

Numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Verdichterpumpens

Christoph Reiber

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Aeroelastik
Göttingen



Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

Forschungsbericht 2026-19

Numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Verdichterpumpens

Christoph Reiber

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Aeroelastik
Göttingen

122 Seiten
52 Bilder
5 Tabellen
81 Literaturstellen



Deutsches Zentrum
DLR für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber:

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e. V.
Wissenschaftliche Information
Linder Höhe
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454
ISRN DLR-FB-2026-19
Erscheinungsjahr 2026
DOI: [10.57676/9zjn-j771](https://doi.org/10.57676/9zjn-j771)

Erklärung des Herausgebers

Dieses Werk – ausgenommen anderweitig gekennzeichnete Teile – ist lizenziert unter den Bedingungen der Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 4.0 International (CC BY 4.0), abrufbar über <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>

Lizenz



Creative Commons Attribution 4.0 International

Christoph REIBER
DLR, Institut für Aeroelastik, Göttingen

Numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Verdichterpumpens

Dissertation, Technische Universität Braunschweig

Zusammenfassung:

Um den Treibstoffverbrauch von Flugzeugen zu reduzieren, sollen die Triebwerke leichter und effizienter werden. Diese Zielsetzung führt einerseits zu dünneren und flexibleren Verdichterschaufeln, die anfälliger für das Auftreten aeroelastischer Phänomene sind. Andererseits wird der Verdichter näher an der Stabilitätsgrenze betrieben, was das Risiko instabiler Betriebszustände erhöht. Ein besonders kritischer, instabiler Betriebszustand ist das Verdichterpumpen.

Beim Verdichterpumpen wiederholen sich die vier Pumpphasen: Druckaufbau, Strömungszusammenbruch, Rückströmung und Regeneration. Während dieser Pumpphasen treten untypische Strömungszustände auf, die bei früheren Verdichtern bereits zum Flattern und in der Folge zur Beschädigung der Schaufeln geführt haben. Dabei ist die aerodynamische Dämpfung der entscheidende Parameter für die Flutterstabilität.

Die numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung beim Verdichterpumpen ist im Vergleich zu stabilen Betriebsbedingungen mit zusätzlichen Herausforderungen verbunden. Die wichtigsten Aspekte dabei sind:

- Vorhersage des Pumpvorgangs
- Instationäre Grundströmung
- Einfluss der Pumpphase
- Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearitäten

Bereits bekannte numerische Methoden berücksichtigen diese Aspekte nicht oder nur teilweise. Ziel dieser Arbeit ist es daher, den Einfluss dieser Aspekte zu analysieren, das physikalische Verständnis zu vertiefen und geeignete Methoden zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde eine neue Methode entwickelt, die alle Aspekte berücksichtigt und als Referenzmethode dient.

Die Ergebnisse zeigen, dass bei der untersuchten Konfiguration, während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration, negative aerodynamische Dämpfung auftritt. Dabei war die Berücksichtigung der zusätzlichen Aspekte entscheidend für eine verlässliche Vorhersage. Die Vorhersagen mit den bereits bekannten Methoden wiesen, abhängig von der Pumpphase, teilweise starke Abweichungen zur Referenzmethode auf.

Christoph REIBER

German Aerospace Center (DLR), Institute of Aeroelasticity, Göttingen

Numerical Prediction of aerodynamic Damping during Surge

Doctoral Thesis, Technical University Braunschweig

Abstract:

In order to reduce the fuel consumption of aircraft, the engines should become lighter and more efficient. On the one hand, these objectives lead to thinner and more flexible compressor blades, which are more susceptible to the occurrence of aeroelastic phenomena. On the other hand, they lead to compressor operation close to the stability limit and to a higher risk of unstable operating conditions. Compressor surge is a particularly critical unstable operating condition.

The four surge phases are repeated during compressor surge: pressurisation, flow breakdown, reversed flow and regeneration. During these surge phases, atypical flow conditions occur, which have already led to fluttering in previous compressors and thus to blade damage. An accurate prediction of aerodynamic damping is the key parameter for the reliable assessment of blade stability.

The numerical prediction of aerodynamic damping during surge poses additional challenges compared to stable operating conditions. The most important aspects are

- Prediction of the surge cycle
- Unsteady base flow
- Influence of the surge phase
- Influence of turbulence and non-linearities

Existing numerical methods often neglect or only partially consider these aspects. This work aims to investigate their impact, enhance the physical understanding, and assess the applicability of different methods depending on the scenario. To enable this, a new method was developed that fully incorporates all relevant aspects and serves as a reference approach for the investigations presented.

The results show that negative aerodynamic damping occurs during flow breakdown and regeneration in the analysed configuration. The consideration of the additional aspects was essential for the reliable prediction. Depending on the surge phase, already existing methods exhibited substantial deviations compared to the newly developed reference approach.

Numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Verdichterpumpens

Bei der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Braunschweig
zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Christoph Reiber

geboren in: Bad Frankenhausen

eingereicht am: 10.07.2025

mündliche Prüfung am: 04.12.2025

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Sebastian Heimbs

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Lorenz Tichy

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs

Druckjahr 2026

Zusammenfassung

Um den Treibstoffverbrauch von Flugzeugen zu reduzieren, sollen die Triebwerke leichter und effizienter werden. Diese Zielsetzung führt einerseits zu dünneren und flexibleren Verdichterschaufeln, die anfälliger für das Auftreten aeroelastischer Phänomene sind. Andererseits wird der Verdichter näher an der Stabilitätsgrenze betrieben, was das Risiko instabiler Betriebszustände erhöht. Ein besonders kritischer, instabiler Betriebszustand ist das Verdichterpumpen.

Beim Verdichterpumpen wiederholen sich die vier Pumpphasen: Druckaufbau, Strömungszusammenbruch, Rückströmung und Regeneration. Während dieser Pumpphasen treten untypische Strömungszustände auf, die bei früheren Verdichtern bereits zum Flattern und in der Folge zur Beschädigung der Schaufeln geführt haben. Dabei ist die aerodynamische Dämpfung der entscheidende Parameter für die Flutterstabilität.

Die numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung beim Verdichterpumpen ist im Vergleich zu stabilen Betriebsbedingungen mit zusätzlichen Herausforderungen verbunden. Die wichtigsten Aspekte dabei sind:

- Vorhersage des Pumpvorgangs
- Instationäre Grundströmung
- Einfluss der Pumpphase
- Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearitäten

Bereits bekannte numerische Methoden berücksichtigen diese Aspekte nicht oder nur teilweise. Ziel dieser Arbeit ist es daher, den Einfluss dieser Aspekte zu analysieren, das physikalische Verständnis zu vertiefen und geeignete Methoden zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde eine neue Methode entwickelt, die alle Aspekte berücksichtigt und als Referenzmethode dient.

Die Ergebnisse zeigen, dass bei der untersuchten Konfiguration, während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration, negative aerodynamische Dämpfung auftritt. Dabei war die Berücksichtigung der zusätzlichen Aspekte entscheidend für eine verlässliche Vorhersage. Die Vorhersagen mit den bereits bekannten Methoden wiesen, abhängig von der Pumpphase, teilweise starke Abweichungen zur Referenzmethode auf.

Abstract

In order to reduce the fuel consumption of aircraft, the engines should become lighter and more efficient. On the one hand, these objectives lead to thinner and more flexible compressor blades, which are more susceptible to the occurrence of aero-elastic phenomena. On the other hand, they lead to compressor operation close to the stability limit and to a higher risk of unstable operating conditions. Compressor surge is a particularly critical unstable operating condition.

The four surge phases are repeated during compressor surge: pressurisation, flow breakdown, reversed flow and regeneration. During these surge phases, atypical flow conditions occur, which have already led to fluttering in previous compressors and thus to blade damage. An accurate prediction of aerodynamic damping is the key parameter for the reliable assessment of blade stability.

The numerical prediction of aerodynamic damping during surge poses additional challenges compared to stable operating conditions. The most important aspects are

- Prediction of the surge cycle
- Unsteady base flow
- Influence of the surge phase
- Influence of turbulence and non-linearities

Existing numerical methods often neglect or only partially consider these aspects. This work aims to investigate their impact, enhance the physical understanding, and assess the applicability of different methods depending on the scenario. To enable this, a new method was developed that fully incorporates all relevant aspects and serves as a reference approach for the investigations presented.

The results show that negative aerodynamic damping occurs during flow breakdown and regeneration in the analysed configuration. The consideration of the additional aspects was essential for the reliable prediction. Depending on the surge phase, already existing methods exhibited substantial deviations compared to the newly developed reference approach.

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Gruppe Aeroelastik der Turbomaschinen am Institut für Aeroelastik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen. Zuallererst möchte ich allen Kolleginnen und Kollegen am Institut danken, die mit ihrem Engagement und ihrer Unterstützung ein Umfeld geschaffen haben, das die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Lorenz Tichy und Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs für die Betreuung dieser Arbeit. Ihre wertvollen Hinweise und konstruktiven Kritiken haben maßgeblich dazu beigetragen, diese Arbeit inhaltlich zu verbessern und weiterzuentwickeln.

Ebenso danke ich meinen Vorgesetzten Dr.-Ing. Virginie Chenaux und Dr.-Ing. Joachim Belz für die zahlreichen, manchmal ausufernden, aber stets anregenden Diskussionen, ihre stete Ermutigung und die wertvolle Unterstützung, die mir während der gesamten Zeit zuteilwurde. Ihr offenes Ohr und ihre fachliche Expertise waren entscheidend für den Fortschritt dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch meinen Kolleginnen und Kollegen aus der Arbeitsgruppe und dem Institut – besonders Franzi und Markus. Die zahlreichen fachlichen und persönlichen Gespräche, der kollegiale Austausch sowie die gemeinsame Zeit im Büro, beim Grillen oder Bouldern haben nicht nur zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, sondern auch den Arbeitsalltag bereichert und angenehmer gemacht.

Mein größter Dank gilt meiner Familie, insbesondere meiner Partnerin Maria, die mir trotz der Herausforderungen mit unseren drei Kindern Sofia, Timo und Lio stets den nötigen Freiraum gegeben hat, um die Dissertation fertigzustellen. Besonders in intensiven Arbeitsphasen hast du mich großartig unterstützt und mir den Rücken gestärkt. Auch unseren Kindern danke ich – durch ihre spontanen Einfälle und ihre fröhliche Art haben sie mich immer wieder daran erinnert, zwischendurch den Blick auf anderes zu richten. Ebenso danke ich meinen Eltern, Bernd und Barbara, für ihre stets zuverlässige Hilfe in allen Lebenslagen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	IX
Nomenklatur	XI
1 Einleitung	1
1.1 Verdichter	2
1.1.1 Funktionsweise	2
1.1.2 Kennfeld und Stabilitätsgrenze	4
1.2 Systemstabilität	6
1.2.1 Statische Stabilität	7
1.2.2 Dynamische Stabilität	9
1.3 Verhalten beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze	10
1.3.1 Stallauslösung	11
1.3.2 Abhängigkeit von den Systemparametern	11
1.3.3 Verdichterpumpen	15
1.4 Aeroelastik von Turbomaschinen	19
1.4.1 Einführung in die Aeroelastik	19
1.4.2 Aeroelastische Phänomene bei Turbomaschinen	20
1.4.3 Herausforderungen beim Verdichterpumpen	24
1.5 Stand der Technik	27
1.5.1 Vorhersage des Pumpvorgangs	27
1.5.2 Strukturverhalten beim Pumpen	29
1.5.3 Flattervorhersage beim Pumpen	29
1.5.3.1 Reversed-Flow-Method	30
1.5.3.2 Non-Linear Half-Transient-Method	32

1.6	Defizit im Stand der Technik	33
1.7	Forschungsziele	36
1.8	Vorgehen	39
2	Aeroelastische Modellierung - die Energiemethode	43
2.1	Bewegungsgleichung des aeroelastischen Systems	44
2.2	Modalanalyse und Entkopplung der Moden	45
2.3	Aerodynamische Antwort	47
2.3.1	Aerodynamische Leistung und Arbeit pro Periode	47
2.3.2	Generalisierte aerodynamische Kräfte	50
2.4	Schwingung einer entkoppelten Mode	51
2.4.1	Einfluss der Dämpfung auf die Stabilität	51
2.4.2	Dämpfungsarbeit und logarithmisches Dekrement	52
3	Modelle und Simulationen	55
3.1	Struktur	55
3.1.1	Eigenschwingungen von Rotoren	55
3.1.2	FE-Modell, Simulation und Ergebnisse	56
3.2	Strömung	57
3.2.1	Strömungssimulation	57
3.2.2	Dämpfungsvorhersage	61
3.2.3	Modell mit variabler Düse	64
3.2.4	CFD-Modell	65
4	Aerodynamisches Verhalten	67
4.1	Stabiler Betriebsbereich	67
4.2	Pumpvorgang	68
4.2.1	Ermittlung des B-Parameters	68
4.2.2	Verlauf von Massenstrom und Druckverhältnis	69
4.2.3	Rückströmung	74
5	Aerodynamische Dämpfung während Surge	77
5.1	Referenzergebnisse (FTM)	77
5.1.1	Erste Schaufelbiegung	77

5.1.2	Erste Schaufeltorsion	81
5.1.3	Schlussfolgerung und Diskussion	84
5.2	Änderung der Grundströmung bei NL-HTM	86
5.3	Nötige Abtastrate bei HTM	90
5.4	Methodenvergleich	92
5.4.1	Druckaufbau I	98
5.4.2	Übergang Druckaufbau I/II	102
5.4.3	Druckaufbau II	105
5.4.4	Strömungszusammenbruch	109
5.4.5	Rückströmung	112
5.4.6	Regeneration	115
6	Zusammenfassung, Schlussfolgerung und Ausblick	117
	Literatur	123

Abbildungsverzeichnis

1.1	Strömung in einer Stufe [7]	3
1.2	Strömung um eine Schaufel [80]	4
1.3	Verdichterkennfeld [60]	5
1.4	Modell eines einfachen Verdichtungssystems [43]	6
1.5	Kennlinien für verschiedene Drosselstellungen [43]	7
1.6	Verlauf der Kennlinien bei statischer Stabilität und Instabilität [43] .	8
1.7	Mechanisches Ersatzmodell zur Betrachtung der dynamischen Stabi- lität [43]	9
1.8	Energieübergang in verschiedenen Betriebspunkten [43], links Ener- giezufuhr, rechts Energiedissipation	10
1.9	Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.45$ [43]	13
1.10	Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.60$ [43]	14
1.11	Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.70$ [43]	14
1.12	Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 1.58$ [41]	16
1.13	Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 5.00$ [41]	16
1.14	Druck am Verdichtereintritt bei Classic Surge und Deep Surge [42] .	17
1.15	Rückströmung im Umfangsschnitt [35]	17
1.16	Rückströmung im Meridianschnitt für verschiedene Rückströmstär- ken [35]	18
1.17	Collar-Dreieck [20]	19
1.18	Verdichterkennfeld mit flatterkritischen Bereichen [62]	23
1.19	Ergebnisse bei künstlicher Rückströmung mit der RFM	31
1.20	Dämpfungsdiagramm der ersten Mode für NL-HTM [30]	32
3.1	FE-Modell und Eigenformen	57
3.2	Simulation einer Drehzahllinie mit variabler Düse	64

3.3	CFD-Modell	66
4.1	Verdichter kennfeld für den getesteten Fall	67
4.2	Massenstrom und Druckverhältnis beim Verdichterpumpen für den Testfall	70
4.3	Statischer Druck und Stromlinien auf 90 % Schaufelhöhe während verschiedener Pumpphasen	72
4.4	Statischer Druck und Stromlinien während der Rückströmung auf ver- schiedenen Schaufelhöhen	75
5.1	FTM - Erste Schaufelbiegung - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit	78
5.2	FTM - Erste Schaufelbiegung - Phase der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.1	79
5.3	FTM - Erste Schaufelbiegung - Betrag der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.1	80
5.4	FTM - Erste Schaufeltorsion - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit	81
5.5	FTM - Erste Schaufeltorsion - Phase der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.4	82
5.6	FTM - Erste Schaufeltorsion - Betrag der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.4	83
5.7	NL-HTM - Änderung der Grundströmung im Verdichter kennfeld . .	87
5.8	NL-HTM - Massenstrom über Schaufelschwingungen für verschiedene Schaufelschwingfrequenzen	88
5.9	NL-HTM Frequenzeinfluss - Axiale Geschwindigkeit im Umfangsschnitt bei 90 % Kanalhöhe für verschiedene Schwingfrequenzen	89
5.10	HTM - Einfluss Abtastrate: Aerodynamische Dämpfung über der Zeit für verschiedene Abtastraten	91
5.11	Methodenvergleich: Verlauf des Massenstroms	93
5.12	Methodenvergleich - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit für Rotor, Druckseite und Saugseite	94
5.13	Methodenvergleich - Phase und Betrag der aerodynamische Leistung über der Zeit für Rotor, Druckseite und Saugseite	95

5.14 Methodenvergleich - Druckaufbau I - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	99
5.15 Methodenvergleich - Druckaufbau I - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	100
5.16 Methodenvergleich - Druckaufbau 2 - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	102
5.17 Methodenvergleich - Druckaufbau 2 - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	103
5.18 Methodenvergleich - Druckaufbau 3 - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	105
5.19 Methodenvergleich - Druckaufbau 3 - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	106
5.20 Methodenvergleich - Strömungszusammenbruch - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	109
5.21 Methodenvergleich - Strömungszusammenbruch - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	110
5.22 Methodenvergleich - Rückströmung - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	112
5.23 Methodenvergleich - Rückströmung - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	113
5.24 Methodenvergleich - Regeneration - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt	115
5.25 Methodenvergleich - Regeneration - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche	116

Tabellenverzeichnis

1.1	Pumpphasen: Bezeichnung, Abkürzung und Ablauf	15
1.2	Methodenvergleich	40
3.1	Vorhersagemethoden für die aerodynamische Dämpfung	61
3.2	CFD-Setup bei verschiedenen Methoden zur Vorhersage der aerody- namischen Dämpfung	63
4.1	Dauer der einzelnen Pumpphase	71

Nomenklatur

Gängige englische Fachworte werden in der Arbeit direkt verwendet und nicht zwangsläufig übersetzt. Als Dezimaltrennzeichen wird ein Punkt genutzt.

Lateinische Buchstaben

A	Fläche [m^2]
B	Parameter $[-]$ aus Greitzers Modell [42]
$\underline{D}$	Dämpfungsmatrix [kg/s]
E	Energie [J]
F	Kraft [N]
$\underline{K}$	Steifigkeitsmatrix [N/m]
L	Länge [m]
$\underline{M}$	Massenmatrix [kg]
N	Schaufelanzahl $[-]$
P	Totaldruck [Pa]
T	Periodendauer [s]
U	Umfangsgeschwindigkeit [m/s]
V	Volumen [m^3]
W	Arbeit [J]
a	Schallgeschwindigkeit [m/s]
c	Geschwindigkeit im Absolutsystem [m/s]
c_p	Druckbeiwert $[-]$
d	Dämpfungskoeffizient [kg/s]

e	Eulersche Zahl $[-]$
f	Frequenz $[Hz]$
j	Imaginäre Einheit $[-]$
k	Steifigkeit $[N/m]$
m	Masse $[kg]$
n	Drehzahl $[1/min]$
$\dot{m}$	Massenstrom $[kg/s]$
$\vec{n}$	Normalenvektor $[-]$
p	Statischer Druck $[Pa]$
t	Zeit $[s]$
u	Modale Verschiebung $[-]$
v	Geschwindigkeit im Relativsystem $[m/s]$
w	Physikalische Verschiebung $[m]$

Griechische Buchstaben

α	Zuströmwinkel $[^\circ]$
δ	Abklingkoeffizient $[-]$
κ	Isentropenexponent $[-]$
λ	Eigenwert $[-]$
ρ	Dichte $[kg/m^3]$
σ	Inter-Blade-Phase-Angle $[^\circ]$
ω	Eigenkreisfrequenz $[Hz]$
Δ	Änderung
Λ	Aerodynamische Dämpfung [log. Dek.]
Π	Druckverhältnis $[-]$
$\vec{\Phi}$	Eigenvektor $[m]$

Superskripte

H Hermitesche Matrix

Subskripte

C Verdichter (engl. Compressor)

T Drossel (engl. Throttle)

c Pro Periode (engl. cycle)

$external$ extern

$helm$ Helmholtz

i Zählvariable

kin Kinetisch

$motion$ Bewegungsinduziert

n Zählvariable

pot Potentiell

r Radiale Richtung

u Umfangsrichtung

x Axiale Richtung

tot Total, Gesamt

η Für ein Flächenelement

Symbols

$Re()$ Realteil

$Im()$ Imaginärteil

$ln()$ Natürlicher Logarithmus

$\vec{()}$ Vektor in physikalischen Koordinaten

$\dot{()}$ Erste zeitliche Ableitung

$\ddot{()}$ Zweite zeitliche Ableitung

$(\bar{})$	0-te harmonische einer periodischen Größe
$(\hat{})$	1-te harmonische einer periodischen Größe
$(\sim)$	Modale Größe
$()^*$	Konjugiert Komplex
()	Matrix
$(\underline{})$	Vektor

Abbreviations & Definitions

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant Friedrichs Lewy condition
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FE(M)	Finite Element (Methode)

Pumpphasen

PR	Druckaufbau (engl. Pressurisation)
FB	Strömungszusammenbruch (engl. Flow Break-Down)
RF	Rückströmung (engl. Reversed Flow)
RG	Regeneration (engl. Regeneration)

Dämpfungsvorhersage

HTM	Halb-Transiente-Methode
FTM	Voll-Transiente-Methode
SO	Stabiler Betriebsbereich
NL	Nichtlinear
L	Linearisiert

1 Einleitung

Ein wichtiges gesellschaftliches Ziel unserer Zeit ist der Schutz von Umwelt und Klima. Der European Green Deal ist ein am 11. Dezember 2019 von der Europäischen Kommission vorgestelltes Konzept, mit dem Zweck, bis 2050 die Netto-Emission von Treibhausgasen in der EU auf null zu senken. Die Luftfahrt ist ein wichtiger Baustein bei der Erreichung dieses ambitionierten Ziels. Dabei spielen unter anderem die Flugzeugtriebwerke und die darin integrierten Turbomaschinen, also Verdichter und Turbinen, eine wichtige Rolle. Hauptziel bei der Weiterentwicklung von Verdichtern ist die Erhöhung der aerodynamischen Effektivität und die damit verbundene Reduktion des Treibstoffverbrauchs. Dabei müssen, um den sicheren Betrieb des Verdichters zu gewährleisten, verschiedene aeroelastische und strukturmechanische Probleme berücksichtigt werden. Für das Design sind daher numerische Vorhersagen besonders wichtig, da sie helfen, das physikalische Verständnis zu verbessern und Probleme bereits vor der Fertigung und experimentellen Erprobung zu erkennen und zu vermeiden.

Im Bereich der Aeroelastik von Turbomaschinen sind zwei Phänomene von besonderer Bedeutung: Flattern und Forced Response. Eine Herausforderung sind dabei die verschiedenen Betriebsbereiche des Verdichters. Je nach Anforderungen während des Fluges kann der Verdichter in verschiedenen Betriebsbereichen arbeiten. Im stabilen Betriebsbereich ist die Strömung quasi-stationär und eine verlässliche numerische Vorhersage von Flattern und Forced Response ist bereits seit Jahren möglich. Bei instabilen Betriebszuständen treten stark schwankende, instationäre Strömungen auf, welche die Vorhersage des aeroelastischen Verhaltens deutlich erschweren. Ein möglicher instabiler Betriebszustand ist das Verdichterpumpen. Beim Verdichterpumpen wiederholen sich periodisch die Phasen: Druckaufbau, Strömungsabriss, Rückströmung und Regeneration. Es gab Fälle, in denen das Verdichterpumpen zum

Flattern und damit zur Beschädigung des Verdichters geführt hat. Die aerodynamische Dämpfung ist dabei der Haupteinflussfaktor für das Flatterverhalten. Ziel dieser Arbeit ist es, die numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Verdichterpumpens zu verbessern und das physikalische Verständnis der dabei auftretenden Strömungsphänomene zu vertiefen.

1.1 Verdichter

1.1.1 Funktionsweise

Die generelle Funktionsweise von Verdichtern wurde von Bräunling [7], Grieb [45] und Cumpsty [23] beschrieben. Ein Verdichter ist eine Turboarbeitsmaschine [7]. Die Aufgabe des Verdichters ist es, die Strömungsenergie des Fluids zu erhöhen. Dies geschieht durch das Einbringen mechanischer Leistung über die Rotoren. Der Energieeintrag erfolgt dabei in Form einer Drallerhöhung und führt zur Steigerung des Totaldrucks. Die Energiesteigerung kann in Form des Totaldruckverhältnisses zwischen Ein- und Austritt beschrieben werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird für das Totaldruckverhältnis nur noch Druckverhältnis verwendet.

Da der Druckaufbau je Rotor begrenzt ist, werden, um ein gefordertes Gesamt-Druckverhältnis zu erreichen, meist mehrere Rotoren benötigt. Die Drallerhöhung im Rotor ist besonders effektiv, wenn dessen Zuströmung drallfrei ist. Daher ist hinter einem Rotor (Laufrad) meist ein Stator (Leitrad) angeordnet. Die Aufgabe des Stators ist es, den durch den Rotor zugefügten Drall in statischen Druck umzuwandeln und eine möglichst axiale, drallfreie Zuströmung für den nächsten Rotor zu erzeugen. Die Kombination aus Rotor und Stator wird als Stufe bezeichnet. Die Strömung in einer Stufe kann auf Basis von Geschwindigkeitsdreiecken im Umfangsschnitt, wie in Abbildung 1.1 dargestellt ist, betrachtet werden. Darin sind die Geschwindigkeiten im Absolutsystem c , im Relativsystem v , die Umfangsgeschwindigkeit U und der Zuströmwinkel α dargestellt. Die Drallerhöhung im Rotor ist durch die Steigerung der Umfangskomponente von c_2 erkennbar.

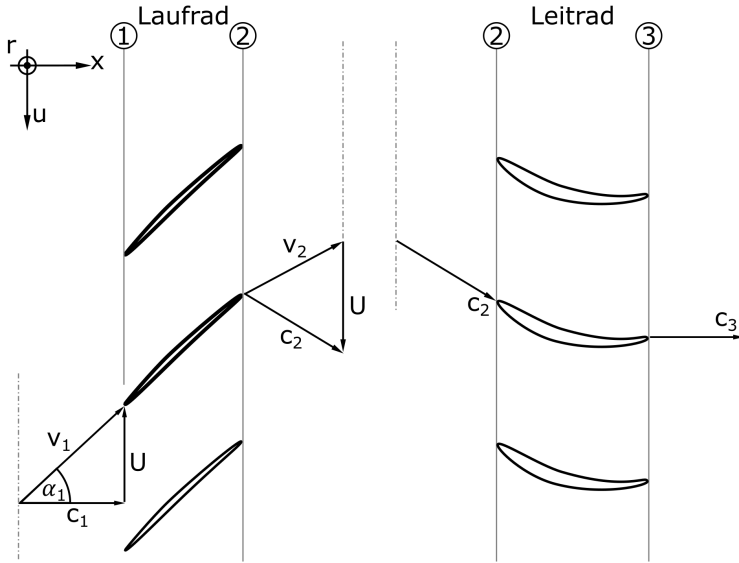


Abbildung 1.1: Strömung in einer Stufe [7]

Der Zuströmwinkel hat einen hohen Einfluss auf die Drucksteigerung der Schaufelreihe. Er ergibt sich aus der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit, wobei die Axialgeschwindigkeit proportional zum Massenstrom und die Umfangsgeschwindigkeit proportional zur Drehzahl sind. Je nach Anforderung kann der Verdichter in verschiedenen Betriebszuständen arbeiten. Dabei kann der Verdichter gedrosselt oder entdrosselt werden. Die Drosselung des Verdichters führt zum Sinken von Massenstrom und axialer Geschwindigkeit und damit zu einer Steigerung des Zuströmwinkels. Dies ist in Abbildung 1.2 dargestellt, wobei die Variablen im angedrosselten Zustand durch einen Strich gekennzeichnet sind. Die Abströmrichtung vom Rotor bleibt weitestgehend unverändert. Dadurch steigen die Umlenkung im Rotor und damit verbunden die Energiezufuhr und das Druckverhältnis.

Zur Betrachtung der Systemstabilität wird der Anstellwinkel genutzt. Dieser ergibt sich aus dem Zuströmwinkel und der Stellung der Schaufel. Dabei führt ein höherer Zuströmwinkel auch zu einem höheren Anstellwinkel für die Schaufeln. Ab einem bestimmten Anstellwinkel beginnt die Strömung an der Schaufel abzureißen (engl.

Stall). Bei weiterer Erhöhung des Anstellwinkels wird die Strömung im Verdichter instabil. Die Verdichtung kann dann nicht mehr aufrechterhalten werden und Druckverhältnis und Massenstrom sinken schlagartig ab. Der Betriebsbereich eines Verdichters und dessen Stabilitätsgrenze können im Verdichterkennfeld dargestellt werden.

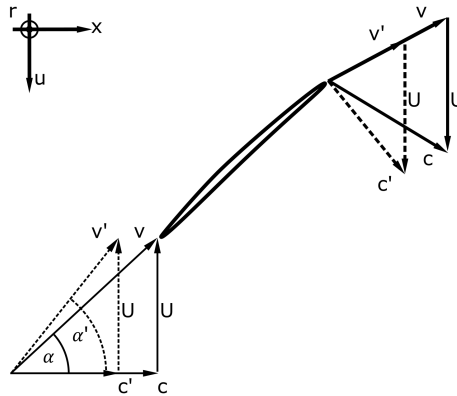


Abbildung 1.2: Strömung um eine Schaufel [80]

1.1.2 Kennfeld und Stabilitätsgrenze

Abbildung 1.3 zeigt ein typisches Verdichterkennfeld. Es zeigt das Druckverhältnis über dem geförderten Massenstrom. Der Betriebszustand des Verdichters ist dabei von zwei Parametern abhängig, der Drehzahl und der Drosselstellung. Im Verdichterkennfeld sind Kurven konstanter Drehzahl eingezeichnet. Diese werden Drehzahllinien oder Kennlinien genannt. Dabei verschiebt sich der Betriebszustand des Verdichters bei Entdrosselung in Richtung höherer Massenströme und niedrigerer Druckverhältnisse und bei Androsselung in Richtung niedrigerer Massenströme und höherer Druckverhältnisse. Werden Drehzahl und Drosselstellung nicht verändert, so stellt sich im Verdichter eine konstante Grundströmung ein und die Betriebsbedingungen verbleiben in einem Punkt im Verdichterkennfeld, dem sogenannten Betriebspunkt. Bei starker Drosselung des Massenstroms wird die Strömung im Verdichter zunächst lokal, dann global instabil. Zuerst treten rotierende Instabilitäten

(engl. Rotating Instabilities) auf, kleine, über den Umfang rotierende Störungen, die den globalen Betriebszustand nur geringfügig beeinflussen. Bei weiterer Drosselung kommt es zum Strömungsabriss an den Schaufeln (Stall, vgl. Kapitel 1.1.1), wobei sich umlaufende Stallzellen (engl. Rotating Stall) bilden. Mit noch stärkerer Drosselung wird das System global instabil und es kommt zum Verdichterpumpen (engl. Surge), das sich durch periodische, achsensymmetrische Druck- und Massenstromschwankungen bemerkbar macht. Die Stabilitätsgrenze wird auch als Pumpgrenze bezeichnet und limitiert den stabilen Betriebsbereich des Verdichters bei niedrigen Massenströmen und hohen Druckverhältnissen.

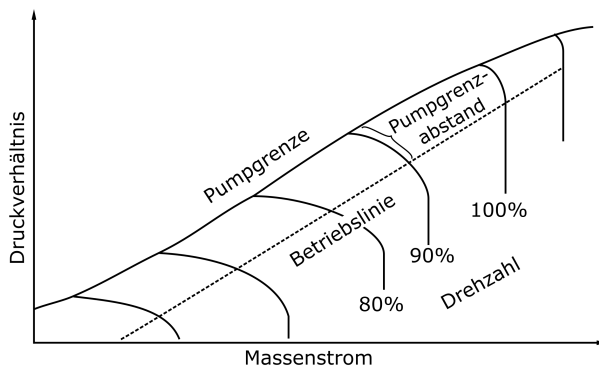


Abbildung 1.3: Verdichterkennfeld [60]

Die Effizienz der Verbrennung stromab des Verdichters in der Brennkammer steigt bei höheren Drücken. Damit verbunden steigt die Effizienz des Gesamttriebwerks, wenn der Verdichter bei höheren Druckverhältnissen und daher näher an der Pumpgrenze arbeitet. Der Betrieb nahe der Pumpgrenze ist jedoch mit Risiken verbunden, da Flugmanöver oder Böen den Betriebspunkt kurzzeitig verschieben und zur Überschreitung der Pumpgrenze führen können. Wird die Pumpgrenze überschritten, so wird das Verdichtungssystem instabil und es kommt zu einem rapiden Abfall von Druckverhältnis, Massenstrom und Effizienz. Darüber hinaus kann es auch zur Beschädigung des Verdichters kommen. Um dies zu vermeiden, wird der Verdichter nur in einem festgelegten Abstand zur Pumpgrenze, dem sogenannten Pumpgrenz-abstand, betrieben. Die Stabilität des Verdichtungssystems und das Verhalten im

instabilen Betriebsbereich sind von verschiedenen Systemparametern abhängig, welche in den Kapiteln 1.2 und 1.3 diskutiert werden.

1.2 Systemstabilität

Stabilität im Allgemeinen meint die Unempfindlichkeit eines Systems gegenüber kleinen Störungen [4]. Angewendet auf Verdichter bedeutet dies, dass der Verdichter nach einer kleinen Auslenkung aus einem Betriebspunkt von selbst in diesen zurückkehrt. Zur Stabilität von Verdichtern gibt es eine detaillierte Übersicht von Greitzer [40, 43]. Ein einfaches Modell zur Betrachtung der Stabilität eines Verdichtungssystems ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

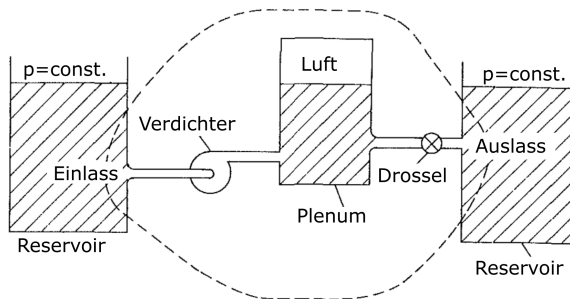


Abbildung 1.4: Modell eines einfachen Verdichtungssystems [43]

Im Modell wird Luft aus einem offenen Reservoir mit konstantem Druck durch einen Verdichter in ein geschlossenes Plenum gefördert. Von dort strömt sie weiter durch eine Drossel in ein weiteres offenes Reservoir mit konstantem Druck. Relevant für die Systemstabilität sind die Kennlinien von Verdichter und Drossel sowie die Speicherkapazität des geschlossenen Plenums. Die Kennlinien (Drehzahlkurven) und das stabile Betriebsverhalten von Verdichtern wurden in Kapitel 1.1 beschrieben.

Die Drossel agiert in diesem System als Widerstand und sorgt, abhängig vom Massenstrom, für eine Druckverringering. Die Druckverringering in der Drossel als Funktion des Massenstroms ist in Abbildung 1.5 dargestellt. Sie zeigt die Kennlinien

der Drossel für verschiedene Drosselstellungen. Ausgehend von der mit 1 bezeichneten Kennlinie stellen die Kennlinien 2 und 3 eine Androsselung und die Kennlinie 4 eine Entdrosselung dar.

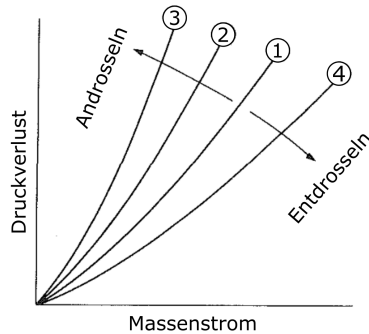


Abbildung 1.5: Kennlinien für verschiedene Drosselstellungen [43]

Für einen stationären Betriebspunkt müssen zwei Bedingungen erfüllt sein. Zum einen muss der Massenstrom über Verdichter und Drossel gleich sein. Zum anderen, wenn der Druck in beiden Reservoirien gleich ist, muss auch das Druckverhältnis von Verdichter und Drossel identisch sein. Dadurch ergibt sich der stationäre Betriebspunkt auf dem Schnittpunkt der Kennlinien des Verdichters und der Drossel [43]. Bei der Systemstabilität wird zwischen statischer und dynamischer Stabilität unterschieden.

1.2.1 Statische Stabilität

Die statische Stabilität des Systems kann anhand der stationären Kennlinien von Verdichter und Drossel betrachtet werden. Die Speicherkapazität des Plenums hat lediglich einen Einfluss auf die dynamische Stabilität. Abbildung 1.6 zeigt die Kennlinie eines Verdichters und zwei Drosselkennlinien für unterschiedliche Drosselstellungen. Dabei ist die Kennlinie des Verdichters auch im instabilen Bereich dargestellt. In diesem Bereich arbeitet der Verdichter mit stark abgerissener Strömung. Die Steigung der Drosselkennlinie ist immer positiv.

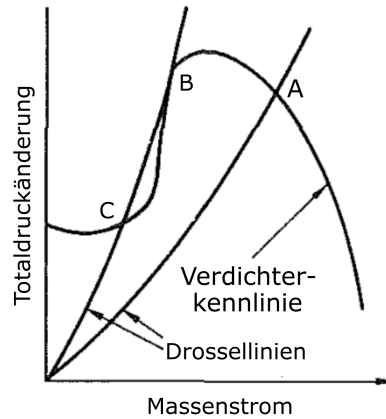


Abbildung 1.6: Verlauf der Kennlinien bei statischer Stabilität und Instabilität [43]

In Punkt A ist die Steigung der Verdichterkennlinie negativ. Bei einer kleinen Auslenkung aus diesem Betriebspunkt, zum Beispiel einer Verringerung des Massenstroms, sinkt der Widerstand in der Drossel. Gleichzeitig steigt die Energiezufuhr durch den Verdichter, wodurch die Strömung beschleunigt und die Gleichgewichtslage wieder erreicht wird. Bei Erhöhung des Massenstroms verhält es sich umgekehrt. Bei beiden kleinen Veränderungen sorgt die Interaktion zwischen Drossel und Verdichter dafür, dass das System in die Gleichgewichtslage zurückkehrt. Punkt A ist also statisch stabil.

Im Punkt B ist die Steigung der Verdichterkennlinie positiv und größer als die der Drossel. Bei einer kleinen Verringerung des Massenstroms sinkt die Drucksteigerung im Verdichter stärker als der Widerstand in der Drossel, was zu einer weiteren Verzögerung der Strömung führt. Dadurch entfernt sich der Betriebspunkt weiter von der Gleichgewichtslage. Dieser Vorgang schreitet fort, bis der nächste stabile Punkt C erreicht wird. Punkt B ist somit statisch instabil. Statische Instabilität tritt also dann auf, wenn der Anstieg der Verdichterkennlinie größer ist als der Anstieg der Drosselkennlinie.

$$\frac{d\Pi_C}{d\dot{m}} > \frac{d\Pi_T}{d\dot{m}} \quad (1.1)$$

1.2.2 Dynamische Stabilität

Die dynamische Stabilität kann nicht vollständig auf Basis der stationären Kennlinien betrachtet werden, da hierbei auch die Trägheit des Systems einbezogen werden muss. Dabei spielt die Speicherkapazität des Plenumvolumens eine wichtige Rolle. Betrachtet man die Energie des Systems, so ist die kinetische Energie in den Strömungen über den Verdichter (engl. Compressor, C) und über die Drossel (engl. Throttle, T) enthalten. Die potenzielle Energie ist über die Kompressibilität des Fluids im Plenum (P) gespeichert. Abbildung 1.7 zeigt ein mechanisches Ersatzmodell für die Betrachtung der dynamischen Stabilität.

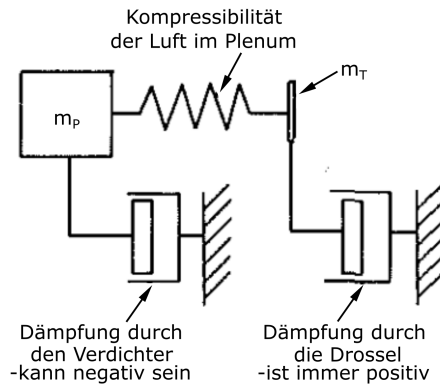


Abbildung 1.7: Mechanisches Ersatzmodell zur Betrachtung der dynamischen Stabilität [43]

Energiezufuhr bzw. -dissipation erfolgt durch die Massenstrom- und Druckänderung im Verdichter und in der Drossel. Je nach Steigung der Kennlinie ändern sich das Vorzeichen der zugeführten Energie und damit auch das der Dämpfung im mechanischen Ersatzsystem. Abbildung 1.8 zeigt die Energiezufuhr für den Verdichter bei Schwingung um zwei verschiedene Betriebspunkte.

Beim Punkt auf der linken Seite, im Bereich der Kennlinie mit positiver Steigung, laufen Druckanstieg und Massenstrom gleichphasig, was eine Energiezufuhr und damit eine negative Dämpfung zur Folge hat. Beim Punkt auf der rechten Seite,

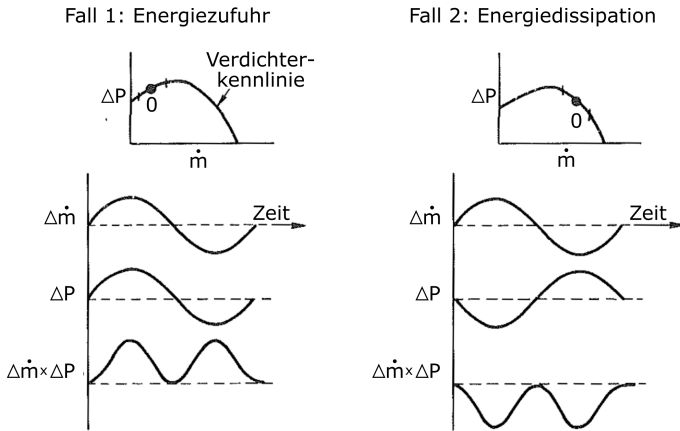


Abbildung 1.8: Energieübergang in verschiedenen Betriebspunkten [43], links Energiezufuhr, rechts Energiedissipation

im Bereich der Kennlinie mit negativer Steigung, laufen Druckanstieg und Massenstrom gegenphasig, was eine Energiedissipation und damit eine positive Dämpfung zur Folge hat. Eine Energiezufuhr kann also nur im Bereich der Kennlinie mit positiver Steigung auftreten. Dynamische Instabilität tritt meist schon im Bereich des Maximums der Verdichterkennlinie auf und daher vor der statischen Instabilität [26]. Im nächsten Kapitel wird beschrieben, wie sich der Verdichter beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze verhält.

1.3 Verhalten beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze

In der Nähe der Pumpgrenze kommt es, wie in Kapitel 1.1.2 beschrieben, zum Strömungsabriss. Die Stallauslösung ist ein dynamischer Prozess und kann je nach Verdichter und Betriebszustand auf unterschiedliche Weisen auftreten. Dies ist in Kapitel 1.3.1 kurz beschrieben. Ist der Verdichter im instabilen Betriebsbereich, treten zwei Phänomene auf: Rotating Stall und Surge. Beide Phänomene können abhängig von den Systemparametern separat oder in Kombination auftreten, wie in Kapitel

1.3.2 beschrieben. Dabei kann die Effizienz des Verdichters unter 20 % fallen [48] und es können sehr hohe strukturelle Belastungen auftreten [53]. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem Surge. Dieser ist in Kapitel 1.3.3 detailliert beschrieben.

1.3.1 Stallauslösung

Da die Auslösung des Stalls nicht im Fokus dieser Arbeit steht, werden die dabei auftretenden komplexen Abläufe hier nur kurz beschrieben. Beim Auslösen des Stalls wird zwischen zwei Phänomenen unterschieden: dem Modal-Type Stall und dem Spike-Type Stall [27]. Modal-Type Stall beschreibt eine harmonische Druckschwankung mit geringer Amplitude und großer Wellenlänge. Die Wellenlänge entspricht dem Umfang des Verdichters und die Umlaufgeschwindigkeit ist etwa 50 % der Drehzahl. Die Amplituden nehmen dabei über einen längeren Zeitraum zu und es entsteht ein moderater Rotating Stall [54]. Die Entstehung ist durch die geringe Dämpfung nahe dem Maximum der Kennlinie begünstigt [36]. Spike-Type Stall entsteht an der Spitze des Rotors und führt zur abrupten Ausbildung einer Stall-Cell nach wenigen Rotorumdrehungen. Die Umlaufgeschwindigkeit der Störung ist deutlich höher als beim Modal-Type Stall [8]. Der Spike-Type Stall führt zu abrupten Änderungen der Strömung und kann zum Surge führen.

1.3.2 Abhängigkeit von den Systemparametern

Greitzer [41] hat 1976 ein einfaches Modell mit vier Gleichungen entwickelt, um das Post-Stall-Verhalten vorherzusagen. Darin enthalten ist unter anderem der dimensionslose Parameter B , der das Verhältnis von Druck- zu Trägheitskräften beschreibt. B kann mit folgender Formel berechnet werden.

$$B = \frac{\frac{1}{2}\rho U^2 A_C}{\rho f_{helm} U L_C A_C} \quad (1.2)$$

Darin enthalten sind die Dichte der Luft ρ , die mittlere Umfangsgeschwindigkeit des Rotors U , die Austrittsfläche A_C und die Länge L_C des Verdichters und die Helmholtzfrequenz f_{helm} . Die Helmholtzfrequenz 1.3 stellt dabei die Resonanzfrequenz

der Luft im System aus Verdichter und Plenum [46] dar und kann mit Gleichung ermittelt werden.

$$f_{helm} = a \sqrt{\frac{A_C}{V_P L_C}} \quad (1.3)$$

Darin enthalten sind die Schallgeschwindigkeit a , Länge und Austrittsfläche des Verdichters und Volumen des Plenums V_P . Die Schallgeschwindigkeit wird mit Gleichung 1.4 ermittelt.

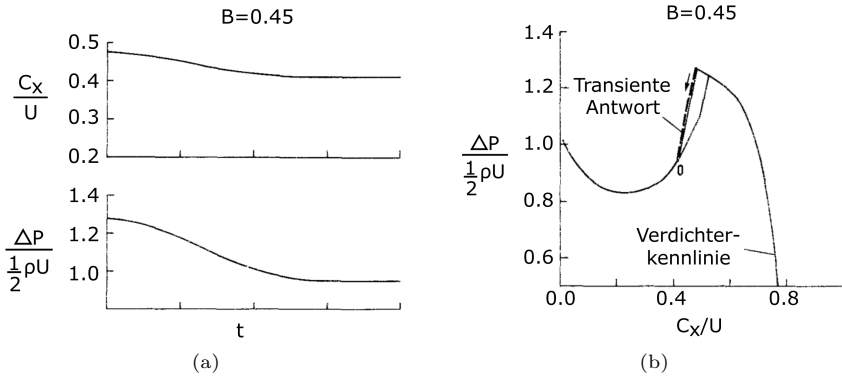
$$a = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \quad (1.4)$$

Darin enthalten sind Isentropenexponent κ , statischer Druck p und die Dichte. Durch Einsetzen der Gleichungen 1.3 und 1.4 in 1.2 ergibt sich für B:

$$B = \frac{1}{2} U \sqrt{\frac{V_P}{A_C L_C}} \sqrt{\frac{\rho}{\kappa p}} \quad (1.5)$$

B ist ein Maß für die Fähigkeit des Systems, die Luft im Verdichter zu beschleunigen [41]. Je größer B, desto größer sind die Druckkräfte und desto wahrscheinlicher ist das Auftreten des Surge. Dabei gibt es einen Grenzwert für B, der verdichterspezifisch ist. Oberhalb dieses Grenzwertes tritt Surge auf und unterhalb Rotating Stall. Der Grenzwert bei Greitzer [41] lag zwischen 0.6 und 0.7. Die folgenden Abbildungen 1.9, 1.10 und 1.11 zeigen die Ergebnisse von Greitzer [41, 42] für verschiedene B. Links sind die zeitlichen Verläufe der axialen Geschwindigkeit und der Drucksteigerung dargestellt, rechts der Verlauf im Verdichterkennfeld.

Die Bilder 1.9a und 1.9b zeigen das Verhalten bei Rotating Stall. Massenstrom und Druckverhältnis fallen in sehr kurzer Zeit auf einen deutlich niedrigeren Wert ab. Es treten keine Schwingungen auf. Im mechanischen Ersatzsystem aus Kapitel 1.2.2 wäre dies der Fall, wenn die Dämpfung größer als die kritische Dämpfung ist. Da in dieser Arbeit der Surge im Fokus steht, wird Rotating Stall nur kurz erklärt. Das

Abbildung 1.9: Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.45$ [43]

physikalische Verhalten beim Rotating Stall wurde erstmals von Emmons beschrieben [32]. Beim Rotating Stall bilden sich ein oder mehrere Abreißzellen, welche mit einem Bruchteil der Drehzahl rotieren. Die Ausdehnung der Abreißzellen variiert dabei je nach Verdichter und Betriebszustand. Die Zellen nehmen einen Teil oder die gesamte Schaufelhöhe ein und können sich über mehrere Passagen und sogar mehrere Reihen ausbreiten. Rotating Stall kann ähnlich wie das Pumpen auch das Auftreten aeroelastischer Phänomene begünstigen. Rotating Stall ruft im Gegensatz zum Surge aber nicht Flattern, sondern Forced Response hervor.

Die Bilder 1.10a und 1.10b zeigen das Verhalten bei Modified Surge. Der Modified Surge stellt dabei den Grenzfall zwischen Rotating Stall und Surge dar. Massenstrom und Druckverhältnis zeigen eine ähnliche Veränderung wie beim Rotating Stall, aber der Abfall ist mit einer zusätzlichen abklingenden Schwingung überlagert. Im Kennfeld ergibt sich ein spiralförmiger Verlauf vom Stallpunkt zum neuen stabilen Punkt. Am Ende dieses Vorgangs läuft das System im Rotating Stall. Im mechanischen Ersatzsystem wäre dies der Fall, wenn die Dämpfung kleiner als die kritische Dämpfung, aber größer als null wäre.

Die Bilder 1.11a und 1.11b zeigen das Verhalten bei Surge. Massenstrom und Druckverhältnis zeigen eine sinusförmige Schwingung mit konstanter Amplitude und deutlich verringerter Frequenz. Im Kennfeld ergibt sich ein elliptischer Verlauf. Der Ein-

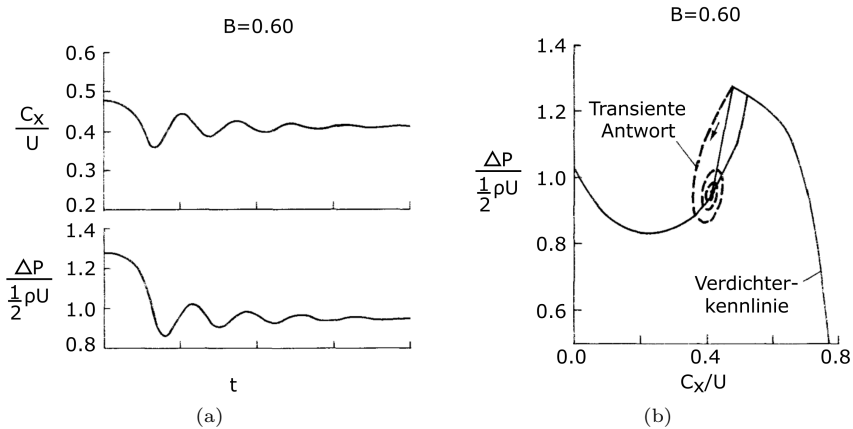


Abbildung 1.10: Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.60$ [43]

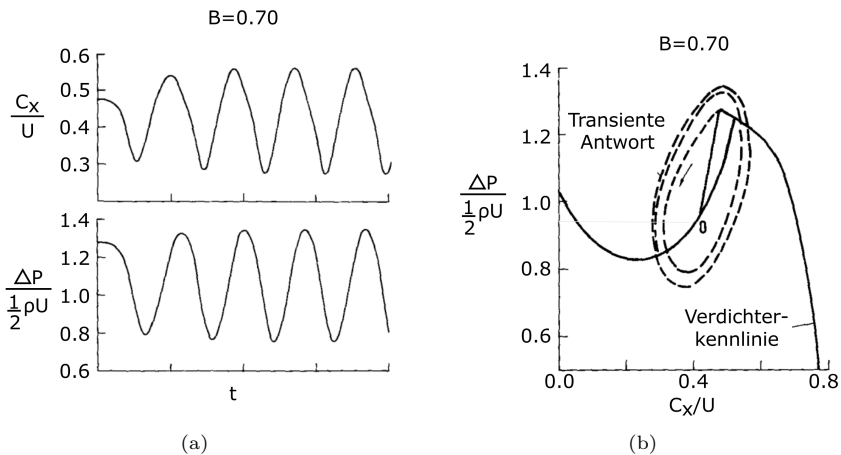


Abbildung 1.11: Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 0.70$ [43]

schwingvorgang ist sehr kurz und beträgt etwa eine Periode. Im mechanischen Ersatzsystem wäre dies der Fall, wenn die Dämpfung des Verdichters negativ ist. Im eingeschwungenen Zustand sind Energiezufuhr und -dissipation des Gesamtsystems über eine Periode im Gleichgewicht.

1.3.3 Verdichterpumpen

Im Gegensatz zum Rotating Stall, bei dem der Strömungsabriss lokal auf einzelne Umfangsbereiche begrenzt ist, kommt es beim Verdichterpumpen zu einem nahezu symmetrischen Strömungsabriss über den gesamten Umfang. Dies führt dazu, dass der Druckaufbau stromab des Verdichters nicht mehr aufrechterhalten werden kann. Der aufgestaute Druck entlädt sich teilweise in negativer axialer Richtung und erzeugt eine Rückströmung durch den Verdichter. Nachdem sich der Druck ausreichend stark entladen hat, legt die Strömung an den Schaufeln wieder an. Es entsteht erneut eine Vorwärtsströmung, Druck staut sich auf, und der Pumpvorgang beginnt von vorn. Die Vorgänge während der einzelnen Pumpphasen sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Der Pumpvorgang wird in die vier Pumpphasen Druckaufbau (engl. Pressurisation, PR), Strömungszusammenbruch (engl. Flow Break Down, FB), Rückströmung (engl. Reversed Flow, RF) und Regeneration (engl. Regeneration, RG) unterteilt. Ein typischer Pumpvorgang hat eine Frequenz zwischen 1 Hz und 25 Hz und damit eine Periodendauer von 40 ms bis 1 s.

Tabelle 1.1: Pumpphasen: Bezeichnung, Abkürzung und Ablauf

Name	Abkürzung	Ablauf
Druckaufbau	PR	Aufladung des Drucks bis zur Überschreitung der Pumpgrenze
Strömungszusammenbruch	FB	Strömungsabriss und -umkehr
Rückströmung	RF	Entladung des Drucks
Regeneration	RG	Strömungsumkehr und Wiederanlegen

Wie in Kapitel 1.3.2 beschrieben, tritt ab einem bestimmten Grenzwert von B Surge und nicht mehr Rotating Stall auf. Bei weiterer Erhöhung von B werden die Druck- und Massenstromschwankungen stärker. Dabei kann der gemittelte Massenstrom negativ werden, wie in Abbildung 1.12a und 1.12b dargestellt ist. Die Schwankungen verlieren auch ihre Sinusform. Für sehr hohe Werte von B , wie in den Abbildungen 1.13a und 1.13b dargestellt, ist der Verlauf im Kennfeld nahezu rechteckig. Die Phasen, in denen sich die Strömung umkehrt, sind sehr kurz im Vergleich zu den Phasen, in denen sich das Plenum lädt und entlädt.

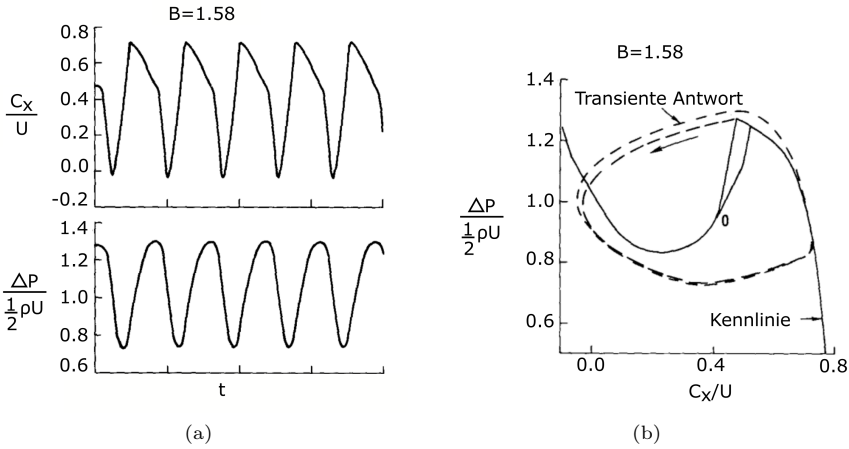


Abbildung 1.12: Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 1.58$ [41]

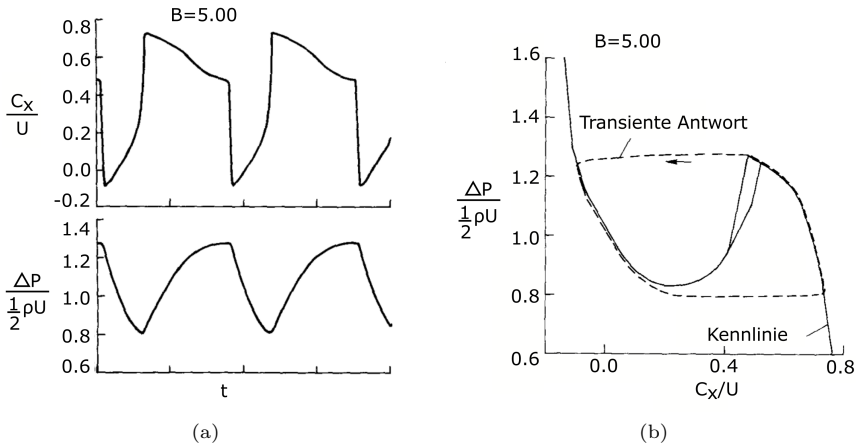


Abbildung 1.13: Verhalten im instabilen Betriebsbereich für $B = 5.00$ [41]

Hierbei wird zusätzlich zwischen Classic und Deep Surge unterschieden [42]. Beim Classic Surge sind die Schwankungen durch das Pumpen zusätzlich mit Schwankungen aufgrund von gleichzeitigem Rotating Stall überlagert. Beim Deep Surge ist die Strömungsumkehr beim Stall so abrupt, dass es nicht zum gleichzeitigen Rotating

Stall kommt. Diese Unterscheidung basiert auf den Experimenten von Greitzer [42]. Die Massenstromschwankungen, die er beim Classic und Deep Surge gemessen hat, sind in Abbildung 1.14 dargestellt.

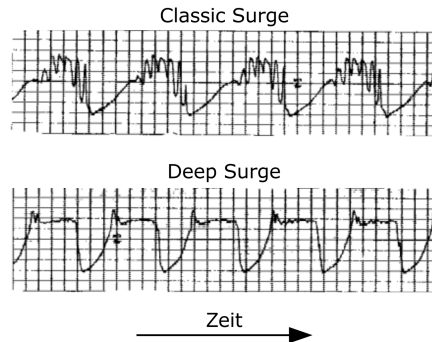


Abbildung 1.14: Druck am Verdichtereintritt bei Classic Surge und Deep Surge [42]

Um die Strömungsbedingungen während der Rückströmphase zu untersuchen, haben Gamache und Greitzer [35] einen drehenden Niederdruckverdichter durch ein Gebläse rückwärts durchströmen lassen. Die Rückströmung in ihrem Fall ist also künstlich und nicht durch Surge hervorgerufen. Abbildung 1.15 zeigt ihre Ergebnisse im Umfangsschnitt für die drei letzten Reihen. Stator 3 wird axial rückwärts angeströmt. Für Rotor 3 und Stator 2 ergeben sich dann sehr hohe Anstellwinkel. Durch den hohen Anstellwinkel trifft die Strömung auf der Druckseite der Hinterkante auf. Dort bildet sich ein Staupunkt. Der hohe Anstellwinkel sorgt auch für einen starken Strömungsabriss auf der Saugseite. Dadurch ist die Abströmung durch eine starke Nachlaufdele geprägt.

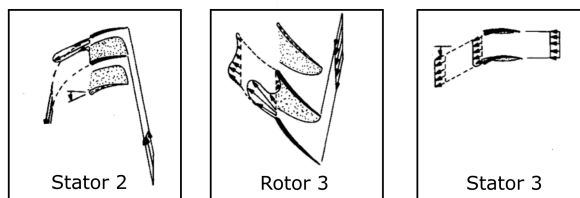


Abbildung 1.15: Rückströmung im Umfangsschnitt [35]

Die Untersuchung von Gamache und Greitzer wurde für verschiedene Rückströmstärken durchgeführt. Bei schwächerer Rückströmung tritt im Nabenbereich teilweise eine Vorwärtsströmung auf, und es kommt zu einer Rezirkulation, wie in Abbildung 1.16 dargestellt ist. Es können Strömungsumlenkungen größer als 90° auftreten.

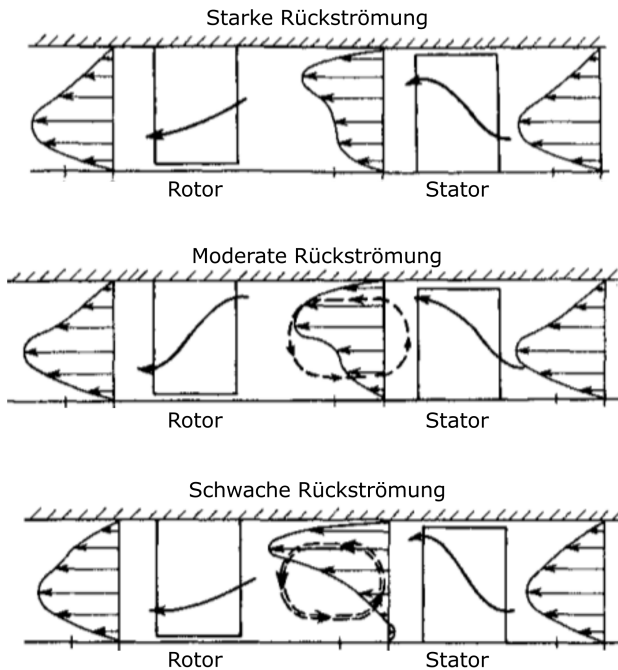


Abbildung 1.16: Rückströmung im Meridianschnitt für verschiedene Rückströmstärken [35]

Diese komplexen Strömungszustände und starken, abrupten Strömungsänderungen während des Pumpens können zum Auftreten aeroelastischer Phänomene und damit verbunden zur Beschädigung des Verdichters führen.

1.4 Aeroelastik von Turbomaschinen

1.4.1 Einführung in die Aeroelastik

Eine Einführung in die Grundlagen der Aeroelastik geben Försching [33] und Bisp-linghoff [6]. Aus der Wechselwirkung von aerodynamischen, elastischen und inertiellen Kräften resultieren verschiedene Problemstellungen. Dieser Zusammenhang ist im Collar-Dreieck [20] in Abbildung 1.17 dargestellt.

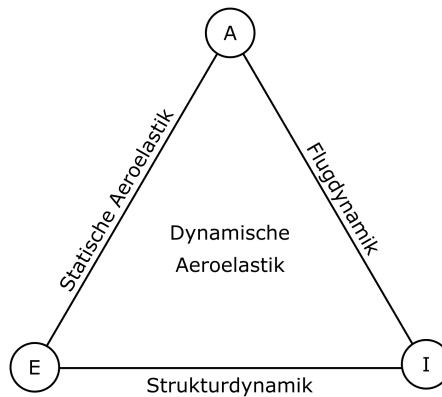


Abbildung 1.17: Collar-Dreieck [20]

Das Dreieck zeigt in den Ecken je einen Buchstaben für die jeweiligen Kräfte: A für aerodynamische, E für elastische und I für inertielle Kräfte. Auf den Kanten und in der Mitte des Dreiecks sind diejenigen Phänomene genannt, welche aus der Wechselwirkung der Kräfte resultieren. Statische aeroelastische Probleme resultieren aus aerodynamischen und elastischen Kräften. Die inertiellen Kräfte spielen dabei keine Rolle. Flugdynamische Probleme resultieren aus der Wechselwirkung von aerodynamischen und inertiellen Kräften. Die Struktur wird dabei als starr angenommen. Schwingungen der Struktur resultieren aus inertiellen und elastischen Kräften. Aerodynamische Kräfte werden nicht berücksichtigt. Die dynamischen aeroelastischen Probleme stehen in der Mitte des Dreiecks, weil sie aus der Interaktion aller drei Kräfte resultieren. Dynamische aeroelastische Phänomene können zu Schwingungen

mit hohen Amplituden und in besonders kritischen Fällen zur Beschädigung und Zerstörung der Struktur führen. Ein dynamisches aeroelastisches Phänomen ist das Flattern.

Die ersten Fälle von Flattern wurden 1818 bei der Zerstörung der “iron bridges“ in England dokumentiert [75]. Ein bekannterer Fall ist die Zerstörung der Tacoma Narrows Bridge 1940 [5]. Bei Flugzeugen traten die ersten dokumentierten Fälle im Ersten Weltkrieg auf. Dabei kam es zum Flattern der Tragflügel und zu Problemen mit der Torsionsdivergenz (statisches aeroelastisches Problem) [75]. Zeitgleich mit der Entwicklung der ersten Triebwerke in England und Deutschland zu Beginn des Zweiten Weltkrieges kam es auch zu den ersten Flatterfällen bei den Rotoren von Turbomaschinen [74].

1.4.2 Aeroelastische Phänomene bei Turbomaschinen

Das Streben nach Effizienzsteigerung und Massenreduktion führt zu aerodynamisch höher belasteten, leichteren und elastischeren Schaufeln. So begünstigen die Weiterentwicklungen das Auftreten aeroelastischer Phänomene [75] und machen deren verlässliche Vorhersage noch wichtiger. Eine gute Übersicht der Problemstellungen bei axialen Verdichtern gibt das AGARD Manual [61, 62].

Eine Schaufelreihe besteht idealisiert betrachtet aus N identischen Einzelschaufeln, die strukturell über die Scheibe miteinander verbunden sind. Neben der strukturellen Verbindung tritt zwischen den Schaufeln auch eine aerodynamische Kopplung auf. Diese resultiert aus den aerodynamischen Kräften, welche die Bewegung einer Schaufel auf den anderen Schaufeln hervorruft. Die rotationssymmetrische Struktur und die Kopplung der Schaufeln untereinander sorgen dafür, dass sich als Eigenformen verschiedene umlaufende Wellen ausbilden (engl. Traveling Waves). Innerhalb einer Eigenmode weisen alle Einzelschaufeln eine identische Eigenform mit konstantem Phasenversatz zu den Nachbarschaufeln auf. Dieser Phasenversatz wird als Inter-Blade-Phase-Angle (IBPA) bezeichnet. Die Kopplung der Schaufeln sorgt dafür, dass N verschiedene IBPAs auftreten, welche gleichverteilt über einen Bereich von -180° bis $+180^\circ$ sind. Daraus ergeben sich sogenannte Modefamilien. Innerhalb einer Modefamilie sind die Eigenformen der Einzelschaufeln nahezu identisch, aber

jede Mode weist einen anderen der N IBPAs auf. Im Allgemeinen werden bei Turbomaschinen zwei aeroelastische Phänomene unterschieden: Forced Response und Flattern.

Forced Response beschreibt ein fremderregtes Schwingungsproblem durch externe aerodynamische Kräfte. Mögliche Ursachen sind Schaufelnachläufe, Einlaufstörungen, Vortex-Shedding oder Potentialfelder. Die Störung tritt dabei periodisch mit Vielfachen der Drehzahl, den sogenannten “Engine Orders“, auf. Die externe aerodynamische Anregung führt zu einer Schwingung mit konstanter Amplitude (engl. Limit Cycle Oscillation, LCO) und muss bei der Dauerfestigkeitsanalyse berücksichtigt werden. Dabei sind vor allem Betriebspunkte gefährdet, bei denen eine der Anregungsfrequenzen gleich einer Eigenfrequenz ist. Dies sind die sogenannten Resonanzpunkte oder Schnittpunkte (engl. Crossings), wenn man die Frequenzen in einem Campbelldiagramm [9] betrachtet. Durch den Einsatz von Leichtbaumaterialien werden aber auch Off-Resonanzpunkte relevanter und können zu kritischen Amplituden führen [31].

Flattern beschreibt eine selbsterregte Schwingung des aeroelastischen Systems, also des Systems aus Struktur und Strömung. Dabei treten keine externen Kräfte auf und daher ist es ein Stabilitätsproblem des aeroelastischen Systems [76]. Die Bewegungen der Schaufeln beim Schwingen führen zu Druckschwankungen auf der Schaufeloberfläche und damit zu zusätzlichen aerodynamischen Kräften, welche wiederum die Amplitude der Schwingung beeinflussen. Je nachdem, wie sich Strömung und Struktur gegenseitig beeinflussen, kann die Schwingung angefacht oder gedämpft sein. Entscheidend dabei ist der Energieübergang zwischen Strömung und Struktur. Wird Energie von der Strömung an die Struktur übertragen, so wird die Schwingung angeregt, erfolgt der Energieübertrag von der Struktur an die Strömung, so wird die Schwingung gedämpft. Als Parameter für die Bewertung des Flatterverhaltens wird die aerodynamische Dämpfung genutzt, also wie viel Dämpfung durch die aerodynamischen Kräfte entsteht. Bei negativer aerodynamischer Dämpfung tritt Flattern auf.

Die Druckschwankung auf der Schaufeloberfläche und die Schaufelschwingung sind gleichfrequent, daher entscheidet der Phasenversatz zwischen Bewegung und Druck-

schwankung über das Vorzeichen des Energieübergangs, ähnlich wie beim einfachen Stabilitätsmodell von Greitzer [43] (vgl. Kapitel 1.2.2).

In einfachen Fällen verhalten sich Strömung und Struktur linear. Dann führt eine Vergrößerung der Schwingungsamplitude zu einer gleichen Vergrößerung der Druckschwankung. Bei negativer aerodynamischer Dämpfung und einem linearen System wächst dann die Schwingungsamplitude exponentiell bis zum Bruch der Schaufeln. Nichtlinearitäten können dazu führen, dass die Schwingungsamplitude nur bis zu einem gewissen Wert wächst und dann konstant bleibt. Das Resultat ist eine LCO (Limit Cycle Oscillation), welche zu Dauerfestigkeitsproblemen und damit auch zum Versagen der Struktur führen kann. In der Praxis wird oft vorausgesetzt, dass keine negative Dämpfung auftreten darf, auch nicht für kleine Amplituden.

Die wichtigsten Einflussfaktoren für die Flutterstabilität sind die Grundströmung und die aerodynamische Kopplung der Schaufeln [75]. Die Grundströmung ist dabei abhängig vom Betriebszustand, also vom Betriebspunkt im Kennfeld, in dem der Verdichter gerade arbeitet. Abhängig vom Betriebspunkt können verschiedene aerodynamische Phänomene, wie Verdichtungsstöße, Stoß-Grenzschicht-Interaktionen und Strömungsablösungen auftreten. Diese Phänomene führen zu besonders starken Druckschwankungen und sind daher entscheidend für das Flatterverhalten [34]. Abbildung 1.18 zeigt die flatterkritischsten Betriebsbereiche im Verdichterkennfeld.

Unter aerodynamischer Kopplung der Schaufeln versteht man die gegenseitige Beeinflussung der Schaufeln untereinander. Je nachdem, wie die Schaufeln zueinander schwingen, ändert sich auch die Phasenlage zwischen Druckschwankungen und Schaufelbewegung und damit der Energieübergang zwischen Strömung und Struktur.

Die Bewertung der Flutterstabilität im stabilen Betriebsbereich gehört bereits seit Jahren zu den Standardanalysen. Beim Standardvorgehen wird angenommen, dass der Verdichter dauerhaft in einem Betriebspunkt verbleibt. Dies ermöglicht es, die Betriebspunkte getrennt voneinander zu betrachten. Zusätzlich wird angenommen, dass keine Kopplung der Schwingungsformen untereinander auftritt, was es wiederum ermöglicht, auch die Schwingungsformen getrennt voneinander zu betrachten.

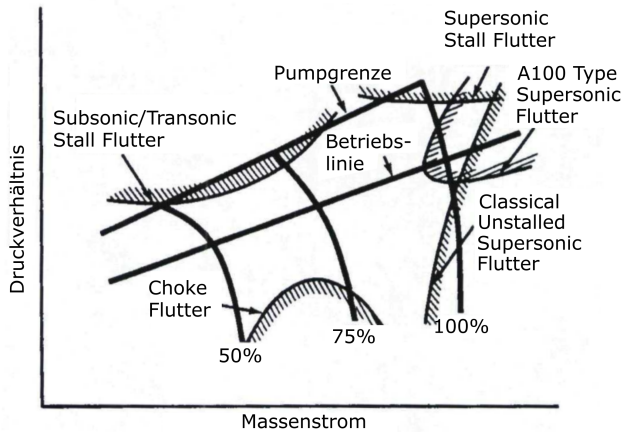


Abbildung 1.18: Verdichterkennfeld mit flatterkritischen Bereichen [62]

Meist wird auch angenommen, dass die instationäre Strömung aufgrund der Schaufelbewegung keinen Einfluss auf die Grundströmung hat, was wiederum ermöglicht, die stationäre und die instationäre Strömung getrennt voneinander zu betrachten. Diese Annahmen ermöglichen es, zuerst stationäre Simulationen der gewählten Betriebspunkte und anschließend darauf aufbauend instationäre Simulationen der Strömung durchzuführen. Bei typischen Strömungsbedingungen mit rotationssymmetrischer, nach vorn gerichteter Strömung ohne größere Ablösungen werden meist vereinfachte Methoden für die Simulation der instationären Strömung eingesetzt. Bei einer detaillierten Untersuchung werden mehrere Drehzahllinien, mehrere Betriebspunkte pro Drehzahl, die ersten zwei bis vier Modfamilien und alle IBPAs untersucht. Dies führt bereits bei einer einzelnen Schaufelreihe zu mehreren 100 instationären Simulationen und macht die Flutterbewertung sehr aufwendig.

Es ist bekannt, dass Flattern während des Verdichterpumpens eine mögliche Ursache der Beschädigung sein kann [30, 68]. Eine verlässliche Vorhersage der Flutterstabilität ist dabei, im Vergleich zum stabilen Betriebsbereich, mit zusätzlichen Herausforderungen verbunden.

1.4.3 Herausforderungen beim Verdichterpumpen

Beim Verdichterpumpen müssen verschiedene zusätzliche Aspekte bei der Bewertung der Flutterstabilität berücksichtigt werden. Der Fokus in dieser Arbeit liegt dabei auf:

- Vorhersage des Pumpvorgangs
- Instationäre Grundströmung
- Unterschiedliche Pumpphasen
- Bewegungsinduzierte Instationarität

Vorhersage des Pumpvorgangs

Zwar ändert sich die Strömung beim Pumpen kontinuierlich, dennoch kann der Pumpvorgang als eine Art Grundströmung für das Flutterverhalten beim Pumpen gesehen werden. Aufgrund der starken Abhängigkeit der Flutterstabilität von der Grundströmung ist eine qualitativ gute Vorhersage des Pumpvorgangs sehr wichtig. Dabei ist diese deutlich schwieriger als bei Standard-Flutteranalysen.

Bei Standard-Flutteranalysen wird nur der stabile Bereich des Kennfelds betrachtet. Die Strömung in diesem Bereich ist stationär, nach vorne gerichtet, umfangssymmetrisch und der Druck am Verdichteraustritt ist konstant. Bei der Simulation reicht es daher aus, für jede Reihe eine Passage mit Umfangssymmetrie vorzugeben. Da für stationäre Prozesse die Trägheit irrelevant ist, wird das Pumpvolumen nicht mitmodelliert, und am Austritt des Verdichters wird ein stationärer Druck oder ein Massenstrom vorgegeben. Die Änderung des Betriebspunktes erfolgt dann über die Anpassung der Drehzahl und der Auslassrandbedingung.

Im Gegensatz dazu ist die Strömung beim Pumpen instationär, stark durch die Trägheit bestimmt, unsymmetrisch und der Druck und Massenstrom am Verdichteraustritt schwanken periodisch. Das Systemverhalten beim Stall und im instabilen Betriebsbereich wurde in Kapitel 1.3.3 detailliert beschrieben. Die Hauptschwankungen beim Surge sind in axialer Richtung. Neben diesen Hauptschwankungen treten zusätzliche schwächere Schwankungen in Umfangsrichtung (Modal-Type Stall,

Spike-Typ Stall, Rotating Stall) auf. Um diese Vorgänge mittels CFD simulieren zu können, gibt es verschiedene Ansätze, welche im Kapitel 1.5.1 genauer beschrieben sind.

Instationäre Grundströmung

In Kapitel 1.1.2 wurde beschrieben, dass sich für eine bestimmte Drehzahl und Drosselstellung im stabilen Betriebsbereich ein konstanter Betriebspunkt mit konstanter Grundströmung einstellt. Durch die Schwingung der Schaufel beim Flattern in dieser Grundströmung wird eine zusätzliche Schwingung der Strömung hervorgerufen. Diese wird hier als bewegungsinduzierte instationäre Strömung bezeichnet. Zwar können diese zusätzlichen Schwingungen zur Änderung der Grundströmung führen, diese ist aber so klein, dass die Grundströmung auch beim Flattern als konstant angenommen werden kann.

Beim Pumpen stellt sich, bei gleichbleibender Drosselstellung, keine stationäre Strömung ein. Der Strömungszustand im Verdichter durchläuft periodisch die verschiedenen Pumpphasen. Die dabei auftretenden Schwankungen werden hier als surge-induzierte instationäre Strömung bezeichnet.

Beim Flattern während des Pumpens überlagern sich also surge- und bewegungs-induzierte instationäre Strömungen. Da die Schaufeleigenfrequenz sehr viel höher ist als die Pumpfrequenz, sind die surge-induzierten Änderungen des Strömungszustandes im Vergleich zu den bewegungsinduzierten Schwankungen eher langsam. Dadurch kann das Strömungsfeld auf Basis des Pumpvorgangs als eine Art Grundströmung für die Flutteranalyse gesehen werden. Trotz des hohen Frequenzunterschieds kann die instationäre Grundströmung das Flatterverhalten beeinflussen.

Unterschiedliche Pumpphasen

Bei der Standard-Flutteranalyse werden meist drei bis zehn Betriebspunkte pro Drehzahllinie untersucht. Diese sehr aufwendige Betrachtung ist notwendig, da die Grundströmung und damit verbunden das Flatterverhalten auf einer Drehzahllinie stark variiert. Beim Surge ist die Grundströmung für eine gegebene Drosselstellung nicht konstant. Sie durchläuft periodisch die vier Surge-Phasen: Druckaufbau (PR), Strömungszusammenbruch (FB), Rückströmung (RF) und Regeneration (RG). Dabei variieren die Strömungszustände während der Pumpphasen deutlich stärker als

entlang einer stabilen Drehzahllinie, und es treten teilweise untypische Strömungsbedingungen mit starken Ablösungen auf. Während dieser untypischen Strömungsbedingungen ist das Flatterrisiko erhöht.

Ein wichtiger Unterschied zum stabilen Betriebsbereich ist, dass die Grundströmung nicht konstant vorhanden ist. Sollten also während der untypischen Strömungszustände negative aerodynamische Dämpfungen auftreten, so sind diese zeitlich begrenzt. Die dabei tatsächlich auftretenden Schwingungsamplituden sind davon abhängig, wie hoch die aerodynamische Dämpfung ist und wie lange diese vorhanden ist. Die Pumpphasen unterscheiden sich in Dauer und Strömungszustand, und damit auch im Flatterrisiko.

Der Druckaufbau ist eine länger anhaltende Pumpphase mit eher typischen Strömungsbedingungen. Die Strömungsbedingungen während PR verlaufen nahe oder sogar auf der Drehzahllinie, daher liegt nahe, dass auch die aerodynamische Dämpfung ähnlich zum stabilen Betriebsbereich ist, jedoch können aufgrund der Trägheit Abweichungen von den stabilen Betriebsbedingungen auftreten. Sollte der Verdichter im stabilen Betriebsbereich bereits sehr niedrige aerodynamische Dämpfungen aufweisen, könnten bereits kleine Abweichungen zu einer negativen aerodynamischen Dämpfung während PR führen.

Strömungszusammenbruch und Regeneration sind kurz anhaltende Phasen mit starken Strömungsänderungen und untypischen Strömungsbedingungen. Es ist unwahrscheinlich, dass eine negative aerodynamische Dämpfung während einer dieser kurzen Phasen zur Beschädigung der Struktur führen kann. Sollten jedoch während des Druckaufbaus oder der Rückströmung negative Dämpfungen auftreten, könnte die Dauer des Betriebs bei negativer aerodynamischer Dämpfung verlängert werden. Zusätzlich sind diese Phasen interessant, weil ein kurzes Aufklingen für die experimentelle Betrachtung und die Vertiefung des physikalischen Verständnisses relevant ist.

Die Rückströmung ist eine länger anhaltende Pumpphase mit untypischen Strömungsbedingungen, daher wird sie im Allgemeinen als die kritischste Pumpphase betrachtet.

Bewegungsinduzierte Instationarität

Wie in Kapitel 1.4.2 beschrieben, gibt es verschiedene aerodynamische Phänomene, welche abhängig vom Betriebszustand auftreten und das Flatterverhalten maßgeblich beeinflussen. Diese Phänomene sind oft nichtlinear und stark durch Turbulenzschwankungen beeinflusst.

Bei der Flatteranalyse im stabilen Betriebsbereich wird standardmäßig ein sehr einfaches und schnelles CFD-Verfahren verwendet, welches die Schwankung als linear annimmt und die bewegungsinduzierten Änderungen der Turbulenz komplett vernachlässigt. Für besonders kritische Betriebspunkte am Rand des Kennfeldes oder bei vorhergesagter negativer aerodynamischer Dämpfung werden dann höherwertigere, langsamere Verfahren zur Nachrechnung eingesetzt.

Beim Verdichterpumpen gibt es keine stationären Strömungsbedingungen und innerhalb eines Pumpvorgangs werden mehrere Strömungszustände mit Stößen und Ablösungen durchlaufen, in denen höherwertige Verfahren möglicherweise notwendig sind.

1.5 Stand der Technik

Surge wurde bereits bei den ersten Triebwerken beobachtet und seitdem versuchen Forscher und Entwickler, die Phänomene zu verstehen, vorherzusagen und zu kontrollieren [81]. Day [28] gibt einen detaillierten historischen Überblick über die letzten 75 Jahre Forschung.

1.5.1 Vorhersage des Pumpvorgangs

Einen frühen wichtigen Schritt bei der Vorhersage haben Greitzer und Moore [41, 42] mit der Entwicklung des Vier-Parameter-Modells (vgl. Kapitel 1.3.2) gemacht, das auf Basis des B-Parameters eine Trennung von Surge und Rotating Stall ermöglicht. Das Modell wurde in den folgenden Jahren weiterentwickelt [55, 44, 24], um die Vorhersagegenauigkeit weiter zu verbessern.

Über Jahre wurden die numerischen Vorhersagen stetig weiterentwickelt, und mit dem Vorhandensein leistungsfähiger Rechner wurde der Einsatz von CFD-Verfahren vorangetrieben. Zunächst wurden 1D-Verfahren verwendet, bei denen der Verdichter auf Basis der 1D-Performance eingebettet war [24]. Anschließend wurden 2D- und 1D-Verfahren gekoppelt [27]. Dabei war der Verdichter als 2D-CFD modelliert worden, während der Rest des Verdichtungssystems auf Basis einfacher Gleichungen enthalten war. Ab den frühen 2000ern wurden auch 3D-CFD-Simulationen des Pumpvorgangs durchgeführt [58].

Dabei wurde von Vahdati [79] eine Methode gezeigt, um den Verdichter unabhängig von der Performance der Brennkammer in den Surge zu fahren. Dabei wird das numerische Modell hinter dem Verdichter um eine variable Düse erweitert, welche den Massenstrom und somit auch die Betriebsbedingungen des Verdichters bestimmt. Dieses Verfahren ermöglicht die instationäre Simulation des gesamten Pumpvorgangs unter Berücksichtigung der Trägheit und der relevanten Systemparameter, wie Pumpvolumen und Drosselkennlinie. Dieses Verfahren wurde seitdem für viele Detailuntersuchungen bei Surge genutzt.

Mit Hilfe der 3D-CFD konnten verschiedene aerodynamische Aspekte des Surge weiter untersucht werden. Zur Pumpauslösung wurden von Anderson [1], Davis [25] und Teramoto [77] experimentelle und numerische Untersuchungen durchgeführt. Beide konnten die Pumpauslösung durch langwellige (Modal-Type Stall) oder kurzwellige (Spike-Type Stall) Störungen zeigen. Choi [18, 16, 19, 17] erforschte das Verhalten bei Rotating Stall hinsichtlich der Anzahl der Stall-Cells, deren Ausbreitung und Rotationsgeschwindigkeit gut vorhergesagt werden konnten. Crevel zeigt ebenfalls gute Übereinstimmungen zwischen Experiment und Numerik bei der Vorhersage von Surge und Rotating Stall [21, 22]. Die Verfahren zur numerischen Vorhersage des Pumpverhaltens wurden dann innerhalb verschiedener Methoden zur Vorhersage des Strukturverhaltens verwendet.

1.5.2 Strukturverhalten beim Pumpen

Das Strukturverhalten beim Pumpen war von Beginn an ein wichtiger Aspekt, da Beschädigungen der Verdichter aufgetreten sind. Dabei können verschiedene Schädigungsmechanismen auftreten. Die ersten Arbeiten von Mazzawy [53] beschäftigten sich mit der Strukturbelastung durch den Pumpstoß, welcher wie ein Impuls kurz nach dem Strömungsabriss wirkt. Die aerodynamische Modellierung erfolgte dabei auf Basis weniger Gleichungen. Mazzawy entwickelte daraus eine einfache Formel, welche bei Auslegungen noch heute Verwendung findet. Schönenborn [71] entwickelte diese Verfahren weiter und nutzte einfache Modelle mit wenigen Parametern pro Reihe, um die aerodynamischen Kräfte besser abschätzen und Amplituden genauer vorhersagen zu können. Mit der Zunahme der Rechenleistung wurden auch 3D-CFD-Vorhersagen möglich. Vahdati [78] machte unter Verwendung der variablen Düse erste Abschätzungen für das Anregungsverhalten durch Rotating Stall und Surge. Später wurden die Modelle zur Abschätzung der Strukturantwort von Giersch [38, 37] weiterentwickelt. Neben der Anregung durch den Pumpstoß wurde das Auftreten von Flattern während des Pumpens in verschiedenen Untersuchungen betrachtet.

1.5.3 Flattervorhersage beim Pumpen

Erste numerische Flatterbewertungen auf Basis von 3D-CFD mit variabler Düse wurden von di Mare [30] gemacht. Kurze Zeit später wurden von Schönenborn und Chenaux umfangreiche Simulationen [69, 68, 70] und Experimente [13, 14, 15, 12] bei künstlicher Rückströmung durchgeführt.

Dabei wurden zwei Methoden zur numerischen Flattervorhersage beim Verdichterpumpen beschrieben, die Methode von Chenaux und Schönenborn [69, 68, 70], hier Reversed-Flow-Method (RFM) genannt und die Methode von Di Mare [30], hier Non-Linear Half-Transient-Method (NL-HTM) genannt.

Um das Problem der instationären Grundströmung, also die Überlagerung von surge- und bewegungsinduzierten Schwankungen, zu lösen, nutzen beide Methoden dieselbe Annahme. Sie nehmen an, dass die Schaufelschwingfrequenz sehr viel höher ist als

die Pumpfrequenz. Das bedeutet, dass die Änderung der Grundströmung durch das Pumpen während mehrerer Schaufelschwingungen so gering ist, dass sie vernachlässigt werden kann. Auf Basis dieser Annahme kann die Grundströmung bei der Dämpfungsvorhersage als quasi-stationär angenommen werden, und beide Schwingungen können entkoppelt voneinander betrachtet werden.

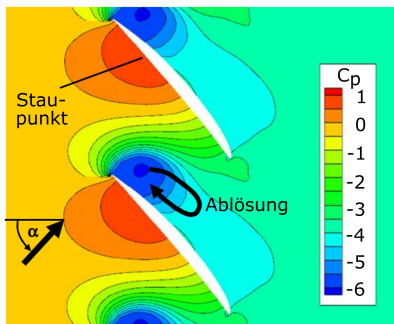
Der wichtigste Unterschied zwischen RFM und NL-HTM besteht in der Vorhersage einer realistischen Grundströmung während des Pumpvorgangs und in der Vorhersage der bewegungsinduzierten instationären Strömung. Beide Verfahren geben, um Rechenaufwand zu sparen, eine umfangssymmetrische Strömung bei der Vorhersage der Grundströmung vor. Es werden also nur die axialen Hauptschwankungen berücksichtigt. Die zusätzlichen Umfangsschwankungen werden vernachlässigt. Eine detaillierte Beschreibung der Ergebnisse und Methoden ist in den folgenden Kapiteln enthalten.

1.5.3.1 Reversed-Flow-Method

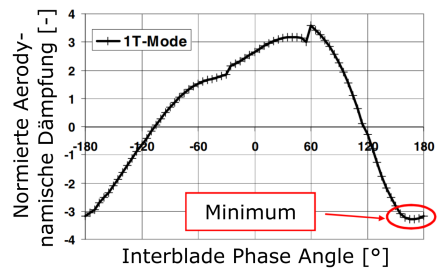
Die RFM basiert auf der Annahme, dass Flattern nur während der Rückströmung auftreten kann, weil es die einzige Pumpphase ist, bei der eine komplexe Grundströmung lange genug vorhanden ist, um das Aufklingen einer Schwingung aufgrund einer Flatterinstabilität zu ermöglichen (vgl. Kapitel 1.4.3).

Die für eine vollausgebildete Rückströmung beim Deep Surge repräsentative Grundströmung wird dabei künstlich erzeugt. Dafür werden im ersten Schritt Ein- und Austrittsrandbedingungen vertauscht und der Verdichter rückwärts durchströmt. Die Strömungsgrößen auf den Rändern werden dabei so vorgegeben, als ob der Totaldruck, welcher nahe der Pumpgrenze stromab des Verdichters herrscht, während der Rückströmung konstant bleibt. Mit Hilfe dieser angepassten Randbedingungen wird das Strömungsfeld im gesamten Verdichter während der RF stationär simuliert. Die Rückströmung wird im zweiten Schritt als quasi-stationäre Grundströmung für die Dämpfungsvorhersage genutzt. Für die Dämpfungsvorhersage wird die instationäre Strömung linearisiert und ohne Schwankungen der Turbulenz betrachtet.

Mit Hilfe der RFM wurden das Strömungsfeld und die Flutterstabilität bei Rückströmung sowohl numerisch als auch experimentell ermittelt. Chenaux führte dazu experimentelle Untersuchungen am Ringgitterprüfstand an der EPFL Lausanne durch [13, 14, 15, 12]. Schönenborn machte numerische Nachrechnungen dieser Versuche [69]. Dabei wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik gezeigt. Abbildung 1.19a zeigt die typische Grundströmung bei Verwendung der RFM. Es bildet sich an der Hinterkante ein Staupunkt auf der Druckseite und eine starke Ablösung auf der Saugseite aus, wie es auch von Gamache [35] beschrieben wurde.



(a) Druckbeiwert im Umfangsschnitt [69]



(b) Dämpfungsdiagramm der ersten Torsionsmode [68]

Abbildung 1.19: Ergebnisse bei künstlicher Rückströmung mit der RFM

Schönenborn [68] führte zusätzlich Untersuchungen an der vorderen Stufe eines Verdichters durch, bei dem im realen Pumpvorgang erhöhte Amplituden auftraten. Dabei zeigte er, dass zwei Phänomene für die Amplituden verantwortlich sind: Zum einen der Pumpstoß, welcher die erste Biegeschwingung impulsartig anregte, und zum anderen Flattern, was für einen exponentiellen Anstieg der Amplitude in der ersten Torsionsschwingung sorgte. Abbildung 1.19b zeigt das numerisch ermittelte Dämpfungsdiagramm für diesen Fall. Dabei zeigen sich negative aerodynamische Dämpfungen im Bereich von 180° IBPA. Der numerisch vorhergesagte Verlauf der Schwingungsamplitude stimmt sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein und zeigt so, dass das vereinfachte Verfahren in diesem Fall ausreichend genau war, um die bewegungsinduzierte Strömung vorherzusagen.

1.5.3.2 Non-Linear Half-Transient-Method

Die NL-HTM basiert ebenfalls auf der Annahme, dass das Frequenzverhältnis zwischen Schaufelschwingfrequenz und Pumpfrequenz sehr hoch ist und betrachtet daher die surge- und die bewegungsinduzierte instationäre Strömung ebenfalls getrennt und in zwei aufeinanderfolgenden Schritten.

Im ersten Schritt wird mit Hilfe einer variablen Düse, wie bei Vahdati [79, 78], der vollständige Pumpvorgang transient simuliert. Dabei wird pro Reihe nur eine Passage mit Umfangssymmetrie verwendet. Im zweiten Schritt werden für verschiedene Zeitpunkte aus dieser transienten Basissimulation quasi-stationäre Dämpfungsanalysen durchgeführt. Dabei können beliebig viele Zeitpunkte während des Pumpvorgangs betrachtet werden. Die Dämpfungsanalyse erfolgt nichtlinear mit Berücksichtigung der Turbulenzschwankung für eine einzelne Reihe. Die Randbedingungen für die Dämpfungsanalyse werden dabei aus der transienten Simulation entnommen.

Mit Hilfe dieser Methode wurden von di Mare [30] Dämpfungen für vier Zeitpunkte während des Pumpvorgangs für die ersten neun Modfamilien vorhergesagt. Abbildung 1.20 zeigt das Dämpfungsdiagramm für die erste Modfamilie. Dabei wurde gezeigt, dass die Dämpfung während der Rückströmung im Vergleich zu den stabilen Betriebsbedingungen abgesenkt ist, allerdings basiert dies auf einer schwächeren aerodynamischen Antwort und nicht auf einer kritischeren Phasenlage zwischen Schaufelschwingung und Strömung [30]. Die schwächere Antwort führt auch zu einem geringeren Einfluss des IBPA.

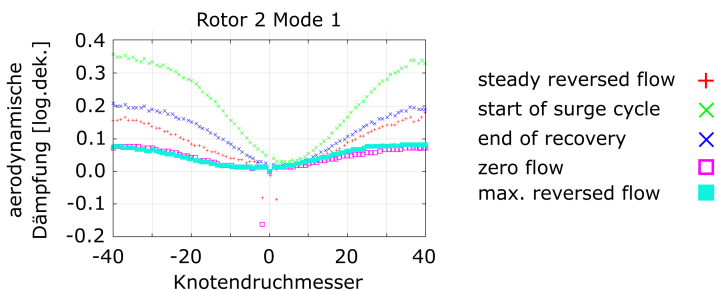


Abbildung 1.20: Dämpfungsdiagramm der ersten Mode für NL-HTM [30]

1.6 Defizit im Stand der Technik

Die Beschreibung des Defizits orientiert sich an den in Kapitel 1.4.3 genannten besonderen Herausforderungen bei der Flattervorhersage beim Surge.

Vorhersage des Pumpvorgangs

Die hochgenaue Vorhersage des Pumpvorgangs unter Berücksichtigung aller Teilaspekte, wie beispielsweise der Stallauslösung oder eines zu Beginn auftretenden Rotating Stall, steht im Fokus verschiedener aktueller Untersuchungen. Die bisherigen Untersuchungen zur Flatterstabilität nutzen jedoch vereinfachte Ansätze zur Vorhersage des Pumpvorgangs.

Bei der RFM wird die Rückströmung künstlich erzeugt. Das Gesamtverdichtungssystem, also Pumpvolumen und Drosselkennlinie, hat keinen Einfluss auf die sich einstellende Rückströmung. Beide Parameter haben in der Realität einen starken Einfluss darauf, wie schnell sich der Druck stromab des Verdichters abbauen kann und damit auch auf die Stärke und Dauer der Rückströmung. Bei der RFM wird der Totaldruck am Austritt des Verdichters fest vorgegeben und bleibt während der gesamten Simulation konstant. Dies könnte zu einer Überschätzung der Rückströmstärke und damit zu einer fehlerhaften Grundströmung führen. Hinzu kommt, dass das Pumpen ein dynamischer, von der Trägheit abhängiger Prozess ist, und so eine Simulation der Rückströmung mit einer stationären Rechnung ebenfalls zu Fehlern führen könnte.

Die NL-HTM nutzt den Ansatz mit variabler Düse in Verbindung mit einer rotationssymmetrischen Strömung. Dieser Ansatz berücksichtigt den Einfluss des Gesamtsystems und führt zu einer guten Vorhersage der axialen Hauptschwankungen. Die Schwankungen über den Umfang werden vernachlässigt. Insgesamt ist dieses Vorgehen ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand.

Instationäre Grundströmung

Beide bereits bekannten Methoden basieren auf der Annahme einer quasi-stationären Grundströmung aufgrund des hohen Frequenzverhältnisses zwischen Schaufeleigenfrequenz und Pumpfrequenz. Mit beiden Methoden wurden Hochdruckverdichter

betrachtet. Bei Hochdruckverdichtern sind die Eigenfrequenzen der Schaufeln höher als bei Niederdruckverdichtern oder Fans und damit verbunden auch das Frequenzverhältnis. Bei beiden Untersuchungen wurde das Frequenzverhältnis leider nicht genannt und wird daher hier abgeschätzt.

Geht man von einer Schaufeleigenfrequenz von 2 kHz aus, wie bei Schönenborn [69] genannt ist, so ergibt sich bei einer niedrigen Pumpfrequenz von 1 Hz ein Frequenzverhältnis von 2000. Bei der RFM wird von einem Deep Surge ausgegangen. Bei di Mare [30] ist die Schaufeleigenfrequenz nicht angegeben, aber die Pumpfrequenz ist mit 0.07 Hz deutlich niedriger und somit ist das Frequenzverhältnis auch sehr viel höher und liegt bei Annahme einer Schaufelschwingungsfrequenz von 2 kHz bei etwa 30000.

Bei keiner der bisherigen Untersuchungen wurde gezeigt, ab welchem Frequenzverhältnis die Annahme einer konstanten Grundströmung zu guten Ergebnissen führt. Unabhängig von den bisherigen Untersuchungen an Hochdruckverdichtern liegt die erste Eigenfrequenz für einen Fan oder einen NDV deutlich niedriger, etwa bei 50 bis 100 Hz. Geht man zusätzlich von einer höheren Pumpfrequenz von 10 Hz aus, sinkt das Frequenzverhältnis auf 5 bis 10 ab. Bei einem so niedrigen Frequenzverhältnis treten starke Änderungen der Grundströmung während einer Schaufelschwingung auf. Bei starken Änderungen der Grundströmung ist es fraglich, ob die bereits bekannten Methoden noch anwendbar sind und gute Ergebnisse liefern.

Bei der RFM ist ein niedriges Frequenzverhältnis für die Anwendbarkeit des Verfahrens generell kein Problem, da die Grundströmung bei der Dämpfungssimulation konstant gehalten wird. Bei der NL-HTM kann sich die Grundströmung ändern, aber das hohe Frequenzverhältnis sorgt dafür, dass die Grundströmung konstant bleibt. Bei kleineren Frequenzverhältnissen könnte sich die Grundströmung theoretisch stark ändern, wobei die Änderungen nicht dem Pumpvorgang entsprechen. Die daraus resultierende Verfälschung der Grundströmung würde zu Fehlern bei der Dämpfungsvorhersage führen. In Kapitel 3.2.2 sind die Ursachen für die unrealistische Änderung der Grundströmung bei NL-HTM detailliert beschrieben.

Unterschiedliche Pumpphasen

In Kapitel 1.4.3 wurde beschrieben, dass die aerodynamische Dämpfung sehr stark von der Grundströmung abhängig ist. Diese Grundströmung ändert sich während des Pumpvorgangs sehr stark und teilweise auch sehr schnell. Dabei ist die Variation der auftretenden Strömungszustände deutlich größer als entlang einer Drehzahlkurve im stabilen Betriebsbereich.

In allen bisherigen Untersuchungen wurden insgesamt nur acht Zeitpunkte während des gesamten Pumpvorgangs betrachtet. Bei detaillierten Untersuchungen der aerodynamischen Dämpfung entlang einer Drehzahlkurve im stabilen Betriebsbereich werden meist mehr Betriebspunkte untersucht. Die Abdeckung während des Pumpvorgangs ist also im Vergleich sehr gering. Der Fokus bei den bisherigen Untersuchungen lag auf der Rückströmphase, weil diese als kritisch angenommen wird. Sechs der acht betrachteten Zeitpunkte lagen in dieser Pumpphase, dabei wurde angenommen, dass sich die Grundströmung nur geringfügig ändert und ein plattauförmiger Verlauf der Dämpfung entsteht. Zusätzlich sind die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen nicht zum selben Ergebnis gekommen, was die Relevanz der Rückströmphase betrifft. Schönenborn [69, 68, 70] und Chenaux [13, 14, 15, 12] sehen die Rückströmung als kritisch an. Di Mare [30] beschreibt die Rückströmung als eher unkritisch.

Druckaufbau, Strömungszusammenbruch und Regeneration wurden nahezu vernachlässigt. Die RFM ermöglicht ausschließlich Betrachtungen in der Rückströmphase und kann in diesen Phasen keine Vorhersage machen. Die NL-HTM ermöglicht grundsätzlich Vorhersagen zu jedem beliebigen Zeitpunkt des Pumpvorgangs. Dabei muss für jeden ausgewählten Zeitpunkt eine separate Dämpfungsanalyse durchgeführt werden. Je mehr Zeitpunkte untersucht werden, desto höher ist auch der numerische Aufwand. In Pumpphasen mit starken Änderungsraten, wie FB oder RG, könnte es notwendig sein, Vorhersagen für viele Zeitpunkte zu machen, um das Minimum der aerodynamischen Dämpfung verlässlich bestimmen zu können. Zudem nimmt die NL-HTM an, dass die Grundströmung für die Dämpfungsanalyse quasi-stationär ist. In Pumpphasen mit starker Änderungsrate könnte diese Annahme zu Fehlern bei der Vorhersage führen.

Bewegungsinduzierte Instationarität

Die RFM berücksichtigt weder die Nichtlinearität noch die Turbulenzänderung der Strömung aufgrund der Schaufelschwingungen. Sie erzielt jedoch eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten, was darauf schließen lässt, dass die Auswirkung dieser Effekte schwächer als erwartet ist.

Die NL-HTM berücksichtigt sowohl die Nichtlinearität als auch die Turbulenzschwankung, jedoch ist in der bisherigen Untersuchung mit dieser Methode keine Beschreibung der Mechanismen gemacht worden, was die Einschätzung des Einflusses von Turbulenz und Nichtlinearität nicht möglich macht.

1.7 Forschungsziele

In Kapitel 1.4.3 wurden vier Herausforderungen für die Flattervorhersage beim Surge genannt: Vorhersage des Pumpvorgangs, instationäre Grundströmung, unterschiedliche Pumpphasen und bewegungsinduzierte Instationarität. Die Forschungsziele orientieren sich an diesen Herausforderungen.

Vorhersage des Pumpvorgangs: Beim Pumpen treten die Hauptschwankungen in axialer Richtung auf und sind primär durch die Druck- und Trägheitskräfte im Verdichtungssystem bestimmt. Zusätzlich treten deutlich schwächere Schwankungen in Umfangsrichtung auf. Bisherige Untersuchungen des Flatterverhaltens beim Pumpen haben nur die axialen Schwankungen berücksichtigt. Dabei sagt eine Methode diese Schwankungen auf Basis der Druck- und Trägheitskräfte voraus und die andere Methode nutzt weitere Vereinfachungen, um die Grundströmung vorherzusagen. Neue, besonders genaue Untersuchungen des Pumpvorgangs berücksichtigen auch die Umfangsschwankungen. Der Fokus in dieser Arbeit liegt auf der Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung beim Pumpen. Da das Pumpen primär durch die axialen Schwankungen bestimmt wird, wird in dieser Arbeit der Ansatz genutzt, welcher auf Basis der Kräfte im System diese Hauptschwankungen vorhersagt. Dieser Ansatz ist ein guter Kompromiss zwischen gesteigerter Genauigkeit durch die Einbeziehung von Druck- und Trägheitskräften und geringerem Rechenaufwand durch die Vernachlässigung der Umfangsschwankungen. Der Pumpvorgang wird also wie

bei der genaueren der beiden bereits bekannten Methoden vorhergesagt. Es wird kein Forschungsziel im Bereich der Vorhersage des Pumpvorgangs angestrebt.

Für die verbleibenden drei Herausforderungen wurden Forschungshypothesen formuliert.

Forschungshypothesen

- A) Unterschiedliche Pumpphasen: Negative aerodynamische Dämpfungen können auch außerhalb der Rückströmung auftreten
- B) Instationäre Grundströmung: Die Überlagerung von bewegungs- und surge-induzierter Instationarität hat einen starken Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung bei kleinen Frequenzverhältnissen
- C) Bewegungsinduzierte Instationarität: Die bewegungsinduzierte instationäre Strömung beim Pumpen ist nichtlinear und stark durch die Turbulenz geprägt

A) Einfluss der Pumpphase

In allen früheren Untersuchungen zusammengefasst wurde die aerodynamische Dämpfung für weniger als zehn Zeitpunkte während des gesamten Pumpvorgangs untersucht, obwohl die Grundströmung sehr stark variiert und sich teilweise auch sehr schnell ändert.

Ziel in dieser Arbeit ist es, den Verlauf der aerodynamischen Dämpfung zeitlich hochaufgelöst (>1000 Zeitpunkte) für einen kompletten Pumpvorgang vorherzusagen. Die Ergebnisse sollen zeigen, ob negative aerodynamische Dämpfungen auch außerhalb der Rückströmung auftreten, wie stark sich die aerodynamische Dämpfung über die Pumpphasen hinweg ändert und wie schnell diese Änderungen ablaufen. Zusätzlich sollen auch der Einfluss der Modelfamilie und des IBPAs untersucht werden.

Für die Untersuchungen soll eine neue Methode entwickelt werden. Die bereits bekannten Methoden haben Defizite im Hinblick auf die Berücksichtigung der instationären Grundströmung, der Turbulenz und Nichtlinearität. Die neue Methode soll diese Defizite nicht mehr haben und daher im Weiteren auch als Referenz dienen.

Zusätzlich sollen die Ergebnisse auch genutzt werden, um einen möglichst kritischen Fall für den Vergleich der Methoden auszuwählen.

B) Einfluss der instationären Grundströmung

Bisher wurden ausschließlich Untersuchungen an HDVs durchgeführt. Auf Basis des sehr hohen Frequenzverhältnisses zwischen Schaufelschwingfrequenz und Pumpfrequenz wurde die Grundströmung als konstant angenommen und der Einfluss der instationären Grundströmung vernachlässigt. Dabei wurde nicht gezeigt, ab welchem Frequenzverhältnis diese Annahme zu verlässlichen Ergebnissen führt.

In dieser Arbeit soll eine Konfiguration mit niedrigerem Frequenzverhältnis untersucht werden. Ziel dabei ist es festzustellen, wie stark der Einfluss der instationären Grundströmung auf die aerodynamische Dämpfung ist. Zusätzlich soll ermittelt werden, ab welchem Frequenzverhältnis die Annahme einer konstanten Grundströmung zu guten Ergebnissen führt.

Ein Defizit der NL-HTM ist, dass die Grundströmung sich unrealistisch ändern kann und dadurch Fehler bei der Dämpfungsvorhersage entstehen. Ob eine unrealistische Änderung auftritt, ist dabei primär vom Frequenzverhältnis abhängig. Daher soll zusätzlich untersucht werden, ob für die gegebene Konfiguration mit niedrigem Frequenzverhältnis eine Verfälschung der Grundströmung auftritt und so zu Problemen bei der Anwendbarkeit der NL-HTM führt.

C) Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität

Es sind bereits zwei numerische Methoden zur Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung beim Pumpen vorhanden. Eine der Methoden vernachlässigt den Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität. Die andere Methode berücksichtigt deren Einfluss. Die vereinfachte Methode zeigt sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen und lässt so vermuten, dass der Einfluss gering ist und die einfache Methode beim Pumpen genutzt werden kann.

Ziel ist es daher zu überprüfen, wie stark der Einfluss der Turbulenz und Nichtlinearität auf die aerodynamische Dämpfung ist und ob die vereinfachte Methode angewendet werden kann, um Rechenaufwand zu sparen.

1.8 Vorgehen

Vorhersage des Pumpvorgangs:

Da nur die axialen Hauptschwankungen berücksichtigt werden sollen, wird Rotationssymmetrie vorgegeben. Zur Simulation des gesamten Pumpvorgangs wird die von Vahdati [79] beschriebene Methode mit variabler Düse verwendet.

Einfluss der Pumpphase

Die neue Referenzmethode zur zeitlich hochaufgelösten Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung während des Pumpvorgangs wird im Weiteren Voll-Transiente-Methode (engl. Full-Transient-Methode, FTM) genannt. Die FTM basiert ebenfalls auf der Verwendung der variablen Düse, aber sie besteht im Gegensatz zu allen anderen Methoden nur aus einem Schritt. Dabei sind Verdichterpumpen und Schaufelschwingung nun nicht mehr getrennt voneinander, sondern gleichzeitig innerhalb einer Simulation. Durch dieses Vorgehen wird eine realistische Änderung der Grundströmung während der Schaufelschwingung berücksichtigt. Die Dämpfungsanalyse erfolgt kontinuierlich während des gesamten Pumpvorgangs und die bewegungsinduzierte instationäre Strömung wird nichtlinear vorhergesagt. Eine Zusammenfassung der Methoden mit ihren Vor- und Nachteilen ist in Tabelle 1.2 dargestellt. Ein erster Vergleich der globalen Ergebnisse zwischen der FTM und einer vereinfachten Methode ist von Reiber bereits veröffentlicht [64].

Einfluss der instationären Grundströmung

Um den Einfluss der instationären Grundströmung zu bewerten, werden die Ergebnisse der FTM und der NL-HTM miteinander verglichen. Beide Methoden unterscheiden sich lediglich bei der Berücksichtigung der instationären Grundströmung, wobei die FTM diesen Aspekt berücksichtigt und die NL-HTM diesen Aspekt vernachlässigt.

Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität

Um den Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität zu überprüfen, wird ebenfalls eine neue Methode benötigt. Die RFM selbst ist nicht geeignet, weil die künstliche Vorhersage der Grundströmung mit weiteren Unsicherheiten verbunden wäre.

Die neue Methode heißt L-HTM und ist eine Art Kombination aus RFM und NL-HTM. Sie besteht wie die beiden Ursprungsmethoden aus zwei Schritten. Im ersten Schritt wird die Grundströmung mit variabler Düse transient simuliert, wie bei der NL-HTM. Im zweiten Schritt wird für ausgewählte Zeitpunkte eine linearisierte Dämpfungsanalyse durchgeführt, wie bei der RFM. Die Vorteile der neuen Methode sind, dass die Grundströmung aufgrund der variablen Düse realistischer ist als bei der RFM, dass alle Pumpphasen betrachtet werden können und dass die Grundströmung bei der Dämpfungsanalyse konstant ist und nicht verfälscht werden kann. Die Nachteile sind, dass die Instationarität der Grundströmung nicht berücksichtigt wird und dass die Dämpfungsanalyse linear und ohne Berücksichtigung der Turbulenzschwankungen durchgeführt wird. Der einzige Unterschied zwischen L-HTM und NL-HTM ist die Berücksichtigung von Turbulenz und Nichtlinearität und dadurch zeigt ein Vergleich beider Methoden den Einfluss dieser Aspekte.

Tabelle 1.2: Methodenvergleich

	RFM	L-HTM	NL-HTM	FTM
Vorhersage der Grundströmung	Künstliche Rückströmung	Transiente Simulation des Pumpvorgangs		
Instationäre Grundströmung	Vernachlässigt			Berücksichtigt
Pumpphasen	RF	Alle		
Dämpfungs-vorhersage	Linearisiert + Konstante Turbulenz		Nicht-Linear Zeitbereich	

Da sich die Arbeit primär mit der Methodenentwicklung und dem Aufbau des physikalischen Verständnisses beschäftigt, wurde eine einfache Konfiguration mit einem Vorleitrad und einer Verdichterstufe verwendet. Die 1.5-stufige Konfiguration wurde aus dem DLR-Forschungsverdichter Rig250 [65] entnommen, welcher ursprünglich 4.5 Stufen hat.

Die Ergebnisse werden in zwei Teilen präsentiert: Im ersten Teil werden das Verdichterkennfeld und das Pumpverhalten der betrachteten Konfiguration gezeigt. Im zweiten Teil werden die aeroelastischen Ergebnisse präsentiert. Dabei werden zunächst die Referenzergebnisse auf Basis der FTM gezeigt (Kap. 5.1), wobei eine Übersicht aller IBPAs in der ersten Biege- und in der ersten Torsionsmode gegeben wird. Anhand der Ergebnisse wird ein interessanter Fall ausgewählt, für den die weiteren Untersuchungen durchgeführt werden. In Kapitel 5.2 wird gezeigt, wie stark sich die Grundströmung bei Verwendung der NL-HTM bei verschiedenen Frequenzverhältnissen ändert. Dies soll zeigen, in welcher Pumpphase und bei welchem Frequenzverhältnis die NL-HTM anwendbar ist. Anschließend wird gezeigt, wie hoch der Einfluss der Abtastrate bei der L-HTM ist (Kap. 5.3), wenn die aerodynamische Dämpfung für den gesamten Pumpvorgang vorhergesagt werden soll. In Kapitel 5.4 wird der Vergleich der verschiedenen Methoden gezeigt, um zu ermitteln, wie hoch der Einfluss der instationären Grundströmung und der vereinfachten Dämpfungsvorhersage ist. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst, wichtige Schlussfolgerungen gezogen und ein Ausblick für zukünftige Arbeiten gegeben.

2 Aeroelastische Modellierung - die Energiemethode

In Kapitel 2.1 wird die Bewegungsgleichung des aeroelastischen Systems gezeigt. Dabei werden einige flutter- und turbomaschinenspezifische Vereinfachungen angewendet. Trotz der Vereinfachungen bleiben Strömung und Struktur miteinander gekoppelt.

Die Energiemethode [11] dient dazu, die gekoppelte Gleichung noch weiter zu vereinfachen. Die Grundannahme der Energiemethode ist, dass die aerodynamischen Kräfte, im Vergleich zu den strukturmechanischen Kräften, sehr klein sind. Auf Basis dieser Annahme können Struktur und Strömung voneinander entkoppelt und in zwei aufeinanderfolgenden Schritten betrachtet werden.

Im ersten Schritt wird eine Modalanalyse der Struktur ohne aerodynamische Kräfte ausgeführt. Dabei können die einzelnen Moden ebenfalls voneinander entkoppelt werden, wie in Kapitel 2.2 beschrieben wird. Die Modalanalyse liefert die Eigenfrequenzen und Eigenformen der Struktur.

Im zweiten Schritt der Energiemethode wird die aerodynamische Antwort der Strömung auf eine Schaufelschwingung ermittelt. Durch die Entkopplung können dabei alle Moden einzeln betrachtet werden. Die Schaufelschwingung wird fest vorgegeben und die aerodynamischen Kräfte haben keinen Einfluss auf die Amplitude, Eigenfrequenz oder Eigenform. In Kapitel 2.3.1 wird gezeigt, wie man für eine einzelne Mode die aerodynamische Leistung und die Dämpfungsarbeit pro Periode ermittelt. Um diese Parameter zu bestimmen, wird die generalisierte aerodynamische Kraft benötigt. Diese ergibt sich aus der Bewegung der Schaufel und den dadurch hervorge-

rufenen Druckschwankungen. Die Berechnung der generalisierten aerodynamischen Kraft ist in Kapitel 2.3.2 beschrieben.

Kapitel 2.4 beschreibt, wie aus der Dämpfungsarbeit pro Periode die aerodynamische Dämpfung als logarithmisches Dekrement bei einer entkoppelten Mode berechnet werden kann.

2.1 Bewegungsgleichung des aeroelastischen Systems

Die Bewegungsgleichung in Matrizenform lautet:

$$\underline{\underline{M}}\ddot{\vec{w}}(t) + \underline{\underline{D}}\dot{\vec{w}}(t) + \underline{\underline{K}}\vec{w}(t) = \vec{F}(t) \quad (2.1)$$

Die linke Seite der Gleichung enthält die strukturellen Systemmatrizen für Masse $\underline{\underline{M}}$, Dämpfung $\underline{\underline{D}}$, Steifigkeit $\underline{\underline{K}}$, den Verschiebungsvektor $\vec{w}$ und seine zeitlichen Ableitungen. Die rechte Seite enthält alle Kräfte $\vec{F}$, die auf die Struktur wirken. Eine Unterteilung in bewegungsinduzierte und externe Kräfte ist bei Turbomaschinen, passend zu den Hauptproblemen Flattern und Forced Response, vorteilhaft.

$$\vec{F}(t) = \underline{\underline{F}}_{motion}(\ddot{\vec{w}}, \dot{\vec{w}}, \vec{w}) + \underline{\underline{F}}_{external}(t) \quad (2.2)$$

Je nachdem, welches aeroelastische Problem betrachtet werden soll, müssen unterschiedliche Kräfte berücksichtigt werden. Bei Flatterbetrachtungen werden keine externen Kräfte, sondern nur die bewegungsinduzierten Kräfte berücksichtigt.

$$\underline{\underline{F}}_{external}(t) = 0 \quad (2.3)$$

Eine typische zusätzliche Vereinfachung ist die Vernachlässigung der strukturellen Dämpfung D . Diese ist sehr schwer zu ermitteln und hat bei modernen Blisken (Bladed Disk) nur einen sehr geringen Einfluss auf das Systemverhalten.

$$\underline{\underline{D}} = 0 \quad (2.4)$$

Nach dem Einsetzen von 2.2, 2.3 und 2.4 in 2.1 ergibt sich:

$$\underline{\underline{M}}\ddot{\underline{\underline{w}}}(t) + \underline{\underline{K}}\underline{\underline{w}}(t) = \underline{\underline{F}}_{motion}(\ddot{\underline{\underline{w}}}, \dot{\underline{\underline{w}}}, \underline{\underline{w}}) \quad (2.5)$$

2.2 Modalanalyse und Entkopplung der Moden

Die Entkopplung von Struktur und Fluid in Gleichung 2.5 führt zur Gleichung für das rein strukturelle System:

$$\underline{\underline{M}}\ddot{\underline{\underline{w}}}(t) + \underline{\underline{K}}\underline{\underline{w}}(t) = 0 \quad (2.6)$$

Unter der Annahme einer harmonischen Bewegung kann man den Ansatz $\underline{\underline{w}}(t) = \underline{\underline{\Phi}}e^{\lambda t}$ verwenden. Nach dem Einsetzen in Gleichung 2.6 ergibt sich:

$$(\lambda^2 \underline{\underline{M}} + \underline{\underline{K}})\underline{\underline{\Phi}}e^{\lambda t} = 0 \quad (2.7)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die Eigenvektoren $\underline{\underline{\Phi}}$ und Eigenwerte λ des Systems bestimmen. Anschließend kann man die Verschiebung in physikalischen Koordinaten $\underline{\underline{w}}(t)$ auf Basis der Eigenvektoren darstellen.

$$\underline{\underline{w}}(t) = \underline{\underline{\Phi}}\underline{\underline{u}}(t) \quad (2.8)$$

Darin sind $\underline{\underline{\Phi}}$ die Eigenvektormatrix und $\underline{\underline{u}}$ der Vektor der modalen Verschiebung. Setzt man Gleichung 2.8 in Gleichung 2.6 ein, so erhält man die Bewegungsgleichung in Modalform, da die physikalische Verschiebung durch die modale Verschiebung ersetzt wurde.

$$\underline{\underline{M}}\underline{\underline{\Phi}}\ddot{\underline{\underline{u}}}(t) + \underline{\underline{K}}\underline{\underline{\Phi}}\underline{\underline{u}}(t) = 0 \quad (2.9)$$

Durch Multiplikation der hermiteschen Eigenvektormatrix auf der linken Seite erhält man die Gleichung:

$$\underline{\underline{\hat{\Phi}}}^H \underline{\underline{M}} \underline{\underline{\hat{\Phi}}} \ddot{u}(t) + \underline{\underline{\hat{\Phi}}}^H \underline{\underline{K}} \underline{\underline{\hat{\Phi}}} u(t) = 0 \quad (2.10)$$

Durch Einführung der modalen Systemmatrizen

$$\underline{\underline{\tilde{M}}} = \underline{\underline{\hat{\Phi}}}^H \underline{\underline{M}} \underline{\underline{\hat{\Phi}}} \quad (2.11)$$

$$\underline{\underline{\tilde{K}}} = \underline{\underline{\hat{\Phi}}}^H \underline{\underline{K}} \underline{\underline{\hat{\Phi}}} \quad (2.12)$$

und einsetzen dieser erhält man

$$\underline{\underline{\tilde{M}}} \ddot{u}(t) + \underline{\underline{\tilde{K}}} u(t) = 0 \quad (2.13)$$

Aufgrund der Orthogonalität der Eigenvektoren sind $\underline{\underline{\tilde{M}}}$ und $\underline{\underline{\tilde{K}}}$ Diagonalmatrizen.

$$\underline{\underline{\tilde{M}}} = \begin{bmatrix} \ddots & & \\ & \tilde{m}_i & \\ & & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

$$\underline{\underline{\tilde{K}}} = \begin{bmatrix} \ddots & & \\ & \tilde{k}_i & \\ & & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Das heißt, alle Eigenmoden sind voneinander entkoppelt. Die Eigenvektoren werden standardmäßig so skaliert, dass die modalen Massen $\tilde{m}_i = 1 \text{ kgm}^2$ und die modalen Steifigkeiten $\tilde{k}_i = \omega_i^2$ sind. Die Entkopplung der einzelnen Moden im aeroelastischen System resultiert also aus der Annahme, dass die aerodynamischen Kräfte klein sind im Vergleich zu den strukturdynamischen Kräften.

2.3 Aerodynamische Antwort

2.3.1 Aerodynamische Leistung und Arbeit pro Periode

Die aerodynamische Leistung gibt die Änderung der Energie an und kann für einen entkoppelten Mode aus Kraft und Geschwindigkeit berechnet werden. Bei komplexer Betrachtungsweise dürfen nur die Realteile für die Leistung multipliziert werden.

$$P(t) = \operatorname{Re}(\tilde{F}(t))\operatorname{Re}(\dot{u}(t)) \quad (2.16)$$

Unter Anwendung der Rechenregeln für komplexe Zahlen lässt sich dies umschreiben in:

$$P(t) = \frac{1}{2}(\operatorname{Re}(\tilde{F}(t)\dot{u}(t)) + \operatorname{Re}(\tilde{F}^*(t)\dot{u}(t))) \quad (2.17)$$

Bei der Energiemethode wird die Bewegung der Schaufel als harmonisch vorgegeben, daher ist:

$$\dot{u}(t) = j\omega\hat{u}e^{j\omega t} \quad (2.18)$$

Unter der Annahme, dass die harmonische Anregung eine periodische Antwort erzeugt, ergibt sich für F :

$$\tilde{F}(t) = \sum_{i=0} \tilde{F}_i e^{ij\omega t} \quad (2.19)$$

Nach Einsetzen von Gleichung 2.18 und 2.19 in 2.17 ergibt sich:

$$P(t) = \frac{1}{2}\omega \left(\operatorname{Re}(j\hat{u} \sum_{i=0} \tilde{F}_i e^{(i+1)j\omega t}) + \operatorname{Re}(-j\hat{u}^* \sum_{i=0} \tilde{F}_i e^{(i-1)j\omega t}) \right) \quad (2.20)$$

Für die Leistung ergibt sich also ebenfalls ein periodischer Verlauf. Zerlegt man $P(t)$ anhand der Gleichung 2.20 in die harmonischen Bestandteile, so ergeben sich für die Vorfaktoren:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega \operatorname{Re}(-j \hat{u}^* \hat{\tilde{F}}) \quad (2.21)$$

$$\hat{P} = \frac{1}{2} \omega (2 \operatorname{Re}(j \hat{u} \hat{\tilde{F}}) + \operatorname{Re}(-j \hat{u}^* \hat{\tilde{F}}_2)) \quad (2.22)$$

$$P_i = \frac{1}{2} \omega (\operatorname{Re}(j \hat{u} \hat{\tilde{F}}_{i-1}) + \operatorname{Re}(-j \hat{u}^* \hat{\tilde{F}}_{i+1})) \quad (2.23)$$

Die aerodynamische Arbeit pro Periode W_c wird aus der Leistung durch Integration über eine Periode ermittelt.

$$W_c = \int_t^{t+T} P(t) dt \quad (2.24)$$

Zerlegt man die Leistung P in ihre harmonischen Bestandteile und berücksichtigt, dass für $i \neq 0$ gilt, dass $\int_t^{t+T} e^{j i \omega t} dt = 0$, so ergibt sich:

$$W_c = \int_t^{t+T} \sum_{i=0} P_i e^{i \omega t} dt = \bar{P} T = \frac{1}{2} \omega \operatorname{Re}(-j \hat{u}^* \hat{\tilde{F}}) T \quad (2.25)$$

Unter Berücksichtigung von $\omega = 2\pi f$ und $f = 1/T$ kann die Gleichung noch vereinfacht werden zu:

$$W_c = \pi \operatorname{Re}(-j \hat{u}^* \hat{\tilde{F}}) \quad (2.26)$$

Für die Arbeit pro Periode und damit für die aerodynamische Dämpfung spielt also nur der Mittelwert der aerodynamischen Leistung eine Rolle. Durch Ersetzen der komplexen Amplituden in Gleichung 2.21 erhält man eine Gleichung für den Mittelwert der aerodynamischen Dämpfung mit Betrag und Phase:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega \operatorname{Re}(-j |\hat{u}^*| e^{-i \varphi_u} |\hat{\tilde{F}}| e^{i \varphi_F}) \quad (2.27)$$

Durch Ausklammern der Beträge und Zusammenfassen der Exponenten ergibt sich:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega |\hat{u}^*| |\hat{\tilde{F}}| \operatorname{Re}(-j e^{i(\varphi_F - \varphi_u)}) \quad (2.28)$$

Durch Umschreiben der e-Funktion mit komplexem Exponenten in Kosinus und Sinus und Auflösung des Realteils ergibt sich:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega |\hat{u}^*| |\hat{\tilde{F}}| \sin(\varphi_F - \varphi_u) \quad (2.29)$$

Wird in dieser Arbeit von aerodynamischer Leistung gesprochen, dann ist immer der Mittelwert $\bar{P}$ gemeint. Das Vorzeichen der Leistung bestimmt auch das Vorzeichen der Dämpfung. Bei positiver Leistung wird der Schwingung durch das Fluid Energie zugeführt. Dies führt zu einer negativen Dämpfung und zum Flattern. Für die Leistung sind zwei Teile relevant. Zum einen $|\hat{u}^*| |\hat{\tilde{F}}|$, was im weiteren als Betrag der Leistung genannt wird. Zum anderen $\sin(\varphi_F - \varphi_u)$, was im weiteren als Phasenlage der Leistung bezeichnet wird. Dabei ist besonders wichtig, dass das Vorzeichen der Leistung ausschließlich von der Phasenlage abhängig ist. Das ist wichtig, um die Änderung der aerodynamischen Dämpfung richtig zu bewerten.

Ein Absinken der Dämpfung kann sowohl durch eine Verringerung des Betrags als auch durch eine kritischere Phasenlage der aerodynamischen Leistung entstehen. Jedoch kann die Dämpfung nur durch eine kritischere Phasenlage negativ werden. Das heißt, ein Absinken der Dämpfung bedeutet nicht unbedingt eine verschlechterte Stabilität. Nur eine Verschlechterung der Phasenlage ist gleichzusetzen mit einer Verschlechterung der Stabilität. Ein Absinken des Betrags bedeutet lediglich, dass die Strömung mit schwächeren Druckschwankungen auf die Störung reagiert.

$\hat{\tilde{F}}$ wird als generalisierte aerodynamische Kraft bezeichnet. Sie wird aus den Druckschwankungen auf der Schaufeloberfläche berechnet. Die Berechnung von $\hat{\tilde{F}}$ ist im nächsten Kapitel beschrieben.

2.3.2 Generalisierte aerodynamische Kräfte

Folgende Formel beschreibt den Zeitverlauf der Kraft $\vec{F}(t)$ auf ein einzelnes kleines Flächenelement η .

$$\vec{F}_\eta(t) = p_\eta(t) \vec{n}_\eta(t) A_\eta \quad (2.30)$$

Darin sind der Druck p , der Normalenvektor $\vec{n}$ und die Fläche A enthalten. Der Druck und der Normalenvektor sind zeitabhängig. Der Druck entsteht durch die harmonische Bewegung der Schaufel in der Strömung, daher kann man davon ausgehen, dass die Strömung periodisch antwortet. Dann wäre auch der Verlauf des Drucks periodisch mit der Schwingfrequenz der Schaufel ω .

$$p_\eta(t) = \bar{p}_\eta + \hat{p}_\eta e^{j\omega t} + \sum_{i=2}^I p_{\eta,i} e^{ji\omega t} \quad (2.31)$$

Darin sind der Mittelwert $\bar{p}_\eta$, die erste harmonische $\hat{p}_\eta$ und die Höherharmonischen $p_{\eta,i}$ des Drucks enthalten. Der Normalenvektor $\vec{n}$ ist von der Geometrie der Schaufel abhängig. Diese verformt sich harmonisch, daher ist die Veränderung des Normalenvektors ebenfalls harmonisch.

$$\vec{n}_\eta(t) = \bar{\vec{n}}_\eta + \hat{\vec{n}}_\eta e^{j\omega t} \quad (2.32)$$

Darin sind der Mittelwert, $\bar{\vec{n}}$ und die erste harmonische $\hat{\vec{n}}$ des Normalenvektors enthalten. Durch Einsetzen von Gleichung 2.31 und Gleichung 2.32 in Gleichung 2.30 ergibt sich:

$$\vec{F}_\eta(t) = \bar{\vec{n}} * \bar{p}_\eta + (\bar{\vec{n}} * \hat{p}_\eta + \hat{\vec{n}} * \bar{p}_\eta) e^{j\omega t} + \sum_{i=2}^I (\bar{\vec{n}} * p_{\eta,i} + \hat{\vec{n}} * p_{\eta,i-1}) e^{ji\omega t} \quad (2.33)$$

Für die Flutteranalyse ist nur die erste Harmonische der Kraft relevant (vgl. Kapitel 2.3.1).

$$\hat{\vec{F}}_\eta = \bar{\vec{n}} * \hat{p} + \hat{\vec{n}} * \bar{p} \quad (2.34)$$

Die Kraft auf der gesamten Schaufeloberfläche erhält man durch Aufsummieren über alle Flächenelemente:

$$\hat{\vec{F}} = \sum \hat{\vec{F}}_\eta \quad (2.35)$$

Die generalisierte aerodynamische Kraft $\underline{\tilde{F}}$ wird dann durch Multiplikation mit dem Eigenvektor ermittelt.

$$\underline{\tilde{F}} = \underline{\hat{\Phi}}^H \underline{\hat{F}} \quad (2.36)$$

2.4 Schwingung einer entkoppelten Mode

2.4.1 Einfluss der Dämpfung auf die Stabilität

Für einen frei schwingenden Ein-Massen-Schwinger gilt die homogene Bewegungsgleichung.

$$m\ddot{\vec{u}}(t) + d\dot{\vec{u}}(t) + k\vec{u}(t) = 0 \quad (2.37)$$

Darin sind die Systemparameter Masse m , Dämpfungskoeffizient d , Steifigkeit k und die Amplitude $u(t)$. Mit dem Ansatz $\vec{u}(t) = \hat{\vec{u}}e^{\lambda t}$ lassen sich die Eigenwerte λ ermitteln.

$$\lambda = -\delta + j\omega \quad (2.38)$$

Dabei ist δ der Abklingkoeffizient und ω die Eigenfrequenz des gedämpften Systems. Dadurch ergibt sich für die Bewegung:

$$\vec{u}(t) = \hat{\vec{u}}e^{(-\delta + j\omega)t} \quad (2.39)$$

Die Bewegung setzt sich aus den zwei überlagerten Anteilen $e^{-\delta t}$ und $e^{j\omega t}$ zusammen. Darin beschreibt $e^{-\delta t}$ die Einhüllende der Schwingung, welche direkt von der

Dämpfung des Systems abhängt. Ist die Dämpfung positiv $\delta > 0$, nimmt die Amplitude über der Zeit ab. Ist die Dämpfung negativ $\delta < 0$, nimmt die Amplitude über die Zeit zu.

Aus dem Verhältnis der Amplituden zum Zeitpunkt t und eine Periodendauer später zum Zeitpunkt $t+T$ lässt sich das logarithmische Dekrement bestimmen.

$$\Lambda = \ln \left(\frac{u(t)}{u(t+T)} \right) \quad (2.40)$$

Das logarithmische Dekrement Λ ist ebenfalls ein Maß für die Dämpfung der Schwingung.

2.4.2 Dämpfungsarbeit und logarithmisches Dekrement

Bei der Schwingung einer elastischen Struktur erfolgt der harmonische Austausch zwischen kinetischer und potenzieller Energie. Die kinetische Energie E_{kin} resultiert aus der Bewegung der Masse.

$$E_{kin}(t) = \frac{1}{2} m \dot{u}^2(t) \quad (2.41)$$

Die potenzielle Energie E_{pot} resultiert aus der Verformung der elastischen Struktur.

$$E_{pot}(t) = \frac{1}{2} k u^2(t) \quad (2.42)$$

Die Gesamtenergie resultiert aus der Summe der beiden Anteile.

$$E_{tot}(t) = E_{kin}(t) + E_{pot}(t) \quad (2.43)$$

Am Umkehrpunkt liegt die Gesamtenergie in Form der potenziellen Energie vor.

$$E_{tot}(t) = \frac{1}{2} k u^2 \quad (2.44)$$

Bei einer gedämpften Schwingung ändert sich die Energie kontinuierlich durch die Dämpfungsarbeit. Die Energie zum Zeitpunkt $t+T$ ergibt sich aus der Energie zum Zeitpunkt t und der Dämpfungsarbeit innerhalb einer Periode W_c .

$$E_{tot}(t) + W_c = E_{tot}(t + T) \quad (2.45)$$

Das Verhältnis der Energie lässt sich über das Verhältnis der Schwingungsamplituden ausdrücken.

$$1 + \frac{W_c}{E_{tot}(t)} = \frac{E_{tot}(t + T)}{E_{tot}(t)} = \frac{\frac{1}{2}ku^2(t + T)}{\frac{1}{2}ku^2(t)} = \frac{u^2(t + T)}{u^2(t)} \quad (2.46)$$

Nimmt man von beiden Seiten den natürlichen Logarithmus und verwendet Gleichung 2.40 ergibt sich:

$$\ln \left(1 + \frac{W_c}{E_{tot}(t)} \right) = \ln \left(\frac{u^2(t + T)}{u^2(t)} \right) = -2 \ln \left(\frac{u(t)}{u(t + T)} \right) = -2\Lambda \quad (2.47)$$

Unter der Annahme, dass die Dämpfungsarbeit sehr viel kleiner als die Gesamtenergie ist ($W_c \ll E$) lässt sich der Logarithmus linearisieren und man erhält

$$\Lambda = -\frac{W_c}{2E_{tot}(t)} \quad (2.48)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.44 und $k/m = \omega^2$ ergibt sich:

$$\Lambda = -\frac{W_c}{m\omega^2 u^2} \quad (2.49)$$

Die Dämpfungsarbeit pro Periode W_c wird auf Basis der aerodynamischen Antwort auf eine vorgegebene Störung ermittelt.

3 Modelle und Simulationen

3.1 Struktur

3.1.1 Eigenschwingungen von Rotoren

Rotoren bestehen aus N Schaufeln, welche am Schaufelfuß mit der Scheibe verbunden sind. Die Besonderheit liegt in der Rotationssymmetrie. Zwar sind in der Realität nicht alle Schaufeln gleich, was zu Mistuning-Effekten führt, aber in dieser Arbeit wird die Geometrie idealisiert betrachtet und alle Rotorsegmente werden als identisch angenommen.

Dadurch zeigen auch die Eigenmoden eine Art von Rotationssymmetrie. Dabei lassen sich die Moden in sogenannte Modefamilien unterteilen. In einer Modefamilie ist die Verformung der Schaufeln nahezu identisch, aber zwischen benachbarten Schaufeln besteht ein konstanter Phasenversatz der Schwingung. Dieser Phasenversatz wird Inter-Blade-Phase-Angle (IBPA) genannt [51]. Die Anzahl der IBPAs pro Modefamilie ist gleich der Anzahl der Schaufeln. Die auftretenden IBPAs können mit folgender Gleichung ermittelt werden.

$$\sigma_i = 2\pi \frac{i}{N} \quad \text{mit} \quad \left(|i| - \frac{N}{2} < i < \frac{N}{2} \right)_N \quad (3.1)$$

Die Schwingungen der Schaufeln sind über die Deformation der Scheibe miteinander gekoppelt. Dadurch kommt es zu Unterschieden in der Frequenz und Eigenform bei gleicher Modefamilie. Die Größe der Unterschiede ist dabei davon abhängig, welcher Teil des Rotors bei der Eigenform dominiert. Es gibt schaufel- und scheibendominierte Moden. Bei schaufeldominierten Moden verformen sich die Schaufeln stärker

und die Scheibe schwächer. Bei scheibendominierten Moden ist der Hauptteil der Verformung in der Scheibe und die Schaufeln sind eher starr. Bei schaufeldominierten Moden ist die Veränderung von Frequenz und Eigenform über dem IBPA eher gering. Bei scheibendominierten Moden sind die Änderungen größer. Bei Rotoren mit langen, schlanken Schaufeln sind die ersten Eigenformen schaufeldominiert, da die scheibendominierten Moden deutlich höhere Frequenzen haben. Je höher die Frequenz, desto stabiler ist das Flatterverhalten, daher werden bei Flatteranalysen meist nur die ersten zwei bis vier Moden untersucht. Die Moden werden mit Hilfe einer FE-Simulation ermittelt.

3.1.2 FE-Modell, Simulation und Ergebnisse

Es gibt verschiedene Möglichkeiten den Rotor zu modellieren. Bei der Modellierung als Vollkranz, erhält man je IBPA, jeweils eine Kosinus- und eine Sinusform, welche anschließend zu einer umlaufenden Welle überlagert werden müssen. Es ist aber auch möglich, die Schaufel mit dem zugehörigen Teil der Scheibe und zyklischen Randbedingungen zu modellieren. In diesem Fall erhält man die Eigenmode, abhängig vom vorgegebenen IBPA, für eine einzelne Schaufel und könnte aus dieser den Gesamttor zusammensetzen. Eine weitere Möglichkeit ist, mit einer einzelnen Schaufel ohne Vorgabe der zyklischen Symmetrie zu rechnen. In diesem Fall erhält man als Ergebnis je Modefamilie eine reelle Mode. Die Rotormoden können dann durch Vorgabe der IBPAs aus den Einzelsegmenten aufgebaut werden. Ohne Berücksichtigung der zyklischen Symmetrie vernachlässigt man die Veränderung der Frequenz und der Eigenform in Abhängigkeit des IBPAs. Die Simulation ohne zyklische Randbedingungen ist deutlich einfacher und mit weniger Rechenaufwand verbunden. Daher wird sie in der Praxis meist und auch in dieser Arbeit verwendet.

Abbildung 3.1 links zeigt das FE-Modell der Schaufel. Es besteht aus circa 15000 Schalenelementen. Als Randbedingung ist eine Einspannung an allen Punkten in der untersten Reihe vorgegeben. An dieser Stelle wäre sonst der Schaufelfuß. Als Vorlast sind Rotation und Druck für einen Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze vorgegeben. Die FE-Simulationen wurden mit Nastran durchgeführt [57, 56].

Abbildung 3.1 Mitte und rechts zeigen die erste und zweite Eigenform der Schaufel. Die erste Mode ist die erste Biegeform mit einer Frequenz von 590.92 Hz und die zweite Mode ist die erste Torsionsform mit einer Frequenz von 1261.18 Hz. Mit zunehmender Frequenz steigt die Flutterstabilität der Moden an. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur die ersten beiden Moden berücksichtigt.

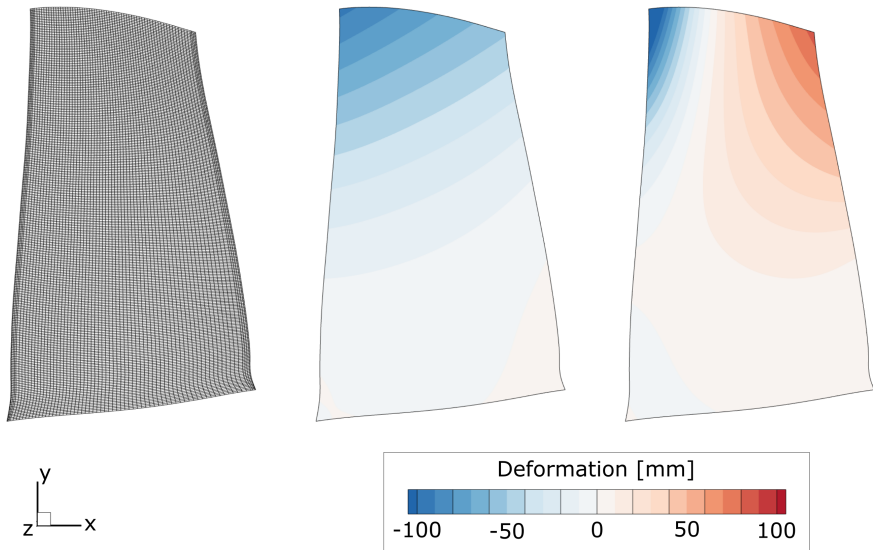


Abbildung 3.1: FE-Modell und Eigenformen

3.2 Strömung

3.2.1 Strömungssimulation

In diesem Kapitel sollen einige Grundlagen der Strömungssimulation kurz beschrieben werden. Dies ist wichtig, um die Unterschiede der verschiedenen Methoden zur Dämpfungsvorhersage in Kapitel 3.2.2 zu verstehen.

Generell gelten für alle Strömungen die Navier-Stokes-Gleichungen. Diese enthalten Differenzialgleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung. Für dreidimen-

sionale Strömungen sind insgesamt fünf Gleichungen für sechs Unbekannte vorhanden. Für Strömungen in Turbomaschinen wird die thermische Zustandsgleichung idealer Gase verwendet, um das Gleichungssystem zu schließen. Eine analytische Lösung der Gleichungen ist nur in Spezialfällen möglich, daher wird meist eine numerische Lösung genutzt. Für die numerische Lösung wird das Strömungsgebiet diskretisiert, also in kleine Teilgebiete zerlegt, was auch als Vernetzung bezeichnet wird. Anschließend werden die Gleichungen in diskretisierter Form für alle Teilgebiete aufgestellt und das sich ergebende Gleichungssystem wird gelöst.

Einen wichtigen Einfluss auf die Strömung in Turbomaschinen hat die Turbulenz, also die Bildung sehr kleiner, hochfrequenter Wirbel, welche für die Dissipation von Energie in der Strömung verantwortlich sind. Die Auswirkung der Turbulenz kann entweder direkt simuliert oder indirekt modelliert werden. Für die direkte Simulation sind sehr feine Netze und kleine Zeitschritte notwendig. Dieser Ansatz benötigt einen sehr hohen Rechenaufwand, daher werden die Auswirkungen der Turbulenz in der Praxis meist modelliert. Für die Modellierung wird die Annahme genutzt, dass sich die Strömung in einen zeitlich konstanten Mittelwert und eine hochfrequente Schwankung aufteilen lässt. Anschließend wird nur der Mittelwert betrachtet. Die Auswirkung der Turbulenz wird in den Navier-Stokes-Gleichungen als zusätzlicher Term aufgenommen und für die Turbulenzgrößen werden weitere Gleichungen hinzugefügt. Die resultierenden Gleichungen werden Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) genannt. Sie ermöglichen deutlich gröbere Netze und größere Zeitschritte und bilden einen guten Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit. Es gibt verschiedene Modelle, um die Auswirkung der Turbulenz einzubeziehen. Für alle Simulationen in dieser Arbeit wurde das $k\text{-}\omega$ -Turbulenzmodell von Wilcox [83, 82] verwendet.

Die Lösung der Gleichungen erfolgt im DLR mit dem hauseigenen Strömungslöser TRACE [29]. Je nach Problemstellung können andere Formen der RANS genutzt werden, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Für diese Arbeit sind insbesondere der stationäre, linearisierte sowie der Harmonic-Balance-Ansatz und der nichtlineare Zeitbereichslöser von Bedeutung. Beim stationären Löser werden alle Terme mit Zeitabhängigkeit zu null gesetzt. Dieser Ansatz wird für die Berechnung der Grundströmung im stabilen Betriebsbereich auf den einzelnen Drehzahllinien ge-

nutzt. Bei Linear-TRACE [50], Harmonic-Balance [2] und Nichtlinear-TRACE [59] werden zeitabhängige Strömungen, wie zum Beispiel beim Flattern, betrachtet. Bei Linear-TRACE wird angenommen, dass die Strömung auf eine harmonische Störung auch harmonisch antwortet. Dabei wird die Grundströmung konstant gehalten und nur die Schwankung im Frequenzbereich ermittelt. Die Turbulenzgrößen sind, wie die Grundströmung, konstant und die zugehörigen Gleichungen sind nicht linearisiert. Bei der Harmonic-Balance-Methode wird davon ausgegangen, dass die Strömung periodisch auf eine Störung reagiert. Dabei kann ausgewählt werden, wie viele Höherharmonische bei der Lösung einbezogen werden sollen. Die Grundströmung kann als konstant oder variabel betrachtet werden und die Turbulenzgrößen werden für jede Harmonische mitberechnet. Bei der Zeitbereichsrechnung können sich die Strömungs- und Turbulenzgrößen frei entwickeln, es sind also keine periodischen Verläufe vorgegeben.

Bei einem vorgegebenen Satz von Gleichungen sind die Randbedingungen entscheidend für das sich einstellende Strömungsfeld. Da Turbomaschinen typischerweise im zylindrischen Koordinatensystem betrachtet werden, kann man auch die Randbedingungen anhand der Koordinatenrichtungen unterteilen. In axialer Richtung gibt es In- und Outlet-Ränder, also Flächen, durch die Strömung in das Simulationsgebiet eintritt, beziehungsweise dieses verlässt. Außerdem gibt es noch Interfaces, also Grenzen zwischen zwei Reihen. Bei den Interfaces wird in TRACE zwischen Mixing-Plane und Zonal-Interface unterschieden. Dabei geben Mixing-Planes die Strömungsgrößen umfangsgemittelt und Zonal-Interfaces ungemittelt zwischen den Reihen weiter. Das bedeutet, dass Zonal-Interfaces für Phänomene genutzt werden müssen, die nicht umfangssymmetrisch sind. Um Fehler durch Reflektionen auf den Rändern zu vermeiden, sind in TRACE nichtreflektierende Randbedingungen implementiert [39, 49]. In radialer Richtung ist das Strömungsfeld durch Nabe und Gehäuse begrenzt. Dabei sind beide Teile als reibungsbehaftete Wände vorgegeben, wobei die Nabe zusätzlich rotieren kann. In Umfangsrichtung ist eine Passage durch ihre Nachbarnpassagen begrenzt. Wird eine Reihe als Vollkranz mit allen Schaufeln modelliert, so sind keine Randbedingungen nötig. Für umfangssymmetrische Strömungen oder bei periodischen Strömungen mit bekanntem Phasenversatz, wie zum Beispiel dem IBPA beim Flattern, werden nur einzelne Passagen modelliert, um den Rechenaufwand zu verringern. Eine im Strömungsfeld gelegene Randbedingung

stellen die Schaufeln dar. Sie sind ebenfalls reibungsbehaftete Wände, wobei die Rotorschaukeln sich zudem auch bewegen. Bei Flutteranalysen wird die Deformation auf diesen Rändern vorgegeben und das Strömungsfeld innerhalb der Simulation deformiert. So gelangt die Störung in das Strömungsgebiet. Die Deformation der Schaufeln kann fest vorgegeben sein, dann spricht man von Forced Motion, also erzwungener Bewegung, oder sie kann auf Basis der Drücke aus der CFD-Simulation in einer Struktursimulation berechnet werden, dann spricht man von einer freien Bewegung. Bei Forced-Motion-Simulationen spricht man von einer einseitigen Kopplung, weil die Strömung keinen Einfluss auf die Schwingung der Struktur hat. Erfolgt ein konstanter Datenaustausch zwischen Fluid und Struktur, spricht man von gekoppelten Simulationen [66, 67, 10, 73, 72]. Je nach Problemstellung kann eine solche Kopplung notwendig sein, um qualitativ gute Simulationen zu ermöglichen. Forced-Motion-Simulationen werden aufgrund des reduzierten Rechenaufwandes in der Praxis meist genutzt. Auch in der vorliegenden Arbeit wird die Schwingung fest vorgegeben.

Die Lösung der Gleichungen erfolgt iterativ, also in mehreren Schritten. Dabei werden die Strömungsgrößen innerhalb jeder Iteration neu berechnet. Typischerweise nähern sich die Strömungsgrößen dabei der Lösung immer weiter an, das heißt, sie konvergieren zu einem bestimmten Wert. Wann die Simulation beendet wird, hängt dabei von den vom Nutzer gewählten Konvergenzbedingungen ab. Als Konvergenzbedingungen werden typischerweise globale Parameter, wie der Gesamtmassenstrom über Inlet, Outlet oder Interface oder das Totaldruckverhältnis einer Reihe, Stufe oder des Gesamtverdichters genutzt. Bei aeroelastischen Simulationen kann zusätzlich die innerhalb einer Schwingungsperiode übertragene aerodynamische Arbeit verwendet werden. Dabei wird kontrolliert, wie stark sich die vorgegebenen Konvergenzkriterien über mehrere Iterationen hinweg ändern. Unterschreitet die Änderung einen vorgegebenen Grenzwert, so gilt die Simulation als konvergiert und wird beendet. Neben den Konvergenzkriterien spielt die Initialisierung, also die Startwerte, eine große Rolle. Sind die Startwerte bereits nahe an der Lösung, so wird die Simulation schneller konvergieren. Sind die Startwerte besonders unpassend, kann dies auch zu einem Simulationsabbruch oder zu einer Divergenz führen. Ist die Strömung konvergiert, so hat sich zwischen dem Strömungsfeld und den Randbedingungen ein gewisses Gleichgewicht eingestellt. Je stärker das Ungleichgewicht bei der Initiali-

sierung ist, desto länger dauert die Konvergenz und desto stärker wird die Änderung des Strömungsfeldes im konvergierten Zustand im Vergleich zur Initialisierung sein. Je nach Problemstellung muss das Setup der Simulation angepasst werden. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, welche Setups für die Simulationen in dieser Arbeit genutzt werden.

3.2.2 Dämpfungsvorhersage

Die Tabellen 3.1 und 3.2 geben einen Überblick über die in der Arbeit verwendeten Methoden zur Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung. Tabelle 3.1 zeigt eine Unterteilung der Methoden anhand der Strömungsbedingungen, der Vorhersage der Grundströmung, der Betrachtung der Grundströmung während der Dämpfungsanalysen und der Vorhersage der bewegungsinduzierten Strömung. Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über das Setup der einzelnen Methoden im Hinblick auf Interfaces, Anzahl der modellierten Reihen und Passagen und verwendeten Solver.

Tabelle 3.1: Vorhersagemethoden für die aerodynamische Dämpfung

Strömungs- bedingungen	Vorhersage der Grundströmung	Grundströmung für Dämpfungsanalyse	Vorhersage der bewegungs- induzierten Strömung		
			Linear	Harmonic Balance	Non-Linear
Stabiler Betriebs- bereich (SO)	Stationär	Stationär	L-SO	HB-SO	NL-SO
Verdichter- pumpen	Künstliche Rückströmung	Quasi-Stationär	RFM		
	Transient	Quasi-Stationär	L-HTM	HB-HTM	NL-HTM
		Transient			FTM

Im stabilen Betriebsbereich (SO) erfolgt die Vorhersage der Grundströmung stationär und während der Dämpfungsanalyse bleibt die Grundströmung auch stationär.

Die Methoden unterscheiden sich nur auf Basis der Vorhersage der bewegungsinduzierten Strömung, wobei zwischen Linear (L-SO), Harmonic-Balance (HB-SO) und Non-Linear (NL-SO) unterschieden wird.

Wie in Kapitel 1.8 beschrieben wurde, ist die FTM speziell entwickelt worden, um die kontinuierliche Strömungsänderung während des Pumpens zu berücksichtigen und gleichzeitig eine nichtlineare Dämpfungsvorhersage zu ermöglichen. Dafür ist es notwendig, dass der Pumpvorgang und die Schaufelschwingung gleichzeitig innerhalb einer Simulation auftreten. Da sowohl die Frequenz als auch der IBPA beim Pumpen und der Schaufelschwingung unterschiedlich sind, wird für den Rotor ein Full-Passage-Netz benötigt. Um die Rechenzeit trotzdem gering zu halten, werden die anderen Reihen als Single-Passage modelliert. Dadurch wird der Strömung eine Umfangssymmetrie aufgezwungen, welche in der Realität beim Verdichterpumpen nicht unbedingt vorhanden sein muss, jedoch in vielen Arbeiten als hinreichend genaue Vereinfachung betrachtet wird. Die Verbindung von Single-Passage-Reihen und Full-Passage-Reihen wird als Hybrid-Passage-Setup bezeichnet und ist ein guter Kompromiss zwischen zusätzlicher Genauigkeit und geringem Rechenaufwand, weil die Auswirkungen der Schaufelschwingung und nicht die Asymmetrie des Pumpvorgangs im Fokus stehen. Durch die Simulation als Vollkranz kann die Schwingung unabhängig vom Pumpvorgang vorgegeben werden. Lediglich für eine Schaufelschwingung mit einem IBPA von null wäre eine reine Single-Passage-Simulation möglich. Mit der FTM ist eine transiente Simulation des Pumpvorgangs je Modelfamilie und IBPA notwendig.

Bei den Halb-Transienten-Methoden ist die Dämpfungsanalyse in zwei Schritte geteilt. Im ersten Schritt wird eine transiente Simulation des Pumpvorgangs mit variabler Düse durchgeführt. Im zweiten Schritt werden aus dieser Simulation zu bestimmten Zeitpunkten Strömungsfelder entnommen, welche als Grundströmung für die Dämpfungsanalyse dienen. Die Basissimulation ist instationär im Zeitbereich und enthält alle Reihen des Verdichters als Single-Passage. Als Interfaces werden Mixing-Planes verwendet. Die Dämpfungsanalyse erfolgt anschließend mit einer Single-Row-Single-Passage-Konfiguration, wobei die Randbedingungen der betrachteten Reihe aus der Basissimulation entnommen werden.

Bei der NL-HTM wird die Dämpfungssimulation im Zeitbereich durchgeführt. Dabei

Tabelle 3.2: CFD-Setup bei verschiedenen Methoden zur Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung

Simulationstyp	Interfaces	Rows	Passagen	Solver
Stationär	Mixing Plane	Full	Single	Stationär
L-SO	-	Single	Single	Linear
NL-SO	-	Single	Full	Zeitbereich
Pumpen	Mixing Plane	Full	Single	Zeitbereich
L-HTM	-	Single	Single	Linear
NL-HTM	-	Single	Full	Zeitbereich
FTM	Mixing Plane	Full	Hybrid	Zeitbereich

wird eine einzelne Reihe des Verdichters mit Randbedingungen betrachtet, welche aus der transienten Pumpsimulation entnommen wurden. Die Randbedingungen und das Strömungsfeld sind dabei je nach Pumpphase, für welche die Betrachtung durchgeführt wird, mehr oder weniger ausgeglichen. Das heißt, dass das Strömungsfeld innerhalb der Reihe nicht vollständig zu den gegebenen Randbedingungen passt und sich nach einer gewissen Zeit verändern wird. Nur das hohe Frequenzverhältnis sorgt dafür, dass die Veränderung des Strömungsfeldes über mehrere Schaufelschwingungen hinweg klein bleibt und ermöglicht so eine Dämpfungsanalyse für eine quasi-stationäre Grundströmung. Die Änderung der Strömung ist zusätzlich abhängig von der Pumpphase, daher könnte diese einen zusätzlichen Einfluss auf die Verfälschung der Strömungsbedingungen haben.

Die Analysen im stabilen Betriebsbereich sind sehr ähnlich zu den Analysen beim Verdichterpumpen. Im stabilen Betriebsbereich ist die stationäre Simulation die Basis der Dämpfungsanalysen. Die stationären Simulationen werden als Full-Row-Single-Passage-Setup ausgeführt. Die linearisierte Dämpfungsanalyse erfolgt, wie bei der L-HTM, als Single-Row-Single-Passage mit dem IBPA als Umfangs-Randbedingung und der Mode als Deformation der Schaufel. Die NL-SO läuft auf einem Single-Row-Full-Passage-Netz, wobei hier die Verwendung des Rotors als Vollkranz der Stabilisierung der Simulation dient.

3.2.3 Modell mit variabler Düse

Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben wurde, wird standardmäßig der statische Druck am Verdichteraustritt als Randbedingung vorgegeben. Über die Variation des Auslassdrucks wird dann der gewünschte Betriebspunkt eingestellt. Eine Erhöhung des Auslassdrucks verschiebt dabei die Betriebsbedingungen in Richtung der Pumpengrenze. Bei einem gewissen kritischen Druck ist dann das Ende des stabilen Betriebsbereichs erreicht. Erhöht man den Druck weiter, so überschreiten die Betriebsbedingungen die Pumpengrenze, die Strömung wird instabil, reißt von den Schaufeln ab und eine Rückströmung stellt sich ein. Durch die feste Vorgabe dieses hohen Drucks tritt eine Rückströmung über den Verdichteraustritt auf und ein neuer stabiler Betriebspunkt mit Rückströmung stellt sich ein. Dadurch sind eine Abnahme des Drucks hinter dem Verdichter und die anschließende Regeneration der Strömung, wie sie beim Pumpen auftritt, nicht möglich. Die standardmäßige Druckrandbedingung ist also für die transiente Simulation kompletter Pumpzyklen nicht geeignet.

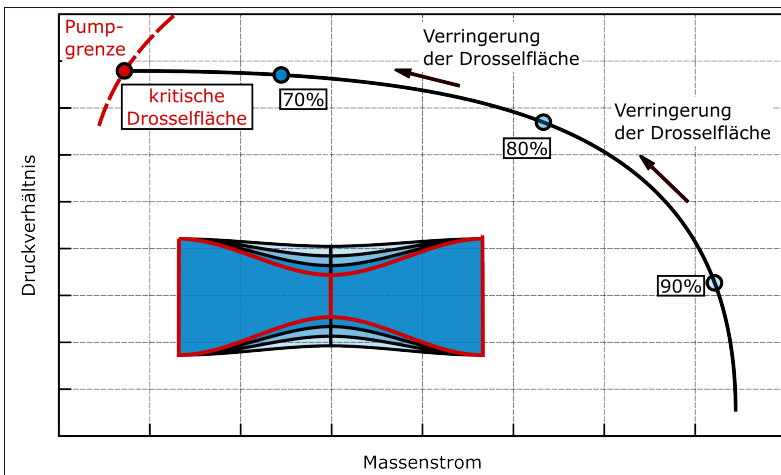


Abbildung 3.2: Simulation einer Drehzahllinie mit variabler Düse

Eine Methode, um dieses Problem zu umgehen, ist die Erweiterung des normalen numerischen Modells mit einer Düse am Verdichteraustritt. Am Austritt der Düse ist dann wieder, wie vorher, der statische Druck vorgegeben. Die Düsenfläche ist

an ihrem engsten Querschnitt so klein, dass ein Sperren der Strömung auftritt. Dadurch kann durch die Düsenfläche der Massenstrom durch das System und damit der Betriebspunkt eingestellt werden. Durch die Verringerung der Düsenfläche sinkt der Massenstrom und die Betriebsbedingungen werden in Richtung der Pumpgrenze verschoben. Bei einer gewissen kritischen Drosselfläche ist dann, wie bei Verwendung der Druckrandbedingung, das Ende des stabilen Betriebsbereichs erreicht. Bei weiterer Verkleinerung der Drosselfläche setzt das Verdichterpumpen ein. Im Gegensatz zu der Druckrandbedingung entsteht der hohe Druck am Austritt des Verdichters beim Einsatz der variablen Düse durch den Aufstau der Luft vor der Düse. Reißt die Strömung beim Überschreiten der Pumpgrenze ab, so entwickelt sich die Rückströmung und der Aufstau der Luft vor der Düse wird unterbrochen. Die aufgestaute Luft kann sich dann stromab durch die Düse und stromaufwärts durch den Verdichter entladen. Wenn sich dann der Druck ausreichend abgebaut hat, kann die Strömung im Verdichter wieder anlegen und es kommt zur Regeneration. Dadurch ermöglicht das Modell mit variabler Düse die transiente Simulation kompletter Pumpzyklen.

3.2.4 CFD-Modell

Abbildung 3.3 zeigt das gesamte CFD-Modell. Das Modell ist aus vier Teilen aufgebaut: dem Einlassbereich, dem Verdichter, der Auslassstrecke und der Lavaldüse. Alle Teile des Modells erfüllen wichtige Aufgaben bei der Pumpsimulation.

Der Verdichter bestimmt die Druckverhältnis-über-Massenstrom-Charakteristik (Kennlinie) des Systems, die Lage der Pumpgrenze, aber auch zu großen Teilen das dynamische Verhalten beim Pumpen. Der Verdichter besteht aus 3 Reihen: den Einlass-Leitschaufeln (IGV), dem Rotor (R1) und dem Stator (S1). Die Auslassstrecke bestimmt das Pumpvolumen, also wie viel Luft sich hinter dem Verdichter aufstauen kann. Da sich diese Luft während des Pumpens entladen muss, bevor die Regeneration einsetzen kann, hat die Länge der Auslassstrecke einen großen Einfluss auf die Stärke und Frequenz des Pumpvorgangs. Die Lavaldüse besteht aus einem konvergenten und einem divergenten Teil. An der kleinsten Stelle ist die Düse gesperrt und bestimmt so den Massenstrom durch das System und so auch den Betriebszustand, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben wurde. Wie die Auslassstrecke hat auch

die Drosselfläche einen starken Einfluss auf das Pumpverhalten. Der Einfluss beider Teile auf das Pumpverhalten wurde von Reiber [63] untersucht. Die Düsenfläche wird als relativer Wert im Vergleich zur Auslassstrecke angegeben. Der divergente Teil der Düse und der statische Druck am Auslass sind so eingestellt, dass ein Stoß auftritt und die Strömung am Laval-Auslass subsonisch ist. Die subsonischen Auslassbedingungen sind für die Simulation mit TRACE notwendig.

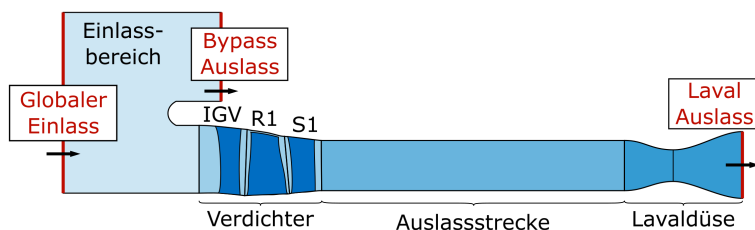


Abbildung 3.3: CFD-Modell

Im Einlassbereich ist der globale Einlass, für den Totaldruck, Totaltemperatur, Strömungswinkel und Turbulenzgrößen vorgegeben sind. In dieser Studie wurden ISA-Eintrittsbedingungen festgelegt. Zusätzlich ist ein zweiter Auslass, der Bypass-Auslass, vorhanden. Dieser erlaubt, dass bei einer Rückströmung Luft das System verlassen kann. Alle Reihen sind mit Mixing-Planes [3] verbunden.

Jede Reihe ist mit etwa 1.0 Mio. Zellen pro Passage diskretisiert. Der Rotor hat 24 Schaufeln. Das IGV und der Stator haben jeweils 36 Schaufeln. Die Schaufelzahlen wurden so angepasst, dass Simulationen mit Zonal-Interface auch ohne die Vollkranzmodellierung möglich sind. Diese Simulationen sind kein Bestandteil dieser Arbeit. Die Anbauteile, also Einlassbereich, Auslassstrecke und Lavaldüse, haben in Umfangsrichtung die gleiche Ausdehnung wie IGV und Stator 1 und ermöglichen so, auch bei Simulationen mit nur einer Reihe, bereits den Einsatz von Zonal-Interfaces. Die Zellgrößen in den Anbauteilen sind an die Zellgrößen im Verdichter angepasst. Insgesamt haben Einlassbereich, Auslassstrecke und Lavaldüse etwa 2 Mio. Zellen. Dadurch ergeben sich eine Gesamtzellzahl von etwa 5.0 Mio. für das Single-Passage-Setup und 28 Mio. für das Hybrid-Passage-Setup.

4 Aerodynamisches Verhalten

4.1 Stabiler Betriebsbereich

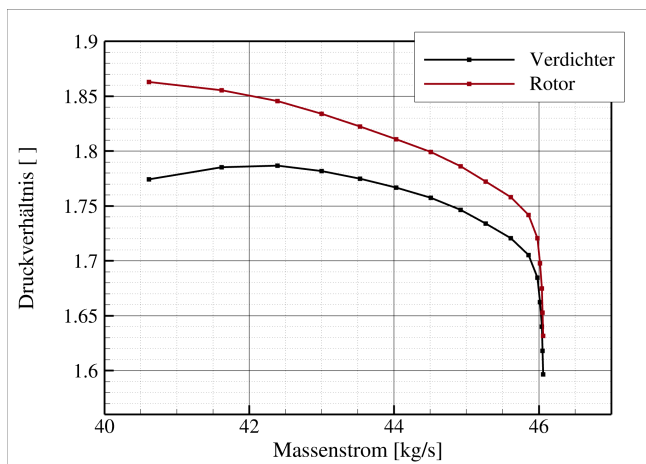


Abbildung 4.1: Verdichter kennfeld für den getesteten Fall

Abbildung 4.1 zeigt die Kennlinie bei 100 % Drehzahl für den 1.5-stufigen Verdichter und den Rotor im Verdichterkennfeld. Die stationäre Strömung wurde für Drosselflächen von 80 % bis 64 % in 1 % Schritten simuliert. Nahe der Schluckgrenze beträgt der Massenstrom etwa 46.0 kg/s bei einem Druckverhältnis von 1.6 für eine Drosselfläche von 80 %. Bei Verkleinerung der Drosselfläche steigt vorerst nur das Druckverhältnis und der Massenstrom bleibt nahezu konstant. Bei weiterer Verkleinerung steigt dann das Druckverhältnis weiter und der Massenstrom beginnt zu sinken. Nahe der Pumpgrenze verändert sich das Druckverhältnis kaum noch,

aber der Massenstrom sinkt weiter. Ab einer Drosselfläche von 66 % beginnt das Druckverhältnis des Verdichters zu fallen, was anzeigt, dass die Pumpgrenze fast erreicht ist. Auf Basis der in Kapitel 1.2.2 beschriebenen Theorie von Greitzer [43], sollte bereits hier, bei annähernd horizontaler Kennlinie, dynamische Instabilität auftreten. Diese tritt aufgrund der stationären Simulation und der vorgegebenen Rotationssymmetrie nicht auf, da kein Modal-Type Stall möglich ist. 64 % Drosselfläche ist die niedrigste Drosselfläche, bei der die Strömung stabil bleibt. Der Massenstrom beträgt etwa 40.2 kg/s und das Druckverhältnis des Verdichters 1.775. Ab einer Drosselfläche von 63 % setzt das Verdichterpumpen ein. Alle Simulationen des Pumpvorgangs in dieser Arbeit erfolgen mit einer Drosselfläche von 63 %.

4.2 Pumpvorgang

4.2.1 Ermittlung des B-Parameters

Mit Hilfe der in Kapitel 1.3.2 gezeigten Formeln und der Ergebnisse der stabilen Betriebspunkte kann der B-Parameter ermittelt werden. Dieser ermöglicht eine einfache Vorhersage des Verhaltens im instabilen Betriebsbereich. Dabei können für die hier untersuchte Konfiguration noch weitere Vereinfachungen genutzt werden.

Das Plenum ist zylindrisch, daher gilt für das Volumen des Plenums V_P :

$$V_P = A_P L_P \quad (4.1)$$

Zusätzlich unterscheiden sich die Fläche des Verdichters A_C und die Fläche des Plenums A_P nur minimal, daher kann man annehmen:

$$A_C = A_P \quad (4.2)$$

Die Umfangsgeschwindigkeit am Rotor U kann auf Basis der Drehzahl n und des Radius in der Mitte des Rotors r ermittelt werden.

$$U = 2\pi r n \quad (4.3)$$

Setzt man diese Vereinfachungen in Gleichung 1.5 ein, ergibt sich:

$$B = \frac{2\pi r n}{2} \sqrt{\frac{\rho_P}{\kappa p_P}} \sqrt{\frac{L_P}{L_C}} \quad (4.4)$$

Die Werte für die Konfiguration und den betrachteten Betriebszustand sind:

$$\begin{array}{ll}
 n & = \quad 12960 \text{ min}^{-1} & r & = \quad 0.26 \text{ m} \\
 \rho_P & = \quad 1.25 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} & \kappa & = \quad 1.4 \\
 p_P & = \quad 115 \text{ kPa} & L_P & = \quad 1.5 \text{ m} \\
 L_C & = \quad 0.28 \text{ m}
 \end{array}$$

Für B ergibt sich:

$$B = 1.14 \quad (4.5)$$

Der Wert für B liegt damit zwischen den beiden von Greitzer [41] ermittelten Werten. Greitzer hat für B=0.70 einen elliptischen Verlauf und für B=1.58 einen rechteckigeren Verlauf der Betriebsbedingungen im Verdichter kennfeld vorhergesagt. Für den betrachteten Fall ist also ein Classic Surge mit einer Mischform aus elliptischer und rechteckiger Form zu erwarten.

4.2.2 Verlauf von Massenstrom und Druckverhältnis

In Abbildung 4.2a sind der Verlauf des Pumpvorgangs und die stationäre Drehzahllinie der stabilen Betriebspunkte im Verdichter kennfeld dargestellt. Die Abbildung zeigt die starke Variation der Grundströmung, während des Pumpvorgangs, im Vergleich zu den stabilen Betriebsbedingungen. Der Massenstrom sinkt von 46 kg/s

während PR auf 15kg/s während RF. Es stellt sich also ein Classic Surge und kein Deep Surge ein, wie es auf Basis des B-Parameters nach Greitzer [41] erwartet wurde (vgl. Kapitel 4.2.1). Der Verlauf des Pumpvorgangs zeigt eine Art Mischform aus elliptischem und rechteckigem Verlauf und entspricht damit den Erwartungen auf Basis des B-Parameters. Der Verlauf ähnelt zudem jenen von anderen numerisch ermittelten Pumpvorgängen [78, 38, 37].

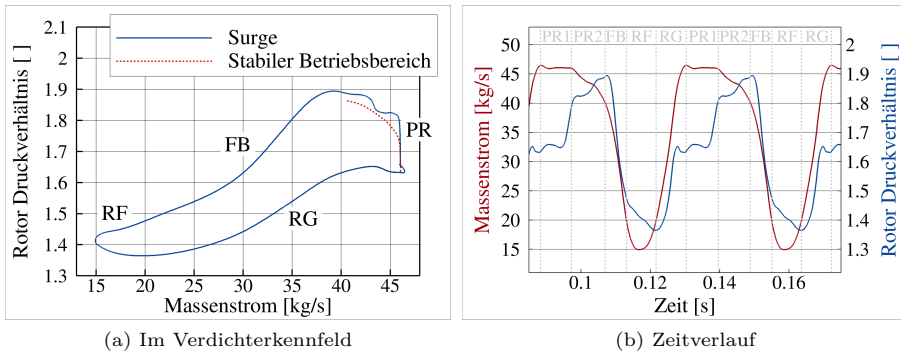


Abbildung 4.2: Massenstrom und Druckverhältnis beim Verdichterpumpen für den Testfall

Während des Druckaufbaus (PR) weichen die Verläufe des Pumpvorgangs und der stabilen Drehzahlkurve voneinander ab. Zum einen ist das Totaldruckverhältnis während des Druckaufbaus höher im Vergleich zur stationären Drehzahlkurve. Zum anderen ist der Verlauf während des Druckaufbaus stufenförmig und nicht bogenförmig, wie bei der stationären Analyse.

Das übersteigerte Druckverhältnis resultiert aus der Trägheit des Systems und wurde bereits von Greitzer [41] mit dem 4-Gleichungs-Modell vorhergesagt. Diese Besonderheit des Pumpvorgangs wurde auch bei 3D-RANSE-Simulationen gezeigt [21, 78].

Der stufenförmige Verlauf resultiert aus der Interaktion der einzelnen Reihen und der bei den instationären Simulationen berücksichtigten Trägheit. Diese Differenzen könnten zu Abweichungen im Vergleich zum stabilen Betriebsbereich und eventuell

auch zu negativen Dämpfungen in der Druckaufbauphase führen (Forschungshypothese A). Die Abweichungen während des Druckaufbaus werden beim Methodenvergleich genauer betrachtet (Kapitel 5.4). Bei mehrstufigen Verdichtern könnte dieses Verhalten noch verstärkt auftreten und zu größeren Abweichungen führen.

Abbildung 4.2b zeigt den Verlauf von Massenstrom und Rotor-Druckverhältnis während des Pumpvorgangs. Der Massenstrom ist in Rot und das Druckverhältnis ist in Blau dargestellt. Der Zeitverlauf ist durch die grauen Linien in die einzelnen Pumpphasen unterteilt, wobei die Druckaufbauphase in zwei Teile untergliedert ist. Im ersten Teil ist der Massenstrom nahezu konstant. Im zweiten Teil fällt der Massenstrom bis zum Strömungszusammenbruch ab. Die Rückströmphase wurde so eingeteilt, dass Massenstrom und Druckverhältnis sich nur gering ändern.

Die Pumpfrequenz beträgt 23.9 Hz und ist damit in einem für Classic Surge realistischen Bereich [41]. Die Periodendauer des Pumpvorgangs beträgt 42ms. Die Dauer der einzelnen Pumpphasen ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Dabei entspricht das Verhältnis der Pumpphasen zur Gesamtdauer für PR, FB und RG etwa den Erwartungen. PR ist eine längere und FB und RG sind kürzere Pumpphasen. RF ist kürzer als erwartet, wobei dies auch von der Einteilung der Phasen abhängt. Bei einer Schaufelschwingfrequenz von etwa 500 Hz sind nur 4.5 Schwingungen während RF möglich.

Tabelle 4.1: Dauer der einzelnen Pumpphase

Pumpphase	PR	FB	RF	RG
Dauer [ms]	19	6	9	8

Die Kurven zeigen auch, wie schnell sich Massenstrom und Druckverhältnis mit der Zeit ändern. Dabei sind die Änderungsraten, wie erwartet, während FB und RG besonders hoch und während PR und RF niedriger. Lediglich beim Übergang von PR1 zu PR2 steigt das Druckverhältnis schnell an. In Phasen mit starker Änderungsrate ist der Einfluss der instationären Grundströmung vermutlich höher und die Verfahren mit vernachlässigter instationärer Grundströmung könnten stärker von der Referenzmethode abweichen.



Abbildung 4.3: Statischer Druck und Stromlinien auf 90 % Schaufelhöhe während verschiedener Pumpphasen

Die Abbildungen 4.3a bis 4.3j zeigen einen Umfangsschnitt auf 90 % Schaufelhöhe. Auf der linken Seite sind der Verlauf des statischen Drucks im Verdichter und rechts die Stromlinien im Rotor während der verschiedenen Pumpphasen gezeigt. Die Abbildungen geben einen Eindruck vom Ablauf des Pumpzyklus und helfen zu verstehen, wie sich die Strömung bei der Verwendung des Modells mit variabler Düse entwickelt. Während des Druckaufbaus liegt die Strömung an der Schaufel an (Abb. 4.3b) und die geringe Drosselfläche sorgt für einen Aufstau der Luft und einen Druckanstieg in der Auslassstrecke (Abb. 4.3a), welcher sich stromauf ausbreitet. Dadurch steigt das Druckverhältnis im Verdichter und die Betriebsbedingungen verschieben sich in Richtung der Pumpgrenze. Nahe der Pumpgrenze erreicht der Druck in der Auslassstrecke sein Maximum (Abb. 4.3c) und die Strömung im Rotor beginnt abzulösen (Abb. 4.3d). Stall auslösend für die betrachtete Konfiguration ist der Tipwirbel an der Rotorspitze, wie auch bei Niazi [58]. Bei Überschreiten der Pumpgrenze wird die Strömung instabil, bricht im oberen Teil des Rotors zusammen und die Rückströmung beginnt sich auszubilden (Abb. 4.3f). Der Rückströmbereich wächst dabei von der Rotorspitze in Richtung Nabe, wobei teilweise starke Verwirbelungen auftreten. Der Druck in der Auslassstrecke entlädt sich dabei weiterhin stromabwärts durch die Lavaldüse, aber noch nicht stromaufwärts durch den Verdichter (Abb. 4.3e). Bei voll ausgeprägter Rückströmung (Abb. 4.3h) ist die axiale Geschwindigkeit im oberen Teil des Rotors negativ [78]. Allerdings wird auch während der Rückströmung weiterhin Energie vom Rotor in die Strömung transferiert. Dies führt zu einer starken Verringerung der Rückströmgeschwindigkeit im Rotor und zu einer lokalen Vorwärtsströmung an der Hinterkante der Druckseite [69]. Der Druck in der Auslassstrecke wird während dieser Pumpphase schnell abgebaut (Abb. 4.3g). Hat sich der Druck in der Auslassstrecke stark genug entladen (Abb. 4.3g) beginnt die Strömung sich wieder vorwärtszudrehen. Dabei verringert sich das Rückströmgebiet in Richtung der Schaufelspitze. Während der Strömungsumkehr treten erneut starke Verwirbelungen auf (Abb. 4.3j). Ist die Strömung vollständig wieder angelegt, beginnt der Pumpvorgang von vorne.

4.2.3 Rückströmung

Die RFM geht davon aus, dass die RF die flatterkritischste Pumpphase ist, weil sich die Strömungsbedingungen über einen längeren Zeitraum nur wenig ändern und so ein Aufklingen der Amplitude ermöglichen. Die Strömungsbedingungen bei künstlicher Rückströmung sind durch einen Staupunkt an der Hinterkante der Druckseite und eine Strömungsablösung auf der Saugseite charakterisiert, wie in Kapitel 1.5.3.1 beschrieben wurde.

Wie bereits beschrieben, ist die Strömung bei transienter Simulation des Pumpvorgangs vor allem durch die Trägheit geprägt und zeigt nur ein minimales Plateau während RF. Das Strömungsfeld während RF ist in Abbildung 4.4 für verschiedene Kanalhöhen dargestellt. Die Farben zeigen den stationären Druck und die Stromlinien zeigen die Richtung der Strömung.

Das Strömungsfeld für die hier betrachtete Konfiguration ist deutlich 3-dimensionaler als bei künstlicher Rückströmung vorhergesagt wird. Eine Rückströmung tritt bis etwa 70 % Schaufelhöhe auf. Im unteren Bereich der Schaufel bleibt die Vorwärtsströmung erhalten, wie auch von Gamache [35] bei schwacher Rückströmung gezeigt wurde. Wie von Schönenborn [69] beschrieben, wird der Strömung auch während RF durch den Rotor weiterhin Energie zugeführt. Der Rotor agiert in diesem Zustand als eine Art Hindernis und schwächt die Rückströmung ab.

Die geringen axialen Geschwindigkeiten und die weiterhin hohe Umfangsgeschwindigkeit des Rotors sorgen für einen Staupunkt an der Hinterkante der Druckseite, wie es auch in früheren Untersuchungen beschrieben wurde. Ein Strömungsfeld mit einem Wirbel auf der Saugseite entsteht nur bei etwa 70 % Schaufelhöhe. Bei künstlicher Rückströmung entsteht dieser Bereich durch den hohen Anstellwinkel und einen damit verbundenen Strömungsabriss in der Rückströmung. Hier entsteht der Wirbel, weil sich die Rückströmung nur bis in diesen Bereich ausbreiten kann und sich mit der Vorwärtsströmung mischt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Rückströmphase für die betrachtete Konfiguration deutlich kürzer ist als erwartet und dass die sich einstellende Strömung stark dreidimensional und zeitabhängig ist. Eine Rückströmung tritt für

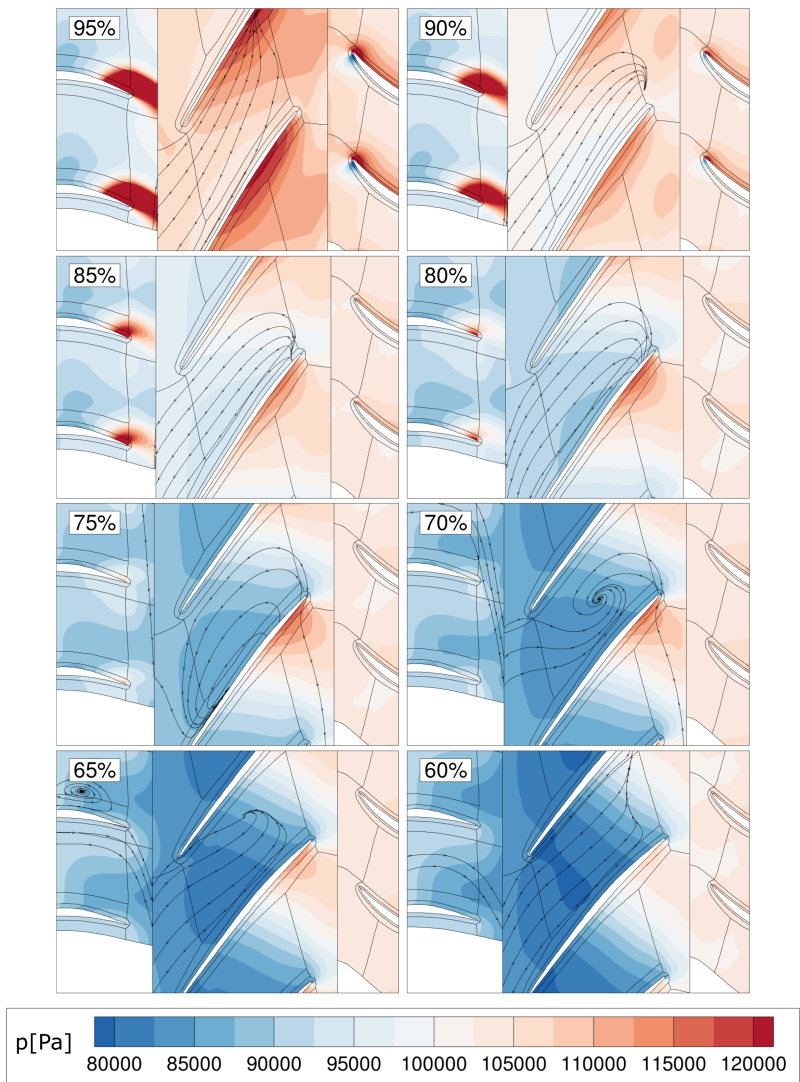


Abbildung 4.4: Statischer Druck und Stromlinien während der Rückströmung auf verschiedenen Schaufelhöhen

das ausgewählte Setup nur im oberen Bereich der Schaufeln auf. Insgesamt wurde der Einfluss von Drehzahl, Stufenzahl, Pumpvolumen und Drosselstellung in dieser Arbeit nicht vertiefend untersucht. Für zukünftige Untersuchungen sind dies jedoch interessante Parameter, um das physikalische Verständnis des Pumpvorgangs zu vertiefen und dessen kritische Einflussparameter besser zu verstehen.

5 Aerodynamische Dämpfung während Surge

5.1 Referenzergebnisse (FTM)

Ziel bei dieser Untersuchung war eine zeitlich hochaufgelöste Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung für alle IBPAs der ersten beiden Modefamilien. Dabei wird die neue Voll-Transiente-Methode (FTM) verwendet, um möglichst gute Ergebnisse zu erzielen. Die Ergebnisse sollen den Einfluss der Pumpphase, der Modefamilie und des IBPAs zeigen. Zudem soll ein interessanter Fall für den Vergleich mit vereinfachten Methoden ausgewählt werden. Die Simulationen erfolgen bei 100 % Drehzahl und einer Drosselstellung von 63 % für alle IBPAs der ersten beiden Modefamilien (siehe Kapitel 1.8 und 4.1).

5.1.1 Erste Schaufelbiegung

Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf der aerodynamischen Dämpfung über der Zeit für die erste Biegemode. In der Abbildung stehen die farbigen Linien jeweils für einen der 24 Phasendifferenzwinkel, wobei für eine bessere Übersichtlichkeit nur jeder zweite IBPA dargestellt wurde. Die graue durchgezogene Linie zeigt den Massenstrom. Die grauen gestrichelten Linien und die grauen Buchstaben teilen die Grafik in die verschiedenen Pumpphasen ein. Insgesamt sind in der Grafik zwei komplette Pumpvorgänge dargestellt. Jeder Pumpvorgang ist mit etwa 12500 Zeitpunkten aufgelöst.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Dämpfung für alle IBPAs in allen Pumpphasen positiv bleibt. Diese Modefamilie ist also nicht flatterkritisch und es ist nicht mit einem Aufschwingen zu irgendeinem Zeitpunkt des Pumpvorgangs zu rechnen. Die

Grafik zeigt weiterhin, dass für den Großteil der IBPAs die niedrigste Dämpfung in der Rückströmphase auftritt. Für die IBPAs -105° und -75° ist die niedrigste Dämpfung während des Strömungszusammenbruchs und für die IBPAs -45° und -15° während der Regeneration. Die Tiefpunkte sind jeweils nur von sehr kurzer Dauer. Für eine bessere Analyse des Dämpfungsverlaufs werden Betrag und Phase der aerodynamischen Leistung betrachtet.

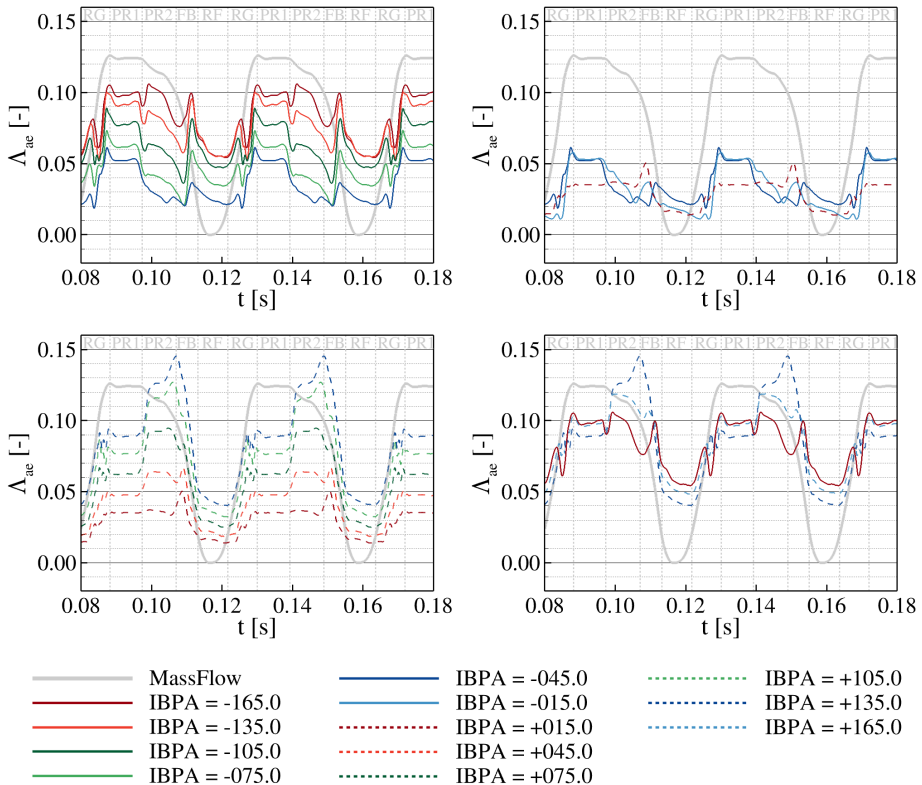


Abbildung 5.1: FTM - Erste Schaufelbiegung - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit

Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der Phase der aerodynamischen Leistung über der Zeit. Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben wurde, kann die aerodynamische Dämpfung durch eine Verschlechterung der Phasenlage der aerodynamischen Leistung oder durch eine Verringerung des Betrags der aerodynamischen Leistung abnehmen. Die Grafik zeigt, dass die Phase der aerodynamischen Leistung vor allem während dem zweiten Teil der Druckaufbauphase, dem Beginn des Strömungszusammenbruchs und dem Ende der Regeneration instabiler wird. Dabei sind vor allem die IBPAs betroffen, die in diesen Phasen auch das Minimum in der aerodynamischen Dämpfung aufweisen.

Während der Rückströmphase und im ersten Teil der Druckaufbauphase ist die Phasenlage für nahezu alle IBPA am stabilsten. Für keinen der IBPAs in der ersten

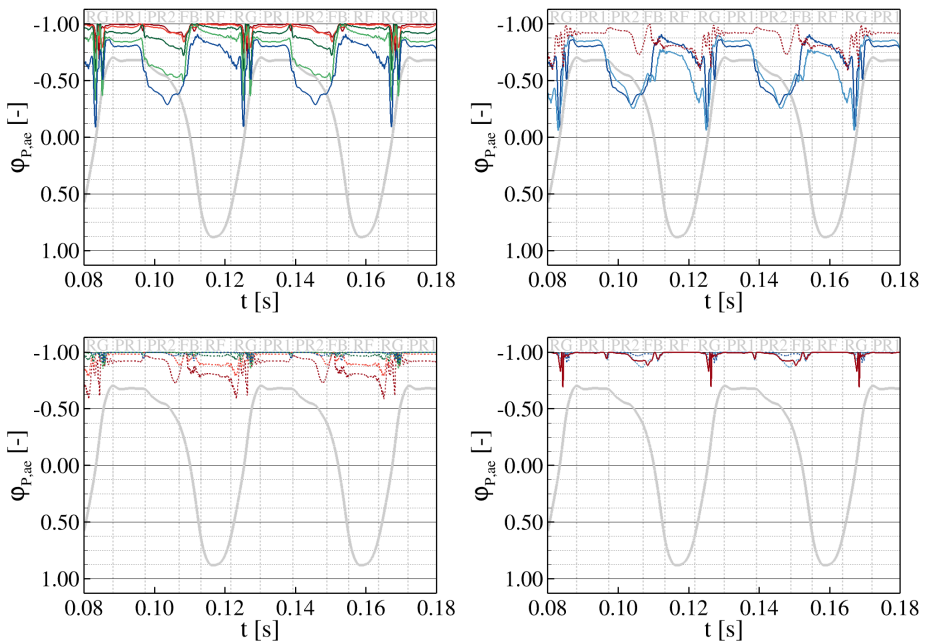


Abbildung 5.2: FTM - Erste Schaufelbiegung - Phase der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.1

Biegemode ist die Rückströmung die flutterkritischste Pumpphase. Da die Abnahme der aerodynamischen Dämpfung nicht in einer instabileren Phasenlage begründet liegt, kann die Ursache nur der Betrag der aerodynamischen Leistung sein.

Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf des Betrags der aerodynamischen Leistung über der Zeit. Darin wird deutlich, dass der Betrag der aerodynamischen Leistung für alle IBPAs während der Rückströmphase deutlich abgesenkt ist. Die während der Rückströmphase abgesenkte aerodynamische Dämpfung wird also durch einen abgesenkten Betrag der aerodynamischen Leistung und nicht durch eine instabilere Phasenlage hervorgerufen. Die Strömung reagiert also während der Rückströmphase insgesamt schwächer auf die Schwingung der Schaufel, aber die Strömungsbedingungen führen nicht zu einer flutterkritischeren Antwort der Strömung in dieser Modefamilie.

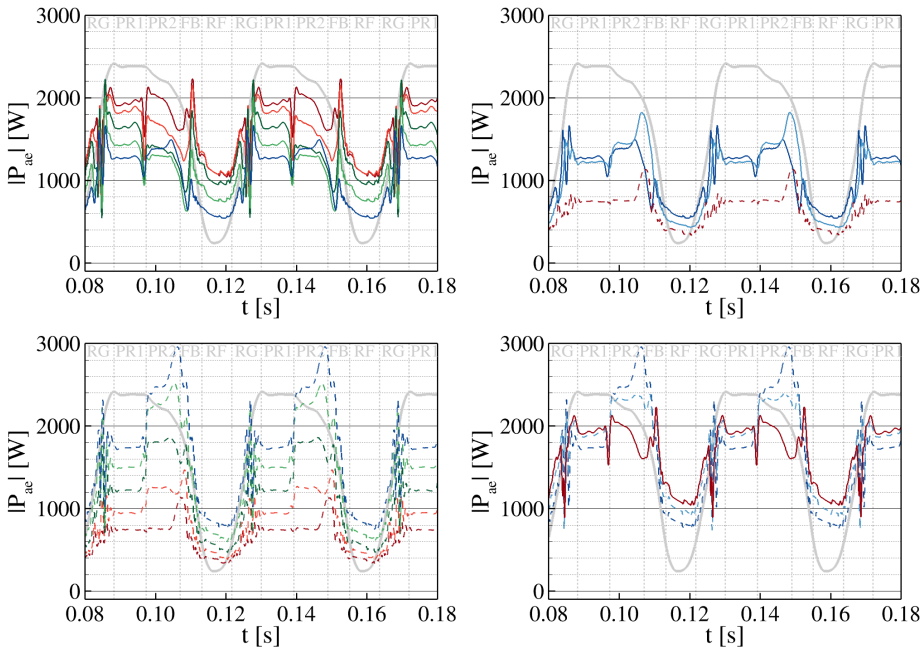


Abbildung 5.3: FTM - Erste Schaufelbiegung - Betrag der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.1

5.1.2 Erste Schaufeltorsion

Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf der aerodynamischen Dämpfung über der Zeit für die erste Schaufeltorsionsmode. Die Farben und Beschriftungen sind identisch zur ersten Schaufelbiegemode in Kapitel 5.1.1. Der größte Unterschied zur ersten Biegemode ist, dass nun für einige IBPAs für kurze Zeitspannen negative Dämpfungen auftreten. Ein Aufschwingen ist hier also möglich, aber nur für eine sehr kurze Zeitspanne, was in diesem Fall nicht zu einer Beschädigung der Schaufeln führen

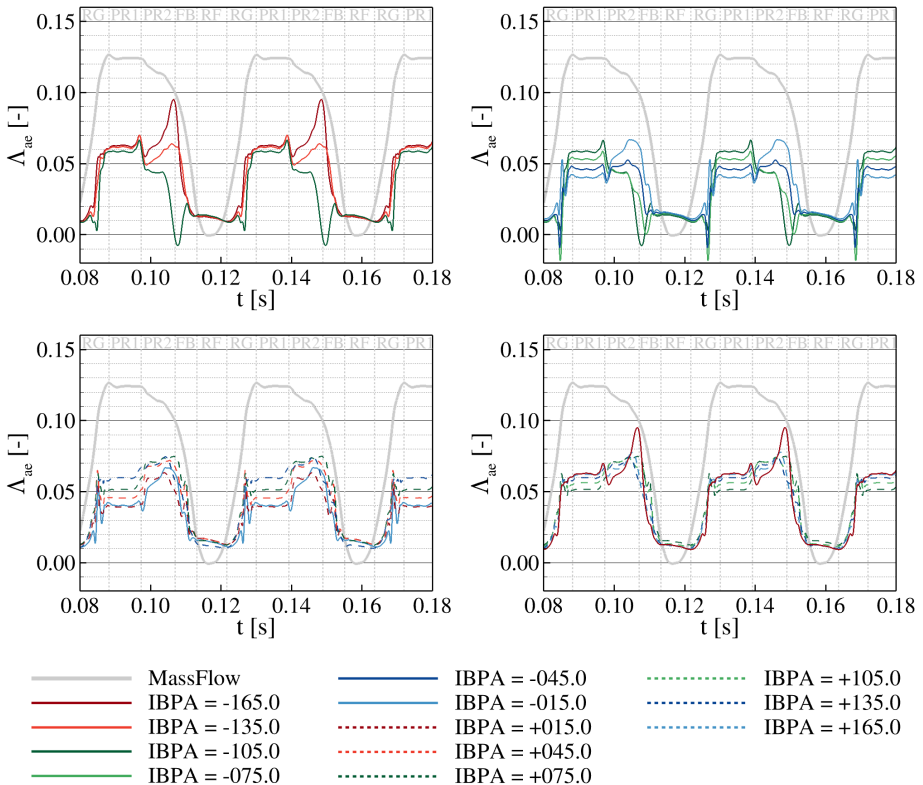


Abbildung 5.4: FTM - Erste Schaufeltorsion - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit

würde. Die negativen Dämpfungen treten für IBPA -105° während des Strömungszusammenbruchs und für die IBPAs -75° und -45° während der Regeneration auf. Identisch zur ersten Biegemode tritt während der Rückströmung für viele IBPAs die niedrigste aerodynamische Dämpfung auf. Dabei ist die aerodynamische Dämpfung während der Rückströmung nahezu identisch für alle IBPAs. Für eine detailliertere Analyse werden hier auch wieder Phase und Betrag der aerodynamischen Leistung verwendet.

Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der Phase der aerodynamischen Leistung über der Zeit. Die Grafik zeigt dasselbe Verhalten wie für die erste Biegemode. Die instabilsten Phasenlagen treten während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration auf, wobei für die erwähnten IBPAs mit negativer Dämpfung kurzzeitig

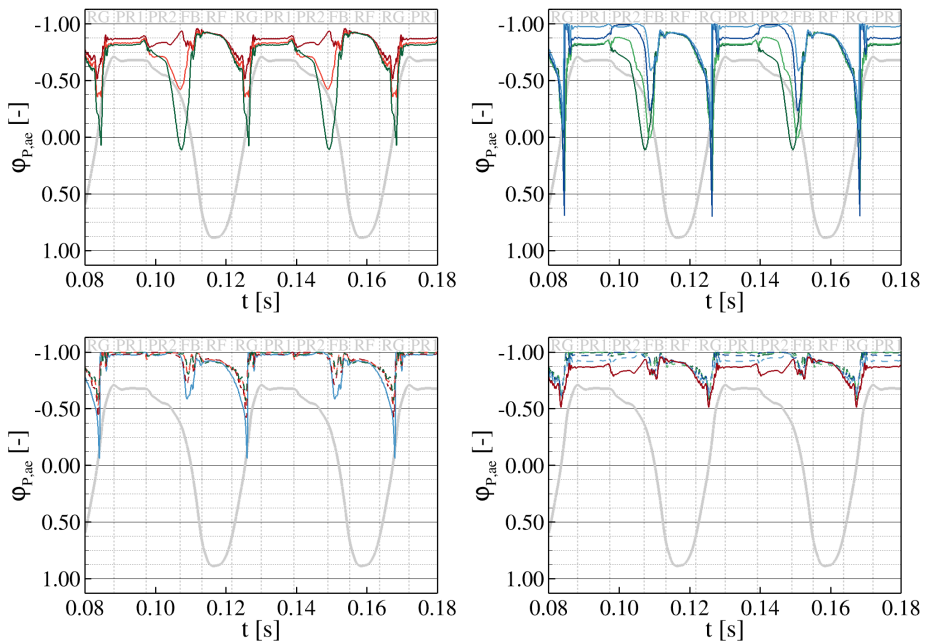


Abbildung 5.5: FTM - Erste Schaufeltorsion - Phase der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.4

instabile Phasenlagen auftreten. Während der Rückströmung ist die Phasenlage sehr stabil und nahezu identisch für alle IBPAs.

Abbildung 5.6 zeigt den Verlauf des Betrags der aerodynamischen Leistung über der Zeit. Die Grafik verdeutlicht, dass der Betrag der aerodynamischen Leistung während der Rückströmung für alle IBPAs signifikant abfällt, was die geringe aerodynamische Dämpfung in dieser Pumpphase erklärt.

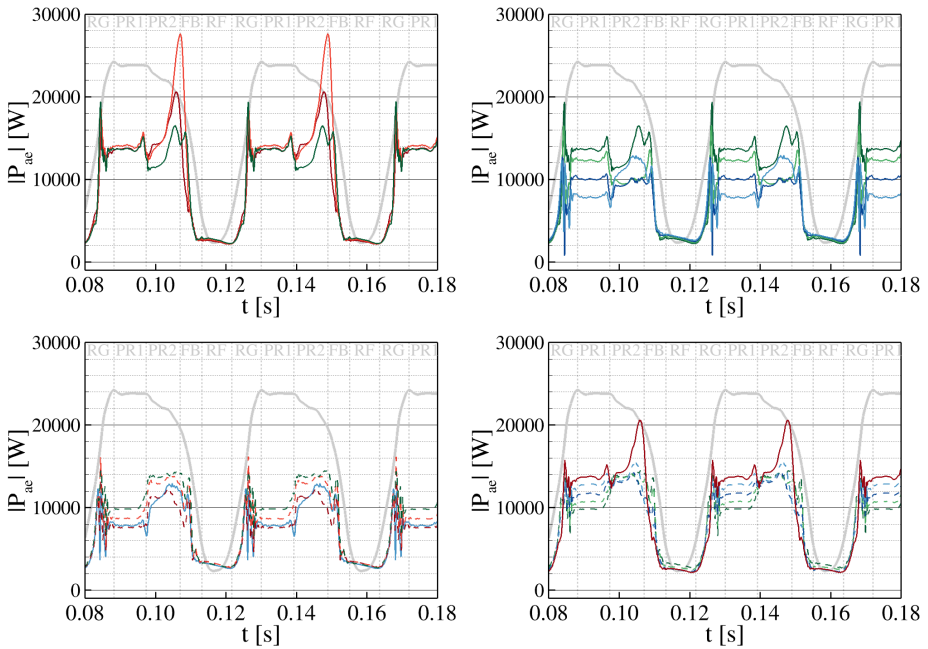


Abbildung 5.6: FTM - Erste Schaufeltorsion - Betrag der Aerodynamischen Leistung über der Zeit, Legende wie in Abbildung 5.4

5.1.3 Schlussfolgerung und Diskussion

Für die betrachtete Konfiguration ist das Flatterverhalten während des Surge unkritisch. Es treten zwar negative Dämpfungen auf, aber nur für einen kurzen Zeitraum. Die negative Dämpfung würde zum Aufklingen der Mode führen, aber nicht so stark, dass Beschädigungen auftreten könnten, wie bei Schönenborn [68] gezeigt wurde.

Die kritischsten Pumpphasen sind der Strömungszusammenbruch und die Regeneration. Dies sind die einzigen Surge-Phasen, in denen eine negative Dämpfung für einen kurzen Zeitraum auftritt. Dies bestätigt die Forschungshypothese B) "Das Minimum der aerodynamischen Dämpfung tritt nicht zwangsläufig während der Rückströmung auf". Inwieweit dieses Ergebnis allgemeingültig ist, muss durch zukünftige Untersuchungen überprüft werden. Von besonderer Bedeutung ist in jedem Fall, dass auch während FB und RG negative aerodynamische Dämpfungen auftreten können, die das Schwingungsverhalten der Schaufeln beeinflussen. Es ist zu erwarten, dass bei anderen Konfigurationen die Rückströmung die kritischste Pumpphase ist, insbesondere wenn die Rückströmungen ausgeprägter sind als in der hier untersuchten Konfiguration. Für diese Konfigurationen wäre es daher relevant zu analysieren, in welchem Ausmaß negative Dämpfungen während FB und RG die Gesamtbelastung der Schaufeln beeinflussen.

Für die untersuchte Konfiguration besteht aufgrund des kurzen Zeitraums der negativen aerodynamischen Dämpfung kein Risiko, dass die Schaufeln beschädigt werden, aber dennoch sind diese Zeiträume für die experimentelle Validierung relevant (Kapitel 1.4.3). Die Schaufelschwingung in der ersten Torsion mit einem IBPA von -105° zeigt eine negative Dämpfung während des Strömungszusammenbruchs und ist die kritischste Schwingungsform. Diese Form wird für die Untersuchungen mit den verschiedenen Methoden genutzt.

Die Rückströmphase ist für das Flattern während des Surge die wichtigste Surge-Phase aufgrund der langen Dauer und des untypischen Strömungszustandes (vgl. Kapitel 1.4.3). Für die untersuchte Konfiguration ist die Dämpfung während RF deutlich abgesenkt und für viele IBPAs tritt das Minimum der aerodynamischen Dämpfung in dieser Surge-Phase auf. Die Absenkung der aerodynamischen Dämpfung resultiert jedoch aus einem verringerten Betrag der aerodynamischen Leis-

tung und nicht aus einer instabileren Phasenlage zwischen instationärem Druck und Schaufelbewegung.

Die Ergebnisse bestätigen damit die Untersuchungen von di Mare [30] und nicht die von Schönenborn und Chenaux [69, 68, 70, 13, 12, 14, 15], wie in Kapitel 1.5.3 beschrieben. Der Grund der Absenkung liegt für di Mare in der Verbindung aus stark abgelöster Strömung und hoher Schwingfrequenz des untersuchten HDVs. Di Mare nimmt aber an, dass für NDVs mit niedrigerer Schwingfrequenz starke aerodynamische Antworten auftreten können. Der hier untersuchte NDV mit niedriger Schwingfrequenz zeigt aber das gleiche Verhalten, wie der von di Mare untersuchte HDV. Eine niedrige Schwingfrequenz führt also nicht zwangsläufig zu stärkeren aerodynamischen Antworten. Weitere Untersuchungen mit verschiedenen Schwingungsformen und -frequenzen sind notwendig, um den Einfluss dieses Parameters besser zu verstehen.

Bei Schönenborn und Chenaux resultiert die Absenkung aus einer kritischeren Phasenlage, was mit den hier ermittelten Ergebnissen nicht übereinstimmt. Schönenborn [68] zeigt aber auch, dass die aerodynamische Dämpfung für schwächere Rückströmungen zunimmt. Die hier untersuchte relativ schwache und kurze Rückströmung könnte dazu führen, dass die Rückströmphase unkritisch ist. Vergleiche mit der RFM und unterschiedlich starken Rückströmungen in zukünftigen Untersuchungen sollten zeigen, warum die Rückströmphase hier unkritisch ist.

Nach Di Mare [30] ist die Sensitivität auf den IBPA als Folge der schwachen aerodynamischen Antwort während der Rückströmphase abgesenkt. Die Ergebnisse der FTM bestätigen dies für die erste Torsionsmode. In dieser Schwingungsform verläuft die aerodynamische Dämpfung für alle IBPAs nahezu identisch und zeigt so, dass die aerodynamische Kopplung besonders schwach ist. Dem entgegenstehen die Ergebnisse in der ersten Biegeform. Dabei ist die Sensitivität auf den IBPA nicht abgesenkt und für einige IBPAs treten Verschlechterungen in der Phasenlage auf. Dies bestätigt eher die Ansicht von Schönenborn und Chenaux [69], da bei weiterer Verschlechterung der Phasenlage auch negative aerodynamische Dämpfungen auftreten würden. Es sind also weitere Untersuchungen notwendig, um den Einfluss der Schwingungsform und des IBPAs besser zu verstehen.

Die Änderungsraten der aerodynamischen Dämpfung während der verschiedenen Surge-Phasen sind wie erwartet. Während der Rückströmphase ist der Verlauf plateauförmig und bestätigt damit die Annahmen von Schönenborn, Chenaux und di Mare. Während FB und RG treten starke und schnelle Änderungen auf. Der plateauförmige Verlauf während RF zeigt, dass die Änderung der Grundströmung nur einen geringen Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung hat. In diesem Fall könnten die Halb-Transienten-Methoden für eine schnellere Bewertung geeignet sein, was der Methodenvergleich in Kapitel 5.4 zeigen wird. Die hohen Änderungsraten während FB und RG zeigen, dass hier die Halb-Transienten-Methoden eventuell nicht geeignet sind und für Bewertungen in diesen Surge-Phasen die FTM genutzt werden müsste.

5.2 Änderung der Grundströmung bei NL-HTM

Bei der NL-HTM kann sich die Grundströmung während der Dämpfungsanalyse verändern (vgl. Kapitel 3.2.2). Diese Änderung könnte zu einer unrealistischen Grundströmung und einer fehlerhaften Flattervorhersage führen. Die Änderung ist von der Schaufelschwingfrequenz und der Änderungsrate in der betrachteten Pumpphase abhängig. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie stark sich die Grundströmung für die 1.5-stufige Konfiguration bei der Eigenfrequenz der ersten Torsion ändert. Anschließend wird für die Pumpphase mit der stärksten Änderung ermittelt, wie viel höher die Eigenfrequenz sein müsste, damit die Grundströmung quasi-stationär ist.

Abbildung 5.7 zeigt die Änderung der Grundströmung bei einer Dämpfungsanalyse mit der NL-HTM für verschiedene Zeitpunkte während des Pumpvorgangs für die erste Torsionsmode mit einer Frequenz von ca. 1200 Hz im Verdichterkennfeld. In der Abbildung ist der bereits aus Kapitel 4.2 bekannte Verlauf des Pumpvorgangs im Verdichterkennfeld dargestellt, wobei die Pumpphasen mit verschiedenen Farben eingezeichnet sind. Die Änderung des Strömungszustandes bei einer Dämpfungsvorhersage mit der NL-HTM ist durch die gestrichelten schwarzen Linien dargestellt. Die Linie veranschaulicht die Veränderung, gibt jedoch nicht den genauen Verlauf der Änderung wieder. Für jede Pumpphase ist ein Repräsentativ-Zeitpunkt gewählt

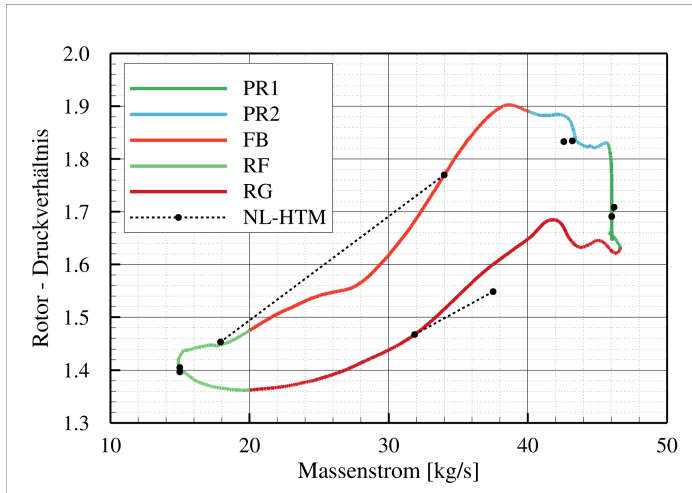


Abbildung 5.7: NL-HTM - Änderung der Grundströmung im Verdichterkennfeld

worden. Die Verläufe zeigen, dass für die Zeitpunkte während des Druckaufbaus und der Rückströmung nur vergleichsweise kleine Änderungen des Strömungszustandes auftreten. Während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration sind die Änderungen deutlich größer, weil für diese Pumpphasen die Randbedingungen und das Strömungsfeld am unausgeglichensten sind. Die stärkste Änderung im Kennfeld tritt für den Zeitpunkt während des Strömungszusammenbruchs auf. Dabei ändert sich die Grundströmung so stark, dass sie eher einem Zeitpunkt während der Rückströmphase entspricht. Für diesen Zeitpunkt soll im Weiteren untersucht werden, wie hoch die Schwingfrequenz sein müsste, damit die Grundströmung konstant bleibt.

Abbildung 5.8 zeigt den Verlauf des Massenstroms über der Anzahl von Schaufelschwingungen für verschiedene Schaufelschwingfrequenzen. Die untersuchten Frequenzen steigen dabei jeweils um den Faktor zehn. Die rote Kurve zeigt den Verlauf für die tatsächliche Eigenfrequenz der ersten Schaufeltorsion und entspricht der gestrichelten schwarzen Linie aus Abbildung 5.7 während des Strömungszusammenbruchs.

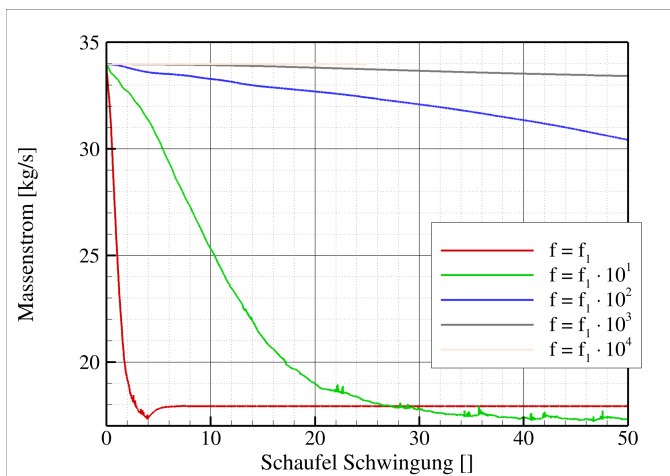


Abbildung 5.8: NL-HTM - Massenstrom über Schaufelschwingungen für verschiedene Schaufelschwingfrequenzen

Die Abbildung zeigt, dass je höher die Frequenz ist, desto langsamer erfolgt die Änderung des Massenstroms über den Schaufelschwingungen. Die Ursache für dieses Verhalten ist, dass das Strömungsfeld und die Randbedingungen nicht im Gleichgewicht sind (vgl. Kapitel 3.2.1). Die Randbedingungen sind fest vorgegeben, daher muss sich das Strömungsfeld ändern, damit sich ein Gleichgewicht einstellt. Für diesen Vorgang wird eine gewisse Zeit benötigt. Danach hat sich ein neuer stationärer Zustand eingestellt, bei dem Randbedingungen und Strömungsfeld ausgeglichen sind. Für die Frequenz f_1 stellt sich dieser Zustand nach etwa sechs Schwingungsperioden ein. Für die anderen Frequenzen sinkt die Periodendauer der Schaufelschwingung jeweils um den Faktor zehn zwischen den Kurven und damit auch die insgesamt simulierte Zeit über die Schaufelschwingungen. Insgesamt würden also alle Kurven den gleichen Zeitverlauf zeigen, aber durch die unterschiedliche Periodendauer ist die Veränderung im Strömungsfeld pro Periode jeweils deutlich kleiner.

Setzt man für instationäre Simulationen typische Konvergenzkriterien an, von 0.01 % Änderung des Massenstroms und 0.1 % Änderung der aerodynamischen Arbeit pro Periode, so tritt eine Konvergenz erst ab einer um Faktor 10^4 höheren Frequenz ein.

Für die anderen Frequenzen ist die Änderung im Massenstrom über eine Schwingung zu hoch und die Simulationen konvergieren nicht. Die damit verbundene Änderung der Grundströmung wird im nächsten Abschnitt gezeigt.

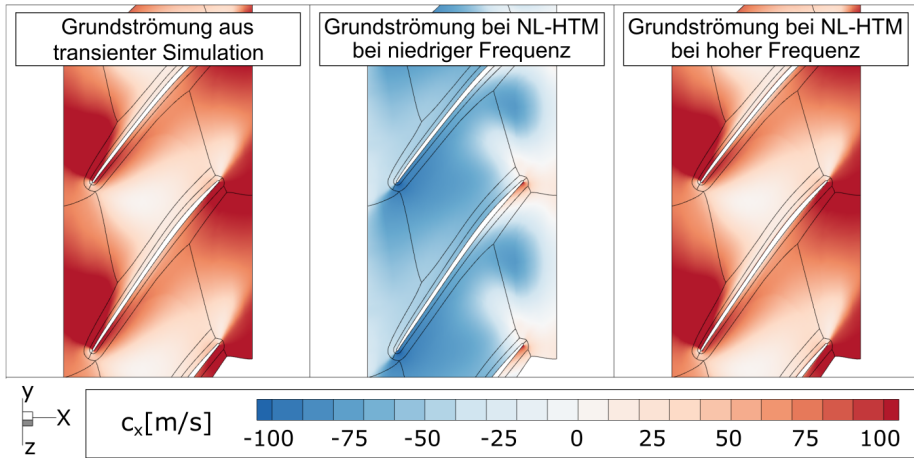


Abbildung 5.9: NL-HTM Frequenzeinfluss - Axiale Geschwindigkeit im Umfangs-schnitt bei 90 % Kanalhöhe für verschiedene Schwingenfrequenzen

Abbildung 5.9 zeigt die axiale Geschwindigkeit auf 90 % Schaufelhöhe für die Grundströmung aus der transienten Simulation, die Grundströmung bei NL-HTM mit niedriger Frequenz ($f = f_1$) und mit hoher Frequenz ($f = f_1 \cdot 10^4$). Dabei wird deutlich, dass die Grundströmung bei hoher Frequenz nahezu identisch zur Grundströmung aus der transienten Simulation ist. Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme, die der NL-HTM zugrunde liegt, dass die Grundströmung bei einem hohen Frequenzverhältnis zwischen Schaufelfrequenz und Pumpfrequenz erhalten bleibt und somit Schaufelschwingung und Verdichterpumpen getrennt betrachtet werden können.

Bei niedrigem Frequenzverhältnis zwischen Schaufelschwingfrequenz und Pumpfrequenz ist das Verhalten deutlich anders. Die Grundströmung, die sich nach etwa sechs Perioden eingestellt hat, zeigt eine ausgeprägte Rückströmung und damit eine deutlich andere Grundströmung als die transienten Simulation. Das Ergebnis bestätigt die in Kapitel 1.6 aufgestellte Hypothese, dass die Grundströmung bei der NL-HTM für niedrige Frequenzverhältnisse nicht erhalten bleibt und dass die NL-HTM

für diese Frequenzverhältnisse und Pumpphasen vermutlich nicht geeignet ist. Der Vergleich der aerodynamischen Dämpfung zur Referenzmethode wird in Kapitel 5.4 gezeigt.

5.3 Nötige Abtastrate bei HTM

Die aerodynamische Dämpfung ändert sich während des Surge teilweise sehr schnell und stark. Mit den Halb-Transienten-Methoden (NL-HTM und L-HTM) wird die aerodynamische Dämpfung an bestimmten Zeitpunkten während des Pumpvorgangs ermittelt. Um bei schnellen Änderungen der aerodynamischen Dämpfung die Minima und Maxima richtig zu erfassen, ist eine gewisse zeitliche Auflösung oder Abtastrate notwendig. Im Folgenden soll gezeigt werden, welche Abtastrate notwendig ist, um mit einer HTM die Spitzenwerte gut zu erfassen. Dabei wird die L-HTM verwendet, weil mit der NL-HTM eine Verfälschung der Grundströmung, wie in Kapitel 5.2 gezeigt, auftritt. Untersucht wurde die kritische Schwingung in der ersten Torsion mit einem IBPA von -105° .

Abbildung 5.10 zeigt den Verlauf der aerodynamischen Dämpfung für verschiedene Abtastraten. Die Abtastraten sind hier als Samples pro Schaufelschwingungsperiode (SPP) angegeben. In Grau sind der Massenstromverlauf und die einzelnen Pumpphasen eingezeichnet.

Die Ergebnisse zeigen einen ähnlichen Verlauf im Vergleich zur FTM. Die minimalen Dämpfungen treten während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration auf, wobei die Dämpfung während des Strömungszusammenbruchs schwach negativ und während der Regeneration stärker negativ ist. Während der Rückströmphase ist die Dämpfung nahezu konstant. Der qualitative Verlauf wird bereits für eine SPP von eins gut vorhergesagt, wobei in der ersten Regenerationsphase keine negative Dämpfung vorhergesagt wird. Ab einer SPP von zwei wird der qualitative Verlauf sehr gut vorhergesagt.

Quantitativ gesehen sind die Kurven ab einer SPP von zwei sehr ähnlich. Während der Regeneration treten die stärksten Unterschiede zwischen den Kurven auf. Dabei ist der Verlauf auch für eine SPP von acht nicht identisch in beiden Pumpzyklen.

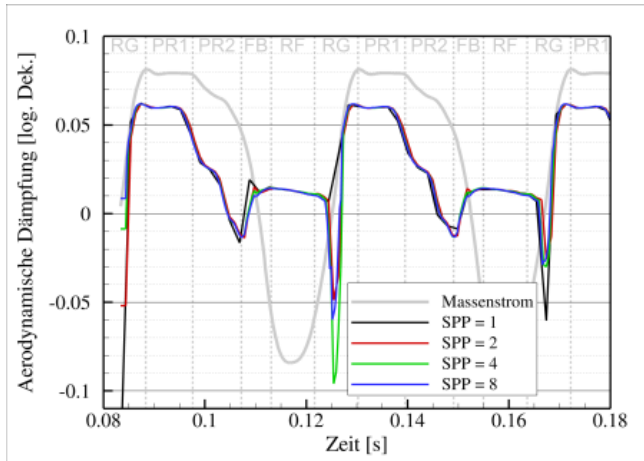


Abbildung 5.10: HTM - Einfluss Abtastrate: Aerodynamische Dämpfung über der Zeit für verschiedene Abtastraten

Der Grund für dieses Verhalten ist ein stark negativer Wert während der Regenerationsphase. Je nachdem, wie nah die Abtastpunkte am Spitzenwert liegen, geht dieser stärker oder schwächer in die aerodynamische Dämpfung ein und erzeugt so die Unterschiede in den Kurven. Da die Abtaststellen homogen über die Schaufel-schwingungsperioden und nicht über die Pumpschwingungsperioden verteilt sind, wiederholen sich die Werte über die Pumpzyklen nicht exakt.

Es lässt sich schlussfolgern, dass bereits eine niedrige Abtastrate ausreichend ist, um den Verlauf der aerodynamischen Dämpfung qualitativ gut vorherzusagen. Für die Vorhersage der Spitzenwerte ist eine höhere Abtastrate notwendig, wobei der zeitliche Vorteil gegenüber der Voll-Transienten-Methode verloren geht. Eventuell wäre auch eine dichtere Abtastrate in bestimmten Pumpphasen mit starken Schwankungen der aerodynamischen Dämpfung möglich. Sollte Flattern während des Pumpens nur möglich sein, wenn die Dämpfung während der Rückströmung negativ ist, so lassen die Ergebnisse vermuten, dass eine einzige Abtastung bei maximaler Rückströmung ausreichend wäre, um die Flutterstabilität abzuschätzen.

5.4 Methodenvergleich

Im folgenden Abschnitt werden die aeroelastischen Ergebnisse verschiedener Methoden miteinander verglichen. Der Vergleich zwischen FTM und NL-HTM soll den Einfluss der instationären Grundströmung zeigen (Forschungshypothese B). Der Vergleich zwischen NL-HTM und L-HTM soll den Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearitäten zeigen (Forschungshypothese C). Durch einen Vergleich mit den Vorhersagen im stabilen Betriebsbereich sollen Abweichungen zur Druckaufbauphase betrachtet werden (Forschungshypothese A). Zusätzlich sollen die Strömungsphänomene beschrieben werden, die während der verschiedenen Pumpphasen bestimmend für das aeroelastische Verhalten sind.

Der Vergleich wird für die in Kapitel 5.1 als kritisch identifizierte erste Schaufeltorsion mit -105° IBPA durchgeführt. Im ersten Teil des Kapitels werden die globalen aeroelastischen Parameter verglichen. Dabei werden für die verschiedenen Pumpphasen charakteristische Bereiche ermittelt, die in den Unterkapiteln detailliert betrachtet werden. In den Unterkapiteln werden der Strömungszustand, die für die Dämpfung wichtigen Strömungsphänomene und die resultierende lokale Verteilung von anregenden und dämpfenden Bereichen auf der Schaufeloberfläche gezeigt. Lokale Unterschiede könnten sich ausgleichen und zu ähnlichen globalen Werten führen, daher ist die Betrachtung der lokalen Größen auch notwendig, um Schlussfolgerungen aus den globalen Betrachtungen zu bestätigen.

Abbildung 5.11 zeigt den Verlauf des Massenstroms für die einzelnen Methoden. Wie erwartet stimmen die Massenströme von reiner Surge-Simulation, FTM und L-HTM überein. Die in der FTM zusätzlich vorhandenen Schaufelschwingungen führen also nicht zu einer Änderung des Pumpverhaltens. Die Werte der L-HTM müssen übereinstimmen, da die Grundströmung bei dieser Methode konstant gehalten wird.

Die bereits in Kapitel 5.2 beschriebene Änderung der Grundströmung bei der NL-HTM ist auch in Abbildung 5.11 zu erkennen. Die Abweichungen treten dabei immer in Pumpphasen mit hoher Änderungsrate der Grundströmung auf und sorgen für ein Vorseilen der NL-HTM. Die stärkste Abweichung tritt am Ende von PR2 und während des Strömungszusammenbruchs auf. Dabei bricht die Strömung vorzeitig

zusammen und der Massenstrom sinkt bereits auf das Niveau während der Rückströmung ab. Die NL-HTM konvergiert in diesem Bereich nicht. Kleinere Abweichungen treten auch beim Übergang von PR1 zu PR2 und während der Regeneration auf. Es ist zu erwarten, dass auch die vorhergesagte Dämpfung in diesen Bereichen vorseilt.

Die Abbildungen 5.12 und 5.13 zeigen den zeitlichen Verlauf der aeroelastischen Parameter. Die Abbildungen sind in drei Spalten und drei Reihen aufgeteilt. Die Spalten zeigen von links nach rechts die aerodynamische Dämpfung Λ , die Phase $\varphi_{P,ae}$ und den Betrag $|P_{ae}|$ der aerodynamischen Leistung, wodurch sich unterscheiden lässt, ob eine Dämpfungsänderung durch eine Änderung in der Phasenlage oder im Betrag hervorgerufen wird. Die Reihen zeigen von oben nach unten den Rotor, die Druckseite und die Saugseite, wodurch man erkennen kann, wie beide Seiten zu den Gesamtwerten beitragen. Neben den Werten bei FTM, L-HTM und NL-HTM sind auch die Werte im stabilen Betriebsbereich gezeigt, wobei zwischen linearisierten (L-SO) und nichtlinearer (NL-SO) Vorhersagen unterschieden wird.

Zuerst soll der Verlauf der aerodynamischen Dämpfung am Rotor bei der Referenzmethode FTM betrachtet werden. Qualitativ betrachtet weist der Dämpfungsverlauf drei Plateaus und drei Übergänge zwischen diesen Plateaus auf.

Die Plateaus sind in PR1, PR2 und RF. Bei den Plateaus in PR1 und RF sind auch die Werte der Saug- und Druckseite und auch die Werte von Betrag und Phase der

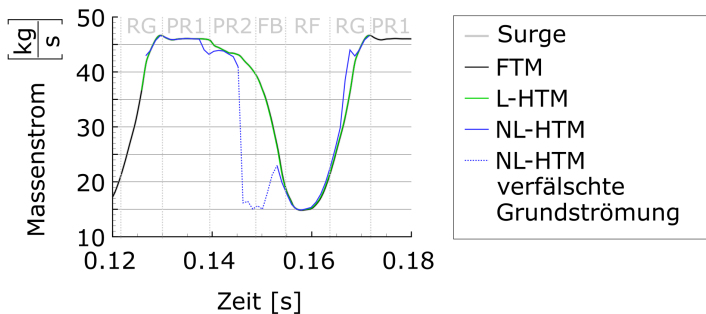


Abbildung 5.11: Methodenvergleich: Verlauf des Massenstroms

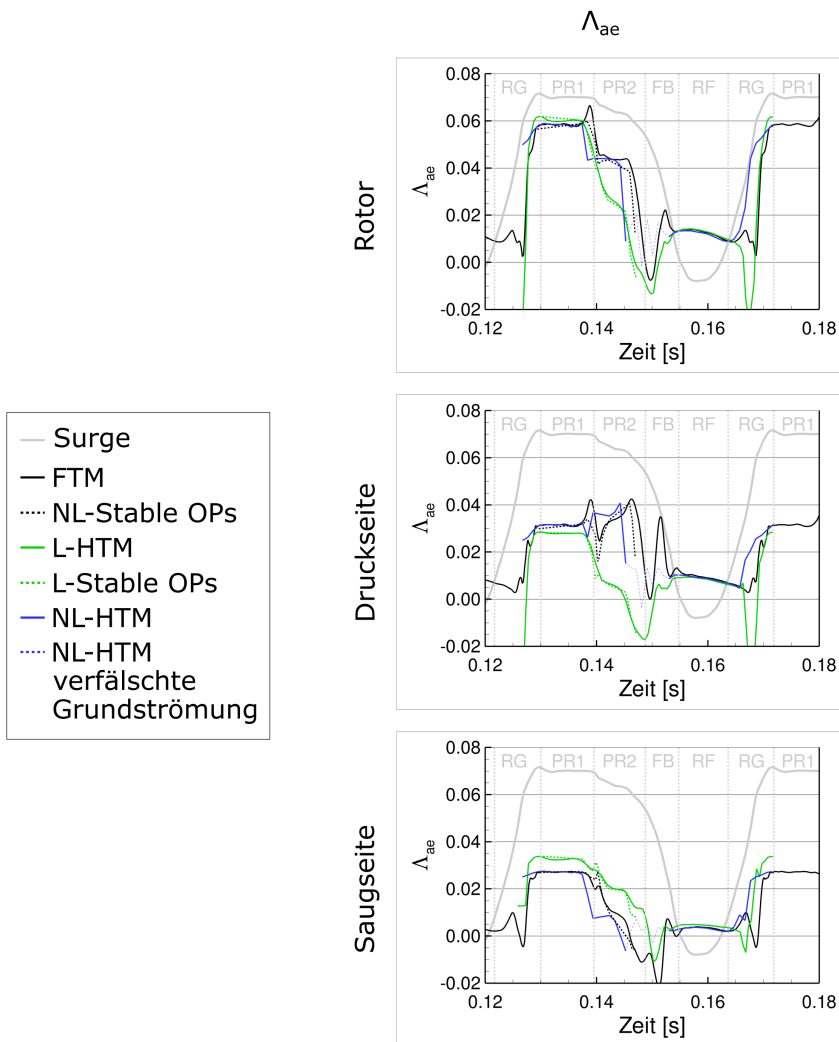


Abbildung 5.12: Methodenvergleich - Aerodynamische Dämpfung über der Zeit für Rotor, Druckseite und Saugseite

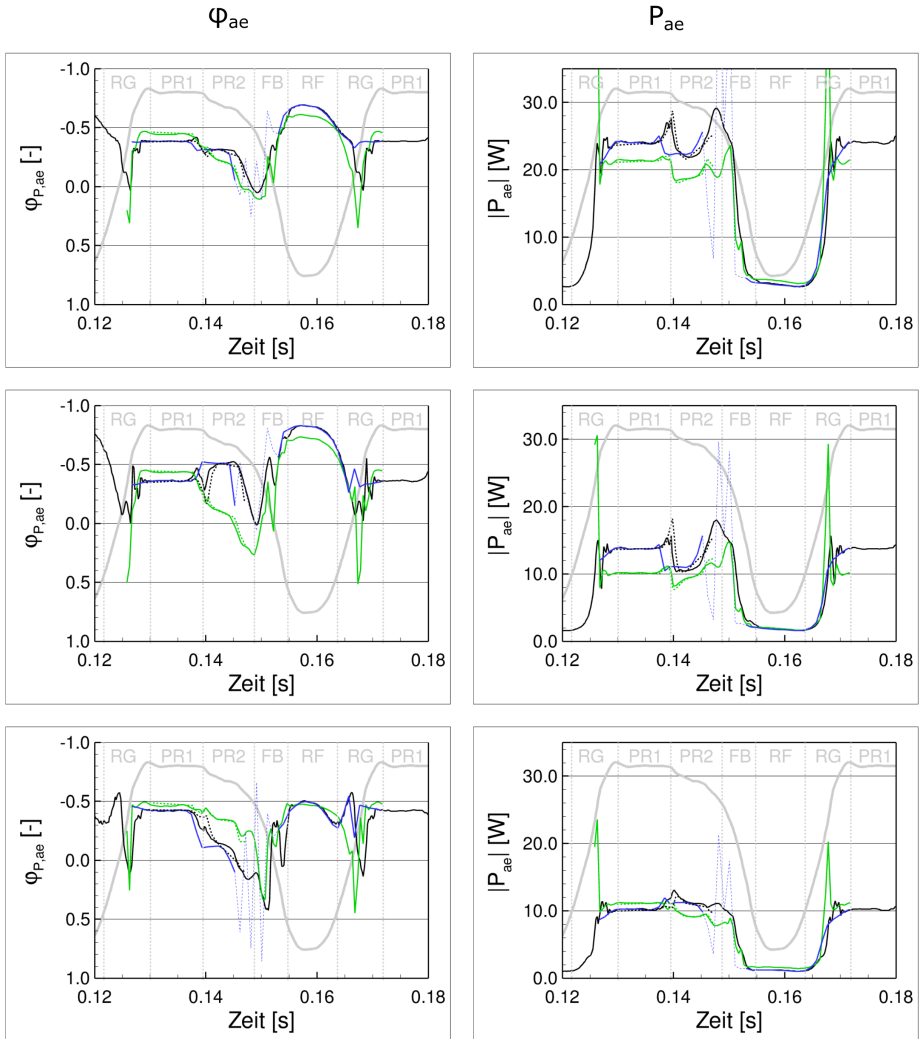


Abbildung 5.13: Methodenvergleich - Phase und Betrag der aerodynamische Leistung über der Zeit für Rotor, Druckseite und Saugseite

aerodynamischen Leistung nahezu konstant. Das Plateau während PR2 entsteht im Gegensatz dazu durch einen Anstieg auf der Druckseite und einen nahezu gleichstarken Abfall auf der Saugseite.

Beim Übergang von PR1 zu PR2 kommt es zu einer kurzen Spitze in positiver Richtung mit anschließendem Abfall auf das PR2-Niveau. Die Spitze entsteht dabei durch einen kurzzeitigen Anstieg der Dämpfung auf der Druckseite. Der Übergang von PR2 zu RF umfasst das Ende von PR2 und den Strömungszusammenbruch. Dabei fällt die Dämpfung am Ende von PR2 stark ab. Der starke Abfall resultiert dabei aus einem gleichzeitigen Abfall der Dämpfung auf Druck- und Saugseite. Dieser Vorgang setzt sich auch zu Beginn von FB fort und führt zu einem negativen Minimum im Dämpfungsverlauf. Die Druckseite weist Werte nahe null und die Saugseite negative Werte der aerodynamischen Dämpfung auf. Die Saugseite ist also maßgebend für die negative Gesamtdämpfung des Rotors. Nach dem Minimum pendelt sich die Dämpfung während FB auf das RF-Niveau ein. Der Übergang von RF zu PR1 umfasst nur die Regeneration. Dabei tritt zu Beginn von RG eine kurze Spitze in negativer Richtung auf und anschließend ein starker Anstieg bis auf PR1-Niveau. Im Bereich der kurzen Spitze zeigen andere IBPAs auch negative Dämpfungen (vgl. Kapitel 5.1). Die Spitze wird auf der Saugseite hervorgerufen. In den Unterkapiteln werden die Strömungszustände in den drei Plateaus und während der drei Übergänge detailliert beschrieben.

Mit der NL-HTM werden ebenfalls die drei Plateaus vorhergesagt. Dabei sind die aeroelastischen Parameter während der Plateaus nahezu identisch zur FTM. Bei den Übergängen eilen die Vorhersagen mit der NL-HTM wie erwartet denen der FTM voraus, was zu teilweise starken Abweichungen führt. Beim Übergang von PR1 zu PR2 wird die Spitze nicht vorhergesagt und die Dämpfung sinkt früher auf PR2-Niveau ab. Beim Übergang von PR2 zu RF erfolgt der Einbruch der Dämpfung deutlich eher. Im Bereich des negativen Minimums zeigt die NL-HTM starke Schwankungen. Die Simulationen konvergieren in diesem Bereich nicht und die Ergebnisse sind nicht verlässlich. Während der Regeneration steigt die Dämpfung ebenfalls früher an und erreicht im Bereich der negativen Spitze fast schon das PR1-Niveau.

Insgesamt zeigt die NL-HTM also sehr gute Übereinstimmung in den Plateaus und teilweise starke Abweichungen während der Übergänge. Die Plateaus liegen alle in

Pumpphasen mit geringer Änderungsrate der Grundströmung. In diesen Pumpphasen ist die Abweichung der Grundströmung bei der NL-HTM nur gering (vgl. Kapitel 5.2). Die sehr gute Übereinstimmung mit der FTM zeigt, dass der Einfluss der instationären Grundströmung trotz des geringeren Frequenzverhältnisses in diesen Pumpphasen gering ist und dass eine gute Vorhersage mit der NL-HTM gemacht werden kann. Dies widerspricht der Forschungshypothese B.

In den Übergangsbereichen eilt die NL-HTM der FTM voraus und sagt Werte vorher, die auf dem Niveau des nachfolgenden Plateaus sind. Dadurch können in den Bereichen, in denen ein hoher Einfluss der instationären Grundströmung erwartet wird, keine verlässlichen Vorhersagen mit der NL-HTM gemacht und keine Schlussfolgerungen gezogen werden. Forschungshypothese B kann also in diesen Pumpphasen mit dieser Methodik weder bestätigt noch widerlegt werden.

Da die NL-HTM in den Plateaus mit der FTM nahezu übereinstimmt und bei den Übergängen starke unrealistische Werte zeigt, erfolgt der Vergleich zwischen FTM und L-HTM. Mit der L-HTM werden nur die zwei Plateaus in PR1 und RF vorhergesagt. In PR1 ist die Rotordämpfung sehr ähnlich zur FTM. Dies resultiert daraus, dass sich die Abweichungen auf der Druck- und der Saugseite ausgleichen. Auf der Druckseite wird ein etwas kleinerer und auf der Saugseite ein etwas größerer Wert vorhergesagt. Während RF sind die Abweichungen am geringsten. In PR2 gleicht sich bei der FTM der Anstieg auf der Druckseite und der Abfall auf der Saugseite aus und führen so zu dem plateauförmigen Verlauf. Bei der L-HTM fällt die Dämpfung auf beiden Schaufelseiten und führt so zu einem starken kontinuierlichen Abfall während PR2. Dabei wird die Dämpfung auf der Druckseite deutlich niedriger und auf der Saugseite deutlich höher vorhergesagt im Vergleich zur FTM. Der Abfall führt dazu, dass während des PR2-Plateaus bei der L-HTM bereits Dämpfungen nahe null vorhergesagt werden. Die Spitze beim Übergang von PR1 zu PR2 wird ebenfalls nicht vorhergesagt, da die Dämpfung auf der Druckseite fällt und nicht steigt wie bei der FTM.

Beim Übergang von PR2 zu RF fällt die Dämpfung noch einmal stärker ab und erreicht zu Beginn von FB ein negatives Minimum. Dabei ist aber die Druckseite negativ und die Saugseite positiv, also umgekehrt zur FTM. Beim Übergang von RF zu PR1 treten erneut starke Abweichungen auf. Die kleine negative Spitze wird

deutlich zu stark vorhergesagt und resultiert aus einer negativen Dämpfung auf der Druck- und nicht auf der Saugseite wie bei der FTM.

Die Abweichungen in den Plateaus zeigen den starken Einfluss von Nichtlinearität und Turbulenzschwankungen. In PR2 ist keine verlässliche Vorhersage und in PR1 nur eine sehr ungenaue Vorhersage möglich. In RF lässt die gute Übereinstimmung vermuten, dass eine Vorhersage möglich wäre, aber dies sollte mit den lokalen Betrachtungen bestätigt werden. Die Abweichungen in den Übergängen können anhand der globalen Parameter weder dem Einfluss der instationären Grundströmung noch der Nichtlinearität und den Turbulenzschwankungen zugeordnet werden. Um dies zu bewerten, müssen die lokalen Größen betrachtet werden. Die Ergebnisse lassen dennoch vermuten, dass Forschungshypothese C bestätigt werden kann.

Beim Vergleich mit den Werten bei stabiler Grundströmung ist auffällig, dass die Kurven von FTM und NL-SO und von L-HTM und L-SO sehr ähnlich sind. Dies bestätigt zum einen den starken Einfluss von Nichtlinearitäten und Turbulenzschwankungen (Forschungshypothese C) und zeigt zum anderen, dass die aerodynamische Dämpfung während des Druckaufbaus nur gering von den Werten im stabilen Betriebsbereich abweicht.

5.4.1 Druckaufbau I

Zu Beginn des Druckaufbaus bleibt der Massenstrom nahezu konstant und nur das Druckverhältnis steigt. Abbildung 5.14b zeigt den betrachteten Zeitpunkt und Abbildung 5.14a zeigt die axiale Geschwindigkeit und die Stoßpositionen auf 90 % Schaufelhöhe. Das Strömungsfeld weist einen anliegenden Kopfstoß und einen Passagenstoß, der bei etwa 40 % Sehnenlänge auf der Druckseite und bei etwa 95 % Sehnenlänge auf der Saugseite steht, auf. Die Passage ist also gesperrt und solange der Stoß in der Passage steht, wird der Massenstrom nahezu konstant bleiben. Die aerodynamische Dämpfung während dieser Pumpphase zeigt einen plateauförmigen Verlauf und wird von allen fünf Methoden nahezu identisch vorhergesagt.

Die Abbildungen 5.15a bis 5.15j zeigen den Realteil der aerodynamischen Leistung für die fünf verschiedenen Methoden auf der Druck- und Saugseite, wodurch man

die anregenden und dämpfenden Bereiche auf der Schaufel unterscheiden kann. Die blauen Bereiche sind dämpfende Bereiche und die roten Bereiche sind anregende Bereiche. Da die Leistung das Produkt aus Bewegung und Druck ist, können hohe Leistungen nur da entstehen, wo diese beiden Werte auch hoch sind. Bei der hier betrachteten ersten Torsion treten die höchsten Deformationen an der Vorder- und Hinterkante der Schaufelspitze auf. Nahezu keine Deformation tritt im Bereich der Torsionsachse auf. Diese liegt bei etwa 40 % Sehnenlänge.

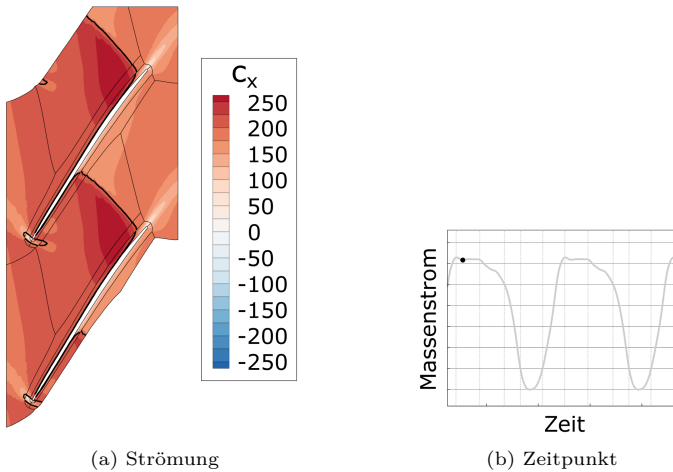


Abbildung 5.14: Methodenvergleich - Druckaufbau I - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Bei Betrachtung der Druckseite mit der FTM (Abbildung 5.15a) sind drei unterschiedliche Bereiche zu erkennen: zwei stark dämpfende Bereiche und ein leicht anregender Bereich. Der stark dämpfende Bereich an der Vorderkante resultiert aus den Schwingungen des Kopfstoßes. Die Schwingung des Kopfstoßes erzeugt starke Druckschwankungen und in Verbindung mit der großen Deformation in diesem Bereich auch eine hohe aerodynamische Leistung. Die anderen beiden Bereiche resultieren aus der Schwingung des Passagenstoßes. Vor dem Stoß entsteht ein angefachter Bereich. Zwar sind die Druckschwankungen in diesem Bereich stark, jedoch führen die Nähe zur Torsionsachse und die damit verbundene, eher geringe Deformation zu kleinen aerodynamischen Leistungen. Dadurch ist der Bereich nur leicht angeregt.

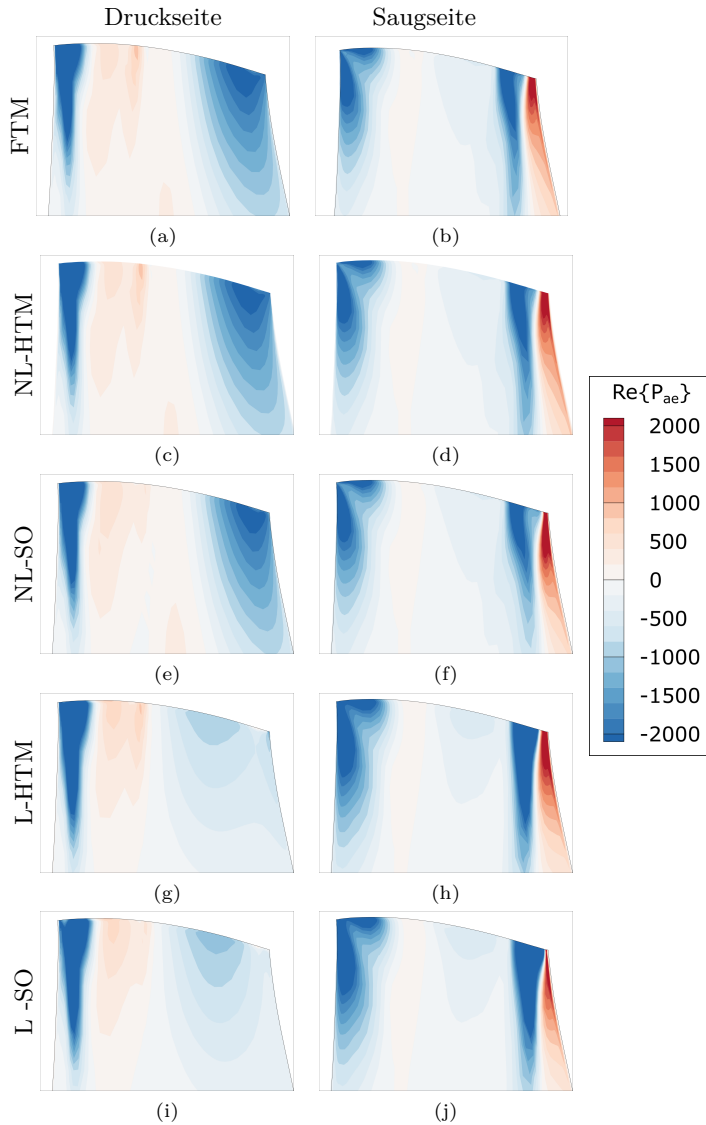


Abbildung 5.15: Methodenvergleich - Druckaufbau I - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

Hinter dem Stoß kommt es zur Wechselwirkung zwischen Stoß und Grenzschicht, was wiederum zu starken Druckschwankungen führt. Durch die große Entfernung zur Torsionsachse entsteht ein stärker dämpfendes Gebiet an der Hinterkante.

Auf der Saugseite (Abbildung 5.15b) sind ebenfalls drei Bereiche zu erkennen: ein stark dämpfender Bereich an der Vorderkante und ein stark dämpfender und stark anregender Bereich an der Hinterkante. Der Bereich an der Vorderkante resultiert aus der Schwingung des Kopfstoßes. Die Bereiche an der Hinterkante resultieren aus der Schwingung des Passagenstoßes. Dabei entsteht vor dem Stoß ein stark dämpfender und hinter dem Stoß ein stark anregender Bereich. Durch den großen Abstand zur Torsionsachse sind auch die aerodynamischen Leistungen hoch.

Der Vergleich mit den anderen nichtlinearen Verfahren (NL-HTM und NL-SO) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung in allen Bereichen und bestätigt so die gute Übereinstimmung der globalen Werte.

Der Vergleich mit den linearisierten Methoden mit konstanter Turbulenz (L-HTM und L-SO) zeigt in großen Bereichen auch eine gute Übereinstimmung. Der größte Unterschied tritt im Bereich der Stoß-Grenzschicht-Interaktion an der Hinterkante der Druckseite auf. Aufgrund der konstanten Turbulenz fallen die Schwankungen in der Grenzschicht und die damit verbundenen Druckschwankungen deutlich geringer aus und führen zu dem nur leicht gedämpften Bereich. Dadurch ist die globale Dämpfung der Druckseite deutlich geringer. Durch die Linearisierung wird die Druckschwankung der ersten Harmonischen etwas überschätzt und die dämpfenden Bereiche durch den Kopfstoß und den Passagenstoß sind etwas stärker. Dadurch wird auf der Druckseite der fehlende dämpfende Bereich an der Hinterkante etwas kompensiert und die Saugseite weist global eine etwas höhere Dämpfung auf. Der fehlende Bereich an der Hinterkante der Druckseite stellt bereits hier einen signifikanten Unterschied dar und nur durch den Ausgleich auf der Saugseite weichen die globalen Größen nicht stärker voneinander ab. Die Ergebnisse bestätigen den großen Einfluss von Nichtlinearität und Turbulenzschwankung.

5.4.2 Übergang Druckaufbau I/II

Während PR1 beginnt sich der Passagenstoß stromauf zu bewegen (Abb. 5.16a). Beim Übergang von PR1 zu PR2 verbinden sich Passagenstoß und Kopfstoß.

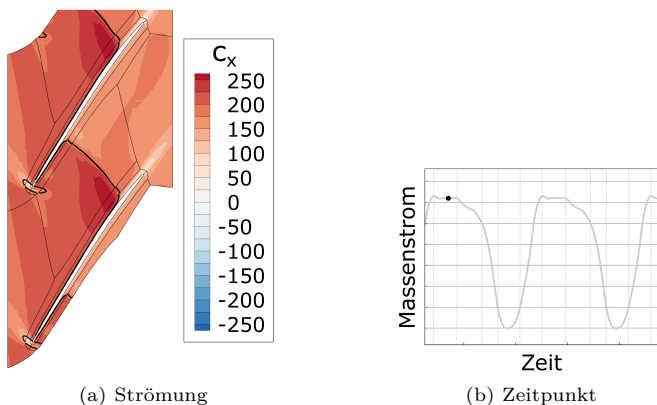


Abbildung 5.16: Methodenvergleich - Druckaufbau 2 - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Die FTM weist beim Übergang von PR1 zu PR2 eine Spitze in positiver Richtung in der aerodynamischen Dämpfung auf (Abb. 5.12), die mit keiner der anderen Methoden vorhergesagt wurde. Bei der Wanderung des Stoßes stromaufwärts bleiben die durch den Kopfstoß hervorgerufenen dämpfenden Bereiche vorerst konstant. Auf der Druckseite führt die Verschiebung des Stoßes von der Torsionsachse hin zum Kopfstoß dazu, dass die Deformationen im Stoßbereich und die damit verbundene Leistung zunehmen. Dies führt zu einem schmalen, stark angeregten Bereich (Abb. 5.17a). Zusätzlich wächst an der Hinterkante der Druckseite der dämpfende Bereich aufgrund der Stoß-Grenzschicht-Interaktion. Dabei überwiegt auf der Druckseite die zusätzliche Dämpfung und führt zu einem globalen Anstieg am Ende von PR1. Auf der Saugseite verschiebt sich der Stoß in Richtung der Torsionsachse, dadurch wächst der anregende Bereich an der Hinterkante (Abb. 5.17b). Der dämpfende Bereich ist zunächst nur wenig betroffen. Dies führt auf der Saugseite zu einer Abnahme der globalen Dämpfung. Insgesamt überwiegt die zusätzliche Dämpfung auf der Druckseite und führt zu einem globalen Anstieg der Dämpfung am Ende von PR1.

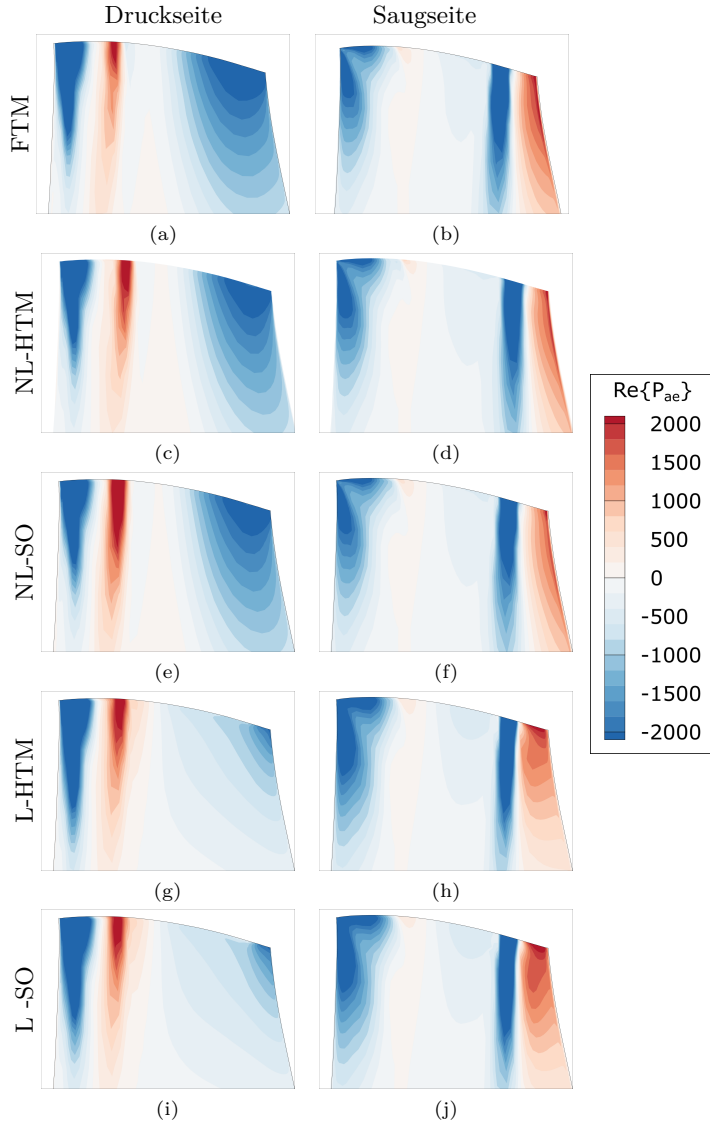


Abbildung 5.17: Methodenvergleich - Druckaufbau 2 - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

Beim Übergang zu PR2 verbinden sich die beiden Stöße. Dadurch wird der dämpfende Bereich an der VK der Druckseite verdrängt und die Dämpfung sinkt stark ab, was zu der Spitze im Dämpfungsverlauf führt. Auf der Saugseite nähert sich der dämpfende Bereich der Torsionsachse weiter und wird durch die geringe Schaufelbewegung immer schwächer. Dadurch sinkt die Dämpfung auch auf der Saugseite. Insgesamt führt die Verbindung der Stöße also zu einer starken Abnahme der globalen Dämpfung auf das Niveau des Plateaus in PR2.

Den qualitativen Verlauf auf der Schaufeloberfläche zu Beginn der Stoßwanderung sagen alle Methoden gut vorher (Abb. 5.17). Die nichtlinearen Methoden zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zur FTM, wobei die NL-HTM etwa 2ms vorseilt. Beide Methoden sagen die Spitze im Dämpfungsverlauf aber nicht vorher (Abb. 5.12). Die Spitze resultiert aus der Verbindung der Stöße. Diese erfolgt sehr schnell und zu einem bestimmten Zeitpunkt. Die fehlende Trägheit bei der NL-HTM sorgt dafür, dass dieser Vorgang übergangen wird. Bei der NL-SO könnte eine bessere Abstimmung zu einer Vorhersage der Spitze führen, wobei die jetzige Abstimmung bereits höher ist als die übliche Abstimmung entlang einer Drehzahllinie.

Die linearen Methoden zeigen untereinander eine sehr gute Übereinstimmung. Der größte Unterschied zu den anderen Methoden ist der dämpfende Bereich an der HK der Druckseite. Dieser wird, wie zuvor, deutlich zu gering vorhergesagt. Die anderen Bereiche werden erneut etwas stärker als bei den nichtlinearen Methoden vorhergesagt. Die Vernachlässigung des dämpfenden Bereichs auf der Druckseite führt dazu, dass die globale Dämpfung bereits am Ende von PR1 zu fallen beginnt und keine Spitze im Dämpfungsverlauf auftreten kann. Der zusätzliche Abfall beim Übergang von PR1 zu PR2 durch das Verdrängen des dämpfenden Bereichs am Kopfstoß wird gut vorhergesagt, was zu einer weiteren Abnahme der Dämpfung führt. Das Verhalten auf der Saugseite wird ebenfalls gut vorhergesagt. Für den Rotor führt dies zu einer deutlich stärkeren Abnahme der Gesamtdämpfung beim Übergang zu PR2 und so liegen die globalen Werte deutlich niedriger als das PR2-Niveau. Die Unterschiede resultieren also, wie erwartet, aus der Vernachlässigung der Turbulenzschwankungen.

5.4.3 Druckaufbau II

Im zweiten Teil des Druckaufbaus schiebt sich der Stoß weiter stromaufwärts. Dadurch wächst der Abstand zur Druckseite und die Position wandert auf der Saugseite in Richtung Vorderkante (Abb. 5.18a). Am Ende des Druckaufbaus beginnt die Strömung an der Hinterkante der Saugseite abzureißen und an der Vorderkante bildet sich ein Tipwirbel aus.

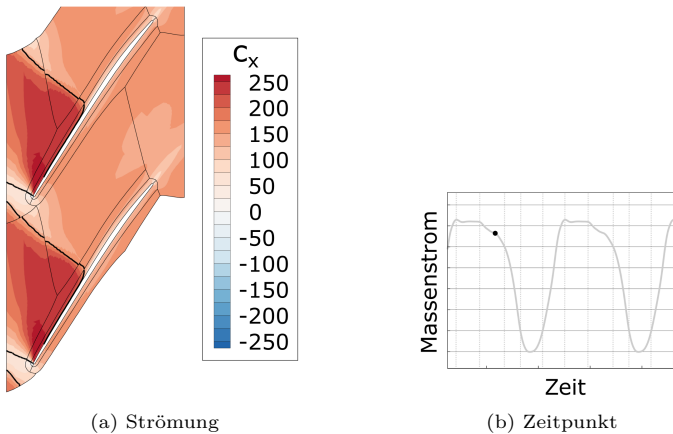


Abbildung 5.18: Methodenvergleich - Druckaufbau 3 - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Im zweiten Teil des Druckaufbaus zeigt die FTM erneut einen plateauförmigen Verlauf bei der Gesamtdämpfung des Rotors. Am Ende von PR2 sinkt die Dämpfung stark und wird zu Beginn des Strömungszusammenbruchs negativ.

Der plateauförmige Verlauf während PR2 resultiert aus einem Anstieg der Dämpfung auf der Druckseite und einem Abfall auf der Saugseite. Beim Übergang von PR1 zu PR2 haben sich die Stöße verbunden und der dämpfende Bereich an der Vorderkante der Druckseite wurde durch den anregenden Bereich hinter dem Stoß verdrängt. Durch den wachsenden Abstand des Stoßes während PR2 wird der anregende Bereich an der Vorderkante schwächer und ein dämpfender Bereich entsteht, wodurch die globale Dämpfung auf der Druckseite steigt. Auf der Saugseite wan-

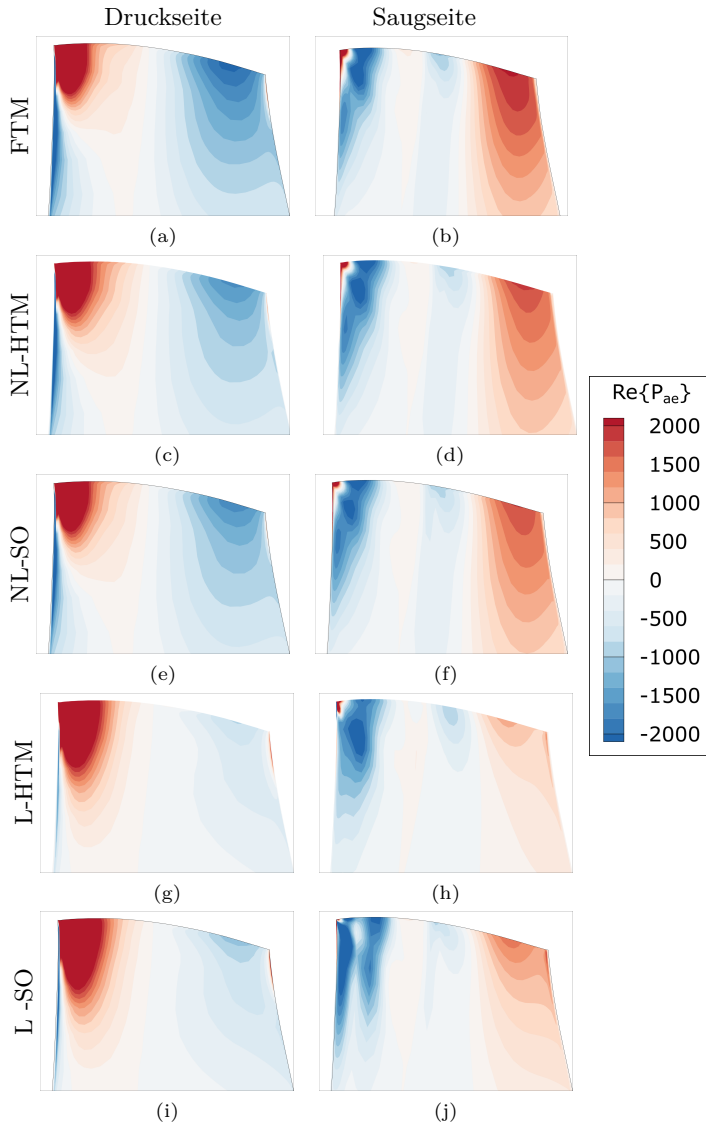


Abbildung 5.19: Methodenvergleich - Druckaufbau 3 - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

dert der Stoß weiter stromaufwärts und die Entwicklung aus PR1 setzt sich fort. Der dämpfende Bereich nähert sich der Torsionsachse und wird schwächer und der anregende Bereich wird stärker. Zusätzlich führt der wachsende Kopfstoß zu einer Verringerung der Dämpfung an der Vorderkante. Global sinkt die Dämpfung auf der Saugseite dadurch.

Am Ende von PR2 erzeugt der Tipwirbel der Nachbarschaufel einen stark angeregten Bereich an der Vorderkante der Druckseite (Abb. 5.19a). Der dämpfende Bereich an der Hinterkante wird schwächer, bleibt jedoch erhalten. Die Ablösung an der Hinterkante der Saugseite sorgt ebenfalls für einen stark angeregten Bereich (Abb. 5.19b). Die anregenden Bereiche entstehen in kurzer Zeit und sorgen für einen starken Abfall der globalen Dämpfung (Abb. 5.11). Der Übergang zu negativer Dämpfung findet nahezu zeitgleich mit dem Übergang zu FB statt. Dabei ist die Dämpfung auf der Druckseite nahe null und auf der Saugseite negativ.

Die nichtlinearen Methoden sagen den Verlauf während PR2 sehr gut vorher. Die NL-HTM zeigt erneut ein Vorseilen um etwa 2ms, daher setzt der abrupte Abfall der Dämpfung eher ein. Berücksichtigt man den Zeitversatz, sind die Werte von FTM, NL-HTM und NL-SO nahezu identisch. Auch die lokalen Verläufe stimmen sehr gut überein (Abb. 5.19c - 5.19f). Allerdings sagen beide Verfahren keinen Übergang zu negativen Gesamtdämpfungen vorher. Grund dafür ist die fehlende Trägheit, die zu einem früheren Strömungszusammenbruch führt.

Die linearisierten Verfahren zeigen untereinander erneut eine sehr gute Übereinstimmung. Zur FTM treten aber große Unterschiede auf. Der Anstieg der Dämpfung auf der Druckseite am Anfang von PR2 resultiert aus dem Verschwinden des angeregten Gebiets an der Vorderkante, weil die Entfernung zum Stoß wächst. Die Druckschwankungen in diesem Bereich werden aufgrund der Linearisierung deutlich überschätzt und das anregende Gebiet wird nicht schwächer. Zusätzlich wird das dämpfende Gebiet an der Hinterkante aufgrund der Grenzschicht schwächer, was global zu einem Abfall der Dämpfung führt. Auf der Saugseite stimmen die Vorhersagen qualitativ mit der FTM überein und es kommt zu einem Abfall der globalen Dämpfung. Insgesamt führt dieses Verhalten zu einem kontinuierlichen Abfall während PR2 und zu deutlich niedrigeren Werten im Vergleich zur FTM.

Am Ende von PR2, wenn der Tipwirbel auftritt, wächst der anregende Bereich auf der Druckseite noch stärker. Das Fehlen des dämpfenden Bereichs an der Hinterkante und die zu starke Vorhersage des anregenden Bereichs auf der Vorderkante sorgen dann auf der Druckseite global für negative Dämpfungen. Auf der Saugseite wird der anregende Bereich durch die Ablösung sehr viel schwächer vorhergesagt. Der dämpfende Bereich durch den Kopfstoß entspricht den Vorhersagen der FTM. Durch den schwächer vorhergesagten anregenden Bereich bleibt die Dämpfung auf der Saugseite auch am Ende von PR2 positiv. Insgesamt ist die Gesamtdämpfung des Rotors am Ende von PR durch die stark negative Dämpfung auf der Druckseite dennoch negativ und ähnelt den Werten der FTM. Allerdings gleichen sich dabei, wie auch bei PR1, nur die Fehler auf der Druck- und der Saugseite aus und zeigen, dass die linearisierten Methoden hier keine gute Vorhersage ermöglichen. Dabei ist vor allem die Vernachlässigung der Turbulenzschwankung für die Abweichungen in der Dämpfungsvorhersage verantwortlich.

5.4.4 Strömungszusammenbruch

Die Grenze zwischen PR2 und FB wurde auf Basis der stationären Kennlinie bei dem kleinsten stabilen Massenstrom eingezeichnet. Aufgrund der Trägheit der Strömung setzt der Strömungszusammenbruch an dieser Grenze verzögert ein, wodurch sich die Entwicklungen vom Ende von PR2 kurzzeitig fortsetzen. Anschließend bricht die Strömung zusammen und der Stoß verlässt die Passage (Abb. 5.20a). Erst am Ende von FB ist die Rückströmung voll entwickelt.

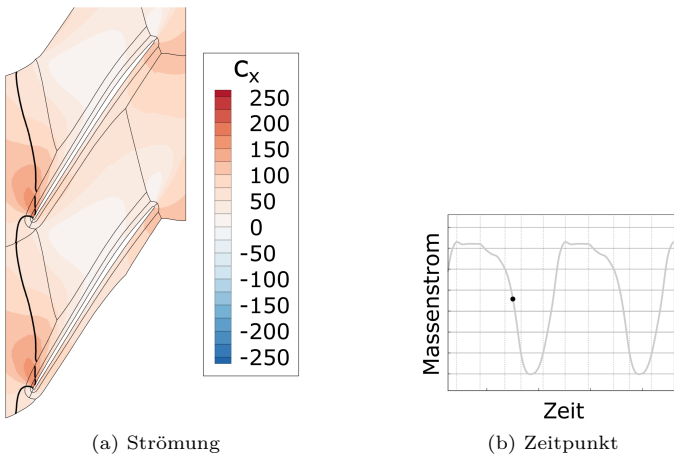


Abbildung 5.20: Methodenvergleich - Strömungszusammenbruch - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Während des Strömungszusammenbruchs können generell nur FTM, NL-HTM und L-HTM Ergebnisse liefern. Die FTM zeigt das Minimum der Dämpfung direkt nach dem Übergang von PR2 zu FB. Dabei setzen sich die Vorgänge vom Ende von PR2 fort. Der anregende Bereich mit dem Tipwirbel auf der Druckseite wird stärker und die Dämpfung auf der Druckseite fällt noch etwas weiter. Die zugehörige Oberflächenverteilung ist hier nicht erneut dargestellt. Beim dann eintretenden Strömungszusammenbruch verschwinden zuerst der Tipwirbel und der stark angeregte Bereich an der VK der Druckseite. Nach dem Verschwinden des Tipwirbels stellt sich ein leicht gedämpfter Bereich ein (Abb. 5.21a). Auf der Saugseite beginnt durch den

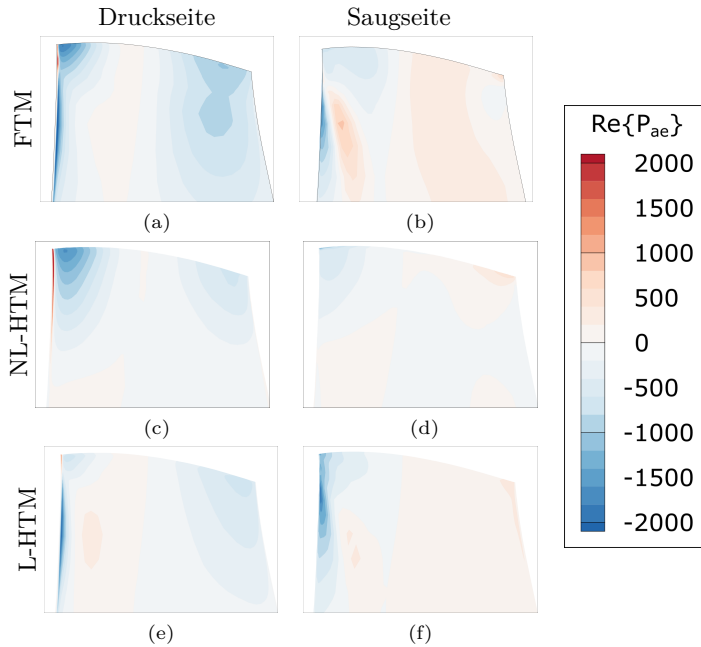


Abbildung 5.21: Methodenvergleich - Strömungszusammenbruch - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

starken Strömungsabriss bereits die aerodynamische Antwort schwächer zu werden (Abb. 5.21b). Dies führt auf beiden Seiten zu einem starken Anstieg der Dämpfung. Anschließend, nachdem der Stoß völlig verschwunden ist, werden auch die gedämpften Bereiche schwächer und die Dämpfung sinkt auf das RF-Niveau ab.

Die NL-HTM kann diesen Vorgang nicht abbilden, da aufgrund der veränderlichen Grundströmung und fehlenden Trägheit bereits am Ende von PR2 rückströmungsähnliche Zustände auftreten. Durch die Konvergenzprobleme zeigt die NL-HTM in diesem Bereich starke Schwankungen und die Vorhersagen sind nicht verlässlich. Die aerodynamische Dämpfung ist dabei bereits teilweise stark abgesunken (Abb. 5.21c und 5.21d). Das mit der FTM ermittelte Minimum der Dämpfung kann nicht vorhergesagt werden.

Die L-HTM zeigt qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie die FTM. Zu Beginn von FB setzen sich die Vorgänge aus PR2 fort und ein Minimum in der aerodynamischen Dämpfung tritt auf. Dabei weichen die auf der Schaufeloberfläche vorhergesagten angeregten und gedämpften Gebiete stark von den Vorhersagen der FTM ab, wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde. Anschließend verschwinden, wie auch bei der FTM, zuerst die stark anregenden Bereiche durch den Tipwirbel und die Ablösung auf der Saugseite. Da die Ausgangslage bei der L-HTM anders ist als bei der FTM, sehen auch die resultierenden Schwankungen während FB anders aus. Zum Ende von FB verschwinden auch die stärker gedämpften Bereiche und die Dämpfung erreicht das RF-Niveau.

5.4.5 Rückströmung

Während der Rückströmphase wird der Strömung durch den Rotor weiterhin Energie zugeführt. Die Energiezufuhr sorgt für eine Abschwächung der Rückströmung und führt im Bereich der Hinterkante zu einer langsamen Vorwärtsströmung. Abbildung 5.22a zeigt die axiale Geschwindigkeit während der Rückströmung. Ein Stoß ist nicht vorhanden. An der Hinterkante der Druckseite bildet sich ein Staupunkt und auf der Saugseite ein Wirbel aus.

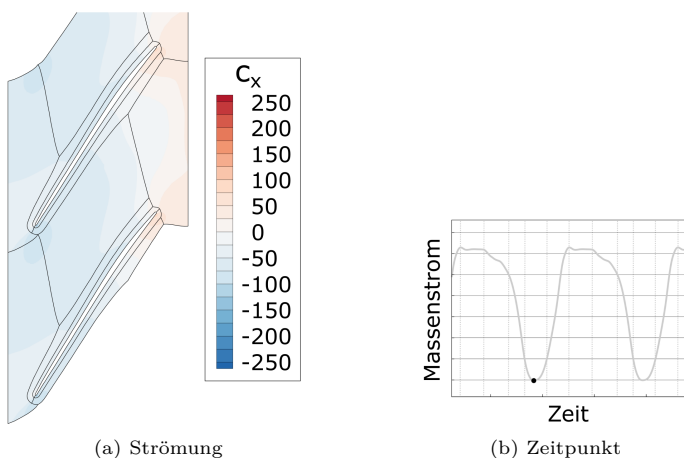


Abbildung 5.22: Methodenvergleich - Rückströmung - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Wie erwartet, ist die aerodynamische Leistung auf der Schaufeloberfläche deutlich geringer im Vergleich zu stabilen Strömungsbedingungen, weshalb die Grenzen der Farbskala um den Faktor vier reduziert wurden (Abb. 5.23). Auf den Schaufeloberflächen sind fast ausschließlich dämpfende Bereiche. Lediglich ein schmaler, anregender Streifen an der Vorderkante der Druckseite existiert, der aus der rückwärtsgerichteten Abströmung resultiert. Der stärkste dämpfende Bereich tritt an der Vorderkante der Druckseite auf. An der Hinterkante und an der Vorderkante der Saugseite sind die dämpfenden Bereiche deutlich schwächer.

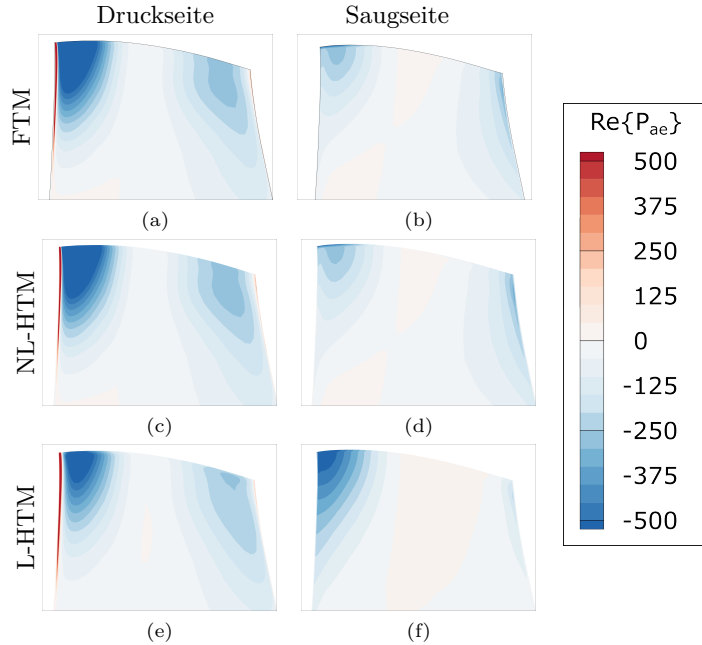


Abbildung 5.23: Methodenvergleich - Rückströmung - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

Durch die stark abgelöste Strömung während RF ist die aerodynamische Kopplung der Schaufeln untereinander deutlich reduziert (vgl. 5.1.2). Bei schwacher aerodynamischer Kopplung wird die aerodynamische Antwort primär durch die Bewegung der Schaufel selbst und in geringerem Maße durch die Bewegung der benachbarten Schaufeln bestimmt. Die Eigenbewegung der Schaufel besitzt stets einen dämpfenden Einfluss [52, 47], was während der Rückströmung zu einer positiven Gesamtdämpfung führt. Die Strömung trifft bei etwa 70 % Sehnenlänge auf die Druckseite und wird von dort stromauf und stromab abgelenkt. Auf der Saugseite entsteht an der Hinterkante ein Wirbel. Daraus resultieren deutlich höhere Drücke auf der Druck- als auf der Saugseite und dadurch auch höhere Leistungen. Im Bereich des Staupunktes sind zwar die Drücke erhöht, aber durch den steilen Anströmwinkel entstehen nur geringe Druckschwankungen durch die Schaufeltorsion. Die Oberflächenverteilungen bestätigen damit die bereits in Kapitel 5.1.3 gezogenen Schlussfolgerungen.

Vergleicht man die Methoden, so zeigt sich, dass der qualitative Verlauf mit allen Methoden gut vorhergesagt wird. Quantitativ sind die Werte der NL-HTM fast identisch zur FTM und die L-HTM zeigt leichte Abweichungen. Die NL-HTM liefert hier gute Werte, weil die Grundströmung sich nur schwach ändert und somit die Verfälschung der Grundströmung auch gering bleibt. Die L-HTM liefert auch gute Werte. Zwar gibt es den Wirbel an der Hinterkante der Saugseite, doch dieser ist nicht ausschlaggebend für die Dämpfung und dadurch sind die Abweichungen eher gering. Beide vereinfachten Methoden sind hier gut geeignet, aerodynamische Vorhersagen zu treffen.

5.4.6 Regeneration

Während der Regeneration dreht die Strömung erneut von Rückwärts- auf Vorwärtsströmung. Anschließend beschleunigt die Strömung und es bilden sich erneut Stöße auf der Schaufeloberfläche. Dabei entstehen die Stöße im Bereich der Schaufelvorderkante und wandern dann stromabwärts, wobei zunächst nur ein Stoß vorhanden ist, der sich dann in Kopf- und Passagenstoß aufteilt (Abb. 5.24a).

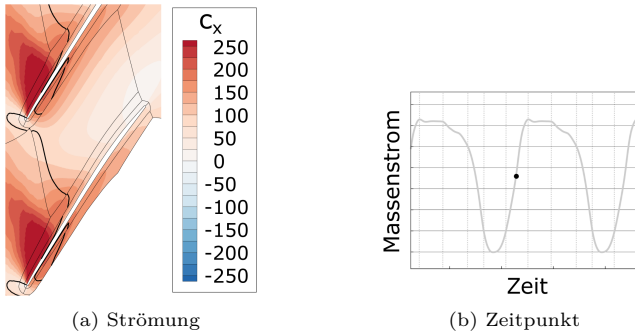


Abbildung 5.24: Methodenvergleich - Regeneration - Strömung auf 90 % Schaufelhöhe und betrachteter Zeitpunkt

Ähnlich wie beim Übergang von PR1 zu PR2 entsteht dabei an der Vorderkante der Druckseite ein stark anregendes Gebiet. Dieses wurde während des Druckaufbaus durch ein dämpfendes Gebiet an der Hinterkante ausgeglichen. Das dämpfende Gebiet resultierte aus den Schwankungen der Grenzschicht. Diese sind hier noch nicht vorhanden, da die Strömung in diesem Bereich noch nicht vollständig angelegt hat. Dadurch ist die aerodynamische Dämpfung deutlich niedriger als während des Druckaufbaus.

Auf der Saugseite sind die anregenden und dämpfenden Bereiche auch ähnlich wie beim Druckaufbau. Der Kopfstoß erzeugt an der Vorderkante einen dämpfenden Bereich. An der Hinterkante ist die Strömung noch abgerissen und es entsteht ein anregender Bereich. Dadurch sind auch hier die Dämpfungen niedriger als während des Druckaufbaus. In Summe ist so die aerodynamische Dämpfung während der Regeneration deutlich geringer und für einige IBPAs tritt während dieser Pumpphase eine negative aerodynamische Dämpfung auf.

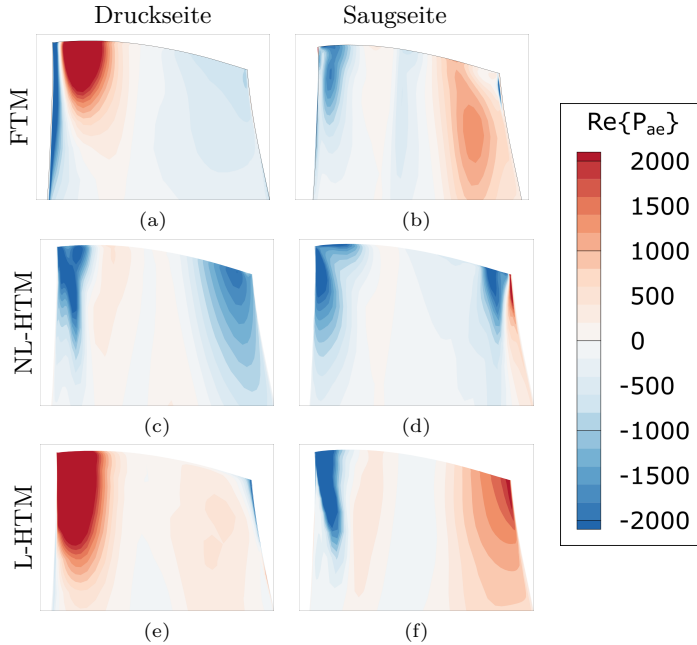


Abbildung 5.25: Methodenvergleich - Regeneration - Realteil der aerodynamischen Leistung über der Schaufeloberfläche

Die NL-HTM liefert zu diesem Zeitpunkt erneut keine zuverlässige Vorhersage, da die Grundströmung infolge fehlender Trägheit stark verfälscht ist. Entsprechend werden bereits aerodynamische Leistungen vorhergesagt, die denen zu Beginn des Druckaufbaus ähneln.

Die L-HTM sagt den qualitativen Verlauf ähnlich vorher. Der anregende Bereich an der Vorderkante der Druckseite wird dabei zu stark und der dämpfende Bereich an der Hinterkante als anregend vorhergesagt. Dies führt insgesamt zu einer starken negativen Dämpfung auf der Druckseite. Auf der Saugseite werden die anregenden und dämpfenden Gebiete ebenfalls zu stark vorhergesagt. Insgesamt führt die stark negative Dämpfung auf der Druckseite auch zu einer negativen Gesamtdämpfung. In der Regeneration führt also die Linearisierung zu den Unterschieden im Vergleich zur FTM.

6 Zusammenfassung, Schlussfolgerung und Ausblick

Während des Surge können negative aerodynamische Dämpfungen zum Flattern und damit zur Beschädigung der Schaufeln führen. Im Vergleich zum stabilen Betriebsbereich ist die aerodynamische Dämpfung beim Surge von zusätzlichen Faktoren abhängig. Der Fokus in dieser Arbeit lag dabei auf der komplexen Grundströmung durch den Pumpvorgang, dem Einfluss der Pumpphasen, der instationären Grundströmung und dem Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität auf die bewegungsinduzierte Strömung. Ziel der Arbeit war es, den Einfluss dieser Faktoren zu verstehen und die numerische Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung zu verbessern. In früheren Untersuchungen wurden bereits zwei numerische Methoden zur Vorhersage der aerodynamischen Dämpfung beim Verdichterpumpen, die Reversed-Flow-Method (RFM) und die Nonlinear Half-Transient-Method (NL-HTM), entwickelt.

Grundströmung durch den Pumpvorgang

Der Pumpvorgang selbst ist ein stark von der Trägheit abhängiger, instationärer Vorgang. Die RFM basiert darauf, das Strömungsfeld während der Rückströmphase durch Setzen geeigneter Randbedingungen stationär zu simulieren. Dabei wird der Einfluss der Trägheit nicht berücksichtigt und es stellt sich ein bestimmter stationärer Strömungszustand ein. Die NL-HTM nutzt eine variable Düse, um den Pumpvorgang unter Berücksichtigung der Trägheit genauer vorherzusagen. Die Methode mit variabler Düse hat nur einen geringfügig höheren numerischen Aufwand und die Unsicherheit bei künstlicher Rückströmung ist relativ hoch, daher wird in dieser Arbeit ebenfalls eine variable Düse zur Vorhersage des Pumpvorgangs genutzt.

Das wichtigste Charakteristikum der Strömung während des Pumpvorgangs sind die starken axialen Schwingungen. Neben diesen treten während der Stallauslösung und wenn dem Surge ein Rotating Stall vorausgeht, aber auch Schwingungen der Strömung in Umfangsrichtung auf. Die Vorhersage des Pumpvorgangs dient in dieser Arbeit nur als Grundlage für die darauf aufbauenden Vorhersagen der aerodynamischen Dämpfung, daher wurde ein Setup gewählt, welches die axialen Schwingungen, aber nicht die Umfangsstörungen berücksichtigt. Für zukünftige Untersuchungen könnten diese Aspekte einbezogen werden. Es ist aber davon auszugehen, dass der Einfluss der Umfangsstörungen im Vergleich zu den axialen Schwingungen von untergeordneter Relevanz ist.

Für die gegebene Konfiguration trat ein Classic Surge mit einer Frequenz von 23.9 Hz auf. Der Massenstrom fiel dabei von etwa 46kg/s im Druckaufbau bis auf 15kg/s in der Rückströmung ab. Aufgrund der einfachen Konfiguration und des dadurch geringen Druckverhältnisses fällt der Massenstrom global nicht in den negativen Bereich. Die Rückströmung ist dadurch auf die oberen 40 % der Schaufel begrenzt. Der Verlauf der Betriebsbedingungen im Verdichterkennfeld zeigt eine für den Classic Surge übliche Form, wobei die Surge-Phasen nicht so gut zu trennen sind wie bei einem Deep Surge.

Bei der Betrachtung der lokalen Strömungsgrößen hat sich zusätzlich gezeigt, dass das Strömungsfeld bei Rückströmung starke Unterschiede zu vergleichbaren Strömungsfeldern mit künstlich erzeugter Rückströmung aufweist und somit auch zu Unterschieden in der Flutterstabilität führen kann. Die Strömungsfelder in der untersuchten Konfiguration sind stark durch die Trägheit des Gesamtsystems beeinflusst und weisen so ein dreidimensionales Verhalten auf. Das Rückströmgebiet in der betrachteten Konfiguration breitet sich vom Abrissgebiet an der Schaufelspitze in Richtung der Nabe aus. Das lässt vermuten, dass die Ausprägung der Rückströmung eventuell stark vom Abreißverhalten des Verdichters abhängt und dadurch auch einen hohen Einfluss auf die Flutterstabilität hat. Dies muss aber durch die Betrachtung weiterer Konfigurationen bestätigt werden.

Einfluss der Pumpphase

Die Grundströmung ist einer der wichtigsten Einflussfaktoren für die Flutterstabilität. Beim Pumpen ändert sich diese Grundströmung während der einzelnen Pumpphasen sehr stark im Vergleich zum stabilen Betriebsbereich. Dabei können untypische Strömungsbedingungen mit starken Ablösungen und abrupte Strömungsänderungen auftreten. In früheren Untersuchungen wurden insgesamt weniger als zehn Zeitpunkte während des gesamten Pumpvorgangs untersucht. Dabei wurde meist angenommen, dass die Rückströmung am kritischsten ist und die anderen Pumpphasen wurden nahezu vernachlässigt. Forschungshypothese A nimmt an: „Negative aerodynamische Dämpfungen können auch außerhalb der Rückströmung auftreten“.

Aufgrund der starken Änderung der Strömung während des Pumpvorgangs müssten deutlich mehr Zeitpunkte in allen Pumpphasen betrachtet werden. Ziel in dieser Arbeit war es daher, die aerodynamische Dämpfung während des Pumpvorgangs zeitlich hochaufgelöst und unter Berücksichtigung aller wichtigen Einflussfaktoren vorherzusagen. Dafür wurde eine neue Methode, die FTM, entwickelt, welche hier als Referenzmethode dient.

Die Dämpfungsvorhersage mit der FTM wurde für die ersten beiden Modefamilien, hier erste Biegung und erste Torsion, für jeweils alle 24 IBPAs durchgeführt. Jeder Pumpvorgang wurde mit etwa 12000 Zeitpunkten aufgelöst. Dabei hat sich gezeigt, dass in der ersten Torsionsmode für kurze Zeit während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration negative aerodynamische Dämpfungen auftreten. Dies bestätigt die Forschungshypothese A und zeigt die Relevanz dieser Pumpphasen. Da die negative aerodynamische Dämpfung nur für einen kurzen Zeitraum vorhanden ist, würde dies nicht zur Beschädigung der Schaufeln führen.

Die Dämpfung während der Rückströmung ist abgesenkt, aber nicht negativ und nahezu identisch für alle IBPAs. Die Ursache der Absenkung liegt in einer Verringerung des Betrags der aerodynamischen Leistung und nicht in einer kritischeren Phasenlage zwischen Schaufelschwingung und Strömungsantwort. Zudem sorgt die schwächere aerodynamische Kopplung der Schaufeln für ausschließlich dämpfende Gebiete auf der Schaufeloberfläche. Die Ergebnisse stimmen dahingehend gut mit den Ergebnissen von di Mare [30] überein. Das heißt, die Rückströmung ist für die gegebene Konfiguration nicht die kritische Pumpphase.

Der Verlauf der aerodynamischen Dämpfung wiederholt sich identisch für alle IBPAs über mehrere Pumpvorgänge hinweg, was die Qualität und Genauigkeit der Methode zeigt. Die Ergebnisse der FTM sollten in einem nächsten Schritt mit experimentellen Ergebnissen verglichen und wenn möglich, validiert werden.

Instationäre Grundströmung

Bei Standard-Flutteranalysen bleibt die Grundströmung während der Schaufelschwingung erhalten. Im Gegensatz dazu ist die Grundströmung beim Pumpen instationär und ändert sich kontinuierlich. Die Änderung der Grundströmung während der Schaufelschwingung hat einen Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung. Dabei ist der Einfluss umso größer, je stärker sich die Grundströmung während einer Schaufelschwingung ändert. Das Frequenzverhältnis zwischen Schaufeleigenfrequenz und Pumpfrequenz ist ein Maß für die Stärke der Änderung. Je höher das Frequenzverhältnis, desto geringer ist die Änderung der Grundströmung während einer Schaufelschwingung und desto geringer ist auch der Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung.

Bisherige Untersuchungen haben ausschließlich Hochdruckverdichter mit hohem Frequenzverhältnis betrachtet und den Einfluss der instationären Grundströmung vernachlässigt. Bei Niederdruckverdichtern und Fans ist das Frequenzverhältnis deutlich geringer und es ist anzunehmen, dass die instationäre Grundströmung einen Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung hat. Daher wurde die Forschungshypothese B: „Die Überlagerung von bewegungs- und surge-induzierter Instationarität hat einen starken Einfluss auf die aerodynamische Dämpfung bei kleinen Frequenzverhältnissen“ aufgestellt.

Ziel der Untersuchungen war es daher, zu überprüfen, wie stark der Einfluss der instationären Grundströmung auf die aerodynamische Dämpfung ist. NL-HTM und FTM unterscheiden sich lediglich in der Berücksichtigung der instationären Grundströmung. Deshalb wird ein Vergleich dieser beiden Methoden genutzt, um die Auswirkungen dieses Einflussfaktors zu untersuchen.

Die NL-HTM nimmt an, dass die Grundströmung bei hohen Frequenzverhältnissen als quasi-stationär betrachtet werden kann. Generell erlaubt die Methode während

der Dämpfungssimulation eine Änderung der Grundströmung. Bei hohen Frequenzverhältnissen soll diese Änderung so klein sein, dass sie keine Auswirkung auf die Dämpfungsvorhersage hat. Die Änderung entspricht dabei nicht zwangsläufig der Änderung, die durch das Pumpen auftreten würde und könnte so zu Fehlern bei der Dämpfungsvorhersage führen. Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, dass die Änderung der Grundströmung und damit die Anwendbarkeit der NL-HTM nicht nur vom Frequenzverhältnis, sondern auch von der Pumpphase abhängig sind. Dies liegt darin begründet, dass die Änderungsrate der Grundströmung stark von der Pumpphase abhängt und damit einen hohen Einfluss auf die Änderung während der Dämpfungsvorhersage hat.

Bei Pumpphasen mit niedriger Änderungsrate, also während des Druckaufbaus und der Rückströmung, ändert sich die Grundströmung bei der NL-HTM trotz des niedrigen Frequenzverhältnisses nicht. In diesen Pumpphasen stimmen die Ergebnisse von NL-HTM und FTM sehr gut überein. Dies steht im Widerspruch zu Forschungshypothese B. Die NL-HTM ist für diese Pumpphasen also gut geeignet und könnte für die Bewertung innerhalb der Rückströmphase unabhängig vom Frequenzverhältnis genutzt werden. Dabei ist der Rechenaufwand deutlich geringer als bei der FTM. Jedoch sollten weitere Untersuchungen an verschiedenen Konfigurationen durchgeführt werden, um diese Ergebnisse zu bestätigen.

Bei Pumpphasen mit hoher Änderungsrate, also während des Strömungszusammenbruchs und der Regeneration, treten starke Änderungen der Grundströmung bei der NL-HTM und damit verbunden auch starke Abweichungen zur FTM auf. Das führt dazu, dass die Forschungshypothese in diesen Pumpphasen weder bestätigt noch widerlegt werden kann.

Die stärkste Änderung der Grundströmung tritt während des Strömungszusammenbruchs auf. Für diesen Zeitpunkt wurde die Schaufelschwingfrequenz und damit das Frequenzverhältnis künstlich erhöht. Bei Erhöhung des Frequenzverhältnisses werden die Änderungen der Grundströmung kleiner, jedoch ist ein Frequenzverhältnis von mehr als 100000 nötig, um die Grundströmung konstant zu halten. Dieses Frequenzverhältnis ist auch für Hochdruckverdichter unrealistisch, daher lässt sich schlussfolgern, dass die NL-HTM für diese Pumpphasen ungeeignet ist. In Zukunft könnte man eine HB-HTM, also eine Halb-Transiente-Methode mit Harmonic-

Balance- Ansatz, nutzen, um diese Pumpphasen zu betrachten und eventuell auch für diese Pumpphasen eine vereinfachte Methode zu nutzen. Forschungshypothese B kann mit der gewählten Methodik also nicht vollständig bewertet werden.

Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität

Die durch die Bewegung der Schaufel induzierte instationäre Strömung bestimmt die aerodynamische Dämpfung. Abhängig von der Grundströmung kann dabei der Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearitäten entscheidend für die sich einstellende aerodynamische Dämpfung sein. Ist der Einfluss gering, liefern auch vereinfachte Methoden sehr gute Ergebnisse bei deutlich geringerem Rechenaufwand. Während des Pumpvorgangs treten Stöße und starke Ablösungen auf, daher nimmt Forschungshypothese C an: „Die bewegungsinduzierte instationäre Strömung ist nichtlinear und stark durch die Turbulenz geprägt“. Ziel war es daher, zu überprüfen, wie stark der Einfluss dieser Faktoren ist und ob vereinfachte Methoden gute Ergebnisse liefern können. Dafür wurden die Ergebnisse von FTM und L-HTM verglichen.

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass der Einfluss von Turbulenz und Nichtlinearität für die untersuchte Konfiguration sehr stark ist und bestätigen somit Forschungshypothese C. Zwischen den Methoden traten teilweise sehr starke Abweichungen auf. Die beste Übereinstimmung trat während der Rückströmphase auf. Diese Übereinstimmung lässt vermuten, dass die L-HTM zur Bewertung der Rückströmung geeignet wäre. In der untersuchten Konfiguration war die Rückströmung unkritisch und es ist unklar, ob für kritischere Rückströmungen ebenfalls eine ausreichend gute Übereinstimmung zur Referenz auftreten würde. Es ist daher notwendig, dies auch an anderen Konfigurationen zu überprüfen.

Literatur

- [1] S. Anderson und N. Smith. „Analysis of Unsteady Casing Pressure Measurements during Surge and Rotating Stall“. In: *Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines - Proceedings of the 10th International symposium on unsteady aerodynamics, aeroacoustics and aeroelasticity of turbomachines, 2003, Durham NC, USA*. Hrsg. von K. C. Hall, R. E. Kielb und J. P. Thomas. Springer Netherlands, Dordrecht, 2006, S. 293–312.
- [2] G. Ashcroft, C. Frey und H.-P. Kersken. „On the Development of a Harmonic Balance Method for Aeroelastic Analysis“. In: *11th World Congress on Computational Mechanics (WCCM XI) / 5th European Conference on Computational Mechanics (ECCM V) / 6th European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECFD VI)*. Hrsg. von E. Onate, X. Oliver und A. Huerta. Barcelona, Spain, 20.–25. Juli 2014, S. 5885–5896.
- [3] K. Becker u. a. „On the Numerical Simulation of Surge Cycles Using a Quasi-Unsteady Mixing-Plane Approach“. In: *Global Power and Propulsion Forum*. Montreal, Canada, 7.–9. Mai 2018.
- [4] R. Betchov und W. Criminale. „Stability of Parallel Flows“. In: *Academic Press, New York* (1967), S. 1.
- [5] K. Y. Billah und R. H. Scanlan. „Resonance, Tacoma Narrows bridge failure, and undergraduate physics textbooks“. In: *American Journal of Physics* 59.2 (Feb. 1991), S. 118–124.
- [6] R. L. Bisplinghoff, H. Ashley und R. L. Halfman. *Aeroelasticity*. Dover Publications, 1996.
- [7] W. J. G. Bräunling. *Flugzeugtriebwerke*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.

-
- [8] T. R. Camp und I. J. Day. „A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air Volume 1: Aircraft Engine; Marine; Turbomachinery; Microturbines and Small Turbomachinery* (Juni 1997).
- [9] W. Campbell. „The Protection of Steam-Turbine Disk Wheels from Axial Vibration“. In: *Transactions of the ASME - Spring Meeting*. Bd. 46. The American Society of Mechanical Engineers (ASME). Cleveland, Ohio, USA, 26.–29. Mai 1924, S. 31–160.
- [10] V. Carstens, R. Kemme und S. Schmitt. „Coupled Simulation of Flow-Structure Interaction in Turbomachinery“. In: *Aerospace Science and Technology 7.4* (Juni 2003), S. 298–306. ISSN: 1270-9638.
- [11] F. O. Carta. „Coupled Blade-Disk-Shroud Flutter Instabilities in Turbojet Engine Rotors“. In: *Journal of Engineering for Power* 89.3 (Juli 1967), S. 419–426. ISSN: 0022-0825.
- [12] V. A. Chenaux, H. Schönenborn und P. Ott. „Evolution of the Aerodynamic Stability of an Oscillating Annular Compressor Cascade with Inlet Reverse Flow Condition Variations“. In: *10th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics (ETC 10)*. Lappeenranta, Finland, 15.–19. Apr. 2013.
- [13] V. A. Chenaux, H. Schönenborn und P. Ott. „Experimental Investigations of the Aerodynamics of an Annular Compressor Cascade at Reversed Flow Conditions“. In: *9th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics (ETC 9)*. Istanbul, Turkey, 21.–25. März 2011.
- [14] V. A. Chenaux. „Experimental Investigation of the Aeroelastic Stability of an Annular Compressor Cascade at Reverse Flow Conditions“. Diss. École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2012.
- [15] V. A. Chenaux, H. Schönenborn und P. Ott. „Experimental investigations of an oscillating annular compressor cascade at reverse flow conditions“. In: *13th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines (ISUAAAT 13)*. Tokyo, Japan: Curran Associates, Inc., 11.–14. Sep. 2012.

- [16] M. Choi und M. Vahdati. „Numerical strategies for capturing rotating stall in fan“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 225.5 (2011), S. 655–664.
- [17] M. Choi, N. H. S. Smith und M. Vahdati. „Validation of Numerical Simulation for Rotating Stall in a Transonic Fan“. In: *Journal of Turbomachinery* 135.2 (Nov. 2012). ISSN: 0889-504X.
- [18] M. Choi und M. Vahdati. „Recovery Process from Rotating Stall in a Fan“. In: *Journal of Propulsion and Power* 27.6 (2011), S. 1161–1168.
- [19] M. Choi, M. Vahdati und M. Imregun. „Effects of Fan Speed on Rotating Stall Inception and Recovery“. In: *Journal of Turbomachinery* 133.4 (Apr. 2011). ISSN: 0889-504X.
- [20] A. R. Collar. „The Expanding Domain of Aeroelasticity“. In: *The Journal of the Royal Aeronautical Society* 50.428 (Aug. 1946), S. 613–636.
- [21] F. Crevel, N. Gourdain und S. Moreau. „Numerical Simulation of Aerodynamic Instabilities in a Multistage High-Speed High-Pressure Compressor on Its Test-Rig - Part I: Rotating Stall“. In: *Journal of Turbomachinery* 136.10 (Juli 2014).
- [22] F. Crevel, N. Gourdain und X. Ottavy. „Numerical Simulation of Aerodynamic Instabilities in a Multistage High-Speed High-Pressure Compressor on Its Test Rig - Part II: Deep Surge“. In: *Journal of Turbomachinery* 136.10 (Juli 2014).
- [23] N. Cumpsty. *Compressor Aerodynamics*. Compressor aerodynamics Bd. 10. Krieger Pub., 2004.
- [24] M. W. J. Davis. „A stage-by-stage post-stall compression system modeling technique: methodology, validation, and application“. Diss. Virginia Polytechnic Institute und State University, 1997.
- [25] R. L. Davis und J. Yao. „Prediction of Compressor Stage Performance From Choke Through Stall“. In: *Journal of Propulsion and Power* 22.3 (2006), S. 550–557.
- [26] I. J. Day. „Axial compressor performance during surge“. In: *Journal of Propulsion and Power* 10.3 (1994), S. 329–336.
- [27] I. J. Day. „Stall Inception in Axial Flow Compressors“. In: *Journal of Turbomachinery* 115.1 (Jan. 1993), S. 1–9.

-
- [28] I. J. Day. „Stall, Surge, and 75 Years of Research“. In: *Journal of Turbomachinery* 138.1 (Okt. 2015).
 - [29] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. *TRACE User Guide*. 2023. URL: <http://www.trace-portal.de/userguide/trace/index.html> (besucht am 01.07.2023).
 - [30] L. di Mare u. a. „Aerodynamics and Aeroelasticity of a HP Compressor During Surge and Reversed Flow“. In: *12th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines 2009 (ISUAAAT 12)*. London, United Kingdom: Curran Associates, Inc., 1.–4. Sep. 2009, S. 311–322.
 - [31] F. Eichner u. a. „Prediction of Aerodynamically Induced Fan Blade Vibration due to Boundary Layer Ingestion“. In: *ETC 2019 - 13th European Turbomachinery Conference*. 2019.
 - [32] H. W. Emmons, C. E. Pearson und H. P. Grant. „Compressor Surge and Stall Propagation“. In: *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers* 77.4 (Juli 2022), S. 455–467.
 - [33] H. W. Försching. *Grundlagen der Aeroelastik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1974.
 - [34] L. Fottner. „Review of Turbomachinery Blading Design Problems“. In: *Blading-Design for Axial Turbomachines*. Hrsg. von L. Fottner. AGARD Lecture Series No. 167. NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research und Development), Mai 1989. Kap. 1.
 - [35] R. N. Gamache und E. M. Greitzer. „Reverse flow in multistage axial compressors“. In: *Journal of Propulsion and Power* 6.4 (1990), S. 461–473.
 - [36] V. H. Garnier, A. H. Epstein und E. M. Greitzer. „Rotating Waves as a Stall inception Indication in Axial Compressors“. In: *Journal of Turbomachinery* 113.2 (Apr. 1991), S. 290–301. ISSN: 0889-504X.
 - [37] T. Giersch. „Numerical Models for the Vibration Response of High Pressure Compressor Rotors with Validation for Forced Response and Surge“. Diss. Brandenburgische Technische Universität Cottbus- Senftenberg / Fakultät für Maschinenbau, Elektro- und Energiesysteme, 2019, S. 136.

- [38] T. Giersch u. a. „Numerical Analysis and Validation of the Rotor Blade Vibration Response Induced by High Pressure Compressor Deep Surge“. In: *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*. Bd. 7B: Structures and Dynamics. Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Düsseldorf, Germany, 16.–20. Juni 2014.
- [39] M. B. Giles. „Nonreflecting boundary conditions for Euler equation calculations“. In: *AIAA Journal* 28.12 (1990), S. 2050–2058.
- [40] E. M. Greitzer. „Review-Axial Compressor Stall Phenomena“. In: *Journal of Fluids Engineering* 102.2 (Juni 1980), S. 134–151.
- [41] E. M. Greitzer. „Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part I: Theoretical Compression System Model“. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2 (Apr. 1976), S. 190–198.
- [42] E. M. Greitzer. „Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part II: Experimental Results and Comparison With Theory“. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2 (Apr. 1976), S. 199–211.
- [43] E. M. Greitzer. „The Stability of Pumping Systems - The 1980 Freeman Scholar Lecture“. In: *Journal of Fluids Engineering* 103.2 (Juni 1981), S. 193–242.
- [44] E. M. Greitzer und F. K. Moore. „A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems: Part II - Application“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 108.2 (Apr. 1986), S. 231–239. ISSN: 0742-4795.
- [45] H. Grieb. *Verdichter für Turbo-Flugtriebwerke*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [46] H. v. Helmholtz. *Die Lehre von den Tonempfindungen als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik*. 6. verbesserte Auflage. Braunschweig: Friedrich Vieweg und Sohn, 1913.
- [47] H. Hennings. „Windkanal-Flutteruntersuchungen an einem endlichen, geraden 2d-Verdichtergitter in inkompressibler Strömung“. Diss. RTWH Aachen, 1997.
- [48] T. Iura und W. D. Rannie. „Experimental Investigations of Propagating Stall in Axial-Flow Compressors“. In: *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers* 76.3 (Juli 2022), S. 463–471.

-
- [49] H.-P. Kersken u. a. „Nonreflecting Boundary Conditions for Aeroelastic Analysis in Time and Frequency Domain 3D RANS Solvers“. In: *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air Volume 2B: Turbomachinery* (Juni 2014), V02BT39A010.
- [50] H.-P. Kersken u. a. „Time-Linearized and Time-Accurate 3D RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery“. In: *Journal of Turbomachinery* 134.5, 051024 (Mai 2012). ISSN: 0889-504X.
- [51] F. Lane. „System Mode Shapes in the Flutter of Compressor Blade Rows“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 23.1 (Jan. 1956), S. 54–66.
- [52] M. May. „Linearized Flutter Investigations of Mistuned Turbomachinery Blading“. Diss. Technische Universität Berlin / Institut für Aeroelastik, 2012.
- [53] R. S. Mazzawy. „Surge-Induced Structural Loads in Gas Turbines“. In: *Journal of Engineering for Power* 102.1 (Jan. 1980), S. 162–168. ISSN: 0022-0825.
- [54] N. M. McDougall, N. A. Cumpsty und T. P. Hynes. „Stall Inception in Axial Compressors“. In: *Journal of Turbomachinery* 112.1 (Jan. 1990), S. 116–123.
- [55] F. K. Moore und E. M. Greitzer. „A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems: Part I - Development of Equations“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 108.1 (Jan. 1986), S. 68–76. ISSN: 0742-4795.
- [56] MSC Software. *MSC Nastran Product*. 2021. URL: <https://www.mscsoftware.com/product/msc-nastran> (besucht am 18.01.2021).
- [57] MSC Software. *MSC Nastran Quick Reference Guide*. 2014.
- [58] S. Niazi. „Numerical Simulation of Rotating Stall and Surge Alleviation in Axial Compressors“. Diss. Georgia Institute of Technology, Juli 2000.
- [59] D. Nürnberger u. a. „Recent Progress in the Numerical Simulation of Unsteady Viscous Multistage Turbomachinery Flow“. In: *ISABE 2001-1081*. Sep. 2001.
- [60] J. D. Paduano, E. M. Greitzer und A. H. Epstein. „Compression System Stability and Active Control“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 33.1 (2001), S. 491–517.

-
- [61] M. F. Platzer und F. O. Carta, Hrsg. *AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines*. Bd. 1: Unsteady Turbomachinery Aerodynamics. AGARDograph No. 289. NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research und Development), März 1987.
- [62] M. F. Platzer und F. O. Carta, Hrsg. *AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines*. Bd. 2: Structural Dynamics and Aeroelasticity. AGARDograph No. 289. NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research und Development), Juni 1988.
- [63] C. Reiber und V. A. Chenaux. „Numerical Analysis of the Influence of Surge Behavior on the Flutter Stability of Compressor Blades“. In: *13th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics (ETC 13)*. Lausanne, Switzerland, 8.–12. Apr. 2019.
- [64] C. Reiber, V. A. Chenaux und J. Belz. „Aerodynamic Damping Predictions During Compressor Surge: A Numerical Comparison Between a Half and Full Transient Approach“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 145.2 (Nov. 2022).
- [65] O. Reutter u. a. „UNSTEADY FULL ANNULUS MULTI-STAGE COMPRESSOR CALCULATIONS - DETAILS ON CFD-EXPERIMENT COMPARISON“. In: Okt. 2017.
- [66] M. Sadeghi und F. Liu. „Computation of cascade flutter by uncoupled and coupled methods“. In: *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 19.8 (2005), S. 559–569.
- [67] S. Schmitt. „Simulation von Flattern und aerodynamischer Zwangserregung in Turbomaschinenbeschaufelungen“. Diss. Ruhr-Universität Bochum / Institut für Aeroelastik, 2003.
- [68] H. Schoenenborn und T. Breuer. „Aeroelasticity at Reversed Flow Conditions - Part II: Application to Compressor Surge“. In: *Journal of Turbomachinery* 134.6, 061031 (Nov. 2012).

-
- [69] H. Schoenenborn, V. Chenaux und P. Ott. „Aeroelasticity at Reversed Flow Conditions: Part 1 - Numerical and Experimental Investigations of a Compressor Cascade With Controlled Vibration“. In: *ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*. Bd. 6: Structures and Dynamics, Parts A and B. Vancouver, British Columbia, Canada, 6.–10. Juni 2011, S. 1171–1181.
- [70] H. Schoenenborn und M. de Vries. „Aeroelasticity at Reversed Flow Conditions Part III: Reduction of Surge Loads by Means of Intentional Mistuning“. In: *Journal of Turbomachinery* 135.6, 041009 (Juni 2013).
- [71] H. Schönenborn und T. Breuer. „Aerodynamic and Mechanical Vibration Analysis of a Compressor Blisk at Surge“. In: *ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*. Bd. 6: Turbo Expo 2004. Vienna, Austria, 14.–17. Juni 2004, S. 517–526.
- [72] M. Schuff. „Coupled Mode Flutter of Turbomachinery Blades“. Diss. Technische Universität Berlin, Jan. 2023.
- [73] M. Schuff und V. A. Chenaux. „Coupled Mode Flutter Analysis of Turbomachinery Blades Using an Adaptation of the P-K Method“. In: *ASME Turbo Expo 2020: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. Bd. Volume 10A: Structures and Dynamics. Virtual, Online, 21.–25. Sep. 2020.
- [74] J. Shannon und A. R. C. (Britain). *Vibration Problems in Gas Turbines, Centrifugal and Axial Flow Compressors*. Reports and memoranda. H.M. Stationery Office, 1948.
- [75] F. Sisto. „Introduction and Overview“. In: *AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines*. Hrsg. von M. F. Platzer und F. O. Carta. Bd. 1: Unsteady Turbomachinery Aerodynamics. AGARDograph No. 289. NATO AGARD (Advisory Group for Aerospace Research und Development), März 1987. Kap. 1.
- [76] F. Sisto u. a. „Computational Aerodynamics of Oscillating Cascades with the Evolution of Stall“. In: *AIAA Journal. Aeronautics | Astronautics* 27.4 (Apr. 1989), S. 462–471. ISSN: 1533-385X.

-
- [77] S. Teramoto. *Analysis of the Entire Surge Cycle of a Multi-Stage High-Speed Compressor*. Techn. Ber. Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs, Stanford University, 2008.
 - [78] M. Vahdati, G. Simpson und M. Imregun. „Unsteady Flow and Aeroelasticity Behavior of Aeroengine Core Compressors During Rotating Stall and Surge“. In: 130.3, 031017 (Juli 2008).
 - [79] M. Vahdati u. a. „On the Use of Atmospheric Boundary Conditions for Axial-Flow Compressor Stall Simulations“. In: *Journal of Turbomachinery* 127.2 (Aug. 2004), S. 349–351. ISSN: 0889-504X.
 - [80] P. Waniczek. „Instationäre Stömung und Betriebsverhalten eines mehrstufigen Triebwerk-Hochdruckverdichters beim Pumpen“. Diss. Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2015.
 - [81] H. J. Weigl u. a. „Active Stabilization of Rotating Stall and Surge in a Transonic Single Stage Axial Compressor“. In: Bd. Volume 4: Manufacturing Materials and Metallurgy; Ceramics; Structures and Dynamics; Controls, Diagnostics and Instrumentation; Education; IGTI Scholar Award. Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Juni 1997.
 - [82] D. Wilcox, Hrsg. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, Incorporated, 1993.
 - [83] D. C. Wilcox. „Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models“. In: *AIAA Journal* 26.11 (1988), S. 1299–1310.

Lebenslauf

Christoph Reiber

Geboren am 26.11.1990 in Bad Frankenhausen, Deutschland

Ausbildung

03/20 – 12/25	Technische Universität Braunschweig Dissertation, Betreuer: Prof. Dr.-Ing Lorenz Tichy
03/10 – 12/15	Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg Studienfach: Flugzeugbau Abschluss: Master Spezialisierung: Entwurf und Leichtbau, Aeroelastik, Flugzeugtriebwerke, Numerische Simulationen, Faser- Verbund-Werkstoffe
08/01 – 06/09	Gymnasium Roßleben

Berufliche Erfahrung

Seit 12/2015	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt , Göttingen Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Aeroelastik, Gruppe für Aeroelastik der Turbomaschinen Forschungsschwerpunkt: Verdichterpumpen
04/15 – 12/15	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt , Göttingen Masterarbeit am Institut für Aeroelastik, Gruppe für Aeroelastik der Turbomaschinen Thema: „Aeroelastik Tailoring eines CFK Fans“
04/13 – 09/13	Betrandt AG , Hamburg Bachelorarbeit in der Gruppe für Konstruktion der Flugzeug Primärstruktur Thema: „Optimierung eines Clips in CFK Bauweise“