Grenzen der Vorhersage	27
2.3 Aerodynamische Dämpfung	29
2.4 Messung von Schaufelschwingungen	32
2.4.1 Invasive Methoden	32
2.4.2 Nicht-Invasive Methoden	33
2.4.3 Auswertungsmethoden	34
2.4.4 Dämpfungsbestimmung	37
3 Stand der Wissenschaft und Motivation dieser Arbeit	41
3.1 Anregung von Schaufelschwingungen	41
3.1.1 Anregungsmethoden im Überblick	41
3.1.2 Akustische Schwingungsanregung	42
3.2 Messung der aerodynamischen Dämpfung	43
3.3 Motivation	46

4	Auslegung und Simulationsmodell	49
4.1	Auslegung der Versuchsturbine	49
4.1.1	Ziele und Randbedingungen der Auslegung	50
4.1.2	Auslegung	52
4.2	Simulationsmodell	54
4.2.1	Randbedingungen der Simulation	55
4.2.2	Netzstudie	56
5	Aufbau des Experiments	59
5.1	Die Versuchsturbine	59
5.2	Instrumentierung	62
5.2.1	Strömungsmessung	62
5.2.2	Schwingungsmessung	66
5.3	Das akustische Anregungssystem	68
5.3.1	Integration des akustischen Anregungssystems	69
5.3.2	Wahl von Frequenz und Phase	72
5.3.3	Ansteuerung der Lautsprecher	74
6	Ergebnisse	77
6.1	Strömungsmessungen	77
6.1.1	Datenauswertung	78
6.1.2	Vergleich mit der Simulation	78
6.1.3	Betriebspunktstabilität	83
6.2	Schaufelverstimmung	84
6.3	Schwingungsmessungen und Dämpfungsbestimmung	89
6.3.1	Datenauswertung	89
6.3.2	Aerodynamische Dämpfung	91
6.3.3	Vergleich mit der Simulation	92
6.3.4	Fehlerbetrachtung und Diskussion	95
6.4	Akustische Anregung von Schaufelschwingungen	103
6.4.1	Einfluss des Anregungswinkels und der Hornöffnung	103
6.4.2	Einfluss der Amplitude der Anregung	106
6.4.3	Regelung von Amplitude und Phase der Anregung	107
6.4.4	Auslegungshinweise	109
7	Schlussfolgerungen und Ausblick	113
7.1	Schlussfolgerungen	113
7.2	Ausblick und Empfehlungen	115
	Anhang	132
A	Vergleich mit der Simulation	133

B	Berechnung der Betriebs- und Bewertungsgrößen	145
B.1	Reduzierung von Drehzahl und Massenstrom	145
B.2	Feuchte Luft	146
B.3	Massenstrom	147
B.4	Mehrlochsonden	150
C	Messunsicherheitsbetrachtung	151
C.1	Kennfeldgrößen	151
C.2	Mehrlochsonden	152
Wissenschaftlicher Werdegang		153

Abbildungsverzeichnis

2.1	COLLAR-Dreieck.	7
2.2	Aeroelastik N-Gramm.	8
2.3	Klangfiguren nach Chladni auf Schaufelkranz.	10
2.4	CAMPBELL-Diagramm.	12
2.5	Massenverhältnis, nach Vogt (2005).	14
2.6	Reduzierte Frequenz aus Carta (1989).	15
2.7	Dispersionsdiagramm.	19
2.8	Unsicherheiten bei der Berechnung der Aeroelastik einer Verdichter Blisk.	28
2.9	Minimale aerodynamische Dämpfung in Abhängigkeit vom Druckver- hältnis eines Verdichters.	29
2.10	Skizzendarstellung eines Tip-Timing-Messaufbaus, aus Pohle et al. (2014).	33
2.11	<i>Stackplot</i>	35
2.12	Spektralzerlegung der Schwingung der Einzelschaufeln.	36
2.13	Umfangsmodenzerlegung der Schwingung des Schaufelkranzes.	37
2.14	Vergrößerungsfunktion (V) über dem Frequenzverhältnis (η).	39
3.1	Turbine im Stoßrohr-Aufbau, aus Kielb und Abhari (2003).	44
3.2	Vergleich von Messung und Simulation, aus Rice et al. (2009).	45
4.1	Draufsicht auf die einstufige Turbinenkonfiguration.	49
4.2	Werkzeugkette für die aeromechanische Schaufelauslegung, aus Mein- zer et al. (2014).	53
4.3	Diskretisierung des Rechengebiets.	55
4.4	S1-Schnitt durch das mittlere Netz im Bereich der Stufe.	56
5.1	Unterteil des Turbinengehäuses mit Innengehäuse und Rotor	59
5.2	Der Luftturbinen Prüfstand des Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik.	60
5.3	Schaltung der Luftversorgung für den Turbinenbetrieb.	61
5.4	Messebenen vor der Versuchsturbine.	63
5.5	Messebenen in der Versuchsturbine.	63
5.6	5-Loch-Sonde, aus Aschenbruck et al. (2015).	64

Abbildungsverzeichnis

5.7	KIEL-Kopf-Kammsonde.	65
5.8	Abbildung Tip-Timing-Sonden.	67
5.9	Anregungseinheiten.	68
5.10	Horngeometrie im Schnitt.	70
5.11	Vorversuch zur Feststellung des Dämpfungseinflusses des Wabengitters und Kevlar-Gewebes.	71
5.12	Lautsprecherkavität und Horneinsatze.	72
5.13	CAMPBELL-Diagramm für die akustische Anregung.	73
5.14	Aliasing Diagramm mit der Ordnung der akustischen Anregung, die Knotendurchmesser (m) anregt.	74
5.15	Ansteuerungssystem bestehend aus Signalerzeugung- und Erfassungseinheit (1), Steuercomputer (2) und Leistungsverstärker (3).	75
6.1	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP0.	80
6.2	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP0.	80
6.3	Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11.	81
6.4	Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11.	81
6.5	Stabilität der Betriebspunkteinstellung für OP0 in Messebene ME 2.00.	84
6.6	Fertigungsabweichungen der Blisk nach optischer 3D-Vermessung.	85
6.7	Eigenfrequenzen und Verstimmung.	86
6.8	Verstimmung Δf aus FEM-Simulation und Messung mit Anregung durch Impulshammer.	87
6.9	Dispersionsdiagramm für die ersten drei Schwingungsfamilien der Blisk.	88
6.10	Fourier-Transformation des Musters der Verstimmung.	89
6.11	Vergleich zwischen einer Abklingkurve und der Rampenanregung.	90
6.12	Dämpfung über den Massenstrom.	92
6.13	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0 Nennlast.	93
6.14	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP1 Teillast.	93
6.15	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP5 starke Fehlanströmung.	94
6.16	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0. Vergleich verschiedener Stromungslosler, Pre-Test Daten aus Meinzer et al. (2015).	95
6.17	Vergleich der Standardabweichung der Dämpfung mit einer numerischen Variation des Massenstroms. Messdaten für Betriebspunkt OP0. Anregung mit $S = 0.1$ Hz/s.	96
6.18	Standardabweichung der aerodynamischen Dämpfung in Abhängigkeit des Phasendifferenzwinkels.	97
6.19	Anregungsfrequenzen für die Knotendurchmesser 0 bis 32 in Betriebspunkt OP0 über dem Frequenzgang einer Anregungseinheit.	98
6.20	Amplitudenabhangigkeiten bei Resonanz.	99
6.21	Aerodynamische Dämpfung für OP0 bei einer Anregung mit $S = 0.5$ Hz/s.	100

6.22	Simulation aerodynamische Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0.	102
6.23	Aeroelastik-Simulation (zeitlinearisiert) für das mittlere und das gro- be Netz.	102
6.24	Einfluss unterschiedlicher Anregungswinkel bei OP0 mit Regelung von Phase und Amplitude mit $S = 0.5$ Hz/s.	104
6.25	Einfluss der Hornöffnung bei einem Anregungswinkel von 33° , mit $S = 0.5$ Hz/s	105
6.26	Änderung der Druckverteilung über die Zeit auf Stator und Rotor durch den Einfluss der Hornöffnung.	106
6.27	Amplitude der Schaufelantwort in Abhängigkeit vom Schalldruckpegel.	107
6.28	Amplituden und Phasen Regelung.	109
6.29	Auslegung eines akustischen Anregungssystems unter Berücksichti- gung der Erkenntnisse dieser Arbeit.	110
A.1	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP1.	134
A.2	Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe OP1.	134
A.3	Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11.	135
A.4	Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11.	135
A.5	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP2.	136
A.6	Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP2.	136
A.7	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP2.	137
A.8	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP3.	138
A.9	Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP3.	138
A.10	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP3.	139
A.11	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP4.	140
A.12	Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP4.	140
A.13	Dämpfung über Knotendurchmesser für OP4.	141
A.14	Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP5.	142
A.15	Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe OP5.	142
A.16	Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11.	143
A.17	Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11.	143
A.18	Umfangsgemittelter Totaldruck p_{tot} in der Messebene ME 3.02	144
B.19	Messebenen vor der Versuchsturbine.	145

Tabellenverzeichnis

4.1	Auslegungsparameter der einstufigen Versuchsturbine.	50
4.2	Parameter der finalen Schaufelauslegung.	54
4.3	Netzstudie bezüglich Druckverhältnis, Wirkungsgrad und Leistung. . .	58
5.1	Instrumentierung in den Messebenen.	66
5.2	Position der Tip-Timing-Sonden.	67
6.1	Betriebspunkte im Versuch.	78
6.2	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP0.	82
6.3	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP1.	82
6.4	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP5.	83
6.5	Maximaler Fehler der Frequenzrate für die Anregung mit verschiedene Frequenzraten S	101
A.1	Betriebspunkte im Versuch.	133
A.2	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP2.	137
A.3	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP3.	139
A.4	Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP.	141
B.5	Durchflusskoeffizienten C in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re	149

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
A	m	Amplitude	Gl. 2.65
A	m^2	Fläche	Gl. 2.10
a	m/s	Schallgeschwindigkeit	$\sqrt{\kappa RT}$
a	kg/s^2	aerodynamischer Übertragungs- koeffizient	Gl. 2.14
B	–	Schaufelanzahl	Gl. 2.60
b	m	halbe Sehnenlänge	$b = c/2$
C	kg/s	Dämpfung (Matrix)	Gl. 2.3
c	m	Sehnenlänge	Gl. 2.9
c	m/s	Geschwindigkeit	
D	kg/s	Dämpfung (Matrix)	Gl. 2.47
D	–	Dämpfungsgrad	Gl. 2.63
D	m	Durchmesser, Außendurchmesser	
d	m	Innendurchmesser	
d	kg/s	Dämpfungskoeffizient	Gl. 2.27
E	Nm	Energie	Gl. 2.19
F	N	Kraft	Gl. 2.3
f	N	Kraft (Vektor)	Gl. 2.12
f_E	1/s	Eigenfrequenz	Gl. 2.4
f_R	–	Drehfrequenz des Rotors	Gl. 2.4
h	kJ/kgK	spezifische Enthalpie	
i	–	Imaginäre Einheit	$i = \sqrt{-1}$
K	kg/s^2	Steifigkeit (Matrix)	Gl. 2.3
k	kg/s^2	Steifigkeit	Gl. 2.13
k	–	Reduzierte Frequenz	Gl. 2.11

Nomenklatur

Ma	-	MACH-Zahl	$Ma=c/a$
M	kg	Masse (Matrix)	Gl. 2.3
m	kg	Masse	Gl. 2.13
m	–	Knotendurchmesser	Gl. 2.4
\dot{m}	kg/s	Massenstrom	
N	–	Anzahl	Gl. 2.60
n	min^{-1}	Drehzahl	Tab. 4.1
n	m	Normalenvektor	Gl. 2.21
P	W	Leistung	Tab. 4.1
p	Pa	statischer Druck	Gl. 2.21
Q	–	Modalmatrix	Gl. 2.44
q	m	generalisierte Koordinate	Gl. 2.12
qm	kg/s	Massenstrom	
Re	–	Reynolds-Zahl	
R	m	Radius	
r	m	Radius	
S	m^2	Oberfläche	Gl. 2.22
S	–	Teilungsverhältnis	Gl. 2.9
S	Hz/s	Rampensteigung	Gl. 2.69
s	m	Teilung	Gl. 2.9
T	K	statische Temperatur	
T_{amb}	K	Umgebungstemperatur	
T	s	Periode	Abb. 2.6
T_{tot}	K	Totaltemperatur	
Tu	–	Turbulenzgrad	
t	s	Zeit	Gl. 2.3
t_P	m	Teilung des Profils	
u_i, u_j, u_k	m/s	Geschwindigkeitskomponente	Gl. 2.29
V	m/s	Betrag der Geschwindigkeit	Gl. 2.11
V	m	Vergrößerungsfunktion	Gl. 2.65
V	m^3	Volumen	Gl. 2.29
W_{cyc}	Nm	Zyklische Arbeit	Gl. 2.20
x, y, z	m	kartesische Koordinaten	
x_i, x_j, x_k	m	kartesische Koordinaten	Gl. 2.30

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
α	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit	
β	$^\circ$	An-/Abströmwinkel	Tab. 4.2
β		REYLEIGH-Dämpfung	Gl. 2.49
α		REYLEIGH-Dämpfung	Gl. 2.49
Δ	-	Differenz	
δ	-	Auslenkung	Gl. 2.61
η	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	dynamische Viskosität	Gl. 2.30
η	-	Frequenzverhältnis	Gl. 2.65
η_{is}	-	isentropen Turbinenwirkungsgrad	
Θ	$^\circ$	Umfangswinkel	
κ	-	Isentropenexponent	
κ	-	dimensionslose aerodynamische Steifigkeit	Gl. 2.27
Λ	-	Logarithmisches Dekrement	Gl. 2.26, Gl. 2.63
λ	m	Wellenlänge	Abb. 2.6
λ	rad	Eigenwert	Gl. 2.38
λ^*	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	erste Lamé-Konstante	Gl. 2.30
μ	-	Massenverhältnis	Gl. 2.10
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität	
ξ	m	Hauptkoordinate	Gl. 2.13
Π	-	Druckverhältnis	Tab. 4.1
π	-	Kreiszahl	Gl. 2.10
ρ	kg/m^3	Dichte	Gl. 2.10
σ	-	Nabenverhältnis	Tab. 4.1
σ	$^\circ$	Phasendifferenzwinkel, IBPA	
ϕ		beliebige Erhaltungsgrößen	
ϕ	rad	Phasenverschiebung	
Ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit	Gl. 2.52
ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit	Gl. 2.3

Tiefgestellte Indizes

Index	Bedeutung
0	stationär (Gl. 2.57)
A	Aerodynamik, Fluid
aero	Aerodynamik, Fluid
amb	Umgebung
bwd	rückwärts
cyc	zyklisch
D	Dämpfung
E	Eigenfrequenz
euler	auf den EULER-Radius bezogen
F	Anregung
fwd	vorwärts
k	kinetisch
korr	korrigiert
krit	kritisch
m	Modenordnung m
P	Profil
p	potentiell
R	Rotor
red	reduziert
ref	Referenz
rel	relativ
rev	Umdrehung, (engl. <i>revolution</i>)
S	Struktur
s	statisch
sat	gesättigt
tip	Schaufelspitze, (engl. <i>tip</i>)
tt	total-total
ts	total-statisch
t	total

Notation

Symbol	Bedeutung
\bar{u}	zeitlicher Mittelwert von u nach Reynolds
u'	Schwankungsgröße von u nach Reynolds
\tilde{q}	komplexe Größe q
$\underline{\tilde{q}}$	konjugiert-komplexe Größe q
\hat{q}	Amplitude q
\dot{x}	Erste zeitliche Ableitung von x
\ddot{x}	Zweite zeitliche Ableitung von x
$\{q\}$	Vektor q
$[M]$	Matrix M
$[M]^{-1}$	Inverse der Matrix M
$[Q]^T$	Transponierte der Matrix Q
$[Q]^H$	Hermetische der Matrix Q
$ q $	Betrag von q
$\Re\{q\}$	Realteil von q
$\Im\{q\}$	Imaginärteil von q

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
AE	A nregungseinheit
AES	A coustic E xcitation S ystem
Blisk	B lade integrated disk
CAD	C omputer A ided D esign
CFD	C omputational F luid D ynamics
DLR	D eutsches Z entrum für L uft- und R aumfahrt e.V.
DMS	D ehnungsmessstreifen
EERE	E stimated E xtrapolated R elative E rror
EO	E rregerordnung
EPFL	É cole p olytechnique f édérale de L ausanne
FEM	F inite E lement M ethode
FPGA	F ield P rogrammable G ate A rray
GCI	G rid C onvergence I ndex
GE	G eneral E lectric
GMRES	G eneralized m inimal r esidual m ethod
HCF	H igh C ycle F atigue
IBPA	I nterblade P hase A ngle (Phasendifferenzwinkel σ)
KD	K notendurchmesser, Umfangsmodenordnung m
LE	L eading E dge
LES	L arge E ddy S imulation
ME	M esseebene
NGAV	N iedergeschwindigkeits a xialverdichter
OP	O perating P oint
OPR	O nce P er R evolution
PK	Methode von Panovsky und Kielb (2000)
RANS	R eynolds A varaged N avier S tokes
STCF	S tandard C onfiguration
TE	T railing E dge
THD	T otal H armonic D istorsion
TRACE	T urbomachinery R esearch A erodynamic C omputational E nvironment
URANS	U nsteady R eynolds A veraged N avier S tokes

1 Einleitung

Das Streben nach einer nachhaltigen Nutzung der vorhandenen Ressourcen spiegelt sich weltweit in regulatorischen Maßnahmen zur Senkung der Kohlendioxidemissionen (CO_2) wider. Bis zum Jahr 2050 beabsichtigt die Europäische Union, eine Senkung der CO_2 -Emissionen von bis zu 95% gegenüber denen im Jahr 1990 zu erzielen. Dieses Ziel soll insbesondere durch eine Transformation des Energiesektors zur Nutzung regenerativer Energieträger erreicht werden. Diese erfordert eine Flexibilisierung des Betriebs konventioneller Kraftwerke, um die Integration volatiler Energieträger in das Verbundnetz zu ermöglichen und die Versorgungssicherheit während dieser Transformation zu erhalten.

1.1 Flexible Betriebsweise von Kraftwerken

Die stationären Gas- und Dampfturbinen konventioneller Kraftwerke müssen für ihre neue Rolle der Kompensation für volatile erneuerbare Energieträger weiterentwickelt werden. Die dafür notwendige flexiblere Betriebsweise zeichnet sich durch kürzere Startzeiten, schnellere Lastwechsel sowie häufigen Teillast- und Niedriglastbetrieb bei weiter steigender Effizienz und sinkenden Investitions- und Betriebskosten aus. Der Fokus rückt dabei weg von der Betrachtung des höchsten Wirkungsgrads eines einzelnen Kraftwerks hin zum besten Nutzungsgrad des Kraftwerks im Netzverbund unter Berücksichtigung von Teil- und Spitzenlastbetrieb (Schröder und Foos 2013).

Den Schaufeln von Turbomaschinen kommt eine besondere Bedeutung zu, da sie großen thermischen und mechanischen Kräften ausgesetzt sind und gleichzeitig ihr Verschleiß wesentlichen Einfluss auf die Effizienz und die Betriebskosten hat. Eine Verbesserung der Auslegungswerkzeuge für Schaufeln ermöglicht, die Betriebsbedingung und Lebensdauer genauer vorherzusagen und damit Unsicherheiten bei der Bestimmung der Betriebsgrenzen zu reduzieren. Der geforderte flexiblere Betrieb der Turbomaschinen bedeutet auch eine Vergrößerung der Kennfelder, welche dadurch erzielt werden kann, dass einerseits die Sicherheitsbereiche an den Betriebsgrenzen reduziert und andererseits die Betriebsgrenzen selbst erweitert werden. Beispielsweise könnte durch eine genauere Kenntnis der Aeroelastik eine deckbandfreie End-

1 Einleitung

stufenschaufel ausgelegt werden. Aufgrund der eingesparten Masse des Deckbandes an der Schaufelspitze sinkt die Beanspruchung durch Fliehkraft, sodass eine höhere Belastung durch Strömungskräfte ermöglicht werden könnte. In ähnlicher Weise erwachsen Fragestellungen für viele andere Disziplinen. Die Aeroelastik, die die Wechselwirkung zwischen Fluid und Struktur beschreibt, steht im Zentrum dieser Arbeit.

1.2 Relevanz der Aeroelastik für Turbomaschinen

Die Strömung in Turbomaschinen ist inhärent instationär. Greitzer et al. (2004) zeigen am Beispiel einer als reibungsfrei, adiabat und stationär betrachteten Turbomaschine, dass diese keine Arbeit umsetzen kann. Eine Änderung der Totalenthalpie wird erst durch die zeitliche Änderung des Drucks möglich. In Turbomaschinen wechseln sich stehende Statorschaufeln und sich mit der Welle mitdrehende Rotorschaufeln ab. Die Rotorschaufeln schneiden fortlaufend durch die Wirbelnächläufe der Statorschaufeln und prägen dem Strömungsfeld so eine große harmonische Instationarität auf. Die Schaufeln selbst und angrenzende durchströmte oder umströmte Komponenten der Turbomaschine sind dadurch anhaltenden Wechselbeanspruchungen ausgesetzt, infolge derer Schäden durch Werkstoffermüdung (engl. *high cycle fatigue*, HCF) auftreten.

Kushner (2004) gibt an, dass 40% bis 50% der Stillstandszeiten von Gasturbinen auf HCF-Beanspruchung der Schaufeln zurückzuführen sind. El-Aini et al. (1997) zufolge werden fast 90% der potentiellen HCF-Probleme während der Entwicklung einer neuen Turbomaschine entdeckt, jedoch sind die verbleibenden Prozent für fast 30% der Entwicklungskosten und über 25% der nachfolgenden HCF-Schäden verantwortlich. Die Schaufeln der hinteren Stufen sind in Turbinen besonders lang und dünn und damit sehr anfällig für Schwingungen. In Dampfturbinen treten die Schäden laut Artens et al. (1984) zu jeweils 29% in den letzten beiden Laufschaufelreihen auf.

Die praktische Relevanz der Aeroelastik für den Betrieb von Turbomaschinen resultiert aus diesem Schadenspotential. Eine besser abgesicherte Beherrschung der Aeroelastik in der Auslegung verspricht einen noch sichereren und wirtschaftlicheren Betrieb von Turbomaschinen, insbesondere auch vor dem Hintergrund der Forderung nach einer flexibleren Betriebsweise von Kraftwerken.

1.3 Rolle der aerodynamischen Dämpfung

Die in Turbomaschinen auftretenden Schwingungen können in drehzahlsynchrone und drehzahlasynchrone Schwingungen unterteilt werden. Zu ersteren zählen fremderregte Schwingungen, wie sie beispielsweise durch Schaufelnachläufe angeregt werden, zu letzteren zählen selbsterregte Flutter-Schwingungen. Beiden gemein ist, dass die Schwingung durch eine aerodynamische Reaktionskraft – die aerodynamische Dämpfung – wesentlich bestimmt wird. Die aerodynamische Dämpfung begrenzt die Amplitude einer fremderregten Schwingung und bestimmt über die Stabilität einer selbsterregten Schwingung. Deshalb ist sie essentiell für die sichere Auslegung von Turbomaschinen. Dennoch findet die Bestimmung der aerodynamischen Dämpfung durch Experimente unter möglichst realistischen Randbedingungen bisher nur wenig Beachtung. Dem Aeroelastiker D.S. WHITEHEAD, später Direktor des Whittle Labs an der Cambridge University, wird von Srinivasan (1997) die folgende Anmerkung während einer Podiumsdiskussion zur Turbomaschinen-Aeroelastik im Jahre 1972 zugeschrieben:

„[that he was] struck rather forcible by the almost complete absence of experimental data on these things“

und auch Srinivasan (1997) schließt seinen Review-Artikel 25 Jahre später mit der Aufforderung:

„An excellent beginning can be made at laboratory level to obtain good data. We need accurate measurements of aerodynamic and structural characteristics through non intervening measurement tools.“

In diesem Sinne ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, die aerodynamische Dämpfung unter möglichst realistischen Randbedingungen in einer rotierenden Turbomaschine berührungslos zu messen.

1.4 Zielsetzung und These

Dieses Ziel wird weiter konkretisiert, in dem zur Wahrung realistischer Randbedingungen eine berührungslose Schwingungsanregung und Schwingungsmessung gefordert wird. Die Schwingung des Schaufelkranzes soll nämlich nicht durch die Mess- oder Anregungseinrichtung verstimmt werden. Weiter ist eine gezielte Schwingungsanregung notwendig, um kontrollierte und wiederholbare Versuchsbedingungen zu schaffen. In Vorarbeiten des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover wurde ein akustisches Anregungssystem entwickelt,

1 Einleitung

das für dieses Vorhaben geeignet scheint. Für den Versuch steht eine Luftturbine im Technikumsmaßstab bereit. Auf dieser Grundlage wird die These der Arbeit wie folgt formuliert:

„Die akustische Schwingungsanregung ist geeignet, um das Laufrad in einer Axialturbine zur Schwingung anzuregen, sodass die aerodynamische Dämpfung der Schwingung quantitativ bestimmt werden kann. Der Einsatz eines integralen Laufrads ermöglicht dabei die Isolation der aerodynamischen Dämpfung.“

Diese Arbeit umfasst zunächst die Auslegung einer einstufigen Turbine, deren Laufrad in Integralbauweise (engl. *blade integrated disk*, *Blink*) gefertigt wird, um den Einfluss der Reibungsdämpfung auf die Schwingung zu minimieren. Die Versuchsturbine wird dazu mit einem Zugankerrotor ausgerüstet, so dass die Blink aufgenommen werden kann. Das doppelwandige Gehäuse der Turbine wird ebenfalls neu angefertigt und für die Aufnahme der akustischen Anregungseinheiten angepasst. Das akustische Anregungssystem wird nach den Erkenntnissen der Vorarbeiten auf die Luftturbine adaptiert und um eine Regelung erweitert. An geeigneten Stellen wird im Versuch die Strömung durch die Turbine gemessen, um einerseits Randbedingungen für die numerische Simulation der Aerodynamik und Aeroelastik zu erhalten und um andererseits die Vorhersage dieser Simulationen mit dem Experiment zu validieren. Die Bestimmung der Dämpfung der Schwingung des Schaufelkranzes erfolgt aus einer akustischen Rampenanregung unter konstanten aerodynamischen Bedingungen. Dem Autor ist keine Untersuchung bekannt, in der die aerodynamische Dämpfung in einer Turbomaschine an einer rotierenden Blink, also ohne Einfluss der Reibungsdämpfung, gemessen wird. In dieser Arbeit soll unter Zuhilfenahme der akustischen Anregung ein Experiment aufgebaut und durchgeführt werden, um die aerodynamische Dämpfung unter realistischen Betriebsbedingungen quantitativ zu bestimmen und diese Daten zur Verifikation der Simulation zu verwenden.

1.5 Gliederung und Anmerkungen

Im Anschluss an diese Einleitung werden zunächst die Grundlagen der Aeroelastik in Turbomaschinen dargestellt (Kap. 2), die für das Verständnis der Arbeit notwendig sind. Dies umfasst die Methoden zur Modellierung der Fluid-Struktur-Interaktion und deren Grenzen, die diese Arbeit insoweit motivieren als ein Mangel an Messdaten zur Validierung dieser Modellierung herrscht. Weiter werden die Einflussgrößen auf die aerodynamische Dämpfung erläutert und Methoden zur Messung von Schaufelschwingungen beschrieben. Darauf folgt ein Überblick über den Stand der Wissenschaft und Technik zur Anregung von Schaufelschwingungen und Messung

der aerodynamischen Dämpfung an rotierenden Schaufelkränzen (Kap. 3), um dem Leser die Möglichkeit zu geben, diese Arbeit einordnen zu können. Daraus wird die Motivation der Arbeit abgeleitet. In Kap. 4 wird die Auslegung der Turbinenstufe sowie das Simulationsmodell und in Kap. 5 der Aufbau des Experiments sowie das akustische Anregungssystem beschrieben. Die Ergebnisse der Strömungsmessungen, der Messung der Verstimmung der Schaufel sowie die der Schwingungsmessungen und der akustischen Anregung werden in Kap. 6 dargestellt. Im letzten Kapitel werden Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen gezogen und im Ausblick Ansätze für Anschlussarbeiten abgeleitet.

In dieser Arbeit wird versucht, weitgehend deutsche Fachbegriffe zu verwenden. Die wissenschaftliche Auseinandersetzung mit der Aeroelastik findet jedoch überwiegend im englischsprachigen Raum statt. Ebenso ist Englisch die Sprache wissenschaftlicher Publikation. Fachbegriffe werden deshalb kursiv gesetzt und in Klammern der deutschen Bezeichnung ergänzend nachgestellt. Dort, wo Namen von Persönlichkeiten Teil eines Begriffs sind, wird deren Name in Kapitälchen gesetzt, um durch diese Hervorhebung die Leistung der Person zu würdigen. In Abweichung zu den deutschen Gepflogenheiten wird in dieser Arbeit der Punkt als Dezimaltrennzeichen verwendet.

2 Grundlagen

Das Fachgebiet der Aeroelastik widmet sich dem Zusammenspiel der Kräfte, die aus den aerodynamischen, den elastischen und den Trägheitseigenschaften einer Struktur folgen. Im besonderen Fokus dieses Fachgebiets stehen zu Anfang Flugzeuge, aber auch Schwingungen von Bauwerken und Telegraphenleitungen motivieren die Forschung. Die drei Kräfte, deren Zusammenspiel die Aeroelastik prägen, ordnet Collar (1946) in einem Dreieck an und gliedert den Seiten des Dreiecks der Aeroelastik angrenzende Fachgebiete und Phänomene an, während die aeroelastischen Phänomene in der Mitte des Dreiecks verortet werden. Seither ist das COLLAR-Dreieck (Abb. 2.1) Teil vieler Einführungen in die Aeroelastik.

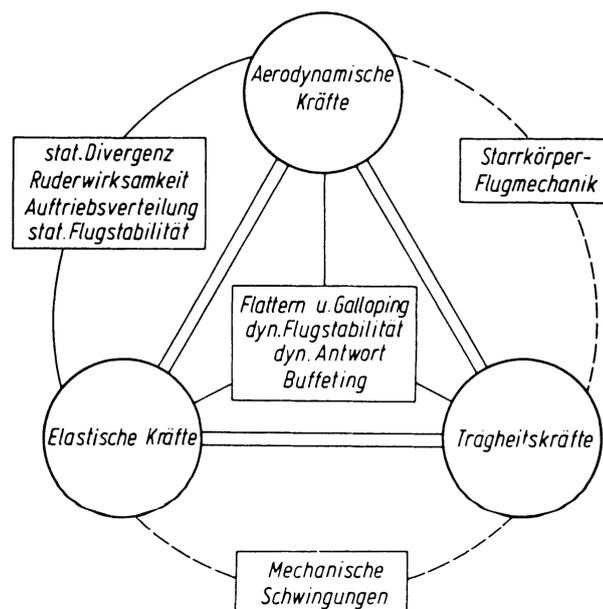


Abbildung 2.1: Das COLLAR-Dreieck (Collar 1946) aus Försching (1974).

Manche dieser angrenzenden Teilgebiete können als besondere Aspekte der Aeroelastik angesehen werden (Dowell et al. 2004), wenn auch in der Regel nur die statische Aeroelastik (aerodynamische und elastische Kräfte) zur Aeroelastik gezählt wird. Die angrenzenden Gebiete, d.h. die Flugmechanik, die Regelung und dynamische Stabilität (Aerodynamik und Trägheit) sowie die Schwingungen (Elastik und

2 Grundlagen

Trägheit), zeigen die Aktualität der aeroelastischen Fragestellungen der seinerzeit aufstrebenden Luftfahrt und den interdisziplinären Charakter der Aeroelastik. Aber auch der spektakuläre Einsturz der Tacoma Narrows Brücke im US Bundesstaat Washington im Jahr 1940 fällt in diese Zeit und begründet über die Luftfahrt hinaus Forschungsbedarf auf dem Gebiet der Aeroelastik.

Eine Art der historischen Einordnung aeroelastischer Phänomene ist durch eine quantitative Analyse mit den Mitteln der Computerlinguistik möglich. Dazu werden normierte Häufigkeiten von Wörtern oder Wortkombinationen (sog. N-Gramme) über die Zeit dargestellt. Das Google Books Projekt stellt dafür den Datensatz sowie ein Auswertungswerkzeug (Michel et al. 2011) zur Verfügung. In Abb. 2.2 ist eine Analyse für die Begriffe *aeroelasticity*, *aerodynamic damping*, *aerodynamic stability*, *turbomachine* und *high cycle fatigue* dargestellt. Nach dem zweiten Weltkrieg ist ein sprunghafter Anstieg der Häufigkeiten fast aller Begriffe zu erkennen. In diese Zeit fällt nicht nur die Kommerzialisierung der Luftfahrt selbst, sondern auch die breite Einführung der Gasturbine sowohl in der Luftfahrt als auch in der Energiewandlung. Einen zweiten Schub erfährt die Entwicklung in den siebziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts. Mit dem Begriff *high cycle fatigue* werden Dauerschwingbrüche bezeichnet, die in der nun weit entwickelten Turbomaschinenindustrie zu erheblichen Kosten führten und Entwicklungsprogramme sowohl in den Werkstoffwissenschaften als auch in der Aeromechanik anstießen (Friend 2001). Die aeromechanischen und aerothermischen Lasten auf die Komponenten der Turbomaschinen stiegen gleichzeitig an. Die Ölkrise der siebziger Jahre stellte die Effizienz in der Energiewirtschaft und kommerziellen Luftfahrt in den Vordergrund. Mit dem Ende des Kalten Krieges rückte die Kostensenkung – angesichts sinkender Militärbudgets – noch weiter in den Fokus (Friend 2001).

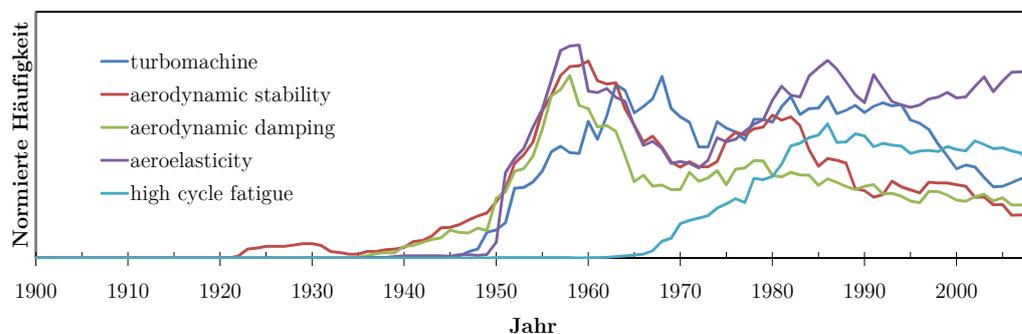


Abbildung 2.2: Häufigkeit der Nennung relevanter Begriffe der Aeroelastik über das zwanzigste Jahrhundert.

Die Aeroelastik hat sich als Begriff und als Fachgebiet erst in den dreißiger Jahren heraus kristallisiert. Im Flugzeugbau treten hier Stabilitätsprobleme an Tragflügeln und Quer- und Seitenrudern auf; mit steigenden Fluggeschwindigkeiten rückt

zunehmend die dynamische Aeroelastik in den Vordergrund (Försching 1974). Im Rückblick deuten aber auch die Beschreibungen von Flügelbrüchen bei den ersten Flugversuchen der frühen Luftfahrtpioniere auf Torsionsdivergenz und damit auf ein Phänomen der statischen Aeroelastik hin (Försching 1974). Bei den stationären Turbomaschinen werden insbesondere erzwungene Schwingungen durch Teilbeaufschlagung beschrieben (Stodola 1914, Baumann 1921, Campbell 1924). Frühe Berichte über selbsterregte Schwingungen kommen aus dem Bereich der Gasturbinen und wurden bei Verdichtern beobachtet (Shannon 1945).

Einen Überblick über die ersten 50 Jahre der Aeroelastik liefert Collar (1978). Die Lehrbücher von Försching (1974), Fung (2008), Bisplinghoff et al. (2013) und Dowell et al. (2004) geben eine Einführung in die klassischen Methoden der Aeroelastik. Letzteres nimmt auch Bezug auf die aktuellen numerischen Verfahren, die um die Jahrtausendwende entwickelt werden.

2.1 Turbomaschinen Aeroelastik

Einen Überblick über die Aeroelastik der Turbomaschinen liefern das zweibändige AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-flow Turbomachines (Platzer und Carta 1987, 1988) sowie die Review-Artikel von Verdon (1993), Försching (1994), Marshall und Imregun (1996), Srinivasan (1997). Dowell et al. (2004) widmen den Turbomaschinen und den numerischen Berechnungsmethoden, die dort Anwendung finden, ebenfalls Kapitel in ihrem Buch.

Aus dem kontinuierlichen Arbeitsprinzip der Turbomaschine folgt zwangsläufig die Anordnung der Schaufelblätter auf einem Kreisumfang. Der Schaufelkranz kann in eine Folge gleichförmiger Schaufelsegmente unterteilt werden, woraus sich eine zyklisch-symmetrische Struktur ergibt. Die Schwingformen des Schaufelkranzes bilden diese zyklische Symmetrie ab und werden anhand ihrer Knotendurchmesserlinien charakterisiert. Die Knotenlinien teilen Gebiete entgegengesetzter Schwingungsauslenkungen; auf den Knotenlinien selbst findet keine Bewegung statt. Wird eine schwingende Scheibe mit feinem Sand bestreut, sammelt sich dieser auf den Knotenlinien. Diese Klangfiguren (Abb. 2.3, links) werden zuerst von Chladni (1787) beschrieben. Dreht sich der Schaufelkranz, entsteht dadurch der Eindruck einer über den Umfang wandernden Welle (engl. *traveling wave*). Es findet dabei eine Unterscheidung zwischen den in Drehrichtung, vorwärtslaufenden Wellen (engl. *forward traveling wave*) und den entgegen der Drehrichtung des Rotors wandernden rückwärtslaufenden Wellen statt (engl. *backward traveling wave*). In Abb. 2.3, rechts ist eine solche Traveling Wave eines Schaufelkranzmodells gezeigt. Die einzelnen Schaufelsegmente führen in der zyklisch-symmetrischen Struktur alle die gleiche Bewegung

2 Grundlagen

aus, jedoch um einen konstanten Phasendifferenzwinkel σ (engl. interblade phase angle) zum benachbarten Segment versetzt:

$$\sigma_{fwd} = \frac{360^\circ \cdot m}{N} \quad (2.1)$$

$$\sigma_{bwd} = \frac{360^\circ \cdot (N - m)}{N}. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet N die Anzahl der Schaufeln und m den Knotendurchmesser sowie σ_{fwd} den Phasendifferenzwinkel der vorwärtslaufenden Welle bzw. σ_{bwd} den der rückwärtslaufenden Welle. Diese Beobachtung ermöglicht es, wie Lane (1956) zeigt, das aeroelastische Verhalten des ganzen Schaufelkranz durch eine einzige Schaufel beschreiben zu können und damit die Anzahl der Freiheitsgrade deutlich zu reduzieren.

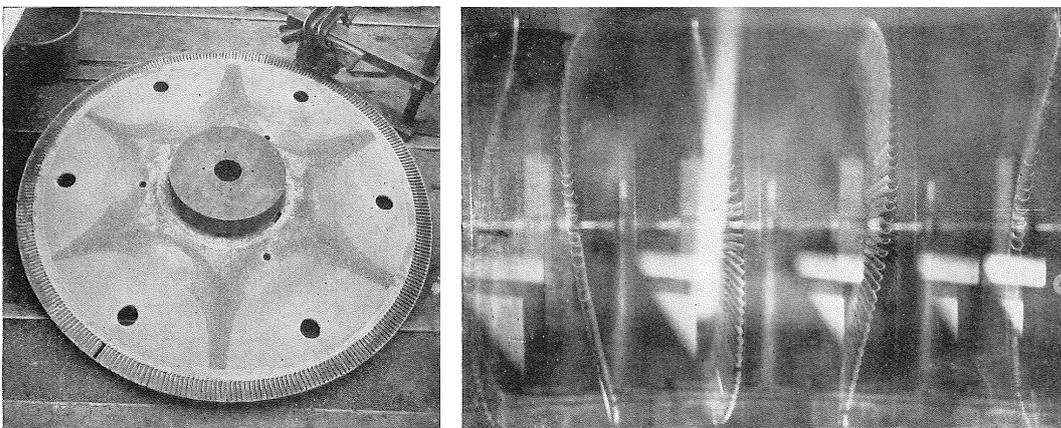


Abbildung 2.3: Mit Sand sichtbar gemachte Knotenlinien auf einem Schaufelkranz (links), Traveling Wave eines Schaufelkranzmodells (rechts), aus Campbell (1924).

Die in Turbomaschinen auftretenden aeroelastischen Phänomene können in synchrone und asynchrone Schwingungen unterteilt werden. Die synchronen Schwingungen sind dadurch charakterisiert, dass die Frequenz der Schwingung ein Vielfaches der Drehfrequenz des Rotors ist. Hier erfolgt die Anregung durch eine gehäusefeste Störung in der Strömung. Die asynchronen Schwingungen sind dagegen unabhängig von der Drehzahl und werden von instationären Effekten der Schaufelumströmung angeregt. Daneben treten auch Impulsanregungen auf, beispielsweise durch angesaugte Fremdkörper, die auf eine Schaufel treffen.

Das aeroelastische System einer in der Strömung schwingenden Schaufel kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$[M_S + M_A]\ddot{x} + [C_S + C_A]\dot{x} + [K_S + K_A]x = F_A \sin(\omega t). \quad (2.3)$$

Auf der linken Seite steht hier die Bewegungsgleichung der Struktur (Index S), darin enthalten sind die Einflüsse des umgebenden Fluides (Index A), die einen zusätzlichen Beitrag zu der Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrix liefern, hier bezeichnet mit $[M]$, $[C]$ und $[K]$. Auf der rechten Seite steht die aerodynamische Erregungskraft F_A , beispielsweise aus Schaufelnachläufen im Fall einer synchronen Schwingung.

2.1.1 Synchrone Schwingungen

Zu den synchronen Schaufelschwingungen zählt insbesondere die erzwungene Anregung (engl. *forced response*), die durch Schaufelnachläufe, aber auch durch Potentialeffekte, Unwuchten des Rotors, Anstreifen der Schaufeln oder lokale Temperaturunterschiede hervorgerufen wird. Die sich einstellende Schwingung befindet sich in einem energetischen Gleichgewicht zwischen der Anregungskraft und den mechanischen und aerodynamischen Dämpfungseinflüssen. Campbell (1924) untersucht ab 1919 Schwingungen von Turbinenrädern bei *General Electric*. Dabei stellt er auf dem Schaufelrad umlaufende Wellenbewegungen fest. Diese *traveling waves* untersucht er mit Hilfe von Wirbelstromsensoren, deren Signale er auf einem Oszilloskop darstellt. Untersuchungen finden an stehenden Turbinenrädern wie auch an rotierenden Turbinenrädern, sowohl im stationären als auch im rotierenden System statt, für Letzteres kommt ein Schleifring zur Signalübertragung zum Einsatz. Campbell (1924) stellt weiter fest, dass schon kleine Druckunterschiede, beispielsweise durch einen Dampfstrahl, ausreichend sind, um eine Schwingung anzuregen und aufrechtzuerhalten. Eine gezielte Anregung von Schwingungen wird mit einem Elektromagneten realisiert. Das von ihm vorgeschlagene Frequenz-Drehzahl-Diagramm ist heute als CAMPBELL-Diagramm bekannt. Zu dieser Zeit häufen sich Schäden an Dampfturbinen durch Schwingungen der oft zu dünnen Scheiben, wie Baumann (1921) an einer Vielzahl von Schadensfällen zeigt. Stodola (1914) hatte schon zehn Jahre vor CAMPBELL auf die Anregung von Turbinenscheiben durch Teilbeaufschlagung hingewiesen.

Das CAMPBELL-Diagramm (Abb. 2.4) zeigt die Eigenfrequenz einer Mode bzw. Schwingungsfamilie über der Drehfrequenz sowie Vielfache der Drehfrequenz f_R , sog. Erregerordnungen (EO). Am Schnittpunkt der Erregerordnung mit der Eigenfrequenz f_E kommt es zur Resonanz. Solche Schnittpunkte sind in Betrieb praktisch nicht vermeidbar. Deshalb müssen synchrone Schwingungen bei der Auslegung von rotierenden Maschinen berücksichtigt und Resonanzen mit Eigenfrequenzen im Dauerbetrieb vermieden werden.

Weiter führt Campbell (1924) aus, dass eine stehende Welle im rotierenden System von einem stationären Sensor oder Beobachter als eine vorwärtslaufende Welle mit

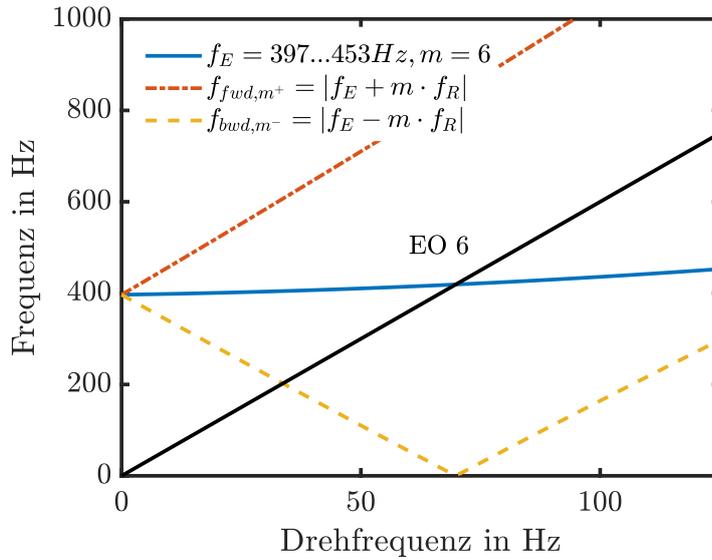


Abbildung 2.4: CAMPBELL-Diagramm.

der Frequenz f_{fwd} (Gl. 2.4) und eine rückwärtslaufende Welle mit der Frequenz f_{bwd} (Gl. 2.5) beobachtet wird:

$$f_{fwd} = |f_E + m \cdot f_R|, \quad m \in \mathbb{N}, \quad (2.4)$$

$$f_{bwd} = |f_E - m \cdot f_R|, \quad m \in \mathbb{N}. \quad (2.5)$$

Wird dagegen nur eine dieser Frequenzen beobachtet, handelt es sich statt um eine stehende Welle um eine vorwärtslaufende bzw. rückwärtslaufende Welle im rotierenden System. Am Schnittpunkt der Eigenfrequenz mit einer Erregerordnung wird die untere Frequenz $f_{bwd} = 0$ Hz; bei dieser kritischen Drehzahl liegt eine stehende Welle im stationären System vor. Ein Sensor würde in diesem Fall eine statische Auslenkung messen. Umgekehrt ist in diesem Fall schon eine kleine stationäre Kraft in der Lage, eine Resonanz anzuregen (Campbell 1924).

Kushner (1980) gibt Stellen an denen es zu einer erzwungenen Anregung kommen kann, sowie die Zusammenhänge zwischen Schaufelzahl, Knotendurchmesser und Anregungsfrequenz (f) an:

$$|y \cdot S| \pm |z \cdot R| = m \quad (2.6)$$

$$y \cdot S = h \quad (2.7)$$

$$f = y \cdot S \cdot \omega \quad (2.8)$$

Darin sind S und R die Anzahl der Stator- bzw. Rotorschaukeln, m der Knotendurchmesser, h eine Harmonische der Drehfrequenz ω und y, z ganzzahlige Faktoren.

Rotorscheiben und Schaufelkränze sind auf Grund von Fertigungsabweichungen, Inhomogenität des Materials oder Verschleißerscheinungen nicht perfekt symmetrisch. Dadurch kommt es zu einer Verstimmung der Eigenfrequenzen (engl. *mis-tuning*) der einzelnen Segmente und zu einem Aufbrechen der Symmetrie. Auf die Verstimmung wird in Abschn. 2.1.4 detailliert eingegangen.

2.1.2 Asynchrone Schwingungen

Drehzahlasynchrone Anregungen werden von dynamischen Instabilitäten in der Strömung hervorgerufen. Dazu zählen beispielsweise oszillierende Stöße in trans- und supersonischen Strömungen und periodische Strömungsablösungen. Insbesondere können selbsterregte Schwingungen auftreten, die als Flattern bezeichnet werden. Die aerodynamische Dämpfung wird in diesem Fall negativ und überwiegt die mechanische Dämpfung durch Material- und Reibungseinfluss. Die Amplitude der Schwingung erreicht beim Flattern schnell Größenordnungen, in denen es zur dauerhaften Schädigung oder zum Versagen der Struktur kommt. Eine Nichtlinearität des Schwingungssystems kann die Schwingung in einen Grenzyklus führen und damit den weiteren Anstieg der Schwingung unterbinden. Die Gefahr eines Dauerschwingbruchs ist damit aber nicht gebannt.

In Turbomaschinen treten Flutter-Schwingungen im Schaufelverbund unter Beteiligung von nur einer Mode (engl. *single mode flutter*) auf. Begünstigend wirkt dabei eine hohe Symmetrie des schwingenden Systems, d.h. eine geringe Verstimmung des Schaufelkranzes, und eine gute mechanische und aerodynamische Kopplung. Die mechanische Kopplung ist für integrale Schaufelräder aufgrund der fehlenden Reibungsdämpfung im Fußkontakt stärker. Die aerodynamische Kopplung ist dagegen für kleine Teilungsverhältnisse¹ S

$$S = \frac{s}{c}, \quad (2.9)$$

also einen geringeren Abstand der Schaufeln (s) im Verhältnis zur Sehnenlänge (c) und damit meist hohen Schaufelzahlen, stärker. Ein weiterer Parameter ist das Massenverhältnis (μ), das aus dem flächengewichteten Dichteverhältnis von Schaufel zu Fluid (Abb. 2.5) gebildet wird (Vogt 2005):

$$\mu = \frac{A_P \cdot \rho_P}{A_A \cdot \rho_A} = \frac{4 \cdot A_P \cdot \rho_P}{\pi c^2 \rho_A}. \quad (2.10)$$

¹Im Englischen ist die *solidity* als Kehrwert des Teilungsverhältnisses definiert, also c/s .

2 Grundlagen

Ein großes Massenverhältnis von $\mu \approx 150$ ist typisch für Turbomaschinen. Die geringe Trägheit des Fluides hat in diesem Fall einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Schaufelschwingung. Ist die Dichte des Fluides größer, wie beispielsweise im Fall von Verdichtern in Luftzerlegungsanlagen, oder die Dichte der Schaufel kleiner, wie typischerweise bei Tragflügeln, Fan-Schaufeln aus Faserverbundwerkstoffen oder Windenergieanlagen, so tritt für $\mu \approx 15$ Koaleszenz-Flattern auf. Im Gegensatz zum *single mode flutter* sind dabei zwei Moden beteiligt.

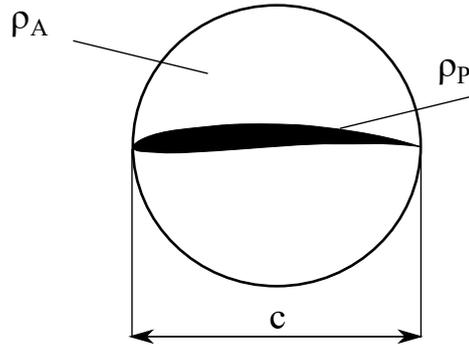


Abbildung 2.5: Massenverhältnis aus dem flächengewichteten Dichteverhältnis von Schaufel zu Fluid, nach Vogt (2005).

Der Einfluss der Strömung auf die Schwingung wird durch die reduzierte Frequenz k zum Ausdruck gebracht:

$$k = \frac{\frac{c}{V}}{\frac{1}{2\pi f}} = \frac{2\pi f c}{V}. \quad (2.11)$$

Sie ist das Verhältnis der konvektiven Zeit (der Zeit $t = c/V$), die ein Fluidpartikel mit der Strömungsgeschwindigkeit V braucht, um die Sehnenlänge c der schwingenden Schaufel zu passieren, zur Periode der Schaufelschwingung $1/f$ (Shannon 1945, Srinivasan 1997). Für Werte $k < 1$ besteht die Möglichkeit einer Interaktion zwischen Strömung und Struktur, die zu einer Flutter-Schwingung führen kann. Dabei ist anzumerken, dass ebenso die Definition mit der halben Sehnenlänge $b = c/2$ gebräuchlich ist. Eine andere bildliche Vorstellung der reduzierten Frequenz setzt die Wellenlänge der Störung, die die schwingende Schaufel im Fluid hinterlässt, ins Verhältnis zur Sehnenlänge der Schaufel (Platzer und Carta 1988, Carta 1989), siehe auch Abb. 2.6. Die reduzierte Frequenz alleine erlaubt jedoch noch keine Aussage darüber, ob eine Schaufel flattern wird oder nicht. Dazu ist eine Untersuchung der aeroelastischen Stabilität der Schaufel notwendig, die im nächsten Abschnitt dargestellt wird.



Abbildung 2.6: Reduzierte Frequenz aus Carta (1989).

2.1.3 Aeroelastische Stabilität

Die Bestimmung der aeroelastischen Stabilität ist eine zentrale Aufgabe der aeromechanischen Auslegung. Sie erfolgt durch die Bestimmung der Eigenwerte des untersuchten aeroelastischen Systems. Während dies für ein einfaches System mit einem Biege- und Torsionsfreiheitsgrad (engl. *typical section*) oder ein zweidimensionales System ebener Platten (Whitehead 1987) analytisch möglich ist, erfolgt die Berechnung für Turbomaschinen in der Praxis durch numerische Simulation der instationären Strömung im Zeit- oder Frequenzbereich. Die Modellierung der Strömung sowie die Grundlagen der Strukturmechanik sind in Abschn. 2.2 beschrieben.

Die aeroelastische Bewegungsgleichung (Gl. 2.3) wird mit Hilfe der generalisierten Koordinate q umgeschrieben zu

$$[M]\{\ddot{q}(t)\} + [K]\{q(t)\} = \{f_D(t)\} + \{f_F(t)\}. \quad (2.12)$$

Jetzt steht die strukturmechanische Beschreibung der Schaufeln auf der linken Seite, rechts sind die aerodynamischen Reaktionskräfte auf die Schaufelschwingung im Ausdruck $\{f_D(t)\}$ und die aerodynamischen Erregungskräfte im Ausdruck $\{f_F(t)\}$ zusammengefasst, vergl. Crawley (1988). Diese Beschreibungsweise hat ihren Grund darin, dass die in Gl. 2.3 aufgeführten Beiträge der Aerodynamik zur Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrix der Bewegungsgleichung nicht explizit vorliegen, sondern aus der aerodynamischen Reaktionskraft auf die Schwingung der Schaufel ermittelt werden müssen. Die modale Dämpfung des Schaufelkranzes wird hier auf der Strukturseite vernachlässigt. Für die in Turbomaschinen üblichen hohen Massenverhältnisse wird weiter angenommen, dass die Eigenvektoren des modal entkoppelten Systems gleich denen der homogenen Lösung sind.

In der Mechanik wird häufig eine Beschreibung in generalisierten oder verallgemeinerten Koordinaten (q), statt z.B. in kartesischen Koordinaten (x, y, z) gewählt. Dies vereinfacht die Darstellung, da jeder Freiheitsgrad durch eine Koordinate beschrieben wird. Hauptkoordinaten dagegen folgen aus der Zerlegung einer gekoppelten Differentialgleichung durch Hauptachsentransformation in ungekoppelte Differentialgleichungen. Dies wird auch als modale Entkopplung oder Modaltransformation bezeichnet (Abschn. 2.2.2).

2 Grundlagen

Für die Beurteilung der Stabilität ist der Flatter-Fall ausschlaggebend, in dem die aerodynamischen Erregungskräfte zu $\{f_F(t)\} = \{0\}$ gesetzt werden. Daraus folgt nach Frey (2011) mit der Hauptkoordinate ξ für eine betrachtete Mode m mit der modalen Masse m_m und der modalen Steifigkeit k_m der Mode die Gleichung

$$(-\omega^2 m_m + k_m) \{\tilde{\xi}\} = \{\tilde{q}_m\}^H \tilde{F}_D = \tilde{F}_m \quad (2.13)$$

in der Notation von Magnus et al. (2013). Darin ist \tilde{F}_D ist das Kraftfeld der aerodynamischen Kräfte auf der Schaufeloberfläche infolge der Schaufelbewegung. Für die Mode m gilt $\tilde{F}_m = \{\tilde{q}_m\}^H \tilde{F}_D$. Unter der Annahme einer linearen Antwort der Strömung ist \tilde{F}_m eine komplexe, lineare Funktion von $\{\tilde{\xi}_m\}$,

$$\tilde{F}_m = a_m(\omega) \{\tilde{\xi}_m\}, \quad (2.14)$$

mit dem aerodynamischen Übertragungskoeffizienten $a_m(\omega)$. Damit folgt die Gleichung

$$(-\omega^2 m_m + k_m) \{\tilde{\xi}_m\} = a_m(\omega) \{\tilde{\xi}_m\}, \quad (2.15)$$

mit dem Eigenwert

$$\omega^2 = \frac{k_m - a_m(\omega)}{m_m} \quad (2.16)$$

als Lösung. Aus einer TAYLOR-Reihenentwicklung von Gl. 2.16 mit der Annahme $a_m(\omega) \ll k_m$ folgt nach Abbruch nach dem zweiten Glied

$$\omega = \omega_m - \frac{a_m}{2m_m\omega_m}. \quad (2.17)$$

Um von dem komplexen Eigenwert zu einer Aussage über die Stabilität und schließlich zu einer Dämpfung zu kommen, bestimmen Kersken et al. (2010) wie auch Frey (2011) aus der Energie der Schwingung $E = E_{kin} + E_{pot}$ die aerodynamische Leistung \dot{E} :

$$\dot{E} = \{\dot{q}\}^F ([M]\{\ddot{q}\} + [K]\{q\}) = \sum_m (\Re\{\dot{\tilde{\xi}}_m\} \{\tilde{q}_m\})^H F \quad (2.18)$$

$$= \Re \sum_m \{\dot{\tilde{\xi}}_m\} \{\tilde{q}_m\}^H F, \quad (2.19)$$

der Unterstrich kennzeichnet hier die konjugiert-komplexe zeitliche Ableitung des Hauptkoordinatenvektors, die Verschiebungsgeschwindigkeit. Ist die äußere Kraft der Strömung periodisch mit der Frequenz ω , so folgt die modale Arbeit integriert über eine Periode der Schwingung zu

$$W_{cyc} = \int_0^{2\pi/\omega} \{\dot{\tilde{\xi}}_m\} F_m dt. \quad (2.20)$$

Die Kraft der Strömung auf einen Punkt der Schaufeloberfläche x ist

$$p(t, x)\{n(t, x)\}, \quad (2.21)$$

das Produkt aus Oberflächendruck (p) und Normalenvektor (n , auf die Schaufel zeigend) zum Zeitpunkt t . Daraus folgt $F_m(t)$

$$F_m(t) = \int_S \{\tilde{q}_m(x)\}^H p(t, x)\{n(t, x)\} dS(x), \quad (2.22)$$

als Projektion der Druckkräfte auf den Eigenvektor integriert über die Schaufeloberfläche S .

Mit einer Amplitude des Hauptkoordinatenvektors $\{\tilde{\xi}_m\} = 1$ gilt $\tilde{F}_m = a_m(\omega)$ und

$$W_{cyc} = -i\omega \int_0^{2\pi/\omega} e^{-i\omega t} \{\tilde{q}_m\}^H \Re\{\tilde{F} e^{-i\omega t}\} dt \quad (2.23)$$

$$= -i\pi \{\tilde{q}_m\}^H \tilde{F} \quad (2.24)$$

$$= -i\pi a_m(\omega). \quad (2.25)$$

Das logarithmische Dekrement der aerodynamischen Dämpfung folgt nach Frey (2011)

$$\Lambda_m = -\log|e^{i\omega \frac{2\pi}{\Re\omega}}| = \frac{2\pi \Im\omega}{\Re\omega} = -\frac{\Im a_m}{2E_m} = -\frac{\Re W_{cyc}}{2E_m}. \quad (2.26)$$

Dies ist das Stabilitätskriterium für die aeroelastische Bewertung einer Flutter-Schwingung mit den numerischen Methoden der Strömungsmechanik. In dieser Arbeit ist, wenn nicht anders gekennzeichnet, mit aerodynamischer Dämpfung immer das logarithmische Dekrement der aerodynamischen Dämpfung gemeint. Ist die aerodynamische Dämpfung Λ_m negativ, so muss ausreichend mechanische Dämpfung im System vorhanden sein, um eine positive Gesamtdämpfung zu erreichen. Andernfalls muss von einer selbsterregten Flutter-Schwingung ausgegangen werden.

Für die dimensionslose aerodynamische Steifigkeit gilt $\kappa_m = \frac{\Im W_{cyc}}{2E_m}$. Darin ist $E_m = \frac{1}{2}\omega_m^2 m_m$ die kinetische Energie und $\Re\omega \approx \omega_m$. Aus der dimensionslosen aerodynamischen Dämpfung und Steifigkeit kann mit

$$d_{m,aero} = \frac{\omega_m m_m}{\pi} \Lambda_m \text{ und } k_{m,aero} = \frac{k_m}{\pi} \kappa_m \quad (2.27)$$

eine Dämpfung und Steifigkeit berechnet werden. Daraus folgt nach Frey (2011) schließlich die aeroelastische Bewegungsgleichung

$$m_m \{\ddot{q}_m(t)\} + d_{m,aero} \{\dot{q}_m(t)\} + (k_m + k_{m,aero}) \{q(t)\} = 0. \quad (2.28)$$

2.1.4 Verstimmung

Schaufeln, Rotorscheiben und Blisks sind aufgrund von Fertigungsabweichungen, von Inhomogenität des Materials, von unterschiedlichen Kontaktbedingungen im Schaufelfuß, aber auch aufgrund von Verschleißerscheinungen nicht perfekt symmetrisch. Daraus resultieren Abweichungen der Eigenfrequenzen der einzelnen Schaufeln, wodurch die Orthogonalitätseigenschaft der komplexen Eigenvektoren im zyklisch-symmetrischen System verletzt wird. Diese Verstimmung (engl. *Mistuning*) führt dazu, dass sich Schwingungsenergie bei erzwungener Anregung in einzelnen Schaufeln lokalisiert und zu hohen Amplituden führt. Dies wiederum begünstigt im Vergleich zu einem unverstimmten System ein vorzeitiges Versagen durch Dauerschwingbruch (engl. *high cycle fatigue*, HCF). In der Forschung erfährt das Thema Verstimmung seit den 1960er Jahren hohe Aufmerksamkeit, vgl. Castanier und Pierre (2006). Dies ist auch aus der Abb. 2.2 zu Anfang dieses Kapitels ersichtlich.

Für ein unverstimmtes, symmetrisches System kann die Berechnung der Eigenfrequenzen und Eigenvektoren stark vereinfacht werden. Jede Schaufel und ihr zugehöriges Scheibensegment schwingt mit der gleichen Amplitude, aber phasenversetzt zu ihren Nachbarn. Es ergeben sich Schwingungsfamilien, die dadurch gekennzeichnet sind, dass ihnen eine Schaufel und eine Systemmode zugeordnet werden kann. Die Schaufelmode (engl. *blade alone mode*) ergibt sich aus den Eigenvektoren einer am Fuß fest eingespannten Schaufel und wird dann in Abhängigkeit von der Schwingform als Biegemode, Torsionsmode usw. benannt. Die Systemmode beschreibt die Schwingung der Scheibe, die in Abhängigkeit vom Phasenversatz zwischen den Segmenten Knotenlinien aufweist. Für einen Schaufelkranz kann nun ein Dispersionsdiagramm (Abb. 2.7) berechnet werden, in dem die Eigenfrequenzen einer Schaufelmode über alle Knotendurchmesser der Systemmode mit einer Linie verbunden werden. Die Schwingung der Schaufeln (Eigenfrequenz und Eigenvektor) und der Scheibe beeinflussen sich wechselseitig, da keine feste Einspannung am Schaufelfuß vorhanden ist, sondern die Scheibe immer auch die Schaufel mitbewegt.

Im Dispersionsdiagramm (Abb. 2.7) kann die Abhängigkeit der Schaufelschwingung von der Schwingung der Scheibe erkannt werden. Je weicher die Scheibe ist, desto stärker wird die Schwingung der Schaufel von der Systemmode dominiert. Die Eigenfrequenzen innerhalb einer Schwingungsfamilie werden stärker auseinander gezogen, d.h. die gedachten Frequenz-Linien zwischen den diskreten Knotendurchmessern der Systemmode steigen mit dem Knotendurchmesser an oder fallen mit dem Knotendurchmesser ab. Letzteres ist dann der Fall, wenn die Scheibe in einer Systemmode weicher ist. Häufig ist das bei $KD = 1$ der Fall, siehe Abb. 2.7, 1. Torsion für E-Modul/100. Im Englischen wird dieses Ausscheren der Frequenz-Linien als *veering* bezeichnet. Eine Schwingungsfamilie ohne ausgeprägter *veering region* ist schaufeldominiert, die Scheibe ist steifer und die Schaufeln sind weniger

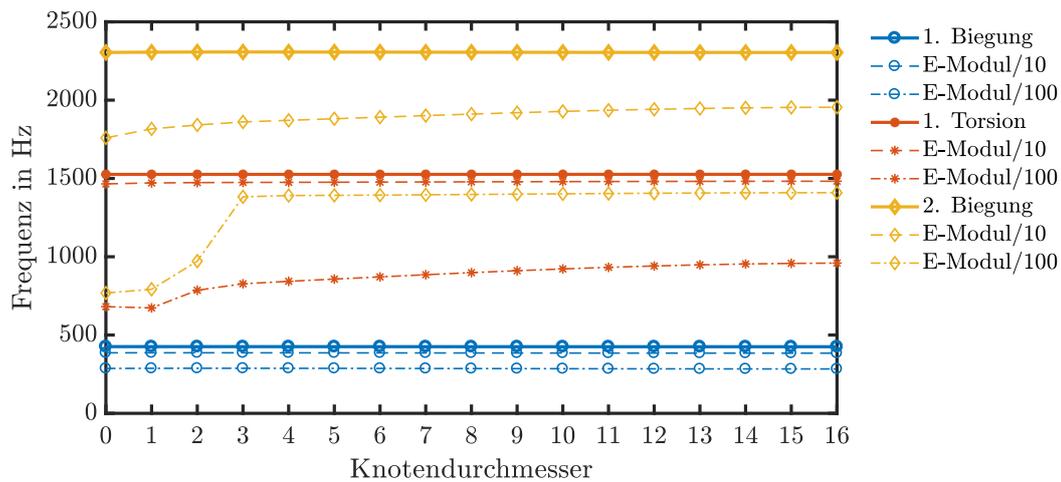


Abbildung 2.7: Dispersionsdiagramm für die ersten drei Schwingungsfamilien einer Blisk. Die gestrichelten Linien zeigen den Effekt einer weicheren Scheibe, der E-Modul der Scheibe wurde dazu um den Faktor 0.1 und 0.01 verringert.

stark über die Scheibe gekoppelt. Für die Verstimmung bedeutet dies nach Castanier und Pierre (2006), dass eine stärkere Kopplung den Energiefluss in die Schwingung einzelner Schaufeln begünstigt, während ein verstimmter, aber schwachgekoppelter Schaufelkranz nah an der unverstimmten Mode liegt und die Schaufeln in ihrer *blade alone mode* schwingen. In einem unverstimmten System kann eine Mode nur dann angeregt werden, wenn sowohl die Anregungsfrequenz als auch der Knotendurchmesser der Anregung mit dem der Mode übereinstimmen. Im verstimmten System ist die Orthogonalitätseigenschaft der komplexen Eigenvektoren nicht mehr gegeben, weshalb auch andere Knotendurchmessermoden auf eine Anregung antworten. Der Eindruck einer in oder gegen die Drehrichtung des Rotors wandernden Welle (engl. *traveling wave*) geht ebenfalls verloren.

2.2 Modellierung

Die Aeroelastik beschreibt die Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur, wie in der Bewegungsgleichung der Aeroelastik (Gl. 2.3) dargestellt. Der Umfang, in dem die physikalischen Phänomene, die in den einzelnen Termen der Gl. 2.3 erfasst sind, modelliert werden, ist noch nicht eingehend beschrieben. In diesem Abschnitt soll die Modellierung der Strömung und der Struktur sowie die Verbindung beider zur Modellierung der Fluid-Struktur-Interaktion dargelegt werden. Daraus folgen die Grenzen der Vorhersage, die mit der gewählten Modellierung möglich ist.

2.2.1 Fluiddynamik

Zur Beschreibung der Strömung eines Fluides wird ein Kontrollvolumen fester Masse im Strömungsgebiet betrachtet. Das REYNOLDSsche Transporttheorem (Gl. 2.29) beschreibt, dass die Änderungsrate der Größe φ des Kontrollvolumens $V(t)$ gleich der Summe der Änderungsrate der Größe φ im Kontrollvolumen (V) und dem Fluss durch die Oberfläche (S) des Kontrollvolumens ist:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{(V(t))} \varphi dV = \iiint_{(V)} \frac{\partial \varphi}{\partial t} dV + \iint_{(S)} \varphi u_i n_i dS. \quad (2.29)$$

Durch Substitution der Größe φ mit jeweils der Dichte $\varphi = \rho$, der inneren Energie $\varphi = e\rho$ und des Impulses $\varphi = \rho u_i$ kann mit Gl. 2.29 die Massen- und Energieerhaltung sowie die Impulserhaltung hergeleitet werden; dazu wird auf Spurk und Aksel (2006) oder andere Einführungen in die Strömungslehre verwiesen. Aus der Impulserhaltung folgt die CAUCHYSche Bewegungsgleichung, welche zusammen mit dem Materialgesetz für NEWTONSche Fluide auf die drei NAVIER-STOKESSchen Gleichungen (Gl. 2.30)

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho k_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + (\lambda^* + \eta) \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] + \eta \left[\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right] \quad (2.30)$$

führt. Das Fluid wird schließlich durch sieben Gleichungen, der Impulserhaltung in jeder der drei Raumrichtungen (NAVIER-STOKESSche Gleichungen), der Massenerhaltung, der Energieerhaltung sowie der thermischen und kalorischen Zustandsgleichung des Fluides beschrieben.

In der Technik kommt der Berechnung von Strömungen eine sehr große Bedeutung zu, es gibt jedoch nur für geometrisch und hinsichtlich der Randbedingungen sehr einfach beschreibbare Strömungen eine analytische Lösung der NAVIER-STOKESSchen Gleichungen. Deshalb können die meisten technischen Strömungen nur durch numerische Näherungsverfahren approximiert werden. Der Aufwand, die NAVIER-STOKESSchen Gleichungen durch die Direkte Numerische Simulation (DNS) zu lösen, d.h., mit einer sehr feinen räumlichen und zeitlichen Diskretisierung anzunähern, ist jedoch derart groß, dass dies in der Ingenieurspraxis keine Relevanz hat. Um die Gleichungen technisch handhabbar zu machen, wird angenommen, dass die gesamte Instationarität einer turbulenten Strömung auf die Turbulenz zurückzuführen ist und die Strömungsgrößen in einen mittleren und einem zeitlich schwankenden Teil aufgeteilt werden können (Ferziger und Peric 2008):

$$\varphi(x_i, t) = \overline{\varphi(x_i)} + \varphi'(x_i, t). \quad (2.31)$$

Aus dieser Mittelung folgen die REYNOLDS-gemittelten NAVIER-STOKESSchen Gleichungen (RANS). Durch die Mittelung entstehen zusätzliche Terme:

$$\overline{u_i \phi} = \overline{(\overline{u_i} + u'_i)(\overline{\phi} + \phi')} = \overline{u_i} \overline{\phi} + \overline{u'_i \phi'}, \quad (2.32)$$

wie die REYNOLDS-Spannungen $\overline{\rho u'_i u'_j}$ und die turbulenten Skalarflüsse $\overline{\rho u'_i \phi'}$, darin ist ϕ eine skalare Größe. Die Terme $\overline{\phi}$ verschwinden in der Mittelung. Die REYNOLDS-Spannungen und turbulenten Skalarflüsse stellen zusätzliche Unbekannte dar, die modelliert werden müssen, um die Gleichungen zu schließen. Diese Aufgabe übernehmen Turbulenzmodelle. Ferziger und Peric (2008) beschreiben verschiedene Turbulenzmodelle sowie die numerischen Lösungsverfahren zur Lösung der RANS-Gleichungen im Detail.

2.2.2 Strukturdynamik

In diesem Abschnitt wird die Beschreibung von ungedämpften und gedämpften Mehrmassenschwingern erläutert. Aus dem ungedämpften Fall ohne äußere Anregung werden die Eigenvektoren und Eigenfrequenzen bestimmt, die in der Aeroelastiksimulation die Bewegung des Schaufelkranzes vorschreiben (Abschn. 2.2.3). Die aeroelastische Bewegungsgleichung fußt auf dem ungedämpften, krafterregten Schwingungssystem, in dem die aerodynamische Dämpfung als Reaktionskraft auf die Bewegung des Schaufelkranzes auftritt (Abschn. 2.1.3). Das gedämpfte krafterregte Schwingungssystem wird schließlich dazu genutzt, um aus der Resonanzantwort der einzelnen aerodynamisch gedämpften Schaufeln einen Dämpfungswert zu bestimmen (Abschn. 2.4.4). Einführungen in die Schwingungslehre finden sich bei Magnus et al. (2013), Ewins (2000) und Meirovitch (2001). Die Darstellung in diesem Abschnitt orientiert sich an Magnus et al. (2013).

Die ungedämpfte Schwingung

Die Bewegungsgleichung eines freien, ungedämpften Schwingers ist in Gl. 2.33 gezeigt. In der technischen Anwendung gilt Gl. 2.33 auch, wenn ein nichtlineares, konservatives System unter der Annahme kleiner Schwingungen um seine Gleichgewichtslage linearisiert wird, Magnus et al. (2013). Für Schwingungen von Schaufeln ist dies eine treffende Annahme:

$$[M]\{\ddot{q}(t)\} + [K]\{q(t)\} = \{0\} \quad (2.33)$$

Die Massenmatrix $[M]$ und Steifigkeitsmatrix $[K]$ sind symmetrische $n \times n$ -Matrizen, $[M] = [M]^T$, $[K] = [K]^T$ und positiv definit $[M] > [0]$, $[K] > [0]$. Der Vektor $\{q\}$ enthält die generalisierten Koordinaten, $\{0\}$ ist der Nullvektor. Gleichung 2.33 kann aus dem Energieerhaltungssatz hergeleitet werden, die Linksmultiplikation von Gl. 2.33 mit $\{\dot{q}\}^T$ führt auf die mechanische Gesamtenergie des Schwingungssystems (Magnus et al. 2013):

2 Grundlagen

$$\dot{q}^T[M]\ddot{q} + \dot{q}^T[K]q = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \dot{q}^T[M]\dot{q} \right) + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} q^T[K]q \right) \quad (2.34)$$

$$= \frac{d}{dt} (E_k + E_p) = 0 \quad (2.35)$$

sowie

$$E_k + E_p = 0 = \frac{1}{2} \{\dot{q}\}^T[M]\{\dot{q}\} + \frac{1}{2} \{q\}^T[K]\{q\} = \text{const.} \quad (2.36)$$

Ein harmonischer Lösungsansatz mit den unbekanntem $\{\hat{q}\}$ und λ ,

$$\{q(t)\} = \{\hat{q}\} e^{\lambda t}, \quad (2.37)$$

führt auf die lineare homogene Gleichung:

$$(\lambda^2[M] + [K])\{\hat{q}\} = \{0\}. \quad (2.38)$$

Dieses Eigenwertproblem hat nicht-triviale Lösungen für den Fall, dass die Determinante der Koeffizientenmatrix $(\lambda^2[M] + [K])$ 0 ist:

$$\det(\lambda^2[M] + [K]) = 0. \quad (2.39)$$

Für die oben genannten Eigenschaften von $[M]$ und $[K]$ gilt $\lambda_m^2 < 0$. Nun kann $\lambda_m^2 = -\omega^2$ gesetzt werden, so dass

$$\lambda_{m,1} = +i\omega_m, \quad \lambda_{m,2} = -i\omega_m, \quad n = 1, \dots, n \quad (2.40)$$

gilt. Mit den Eigenfrequenzen ω_m des Systems können die Eigenvektoren $\{q(t)\}$ durch Überlagerung der Teillösungen berechnet werden:

$$\{q(t)\} = \sum_{m=1}^n \{\hat{q}\} (F_m e^{i\omega_m t} + G_m e^{-i\omega_m t}). \quad (2.41)$$

Mit den konjugiert komplexen Linearfaktoren $F_m = \frac{1}{2}(A_m - iB_m)$ und $G_m = \bar{F}_m = \frac{1}{2}(A_m + iB_m)$ folgt nach Umformung:

$$\{q(t)\} = \sum_{m=1}^n \{\hat{q}\} (A_m \cos \omega_m t + B_m \sin \omega_m t) = \sum_{m=1}^n \{\hat{q}\} C_m \cos(\omega_m t - \phi_m). \quad (2.42)$$

Während die Eigenfrequenzen eine absolute Größe darstellen, handelt es sich bei den Eigenvektoren nur um eine relative Größe. Sie beschreiben die Schwingform der Mode, jedoch nicht die Amplitude der Schwingung. Aus diesem Grund müssen die Eigenvektoren, welche die Schwingung der Schaufeln in der Aeroelastiksimulation

beschreiben, auf eine physikalisch sinnvolle Amplitude skaliert werden. Die modale Masse und die modale Steifigkeit müssen ebenfalls skaliert werden.

Mit

$$\xi_m(t) = C_m \cos(\omega_m t - \phi_m), \quad m = 1, \dots, n \quad (2.43)$$

folgt aus Gl. 2.42

$$\{q(t)\} = \sum_{n=1}^n \{\hat{q}_m\} \xi_m(t) = [Q] \{\xi(t)\}, \quad (2.44)$$

darin ist $[Q]$ die Modalmatrix, sie enthält spaltenweise die Eigenvektoren $\{\hat{q}_m\}$ und $\{\xi\}$ ist der Hauptkoordinatenvektor, der zeilenweise aus den Hauptkoordinaten aufgebaut ist. Damit kann die Differentialgleichung als

$$\{\ddot{\xi}(t)\} + [\Omega^2] \{\xi(t)\} = \{0\} \quad (2.45)$$

geschrieben werden. Die Diagonalmatrix $[\Omega^2]$ enthält die Quadrate der Eigenfrequenzen ω_m^2 . Weiter gilt jetzt

$$\underbrace{[Q]^T [M] [Q]}_{[E]} \{\ddot{\xi}\} + \underbrace{[Q]^T [K] [Q]}_{[\Omega^2]} \{\xi\} = \{0\}. \quad (2.46)$$

Der Ausdruck $[Q]^T [M] [Q] = [E]$ wird durch Normierung der Eigenvektoren auf die Massenmatrix erreicht. Durch diese Hauptkoordinaten- oder Modaltransformation wird die Massen- und Steifigkeitsmatrix diagonalisiert und damit das Gleichungssystem vollständig entkoppelt und die Eigenvektoren orthogonalisiert (Magnus et al. 2013). Die Ausdrücke $\{\hat{q}(t)_m^T\} [M] \{\hat{q}(t)_m\} = [m_m]$ und $\{\hat{q}(t)_m^T\} [K] \{\hat{q}(t)_m\} = [k_m]$ werden auch als modale Masse und modale Steifigkeit bezeichnet (Ewins 2000).

Die gedämpfte Schwingung

Wird der Gleichung Gl. 2.33 nun ein geschwindigkeitsproportionaler Dämpfungsterm hinzugefügt, folgt

$$[M] \{\ddot{q}(t)\} + [D] \{\dot{q}(t)\} + [K] \{q(t)\} = \{0\} \quad (2.47)$$

für die gedämpfte Schwingung.

Unter der Annahme, dass die Vertauschbarkeit

$$[K][M]^{-1}[D] = [D][M]^{-1}[K] \quad (2.48)$$

gegeben ist, kann Gl. 2.47 mit der Modalmatrix $[Q]$ diagonalisiert werden und mit der Bequemlichkeitshypothese

$$D = \alpha[M] + \beta[K] \quad (2.49)$$

2 Grundlagen

eine modale Dämpfung angegeben werden. In der technischen Anwendung kann die Dämpfung häufig nur geschätzt werden. Gilt obige Linearkombination (Gl. 2.49), ist auch die Vertauschbarkeit (Gl. 2.48) gegeben, was besonders bequem ist (Magnus et al. 2013).

Wird die Differentialgleichung der Schwingung in Hauptkoordinaten geschrieben, folgt aus Gl. 2.45 mit dem zusätzlichen Term für die Dämpfung $[\Delta]\{\dot{\xi}(t)\}$:

$$\{\ddot{\xi}(t)\} + [\Delta]\{\dot{\xi}(t)\} + [\Omega^2]\{\xi(t)\} = \{0\} \text{ mit } [Q]^T[D][Q] = [\Delta] = [2D_m\omega_m]. \quad (2.50)$$

Nach Rücktransformation folgt für den Eigenvektor

$$\{q(t)\} = \sum_{m=1}^n \{\hat{q}(t)_m\} \left[C_m e^{-D_m\omega_m t} \cos\left(\sqrt{1 - D_m^2\omega_m^2} t - \phi_m\right) \right], \quad (2.51)$$

für den Fall $D_m = 0$ nimmt die Gleichung die Form der ungedämpften Schwingung (Gl. 2.42) an (Magnus et al. 2013).

Kraftanregung

Durch Ergänzung einer harmonischen Kraftanregung $[Q]^T\{f(t)\}$ folgt aus Gl. 2.50

$$\{\ddot{\xi}(t)\} + [\Delta]\{\dot{\xi}(t)\} + [\Omega^2]\{\xi(t)\} = [Q]^T\{f(t)\}. \quad (2.52)$$

Mit der Anregung $\{f(t)\}$ und Lösungsansatz $\{q(t)\}$,

$$\{f(t)\} = \Re \left\{ \{\hat{f}\} e^{i\Omega t} \right\}, \quad \{q(t)\} = \Re \left\{ \{\tilde{q}\} e^{i\Omega t} \right\}, \quad (2.53)$$

folgt das Gleichungssystem

$$\underbrace{(-\Omega^2[M] + i\Omega[D] + [K])}_{[\tilde{S}](\Omega)} \{\tilde{q}\} = \{f(t)\}, \quad (2.54)$$

darin bezeichnet $[\tilde{S}](\Omega)$ die dynamische Steifigkeitsmatrix. Komplexe Größen sind hier mit $\tilde{}$ gekennzeichnet. Aus Gl. 2.52 folgt die partikuläre Lösung in Hauptkoordinatenform $\{\xi(t)_m\} = \Re \left\{ \{\tilde{\xi}_m\} e^{i\Omega t} \right\}$, Magnus et al. (2013):

$$\{\tilde{\xi}_m\} = \frac{1}{\omega_m^2 - \Omega^2 + 2iD_m\omega_m\Omega} \{\hat{q}(t)\}^T \{\hat{f}(t)\} = \tilde{F}_m(\Omega) \{\hat{q}(t)\}^T \{\hat{f}(t)\}. \quad (2.55)$$

Der Ausdruck $\tilde{F}_m(\Omega)$ wird darin als komplexer Elementarfrequenzgang bezeichnet.

2.2.3 Fluid-Struktur-Interaktion

Die Methoden zur Fluid-Struktur-Kopplung, die hier vorgestellt werden, entsprechen dem Stand der Wissenschaft und Technik. Die Entwicklung neuer Gas- und Dampfturbinen für den stationären Betrieb wie auch die Entwicklung neuer Flugzeugtriebwerke ist sehr aufwändig. Fortschritte in der Wissenschaft finden daher schnell Einzug in die *in-house codes* der Forschungs- und Entwicklungsabteilungen der Turbomaschinenindustrie, bevor sie schließlich in kommerziellen CFD-Lösern für die breite Öffentlichkeit verfügbar werden.

Kopplung

Für die Kopplung von Strömungs- und Strukturberechnung kommt sowohl einseitige Kopplung als auch eine beidseitige Kopplung in Frage. Die beidseitige Kopplung bedeutet, dass die wechselseitigen Einflüsse von Strömung und Struktur gleichzeitig berechnet werden. Dies ist sehr zeitaufwändig und wird deshalb möglichst vermieden, wenn nicht physikalische Gründe dafür sprechen. In Turbomaschinen ist es im Allgemeinen so, dass von kleinen Schwingungsamplituden der Schaufeln ausgegangen werden darf und das Massenverhältnis zwischen der Schaufel und dem sie umgebenden Fluids so groß ist, dass dessen Einfluss auf die Schwingung der Schaufel klein ist. Die Schwingung der Schaufeln ist dann sehr ähnlich der Schwingung im Vakuum, also ohne Strömungsbeeinflussung. In diesem Fall kann eine einseitige Kopplung genutzt werden, bei der lediglich die Strömungskräfte bestimmt werden und die Bewegung der Schaufel vorgegeben wird. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit verfolgt.

Die instationäre Strömungsberechnung mit vorgegebener Schaufelbewegung kann im Zeit- oder Frequenzbereich durchgeführt werden. Im Frequenzbereich wird das instationäre Strömungsfeld lediglich für die Frequenzen berechnet, welche wesentlich die Physik des interessierenden Phänomens bestimmen. Für den Fall einer Flatterschwingung sind dies die Eigenfrequenz der beteiligten Mode der Schaufel sowie ggf. höhere Harmonische dieser Frequenz. In dieser Arbeit wird die Zeitlinearisierung als Methode zur Berechnung des instationären Strömungsfeldes im Frequenzbereich genutzt.

Zeitlinearisierung

Die Methode der Zeitlinearisierung verfolgt den Ansatz, das nicht-lineare, stationäre Strömungsfeld um eine kleine, lineare harmonische Störung zu ergänzen, die den in-

2 Grundlagen

stationären Teil der Strömung modelliert. Ein früherer Ansatz stammt von Verdon und Caspar (1982) für einen instationären linearisierten Potentialströmungslöser; später kommen Löser für zwei- und dreidimensionale EULER-Gleichungen (Hall und Crawley 1989) und NAVIER-STOKES Gleichungen (Clark und Hall 2000) hinzu. Kersken et al. (2010) implementieren den Ansatz von Clark und Hall (2000) in den Strömungslöser TRACE.

Wie in Abschn. 2.1.3 dargestellt, wird die aerodynamische Dämpfung aus einer Bilanzierung der zyklischen Arbeit, die die Strömungskräfte an der schwingenden Schaufel verrichten, über eine Periode der Schwingung berechnet. Nach Aufteilung des Oberflächendrucks und des Normalenvektors in einen Gleich- und Schwankungsanteil (Frey 2011)

$$p(t, x) = p_0(x) + \Re(\tilde{p}(x)e^{i\omega t}) \text{ und } \{n(t, x)\} = \{n_0(x)\} + \Re(\{\tilde{n}(x)\}e^{i\omega t}) \quad (2.56)$$

folgt durch Einsetzen in Gl. 2.20 mit $\{\tilde{\xi}_m\} = 1$ nach Kersken et al. (2010):

$$\begin{aligned} W_{cyc} &= \int_0^{2\pi/\omega} \{\dot{\xi}_m\} F_m dt \\ &= i\omega \int_0^{2\pi/\omega} \int_S e^{-i\omega t} \{\tilde{q}_m\}^H (\Re[(\tilde{p}\{n_0\} + p_0\{\tilde{n}\})e^{i\omega t}]) dS dt \\ &= -i\pi \int_S \{\tilde{q}_m\}^H (\tilde{p}\{n_0\} + p_0\{\tilde{n}\}) dS. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Die zyklische Arbeit (W_{cyc}) berechnet sich also aus der Projektion der aerodynamischen Kräfte, d.h. des instationären Drucks multipliziert mit dem Normalenvektor $\tilde{p}\{n_0\}$ und des stationären Drucks multipliziert mit dem „instationären“ Normalenvektor $p_0\{\tilde{n}\}$, auf den Eigenvektor der Mode $\{\tilde{q}_m\}^H$ und Integration über die Oberfläche S der Schaufel.

Harmonische Balance

Die Methode der Harmonischen Balance wird von Hall et al. (2002) entwickelt. Darin wird die instationäre Strömung durch eine FOURIER-Reihe angenähert. Die Frequenzen der FOURIER-Reihe sind dabei die Schaufelwechselfrequenz für die Interaktion zwischen Schaufelreihen oder die Eigenfrequenz der Schaufeln im Fall einer Flutter-Simulation sowie höhere Harmonische dieser Grundfrequenz. Im Gegensatz zu der Zeitlinearisierung kann die Harmonische Balance auch Nichtlinearitäten abbilden. Frey et al. (2014) implementieren die Methode der Harmonischen Balance in TRACE. Frey et al. (2015) vergleichen die Ergebnisse der Simulation des instationären Strömungsfeldes einer Fan-Stufe mit denen einer zeitlinearisierten und einer

zeitaufgelösten instationären Simulation sowie Messdaten. Hier ist die Simulation mit der Methode der Harmonischen Balance der zeitlinearisierten Methode überlegen, da sie eine genauere Kopplung zwischen benachbarten Schaufelreihen zulässt.

In kommerziellen Strömungslösern gibt es ebenfalls Implementierungen der Harmonischen Balance Methode. Beispiele dafür sind CDadapco StarCCM+ (Custer et al. 2012) und ANSYS CFX (Patil et al. 2016). Im Löser NUMECA FINE/Turbo (Vilmin et al. 2006) ist die Nonlinear Harmonic Methode von He und Ning (1998) implementiert, die ebenfalls eine FOURIER-Methode ist.

2.2.4 Grenzen der Vorhersage

Der Vorhersagegüte einer Strömung oder der Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur durch eine Simulation sind durch die zur Anwendung kommenden Modelle Grenzen gesetzt. Für Strömungen treten Abweichungen insbesondere dann auf, wenn adverse Druckgradienten vorliegen, die Strömung ablöst oder sehr instationär ist. In diesen Fällen kann die der RANS-Gleichung zugrunde liegende Annahme, dass turbulente Schwankungen gegenüber der Hauptströmung klein sind, verletzt sein. Eine instationäre zeitaufgelöste RANS-Simulation oder gar eine LES-Simulation sind jedoch aus Zeit- und Kostengründen oft keine Alternativen. Diese Strömungsbedingungen kennzeichnen oft Bereiche an den Grenzen der Maschinenkennfelder, die heute nutzbar gemacht werden sollen und in denen aeroelastische Phänomene auftreten.

Um einen aktuellen Eindruck über die Vorhersagegüte der aerodynamischen Dämpfung zu geben, werden zwei Beispiele aus der Literatur gezeigt. Eine Aufstellung der Unsicherheiten für die Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur nimmt Mayorca (2011) am Beispiel der Blisk eines Verdichters vor. Abbildung 2.8 zeigt, dass insbesondere für die Berechnung der aerodynamischen Dämpfung eine Unsicherheit von über 30% festgestellt wird. Ein ähnliches Bild zeigt sich auch bei Martensson et al. (2012) und Holzinger et al. (2016) in einem Vergleich zwischen mehreren Strömungslösern (Abb. 2.9). Darin fallen die Abweichungen noch größer aus. Die Vorhersage der niedrigsten aerodynamischen Dämpfung reicht von 0% bis 1% Dämpfung (Martensson et al. 2012). Beide Beispiele zeigen, dass bislang Fehler im zweistelligen Prozentbereich bei der Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung häufig sind.

Diese großen Unsicherheiten bei der Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung in Turbomaschinen begründen den besonderen Forschungsbedarf. Sowohl auf der Seite der numerischen Simulation, als auch auf der Seite des Experiments wird ausgehend von einer modellhaften Vereinfachung eine immer weitere Annäherung an die Realität versucht. Diese Dissertation zielt darauf ab, mit einem Experiment im

2 Grundlagen

Technikumsmaßstab die Lücke zwischen den modellhaften Gitterwindkanalversuchen, vergl. Carstens et al. (1993), und der technischen Anwendung zu schließen. Es werden Messdaten für die Weiterentwicklung der numerischen Simulation und den Vergleich dieser mit dem Experiment bereitgestellt. Der hier erarbeitete Experimentalaufbau selbst ist dabei eine Weiterentwicklung des modellhafteren Aufbaus von Freund et al. (2014) in Richtung weiterer Realitätsnähe.

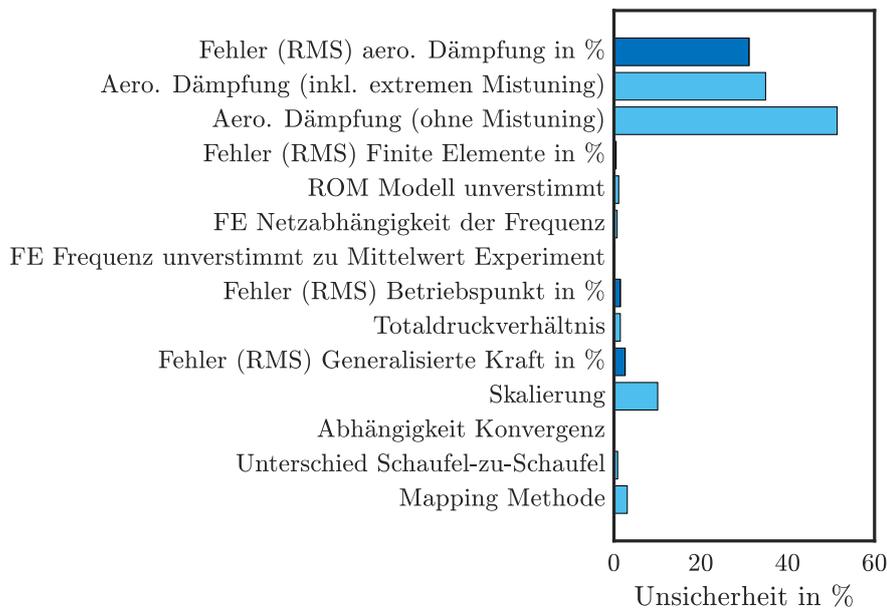


Abbildung 2.8: Unsicherheiten bei der Berechnung der Aeroelastik einer Verdichterbilsk, nach Mayorca (2011).

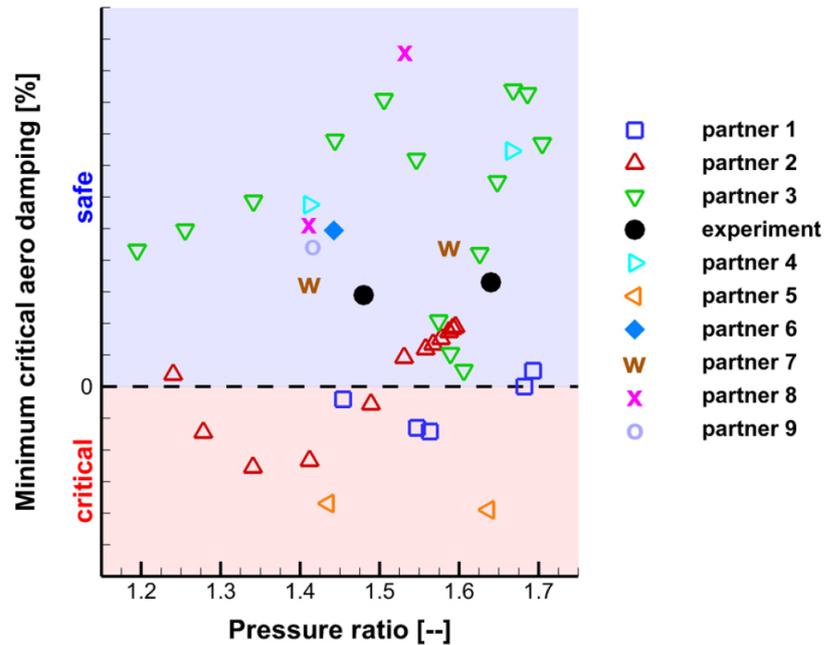


Abbildung 2.9: Minimale aerodynamische Dämpfung in Abhängigkeit vom Druckverhältnis eines Verdichters. Vergleich zwischen verschiedenen Forschungspartnern, aus Holzinger et al. (2016).

2.3 Aerodynamische Dämpfung

Damit die aerodynamische Dämpfung überhaupt an einer Struktur zum Vorschein treten kann, ist eine ausreichend hohe Dichte des Fluides nötig, das die Struktur umgibt. Dieser Einfluss kann durch Modalanalysen gezeigt werden, bei denen der Umgebungsdruck bis ins Vakuum abgesenkt wird, wie Kammerer und Abhari (2009) und Beirow et al. (2016) an Turboladerrädern zeigen. In den Versuchen ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der aerodynamischer Dämpfung und dem Umgebungsdruck. Bei konstanter Temperatur ist die Dichte eines idealen Gases proportional zum Druck. In einer Versuchsdampfturbine zeigen Heinz et al. (2010), wie sich dieser lineare Zusammenhang unter Strömungsbedingungen fortsetzt. Die Dämpfung steigt im Versuch linear mit dem Massenstrom. Dieser ist proportional zu $\dot{m} \sim \rho c$, dem Produkt aus Dichte und Axialgeschwindigkeit (c). Diesen Umstand nutzen Rice et al. (2009) und Heinz et al. (2010), um durch Extrapolation aus der gemessenen Dämpfung eine Abschätzung der mechanischen Dämpfung zu gewinnen.

Neben der Dichte ist die aerodynamische Dämpfung von einer Vielzahl weiterer Parameter abhängig. Der gezeigte Zusammenhang ist allein nicht für eine Aussage

2 Grundlagen

über die Stabilität geeignet. Die Stabilität einer Schaufelreihe ist nach Srinivasan (1997) abhängig von verschiedenen Faktoren:

- Schaufelanzahl
- Schaufelgeometrie, Verwindung
- Nabenverhältnis
- Seitenverhältnis
- Staffelung
- Deckband
- Spitzengeschwindigkeit
- Inzidenz und Belastung
- Ablösungspunkt
- Druckverteilung, Stoßposition und -bewegung
- Eintritts- und Austrittsbedingungen
- relative MACH-Zahl
- Einlaufstörungen
- Geschwindigkeits- und Druckstörungen
- reduzierte Frequenz
- Phasendifferenzwinkel (IBPA)
- Schwingform
- mechanische Dämpfung
- Kopplung der Schaufeln
- Verstimmung.

Diese einzelnen Parameter sind Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen:

- Insbesondere tritt zu der reduzierten Frequenz die Schwingform als für die Stabilität wesentlicher Parameter hinzu, wie Tchernycheva et al. (2000) und Waite und Kielb (2016) zeigen. Für die **Schaufelbelastung** in Niederdruckturbinen finden Waite und Kielb (2016) keine monotone Abhängigkeit von der Dämpfung, insbesondere wenn Stöße vorhanden sind.
- Sladojevic et al. (2007) untersuchen den Einfluss des **Staffelungswinkels** auf die Stabilität einer Fan-Schaukel. Sie stellen fest, dass Variationen bis 0.5° im Staffelungswinkel weder zu einer Änderung der Frequenz noch zu einer Änderung der Stoßlage führen und Änderungen der aerodynamischen Dämpfung mit Unterschieden in der Druckverteilung zu erklären sind. Bei höheren Variationen bis 2° Variation des Staffelungswinkels beobachten sie eine wandernde Stoßlage. Sowohl Sladojevic et al. (2007) als auch Stapelfeldt und Vahdati (2018) zeigen, dass eine A/B-Anordnung von Schaufeln mit unterschiedlichem Staffelungswinkel eine Fan-Schaukel destabilisieren kann.

- Li und He (2005) finden bei Variation des **Abstands zwischen Rotor und Stator** und der Anzahl der Statorschaufeln ein nicht-monotones Verhalten der aerodynamischen Dämpfung. Das bedeutet insbesondere auch, dass auch aus diesem Grund die gängige Praxis, Schaufelreihen isoliert zu betrachten, nicht immer zutreffend ist.
- Die Untersuchung von Stapelfeldt und Vahdati (2018) betreffen neben dem Staffelungswinkel auch den Einfluss der **Temperatur**, wie sie bei Flugzeugtriebwerken zwischen Flug- und Bodentests auftreten, sowie den Einfluss von Schallabsorbern (engl. *Liner*) im Triebwerkseinlauf auf die Stabilität. Vahdati et al. (2015) zeigen einen Einfluss von **akustischen Reflektionen** am Triebwerkseinlauf auf die Stabilität der Fan-Schaufeln.
- Mit der Frage, wie zwischen Flug- und Bodentests eine einheitliche Stabilitätsbetrachtung erfolgen kann, beschäftigt sich Khalak (2001). Dazu beschreibt Khalak (2001) einen Betriebspunkt durch vier **Ähnlichkeitsparameter**: den reduzierten Massenstrom, die reduzierte Drehzahl sowie zwei neue Parameter, die reduzierte Dämpfung (g/ρ^*) und die kompressible reduzierte Frequenz ($K^* = c\omega/\sqrt{\kappa RT}$). An experimentellen Daten aus Flutter-Untersuchungen an einem Fan zeigt Khalak (2001), dass für steigende K^* und g/ρ^* Stabilität erreicht wird.
- Grüber und Carstens (2001) untersuchen den Einfluss der **Viskosität** auf Flutter-Schwingungen einer Verdichterschaufel in einem Vergleich zwischen EULER- und NAVIER-STOKES-Lösern. Sie stellen fest, dass viskose Effekte mit steigender MACH-Zahl und mit größeren Schwingungsamplituden sowie sinkender reduzierter Frequenz und kleinerer REYNOLDS-Zahl signifikant an Einfluss gewinnen. Jedoch zeigt sich kein einheitlicher Trend. Der Einfluss viskoser Effekte kann also sowohl stabilisierend als auch destabilisierend wirken. Dies tritt besonders bei der Stoß-Grenzschicht-Interaktion hervor.

Diese Zusammenfassung einiger Ergebnisse von Untersuchungen zur aerodynamischen Dämpfung zeigt, dass trotz intensiver Forschung eine Verringerung oder auch nur eine Systematisierung der von Srinivasan (1997) aufgeführten Einflussgrößen auf die aerodynamische Dämpfung nicht greifbar zu sein scheint. Gerade die Arbeit von Stapelfeldt und Vahdati (2018) legt nahe, dass das Berechnungsgebiet bei numerischen Untersuchungen häufig zu klein gewählt wird. Anzeichen dafür liefern schon Hall und Silkowski (1997), die einen signifikanten Einfluss benachbarter Schaufelreihen auf die aerodynamische Dämpfung feststellen. Es ist anzunehmen, dass immer weiter steigende Rechnerkapazitäten in Zukunft Modelle erlauben werden, die näher an realen Maschinen liegen. Das liefert zwar keine Systematisierung des Problems, aber ermöglicht eine detailliertere Auslegung – auch unter Zuhilfenahme numerischer Optimierung.

2.4 Messung von Schaufelschwingungen

Die Messung von Schaufelschwingungen kann nach verschiedenen Messprinzipien erfolgen. Dabei kann entweder eine Schwingungsgröße (Schwingbeschleunigung, Schwinggeschwindigkeit und Schwingweg) direkt gemessen oder indirekt aus einer anderen Größe (wie der Dehnung) berechnet werden. An dieser Stelle soll die Unterscheidung jedoch in invasive und nicht-invasive Methoden erfolgen. Das Kriterium zur Unterscheidung ist dabei die Frage, ob die Messtechnik das schwingende System und damit seine Schwingeneigenschaften verändert oder nicht. Der folgende Überblick beschränkt sich auf die wesentlichen Verfahren, die zur Schwingungsmessung von rotierenden Schaufeln genutzt werden.

2.4.1 Invasive Methoden

Zu den invasiven Methoden gehören Dehnungsmessstreifen (DMS). Das Messprinzip der Dehnungsmessstreifen beruht auf der Änderung des elektrischen Widerstands eines Leiters infolge der Änderung seines Querschnitts bei Dehnung. Der elektrische Leiter ist meist auf eine flexible Leiterbahn geätzt, die auf die Schaufel geklebt und über eine Telemetrie oder einen Schleifring mit dem System zur Datenaufnahme verbunden ist. Ein Beispiel für die Anwendung von Dehnungsmessstreifen in einer Turbomaschine liefern Siemann et al. (2009). Sie nutzen DMS zur Messung von Schaufelschwingungen in einen Verdichter und führen die Signale in einen Regelkreis zur Flutter-Unterdrückung mittels Piezo-Aktuatoren. Um sowohl biegeeweiche als auch biegeharde Schwingformen (Torsion) messen zu können, müssen meist zwei Dehnungsmessstreifen auf eine Schaufel appliziert werden. Um die Knotendurchmesser der Umfangsmoden eines Schaufelkranzes bestimmen zu können, muss der Phasendifferenzwinkel (engl. *interblade phase angle*) zwischen den Schaufeln gemessen werden. Dazu ist es erforderlich, viele Schaufeln mit Dehnungsmessstreifen zu instrumentieren.

Die Dehnungsmessstreifen und die auf den Schaufeln verlegten Anschlussleitungen können jedoch einerseits die Strömung stören und andererseits zu einer Verstimmung (Beirow et al. 2009) der Schaufel führen. Zudem sind sie empfindlich gegenüber hohen Temperaturen und Erosion. Wenn es gelingt, die notwendige Anzahl an Kanälen aus dem rotierenden System des Rotors ins stationäre System zu übertragen, dann können die Signale sehr hoch abgetastet werden.

2.4.2 Nicht-Invasive Methoden

Zur nicht-invasiven Schwingungsmessung an rotierenden Schaufeln in Turbomaschinen kommt insbesondere die Tip-Timing-Methode zum Einsatz. Dabei wird die Ankunftszeit (engl. *time of arrival*) jeder Schaufelspitze an einem oder mehreren gehäufesteten Sensoren gemessen. Gegenüber einer nicht schwingenden Schaufel ändern sich die Ankunftszeiten in Abhängigkeit von der Schwingung. Heath und Imregun (1998) geben einen Überblick über die Tip-Timing-Methode. Als Sensoren kommen meist Laser-optische oder kapazitive Sensoren zum Einsatz.

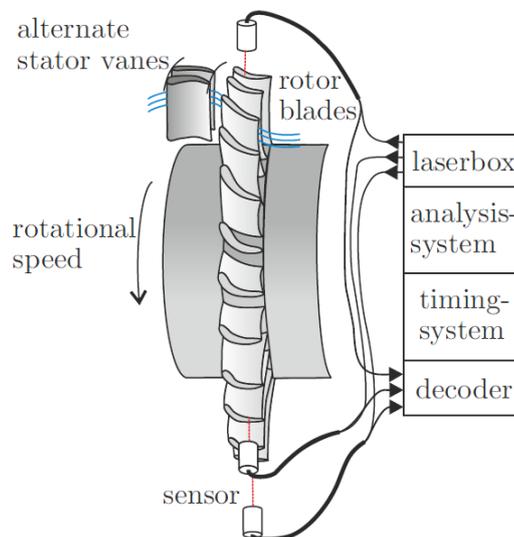


Abbildung 2.10: Skizzendarstellung eines Tip-Timing-Messaufbaus, aus Pohle et al. (2014).

Mit Hilfe eines rotierenden Prismas (Derotator) können optische Messtechniken wie das Laser-DOPPLER-Vibrometer (Hancox et al. 1995) oder die Holographie (MacBain et al. 1979) auch an rotierenden Strukturen eingesetzt werden. Hier besteht jedoch die Herausforderung, ausreichend große optische Zugänge zu schaffen. Wie Neumann et al. (2015) zeigen, kann eine Schaufelschwingungsmessung auch mit einem Laser-DOPPLER-Sensor realisiert werden, der neben den Ankunftszeiten der Schaufeln auch den Schaufelspalt und die Momentangeschwindigkeit der Schaufel im Messvolumen messen kann.

2.4.3 Auswertungsmethoden

In dieser Arbeit wird zur Schaufelschwingungsmessung ein Laser-optisches Tip-Timing-System des Herstellers Agilis Measurement Systems, Inc. mit acht Kanälen eingesetzt. Deshalb soll an dieser Stelle der Fokus auf der Auswertung von Schwingungsdaten liegen, wie sie üblicherweise von einem Tip-Timing-System erzeugt werden. Im ersten Schritt müssen aus den gemessenen Ankunftszeiten der Schaufeln die Amplituden der Schaufelschwingung berechnet werden. Nach Pickering (2014) wird zunächst die Ankunftszeit der Schaufeln an den Sensoren ($t_{erwartet}$), relativ zu einer Taktmarke am Rotor (ein Takt pro Umdrehung, engl. *once per revolution*, OPR), berechnet:

$$t_{erwartet} = t_{OPR} + \frac{\text{Winkel OPR zur Sonde}}{\omega_{Rotor}} + \frac{\text{Winkel OPR zur Schaufel}}{\omega_{Rotor}}. \quad (2.58)$$

Pickering (2014) vereinfacht Gl. 2.58 zu

$$t_{erwartet} = t_{OPR} + \frac{2\pi(\Theta_{Sonde}/360)}{2\pi/T_{rev}} + \frac{2\pi(B-1)/N}{2\pi/T_{rev}} \quad (2.59)$$

$$t_{erwartet} = t_{OPR} + \frac{\Theta_{Sonde}}{360}T_{rev} + \frac{(B-1)}{N}T_{rev}, \quad (2.60)$$

indem die Winkel zwischen den Sonden bzw. Schaufeln eingesetzt werden. Das OPR-Signal ist an Schaufel Nr. 1 ausgerichtet. Nun muss berücksichtigt werden, dass die tatsächlichen Ankunftszeiten (t_{ist}) in der Praxis von den theoretischen Ankunftszeiten ($t_{erwartet}$) abweichen. Grund dafür sind Einflüsse wie die Entwindung der Schaufeln unter Fliehkraft und geometrische Abweichungen durch die Fertigungstoleranzen der Schaufeln sowie der Sondenbohrungen. Um dies von der Schaufelschwingung zu trennen, wird ein schwingungsarmer Betriebspunkt gewählt und eine statische Auslenkung der Schaufeln wie folgt bestimmt:

$$\delta_{offset} = \frac{2\pi R_{tip}}{T_{rev}} \Delta t, \quad \text{mit} \quad \Delta t = t_{erwartet} - t_{ist}. \quad (2.61)$$

Stackplot

Anhand der statischen Verschiebungen der Schaufeln δ_{offset} kann bereits eine erste Analyse des Schaufelkranzes vorgenommen werden. Der sog. *Stackplot* stellt die statischen Verschiebungen für alle Schaufeln dar (siehe Abb.2.11). Abweichungen von der Nulllage können ein Indikator für die Verstimmung des Schaufelkranzes sein. Treten dagegen Veränderungen über die Zeit ein, so kann dies ein Zeichen für einen fortschreitenden Anriss einer Schaufel sein.

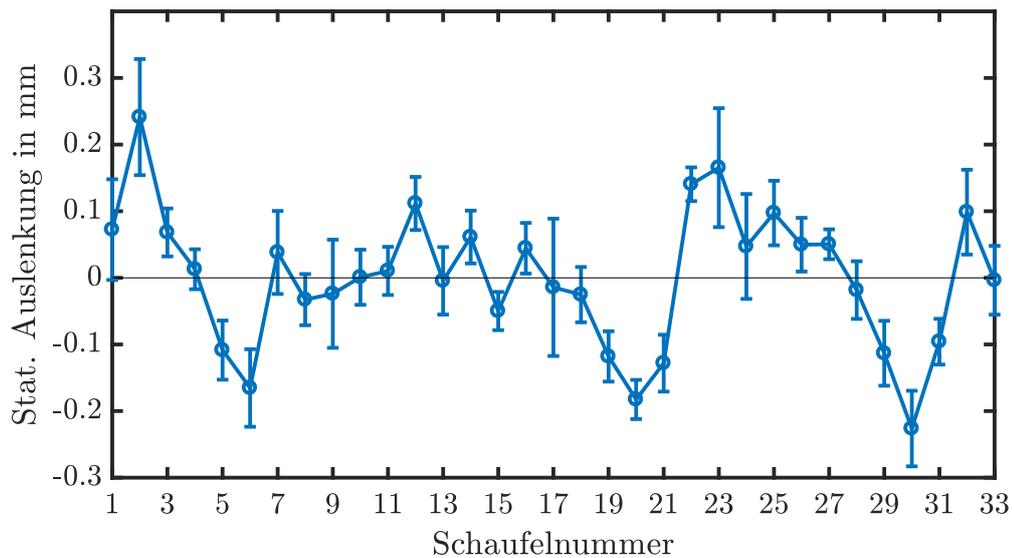


Abbildung 2.11: Der *Stackplot* zeigt die statischen Verschiebungen δ_{offset} der Schaufeln auf dem Schaufelkranz. Dargestellt ist das Mittel über acht Sonden.

Schwingungsamplituden

Unter Berücksichtigung der statischen Verschiebungen der Schaufel und der Abweichungen der Sondenpositionen kann die Auslenkung einer Schaufel nach Pickering (2014) zu

$$\delta = \frac{2\pi R_{tip}}{T_{rev}} \Delta t + \delta_{\text{Sonden offset, statisch}} + \delta_{\text{Schaufel offset, statisch}} \quad (2.62)$$

berechnet werden. Dabei wird die Rotationsgeschwindigkeit während einer Umdrehung als konstant vorausgesetzt.

Im Unterschied zu anderen Schwingungsmesstechniken (wie beispielsweise DMS) wird die Schwingung bei der Tip-Timing-Methode jedoch mit der Drehfrequenz des Rotors abgetastet. Daraus folgt, dass

- eine **starke Unterabtastung** vorliegt, weil die Drehfrequenz des Rotors meist sehr viel kleiner ist als die Eigenfrequenz der Schaufeln, und
- eine **nicht-äquidistante Abtastung** der Schwingung erfolgt, weil die Drehfrequenz des Rotors von den Betriebseinflüssen der Turbomaschine abhängig ist und diese nicht zeitlich konstant sind.

2 Grundlagen

Für die weitere Auswertung der Schwingungen muss das nicht-äquidistant abgetastete Signal interpoliert und äquidistant abgetastet werden, um Methoden zur Spektralanalyse wie die FOURIER- oder Wavelet-Transformation anwenden zu können. Daneben gibt es auch Methoden, wie die nicht-uniforme FOURIER-Transformation (Greengard und Lee 2004) oder das LOMB-SCARGLE Periodogramm (Lomb 1976) zur Bestimmung der spektralen Leistungsdichte, die auf nicht-äquidistant abgetastete Signale angewandt werden können.

Spektralzerlegung der Schwingung der Einzelschaufeln

Soll die Schwingung der Einzelschaufeln in ihre spektralen Anteile zerlegt werden, dann kann die Frequenz des Signals aufgrund des NYQUIST-SHANNON-Abtasttheorems nur bis zur halben Abtastfrequenz aufgelöst werden. Im Fall der Tip-Timing-Methode ist das die halbe Drehfrequenz, also die Erregerordnung $EO = 0.5$. Für eine Kraftwerksturbine, die bei Netzfrequenz läuft, ist die höchste aufgelöste Frequenz 25 Hz und liegt damit um den Faktor 5 unterhalb der ersten Eigenfrequenz einer Endstufenschaufel. Höhere Frequenzanteile erscheinen durch die Unterabtastung um ein Vielfaches der NYQUIST-Frequenz niedriger (sog. Aliasing-Effekt). Abbildung 2.12 stellt dies grafisch dar. Im abgebildeten Beispiel werden Frequenzen bei $EO = 0.7$ und $EO = 1.3$ jeweils der Erregerordnung $EO = 0.3$ zugeschlagen. Aliasing tritt grundsätzlich bei der diskreten Abtastung von Signalen auf, jedoch kann die Abtastfrequenz meist ausreichend hoch gewählt werden, sodass die interessierenden Frequenzanteile unterhalb der NYQUIST-Frequenz liegen.

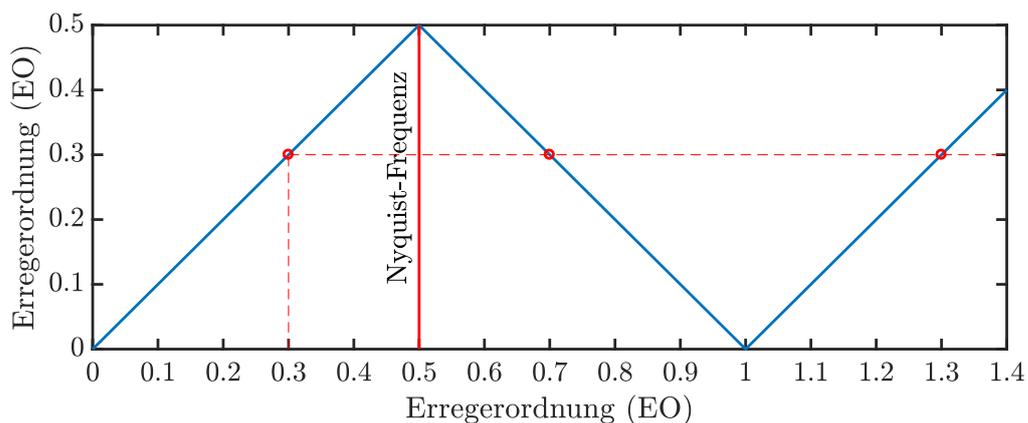


Abbildung 2.12: Darstellung des Aliasing-Effekts für die Spektralzerlegung der Schwingung der Einzelschaufeln.

Mit Kenntnis des CAMPBELL-Diagramms und der Drehzahl der Turbomaschine kann dennoch die Frequenz einer asynchronen Schaufelschwingung bestimmt werden.

Drehzahlsynchrone Schwingungen fallen bei dieser Analyse auf 0 zusammen und es wird keine Schwingung registriert. Dieser Sonderfall ist für das vorliegende Experiment nicht von Bedeutung und soll hier deshalb nicht behandelt werden.

Umfangszерlegung der Schwingung des Schaufelkranzes

Wird die spektrale Zerlegung nicht entlang des zeitlichen Verlaufs der Schwingung vorgenommen, sondern räumlich über den Umfang des Schaufelkranzes, so kann eine Zerlegung der Schwingung in die Umfangsmode (engl. *traveling waves*) erfolgen. Hierbei treten ebenfalls Aliasing-Effekte auf, jedoch kann jetzt die Umfangsmodeordnung bis zur halben Schaufelanzahl (für gerade Schaufelzahlen) aufgelöst werden, da bei einer Umdrehung des Rotors für jede Schaufel eine Auslenkung bekannt ist.

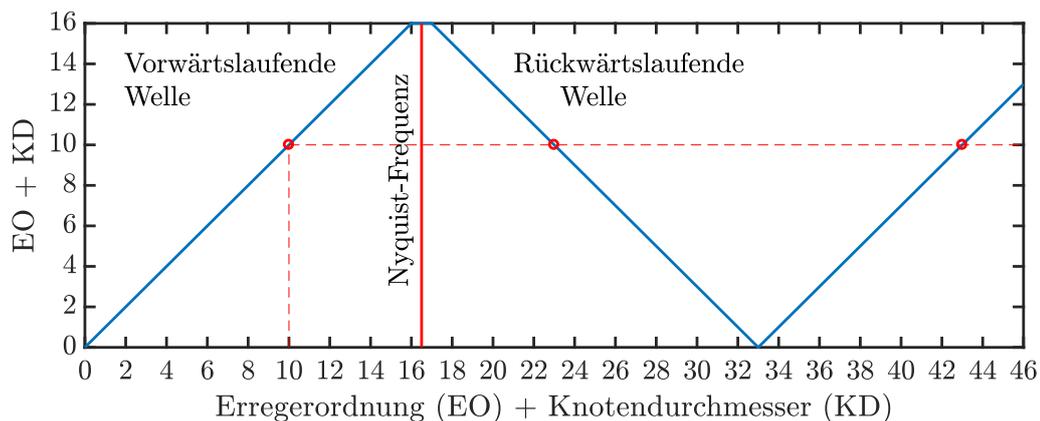


Abbildung 2.13: Darstellung des Aliasing-Effekts für die Umfangsmodezerlegung der Schwingung des Schaufelkranzes.

In Abb. 2.13 ist der Aliasing-Effekte für die Umfangsmodezerlegung dargestellt. Hier muss zwischen der vorwärts- und rückwärtslaufenden Welle unterschieden werden, die im gleichen Punkt zusammenfallen.

2.4.4 Dämpfungsbestimmung

Eine Teilaufgabe der experimentellen Modalanalyse ist es, die Dämpfung eines schwingenden Systems zu bestimmen. Zwei fundamentale Methoden zur Dämpfungsbe-

2 Grundlagen

stimmung werden hier erläutert: der Ausschwingversuch und die Methode der Halbwertsbreite. Unter der Voraussetzung, dass das schwingende System nur einen Freiheitsgrad besitzt oder zumindest im interessierenden Frequenzbereich einem solchen System nahe kommt, kann mit diesen Methoden die Dämpfung gut abgeschätzt werden. Eine umfangreiche Einführung in die experimentelle Modalanalyse gibt Ewins (2000).

Ausschwingversuch

Wird einem schwingenden System Energie entzogen, nimmt im zeitlichen Verlauf die Amplitude (x) einer gedämpften Schwingung ab. Dies wird als Dämpfung bezeichnet. Aus dieser Beobachtung folgt die Definition des logarithmischen Dekrements der Dämpfung

$$\Lambda = \ln \frac{x_i}{x_{i+1}} = \frac{1}{n} \ln \frac{x_i}{x_{i+n}} = \frac{2\pi D}{\sqrt{1-D^2}}, \quad (2.63)$$

x_i und x_{i+1} sind darin die Amplituden zweier aufeinanderfolgenden Perioden der gedämpften Schwingung. Durch Ausgleichsrechnung können die gemessenen Amplitudenwerte an eine Exponentialfunktion angepasst und damit die Dämpfung aus der abklingenden Schwingung bestimmt werden.

Halbwertsbreite

Sind mehrere Amplitudenwerte um die Resonanzfrequenz des schwingenden Systems bekannt, kann die Vergrößerungsfunktion (Abb. 2.14) über der Anregungsfrequenz gezeichnet werden. Die Beobachtung dabei ist, dass mit steigender Dämpfung die Amplitude der Resonanzüberhöhung ab- und ihre Breite zunimmt. Zuerst wird die Resonanzfrequenz ω_m am Maximum des Amplitudenverlaufs identifiziert, dann wird auf beiden Seiten der Vergrößerungsfunktion der Wert gesucht, bei dem die Amplitude um den Faktor $1/\sqrt{2}$ kleiner ist, und die Frequenz ω_a und ω_b an diesen Punkten ermittelt. Die Dämpfung kann zu

$$D = \frac{\omega_a^2 - \omega_b^2}{(2\omega_r)^2} \cong \frac{\Delta\omega}{2\omega_r} \quad (2.64)$$

berechnet werden (Ewins 2000).

Aus einer solchen Messung kann die Dämpfung ebenfalls durch eine Ausgleichsrechnung bestimmt werden, wie im Folgenden gezeigt wird. Die Vergrößerungsfunktion für einen Ein-Massen-Schwinger bei Kraftanregung lautet

$$V = \frac{A}{\sqrt{(1-\eta^2)^2 + (2D\eta)^2}} \quad \text{mit } \eta = \frac{\Omega}{\omega_m}, \quad (2.65)$$

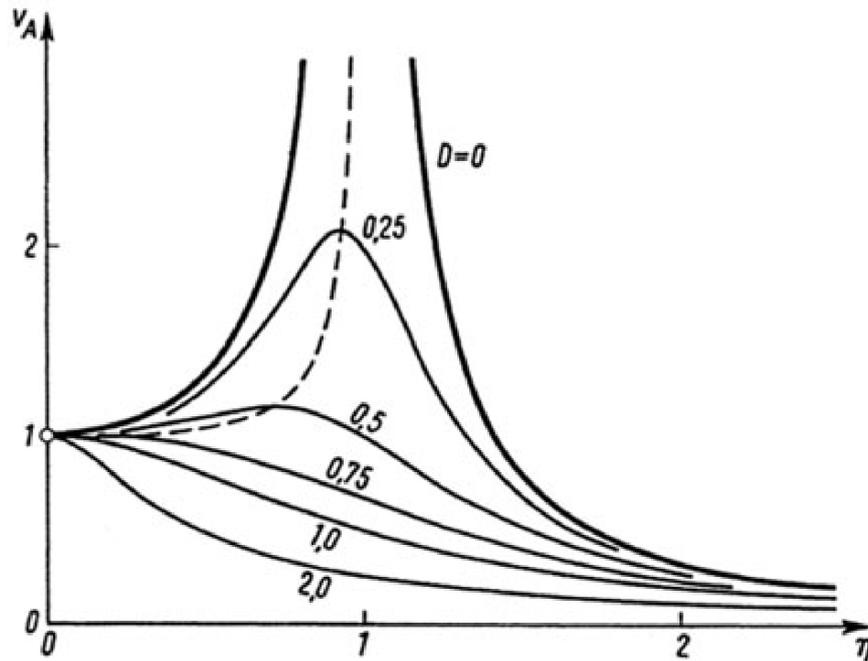


Abbildung 2.14: Vergrößerungsfunktion (V) über dem Frequenzverhältnis (η) für verschiedene Dämpfungsgrade (D), aus Magnus et al. (2013).

mit der Resonanzüberhöhung (V), der Amplitude in Ruhe (A) und dem Frequenzverhältnis (η) aus Anregungsfrequenz (Ω) und Resonanzfrequenz (ω_m), vergl. Magnus et al. (2013) und Abschn. 2.2.2. Nach Ausmultiplikation folgt

$$V^2 - 2V^2\eta^2 + V^2\eta^4 = A^2 - 4D^2\eta^2, \quad (2.66)$$

daraus kann für alle Punkte i der gemessenen Resonanzüberhöhung (V) das Gleichungssystem

$$\{b\} = [A]\{x\} \quad (2.67)$$

aufgestellt und mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden:

$$\underbrace{\begin{Bmatrix} V_i^2 - 2V_i^2\eta_i^2 + V_i^2\eta_i^4 \\ \vdots \end{Bmatrix}}_{\{b\}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & -4\eta_i^2 \\ \vdots & \vdots \end{bmatrix}}_{[A]} \underbrace{\begin{Bmatrix} A^2 \\ D^2 \end{Bmatrix}}_{\{x\}}. \quad (2.68)$$

Für kleine Dämpfungen gilt für das logarithmische Dekrement $\Lambda \approx 2\pi D$ mit dem Dämpfungsgrad (D).

Voraussetzung für die Bestimmung der Dämpfung mit der Halbwertsbreite ist die Anregung des Schwingers mit unterschiedlichen Frequenzen nahe der Resonanzfrequenz. Häufig wird dies mit einer langsamen Steigerung der Frequenz, also einer

2 Grundlagen

Rampenanregung, erreicht. Die Steigung der Rampe hat jedoch einen Einfluss auf die Amplitude und damit auf die Dämpfung, wie Torvik (2011) zeigt. Für die richtige Bestimmung der Dämpfung ist eine quasi-stationäre Anregung notwendig, dazu muss die Dämpfung des Systems so groß sein, dass die Antwort auf momentane Erregung einen stationären Zustand erreicht. Andernfalls wird die Amplitude nicht durch die Dämpfung im System bestimmt, sondern durch die Steigung der Rampenanregung. Torvik (2011) gibt dafür eine Grenzsteigung (S_M) für die Rampenanregung an, die abhängig von der erwarteten Dämpfung und der Eigenfrequenz (f_m) des Systems ist, und fordert eine Rampensteigung $S < S_M$ mit

$$S_M = (f_m D)^2 = \left(\frac{f_m \Lambda}{2\pi} \right)^2. \quad (2.69)$$

3 Stand der Wissenschaft und Motivation dieser Arbeit

3.1 Anregung von Schaufelschwingungen

Zur Anregung von Schaufelschwingungen in rotierenden Laufrädern ist eine Vielzahl von Methoden beschrieben. Häufig wird die Anregung rotierender Schaufelkränze für strukturdynamische Untersuchungen benötigt. Dabei werden Schaufelkränze, Blisks oder ganze Rotoren in Rotationsprüfständen oder Schleuderbunkern im Vakuum untersucht. Die Fragestellungen liegen meist im Bereich der Dynamik verstimmter Systeme. Wesentlich seltener sind Untersuchungen bei Strömungsbedingungen. Dabei ist dann die aerodynamische Dämpfung im Fokus.

3.1.1 Anregungsmethoden im Überblick

Im Folgenden soll ein Überblick über die in der Literatur beschriebenen Anregungsmethoden gegeben werden. Die Anregungsmethoden werden entweder genutzt, um erzwungene Schwingungen anzuregen und zu untersuchen oder um Schwingungen zusammen mit einem Regelkreis zu unterdrücken:

- Eine Anregung mit **Piezo-Aktuatoren** erzielen Kielb und Abhari (2003), um in einer Turbine, die in einem Stoßrohr betrieben wird, die aerodynamische Dämpfung zu messen. Charleux et al. (2006) regen eine rotierende beschaufelte Scheibe in einer Vakuumkammer mit Piezo-Aktuatoren an. Siemann et al. (2009) und Belz et al. (2013) nutzen die piezo-elektrische Anregung sowohl für die Anregung von Schwingungen als auch zur aktiven Schwingungskontrolle. Für diese Anregungsmethode müssen große Spannungen über einen Schleifring in das rotierende System gebracht werden. Darüber hinaus führt die Applikation der Aktuatoren auf der Schaufel zu einer erheblichen Verstimmung.

3 Stand der Wissenschaft und Motivation dieser Arbeit

- Für die Untersuchung von Schaufelschwingungen unter Vakuum-Bedingungen nutzen Sonnichsen et al. (2004), Moreno (2005) und Mitaritonna et al. (2007) **Öl-Strahlen**, die direkt auf die Schaufeln gespritzt werden. Dies hat den Vorteil, dass ein bestehendes Vakuum nicht gebrochen wird.
- Dennoch ist auch das Eindüsen von **Luft-Strahlen** ein Verfahren, das in Vakuum-Untersuchungen zum Einsatz kommt (Brown et al. 1984, Szwedowicz et al. 2003, Mathison und D'Souza 2017). Es führt zu keiner Verschmutzung und ermöglicht damit auch den Einsatz von optischen Messtechniken. Wegman et al. (2013) nutzen die Anregung durch Druckluftstrahlen dagegen in einem transsonischen Verdichter. Dabei erfolgt eine Pulsation der Druckluftstrahlen über rotierende Lochscheiben, angeregt werden die Knotendurchmesser $KD = 0 \dots \pm 3$.
- Schon in den frühen Untersuchungen an Schaufelrädern wird von Campbell (1924) eine **elektromagnetische Anregung** genutzt. In jüngeren Arbeiten werden die Magnete auch phasenversetzt angesteuert, um unabhängig von der Drehzahl Knotendurchmesser anregen zu können (Rice et al. 2009, Pešek et al. 2011). Zucca et al. (2012) nutzen einen **Permanentmagneten** zur Anregung und variieren die Drehzahl des untersuchten Schaufelkranzes.
- Cavaillé (1972) nutzt eine kleine **Sprengladung**, die nahe der Schaufelspitze angebracht ist und über einen Schleifring gezündet wird, zur Impulsanregung einer Schaufel. Ziel der Untersuchung ist die Messung aerodynamischer Dämpfung.

Für die Anregung von Schwingungen rotierender Schaufelkränze unter Strömungseinfluss haben die aufgeführten Verfahren Nachteile. Die Piezo-Aktuatoren führen zwangsläufig zu einer Verstimmung der instrumentierten Schaufeln, weiter ist ein Schleifringübertrager zwingend notwendig, um die hohen Spannungen zur Ansteuerung der Piezo-Aktuatoren bereitzustellen. Eindüsen von Öl führt zu Verschmutzung. Das Einblasen von Luft hat einerseits einen Einfluss auf den Massenstrom, aber auch auf die Strömung im Spitzenbereich der Schaufel. Zudem ist die Bandbreite der Anregungsfrequenz durch Ventile, Motor und Lochscheiben begrenzt. Die elektromagnetische Anregung erfordert ein magnetisches Schaufelmaterial. Die akustische Schwingungsanregung soll diese Nachteile ausräumen.

3.1.2 Akustische Schwingungsanregung

Die akustische Schwingungsanregung dient als flexibles Anregungsverfahren für strukturelle Untersuchungen an nicht-rotierenden Schaufelkränzen, insbesondere

Blisks. Nach dem Vorbild von Jones und Cross (2003) entwickeln Meinzer et al. (2013) ein System zur akustischen Anregung, das Freund et al. (2014) auf einen Niedergeschwindigkeits-Axialverdichter übertragen. Freund et al. (2013) untersuchen die akustische Anregung zunächst in einem Ringgitterwindkanal, dem *Aeroelastic Test Rig* (AETR) an der KTH Stockholm. Darin können sie bei MACH-Zahlen bis $Ma = 0.5$ eine Schaufel aus unterschiedlichen Umfangs-, Gier- und Nickwinkeln akustisch anregen und die instationären Drücke auf der Schaufeloberfläche messen. Damit erbringen Freund et al. (2013) den Nachweis, dass die bisher für strukturdynamische Untersuchungen an nicht-rotierenden Schaufelkränzen akustische Anregung auch für umströmte Schaufeln eingesetzt werden kann. Eine auf die Saugseite der Schaufel gerichtete Anregung erweist sich in den Versuchen von Freund et al. (2013) als besonders robust. Freund et al. (2014) übertragen diese Erkenntnisse auf einen Niedergeschwindigkeitsaxialverdichter und damit auf einen rotierenden Schaufelkranz. Sie erklären die akustische Anregung einzelner Moden des Schaufelkranzes durch akustische Moden, deren Umfangsmodenordnung ganzzahligen Vielfachen der Anzahl der Anregungseinheiten entspricht. Diese akustischen Moden sind in dem untersuchten Verdichter nicht ausbreitungsfähig, führen aber zu einer lokalen Anregung der Schaufeln. Durch eine zusätzliche Variation der Phase sind Freund et al. (2014) in der Lage, alle Knotendurchmesser des Schaufelkranzes anzuregen. Die Arbeiten von Freund et al. (2014) wurden überwiegend am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik an der Leibniz Universität Hannover durchgeführt, sodass auf diese Vorarbeit zugegriffen werden konnte.

Neben der Anwendung der akustischen Anregung für strukturdynamische Untersuchungen an Schaufelkränzen, zu der die oben genannten sowie auch diese Arbeit gezählt werden müssen, findet die akustische Anregung noch früher Einsatz in der aktiven Flutter-Unterdrückung. Huang (1987) legt die theoretischen Grundlagen für die akustische Flutter-Unterdrückung und bestätigt diese im Windkanalexperiment an einem Flügelprofil. Der Lautsprecher kann dabei sowohl in die Schaufel als auch in die Windkanalwand eingelassen sein. In numerischen Arbeiten zeigen Nagai et al. (1996) die Wirkungsweise einer aktiven Flutter-Unterdrückung durch akustische Anregung für ein ebenes Gitter und Lu et al. (2002) für den Rotor 67 der NASA. Die Umsetzung in ein Experiment erfolgt jedoch nicht, sodass Freund et al. (2014) die akustische Anregung als erste in einer rotierenden Turbomaschine einsetzen.

3.2 Messung der aerodynamischen Dämpfung

Die Motivation dieser Arbeit ist es, dem Mangel an experimentellen Daten zur aerodynamischen Dämpfung entgegenzuwirken. Dazu wird ein Versuchsaufbau erarbeitet, mit dem weitere Messdaten gewonnen werden können und bei dem Einflüsse

3 Stand der Wissenschaft und Motivation dieser Arbeit

auf die Schaufelschwingung durch das Anregungs- und Messverfahren sowie durch Reibung reduziert werden. Wesentliches Merkmal dabei ist, dass die Experimente an einer rotierenden Versuchsturbine und nicht an einem Gitterwindkanal wie von Carstens et al. (1993) und Seeley et al. (2016) durchgeführt werden.

Versuche an rotierenden Turbomaschinen wurden von Kielb und Abhari (2003), Rice et al. (2009) und Heinz et al. (2010) dokumentiert:

- Kielb und Abhari (2003) führen ihre Experimente an der *Ohio State University Turbine Research Facility* in einer Stoßrohrturbine durch. Die Turbine erreicht darin einen als stationär angesehen Betriebszustand für einen Zeitraum von 50 ms bis 100 ms, in dem Schaufelschwingungen mit Piezo-Aktuatoren angeregt und mit Dehnungsmessstreifen gemessen werden können. Die genutzte Beschaukelung ist eine Stufe einer Honeywell TFE 731-2 Hochdruckturbine.

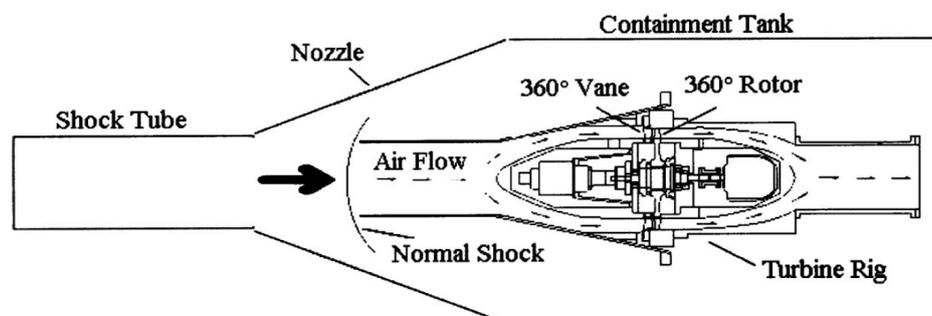


Abbildung 3.1: Turbine im Stoßrohr-Aufbau, aus Kielb und Abhari (2003).

Das Stoßrohr kann vollständig evakuiert werden. Damit ist es Kielb und Abhari (2003) möglich, den Einfluss der aerodynamischen Dämpfung von den Einflüssen durch Reibung zu trennen. Für die Bestimmung der Dämpfung wird eine Ausgleichsrechnung genutzt, bei der die Schaufelantwort an einen Ein-Massen-Schwinger angepasst wird. Kielb und Abhari (2003) zeigen einen signifikanten Einfluss der aerodynamischen Dämpfung auf die Gesamtdämpfung. Diskrete Knotendurchmesser werden nicht angeregt.

- Rice et al. (2009) untersuchen für ALSTOM die Endstufe einer Niederdruckturbine in einer Modellturbine an der *Central Boiler and Turbine Institution, St. Petersburg* in Russland. Die Schaufeln werden mit Elektromagneten zur Schwingung angeregt und die Anregung bei Erreichen der Resonanzfrequenz abgeschaltet. Die Dämpfung bestimmen Rice et al. (2009) aus der Abklingkurve der mit Dehnungsmessstreifen gemessenen Schwingung. Das Anregungssystem ermöglicht es, diskrete Knotendurchmesser anzuregen und damit einen

Vergleich mit der Simulation anzustellen.

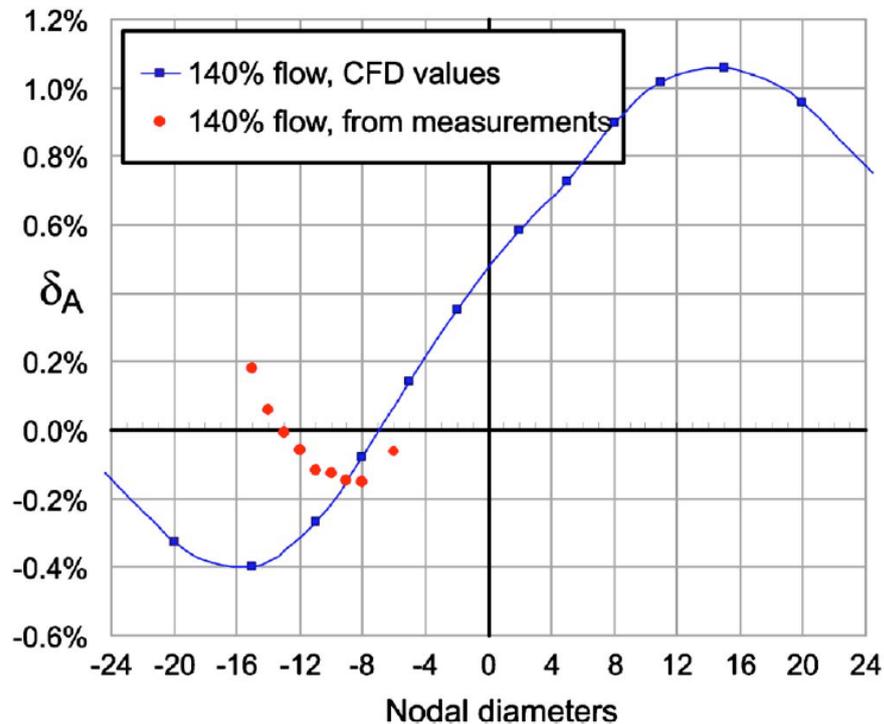


Abbildung 3.2: Vergleich von Messung und Simulation, aus Rice et al. (2009).

Aus Vakuumtests ist die mechanische Dämpfung bekannt. Damit schätzen Rice et al. (2009) die Flutter-Grenze der Beschauflung durch lineare Extrapolation ab.

- Heinz et al. (2010) untersuchen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen und Maschinenlaboratorium (ITSM) der Universität Stuttgart eine Modelldampfturbine. Zum Einsatz kommen Dehnungsmessstreifen sowie ein Tip-Timing-System der SIEMENS AG. Die Anregung erfolgt durch Rotor-Stator-Interaktion, die Bestimmung der Dämpfung erfolgt durch Anpassung der Messdaten durch Ausgleichsrechnung an ein reduziertes mechanisches Modell. Heinz et al. (2010) schätzen die mechanische Dämpfung ebenfalls durch Extrapolation zu einem Durchfluss von $\phi = 0$ ab.

Die Pionierarbeit von Kielb und Abhari (2003) trägt wesentlich zur Motivation weiterer Forschung bei, indem sie die aerodynamische Dämpfung als einen – auch im Vergleich zu Reibungsdämpfung – signifikanten Anteil an der Gesamtdämpfung identifiziert. Der Aufbau im Stoßrohr ermöglicht in eleganter Weise eine Messung unter Vakuumbedingungen. Jedoch sind die Messzeiten sehr kurz und können nicht

mit den stationären Bedingungen verglichen werden, die bei kontinuierlichem Betrieb möglich sind.

Die Versuche von Rice et al. (2009) und Heinz et al. (2010) zeigen den kontinuierlichen Versuchsbetrieb unter stationären Bedingungen. Heinz et al. (2010) sind jedoch auf die Anregung durch Rotor-Stator-Interaktion angewiesen und können diskrete Knotendurchmesser nicht beliebig einstellen. Über diese Freiheit verfügen Rice et al. (2009), jedoch müssen auch sie Dämpfungseinflüsse durch Reibung von der aerodynamischen Dämpfung trennen. Die Instrumentierung mit Dehnungsmessstreifen führt in ihrem Aufbau zu einer zusätzlichen Verstimmung der Schaufeln. Das Anregungssystem mit Elektromagneten erfordert einerseits magnetische Werkstoffe für die Schaufeln und muss andererseits mit einer Zwangskühlung gekühlt werden, um bei dem für die Anregung notwendigen magnetischem Fluss nicht zu überhitzen. Ersteres schließt Aluminium- und Titanwerkstoffe aus, letzteres bedeutet einen erhöhten Aufwand. Nichtsdestotrotz treffen Rice et al. (2009) mit ihrem Vorgehen den Trend der aerodynamischen Dämpfung, den sie durch Simulation vorhersagen, und setzen damit den Maßstab für die weitere Forschung in rotierenden Maschinen.

3.3 Motivation

Die eingangs zitierten Feststellungen über den Mangel an Experimenten zur Bestimmung der aerodynamischen Dämpfung unter realistischen Randbedingungen (Abschn. 1.3), kann anhand der in diesem Kapitel aufgeführten Beispielen nachvollzogen werden. Ebenso zeigen die Grenzen der Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung durch Simulation (Abschn. 2.2.4), dass die Fortentwicklung der Simulationsmethoden von großer Bedeutung ist.

Es erscheint möglich, die im vorangegangenen Abschnitt aufgezeigten Einschränkungen:

- die Beschränkung auf magnetische Schaufelwerkstoffe,
- die mechanische Verstimmung der Schaufeln durch das Anregungssystem,
- den erheblichen Einfluss der Reibungsdämpfung im Schaufelfuß
- und die z.T. kurze Messdauer unter teilstationären Bedingungen

auszuräumen. Dazu soll die experimentelle Bestimmung der aerodynamischen Dämpfung durch die Nutzung der akustischen Anregung als flexibles, berührungsloses Anregungssystem, der Tip-Timing-Methode zur verstimmungsfreien Schwingungs-

messung und schließlich der Blick zur Minimierung der Reibungseinflüsse erfolgen und der Aufbau eines robusten Experiments, das einen kontinuierlichen Betrieb bei realistischen Strömungsbedingungen erlaubt, gezeigt werden. Dies ist als Hypothese dieser Arbeit (Abschn. 1.4) wie folgt formuliert: „Die akustische Schwingungsanregung ist geeignet, um das Laufrad in einer Axialturbine zur Schwingung anzuregen, sodass die aerodynamische Dämpfung der Schwingung quantitativ bestimmt werden kann. Der Einsatz eines integralen Laufrads ermöglicht dabei die Isolation der aerodynamischen Dämpfung.“

4 Auslegung und Simulationsmodell

In diesem Kapitel sollen zunächst die Anforderungen an die Beschau felung der Versuchsturbine und deren aeromechanische Auslegung dargelegt werden. Anschließend werden das Simulationsmodell und die Randbedingungen für die Simulation beschrieben sowie eine Netzstudie durchgeführt.

4.1 Auslegung der Versuchsturbine

Die aeromechanische Auslegung der hier verwendeten Beschau felung wird von Meiner et al. (2014, 2015) beschrieben und hier gekürzt, jedoch mit ergänzenden Anmerkungen versehen, wiedergegeben. Die Turbinenkonfiguration ist in der Draufsicht in Abb. 4.1 gezeigt.

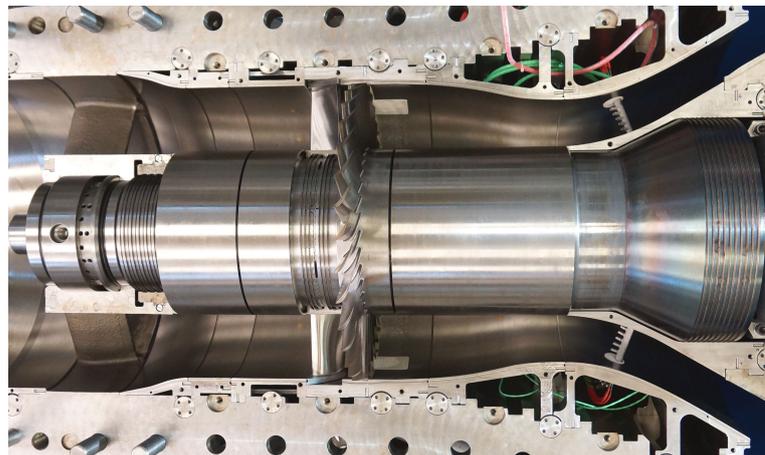


Abbildung 4.1: Draufsicht auf die einstufige Turbinenkonfiguration, die in dieser Arbeit ausgelegt und verwendet wird.

4.1.1 Ziele und Randbedingungen der Auslegung

Die Auslegungsziele für die Beschau felung folgen aus den Versuchsanforderungen und können wie folgt zusammengefasst werden:

- aeromechanische Ähnlichkeit zu einer Gasturbinenendstufe
- Biegemode mit niedriger Eigenfrequenz
- schwache positive aerodynamische Dämpfung
- verwindungsfreie Biegemode
- Randbedingungen des Prüfstands (Geometrie, Leistung)
- Orientierung an der Vorstudie von Freund et al. (2014).

Die aeromechanische Ähnlichkeit zur Gasturbinenendstufe soll hier zu einem Schau felschnitt bei etwa 90% radialer Höhe der realen Schau fel hergestellt werden. Die Ähnlichkeit wird durch eine geringe Umlenkung der Strömung und durch das Teilungsverhältnis und die reduzierte Frequenz hergestellt. Die REYNOLDS-Zahl, die MACH-Zahl sowie weitere Parameter der Auslegung sind in Tab. 4.1 für die Versuchsturbine dargestellt.

Tabelle 4.1: Auslegungsparameter der einstufigen Versuchsturbine.

Parameter	Einheit	Versuchsturbine
Massenstrom, \dot{m}	kg/s	9.2
Drehzahl, n	min^{-1}	7500
Leistung, P	kW	216
Druckverhältnis, Π	–	1.25
Nabenverhältnis, σ	–	0.56
REYNOLDS-Zahl, Re	–	380000
MACH-Zahl, Ma_{rel}	–	0.5
Teilungsverhältnis, c/s	–	1.03
Reduzierte Frequenz, k	–	0.66
Spalt, bezogen auf die Schau felhöhe	%	0.48

Es wird davon ausgegangen, dass für die Biegemode die größte Anregung dann erreicht wird, wenn die Ausbreitung einer ebenen Schallwelle der akustischen Anregung senkrecht zur biegeweichen Achse der Schaufel gerichtet ist, denn in diesem Fall sind Bewegungsrichtung der Schaufel und Anregungskraft gleichgerichtet. Für eine Torsionsmode dagegen trifft dies nicht zu, da aufgrund der Torsionsbewegung der Schaufel nur eine Hälfte der Schaufel in Richtung der Anregungskraft bewegt wird, während sich der andere Teil entgegengesetzt bewegt. Deshalb ist die Anregung der Biegemode für das Erreichen der Versuchsziele besonders geeignet. Das Übertragungsverhalten der Lautsprecher begrenzt den Anregungsbereich in Frequenz und Leistung. Die Lautsprecher aus der Vorstudie von Freund et al. (2014) werden weiterverwendet. Dabei handelt es sich um 2"-Mitteltontreiber vom Typ BMS 4591, die ihre maximale Leistung zwischen 300 Hz und 7000 Hz entfalten. Aufgrund der Relativbewegung des rotierenden Schaufelkranzes gegenüber den stationären Lautsprechern des akustischen Anregungssystems ist eine höhere Anregungsfrequenz notwendig, um die DOPPLER-Verschiebung der Schallwellen auszugleichen. So müssen Lautsprecher, Drehzahlbereich der Turbine und Eigenfrequenz der anzuregenden Mode aufeinander abgestimmt sein. Daraus resultiert die Forderung nach einer für diesen Prüfstand vergleichsweise niedrigen Eigenfrequenz der Schaufel.

Im Versuch sollen Schaufelschwingungen gezielt und kontrollierbar angeregt werden. Selbsterregte Schwingungen müssen daher vermieden werden. Die Forderung nach einer schwachen, aber positiven aerodynamischen Dämpfung drückt dies als Anforderung aus und soll gleichzeitig eine lange Ausschwingzeit und eine hohe Amplitude der Schaufelschwingung erreichen. Die verwindungsfreie Biegemode bezieht sich darauf, dass Vorder- und Hinterkante der Schaufel möglichst die gleiche Amplitude ausführen sollen. Damit kann zum einen die Mode durch eine reine Translation der Geometrie angenähert werden. Dies kann es ermöglichen, auch weniger komplexe Modelle gegen die experimentellen Daten zu vergleichen. Zum anderen wird dadurch die mit dem Tip-Timing-System gemessene Amplitude unabhängig von der axialen Position der Messstelle.

Der Turbinenprüfstand des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik (TFD) setzt weitere Randbedingungen an die Auslegung der Versuchsbeschaufelung. Die Leistungsgrenzen sind durch das Luftversorgungssystem und die Lastmaschine gesetzt. Ersteres stellt einen maximalen Druck von 3.3 bar und einen Luftmassenstrom von 9.2 kg/s zur Verfügung. Die Lastmaschine ist auf eine Wellenleistung von 1350 kW bei 7800 min^{-1} begrenzt. Das Außengehäuse der Turbinen bestimmt über das Loslagergehäuse am Eintritt den Nabendurchmesser zu 270 mm. Die Schaufellänge wird durch das Innengehäuse begrenzt und zu 105 mm gewählt. Das Innengehäuse und der Leitschaufelträger sind so konstruiert, dass sie mit einer Wandstärke von 20 mm in den verbleibenden Ringraum im Außengehäuse passen. Rotorlänge und Lagerung werden von einer vorhandenen Konfiguration übernommen. Die axiale

Position der Turbinenstufe auf der Rotorwelle wird wiederum durch die Abmessung der Lautsprechereinheiten zur akustischen Schwingungsanregung und deren Ausrichtung zur Saugseite der Rotorschaukel vorgegeben. Diese Randbedingungen sind der Vorstudie von Freund et al. (2014) entnommen.

4.1.2 Auslegung

Für die Auslegung definieren Meinzer et al. (2014, 2015) drei Betriebspunkte: einen Nennlastpunkt, einen Teillastpunkt und einen Off-Design-Punkt mit hoher Fehlansströmung. Damit soll schon bei der Auslegung der Turbine der zunehmenden Bedeutung des Teillastbetriebs Rechnung getragen werden. Zusätzlich zu oben genannten Auslegungszielen kommt als weitere Forderung hinzu, dass der Nennlast- und der Teillastpunkt frei von Ablösungen auf der Laufschaufel sein sollen.

Die Auslegung erfolgt manuell als iterativer Prozess und ist angelehnt an die in der Literatur beschriebenen Auslegungsprozesse (Hourmouziadis 1989, Ucer 1994, Lechner und Seume 2009, Aschenbruck et al. 2013). Der Ablauf ist in Abb. 4.2 grafisch dargestellt:

1. Zu Beginn einer Iteration erfolgt eine Auslegung mit dem 1D-Auslegungswerkzeug Axial und dem 2D/3D-Auslegungswerkzeug AxCent, beide vom Hersteller Concepts NREC. Damit werden Strömungswinkel, Schaufelprofil und Staffellung bestimmt und eingestellt.
2. Anschließend wird aus den Profilschnitten ein CFD-Netz in NUMECA AutoGrid5 erstellt und die RANS-Simulation der Aerodynamik in ANSYS CFX Version 14.5 ausgeführt. Die Turbulenz wird dabei mit dem SST-Modell abgebildet, für die Transition kommt das γ - Re_{Θ} Modell zum Einsatz. Die y^+ -Werte auf der Schaufeloberfläche liegen bei Auflösung der Grenzschicht bei Werten unter $y^+ < 1.5$.
3. In einem parallelen Zweig wird in 3D-CAD mit SolidEdge ein CAD-Modell zur statischen FEM- und Modalanalyse erstellt, die beide in ANSYS Workbench durchgeführt werden.
4. Nach Zwischenbewertung von Aerodynamik, Statik und Dynamik erfolgt eine zyklische Modalanalyse in ANSYS Mechanical/APDL.
5. Letztere (Nr. 4) liefert komplexe Eigenvektoren, die zusammen mit der stationären RANS-Lösung aus ANSYS CFX in die Werkzeugkette zur Bewertung der Aeroelastik in TRACE Version 7.3.237 fließen.

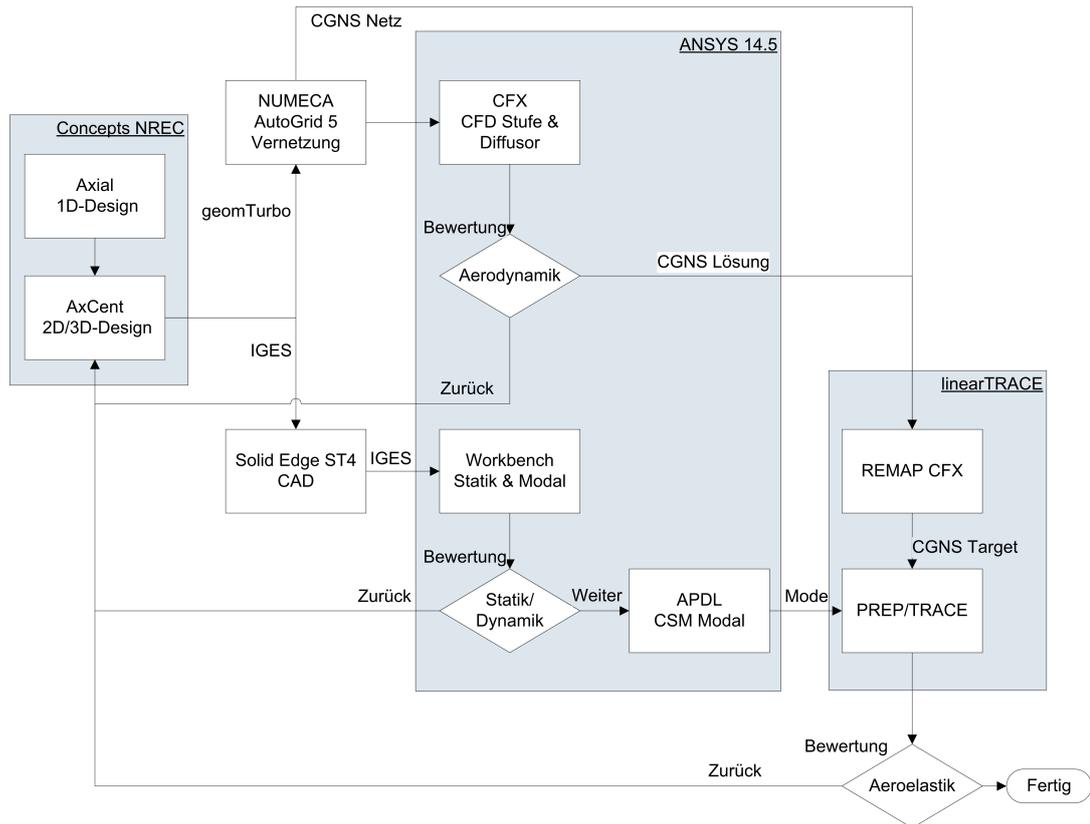


Abbildung 4.2: Werkzeugkette für die aeromechanische Schaufelauslegung, aus Meinzer et al. (2014).

TRACE ist ein auf Turbomaschinen spezialisierter CFD-Löser, der am Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) entwickelt wird. TRACE wird von SIEMENS und MTU sowie verschiedenen deutschen Universitäten zur Entwicklung und Erforschung von Turbomaschinen verwendet. Das Aeroelastikmodul von TRACE stellt einen zeitlinearisierten Löser (Kersken et al. 2012), einen Harmonische-Balance-Löser sowie einen URANS-Löser zur Verfügung. Der zeitlinearisierte Löser wird in dieser Auslegungskette verwendet. Für die zeitlinearisierte Simulation wird eine stationäre Startlösung benötigt. Der industrielle Projektpartner SIEMENS setzt dafür ANSYS CFX ein. Aus diesem Grund wird das auch hier getan. Das Programm REMAP CFX interpoliert diese Startlösung auf das von TRACE verwendete CFD-Netz. Der Prä-Prozessor PREP interpoliert die komplexen Eigenvektoren aus der zyklischen Modalanalyse auf das CFD-Netz und führt die Netzverformung durch. Sowohl in ANSYS CFX als auch in TRACE wird das gleiche CFD-Netz genutzt, jedoch konvertiert ANSYS CFX das blockstrukturierte Netz intern in ein unstrukturiertes Netz.

Die Ziele der Auslegung werden erreicht. In Tab. 4.2 sind die charakteristischen Daten der finalen Auslegung aufgeführt. Die Anforderung nach einer verwindungsfreien

Tabelle 4.2: Parameter der finalen Schaufelauslegung.

Parameter	Einheit	OP0	OP1	OP2
Massenstrom, \dot{m}	kg/s	9	6.3	9
Drehzahl, n	min ⁻¹	7500	6000	5250
Leistung, P	kW	216	85	192
Umlenkung, $\beta_{in} - \beta_{out}$	°	31.5	30.6	68
MACH-Zahl, Ma_{rel}	–	0.5	0.36	0.48

ersten Biegemode wird dadurch erreicht, dass die Laufschaufel zylindrisch ausgeführt ist. Damit muss die Statorschaufel die Umlenkung der Strömung zur Kompensation der mit dem Radius steigenden Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufel erzielen, um eine inzidenzfreie Anströmung zu gewährleisten.

Für die Auslegung werden am Eintritt der Massenstrom, ein Turbulenzgrad von 5% sowie eine Fluidtemperatur von 420 K vorgegeben. Am Austritt wird der Umgebungsdruck mit 1 bar vorgegeben. Diese Vorgaben sind in Anlehnung an frühere Versuche mit anderen Turbinenkonfigurationen ausgewählt. Im späteren Versuch zeigt sich, dass die Annahme für die Fluidtemperatur um 40 K bis 50 K zu hoch angesetzt ist, da die Austrittstemperatur der Kompressoranlage für das vorherrschende Druckverhältnis nicht bekannt war. Außerdem muss die Drehzahl aufgrund hoher Schwingungen am Getriebe auf $n = 6100 \text{ min}^{-1}$ begrenzt werden. Weil sich dadurch die Betriebspunkte verschieben, werden sie für den Versuch auf MACH-Zahl-Ähnlichkeit angepasst.

4.2 Simulationsmodell

Die Auslegungskette (Abb. 4.2) ist insofern an den Prozess des Projektpartners SIEMENS angelehnt, als dass der Strömungslöser ANSYS CFX genutzt wird, vgl. Kerken et al. (2012). Für die über die Auslegung hinausgehenden Simulationen wird in dieser Arbeit der Strömungslöser TRACE des DLR in der Version 9.0.412 genutzt. Die Struktursimulation zur Berechnung der Schwingungsmoden wird mit dem freien FEM-Löser CalculiX durchgeführt. Für die Aeroelastiksimulation in TRACE wird

der zeitlinearisierte Löser mit der GMRES-Methode zur iterativen Lösung des linearen Gleichungssystems genutzt. Das Rechnetz ist sowohl in seiner Größe als auch in der Auflösung des Rechengebiets nahezu unverändert gegenüber dem der Auslegung. Kleine Änderungen betreffen insbesondere interne Blockgrenzen, die an die Position der Messebenen des Versuchsaufbaus positioniert werden und die Schaufelgeometrie, die an die Ist-Geometrie der gefertigten Schaufeln angepasst ist. Abbildung 4.3 zeigt das Rechnetz, das sich von der Messebene ME 2.01 bis zur Messebene ME 3.02 erstreckt. Aus Darstellungsgründen wird das größte Netz gezeigt (vergl. Abschn. 4.2.2). In Abb. 4.4 ist der Bereich der Stufe im S1-Schnitt gezeigt; hier ist das mittlere Netz dargestellt, das für die Strömungssimulation genutzt wird.

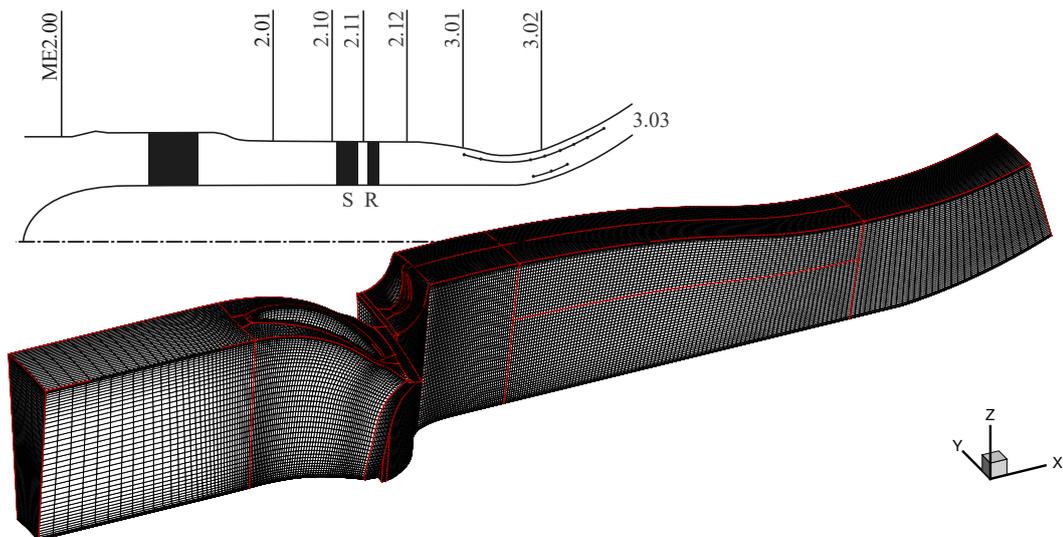


Abbildung 4.3: Diskretisierung des Rechengebiets für die Strömungssimulation und Skizze der Messebenen (ME). Das Rechengebiet erstreckt sich von ME 2.01 bis ME 3.02.

In TRACE wird die Turbulenz mit dem $k-\omega$ -Modell (Wilcox 1988) mit Modifikation (Kato und Launder 1993) modelliert. Auf eine Modellierung der Transition wird verzichtet, nachdem Simulationen mit dem $\gamma\text{-Re}_\theta$ -Modell keinen Einfluss auf die Umströmung der Rotorschaukel und die nachfolgende Simulation der Aeroelastik gezeigt haben. Für das Interface zwischen Stator und Rotor wird eine Mischungsebene (engl. *mixing plane*) eingesetzt.

4.2.1 Randbedingungen der Simulation

Das Rechengebiet für die Strömungssimulation erstreckt sich von Messebene ME 2.01 bis ME 3.02 (vergl. Abb. 4.3). Am Eintritt des Modells wird ein Totaldruck- und

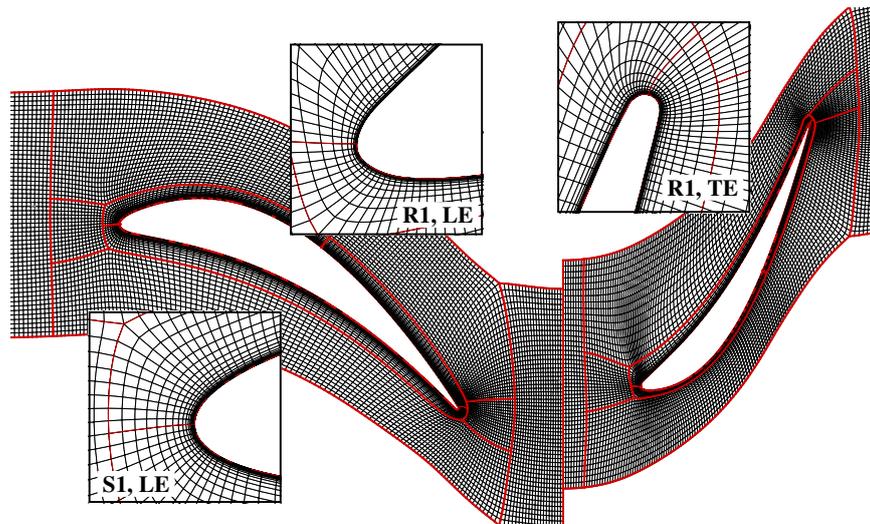


Abbildung 4.4: S1-Schnitt durch das mittlere Netz im Bereich der Stufe.

Totaltemperaturprofil vorgegeben, das im Versuch aus einer umfangsgemittelten, flächigen Traversierung über einen Umfangswinkel Θ von $\Theta = 75.5^\circ$ bis $\Theta = 104.5^\circ$ in Messebene ME 2.01 gewonnen wird. Durch die Umfangsmittelung werden kleine Ungleichförmigkeiten in der Strömung durch den Nachlauf der Stützrippen ausgeglichen. Diese Flächentraversierung wird für die Betriebspunkte OP0 und OP1, also den Nenn- und den Teillastfall, durchgeführt. Um unterschiedliche Messtage berücksichtigen zu können, wird das Strömungsprofil auf den Wert im EULER-Radius normiert und mit der Totalgröße aus ME 2.00, ebenfalls im EULER-Radius, multipliziert. Am Austritt wird in ME 3.03 der Wanddruck an Naben- und Gehäusewand an verschiedenen x-Positionen gemessen und über den Umfang gemittelt. Die Wanddruckbohrungen an der x-Position der Austrittsebene ME 3.02 liefern hier die Werte für die Austrittsrandbedingung des Modells. Sie werden in der Simulation an Nabe und Gehäuse vorgegeben. Die KIEL-Kopf Kammsonden in der Austrittsebene ME 3.02 verfügen nur über Messstellen für Totaldruck und Totaltemperatur, der statische Druck kann daher im Kanalquerschnitt nicht vorgegeben werden und geht auch nicht in die Randbedingungen ein.

4.2.2 Netzstudie

Numerische Simulationen sind mit Unsicherheiten behaftet. Diese Unsicherheiten können, wie (Ferziger und Peric 2008) ausführen, unterschiedlichen Quellen zugeord-

net werden. Während der Anwender einer Simulationssoftware meist keinen Einfluss auf die Implementierung der Gleichungen und der numerischen Lösungsverfahren sowie auf Rundungsfehler hat, kommt der Wahl geeigneter Randbedingungen und Modelle zur Abbildung des physikalischen Phänomens durch den Anwender eine große Bedeutung zu, um die Unsicherheit einer numerischen Vorhersage zu minimieren. Diese Fehler sind jedoch nur schwer zu quantifizieren. Für den Iterationsfehler und den Diskretisierungsfehler gibt es dagegen klare Kriterien.

Der Iterationsfehler kann durch geeignete Konvergenzkriterien für das Lösungsverfahren reduziert werden. Eine Reduktion des Residuums um mindestens fünf Größenordnungen für den RMS-Wert beziehungsweise um drei Größenordnungen für Maximalwerte ist nach (Ferziger und Peric 2008) ein geeignetes Maß für einen kleinen Iterationsfehler. Als physikalisches Kriterium kann eine asymptotische Annäherung der betrachteten Größe an einen Grenzwert und das Erreichen einer kleinen relativen Änderung gesehen werden.

Der Diskretisierungsfehler wird durch den Netzkonvergenz-Index (engl. *grid convergence index, GCI*) auf Basis der RICHARDSON-Extrapolation abgeschätzt (Roache 1994, 1998). Tabelle 4.3 führt den GCI sowie den relativen Fehler zur RICHARDSON-Extrapolation (engl. Estimated Extrapolated Relative Error, EERE) auf. Alle Werte f_c liegen im asymptotischen Bereich, $A_{Flag} = 1$, und die Verfeinerung der Netze r_{21} und r_{32} ist mit ≈ 2 größer als 1.3. Damit sind die Voraussetzungen für die Bestimmung des Netzkonvergenz-Index erfüllt. Für die betrachteten Größen ergeben sich für alle Netze sehr kleine Werte für den GCI und den EERE. Diese sind als prozentuale Abweichung von der asymptotischen Lösung zu interpretieren. Einschränkung muss erwähnt werden, dass diese Art der Fehlerabschätzung für Netze mit äquidistanter Knotenverteilung gedacht ist und dass die Auflösung der Grenzschicht, welche ebenfalls verfeinert wird, einen erheblichen Einfluss auf die Lösung haben kann. Wird bereits für das grobe Netz ein dimensionsloser Wandabstand von $y^+ = 1$ gefordert, sind bei zweimaliger Verdopplung der Zellen in jede Raumrichtung erhebliche Rechnerressourcen erforderlich. Nichtsdestoweniger ist auch hier ein asymptotisches Lösungsverhalten ein geeigneter Indikator für die Netzunabhängigkeit der Lösung.

Die vorliegende Turbine wird durch ein Rechennetz mit $65.6 \cdot 10^6$ Knoten diskretisiert und in jede Raumrichtung wiederholt um den Faktor zwei vergrößert, um zwei Netze mit geringerer Auflösung zu erhalten ($8.25 \cdot 10^6$ Knoten und $1.08 \cdot 10^6$ Knoten). Mit diesen drei Netzen wird die Netzkonvergenzstudie für die stationäre Strömungssimulation durchgeführt. Die betrachteten Größen sind dabei die Druckverhältnisse über das Rechengebiet, weil die aerodynamische Dämpfung insbesondere vom Druck abhängig ist, sowie der Wirkungsgrad und die Leistung als weitere globale Größen. Für die Strömungssimulation wird im Weiteren das Netz mit der mittleren Auflösung

4 Auslegung und Simulationsmodell

($8.25 \cdot 10^6$ Knoten) genutzt. Eine Fehlerabschätzung für die Aeroelastiksimulation wird in Abschn. 6.3.4 vorgenommen. Das Abbruchkriterium ist für die Aeroelastiksimulation die Konvergenz der zyklischen Arbeit.

Tabelle 4.3: Netzstudie bezüglich der Druckverhältnisse, total-total und statisch-total, des isentropen Wirkungsgrades sowie der Leistung der Turbine.

Größe	Wert zu $\Pi_{stat,tot}$	Wert zu $\Pi_{tot,tot}$	Wert zu η_{is}	Wert zu P_{is}
$r21$	= 1.9963961	1.9963961	1.9963961	1.9963961
$r32$	= 1.9702157	1.9702157	1.9702157	1.9702157
$fc1$	= 0.78264707	1.190433	0.88697434	-154830.59
$fc2$	= 0.78264821	1.190145	0.89014363	-154566.88
$fc3$	= 0.78264844	1.1898242	0.89364559	-154332.67
p	= -2.2452491	0.18565598	0.17395024	-0.14516653
f_{extra}	= 0.78264851	1.192536	0.86217338	-152068.8
GCI_1	= -2.2957408e-06	0.0022082099	0.034951626	-0.022296918
GCI_2	= -4.8617607e-07	0.0025112406	0.039277752	-0.020202245
GCI_3	= -1.0605637e-07	0.0028481743	0.04419543	-0.018308219
$EERE_1$	= 1.8365892e-06	0.0017634526	0.028765625	0.01816149
$EERE_2$	= 3.8894067e-07	0.0020049632	0.032441565	0.016427282
$EERE_3$	= 8.4845033e-08	0.0022739697	0.036503338	0.01488717
A_{Flag}	= 0.99999863	1.0002427	0.99644022	1.0017067
p	= 1			
$f_{extra,p1}$	= 0.78264594	1.1907221	0.88379357	-155095.27
$GCI_{1,p1}$	= 1.8161091e-06	0.00030351529	0.0044826002	0.0021367938
$GCI_{2,p1}$	= 3.9178884e-07	0.00034727712	0.0050686441	0.0019521704
$GCI_{3,p1}$	= 7.7190854e-07	0.00068421085	0.0099863223	0.0038461968
$EERE_{1,p1}$	= 1.4528894e-06	0.00024275329	0.0035989864	0.0017065179
$EERE_{2,p1}$	= 2.9005427e-06	0.00048463173	0.0071850025	0.0034068857
$EERE_{3,p1}$	= 3.2046393e-06	0.00075404808	0.011147412	0.0049169447

5 Aufbau des Experiments

5.1 Die Versuchsturbine

Der Luftturbinenprüfstand des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik (TFD) wurde Anfang der 1960er Jahre, damals Institut für Strömungsmaschinen (IfS) unter der Leitung von Prof. Bammert, aufgebaut und seitdem im Rahmen einer Vielzahl von Forschungsvorhaben erweitert. Das Gussgehäuse der Turbine ist horizontal geteilt, die Gehäusekontur des Strömungspfads kann über eingelegte Ringe für Einlauf und Diffusor sowie die Leitschaufelträger angepasst werden. Diese Ringe und die Leitschaufelträger bilden das Innengehäuse, werden axial in Nuten im Außengehäuse gehalten und sind in der Teilfuge mit diesem verschraubt. In Abb. 5.1 sind diese Komponenten in der Aufsicht gezeigt.



Abbildung 5.1: Unterteil des Turbinengehäuses mit Innengehäuse und Rotor

5 Aufbau des Experiments

Diese Bauweise ermöglicht die Untersuchung verschiedener Turbinenkonfigurationen, bei denen der Rotor und das Innengehäuse modifiziert und in das Außengehäuse montiert werden. In jüngster Zeit wurde der Prüfstand insbesondere mit einer 7-stufigen Dampfturbinen-Beschaufelung (Herzog et al. 2007, Binner und Seume 2014, Kwitschinski et al. 2014), einer 5-stufigen (Aschenbruck und Seume 2015) sowie einer 1.5-stufigen Gasturbinen-Beschaufelung (Henke et al. 2016) betrieben. Für das Vorhaben dieser Arbeit sind große Zugänge durch Außen- und Innengehäuse notwendig, um die akustische Anregung zu realisieren. Um die mechanische Integrität des Gehäuses sicherzustellen, muss ein neues Außengehäuse gefertigt werden. Aus diesem Grund wird das Außengehäuse mit einem Messarm taktil vermessen und ein CAD-Modell aus den Messdaten und den Originalzeichnungen angefertigt. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, Fertigungsabweichungen am Originalteil zusätzlich in die Modellerstellung einfließen zu lassen. Das neue Gehäuse ist aus Stahlguss P240GH gegossen. Damit wird im Rahmen dieser Arbeit neben dem Zugankerrotor zur Aufnahme der Blisk und dem Innengehäuse zur Definition des Strömungspfadens auch das Außengehäuse neu angefertigt.

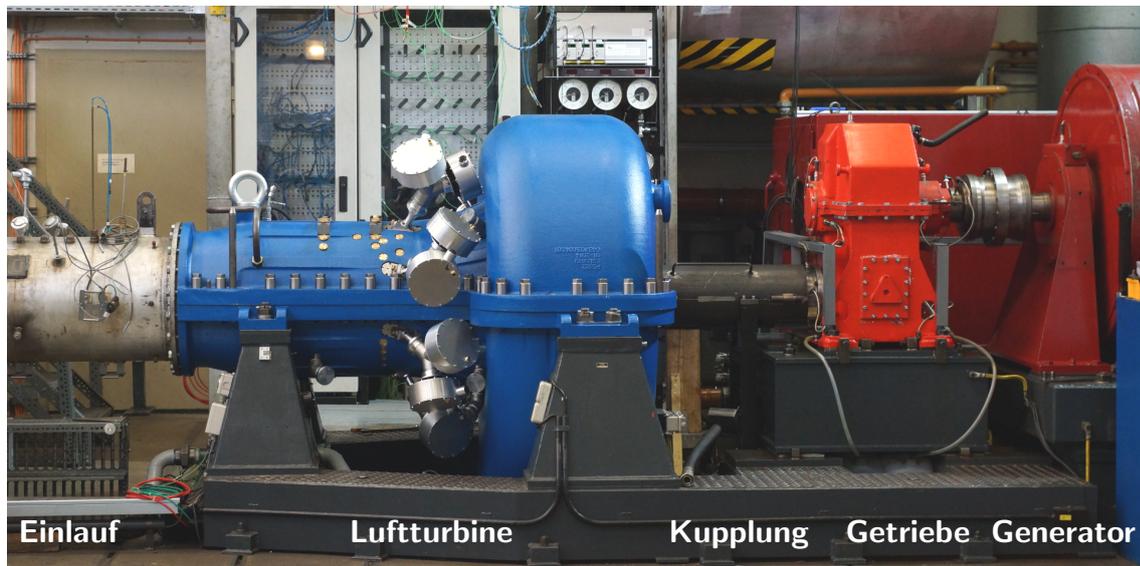


Abbildung 5.2: Der Luftturbinen Prüfstand des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover.

Der gesamte Turbinenprüfstand ist in Abb. 5.2 gezeigt. Der Rotor der Turbine ist über die Stahllamellen-Kupplung MTM 133 der Firma Renk an das Stirnradgetriebe DEMAG TDüx38 mit der Übersetzung 5:1 angeflanscht. Auf der Seite der Turbine ist der Kupplungsflansch mit einer Zahnscheibe mit 60 Nuten versehen, eine der Nuten ist in axialer Richtung länger ausgeführt. So können mit kapazitiven Abstandssensoren zwei Drehzahl-signale aufgezeichnet werden. An diesem Flansch wird außerdem die Wellenbahn aufgezeichnet und über weitere Sensoren ein mehrfach-

redundantes Drehzahlssignal für den Überdrehzahlsschutz erfasst. Getriebeseitig ist die Kupplung mit einer Drehmomentmesswelle HBM T12 verbunden. Am Getriebe werden an- und abtriebsseitig Lagerschwingungen, Temperaturen und Wellenbahnen aufgezeichnet. Über eine Bogenzahnkupplung ist das Getriebe schließlich mit einer Gleichstrom-Pendelmaschine verbunden. Diese Belastungsmaschine ermöglicht eine stufenlose Drehzahlregelung und kann darüber hinaus sowohl generatorisch als auch motorisch arbeiten, sodass auch ein Schleppbetrieb der Turbine möglich ist. Realisiert wird die elektrische Versorgung über einen LEONARD-Satz, der sich im Geschoss unterhalb der Turbine zusammen mit weiteren Nebenaggregaten zur Öl- und Sperrluftversorgung und der zentralen Luftversorgung befindetet.

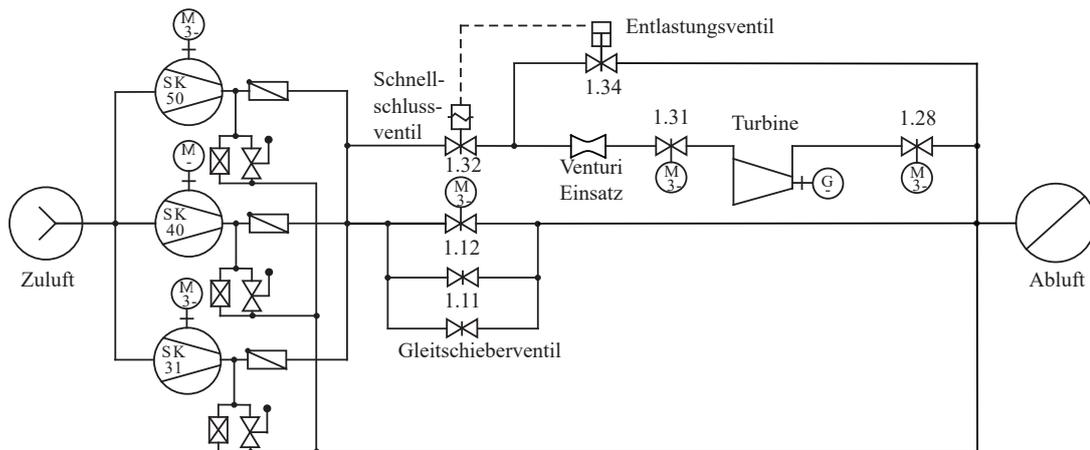


Abbildung 5.3: Schaltung der Luftversorgung für den Turbinenbetrieb.

Die zentrale Luftversorgung des TFD versorgt neben der Luftturbine auch weitere Prüfstände wie beispielsweise einen Gitterwindkanal, einen akustischen Windkanal und einen Windkanal zur Kalibrierung von pneumatischen Sonden. In Abb. 5.3 ist die Schaltung für den Turbinenbetrieb gezeigt. Die drei Schraubenkompressoren Typ SK50, SK40 und SK31 der Guthoffnungshütte (GHH), heute MAN Energy Solutions, Oberhausen, speisen aus der Umgebung angesaugte und verdichtete Luft parallel in eine Sammelleitung ein. Es wird ein Druckverhältnis von $\Pi = 3.3$ und ein Massenstrom von 9.4 kg/s erreicht. Der Luftmassenstrom kann mit dem Schieber 1.11 manuell und dem Schieber 1.12 motorbetrieben eingestellt werden. Die nicht benötigte Luft wird über eine Bypass-Leitung abgeblasen. Eine feinere Einstellung des Massenstroms wird über ein Gleitschieberventil erreicht, das durch die TetraTec „Laminar MasterFlow“-Betriebspunktregelung angesteuert wird. Die Betriebspunktregelung erlaubt wahlweise eine Regelung des Druckverhältnisses oder der Massenstroms sowie der Drehzahl; weiter ist eine Regelung nach reduziertem Massenstrom und Drehzahl möglich. Der Prüfstand selbst wird über die Schieber 1.31 und 1.28 komplett von der Luftversorgung getrennt. Für den Betrieb werden diese Schieber sowie das Schnellschlussventil 1.32 geöffnet. Das Entlastungsventil Nr. 1.34 öffnet bei

Schnellschluss selbstständig und leitet den vollen Luftmassenstrom über den Abluftstutzen in die Umgebung. Die Schraubenkompressoren sind mit Rückschlagklappen und Überdruckventilen gesichert. In der geraden Zuleitung zur Turbine befindet sich ein kalibrierter Venturi-Einsatz zur Massenstrombestimmung. Stromauf des VENTURI-Einsatzes ist die gerade DN500-Rohrleitung 17 Durchmesser lang und stromab ist sie 15 Durchmesser lang.

5.2 Instrumentierung

Der Turbinenprüfstand und das System zur Luftversorgung werden mit einer Vielzahl von Sensoren überwacht. Ein Teil dient ausschließlich der Betriebsüberwachung, während andere Sensoren (z.B. Drehzahl und Drehmoment) auch oder ausschließlich wissenschaftlich genutzt werden. Im Folgenden soll die wissenschaftlich genutzte Instrumentierung beschrieben werden.

5.2.1 Strömungsmessung

Die aerodynamischen Messungen werden mit dem Ziel durchgeführt,

- die aerodynamische Auslegung der Turbinenstufe zu bestätigen,
- Randbedingungen für das numerische Modell bereit zu stellen und
- die Übereinstimmung der Vorhersage des Modells mit den Messungen
- sowie die Wiederholbarkeit der Betriebspunkte über mehrere Messtage hinweg zu zeigen.

Dazu stehen zwölf Messebenen zur Verfügung. Die ersten vier liegen vor dem Eintritt in die Turbine, sie sind in Abb. 5.4 skizziert. Im Ansaughaus werden Druck- und Temperatur der Umgebung sowie die relative Feuchte der Luft bestimmt. Im VENTURI-Einsatz wird der Massenstrom gemessen und im Zulauf stehen eine Totaltemperatursonde sowie ein PRANDTL-Rohr zur Messung der Eintrittsbedingungen.

Die restlichen Messebenen befinden sich in der Turbine (Abb. 5.5). Am Eintritt (ME 2.00) stehen drei 5-Loch-Sonden im EULER-Radius des Ringkanals vor den Stützrippen der oberen Gehäuseschale. Damit werden die Strömungsbedingungen am Eintritt gemessen. Die hier gemessenen Totalgrößen werden sowohl für die Reduzierung des Massenstroms und der Drehzahl nach Fruböse (1990) als auch zur

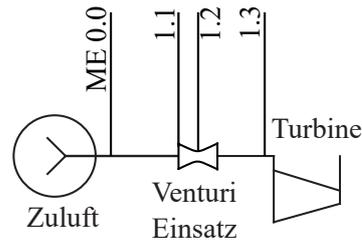


Abbildung 5.4: Messebenen vor der Versuchsturbine.

Skalierung des Eintrittsprofils der Strömungssimulation genutzt. Hinter den Stütz-

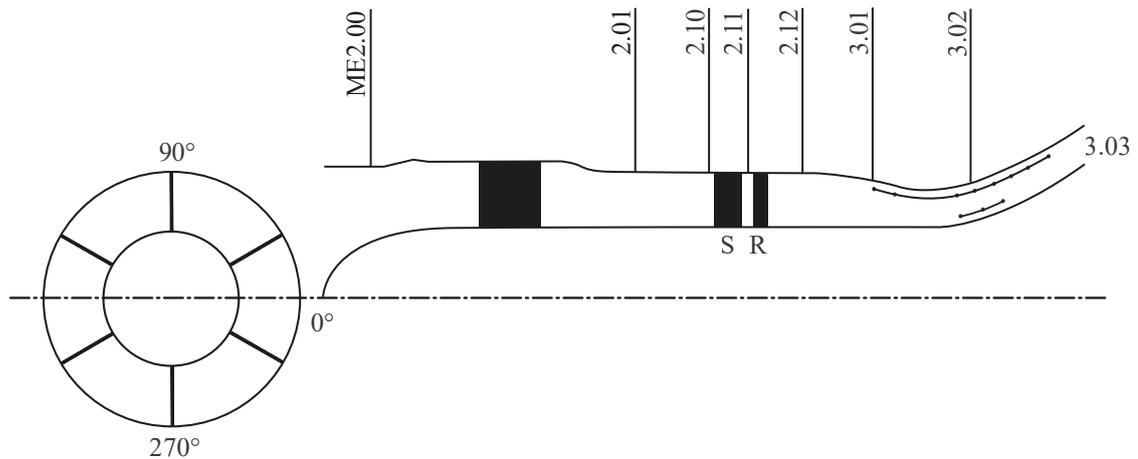


Abbildung 5.5: Messebenen in der Versuchsturbine.

rippen (ME 2.01) und hinter der Statorreihe (ME 2.11) befindet sich ein Schlitz für eine Umfangstraverse. Dort werden die Nachläufe von Stützrippen und Statortraversiert. Aus einer Umfangsmittelung dieser Messdaten wird die Zu- und Abströmung der Statorreihe bestimmt. Zwei Statorpassagen sind bei 50% bzw. 80% radialer Höhe mit Profildruckbohrungen versehen. In den Messebenen ME 2.10 und ME 2.12 kann mit einer 5-Loch-Sonde radial traversiert werden. Wanddruckbohrungen im Strömungskanal sind in ME 2.01 und ME 3.01 an der Gehäusewand sowie in ME 3.03 zusätzlich auch an der Nabe vorhanden. In ME 3.02 sind fünf KIEL-Kopf-Kammsonden (Abb. 5.7) über den Umfang verteilt, mit denen Totaldruck und -temperatur am Austritt gemessen werden.

Mit pneumatischen 5-Loch-Sonden (Abb. 5.6) können neben dem Totaldruck und dem statischen Druck auch noch der Gierwinkel (α) und der Nickwinkel (γ) der Sonde gegenüber der Hauptströmungsrichtung bestimmt werden. Damit können die räumlichen Geschwindigkeitskomponenten berechnet werden. Die hier verwendeten Sonden haben einen Kopfdurchmesser von 3 mm, mit Ausnahme von denen in ME 2.00, die einen Durchmesser von 5 mm haben. Erstere werden für die Tra-

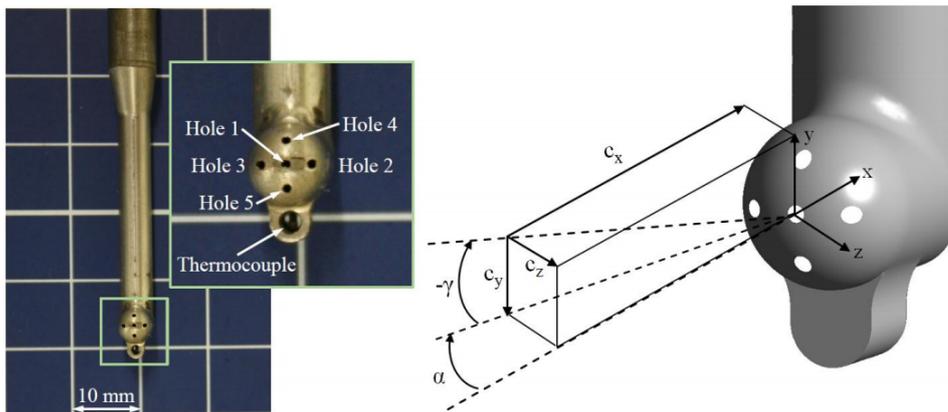


Abbildung 5.6: 5-Loch-Sonde, aus Aschenbruck et al. (2015).

versierung zwischen den Schaufelreihen eingesetzt, wo die relative Versperrung des Strömungspfades durch die Sonde groß ist, während letztere in der axialen homogenen Strömung am Eintritt in die Turbine stehen. Unterhalb des Kopfes der 5 mm Sondenköpfe bzw. oberhalb der 3 mm Sondenköpfe befindet sich bei allen ein Thermoelement. Durch Kenntnis der Temperatur an der Messstelle ist es möglich, die MACH-Zahl zu berechnen. Wird die Sonde unter einem Winkel von $\alpha = \gamma = 0^\circ$ angeströmt, dann ist die mittlere Bohrung dem Totaldruck ausgesetzt, während an den seitlichen Bohrungen gleich große Differenzdrücke gegenüber der mittleren Bohrung gemessen werden. Dieser Gleichgewichtszustand verändert sich, sobald die Sonde oder die Strömung ihren Winkel ändert. In welchem Maße diese Änderung auftritt, wird bei der Kalibrierung der Sonde in einer bekannten Strömung und bei bekannten Sondenwinkeln bestimmt. Die Größen p_{tot} , p_{stat} , Ma , α , γ werden iterativ aus den in der Turbine gemessenen Differenzdrücken und den Kalibrierkoeffizienten berechnet. Das Vorgehen und die Grenzen einer solchen Messung in Strömungen mit großen Gradienten beschreiben Aschenbruck et al. (2015). Die Datenauswertung und Kalibrierung der Sonden ist in Abschn. B.4 beschrieben.

KIEL-Kopf-Sonden (Kiel 1935) sind Totaldrucksonden (Abb. 5.7), die mit einem Hüllrohr umschlossen sind. Dieses Hüllrohr ist als VENTURI-Düse ausgeführt und lenkt die Strömung auf das PITOT-Rohr im Innern und ermöglicht damit eine große Unempfindlichkeit gegenüber Fehlanströmung. Die hier eingesetzten Sonden sind als Kammsonden mit fünf Köpfen ausgeführt und tolerieren eine Fehlanströmung in der Gierebene von $\pm 30^\circ$. Jeder Kopf enthält außerdem ein Thermoelement. Der Sondenschaft und die Hüllrohre sind mit einem 3D-Druck-Verfahren aus Aluminium hergestellt. Die Köpfe sind auf dem elliptischen Schaft so angeordnet, dass der weite Anströmbereich der Sonden alle Betriebspunkte der Turbine abdeckt.



Abbildung 5.7: KIEL-Kopf-Kammsonde.

Alle Messebenen sind in Tab. 5.1 zusammen mit den Messgrößen und der Messposition aufgeführt. Die in eckigen Klammern aufgeführten Messgrößen sind 5-Loch-Sonden zugeordnet.

Tabelle 5.1: Instrumentierung in den Messebenen.

Messebene	Messgröße	Position
ME 0.00	$p_{amb}, T_{amb}, h_{rel}$	Ansaughaus
ME 1.10	p_{stat}, T_{tot}	VENTURI-Einsatz
ME 1.20	p_{stat}, T_{tot}	VENTURI-Einsatz
ME 1.30	$p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}$	
ME 2.00	$[p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}, \alpha, \gamma, Ma]$	$\Theta = 60^\circ, 90^\circ, 150^\circ, r_{euler}$
ME 2.01	$[p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}, \alpha, \gamma, Ma]$	$\Theta = 75.5^\circ \dots 104.5^\circ, r = 5 \dots 100\%$
	p_{stat}	$\Theta = 90^\circ, 270^\circ, r = 100\%$
ME 2.10	$[p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}, \alpha, \gamma, Ma]$	$\Theta = 125^\circ, r = 5 \dots 100\%$
	p_{stat}	Profildruck Stator $r = 50\%, r = 80\%$
ME 2.11	$[p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}, \alpha, \gamma, Ma]$	$\Theta = 75.5^\circ \dots 104.5^\circ, r = 5 \dots 100\%$
ME 2.12	$[p_{stat}, p_{tot}, T_{tot}, \alpha, \gamma, Ma]$	$\Theta = 39^\circ, r = 5 \dots 100\%$
ME 3.01	p_{stat}	$\Theta = 90^\circ, 270^\circ, r = 100\%$
ME 3.02	p_{tot}, T_{tot}	$\Theta = 54^\circ, 126^\circ, 198^\circ, 270^\circ, 342^\circ$
ME 3.03	p_{stat}	$\Theta = 90^\circ, 270^\circ, r = 0\%$

5-Loch-Sonden in []

5.2.2 Schwingungsmessung

Für die berührungslose Messung der Schaufelschwingungen mittels Tip-Timing (Abschn. 2.4.2) werden die optischen Sonden von außen jeweils durch eine Bohrung an die Messposition über der Hinterkante der Schaufel geführt und in einem Messinginsatz, der im Innengehäuse verschraubt ist, zentriert. Eine koaxiale Klemmverschraubung im Außengehäuse verhindert ein Herausrutschen der Sonde und verhindert gleichzeitig Leckage von Druckluft aus dem Inneren der Turbine über die Bohrung. In Abb. 5.8 ist links eine Tip-Timing-Messstelle in der Gehäusewand gezeigt; der Laserstrahl ist auf der Schaufel sichtbar. Rechts in Abb. 5.8 ist die Klemmverschraubung im Außengehäuse dargestellt. Die Sonden selbst bestehen aus einem Mantelrohr mit 1.7 mm Durchmesser. In diesem liegt ein zentraler Sende-Lichtleiter und ein um diesen herum angeordnetes Empfänger-Faserbündel sowie Bohrungen für Spülluft. Die hier verwendeten Sonden besitzen keine optischen Linsen an der Spitze des Sensors.

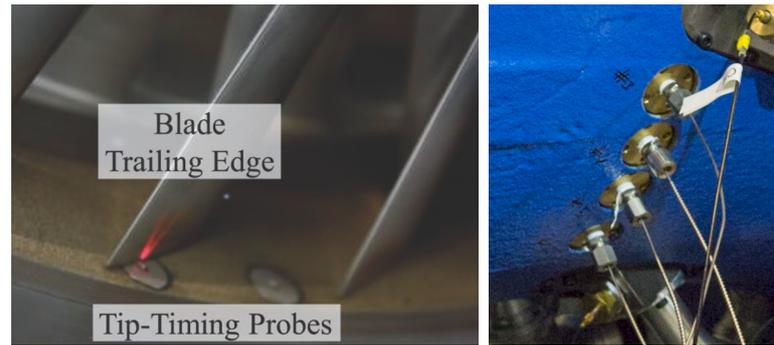


Abbildung 5.8: Links: Tip-Timing-Sonde, aus Aschenbruck und Seume (2015).
Rechts: Befestigung der Sonden im Außengehäuse.

Die Umfangsposition der Sonden wird mit einer Software des Herstellers *Agilis Measurement Systems, Inc.* optimiert, um gleichzeitige synchrone Schwingungen der Schaufeln, angeregt durch die Statorreihe mit niedrigen Erregerordnungen (*EO 1* bis *EO 8*), gut auflösen zu können. Damit soll sichergestellt werden, dass solche Störeinflüsse von der akustischen Anregung getrennt werden können. In die Optimierung fließen die Bereiche, die im Gehäuse zur Positionierung von Sonden frei sind, als Randbedingungen mit ein. Wie in Tab. 5.2 zu erkennen ist, können die Tip-Timing-Sonden überwiegend in der Unterschale des Gehäuses platziert werden. Kollisionen der empfindlichen Sonden mit den Verstellgeräten für die aerodynamischen Sondentraversierungen werden so reduziert. Pickering (2014) zeigt, wie eine solche Optimierung der Tip-Timing-Sonden erfolgen kann.

Tabelle 5.2: Position der Tip-Timing-Sonden.

Sonden Nr.	Umfangswinkel	Gehäuseschale
1	50.1°	oben
2	35.0°	oben
3	330.6°	unten
4	323.8°	unten
5	317.1°	unten
6	308.8°	unten
7	274.9°	unten
8	222.3°	unten

Winkeldefinition nach Abb. 5.5.

Um eine Zuordnung der Schaufeln zu den Schwingungsmessdaten zu ermöglichen, wird das Drehfrequenzsignal des Rotors ebenfalls vom Tip-Timing-System erfasst. Die Wellenmarke des Signals ist so ausgerichtet, dass der Taktimpuls bei der Schaufel Nr. 1 erfolgt.

5.3 Das akustische Anregungssystem

Das von Freund et al. (2014) entwickelte akustische Anregungssystem setzt auf Anregungseinheiten, die aus jeweils zwei Druckkammer-Lautsprechern BMS-4591 bestehen. Die Öffnungen der Lautsprecher werden mit einem Y-Stück auf ein Lautsprecherhorn vereint und in einem flachen Winkel (33°) möglichst senkrecht auf die Saugseite der Schaufel gerichtet. Den Einfluss der Ausrichtung des Lautsprechers zur Schaufel untersuchen Freund et al. (2013) im Ringgitterwindkanal (*Aeroelastic Test Rig*, ATER, siehe Vogt (2005)) an der KTH Stockholm. Sie stellen fest, dass die akustische Anregung grundsätzlich zur Anregung von Schaufelschwingungen bei Strömungsgeschwindigkeiten von $Ma \leq 0.5$ in der Abströmung, wie sie in Turbinen vorkommen, geeignet ist. Die Ausrichtung der Anregung auf die Saugseite der Schaufel erweist sich in der Untersuchung von Freund et al. (2013) als optimal. Diese Anordnung, die ebenfalls von Freund et al. (2014) an einem Niedergeschwindigkeitsaxialverdichter eingesetzt wird, kommt auch in dieser Arbeit zum Einsatz. Die von Freund et al. (2014) eingesetzten Anregungseinheiten sind in Abb. 5.9 links dargestellt. Neu ist hingegen die Integration des akustischen Anregungssystems in das

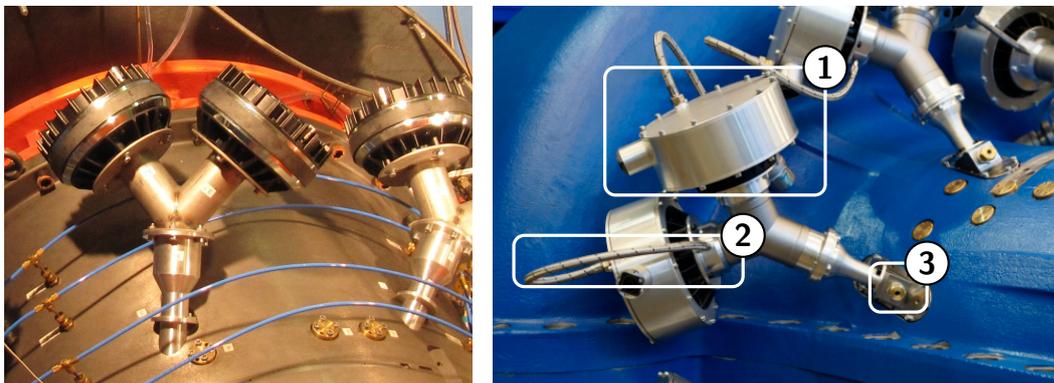


Abbildung 5.9: Anregungseinheiten bestehend aus zwei Lautsprecherkapseln mit Y-Verbindern. Links: Anregungseinheit von Freund et al. (2014). Rechts: In dieser Arbeit verwendete Anregungseinheiten mit Druckkammern (1), Druckausgleichsleitung (2) und Fuß mit Mikrofonhalter (3).

Turbinengehäuse, die Maßnahmen zur Abschwächung der Interaktion der Strömung

mit der Lautsprecherkavität und zum Schutz der Lautsprecher vor dem höheren Systemdruck sowie das System zur Signalerzeugung und Verstärkung. Diese werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert. Wie in Abb. 5.9 rechts zu erkennen, haben diese Maßnahmen auch Änderungen an den Anregungseinheiten erfordert.

5.3.1 Integration des akustischen Anregungssystems

Während die Dimension der Anregungseinheiten und der Lautsprechertyp von Freund et al. (2014) übernommen wurden, ist insbesondere der Übergang in den Strömungskanal der Turbomaschine modifiziert. Das Gehäuse des Niedergeschwindigkeitsaxialverdichters (NGAV), an dem Freund et al. (2014) die akustische Anregung entwickelt haben, verfügt über ein einwandiges Gehäuse, in das Bohrungen für die Anregungseinheiten direkt eingebracht sind. Die Luftturbine hat dagegen ein doppelwandiges Gehäuse. Der Schall muss also von den Lautsprechern durch das Horn der Anregungseinheit, das Außengehäuse und das Innengehäuse geleitet werden (siehe Abb. 5.10). Um den flachen Anregungswinkel von 33° zu ermöglichen, wird die Bohrung im Bereich des Außengehäuses in einem Bogen geführt. So können die Anregungseinheiten in einem steileren Winkel angeordnet werden. Damit kann auch die Turbinenstufe weiter stromab im Gehäuse und somit auch in einem größeren Abstand zu den Stützrippen platziert werden, die das Loslager tragen. Der Nachlauf dieser Stützrippen kann sich damit weiter ausmischen. Dies wirkt einer Zwangserregung der Schaufeln durch den Nachlauf entgegen. Die in einem Bogen geführte Bohrung ist im Laser-Sinter-Verfahren aus Kunststoff gefertigt und wird als Einsatz in Langlöcher im Außengehäuse eingesetzt, Abb. 5.10 (2). Dieser Einsatz sitzt zwischen dem Innengehäuse und dem Fuß der Anregungseinheit. Im Innengehäuse sitzt ein weiterer Einsatz, Abb. 5.10 (3), der die Bohrung fortsetzt. Freund (2015) weist schon auf mögliche Interaktionen zwischen der Strömung und der Kavität hin, die durch die Bohrung in der Gehäusewand entstehen. Diese Interaktion wurde im Rahmen der Auslegung mit einer instationären Strömungssimulation untersucht, wobei ein starker Einfluss auf die Schaufelaerodynamik festgestellt werden konnte (vgl. Abschn. 6.4.1 und Abb. 6.26).

Es werden zwei konstruktive Maßnahmen getroffen, um diesen Effekten entgegenzuwirken. Die Lautsprecherkavität wird mit einem Wabengitter und einem leichten Kevlar 120[®]-Gewebe abgedeckt. Beide können als schalltransparent angesehen werden. Für das Wabengitter wird ein Transparenzindex $TI = 13300$ mit der Gleichung von Schultz (1986) für die akustische Transparenz von Lochblechen bestimmt, diese kommen der Geometrie der Waben am nächsten. Für Frequenzen <10 kHz kann es nach Schultz (1986) als schalltransparent eingestuft werden. Das Kevlar 120[®]-Gewebe wird von Jaeger et al. (2000) als Abdeckung eines Mikrofonarray für Messungen in einem Windkanal untersucht. Für Frequenzen <6000 Hz messen Jaeger

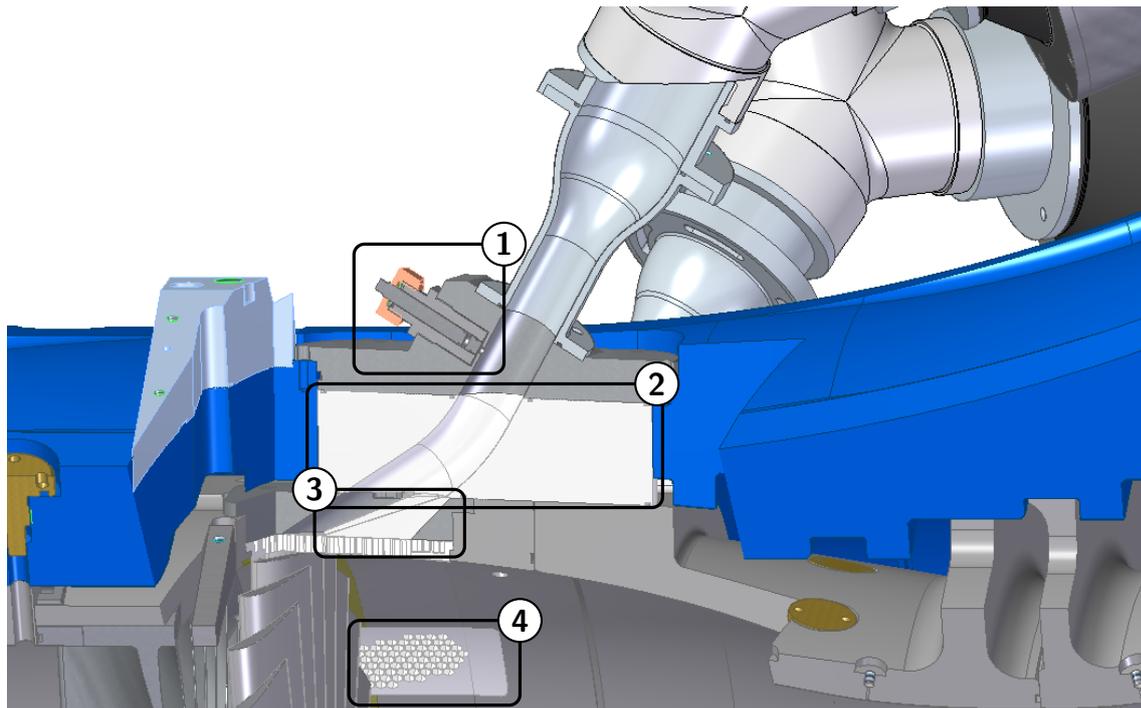


Abbildung 5.10: CAD-Darstellung der Horngeometrie einer Anregungseinheit mit Mikrofoneinsatz (1) im Schnitt. Die von außen wechselbaren Kunststoffeinsätze (2 und 3) sowie das Wabengitter (4) sind weiß dargestellt.

et al. (2000) eine Dämpfung von <2 dB. Eine Kombination aus Waben und Gewebe weist in einem Vorversuch eine Dämpfung von <5 dB auf (Abb. 5.11). Die Dämpfung wird im Vorversuch hauptsächlich durch das Gewebe verursacht.

Außerdem wird zusätzlich zu dem von Freund et al. (2014) vorgeschlagenen Anregungswinkel von 33° ein Anregungswinkel von 45° als weitere Variante umgesetzt. Bei dieser Variante liegt die Lautsprecheröffnung stromab von der Laufschaufel. Eine dritte Variante mit einer kleineren Öffnung bei einem Anregungswinkel von 33° wird ebenfalls realisiert. Konstruktiv werden diese Varianten durch Einsätze aus Kunststoff realisiert, die von außen zugänglich getauscht werden können. Die Ausführung im Innengehäuse ist in Abb. 5.10 (3) und Abb. 5.12 abgebildet. Das Wabengitter wird nicht zwischen den Varianten getauscht, sondern ist fest in einem Einsatz im Innenring verbaut. Es fügt sich bündig in die Gehäusewand ein und kann ebenso wie der Anstreifbelag bei Anstreifen der Schaufeln abgetragen werden, Abb. 5.12, links. Der Einsatz, der das Wabengitter trägt, ist von außen im Gehäusering verschraubt und verfügt über zwei sich durchdringende Bohrungen, um beide Anregungswinkel zu realisieren. Die jeweils nicht benötigte Bohrungshälfte wird durch einen kleinen Einsatz verschlossen, Abb. 5.12, rechts. Die Wirksamkeit dieser Maßnahmen wurde

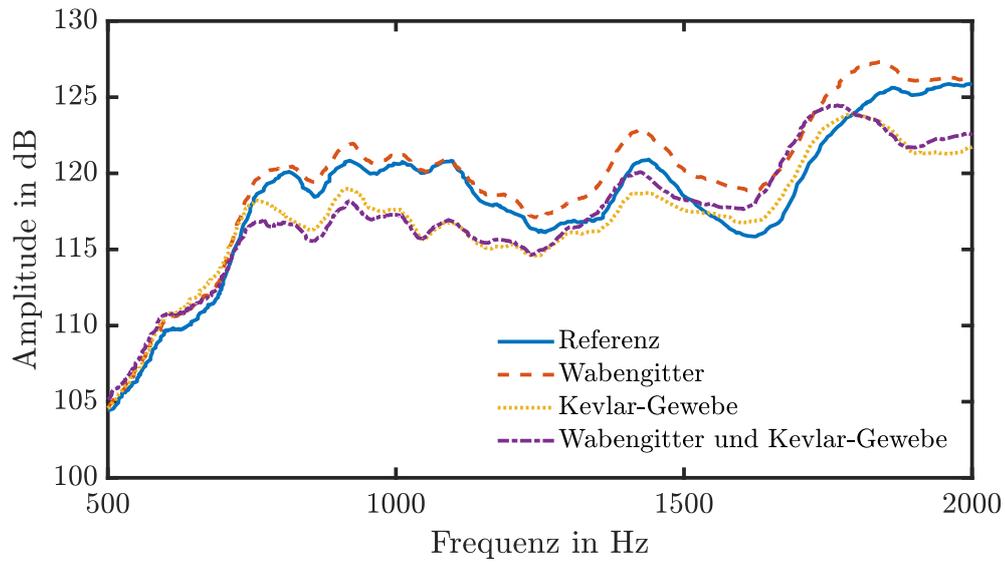


Abbildung 5.11: Vorversuch zur Feststellung des Dämpfungseinflusses des Wabengitters und Kevlar-Gewebes.

vorab nicht bestimmt, da sowohl eine Simulation der Wabenstruktur mit Kevlar-Abdeckung als auch ein Vorversuch einen unverhältnismäßig großen Aufwand bedeutet hätte.

In Vorversuchen hat sich gezeigt, dass die Membran der Druckkammer-Lautsprecher durch hohe Druckdifferenzen, wie sie zwischen Turbineneintritt und Umgebung auftreten, beschädigt werden kann. Aus diesem Grund sind die Lautsprecher in abgedichteten Gehäusekapseln verbaut. Eine Druckausgleichsleitung, siehe Abb. 5.9 (2), verbindet außerdem das innere der Gehäusekapsel mit dem Lautsprecherhorn. Diese Konstruktionsidee ist Tiikoja et al. (2011) entliehen.

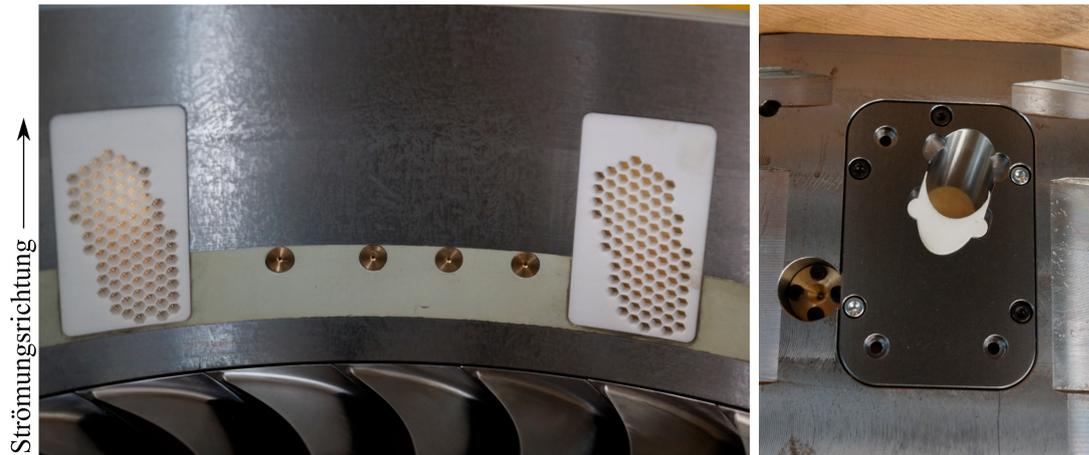


Abbildung 5.12: Links: Abdeckung der Lautsprecherkavität in der Gehäusewand.
Rechts: Einsatz im Innenring mit wechselbarem Kunststoffstopfen für die Variante 45°.

5.3.2 Wahl von Frequenz und Phase

Die gezielte Anregung einer Mode eines Schaufelkranzes setzt voraus, dass Frequenz und Knotendurchmesser m der Anregung mit der anzuregenden Mode (f_E) übereinstimmen. Dies wird für den rotierenden Schaufelkranz (f_R) erreicht, wenn die Frequenz der stationären Anregung (f_{AE}) gleich der Frequenz ist, bei der der angeregte Knotendurchmesser m im stationären System sichtbar ist. Dafür gilt die aus Abschn. 2.1.1 bekannte Gl. 2.4 und Gl. 2.5 der synchronen Anregung

$$f_{AE} = |f_E \pm m \cdot f_R|, m \in \mathbb{N}.$$

In Abb. 5.13 sind die Lösungen für den Knotendurchmesser $m = \pm 6$ dargestellt.

In blau ist die Eigenfrequenz des Schaufelkranzes im Relativsystem aufgetragen, im Absolutsystem in rot die Frequenz einer in Drehrichtung des Rotors vorwärtslaufenden Mode mit dem Knotendurchmesser $m = +6$ sowie in gelb die Frequenz einer rückwärtslaufenden Mode mit dem Knotendurchmesser $m = -6$.

Um die Anregung zu verstärken werden über den Umfang acht Anregungseinheiten ($N_{AE} = 8$) angeordnet. Die Phase ϕ des Anregungssignals wird so gewählt, dass sie der Phase des angeregten Knotendurchmessers m an den Positionen der

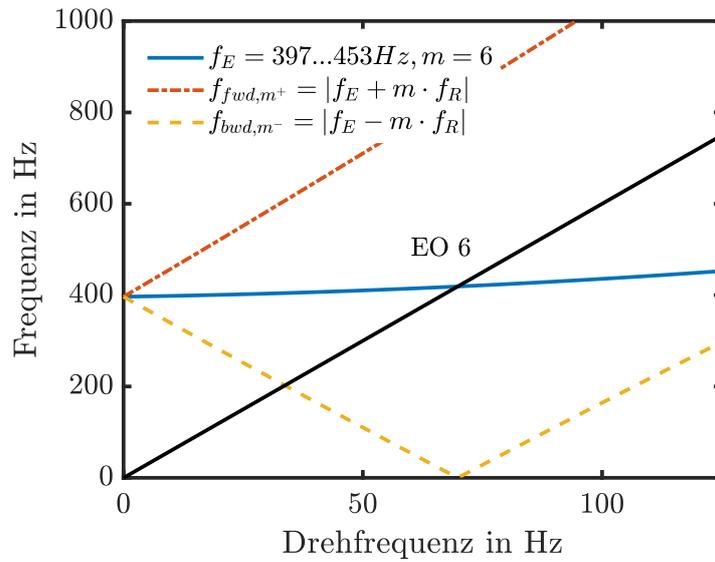


Abbildung 5.13: Anregungsfrequenzen (Absolutsystem) für die Schaufeleigenfrequenz (blau, Relativsystem) bei Knotendurchmesser $m = +6$ (rot), $m = -6$ (gelb), über der Rotordrehzahl nach Gl. 2.4 und Gl. 2.5.

Anregungseinheiten entspricht. Die Anregungseinheiten sind äquidistant über den Umfang angeordnet.

$$\phi = m \frac{360^\circ}{N_{AE}} \quad (5.1)$$

Nimmt der Knotendurchmesser m größere Werte an als die halbe Anzahl der Schaufeln ($N/2$), wird die NYQUIST-Frequenz bezüglich der Umfangsmodenordnung des Schaufelkranz überschritten. Aufgrund von Aliasing werden dann – nach einer vorwärtslaufenden Welle – wieder rückwärtslaufende Wellen angeregt. In Abb. 5.14 ist dies grafisch dargestellt. Für das Beispiel $m = 24$ wird der Knotendurchmesser $m = -9$ angeregt. Die Phase der akustischen Anregung folgt analog. In Abb. 5.14 sind auf den horizontalen Achsen die Knotendurchmesser m der angeregten Mode des Schaufelkranz aufgetragen. Auf den vertikalen Achsen sind die Umfangsmoden m , die aus dem Phasenversatz der Anregungseinheiten folgen, für die vorwärts- bzw. rückwärtslaufenden Wellen aufgetragen. Auf diese Weise können alle Knotendurchmesser m eines Schaufelkranz diskret angeregt werden.

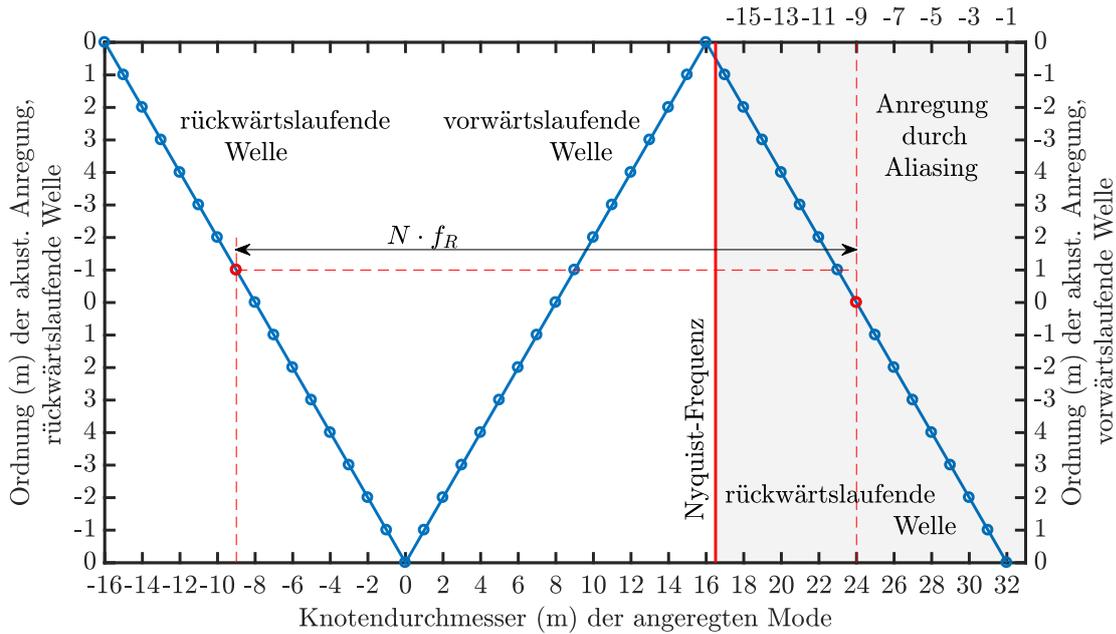


Abbildung 5.14: Aliasing Diagramm mit der Ordnung der akustischen Anregung, die Knotendurchmesser (m) anregt.

5.3.3 Ansteuerung der Lautsprecher

Die Ansteuerung der Lautsprecher erfolgt hardwareseitig über ein *National Instruments*-System bestehend aus einem Chassis mit PC-Controller (NI PXIe-1071, NI PXIe-8381), einem *Analog-Out*-Modul NI PXI-6733 (8 Kanäle, 16-bit Auflösung, Samplerate 1 MHz) zur Signalerzeugung und einem Datenerfassungsmodul NI PXI-4496 (16 Kanäle, 24-bit Auflösung, Samplerate 204.8 kHz, IEPE) zur Messung des Anregungssignals über Mikrofone (G.R.A.S BD46, CB26). Die Leistungsverstärkung der erzeugten Spannungssignale übernehmen acht Stereo-Verstärker LD-Systems XS700 (200 W, Class D). Alle Geräte sind zusammen mit einem Computer in einem Rack untergebracht, siehe Abb. 5.15. Das System wird über LabVIEW programmiert. Das Programm zur Ansteuerung ist als *Queued-State Machine* konzipiert. Darin werden nach Benutzereingabe verschiedene Kontexte ausgeführt, beispielsweise Schallerzeugung, Konfiguration, Kalibrierung. Im Kontext Schallerzeugung werden laufend Samples generiert und blockweise auf eine *Queue* geschrieben, die als Puffer fungiert. Von dieser *Queue* werden die Datenblöcke parallel dazu wieder gelesen und auf das *Analog-Out*-Modul geschrieben. Jeder Datenblock wird mit der Amplitude und Phase fortgeführt, mit der der vorherige Block endete. Auf diese Weise können – nur limitiert durch die Samplefrequenz – beliebige Frequenzen ausgegeben werden. Dies ist jedoch mit einem erheblichen Aufwand für den Computer verbunden, da laufend Samples generiert und auf das Analog-Out-Modul geschrie-

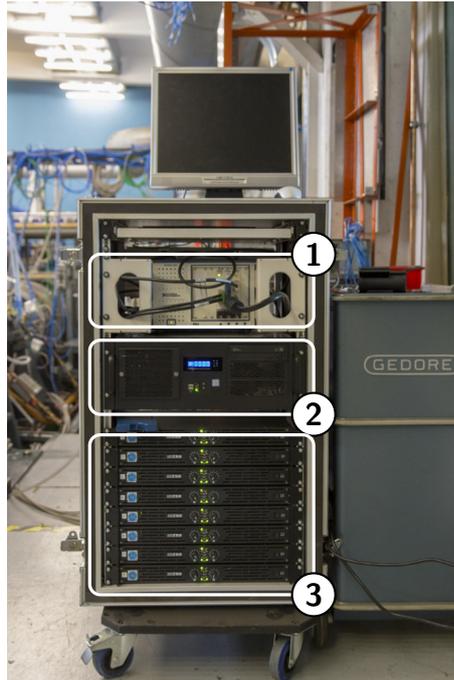


Abbildung 5.15: Ansteuerungssystem bestehend aus Signalerzeugungs- und Erfassungseinheit (1), Steuercomputer (2) und Leistungsverstärker (3).

ben werden müssen. Kurze Unterbrechungen des Programmablaufs durch das Betriebssystem können dazu führen, dass der Speicher leer läuft und die Signalausgabe stoppt. Ein Echtzeitsystem kann hier Abhilfe schaffen, ist jedoch weitaus teurer.

Während der Signalausgabe werden die von den Lautsprechern ausgegebenen Signale mit Mikrofonen in der Anregungseinheit umgewandelt und mit dem Datenerfassungsmodul aufgezeichnet. Im Programm werden diese Daten wieder blockweise verarbeitet. Es werden für alle Anregungseinheiten die Amplitude und die Phase für die Anregungsfrequenz bestimmt, um damit die Ausgabe an die Sollwerte anzupassen. Diese Anpassungen werden etwa im Sekundentakt vorgenommen. Zum Abschluss der Schallerzeugung können die aufgezeichneten Schalldrücke zusammen mit den jeweiligen Erzeugungseinstellungen abgespeichert werden. Das vorliegende Anregungssystem wurde – gegenüber dem System von Meinzer et al. (2013), wie es bei Freund et al. (2014) zur Anwendung kommt – vollständig neu aufgebaut. Die eingeflossenen Erweiterungen betreffen die oben dargestellte Regelstrecke, die Speicherung der gemessenen Anregungssignale, die automatische Berechnung der Anregungsfrequenz und der Phase zur momentanen Drehzahl sowie die Einbindung des Analog-Out-Modul NI PXI-6733. Das von Meinzer et al. (2013) verwendete FPGA-Modul NI PXI-7854R würde zwar Echtzeitfähigkeit bieten, jedoch erschwert es die Programmentwicklung, da die Übersetzung des FPGA-Programmcodes sehr

5 *Aufbau des Experiments*

zeitaufwendig ist und die Anzahl der Gatter den Programmumfang beschränkt. Ein Embedded-Echtzeit-Controller ist zusammen mit dem oben aufgeführten Analog-Out-Modul und Datenerfassungsmodul daher vermutlich die bessere Wahl.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse des Versuchs im Detail dargestellt und diskutiert. Dieses Kapitel umfasst zuallererst die Ergebnisse der aerodynamischen Messungen, die die aerodynamische Auslegung der Turbinenstufe bestätigen und die Randbedingungen für das numerische Modell liefern sollen. Weiter wird die Verstimmung des Schaufelkranzes untersucht. Dies ist Voraussetzung für die Auswertung der Schwingungsmessungen an den akustisch angeregten Laufschaufeln. Es werden sodann die Ergebnisse der Schwingungsmessungen dargestellt, die Dämpfung aus diesen bestimmt und mit der Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung durch die Simulation verglichen. Schließlich wird das akustische Anregungssystem selbst hinsichtlich seiner Anregungseigenschaften untersucht.

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse aus der Strömungs- und Aeroelastiksimulation sind mit dem Strömungslöser TRACE des DLR in der Version 9.0.412 erstellt. Für die Aeroelastiksimulation wird der zeitlinearisierte Löser mit dem GMRES-Löser zur iterativen Lösung des linearen Gleichungssystems genutzt. Daneben wird außerdem ein Betriebspunkt mit dem Harmonische-Balance-Löser simuliert, um die Lösung zu vergleichen und mögliche Nichtlinearitäten zu identifizieren.

6.1 Strömungsmessungen

Die wesentlichen Größen zur Charakterisierung der Strömung können mit der in Abschn. 5.2.1 aufgeführten Instrumentierung erfasst oder aus den erfassten Größen berechnet werden. Das dort gefasste Ziel der aerodynamischen Messungen ist es, die Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen und die Wiederholbarkeit der Messungen über mehrere Messtage hinweg zu zeigen. Im Versuch werden die in Tab. 6.1 aufgeführten Betriebspunkte untersucht. In diesem Kapitel werden insbesondere der Nennlastpunkt (OP0) für die Aerodynamik und für die Aeroelastik zusätzlich der Teillastpunkt (OP1) und die starke Fehlanströmung (OP5) diskutiert. Die Ergebnisse der restlichen Betriebspunkte sind im Anhang aufgeführt.

Tabelle 6.1: Betriebspunkte im Versuch.

Betriebspunkt	red. Drehzahl n_{red} in min^{-1}	red. Massenstrom \dot{m}_{red} in $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Charakteristik
OP0	6100	9.0	Nennlast
OP1	3750	5.5	Teillast
OP2	5500	9.4	Fehlanströmung
OP3	4250	6.2	Teillast
OP4	4020	7.2	Fehlanströmung
OP5	4000	8.5	starke Fehlanströmung

6.1.1 Datenauswertung

Die Datenauswertung erfolgt für die 5-Loch-Sonden nach Aschenbruck et al. (2015), vergl. Abschn. B.4. Als wesentliche Bewertungsgröße wird hier der Strömungswinkel α und die MACH-Zahl genutzt. Im Versuch werden die Betriebspunkte auf MACH-Zahl-Ähnlichkeit eingestellt, dies erfolgt durch Reduzierung der Größen Massenstrom und Drehzahl nach Traupel (2001), vergl. Anhang Abschn. B.1. Für die integrale Betrachtung der Versuchsturbine werden insbesondere Druck- und Temperaturverhältnisse zwischen Austritt und Eintritt sowie die isentrope Leistung genutzt. Der Wirkungsgrad wird in dieser Arbeit nicht zur Bewertung genutzt, da für die aerodynamische Dämpfung der Druck auf den Rotorscheaufeln die vorrangige Einflussgröße ist. Um eine sinnvolle Aussage über den Wirkungsgrad treffen zu können, muss die Turbine in einem thermodynamisch möglichst stationären Zustand betrieben werden. Da die Durchwärmzeit des 4.5 t schweren Turbinengehäuses samt Rotor mit vier Stunden sehr lang ist, steht der Aufwand für eine genaue Betrachtung des Wirkungsgrads in keinem Verhältnis zum Nutzen für die Schwingungsversuche.

6.1.2 Vergleich mit der Simulation

Die Übereinstimmung der Vorhersage des Simulationsmodells mit den Messdaten wird anhand der Profildruckverteilung der Statorreihe bei 50% und 80% radialer Höhe gezeigt (Abb. 6.1 und Abb. 6.2). Es wird allgemein angenommen, dass für die Aeroelastik die Aerodynamik bei 80% radialer Höhe der Schaufel bestimmend ist. Hier ist der Hebelarm der freistehenden Schaufel sehr lang, die Schwingungsamplitude groß und die Strömung noch nicht stark durch den Spitzenwirbel gestört. Der 50%-Schnitt dient dem Vergleich auf halber Höhe der Schaufel. Die Simulation trifft

die gemessene Profildruckverteilung für beide radiale Höhen sehr gut. Gezeigt werden die Daten für den Nennlast-Betriebspunkt OP0. Die Druckverteilung auf dem Rotor geht in die Berechnung der aerodynamischen Dämpfung ein (Abschn. 2.1.3, Gl. 2.22 und Abschn. 2.2.3, Gl. 2.57), sie kann jedoch auf der rotierenden Schaufel nicht gemessen werden. Deshalb dienen die Profildruckverteilung und der Winkel der Abströmung der Statorreihe als Kriterium für eine korrekte Anströmung der Rotorreihe. In Abb. 6.3 sind die MACH-Zahl und in Abb. 6.4 der Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11 zwischen Stator und Rotor als umfangsgemittelte Werte über eine Schaufelteilung dargestellt. Bis 50% radialer Höhe trifft die Simulation das Experiment sehr gut, darüber wird die MACH-Zahl von der Simulation überschätzt. Der Grund dafür konnte in der vorliegenden Arbeit nicht abschließend geklärt werden. Mögliche Erklärungen sind eine Verspannung der Leitschaufeln, die zu einer etwas anderen Umlenkung führen könnte, sowie Leckagewege innerhalb des doppelwandigen Gehäuses, die ebenfalls nicht sicher ausgeschlossen werden können. Im Rahmen der Messunsicherheit wird der Abströmwinkel von der Simulation über die volle radiale Höhe getroffen. In einer Simulation kann eine Fehlanströmung auf die Rotorschaukel durch Veränderung der Drehzahl aufgeprägt werden. Eine Fehlanströmung des Rotors in der Größe, wie sie durch die Messunsicherheit der Statorabströmung erwartbar ist, führt zu einer Änderung der aerodynamischen Dämpfung um $<4\%$. Bei dieser angenommenen Fehlanströmung liegt die in der Simulation berechnete aerodynamische Dämpfung deutlich innerhalb der Standardabweichung der gemessenen aerodynamischen Dämpfung. Damit legen diese Ergebnisse nahe, dass die im Experiment nicht messbare Druckverteilung auf dem Rotor getroffen wird. Das Simulationsmodell bildet damit die für die Untersuchung des physikalischen Effekts der aerodynamischen Dämpfung notwendige Profilaerodynamik richtig ab. Die dargestellte RANS-Simulation und die zeitlich gemittelten Messdaten geben Aufschluss über das stationäre Strömungsfeld. Die instationäre Strömung kann mit der Instrumentierung der Versuchsturbine nicht gemessen werden. Zur Ableitung aeroelastischer Größen wäre eine Instrumentierung der Laufschaufeln mit instationären Druckaufnehmern nötig. Dies würde jedoch zu einer zusätzlichen Verstimmung der Schaufeln führen und ist deshalb nicht zielführend für diesen Versuch. Somit werden nur die Schaufelschwingungen als instationäre Größe erfasst (siehe Abschn. 6.3). Die Betrachtung der Messunsicherheiten der Ergebnisgrößen ist im Anhang in Abschn. C erläutert.

Die nachfolgenden Tabellen (Tab. 6.2, Tab. 6.3 und Tab. 6.4) zeigen Ergebnisgrößen für die Betriebspunkte OP0, OP1 und OP5. Daraus ersichtlich sind – neben den absoluten Werten – die Messunsicherheiten aus dem Versuch sowie die relative Abweichung zu den Ergebnissen der Strömungssimulation. Die Abweichung zu den Ergebnissen der Simulation sind dabei in der gleichen Größenordnung wie die relative Messunsicherheit. Simulation und Messung stimmen gut überein.

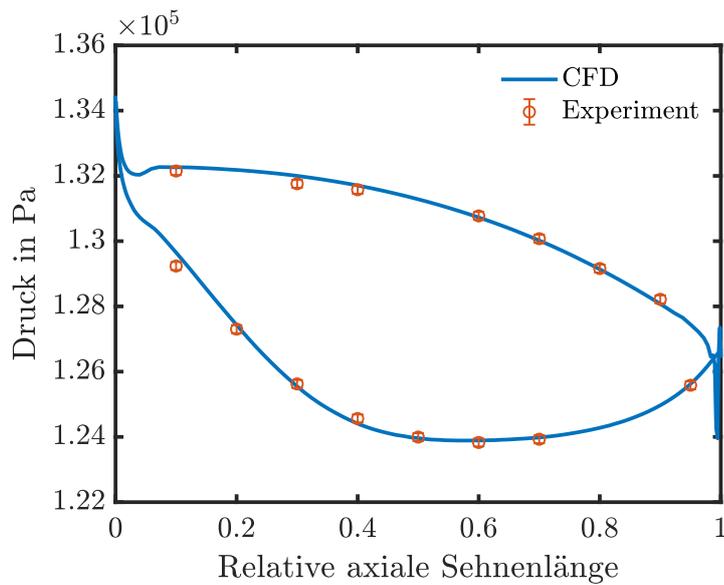


Abbildung 6.1: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP0. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32$ Pa.

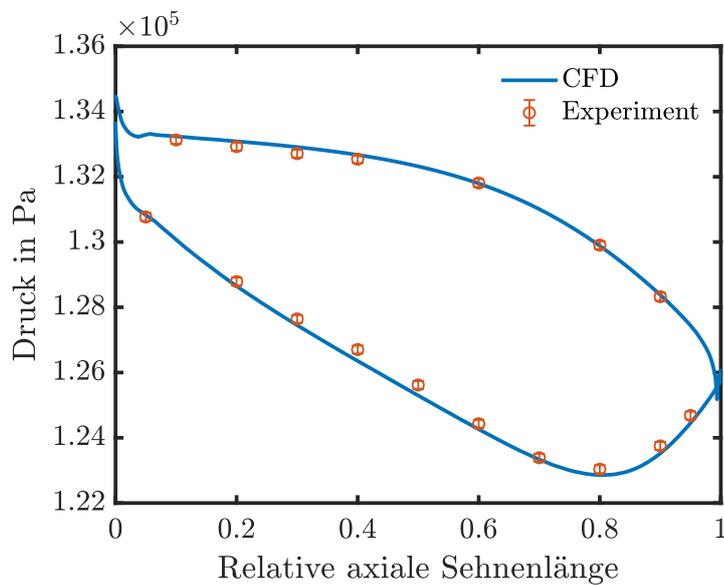


Abbildung 6.2: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP0. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32$ Pa.

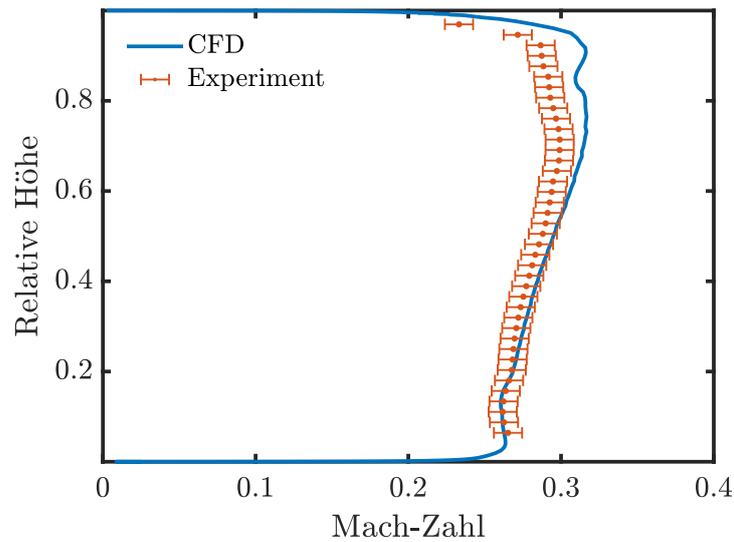


Abbildung 6.3: Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP0. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{Ma} = \pm 0.0092$.

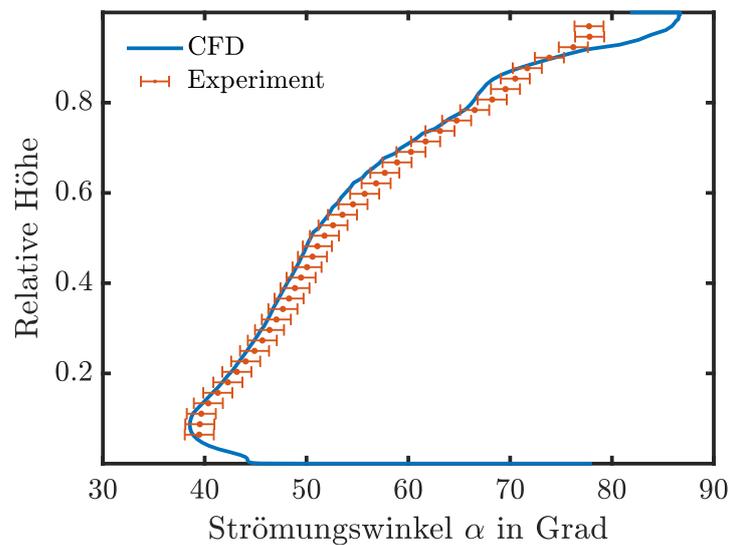


Abbildung 6.4: Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP0. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{\alpha} = \pm 1.4254^{\circ}$.

6 Ergebnisse

Tabelle 6.2: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP0.

Ergebnis- größe	Wert	Einheit	Messunsicher- heit absolut	Messunsicher- heit relativ	CFD	Abweichung CFD
<i>qm</i>	8.989	kg/s	±0.0195	0.2173%	9.006	0.187%
<i>qm_red</i>	8.720	kg/s	±0.0741	0.8495%	8.706	-0.152%
<i>N_T12_720</i>	5968.755	min ⁻¹	±2.4943	0.0018%	—	—
<i>N_T12_720_red</i>	6099.844	min ⁻¹	±6.5319	0.1071%	6118.594	0.307%
<i>P_2_00_euler_t</i>	134371.381	Pa	±1094.9294	0.8149%	134414.562	0.0321%
<i>P_2_00_euler_s</i>	133139.067	Pa	±1972.3202	1.4814%	132387.078	-0.565%
<i>T_2_00_euler_t</i>	353.013	K	±0.7226	0.2047%	352.100	-0.259%
<i>P_3_02_t</i>	113432.783	Pa	±41.1916	0.0363%	112760.680	-0.593%
<i>P_3_02_s</i>	105174.738	Pa	±32.0806	0.0305%	105183.867	0.00868%
<i>T_3_02_t</i>	337.181	K	±0.2950	0.0875%	336.968	-0.0631%
<i>P_3_02_euler_t</i>	113281.753	Pa	±41.1923	0.0364%	—	—
<i>P_3_02_euler_s</i>	105161.008	Pa	±45.0282	0.0428%	—	—
<i>T_3_02_euler_t</i>	337.047	K	±0.2950	0.0875%	—	—
<i>PI_tt</i>	1.186		±0.0097	0.8157%	1.192	0.494%
<i>PI_ts</i>	1.278		±0.0104	0.8160%	1.278	0.0104%
<i>T_tt</i>	1.047		±0.0023	0.2226%	1.045	-0.235%
<i>P_th_2</i>	143.738	kW	±7.0349	4.8942%	—	—
<i>P_K</i>	118.847	kW	±1.2322	1.0368%	—	—

Tabelle 6.3: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP1.

Ergebnis- größe	Wert	Einheit	Messunsicher- heit absolut	Messunsicher- heit relativ	CFD	Abweichung CFD
<i>qm</i>	4.543	kg/s	±0.0229	0.5029%	4.531	-0.273%
<i>qm_red</i>	5.297	kg/s	±0.0516	0.9749%	5.263	-0.64%
<i>N_T12_720</i>	3598.859	min ⁻¹	±1.5040	0.0030%	—	—
<i>N_T12_720_red</i>	3748.495	min ⁻¹	±4.1490	0.1107%	3760.076	0.309%
<i>P_2_00_euler_t</i>	109689.096	Pa	±908.5747	0.8283%	109754.297	0.0594%
<i>P_2_00_euler_s</i>	109334.376	Pa	±1438.0360	1.3153%	109155.359	-0.164%
<i>T_2_00_euler_t</i>	339.831	K	±0.7226	0.2126%	338.952	-0.259%
<i>P_3_02_t</i>	104244.540	Pa	±41.1634	0.0395%	104077.055	-0.161%
<i>P_3_02_s</i>	102303.758	Pa	±32.0533	0.0313%	102302.531	-0.0012%
<i>T_3_02_t</i>	334.660	K	±0.2950	0.0882%	334.530	-0.0388%
<i>P_3_02_euler_t</i>	104214.407	Pa	±41.1633	0.0395%	—	—
<i>P_3_02_euler_s</i>	102305.561	Pa	±44.9887	0.0440%	—	—
<i>T_3_02_euler_t</i>	334.707	K	±0.2950	0.0881%	—	—
<i>PI_tt</i>	1.053		±0.0087	0.8293%	1.055	0.191%
<i>PI_ts</i>	1.072		±0.0089	0.8295%	1.073	0.0624%
<i>T_tt</i>	1.015		±0.0023	0.2302%	1.013	-0.206%
<i>P_th_2</i>	23.311	kW	±3.5531	15.2419%	—	—
<i>P_K</i>	12.017	kW	±0.7425	6.1785%	—	—

Tabelle 6.4: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP5.

Ergebnisgröße	Wert	Einheit	Messunsicherheit absolut	Messunsicherheit relativ	CFD	Abweichung CFD
qm	8.005	kg/s	± 0.0189	0.2363%	8.034	0.361%
qm_{red}	8.156	kg/s	± 0.0707	0.8672%	8.157	0.0134%
$N_{T12.720}$	3897.227	min^{-1}	± 1.6287	0.0027%	—	—
$N_{T12.720_{red}}$	3999.278	min^{-1}	± 4.3186	0.1080%	4011.669	0.31%
$P_{2.00_{euler}_t}$	127405.670	Pa	± 1054.8740	0.8280%	127453.922	0.0379%
$P_{2.00_{euler}_s}$	126384.586	Pa	± 1825.4467	1.4444%	125769.750	-0.486%
$T_{2.00_{euler}_t}$	350.097	K	± 0.7226	0.2064%	349.191	-0.259%
$P_{3.02_t}$	111385.361	Pa	± 41.2522	0.0370%	110692.039	-0.622%
$P_{3.02_s}$	102476.172	Pa	± 32.2075	0.0314%	102523.359	0.046%
$T_{3.02_t}$	338.056	K	± 0.2950	0.0873%	337.673	-0.113%
$P_{3.02_{euler}_t}$	111446.068	Pa	± 41.2564	0.0370%	—	—
$P_{3.02_{euler}_s}$	102406.019	Pa	± 45.2123	0.0442%	—	—
$T_{3.02_{euler}_t}$	337.928	K	± 0.2950	0.0873%	—	—
PI_{tt}	1.143		± 0.0095	0.8288%	1.151	0.719%
PI_{ts}	1.244		± 0.0103	0.8291%	1.243	-0.0766%
T_{tt}	1.036		± 0.0023	0.2241%	1.034	-0.183%
P_{th_2}	97.559	kW	± 6.2628	6.4195%	—	—
P_K	82.377	kW	± 0.8048	0.9769%	—	—

6.1.3 Betriebspunktstabilität

Die Versuchsturbine wird MACH-Zahl-ähnlich betrieben. Dazu werden die Drehzahl und der Massenstrom auf die Bedingungen am Eintritt in die Turbine (Messebene ME 2.00) reduziert (vgl. Abschn. B.1). Die Turbine wird nach diesen Größen geregelt, um während einer Messung den Betriebspunkt konstant halten zu können (Abschn. 5.1). Bedingt durch den offenen Kreislauf, in dem die Turbine betrieben wird, führen Änderungen des Umgebungsdrucks und der Umgebungstemperatur im täglichen und jahreszeitlichen Verlauf zu Änderungen des Drucks und der Temperatur am Eintritt in die Turbine. Diese Einflüsse werden durch die Reduzierung und die Regelung stark vermindert. In Abb. 6.5 ist die Stabilität der Betriebspunkteinstellung über den Versuchszeitraum exemplarisch für den Betriebspunkt OP0 (Volllast) gezeigt. Die beiden oberen Diagramme in Abb. 6.5 zeigen den Massenstrom und die Drehzahl. Zu erkennen ist, wie Massenstrom und Drehzahl verändert werden müssen, um für die darunter aufgetragenen Eintrittsbedingungen in die Turbine konstante reduzierte Größen zu erreichen. Im untersten Diagramm ist die MACH-Zahl dargestellt. Die MACH-Zahl ist für den Betriebspunkt OP0 über den ganzen Versuchszeitraum trotz schwankender Drehzahl konstant. Damit ist die Stabilität

6 Ergebnisse

der Betriebspunkteinstellung gewährleistet und die Strömungswinkel in der Stufe sind konstant.

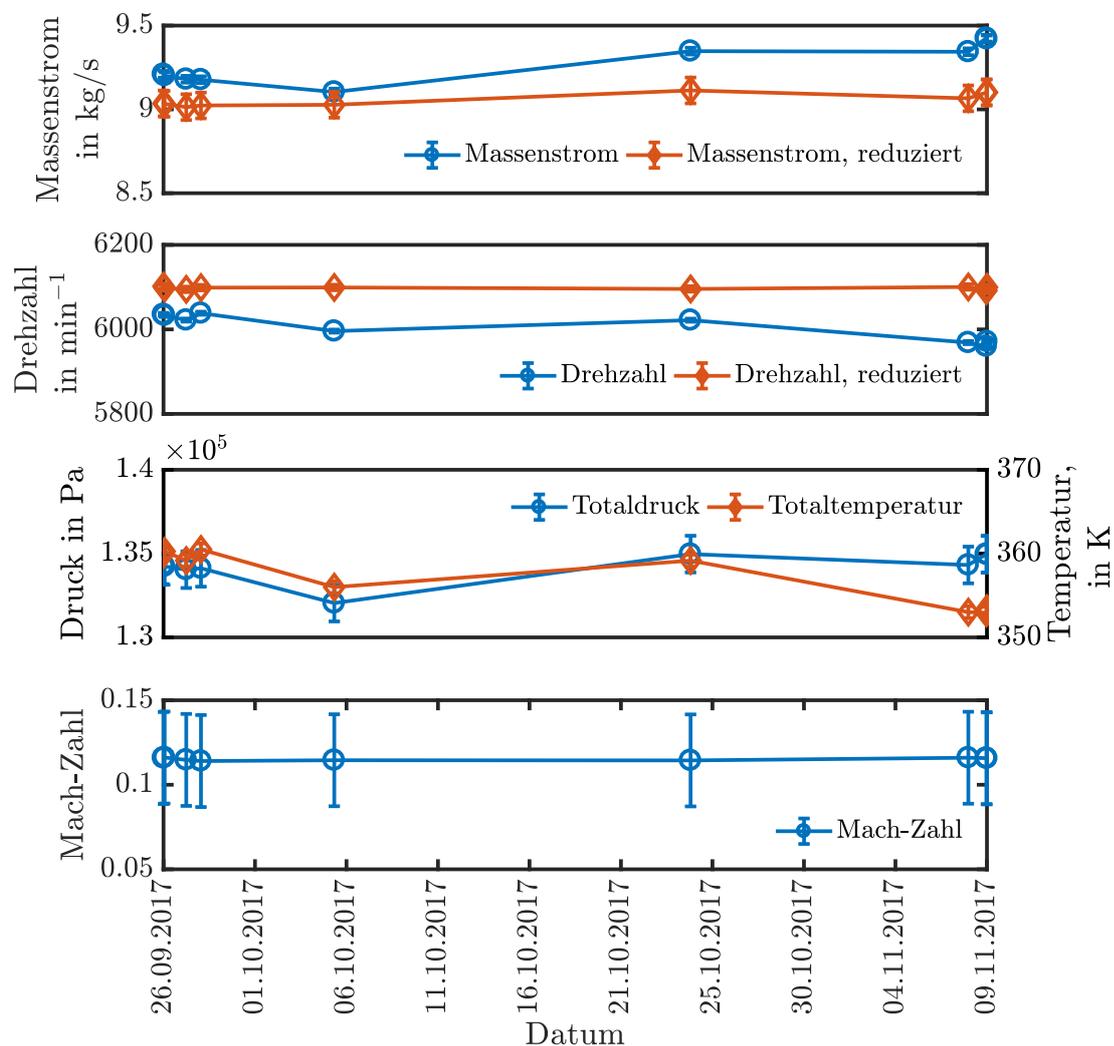


Abbildung 6.5: Stabilität der Betriebspunkteinstellung für OP0 in Messebene ME 2.00. Die Fehlerbalken zeigen die Messunsicherheiten mit einem Vertrauensgrad von 95%.

6.2 Schaufelverstimmung

Der Einfluss der Schaufelverstimmung auf das Schwingungsverhalten von Schaufelkränzen ist im Kapitel Grundlagen in Abschn. 2.1.4 erläutert. Wie groß die Verstimmung der hier eingesetzten Blik ist, soll im Folgenden beantwortet werden.

Insbesondere soll gezeigt werden, dass die Blik als sehr steif angesehen werden darf und die Schaufeln in schaufeldominierten Moden (engl. *blade alone modes*) schwingen. Dies ist eine Voraussetzung für die hier verwendete Auswertung der im Versuch gemessenen Schaufelschwingungen (Abschn. 6.3.1).

Mit einem Streifenprojektionsverfahren wird die Blik dazu nach der Fertigung optisch vermessen, um flächige Informationen über die Fertigungsabweichungen erfassen zu können. Die Abweichungen (Ist) von der CAD-Geometrie (Soll) sind in Abb. 6.6 dargestellt. Das Histogramm neben der Legende zeigt, dass die Schaufeln insgesamt dicker gefertigt wurden als die Vorgabe. Weiter ist zu erkennen, dass es zusammenhängende Bereiche gibt, in denen Schaufeln im unteren Drittel dicker ausfallen. Insbesondere betrifft das die Schaufeln Nummer 10 bis 20 und die Schaufeln Nummer 29 bis 31. Dies kann auf Werkzeugverschleiß zurückgeführt werden.

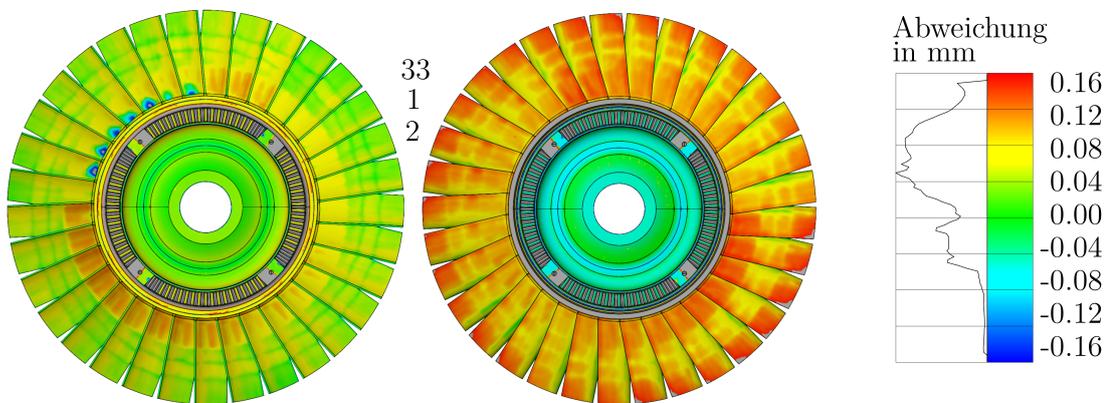


Abbildung 6.6: Fertigungsabweichungen der Blik nach optischer 3D-Vermessung. Die Schaufeln 1, 2 und 33 sind gekennzeichnet. Druckseite links, Saugseite rechts.

Zur physikalischen Plausibilisierung der Schaufelverstimmung aufgrund von Fertigungsabweichungen wird folgende Überlegung angeführt: Die Eigenfrequenz eines Ein-Massen-Schwingers ist

$$\omega = \sqrt{\frac{c}{m}}. \quad (6.1)$$

Die Steifigkeit c eines Balkens kann nach DenHartog und Mesmer (1952) zu

$$c = \frac{3EI}{l^3} \quad (6.2)$$

berechnet werden. Das Flächenträgheitsmoment (I) skaliert mit der Querschnittsfläche. Eine Verdickung der Schaufel im Fußbereich wirkt demnach versteifend und führt zu einer Verstimmung der Eigenfrequenzen der betroffenen Schaufeln und damit zu einer höheren Frequenz. Eine größere Masse senkt die Eigenfrequenz der

Schaufeln. Dieser Effekt dominiert, wenn die zusätzliche Masse an Stellen lokalisiert ist, die eine große Auslenkung erfahren, wie beispielsweise die Schaufelspitze. Diese physikalische Erklärung wird durch eine numerische Modalanalyse der Einzelschaufeln mit der Geometrie aus der 3D-Vermessung bestätigt. Das charakteristische Muster, das in der Vermessung (Abb. 6.6) hervortritt, zeigt sich auch in der Verteilung der Eigenfrequenzen der Schaufeln in Abb. 6.7. Die Verstimmung der Eigenfrequenz Δf_m der Mode m kann nach Beirow et al. (2009) zu

$$\Delta f_m = \frac{f_{i,m} - \bar{f}_m}{\bar{f}_m} \quad (6.3)$$

aus den Eigenfrequenzen der einzelnen Schaufeln $f_{i,m}$ bestimmt werden. Für diese Blisk beträgt das Maximum $\Delta f_{m,max} = 0.81\%$. Dies entspricht den Erwartungen. Analog zu der Verstimmung der Eigenfrequenzen ist ebenfalls die Abweichung der Masse ΔM der Schaufelblätter (bestimmt aus dem Volumen vermessenen Schaufeln) und die der Querschnittsfläche der Profile ΔA bei 20% radialer Höhe in Abb. 6.6 dargestellt.

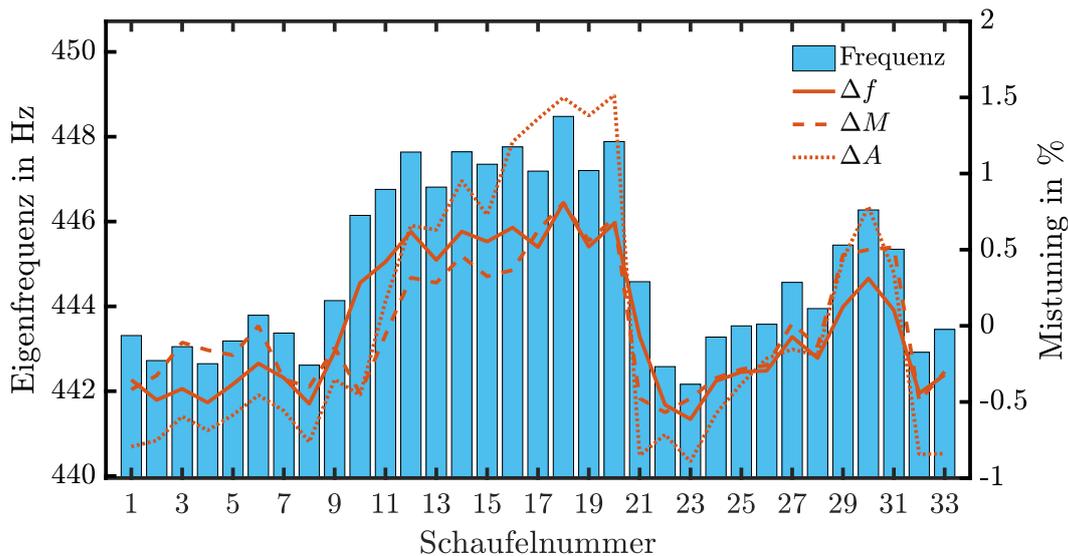


Abbildung 6.7: Eigenfrequenzen und Verstimmung Δf der Schaufeln sowie der Masse ΔM und Querschnittsfläche ΔA , analog nach Gl. 6.3. FEM-Simulation auf Grundlage der 3D-Vermessung Abb. 6.6.

Aufgrund der Größe des Modells ist es nur möglich, jede Schaufel einzeln, jedoch nicht die ganze Blisk zu simulieren. Dazu werden die Schaufeln unterhalb des Fußradius von der Scheibe getrennt und jeweils ein kleines Fußstück an die Schnittfläche

angesetzt. Dieses Fußstück wird in der Simulation als fest definiert. Voraussetzung für dieses Vorgehen ist, dass nur eine schwache Kopplung über die Scheibe der Blik vorliegt und deshalb die Schaufeln in einer schaufeldominierten Mode (engl. *blade alone mode*) schwingen. Diese Annahme wird weiter unten verifiziert. Um die numerisch ermittelte Verstimmung experimentell abzusichern, werden die Schaufeln der Blik einzeln mit einem Impulshammer (Typ PCB-086C03) angeregt und die Schwingungsantwort mit einem Laservibrometer gemessen. Während der Messung an einer Schaufel werden jeweils alle anderen Schaufeln mit Hilfe von Magneten mit einer Masse von jeweils 5 g verstimmt. Durch das Gewicht der Magnete wird die Eigenfrequenz der jeweiligen Schaufel um etwa 30 Hz gesenkt. Dieses Vorgehen wird gewählt, um die Identifikation der Schaufeleigenfrequenzen zu verbessern. Eine Kopplung mit benachbarten Schaufeln über die Scheibe wird auf diese Weise stark vermindert. Abbildung 6.8 zeigt die Verstimmung Δf für Experiment (mit und ohne Zusatzmasse) und Simulation. Sowohl das Muster als auch die Höhe der Verstimmung stimmen gut überein. Die mit und ohne Zusatzmasse bestimmten Frequenzen weichen kaum voneinander ab. Dies spricht dafür, dass die Scheibe sehr steif ist und nur eine schwache Kopplung über sie vorliegt. Aus diesem Grund wird die Verstimmung auch durch die FEM-Simulation der einzelnen freistehenden Schaufeln getroffen. Das Dispersionsdiagramm (vergl. Abschn. 2.1.4) zeigt die Eigenfrequenzen einer

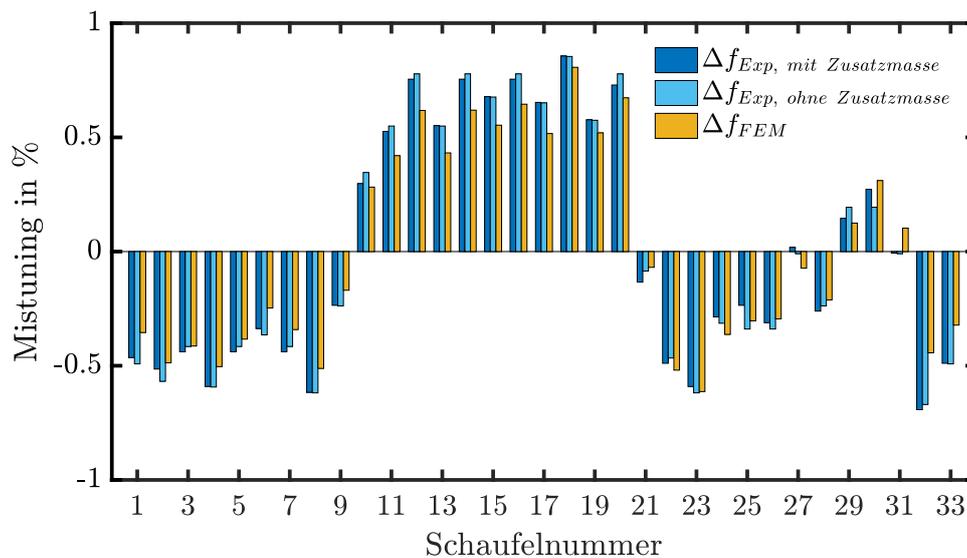


Abbildung 6.8: Verstimmung Δf aus FEM-Simulation und Messung mit Anregung durch Impulshammer.

Schwingungsfamilie über dem Knotendurchmesser. Die gedachten Frequenz-Linien zwischen den diskreten Knotendurchmessern werden umso stärker auseinandergezogen, desto weicher die Scheibe ist. In Abb. 6.9 ist das Dispersionsdiagramm für

6 Ergebnisse

die ersten drei Schwingungsfamilien dieser Blisk dargestellt. Das Diagramm zeigt das Ergebnis einer numerischen Modalanalyse mit der CAD-Geometrie und zyklischen Symmetrie-Randbedingungen. Für die erste Biegung ergibt sich eine mittlere Frequenz von $f_1 = 425.73$ Hz und eine Standardabweichung von $\sigma_1 = 0.23$ Hz sowie für die weiteren Moden $f_2 = 1525.84$ Hz, $\sigma_2 = 0.11$ Hz und $f_3 = 2305.65$ Hz $\sigma_3 = 1.13$ Hz. Die Frequenz-Linien sind praktisch unabhängig von den Knotendurchmessern, die Scheibe ist also sehr steif. Damit ist die Voraussetzung für eine isolierte Betrachtung der Einzelschaukeln erfüllt, da nur eine geringe Kopplung über die sehr steife Scheibe vorliegt.

Sollten sich das Verstimmungsmuster der Blisk und eine oder mehrere Umfangsmodenordnungen gleichen, ist zu erwarten, dass diese besonders gut angeregt werden können. Dazu erfolgt eine FOURIER-Zerlegung der Abb. 6.8 zugrundeliegenden Frequenzverteilung. Somit werden solche periodischen Strukturen erkannt, die mit den angeregten Umfangsmodenordnungen zusammenfallen können. Das Spektrum dieser Verteilung ist in Abb. 6.10 gezeigt. Es ist zu erwarten, dass insbesondere die Antwort auf die Knotendurchmesser eins, zwei, vier und sieben durch das Verstimmungsmuster verstärkt werden könnten. In Abb. 6.10 ist dies durch die Höhe der Balken verdeutlicht.

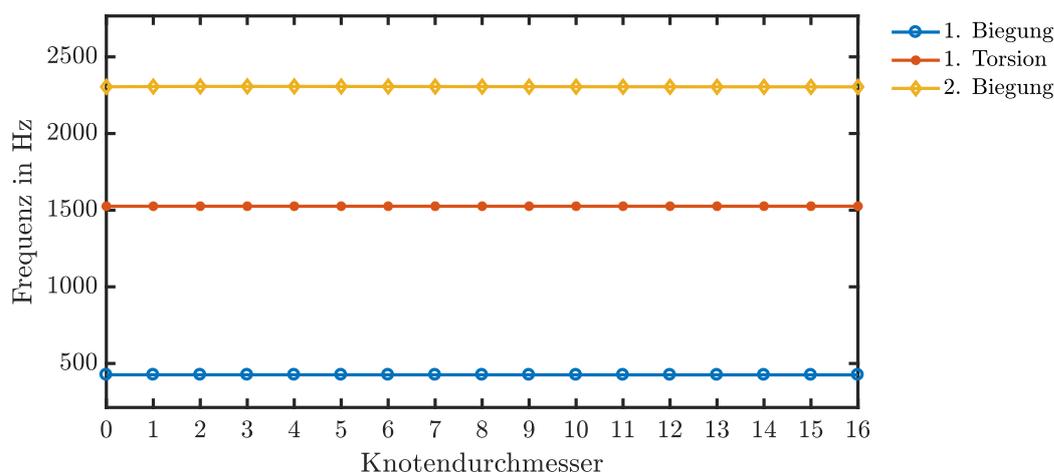


Abbildung 6.9: Dispersionsdiagramm für die ersten drei Schwingungsfamilien der Blisk. Die Scheibe ist sehr steif, so dass nur eine geringe Kopplung über die Scheibe vorliegt.

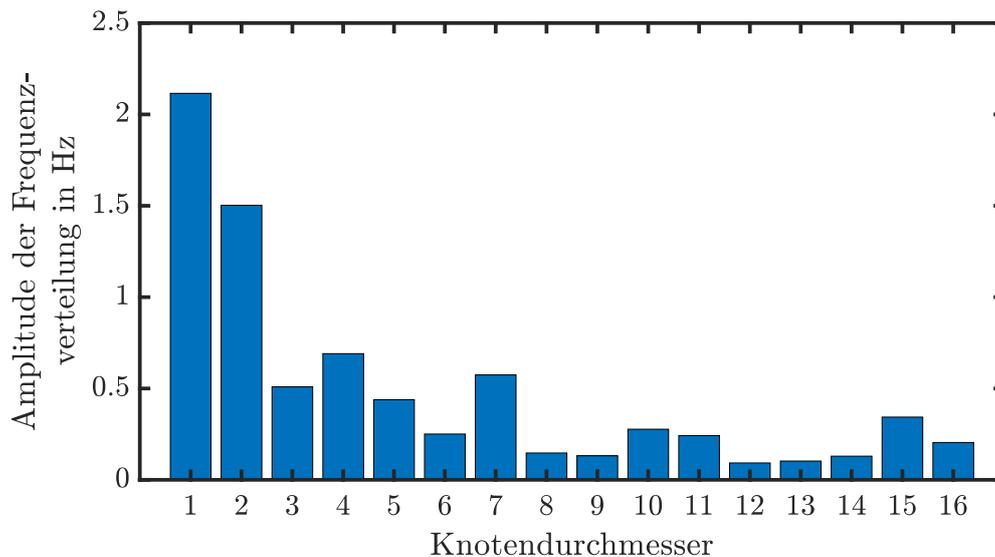


Abbildung 6.10: Fourier-Transformation des Musters der Verstimmung.

6.3 Schwingungsmessungen und Dämpfungsbestimmung

Die Messung der akustisch angeregten Schaufelschwingungen im Turbinenbetrieb erfolgt mit einem optischen Tip-Timing-System mit acht Sonden. Die theoretischen Grundlagen für die Auswertung der mit dem Tip-Timing-System erfassten Daten werden in Abschn. 2.4.3 beschrieben, die Positionierung der Sonden in Abschn. 5.2.2. Die numerischen Methoden für die Simulation der Aeroelastik werden in Abschn. 2.2 erläutert. Das in TRACE aufgebaute numerische Modell (Abschn. 4.2) wird sowohl für die Vorhersage des Versuchs als auch für die Nachrechnung des Versuchs mit den in Abschn. 6.1 gewonnenen Randbedingungen genutzt. In diesem Abschnitt soll zunächst die Auswertung der Tip-Timing-Daten und die Ableitung der aerodynamischen Dämpfung aus diesen Daten diskutiert werden. Anschließend erfolgt ein Vergleich der gemessenen aerodynamischen Dämpfung mit der Simulation für die Betriebspunkte OP0, OP1 und OP5 sowie eine Fehlerbetrachtung.

6.3.1 Datenauswertung

Aufgrund der sehr steifen Scheibe der Blisk wird davon ausgegangen, dass die Dämpfung, die aus der Resonanzantwort der einzelnen Schaufeln ermittelt werden kann,

der modalen Dämpfung des angeregten Knotendurchmessers der Systemmode entspricht. Für die Bestimmung der Dämpfung wird für jede Schaufel der Blisk eine Dämpfungsbestimmung mit der Resonanzantwort der jeweiligen Schaufel durch Ausgleichsrechnung durchgeführt. In Abschn. 2.4.4 wird das dazu genutzte Verfahren beschrieben. Die gemessene Resonanzüberhöhung wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Vergrößerungsfunktion eines Ein-Massen-Schwingers bei Kraftanregung angenähert. Dieses Vorgehen hat sich für die Abschätzung der Schaufeldämpfung in Turbomaschinen bewährt (Kielb und Abhari 2003, Kammerer und Abhari 2009, Heinz et al. 2010, Seeley et al. 2016). Die Resonanzüberhöhungen werden mit der Software *Agilis c360* aus den Tip-Timing-Daten bestimmt (Abschn. 2.4.3). Anschließend erfolgt die Dämpfungsbestimmung durch eine Ausgleichsrechnung in Matlab. Für jeden Knotendurchmesser werden die Dämpfungen der einzelnen Schaufeln gemittelt. Damit wird eine Verfälschung der Breite der Resonanzüberhöhung aufgrund der Verstimmung, wie sie bei einer Umfangszerlegung (Abschn. 2.4.3) der Schaufelschwingung auftritt, vermieden.

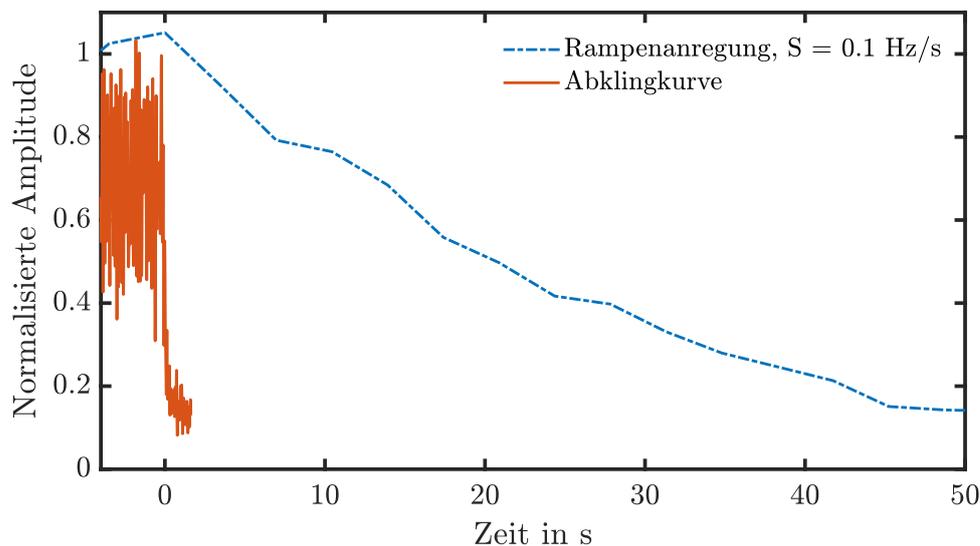


Abbildung 6.11: Vergleich zwischen einer Abklingkurve nach Abschalten der Anregung und der Rampananregung mit $S = 0.1$ Hz/s. Resonanzfrequenz auf 0 s zentriert.

Neben der Dämpfungsbestimmung aus der Resonanzüberhöhung kann auch eine Dämpfungsbestimmung durch Ausgleichsrechnung an eine Abklingkurve erfolgen (vgl. Abschn. 2.4.4). Abbildung 6.11 zeigt eine Abklingkurve nach Abschalten der akustischen Anregung im Betriebspunkt OP 0 im Vergleich zu der Resonanzüberhöhung bei Rampananregung mit einer Änderungsrate der Frequenz von $S = 0.1$ Hz/s. Die Resonanzfrequenz der Resonanzüberhöhung und der Zeitpunkt des Abschaltens der

akustischen Anregung sind darin am Zeitpunkt $t = 0$ s dargestellt. Es wird deutlich, dass der Abklingvorgang sehr schnell erfolgt, während die Auflösung der Resonanzüberhöhung über die Änderungsrate S der Frequenz der Anregung gewählt werden kann. Das Tip-Timing-System liefert bedingt durch das Messprinzip lediglich einen Amplitudenwert pro Umdrehung des Rotors. Somit können erst durch die Anregung mit der Rampenfunktion so viele Messpunkte aufgenommen werden, dass eine Weiterverarbeitung der Daten z.B. durch FOURIER-Transformation sinnvoll und damit eine Trennung nach Frequenzanteilen möglich ist. Die so bestimmten Dämpfungen sind kumulierte Dämpfungen, die noch nicht-quantifizierte Anteile von Material- und Reibungsdämpfung enthalten können. Diese werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

6.3.2 Aerodynamische Dämpfung

Hentschel et al. (2016) untersuchen den Einfluss der Materialdämpfung für turbo-maschinen-typische Werkstoffe unter Vakuumbedingungen ($p_{amb} = 8$ Pa) in einer nahezu reibungsfreien Einspannung. Sie messen dabei eine Dämpfung, die 17% der unter atmosphärischen Bedingungen gemessenen Dämpfung entspricht.

Die unter atmosphärischen Bedingungen gemessene Dämpfung der hier verwendeten Blisk wird im ruhenden System durch eine Messung der abklingenden Schwingung nach Anregung mit einem Modalhammer bestimmt. Die unbeteiligten Schaufeln wurden dazu mit 5 g schweren Magneten verstimmt. Damit ist die Annahme eines Ein-Massen-Schwingers für die Bestimmung der Dämpfung durch Anpassung einer Exponentialfunktion an die Abklingkurve gültig. Die über alle Schaufeln gemittelte Dämpfung beträgt $\Lambda = 0.0016481$ mit einer Standardabweichung $\sigma = 0.00051$. Darin enthalten sind die Materialdämpfung und die Reibungsdämpfung. Erstere ist bekanntermaßen klein, letztere ist mutmaßlich klein, weil die Scheibe erwiesenermaßen sehr steif ist und deshalb nur wenig Bewegung in der HIRTH-Verzahnung zulässt (Abschn. 6.2).

Abbildung 6.12 zeigt bei verschiedenen Massenströmen gemessene Dämpfungen zusammen mit der im ruhenden System gemessenen Dämpfung. Die unter Strömungseinfluss gemessenen Dämpfungen weisen ein lineares Verhalten auf. Werden die Mittelwerte dieser Dämpfungen für reale Massenströme größer 5 kg/s linear auf einen Massenstrom von $\dot{m} = 0 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ extrapoliert, so wird die im ruhenden System gemessene Dämpfung getroffen und damit das in der Literatur dokumentierte Verhalten bestätigt, vgl. Abschn. 2.3.

Wird auf Grundlage der Messungen von Hentschel et al. (2016) die Annahme getroffen, dass die Dämpfung in Vakuum 17% der Dämpfung unter atmosphärischen

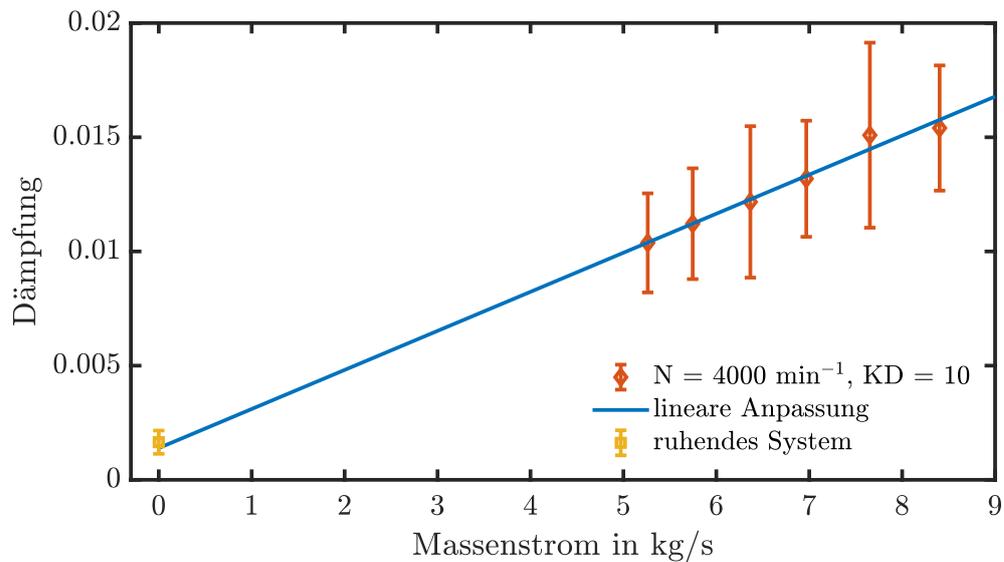


Abbildung 6.12: Dämpfung über den Massenstrom.

Bedingungen entspricht, so beträgt sie im vorliegenden Fall $\Lambda = 0.00028$ als logarithmisches Dekrement bzw. $D = 0.000045$ als Dämpfungsgrad ausgedrückt. Srinivasan (1997) gibt Dämpfungsgrade für die Materialdämpfung typischer Schaufelwerkstoffe mit $D = 0.00005$ bis $D = 0.00015$ an. Damit liegt die Schätzung der Dämpfung unter Vakuumbedingungen für die untersuchte Blik in der erwarteten Größenordnung der Materialdämpfung und ist vernachlässigbar klein. Ein signifikanter Einfluss durch Reibungsdämpfung kann somit ausgeschlossen werden. Die im Versuch gemessene Dämpfung ist also die aerodynamische Dämpfung.

6.3.3 Vergleich mit der Simulation

Die Abb. 6.13, Abb. 6.14 und Abb. 6.15 zeigen die aus dem Experiment bestimmte Dämpfung als logarithmisches Dekrement (Λ) über den Knotendurchmessern. Im Vergleich dazu wird die Simulation der aerodynamischen Dämpfung mit dem zeitlinearisierten Löser TRACE (Version 9.0.412) gezeigt. Dieser Vergleich der gemessenen Dämpfung mit der simulierten aerodynamischen Dämpfung ergibt, dass die über die einzelnen Schaufeln gemittelte Dämpfung sowohl die Größenordnung als auch den Trend trifft. Die Übereinstimmung mit der Simulation für die positiven Knotendurchmesser, also die vorwärts laufenden Wellen, ist sehr gut. Als Grundlage für diese Einschätzung dient die Messung von Rice et al. (2009), vergl. Abschn. 3.2). Weiter kann beobachtet werden, dass die positiven Knotendurchmesser sehr gut,

6.3 Schwingungsmessungen und Dämpfungsbestimmung

die negativen Knotendurchmesser jedoch nicht sehr gut getroffen werden. Dieser Umstand wird im nächsten Abschnitt weiter diskutiert.

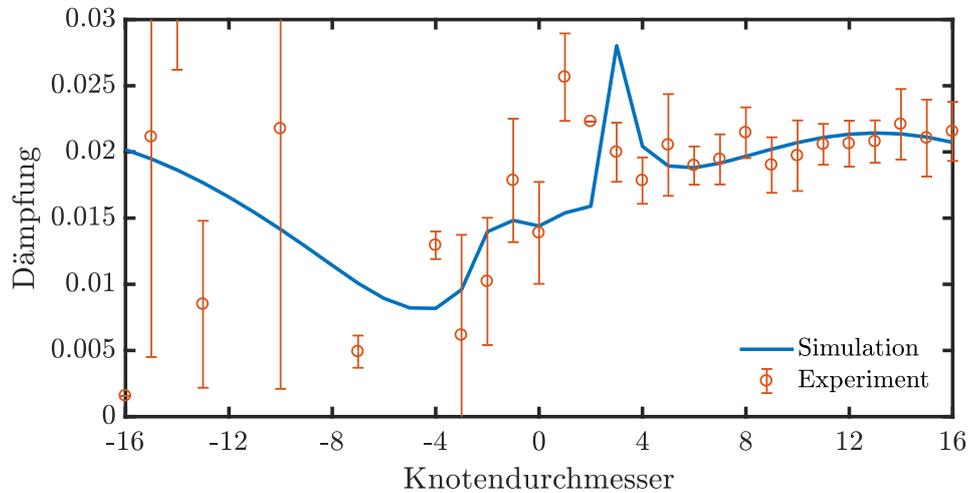


Abbildung 6.13: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0 Nennlast.

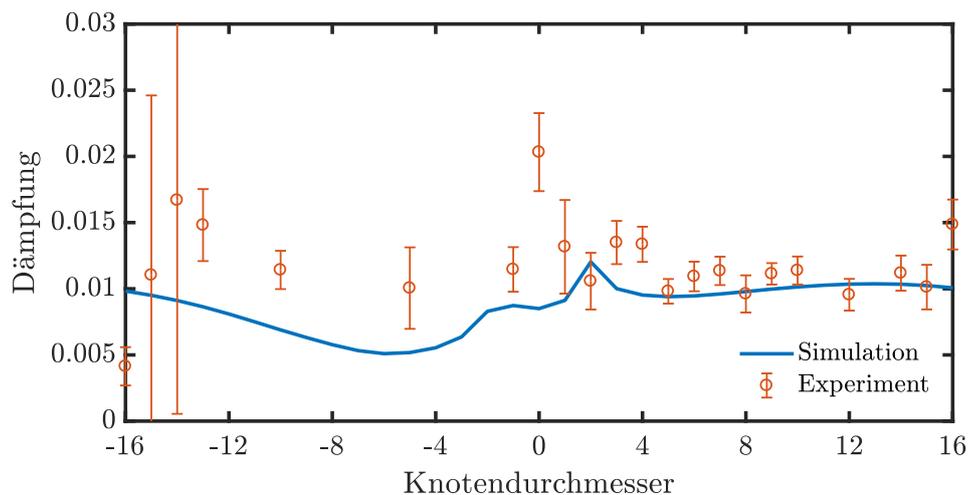


Abbildung 6.14: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP1 Teillast.

Abbildung 6.16 zeigt die Ergebnisse der Auslegung, gekennzeichnet mit den Nachsatz „pre“, die mit den Randbedingungen der Auslegung erzeugt sind. Weiter sind die Daten aus dem Experiment sowie die Simulation in TRACE 9.0 mit den Randbedingungen des Experiments dargestellt. Die Randbedingungen mussten für den Versuch angepasst werden, da sowohl die Temperatur als auch die Drehzahl nicht erreicht werden konnten (Abschn. 4.1.2). In Abb. 6.16 ist außerdem die mit dem Strömungslöser MUSTANG von Hall und Crawley (1989) durch Meinzer et al. (2015)

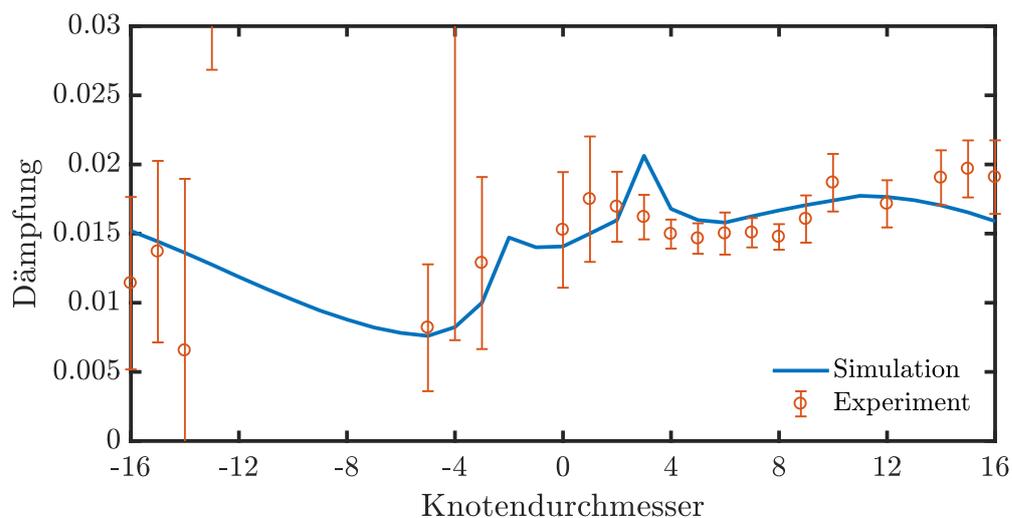


Abbildung 6.15: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP5 starke Fehlanströmung.

berechnete aerodynamische Dämpfung für die hier verwendete Blisk gezeigt. Für diese Simulation bauen Meinzer et al. (2015) die Geometrie der Laufschaufel aus einem Profilschnitt durch Extrusion auf und vernetzen sie mit einer H-O-H Topologie. Als Randbedingungen werden der Totaldruck am Eintritt und der statische Druck am Austritt gesetzt, die Turbulenz wird mit dem SPALART-ALLMARAS-Modell (Eingleichungsmodell) modelliert. Die Ergebnisse liegen trotz der Unterschiede in der Modellierung nah an denen der Auslegung mit TRACE Version 7.3.237 und der Simulation in TRACE 9.0.412 mit den Randbedingungen des Experiments. Für die positiven Knotendurchmesser zeigt sich wiederum eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

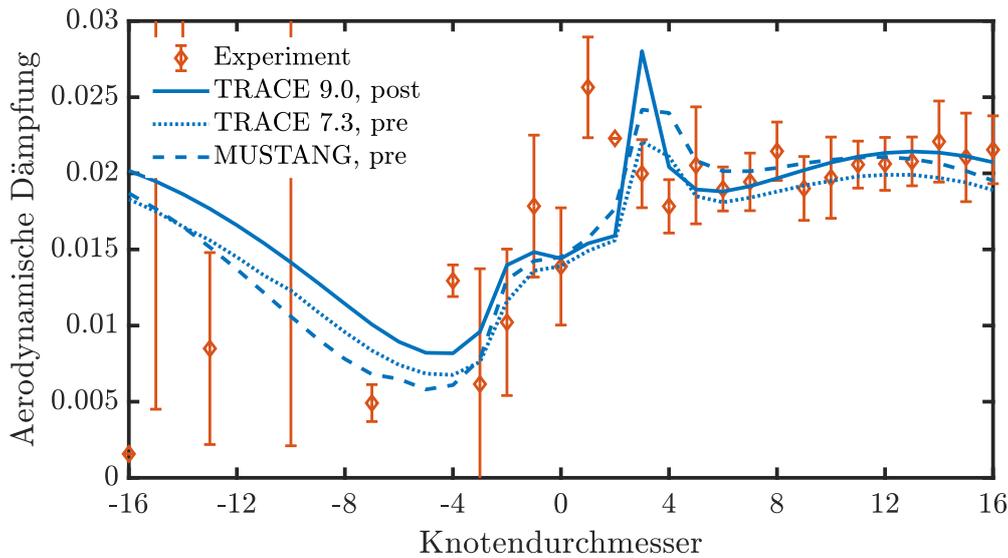


Abbildung 6.16: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0. Vergleich verschiedener Strömungslöser, Pre-Test Daten aus Meinzer et al. (2015).

6.3.4 Fehlerbetrachtung und Diskussion

In diesem Abschnitt soll über die reine Fehlerbetrachtung hinausgehend eine Diskussion der Einflussgrößen auf die akustische Anregung von Schwingungen und die Messung der aerodynamischen Dämpfung erfolgen. Darin soll insbesondere die Frage beantwortet werden, warum die negativen Knotendurchmesser nicht sehr gut getroffen werden.

Fehlerbetrachtung

Freund et al. (2014) haben für das verwendete Tip-Timing-System in einer Vergleichsmessung ein Verhältnis zwischen den gemessenen Amplituden vom Tip-Timing-System und Dehnungsmessstreifen von 0.97 ± 0.07 mit einem Vertrauensgrad von 95% festgestellt. Mit dieser Unsicherheitsangabe wird eine Unsicherheitsbetrachtung nach Abschn. C für das logarithmische Dekrement der aerodynamischen Dämpfung durchgeführt. Darin kann festgestellt werden, dass die Standardabweichung der Dämpfungen, die für die Einzelschaufeln ermittelt werden, die Gesamtunsicherheit bestimmt. Das bedeutet, dass die Resonanzantworten der einzelnen Schaufeln sich so stark voneinander unterscheiden, dass die Messunsicherheit der mit dem Tip-

Timing-System gemessenen Amplituden in diesem Fall keinen signifikanten Einfluss auf die Dämpfungsbestimmung hat.

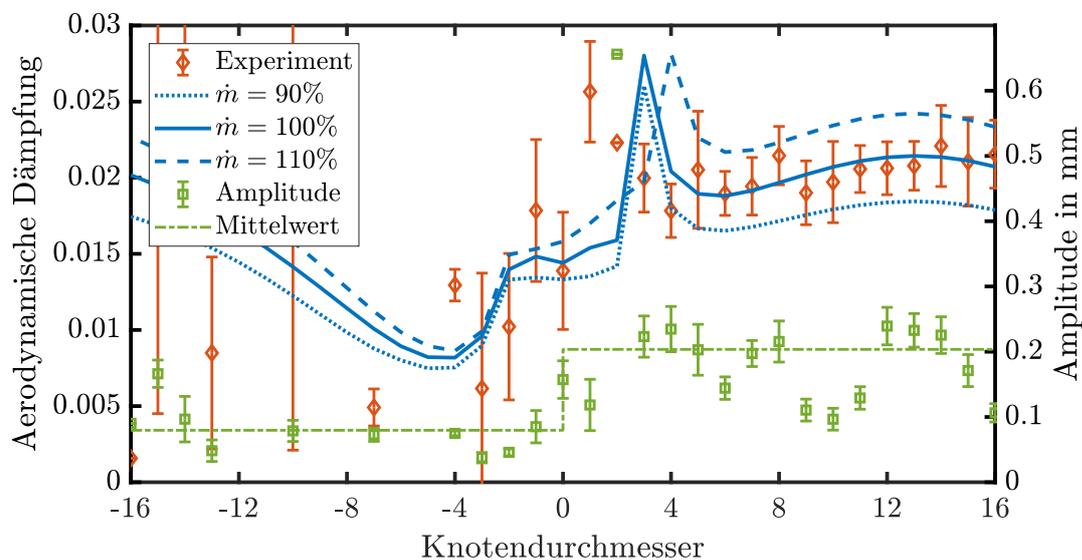


Abbildung 6.17: Vergleich der Standardabweichung der Dämpfung mit einer numerischen Variation des Massenstroms. Messdaten für Betriebspunkt OP0. Anregung mit $S = 0.1$ Hz/s.

Die Standardabweichung der aus Messungen bestimmten Dämpfung ist auch für die sehr gut getroffenen Bereiche groß. Um diese Ergebnisse greifbarer zu machen, werden für OP0 Simulationen mit einem um den Faktor 0.9 verringerten und 1.1 erhöhten Massenstrom durchgeführt. Abbildung 6.17 zeigt, dass die Schwankungsbreite der in dieser Turbine für positive Knotendurchmesser bestimmte Dämpfungen einer Variation des Massenstroms um weniger als $\pm 10\%$ entsprechen.

Anregbarkeit negativer Knotendurchmesser

Weiter ist in Abbildung 6.17 zu erkennen, dass die gemessenen Maximalamplituden der Schaufelschwingung in Resonanz auf der Seite der negativen Knotendurchmesser im Mittelwert um etwa den Faktor zwei kleiner sind als die Amplituden der positiven Knotendurchmesser und dass die Standardabweichungen der aerodynamischen Dämpfung groß wird. Diese Beobachtung setzt sich fort, wenn, wie in Abbildung 6.18 gezeigt, der Verlauf der Standardabweichung der Dämpfung und der erzielten Resonanzamplituden der Schaufeln als Mittelwerte über dem Phasendifferenzwinkel von 0° bis 360° bzw. dem Knotendurchmesser 0 bis 32 für alle Betriebspunkte und

6.3 Schwingungsmessungen und Dämpfungsbestimmung

Rampensteigungen (S) aufgetragen wird. Es ist zu erkennen, dass die Standardabweichung ab einem Phasendifferenzwinkel von 180° stark ansteigt und zu schwanken beginnt. Gleichzeitig werden nur noch geringe Schwingungsamplituden erzielt.

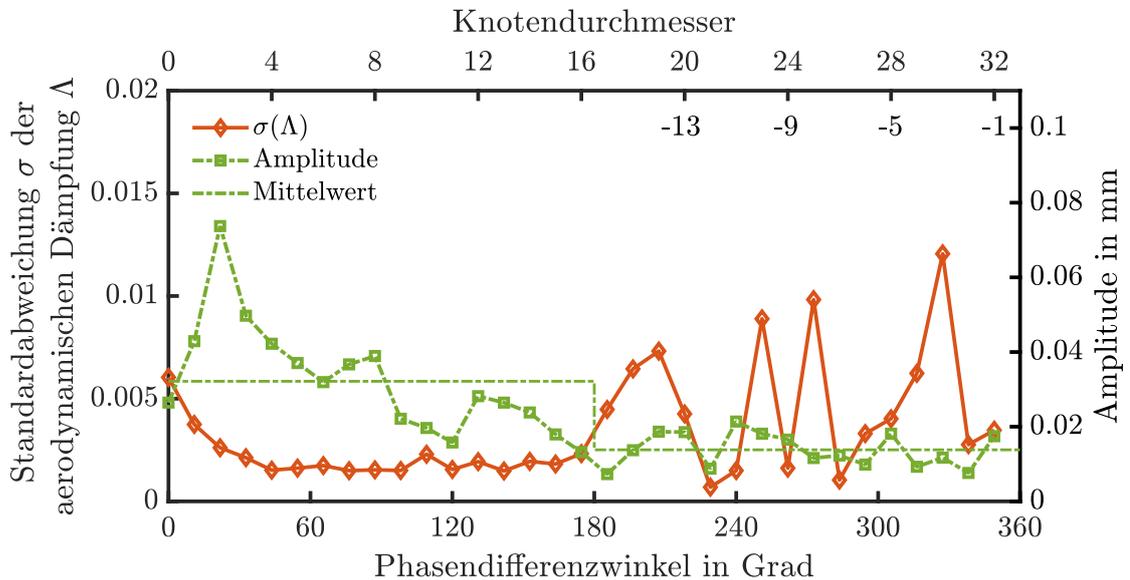


Abbildung 6.18: Standardabweichung der aerodynamischen Dämpfung in Abhängigkeit des Phasendifferenzwinkels.

Im Experiment werden die negativen Knotendurchmesser durch Aliasing (vgl. Abschn. 5.3.2 und Abb. 5.14) mit den Umfangsmoden $m \geq 17$ angeregt. Das heißt, dass mit $m = 17$ der Knotendurchmesser $KD = -16$ angeregt wird, mit $m = 18$ wird $KD = -15$ angeregt usw. bis schließlich mit $m = 32$ der $KD = -1$ angeregt wird, siehe Abb. 6.18. Dieses Vorgehen ist notwendig, da der Frequenzbereich der Anregungseinheiten zu niedrigeren Frequenzen hin eingeschränkt ist. Der Frequenzgang der Anregungseinheiten ist in Abb. 6.19 zusammen mit dem Frequenzbereich dargestellt, der für die akustische Anregung genutzt wird. Unterhalb von $KD = 2$ fällt die Amplitude aufgrund der Charakteristik der verwendeten Lautsprecher stark ab. Dass in Abb. 6.18 für diese Knotendurchmesser dennoch hohe Amplituden erzielt werden, kann mit dem Verstimmungsmuster der Blisk erklärt werden, siehe Abb. 6.10. Eine Anregung der negativen Knotendurchmesser mit niedrigeren Frequenzen ist mit diesen Lautsprechern für diese Blisk nicht möglich:

- Weil sich der Frequenzgang der Lautsprecher und der Frequenzbereich der für die Anregung der negativen Knotendurchmesser notwendigen Anregungsfrequenzen (Gl. 2.4, Gl. 2.5 und Abschn. 5.3.2) nicht überdecken.

6 Ergebnisse

- Und weil die Anregung mit höheren Umfangsmoden nur geringe Resonanzamplituden erzielt und deshalb keine gut geeignete Methode zur Anregung ist.

In Abschn. 6.4.4 werden Auslegungshinweise zur Vermeidung einer solchen Konstellation vorgeschlagen.

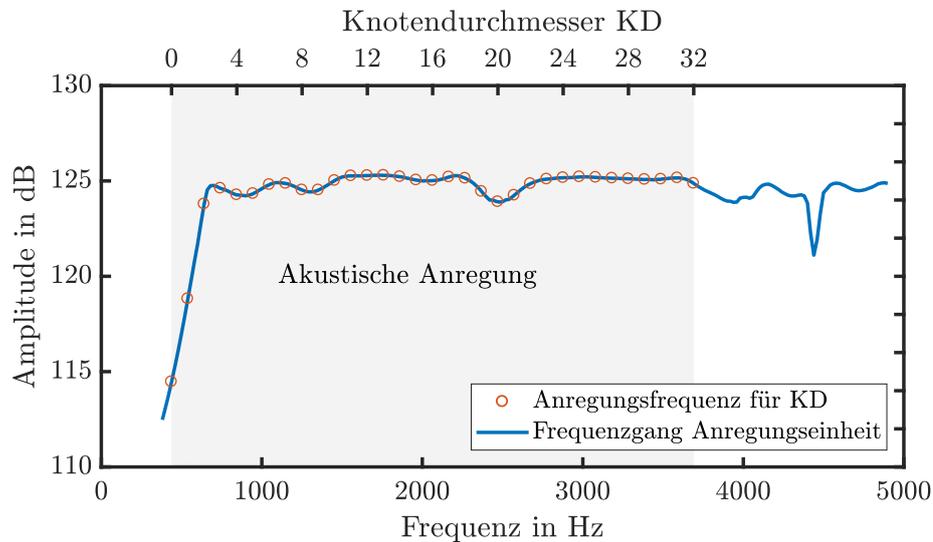


Abbildung 6.19: Anregungsfrequenzen für die Knotendurchmesser 0 bis 32 in Betriebspunkt OP0 über dem Frequenzgang einer Anregungseinheit.

Standardabweichung der Dämpfung

Die Anregung der Schaufelschwingung erfolgt im Experiment durch eine Rampenanregung. Der Betriebspunkt der Turbine wird mit der Betriebspunktregelung konstant gehalten, während die Frequenz der Anregung langsam gesteigert wird, bis die Resonanzfrequenz der Schaufeln erreicht ist und weiter bis die Amplitude der Schwingungsantwort wieder auf das Ausgangsmaß gesunken ist. In Abschn. 2.4.4 wird ausgeführt, dass eine zu schnelle Steigerung der Frequenz zur Bestimmung falscher Dämpfungen führt. In Abb. 6.20 sind die Schwingungsantworten der Schaufeln über die Zeit bei Anregung mit unterschiedlichen Rampensteigungen in einem Betriebspunkt sowie ein typischer Verlauf der Drehzahl des Rotors dargestellt. Die Schwingungsantworten sind jeweils mit ihrem Maximum auf den Zeitpunkt 0 s zentriert. So wird gewährleistet, dass die Verstimmung der Schaufeln die Schwingungsantwort in dieser Darstellung nicht verschmiert. Besonders deutlich tritt in Abb. 6.20

der Unterschied zwischen einer Frequenzrate von $S = 0.5 \text{ Hz/s}$ und $S = 0.1 \text{ Hz/s}$ hervor. Je kleiner die Frequenzrate ist, desto größer ist die Streuung der Resonanzantworten. Die Frequenzrate $S = 0.1 \text{ Hz/s}$ erfüllt das Kriterium nach Torvik (2011) (vgl. Abschn. 2.4.4) und wird deshalb für die Experimente gewählt. Abbildung 6.21 zeigt das Ergebnis einer Anregung mit einer Frequenzrate von $S = 0.5 \text{ Hz/s}$, die das Kriterium nach Torvik (2011) verletzt. Die Dämpfung ist in diesem Fall, wie erwartet, etwas geringer als für die Frequenzrate von $S = 0.1 \text{ Hz/s}$. Hervorzuheben ist jedoch, dass die Amplitudenüberhöhungen weniger streuen und die Anpassung an das Ein-Massen-Schwinger-Modell zur Identifikation der Dämpfung kleinere Standardabweichungen für die aerodynamische Dämpfung erzielt.

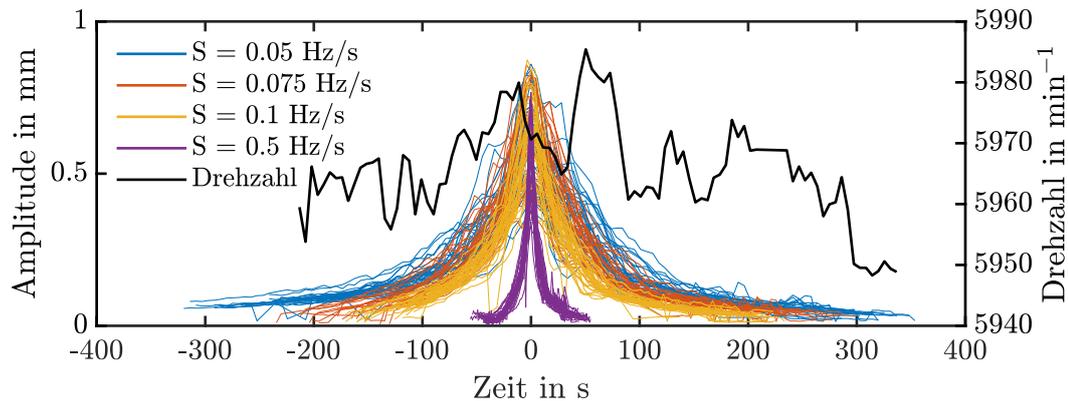


Abbildung 6.20: Amplitudenüberhöhungen bei Resonanz für alle Schaufeln bei unterschiedlich steiler Anregungsrampe. Resonanzfrequenz auf 0 s zentriert. Typischer Verlauf der Drehzahl während der Anregung.

Eine hohe Rampensteigung der akustischen Anregung mit $S = 0.5 \text{ Hz/s}$ führt zu einer kleineren Standardabweichung der aerodynamischen Dämpfung. Dies kann damit erklärt werden, dass sich Schwankungen der Drehzahl des Rotors über den Verlauf der Rampenanregung auf die Anregungsfrequenz auswirken. Die Drehzahl des Rotors geht als Drehfrequenz f_R in den rechten Term der Gleichung für die Anregungsfrequenz (Gl. 2.4, Gl. 2.5 und Abschn. 5.3.2) $f_{AE} = |f_E \pm m \cdot f_R|$ ein. Die Drehzahlschwankungen werden durch die Betriebspunktregelung bereits stark reduziert; jedoch können schon leichte Drifts der Drehzahl die Frequenz und Steigung der Rampenanregung erheblich verändern. Wie Tab. 6.5 zeigt, tritt dies bei kleineren Frequenzraten S stärker hervor. Aufgeführt sind die Standardabweichungen der Anregungsfrequenz berechnet mit der momentanen Drehzahl und die Standardabweichung der Frequenzänderung aufgrund der momentanen Drehzahländerung. Bei Anregung mit einer kleinen Frequenzrate dauert die Messung der Schwingungsantwort 400 s (Abb. 6.20). Ein Hin-und-her-Driften der Anregungsfrequenz führt in diesem Zeitraum immer wieder zu einer Änderung der Schwingungsantwort, die da-

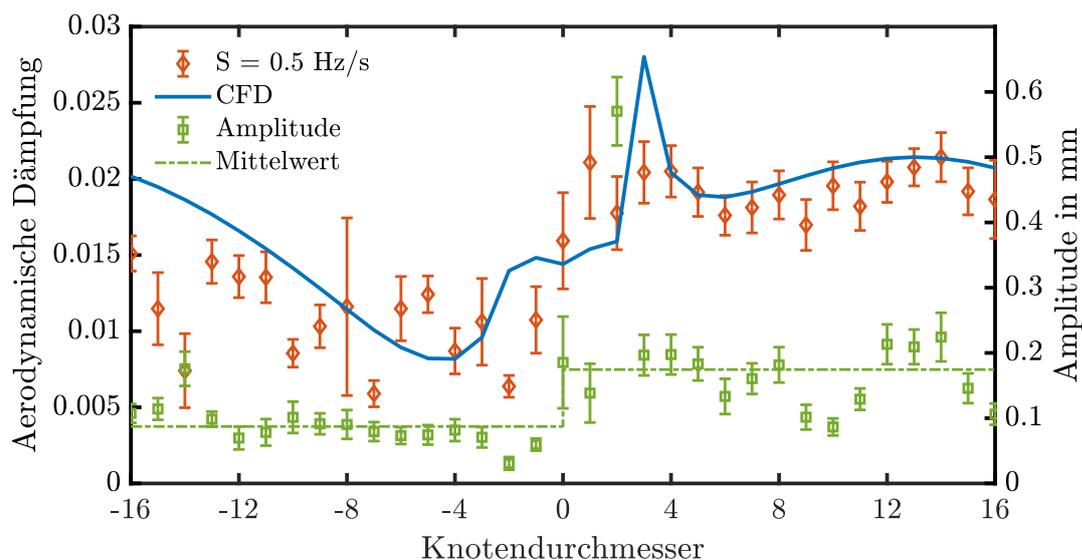


Abbildung 6.21: Aerodynamische Dämpfung für OP0 bei einer Anregung mit $S = 0.5$ Hz/s.

mit immer weniger dem tatsächlichen Verlauf der Amplitudenüberhöhung bei Resonanz entspricht (Abb. 2.14). Die Anpassung an das Ein-Massen-Schwinger-Modell zur Identifikation der aerodynamischen Dämpfung wird dadurch ungenauer. Die Standardabweichung der so bestimmten aerodynamischen Dämpfung steigt daher an.

Weiter zeigt der Vergleich zwischen Abb. 6.17 und Abb. 6.21, dass für den gleichen Betriebspunkt die aerodynamische Dämpfung für große Frequenzraten $S = 0.5$ Hz niedriger bestimmt wird als für kleine Frequenzraten $S = 0.1$ Hz. Dieser Zusammenhang wird von Torvik (2011) beschrieben. Wie sich hier zeigt, muss aufgrund der Besonderheit der Anregung einer rotierenden Blisk zusätzlich berücksichtigt werden, dass die akustische Anregung mit kleinen Frequenzraten aufgrund der Schwankungen der Rotordrehzahl zu einer größeren Variation der Amplitudenüberhöhungen und der daraus bestimmten aerodynamischen Dämpfung der einzelnen Schaufeln führt. In künftigen Arbeiten sollte dies berücksichtigt werden, indem die Drehfrequenz des Rotors für die Berechnung der Anregungsfrequenz nicht als konstant angenommen wird. Stattdessen sollte die momentane Drehzahl für die Berechnung der Anregungsfrequenz herangezogen werden. Dies erfordert jedoch eine Echtzeitregelung des Anregungssystems, die für diesen Versuch nicht zur Verfügung stand.

Tabelle 6.5: Maximaler Fehler der Frequenzrate für die Anregung mit verschiedene Frequenzraten S .

Frequenz- rate S	$\sigma(f_{AE,m=2})$	$\sigma(\frac{df_{AE,m=2}}{dt})$	max. Fehler der Frequenzrate
Hz/s	Hz	Hz/s	%
0.050	0.2692	0.0169	33.71
0.075	0.3011	0.0254	33.92
0.100	0.2708	0.0183	18.28
0.500	0.1266	0.0345	6.90

Aeroelastik-Simulation

In Abb. 6.22 ist ein Vergleich zwischen dem zeitlinearisierten und dem Harmonische-Balance-Löser in TRACE Version 9.0.412 gezeigt. Der Harmonische-Balance-Löser nutzt eine, drei und fünf Harmonische für die Lösung. Nennenswerte Abweichungen ergeben sich nur für akustische Resonanz, in diesem Fall wird der Harmonische-Balance-Löser bei Nutzung von nur einer Harmonischen instabil. Die Darstellung lässt erkennen, dass die Annahme der kleinen Schwingungen, die Voraussetzung für die Nutzung des zeitlinearisierten Löser ist, in diesem Fall zulässig ist. Abbildung 6.23 zeigt die Aeroelastik-Simulation für das mittlere und das grobe Netz. Die Werte beider Simulationen weichen nur geringfügig voneinander ab. Deshalb wird das grobe Netz für die Aeroelastik-Simulation verwendet. Die stationäre Startlösung (Aerodynamik) zur Initialisierung der Aeroelastik-Simulation wird jedoch auf dem mittleren Netz durchgeführt und Netz samt Lösung nachfolgend in der Auflösung reduziert. Dieses Vorgehen ermöglicht eine sehr effiziente Nutzung der Rechenressourcen.

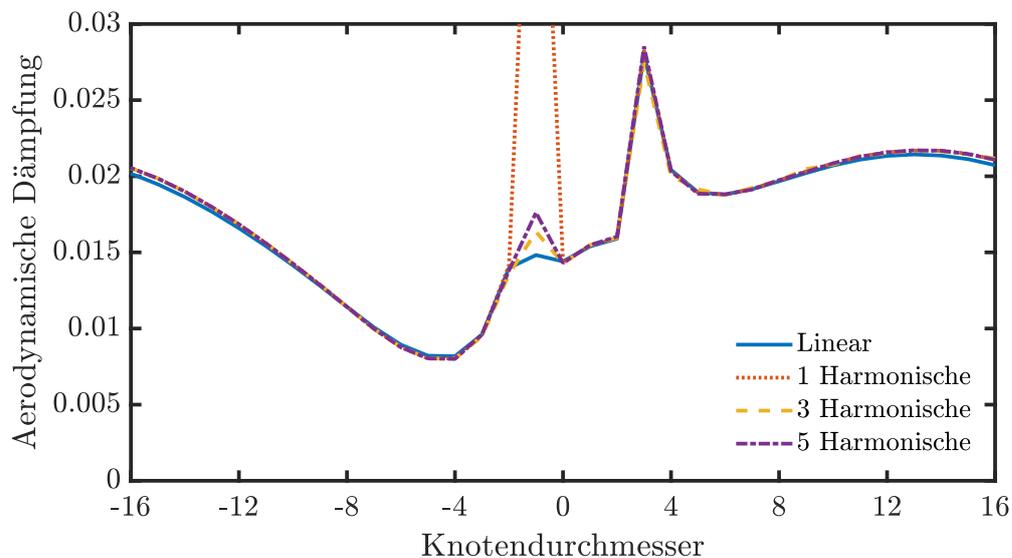


Abbildung 6.22: Simulation aerodynamische Dämpfung über Knotendurchmesser für OP0. Vergleich des zeitlinearisierten Lösers mit dem Harmonische-Balance-Löser für die Harmonischen 1, 3 und 5.

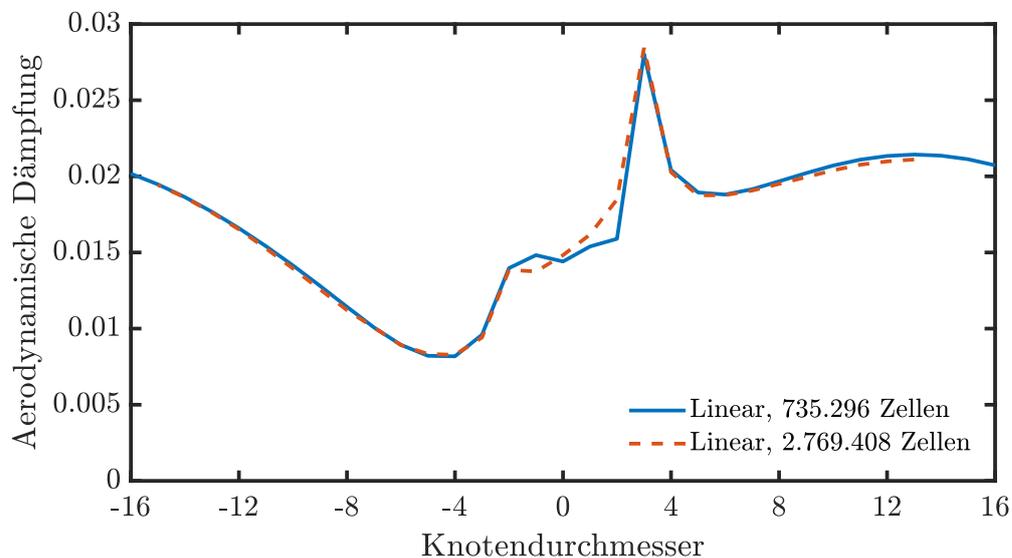


Abbildung 6.23: Aeroelastik-Simulation (zeitlinearisiert) für das mittlere und das grobe Netz.

6.4 Akustische Anregung von Schaufelschwingungen

Neben der Strömung durch die Turbine und der Schwingung der Schaufeln ist auch die akustische Anregung für sich ein Gegenstand dieser Untersuchung. Freund et al. (2013, 2014) und Freund (2015) haben sich bereits bei der grundlegenden Entwicklung des akustischen Anregungssystems mit der Variation des Anregungswinkels, der Amplitude der Anregung und der Wechselwirkung zwischen Strömung und Hornmund befasst. Diese Aspekte sollen ebenfalls aufgegriffen werden, um den bisherigen Untersuchungen auch unter den neuen, hier vorherrschenden, Randbedingungen etwas hinzuzufügen.

6.4.1 Einfluss des Anregungswinkels und der Hornöffnung

Freund et al. (2013) stellen fest, dass eine auf die Saugseite der Schaufel gerichtete akustische Anregung über den gesamten MACH-Zahl-Bereich dieser Turbine die größte Schwingungsamplitude erreicht. Die Anregung kann aus geometrischen Gründen nicht senkrecht auf die Schaufel gerichtet werden. Freund et al. (2014) schlagen deshalb jedoch einen möglichst flachen Winkel zur Oberfläche vor und wählen einen Winkel von 33° . Dieser Winkel wird hier ebenfalls gewählt und um eine zusätzliche Variation mit einem Winkel von 45° ergänzt, vgl. Abschn. 5.3. Während die Variante mit einem Winkel von 33° zur Oberflächennormalen der Schaufel eine große Schnittöffnung in der Gehäusewand aufweist, die sich über die gesamte Sehnenlänge der Rotorschaukel erstreckt, ist diese Schnittöffnung bei der Variante mit einem Winkel von 45° kleiner und dazu noch stromab der Rotorschaukel gelegen. Diese Variante könnte zu einer geringeren Wechselwirkung zwischen Rotorschaukel und Hornöffnung führen. Im Versuch zeigt diese Variante jedoch keinen Vorteil. In Abb. 6.24 ist für die Dämpfungswerte der positiven Knotendurchmesser kein signifikanter Unterschied zu erkennen.

Durch einen weiteren Einsatz aus Kunststoff, Abb. 5.10 (3), wird die Hornöffnung der Variante mit einem Winkel von 33° zur Oberflächennormalen der Schaufel verkleinert. Das Ergebnis aus dem Versuch ist in Abb. 6.25 dargestellt. Die Reduzierung der Öffnung führt dazu, dass zusätzliche Knotendurchmesser angeregt werden können. Gleichzeitig ist eine geringere Streuung der Dämpfungswerte zu beobachten, diese ist jedoch in diesem Fall der größeren Amplitude der akustischen Anregung zuzuschreiben, da hier keine Regelung eingesetzt wurde. Die Frequenzrate der Rampenanregung ist in beiden Fällen $S = 0.5 \text{ Hz/s}$.

Diese Ergebnisse zeigen, dass

6 Ergebnisse

- kein signifikanter Unterschied zwischen einer Anregung unter einem Winkel von 33° zu einer Anregung unter dem Winkel von 45° erkennbar ist (siehe Abb. 6.24) und
- eine kleine Öffnung die Anregung höherer Moden, die durch Aliasing den negativen Knotendurchmessern entsprechen, verbessert. Das heißt, dass mehr Knotendurchmesser angeregt werden können (siehe Abb. 6.25).

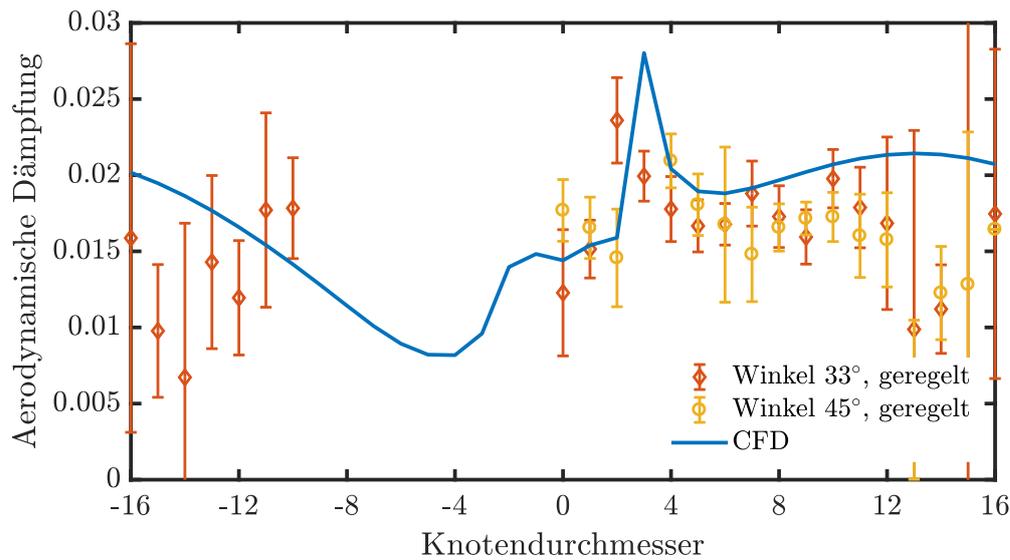


Abbildung 6.24: Einfluss unterschiedlicher Anregungswinkel bei OP0 mit Regelung von Phase und Amplitude mit $S = 0.5$ Hz/s.

Die Motivation für die Variante mit einem Anregungswinkel von 45° zur Schau-
feloberfläche ist es, die Wechselwirkung zwischen Rotorströmung und Hornöffnung
zu reduzieren. In dieser Variante liegt die Hornöffnung stromabwärts der Rotor-
schaufel. Wie die in Abb. 6.26 dargestellten Profildruckverläufe auf der Stator-
und Rotorschaufel zeigen, hat die Hornöffnung einen Einfluss auf die Profilmströmung
der darunterliegenden Rotorschaufel, der sich bis zur Statorschaufel fortsetzt. Dies
ist das Ergebnis einer URANS-Simulation mit einem vereinfachten Sektormodell
der Turbinenstufe. Das Modell besteht aus je 33 Rotor- und Statorschaufeln und 11
Anregungseinheiten, die Kavitäten über den Rotorschaufeln bilden. Davon wird ein
1/11-Sektor simuliert und ausgewertet.

Die Rotorschaufel ist der Simulation zufolge Druckschwankungen von mehr als
10.000 Pa ausgesetzt. Deshalb muss die Frage zugelassen werden, ob angesichts die-
ser induzierten Druckschwankungen bei der akustischen Anregung von einer nicht-
invasiven Anregung gesprochen werden darf. Die mögliche daraus resultierende An-

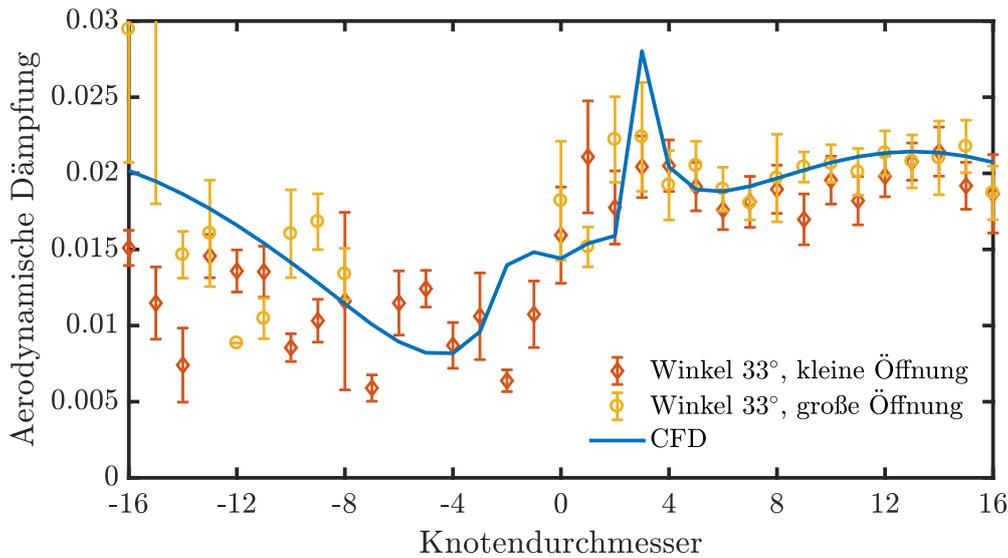


Abbildung 6.25: Einfluss der Hornöffnung bei einem Anregungswinkel von 33° , mit $S = 0.5 \text{ Hz/s}$.

regung mit der Erregerordnung EO 8, aufgrund der 8 Anregungseinheiten, wird bei der Auslegung der Schaufel im CAMPBELL-Diagramm berücksichtigt. Im Betrieb kann keine Anregung festgestellt werden, denn die Versuche werden abseits dieses Betriebspunkts durchgeführt. Damit kann zumindest eine Beeinflussung bei den für die Versuche relevanten Frequenzen ausgeschlossen werden.

Um eine Wechselwirkung zwischen Hornöffnung und Schaufel zu minimieren, ist diese wie in Abschn. 5.3.1 beschrieben mit einer Wabenstruktur und einem Kevlar[®]-Gewebe abgedeckt. Das Gewebe liegt zwischen der Wabenstruktur aus Kunststoff und dem metallischen Einsatz, der die Hornöffnung formt und im Innenring verschraubt ist (Abb. 5.12). Im Versuch wird das Gewebe bereits nach wenigen Stunden aufgescheuert und zerstört. Daraus muss zum einen geschlossen werden, dass an dieser Stelle tatsächlich große Wechseldrücke herrschen, sodass eine genauere Untersuchung durch eine geeignete Instrumentierung der Kavität in Zukunft sinnvoll erscheint. Zum anderen sollte eine bessere Befestigung des Gewebes versucht werden, bei der das Gewebe z.B. in einen Rahmen gespannt und damit eine Bewegung, die zu einem Aufscheuern an der Wabenstruktur führt, verhindert wird. Eine straffere Befestigung könnte auch den bereits geringen Dämpfungseinfluss des Gewebes (Abb. 5.11) weiter senken.

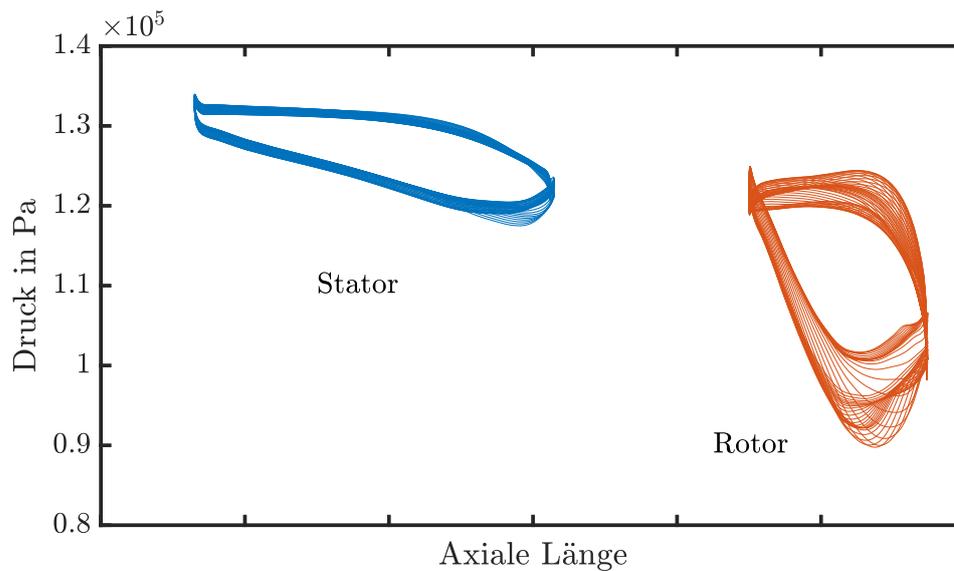


Abbildung 6.26: Änderung der Druckverteilung über die Zeit auf Stator und Rotor durch den Einfluss der Hornöffnung bei 90% radialer Höhe. URANS-Simulation mit einem vereinfachten 1/11-Sektormodell.

6.4.2 Einfluss der Amplitude der Anregung

Insbesondere für die Auslegung eines akustischen Anregungssystems ist es von Bedeutung, den notwendigen Schalldruck für die Anregung der Schaufeln abzuschätzen. Abbildung 6.27 zeigt Mittelwerte der Schwingungsamplituden der Schaufeln, die bei Anregung mit unterschiedlich hohen Schalldrücken erzielt wurden. In der Abb. 6.27 ist eine Anpassung an eine Exponentialfunktion für den Schalldruckpegel bzw. eine lineare Funktion für den Schalldruck für die vier ausgefüllten Datenpunkte dargestellt. Die beiden niedrigsten Anregungsamplituden weichen von dieser Anpassung ab. In diesen Fällen wird die gemessene Schwingung der Schaufeln durch den Schwingungsteppich des Maschinenbetriebs (Rauschen) bestimmt, sodass die Antwort auf die akustische Anregung nicht aus diesem Rauschen hervortritt. Andernfalls wäre bei einem weiteren Absenken der Anregungsamplitude ebenfalls eine geringere Schwingungsantwort gemäß dem eingezeichneten Verlauf zu erwarten.

Eine Verallgemeinerung des Zusammenhangs zwischen Schalldruck der Anregung und Amplitude der Schwingungsantwort der Schaufeln scheint mit dieser geringen Datenlage nicht möglich. In diesem Fall wird die erste Biegemode der Schaufel angeregt und die Anregung ist auf die Mitte der Schaufelsehne gerichtet. Es muss davon ausgegangen werden, dass diese Mode der Schaufel gut anregbar ist, da Be-

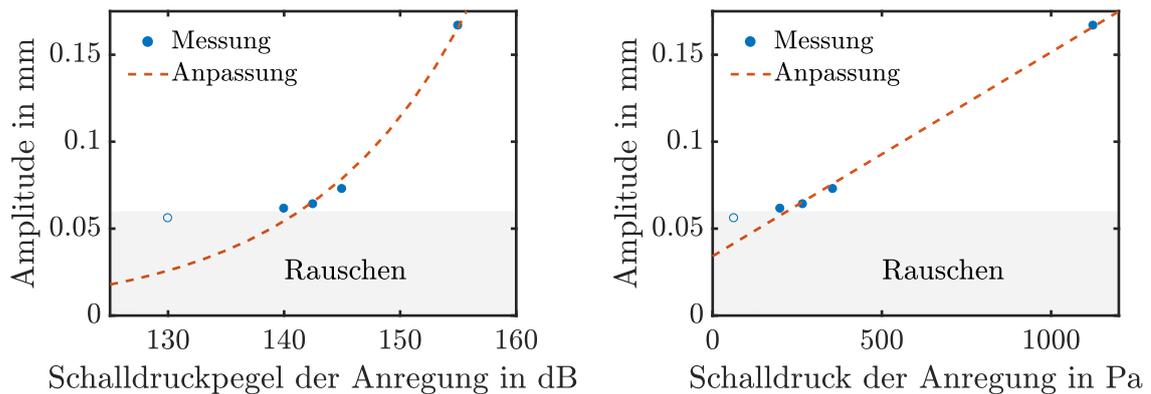


Abbildung 6.27: Amplitude der Schaufelantwort in Abhängigkeit vom Schalldruckpegel in dB bzw. vom Schalldruck in Pa der akustischen Anregung.

wegungsrichtung und Anregungskraft gleichgerichtet sind. Darüber hinaus wird die Amplitude sowohl durch die Reibungsdämpfung als auch durch die aerodynamische Dämpfung beeinflusst, denn beide sind vom Betriebspunkt der Turbine abhängig. Trotz dieser Einschränkungen kann der in Abb. 6.27 dargestellte Zusammenhang Grundlage einer ingenieurmäßigen Abschätzung für die Auslegung eines akustischen Anregungssystems sein. Denn der Amplitude des betriebsbedingten Schwingungsteppichs (Rauschen), den die akustische Anregung überwinden muss, sind Grenzen gesetzt, da die Größe von Unwuchten und Maschinenschwingungen in allen Maschinen durch die Regeln der Technik bestimmt werden. Weiterhin ist die Amplitude einer akustischen Anregung nach oben durch die am Markt verfügbaren Lautsprecher begrenzt. Damit ist der Bereich, in dem die Parameter Schalldruck und Schwingungsamplitude variieren können, stark eingegrenzt. Deshalb sollte mit Abb. 6.27 dennoch eine Abschätzung der notwendigen Anregungsamplitude für andere Maschinen möglich sein, wenn bekannt ist, wie hoch die Amplitude der Schaufelschwingungen ohne Anregung ist.

6.4.3 Regelung von Amplitude und Phase der Anregung

Bei der akustischen Anregung bestimmt die Frequenz den angeregten Knotendurchmesser (Gl. 2.4, Gl. 2.5, Abschn. 5.3.2). Die Amplitude der Anregung bestimmt die Amplitude der Schwingungsantwort (Abb. 6.27) und der richtige Phasenversatz zwischen den Anregungseinheiten verhindert ein Auslöschen der Schwingung. Das akustische Anregungssystem ermöglicht eine Regelung von Amplitude und Phase. Dazu sind in allen Anregungseinheiten Mikrofone installiert, vgl. Abschn. 5.3. Die Wirksamkeit der Regelung ist in Abb. 6.28 exemplarisch dargestellt, indem zwischen Ka-

nal 1 und Kanal 2 das Signal mit einem RC-Glied gestört wird, welches eine Änderung von Phase und Amplitude auf Kanal 1 herbeiführt. Durch den Eingriff der Regelung kann diese Störung ausgeglichen werden:

- die Standardabweichung der Anregungsamplitude wird von 3 dB auf 0.03 dB,
- die der Phase von 0.16° auf 0.002° reduziert.

Die kleinen Werte zeigen aber auch, dass die Anregung bereits ohne Regelung schon sehr genau ist. Bei acht Anregungseinheiten beträgt die Phasendifferenz zwischen den Einheiten 45° .

Die Regelung von Amplitude und Phase unterliegt Einschränkungen, die im Folgenden betrachtet werden sollen. Das Ziel der Regelung der Amplitude ist es, über den Umfang des Rotors eine gleichmäßige Anregung zu erreichen. Sie richtet sich zwangsläufig nach der leisesten Anregungseinheit, da deren Amplitude nicht weiter gesteigert werden kann. So müssen die Schallpegel der lauterer Anregungseinheit entsprechend durch die Regelung gesenkt werden. Der Dynamikumfang der Messmikrofone begrenzt ebenfalls die Regelung. Werden die Mikrofone übersteuert, ist keine Messung der Amplitude und Phase möglich. In den hier aufgeführten Experimenten muss deshalb weitgehend auf die Regelung verzichtet werden, um die größtmögliche Amplitude der Anregung mit jeder Anregungseinheit zu erreichen und keiner Einschränkung durch den zu geringen Dynamikumfang der Messmikrofone zu unterliegen.

Abhilfe könnten an dieser Stelle Mikrofone auf Halbleiterbasis schaffen. Im Aufbau gleichen sie instationären Druckaufnehmern, jedoch ist ihr Druckbereich geringer, so dass sie für Schalldruckpegel von 100 dB bis 194 dB geeignet sind. Damit decken sie den aus Abb. 6.27 ersichtlichen Messbereich besser ab. Darüber hinaus kann eine Trennung der Regelung von Amplitude und Phase auch dann noch eine Regelung der Phasen erlauben, wenn die Amplitude einzelner Anregungseinheiten die Regelgrenze überschreitet. Diese Ansätze konnten aber in der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt werden, weil keine Mikrofone auf Halbleiterbasis verfügbar waren.

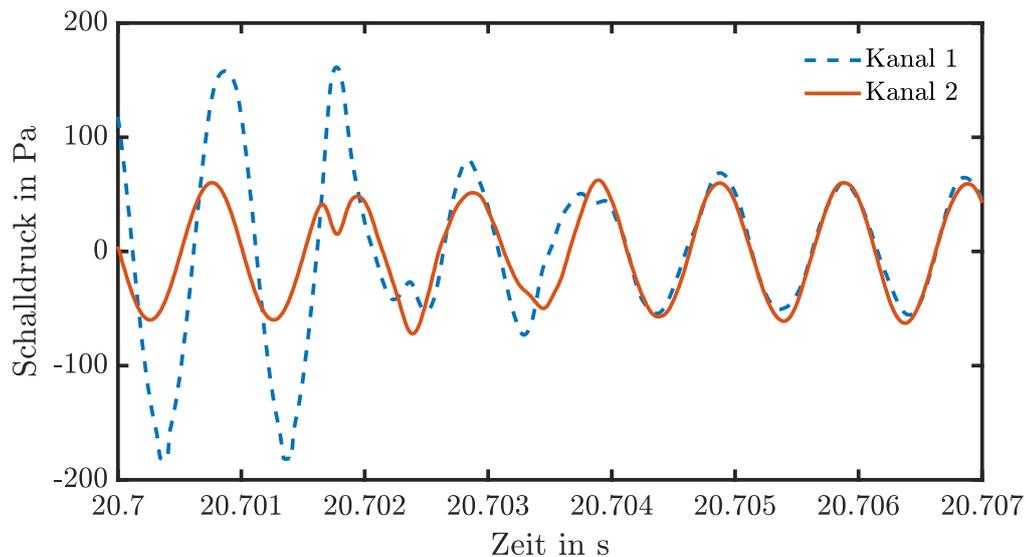


Abbildung 6.28: Exemplarische Darstellung eines Eingriffs der Amplituden- und Phasenregelung bei Störung eines Kanals mit einem RC-Glied.

6.4.4 Auslegungshinweise

Aus den bis hier dargestellten Ergebnissen sollen Hinweise zur Auslegung eines akustischen Anregungssystems in Ergänzung zu den Vorarbeiten von Freund et al. (2013, 2014) und Freund (2015) abgeleitet werden. Als Ergebnis dieser Arbeit wurde oben bereits festgestellt, dass:

- eine nahe an der Schaufel gelegene Hornöffnung für die Anregung vorteilhaft ist (Abb. 6.24),
- eine kleine Hornöffnung die Anregung mit höheren Anregungsfrequenzen verbessert (Abb. 6.25),
- eine nach Torvik (2011) ausreichende Frequenzrate zu langen Messzeiten führt und in diesem Zeitraum wiederum größere Schwankungen der Drehfrequenz des Rotors auftreten. Weiterhin ergibt sich daraus, dass diese Schwankungen die Streuung der für die einzelnen Schaufeln bestimmte aerodynamische Dämpfung erhöhen und damit die Standardabweichung der gemittelten aerodynamischen Dämpfung eines Knotendurchmessers steigt (Abb. 6.17 und Abb. 6.21),

6 Ergebnisse

- die akustische Anregung durch Aliasing mit höheren Umfangsmodenordnungen im Mittel nur eine etwa halb so große Resonanzantwort der Schaufeln erzielt (Abb. 6.18).

Die Anregungsfrequenz im stationären System berechnet sich nach Gl. 2.4 und Gl. 2.5, vgl. Abschn. 5.3.2, zu

$$f_{AE} = |f_E \pm m \cdot f_R|, m \in \mathbb{N}$$

mit der Eigenfrequenz der Schaufel f_E , dem Knotendurchmesser m und der Drehfrequenz der Rotorwelle f_R . Der ganzzahlige Faktor m bestimmt hier den Knotendurchmesser bzw. die Umfangsmodenordnung. Übersteigt der Betrag $|m|$ den Knotendurchmesser $|m| = N/2$ gerade bzw. $|m| = (N - 1)/2$ ungerade mit der Schaufelanzahl N , so werden durch Aliasing die entgegenlaufenden Knotendurchmesser angeregt. Dabei wird jedoch eine geringere Amplitude der Resonanzantwort erzielt. Die Anregungsfrequenz unterscheidet sich in diesem Fall um $N \cdot f_R$, von der Frequenz des gegenüberliegenden Zweigs, wie in Abb. 5.14 dargestellt.

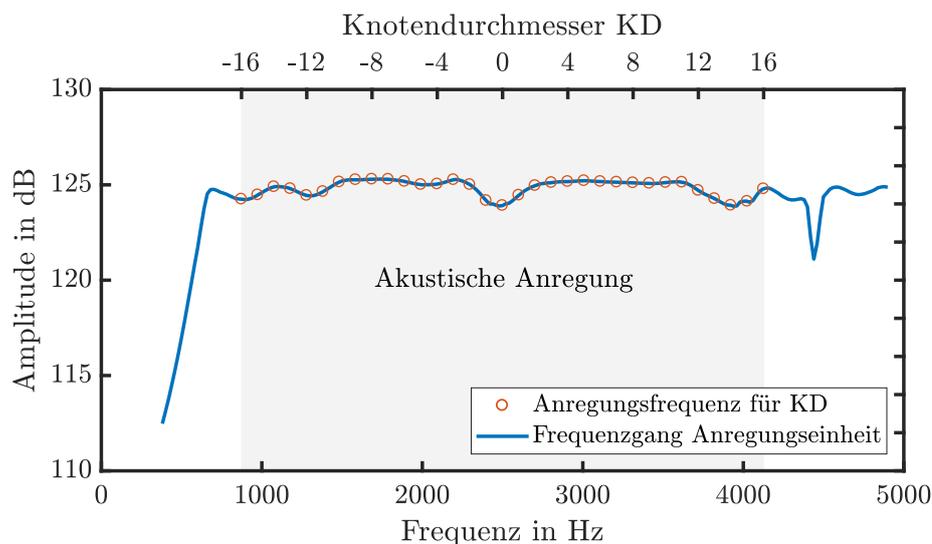


Abbildung 6.29: Auslegung eines akustischen Anregungssystems unter Berücksichtigung der Erkenntnisse dieser Arbeit.

Für die Auslegung eines akustischen Anregungssystems sollte daher versucht werden, den Frequenzbereich der Anregungseinheiten so zu wählen, dass der Knotendurchmesser $m = 0$ mittig in diesem liegt. Die Anregung erfolgt dann mit einer Frequenz von $\pm N/2 \cdot f_R$ um die Anregungsfrequenz von $m = 0$, d.h. der Eigenfrequenz der Schaufelmode. Die Breite des notwendigen Frequenzbereichs steigt also sowohl mit der Schaufelanzahl als auch mit der Drehzahl der Turbomaschine. Für

6.4 Akustische Anregung von Schaufelschwingungen

den Fall einer Neuauslegung können Schaufeleigenfrequenz, Lautsprecher, Drehzahl und Schaufelanzahl entsprechend diesen Hinweisen gewählt werden. Abbildung 6.29 zeigt am Beispiel des hier vorliegenden Frequenzgangs der Anregungseinheiten, wie eine solche Auslegung aussehen könnte.

Im Versuch kommen Lautsprecher mit einer Kunststoffmembran zum Einsatz. Unter der Einwirkung von Druck und Temperatur treten Verschleißerscheinungen an den Lautsprechern auf. Ein typisches Schadensbild sind Spulen, die sich von der Membran lösen, weil die Klebestelle zwischen Spule und Membran versagt. Diese Verschleißerscheinungen werden als Obertöne bei monofrequenter Anregung hörbar und als (gesamte) harmonische Verzerrung (engl. *total harmonic distortion*, THD) messbar. Zu Beginn und Ende des Versuchszeitraums wird die THD für die ersten sechs Harmonischen ausgewählter Anregungsfrequenzen ermittelt:

$$\begin{aligned}\text{THD}_{\text{Vorher}} &= -44.6405 \text{ dB mit } \sigma = 7.6592 \text{ dB,} \\ \text{THD}_{\text{Nachher}} &= -30.8443 \text{ dB mit } \sigma = 10.0881 \text{ dB.}\end{aligned}$$

Dies zeigt, dass trotz des Druckausgleichs und der Einhausung der Lautsprecher in Gehäuse, die gegenüber dem Umgebungsdruck abgedichtet sind, eine Veränderung der Wiedergabequalität der Lautsprecher messbar ist.

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

Die Transformation des Energiesektors zur Nutzung regenerativer Energieträger erfordert eine Flexibilisierung des Betriebs konventioneller Kraftwerke, um die Integration volatiler Energieträger in das Verbundnetz zu ermöglichen und die Versorgungssicherheit während der Transformation zu erhalten. In dieser Arbeit wird die Kraftwerkskomponente Turbine in Hinblick auf aeroelastische Wechselwirkungen, wie sie insbesondere an den Randbereichen eines stabilen Betriebs auftreten, betrachtet. Die aerodynamische Dämpfung ist der zentrale Stabilitätsparameter in der Aeroelastik. In dieser Arbeit soll eine Methodik zur Messung aerodynamischer Dämpfung in einer rotierenden Turbomaschine unter realistischen Betriebsbedingungen erarbeitet und ein Beitrag zur Validierung numerischer Berechnungswerkzeuge geleistet werden.

7.1 Schlussfolgerungen

Die wesentlichen Ergebnisse und Schlussfolgerungen dieser Arbeit sind folgende:

- Es ist erstmals gelungen, die aerodynamische Dämpfung – isoliert von Dämpfungseinflüssen durch Reibung – an einem Schaufelkranz in Integralbauweise (Blisk) in einer rotierenden Turbomaschine unter realistischen Betriebsbedingungen zu messen. Diese Arbeit hat insofern Neuheitswert.
- Die im Versuch gemessene Turbinenströmung wird durch das Simulationsmodell gut wiedergegeben. Die Ergebnisse der Simulation stimmen mit den Messwerten im Rahmen der Messunsicherheit des Experiments überein, Abschn. 6.1.2. Der auf MACH-Zahl-Ähnlichkeit geregelte Betrieb der Turbine gleicht zuverlässig tages- und jahreszeitbedingte Abweichungen vom Soll-Betrieb aus und sichert die Wiederholbarkeit der Messungen, Abschn. 6.1.3.
- Die von Freund et al. (2014) entwickelte akustische Anregung hat sich als geeignet erwiesen, um Schaufelschwingungen in einer Turbine im Technikumsmaßstab anzuregen. Für die Schallführung durch das doppelwandige Turbi-

nengehäuse und für die Kapselung der Anregungseinheiten gegen den Umgebungsdruck wurden konstruktive Lösungen erarbeitet und umgesetzt, Abschn. 5.3. Das Programm von Meinzer et al. (2013) zur Signalgenerierung und Ansteuerung der Anregungseinheiten wurde um eine Regelung für Schalldruck und Phase erweitert, Abschn. 6.4.3. Es konnte vollumfänglich bestätigt werden, dass mit der akustischen Anregung alle Knotendurchmesser gezielt angeregt werden können, Abb. 6.21. Die Anregung mit Frequenzrampen zur Untersuchung von Schwingungseigenschaften erwies sich im Versuch als die geeignetste zur Identifikation der Dämpfung, Abschn. 6.3.1.

- Die lineare Extrapolation der in Strömung gemessenen Dämpfung trifft die unter atmosphärischen Bedingungen im ruhenden System gemessene Dämpfung, Abb. 6.12. Eine Abschätzung der Dämpfung unter Vakuumbedingungen nach Hentschel et al. (2016) und der Vergleich mit Literaturwerten für die Materialdämpfung (Srinivasan 1997) erlaubt die Schlussfolgerung, dass die hier gemessene Dämpfung die aerodynamische Dämpfung ist, Abschn. 6.3.2.
- Die hier gemessenen aerodynamischen Dämpfungen sind in sehr guter Übereinstimmung mit der Simulation mit dem Strömungslöser TRACE, Abschn. 6.3.3. Dies gilt insbesondere im Vergleich zu den in der Literatur dokumentierten Messungen an rotierenden Schaufelkränzen konventioneller Bauweise, Abschn. 3.2. Die Dämpfung wurde durch Ausgleichsrechnung der Resonanzantworten der Einzelschaufel an einen Ein-Massen-Schwinger bestimmt. Für die sehr steife Scheibe streuen die Dämpfungen der einzelnen Schaufeln um die modalen Dämpfungen, die durch die Simulation vorausgesagt werden, Abschn. 6.2. Für Phasendifferenzwinkel (IBPA) zwischen 0° und 180° ist die Standardabweichung des logarithmischen Dekrements der Dämpfung $\sigma_\Lambda < 0.005$. Im Auslegungspunkt der Turbine entspricht die Streuung der gemessenen Dämpfung der Änderung der Dämpfung, die in der Simulation mit einer Änderung des Massenstroms um $\dot{m} \pm 10\%$ einhergeht, Abb. 6.17. Für Phasendifferenzwinkel (IBPA) zwischen -180° und 0° ist die Qualität des Anregungsergebnis schlechter, Abb. 6.18. Es wird gezeigt, dass Schwankungen der Drehzahl des Rotors zu Schwankungen der Anregungsfrequenz und damit zu Fehlern bei der Rampenanregung führen. Größere Rampensteigungen führen zu einer kleineren Streuung der aerodynamischen Dämpfung, verletzen jedoch das Kriterium von Torvik (2011) für die Rampenanregung, Abschn. 6.3.4. Aufgrund des eingeschränkten Frequenzbereichs der Anregungseinheiten (Abb. 6.19) konnten diese Phasendifferenzwinkel nur mit den höheren Frequenzen der positiven Modenordnungen $m = 17$ bis $m = 32$ angeregt werden, die durch Aliasing den negativen Modenordnungen entsprechen, Abschn. 6.3.4. Die Anregung durch Aliasing erzielt um etwa die Hälfte geringere Amplituden der Resonanzantwort der Schaufeln und ist deshalb keine gut geeignete Methode zur Anregung.

- Die Simulation der Aeroelastik wurde mit dem zeitlinearisierten Löser in TRACE durchgeführt. Die dem Löser zugrundeliegende Linearitätshypothese ist erfüllt. Dies konnte durch Simulation mit dem Harmonische-Balance-Löser in TRACE (Frey et al. 2014) demonstriert werden, indem Übereinstimmung bei Nutzung höherer Harmonischer gezeigt wird, Abb. 6.22. Die Ergebnisse der Aeroelastiksimulation für die Vorauslegung wurden außerdem durch Meinzer et al. (2015) mit dem Löser von Hall und Crawley (1989) plausibilisiert, Abb. 6.16.

Die These dieser Arbeit lautet: „Die akustische Schwingungsanregung ist geeignet, um das Laufrad in einer Axialturbine zur Schwingung anzuregen, sodass eine Dämpfung quantitativ bestimmt werden kann. Der Einsatz eines integralen Laufrads ermöglicht dabei die Isolation der aerodynamischen Dämpfung.“ Diese These ist umfassend bestätigt.

7.2 Ausblick und Empfehlungen

Als Ausblick sollen Fragestellungen aufgezeigt werden, die eine weitere Absicherung der Methode zur akustischen Anregung und der Güte der Parameteridentifikation zur Bestimmung der aerodynamischen Dämpfung ermöglichen:

- Aufgrund der sehr steifen Scheibe liegen die Eigenfrequenzen der Systemmoden einer Schwingungsfamilie sehr eng beieinander. Das erschwert die Identifikation der einzelnen Systemmoden, insbesondere unter Einfluss von Verstimmung. Eine gut gestimmte Blik, die gezielt verstimmt werden kann, könnte nun mit geringem Aufwand in den vorhandenen Versuchsträger integriert werden. Damit könnte einerseits der Einfluss der Verstimmung auf die Qualität der Parameteridentifikation zur Bestimmung der aerodynamischen Dämpfung untersucht werden und andererseits eine grundsätzliche Untersuchung des Einflusses der Verstimmung auf die Schwingung von Schaufelkränzen unter realistischen Betriebsbedingungen erfolgen. An Stelle der hier durchgeführten Parameteridentifikation an Einzelschaufeln mit nachfolgender Mittelung sollte eine Umfangszerlegung der Schwingung unter Berücksichtigung der Verstimmung erfolgen. Beispielsweise mit dem *Fundamental Mistuning Model* (FMM) von Feiner und Griffin (2004).
- In diesem Zuge sollten Versuche unter Vakuum erfolgen, um parasitäre Dämpfungseffekte durch Reibung zu quantifizieren. Dies sollte sowohl eine Aufnahme der Verstimmung der Blik im Rotationsprüfstand unter Vakuum einschließen als auch eine Untersuchung der Blik im Verbund mit dem Zugankerrotor. Für Letzteres könnte im Turbinengehäuse ein Vakuum gezogen werden. Auf diese

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

Weise kann, wenn gleich nur im Standversuch, eine aerodynamische Dämpfungsreihe von Umgebungsdruck bis ins Vakuum aufgenommen werden.

- Die Wechselwirkung zwischen Hornöffnung und Strömung ist bislang nur durch Simulation untersucht worden, Abb. 6.26. Im Versuch konnte keine schädliche Schwingungsanregung festgestellt werden. Eine detaillierte Instrumentierung der Kavität, Messung des lokalen Strömungsfelds und Ableitung einer aerodynamisch und akustisch optimierten Einkopplungsöffnung für die akustische Anregung erscheint dennoch als sinnvoll. Damit kann der Vorteil der akustischen Anregung, nämlich berührungslos zu sein, stärker abgesichert werden.
- Schließlich sollte die Möglichkeit erneut geprüft werden, in den Anregungseinheiten Lautsprecher mit metallischer Membran zu verwenden, um Schäden durch Wärmeeintrag zu minimieren. Im Zuge einer Neuauslegung für eine andere Blisk oder eine weitere Maschine sollten, wie in Abschn. 6.4.4 beschrieben, die Abhängigkeiten zwischen Anregungssystem, Schaufeleigenfrequenzen und Drehfrequenz der Maschine miteinbezogen werden, Abb. 6.29.

Literaturverzeichnis

- Artens, A.; Meyer, H.; Faber, G. und Schneider, K. (1984): Steam Turbine Blades, Corrosion in Power Generating Equipment. Plenum Press, New York.
- Aschenbruck, J.; Hauptmann, T. und Seume, J. R. (2015): Influence of a Multi-hole Pressure Probe on the Flow Field in Axial-turbines. In: Proceedings of 11th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics ETC11, March 23-27, 2015, Madrid, Spain.
- Aschenbruck, J.; Meinzer, C. E.; Pohle, L.; Scheidt, L. P.-v. und Seume, J. R. (2013): Regeneration-induced Forced Response in Axial Turbines. In: Proc. ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition.
- Aschenbruck, J. und Seume, J. R. (2015): Experimentally Verified Study of Regeneration-induced Forced Response in Axial Turbines. In: Journal of Turbomachinery, Band 137(3):S. 031006.
- Baumann, K. (1921): Some Recent Developments in Large Steam Turbine Practice. In: Journal of the Institution of Electrical Engineers, Band 59(302):S. 565–623.
- Beirow, B.; Kühhorn, A. und Nipkau, J. (2009): On the Influence of Strain Gauge Instrumentation on Blade Vibrations of Integral Blisk Compressor Rotors Applying a Discrete Model. In: ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. 245–253.
- Beirow, B.; Maywald, T.; Figaschewsky, F.; Heinrich, C. R.; Kühhorn, A. und Giersch, T. (2016): Simplified Determination of Aerodynamic Damping for Bladed Rotors: Part 1 - Experimental Validation at Rest. In: ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT34A007–V07BT34A007.
- Belz, J.; May, M.; Siemann, J.; Seume, J. R.; Voigt, C.; Böhmer, H. und Grüber, B. (2013): Excited Blade Vibration for Aeroelastic Investigations of a Rotating Blisk Using Piezo-Electric Macro Fiber Composites. In: ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT33A011–V07BT33A011.

- Binner, M. und Seume, J. R. (2014): Flow Patterns in High Pressure Steam Turbines during Low-load Operation. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 136(6):S. 061010.
- Bisplinghoff, R. L.; Ashley, H. und Halfman, R. L. (2013): *Aeroelasticity*. Courier Corporation.
- Brown, G. V.; Kielb, R. E.; Meyn, E. H.; Morris, R. E. und Posta, S. J. (1984): Lewis Research Center Spin Rig and its Use in Vibration Analysis of Rotating Systems. In: .
- Campbell, W. (1924): *Protection of Steam Turbine Disk Wheels from Axial Vibration*. General Electric Company.
- Carstens, V.; Böls, A. und Körbacher, H. (1993): Comparison of Experimental and Theoretical Results for Unsteady Transonic Cascade Flow at Design and Off-Design Conditions. In: *ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers, S. V001T03A041–V001T03A041.
- Carta, F. O. (1989): *Aircraft Propulsion Systems Technology and Design*, AIAA, Kapitel Aeroelasticity and Unsteady Aerodynamics, S. 385–523.
- Castanier, M. P. und Pierre, C. (2006): Modeling and Analysis of Mistuned Bladed Disk Vibration: Current Status and Emerging Directions. In: *Journal of Propulsion and Power*, Band 22(2):S. 384–396.
- Cavaillé, Y. (1972): Aerodynamic Damping in Turbomachinery. In: *ASME 1972 International Gas Turbine and Fluids Engineering Conference and Products Show*. American Society of Mechanical Engineers, S. V001T01A008–V001T01A008.
- Charleux, D.; Gibert, C.; Thouverez, F. und Dupeux, J. (2006): Numerical and Experimental Study of Friction Damping Blade Attachments of Rotating Bladed Disks. In: *International Journal of Rotating Machinery*, Band 2006.
- Chladni, E. (1787): *Entdeckungen über die Theorie des Klanges*. Seite 18.
- Clark, W. S. und Hall, K. C. (2000): A Time-linearized Navier-stokes Analysis of Stall Flutter. In: *J. Turbomachinery*, Band 122:S. 467–476.
- Collar, A. R. (1946): The Expanding Domain of Aeroelasticity. In: *Journal of the Royal Aeronautical Society*, Band 50(428):S. 613–636.
- Collar, A. R. (1978): The First Fifty Years of Aeroelasticity. In: *Aerospace*, Band 5(2):S. 12–20.

- Crawley, E. F. (1988): Aeroelastic Formulation for Tuned and Mistuned Rotors. In: AGARD Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines, AGARD-AG-298 Part 2, MF Platzler and FO Carter, Band 1, Kapitel 3.
- Custer, C. H.; Weiss, J. M.; Subramanian, V.; Clark, W. S. und Hall, K. C. (2012): Unsteady Simulation of a 1.5 Stage Turbine Using an Implicitly Coupled Nonlinear Harmonic Balance Method. In: ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. 2303–2317.
- DenHartog, J. P. und Mesmer, G. (1952): Mechanische Schwingungen. Springer-Verlag.
- DIN, V. (1999): 13005: Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen. In: Berlin: Beuth.
- DIN EN ISO 5167-4 (2003): Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt - Teil 4: Venturirohre. Beuth Verlag.
- Dowell, E. H.; Clark, R.; Cox, D. et al. (2004): A Modern Course In Aeroelasticity, Band 3. Springer.
- El-Aini, Y.; deLaneuville, R.; Stoner, A.; Capece, V.; El-Aini, Y.; deLaneuville, R.; Stoner, A. und Capece, V. (1997): High Cycle Fatigue of Turbomachinery Components - Industry Perspective. In: 33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit. S. 3365.
- Ewins, D. J. (2000): Modal Testing: Theory, Practice and Application (mechanical Engineering Research Studies: Engineering Dynamics Series). Research studies Press, zweite Auflage.
- Feiner, D. M. und Griffin, J. H. (2004): Mistuning Identification of Bladed Disks Using a Fundamental Mistuning Model - Part 1: Theory. In: Journal of turbomachinery, Band 126(1):S. 150–158.
- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008): Numerische Strömungsmechanik. Springer, Berlin. ISBN 9783540675860.
- Försching, H. (1994): Aeroelastic Stability of Cascades in Turbomachinery. In: Progress in Aerospace Sciences, Band 30(3):S. 213–266.
- Försching, H. W. (1974): Grundlagen der Aeroelastik. Springer-Verlag.
- Freund, O. (2015): Akustische Anregung von Schaufelschwingungen in Turbomaschinen. Dissertation, Leibniz Universität Hannover.

- Freund, O.; Bartelt, M.; Mittelbach, M.; Montgomery, M.; Vogt, D. M. und Seume, J. R. (2013): Impact of the Flow on an Acoustic Excitation System for Aeroelastic Studies. In: *Journal of turbomachinery*, Band 135(3):S. 031033.
- Freund, O.; Montgomery, M.; Mittelbach, M. und Seume, J. (2014): Non-contact Test Set-up for Aeroelasticity in a Rotating Turbomachine Combining a Novel Acoustic Excitation System with Tip-Timing. In: *Measurement Science and Technology*, Band 25(3):S. 035008.
- Frey, C. (2011): Aeroelastic Analysis for Turbomachinery. Technischer Bericht, DLR Institut für Antriebstechnik - Numerische Methoden, Köln-Porz.
- Frey, C.; Ashcroft, G. und Kersken, H.-P. (2015): Simulations of Unsteady Blade Row Interactions Using Linear and Non-linear Frequency Domain Methods. In: *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers, S. V02BT39A037–V02BT39A037.
- Frey, C.; Ashcroft, G.; Kersken, H.-P. und Voigt, C. (2014): A Harmonic Balance Technique for Multistage Turbomachinery Applications. In: *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers, S. V02BT39A005–V02BT39A005.
- Friend, R. (2001): Turbine Engine Research in the United States Air Force. In: *Aerospace Conference, 2001*, IEEE Proceedings. IEEE, Band 7, S. 7–3178.
- Fruböse, J. (1990): Reduktion der Kenngrößen von Gasturbinenanlagen auf Normal-Eintrittszustand. In: *Brennstoff-Wärme-Kraft*, Band 42(11):S. 676–680.
- Fung, Y. C. (2008): *An Introduction to the Theory of Aeroelasticity*. In: Dover.
- Greengard, L. und Lee, J.-Y. (2004): Accelerating the Nonuniform Fast Fourier Transform. In: *SIAM review*, Band 46(3):S. 443–454.
- Greitzer, E. M.; Tan, C. S. und Graf, M. B. (2004): *Internal Flow: Concepts and Applications*. Cambridge University Press.
- Grüber, B. und Carstens, V. (2001): The Impact of Viscous Effects on the Aerodynamic Damping of Vibrating Transonic Compressor Blades: A Numerical Study. In: *Journal of turbomachinery*, Band 123(2):S. 409–417.
- Hall, K. C. und Crawley, E. F. (1989): Calculation of Unsteady Flows in Turbomachinery Using the Linearized Euler Equations. In: *AIAA journal*, Band 27(6):S. 777–787.
- Hall, K. C. und Silkowski, P. D. (1997): The Influence of Neighboring Blade Rows on the Unsteady Aerodynamic Response of Cascades. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 119:S. 85.

- Hall, K. C.; Thomas, J. P. und Clark, W. S. (2002): Computation of Unsteady Nonlinear Flows in Cascades Using a Harmonic Balance Technique. In: AIAA journal, Band 40(5):S. 879–886.
- Hancox, J.; Staples, B. C. und Parker, R. J. (1995): The Application of Scanning Laser Doppler Vibrometry in Aero-engine Development. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, Band 209(1):S. 35–42.
- He, L. und Ning, W. (1998): Efficient Approach for Analysis of Unsteady Viscous Flows in Turbomachines. In: AIAA journal, Band 36(11):S. 2005–2012.
- Heath, S. und Imregun, M. (1998): A Survey of Blade Tip-Timing Measurement Techniques for Turbomachinery Vibration. In: Journal of engineering for gas turbines and power, Band 120(4):S. 784–791.
- Heinz, C.; Schatz, M.; Casey, M. V. und Stürer, H. (2010): Experimental and Analytical Investigations of a Low Pressure Model Turbine during Forced Response Excitation. In: ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. 767–777.
- Henke, M.; Wein, L.; Kluge, T.; Guendogdu, Y.; Biester, M. H.-O. und Seume, J. R. (2016): Experimental and Numerical Verification of the Core-Flow in a New Low-Pressure Turbine. In: ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V02BT38A035–V02BT38A035.
- Hentschel, O. P.; Bonhage, M.; Panning-von Scheidt, L.; Wallaschek, J.; Denk, M. und Masserey, P.-A. (2016): Analysis of an Experimental Setup for Structural Damping Identification. In: Journal of Theoretical and Applied Mechanics, Band 54(1):S. 27–39.
- Herzog, N.; Binner, M.; Seume, J. R. und Rothe, K. (2007): Verification of Low-flow Conditions in a Multistage Turbine. In: Proc: ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea, and Air.
- Holzinger, F.; Wartzek, F.; Schiffer, H.-P.; Leichtfuß, S. und Nestle, M. (2016): Self-excited Blade Vibration Experimentally Investigated in Transonic Compressors: Acoustic Resonance. In: Journal of Turbomachinery, Band 138(4):S. 041001.
- Hourmouziadis, J. (1989): Lecture Series LS-167: Blading Design for Axial Turbomachines. Technischer Bericht, AGARD.
- Huang, X. (1987): Active Control of Aerofoil Flutter. In: AIAA journal, Band 25(8):S. 1126–1132.

- ICAO, I. C. A. O. (2002): Manual of the ICAO Standard Atmosphere. ICAO.
- Jaeger, S. M.; Horne, W. C. und Allen, C. S. (2000): Effect of Surface Treatment on Array Microphone Self-Noise, AIAA-2000-1937. In: 6 th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Lahaina, HI, June 2000.
- Jones, K. W. und Cross, C. J. (2003): Traveling Wave Excitation System for Bladed Disks. In: Journal of propulsion and power, Band 19(1):S. 135–141.
- Kammerer, A. und Abhari, R. S. (2009): Experimental Study on Impeller Blade Vibration during Resonance - Part 2: Blade Damping. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Band 131(2):S. 022509. doi:10.1115/1.2968870.
- Kato, M. und Launder, B. E. (1993): The Modeling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinders. In: Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows, 1993.
- Kersken, H.-P.; Frey, C.; Voigt, C. und Ashcroft, G. (2010): Time-linearized and Time-accurate 3d RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery. In: Proc. ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air.
- Kersken, H.-P.; Frey, C.; Voigt, C. und Ashcroft, G. (2012): Time-linearized and Time-accurate 3d RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery. In: Journal of Turbomachinery, Band 134(5):S. 051024.
- Khalak, A. (2001): A Framework for Flutter Clearance of Aeroengine Blades. In: ASME Turbo Expo 2001: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. V004T03A034–V004T03A034.
- Kiel, G. (1935): Total-head Meter with Small Sensitivity to Yaw. Technischer Bericht, NACA.
- Kielb, J. J. und Abhari, R. S. (2003): Experimental Study of Aerodynamic and Structural Damping in a Full-Scale Rotating Turbine. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Band 125(1):S. 102–112.
- Kluge, T. (2013): Entwicklung einer Datenverarbeitungsstruktur zur Auswertung von umfangreichen Messdaten mit integrierter Messunsicherheitsanalyse. Projektarbeit, Leibniz Universität Hannover, Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik.
- Kushner, F. (1980): Disc Vibration - Rotating Blade and Stationary Vane Interaction. In: ASME J. Mech. Des, Band 102:S. 579–584.
- Kushner, F. (2004): Rotating Component Modal Analysis and Resonance Avoidance Recommendations. In: Proceedings of the 33rd Turbomachinery Symposium. Texas A&M University. Turbomachinery Laboratories.

- Kwitschinski, T.; Gustav, D.; Gerkens, P. und Seume, J. (2014): Kraftwerkstechnik 2014 - Strategien, Anlagentechnik und Betrieb, SAXONIA Standortentwicklungs- und -erhaltungsgesellschaft mbH, Kapitel Einfluss der Filletgeometrie auf die Ausbildung von Sekundärströmungen in einer Turbinenstufe.
- Lane, F. (1956): System Mode Shapes in the Flutter of Compressor Blade Rows. In: J. Aeronaut. Sci.
- Lechner, C. und Seume, J. (Hg.) (2009): Stationäre Gasturbinen. Springer Berlin.
- Li, H. D. und He, L. (2005): Blade Aerodynamic Damping Variation with Rotor-Stator Gap: A Computational Study Using Single-Passage Approach. In: Journal of Turbomachinery, Band 127(3):S. 573–579.
- Lomb, N. R. (1976): Least-Squares Frequency Analysis of Unequally Spaced Data. In: Astrophysics and space science, Band 39(2):S. 447–462.
- Lu, P.-J.; Pan, D. und Yu, Y.-D. (2002): Acoustic Flutter Control of Three-dimensional Transonic Rotor Flow. In: Journal of propulsion and power, Band 18(5):S. 1003–1011.
- MacBain, J. C.; Horner, J. E.; Stange, W. A. und Ogg, J. S. (1979): Vibration Analysis of a Spinning Disk Using Image-derotated Holographic Interferometry. In: Experimental Mechanics, Band 19(1):S. 17–22.
- Magnus, K.; Popp, K. und Sextro, W. (2013): Schwingungen: physikalische Grundlagen und mathematische Behandlung von Schwingungen. Springer-Verlag.
- Marshall, J. G. und Imregun, M. (1996): A Review of Aeroelasticity Methods with Emphasis on Turbomachinery Applications. In: Journal of fluids and structures, Band 10(3):S. 237–267.
- Martensson, H. E.; Östlund, J. und Bladh, R. (2012): Design and Pre-Test Analyses of the Transonic Flutter Research Compressor for FUTURE, ISUAAAT13-S6-5. In: Proc. ISUAAAT13.
- Mathison, R. M. und D’Souza, K. (2017): Air Breathing Propulsion Education and Research Activities at the Ohio State University. In: 53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. S. 4885.
- Mayorca, M. A. (2011): Numerical Methods for Turbomachinery Aeromechanical Predictions. Dissertation, Royal Institute of Technology, Stockholm.
- Meinzer, C.; Schmitt, S. und Seume, J. (2014): Akustische Anregung von Schaufelschwingungen. In: 14. Statusseminar der AG Turbo, Verbundprojekt für das emissionsarme Kraftwerk AG Turbo 2020.

- Meinzer, C. E.; Bittner, S. L.; Schmitt, S.; Kielb, R. E. und Seume, J. R. (2015): Design of a Single Stage Turbine for the Quantification of Aerodynamic Damping. In: Proc. ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition.
- Meinzer, C. E.; Freund, O. und Seume, J. R. (2013): Design and Operation of an Acoustic System for Traveling Wave Excitation. In: Proc. of AIA - DAGA 2013 Conference on Acoustics, 18-21 March, 2013, Merano, Italy.
- Meirovitch, L. (2001): Fundamentals of Vibrations. Prentice Hall.
- Michel, J.-B.; Shen, Y. K.; Aiden, A. P.; Veres, A.; Gray, M. K.; Pickett, J. P.; Hoiberg, D.; Clancy, D.; Norvig, P.; Orwant, J. et al. (2011): Quantitative Analysis of Culture Using Millions of Digitized Books. In: science, Band 331(6014):S. 176–182.
- Mitaritonna, N.; Cioncolini, S.; Piraccini, F.; Cosi, L. und Cortese, C. (2007): Advanced Experimental Techniques for Turbine Blades Dynamic Characterization. In: Proceedings of International Operational Modal Analysis Conference.
- Moreno, O. R. (2005): Investigation and Development of Oil-Injection Nozzles for High-Cycle Fatigue Rotor Spin Test. Technischer Bericht, NAVAL POSTGRADUATE SCHOOL MONTEREY CA DEPT OF MECHANICAL AND ASTRONAUTICAL ENGINEERING.
- Nagai, K.; Toshimitsu, K. und Namba, M. (1996): Active Control of Cascade Flutter by Means of Sound Waves from Duct Wall Sources. In: JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, Band 39(3):S. 608–614.
- Neumann, M.; Dreier, F.; Günther, P.; Wilke, U.; Fischer, A.; Büttner, L.; Holzinger, F.; Schiffer, H.-P. und Czarske, J. (2015): A Laser-optical Sensor System for Blade Vibration Detection of High-Speed Compressors. In: Mechanical Systems and Signal Processing, Band 64:S. 337–346.
- Panovsky, J. und Kielb, R. E. (2000): A Design Method to Prevent Low Pressure Turbine Blade Flutter. In: Journal of engineering for gas turbines and power, Band 122(1):S. 89–98.
- Patil, S.; Zori, L.; Galpin, P.; Morales, J. und Godin, P. (2016): Investigation of Time/Frequency Domain CFD Methods to Predict Turbomachinery Blade Aerodynamic Damping. In: ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT34A028–V07BT34A028.
- Pešek, L.; Vaněk, F.; Bula, V. und Cibulka, J. (2011): Excitation of Blade Vibration under Rotation by Synchronous Electromagnet. In: Engineering Mechanics, Band 18(3-4):S. 249–257.

- Pickering, T. M. (2014): Methods for Validation of a Turbomachinery Rotor Blade Tip Timing System. Dissertation, Virginia Tech.
- Platzer, M. und Carta, F. O. (1988): Agard Manual on Aeroelasticity in Axial-flow Turbomachines: Volume 2. Structural Dynamics and Aeroelasticity. Technischer Bericht, DTIC Document.
- Platzer, M. F. und Carta, F. O. (1987): Agard Manual on Aeroelasticity in Axial-flow Turbomachines. Volume 1. Unsteady Turbomachinery Aerodynamics. Technischer Bericht, DTIC Document.
- Pohle, L.; Panning-von Scheidt, L.; Wallaschek, J.; Aschenbruck, J. und Seume, J. R. (2014): Dynamic Behavior of a Mistuned Air Turbine: Comparison between Simulations and Measurements. In: ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT33A015–V07BT33A015.
- Rice, T.; Bell, D. und Singh, G. (2009): Identification of the Stability Margin between Safe Operation and the Onset of Blade Flutter. In: Journal of Turbomachinery, Band 131(1):S. 011009.
- Roache, P. J. (1994): Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. In: Journal of Fluids Engineering, Band 116(3):S. 405–413.
- Roache, P. J. (1998): Verification and Validation in Computational Science and Engineering. Hermosa.
- Rothe, K. und de Lazzer, A. (2009): Berechnung der Enthalpie von Luft. Technische Notiz, Berichtsnummer: CT-09-293. Technischer Bericht, SIEMENS, Mülheim an der Ruhr.
- Schröder, H. C. und Foos, A. (2013): Instandhaltung im Umbruch - Was flexibilisierte Fahrweisen Kraftwerksstandorten abverlangen. In: VGB PowerTech, Band 4:S. 71–76.
- Schultz, T. J. (1986): Acoustical uses for perforated metals: Principles and Applications. Technischer Bericht, Industrial Perforators Association.
- Seeley, C. E.; Wakelam, C.; Zhang, X.; Hofer, D. und Ren, W.-M. (2016): Investigations of Flutter and Aero Damping of a Turbine Blade: Part 1 - Experimental Characterization. In: ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT34A024–V07BT34A024.
- Shannon, J. F. (1945): Vibration Problems in Gas Turbines, Centrifugal and Axial Flow Compressors. His Majesty's Stationery Office.

- Siemann, J.; Nollau, R.; Grüber, B. und Seume, J. (2009): Controlled Excitation of Rotor Blades Via Macro Fiber Composites in an Axial Compressor. In: Proceedings of XIX International Symposium on Air Breathing Engines, Montreal, Canada, September. S. 7–11.
- Sladojevic, I.; Sayma, A. I. und Imregun, M. (2007): Influence of Stagger Angle Variation on Aerodynamic Damping and Frequency Shifts. In: ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. 683–700.
- Sonnichsen, H. E.; Wawrzonek, P. H.; Connell, R. B. und Milatovic, B. D. (2004): Blade Vibration Test Apparatus and Method. US Patent No 6679121.
- Spurk, J. H. und Aksel, N. (2006): Strömungslehre. Eine Einführung in die Theorie der Strömungen. Springer, Berlin, 6. Auflage. ISBN 9783540262930.
- Srinivasan, A. (1997): Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades: An IGTI Scholar Paper. In: ASME 1997 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition. American Society of Mechanical Engineers, S. V004T17A001–V004T17A001.
- Stapelfeldt, S. und Vahdati, M. (2018): On the Importance of Engine-Representative Models for Fan Flutter Predictions. In: Journal of Turbomachinery, Band 140(8):S. 081005.
- Stodola, A. (1914): Über die Schwingungen von Dampfturbinenlaufrädern. In: Schweiz. Bauz., Band 63:S. 251.
- Szwedowicz, J.; Sextro, W.; Visser, R. und Masserey, P. A. (2003): On Forced Vibration of Shrouded Turbine Blades. In: ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 International Joint Power Generation Conference. American Society of Mechanical Engineers, S. 257–266.
- Tchernycheva, O. V.; Regard, S.; Moyroud, F. und Fransson, T. H. (2000): Sensitivity Analysis of Blade Mode Shape on Flutter of Two-dimensional Turbine Blade Sections. In: ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. V004T03A022–V004T03A022.
- Tiikoja, H.; Rämmal, H.; Abom, M. und Boden, H. (2011): Investigations of Automotive Turbocharger Acoustics. In: SAE International Journal of Engines, Band 4(2011-24-0221):S. 2531–2542.
- Torvik, P. J. (2011): On Estimating System Damping from Frequency Response Bandwidths. In: Journal of Sound and Vibration, Band 330(25):S. 6088–6097.

- Traupel, W. (2001): Thermische Turbomaschinen, Band 2. Springer-Verlag, Vierte Auflage.
- Ucer, A. S. (1994): AGARD Lecture Series LS195: Turbomachinery Design Using CFD. Technischer Bericht, AGARD.
- Vahdati, M.; Smith, N. und Zhao, F. (2015): Influence of Intake on Fan Blade Flutter. In: Journal of Turbomachinery, Band 137(8):S. 081002.
- VDI-Wärmeatlas, V. (2006): 10. Auflage.
- Verdon, J. M. (1993): Review of Unsteady Aerodynamic Methods for Turbomachinery Aeroelastic and Aeroacoustic Applications. In: AIAA journal, Band 31(2):S. 235–250.
- Verdon, J. M. und Caspar, J. R. (1982): Development of a Linear Unsteady Aerodynamic Analysis for Finite-deflection Subsonic Cascades. In: AIAA journal, Band 20(9):S. 1259–1267.
- Vilmin, S.; Lorrain, E.; Hirsch, C. und Swoboda, M. (2006): Unsteady Flow Modeling across the Rotor/stator Interface Using the Nonlinear Harmonic Method. In: ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea, and Air. American Society of Mechanical Engineers, S. 1227–1237.
- Vogt, D. (2005): Experimental Investigation of Three-Dimensional Mechanisms in Low-Pressure Turbine Flutter. Dissertation, KTH Stockholm.
- Waite, J. J. und Kielb, R. E. (2016): The Impact of Blade Loading and Unsteady Pressure Bifurcations on Low-pressure Turbine Flutter Boundaries. In: Journal of Turbomachinery, Band 138(4):S. 041002.
- Wegman, E.; Snedden, G.; Van der Spuy, S. J.; Holzinger, F.; Schiffer, H. P.; Mårtensson, H. und Östlund, J. (2013): The Development of an Air Injection System for the Forced Response Testing of Axial Compressors. In: ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers, S. V07BT33A014–V07BT33A014.
- Whitehead, D. S. (1987): Classical Two-Dimensional Methods. In: AGARD Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines, AGARD-AG-298 Part 1, MF Platzer and FO Carter, Band 1, Kapitel 3.
- Wilcox, D. C. (1988): Reassessment of the Scale-determining Equation for Advanced Turbulence Models. In: AIAA journal, Band 26(11):S. 1299–1310.
- Zucca, S.; Di Maio, D. und Ewins, D. J. (2012): Measuring the Performance of Underplatform Dampers for Turbine Blades by Rotating Laser Doppler Vibrometer. In: Mechanical Systems and Signal Processing, Band 32:S. 269–281.

Anhang

Anhang

A Vergleich mit der Simulation

In diesem Abschnitt werden die Messdaten zusammen mit den Simulationsdaten für die Betriebspunkte gezeigt, die nicht im Hauptteil diskutiert wurden. In Tab. A.1 sind alle Betriebspunkte zur Orientierung aufgeführt.

Tabelle A.1: Betriebspunkte im Versuch.

Betriebspunkt	red. Drehzahl n_{red} in min^{-1}	red. Massenstrom \dot{m}_{red} in $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Charakteristik
OP0	6100	9.0	Nennlast
OP1	3750	5.5	Teillast
OP2	5500	9.4	Fehlanströmung
OP3	4250	6.2	Teillast
OP4	4020	7.2	Fehlanströmung
OP5	4000	8.5	starke Fehlanströmung

OP1: $n_{\text{red}} = 3750 \text{ min}^{-1}$, $\dot{m}_{\text{red}} = 5.5 \text{ kg/s}$, Teillast

Insbesondere für den Teillastbetriebspunkt OP1 werden im Vergleich zu OP0 deutlich geringere Drücke gemessen. Die Messunsicherheit der Einflussgröße Druck bleibt jedoch etwa gleich, da sie wesentlich durch den auf den Druckbereich des Druckwandlers bezogenen relativen Fehler bestimmt wird. Deshalb sind die Fehlerbalken für Einfluss- und Ergebnisgrößen sehr groß. Die Mittelwerte werden jedoch getroffen.

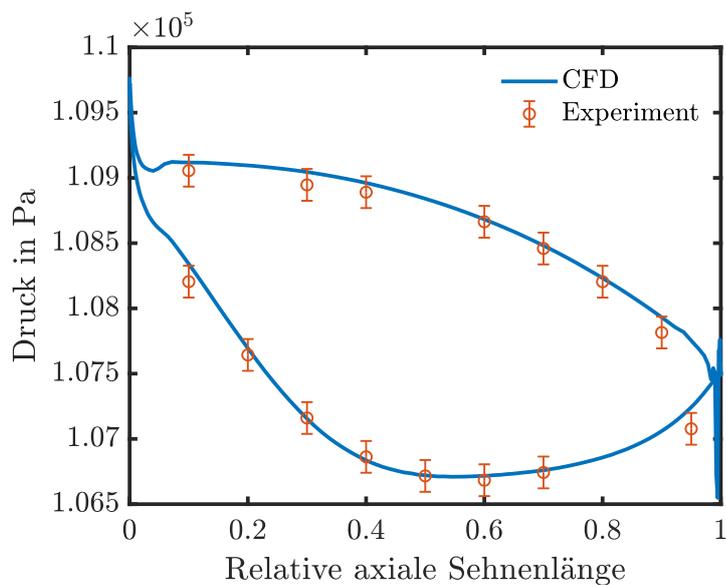


Abbildung A.1: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP1. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32$ Pa.

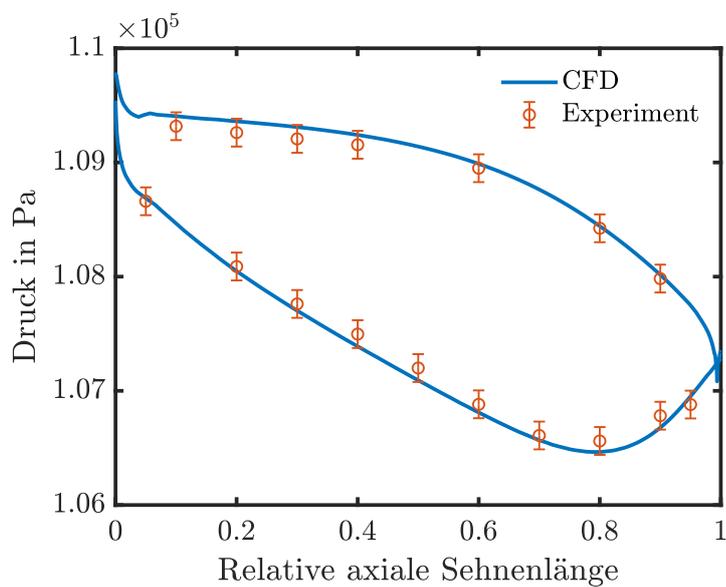


Abbildung A.2: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe OP1. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32$ Pa.

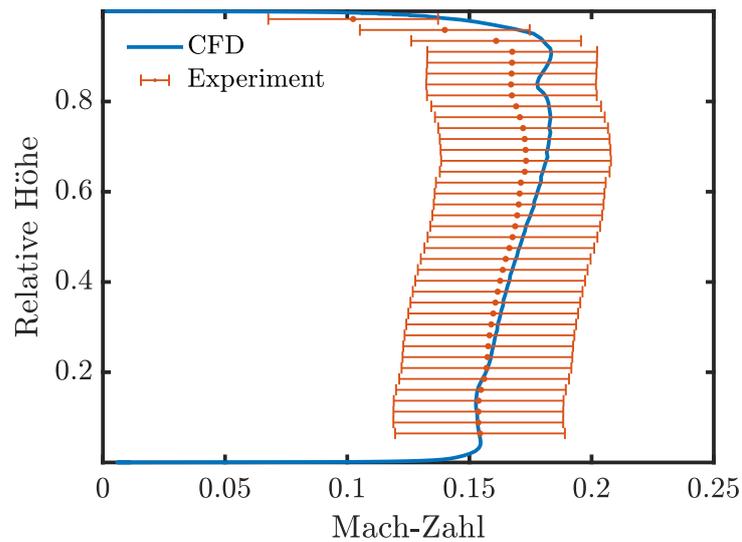


Abbildung A.3: Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP1. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{Ma} = \pm 0.0347$.

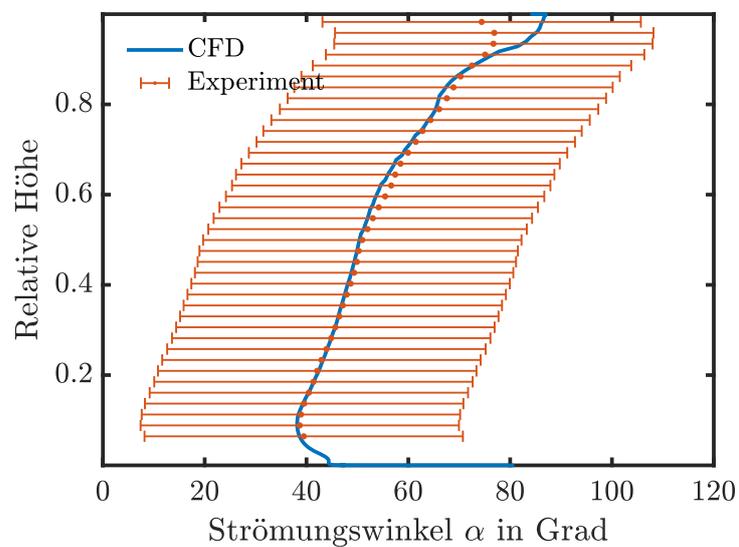


Abbildung A.4: Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP1. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{\alpha} = \pm 31.27^\circ$.

OP2: $n_{\text{red}} = 5500 \text{ min}^{-1}$, $\dot{m}_{\text{red}} = 9.4 \text{ kg/s}$, Fehlanströmung

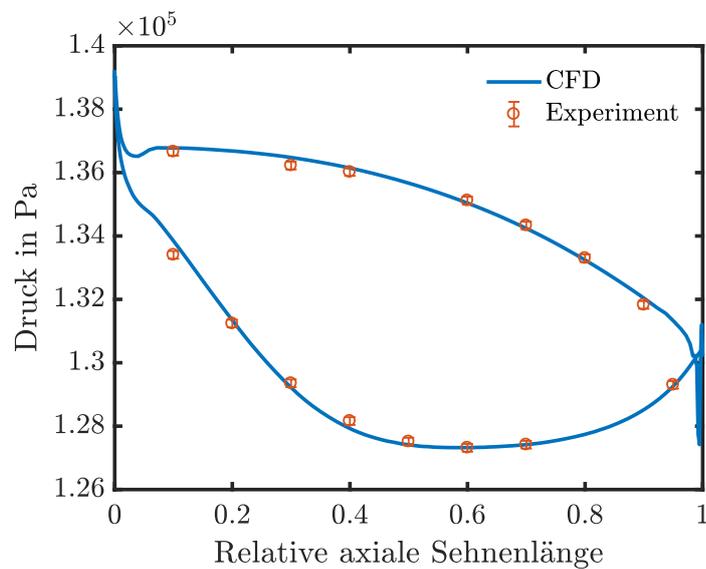


Abbildung A.5: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP2. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.33 \text{ Pa}$.

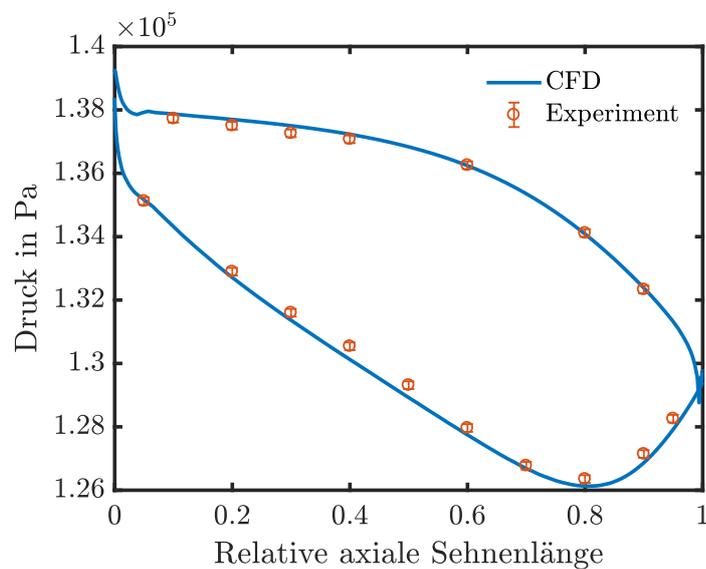


Abbildung A.6: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP2. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.33 \text{ Pa}$.

Tabelle A.2: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP2.

Ergebnisgröße	Wert	Einheit	Messunsicherheit absolut	Messunsicherheit relativ	CFD	Abweichung CFD
qm	9.655	kg/s	± 0.0202	0.2088%	9.697	0.429%
qm_{red}	9.054	kg/s	± 0.0760	0.8397%	9.063	0.0917%
$N_{T12.720}$	5428.916	min^{-1}	± 2.2687	0.0019%	—	—
$N_{T12.720_{red}}$	5541.715	min^{-1}	± 5.9379	0.1071%	5558.764	0.308%
$P_{2.00_{euler}_t}$	139150.508	Pa	± 1122.7178	0.8068%	139191.609	0.0295%
$P_{2.00_{euler}_s}$	137767.601	Pa	± 2056.9317	1.4930%	136913.484	-0.62%
$T_{2.00_{euler}_t}$	353.831	K	± 0.7226	0.2042%	352.916	-0.259%
$P_{3.02_t}$	115460.444	Pa	± 41.2770	0.0357%	114453.805	-0.872%
$P_{3.02_s}$	104367.336	Pa	± 32.2613	0.0309%	104406.664	0.0377%
$T_{3.02_t}$	336.654	K	± 0.2950	0.0876%	336.423	-0.0686%
$P_{3.02_{euler}_t}$	115337.816	Pa	± 41.2894	0.0358%	—	—
$P_{3.02_{euler}_s}$	104308.757	Pa	± 45.2914	0.0434%	—	—
$T_{3.02_{euler}_t}$	336.444	K	± 0.2950	0.0877%	—	—
PI_{tt}	1.206		± 0.0097	0.8076%	1.216	0.802%
PI_{ts}	1.334		± 0.0108	0.8080%	1.333	-0.0643%
T_{tt}	1.052		± 0.0023	0.2223%	1.049	-0.253%
P_{th_2}	168.133	kW	± 7.5573	4.4948%	—	—
P_K	144.357	kW	± 1.1217	0.7771%	—	—

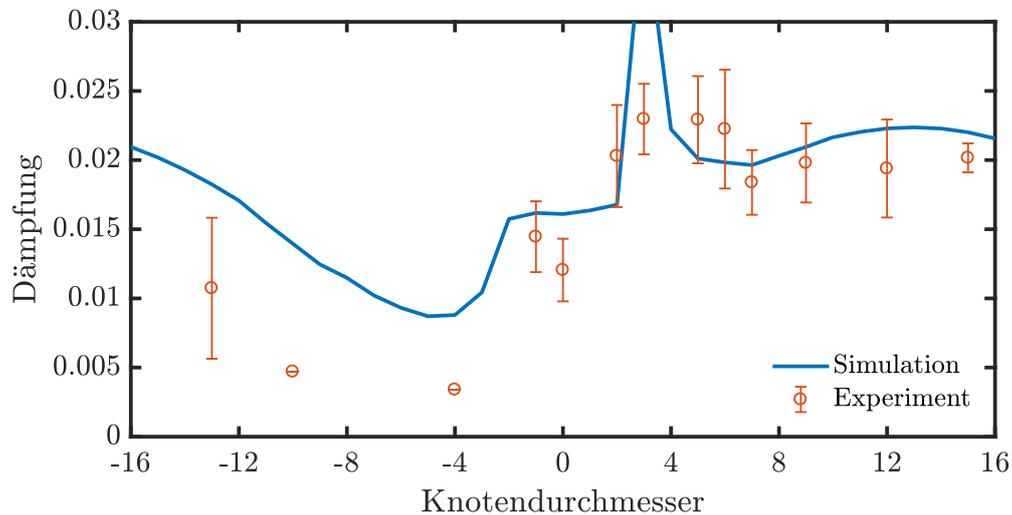


Abbildung A.7: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP2.

OP3: $n_{\text{red}} = 4250 \text{ min}^{-1}$, $\dot{m}_{\text{red}} = 6.25 \text{ kg/s}$, Teillast

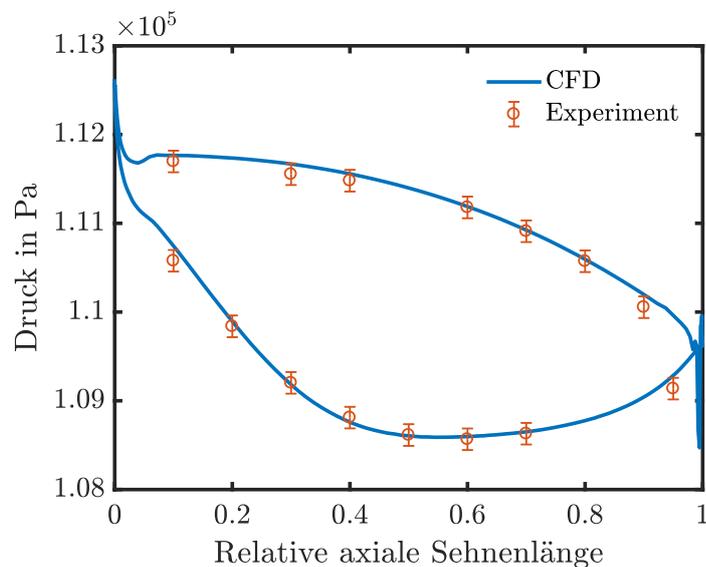


Abbildung A.8: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP3. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.31 \text{ Pa}$.

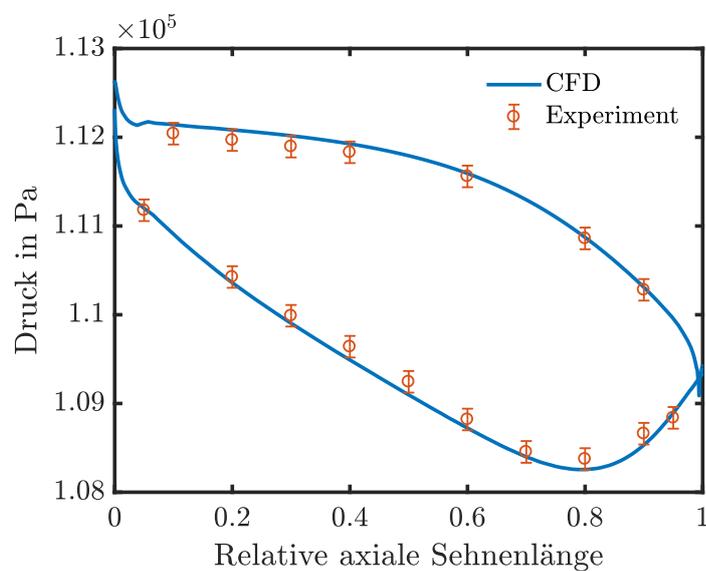


Abbildung A.9: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP3. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.31 \text{ Pa}$.

Tabelle A.3: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP3.

Ergebnisgröße	Wert	Einheit	Messunsicherheit absolut	Messunsicherheit relativ	CFD	Abweichung CFD
qm	5.241	kg/s	± 0.0207	0.3952%	5.234	-0.136%
qm_{red}	5.981	kg/s	± 0.0542	0.9063%	5.951	-0.5%
$N_{T12.720}$	4098.923	min^{-1}	± 1.7129	0.0026%	—	—
$N_{T12.720_{red}}$	4250.912	min^{-1}	± 4.6812	0.1101%	4264.045	0.309%
$P_{2.00_{euler}_t}$	112536.529	Pa	± 910.1381	0.8087%	112600.070	0.0565%
$P_{2.00_{euler}_s}$	112067.657	Pa	± 1529.9345	1.3652%	111813.195	-0.227%
$T_{2.00_{euler}_t}$	342.786	K	± 0.7226	0.2108%	341.899	-0.259%
$P_{3.02_t}$	105254.667	Pa	± 41.1648	0.0391%	105048.438	-0.196%
$P_{3.02_s}$	102655.186	Pa	± 32.0539	0.0312%	102653.969	-0.00119%
$T_{3.02_t}$	336.243	K	± 0.2950	0.0877%	336.030	-0.0633%
$P_{3.02_{euler}_t}$	105224.511	Pa	± 41.1644	0.0391%	—	—
$P_{3.02_{euler}_s}$	102657.038	Pa	± 44.9895	0.0438%	—	—
$T_{3.02_{euler}_t}$	336.270	K	± 0.2950	0.0877%	—	—
PI_{tt}	1.069		± 0.0087	0.8097%	1.072	0.224%
PI_{ts}	1.096		± 0.0089	0.8099%	1.097	0.0595%
T_{tt}	1.019		± 0.0023	0.2283%	1.017	-0.188%
P_{th_2}	34.196	kW	± 4.0986	11.9857%	—	—
P_K	20.757	kW	± 0.8457	4.0744%	—	—

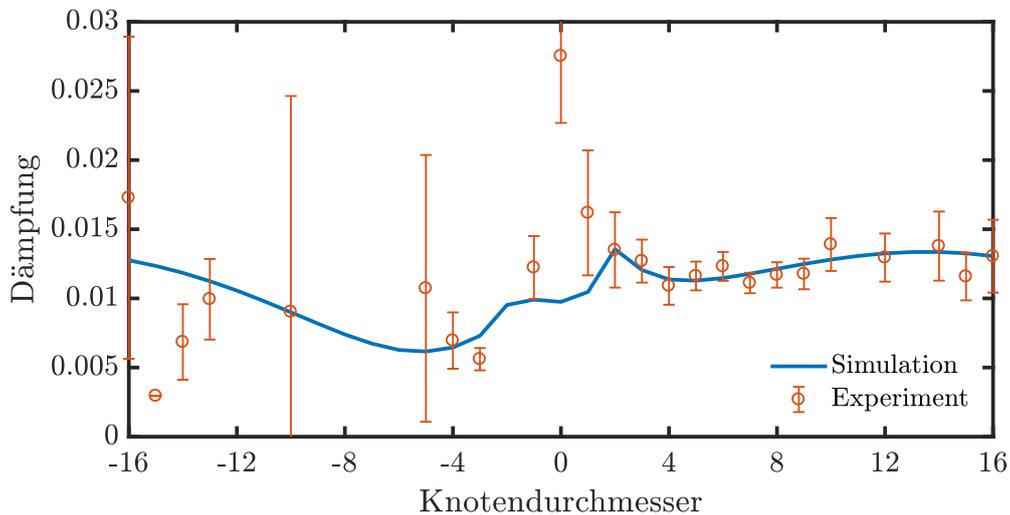


Abbildung A.10: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP3.

OP4: $n_{\text{red}} = 4020 \text{ min}^{-1}$, $\dot{m}_{\text{red}} = 7.2 \text{ kg/s}$, Fehlanströmung

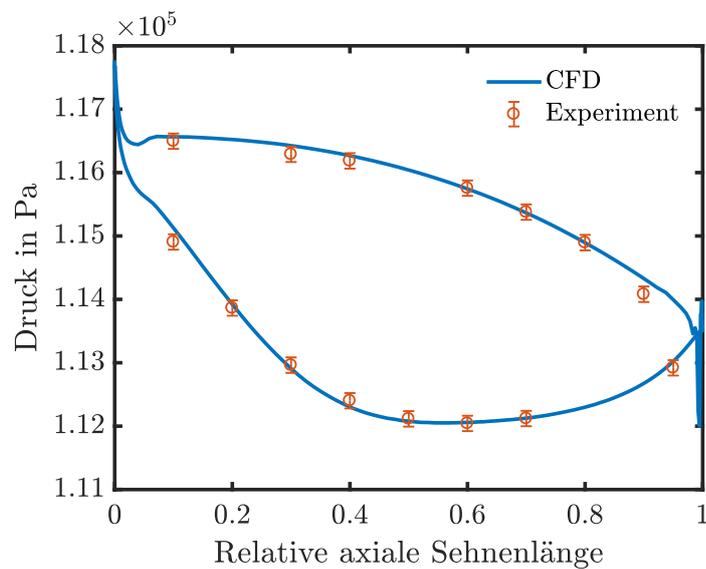


Abbildung A.11: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP4. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32 \text{ Pa}$.

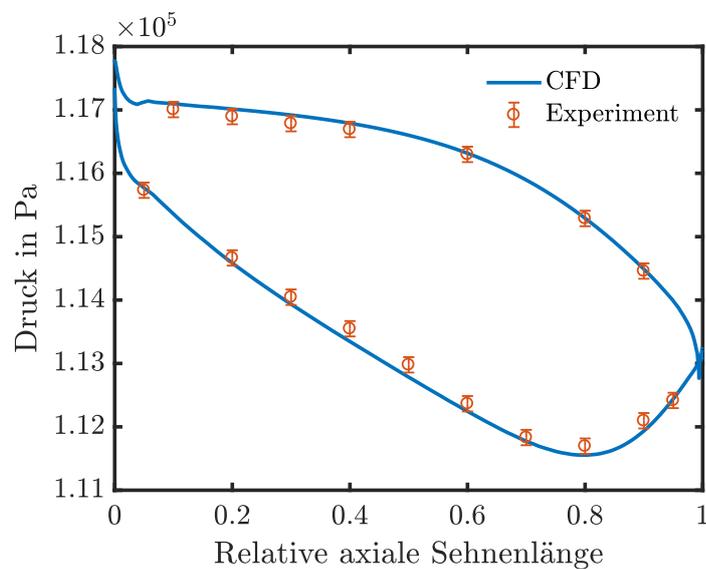


Abbildung A.12: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe für OP4. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32 \text{ Pa}$.

Tabelle A.4: Ergebnisgrößen für Betriebspunkt OP.

Ergebnisgröße	Wert	Einheit	Messunsicherheit absolut	Messunsicherheit relativ	CFD	Abweichung CFD
qm	6.310	kg/s	± 0.0191	0.3028%	6.322	0.193%
qm_{red}	6.918	kg/s	± 0.0606	0.8761%	6.907	-0.164%
$N_{T12.720}$	3890.041	min^{-1}	± 1.6256	0.0027%	—	—
$N_{T12.720_{red}}$	4015.947	min^{-1}	± 4.3847	0.1092%	4028.345	0.309%
$P_{2.00_{euler}_t}$	117684.764	Pa	± 959.6306	0.8154%	117742.148	0.0488%
$P_{2.00_{euler}_s}$	117018.954	Pa	± 1666.6894	1.4243%	116631.188	-0.331%
$T_{2.00_{euler}_t}$	345.925	K	± 0.7226	0.2089%	345.030	-0.259%
$P_{3.02_t}$	107209.422	Pa	± 41.1873	0.0384%	106826.938	-0.357%
$P_{3.02_s}$	102608.531	Pa	± 32.0892	0.0313%	102621.789	0.0129%
$T_{3.02_t}$	337.115	K	± 0.2950	0.0875%	336.891	-0.0665%
$P_{3.02_{euler}_t}$	107158.110	Pa	± 41.1908	0.0384%	—	—
$P_{3.02_{euler}_s}$	102588.760	Pa	± 45.0411	0.0439%	—	—
$T_{3.02_{euler}_t}$	337.086	K	± 0.2950	0.0875%	—	—
PI_{tt}	1.098		± 0.0090	0.8163%	1.102	0.359%
PI_{ts}	1.147		± 0.0094	0.8166%	1.147	0.0166%
T_{tt}	1.026		± 0.0023	0.2265%	1.024	-0.201%
P_{th_2}	55.855	kW	± 4.9356	8.8365%	—	—
P_K	42.125	kW	± 0.8028	1.9057%	—	—

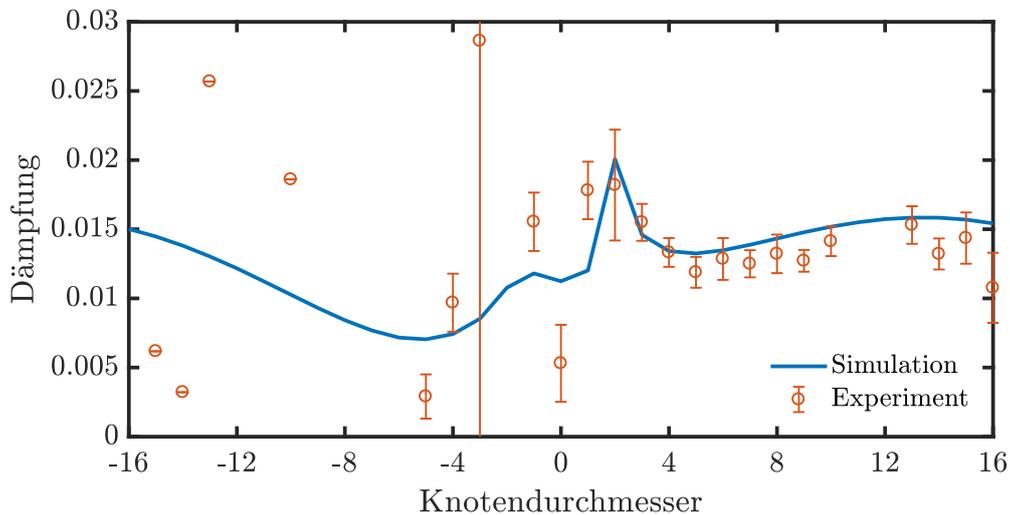


Abbildung A.13: Dämpfung über Knotendurchmesser für OP4.

OP5: $n_{\text{red}} = 4000 \text{ min}^{-1}$, $\dot{m}_{\text{red}} = 8.5 \text{ kg/s}$, starke Fehlanströmung

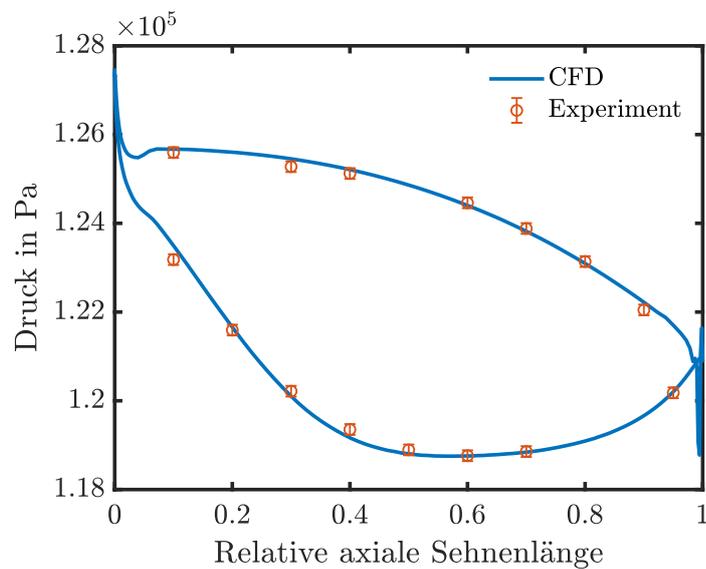


Abbildung A.14: Profildruck auf dem Stator bei 50% radialer Höhe für OP5. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32 \text{ Pa}$.

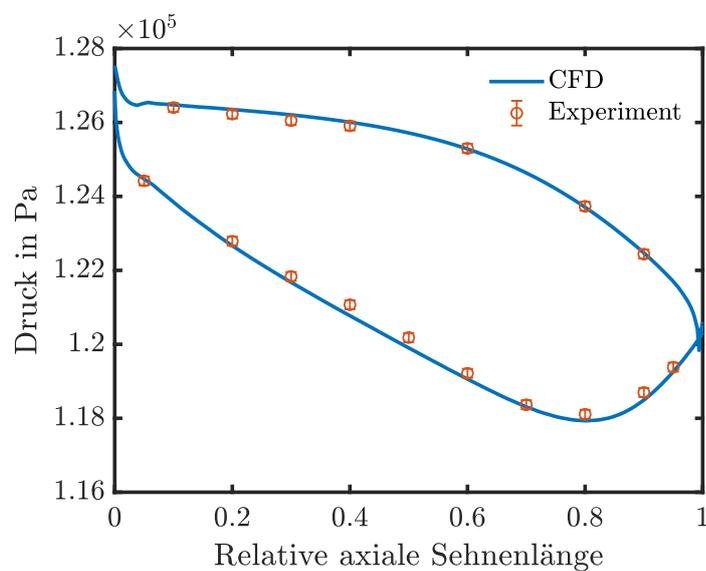


Abbildung A.15: Profildruck auf dem Stator bei 80% radialer Höhe OP5. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p_{tot}} = \pm 112.32 \text{ Pa}$.

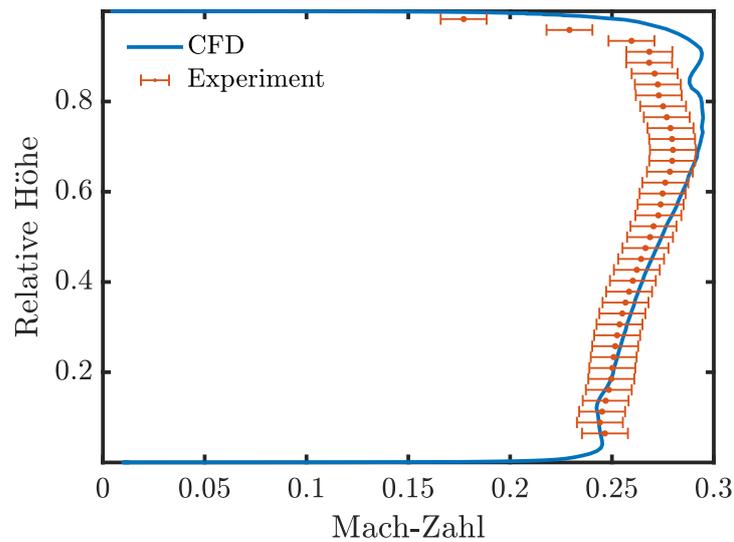


Abbildung A.16: Umfangsgemittelte MACH-Zahl in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP5. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{Ma} = \pm 0.0113$.

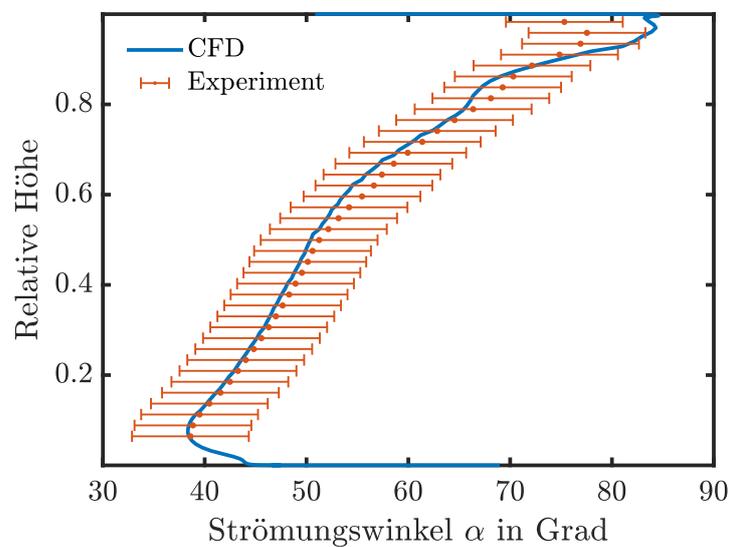


Abbildung A.17: Umfangsgemittelter Abströmwinkel α in der Messebene ME 2.11 hinter dem Stator für den Betriebspunkt OP5. Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{\alpha} = \pm 5.7363^{\circ}$.

Austritt ME 3.02: OP0 und OP1

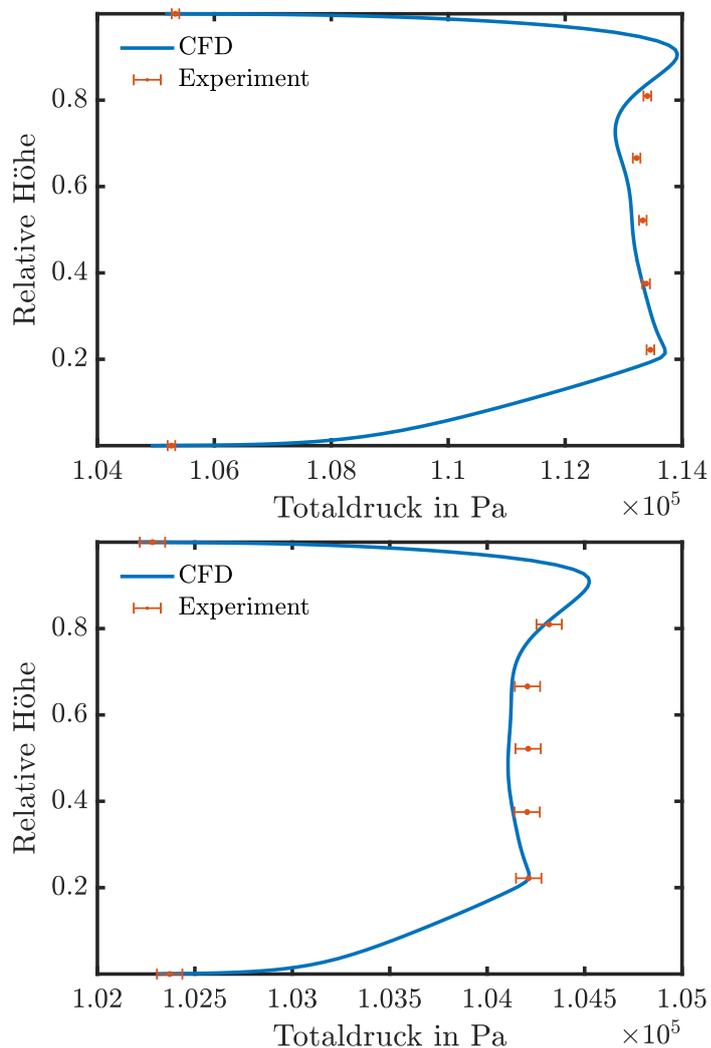


Abbildung A.18: Umfangsgemittelter Totaldruck p_{tot} in der Messebene ME 3.02 (Austritt) für den Betriebspunkt OP0 (oben) und OP1 (unten). Die erweiterte Messunsicherheit mit einem Vertrauensgrad von 95% beträgt $U_{p,total} = \pm 41.19$ Pa.

B Berechnung der Betriebs- und Bewertungsgrößen

Dieser Abschnitt fasst die Berechnungswege der Betriebs- und Bewertungsgrößen zusammen, die im Versuch an der Versuchsturbine zur Anwendung kamen. Die Beschreibung ist in wesentlichen Teilen an die interne Dokumentation des Prüfstands angelehnt. Die Betriebspunkte der Versuchsturbine werden durch Regelung der Betriebsgrößen Massenstrom \dot{m} und Drehzahl n eingestellt.

Abbildung B.19 zeigt die Messebenen vor dem Prüfstand. In Messebene ME 0.0 werden Umgebungsdruck, Umgebungstemperatur sowie die relative Luftfeuchtigkeit gemessen. In ME 1.1 und ME 1.2 liegen die Messstellen am großen und kleinen Durchmesser des VENTURI-Einsatzes zur Bestimmung des Massenstroms.

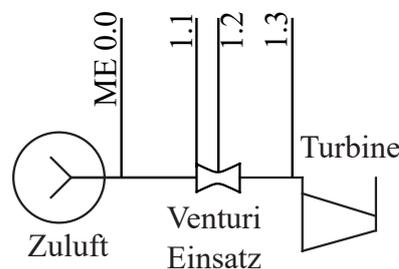


Abbildung B.19: Messebenen vor der Versuchsturbine.

B.1 Reduzierung von Drehzahl und Massenstrom

Die Versuchsturbine wird in einem offenen Kreislauf betrieben, das heißt, dass die Luft aus der Umgebung angesaugt wird und – nach Entspannung in der Turbine – wieder in diese zurückgeführt wird. Aus diesem Grund haben Änderungen der Außentemperatur, der Luftfeuchte und des Umgebungsdrucks, wie sie über einen Tag, aber auch über die Jahreszeiten hinweg auftreten, einen Einfluss auf die Strömungsbedingungen in der Turbine. Eine Reduzierung der Betriebsgrößen Massenstrom \dot{m} und Drehzahl n ermöglicht es, die MACH-Zahl Ähnlichkeit zu erhalten. Damit bleiben die Geschwindigkeitsdreiecke trotz unterschiedlicher Umgebungsbedingungen gleich.

Nach Traupel (2001) berechnet sich die reduzierte Drehzahl zu

$$n_{red} = n \sqrt{\frac{R_{ref} T_{ref}}{R_{fL} T}} \quad (\text{B.1})$$

und der reduzierte Massenstrom zu

$$\dot{m}_{red} = \dot{m} \frac{p_{ref}}{p} \sqrt{\frac{R_{fL} T}{R_{ref} T_{ref}}}. \quad (\text{B.2})$$

Gängig ist die Reduzierung auf Standardbedingungen nach der Internationale Standard Atmosphäre (ISA) nach DIN ISO 2533 bzw. ICAO (2002), die Referenzgrößen können aber frei gewählt werden. In dieser Arbeit wird auf die Eintrittsbedingungen bei Nennlast reduziert:

$$p_{ref} = 133200 \text{ Pa} \quad (\text{B.3})$$

$$T_{ref} = 370 \text{ K} \quad (\text{B.4})$$

$$R_{ref} = 287.058 \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}}. \quad (\text{B.5})$$

Diese Reduzierung ist in die Betriebspunktregelung der Axialturbine implementiert.

B.2 Feuchte Luft

Das Betriebsmedium der Versuchsturbine ist Luft. Im Ansaughaus werden der Umgebungsdruck p_{amb} , die Umgebungstemperatur T_{amb} und die relative Luftfeuchte ϕ_{amb} in Prozent gemessen. Aus diesen Größen kann die Wasserbeladung der Luft nach Rothe und de Lazzer (2009) bestimmt werden

$$x_D = 0.622 \frac{p_{sat}(\phi_{amb}/100)}{p_{amb} - p_{sat}(\phi_{amb}/100)}. \quad (\text{B.6})$$

Der Satttdampfdruck p_{sat} wird dabei nach der verkürzten Wagner-Gleichung nach VDI-Wärmeatlas (2006) bestimmt:

$$\ln \frac{p_{sat}}{p_{krit}} = \frac{T_{krit}}{T} \left[A \left(1 - \frac{T}{T_{krit}} \right) + B \left(1 - \frac{T}{T_{krit}} \right)^{1.5} + C \left(1 - \frac{T}{T_{krit}} \right)^3 + D \left(1 - \frac{T}{T_{krit}} \right)^6 \right] \quad (\text{B.7})$$

mit den Koeffizienten $A = -7.71374$, $B = 1.31467$, $C = -2.51444$, $D = -1.72542$ und der kritischen Temperatur $T_{krit} = 647.096 \text{ K}$ und dem kritischen Druck $p_{krit} = 220640 \text{ Pa}$.

Die spezifische Gaskonstante für feuchte Luft berechnet sich nach gleicher Quelle zu

$$R_{fL} = (g_{\text{CO}_2} R_{\text{CO}_2} + g_{\text{H}_2\text{O}} R_{\text{H}_2\text{O}} + g_{\text{N}_2} R_{\text{N}_2} + g_{\text{Ar}} R_{\text{Ar}} + g_{\text{O}_2} R_{\text{O}_2}) / 100 \quad (\text{B.8})$$

mit

$$g_{\text{CO}_2} = 0.05015/(1 + x_D) \quad (\text{B.9})$$

$$g_{\text{H}_2\text{O}} = 100x_D/(1 + x_D) \quad (\text{B.10})$$

$$g_{\text{N}_2} = 75.55333/(1 + x_D) \quad (\text{B.11})$$

$$g_{\text{Ar}} = 1.26344/(1 + x_D) \quad (\text{B.12})$$

$$g_{\text{O}_2} = 23.13308/(1 + x_D) \quad (\text{B.13})$$

und

$$R_{\text{CO}_2} = R/M_{\text{CO}_2} \quad (\text{B.14})$$

$$R_{\text{H}_2\text{O}} = R/M_{\text{H}_2\text{O}} \quad (\text{B.15})$$

$$R_{\text{N}_2} = R/M_{\text{N}_2} \quad (\text{B.16})$$

$$R_{\text{Ar}} = R/M_{\text{Ar}} \quad (\text{B.17})$$

$$R_{\text{O}_2} = R/M_{\text{O}_2} \quad (\text{B.18})$$

mit der universellen Gaskonstante $R = 8.31441 \text{ J/kgK}$ und

$$M_{\text{CO}_2} = 44.0098 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.19})$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = 18.0152 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.20})$$

$$M_{\text{N}_2} = 28.0134 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.21})$$

$$M_{\text{Ar}} = 39.9480 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.22})$$

$$M_{\text{O}_2} = 31.9988 \cdot 10^{-3}. \quad (\text{B.23})$$

B.3 Massenstrom

Der Massenstrom wird in der geraden Zuleitung zur Turbine mit einem kalibrierten Venturi-Einsatz bestimmt. Stromauf des VENTURI-Einsatzes sind 17 Durchmesser und stromab 15 Durchmesser gerade Rohrleitung DN500. Nach DIN EN ISO 5167-4 (2003) wird der Massenstrom \dot{m} wie folgt bestimmt:

$$\dot{m} = \epsilon C E \frac{\pi}{4} D_{\text{Venturi}, T_{\text{korrr}}}^2 \sqrt{2\rho_f L p}. \quad (\text{B.24})$$

Der Durchflusskoeffizient C wird in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re_D aus den Kalibrierdaten bestimmt. Die Reynolds-Zahl Re_D

$$\text{Re}_D = \frac{D_{\text{Venturi}, T_{\text{korrr}}} \rho_f L V}{\eta_{fL}} \quad (\text{B.25})$$

Anhang

ist mit dem um die Wärmedehnung korrigierten Durchmesser $D_{Venturi, T_{korrr}}$ und der Strömungsgeschwindigkeit V vor dem Venturi-Einsatz bestimmt. Die Berechnung erfolgt iterativ mit

$$V = \frac{4\dot{m}}{\rho_{fL}\pi D_{Venturi, T_{korrr}}^2}. \quad (\text{B.26})$$

Für die dynamische Viskosität der feuchten Luft gilt

$$\eta = \frac{\eta_D \chi_{\text{H}_2\text{O}} \sqrt{M_{\text{H}_2\text{O}}} + \eta_{trL} \chi_{trL} \sqrt{M_{trL}}}{\chi_{\text{H}_2\text{O}} \sqrt{M_{\text{H}_2\text{O}}} + \chi_{trL} \sqrt{M_{trL}}} \quad (\text{B.27})$$

mit dem Stoffmengenanteil des Wasserdampfes $\chi_{\text{H}_2\text{O}}$ und der dynamischen Viskosität trockener Luft nach VDI-Wärmeatlas (2006)

$$\eta_{trL} = A + BT + CT^2 + DT^3 + ET^4 \quad (\text{B.28})$$

und den Koeffizienten

$$A = -0.03278 \cdot 10^{-5} \quad (\text{B.29})$$

$$B = 0.77996 \cdot 10^{-7} \quad (\text{B.30})$$

$$C = -0.48801 \cdot 10^{-10} \quad (\text{B.31})$$

$$D = E = 0 \quad (\text{B.32})$$

sowie

$$M_{trL} = 28.949 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.33})$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = 18.0152 \cdot 10^{-3}. \quad (\text{B.34})$$

Die Durchflusskoeffizienten C in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re werden mit

$$C = A_c e^{B_c \cdot Re} + C_c e^{D_c \cdot Re} \quad (\text{B.35})$$

und

$$A_c = 0.08732 \quad (\text{B.36})$$

$$B_c = -4.029 \cdot 10^{-06} \quad (\text{B.37})$$

$$C_c = 0.9896 \quad (\text{B.38})$$

$$D_c = -9.18 \cdot 10^{-10} \quad (\text{B.39})$$

aus den in der Kalibrierung an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig, im Jahr 2012 ermittelten Tabellenwerten Tab. B.5 bestimmt. Die Durchmesser des VENTURI-Einsatzes sind $D_{Venturi} = 0.502$ und $d_{Venturi} = 0.2549$.

Tabelle B.5: Durchflusskoeffizienten C in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re .

Re	C	Re	C	Re	C
57346.93	1.0572	462328.01	1.0034	818871.02	0.9917
102491.79	1.0497	519355.03	0.9996	870257.60	0.9911
144218.27	1.0379	565825.65	0.9980	910444.29	0.9914
189445.93	1.0315	647332.41	0.9956	953912.73	0.9908
224421.26	1.0233	658280.62	0.9955	979356.96	0.9902
307064.36	1.0141	737598.60	0.9937	1017744.17	0.9901
414898.03	1.0047	774981.80	0.9931	1019147.05	0.9897

Der Zulaufgeschwindigkeitsfaktor E und die Expansionszahl ϵ in Gl. B.24 werden wie folgt bestimmt:

$$E = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^4}} \quad (\text{B.40})$$

und

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\kappa_{fl} T^{\frac{2}{\kappa_{fl}}} \frac{1 - \beta^4}{1 - \beta^4 \tau^{\frac{2}{\kappa_{fl}}}} \frac{1 - \tau^{\frac{\kappa_{fl}-1}{\kappa_{fl}}}}{1 - \tau}}{\kappa_{fl} - 1}} \quad (\text{B.41})$$

mit dem Nebenverhältnis β und dem Druckverhältnis τ

$$\beta = \frac{d_{Venturi, T_{korr}}}{D_{Venturi, T_{korr}}}, \quad \tau = \frac{p - \Delta p}{p} \quad (\text{B.42})$$

für $\tau \geq 0.75$. Nach dem Idealen Gasgesetz wird die Dichte der feuchten Luft zu

$$\rho_{fl} = \frac{p}{R_{fl} T} \quad (\text{B.43})$$

bestimmt. Durch die Verdichtung der Luft in den Schraubenkompressoren steigt die Temperatur der Luft, die der Rohrleitungen und auch die des VENTURI-Einsatzes auf mehr als 100°C. Deshalb werden die Durchmesser zu

$$D_{Venturi, T_{korr}} = D_{Venturi} [1 + \alpha (T - T_{calib})] \quad (\text{B.44})$$

korrigiert. Für den Wärmeausdehnungskoeffizient wird $\alpha = 1.2 \cdot 10^{-5}/\text{K}$ gewählt, die Temperatur während der Kalibrierung ist $T_{calib} = 23.65^\circ\text{C}$.

B.4 Mehrlochsonden

Das Vorgehen zur Kalibrierung von 5-Loch-Sonden und Auswertung der damit erfassten Messdaten wird von Aschenbruck et al. (2015) beschrieben und hier wiedergegeben. Zur Kalibrierung wird eine 5-Loch-Sonde bei verschiedenen MACH-Zahlen in ein bekanntes, homogenes Strömungsfeld geführt und um die zentrale Druckbohrung im Nick- und Gierwinkel verkippt. An den fünf Druckbohrungen werden die Drücke p_1 bis p_5 gemessen, als Referenz dient eine PRANDTL-Sonde mit den Messstellen $p_{t,Prandtl}$ und $p_{s,Prandtl}$. Aus diesen Drücken werden anschließend die Kalibrierkoeffizienten für den Gierwinkel α

$$YAC = \frac{p_2 - p_3}{p_1 - (p_2 + p_3 + p_4 + p_5)/4} \quad (\text{B.45})$$

und den Nickwinkel γ

$$PAC = \frac{p_4 - p_5}{p_1 - (p_2 + p_3 + p_4 + p_5)/4} \quad (\text{B.46})$$

sowie für den Totaldruck p_t

$$TPC = \frac{p_{t,Prandtl} - p_1}{p_1 - (p_2 + p_3 + p_4 + p_5)/4} \quad (\text{B.47})$$

und den statischen Druck p_s

$$SPC = \frac{p_{s,Prandtl} - (p_2 + p_3 + p_4 + p_5)/4}{p_1 - (p_2 + p_3 + p_4 + p_5)/4} \quad (\text{B.48})$$

berechnet.

Zur Auswertung einer Messung werden α und γ mit den Winkelpositionen der Sonde und einer initialen Schätzung für die MACH-Zahl (Ma) aus YAC und PAC interpoliert. Mit α , γ und der Schätzung für Ma werden wiederum Werte für TPC und SPC interpoliert und mit diesen interpolierten TPC und SPC die Drücke p_t und p_s berechnet. Nun kann die MACH-Zahl aus p_t und p_s berechnet

$$\text{Ma} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left(\frac{p_t^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{p_s} - 1 \right)} \quad (\text{B.49})$$

und als neue Schätzung für den nächsten Schritt der iterativen Berechnung von p_t , p_s , α , γ und Ma genutzt werden.

C Messunsicherheitsbetrachtung

C.1 Kennfeldgrößen

Die Bestimmung der Messunsicherheiten am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik erfolgt in Anlehnung an den „Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen“ DIN (1999). Es werden erweiterte Messunsicherheiten mit einem Vertrauensgrad von 95% bestimmt. Die Darstellung orientiert sich an der Projektarbeit von Kluge (2013). Bei der Bestimmung von Messgrößen führen Einflüsse aus der Messkette zu Unsicherheiten bei der Messung. Diese Einflüsse setzen sich fort, wenn aus den Messgrößen weitere Ergebnisgrößen y durch Modellgleichungen berechnet werden. Eine Ergebnisgröße

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_m) \quad (\text{C.50})$$

setzt sich aus den Schätzwerten x_i der m Einflussgrößen der Modellgleichung zusammen, deren Unsicherheiten die Ergebnisgröße y mehr oder weniger beeinflussen. Deshalb werden diese Unsicherheiten im ersten Schritt auf eine Standardunsicherheit u zurückgeführt, um dann eine kombinierte Standardunsicherheit u_c für die Ergebnisgröße y nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung zu berechnen. Die erweiterte Standardunsicherheit U ergibt sich nun durch Multiplikation der kombinierten Standardunsicherheit u_c mit dem Faktor k , der dieser einen bestimmten Vertrauensgrad zuweist:

$$U = u_c \cdot k. \quad (\text{C.51})$$

Die Schätzwerte x_i werden als arithmetischer Mittelwert der Messreihe bestimmt

$$x_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_j. \quad (\text{C.52})$$

Die Messreihen haben eine Länge von $n = 1200$ für Kennfeldmessungen und von $n = 50$ für Traversierungen mit 5-Loch-Sonden. Für einen Vertrauensgrad von 95% folgt daraus ein Vertrauensfaktor $k = 1,97$ für die Kennfeldmessungen und von $k = 2,01$ für die Traversierungen mit 5-Loch-Sonden.

Den mit Unsicherheiten behafteten Größen werden geeignete Verteilungen zugeordnet. Für normalverteilte Größen gilt

$$u_x = \pm \frac{U}{k}, \quad (\text{C.53})$$

falls bereits eine erweiterte Standardunsicherheit U vorliegt. Handelt es sich bei den Größen um empirische Standardabweichungen s_x von Messgrößen,

$$u_x = s_{\bar{x}} = \pm \frac{s_x}{\sqrt{n}}, \quad (\text{C.54})$$

so wird eine Student-Verteilung angenommen. Unbekannten systematischen Unsicherheiten δ_x wird eine Rechteck-Verteilung

$$u_x = \frac{\delta_x}{\sqrt{3}} \quad (\text{C.55})$$

zugrunde gelegt. Entsprechend der jeweiligen Annahme zur Verteilung der einzelnen Unsicherheiten sind diese als U_x , δ_x oder s_x bezeichnet. Die Rückführung auf die Standardunsicherheit erfolgt mit der Gewichtung G_i entsprechend der Verteilung und Multiplikation mit dem Sensitivitätskoeffizienten c_i :

$$u_i = G_i \cdot c_i \cdot u_{x_i}. \quad (\text{C.56})$$

Der Sensitivitätskoeffizienten c_i folgt aus der partiellen Ableitung der Modellgleichung der Ergebnisgröße y nach der Einflussgröße x_i :

$$c_i = \frac{\partial y}{\partial x_i} \quad \text{für} \quad y = f(x_1, x_2, \dots, x_i). \quad (\text{C.57})$$

Die erweiterte Messunsicherheit der Ergebnisgröße U_y mit Fortpflanzung der Unsicherheiten der Einflussgrößen u_i folgt aus

$$U_y = \pm k \cdot \sqrt{\sum_i u_i^2}. \quad (\text{C.58})$$

C.2 Mehrlochsonden

Die Auswertung der Messdaten von Mehrlochsonden erfolgt iterativ unter Nutzung von interpolierten Werten aus den Kalibriertdatenfeldern, siehe Abschn. B.4. Um die Messunsicherheit abzuschätzen, werden jeweils zwei zusätzliche Kalibrierkoeffizientenfelder für *YAC*, *PAC*, *TPC* und *SPC* erstellt, bei denen die Unsicherheit der Kalibrierkoeffizienten addiert beziehungsweise subtrahiert wird. Für alle Kombinationen wird nun die iterative Auswertung nach den Größen p_t , p_s , α , γ und M_a durchgeführt (Abschn. B.4) und die Abweichung zu den Maximalwerten als Unsicherheit angenommen.

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name Christopher Emmanuel Meinzer
Geburt 5. Juni 1985, in Kassel
Familienstand verheiratet, zwei Kinder

Berufstätigkeit

seit 2018 Entwicklungsingenieur in der Aerodynamik bei der Volkswagen AG in Wolfsburg
2011 - 2018 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik an der Leibniz Universität Hannover

Studium

2006 - 2011 Maschinenbaustudium an der Leibniz Universität Hannover
2011 Auslandssemester an der Duke University, Durham, NC, USA

Ausbildung

2001 - 2006 Industriemechaniker Maschinen- und Systemtechnik (IHK), Berufsbildendes Gemeinschaftswerk Kassel

Schulbildung

1991 - 2005 Allgemeine Hochschulreife,
Freie Waldorfschule Kassel

Wolfsburg, im April 2020

