
Die systemabhängige Pumpgrenze einer Radialverdichterstufe: Bestimmung und Einflussgrößen

**The System-Dependent Surge Limit of a Centrifugal Compressor Stage:
Determination and Influencing Parameters**

Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

Genehmigte Dissertation von Tobias Maximilian Haeckel aus Offenburg

Tag der Einreichung: 18. Januar 2024, Tag der Prüfung: 30. April 2024

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer

2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Werner Eißler

Darmstadt – D17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich
Maschinenbau

Gasturbinen, Luft- und
Raumfahrtantriebe

Die systemabhängige Pumpgrenze einer Radialverdichterstufe: Bestimmung und Einflussgrößen
The System-Dependent Surge Limit of a Centrifugal Compressor Stage: Determination and Influencing Parameters

Genehmigte Dissertation von Tobias Maximilian Haeckel

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Werner Eißler

Tag der Einreichung: 18. Januar 2024

Tag der Prüfung: 30. April 2024

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt
Veröffentlichungsjahr der Dissertation auf TUprints: 2024

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:
URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-278897
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/27889>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung 4.0 International
<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Für meine Familie

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis meiner Forschungstätigkeit am Fachgebiet GASTURBINEN, LUFT- UND RAUMFAHRTANTRIEBE der TECHNISCHEN UNIVERSITÄT DARMSTADT. Die hierin enthaltenen Ergebnisse sind im Rahmen des Verbundvorhabens KOMPETENZAUSBAU DER INGENIEURWISSENSCHAFTLICHEN METHODIK ZUR AUSLEGUNG VON RADIALVERDICHTERN (KOMRADV) in Zusammenarbeit mit dem Fachgebiet ENERGIEWANDLUNG UND THERMISCHE ANTRIEBSMASCHINEN der HOCHSCHULE RHEINMAIN sowie dem Unternehmen BORGWARNER TURBO SYSTEMS GMBH entstanden. Ermöglicht hat diese Zusammenarbeit eine finanzielle Förderung des Projektes aus Mitteln des EUROPÄISCHEN FONDS FÜR REGIONALE ENTWICKLUNG (EFRE) der EUROPÄISCHEN UNION (EU). Mein Dank gilt somit in erster Linie den Projektpartnern sowie der EUROPÄISCHEN UNION für die fachliche und finanzielle Unterstützung. Darüber hinaus bedanke ich mich für die mir im Rahmen des Projektes zur Verfügung gestellte Rechenzeit auf den Hochleistungsrechnern LICHTENBERG an den NHR-Zentren NHR4CES an der TECHNISCHEN UNIVERSITÄT DARMSTADT. Diese werden auf Grundlage der Beschlüsse der GEMEINSAMEN WISSENSCHAFTSKONFERENZ (GWK) zum NATIONALEN HOCHLEISTUNGSRECHNEN AN HOCHSCHULEN (NHR) durch das BUNDESMINISTERIUM FÜR BILDUNG UND FORSCHUNG und die am NHR beteiligten Landesregierungen gefördert.

Neben den genannten Institutionen wurde diese Arbeit maßgeblich durch Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer ermöglicht. Aus diesem Grund möchte ich ihm gerne besonders für die fachliche Betreuung meiner Dissertation sowie das entgegengebrachte Vertrauen während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet danken. Außerdem bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Eißler für die Übernahme des Korreferates dieser Arbeit. Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen für die spannende und lehrreiche Zeit sowie insbesondere Frau Löhr für die administrative Unterstützung in allen Belangen.

Abschließend möchte ich mich gerne bei meiner Familie und Freunden bedanken, die mich in dieser fordernden Zeit immer unterstützt haben.

Tobias Haeckel

Hessisch Oldendorf, 2024

Zusammenfassung

Die Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen mithilfe von Abgasturboladern ist eine effektive Methode zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauches. Die durch die Aufladung mögliche Reduzierung des Motorhubvolumens ist unter dem Begriff *Downsizing* bekannt geworden und hat in den vergangenen Jahren einen entscheidenden Beitrag zur Erreichung der ambitionierten Emissionsziele geleistet. Das Zusammenspiel der charakteristischen Arbeitsweise einer Verbrennungskraftmaschine und einer Turbomaschine impliziert jedoch einige herausfordernde Anforderungen an die Entwicklung von Radialverdichtern für Abgasturbolader. Ein Beispiel hierfür ist eine ausreichende Kennfeldbreite, welche bei kleinen Massenströmen durch die sogenannte Pumpgrenze limitiert wird. Zur Erreichung der geforderten Ziele tragen numerische Strömungssimulationen einen stetig steigenden Anteil bei. Mit der im industriellen Umfeld heute umsetzbaren Vorgehensweise der Simulationen ist jedoch die Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze bisher nicht möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methodik zur Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze mithilfe stationärer Strömungssimulationen, wie sie im industriellen Kontext eingesetzt werden, vorgestellt. Die Möglichkeiten dieser Methodik werden durch eine Variation des Verdichtersystems und deren Einfluss auf die Pumpgrenze aufgezeigt. Mithilfe äquivalenter experimenteller Untersuchungen wird die Validität und Genauigkeit der modellbasierten Ergebnisse sichergestellt. Es wird deutlich, dass das verdichtersaugseitige System eine eminente Rolle bei der Bestimmung der Pumpgrenze spielen kann und somit zwingend bei der Bestimmung dieser berücksichtigt werden muss.

Neben dem Einfluss des Systems auf die Stabilität der Verdichterstufe konnte die analytische Modellierung des dynamischen Systemverhaltens genutzt werden, um den Einfluss einzelner Komponenten auf die Systemstabilität zu analysieren. Hierbei wird deutlich, dass der Kennlinienverlauf der Verdichterstufe eine wesentliche Rolle einnimmt. Vor allem das verlustbedingte Überrollen der Kennlinie, was typisch für Turboverdichter ist, beeinflusst die Stabilität entscheidend. Aus diesem Grund ist eine detaillierte Analyse der Strömung sowie der Entwicklung charakteristischer Strömungsphänomene ein zweiter wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit. Hierdurch konnte der Einfluss der Rückströmung und der hiermit verbundenen Blockage des Strömungsquerschnitts auf den Totaldruckaufbau der Verdichterstufe sowie geometrische Parameter zur Optimierung aufgezeigt werden. Die Rückströmung stellt, wie oftmals angenommen, nicht nur einen parasitären Verlust dar, sondern kann in bestimmten Kennfeldbereichen die Strömung auch positiv beeinflussen.

Abstract

Turbocharging internal combustion engines using exhaust gas turbochargers is an effective method of reducing fuel consumption. The reduction in engine displacement made possible by turbocharging has become known as *downsizing* and has made a decisive contribution to achieving ambitious emission targets in recent years. However, the interaction of the characteristic operation of an internal combustion engine and a turbomachine implies some challenging requirements for the development of centrifugal compressors for exhaust gas turbochargers. One example of this is a sufficient map width, which is limited by the so-called surge limit for small mass flows. Numerical flow simulations are making a steadily increasing contribution to achieving the required goals. However, the determination of a system-dependent surge limit has not yet been possible with the simulation procedure that can be implemented in the industrial environment today.

In this paper, a methodology for determining a system-dependent surge limit using steady-state flow simulations, as used in an industrial environment, is presented. The possibilities of this methodology are demonstrated by a variation of the compressor system and its influence on the surge limit. With the help of equivalent experimental investigations, the validity and accuracy of the model-based results are ensured. It becomes clear that the compressor suction side system can play an eminent role in the determination of the surge limit and thus must be considered when determining it.

In addition to the influence of the system on the stability of the compressor stage, analytical modeling of the dynamic system behavior could be used to analyze the influence of individual components on the system stability. Here it becomes clear that the characteristic curve of the compressor stage plays an essential role. In particular, the loss-induced rolling over of the characteristic curve, which is typical for turbocompressors, has a decisive influence on stability. For this reason, a detailed analysis of the flow as well as the development of characteristic flow phenomena is a second essential part of this work. Through this, the influence of the backflow and the associated blockage of the flow cross-section on the total pressure rise of the compressor stage as well as geometric parameters for optimization could be shown. As often assumed, the backflow is not only a parasitic loss, but can also positively influence the flow in certain map ranges.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xiii
1 Einleitung	1
2 Der Radialverdichter – Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen	5
2.1 Ziele und historische Entwicklung der Aufladung	6
2.2 Das Zusammenspiel von Motor und Turbolader	11
2.3 Die untersuchte Verdichterstufe	15
2.4 Das Ladeluftsystem	17
2.5 Zukünftige Anwendungsfälle und Relevanz	19
3 Das Betriebsverhalten bei kleinen Massenströmen – Was ist bekannt?	25
3.1 Die Energieumsetzung im Laufrad	27
3.2 Typische Strömungsphänomene bei Radialverdichtern	42
3.3 Strömungseigenschaften des unbeschauften Diffusors	47
3.4 Versagensmechanismen der Verdichterstufe	48
3.5 Das Phänomen Pumpen in der Numerik: Möglichkeiten und Grenzen	57
3.6 Fragestellungen und Ziele dieser Arbeit	58
4 Methoden	59
4.1 Aerodynamische Ähnlichkeitskenngrößen	60
4.2 Experimentelle Untersuchung der Verdichterstufe	61
4.3 Numerische Simulation der Verdichterstufe	73
4.4 Analytische Modellierung des Verdichtersystems	96
5 Numerische Simulation – Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze	101
5.1 Bestimmung der Systemstabilität	102
5.2 Das Referenzsystem	106
5.3 Der Einfluss von Systemgrößen	116
6 Die Stufenkennlinie – Verlustmechanismen und Einflussfaktoren	139
6.1 Die Stufenkennlinie	140
6.2 Bedeutung für die Auslegung von Radialverdichtern	165

7	Das zeitaufgelöste Verhalten der Verdichterströmung	171
7.1	Zeitliche und räumliche Abhängigkeit der Rezirkulationsströmung	172
7.2	Bedeutung für die numerische Simulation der Strömung	178
8	Epilog	181
	Abbildungsverzeichnis	183
	Tabellenverzeichnis	188
	Literaturverzeichnis	189
A	Ergänzende Informationen zu den verwendeten Methoden	203
A.1	Genauigkeit der verdichterdruckseitigen Massenstrommessstrecke	204
A.2	Einfluss der Bilanzierungsmethode auf integrale Größen	205
A.3	Bewertung der fehlerhaften Wände im URANS-Simulationsmodell	206
B	Ergänzende Informationen zur Stufenkennlinie	211
B.1	Darstellung der normierten Massenströme im Verdichterkennfeld	212

Nomenklatur

Abkürzungen

%P	Prozentpunkt[e]
A	Aktive Strömung
AGR	Abgasrückführung
AGR-K	Abgasrückführungskühler
AGR-V	Abgasrückführungsventil
Ammo.	Ammoniak
AP	Auslegungspunkt
ATL	Abgasturbolader
AV	Ablassventil
BE	Batterieelektrisch
BEA	Batterieelektrischer Antrieb
BK	Biokraftstoff
BP	Betriebspunkt
BW	Blendenwechsel
BZ	Brennstoffzelle
BZE	Brennstoffzellenelektrisch

BZEA	Brennstoffzellenelektrischer Antrieb
CFD	Computational Fluid Dynamics (dt.: numerische Strömungssimulation)
DES	Detached Eddy Simulation
Dim.	Dimensionslos
DK	Drallklappe
DS	Druckseite
EE	Erneuerbare Energien
EMP	Experimentelle Messposition
EXP	Experiment
FKW	Fluorkohlenwasserstoffe
FVKM	Fortgeschrittene Verbrennungskraftmaschinen
G	Geometrie
Geh.	Gehäuse
Gem.	Gemittelt
GLR	Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe
GW	Grenzwert
H-FKW	Halogenierte Fluorkohlenwasserstoffe
HD-AGR	Hochdruck-Abgasrückführung
HD-ATL	Hochdruck-Abgasturbolader
HFM	Heißfilm-Luftmassenmesser
HK	Hinterkante
K	Kernströmung

K	Konvergiert
KB1	Kennlinienbereich 1
KB2	Kennlinienbereich 2
Konst.	Konstant
LES	Large Eddy Simulation
LF	Luftfilter
LKW	Lastkraftwagen
LLK	Ladeluftkühler
M	Motor
M-E	Messebene Experiment
Max.	Maximal
ME	Messebene
Min.	Minimal
MMS-T	Massenstrommessstrecke der Turbine
MMS-V	Massenstrommessstrecke des Verdichters
MVL	Motorvollastlinie
N/S	Nicht stabil
ND-AGR	Niederdruck-Abgasrückführung
ND-ATL	Niederdruck-Abgasturbolader
NEFZ	Neuer Europäischer Fahr-Zyklus
NK	Nicht konvergiert
NZ	Neuzulassung[en]

o/Begr.	Ohne Begrenzung
P	Plenum
P1...P7	Passage 1 ... Passage 7
PFC	Perfluorcarbone
PG	Pumpgrenze
PGA	Pumpgrenzabstand
PKW	Personenkraftwagen
R	Rückströmung
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
RB	Randbedingung
Re	Rezirkulationsströmung
RMS	Root Mean Square (dt.: quadratischer Mittelwert)
S	Schnittstelle
S	Stabil
SK	Synthetische Kraftstoffe
SP	Strömungspfad
SS	Saugseite
SST	Shear Stress Transport
SUV	Sport Utility Vehicle
T	Turbine
TRS	Transient Rotor Stator
Tsd.	Tausend

TU	Technische Universität
URANS	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes
UV	Umgehungsventil
V	Verdichter
VDK	Vordrosselklappe
VDS	Verdichterdruckseite
VK	Vorderkante
VKM	Verbrennungskraftmaschine[n]
VR	Verdichterrad
VS	Verdichterstufe
VSS	Verdichtersaugseite
VTG	Variable Turbinengeometrie
WG	Widerstandsgrenze
WLTP	Worldwide harmonised light vehicle test procedure
WMD	Wirkungsgradmaximum einer Drehzahllinie
WMK	Wirkungsgradmaximum des gesamten Kennfeldes
Z	Zyklisch

Lateinische Buchstaben

ΔKLS	Normierte Differenz der Kennliniensteigung	%
ΔPGA	Differenz des Pumpgrenzabstandes	%P
\dot{m}	Massenstrom	kg s^{-1}

\dot{V}	Volumenstrom	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
a	Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
A_M	Äquivalente Fläche einer Verdichterstufe	m^2
A_P	Passagenquerschnittsfläche	m^2
B	B-Parameter nach GREITZER	–
b	Breite (bspw. Laufradaustritt, Diffusor)	m
c	Absolutgeschwindigkeit	m s^{-1}
c	Verdichtercharakteristik	Pa
c_μ	Reibungskoeffizient	–
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
D	Dämpfungsgrad	–
d	Durchmesser	m
D_S	Stabilitätsbedingung	m^{-1}
F	Kraft	N
g	Drosselcharakteristik	Pa
h	Spezifische Enthalpie	J kg^{-1}
H_U	Unterer Heizwert	kJ kg^{-1}
I	Impuls	N s
i	Arbeitsverfahren eines Verbrennungsmotors	–
i	Inzidenz	°
K	Drosselkonstante	–
L	Länge des Strömungspfades	m

l	Charakteristische Länge	m
l	Länge	m
l^*	Relative Schaufelhöhe	–
l_{ME1}	Abstand der Messebene ME1 von der Schaufelvorderkante	m
l_{ME2}	Abstand der Messebene ME2 vom Stufenaustritt	m
L_{min}	Luftbedarf zur stöchiometrischen Verbrennung	–
L_M	Äquivalente Länge einer Verdichterstufe	m
M	Drehmoment	N m
m	Masse	kg
m	Raumkoordinate in Meridionalrichtung	–
Ma	Mach-Zahl	–
N	Umdrehung[en]	–
n	Drehzahl	min^{-1}
n	Raumkoordinate in Normalenrichtung	–
n	Zählvariable	–
N_{MW}	Anzahl Messwerte	–
P	Leistung	W
p	Druck	Pa
p_{me}	Effektiver Mitteldruck	bar
PGA	Pumpgrenzabstand	%
R	Spezifische Gaskonstante	$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
r	Radius	m

r	Raumkoordinate in Radialrichtung	–
r	Recovery-Faktor	–
r_k	Kinematischer Reaktionsgrad	–
Ra^*	Dimensionslose Oberflächenrauigkeit	–
Re	Reynolds-Zahl	–
s	Spezifische Entropie	$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
s	Strömungsposition	m
s^*	Relative Strömungsposition	–
T	Temperatur	K
T	Zeitpunkt/Zeitschritt	s
t	Zeitvariable	s
t^*	Dimensionslose Zeit	–
T_E	Eigentemperatur	K
T_N	Zeitdauer für eine Umdrehung	s
u	Umfangsgeschwindigkeit	$m\ s^{-1}$
V	Volumen	m^3
V_H	Motorhubvolumen	m^3
V_h	Zylinderhubvolumen	m^3
V_P	Volumen des Verdichteraustrittsplenums	m^3
w	Relativgeschwindigkeit	$m\ s^{-1}$
w_t	Technische Arbeit	J
x	Raumkoordinate	–

y	Raumkoordinate	–
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	–
Z	Schaufelanzahl	–
z	Raumkoordinate	–
z	Zylinderzahl	–

Griechische Buchstaben

α	Strömungswinkel der Absolutgeschwindigkeit	°
β	Strömungswinkel der Relativgeschwindigkeit	°
β_S	Schaufelwinkel	°
δ	Minderumlenkung	°
ϵ	Blockage	–
η	Wirkungsgrad	–
γ	Unterrelaxationsfaktor	–
κ	Isentropenexponent	–
λ	Arbeitszahl	–
λ	Eigenwert	–
λ	Luftverhältnis	–
λ_D	Drosselkonstante	–
λ_L	Liefergrad	–
μ	Dynamische Viskosität	Pa s
μ_t	Turbulente Viskosität	Pa s

ω	Winkelgeschwindigkeit	rad/s
ω_0	Eigenkreisfrequenz	s^{-1}
ϕ	Lieferzahl	–
ϕ	Variable	–
π	Druckverhältnis	–
ψ	Druckziffer	–
ρ	Dichte	$kg\ m^{-3}$
σ	Minderumlenkungszahl	–
σ	Standardabweichung	–
τ	Temperaturverhältnis	–
θ	Raumkoordinate in Umfangsrichtung	–
θ	Umschlingungswinkel	°
ζ	Bezogener rezirkulierter Massenstrom	–

Indizes

$[\dots]_{\bar{t}}$	Zeitlich gemittelte Größe
$[\dots]_0$	Eintritt Drossel G1
$[\dots]_{11}$	Schaufelvorderkante
$[\dots]_{12}$	Schaufelhinterkante
$[\dots]_{13}$	Diffusoreintritt
$[\dots]_{14}$	Diffusoraustritt / Voluteneintritt
$[\dots]_1$	Messebene Verdichtereintritt

[...] ₂	Messeebene Verdichteraustritt
[...] ₃	Eintritt Drossel G2 / Motoreintritt
[...] ₄	Austritt Drossel G2
[...] _∞	Umgebung
[...] _∞	Unendliche Anzahl an Verdichterschaufeln
[...] _μ	Reibung
[...] _{AP}	Auslegungspunkt
[...] _{ax}	Axial
[...] _{brutto}	Brutto
[...] _B	Brennstoff
[...] _{CFD}	Computational Fluid Dynamics
[...] _D	Drossel
[...] _{EXP}	Experiment
[...] _{ex}	Extrapoliert
[...] _e	Effektiv
[...] _{G0}	Eintrittsdrossel G0
[...] _{G1}	Einlaufdrossel G1
[...] _{G3}	Austrittsdrossel G2
[...] _G	Gehäuse
[...] _{HK}	Hinterkante
[...] _{II}	Zustand 2
[...] _{is}	Isentrop

[...] _I	Zustand 1
[...] _i	Indiziert
[...] _K	Kernströmung
[...] _{LET}	Low-End-Torque (dt.: Anfahrmoment)
[...] _L	Luft
[...] _{m/μ}	Mit Reibung
[...] _{max}	Maximum
[...] _{Mmax}	Maximales Moment
[...] _{mu}	Minderumlenkung
[...] _M	Mittenschnitt, relative Schaufelhöhe von 50%
[...] _M	Motor
[...] _m	Mechanisch
[...] _m	Meridionalrichtung
[...] _{netto}	Netto
[...] _N	Nabe
[...] _{PG}	Pumpgrenze
[...] _{Pmax}	Maximale Leistung
[...] _{red}	Reduziert
[...] _{ref}	Referenzzustand
[...] _R	Rückströmung
[...] _{S0}	Eintritt numerisches Strömungsgebiet
[...] _{S1}	Schnittstelle Einlauf – Laufrad

[...]S ₂	Schnittstelle Laufrad – Diffusor
[...]S ₃	Schnittstelle Diffusor – Volute
[...]S ₄	Austritt numerisches Strömungsgebiet
[...]ss	Statisch-statisch
[...]st	Strömungsrichtung
[...]s	Spezifisch
[...]s	Statisch
[...]TCL-V1	Verdichtersystem TCL-V1
[...]TCL-V2	Verdichtersystem TCL-V2
[...]th	Theoretisch
[...]ts	Total-statisch
[...]tt	Total-total
[...]T	Turbine
[...]t	Total
[...]u	Umfangsrichtung
[...]VDS	Verdichterdruckseite
[...]VK	Vorderkante
[...]VSS	Verdichtersaugseite
[...]V	Verdichter
[...]WMD	Wirkungsgradmaximum einer Drehzahllinie
[...]WМК	Wirkungsgradmaximum des gesamten Kennfeldes
[...]z	In Raumrichtung z

$[...]_i$ Zählvariable

Akzente

$[...]'$ Gradient

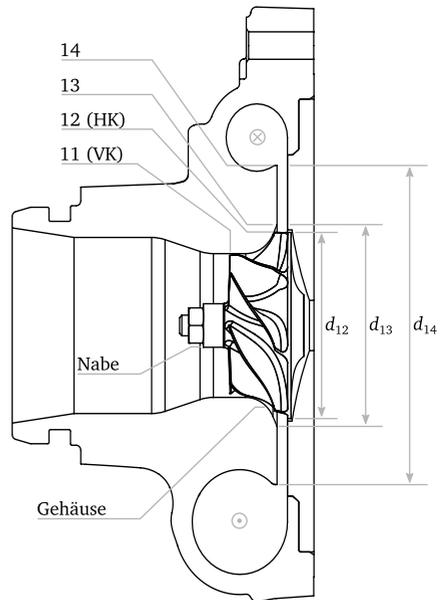
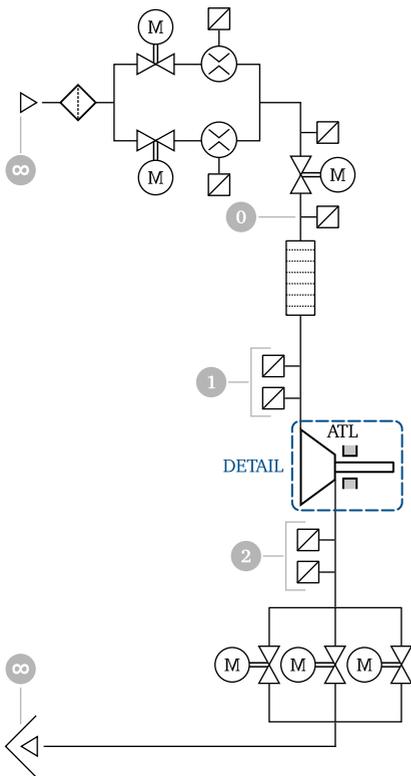
$[...]'$ Schwankung

$[...]^\wedge$ Konstante Normierung

$[...]^\circ$ Dichtegewichtete Mittelung

$\overline{[...]}$ Arithmetische Mittelung

$[...]^\sim$ Drehzahlabhängige Normierung



Veranschaulichung wichtiger Positionen entlang des Strömungspfad des Verdichters (links) sowie innerhalb der Verdichterstufe (rechts).

1 Einleitung

Mit der Erfindung des Automobils durch CARL BENZ im Jahr 1886 begann eine faszinierende und bewegte Geschichte des Automobil- und Motorenbaus. Der *Benz Patent-Motorwagen* hatte einen Einzylinder-Viertaktmotor mit 954 cm^3 Hubraum und erbrachte eine Leistung von 0,75 PS (0,55 kW). (Mercedes-Benz Group AG, 2023b; Mercedes-Benz Group AG, 2023a). Dies ergibt eine spezifische Leistung von 0,79 PS/L. Seit diesem ersten Automobil hat sich der Verbrennungsmotor grundlegend zu einer technologisch äußerst komplexen Komponente weiterentwickelt, welche im Kern jedoch weiterhin viele Bestandteile des ursprünglichen Motors enthält. Der Vierzylinder-Ottomotor von MERCEDES-AMG, der beispielsweise im Modell *A45 S 4MATIC+* verbaut ist, erreicht heute eine beeindruckende spezifische Leistung von 211,45 PS/L. (Mercedes-Benz AG, 2023) Dies entspricht in etwa dem 266-fachen Wert der spezifischen Leistung des ursprünglichen Motors. Diese Steigerung verdeutlicht zum einen, welche Entwicklungsleistung in diesem Produkt steckt und zum anderen, dass selbst nach 137 Jahren die ursprüngliche Faszination noch nicht verfliegen ist.

In dieser Zeit entstanden zwei wesentliche Erkenntnisse, die mindestens einen entscheidenden Einfluss auf die Entwicklung des Verbrennungsmotors hatten oder sogar die Existenz des Verbrennungsmotors in Frage stellen. Seit einiger Zeit besteht Einigkeit darüber, dass fossile Rohstoffe wie Erdöl und Erdgas nur in begrenzter Menge auf der Erde vorkommen. Von Zeit zu Zeit ändern sich die Prognosen über die verbleibende Reichweite in Abhängigkeit der bestätigten Lagerstätten sowie der zur Verfügung stehenden Verfahren zur Erdölförderung und -gewinnung. Eine Studie aus dem Jahr 2020 gibt basierend auf den bekannten Reserven der 20 wichtigsten Förderländer und der entsprechenden Fördermengen aus dem Jahr 2018 eine verbleibende (statische) Reichweite von 54,7 Jahren an. Diese Zahl setzt gleichbleibende Reserven und Fördermengen voraus. Da sich die Fördermenge an der Wirtschaftsleistung und der Bevölkerungszahl der Erde orientiert und immer noch neue Lagerstätten exploriert oder bereits bekannte lukrativ werden, ändert sich die Reichweite in regelmäßigen Abständen. Vergleichbar zur Bestimmung der Reichweite von Erdöl ergibt sich für Erdgas eine (statische) Reichweite von 50,7 Jahren. (BGR, 2020) Selbst wenn sich die Reichweiten noch leicht verändern, verdeutlichen diese beiden Zeiträume, dass Kraftstoffe für Verbrennungsmotoren, basierend auf fossilen Rohstoffen, begrenzt verfügbar sind.

Die zweite Erkenntnis betrifft das Klima auf der Erde. Es ist mittlerweile wissenschaftlich belegt, dass der Klimawandel durch den Treibhauseffekt, infolge der CO_2 -Konzentration in der Atmosphäre, verursacht wird. Zwischen den Jahren 1958 und 2020 hat die CO_2 -Konzentration in der

Atmosphäre um den Faktor 1,3 zugenommen. Erdgeschichtlich betrachtet liegt diese signifikante Zunahme deutlich über der durchschnittlichen Schwankung der vergangenen Jahrtausende und erfolgte über einen sehr kleinen Zeitraum. Die Zunahme lässt sich hauptsächlich durch die Freisetzung von CO₂ während der Verbrennung fossiler Rohstoffe begründen und wird somit durch den Menschen beeinflusst. Eine Folge hiervon ist die Zunahme der flächengemittelten Lufttemperatur in Deutschland zwischen den Jahren 1881 und 2019 um 2,0 °C. (Deutsche Akademie Der Naturforscher Leopoldina, 2021)

Eine Reaktion auf die genannten Erkenntnisse war einerseits das Ziel einer Reduzierung des Kraftstoffverbrauches sowie die Begrenzung der CO₂-Emissionen von Personenkraftwagen. Da der CO₂-Ausstoß direkt mit der Menge an verbranntem Kraftstoff zusammenhängt, führt eine Reduzierung des Kraftstoffverbrauches gleichzeitig zu einer Reduzierung der CO₂-Emissionen. Einen wesentlichen Bestandteil zur Erreichung dieses Zieles brachte der im Jahr 1905 durch ALFRED BÜCHI vorgestellte Abgasturbolader zur Aufladung von Verbrennungsmotoren. (Pucher et al., 2012, S. 19 f.) In den Anfangsjahren diente die Aufladung hauptsächlich zur Leistungssteigerung. Im Gegensatz hierzu zeigte sich in der jüngeren Vergangenheit ein enormes Potenzial der Aufladung zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauches infolge der gesteigerten Leistungsdichte. Die hiermit in der Regel einhergehende Reduzierung des Motorhubvolumens ist auch unter dem Begriff *Downsizing* bekannt geworden. (Golloch, 2005) Eine zentrale Komponente heutiger Abgasturbolader ist ein Radialverdichter zur Verdichtung der angesaugten Umgebungsluft. Aus dem Zusammenspiel des Radialverdichters und der Kolbenmaschine ergibt sich ein breites Kennfeld als wesentliche Anforderung an den Radialverdichter. Da das Kennfeld bei kleinen Massenströmen durch die Pumpgrenze limitiert wird, ist das präzise Bestimmen der Pumpgrenze ein wichtiger Bestandteil des Entwicklungsprozesses.

Aufgrund der eingangs erwähnten Endlichkeit fossiler Rohstoffe sowie des Klimawandels stellt sich die Frage, welche technologische Relevanz der Turbolader in der Zukunft noch besitzen wird. Neben dem batterieelektrischen Antrieb hat es bereits auch der brennstoffzellenelektrische Antrieb zur Serienreife gebracht. Aufgrund der geringen Energiedichte von Batterien und Wasserstoff sowie Vorteile bei der Markteinführung, wie unter anderem eine mögliche Weiterverwendung bestehender Infrastruktur, werden aktuell auch sogenannte *Synthetische Kraftstoffe* entwickelt und diskutiert. Diese lassen sich in die beiden Gruppen *Kohlenstoffbasierte Kraftstoffe* und *Stickstoffbasierte Kraftstoffe* einteilen. (Grinberg Dana et al., 2016) Ein Beispiel für einen stickstoffbasierten Kraftstoff ist Ammoniak (NH₃), was bereits heute im großen Stil durch das *Haber-Bosch-Verfahren* hergestellt wird. (Grinberg Dana et al., 2016) Beispiele für kohlenstoffbasierte Kraftstoffe sind Dimethyloxymethylen (DME, C₂H₆O) oder paraffinische Kraftstoffe auf Basis der *Fischer-Tropsch-Synthese*. (Maus, 2019, S. 116 f.)

Wasserstoff sowie Ammoniak können beispielsweise als Energieträger zur Energiewandlung in einer Brennstoffzelle sowie in konventionellen oder leicht modifizierten Verbrennungsmotoren dienen. Die genannten kohlenstoffbasierten Kraftstoffe können beispielsweise als Ersatz für

konventionellen Dieselmotoren, ebenfalls für konventionelle oder leicht modifizierte Verbrennungsmotoren, verwendet werden. (Basshuysen et al., 2015, S. 1187 ff.; Ryser et al., 2021) Dies hat den Vorteil, dass vorhandene Technologien und Distributionswege angepasst und weiterverwendet werden können. Zur Erreichung einer CO₂-Neutralität ist bei beiden Kraftstoffarten die CO₂-neutrale Herstellung des zugrundeliegenden Wasserstoffes (H₂) durch *Erneuerbare Energien* entscheidend. Darüber hinaus kommt bei kohlenstoffbasierten Kraftstoffen hinzu, dass ein kurzfristiger Kohlenstoffkreislauf etabliert werden muss. (Maus, 2019, S. 116 f.) Welche Energiewandlungsform sich etablieren wird, muss sich noch zeigen. Unabhängig hiervon wird für die genannten Energiewandlungssysteme – Brennstoffzelle und modifizierter Verbrennungsmotor – ein Aufladesystem, bestehend unter anderem aus einem Turbolader, zur Steigerung der Leistungsdichte benötigt. Darüber hinaus ist bei diesen Anwendungsformen des Turboladers weiterhin ein Radialverdichter mit einer ausreichenden Kennfeldbreite notwendig.

Seit den 1980er-Jahren sind numerische Strömungssimulationen von industrieller Bedeutung. Die Steigerung der Rechenleistung von Supercomputern um den Faktor 10¹² und bei Arbeitsplatzrechnern um den Faktor 10⁸ ermöglichte die Simulation der Strömung in immer komplexeren Komponenten. (Laurien et al., 2018) Hierdurch ist das Bestimmen von Verdichterkennfeldern durch numerische Strömungssimulationen mittlerweile ein fester Bestandteil des Entwicklungsprozesses. Doch trotz der enorm gestiegenen Rechenleistung sind stationäre RANS-Simulationen in Kombination mit einem Turbulenzmodell heute immer noch ein fester Bestandteil der Entwicklung von Turboverdichtern. Der Grund hierfür ist die hohe Komplexität der Verdichtergeometrien sowie die begrenzten zeitlichen Ressourcen zur Durchführung numerischer Simulationen. RANS-Simulationen bieten hierbei einen entscheidenden zeitlichen Vorteil.

Bereits seit den 1950er-Jahren ist durch die Arbeit von Emmons et al. (Emmons et al., 1955) bekannt, dass das Phänomen Verdichterpumpen sowie die Lage der entsprechenden Pumpgrenze vom System um den Verdichter abhängig ist. Bekanntheit erlangte dieses Erkenntnis in den 1970er-Jahren zusätzlich durch ein noch heute relevantes analytisches Modell von Greitzer (Greitzer, 1976). Die experimentell vielfach validierte Systemabhängigkeit stellt für die heute eingesetzten stationären RANS-Simulationen eine große Herausforderung dar. Das dynamische Verhalten des Systems und hierdurch die Systemabhängigkeit der Pumpgrenze sind, aufgrund der Vernachlässigung der Zeit und der begrenzten räumlichen Diskretisierung, nicht abbildbar. Die Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze mithilfe stationärer Simulationen ist bisher eine ungelöste Herausforderung.

Die analytische Modellierung des dynamischen Systemverhaltens hat gezeigt, dass die Steigung der Verdichterkennlinie, also der Verlauf des Totaldruckaufbaus der Verdichterstufe, für die Systemstabilität äußerst wichtig ist. Bekannte Verlustphänomene bei Turbomaschinen führen häufig zu einem schlechteren Totaldruckaufbau und somit zu einem Überrollen der Kennlinie bei kleinen Verdichtermassenströmen. Darüber hinaus hat sich bei Radialverdichtern in der

jüngeren Vergangenheit gezeigt, dass die bei kleinen Massenströmen auftretende Rezirkulationsströmung auch einen positiven Effekt auf den Totaldruckaufbau haben kann. Es liegen bisher jedoch noch keine Auslegungskriterien vor, wie die Verdichtergeometrie zur gezielten Nutzung dieses positiven Effektes verändert werden kann.

Um der Lösung der genannten Herausforderungen näher zu kommen, wird im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren zur Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze, basierend auf stationären RANS-Simulationen, vorgestellt. Dieses Verfahren verknüpft die Vorteile numerischer Strömungssimulationen zur Bestimmung eines Verdichterkennfeldes mit denen der analytischen Modellierung des dynamischen Verhaltens eines Verdichtersystems. Durch die umfangreiche Datenbasis lässt sich der negative aber vor allem auch der positive Einfluss der Rezirkulationsströmung auf den Totaldruckaufbau in der Verdichterstufe aufzeigen. Darüber hinaus werden Auslegungskriterien bezüglich der Verdichterstufe zur Steigerung der Systemstabilität abgeleitet.

2 Der Radialverdichter – Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen

Das Prinzip der Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen zur Steigerung der Leistungsdichte mittels eines Abgasturboladers gibt es bereits seit mehr als 100 Jahren. Wurde es in den Anfängen hauptsächlich zur Leistungssteigerung verwendet, wird es in den letzten Jahrzehnten aufgrund der begrenzten Verfügbarkeit fossiler Kraftstoffe sowie dem politischen Ziel geringerer Treibhausgasemissionen verstärkt zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauches eingesetzt. Die historische Entwicklung des Kraftstoffverbrauches von Personenkraftwagen bestätigt das enorme Potenzial der Aufladung zur Kraftstoffeinsparung und das trotz stetig gestiegener Leistungsanforderungen.

Obgleich dieses stetigen und nicht zu vernachlässigenden Beitrags zur Senkung des Kraftstoffverbrauchs wird langfristig ein Betrieb von Verbrennungskraftmaschinen mit fossilen Energieträgern zum Erreichen der ambitionierten Emissionsziele nicht möglich sein. Doch auch zukünftige Technologien zum Antrieb von Personen- und Lastkraftwagen, wie beispielsweise ein Brennstoffzellensystem, werden auf eine Aufladung durch einen Abgasturbolader zur Steigerung der Leistungsdichte angewiesen sein. Letztere werden möglicherweise vor allem im Bereich der schweren Nutzfahrzeuge an Relevanz gewinnen.

ÜBERSICHT

Ziele und historische Entwicklung der Aufladung	6	Die untersuchte Verdichterstufe	15
Definitionen		Aufbau/Nomenklatur	
Kraftstoffeinsparpotenzial		Das Ladeluftsystem	17
Das Zusammenspiel von Motor und Turbolader	11	Bestandteile und Aufbau	
Vergleich der Arbeitsweisen		Zukünftige Anwendungsfälle und Relevanz	19
Anforderungen an den Lader		Brennstoffzellensysteme	
		VKM mit alternativen Brennstoffen	

2.1 Ziele und historische Entwicklung der Aufladung

Die Anfänge der Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen gehen auf den Schweizer Ingenieur ALFRED BÜCHI und seine Erfindung aus dem Jahr 1905 zurück. Diese erste Form einer aufgeladenen Verbrennungskraftmaschine sah einen mehrstufigen Axialverdichter, einen Viertakt-Dieselmotor sowie eine mehrstufige Abgasturbine auf einer gemeinsamen Welle vor. Einige Jahre später, im Jahr 1915, hat sich dieses Konzept bereits insofern weiterentwickelt, dass die gemeinsame Welle des Verdichters und der Turbine von der des Verbrennungsmotors getrennt war. Anwendung fand dieser Stand der Aufladung 1923 in einem Dieselmotor eines Passagierschiffes. Trotz einiger Herausforderungen in der Umsetzung war durch den Einsatz des Abgasturboladers eine beachtliche Steigerung der Motorleistung um mehr als 40 % möglich. In den darauffolgenden Jahren sorgte die Weiterentwicklung dafür, dass der Abgasturbolader näher an den Verbrennungsmotor heranrückte, was in einem weiteren Patent ALFRED BÜCHI's mündete, in welchem das Schema der Abgasturboaufladung dem heutigen bereits sehr nahe kommt. Hiermit konnten bereits damals beträchtliche Leistungssteigerungen von über 50 % erreicht werden. (Pucher et al., 2012, S. 19 f.)

In der jüngeren Vergangenheit haben sich die Beweggründe zur Aufladung von Verbrennungskraftmaschinen von den ursprünglichen abgewandelt. Als Ergebnis der Klimakonferenz in Kyoto im Jahr 1997 einigten sich die Teilnehmer auf das sogenannte KYOTO-PROTOKOLL. Hierin wird eine Senkung des Ausstoßes der sechs wichtigsten Treibhausgase¹ im Zeitraum von 2008 bis 2012 um mindestens 5 % im Vergleich zum Wert des Jahres 1990 festgelegt. (Vereinte Nationen, 1998) Im Rahmen der UN-Klimakonferenz im Jahr 2015 in Paris verständigte sich die Staatengemeinschaft darauf, die Erderwärmung auf deutlich unter 2,0 °C im Vergleich zum vorindustriellen Zeitalter zu begrenzen. (Vereinte Nationen, 2015) Zur Erreichung dieses Ziels ist eine drastische Senkung der Treibhausgasemissionen, vor allem auch der des Verkehrssektors, notwendig. Im Jahr 2022 betrug der Anteil des Verkehrssektors an den gesamten Treibhausgasemissionen der BUNDESREPUBLIK DEUTSCHLAND 19,8 %. (Günther, 2023)

Ausgelöst durch diese ambitionierten Ziele zur Senkung der Treibhausgasemissionen wurde im Jahr 2009 durch die EUROPÄISCHE UNION die Verordnung (EG) 443/2009 (Europäisches Parlament et al., 2009) zur Begrenzung der Treibhausgasemissionen von Personenkraftwagen (PKW) erlassen. Diese legte ab dem Jahr 2015 einen maximalen CO₂-Emissionsdurchschnitt für neue Personenkraftwagen von 130 g km⁻¹ fest. Im Jahr 2019 folgte die Verordnung (EU) 2019/631 (Europäisches Parlament et al., 2019) der EUROPÄISCHEN UNION. Diese gibt ab dem Jahr 2020 einen reduzierten Grenzwert von 95 g km⁻¹ vor. Da der CO₂-Ausstoß direkt mit dem Kraftstoffverbrauch in Zusammenhang steht (Golloch, 2005, S. 15), wird über den genannten Grenzwert indirekt der Kraftstoffverbrauch von Personenkraftwagen begrenzt.

¹Kohlendioxid (CO₂), Methan (CH₄), Distickstoffoxid (N₂O), Teilhalogenierte Fluorkohlenwasserstoffe (H-FKW), Perfluorierte Kohlenwasserstoffe (FKW/PFC), Schwefelhexafluorid (SF₆). (Vereinte Nationen, 1998)

Diese Vorgaben haben große Anstrengungen in der Kraftfahrzeugindustrie ausgelöst und zu einem Entwicklungstrend bei Verbrennungsmotoren geführt, der unter dem Begriff *Downsizing* bekannt ist. Das Grundprinzip von *Downsizing* basiert im Wesentlichen auf einer Reduzierung des Hubvolumens zur Steigerung der Leistungsdichte des Verbrennungsmotors. (Golloch, 2005, S. 67 f.) Das gesamte Hubvolumen eines Motors V_H kann in die Anzahl der Zylinder z und das Volumen eines Zylinders V_h zerlegt werden. Es gibt somit zwei Möglichkeiten das gesamte Hubvolumen zu reduzieren, entweder über die Anzahl der Zylinder z oder das Hubvolumen eines Zylinders V_h .

$$V_H = z \cdot V_h \quad (2.1)$$

Eine Reduzierung der Anzahl der Zylinder ist einfach umzusetzen, da die ursprüngliche Geometrie der Zylinder erhalten bleibt. Eine geringere Anzahl an Zylindern bringt jedoch einige Herausforderungen bezüglich des Akustik- und Schwingungsverhaltens mit sich. Eine Alternative hierzu bietet die Reduzierung des Hubvolumens eines Zylinders bei gleichbleibender Anzahl der Zylinder. Die hierbei notwendige Veränderung der Zylindergeometrie verursacht jedoch einen Mehraufwand zur Entwicklung der neuen Geometrie. (Golloch, 2005, S. 75 f.)

Eine Reduzierung der Motorleistung ist durch den Kunden nicht erwünscht, weshalb Maßnahmen ergriffen werden müssen, um die Motorleistung bei geringerem Hubvolumen zu erhalten. Die Leistung eines Verbrennungsmotors ist nach Gleichung (2.2) abhängig vom Arbeitsverfahren² i , von der Motordrehzahl n_M , dem effektiven Mitteldruck im Brennraum p_{me} sowie dem gesamten Hubvolumen V_H . Hierdurch wird direkt ersichtlich, dass eine Reduzierung des Hubvolumens bei ansonsten gleichbleibenden Parametern zu einer veringerten Leistung führt.

$$P_e = i \cdot n_M \cdot p_{me} \cdot V_H = \dot{m}_B \cdot H_U \cdot \eta_e \quad (2.2)$$

Zum Ausgleichen dieser Leistungsminderung – das Ziel von *Downsizing* ist in erster Linie eine Reduzierung des Kraftstoffverbrauches bei gleichbleibender Leistung – kann nun entweder die Motordrehzahl n_M oder der effektive Mitteldruck p_{me} angehoben werden. Wird die Motordrehzahl angehoben spricht man von *Hochdrehzahlkonzepten*, wird hingegen der effektive Mitteldruck angehoben, spricht man von *Hochlastkonzepten*. Da Hochdrehzahlkonzepte nicht zur gewünschten Verbrauchsoptimierung führen, wird an dieser Stelle lediglich auf die Hochlastkonzepte eingegangen. (Golloch, 2005, S. 69 ff.)

Der Druck im Brennraum eines Zylinders entsteht durch die Verbrennung einer spezifischen Menge eines spezifischen Kraftstoffes. Hierdurch ist der untere Heizwert H_U sowie die Luftmenge L_{min} , die zur stöchiometrischen Verbrennung benötigt wird, definiert. Der resultierende Mitteldruck p_{me} berechnet sich nach Gleichung (2.3). Dieser ist von der Luftdichte ρ_L , dem

²Beim Arbeitsverfahren wird zwischen Zweitakt ($i = 1$) und Viertakt ($i = 2$) unterschieden.

unteren Heizwert H_U , der Mindestluftmenge L_{\min} , dem Verbrennungsluftverhältnis λ , dem effektiven Wirkungsgrad η_e sowie dem Liefergrad des Motors λ_L abhängig.

$$p_{me} = \rho_L \cdot \frac{H_U}{L_{\min}} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \eta_e \cdot \lambda_L \quad (2.3)$$

Hierbei ist der Bruch H_U/L_{\min} durch den verwendeten Kraftstoff festgelegt. Das Verbrennungsluftverhältnis λ , Gleichung (2.4), ist das Verhältnis der zugeführten Luft zur Luftmenge bei stöchiometrischer Verbrennung des verwendeten Kraftstoffes. Eine Absenkung von λ würde grundsätzlich zu einer Steigerung des effektiven Mitteldruckes führen. Bei Dieselmotoren definiert die Rußgrenze die untere Grenze bei einem Wert von 1,2. (Golloch, 2005, S. 76) Bei Ottomotoren kann es aufgrund des Dreiwegekatalysators nicht unter einen Wert von 1,0 abgesenkt werden. Nur in einem engen Bereich um $\lambda = 1,0$ wird für alle drei Schadstoffkomponenten (CO, HC, NO_x) eine hohe Umsetzungsrate erreicht. (Basshuysen et al., 2015, S. 836)

$$\lambda = \frac{m_L}{L_{\min} \cdot m_B} \quad (2.4)$$

Der effektive Wirkungsgrad setzt sich aus dem indizierten Wirkungsgrad η_i und dem mechanischen Wirkungsgrad η_m zusammen. Diese beiden Werte können nicht beliebig gesteigert werden und werden somit als quasi-konstant angesehen. Der effektive Wirkungsgrad dient somit nicht zur systematischen Steigerung des Mitteldruckes, was ebenfalls für den Liefergrad zutrifft.

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_m \quad (2.5)$$

Aus den genannten Gründen bleibt zur systematischen Steigerung des effektiven Mitteldruckes nur noch die Dichte ρ_L übrig. Nach der *Zustandsgleichung idealer Gase* ist die Dichte vom Druck p_L und der Temperatur T_L abhängig. Die Dichte kann somit durch eine Steigerung des Druckes durch einen Verdichter erhöht werden. Dieser Druck wird auch als *Ladedruck* und die erzeugende Komponente als *Lader* bezeichnet. Mit der Verdichtung geht eine Steigerung der Temperatur einher. Ein Wärmetauscher am Austritt des Verdichters, der sogenannte *Ladeluftkühler* (LLK), kann somit zur weiteren Steigerung der Dichte hilfreich sein. (Pucher et al., 2012, S. 7)

$$\rho_L = \frac{p_L}{R_L \cdot T_L} \quad (2.6)$$

Die Steigerung des effektiven Mitteldruckes und die Reduzierung des Hubvolumens können nun so aufeinander abgestimmt werden, sodass die Motorleistung unverändert bleibt. Hiermit

lässt sich jedoch die erwünschte Verbrauchsreduzierung noch nicht erklären. Im rechten Teil von Gleichung (2.2) wird jedoch deutlich, dass eine Verbrauchsreduzierung durch eine Steigerung des effektiven Wirkungsgrades erreicht werden kann. Die Aufladung führt am Ende zu einer Lastpunktverschiebung des Verbrennungsmotors, was zu einer Steigerung des effektiven Wirkungsgrades führt. Die Gründe hierfür sollen im folgenden kurz erläutert werden.

Grundsätzlich führt eine Lastpunktverschiebung hin zu höheren Lasten, unabhängig vom Motorkonzept, zu einer Senkung des spezifischen Kraftstoffverbrauches. Der effektive Wirkungsgrad steigt mit dem effektiven Mitteldruck degressiv an. Ein Vergleich eines Turbo- und eines Saugmotors mit gleicher Leistung, jedoch bei unterschiedlichen Mitteldrücken, zeigt, dass durch die Lastpunktverschiebung der effektive Wirkungsgrad gesteigert wird, obwohl der Vergleichswirkungsgrad³ des Turbomotors grundsätzlich geringer ausfällt. Die Steigerung wird durch geringere Wandwärmeverluste sowie Ladungswechsel- und mechanische Verluste erreicht. Die Wandwärmeverluste können zusätzlich reduziert werden, indem das Verhältnis aus Brennraumboberfläche zu Brennraumvolumen reduziert wird. Eine Reduzierung des Motorhubvolumens kann einen Wechsel zu einer geringeren Anzahl an größeren Zylindereinheiten ermöglichen. Hierdurch kann das Verhältnis aus Brennraumboberfläche zu Brennraumvolumen und somit die Verluste zusätzlich reduziert werden. (Golloch, 2005, S. 82 f.)

Die Effektivität der Aufladung hinsichtlich der Kraftstoffeinsparung kann anhand der historischen Entwicklung einiger Kenndaten der europäischen Fahrzeugflotte in Abbildung 2.1 verdeutlicht werden. Die spezifische Leistung P_e/V_H nahm in den Jahren 2001 bis 2021 kontinuierlich bis auf das 1,6-fache zu. Im gleichen Zeitraum wird der CO₂-Ausstoß um 31 % reduziert. Beim CO₂-Ausstoß ist zu beachten, dass dieser bis zum Jahr 2018 auf Basis des NEFZ⁴-Testzyklus bestimmt wurde. In den darauffolgenden Jahren wird dieser auf Basis des realitätsnäheren WLTP⁵-Testverfahrens bestimmt⁶. Durch den Wechsel des Testverfahrens kann es zu einer Unstetigkeit im Verlauf des CO₂-Ausstoßes kommen. Es wird jedoch grundsätzlich deutlich, dass eine signifikante Reduzierung des Kraftstoffverbrauches erreicht werden konnte. Anhand der Reduzierung des Hubvolumens V_H um 11 % wird deutlich, dass die Abgasturboaufladung einen entscheidenden Beitrag zur Senkung des Kraftstoffverbrauches geleistet hat.

An Abbildung 2.1 wird noch eine weitere Entwicklung der Fahrzeugflotte deutlich. Bis auf eine Ausnahme nimmt die durchschnittliche Fahrzeugmasse m_{PKW} um bis zu 17 % stetig zu. Dieser Trend wird durch die steigende Nachfrage nach großen SUV-Fahrzeugen sowie den steigenden Komfort an Bord getrieben. Damit eine gleichbleibende Fahrdynamik erreicht wird, stieg die

³Der thermodynamische Prozess eines Verbrennungsmotors kann idealisiert in einem p - V -Diagramm dargestellt werden. Basierend hierauf kann ein (maximaler) Wirkungsgrad bei idealer Prozessführung bestimmt werden. Im Falle des Viertakt-Verbrennungsmotors wird hierfür der sogenannte SELIGER-PROZESS verwendet. (Pucher et al., 2012, S. 25 ff.)

⁴Neuer Europäischer Fahr-Zyklus

⁵Worldwide Harmonised Light Vehicle Test Procedure

⁶Der hiermit verbundene Testzyklus ist der Worldwide Harmonised Light-Duty Test Cycle (WLTC). (Maus, 2019, S. 8 f.)

durchschnittliche Fahrzeugleistung P_e um bis zu 43 % an. Hieran kann sehr eindrücklich gezeigt werden, dass das volle Potential der Abgasturboaufladung gar nicht in eine Reduzierung des Kraftstoffverbrauches umgesetzt wurde. Bei gleichbleibender Fahrzeugmasse oder geringerem Anstieg dieser hätte eine größere Senkung des Kraftstoffverbrauches erreicht werden können.

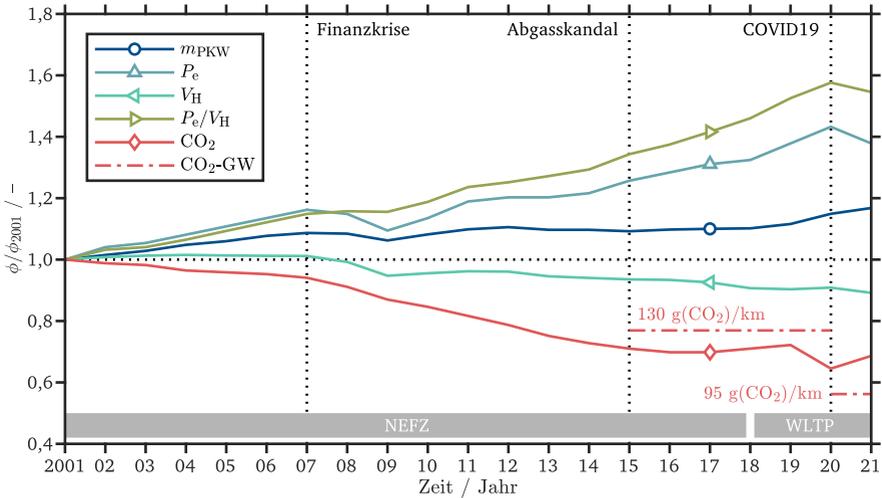


Abbildung 2.1: Historische Entwicklung charakteristischer Kennzahlen der europäischen Fahrzeugflotte (nur PKWs); der Bezugswert aller Kennzahlen ist der jeweilige Wert für das Jahr 2001; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf Daten aus (Mock, 2012; Monteforte, 2022; Europäisches Parlament et al., 2009; Europäisches Parlament et al., 2019).

Da es sich bei Personenkraftwagen im Allgemeinen um Konsumgüter handelt, können an den Verläufen der Kennzahlen auch gesamtgesellschaftliche Ereignisse, die einen Einfluss auf die konjunkturelle Entwicklung haben, abgelesen werden. Verheerende Krisen wie die FINANZKRISE im Jahr 2007 und die COVID19-PANDEMIE im Jahr 2020 hatten beide eine Abnahme der durchschnittlichen Fahrzeugleistung zur Folge. Finanzielle Einbußen haben dementsprechend einen direkten Einfluss auf das Konsumverhalten bei Personenkraftwagen.

2.2 Das Zusammenspiel von Motor und Turbolader

Grundsätzlich können zur Aufladung eines Verbrennungsmotors verschiedene Ladertypen eingesetzt werden. Die Lader kommen hierbei aus den beiden Hauptgruppen: *Verdrängerlader* und *Strömungslader*. Aufgrund des hohen Wirkungsgrades, der hohen realisierbaren Drücke sowie des geringen Bauraumbedarfs (Golloch, 2005, S. 169) kommen heutzutage hauptsächlich Abgasturbolader, bestehend aus einem Verdichter (Strömungslader) und einer Turbine, zum Einsatz. Zwischen dem Verbrennungsmotor und dem Turbolader besteht in diesem Fall lediglich eine aerodynamische und keine mechanische Kopplung. Aufgrund der genannten Eigenschaften bedingt diese Art der Aufladung einige Herausforderungen im Zusammenspiel des Laders und des Verbrennungsmotors.

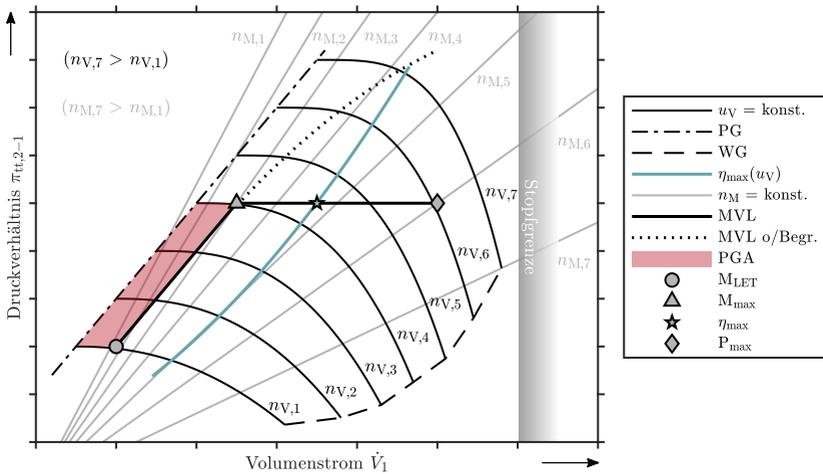


Abbildung 2.2: Ein schematisches Verdichtercharakteristikfeld zur Verdeutlichung wichtiger Kenngrößen sowie des Zusammenspiels von Verbrennungsmotor und Turbolader; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf (Golloch, 2005, S. 166).

In Abbildung 2.2 ist schematisch das Kennfeld eines Strömungsverdichters dargestellt. Das erreichte Druckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ ist abhängig von der Laderdrehzahl n_V sowie vom Volumenstrom \dot{V}_1 durch den Verdichter. Linien mit konstanter Verdichterdrehzahl sind (idealisiert) Kurven mit einem globalen Maximum, bis zu welchem das Druckverhältnis ansteigt. Bei weiterer Reduzierung des Volumenstromes nimmt dieses ab. Mit steigender Verdichterdrehzahl nimmt das

Druckverhältnis stetig zu. Bei großen Volumenströmen wird in der engsten Querschnittsfläche entlang des Strömungspfades der Verdichterstufe eine Ma -Zahl von eins erreicht. Ab diesem Punkt kann der Volumenstrom (und der Massenstrom) durch die Verdichterstufe nicht weiter erhöht werden und man spricht von der sogenannten *Stoßgrenze*. Die Drehzahlkurven verlaufen an dieser Stelle parallel zur Ordinate. Bei weiterer Entdrosselung fällt somit lediglich das Druckverhältnis ab. (Bräunling, 2015, S. 1107) Aufgrund des Widerstandes der stromab der Verdichterstufe liegenden Verrohrung wird ein Druckgefälle zur Überwindung benötigt, welches ein minimales Verdichterdruckverhältnis bedingt. Aus diesem Grund wird die Stoßgrenze nicht für alle Drehzahlkurven erreicht und es gibt eine vorgelagerte Grenze. Diese wird als *Widerstandsgrenze (WG)* bezeichnet.

Bei kleinen Volumenströmen sind die Drehzahlkurven ebenfalls begrenzt. Diese Grenze wird als *Pumpgrenze* bezeichnet und ist eine systembedingte Versagensgrenze. Bei kleineren Volumenströmen wird die Strömung zu Schwingungen angeregt, die zum (mechanischen) Versagen der Verdichterstufe führen können. Ein Betrieb jenseits dieser Grenze muss unter allen Umständen vermieden werden. Auf die Ursachen dieser Grenze wird in Kapitel 3 ausführlicher eingegangen.

Der Wirkungsgrad der Verdichterstufe fällt in Richtung beider Grenzen sowie zu hohen und niedrigen Verdichterdrehzahlen ab. Der Betriebspunkt mit dem besten Wirkungsgrad, auch als Auslegungspunkt bezeichnet, befindet sich (in der Regel) mittig im Kennfeld. Um diesen Betriebspunkt fällt der Wirkungsgrad in alle Richtungen stetig ab. Diese Charakteristik wird in Verdichterkennfeldern oftmals als sogenannte *Muschelkurven* (Höhenlinien) eingetragen. Verbindet man für jede Drehzahlkurve den Punkt des besten Wirkungsgrades, ergibt sich eine parabelförmige Kurve (vgl. Abbildung 2.2).

Nach Golloch (2005, S. 165) kann basierend auf dem im Motor für einen stationären Zustand zur Verbrennung benötigten Luftmassenstrom der funktionale Zusammenhang für die sogenannten *Motorschlucklinien*, Gleichung (2.7), hergeleitet werden. Diese ist, abgesehen von einigen als konstant anzusehenden Größen, hauptsächlich von der Motordrehzahl abhängig. Die Steigung dieser linearen Kurve nimmt mit steigender Motordrehzahl n_M ab.

$$\pi_{ss,2-1} = \frac{p_{s,2}}{p_{s,1}} \approx \frac{p_{s,3}}{p_{s,1}} = \frac{T_{s,3}}{T_{s,1}} \cdot \frac{1}{V_H \cdot \lambda_L \cdot i \cdot n_M} \cdot \dot{V}_1 \quad (2.7)$$

Basierend auf Gleichung (2.7)⁷ kann eine Kurvenschar von Motorschlucklinien für mehrere Motordrehzahlen in das Verdichterkennfeld in Abbildung 2.2 eingetragen werden. Nach dem Erzeuger und Verbraucherprinzip ist, für einen stationären Betriebszustand, jeder Schnittpunkt einer Motorschlucklinie mit einer Verdichterdrehzahlkurve ein möglicher Betriebspunkt der

⁷Der Zustand 1 ist vor und der Zustand 2 nach der Verdichterstufe. Der Zustand 3 ist am Eintritt in den Verbrennungsmotor (Einlassventile).

beiden Komponenten. Dadurch, dass keine mechanische Kopplung besteht, stellt sich die Verdichterdrehzahl entsprechend des Leistungsgleichgewichtes des Verdichters und der Turbine ein. Kurzzeitig kann somit auch ein höheres Druckverhältnis durch den Verdichter bereitgestellt werden, als im stationären Zustand benötigt wird. (Golloch, 2005, S. 165)

Die durchgezogene schwarze Linie in Abbildung 2.2 verdeutlicht eine Motorvollastlinie (MVL) im Verdichterkennfeld. Diese beginnt bei kleinen Volumenströmen und Druckverhältnissen und verläuft (idealisiert) parallel zur Pumpgrenze. Der Bereich bei kleinen Volumenströmen und Druckverhältnissen ist vor allem beim Anfahren und Beschleunigen eines PKWs relevant, und im Idealfall sollte hier bereits ein hoher Ladedruck zur Verfügung stehen, damit ein hohes Motordrehmoment erreicht wird. Dieses Drehmoment wird auch als *Low-End-Torque* (LET) (dt.: Anfahrmoment) bezeichnet und ist eine wichtige Zielgröße in der Verdichterentwicklung. Wie man in Abbildung 2.2 sehen kann, wird das Erreichen dieses Zieles jedoch durch die Pumpgrenze erschwert. Eine kleinere Turbine würde beispielsweise bei kleinen Motordrehzahlen und Durchsätzen bereits eine höhere Leistung liefern und hierdurch die Motorvollastlinie im Verdichterkennfeld zu höheren Druckverhältnissen verschieben. Aufgrund der Pumpgrenze, insbesondere bei kleinen Durchsätzen, ist dies jedoch nicht möglich.

Im vorliegenden skizzierten Fall wird der Ladedruck ab einem gewissen Punkt aufgrund des maximal zulässigen Zylinderspitzendruckes begrenzt. Dies erfolgt im einfachsten Fall durch ein Ablassventil, welches in der englischsprachigen Literatur als *Waste-Gate* bezeichnet wird. Dieses Ventil leitet in Abhängigkeit des aktuellen Ladedrucks einen Teil des Abgases an der Turbine vorbei und begrenzt hierdurch den Ladedruck. (Pucher et al., 2012, S. 164) Im *Knickpunkt* der Motorvollastlinie wird das maximale Motordrehmoment erreicht, da dieses nur vom effektiven Mitteldruck abhängt und dieser mit einer weiteren Steigerung der Motordrehzahl abnimmt. Der Ladedruck und Wirkungsgrad in diesem Verdichterbetriebspunkt ist somit eine zweite wichtige Zielgröße bei der Verdichterentwicklung. Abschließend verläuft die Vollastlinie bis zur maximalen Motordrehzahl bei konstantem Ladedruck parallel zur Abszisse. Die maximale Leistung wird in der Regel bei maximaler Motordrehzahl erreicht. Dieser Betriebszustand definiert den maximalen Verdichtervolumenstrom.

Da die Turbine für einen Durchsatz im unteren Motordrehzahlbereich ausgewählt wird, wird bei größeren Durchsätzen Abgas und somit Energie durch das Vorbeileiten an der Turbine verschwendet. Um dies zu vermeiden, bietet sich ein sogenannter VTG⁸-Lader an. Hierbei kommen verstellbare Turbinenleitschaufeln zum Einsatz, wodurch eine größere Turbine ausgewählt werden kann. Durch die Leitschaufeln stellt diese bereits bei kleinen Durchsätzen eine ausreichende Leistung zum Antrieb des Verdichters und zur Bereitstellung eines ausreichenden Drehmomentes (*Low-End-Torque*) bereit. (Pucher et al., 2012, S. 167 f.)

Es wird direkt ersichtlich, dass die Vollastlinie einen sehr großen Volumenstrombereich im Verdichterkennfeld abdeckt. Vor allem bei Ottomotoren, die einen großen Motordrehzahl-

⁸Die Abkürzung VTG steht für: Variable Turbinengeometrie.

bereich aufweisen, ist dies relevant. Aus diesem Grund ist die Kennfeldbreite eine weitere wichtige Zielgröße der Verdichterentwicklung. Verdeutlicht werden soll dies, indem basierend auf Gleichung (2.7) das Verhältnis der Volumenströme beim Anfahrmoment (LET) und bei maximaler Leistung (Pmax) bezogen auf den Auslegungspunkt (AP) überschlägig berechnet werden. Für einen Drehzahlbereich von 1200 min^{-1} bis 6000 min^{-1} wird ein Volumenstrom von 19 % bis 200 % des Volumenstromes im Auslegungspunkt benötigt.

$$\frac{\dot{V}_{1,LET}}{\dot{V}_{1,AP}} = \frac{\pi_{ss,2-1,LET}}{\pi_{ss,2-1,AP}} \cdot \frac{n_{M,LET}}{n_{M,AP}} = \frac{1,2}{2,5} \cdot \frac{1200 \text{ min}^{-1}}{3000 \text{ min}^{-1}} \cdot 100 = 19\% \quad (2.8a)$$

$$\frac{\dot{V}_{1,Pmax}}{\dot{V}_{1,AP}} = \frac{\pi_{ss,2-1,Pmax}}{\pi_{ss,2-1,AP}} \cdot \frac{n_{M,max}}{n_{M,AP}} = \frac{2,5}{2,5} \cdot \frac{6000 \text{ min}^{-1}}{3000 \text{ min}^{-1}} \cdot 100 = 200\% \quad (2.8b)$$

Das Erfüllen der Anforderungen eines hohen Ladedruckes bereits bei niedrigen Motordrehzahlen, ein breites Verdichterkennfeld sowie ein gutes (transientes) Ansprechverhalten stellt eine große Herausforderung in der Verdichterentwicklung dar. Die präzise Vorhersage der Pumpgrenze sowie das Erweitern des Verdichterkennfeldes in Richtung kleiner Volumenströme, um den Durchsatz bei maximaler Motordrehzahl nicht zu verschlechtern, sind wichtige Faktoren. Aus diesem Grund muss bei einer Aufladung mit einem Abgasturbolader, vor allem mit einer Waste-Gate-Regelung, immer ein Kompromiss gewählt werden. Ein gutes Ansprechverhalten sowie ein hohes Anfahrmoment erfordern eigentlich einen kleinen Abgasturbolader. Die maximale Motordrehzahl erfordert hingegen einen großen Abgasturbolader. Aufgrund dieser Herausforderung sind in den letzten Jahren neben kostengünstigen Aufladeeinheiten mit einem Turbolader auch diverse komplexe Aufladeeinheiten mit mehreren Turboladern entstanden. Letztere, bei denen mehrere Turbolader zum Einsatz kommen, können nach (Pucher et al., 2012, S. 178 f.) in die folgenden Kategorien eingeteilt werden.

Einstufige Registeraufladung Bei dieser Art der Aufladung werden mehrere Lader gleicher Größe parallel geschaltet, die je nach Motordrehzahl zu- oder abgeschaltet werden.

Ungeregelte zweistufige Aufladung Ein Niederdruck- und ein Hochdruck-Lader werden in Reihe geschaltet. Da immer beide Lader durchströmt werden, ist dies vor allem zum Erreichen hoher Ladedrücke sinnvoll. Das Beschleunigungsverhalten ist jedoch begrenzt, da zwei Turboladerlaufzeuge beschleunigt werden müssen.

Zweistufige Registeraufladung Zusätzlich zur Parallelschaltung wird in einem oder in beiden Zweigen ein zweiter Lader einer anderen Größe in Reihe geschaltet.

Geregelte zweistufige Aufladung Entspricht einer Mischung aus einer Registeraufladung und einer unregelmäßig zweistufigen Aufladung. Durch diverse Umgehungsleitungen als Regelungsorgane können die Betriebszustände beider Aufladevarianten realisiert werden.

2.3 Die untersuchte Verdichterstufe

Bei Abgasturboladern kommen aufgrund der kompakten Bauweise mehrheitlich Turbomaschinen der radialen Bauart zum Einsatz. Radialverdichterstufen erreichen bereits mit einer Stufe Druckverhältnisse größer als drei bei ausreichendem Massendurchsatz. (Pucher et al., 2012, S. 45) Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Verdichterstufe VS1 ist Bestandteil eines Turboladers für kleine PKW-Verbrennungsmotoren. Durch diesen Anwendungsfall ergeben sich einige Konstruktionsmerkmale, die im Folgenden vorgestellt werden.

1 - Einlauf

2 - Laufrad Vollschaufler

3 - Pinch & Diffusor Parallel, unbeschaufelt

4 - Volute

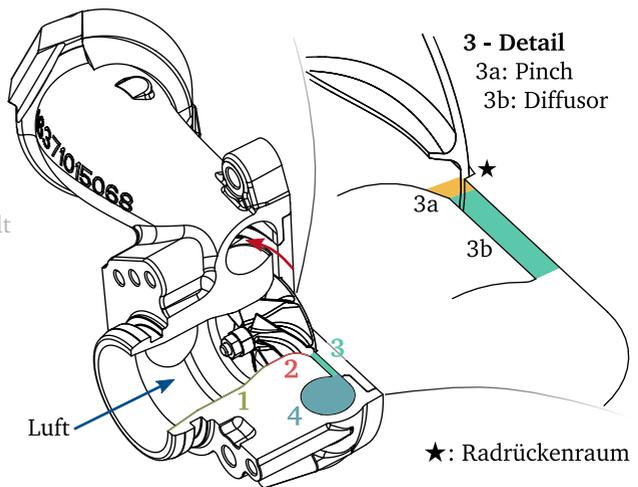


Abbildung 2.3: Merkmale der untersuchten Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellung.

Die Verdichterstufe wird im Rahmen dieser Untersuchung zusammen mit der entsprechenden Lagerung und Turbine als kompletter Turbolader durch den Industriepartner BORGWARNER TURBO SYSTEMS GMBH bereitgestellt. Der Zusammenbau sowie das Auswuchten erfolgt durch den Industriepartner. Die Spaltmaße und die Wuchtgüte werden somit entsprechend der Herstellervorgaben eingestellt. Die Turbine dient lediglich zum Antrieb des Verdichters und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet. Die Tatsache, dass der Verdichter durch die dazugehörige Turbine angetrieben wird, ist jedoch wichtig zu beachten, da diese den Verdichter durch Wärmeströme beeinflusst. Die Wahl der Turbine als Antrieb ergibt sich hauptsächlich aus der Größe des Verdichterrades und den hierdurch bedingten großen Drehzahlen sowie dem Ausgleich der axialen Last.

In Abbildung 2.3 ist die untersuchte Verdichterstufe dargestellt. Wie man dieser entnehmen kann, besteht die Verdichterstufe aus den vier Teilkomponenten: *Einlauf (1)*, *Laufrad (2)*, *Diffusor (3)* und *Volute (4)*. Der Einlauf stellt die Verbindung zwischen den äußeren Anschlussmaßen und dem Durchmesser am Laufradeintritt her. Im vorliegenden Fall führt dies zu einer Reduzierung des Durchmessers und hierdurch zu einer Art Düse. Mithilfe des Eintrittsflansches wird der Verdichter formschlüssig mit der Prüfstandsinfrastruktur verbunden. Das darauffolgende Laufrad ist ein Radialverdichter mit sieben vollen Schaufeln. Es besitzt somit keine Schaufeln mit zurückgesetzter Vorderkante (engl.: Splitter blades).

Der anschließende Diffusor teilt sich, genau genommen, in zwei Bereiche auf. Am Austritt des Laufrades folgt zunächst eine Querschnittsverengung, welche in der englischsprachigen Fachliteratur als *Pinch* bezeichnet wird. Die Querschnittsverengung wird durch eine Reduzierung der (axialen) Diffusorbreite erreicht. Hierdurch wird die Meridionalgeschwindigkeit entsprechend der Massenerhaltung gesteigert. Das Moment in Umfangsrichtung bleibt in meridionaler Richtung erhalten und die Umfangsgeschwindigkeit nimmt somit unabhängig von der durchströmten Querschnittsfläche mit einer Steigerung des Radius ab. Der Strömungswinkel wird durch die Querschnittsverengung somit reduziert, was die Zuströmung und die Stabilität des parallelen Diffusors verbessert. (Van Den Braembussche, 2019, S. 290 f.). Es gibt diverse Formen der Querschnittsverengung. Bei der vorliegenden Art von Radialverdichtern hat sich eine lineare Querschnittsreduzierung durch eine angewinkelte Gehäusewand etabliert (vgl. Abbildung 2.3). Hierdurch kann die Gehäusekontur des Laufrades am Austritt kontinuierlich fortgeführt werden. Des Weiteren kann hierdurch niederenergetisches Fluid beschleunigt werden, was sich hauptsächlich auf der Gehäuseseite ansammelt. (Casey et al., 2021, S. 410)

Im Anschluss an die Querschnittsverengung folgt der parallele Diffusor zur Umwandlung des dynamischen Druckanteils in statischen Druck. Aufgrund der Forderung nach einem breiten Verdichterkennfeld handelt es sich hierbei um einen unbeschaufelten, parallelen Radialdiffusor. Dies ist, geometrisch betrachtet, eine äußerst einfache Teilkomponente. Die Strömung wird lediglich entsprechend der Massen- und Drallerhaltung verzögert. Entscheidend hierbei ist das Diffusorradienverhältnis. Ein größeres Verhältnis bewirkt eine größere Verzögerung. Der benötigte Bauraum steigt jedoch hierdurch. Die Stabilität bei kleinen Massenströmen kann durch eine Verlängerung des Diffusors ebenfalls nachteilig beeinflusst werden. Durch die schaufellose Bauweise kommt es jedoch nicht zu inzidenzbedingtem Stabilitätsversagen. Hierdurch erreichen Verdichterstufen mit dieser Art von Diffusoren eine deutlich größere Kennfeldbreite als jene mit einem beschaufelten Diffusor. (Casey et al., 2021, S. 616 ff.)

Als vierte und letzte Komponente folgt ein *Spiralgehäuse*, welches bei Turboladern auch als *Volute* bezeichnet wird. Die Hauptaufgabe dieser Komponente ist das Zusammenführen der Strömung entlang des Umfangs. Der anschließende Austritt stellt die Verbindung zum stromabliegenden System her. Im vorliegenden Fall führt dies zu einer geringfügigen, weiteren Verzögerung der Strömung. Über den Flansch am Austritt des Spiralgehäuses erfolgt eine formschlüssige Verbindung mit der Prüfstandsinfrastruktur.

2.4 Das Ladeluftsystem

In diesem Abschnitt soll der grundsätzliche Aufbau einer turboaufgeladenen Verbrennungskraftmaschine vorgestellt werden. Es geht weniger um den detaillierten Aufbau eines expliziten Motors, als um die grundsätzliche Komplexität des Luftsystems, in dem die Radialverdichterstufe betrieben wird. Im einfachsten Fall einer einstufigen Aufladung, Abbildung 2.4a, ist ein Turbolader bestehend aus einem Verdichter und einer Turbine auf einer gemeinsamen Welle verbaut. In der stromauf des Verdichters liegenden Verrohrung ist beispielsweise ein Luftfilter (LF), ein Luftmassenmesser (HFM) sowie in manchen Fällen eine Vordrosselklappe (VDK) verbaut. Letztere wird verwendet, um einen Unterdruck im Vergleich zur Umgebung zu erzeugen. Diese Druckdifferenz wird beispielsweise für den Bremskraftverstärker sowie die Kurbelgehäuse- und Tankentlüftung verwendet. (Basshuysen et al., 2015, S. 797)

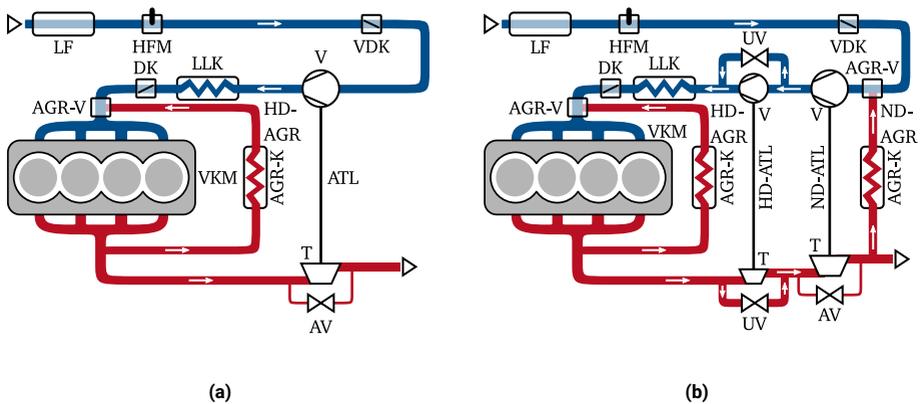


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines exemplarischen einstufigen (a) und zweistufigen (b) Aufladesystems; Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Steinparzer et al., 2005; Zimmermann et al., 2014).

Die heiße Luft am Verdichteraustritt wird durch einen Ladeluftkühler (LLK) geleitet und hierbei auf (minimal) Umgebungstemperatur rückgeköhlt. Es gibt diverse Bauarten von Ladeluftkühlern. Die beiden Hauptgruppen bilden die Ladeluft-Luft-Wärmetauscher und die Ladeluft-Wasser-Wärmetauscher. Handelt es sich um einen Luft-Luft-Wärmetauscher, wie bei PKW-Motoren üblich, ist der Wärmetauscher in der Regel in der Fahrzeugfront verbaut. Je nach Fahrzeug und Ladeluftkühlensystem bedingt dies eine nicht unerhebliche Länge der Verrohrung

zwischen dem Verdichter und dem Motoreinlass. Dies impliziert eine anwendungsfallspezifische Rohrlänge sowie ein entsprechendes Volumen. (Pucher et al., 2012, S. 263 ff.)

Stromab des Ladeluftkühlers kann sich noch eine Drosselklappe (DK) befinden. Bei quantitätsgeregelten Ottomotoren ist diese zur Einstellung der Luftmasse erforderlich. (Basshuysen et al., 2015, S. 794) Bei qualitätsgeregelten Dieselmotoren mit Partikelfilter und NO_x-Speicherkatalysator⁹ kann diese jedoch ebenfalls zur Regeneration dieser beiden Komponenten erforderlich sein. (Basshuysen et al., 2015, S. 794; Zimmermann et al., 2014) Die Turbine ist möglichst nahe am Motoraustritt platziert und wird, wie im vorliegenden Fall skizziert, durch ein Ablassventil (AV) geregelt. Nach dem Erreichen des maximalen Ladedrucks öffnet das Ablassventil und leitet den überschüssigen Massenstrom an der Turbine vorbei.

Bei der in Abbildung 2.4b dargestellten geregelten zweistufigen Aufladung kommt eine Kombination zweier unterschiedlich großer Turbolader zum Einsatz. Dieses sehr komplexe Aufladesystem kommt beispielsweise bei hochaufgeladenen PKW-Dieselmotoren zum Einsatz. Durch die geregelten Umgehungsleitungen (UV) (engl.: Bypass) an der Hochdruckstufe können ähnliche Betriebsmodi wie bei einer Registeraufladung und einer reinen zweistufigen Aufladung eingestellt werden. Durch den zentralen Ladeluftkühler stromab des Hochdruckverdichters (HD-ATL) können die Eintrittsbedingungen des Hochdruckverdichters jedoch stark variieren.

Die Abgasrückführung (AGR) hat sich als wirkungsvolle Maßnahme zur Reduzierung der NO_x-Emissionen erwiesen. Hierbei gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Varianten: die Hochdruck-AGR (HD-AGR) und die Niederdruck-AGR (ND-AGR). Bei der HD-AGR wird Abgas vor der Turbine entnommen, in einem AGR-Kühler (AGR-K) rückgekühlt und hinter der Drosselklappe der Zuluft beigemischt. Eine Herausforderung bei dieser Art der Abgasrückführung ist das Druckgefälle zwischen der Motorauslass- und der Motoreinlassseite. Bei der ND-AGR wird Abgas hinter dem Partikelfilter entnommen, ebenfalls in einem Wärmetauscher rückgekühlt und vor dem Verdichter der Zuluft beigemischt. Hierbei liegt in der Regel immer ein positives Druckgefälle vor. Ein Nachteil dieser Art ist, dass Abgas durch den Verdichter geleitet wird, was bei nicht ausreichender Rückkühlung des Abgases zu einer thermischen Belastung des Verdichters führen kann. Zusätzlich können im Abgas enthaltene Partikel zu Ablagerungen in der Verdichterstufe führen. (Pucher et al., 2012, S. 280 ff.)

Die beiden vorgestellten Aufladeschemata sollen verdeutlichen, dass Verdichterstufen bei der Verwendung in modernen Aufladesystemen in hochkomplexen Systemen betrieben werden. Stromauf und stromab der Verdichterstufe(n) befinden sich Komponenten, die sich aus den Anforderungen an die Verbrennungskraftmaschine – Leistung, Dynamik und Schadstoffemissionen – ergeben. Hierdurch ergeben sich diverse Volumina sowie Komponenten, die einen Druckverlust in Abhängigkeit des Volumenstromes erzeugen. Darüber hinaus kann sich je nach Betriebszustand der thermodynamische Zustand am Eintritt der Verdichterstufe(n) grundlegend ändern.

⁹NO_x ist ein Sammelbegriff für NO und NO₂ (Basshuysen et al., 2015, S. 859)

2.5 Zukünftige Anwendungsfälle und Relevanz

Die aktuelle Gesetzgebung sowie die Emissionsziele machen deutlich, dass der Verbrennungsmotor in seiner heutigen Form und Anwendung aller Voraussicht nach nicht zukunftsfähig sein wird. Dies ist gleichbedeutend mit einem geringeren oder langfristig ausbleibenden Bedarf an Abgasturboladern. Warum das Fachwissen hinter dieser Technologie jedoch auch zukünftig noch relevant sein wird, soll in diesem Abschnitt erläutert werden.

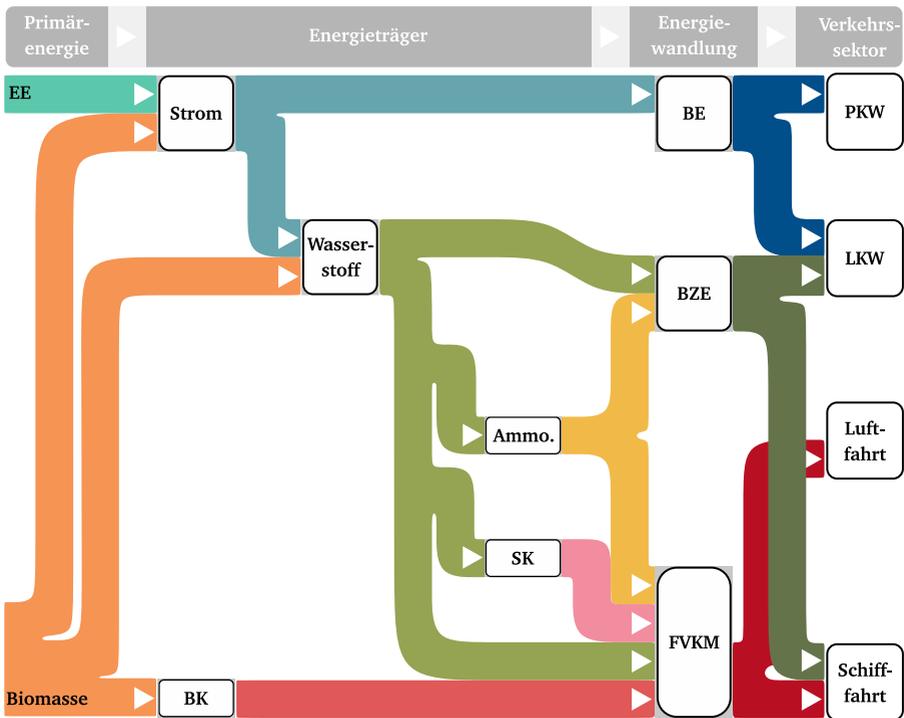
In Abbildung 2.5 ist, basierend auf der Analyse des INTERGOVERNMENTAL PANEL ON CLIMATE CHANGE (Shukla et al., 2022), ein mögliches Szenario für zukünftige Energieträger und Antriebsformen für alle wesentlichen Verkehrsträger dargestellt. Diese Abbildung bestätigt die eingangs aufgestellte Vermutung, dass konventionelle Verbrennungsmotoren bei PKWs keine bedeutende Rolle mehr spielen werden. Die dominierende Antriebsform wird hier der elektrische Antrieb mit einer Batterie als Energiespeicher sein. Neben den eher kleinen PKWs gibt es jedoch noch den Güterverkehr (LKW), den Luftverkehr und die Schifffahrt. In diesen Bereichen dominieren hauptsächlich andere Antriebsformen als der batterieelektrische Antrieb (BEA).

Unabhängig des Verkehrssektors werden neben dem batterieelektrischen Antriebsstrang zwei weitere Formen – der brennstoffzellenelektrische Antrieb (BZEA) sowie fortschrittliche Verbrennungskraftmaschinen (FVKM) – genannt. Entscheidend bei diesen beiden Energiewandlern ist der Energieträger und die Herkunft dessen. Brennstoffzellen können beispielsweise mit Wasserstoff (H_2) oder zur Steigerung der Energiedichte mit Ammoniak (NH_3) betrieben werden. Ammoniak gehört zu der Gruppe der *stickstoffbasierten Kraftstoffe* und wird bereits heute im großen Stil durch das *Haber-Bosch-Verfahren* hergestellt. (Grinberg Dana et al., 2016) Bereits jetzt wird deutlich, dass Wasserstoff in der Zukunft eine große Bedeutung als grundlegenden Rohstoff erlangen wird. Damit dieser nachhaltig ist, wird zur Gewinnung entweder Strom aus erneuerbaren Energien¹⁰ oder Biomasse¹¹ als Primärenergieträger benötigt.

Ähnlich wie bei konventionell betriebenen Verbrennungskraftmaschinen kommen bei Brennstoffzellensystemen Turbolader zur Steigerung der Leistungsdichte zum Einsatz. Die Leistungsdichte wird durch eine Steigerung des Druckes der beiden beteiligten Gase Sauerstoff (O_2) und Wasserstoff (H_2) gesteigert. Wie in Abbildung 2.6a dargestellt, wird der Turbolader in den Luftkreislauf des Brennstoffzellenstapels integriert. Durch die geringere Enthalpie der Abluft kann die Radialturbine jedoch nur bis zu 40 % der für den Verdichter benötigten Leistung bereitstellen. Die restliche Antriebsleistung muss durch einen zusätzlichen Elektromotor bereitgestellt werden. (Filsinger et al., 2021)

¹⁰Photovoltaik, Windkraft, Wasserkraft. (Shukla et al., 2022, S. 630 ff.)

¹¹Holz, Zellulose, kommunale Abfälle. (Shukla et al., 2022, S. 644)



EE: Erneuerbare Energien; BK: Biokraftstoff; Ammo: Ammoniak; SK: Synthetische Kraftstoffe

Abbildung 2.5: Übersicht möglicher zukünftiger Antriebskonzepte aller Verkehrsträger inklusive der Pfade zwischen der Erzeugung, dem Transport oder der Speicherung sowie der Wandlung in Antriebsenergie; Quelle: Eigene Darstellung in Anlehnung an (Shukla et al., 2022, S. 1064).

Wird das Brennstoffzellensystem für mobile Anwendungen entwickelt, sind die Anforderungen an den Radialverdichter vergleichbar zu denen bei Verbrennungsmotoren. Wie in Abbildung 2.6b durch den schematischen Vergleich der Verdichterkennfelder dargestellt, werden kleinere Massenströme und Druckverhältnisse benötigt. Nach Blunier et al. (2010) ergibt sich für einen Arbeitsdruck des Brennstoffzellenstapels von 1,5 bar bis 2,5 bar der beste Wirkungsgrad. Da die Brennstoffzelle nicht konstant in einem Betriebspunkt betrieben wird, muss

das Verdichterkennfeld weiterhin eine gewisse Kennfeldbreite aufweisen, wenngleich auch eine deutlich geringere. Die präzise Bestimmung der Pumpgrenze bleibt somit weiterhin ein wichtiger Bestandteil bei der Entwicklung von Radialverdichtern. (Metz et al., 2013; Menze et al., 2019; Filsinger et al., 2021)

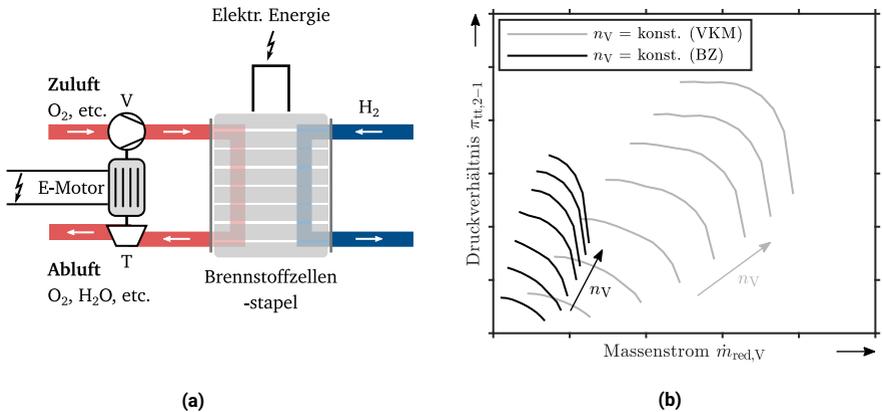


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines Brennstoffzellensystems (a) sowie die veränderten Anforderungen an das Kennfeld des Radialverdichters (b); Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Metz et al., 2013).

Betrachtet man abschließend die dritte Antriebsform – fortschrittliche Verbrennungskraftmaschinen – wird deutlich, dass diese mit diversen, nachhaltig herstellbaren Energieträgern betrieben werden können. Werden synthetische Kraftstoffe oder Biokraftstoffe verwendet, können konventionelle Verbrennungskraftmaschinen in ähnlicher Weise weiter betrieben werden. Beispiele synthetischer Kraftstoffe sind Dimethyloxymethylen (DME, C_2H_6O) und paraffinische Kraftstoffe auf Basis der *Fischer-Tropsch-Synthese*. Diese gehören zu der Gruppe der *kohlenstoffbasierten Kraftstoffe*. Zur Erreichung einer CO_2 -Neutralität muss bei diesen Kraftstoffen ein kurzfristiger Kohlenstoffkreislauf etabliert werden. (Maus, 2019, S. 116 f.) Alternativ zu kohlenstoffbasierten Kraftstoffen können jedoch auch Wasserstoff und Ammoniak als Energieträger dienen. Am Beispiel einer Kolbenmaschine gibt es bereits einige umgesetzte Motoren, basierend auf konventionellen Dieselmotoren, welche die Funktionsfähigkeit dieser Konzepte demonstrieren. (Koch et al., 2020; Ryser et al., 2021) Bei diesen Konzepten kommen ebenfalls Abgasturbolader zur Steigerung der Leistungsdichte zum Einsatz. Ein entscheidender Faktor ist jedoch erneut die Herkunft der Primärenergie zur Herstellung des Energieträgers.

Am Beispiel von Lastkraftwagen (LKW) soll ein mögliches zukünftiges Absatzpotenzial für Turbolader aufgezeigt werden. Wird angenommen, dass Brennstoffzellensysteme bei diesem Verkehrsträger eine entscheidende Rolle als Energiewandler spielen werden, lässt sich anhand statistischer Kennzahlen der LKW-Fahrzeugflotte in Deutschland das Potenzial aufzeigen. Nach Abbildung 2.7a ist der Anteil der LKW am Güterverkehr in Deutschland in den Jahren 2013 bis 2022 im Bereich von 70% mit einer leicht steigenden Tendenz. Darüber hinaus wird bis zum Jahr 2026 ein weiter steigender Anteil prognostiziert. Es ist also anzunehmen, dass Lastkraftwagen weiterhin eine wichtige Rolle beim Transport von Waren in Deutschland spielen werden. Aus Abbildung 2.7b geht hervor, dass bisher lediglich ein minimaler Anteil aller Lastkraftwagen mit einem alternativen Antrieb¹² ausgestattet ist. In den kommenden Jahren wird somit noch ein Großteil der Bestandsflotte modernisiert und auf alternative Antriebe umgestellt werden müssen.

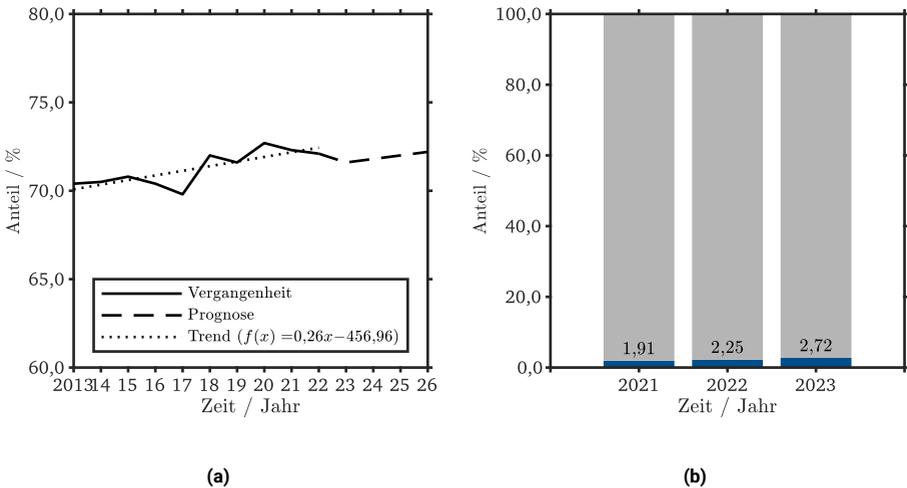


Abbildung 2.7: Anteil der Lastkraftwagen am gesamten Güterverkehr in Deutschland (a) und Anteil der Lastkraftwagen die mit einem alternativen Antrieb ausgestattet sind (blau) an der gesamten Fahrzeugflotte (LKW) in Deutschland (grau) (b); Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf Daten aus (BAG, 2023; KBA, 2023a; KBA, 2023b).

¹²In der Datenbasis nach (KBA, 2023b) werden die folgenden Antriebsformen den alternative Antrieben zugerechnet: Elektro, Flüssiggas, Erdgas, Hybrid.

In Abbildung 2.8 ist die Anzahl jährlich neu zugelassener Lastkraftwagen in Deutschland in den Jahren 1955 bis 2022 dargestellt. Hieran ist eine klar steigende Tendenz ablesbar. Wird der Mittelwert der letzten zehn Jahre (2012 – 2022) genommen, ergibt sich eine durchschnittliche Anzahl jährlich neu zugelassener Fahrzeuge von 265 000. Selbst ohne eine weitere Zunahme wird hierdurch ein erhebliches Absatzpotenzial deutlich. Wird zusätzlich eine gleichbleibende Zunahme der Zulassungszahlen angenommen, wird sogar ein noch höheres Potenzial deutlich. In anderen hoch entwickelten Ländern wird sich möglicherweise ein vergleichbares Bild einstellen, wenngleich die absolute Anzahl in Abhängigkeit der Größe und Wirtschaftsleistung variieren kann. Weltweit betrachtet ergibt sich in den kommenden Jahren somit ein vielversprechendes Absatzpotenzial für Aufladesysteme alternativer Antriebsformen.

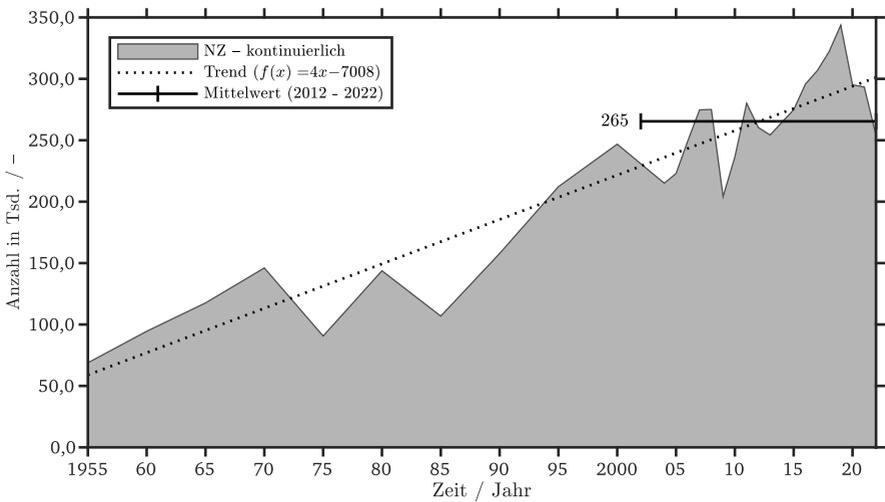


Abbildung 2.8: Historische Entwicklung (1955 – 2022) der Neuzulassungen von Lastkraftwagen in Deutschland; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf Daten aus (KBA, 2023c).

3 Das Betriebsverhalten bei kleinen Massenströmen – Was ist bekannt?

Aufgrund der festen Geometrie der Verdichterstufe wird nur für einen expliziten Betriebspunkt, welcher durch einen Massenstrom und eine Drehzahl charakterisiert ist, ein optimaler Wirkungsgrad erreicht. Weicht eine der beiden Größen hiervon ab, verschlechtert sich der Wirkungsgrad. Die große Variation des Massenstromes führt zu einer spezifischen Entwicklung der Verlustphänomene entlang einer Drehzahllinie, was zu einem charakteristischen Verlauf der Kennlinie führt. Ab einem gewissen minimalen Massenstrom können aerodynamische Ablösungen zum Auftreten einer *rotierenden Ablösung* oder *Verdichterpumpen* führen. Die genannten Phänomene verhindern in der Regel einen dauerhaften Betrieb oder eine weitere Reduzierung des Massenstromes. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf

dem Verdichterpumpen. Wie bereits seit vielen Jahren bekannt ist, wird das Auftreten dieses Phänomens nicht alleine durch die Verdichterstufe und die Strömungsbedingungen in dieser beeinflusst. Das die Verdichterstufe umgebende System hat ebenfalls einen entscheidenden Einfluss. Das dynamische Verhalten des Verdichtersystems und die Bedingungen, die zum Eintreten eines instabilen Zustands führen, können mithilfe eines analytischen Modellierungsansatzes untersucht werden.

Aufgrund limitierter Ressourcen müssen im industriellen Kontext bei numerischen Simulationen der Verdichterströmung oftmals einige Vereinfachungen angenommen werden. Diese führen in der Regel dazu, dass eine direkte Bestimmung der Pumpgrenze durch numerische Simulationen nicht möglich ist.

ÜBERSICHT

Die Energieumsetzung im Laufrad	27	Typische Strömungsphänomene bei Radialverdichtern	42
Geschwindigkeitsdreiecke		Die Sekundär-/Rezirkulationsströmung	
Das λ - ϕ -Diagramm			
Die Verdichterkennlinie			

Strömungseigenschaften des unbeschauften Diffusors	47	Das Phänomen Pumpen in der Numerik: Möglichkeiten und Grenzen	57
Stromlinienverlauf		Die numerische Konvergenz als Stabilitätskriterium	
Einfluss der Eintrittsbedingungen		Einfluss des Simulationsverfahrens	
Versagensmechanismen der Verdichterstufe	48	Fragestellungen und Ziele dieser Arbeit	58
Verdichterpumpen			
Rotierende Ablösung			
Systemische Instabilität			

3.1 Die Energieumsetzung im Laufrad

Das Ziel eines Strömungsverdichters ist das Verdichten eines Mediums durch Steigerung des Druckes. Hierfür wird das Verdichterrad durch das Aufbringen einer äußeren Leistung angetrieben. Es wird also Energie über das Laufrad an das Medium übertragen und in eine andere Form umgewandelt. Wie diese verrichtete technische Arbeit durch Zustandsgrößen des Fluids ausgedrückt werden kann, wird in diesem Abschnitt erläutert. Hierdurch werden Rückschlüsse auf die konstruktive Gestaltung des Verdichterrades möglich.

3.1.1 Die technische Arbeit

Die Herleitung zur Berechnung der in einer Turbomaschine übertragenen Arbeit basiert nach LEONHARD EULER auf einer Steigerung des Drehimpulses im Verdichterrad. Der Drehimpuls berechnet sich aus dem Radius r sowie der Kraft in Umfangsrichtung F_u auf diesem Radius. Diese Formulierung lässt sich weiter umformen und wie in Gleichung (3.1) dargestellt, lässt sich der Drehimpuls auf Basis des Massenstromes \dot{m} , des Radius r sowie dem Geschwindigkeitsanteil der Absolutgeschwindigkeit in Umfangsrichtung c_u , jeweils für die Zustände am Eintritt (11) und am Austritt (12) des Laufrades bestimmen.¹³ (Casey et al., 2021, S. 46)

$$M = \sum (r \cdot F_u) = \dot{m} \cdot (r_{12} \cdot c_{u,12} - r_{11} \cdot c_{u,11}) \quad (3.1)$$

Mithilfe der Leistung $P = \omega \cdot M$ lässt sich Gleichung (3.1) zur *Euler'schen Turbinengleichung* umformen, womit die im Laufrad übertragene technische Arbeit bestimmt werden kann. Diese ist schließlich nur noch von der Umfangsgeschwindigkeit u sowie der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung c_u abhängig. (Casey et al., 2021, S. 46)

$$w_{t,12-11} = \frac{P}{\dot{m}} = \frac{\omega \cdot M}{\dot{m}} = \omega \cdot (r_{12} \cdot c_{u,12} - r_{11} \cdot c_{u,11}) = u_{12} \cdot c_{u,12} - u_{11} \cdot c_{u,11} \quad (3.2)$$

Am Laufradein- und Laufradaustritt gibt es einen Übergang zwischen dem stationären und dem rotierenden System. Die Verbindung dieser beiden Referenzsysteme lässt sich durch ein Geschwindigkeitsdreieck und die Vektoren der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten darstellen, siehe beispielsweise Abbildung 3.1a. Die drei Geschwindigkeitskomponenten – die Absolutgeschwindigkeit c , die Relativgeschwindigkeit w sowie die Umfangsgeschwindigkeit

¹³(Die Zustandsgrößen am Eintritt und Austritt werden auf einem Mittenschnitt bestimmt. Dieser ist eine mittlere Stromfläche, auf welcher die eindimensionale Stromfadentheorie gültig ist. Der Mittenschnitt teilt die durchströmte Querschnittsfläche in zwei flächengleiche Ringquerschnitte auf. Hierdurch ergibt sich eine spezifische Position auf der Verbindungslinie zwischen der Nabe und dem Gehäuse und somit der entsprechende Radius zur Bestimmung der Zustandsgrößen am Eintritt und Austritt des Laufrades. (Bräunling, 2015, S. 704 ff., 759 ff.)

u – und die beiden Strömungswinkel – der Winkel der Absolutgeschwindigkeit α und der Winkel der Relativgeschwindigkeit β – definieren den Betrag und die Richtung der Bewegung in beiden Referenzsystemen. Mittels trigonometrischer Zusammenhänge können die drei Geschwindigkeitskomponenten c , w und u sowie die Geschwindigkeitskomponente c_u nach Gleichung (3.3) in Zusammenhang gebracht werden. (Casey et al., 2021, S. 50)

$$u \cdot c_u = \frac{1}{2} \cdot (c^2 + u^2 - w^2) \quad (3.3)$$

Wird Gleichung (3.3) in Gleichung (3.2) für die jeweilige Position entlang des Strömungspfadens eingesetzt, lässt sich die *Euler'sche Turbinengleichung* in Abhängigkeit der Absolutgeschwindigkeit c , der Relativgeschwindigkeit w sowie der Umfangsgeschwindigkeit u darstellen, Gleichung (3.4). (Casey et al., 2021, S. 53)

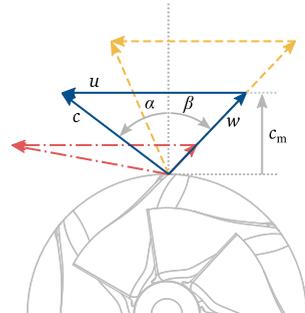
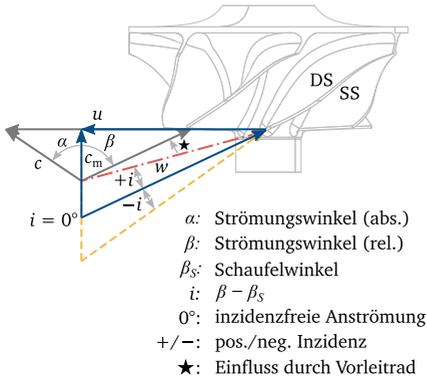
$$w_{t,12-11} = u_{12} \cdot c_{u,12} - u_{11} \cdot c_{u,11} = \frac{1}{2} \cdot [(c_{12}^2 - c_{11}^2) + (w_{11}^2 - w_{12}^2) + (u_{12}^2 - u_{11}^2)] \quad (3.4)$$

Nach dem *Ersten Hauptsatz der Thermodynamik* und der Annahme eines stationären und adiabaten Prozesses entspricht die Änderung der Totalenthalpie im Laufrad $\Delta h_{tt,12-11}$ der Änderung der spezifischen technischen Arbeit $w_{t,12-11}$.

$$\Delta h_{tt,12-11} = w_{t,12-11} = u_{12} \cdot c_{u,12} - u_{11} \cdot c_{u,11} \quad (3.5)$$

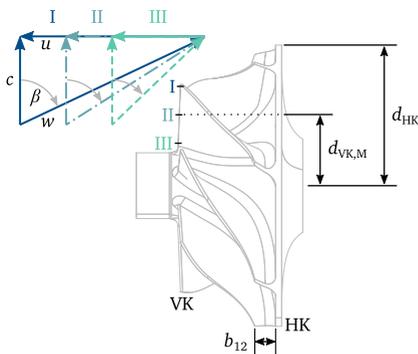
Die Änderung der Totalenthalpie lässt sich somit mithilfe von Gleichung (3.4) und der drei Geschwindigkeitskomponenten jeweils am Ein- und Austritt des Laufrades bestimmen. Diese Geschwindigkeitskomponenten stehen in direktem Zusammenhang mit der Geometrie des Verdichterrades. Im Speziellen ist das der Schaufelwinkel an der Schaufelvorder- und der Schaufelhinterkante, sowie weitere Größen wie die durchströmte Querschnittsfläche.

Der Schaufelwinkel an der Schaufelvorderkante wird so gewählt, dass der Strömungswinkel β der Relativgeschwindigkeit w im Auslegungspunkt des Verdichterrades diesem Winkel entspricht. Durch die Wahl des Betriebspunktes ist der Massenstrom durch den Verdichter und somit die Meridionalgeschwindigkeit c_m am Verdichtereintritt definiert. Liegt eine axiale Zuströmung vor, es ist also kein Vorleitrad verbaut, entspricht die Meridionalgeschwindigkeit c_m der Absolutgeschwindigkeit c . Die Umfangsgeschwindigkeit u wird durch den Radius des Laufrades an der Schaufelvorderkante festgelegt und die Kombination der beiden Geschwindigkeitskomponenten bestimmt den Strömungs- und Schaufelwinkel im Auslegungspunkt. Wird die Absolutgeschwindigkeit durch eine Veränderung des Verdichtermassenstromes reduziert oder vergrößert, ergibt sich durch die gleichbleibende Umfangsgeschwindigkeit eine Winkeldifferenz zwischen dem Strömungswinkel und dem Schaufelwinkel, wie in Abbildung 3.1a skizziert. Diese Differenz wird als Inzidenz i bezeichnet.

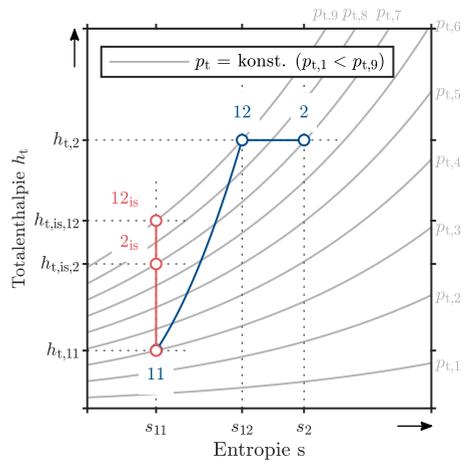


(a)

(b)



(c)



(d)

Abbildung 3.1: Definition der Geschwindigkeitsdreiecke am Laufradein- und Laufradaustritt (a-c) und schematische Darstellung des Verdichtungsprozesses im h_t - s -Diagramm (d); Quelle: Eigene Darstellungen, (d) in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 70; Pucher et al., 2012, S. 34)

Für eine Geschwindigkeit c kleiner als der optimalen ergibt sich eine positive Inzidenz ($+i$), für Geschwindigkeiten größer als der optimalen eine negative Inzidenz ($-i$). Beide Fälle führen zu sogenannten Inzidenzverlusten, die von der Schaufelgeometrie abhängen und mit betragsmäßig steigender Inzidenz zunehmen. (Bräunling, 2015, S. 144 ff., 1020 f.)

Eine Reduzierung der Inzidenz kann über ein Vorleitrad erreicht werden. Hierbei wird der Strömung vor dem Eintritt in das Laufrad ein Drall ($\alpha > 0^\circ$) aufgeprägt. Wie man anhand Abbildung 3.1a für zwei Betriebszustände mit identischer Meridionalgeschwindigkeit c_m sehen kann, wird durch einen Vordrall die Inzidenz reduziert (s. Pfeil mit ★-Markierung). Aufgrund der identischen Meridionalgeschwindigkeit c_m sowie der identischen Umfangsgeschwindigkeit u wird hierbei jedoch gleichzeitig die Absolutgeschwindigkeit c gesteigert und die Relativgeschwindigkeit w reduziert. Beides kann Auswirkungen auf die im Laufrad umgesetzte Arbeit haben.

Die Strömungsbedingungen am Laufradaustritt sind in Abbildung 3.1b dargestellt. An dieser Position werden die Geschwindigkeitskomponenten hauptsächlich durch den Schaufelwinkel β_s und die Meridionalgeschwindigkeit c_m beeinflusst. Die Absolutgeschwindigkeit c ergibt sich anschließend durch eine Vektoraddition der Relativgeschwindigkeit w mit der Umfangsgeschwindigkeit u . Eine Reduzierung der Meridionalgeschwindigkeit c_m hat eine Reduzierung der Relativgeschwindigkeit w und eine zunehmende Orientierung der Absolutgeschwindigkeit c in Umfangsrichtung zur Folge. Diese Entwicklung hat einen entscheidenden Einfluss auf den stromabliegenden Diffusor. An dieser Stelle sei betont, dass es keinen direkten Zusammenhang zwischen dem Massenstrom durch die Verdichterstufe und der Meridionalgeschwindigkeit am Laufradaustritt gibt. Lediglich im verlustfreien Fall führt eine Reduzierung des Verdichtermassenstromes auch zwangsläufig zu einer Reduzierung der Meridionalgeschwindigkeit am Laufradaustritt, da die Geschwindigkeit vom Massenstrom sowie von der Dichte abhängig ist.

Neben dem Einfluss des Betriebspunktes gibt es an der Schaufelvorderkante einen Einfluss der Position entlang des Radius auf den Betrag und die Richtung der Relativgeschwindigkeit. Wie in Abbildung 3.1c dargestellt, nimmt die Umfangsgeschwindigkeit mit dem Radius zu. Unter der Annahme einer homogenen Verteilung der Zuströmung führt dies zu unterschiedlichen Strömungswinkeln. In der Nähe der Nabe muss der Schaufelwinkel somit eher in axiale Richtung und an der Schaufelspitze eher in Umfangsrichtung orientiert sein. In Kombination mit Gleichung (3.4) wird direkt ersichtlich, dass auf den unteren Schaufelschnitten ein höherer Zentrifugalanteil vorliegt. Auf den oberen Schaufelschnitten liegt hingegen tendenziell eine größere Verzögerung der Relativgeschwindigkeit vor. Zwischen den Schaufelschnitten liegen somit sehr unterschiedliche Strömungsbedingungen vor, die durch die Wahl der Laufradgeometrie entscheidend beeinflusst werden können.

Das Ziel der Übertragung einer technischen Arbeit auf das Fluid ist eine Steigerung des statischen Druckes und des Totaldruckes. Der Zusammenhang zwischen der technischen Arbeit und

dem erreichten Druckverhältnis lässt sich anschaulich in einem h - s -Diagramm entsprechend Abbildung 3.1d erläutern. Die technische Arbeit lässt sich als Totalenthalpieänderung im Laufrad $\Delta h_{tt,12-11}$ ausdrücken. Aufgrund der Verluste im Laufrad liegt der Zustand am Austritt nicht bei der gleichen Entropie s , sondern um $\Delta s_{12-11} = s_{12} - s_{11}$ nach rechts verschoben. Das erreichte Totaldruckverhältnis ergibt sich aus den Schnittpunkten des Anfangs- und Endzustandes mit der jeweiligen Isobaren. Da in den stromab des Laufrades liegenden Komponenten (Diffusor, Volute, etc.) keine weitere technische Arbeit verrichtet wird, bleibt die Totalenthalpie bis zum Stufenaustritt konstant ($12 \rightarrow 2$). Durch die Verluste in diesen Komponenten liegt der Zustand am Austritt der Stufe noch einmal weiter rechts im h - s -Diagramm. Aufgrund der exponentiellen Form der Isobaren führt dies zu einem geringeren Totaldruckverhältnis im Vergleich zum Laufradaustritt.

Zur Bewertung des Prozesses kann der verlustfreie (isentrop) Prozess herangezogen werden. In diesem Fall ergibt sich eine Gerade parallel zur Ordinate bis zur Isobaren mit dem Druck am Laufradaustritt ($11 \rightarrow 12_{is}$) und bis zum Druck am Stufenaustritt ($11 \rightarrow 2_{is}$). Vergleicht man die theoretisch notwendige Enthalpieänderung mit der tatsächlichen Enthalpieänderung, ergibt sich der isentrope Wirkungsgrad nach Gleichung (3.6).

$$\eta_{is,tt,2-11} = \frac{\Delta h_{is,tt,2-11}}{\Delta h_{tt,2-11}} = \frac{h_{t,is,2} - h_{t,11}}{h_{t,2} - h_{t,11}} \quad (3.6)$$

3.1.2 Das λ - ϕ -Diagramm

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, wird die übertragene spezifische Arbeit im Wesentlichen über die Geometrie des Laufrades bestimmt. Des Weiteren wurde deutlich, dass es eine Interaktion zwischen dem Laufrad und dem Diffusor gibt. Über die Wahl der Laufradgeometrie wird auch das Betriebsverhalten des Diffusors beeinflusst. Zur Bewertung des Betriebsverhaltens eines Laufraddesigns über den gesamten Massenstrombereich sowie zur Bewertung der Interaktion zwischen dem Laufrad und dem Diffusor bietet sich das sogenannte λ - ϕ -Diagramm an. Dieses stellt die beiden dimensionslosen Kennzahlen Arbeitszahl λ und Lieferzahl ϕ in einem Diagramm dar. Die Herleitung der zugrundeliegenden Gleichungen sowie die Erläuterung der hierauf basierenden Erkenntnisse erfolgt nach (Casey et al., 2021, S. 367 ff.; Casey et al., 2022).

Die Anforderung eines spezifischen Druckverhältnisses kann durch die Arbeitszahl¹⁴ λ nach Gleichung (3.7a) für den Fall einer axialen Zuströmung ohne Vorleitrad ausgedrückt werden. Wird anschließend die Umfangsgeschwindigkeit u_{12} im Auslegungspunkt festgelegt, sind die Umfangskomponenten am Austritt, c_u und w_u , des Geschwindigkeitsdreiecks bereits festgelegt.

¹⁴Die Arbeitszahl berechnet sich nach $\lambda = \Delta h_{tt}/u_{12}^2$. Sie ist auch als Enthalpiekenngröße, Druckzahl und Leistungszahl in leicht abgewandelten Formen in der Literatur zu finden. (Bräunling, 2015, S. 763)

Die Lieferzahl ϕ_{12} nach Gleichung (3.7b) sowie der Austrittswinkel β_{12} können zur abschließenden Festlegung des Geschwindigkeitsdreiecks definiert werden. Beide Größen definieren den absoluten Strömungswinkel α am Diffusoreintritt. Aufgrund der diversen Kombinationsmöglichkeiten werden im Folgenden Gleichungen zur Bildung von Kurvenscharen mit jeweils einem konstanten Parameter zur Ableitung diverser Abhängigkeiten hergeleitet.

$$\lambda = \frac{c_{u,12}}{u_{12}} \quad (3.7a)$$

$$\phi_{12} = \frac{c_{m,12}}{u_{12}} \quad (3.7b)$$

Die unterschiedlichen Bestandteile des λ - ϕ -Diagramms können anhand der Geschwindigkeitsdreiecke am Eintritt und Austritt der Stufe entsprechend der Abbildung 3.2a und 3.2b hergeleitet werden. Eine wichtige Strömungsgröße ist der Strömungswinkel β_{12} der Relativgeschwindigkeit am Laufradaustritt. Linien mit konstantem Austrittswinkel können entsprechend Gleichung (3.8a) berechnet werden. Die Kurvenschar, dargestellt als gepunktete Linien in Abbildung 3.3a, beginnt im Punkt (0,1). Mit steigendem Winkel nimmt die Steigung der entsprechenden Kurve zu. Ein größerer Winkel als 0° ermöglicht somit eine stetige Steigerung der Arbeitszahl λ mit kleiner werdender Lieferzahl ϕ_{12} . Die mögliche Arbeitszahl bei großer Lieferzahl nimmt jedoch mit steigendem Winkel β_{12} ab.

Linien mit konstantem Winkel der Absolutgeschwindigkeit α_{12} können entsprechend Gleichung (3.8b) berechnet werden. Da der Strömungswinkel der Absolutgeschwindigkeit am Laufradaustritt dem Eintrittswinkel des Diffusors entspricht, ist dieser Winkel entscheidend für die Verluste im Diffusor. Die Kurvenschar, dargestellt als gestrichelte Linien in Abbildung 3.3a, beginnt im Punkt (0,0). Mit kleiner werdender Lieferzahl ϕ_{12} nimmt der Winkel zu. Dies bedeutet, dass die Strömung stärker in Umfangsrichtung orientiert in den Diffusor eintritt.

$$\tan \beta_{12} = \frac{1 - \lambda}{\phi_{12}} \quad (3.8a)$$

$$\tan \alpha_{12} = \frac{\lambda}{\phi_{12}} \quad (3.8b)$$

Linien konstanter Relativgeschwindigkeit (w_{12}/u_{12}) und konstanter Absolutgeschwindigkeit (c_{12}/u_{12}) entsprechend Gleichung (3.9a) und (3.9b) sind Kreise um den Punkt (0,1) und den Punkt (0,0). Kreise mit konstanter Relativgeschwindigkeit sind in Abbildung 3.3a als durchgezogene Linien dargestellt.

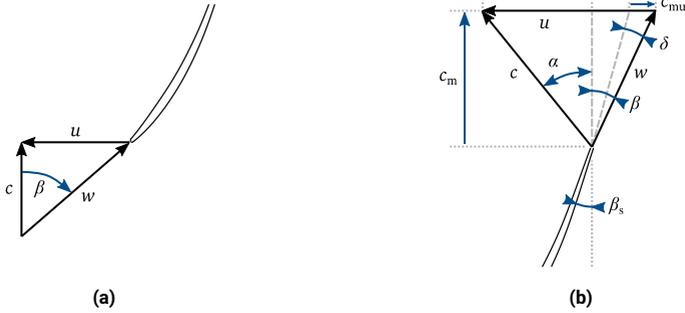


Abbildung 3.2: Das Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt (11) (a) und am Laufradaustritt (12) (b) zur Herleitung der Bestandteile des λ - ϕ -Diagramms; Quelle: Eigene Darstellungen.

$$\left(\frac{w_{12}}{u_{12}}\right)^2 = \phi_{12}^2 + (1 - \lambda)^2 \quad (3.9a)$$

$$\left(\frac{c_{12}}{u_{12}}\right)^2 = \phi_{12}^2 + \lambda^2 \quad (3.9b)$$

Anstelle der Linien mit konstanter Geschwindigkeit können auch Linien mit konstantem Reaktionsgrad r_k eingezeichnet werden. Die Gleichung hierfür lässt sich entsprechend Gleichung (3.10) herleiten. Linien mit konstantem Reaktionsgrad sind Kreise mit dem Mittelpunkt bei $(0, 1 - r_k)$, dargestellt als durchgezogene Linien in Abbildung 3.3b. Mit steigendem Liefergrad ϕ_{12} sinkt der Reaktionsgrad.

$$\begin{aligned} r_k &= \frac{h_{s,12} - h_{t,11}}{h_{t,2} - h_{t,11}} = \frac{h_{t,2} - \left(\frac{c_{12}^2}{2}\right) - h_{t,11}}{h_{t,2} - h_{t,11}} \\ &= 1 - \frac{c_{12}^2}{2 \cdot (h_{t,2} - h_{t,11})} = 1 - \frac{c_{u,12}^2 + c_{m,12}^2}{2 \cdot \lambda \cdot u_{12}^2} = 1 - \frac{\lambda^2 + \phi_{12}^2}{2 \cdot \lambda} \\ &\Rightarrow \lambda^2 + \phi_{12}^2 = 2 \cdot \lambda \cdot (1 - r_k) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Der kinematische Reaktionsgrad typischer Radialverdichterstufen liegt im Bereich eines Wertes von 0,6, es wird also bereits im Laufrad ein großer Anteil an statischer Enthalpie aufgebaut. (Casey et al., 2021, S. 13) Der hohe Reaktionsgrad kann im Wesentlichen durch den Zentrifugaleffekt erreicht werden. Lediglich ein kleiner Anteil trägt die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit zum resultierenden Reaktionsgrad bei.¹⁵ Durch den hohen Reaktionsgrad können bei Radialverdichtern hohe Wirkungsgrade erreicht werden. Zu groß darf die Verzögerung im Relativsystem des Laufrades jedoch aufgrund der Gefahr einer Strömungsablösung nicht werden¹⁶. Wird der Reaktionsgrad jedoch zu klein, liegt am Austritt des Laufrades eine hohe kinetische Energie vor. Der Diffusor müsste entsprechend lang werden, um die Strömung ausreichend verzögern zu können, was aus Bauraumgründen oftmals ungeeignet ist. Aus diesem Grund wird ein minimaler Reaktionsgrad von 0,5 angestrebt. Die genannten Grenzen des Reaktionsgrades sind in Abbildung 3.4b durch die gelbe Markierung eingetragen.

Die beiden Diagramme in Abbildung 3.3 sollen im Folgenden genutzt werden, um die Einflüsse einzelner Designmerkmale des Laufrades auf die erreichbare Leistung der Verdichterstufe zu demonstrieren.

Die Laufradaustrittsgeometrie Die Laufradaustrittsgeometrie wird durch die Parameter Schaufelwinkel $\beta_{S,12}$ (engl. Backsweep), Schaufelanzahl Z sowie die Austrittsbreite b_{12} (vgl. Abbildung 3.1c) definiert. Für einen gegebenen Schaufelwinkel $\beta_{S,12}$ und eine gegebene Schaufelanzahl Z wird durch eine Variation der Austrittsbreite b_{12} die Lieferzahl ϕ_{12} variiert. Wird die Austrittsbreite b_{12} vergrößert, reduziert sich bei gleichem Massenstrom die Lieferzahl ϕ_{12} . Hierdurch steigt die Arbeitszahl λ und der Strömungswinkel der Absolutgeschwindigkeit α_{12} . Dieser sollte für einen unbeschauelten Diffusor jedoch nicht über einem Wert von 65° liegen, da ansonsten die Verluste im Diffusor stark ansteigen (vgl. Abschnitt 3.3). Die Austrittsbreite kann also nicht beliebig vergrößert werden. Soll die Arbeitszahl gesteigert werden, der Winkel der Absolutgeschwindigkeit α_{12} jedoch nicht zu groß werden, muss der Schaufelwinkel $\beta_{S,12}$ reduziert werden und gleichzeitig die Austrittsbreite verkleinert werden. Bei einem unbeschauelten Diffusor ohne Pinch ist der Betriebsbereich im λ - ϕ -Diagramm somit durch die blaue Linie in Abbildung 3.4b begrenzt.

Wird der Schaufelwinkel erhöht, wird bei großen Massenströmen nur eine geringere Arbeitszahl erreicht. Wird der Schaufelwinkel verkleinert, kann die Arbeitszahl gesteigert werden. Da üblicherweise entlang der gesamten Kennlinie ein ausreichend hohes Druckverhältnis benötigt wird, ergibt sich ein optimaler Bereich des Schaufelwinkels $\beta_{S,12}$ zwischen 30° und 45° . (Bräunling, 2015, S. 821) Der übersichtlicheren Darstellung halber und aufgrund der

¹⁵Für eine typische Radialverdichterstufe trägt der Zentrifugaleffekt ungefähr 50% zum Arbeitseintrag bei. (Casey et al., 2021, S. 55)

¹⁶Nach DE HALLER ist ein minimales Verzögerungsverhältnis w_2/w_1 von 0,7 möglich. Darüber hinaus führt eine Aufdickung der Grenzschichten zu einer Kontraktion des Strömungsquerschnitts und einer Beschleunigung der Strömung. Hierdurch stabilisiert sich das Verzögerungsverhältnis selbstständig. (Bräunling, 2015, S. 740 f.)

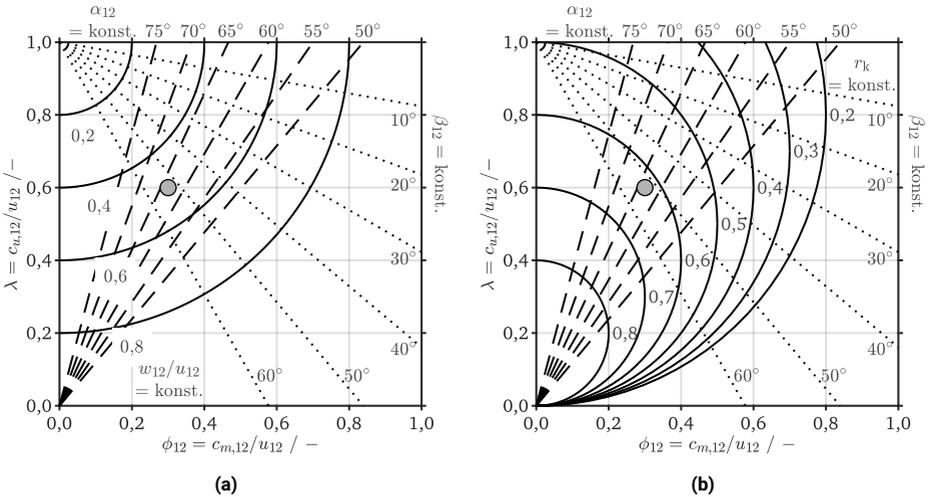


Abbildung 3.3: Das λ - ϕ -Diagramm mit Linien konstanter Relativgeschwindigkeit w_{12} (a) und Linien mit konstantem Reaktionsgrad r_k (b); der gefüllte Kreis stellt in beiden Diagrammen einen beispielhaften Auslegungspunkt dar; Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 367 ff.; Casey et al., 2022).

persönlichen Erfahrung ist in Abbildung 3.4b der Bereich für Winkel zwischen 30° und 50° durch die rote Linie begrenzt.

Einfluss des Pinch Im λ - ϕ -Diagramm lässt sich der Einfluss des Pinches als Linie parallel zur Abszisse darstellen. Diese Tatsache ist in Abbildung 3.4a durch einen blauen Pfeil dargestellt. Wird der Strömungswinkel am Laufradaustritt von 65° überschritten, kann durch einen ausreichend dimensionierten Pinch der Strömungswinkel wieder unter einen Winkel von 65° reduziert werden. Der Pinch sollte jedoch auch nicht zu groß gewählt werden, da hierdurch die Meridionalgeschwindigkeit sowie die Mischungs- und Reibungsverluste steigen. Der Pinch ist aber eine wichtige Komponente, um die beiden Komponenten Laufrad und Diffusor aufeinander abzustimmen.

Einfluss der Minderumlenkung Der Strömungswinkel β_{12} entspricht in der Regel nicht dem Schaufelwinkel $\beta_{s,12}$. Die Differenz der beiden Winkel ist der Minderumlenkungswinkel δ .

$$\delta = \beta_{12} - \beta_{S,12} \quad (3.11)$$

Die Arbeitszahl reduziert sich um die Minderumlenkung entsprechend Gleichung (3.12).

$$\tan \beta_{S,12} = \frac{1 - \lambda - \sigma_{12}}{\phi_{12}} \quad (3.12a)$$

$$\sigma_{12} = \frac{c_{mu}}{u_{12}} \quad (3.12b)$$

$$\lambda = 1 - (\tan \beta_{S,12} \cdot \phi_{12}) - \sigma_{12} \quad (3.12c)$$

Dies lässt sich im λ - ϕ -Diagramm als Linie parallel zur Ordinate, dargestellt in Abbildung 3.4a durch einen roten Pfeil, verdeutlichen. Die tatsächliche Arbeitszahl liegt somit unterhalb der theoretisch möglichen Arbeitszahl.

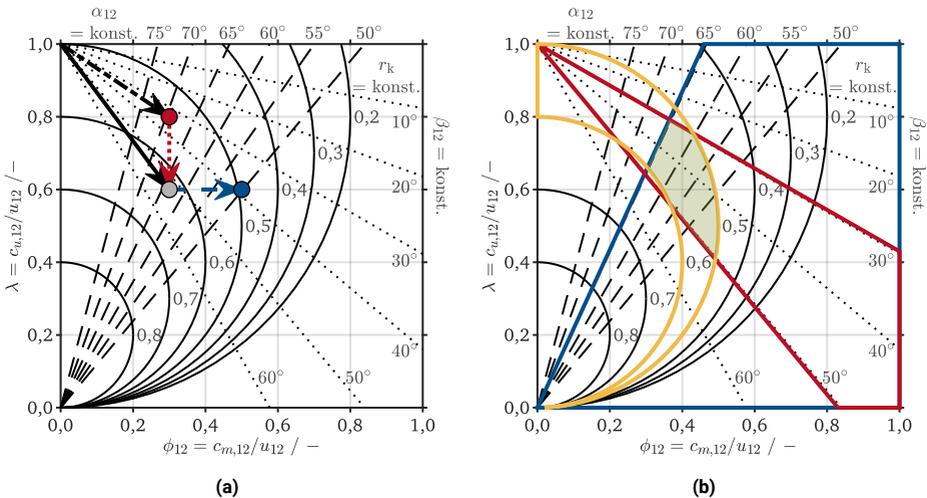


Abbildung 3.4: Der Einfluss der Minderumlenkung sowie eines Pinches (a) und der Zielbereich des Geschwindigkeitsdreiecks am Laufradaustritt (b) im λ - ϕ -Diagramm; Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 367 ff.; Casey et al., 2022).

Die Laufradeintrittsgeometrie Die Laufradeintrittsgeometrie wird durch den Eintrittswinkel β_{11} sowie den Eintrittsdurchmesser (am Gehäuse) bestimmt. Der Eintrittsdurchmesser wird in der Regel im Verhältnis zum Austrittsdurchmesser $d_{11,G}/d_{12}$ angegeben. Das Verhältnis wird in der englischsprachigen Fachliteratur auch als *Trim* bezeichnet. Mithilfe des Geschwindigkeitsdreiecks an der Schaufelvorderkante aus Abbildung 3.2a lässt sich die Lieferzahl am Eintritt ϕ_{11} , Gleichung (3.13a), bestimmen. Hiermit lässt sich anschließend die Lieferzahl am Eintritt bezogen auf die Umfangsgeschwindigkeit am Austritt, Gleichung (3.13b), bestimmen. Diese ist einerseits vom Strömungswinkel β_{11} und andererseits vom Radienverhältnis r_{11}/r_{12} abhängig. Durch letztere Größe lassen sich die Geschwindigkeitsdreiecke am Eintritt und am Austritt zusammen in das gleiche λ - ϕ -Diagramm eintragen.

$$\tan \beta_{11} = \frac{u_{11}}{c_{11}} \Rightarrow \phi_{11} = \frac{c_{m,11}}{u_{11}} = \frac{1}{\tan \beta_{11}} \quad (3.13a)$$

$$\frac{c_{m,11}}{u_{12}} = \frac{c_{m,11}}{u_{11}} \cdot \frac{u_{11}}{u_{12}} = \frac{1}{\tan \beta_{11}} \cdot \frac{r_{11}}{r_{12}} \quad (3.13b)$$

Für das Geschwindigkeitsdreieck wird dann noch die Relativgeschwindigkeit an der Schaufelvorderkante benötigt. Diese lässt sich auf die gleiche Weise wie die Lieferzahl bestimmen. Im ersten Schritt, Gleichung (3.14a), lässt sich die Relativgeschwindigkeit bezogen auf die Umfangsgeschwindigkeit am Eintritt bestimmen. Diese kann anschließend wieder verwendet werden, um die Relativgeschwindigkeit auf die Umfangsgeschwindigkeit am Austritt zu beziehen, Gleichung (3.14b). Letztere ist erneut vom Strömungswinkel β_{11} sowie vom Radienverhältnis r_{11}/r_{12} abhängig.

$$\sin \beta_{11} = \frac{u_{11}}{w_{11}} \Rightarrow \frac{w_{11}}{u_{11}} = \frac{1}{\sin \beta_{11}} \quad (3.14a)$$

$$\frac{w_{11}}{u_{12}} = \frac{w_{11}}{u_{11}} \cdot \frac{u_{11}}{u_{12}} = \frac{1}{\sin \beta_{11}} \cdot \frac{r_{11}}{r_{12}} \quad (3.14b)$$

Der Diffusionsgrad Die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit kann in Form des Diffusionsgrades w_{12}/w_{11} bestimmt werden. Dieses Verhältnis gibt Auskunft über die Belastung der Stufe. Entsprechend dem DE HALLER-Kriterium sollte dieser Wert über einem Wert von 0,7 liegen, da es ansonsten zu Ablöseerscheinungen kommen kann. (Bräunling, 2015, S. 740 f.) Das Verhältnis lässt sich nach Gleichung (3.15) herleiten. Wie man hieran erkennen kann, ist dieses von den Strömungswinkeln am Eintritt und am Austritt, dem Kehrwert des Trims sowie der Lieferzahl am Austritt abhängig. Der Diffusionsgrad kann für ein konstantes ϕ_{12} entweder durch einen größeren Eintrittswinkel, einen kleineren Austrittswinkel oder einen kleineren

Trim vergrößert werden. Ein kleinerer Trim bedeutet, dass das Verhältnis r_{11}/r_{12} kleiner und somit der Kehrwert größer wird.

$$\frac{w_{12}}{w_{11}} = \frac{w_{12}}{u_{12}} \cdot \frac{u_{12}}{w_{11}} = \frac{w_{12}}{u_{12}} \cdot \sin \beta_{11} \cdot \frac{r_{12}}{r_{11}} \quad (3.15a)$$

$$\sin \beta_{12} = \frac{c_{m,12}}{u_{12}} \cdot \frac{u_{12}}{w_{12}} \Rightarrow \frac{w_{12}}{u_{12}} = \frac{1}{\sin \beta_{12}} \cdot \frac{c_{m,12}}{u_{12}} \quad (3.15b)$$

$$\frac{w_{12}}{w_{11}} = \frac{\sin \beta_{11}}{\sin \beta_{12}} \cdot \frac{r_{12}}{r_{11}} \cdot \phi_{12} \quad (3.15c)$$

Die Verzögerung der Meridionalgeschwindigkeit kann entsprechend Gleichung (3.16) bestimmt werden. Diese ist vom Eintrittswinkel, dem Kehrwert des Trims sowie der Lieferzahl am Austritt abhängig. Für ein konstantes ϕ_{12} wird das Verhältnis entweder durch einen größeren Eintrittswinkel oder durch ein kleineres Radienverhältnis (r_{11}/r_{12}) gesteigert werden.

$$\begin{aligned} \frac{c_{m,12}}{c_{m,11}} &= \frac{c_{m,12}}{u_{12}} \cdot \frac{u_{12}}{c_{m,11}} \\ &= \tan \beta_{11} \cdot \frac{r_{12}}{r_{11}} \cdot \phi_{12} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Der Zielbereich Einige konstruktive Restriktionen wurden bereits genannt sowie die Grenzen im λ - ϕ -Diagramm in Abbildung 3.4b eingetragen. Diese sowie einige ergänzende Restriktionen sollen an dieser Stelle noch einmal zusammengefasst werden.

- Reaktionsgrad r_k : zwischen 0,5 und 0,6
- Diffusoreintrittswinkel α_{13} : kleiner als 65°
- Laufradaustrittswinkel $\beta_{s,12}$: zwischen 30° und 50°

Werden diese Grenzen kombiniert, ergibt sich der grüne Bereich in Abbildung 3.4b. Dieser Bereich markiert somit den Zielbereich, in dem das Geschwindigkeitsdreieck am Laufradaustritt optimalerweise liegen sollte. Wird lediglich die Bedingung für den Diffusoreintrittswinkel nicht erreicht, gibt es, wie gezeigt, die Möglichkeit, einen Pinch zwischen dem Laufradaustritt und Diffusoreintritt zu integrieren. Dann ist der Freiheitsgrad des Laufrades etwas größer, da der Diffusoreintrittswinkel nicht bereits am Laufradaustritt vorliegen muss. Grundsätzlich wird jedoch deutlich, dass die Grenzen der Austrittsgeometrie sehr eng sind.

3.1.3 Die tatsächliche Kennlinie

Die Strömung in Turbomaschinen wird durch verschiedene Verlustmechanismen beeinflusst, wodurch die theoretisch umsetzbare Arbeit in der Realität nicht nutzbar ist. In der einschlägigen Literatur gibt es einige Modelle zur Zuordnung der Verluste zu einzelnen Ursachen. An dieser Stelle soll es jedoch weniger um die genaue Vorhersage der einzelnen Verlustmechanismen und -beiträge gehen und mehr um den allgemeinen Zusammenhang zwischen der verlustfreien Kennlinie (Arbeitszahl λ) und der Kennlinie unter Berücksichtigung der wesentlichen Verlustkategorien (Druckziffer ψ). Es soll hiermit verdeutlicht werden, welchen Einfluss die Laufradgeometrie auf die tatsächliche Kennlinie haben kann. Die berücksichtigten Verlustkategorien sind: *Verlust durch Minderumlenkung, Reibungsverluste und Inzidenzverluste*¹⁷.

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Kennlinie ergibt sich für eine unendliche Anzahl an Schaufeln und unter Vernachlässigung jeglicher Verluste. Diese Kennlinie ist für einen Schaufelaustrittswinkel von 45° in Abbildung 3.5a dargestellt und mit $\lambda_{th,\infty}$ gekennzeichnet. Im Falle einer endlichen Anzahl an Schaufeln folgt die Strömung nicht dem Schaufelwinkel und es wird eine geringere Arbeit umgesetzt. Dies ist streng genommen kein Verlust, sondern quantifiziert eine gewisse Arbeit, die nicht auf das Fluid übertragen wird. (Van Den Braembussche, 2019, S. 28) Diese Minderumlenkungsarbeit ist unabhängig von der Durchflusszahl und die resultierende Kurve ist die theoretische Kennlinie, welche in Abbildung 3.5a mit λ_{th} gekennzeichnet ist.

Die Reibungsverluste sind von der Geschwindigkeit abhängig und nehmen mit dieser zu. Subtrahiert man die Verlustarbeit durch Reibung $\Delta\psi_\mu$, erhält man die mit ψ_m/μ gekennzeichnete Kurve. Diese hat weiterhin eine durchgehend negative Steigung. Die Inzidenzverluste entstehen durch eine Winkeldifferenz zwischen dem Strömungswinkel und dem Schaufelwinkel. Dieser Winkel ist nur im Auslegungspunkt minimal und nimmt betragsmäßig bei größeren und kleineren Durchsätzen zu. Durch die steigende Inzidenz nehmen die hierdurch verursachten Verluste einen parabelförmigen Verlauf mit dem Minimum im Auslegungspunkt an. (Bräunling, 2015, S. 144 ff., 1020 f.) Die resultierende Kennlinie nach Abzug der Inzidenzverluste $\Delta\psi_{VK}$ besitzt nun ein Maximum und ist mit ψ_i gekennzeichnet. (Van Den Braembussche, 2019, S. 29)

Ergänzend und der Vollständigkeit halber seien an dieser Stelle noch die parasitären Verluste erwähnt. Zu dieser Kategorie von Verlusten gehören unter anderem Reibungsverluste an der Rückseite der Laufradscheibe, Leckageströmungen oder Rezirkulationsströmungen an der Schaufelvorder- und -hinterkante. Da diese Phänomene nicht direkt an der eigentlichen Strömung im Laufrad beteiligt sind, werden diese nicht als Wirkungsgradverlust, sondern als zusätzlich aufzubringende Arbeit angesehen. (Casey et al., 2021, S. 320) Die an der Laufradwelle benötigte Leistung ist somit höher als die zur Bereitstellung der theoretischen *Euler-Arbeit*.

¹⁷Die Inzidenzverluste werden auch als Schaufelvorderkantenverluste bezeichnet.

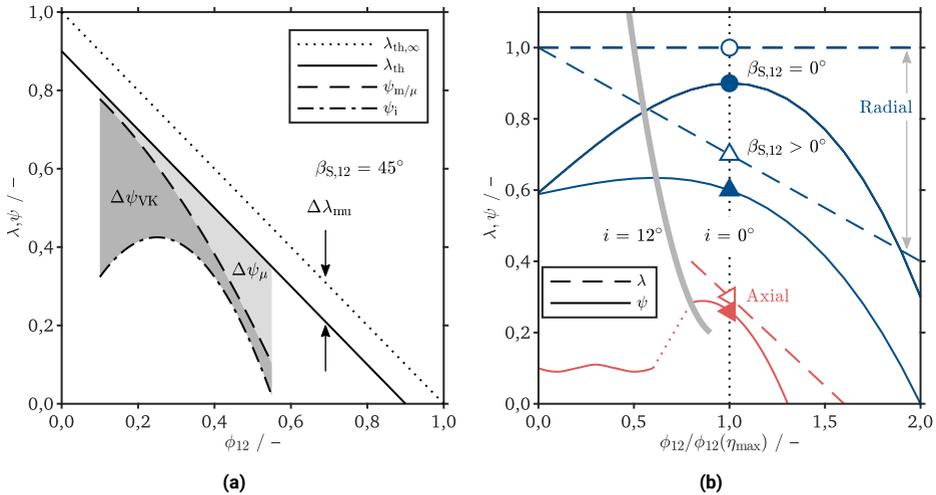


Abbildung 3.5: Der Zusammenhang zwischen der technischen Arbeit und dem Druckverhältnis; die Verdichterkennlinie unter Berücksichtigung einzelner Verlustfaktoren (a) und der Einfluss der Verdichterbauart auf die Charakteristik der Verdichterkennlinie; Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 377, 567)

Anhand Abbildung 3.5b sollen einige Unterschiede in der Form der resultierenden Kennlinie (ψ) zwischen Radial- und Axialverdichtern aufgezeigt werden. Grundsätzlich nimmt die Steigung der theoretischen Kennlinie (λ) mit steigendem Austrittswinkel zu. In der Regel ist diese aufgrund geringerer Austrittswinkel bei Radialverdichtern kleiner als bei Axialverdichtern. Dies führt bei Radialverdichtern zu flacheren tatsächlichen Kennlinien (ψ). Vergleicht man in Abbildung 3.5b die Kennlinien der beiden Radialverdichter, wird deutlich, dass bei radial endenden Schaufeln ($\beta_{S,12} = 0^\circ$) das Druckmaximum mit dem Wirkungsgradmaximum zusammenfällt. Mit steigendem Austrittswinkel ($\beta_{S,12} > 0$) verschiebt sich das Druckmaximum hin zu kleineren Massenströmen im Vergleich zum Wirkungsgradmaximum. (Casey et al., 2021, S. 360 f.) Ein weiterer Unterschied ist, dass die Kennlinien typischer Radialverdichter stetig bis zum Nulldurchsatz verlaufen. Axialverdichter zeigen hingegen oftmals für einen gewissen Durchsatz einen Sprung in der Kennlinie, welcher das Resultat einer ausgeprägten Ablöseerscheinung ist. Auslöser für diese Ablöseerscheinungen sind anwachsende Störungen, die den beiden Kategorien mit den englischen Bezeichnungen *Modes* und *Spikes* zugeordnet werden können. (Casey et al., 2021, S. 566 f.) Mögliche Gründe für die Merkmale der beiden Verdichterbauarten können durch die folgenden drei Ursachenkategorien erklärt werden.

Der Zentrifugaleffekt Bei Radialverdichtern trägt der Zentrifugalanteil typischerweise 50 % zum Druckaufbau bei. Im Vergleich hierzu besitzt ein Axialverdichter keine Änderung des Radius und somit auch keinen Beitrag zum Druckaufbau durch den Zentrifugaleffekt. Radialverdichter haben aus diesem Grund den Vorteil, dass diese selbst im abgelösten Fall noch einen signifikanten Druck aufbauen können. (Casey et al., 2021, S. 568)

Die Arbeitszahl Durch das Fehlen des Zentrifugaleffektes bei Axialverdichtern erreichen diese im Vergleich zu Radialverdichtern deutlich geringere Arbeitszahlen. Dies führt zu einer steileren Arbeitszahllinie und hierdurch zu einer steileren Druckzifferkennlinie. Radialverdichter besitzen durch die höhere Arbeitszahl eine flachere Arbeitszahl- und Druckzifferkennlinie. Bei einem typischen Radialverdichter führt eine Reduzierung des Durchsatzes um 10 % zu einem Anstieg der Arbeitszahl um 3,5 %. Bei einem typischen Axialverdichter führt die gleiche Reduzierung des Durchsatzes hingegen zu einem Anstieg der Arbeitszahl um 30 %. Die Belastung der Stufe, im Sinne der Arbeitszahl, steigt somit bei Axialverdichterstufen viel schneller an als bei typischen Radialverdichterstufen. (Casey et al., 2021, S. 364, 568)

Die Inzidenzsensitivität Bei Axialverdichterstufen nimmt die Inzidenz für die gleiche relative Veränderung des Durchsatzes deutlich schneller zu. Bei einer Radialverdichterstufe mit einem Schaufelwinkel am Eintritt $\beta_{s,11}$ von 60° und einer Durchsatzzahl ϕ_{12} von 0,577 nimmt die Inzidenz bei einer Änderung des Durchsatzes von 10 % um $2,5^\circ$ zu. Bei einer Axialverdichterstufe mit einem Schaufelwinkel am Eintritt $\beta_{s,11}$ von 50° und einer Durchsatzzahl ϕ_{12} von 0,6 führt die gleiche Änderung des Durchsatzes zu einer Veränderung der Inzidenz um $3,9^\circ$. (Casey et al., 2021, S. 238)

In Abbildung 3.5b wird angenommen, dass die skizzierte Axialverdichterstufe bei einer Inzidenz von 12° beginnt abzulösen und hierdurch ein Sprung in der Kennlinie hervorgerufen wird. Werden für die beiden skizzierten Radialverdichterstufen ebenfalls die Betriebspunkte mit einer Inzidenz von 12° markiert und alle drei Punkte verbunden, ergibt sich die graue Linie als Grenze. Hierdurch wird erneut deutlich, dass die Inzidenz von 12° für die Radialverdichterstufen bei kleineren relativen Durchsätzen erreicht wird. Alleine hierdurch erreichen Radialverdichterstufen tendenziell bereitere Kennlinien.

Die Mechanismen, die zu den charakteristischen Formen der Kennlinien führen, unterscheiden sich zwischen Radialverdichterstufen und Axialverdichterstufen maßgeblich. Die umfangreichen Erkenntnisse, die bei Axialverdichtern bezüglich des Verlustverhaltens bei kleinen Massenströmen bereits gemacht wurden, können somit nicht direkt auf Radialverdichterstufen übertragen werden. (Casey et al., 2021, S. 569)

3.2 Typische Strömungsphänomene bei Radialverdichtern

Dieser Abschnitt stellt zwei für Radialverdichter typische Strömungsphänomene vor. Diese beiden sind selbstverständlich nicht alle Strömungsphänomene, die bei Turboverdichtern bekannt sind, sondern lediglich die im weiteren Verlauf dieser Arbeit relevanten. Für alle weiteren sei auf die Fachliteratur verwiesen wie beispielsweise (Casey et al., 2021) und (Van Den Braembussche, 2019).

3.2.1 Die Sekundärströmung

Als Sekundärströmung wird die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der reibungsfreien und der reibungsbehafteten Strömung, also eine Strömungskomponente in der Ebene senkrecht zur Hauptströmungsrichtung, bezeichnet. Diese Art der Strömung entsteht grundsätzlich in gekrümmten Kanälen mit einem Druckgradienten, wie es bei Radialverdichtern in der Schaufelquerschnittsebene sowie in der Meridionalebene vorkommt¹⁸. In der Grenzschicht an den Passagenendwänden¹⁹ sowie den Schaufelwänden ist die Geschwindigkeit aufgrund der Grenzschicht kleiner als in der Kernströmung weit entfernt der Wände. Aufgrund der geringen Dicke der Grenzschicht wird dieser jedoch der Druckgradient der Kernströmung aufgeprägt, was zu einer Bewegung der Teilchen in der Grenzschicht senkrecht zur eigentlichen Strömungsrichtung führt. Mithilfe der reibungsfreien Impulsgleichung normal zur Hauptströmungsrichtung²⁰, Gleichung (3.17), lässt sich diese Sekundärströmung erklären. (Casey et al., 2021, S. 171 f.)

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dn} = \frac{w^2}{r} \quad (3.17)$$

In der Schaufelquerschnittsebene, Abbildung 3.6a, wird die Strömung aufgrund des Schaufelwinkels umgelenkt. Hierdurch entsteht ein Druckgradient normal zur Strömungsrichtung von der Schaufelaußenseite zur Schaufeldruckseite. Wie in Abbildung 3.6a durch die durchgezogene Linie dargestellt, wird Gleichung (3.17) in der Kernströmung ($l^* = 0,5$) für ein gewisses Verhältnis aus Geschwindigkeit und Radius erfüllt. Ist die Geschwindigkeit in der Grenzschicht an der Nabe ($l^* \approx 0$) oder am Gehäuse ($l^* \approx 1$) nun kleiner, muss zum Erreichen des gleichen Verhältnisses der Radius ebenfalls kleiner werden. Ein Teilchen in der Grenzschicht mit einer geringeren Geschwindigkeit folgt somit, wie durch die gestrichelte Linie in Abbildung 3.6a

¹⁸Durch das Umlenken der Strömung, wie es vor allem bei umströmten Profilen vorkommt, entsteht aufgrund des Zentrifugaleffektes eine Druck- und eine Saugseite und hierdurch ein Druckgradient. (Bräunling, 2015, S. 141 ff.)

¹⁹Naben- und Gehäusewand

²⁰Die reibungsfreie Impulsgleichung normal zur Strömungsrichtung bilanziert die Kräfte, die normal zur Strömungsrichtung auf ein Fluidteilchen wirken. Im Falle einer gekrümmten Strömungsbahn resultieren die Kräfte aus einem Druckgradienten sowie der Zentrifugalkraft. (Casey et al., 2021, S. 171 f.)

dargestellt, einer Kreisbahn mit kleinerem Radius. Dieses Teilchen bewegt sich somit in Richtung Schaufelzugseite. Zum Ausgleich dieser Bewegung muss es in der Passage eine Strömung in entgegengesetzter Richtung geben. Die Kombination dieser beiden Strömungen resultiert im sogenannten *Passagenwirbel* (engl.: Passage Vortex). Eine große Umlenkung der Strömung in der Schaufelquerschnittsebene steigert die Intensität dieses Wirbels. (Casey et al., 2021, S. 174 f.)

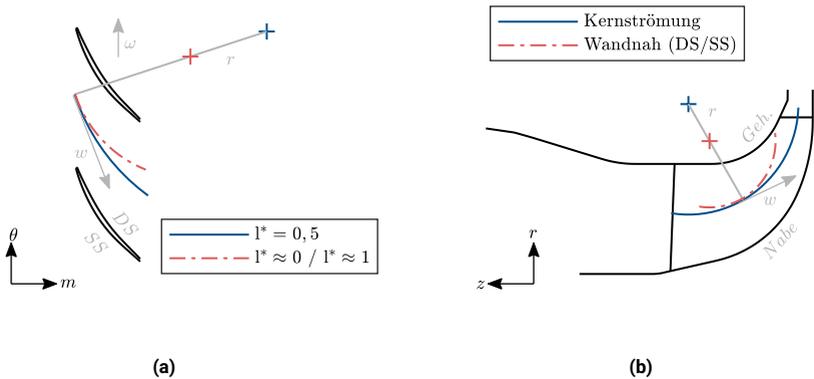


Abbildung 3.6: Definition der Sekundärströmung in der Schaufelquerschnittsebene (m - θ) (a) und der Meridionalebene (z - r) (b); Quelle: Eigene Darstellungen.

Neben der Krümmung in der Schaufelquerschnittsebene gibt es bei Radialverdichtern in der Meridionalebene eine zweite Krümmung der Passage bei der Umlenkung der Strömung von der axialen in die radiale Richtung. In diesem Fall gibt es erneut einen Druckgradienten senkrecht zur Meridionalrichtung, von der Nabe zum Gehäuse. Für ein Teilchen in der Kernströmung wird, wie durch die durchgezogene Linie in Abbildung 3.6b dargestellt, erneut Gleichung (3.17) für ein Verhältnis aus Geschwindigkeit und Radius erfüllt. Ein Teilchen in der Grenzschicht an der Schaufeloberfläche der Druckseite (DS) oder der Saugseite (SS) bewegt sich erneut mit einer geringeren Geschwindigkeit. Aus diesem Grund muss auch hier der Radius kleiner werden und das Teilchen bewegt sich in Richtung Gehäuse, wie durch die gestrichelte Linie in Abbildung 3.6b dargestellt. Auch in diesem Fall gibt es eine Gegenbewegung, was zum sogenannten *Schaufeloberflächenwirbel* (engl.: Blade Surface Vortex) führt. Je kleiner der Radius der Meridionalkontur ist, desto ausgeprägter ist dieser Wirbel. (Casey et al., 2021, S. 174 f.)

Die Kombination der beiden Sekundärströmungsmechanismen führt zu einem äußerst komplexen Strömungsbild und am Austritt des Laufrades zu einer Ansammlung niederenergetischen Fluids

in der Gehäuse-Saugseiten-Ecke. Das Phänomen ist in der englischsprachigen Literatur auch unter dem Begriff *Jet/Wake Flow Model* (dt.: Strahl-Totwasser-Modell) bekannt und führt zu einer inhomogenen Geschwindigkeitsverteilung am Laufradaustritt. Die Strömungswinkel am Diffusoreintritt variieren hierdurch deutlich zwischen der Naben- und Gehäuseseite. (Van Den Braembussche, 2019, S. 94)

3.2.2 Die Rezirkulationsströmung

Radialverdichter für die Anwendung in Turboladern zeigen bei stabilem Betrieb, also ohne zu pumpen, ein Phänomen, bei dem Fluid an der Schaufelvorderkante im Bereich der Schaufelspitze entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung aus dem Laufrad austritt. Wie in Abbildung 3.7a dargestellt, bildet sich ab einem gewissen Massenstrom im Laufrad eine Rezirkulationsblase aus und transportiert bereits im Laufrad verarbeitetes Fluid zur Schaufelvorkante und über diese hinaus. Hierdurch entsteht an der Schaufelvorderkante ein Geschwindigkeitsprofil, wie in Abbildung 3.7a schematisch dargestellt, welches sich in eine *Rückströmung* (negativer Massenstrom, Strömung aus dem Laufrad hinaus) und eine *Kernströmung* (positiver Massenstrom, Strömung in das Laufrad hinein) einteilen lässt. (Casey et al., 2021, S. 573 ff.)

Wie in Abbildung 3.7b dargestellt, verlässt das rückströmende Fluid über den gesamten Umfang gleichmäßig das Laufrad. Da diesem Fluid im Laufrad bereits Arbeit zugeführt wurde, besitzt es nach dem Austreten aus dem Laufrad einen Drall in Rotationsrichtung des Laufrades. Nach dem Mischen mit der Zuströmung tritt dieses Fluid ein weiteres Mal in das Laufrad ein. Nach ein- oder mehrmaligem Rezirkulieren verlässt es schließlich das Laufrad an der Schaufelhinterkante. (Casey et al., 2021, S. 573 ff.)

Lange Zeit wurde die Rezirkulationsströmung lediglich als parasitärer Verlust angesehen, der eine zusätzliche Leistungsaufnahme zur eigentlichen *Euler-Arbeit* erforderlich macht. (Casey et al., 2021, S. 320) In der jüngeren Vergangenheit findet sich in der Literatur jedoch ein anderes Verständnis der Rezirkulationsströmung. Zusätzlich zum parasitären Verlust hat sich auch ein positiver Effekt auf die eigentliche *Euler-Arbeit* gezeigt.

Viele aktuelle Veröffentlichungen über die Rezirkulationsströmung basieren auf der Veröffentlichung von Qiu et al. (2008). In dieser wird eine Modellierung der durch die Rezirkulationsströmung verursachten Blockage an der Schaufelvorderkante sowie die Leistungsaufnahme der Rezirkulationsströmung vorgestellt. Die Grundlage der Modellierung ist eine Aufteilung der Strömung an der Schaufelvorderkante in die *Rezirkulationsströmung* und die *Aktive Strömung*, wie in Abbildung 3.7a schematisch dargestellt. Zur Definition der Grenze zwischen den beiden Strömungsgebieten wird angenommen, dass die Rezirkulationsströmung selbsterhaltend und getrennt von der eigentlichen Strömung durch den Verdichter ist. Hierdurch ergibt sich die Bedingung, dass durch den Bereich der *Aktiven Strömung* der Stufenmassenstrom fließen muss.

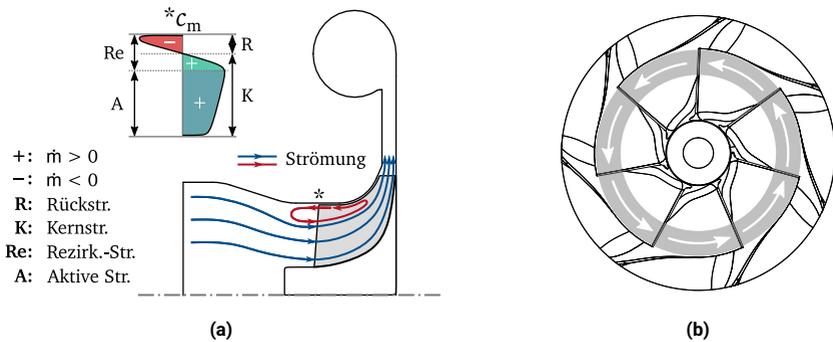


Abbildung 3.7: Definition und Eigenschaften der Rezirkulationsströmung in einem Meridionalchnitt (a) und einer Frontalansicht an der Schaufelvorderkante (b); Quelle: Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 574).

Die Modellierung der Blockage basiert auf der Annahme, dass die Rezirkulationsströmung im Wesentlichen durch die Inzidenz an der Schaufelvorderkante verursacht wird. Ab einer kritischen Inzidenz und einer hierdurch ausgelösten Ablösung, kehrt ein gewisser Teil der Strömung die Strömungsrichtung um. Durch den rezirkulierten Massenstrom sowie die Blockage steigt die Inzidenz der *Aktiven Strömung* nicht über den kritischen Wert. Wird der Stufenmassenstrom weiter reduziert, steigt die Blockage an und erhält hierdurch die Inzidenz.

Wie in (Harley, Spence, Early et al., 2014) und (Harley, Spence, Filsinger et al., 2014) gezeigt wird, ist der Einfluss der Rezirkulationsströmung auf die *Aktive Strömung* viel weitreichender als der Einfluss auf die Inzidenz. Durch das Mischen der Rezirkulationsströmung mit der *Aktiven Strömung* wird die Meridionalgeschwindigkeit, der Drall, der durchschnittliche Radius (und hiermit die Umfangsgeschwindigkeit) sowie die Totaltemperatur der *Aktiven Strömung* an der Schaufelvorderkante beeinflusst. Es gibt somit einen positiven – Meridional- und Umfangsgeschwindigkeit – und einen negativen Einfluss – Drall und Temperatur – auf die Arbeitsumsetzung und den Druckaufbau im Laufrad. Für niedrige Verdichterdrehzahlen wird eine gute Übereinstimmung des modellierten Einflusses der Rezirkulationsströmung auf den Druckaufbau und dem tatsächlichen Einfluss erreicht. Für höhere Verdichterdrehzahlen ist die Übereinstimmung hingegen schlecht. Des Weiteren wird gezeigt, dass die Rezirkulationsströmung nicht alleine durch eine konstante maximale Inzidenz getrieben wird. Der Druckgradient in meridionaler Richtung sowie die Spaltströmung werden ebenfalls als Ursache genannt.

Grundsätzlich besteht in der Literatur Einigkeit darüber, dass die Rückströmung in einem weiten Bereich des Verdichterkennfeldes auftritt, diese sich mit abnehmendem Verdichtermassenstrom

zunehmend weiter stromab und stromauf der Schaufelvorderkante ausbreitet und es nicht nur einen parasitären Verlust durch die Rückströmung sondern auch einen positiven Einfluss auf die *Aktive Strömung* an der Schaufelvorderkante gibt. (Harley, Spence, Early et al., 2014; Harley, Spence, Filsinger et al., 2014; Yamada et al., 2017; Schreiber, 2018; Lin et al., 2021) In (Yamada et al., 2017) wird des Weiteren durch instationäre *Detached Eddy Simulationen* (DES) gezeigt, dass die Rezirkulationsströmung gleichmäßig über den Umfang verteilt und zeitlich quasi-konstant auftritt.

Die Ursachen für die Rückströmung werden bisher jedoch nicht einheitlich und eindeutig beschrieben. Nach Schreiber (2018) ist eine inzidenzbasierte Erklärung der Rückströmung nicht ausreichend. Vielmehr haben die folgenden Faktoren möglicherweise einen Einfluss, der je nach Verdichterrad variieren kann: Ablösung an der Schaufelvorderkante, Druckgradient in radialer Richtung, Verzögerung in der Passage sowie die Spitzenspaltströmung. Genannte laufradspezifische Designparameter zur Beeinflussung dieser Faktoren sind die Schaufelbelastung, die meridionale Kontur, das Flächenverhältnis zwischen Eintritt und Austritt sowie die Spaltgröße. Des Weiteren ist bisher nicht klar, ob es bei transsonischen Verdichterstufen einen Einfluss der *Ma*-Zahl und beispielsweise eines Stoßes auf die Entwicklung der Rückströmung gibt.

Lin et al. (2021) zeigen, dass die genannten positiven und negativen Effekte der Rezirkulationsströmung nicht gleichzeitig auftreten müssen. Entgegen dieser Annahme können zwei verschiedene Phasen entlang einer Kennlinie definiert werden. In der ersten Phase breitet sich die Rezirkulationsblase hauptsächlich in radialer Richtung aus. In dieser Phase verbessert sich die Verdichterleistung durch eine Reduzierung der Inzidenzverluste, der Spaltverluste sowie der Schaufelbelastungsverluste. In der zweiten Phase, ab einer gewissen Blockage an der Schaufelvorderkante, breitet sich die Rezirkulationsblase hauptsächlich in axialer Richtung aus. In dieser Phase steigt die Leistungsaufnahme der Rezirkulation deutlich an, was sich in einem Anstieg der Temperatur der *Aktiven Strömung* äußert. Zusätzlich nimmt der Totaldruckverlust aufgrund der Mischung der Rückströmung und der *Aktiven Strömung* deutlich zu. Beide Effekte führen zu einer Minimierung der in der ersten Phase ersichtlichen Vorteile.

In den genannten Veröffentlichungen wird hauptsächlich die Ausbreitung der Rezirkulationsströmung an der Schaufelvorderkante und dessen Einfluss auf die Zuströmung diskutiert. Die Ausbreitung innerhalb der Schaufelpassage sowie dessen Interaktionsmechanismen mit der Kernströmung innerhalb der Passage und der hierdurch verursachte Einfluss auf die Laufradabströmung wird nicht näher erläutert. Des Weiteren sind allgemeingültige Entstehungsmechanismen und die Verknüpfung dieser mit laufradspezifischen Designparametern weiterhin ungeklärt.

Über die reine Erläuterung der Existenz der Rezirkulationsströmung hinaus gibt es Bestrebungen, die Eigenschaften dieser vorteilhaft zu nutzen. Tamaki et al. (2016) und Li et al. (2018) zeigen, dass durch Leitschaufeln im Bereich der Schaufelspitze über eine partielle Kanalhöhe

der Drall der Rezirkulationsströmung und hierdurch die Kennfeldbreite positiv beeinflusst werden können. Es wird jedoch deutlich, dass es je nach Auslegung der Vorleitschaufeln auch zu einer negativen Interaktion zwischen der Rezirkulationsströmung und den Vorleitschaufeln kommen kann. Lin et al. (2021) schlussfolgern, dass die Vorleitschaufeln weit genug von der Schaufelvorderkante entfernt sein müssen, um die Rezirkulationsblase nur in der zweiten (negativen) Phase zu beeinflussen. In der ersten Phase sollte diese möglichst nicht beeinflusst und erhalten werden.

3.3 Strömungseigenschaften des unbeschauften Diffusors

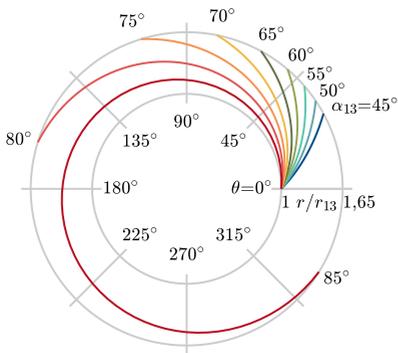
Der unbeschauelte Radialdiffusor ist eine sehr einfache Komponente, und die Verzögerung erfolgt durch die folgenden beiden Mechanismen. Erstens, die Meridionalgeschwindigkeit c_m wird entsprechend der Massenerhaltung mit zunehmendem Radius r durch die Flächenzunahme verzögert. Zweitens, aufgrund der schaufellosen Bauart bleibt der Drall in Umfangsrichtung erhalten und die Komponente der Absolutgeschwindigkeit in Umfangsrichtung c_u nimmt ebenfalls mit zunehmendem Radius r ab. Werden die Gleichungen der beiden Mechanismen kombiniert, ergibt sich Gleichung (3.18) für den Strömungswinkel eines Fluidteilchens durch den Diffusor. Im Falle einer inkompressiblen ($\rho = \text{konst.}$) und verlustfreien Strömung in einem Diffusor mit konstanter Diffusorbreite ($b = \text{konst.}$) ergibt sich somit ein konstanter Strömungswinkel α und die Strömung bewegt sich entlang einer logarithmischen Spirale. (Casey et al., 2021, S. 412; Van Den Braembussche, 2019, S. 117 f.)

$$\tan \alpha = \tan \alpha_{13} \cdot \frac{b \cdot \rho}{b_{13} \cdot \rho_{13}} \quad (3.18)$$

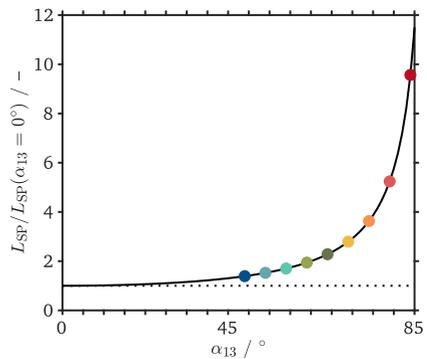
In Abbildung 3.8a sind die Strömungspfade²¹ für mehrere Diffusoreintrittswinkel dargestellt. Wie man hieran direkt erkennen kann, nimmt die Pfadlänge mit zunehmendem Eintrittswinkel deutlich zu. Diese kann gemäß Gleichung (3.19) berechnet werden und ist in Abbildung 3.8b dargestellt. Bei einem Eintrittswinkel von 60° entspricht die Länge des Strömungspfades der doppelten Länge der meridionalen Länge. Bei einem Winkel von 70° beträgt diese bereits annähernd das Dreifache und bei einem Winkel von 80° steigt diese auf etwa das Sechsfache an. Da die Reibungsverluste mit der Pfadlänge ansteigen, kommt dem Eintrittswinkel eine besondere Bedeutung zu. (Stanitz, 1952, S. 48; Casey et al., 2021, S. 414)

$$L = \frac{(r - r_{13})}{\cos \alpha_{13}} \quad (3.19)$$

²¹Der Umschlingungswinkel θ in Abhängigkeit des Radius r berechnet sich durch $\frac{d\theta}{dr} = \frac{\tan \alpha}{r}$. (Stanitz, 1952, S. 13)



(a)



(b)

Abbildung 3.8: Das Betriebsverhalten des unbeschauften Diffusors; Darstellung des Strömungspfad durch den Diffusor in Abhängigkeit des Diffusoreintrittswinkels (a) und die entsprechende Pfadlänge in Abhängigkeit des Diffusoreintrittswinkels (b); Quelle: Eigene Darstellungen.

Mit zunehmender Pfadlänge steigt die Grenzschichtdicke an und ab einem gewissen Punkt reicht die kinetische Energie in dieser nicht mehr aus, um den ansteigenden Druck in radialer Richtung zu überwinden. Die Strömung löst in der Grenzschicht ab, und es kommt zu einer Rückströmung im Diffusor. Entlang einer Kennlinie steigt mit abnehmendem Durchsatz der Diffusoreintrittswinkel und hierdurch die Strömungspfadlänge an. Zur Vermeidung einer Ablösung im Diffusor bei Durchsätzen deutlich kleiner als im Auslegungspunkt muss der Diffusoreintrittswinkel im Auslegungspunkt klein genug gewählt werden. Um dies zu erreichen, kann entweder der Laufradaustrittswinkel entsprechend gewählt werden. Alternativ kann die Verdichterstufe um einen Pinch ergänzt werden. In beiden Fällen sollte für eine ausreichende Reserve ein Winkel von etwa 65° nicht überschritten werden. (Casey et al., 2021, S. 415)

3.4 Versagensmechanismen der Verdichterstufe

Bei einem Betrieb des Verdichters bei Massenströmen kleiner als dem Auslegungsmassenstrom treten ab einem gewissen Massenstrom Fluktuationen des Massenstromes und des Druckverhältnisses auf, die einen Betrieb des Verdichters unmöglich machen. Diese Grenze wird oftmals allgemein als Stabilitätsgrenze bezeichnet. Die Ursachen können jedoch völlig unterschiedlicher

Natur sein und somit unterscheiden sich auch die charakteristischen Erkennungsmerkmale. Aus diesem Grund sollen in diesem Abschnitt charakteristische Eigenschaften der Phänomene *Verdichterpumpen* und *Rotierende Ablösung* aufgezeigt sowie die Unterschiede deutlich gemacht werden. Day (2015) präsentiert eine umfassende Zusammenfassung der wissenschaftlichen Veröffentlichungen zum Thema Verdichterpumpen und Rotierende Ablösung. Auf Ergebnisse dieser Veröffentlichung sowie auf einige hierin genannte Veröffentlichungen wird im Folgenden näher eingegangen.

Wie Day (2015) schreibt, wird in der einschlägigen Literatur sehr umfassend beschrieben, was passiert, wenn ein Verdichter pumpt oder ablöst. Es wird jedoch wenig über Konstruktionsrichtlinien zur Auslegung eines stabileren Verdichters berichtet. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Phänomene sehr gut erkannt und klassifiziert werden können. Es gibt bisher jedoch wenige Leitlinien, um die Herausforderung direkt in der Entwicklungsphase zu beeinflussen und die Stabilität des Verdichters zu steigern.

Grundsätzlich lassen sich die beiden Versagensmechanismen anhand der Ausbreitungsrichtung und dem betroffenen Strömungsbereich einteilen. Eine rotierende Ablösung ist eine lokal in Umfangsrichtung umlaufende Störung. Im Gegensatz hierzu ist das Phänomen Verdichterpumpen eine globale, in axialer Richtung pulsierende Störung. Dies führt zu einem wesentlichen Unterschied im betroffenen Strömungsbereich. Bei der rotierenden Ablösung ist der globale Stufenmassenstrom von den Fluktuationen nicht betroffen. Beim Verdichterpumpen sind hingegen alle Bereiche des Verdichtersystems von den periodischen Schwankungen betroffen. Diese können so groß werden, dass die globale Strömungsrichtung umgekehrt wird, und es zu einer Rückströmung kommen kann.

Beide Formen der Instabilität können zusammen, getrennt oder auch nacheinander auftreten. Bei Axialverdichtern löst das Auftreten einer rotierenden Ablösung oftmals gleichzeitig Verdichterpumpen aus. Radialverdichter zeigen hingegen sehr eindrücklich, dass selbst bei vorhandener rotierender Ablösung noch nicht zwingend Verdichterpumpen auftreten muss. Unabhängig von der Art der Instabilität sollte ein längerer Betrieb in diesen Zuständen unbedingt vermieden werden. Vor allem das Pumpen kann zum vollständigen Versagen der Laufradbeschaukelung führen. Darüber hinaus können die Schwingungen auch für die stromauf und stromab der Verdichterstufe gelegenen Komponenten verheerende Folgen haben. (Bräunling, 2015, S. 1122)

3.4.1 Verdichterpumpen

Das Verdichterpumpen ist ein Betriebszustand, bei dem die Strömung des gesamten Verdichtersystems – Verdichterstufe, Austrittsplenium sowie Austrittsdrossel – dargestellt in Abbildung 3.10a instabil wird. Instabilität bedeutet in diesem Kontext, dass das gesamte System von selbsterregten Schwingungen erfasst wird. Charakteristisch hierbei ist, dass alle Umfangspositionen einer Position in Strömungsrichtung in gleicher Phase schwingen. Bereits in den

1950er-Jahren konnten Emmons et al. (Emmons et al., 1955) zwei bedeutende Beobachtungen machen. Einerseits, wie in Abschnitt 3.4.3 noch im Detail erläutert wird, ist das Stabilitätsverhalten des Verdichtersystems (und somit auch das Auftreten von Verdichterpumpen) vom Zusammenspiel aller Komponenten abhängig. Andererseits konnte das Pumpverhalten bereits damals in zwei verschiedene Kategorien – *Mild Surge* und *Deep Surge*²² – eingeteilt werden. Auffällig hierbei ist, dass das Kennfeld in drei Bereiche – in Abhängigkeit der Verdichterdrehzahl – eingeteilt werden konnte. Auf der niedrigsten Drehzahl war die Strömung bis zum Auftreten von *Deep Surge* stabil und somit frei von jeglichen Schwingungen. Im mittleren Drehzahlbereich trat beim Androsseln des Verdichters als erstes *Mild Surge* auf, was jedoch bei weiterer Reduzierung des Massenstromes wieder völlig verschwand. Eine weitere Reduzierung des Verdichtermassenstromes führte schließlich zu *Deep Surge*. Bei der höchsten untersuchten Drehzahl gehen die beiden genannten Bereiche – *Mild Surge* und *Deep Surge* – ineinander über. Beim Androsseln des Verdichters nahmen die Druckamplituden ab einem gewissen Massenstrom stetig zu.

In (Greitzer, 1976b) werden für das bei dieser Untersuchung vorliegende Verdichtersystem ebenfalls zwei verschiedene Pumparten, die in diesem Kontext als *Classic Surge* und *Deep Surge* bezeichnet werden, aufgezeigt. Durch eine instationäre Erfassung der jeweiligen Pumpzyklen, wie in Abbildung 3.9 schematisch gezeigt, konnten die Unterschiede der beiden Pumparten erläutert werden. Im Falle von *Classic (Mild) Surge* stellt sich eine sinusoidale Schwingung des Drucks und des Massenstroms ein, was zu einer elliptischen Form des Pumpzyklus führt. Die Werte des Massenstroms sind hierbei grundsätzlich positiv und somit immer in die vorgesehene Richtung orientiert. Im Gegensatz hierzu ist im Falle von *Deep Surge* die Amplitude der Massenstromschwankung so groß, sodass die Strömungsrichtung für einen Moment des Pumpzyklus negativ wird. Hierdurch wird der Verdichter kurzzeitig in umgekehrter Richtung durchströmt. Die Form des Pumpzyklus wird deutlich kantiger, was sich auf die folgenden drei Phasen, beginnend beim Betriebspunkt (S), zurückführen lässt (vgl. Abbildung 3.9):

- 1 Schnelle Abnahme des Massenstromes in Kombination mit einer Strömungsumkehr, gefolgt von einer langsamen Abnahme des Drucks und Massenstroms (Betrag);
- 2 Schnelle Zunahme des Massenstromes bis zur eigentlichen Kennlinie, gefolgt von einer Erholung der Strömung und einem Druckaufbau entlang der Kennlinie;
- 3 Durch die Reduzierung des Massenstromes erreicht der Verdichter wieder den Betriebspunkt, ab dem die Verluste im Verdichter ansteigen und der benötigte Druck nicht aufgebaut werden kann. Anschließend wird der Zyklus ein weiteres Mal durchlaufen.

Seither ist die Unterscheidung der genannten Pumpverhalten Bestandteil diverser Veröffentlichungen. Teilweise wird für ein spezifisches Verdichtersystem lediglich eine Form experimentell

²²*Surge* ist der englische Begriff für Verdichterpumpen. *Mild Surge* und *Deep Surge* kann somit mit *Leichtem Pumpen* und *Tiefem Pumpen* übersetzt werden.

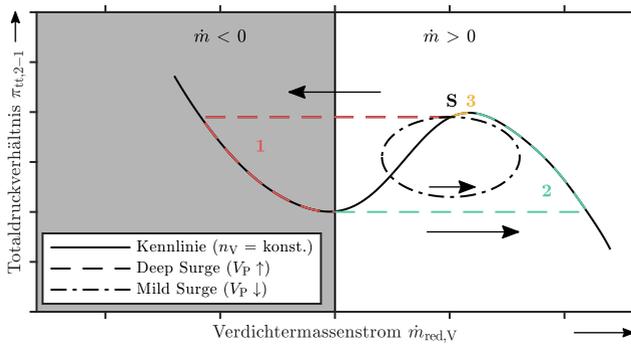


Abbildung 3.9: Darstellung der instationären Pumpzyklen für *Mild Surge* und *Deep Surge* im Verdichterkennfeld; Quelle: Eigene Darstellung in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 569).

bestimmt. In anderen Fällen können jedoch für ein spezifisches System beide Formen erfasst werden. Das Verstehen der genauen Ursachen und aus diesem Grund auch die Vorhersage des Pumpverhaltens ist jedoch weiterhin eine Herausforderung. (Fink et al., 1992; Tamaki, 2008; Dehner et al., 2011; Powers et al., 2022)

Für beide Arten des Verdichterpumpens wird der Pumpzyklus typischerweise mit einer sehr kleinen Frequenz durchlaufen. In der Literatur finden sich Werte zwischen 3 Hz und 15 Hz. (Casey et al., 2021, S. 569 f.; Galindo, Serrano, Guardiola et al., 2006) Die tatsächliche Frequenz ist abhängig von der Ausprägung der Systemkomponenten und beispielsweise umgekehrt proportional zum Volumen des Austrittsplenums V_P . Aufgrund der niedrigen Frequenz und des Hörbereiches eines Menschen²³ kann die eigentliche Pumpfrequenz normalerweise akustisch nicht wahrgenommen werden. Je nach Ausprägung der höheren Harmonischen kann Verdichterpumpen in der Regel jedoch sehr deutlich akustisch wahrgenommen werden, was die Erfahrung des Autors bestätigt.

Am Prüfstand kann Verdichterpumpen grundsätzlich durch das instationäre Verhalten des Verdichteraustrittsdruckes detektiert werden. (Galindo, Serrano, Guardiola et al., 2006; Dielschneider et al., 2021) Dies ist im laufenden Betrieb jedoch oftmals schwer umsetzbar und muss dementsprechend im Rahmen der Datenauswertung kontrolliert werden. Kommt

²³Das Hörfeld des menschlichen Gehörs liegt hinsichtlich der wahrnehmbaren Frequenzen im Bereich zwischen 20 Hz und 20 kHz. (Weinzierl, 2008, S. 55)

es zu einer Strömungsumkehr²⁴, kann Pumpen jedoch auch über heißes, bereits verdichtetes Fluid am Verdichtereintritt durch einen plötzlichen Temperaturanstieg detektiert werden. Diese Eigenschaft lässt sich sehr einfach während des laufenden Prüfstandsbetriebes detektieren.

3.4.2 Rotierende Ablösung

Im Gegensatz zu Verdichterpumpen handelt es sich bei einer rotierenden Ablösung (engl.: Rotating Stall) um ein partielles, lokales Versagen der Verdichterströmung. Ein Betriebszustand mit rotierender Ablösung weist somit immer mindestens zwei Strömungsbereiche auf: einen abgelösten und einen gesunden Bereich. Mit zunehmender Reduzierung des Verdichtermassenstromes kommt es durch die steigende Inzidenz in einer Schaufelpassage zu einem Strömungsabriss. Durch die hierbei erzeugte Blockage wird die Strömung in Umfangsrichtung entgegen der Rotationsrichtung abgelenkt. Hierdurch erhöht sich die Inzidenz in der angrenzenden Passage, was zu einem Strömungsabriss in dieser Passage führt. Die ursprüngliche Passage kann sich hingegen wieder erholen. Entsprechend dieses Prinzips treten bei einer rotierenden Ablösung eine oder mehrere abgelöste Passagen entlang des Umfangs auf. Diese Ablösegebiete rotieren – im gehäusefesten System – in Rotationsrichtung des Rotors, jedoch mit verzögerter Geschwindigkeit. Durch die abgelösten Bereiche ist die Strömungsgeschwindigkeit über den Umfang nicht homogen. Der umfangsgemittelte Durchsatz und somit auch jener am Austritt der Stufe ist hingegen konstant. (Bräunling, 2015, S. 1118 ff.; Casey et al., 2021, S. 570 ff.; Day, 2015)

Die Bereiche abgelöster Strömung, auch Ablösezellen genannt, rotieren mit unterschiedlichen Anteilen der Rotordrehfrequenz in Rotordrehrichtung. Nach (Van Den Braembussche, 2019, S. 281) liegt die Rotationsfrequenz der Ablösung im Laufrad im Bereich von 20 % bis 70 % der Rotordrehfrequenz. In einem unbeschauften Diffusor kann ebenfalls eine rotierende Ablösung auftreten. Hier rotiert diese jedoch langsamer mit einer Frequenz im Bereich von 10 % bis 20 % der Rotordrehfrequenz. Bei einer Rotordrehfrequenz von 2500 Hz ($\hat{=} 150\,000 \text{ min}^{-1}$) ist die niedrigste Rotationsfrequenz der rotierenden Ablösung 250 Hz ($= 0,1 \cdot n$), was deutlich über der Pumpfrequenz liegt. In (Day, 2015) ist eine gute Übersicht relevanter Literatur über die Entstehungsmechanismen und Formen einer rotierenden Ablösung zu finden. Da im Rahmen dieser Arbeit lediglich wichtig ist, wie diese Art der Instabilität von Verdichterpumpen unterschieden werden kann und muss, soll hierauf nicht näher eingegangen werden.

An dieser Stelle soll jedoch noch auf das unterschiedliche Verhalten einer rotierenden Ablösung in Bezug auf das Verdichterpumpen zwischen Axial- und Radialverdichtern eingegangen werden. Eine rotierende Ablösung führt bei Axialverdichtern in der Regel zu einer deutlichen Reduzierung des Druckverhältnisses (vgl. Abbildung 3.5b). Bei Radialverdichtern ist dieses

²⁴Strömungsumkehr bedeutet im Kontext des Verdichterpumpens, dass die komplette Luftsäule die Strömungsrichtung umkehrt und entgegen der vorgesehenen Richtung strömt.

Verhalten unüblich und die Kennlinie zeigt trotz eines Vorhandenseins einer rotierenden Ablösung einen stetigen Verlauf. Der plötzliche Abfall des Druckverhältnisses bei Axialverdichtern führt in diesem Fall oftmals unmittelbar zu Verdichterpumpen, da der Druck im Plenum nicht aufrechterhalten werden kann. Bei Axialverdichtern kann das Auftreten einer rotierenden Ablösung somit oftmals als Auslöser für Pumpen angesehen werden. Diese Aussage ist jedoch nicht allgemeingültig, da bei Radialverdichtern durch den kontinuierlichen Verlauf der Kennlinie, unter dem Einfluss einer rotierenden Ablösung, Verdichterpumpen nicht zwingend ausgelöst wird. Verallgemeinern lässt sich aus diesem Grund lediglich die Aussage, dass Pumpen durch einen plötzlichen oder starken Druckabfall (positive Steigung der Kennlinie) ausgelöst wird. Die Ursache für diesen Druckabfall kann durch eine rotierende Ablösung verursacht werden, ist jedoch für das Auslösen von Verdichterpumpen unerheblich. (Casey et al., 2021, S. 567 f.; Day, 2015)

3.4.3 Instabilität des Verdichtersystems: Der Systemeinfluss auf die Pumpgrenze

Bereits seit den 1950er Jahren ist bekannt, dass das Pumpverhalten eines Verdichtersystems nicht alleine vom Verdichter, sondern vor allem auch vom System um den Verdichter beeinflusst wird. (Emmons et al., 1955) In den darauffolgenden Jahren erschienen diverse Veröffentlichungen, die den Einfluss des verdichterdruckseitigen Plenums (Emmons et al., 1955; Greitzer, 1976a; Greitzer, 1976b; Fink et al., 1992; Tamaki, 2008; Bühler et al., 2019; Bühler, 2020) sowie der verdichtersaugseitigen Geometrie (Galindo, Tiseira et al., 2017; Bühler et al., 2019; Bühler, 2020) auf die Lage der Pumpgrenze dokumentiert. Wie jedoch aus (Day, 2015) hervorgeht, wurde in den vergangenen Jahren hauptsächlich Wissen in beschreibender Form geschaffen. Ein konkretes Vorgehen, wie die Stabilität von Verdichtersystemen gezielt verbessert werden kann, gibt es weiterhin nicht.

Den Grundstein für das heutige Verständnis der Systeminstabilität in Form von Pumpen legte unter anderem die Arbeit von Emmons et al. (Emmons et al., 1955) sowie die darauf aufbauende Arbeit von Greitzer (Greitzer, 1976a). Das ursprüngliche Ziel der Arbeit von Greitzer war es, zu erklären, warum manche Verdichtersysteme an der Stabilitätsgrenze das Phänomen *Rotierende Ablösung* und andere wiederum das Phänomen *Pumpen* zeigen. Hierfür entwickelte er ein nichtlineares mathematisches Modell²⁵ zur Berechnung des transienten Systemverhaltens. Die Modellgleichungen werden anhand des in Abbildung 3.10a gezeigten Ersatzmodells, bestehend aus dem Verdichter, dem Plenum und einer Austrittsdrossel, hergeleitet. Der Verdichter und dessen Druckaufbau wird durch eine dünne Scheibe in einem Rohr mit konstantem Durchmesser modelliert. Für das Ersatzsystem des Verdichters und der Austrittsdrossel wird das Fluid als inkompressibel angenommen und die eindimensionale Impulserhaltungsgleichung aufgestellt. Im

²⁵Dieses Modell ist in der englischsprachigen Literatur auch unter dem Namen *Lumped Parameter Model* bekannt.

Gegensatz hierzu wird für das Plenum angenommen, dass die Geschwindigkeit vernachlässigbar und somit der statische Druck im gesamten Volumen für einen spezifischen Zeitpunkt identisch ist. Zur Modellierung der Strömung wird in dieser Komponente die Kontinuitätsgleichung aufgestellt.

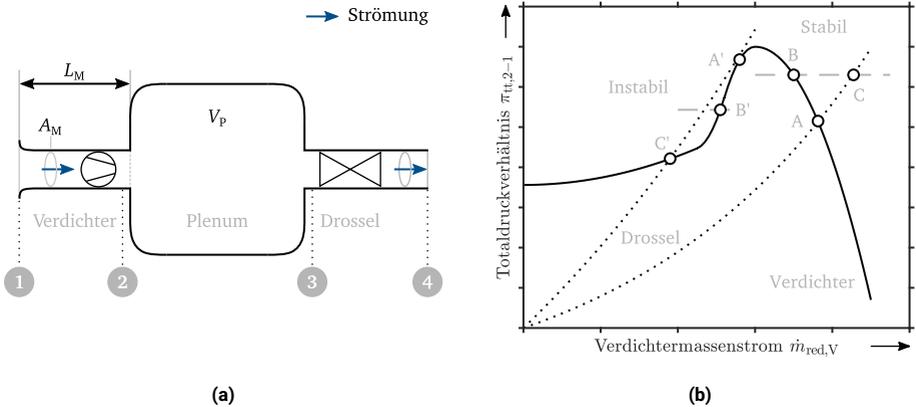


Abbildung 3.10: Definitionen zur Modellierung der Stabilität des Verdichtersystems; in (a) ist das Ersatzmodell des Verdichtersystems zur Modellierung des dynamischen Verhaltens und in (b) das Zusammenspiel der Systemkomponenten Verdichter und Drossel im Verdichterkennfeld dargestellt; Quelle: Eigene Darstellungen, (b) in Anlehnung an (Van Den Braembussche, 2019, S. 319 f.)

Das wichtigste Ergebnis des (entdimensionierten) resultierenden Gleichungssystems ist der bekannte B -Parameter nach Gleichung (3.20). Hierbei ist u die Verdichtenumfangsgeschwindigkeit, a die Schallgeschwindigkeit, V_P das Volumen des verdichterdruckseitigen Plenums und A_M und L_M die äquivalente Querschnittsfläche und Länge des Verdichters²⁶. Verdichtersysteme mit einem kleinen Wert von B zeigen an der Stabilitätsgrenze das Phänomen *Rotierende Ablösung*. Bei Systemen mit einem großen Wert von B tritt hingegen das Phänomen *Pumpen* ein. Für ein konstantes System ändert sich der Faktor jedoch auch zwischen den Drehzahllinien. Hierdurch wird deutlich, dass bei niedrigen Drehzahlen ($u \downarrow$) eher eine rotierende Ablösung und bei höheren Drehzahlen ($u \uparrow$) Pumpen auftritt.

²⁶Für die Fläche A_M kann eine charakteristische Fläche der Verdichterstufe wie beispielsweise die Verdichtereintrittsfläche gewählt werden. Die Länge muss anschließend so gewählt werden, dass das Ersatzsystem für eine gewisse Änderung des Massenstroms den gleichen instationären Druckverlust erzeugt. (Greitzer, 1976a)

$$B = \frac{u}{2 \cdot a} \sqrt{\frac{V_P}{A_M \cdot L_M}} \quad (3.20)$$

Ein zweites wichtiges Ergebnis der Systemmodellierung konnte mithilfe einer Linearisierung und der Analogie eines Feder-Masse-Dämpfer-Systems gewonnen werden. Die Stabilität des Systems kann über eine Bilanzierung der totalen mechanischen Energie des Systems beurteilt werden. Nimmt diese ab, wird Energie dissipiert. Nimmt diese hingegen zu, wird das System zu Schwingungen angeregt. In Abhängigkeit der Systemkomponenteneigenschaften lässt sich die Bedingung für Stabilität durch Gleichung (3.21) ausdrücken. Hierbei steht $d\psi/d\phi$ für die Steigung der jeweiligen Komponentencharakteristik. Für eine Maximierung des Faktors B , beispielsweise ein System mit einem sehr großen Plenum am Verdichteraustritt, muss die linke Seite von Gleichung (3.21) kleiner als null sein. Da die Steigung der Drosselcharakteristik $d\psi_D/d\phi_D$ immer größer als null ist, kann diese Bedingung nur für eine negative Steigung der Verdichtercharakteristik $d\psi_V/d\phi_V$ erreicht werden. Aus diesem Grund ist eine negative Steigung der Verdichtercharakteristik ein sicheres (konservatives) Kriterium, um ein stabiles System zu erreichen. Die Bedingung aus Gleichung (3.21) wird auch als *Dynamische Stabilität* bezeichnet. (Greitzer et al., 2004, S. 311 ff.)

$$\frac{d\psi_V}{d\phi_V} \cdot \frac{d\psi_D}{d\phi_D} < \frac{1}{B^2} \quad (3.21)$$

Im Gegensatz zur *Dynamischen Stabilität* gibt es noch die *Statische Stabilität*. Die Herleitung dieser Bedingung kann am einfachsten erfolgen, wenn angenommen wird, dass am Verdichteraustritt kein Plenum vorhanden ist und die Austrittsdrossel somit direkt am Verdichteraustritt platziert ist (Position 2 = Position 3 in Abbildung 3.10a). Wie in Abbildung 3.10b dargestellt, ergibt sich ein stabiler Betriebspunkt im Schnittpunkt (Punkt A) der Verdichtercharakteristik (Erzeuger) und der Drosselcharakteristik (Verbraucher). Eine kleine Reduzierung des Durchsatzes führt in diesem Fall zu einer Steigerung des Verdichterdruckverhältnisses (Punkt B). Bei diesem Druckverhältnis ergibt sich für die Drossel ein größerer Durchsatz (Punkt C), was wiederum zu einem geringeren Druckverhältnis und Durchsatz des Verdichters führt. Der Betriebspunkt stabilisiert sich somit selbstständig. (Greitzer et al., 2004, S. 311 ff.)

Wird nun ausgehend von einem Betriebspunkt mit positiver Steigung der Verdichtercharakteristik (Punkt A) der Durchsatz minimal reduziert, führt dies zu einem geringeren Druckverhältnis (Punkt B'). In diesem Fall führt das geringere Druckverhältnis zu einem geringeren Durchsatz der Drossel. Durch den geringeren Durchsatz sinkt das Druckverhältnis des Verdichters noch weiter ab und entfernt den Betriebspunkt des Verdichters weiter vom Vorgesehenen. Der Betriebspunkt ist somit instabil. (Greitzer et al., 2004, S. 311 ff.) Die Bedingung für statische Stabilität wird somit erfüllt, wenn die Steigung der Verdichtercharakteristik $d\psi_V/d\phi_V$ kleiner

als die Steigung der Drosselcharakteristik $d\psi_D/d\phi_D$, entsprechend Gleichung (3.22), ist. Hierbei wird der dynamische Einfluss des Verdichtersystems auf die Stabilität des Systems nicht berücksichtigt.

$$\frac{d\psi_D}{d\phi_D} > \frac{d\psi_V}{d\phi_V} \quad (3.22)$$

Die ursprüngliche 0D-Modellierung wurde anhand eines Verdichters der axialen Bauweise experimentell validiert. (Greitzer, 1976b) In den darauffolgenden Jahren konnte jedoch durch Hansen et al. (Hansen et al., 1981) und Fink et al. (Fink et al., 1992) die Anwendbarkeit auch für Radialverdichter nachgewiesen werden.

Seit der ursprünglichen Formulierung durch Greitzer wird dieses Modell bis heute angewendet und weiterentwickelt, um beispielsweise das Pumpverhalten (*Mild/Deep Surge*) richtig vorherzusagen (Fink et al., 1992; Grapow et al., 2020), effizient die Pumpgrenze bestimmen zu können (Tamaki, 2008) oder den Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems auf die Lage der Pumpgrenze berücksichtigen zu können (Bühler et al., 2019; Bühler, 2020). In allen genannten Veröffentlichungen wird die Verdichtercharakteristik entweder experimentell oder analytisch bestimmt.

In der jüngeren Vergangenheit hat sich eine weitere Vorgehensweise zur Modellierung des dynamischen Verhaltens des Verdichtersystems entwickelt, welche oftmals ebenfalls durch die ursprüngliche 0D-Formulierung motiviert ist. Bei dieser Vorgehensweise handelt es sich um eine 1D-Formulierung des Systems, entweder durch eine kommerzielle Software²⁷ (Dehner et al., 2011; Dehner et al., 2016) oder durch individuell entwickelte Codes (Galindo, Serrano, Climent et al., 2008; Powers et al., 2022). Durch die 1D-Formulierungen müssen Vereinfachungen, die für die 0D-Formulierung notwendig sind, nicht gemacht werden, was die Genauigkeit deutlich verbessert. Mithilfe der 1D-Modelle konnte für die genannten Veröffentlichungen eine gute Vorhersage der Pumpfrequenz und -amplitude und hierdurch eine Unterscheidung der Pumpart (*Mild/Deep Surge*) erreicht werden. Powers et al. merkt in (Powers et al., 2022) jedoch an, dass es bisher keine physikalische Erklärung für das Auftreten von *Mild Surge* gibt. Die Autoren vermuten, dass es einen direkten Zusammenhang zwischen der Form der Verdichterkennlinie, somit auch der Verlustentwicklung in der Verdichterstufe, und dem Auftreten von *Mild Surge* gibt.

²⁷Beispielsweise GT-POWER des Softwareherstellers GAMMA TECHNOLOGIES, was unter anderem zur Motorprozesssimulation verwendet wird. (Dehner et al., 2011)

3.5 Das Phänomen Pumpen in der Numerik: Möglichkeiten und Grenzen

Aufgrund der Zeitabhängigkeit des Phänomens Verdichterpumpen bieten sich zur Simulation dieses Phänomens vor allem transiente Simulationsverfahren an. Aufgrund der niedrigen Frequenz ist eine ausreichend lange Simulationsdauer notwendig. Soll eine Schwingung mit einer Frequenz von 10 Hz abgebildet werden, beträgt die minimale Simulationsdauer zur Abbildung einer Periode 0,1 s. Bei einer Verdichterdrehzahl von $150\,000\text{ min}^{-1}$ müssen hierfür 250 Umdrehungen simuliert werden. Je nach Zeitschrittweite und somit Zeitauflösung kann der Rechenaufwand zur Simulation eines Pumpzyklus sehr groß werden und die Möglichkeiten im industriellen Umfeld schnell übersteigen.

Im wissenschaftlichen Kontext können solche Untersuchungen jedoch durchgeführt werden, und es gibt einige Untersuchungen, die mit *Large Eddy Simulationen* (LES) Verdichterpumpen simulieren. Es ist durchaus möglich, Pumpzyklen numerisch zu berechnen und den Strömungszustand währenddessen zu untersuchen. (Semlitsch, Jyothishkumar et al., 2013; Karim et al., 2015; Semlitsch und Mihescu, 2016; Sundström et al., 2017; Hamann et al., 2018) Um eine repräsentative Pumpgrenze bestimmen zu können, muss jedoch das gesamte Verdichtersystem simuliert werden. Je nach Volumen des Plenums am Verdichteraustritt können das Rechengebiet und die somit benötigten Rechenressourcen sehr groß werden. Die veröffentlichten Untersuchungen beschränken sich aus diesem Grund auf einzelne Verdichterkennlinien.

Durch den sehr hohen Rechenaufwand instationärer Simulationen gibt es auch Bestrebungen, die Pumpgrenze mittels stationärer CFD-Simulationen zu bestimmen. Der Vorteil dieser ressourceneffizienteren Methode liegt in der Möglichkeit, komplette Verdichterkennfelder berechnen zu können. Zur Bestimmung der Pumpgrenze wird versucht, eine Korrelation zwischen dem Verlauf physikalischer Strömungsgrößen mit der experimentell bestimmten Pumpgrenze zu entwickeln. Untersuchte Kriterien sind hierbei die Totaltemperatur vor der Schaufelvorderkante, Blockage vor der Schaufelvorderkante durch die Rezirkulationsströmung, die Drallzahl, die Verzögerung im Laufrad, der Eintrittswinkel in den Diffusor sowie die Ausbreitung der Rückströmung im Diffusor. Es konnten bisher jedoch keine universell einsetzbaren Grenzwerte für jene untersuchten Kriterien gefunden werden. (Hamann et al., 2018; Cravero et al., 2020)

Darüber hinaus wird oftmals die Konvergenz einer Simulation als Pumpgrenze verwendet. Wie in (Hamann et al., 2018) gezeigt wird, ist es jedoch möglich, über die experimentell bestimmte Pumpgrenze hinweg konvergierte Simulationen zu erreichen. Die Konvergenz als Kriterium für die numerische Stabilität kann somit nicht als physikalische Instabilität interpretiert werden.

Was beide Simulationsmethoden (stationär/instationär) und alle Kriterien nicht berücksichtigen, ist der Bezug zu einem Verdichtersystem. In allen Fällen wird die Pumpgrenze für ein spezifisches Verdichtersystem bestimmt (instationär) oder Korrelationen für Kriterien an einem spezifischen Verdichtersystem gesucht (stationär). Die Entwicklung von Instabilitäten und Ablöseerscheinungen kann zwar aufgezeigt werden, es gibt jedoch nach heutigem Stand

kein universell einsetzbares Vorgehen zur Bestimmung einer systemspezifischen Pumpgrenze basierend auf numerischen Simulationen. (Baar, 2019)

3.6 Fragestellungen und Ziele dieser Arbeit

Wie die vorangegangenen Abschnitte gezeigt haben, ist bei Radialverdichtern die Lage der Pumpgrenze eine entscheidende Größe und auch in Zukunft noch von großer Relevanz. Durch die vermehrte Nutzung numerischer Simulationsmethoden ist vor allem die Bestimmung der Pumpgrenze mithilfe der Ergebnisse dieser Simulationen entscheidend und genau hierfür gibt es bisher kein adäquates Vorgehen zur Bestimmung der Pumpgrenze. Die Konvergenz der Simulation, die oftmals als Kriterium für Verdichterpumpen verwendet wird, ist eher ein Kriterium für die numerische Stabilität, als für die Stabilität des Verdichtersystems. Des Weiteren wurde deutlich, dass der charakteristische Verlauf der Verdichterkennlinie das Stabilitätsverhalten des Verdichtersystems entscheidend beeinflusst und dass diese durch die bei Radialverdichtern typische Rezirkulationsströmung geprägt wird. Die Wirkungsweise und Entstehungsmechanismen der Rezirkulationsströmung standen bisher jedoch nicht im Fokus wissenschaftlicher Untersuchungen. Aus diesem Grund haben sich die folgenden beiden Kernfragen ergeben, die im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden sollen.

- **Wie kann eine systemspezifische Pumpgrenze basierend auf stationären Simulationen bestimmt werden?** (→ Abschnitt 5.1 und 5.2)
- **Wie entsteht die charakteristische Stufenkennlinie unter dem Einfluss der Rezirkulationsströmung?** (→ Abschnitt 6.1)

Die vorangegangenen Abschnitte haben zusätzlich gezeigt, dass das Verdichterpumpen nicht alleine durch die Verdichterstufe, sondern durch alle am Verdichtersystem beteiligten Komponenten beeinflusst wird. Darüber hinaus wurde deutlich, dass die Kennliniensteigung durch die konstruktive Gestaltung des Verdichterlaufrades, der Interaktion des Laufrades und des Diffusors sowie der Rezirkulationsströmung beeinflusst werden kann. Aus diesem Grund haben sich die folgenden nachgelagerten Fragestellung ergeben, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden sollen.

- **Welchen Einfluss hat das verdichtersaugseitige System auf die Lage der Pumpgrenze und wie lässt sich dieser begründen?** (→ Abschnitt 5.3)
- **Durch welche Designparameter kann die Stufenkennlinie hinsichtlich der Kennfeldbreite optimiert werden?** (→ Abschnitt 6.2)
- **Kann mit einem stationären Segmentmodell die Rezirkulationsströmung und deren Einfluss mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden?** (→ Kapitel 7)

4 Methoden

Zur Bewertung der Stabilität eines ausgewählten Verdichtersystems wird dieses System im Rahmen dieser Arbeit experimentell, numerisch sowie analytisch untersucht. Die Basis bildet der experimentelle Versuchsaufbau. Die numerische und analytische Modellierung bilden diese Basis ab und ermöglichen somit eine hervorragende Vergleichbarkeit. Jede Modellierung ist jedoch verbunden mit gewissen notwendigen Annahmen. Die Qualität und Belastbarkeit der hiermit erzeugten Ergebnisse ist entscheidend von diesen Annahmen geprägt und sollen aus diesem Grund in diesem Ka-

pitel näher betrachtet werden. Grundsätzlich dienen die experimentellen Untersuchungen der Validierung der numerischen Simulationen. Die Qualität dieser ist somit von eminenter Bedeutung, da hierüber die Genauigkeit der Simulationen sichergestellt wird. Die validierten Simulationen ermöglichen eine detaillierte Untersuchung der Strömung im gesamten Strömungsgebiet sowie eine Bestimmung des Stabilitätsverhaltens des Verdichtersystems mittels der analytischen Modellierung.

ÜBERSICHT

Aerodynamische Ähnlichkeitskenngrößen60

Warum und wie wird entdimensioniert?

Experimentelle Untersuchung der Verdichterstufe61

Versuchsaufbau

Datenerfassung und Vorgehen

Wiederholbarkeit

Numerische Simulation der Verdichterstufe73

Diskretisierung

Modellierung: RANS und URANS

Vorgehen, Datenerfassung

Modellierungsunsicherheit

Analytische Modellierung des Verdichtersystems96

Das Ersatzsystem

Das Stabilitätskriterium

4.1 Aerodynamische Ähnlichkeitskenngrößen

Verdichterkennfelder in dimensionsbehafteter Darstellung zeigen die tatsächlich vorliegenden physikalischen Werte. Diese sind entscheidend bei der Auslegung eines dezidierten Anwendungsfalls. Der Vergleich zwischen verschiedenen Verdichterstufen, die beispielsweise in der tatsächlichen Größe variieren können, ist hiermit jedoch nur schwer möglich. Aus diesem Grund werden Kenngrößen durch einen Bezug auf einen charakteristischen Wert entdimensioniert. Sollen beispielsweise die Kennfelder zweier unterschiedlicher Verdichterstufen verglichen werden, werden die charakteristischen Werte im Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad des gesamten Kennfeldes bestimmt. Die Bezugsgröße ist somit konstant für alle Betriebspunkte und die ursprüngliche Gestalt des Kennfeldes bleibt erhalten. In Formelschreibweise lässt sich diese Normierung entsprechend Gleichung (4.1) ausdrücken. Hierbei kann ϕ durch eine beliebige Variable, beispielsweise eine Strömungsgröße oder eine abgeleitete Kennfeldgröße, ersetzt werden. Der Index *WMK* ist die Abkürzung für: **W**irkungsgrad**m**aximum des gesamten **K**enn**f**eldes. Die Variable ϕ_{WMK} beschreibt somit den Wert der jeweiligen Variable ϕ im Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad des gesamten Kennfeldes. Die nach diesem Vorgehen entdimensionierten Größen werden durch ein Dach-Symbol ($\hat{}$) über der jeweiligen Variablen gekennzeichnet.²⁸

$$\hat{\phi} = \frac{\phi}{\phi_{\text{WMK}}} = \frac{\phi}{\phi(\max(\eta_{\text{is,tt},2-1}))} \quad (4.1)$$

Zur Untersuchung des Betriebsverhaltens einer spezifischen Verdichterstufe und der Veränderung des Betriebsverhaltens in Abhängigkeit des Massenstromes bietet sich eine zweite Art der Entdimensionierung an. Durch die konstante Geometrie der Verdichterstufe gibt es einen Zusammenhang zwischen der Lage des Betriebspunktes mit maximalem Wirkungsgrad einer Drehzahllinie und der jeweiligen Verdichterdrehzahl. Hieraus ergibt sich die Eigenschaft, dass das maximale Totaldruckverhältnis einer Drehzahllinie mit steigender Drehzahl bei einem zunehmenden Massenstrom liegt. Damit Drehzahllinien untereinander besser vergleichbar sind, kann die Entdimensionierung für jede Drehzahllinie auf einen eigenen Bezugswert erfolgen. Dieser wird im Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad der jeweiligen Drehzahllinie bestimmt. Hierdurch lässt sich die Verlustentwicklung, in Abhängigkeit des Betriebspunktes mit dem maximalen Wirkungsgrad, entlang einer Drehzahllinie beurteilen. In Formelschreibweise lässt sich diese Art der Entdimensionierung entsprechend Gleichung (4.2) schreiben. Hierbei wird ϕ erneut durch eine beliebige Variable ersetzt. Der Index *WMD* ist in diesem Fall die Abkürzung für: **W**irkungsgrad**m**aximum einer **D**rehzah**l**inie. Die Variable ϕ_{WMD} beschreibt

²⁸Wird das Kennfeld einer spezifischen Verdichterstufe durch verschiedene Untersuchungsmethoden – experimentell und numerisch – bestimmt und in einem gemeinsamen Diagramm aufgetragen, wird der jeweilige Bezugswert basierend auf den numerisch gewonnenen Daten ermittelt. Die Bezugsgröße ist in diesem Fall für beide Kennfelder identisch. Dieses Vorgehen ist vorteilhaft, um Abweichungen zwischen zwei Untersuchungsmethoden zu verdeutlichen.

somit den Wert der jeweiligen Variable ϕ im Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad der jeweiligen Drehzahllinie. Die nach diesem Vorgehen entdimensionierten Größen werden durch ein Tilde-Symbol ($\tilde{}$) über der jeweiligen Variablen gekennzeichnet.

$$\tilde{\phi} = \frac{\phi}{\phi_{\text{WMD}}} = \frac{\phi}{\phi(\max(\eta_{\text{is,tt},2-1}(u_{\text{red,V}})))} \quad (4.2a)$$

$$u_{\text{red,V}} = \text{konst.} = u_1 \dots u_n \quad (4.2b)$$

Durch diese Entdimensionierung geht die ursprüngliche Gestalt des Kennfeldes verloren, da hierbei alle Drehzahllinien durch einen gemeinsamen Punkt verlaufen. Der Vorteil ist jedoch, dass die Werte entlang einer Drehzahllinie für alle Drehzahllinien besser vergleichbar sind. Es lässt sich somit besser beurteilen, wie sich eine spezifische Strömungsgröße entlang einer Drehzahllinie entwickelt und wie sich diese Entwicklung im Vergleich zu anderen Drehzahllinien verhält.

4.2 Experimentelle Untersuchung der Verdichterstufe

Die experimentelle Untersuchung der Verdichterstufe erfolgt am Turboladerprüfstand des Fachgebietes GASTURBINEN, LUFT- UND RAUMFAHRTANTRIEBE der TECHNISCHEN UNIVERSITÄT DARMSTADT. Der Prüfstand wurde in Zusammenarbeit mit dem Industriepartner BORGWARNER TURBO SYSTEMS GMBH nach den Vorgaben der Norm SAE J1826 zur Untersuchung von Radialverdichtern für Kraftfahrzeugturbolader entwickelt und in Betrieb genommen. Ziel dieses Prüfstandes ist die Bestimmung von Verdichterkennfeldern zur Untersuchung des systemischen Einflusses auf die Verdichterbetriebsgrenzen. Modularität und Flexibilität sind somit entscheidende Merkmale. (Bühler, 2020, S. 29 ff.) Hieraus resultiert ein Basisaufbau *TCL-V0*, der je nach spezifischem Untersuchungsziel angepasst werden kann. Das Flussdiagramm des Basis-Aufbaus mit allen wesentlichen Strömungspfaden und Komponenten ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dieser Abbildung kann entnommen werden, dass der Prüfstand als offener Prüfstand konzipiert ist. Die Luftpfade des Verdichters und der Turbine sind somit getrennt. Diese Bauweise bringt einige Vorteile mit sich. Die Turbinenleistung, die zum Einstellen eines spezifischen Verdichterbetriebspunktes benötigt wird, kann beliebig eingestellt werden. Der Luftpfad des Verdichters wird hierdurch nicht beeinflusst. Des Weiteren kann der Verdichterluftpfad beliebig und entsprechend des Untersuchungsziels modifiziert werden.

Neben den beiden Luftpfaden gibt es noch einen dritten Strömungspfad. Die Lagerungen der Turboladerladerwelle sind als hydrodynamische Gleitlager ausgeführt. Hierfür wird eine externe

Ölversorgung benötigt, welche die Lager mit vorkonditioniertem Öl versorgt. Die einzelnen Strömungspfade sollen im Folgenden detailliert vorgestellt werden.

Aufgrund der geforderten Modularität und zur Erreichung einer hochwertigen und wiederholbaren Verbindung sind, soweit möglich, alle Verbindungen der Luftpfade sowie des hydraulischen Pfades mit standardisierten Verbindungen ausgeführt. Im Falle der Luftpfade sind dies beispielsweise formschlüssige Flanschverbindungen. Ist die Verwendung einer standardisierten Verbindung nicht möglich, werden individuelle formschlüssige Verbindungen verwendet.

Turbine Damit die Turbine eine Antriebsleistung für den Verdichter bereitstellen kann, muss diese mit heißer, verdichteter Luft versorgt werden. Hierfür wird Umgebungsluft durch einen Schraubenkompressor auf 8 bar verdichtet und in einen Druckspeicher gefördert. Dieser dient als Puffer, um eventuelle Druckschwankungen auf ein Minimum zu reduzieren. Direkt im Anschluss an den Druckspeicher wird der Druck im System über ein Druckregelventil aus Sicherheitsgründen auf 4,5 bar begrenzt. Durch zwei unterschiedlich große Schieberventile kann der Turbinenmassenstrom fein eingestellt werden. Dies ermöglicht eine präzise Einstellung der Laderdrehzahl. Der Turbinenmassenstrom wird anschließend durch zwei unterschiedlich dimensionierte Massenstrommessblenden, welche entsprechend der Norm DIN EN ISO 5167-1/2 ausgelegt sind, bestimmt. Während des Betriebs kann in Abhängigkeit des aktuellen Massenstromes eine entsprechende Blende ausgewählt werden. Hierfür wird durch ein Schieberventil der entsprechende Pfad freigegeben und der andere geschlossen. Dies ermöglicht es, über einen weiten Massenstrombereich stets die bestmögliche Messgenauigkeit zu erreichen. Schließlich wird die verdichtete Luft in einem elektrischen Durchlauferhitzer mit einer elektrischen Leistung von 240 kW auf maximal 573,15 K erhitzt. Diese Temperatur ist deutlich geringer als bei vergleichbaren Prüfständen mit Erdgas-Brennkammern oder bei der Anwendung im Verbrennungsmotor. Der Vorteil liegt jedoch in der feinen und genauen Einstellbarkeit der gewünschten Strömungstemperatur im gesamten Temperaturbereich.

Verdichter Die Verdichterluft wird im Keller unterhalb des Labores angesaugt. Hierdurch sind die Ansaugbedingungen über einen Messtag aber auch über das ganze Jahr gesehen annähernd konstant. Der Verdichtermassenstrom wird, vergleichbar zum Turbinenmassenstrom, mittels zweier unterschiedlich dimensionierter Massenstrommessblenden bestimmt. In diesem Fall wird ebenfalls entsprechend des aktuellen Betriebspunktes eine der beiden Blenden ausgewählt, um eine möglichst hohe Messgenauigkeit zu erreichen. Der große Massenstrombereich, gegeben durch die breiten Verdichterkennfelder der untersuchten Verdichterräder, macht diese Vorgehensweise zwingend erforderlich. Anschließend gibt es die Möglichkeit durch ein Schieberventil den Verdichtereintrittsdruck zu modifizieren. Bedingt durch die bis hierher vorliegenden Komponenten sowie die erforderlichen Rohrleitungen zur Verbindung dieser, besitzt die Strömung einen gewissen Turbulenzgrad. Zur Reduzierung der Turbulenz und zur Einstellung

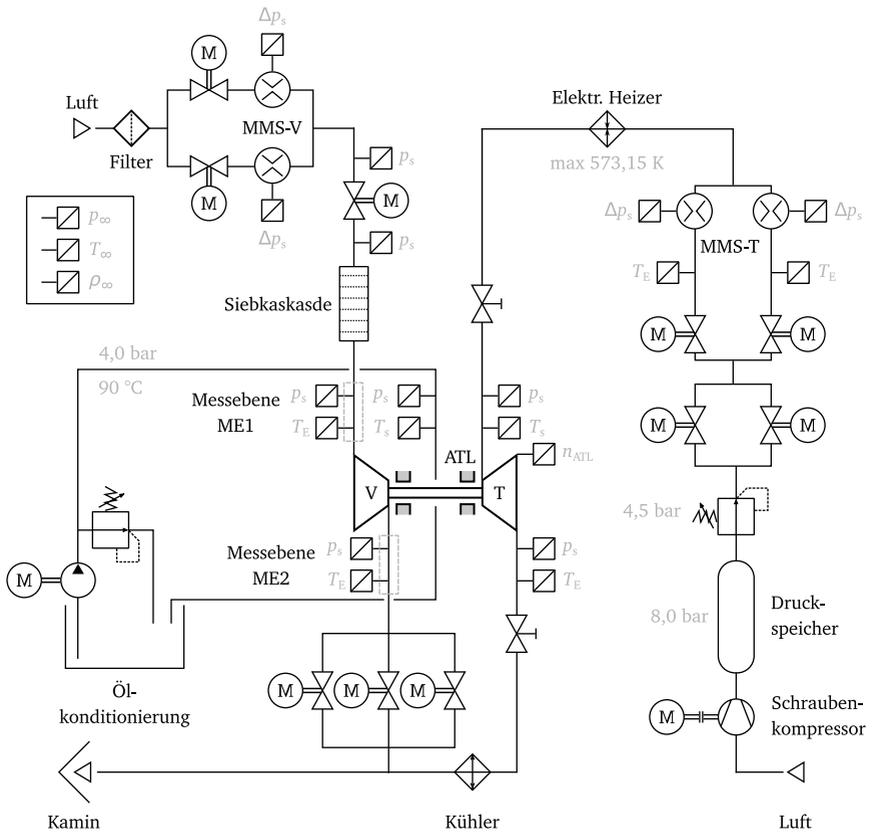


Abbildung 4.1: Das Flussdiagramm des Turboladerprüfstandes am Fachgebiet GLR der TU Darmstadt; Basis-Aufbau TCL-V0; Quelle: Eigene Darstellung.

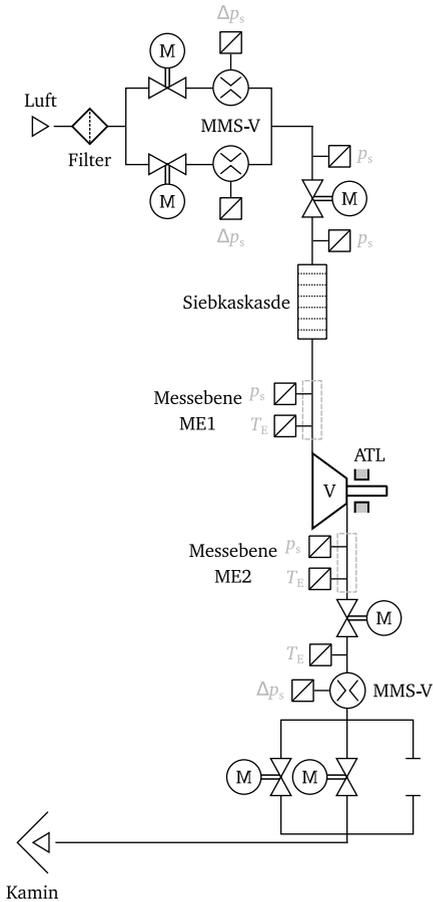
eines wiederholbaren Turbulenzgrades ist eine Siebkaskade, bestehend aus einem Strömungsgleichrichter und einer Abfolge verschiedener Gitter, integriert. Der Verdichterbetriebspunkt wird mittels dreier parallel geschalteter Schieberventile stromab der Verdichterstufe eingestellt. Diese Ventile besitzen unterschiedlich dimensionierte Strömungsquerschnitte. Hierdurch lässt sich der Massenstrom eines Betriebspunktes präzise einstellen.

Lagerschmierung Die Ölkonditionierung besteht aus einem großen Ölreservoir und einer Ölpumpe. Durch das große Ölvolumen besitzt das System eine ausreichend hohe Trägheit. Hierdurch kann das Öl mit einer möglichst konstanten Temperatur bereitgestellt werden. Mittels eines einstellbaren Druckregelventils kann am Lagereintritt ein Ölmassenstrom mit einem konstanten Druck von 4 bar und einer Temperatur von 90 °C bereitgestellt werden. Am Austritt der Lager fließt das Öl drucklos in das Ölreservoir zurück.

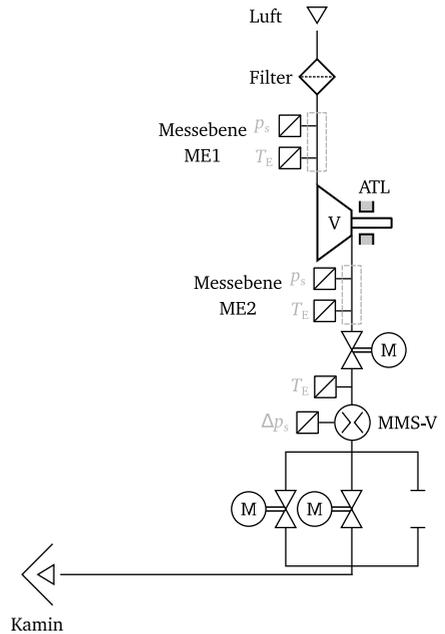
Da im weiteren Verlauf dieser Arbeit der Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems untersucht werden soll, muss der Basisaufbau des Prüfstands leicht modifiziert und an die Anforderungen angepasst werden. Der modulare Aufbau des Prüfstands ermöglicht diese Anpassung. Der Aufbau der beiden zu vergleichenden Systeme *TCL-V1* und *TCL-V2* wird im folgenden Abschnitt näher erläutert. Da der Strömungspfad der Turbine unabhängig vom Strömungspfad des Verdichters ist, bleibt dieser identisch zum Basisaufbau. Das gleiche gilt für den Strömungspfad der Lagerschmierung.

4.2.1 Versuchsaufbau – Varianten

Das Ziel der Modifizierung des Basis-Aufbaus ist, dass alle Komponenten stromauf des Verdichters entfernt werden können. Hierdurch saugt der Verdichter unmittelbar aus der Umgebung an und es entstehen nur geringfügige Verluste bis zum Laufradeintritt. Da sich im Basisaufbau *TCL-V0* die Massenstrommessstrecke auf der Verdichtersaugseite befindet und diese zwingend erforderlich ist, muss eine alternative Massenstrommessstrecke auf der Verdichterdruckseite ergänzt werden. In Abbildung 4.2a ist der modifizierte Basisaufbau, welcher im Folgenden als *TCL-V1* bezeichnet wird, dargestellt. Auf der Verdichtersaugseite ist dieses System identisch zum Basisaufbau aus Abbildung 4.1. Auf der Verdichterdruckseite ist hingegen eine zusätzliche Massenstrommessstrecke installiert. Diese ist ebenfalls nach dem bereits genannten Vorgehen ausgelegt. Aus bauraumtechnischen Begrenzungen musste eines der druckseitigen Drosselventile direkt an den Verdichteraustritt platziert werden. Die Massenstrommessstrecke befindet sich somit zwischen diesem Ventil und den ursprünglichen Drosselventilen. Die ursprünglichen Drosselventile finden bei diesem Aufbau keine Verwendung mehr. Wie man an Abbildung 4.2a sehen kann, sind bei diesem Aufbau zwei Massenstrommessstrecken verbaut, eine auf der Verdichtersaug- und eine auf der Verdichterdruckseite.



(a) TCL-V1



(b) TCL-V2

Abbildung 4.2: Die Flussdiagramme der modifizierten Verdichterpfade zur Untersuchung des Einflusses des verdichtersaugseitigen Systems; der Turbinenpfad sowie der Schmierölpfad ist identisch zum Basisaufbau TCL-V0; Quelle: Eigene Darstellungen.

Dies hat den Vorteil, dass hiermit die Genauigkeit der neuen Massenstrommessstrecke auf der Verdichterdruckseite bewertet werden kann. Das Ergebnis dieser Validierung kann Anhang A.1 entnommen werden.

Der Aufbau TCL-V1 ermöglicht es nun, die gesamte verdichtersaugseitige Infrastruktur abzutrennen. Der hierbei resultierende Aufbau ist in Abbildung 4.2b dargestellt und wird im Folgenden mit *TCL-V2* bezeichnet. Wie bereits erläutert, ist der verdichterdruckseitige Aufbau identisch zu dem von Aufbau TCL-V1. Der Verdichtermassenstrom wird in diesem Fall jedoch lediglich über die Massenstrommessstrecke auf der Verdichterdruckseite bestimmt.

4.2.2 Messtechnik

Das Ziel der experimentellen Untersuchung ist eine Bestimmung von Kennfeldern inklusive der entsprechenden Betriebsgrenzen bei kleinen und großen Massenströmen. Es werden also stabile, stationäre Betriebszustände des Verdichters aufgezeichnet. Ein Betriebspunkt des Verdichters ist definiert durch eine reduzierte Drehzahl $n_{\text{red,V}}$, Gleichung (4.3), sowie einen reduzierten Massenstrom $\dot{m}_{\text{red,V}}$, Gleichung (4.4). Diese reduzierten Größen basieren auf dem *Machschen Ähnlichkeitsgesetz*. Dieses Gesetz besagt, dass zwei Betriebspunkte vergleichbar sind, wenn diese geometrisch ähnliche Stromlinienbilder aufweisen. Näheres hierzu sowie die Herleitung der Gleichung (4.3) und der Gleichung (4.4) kann beispielsweise in (Bräunling, 2015, S. 1104 ff.) nachgelesen werden.

$$\text{Reduzierte Drehzahl:} \quad n_{\text{red,V}} = n_V \sqrt{\frac{T_{t,\text{ref}}}{T_{t,1}}} \quad (4.3)$$

$$\text{Reduzierter Massenstrom:} \quad \dot{m}_{\text{red,V}} = \dot{m}_V \frac{p_{t,\text{ref}}}{p_{t,1}} \sqrt{\frac{T_{t,1}}{T_{t,\text{ref}}}} \quad (4.4)$$

Die reduzierten Größen in Gleichung (4.3) und (4.4) werden mithilfe von Zustandsgrößen in der Messebene ME1 unmittelbar stromauf des Verdichters gebildet. Damit diese die gleichen Einheiten wie die tatsächlichen Größen aufweisen, werden diese zusätzlich durch Referenzbedingungen²⁹ normiert. Die Position der Messebene ME1 relativ zur Verdichterstufe ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Für einen spezifischen Betriebspunkt ergeben sich die beiden abgeleiteten Kenngrößen Totaldruckverhältnis $\pi_{\text{tt},2-1}$, Gleichung (4.5), und isentroper Wirkungsgrad $\eta_{\text{is,tt},2-1}$, Gleichung (4.6). (Casey et al., 2021, S. 114)

²⁹ $p_{t,\text{ref}} = 100\,000\text{ Pa}$ und $T_{t,\text{ref}} = 298\text{ K}$

$$\text{Totaldruckverhältnis: } \pi_{tt,2-1} = \frac{p_{t,2}}{p_{t,1}} \quad (4.5)$$

$$\text{Isentroper Wirkungsgrad: } \eta_{is,tt,2-1} = \frac{\pi_{tt,2-1}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{T_{t,2}}{T_{t,1}} - 1} \quad (4.6)$$

Zur Bestimmung dieser vier charakteristischen Kenngrößen werden Totalgrößen benötigt, die im vorliegenden Fall nicht direkt messtechnisch erfasst werden können. Basierend auf den statischen Größen, die messtechnisch erfasst werden, lassen sich die Totalgrößen jedoch mithilfe des Massenstromes bestimmen. Die entscheidenden Größen Druck und Temperatur werden in der bereits genannten Messstelle stromauf des Verdichters ME1 sowie einer Messstelle stromab des Verdichters ME2 erfasst. Diese Messstellen sind, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, in einem Abstand von $l_{ME1}/d_{1,2} \approx 6$ zur Schaufelvorderkante und einem Abstand von $l_{ME2}/d_{1,2} \approx 3$ zum Verdichtergehäuseaustritt angeordnet.

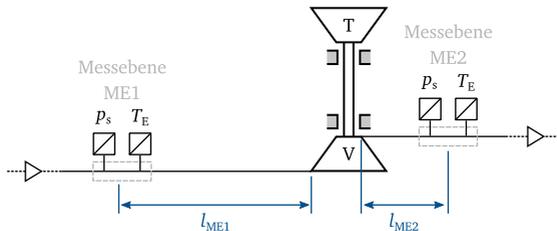


Abbildung 4.3: Positionen der Messebenen stromauf und stromab der Verdichterstufe bei der experimentellen Untersuchung; Quelle: Eigene Darstellung.

Schließlich wird noch die Verdichterdrehzahl n_V benötigt. Diese entspricht, allgemein gesprochen, der Laderdrehzahl und kann somit auch auf der Turbinenseite bestimmt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Verdichterströmung nicht durch einen Sensor beeinflusst wird. Auf die genaue Bestimmung aller relevanten Messgrößen wird im weiteren Verlauf des Abschnittes näher eingegangen.

Datenerfassung Die Digitalisierung der Messwerte erfolgt mittels des Datenerfassungssystems cDAQ der Firma NATIONAL INSTRUMENTS (NI). Die Rohdaten aller Sensoren werden

mithilfe des Programms LABVIEW über einen Zeitraum von 20 s mit einer Frequenz von 10 Hz zeitgleich aufgezeichnet. In der anschließenden Datenverarbeitung wird jeder Messpunkt (d.h. Zeitpunkt) zuerst aufbereitet. Im Rahmen dieser Aufbereitung findet die Kalibration, bei Bedarf eine Umrechnung sowie eine Berechnung abgeleiteter Größen, wie beispielsweise der Totalgrößen oder der reduzierten Größen, statt. Erst im letzten Schritt werden die Daten der einzelnen Messpunkte arithmetisch zu einem Betriebspunkt gemittelt.

Drehzahl Die Drehzahl wird mithilfe des Drehzahl-Sensorsystems für Turbolader TURBOSPEED DZ140 des Herstellers MICRO EPSILON erfasst. Der zugehörige Sensor ist im Turbinengehäuse über dem Turbinenlaufrad bündig mit dem Gehäuse montiert. Das Messprinzip des Sensors basiert auf dem Wirbelstromprinzip und erfasst im ersten Schritt jede vorbeilaufende Turbinenschaufel. Durch eine Vorgabe der Anzahl der Turbinenschaufeln kann hiermit die Drehzahl der Laderwelle und somit auch die Verdichterdrehzahl berechnet werden. Entsprechend der Herstellerangaben bietet das System eine zuverlässige Drehzahlbestimmung bis zu einer Drehzahl von 400 000 U/min.

Massenstrom Der Massenstrom wird entsprechend der Berechnungsvorschrift der Norm DIN EN ISO 5167-1/2 berechnet. Hierbei ist die Druckdifferenz über der jeweiligen Blende die entscheidende Größe. Diese wird im Falle des Verdichtermassenstromes mittels eines hochpräzisen Differenzdrucksensors des Typs CPT6100 des Herstellers MENSOR bestimmt. Im Falle des Turbinenmassenstromes werden die Drücke stromauf und stromab der Messblende einzeln über Druckmessdosen erfasst und anschließend die Differenz gebildet. Da in der Berechnungsvorschrift temperaturabhängige Größen enthalten sind, erfolgt die Bestimmung des Massenstromes iterativ.

Temperatur Die Temperatur wird in jeder Messebene über drei Thermoelemente vom Typ K mit einem Durchmesser von 1,5 mm erfasst. Diese sind gleichmäßig über den Umfang verteilt und werden soweit in die Strömung eingeschoben, dass sich die Thermoelemente überkreuzen. Die Einstecktiefe ist so gewählt, damit sich die Spitzen der Thermoelemente auf einem Kreis mit einem Durchmesser von $0,7 \cdot d_{ME1/ME2}$ befinden. Jedes der drei Thermoelemente wird mit dem Datenerfassungssystem verbunden und erfasst. Im Rahmen der Datenauswertung wird für jede Messebene ein arithmetischer Mittelwert der jeweiligen drei Thermoelemente gebildet. Die Temperatur, welche durch die Thermoelemente gemessen wird, entspricht jedoch weder der statischen Temperatur noch der Totaltemperatur. Die gemessene Temperatur, nach Nitsche et al. (2006, S. 126 f.) als Eigentemperatur T_E bezeichnet, ist größer als die statische Temperatur aber kleiner als die Totaltemperatur. Die Totaltemperatur ergibt sich bei isentroper Verzögerung der Strömung im Staupunkt. Die Beziehung zwischen den drei Temperaturen lässt sich über den *Recovery-Faktor* r , Gleichung (4.7), herleiten. (Bernhard, 2014, S. 254)

$$r = \frac{T_E - T_s}{T_t - T_s} \quad (4.7)$$

Mithilfe des Massenstroms, der Zustandsgleichung für ideale Gase und dem Recovery-Faktor kann eine Gleichung für die statische Temperatur und eine für die Totaltemperatur hergeleitet werden. Für den Recovery-Faktor wird, wie von Nitsche et al. (2006, S. 127) für laminare Strömungen empfohlen, ein Wert von 0,85 angenommen. Da diese Gleichungen temperaturabhängige Stoffwerte enthalten, müssen sie iterativ gelöst werden.

Statischer Druck Der statische Druck wird in beiden Messebenen (ME1 und ME2) über jeweils vier Wanddruckbohrungen mit einem Durchmesser von 0,5 mm bestimmt. Diese sind gleichmäßig über den Umfang verteilt. Die Bohrungen werden über Pneumatikschläuche verbunden und hierdurch pneumatisch gemittelt. Anschließend wird ein resultierender Schlauch mit einer Druckmessdose des Druckmesssystems verbunden. Als Druckmesssystem kommt das System NETSCANNER SYSTEM 9116 des Herstellers PRESSURE SYSTEMS INC. zum Einsatz. Um eine gute Messgenauigkeit zu erreichen, stehen verschiedene Druckmessbereiche zur Verfügung. Je nach Position entlang des Strömungspfades, werden die Messstellen einem der drei Druckbereiche zugeordnet. Mithilfe der Beziehung für eine isentrope Zustandsänderung eines idealen Gases kann mit dem statischen Druck, der statischen Temperatur sowie der Totaltemperatur der Totaldruck bestimmt werden.

4.2.3 Vorgehen

Kennfelder werden nach einem fest vorgegebenen Messprinzip bestimmt. Die Drehzahl wird, beginnend bei der niedrigsten Drehzahllinie, schrittweise gesteigert. Auf jeder Drehzahllinie wird im ersten Schritt die Pumpgrenze bestimmt. Hierfür wird für eine konstante, reduzierte Verdichtenumfangsgeschwindigkeit $u_{\text{red},V}$ der Verdichtermassenstrom $\dot{m}_{\text{red},V}$ solange schrittweise reduziert, bis in der Messebene ME1 ein signifikanter Temperatursprung von mehreren Kelvin registriert wird. Dieser Temperatursprung ist das Kriterium dafür, dass die Pumpgrenze überschritten wurde. Der Betrag des Temperaturanstiegs hängt vom aktuellen Betriebspunkt und somit vom aktuellen Druckverhältnis $\pi_{\text{tt},2-1}$ ab. Zusätzlich zum Temperatursprung kann das pulsierende Verhalten des Phänomens auch akustisch wahrgenommen werden.

Ausgehend von diesem Betriebspunkt wird der Massenstrom wieder solange vergrößert, bis ein stabiler Betriebspunkt eingestellt werden kann. Als stabil wird ein Betriebspunkt definiert, wenn dieser das sogenannte *Beharrungskriterium* nach Gleichung (4.8) erfüllt. Hierbei steht ϕ für die Variablen Verdichtermassenstrom \dot{m}_V und Totalenthalpiedifferenz $\Delta h_{\text{tt},2-1}$. Über einen gleitenden Mittelwert wird jeweils der Mittelwert der zurückliegenden 40 s gebildet. Wenn der

Betrag der relativen Abweichung des Messwertes zum Zeitpunkt T vom gleitenden Mittelwert kleiner als 0,3 % ist, gilt das Beharrungskriterium als erfüllt.

$$\left| \frac{\phi(T)}{\frac{1}{N_{MW}} \cdot \sum_{T-40s}^T \phi(t)} - 1 \right| < 0,3\% \quad \text{mit } N_{MW} : \text{Anzahl Messwerte} \quad (4.8)$$

Zusätzlich zum Beharrungskriterium wird erwartet, bis sich ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Dies kann am besten anhand der Temperatur in der verdichterdruckseitigen Messebene ME2 bewertet werden. Diese Temperatur konvergiert asymptotisch gegen einen Gleichgewichtswert. Befindet sich die Temperatur über einen Zeitraum von 3 min in einem Fenster von 1 K wird der Betriebspunkt als ausgeglichen angesehen. Erst nachdem dieses Kriterium erfüllt ist, werden die Messwerte über die vorgegebene Messdauer aufgezeichnet.

Das beschriebene Vorgehen zur Bestimmung der Pumpgrenze, basierend auf den Daten der stationären Messtechnik, konnte mithilfe instationärer Messtechnik validiert werden. Hierfür wurde der Verdichter ausgehend vom letzten stabilen Betriebspunkt bis zum Eintreten von Pumpen transient angedrosselt und alle Messdaten während des gesamten Vorgangs aufgezeichnet. In der anschließenden Datenauswertung konnte dann der exakte Zeitpunkt des Pumpbeginns und somit der entsprechende Massenstrom bestimmt werden. In den instationären Druckdaten vor und nach der Verdichterstufe (ME1 und ME2) kann eindeutig der Beginn des Pumpens detektiert werden. In Abhängigkeit der betrachteten Drehzahllinie kann eine Schwingung im niedrigen zweistelligen Frequenzbereich ermittelt werden, welche mit dem Auftreten des Pumpphänomens korreliert. Die mithilfe der instationären Druckdaten ermittelte Pumpgrenze liegt bei unwesentlich kleineren Massenströmen. Das Vorgehen basierend auf stationärer Messtechnik wird somit als ausreichend genau bestätigt. Details dieser Untersuchung können in (Dielenschneider, Ratz et al., 2021) nachgelesen werden.

Nach dem Bestimmen der Pumpgrenze wird der Verdichtermassenstrom $\dot{m}_{\text{red},V}$ schrittweise bis zur Stopfgrenze erhöht. Theoretisch ist diese Grenze dadurch gekennzeichnet, dass der Massenstrom durch den Verdichter nicht weiter gesteigert werden kann. Die Kennlinien fallen im Verdichterkennfeld nahezu vertikal ab. Im Falle des vorliegenden Prüfstandes wird die Stopfgrenze nicht für alle Drehzahllinien erreicht. Die limitierende Grenze bei großen Massenströmen ergibt sich dann aus dem Widerstand der stromab der Austrittsdrossel liegenden Verrohrung. Es wird somit noch ein Druckverhältnis zwischen der Austrittsdrossel und der Umgebung benötigt und die erreichte Grenze ist nur eine Widerstandsgrenze. Zusätzlich zu den Eigenschaften des Prüfstandes beeinflusst auch der Druckaufbau der untersuchten Verdichterstufe die Tatsache, ob eine Stopfgrenze oder nur eine Widerstandsgrenze bestimmt werden kann. Für jeden Betriebspunkt entlang der aktuellen Drehzahllinie wird die bereits erläuterte Bedingung für die Stabilität sowie das thermische Gleichgewicht erfüllt. Nachdem eine Drehzahllinie vollständig erfasst ist, wird die Verdichterdrehzahl $u_{\text{red},V}$ auf die nächste

Drehzahllinie erhöht. Anschließend wiederholt sich das vorgestellte Verfahren bis zur höchsten Drehzahllinie.

Durch das angewendete Vorgehen von der Pumpgrenze zur Stopfgrenze sinkt die Verdichteraustrittstemperatur mit jedem weiteren Betriebspunkt ab. Die Temperatur konvergiert also von oben gegen einen Gleichgewichtswert. Dies hat zur Folge, dass der Wirkungsgrad konservativ bestimmt wird. Der gemessene Wert der Temperatur liegt über dem Wert bei unendlicher Wartezeit und somit wird ein schlechterer Wirkungsgrad bestimmt. Alternativ zu diesem Vorgehen kann auch an der Stopfgrenze begonnen werden. Bei diesem Vorgehen würde der Wirkungsgrad überschätzt werden, da die Verdichteraustrittstemperatur bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes ansteigt.

4.2.4 Wiederholbarkeit

Wie bereits erläutert, kommt zur experimentellen Untersuchung einerseits ein mechanischer Aufbau sowie andererseits eine Messkette, bestehend aus diversen Sensoren zum Einsatz. Beide Bestandteile bringen eine Unsicherheit mit sich, welche im Folgenden diskutiert werden soll. Zur Bestimmung der Unsicherheitsfaktoren wurde der gesamte Prozess von der Montage des Versuchsaufbaus über das Vorgehen zur Erfassung der Messwerte bis zum finalen Kennfeld ausführlich und hinsichtlich möglicher Unsicherheiten analysiert. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in (Dielenschneider, Bühler et al., 2019) veröffentlicht und im Folgenden sollen lediglich die entscheidenden Ergebnisse vorgestellt werden. Für weitere Details sei auf die genannte Veröffentlichung verwiesen.

Die Unsicherheit, die zwangsläufig in einem Messsystem auftritt, lässt sich durch zwei Bestandteile charakterisieren: der systematische (deterministische) Anteil und der zufällige (stochastische) Anteil. Die durchgeführte Analyse untersucht verschiedene Bestandteile des Messsystems, die diesen beiden Anteilen zugeordnet werden können. Die erste Gruppe behandelt die Einflüsse der *Montage*, des *Vorgehens* und der *Umgebungsbedingungen*. Die hieraus resultierenden Einflüsse können alle der systematischen Unsicherheit zugeordnet und durch einen wiederholbaren Prozess minimiert werden. Die zweite Gruppe behandelt die Unsicherheit der Sensorik und der daraus resultierenden Messkette. Die Genauigkeit dieser Gruppe wird grundsätzlich durch beide Unsicherheitsanteile beeinflusst. Der systematische Anteil ist schwierig zu bestimmen, wird jedoch durch Kalibration der Sensorik auf ein Minimum reduziert. Der zufällige Anteil kann hingegen durch statistische Methoden quantifiziert werden.

Montage Die Grundlage jeden Versuches ist die Montage des Versuchsaufbaus. Hierbei ist es entscheidend, dass alle Verbindungen, vor allem Rohrverbindungen, wiederholbar und genau ausgeführt werden. Bei Stoßverbindungen kann es beispielsweise zu einem Spalt oder einem Versatz zwischen den beiden zu verbindenden Teilen kommen, was die Strömung erheblich

beeinflusst. Eine Variation der Spaltgröße einer Stoßverbindung hat gezeigt, dass hierdurch der Wirkungsgrad signifikant beeinflusst wird.

Vorgehen Bei der Bestimmung des Wirkungsgrades ist ein thermisch ausgeglichener Zustand entscheidend. Je nach Betriebspunkt unterscheiden sich die Temperaturen zwischen den einzelnen Komponenten der Verdichterstufe sowie der angrenzenden Verrohrung. Wird ein neuer Betriebspunkt eingestellt, muss ausreichend lange gewartet werden, bis sich ein quasi-stationärer Zustand etabliert hat. Ersichtlich wird dies vor allem an einer steigenden oder fallenden Verdichteraustrittstemperatur. Da diese Temperatur direkt in die Wirkungsgradberechnung eingeht, hat diese somit einen signifikanten Einfluss und es muss bei allen Messungen ein vergleichbarer thermischer Zustand eingestellt werden.

Umgebungsbedingungen Zu den Umgebungsbedingungen gehören Größen wie die Umgebungstemperatur, die Luftfeuchtigkeit, die Turbineneintrittstemperatur sowie die Schmieröltemperatur. Die Temperaturen beeinflussen über den Wärmestrom zwischen den Komponenten den thermischen Zustand des Verdichtergehäuses. Wie bereits angesprochen, hat dieser Zustand einen erheblichen Einfluss auf den Wirkungsgrad. Je nach Temperaturgradient, welcher vom Betriebspunkt abhängig ist, wird die Prozessführung innerhalb der Verdichterstufe und somit die Verdichteraustrittstemperatur beeinflusst. Neben den Temperaturen hat auch das Strömungsprofil am Verdichtereintritt einen Einfluss. Der Turbulenzgrad am Verdichtereintritt wird durch die Infrastruktur beeinflusst. Eine Variation des Turbulenzgrades hat gezeigt, dass es keinen Einfluss auf das Totaldruckverhältnis gibt, jedoch aber auf den Wirkungsgrad. Das gezielte Einstellen des Turbulenzgrades ist somit für eine gute Wiederholbarkeit erforderlich.

Messkette In die Berechnung des Massenstromes, des Totaldruckverhältnisses sowie des Wirkungsgrades fließen diverse Messgrößen ein. Die zufällige Unsicherheit wird unter der Annahme, dass alle Sensoren unabhängig sind, für ein Vertrauensintervall von 95,45 % bestimmt. Hierbei werden die Unsicherheiten der einzelnen Sensoren entsprechend einer *Gaußschen Fehlerfortpflanzung* aufaddiert. (BIPM et al., 2008) Die berechnete Unsicherheit des Massenstromes ist < 0,7%, die des Totaldruckverhältnisses < 0,8% und die des Wirkungsgrades ist < 2,0% bis 5,0%. Beim Wirkungsgrad wird ein Bereich angegeben, da in diesem Fall die Unsicherheit signifikant vom aktuellen Betriebspunkt des Verdichters abhängig ist. An der Stopfgrenze ist diese deutlich größer als bei kleinen Massenströmen.

4.3 Numerische Simulation der Verdichterstufe

In diesem Abschnitt wird das Vorgehen zur numerischen Simulation der Strömung innerhalb der Verdichterstufe VS1 vorgestellt. Die hiermit durchgeführten Simulationen dienen einerseits der Ableitung globaler Kennfeldgrößen. Andererseits werden diese zur detaillierten Analyse der Strömung verwendet, um das charakteristische Betriebsverhalten und vor allem die Veränderung der Strömung in Abhängigkeit des Drosselgrades zu untersuchen.

Für die Simulation wird die kommerzielle Software ANSYS CFX 21.2 verwendet. Das zugrundeliegende Verfahren ist die Finite-Volumen-Methode (FVM). Hierfür wird das Strömungsgebiet durch ein numerisches Netz räumlich diskretisiert und somit in kleine Kontrollvolumen, die um einen Zellmittelpunkt liegen, unterteilt. Für jedes Kontrollvolumen werden die grundlegenden Erhaltungsgleichungen (Massenerhaltung, Impulserhaltung, Energieerhaltung) in integraler Form diskretisiert und das resultierende Gleichungssystem für das gesamte Netz gelöst. Für weitere Details sei beispielsweise auf (Oertel, 2011, S. 369) verwiesen.

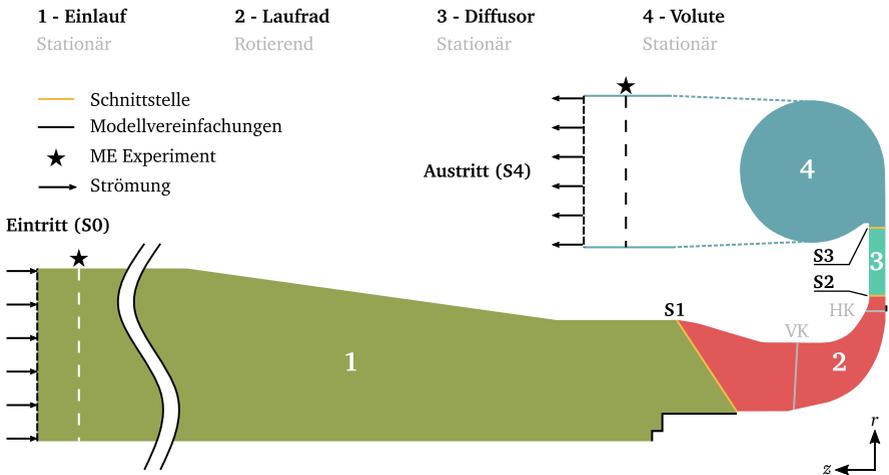


Abbildung 4.4: Darstellung des Rechengebietes der numerischen Simulationen mit charakteristischen Eigenschaften und Randbedingungen; Quelle: Eigene Darstellung.

Die tatsächlich am Prüfstand vorliegende Geometrie der Verdichterstufe sowie die angrenzende Infrastruktur wird hierfür in ein Modell überführt, wobei einige Vereinfachungen vorgenommen

werden müssen. In Abbildung 4.4 ist das Strömungsgebiet des numerischen Modells in einem Meridionalschnitt abgebildet. Es beginnt unmittelbar vor der Messebene ME1 und endet unmittelbar hinter der Messebene ME2 entsprechend des experimentellen Aufbaus. Es wird somit nicht der gesamte Strömungspfad des experimentellen Aufbaus modelliert. Es werden jedoch mindestens die Bilanzierungsgrenzen der Verdichterstufe abgebildet (vgl. Abbildung 4.1). Wie man anhand Tabelle 4.1 sehen kann, befindet sich die Eintrittsebene unmittelbar stromauf und die Austrittsebene unmittelbar stromab der jeweiligen experimentellen Messebene. Neben der Berücksichtigung der experimentellen Messstellen minimiert das zusätzliche Strömungsgebiet stromauf und stromab der Verdichterstufe den Einfluss möglicher Reflektionen an den Rändern des Strömungsgebietes auf die Strömung in der Verdichterstufe.

Tabelle 4.1: Geometrische Eigenschaften des Strömungsgebietes der numerischen Simulationen.

Typ	Bezeichnung	Berechnung	Wert	Bemerkung
RB ¹	Eintritt	\bar{l}_{S0}/d_{12}	12,18	Von Ebene bis VK
M-E ²	ME1	\bar{l}_{ME1}/d_{12}	9,68	Von Ebene bis VK
S ³	Einlass – VR	\bar{l}_{S1}/d_{12}	0,34	Von Ebene bis VK
G ⁴	Pinch – Diffusor	d_{13}/d_{12}	1,08	
S ³	VR – Diffusor	d_{S2}/d_{12}	1,14	
S ³	Diffusor – Volute	d_{S3}/d_{12}	1,62	
G ⁴	Diffusor – Volute	d_{14}/d_{12}	1,72	
M-E ²	ME2	l_{ME2}/d_{12}	4,86	Von Ebene bis Austritt VS
RB ¹	Austritt	l_{S4}/d_{12}	8,88	Von Ebene bis Austritt VS

¹ RB: Randbedingung ² M-E: Messebene Experiment ³ S: Schnittstelle ⁴ G: Geometrie

Das gesamte Strömungsgebiet teilt sich in die vier Teilgebiete *Einlauf*, *Laufrad*, *Diffusor* und *Volute* auf. Einer der Gründe hierfür ist die Tatsache, dass es rotierende und nichtrotierende Komponenten gibt. Damit die Rotation des Laufrades abgebildet werden kann, muss das Strömungsgebiet vor und hinter dem Laufrad aufgetrennt werden. Bei den feststehenden Komponenten werden die begrenzenden Wände als glatte, feststehende Wände (engl.: No slip walls) definiert. Die Gehäusewand über dem Laufrad wird hingegen als gegenläufig rotierende Wand (engl.: Counter rotating wall) definiert. Hierdurch wird die Haftbedingung an den Wänden erreicht. Der Diffusor und die Volute werden aufgetrennt, um die Diskretisierung des Rechengebietes in den jeweiligen Komponenten zu erleichtern. Zwischen allen Teilströmungsgebieten müssen Schnittstellen definiert werden. Hierdurch wird festgelegt, wie die Strömungsgrößen zwischen den Strömungsgebieten ausgetauscht werden. Die Positionen der Schnittstellen können Tabelle 4.1 entnommen werden. Die genaue Definition der Schnittstellen hängt von der Simulationsvariante (stationär/instationär) ab und wird im weiteren Verlauf des Abschnittes näher erläutert.

Geometrische Modellvereinfachungen In Abbildung 4.4 sind zwei der wesentlichen, geometrischen Modellvereinfachungen markiert. Wie in Abbildung 2.3 ersichtlich ist, gibt es zwischen dem Laufrad und dem darauffolgenden Diffusor an der Nabenseite einen Spalt, der in einen Hohlraum hinter dem Verdichterrad führt. Dieser Bereich wird auch als *Radrückenraum* bezeichnet. Im numerischen Modell wird diese Eigenschaft vernachlässigt. Der Laufradaustritt wird nahtlos mit dem darauffolgenden Diffusor verbunden. Es kann somit kein Fluid in den Radrückenraum ein- oder auströmen und hierdurch die Diffusorströmung beeinträchtigen. Des Weiteren ist die Sechskantmutter zur Fixierung des Laufrades auf der Laderwelle nur rudimentär abgebildet. Da diese Geometrieigenschaft möglicherweise einen Einfluss auf die Zuströmung hat, wurde mindestens eine konische Struktur nachmodelliert. Die dritte wesentliche Vereinfachung ist in Abbildung 2.3 nicht ersichtlich. Hierbei handelt es sich um die Schaufelfußradien (engl.: Fillets). Diese werden erst nach der Auslegung der Schaufelgeometrie aus Gründen der Festigkeit hinzugefügt. An der Schaufelwurzel sind die Spannungen im Material am größten und durch eine Anpassung des Schaufelfußradius können diese reduziert werden. (Casey et al., 2021, S. 650 f.) Im vorliegenden Modell werden diese jedoch vernachlässigt. Der Einfluss der Schaufelfußradien wird im weiteren Verlauf des Abschnittes noch näher beleuchtet.

Reynolds-Mittelung Die Rechenzeit sowie die benötigten Rechenressourcen sind im industriellen Entwicklungsprozess wichtige Kriterien bei der Entwicklung von Simulationsmodellen. Aus diesem Grund wird oftmals auf einen gewissen Informationsgehalt verzichtet. Informationen über kleinskalige Phänomene wie Turbulenz sind in vielen Fällen nicht von entscheidender Bedeutung, solange die globalen Kennfeldgrößen richtig abgebildet werden. Aus diesem Grund werden *Reynolds-gemittelte* Ansätze verwendet. Diesen Ansätzen liegt zugrunde, dass eine Variable durch die Summe aus einem zeitgemittelten Wert $\bar{\phi}$ und einer Schwankung um diesen Wert ϕ' ausgedrückt werden kann:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t), \quad (4.9)$$

wobei gilt:

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt. \quad (4.10)$$

(Ferziger et al., 2020, S. 452)

Da bei kompressiblen Strömungen, wie im vorliegenden Fall, Dichteänderungen nicht vernachlässigt werden können, wird die Reynolds-Mittelung zur dichtegewichteten *Favre-Mittelung* erweitert:

$$\phi = \overset{\circ}{\phi} + \phi', \quad (4.11)$$

wobei gilt:

$$\overset{\circ}{\phi} = \frac{\overline{\rho \cdot \phi}}{\overline{\rho}} \quad (4.12a)$$

$$\overline{\rho \cdot \phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (\rho \cdot \phi) dt. \quad (4.12b)$$

(Oertel, 2011, S. 222)

Wird der Zeitraum T , über den gemittelt wird, groß genug gewählt, werden die turbulenten (zufälligen) Schwankungen eliminiert. Der Zeitraum T muss jedoch entsprechend der vorliegenden Strömung gewählt werden. Hierbei wird zwischen einer *stationären Strömung* und einer *instationären Strömung* unterschieden. (Oertel, 2011, S. 220 f.; Ferziger et al., 2020, S. 451 f.)

Stationäre Strömungen Bei einer statistisch stationären Strömung ist der Mittelwert $\overline{\phi}$ unabhängig vom Zeitpunkt, ab dem die Mittelung gestartet wird. Die Mittelungsdauer kann maximiert werden ($T \rightarrow \infty$). Jegliche Zeitabhängigkeit ist Teil der Turbulenz und wird durch die Mittelung eliminiert. Das Resultat sind in diesem Fall die *Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen*. Die entsprechenden Simulationen werden als RANS³⁰-Simulationen bezeichnet. (Oertel, 2011, S. 220 f.; Ferziger et al., 2020, S. 451 f.)

Instationäre Strömungen Liegt eine statistisch instationäre Strömung vor, muss die Mittelungsdauer reduziert werden ($T < \infty$). Man spricht dann von einer *Ensemble-Mittelung*. Die Mittelungsdauer muss so gewählt werden, dass die turbulenten Schwankungen eliminiert werden, die Zeitabhängigkeit des Mittelwertes aber erhalten bleibt. Die resultierenden Simulationen werden dann als instationäre RANS-Simulationen oder URANS³¹-Simulationen bezeichnet. (Oertel, 2011, S. 220 f.; Ferziger et al., 2020, S. 451 f.)

³⁰Reynolds-averaged Navier-Stokes

³¹Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes

Schließungsproblem Setzt man den Reynolds-Ansatz in die Erhaltungsgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen³²) ein und führt die zeitliche Mittelung durch, verbleiben mehr Unbekannte als Gleichungen. Das Gleichungssystem ist somit nicht geschlossen. Die verbleibenden Größen werden als *Turbulente Spannungen* und *Turbulente Wärmeströme* bezeichnet und sind Funktionen der Schwankungsgrößen. Zur Schließung des Gleichungssystems werden Näherungen auf Basis der gemittelten Strömungsgrößen verwendet. Die turbulenten Spannungen (turbulenter Impulstransport) werden mithilfe sogenannter Turbulenzmodelle berechnet. Diese bilden somit den Einfluss der turbulenten Strömung auf die gemittelten Variablen ab. Für weitere Details zur Herleitung und Mittelung der Gleichungen sei auf Standardwerke wie (Ferziger et al., 2020) und (Oertel, 2011) verwiesen.

Turbulenzmodelle Eine oft verwendete Kategorie von Turbulenzmodellen basiert auf der *Boussinesq-Approximation*. Dabei wird angenommen, dass die turbulenten Spannungen vergleichbar zu den klassischen Schubspannungen mithilfe einer turbulenten Viskosität μ_t , auch als Wirbelviskosität bezeichnet, definiert werden können. Aus diesem Grund werden diese Modelle auch als *Wirbelviskositätsmodelle* bezeichnet. Das Ziel dieser Modelle ist somit die Berechnung der turbulenten Viskosität auf Basis der gemittelten Strömungsgrößen. Eine weitere Unterscheidung erfolgt anhand der benötigten Gleichungen zur Berechnung der turbulenten Viskosität. Es gibt Null-, Ein- und Zwei-Gleichungsmodelle. (Oertel, 2011, S. 227 ff.) Im vorliegenden Fall wird als Turbulenzmodell das SST-k- ω -Modell von MENTER verwendet. Wie der Name vermuten lässt, ist dieses Modell ein Zwei-Gleichungsmodell und es müssen somit zwei partielle Differentialgleichungen gelöst werden. (Menter, 1994) Die Untersuchungen von Bourgeois et al. (2010) und Gibson et al. (2017) haben gezeigt, dass dieses Modell im Vergleich zu anderen am besten zur Simulation der Strömung in Radialverdichtern mit großen Druckgradienten geeignet ist.

4.3.1 Numerisches Gitter

Grundsätzlich sind die drei Strömungsgebiete *Einlass*, *Laufrad* und *Diffusor* strukturiert und das Strömungsgebiet *Volute* unstrukturiert vernetzt. Hierfür wurde für die drei Strömungsgebiete *Einlass*, *Diffusor* und *Volute* das Programm ANSYS MESHING und für das Strömungsgebiet *Laufrad* das Programm ANSYS TURBOGRID verwendet. Bei allen Strömungsgebieten, außer der *Volute*, kommen im gesamten Strömungsgebiet Hexaeder als Volumenelemente zum Einsatz. Aufgrund der komplexen Geometrie der *Volute*, beispielsweise im Bereich der Zunge³³, werden bei dieser Komponente Tetraeder in der Kernströmung und Prismen in der Grenzschicht verwendet.

³²Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben ein Gleichungssystem zur Berechnung der Strömung *Newtonscher Fluide* und schließen die Massenerhaltung, Impulserhaltung und Energieerhaltung ein.

³³Bei Spiralgehäusen wird die Schnittstelle zwischen dem Beginn der Spirale und dem Austrittskonus, an dem die Strömung das Spiralgehäuse verlässt, als Zunge bezeichnet.

Der Vernetzungsprozess wurde in zwei Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt wurde die Auflösung der Grenzschicht mit dem Ziel einer vollständigen Vernetzung der Grenzschicht ($y^+ \approx 1$) bestimmt. Hierfür wurde der Abstand der ersten Zelle von der Wand sowie die Anzahl der Zellen in der Grenzschicht variiert. Eine Analyse hat gezeigt, dass im Falle des Laufrades für einen flächengemittelten, dimensionslosen Wandabstand von $y^+ = 1,53$ und einer Zellenanzahl von 8 in der Grenzschicht alle relevanten Strömungseigenschaften in der Grenzschicht mit ausreichender Genauigkeit abgebildet werden. Hierbei erreicht der gemittelte dimensionslose Wandabstand auf nahezu der gesamten Schaufeloberfläche einen Wert von kleiner als eins. Lediglich an der Schaufelhinterkante entstehen größere Werte, die den Durchschnittswert entsprechend steigern. Eine weitere Verfeinerung würde lediglich den Rechenaufwand steigern. Die finalen Werte für die restlichen Strömungsgebiete können Tabelle 4.2 entnommen werden.

Tabelle 4.2: Eigenschaften des numerischen Netzes.

	Einlauf	Laufrad	Diffusor	Volute
Software	ANSYS MESHING	ANSYS TURBOGRID	ANSYS MESHING	ANSYS MESHING
Umfang	Segment	Segment	Vollkreis	Vollkreis
Zellenanzahl (in 10^3)	202,55	1687,04	862,53	1784,71
Zellenart	Hexaeder ¹	Hexaeder ¹	Hexaeder ¹	Tetraeder ² , Prismen ³
	<i>flächengemittelt, im Auslegungspunkt</i>			
Dim. Wandabstand $\overline{y^+}$	6,69	1,53	2,79	8,53
<i>Kriterium (Limit)</i>	<i>Knoten, die Kriterium erfüllen (in %)</i>			
Seitenverhältnis (<100)	73,68	98,13	90,10	95,10
Max. Flächenwinkel (<170°)	100,00	100,00	100,00	100,00
Min. Flächenwinkel (>10°)	100,00	100,00	100,00	100,00
Volumenverhältnis (<5)	99,87	100,00	100,00	98,98

¹ Mit viereckiger Grundfläche ² Kernströmung ³ Grenzschicht

Die Auflösung des restlichen Netzes wurde mittels einer Netzunabhängigkeitsstudie nach Celik et al. (2008) ermittelt. Hierbei wurde die Anzahl der Zellen mit einer Netzverfeinerungskonstante von 1,3 schrittweise erhöht. Die Auflösung der Grenzschicht entsprechend der Definition aus dem ersten Schritt, bleibt bei jeder Verfeinerung unverändert. Der resultierende Netzkonvergenzindex beträgt 0,22 % für das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ und 0,13 % für den isentropen Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$. Da es sich bei dem untersuchten Laufrad um ein deckmantelloses Laufrad handelt, muss ein Spalt über der Laufradschaufel definiert werden. Die Größe dieses Spaltes wird in der Auslegung als *Kaltspalt* und durch einen Wert in radiale und einen in axiale Richtung definiert. Diese Möglichkeit der Definition gibt es im Vernet-

zungsprogramm ANSYS TURBOGRID nicht. Deswegen wird ein durchschnittlicher, konstanter Spalt in Normalenrichtung zum Gehäuse definiert. Der vorgegebene Wert beträgt 0,65 % des Austrittsdurchmessers d_{12} . Die Diskretisierung des Spaltes erfolgt durch 17 Zellen. Das finale Gitter besteht aus $4,54 \cdot 10^6$ Zellen. Diese Anzahl berücksichtigt, wie in Tabelle 4.2 angegeben, ein Umfangssegment des Einlaufes und des Laufrades und ansonsten den vollständigen Umfang. Die Werte der einzelnen Strömungsgebiete können ebenfalls Tabelle 4.2 entnommen werden. Die Eigenschaften des finalen Gitters sind vergleichbar zu Netzen anderer, vergleichbarer Untersuchungen wie (Harley et al., 2014) und (Zheng et al., 2018).

Die Qualität des finalen Gitters wird anhand der vier Kriterien *Seitenverhältnis*³⁴, *Maximaler Flächenwinkel*³⁵, *Minimaler Flächenwinkel*³⁶ und *Volumenverhältnis*³⁷ bewertet. (ANSYS, Inc., 2021a, S. 359 f.) Wie Tabelle 4.2 entnommen werden kann, werden die Zielvorgaben dieser Kriterien nicht für das gesamte Netz erfüllt. Der Anteil, der die Vorgaben erfüllt, wird jedoch als ausreichend hoch eingeschätzt.

4.3.2 Stationäres (RANS-)Simulationsmodell

Das stationäre Simulationsmodell ist ein Segmentmodell. Abbildung 4.5 gibt eine Übersicht der Strömungsgebiete des stationären (RANS-)Simulationsmodells mit einigen relevanten Merkmalen. Wie man hieran erkennen kann, wird lediglich eine Passage (Umfangssegment) des Einlaufes und des Laufrades räumlich diskretisiert. An den Rändern in Umfangsrichtung wird bei diesen beiden Komponenten ein periodisches Verhalten angenommen. Am Stufeneintritt wird als Randbedingung ein konstanter Totaldruck von 100 000 Pa und eine konstante Totaltemperatur von 298 K vorgegeben. Die Strömung kann an der Eintrittsfläche nur senkrecht und in eine Richtung, in das Simulationsgebiet hinein, strömen.

Der Übergang zwischen dem stationären Einlauf und dem rotierenden Laufrad wird als Mischungsebene ausgeführt. In der englischsprachigen Literatur wird dieses Vorgehen als *Mixing-Plane-Modell* bezeichnet. Hierbei werden auf der Fläche zwischen den Strömungsgebieten alle Strömungsgrößen in Umfangsrichtung gemittelt. Der Übergang vom rotierenden Laufrad auf den stationären Diffusor wird nach dem gleichen Prinzip umgesetzt. Dies hat zur Folge, dass auch hier alle Strömungsgrößen in Umfangsrichtung gemittelt werden. Eine mögliche Umfangsinhomogenität, welche durch die Volute und über den Diffusor auf das Laufrad aufgeprägt werden könnte, kann somit nicht abgebildet werden.

³⁴Engl.: Edge Length Ratio; Verhältnis der längsten zur kürzesten Seite einer Kontrollvolumenfläche; das größte Verhältnis aller Flächen um einen Knoten wird ausgegeben.

³⁵Engl.: Maximum Face Angle; der Winkel zwischen jeweils zwei der Kanten einer Fläche; das Maximum aller Winkel der Flächen um einen Knoten wird bestimmt.

³⁶Engl.: Minimum Face Angle; der Winkel zwischen jeweils zwei der Kanten einer Fläche; das Minimum aller Winkel der Flächen um einen Knoten wird bestimmt.

³⁷Engl.: Element Volume Ratio; das Verhältnis aus maximalem zu minimalem Volumen die ein Knoten berühren. Kann als lokaler Ausdehnungsfaktor betrachtet werden.

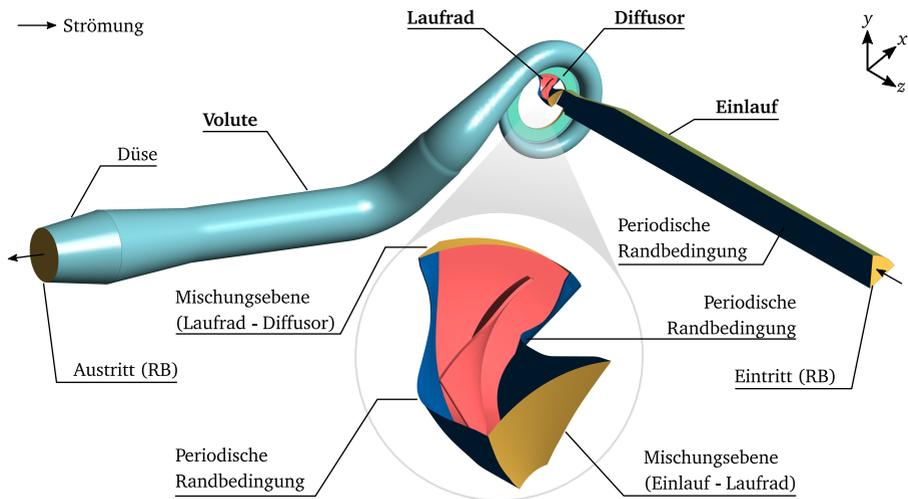


Abbildung 4.5: Aufbau des stationären (RANS-)Simulationsmodells; Visualisierung relevanter Modelleigenschaften; Quelle: Eigene Darstellung.

Am Übergang vom stationären Diffusor zur stationären Volute werden die Netze direkt verbunden. In ANSYS CFX wird diese Verbindung als *General Grid Connection* bezeichnet. Es findet somit keine Umfangsmittelung statt. Hierdurch wird der direkte Austausch der Strömungsgrößen zwischen zwei unterschiedlich ausgeprägten Netzen zweier Strömungsgebiete ermöglicht. Eine mögliche Umfangsinhomogenität die aus der Volute resultiert wird somit an den Diffusor weitergegeben.

Am Stufenaustritt wird als Randbedingung ein konstanter Massenstrom in Abhängigkeit des aktuellen Betriebspunktes vorgegeben. Die Strömung kann am Austritt grundsätzlich in jede beliebige Richtung, jedoch nur aus dem Strömungsgebiet heraus, strömen. Nach Bareiß (2021) verhindert eine Düse am Austritt durch die Beschleunigung der Strömung eine mögliche Ablösung und Rückströmung an der Austrittsebene, was die Konvergenz verbessern soll. Aus diesem Grund ist im vorliegenden Modell unmittelbar vor dem Stufenaustritt ebenfalls eine kleine Düse implementiert. Alle genannten Eigenschaften sind in Tabelle 4.3 noch einmal zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Eigenschaften des stationären (RANS-)Simulationsmodells.

	Eigenschaft	Wert / Bemerkung
<i>Randbedingung</i>		
Eintritt (S0)	Totaldruck	100 000 Pa
	Totaltemperatur	298 K
	Turbulenzintensität	5 %
	Strömungsrichtung	Normal zur Eintrittsebene
Austritt (S4)	Massenstrom	$f(BP)$
	Strömungsrichtung	Keine Vorgabe
	<i>Schnittstelle</i>	
Eintritt - Laufrad (S1)	<i>Stage (Mixing Plane)</i> ¹	Umfangsmittelung
Laufrad - Diffusor (S2)	<i>Stage (Mixing Plane)</i> ¹	Umfangsmittelung
Diffusor - Volute (S3)	<i>General Grid Connection</i> ²	

¹ Mischungsebene ² Direkte Verbindung der Netze

Setup

Die Spezifikation der Wände ist für alle Teilkomponenten gleich. Hierbei wird bei allen Wänden die Haftbedingung erfüllt (engl.: No slip walls) und die Oberflächen sind alle als glatte Wände (engl.: Smooth walls) ohne Wärmeübergang (adiabat) ausgeführt. Als Fluid kommt Luft mit den Eigenschaften eines idealen Gases zum Einsatz.

Zur Beurteilung der Konvergenz wird einerseits die Schwankungsbreite der Variablen Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$, Druckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ und Massenstrom \dot{m}_V sowie die Residuen der Erhaltungsgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen) sowie der beiden Gleichungen des Turbulenzmodells beurteilt. Im Falle des Wirkungsgrades und des Druckverhältnisses muss die relative Standardabweichung kleiner als 0,1 % sein. Im Falle des Massenstromes muss die relative, maximale Differenz aus Eintritts- und Austrittsmassenstrom kleiner als 0,1 % sein. Das quadratische Mittel (engl.: Root mean square (RMS)) der Residuen muss einen Wert kleiner als $1 \cdot 10^{-4}$ erreichen. Dieser Grenzwert der Residuen ist nach (ANSYS, Inc., 2021b, S. 573) für die meisten technischen Anwendungen ausreichend und identisch zu vergleichbaren Untersuchungen wie beispielsweise (Harley et al., 2014).

Zur Berechnung der Kriterien werden jeweils die Werte der letzten 100 Iterationen herangezogen. Für eine Simulation werden somit wenigstens 100 und maximal 700 Iterationen durchgeführt. Werden alle Kriterien vor dem Erreichen der maximalen Anzahl an Iterationen erfüllt, wird die Rechnung gestoppt. Die genannten Kriterien sind noch einmal in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Eigenschaften des Setups der stationären (RANS-)Simulationen.

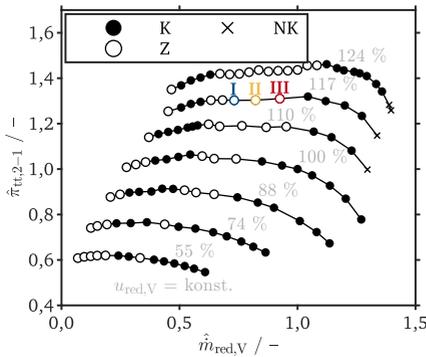
<i>Setup</i>		
Solver	ANSYS CFX 21.2	
Gasmodell	Ideales Gas	
Wand-Randbedingung	Haftbedingung ¹	Alle Strömungsgebiete
Oberflächenrauigkeit	Keine ²	Alle Strömungsgebiete
Wärmeübertragung	Adiabat	Alle Strömungsgebiete
<i>Konvergenz</i>		
Wirkungsgrad	< 0,1 %	$\sigma(\eta_{is,tt,2-1})/\overline{\eta_{is,tt,2-1}}$
Druckverhältnis	< 0,1 %	$\sigma(\pi_{tt,2-1})/\overline{\pi_{tt,2-1}}$
Massenstrom	< 0,1 %	$\max(\Delta \dot{m}_{S4-S0})/\overline{\dot{m}_{S4}}$
Residuen	< $1 \cdot 10^{-4}$	RMS ³ , Erhaltungsgleichungen, Turbulenzmodell

¹ *No slip wall* ² *Smooth* ³ Root mean square

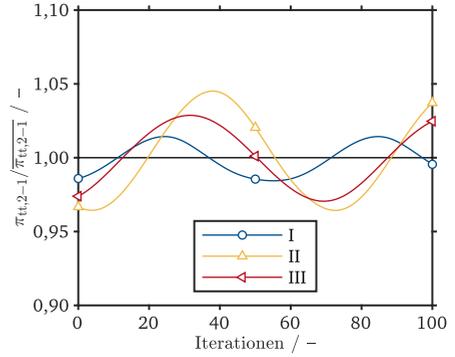
In Abbildung 4.6a ist die Konvergenz aller Betriebspunkte dargestellt. Wie man hieran erkennen kann, werden die Kriterien nicht für alle simulierten Betriebspunkte erreicht. Es gibt Betriebspunkte mitten im Kennfeld, die nicht konvergiert sind. Betrachtet man für solche Betriebspunkte den Verlauf des Druckverhältnisses $\pi_{tt,2-1}$ über mehrere Iterationen, dargestellt in Abbildung 4.6b, zeigt sich ein zyklisches Verhalten. Die Simulationen dieser Betriebspunkte sind somit streng genommen weder konvergiert noch divergiert. Das periodische Verhalten verdeutlicht, warum die Konvergenzkriterien für diese Betriebspunkte nicht erfüllt werden. Durch eine Mittelung mehrerer Iterationen lassen sich diese Betriebspunkte jedoch trotzdem für die Auswertung verwenden. Im weiteren Verlauf des Abschnitts wird noch ausführlicher auf dieses Vorgehen eingegangen.

Datenerfassung und -auswertung

Grundsätzlich muss unterschieden werden zwischen integralen Kennfelddaten (Totaldruckverhältnis, Wirkungsgrad, etc.) und Ergebnissen aus detaillierten Strömungsanalysen im gesamten Strömungsgebiet. Zur Erfassung der Kennfelddaten zur Bestimmung der Komponenten- und Stufenleistung werden Mittelwerte auf der Ein- und Austrittsebene der jeweiligen Komponente (S0, VK, HK, S3, S4, vgl. Abbildung 4.4) für jede Iteration ermittelt und gespeichert. In der anschließenden Datenauswertung wird der Mittelwert der letzten 100 Iterationen gebildet.



(a)



(b)

Abbildung 4.6: Bewertung der Konvergenz der stationär simulierten Betriebspunkte (RANS-Simulationen); Darstellung aller Betriebspunkte im Kennfeld (a) und detaillierte Analyse beispielhafter Betriebspunkte mit zyklischem Verhalten (b); K: Konvergiert, Z: Zyklisches Verhalten, NK: nicht konvergiert, Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Hierdurch können auch Simulationen verwendet werden, die ein zyklisches Verhalten aufweisen und die genannten Konvergenzkriterien nicht vollständig erfüllen. Es ist jedoch zu beachten, dass diese streng genommen nicht konvergiert sind. Die numerischen und experimentellen Auswerteebenen und Vorgehensweisen unterscheiden sich leicht. Unter Anhang A.2 kann jedoch ein Vergleich gefunden werden, welcher zeigt, dass der Einfluss hierdurch vernachlässigbar ist.

Bei der detaillierten (lokalen) Strömungsanalyse im gesamten Strömungsgebiet muss zwischen vollständig konvergierten Simulationen und Simulationen mit zyklischem Verhalten unterschieden werden. Im Falle der vollständig konvergierten Simulationen wird der Datensatz der letzten Iteration verwendet³⁸. Im Gegensatz hierzu schwanken bei Betriebspunkten, die ein zyklisches Verhalten aufweisen, alle Strömungsgrößen im gesamten Strömungsgebiet. Dies erfordert erneut eine Mittelung über mehrere Iterationen. Hierfür werden Zwischenlösungen verwendet, die während der Simulation exportiert werden. Aufgrund der großen Datenmengen wird dies über einen Zeitraum von 100 Iterationen nur für jede zweite Iteration durchgeführt. In der anschließenden Auswertung werden somit die Ergebnisse von jeweils 50 Iterationen arith-

³⁸Standardmäßig wird durch ANSYS CFX eine Ergebnisdatei am Ende der letzten Iteration exportiert. Diese beinhaltet alle Strömungsgrößen auf dem gesamten Rechengebiet für diese finale Iteration.

metisch gemittelt. Hierbei ist erneut zu beachten, dass diese Betriebspunkte streng genommen nicht konvergiert sind.

Grundsätzlich gilt für alle Auswertungen und im Falle einer Mittelung auf einer Auswerteebene, dass statische Größen flächengemittelt und geschwindigkeitsabhängige Größen massenstromgemittelt werden. Auswerteergebnisse, für die hiervon abgewichen wird, werden in den entsprechenden Darstellungen gekennzeichnet.

Vorgehen zur Simulation von Kennfeldern

Vergleichbar zur experimentellen Bestimmung eines Kennfeldes werden bei der numerischen Bestimmung diverse Betriebspunkte für mehrere Kennlinien simuliert. Insgesamt werden hierfür automatisch nacheinander ungefähr 100 Simulationen durchgeführt. Die Abfolge der Betriebspunkte unterscheidet sich leicht vom Vorgehen bei der experimentellen Bestimmung der Kennfelder. Im Gegensatz hierzu wird bei der numerischen Bestimmung für jede Drehzahllinie bei der Stopfgrenze begonnen und anschließend schrittweise der Massenstrom solange reduziert, bis die Rechnung divergiert. Nachdem eine Drehzahllinie beendet ist, wird bei der nächsten Drehzahllinie erneut bei der Stopfgrenze begonnen. Liegen experimentell bestimmte Betriebspunkte vor, werden die Simulationen für die gleichen Massenströme durchgeführt. Außerhalb des experimentell bestimmbar Bereiches wird der Massenstrom mit kleinerer Schrittweite reduziert.

Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass bei Betriebspunkten im instabilen Kennfeldbereich die Lösung des vorangegangenen (stabileren) Betriebspunktes als Startlösung verwendet werden kann. Darüber hinaus ist die Begründung für das experimentelle Vorgehen bei der numerischen Untersuchung hinfällig. Aufgrund der fehlenden Wärmeleitung gibt es kein thermisches Gleichgewicht und somit auch keinen Einfluss der Abfolge der Betriebspunkte auf den Wirkungsgrad.

4.3.3 Instationäres (URANS-)Simulationsmodell

Wie bereits erläutert wurde, hängt die Qualität und streng genommen auch die Zulässigkeit der stationären (RANS-)Simulationen entscheidend von der Zeitabhängigkeit des Mittelwertes ab. Betriebspunkte in der Mitte des Kennfeldes erfüllen mit sehr hoher Sicherheit diese Anforderung. Je weiter der Verdichter angedrosselt wird, desto instabiler ist die Strömung. Es steigt somit die Wahrscheinlichkeit, dass der Mittelwert nicht mehr zeitlich unabhängig ist. Zur Bestimmung der Pumpgrenze sind jedoch genau in diesem Kennfeldbereich Simulationen notwendig. Es gilt somit zu klären, ob hierfür RANS-Simulationen geeignet sind. Neben einer möglichen Zeitabhängigkeit ist in diesem Kennfeldbereich die steigende Umfangsinhomogenität der Volute zu beachten. Bei deutlich kleineren Massenströmen als dem Auslegungsmassenstrom der Volute

ist der statische Druck in der Volute nicht mehr konstant über den Umfang. Wie bereits gesagt, kann dieser Effekt durch ein Segmentmodell nicht abgebildet werden.

Aus den genannten Gründen wird das stationäre Simulationsmodell durch ein instationäres (URANS-)Simulationsmodell validiert. Dieses Modell basiert grundsätzlich auf dem stationären Modell. Es wurde jedoch an einigen Stellen modifiziert, damit instationäre (URANS-)Simulationen möglich sind. Wie an Abbildung 4.7 zu erkennen ist, sind die Passagensegmente des Einlaufes und des Laufrades zu einem Vollkreis vervielfacht worden. Somit wird das gleiche numerische Gitter, lediglich in siebenfacher Ausführung, verwendet. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass bei diesem Prozess im Bereich des Einlaufes in der Kanalmitte einige fehlerhafte Wände erstellt wurden. Diese Tatsache ist leider erst nach der Durchführung der sehr zeitaufwändigen Simulationen aufgefallen. Eine Auswertung der Verdichterradzuströmung hat jedoch gezeigt, dass es hier zu keinem Einfluss durch die fehlerhaften Wände gekommen ist. Die Ergebnisse dieser Auswertung können unter Anhang A.3 nachvollzogen werden.

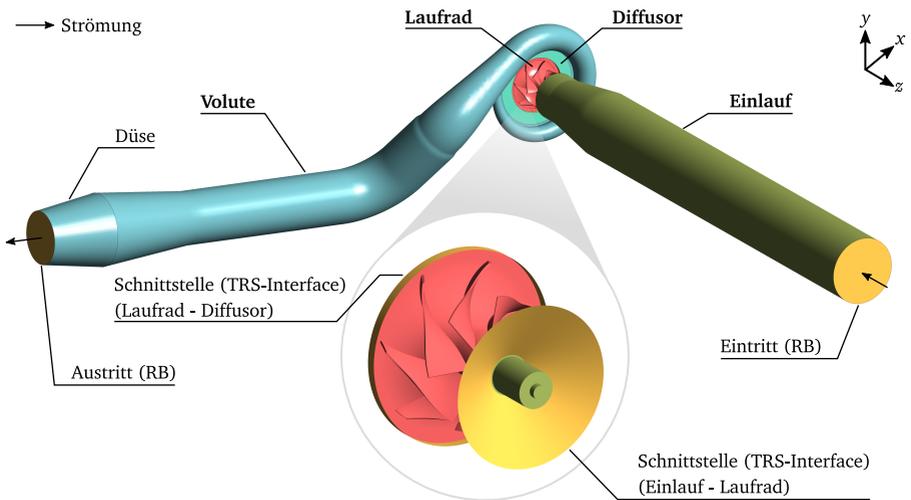


Abbildung 4.7: Aufbau des instationären (URANS-)Simulationsmodells; Visualisierung relevanter Modelleigenschaften; Quelle: Eigene Darstellung.

Aufgrund der zeitabhängigen Simulation und der vollständigen räumlichen Diskretisierung des Einlaufes und des Laufrades muss an den Schnittstellen S1 und S2 keine Umfangsmittelung mehr durchgeführt werden. Das rotierende Netz des Laufrades bewegt sich relativ zum statio-

nären Netz des Einlaufes und des Diffusors. In ANSYS CFX wird diese Art der Schnittstelle als *Transient Rotor Stator Interface* bezeichnet. Mit jedem gerechneten Zeitschritt wird das Laufrad um 1° um die Längsachse rotiert. Eine Laufradpassage wird somit durch $360/7 (\approx 51)$ Zeitschritte aufgelöst. Durch die vollständige räumliche Diskretisierung des Einlaufes und des Laufrades kann jetzt eine mögliche Umfangsinhomogenität und deren Einfluss auf die Laufradströmung berücksichtigt werden. In Tabelle 4.5 sind die Eigenschaften noch einmal zusammengefasst.

Tabelle 4.5: Eigenschaften des instationären (URANS-)Simulationsmodells.

	Eigenschaft	Wert / Bemerkung
<i>Randbedingung</i>		
Eintritt (S0)	Totaldruck	100 000 Pa
	Totaltemperatur	298 K
	Turbulenzintensität	5 %
Austritt (S4)	Massenstrom	$\dot{m}_{S4} = f(\lambda_D, T_n)$
<i>Schnittstelle</i>		
Eintritt - Laufrad (S1)	<i>TRS Interface</i> ¹	
Laufrad - Diffusor (S2)	<i>TRS Interface</i> ¹	
Diffusor - Volute (S3)	<i>General Grid Connection</i>	

¹ *Transient Rotor Stator Interface*, Relativverschiebung stationärer und rotierender Netze

Die Randbedingungen am Stufeneintritt sind identisch zum stationären Simulationsmodell. Um eine mögliche Zeitabhängigkeit des Verdichtermassenstromes, welche durch aerodynamische Ablöseerscheinungen entstehen kann, zu ermöglichen, wird der Massenstrom am Stufenaustritt nicht mehr konstant vorgegeben. Es wird nun eine zeitabhängige Massenstromrandbedingung, die sich mit jedem Zeitschritt verändern kann, formuliert. Falls keine großskaligen Schwankungen im System entstehen, bildet die Randbedingung eine konstante Massenstromrandbedingung ab. Sie bietet dem System eine Flexibilität und kommt somit der realen Anwendung näher, was vor allem bei Betriebspunkten in der Nähe der Pumpgrenze relevant ist. Darüber hinaus hat sich ein vorteilhafter Einfluss auf die Konvergenz der numerischen Simulation gezeigt. In Tabelle 4.5 sind die Eigenschaften der Randbedingungen noch einmal zusammengefasst.

Die entwickelte Formulierung basiert auf den Veröffentlichungen von Bareiß (2021) und Bousquet et al. (2016), die aufgrund der gleichen Tatsache eine flexible Druckrandbedingung umgesetzt und vorgestellt haben. Diese berechnet den Druckverlust in Anlehnung an den funktionalen Zusammenhang einer Drossel in Abhängigkeit des Massenstromes und einer sogenannten Drosselkonstante λ_D . Nach Gleichung (4.13) berechnet diese Funktion den Austrittsdruck des nächsten Zeitschrittes $p_2(T_{n+1})$ basierend auf dem Massenstrom des aktuellen Zeitschrittes $\dot{m}_V(T_n)$. Sinkt der Massenstrom aufgrund einer Schwingung wird im darauffolgenden Zeitschritt der Austrittsdruck reduziert.

$$p_2(T_{n+1}) = p_1 + \lambda_D \cdot (\dot{m}_V(T_n))^2 \quad (4.13)$$

$$\text{Drosselkonstante: } \lambda_D = f(BP)$$

Eine Druckrandbedingung hat sich für die vorliegende Verdichterstufe als numerisch äußerst instabil gezeigt. Ein möglicher Grund hierfür sind die flachen und teils überrollenden Kennlinien. Aus diesem Grund wird die Funktion aus Gleichung (4.13) in eine Massenstromrandbedingung nach Gleichung (4.14) überführt. Zusätzlich zur Umformulierung wird eine Unterrelaxation ergänzt. Dies führt zu einer Steigerung der benötigten Zeitschritte, bis sich ein quasi-stationärer Zustand einstellt. Die numerische Stabilität wird hierdurch jedoch erheblich gesteigert, da ein zu starkes Überschwingen der Randbedingung vermieden wird.

$$\dot{m}_{S4}(T_{n+1}) = (1 - \gamma) \cdot \dot{m}_{S4}(T_n) + \gamma \cdot \sqrt{\frac{p_{s,2}(T_n) - p_{s,1}(T_n)}{\lambda_D}} \quad (4.14)$$

$$\text{Unterrelaxationsfaktor: } \gamma = 0,8$$

$$\text{Drosselkonstante: } \lambda_D = f(BP)$$

Insgesamt wurden vier Betriebspunkte auf zwei unterschiedlichen Drehzahllinien simuliert. Aufgrund der erforderlichen Rechenressourcen wurden die Rechnungen auf dem LICHTENBERG-HOCHLEISTUNGSRECHNER der TU DARMSTADT ausgeführt. Eine Übersicht dieser Betriebspunkte mit einigen Spezifikationen kann Tabelle 4.6 entnommen werden. Die hier angegebene Anzahl an Umdrehungen N entspricht der Gesamtzahl der gerechneten Umdrehungen. Hiervon befinden sich jeweils die letzten 15 Umdrehungen in einem quasi-stationären Zustand.

Vergleichbare Konvergenzkriterien wie beim stationären Simulationsmodell können bei dieser Vorgehensweise nicht mehr definiert werden. Das Ziel ist ein quasi-stationärer Zustand, in dem charakteristische Größen wie der Massenstrom an der Eintrittsebene (S0) und an der Austrittsebene (S4) sowie das Druckverhältnis über der Stufe $\pi_{tt,2-1}$ ein zyklisches Verhalten aufweisen. Zur Verdeutlichung dieses Zustands sind in Abbildung 4.8a die Verläufe der genannten Größen über drei Verdichterradumdrehungen für den Betriebspunkt IS-BP2 gezeigt. Wie man hieran sehen kann, schwankt vor allem der Eintrittsmassenstrom zyklisch mit einer nahezu konstanten Amplitude. Die anderen beiden Größen zeigen das gleiche Verhalten, jedoch ist die Amplitude deutlich geringer.

Tabelle 4.6: Übersicht der instationär simulierten Betriebspunkte (URANS).

Bezeichnung	Massenstrom $\hat{m}_{\text{red},V}$	Drehzahl $\hat{u}_{\text{red},V}$	Umdrehungen N	CPU-Zeit $\text{Core} \cdot \text{hours}$
IS-BP1	85 %	100 %	70	120 000
IS-BP2	74 %	100 %	145	250 000
IS-BP3	60 %	100 %	125	216 000
IS-BP4	104 %	117 %	104	179 712

Im Vergleich hierzu sind in Abbildung 4.8b die Verläufe für den Betriebspunkt IS-BP4 auf der höheren Drehzahllinie abgebildet. Dieser befindet sich weiter rechts im Kennfeld. Die Größen zeigen hier fast keine Schwankung um den konstanten Mittelwert. Unabhängig davon sinken die Residuen über die maximal 10 inneren Iterationen pro Zeitschritt auf einen Wert von deutlich unter $1 \cdot 10^{-4}$ ab.

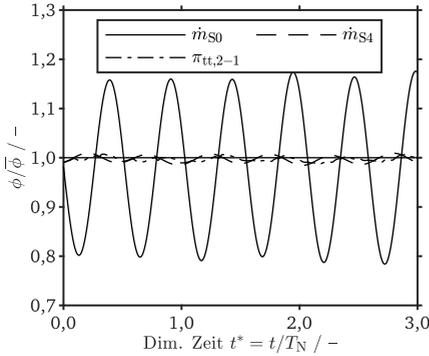
Datenerfassung und -auswertung

Grundsätzlich wird bei den instationären Simulationen vergleichbar zu den stationären Simulationen vorgegangen. Größen zur Berechnung von integralen Kennfelddaten werden auf den gleichen Auswerteebenen nach dem gleichen Vorgehen erfasst. Im ersten Schritt liegen diese in Abhängigkeit der Zeit vor. Zum Vergleich mit den stationären Simulationen werden diese über 15 Umdrehungen arithmetisch gemittelt.

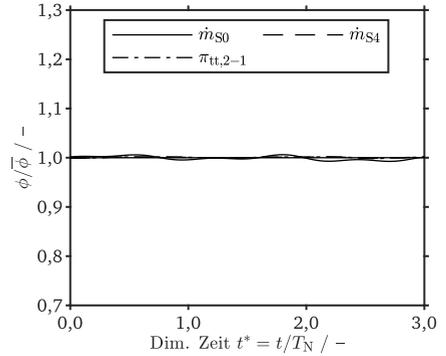
Zur detaillierten Auswertung der Strömung im gesamten Strömungsgebiet wird einerseits für jeden Zeitschritt eine Zwischenlösung exportiert. Hiermit kann das Strömungsfeld zeitabhängig ausgewertet werden. Zum Vergleich mit den stationären Detailauswertungen stehen zeitgemittelte Variablen, sogenannte *Transient Statistics*, zur Verfügung. Hierfür wird für ausgewählte Variablen der arithmetische Mittelwert über 15 Umdrehungen im gesamten Strömungsgebiet gebildet.

4.3.4 Modellierungsunsicherheit

Die Genauigkeit der simulierten Ergebnisse hängt entscheidend von der Qualität der numerischen Modelle ab. Wie jedoch der Name schon sagt, handelt es sich hierbei um Modelle, die gewisse Annahmen und Vereinfachungen treffen. An manchen Stellen muss bei der Genauigkeit



(a) IS-BP2



(b) IS-BP4

Abbildung 4.8: Konvergenzbeurteilung der instationären (URANS-)Simulationen; beispielhafte Betriebspunkte auf zwei verschiedenen Drehzahllinien; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf instationären Simulationsdaten.

ein Kompromiss eingegangen werden, um Anforderungen an die Rechenressourcen zu minimieren. Im Folgenden sollen einige wenige aber offensichtliche Modellannahmen vorgestellt und diskutiert werden.

Geometrievereinfachungen Die benetzten Wandflächen werden im numerischen Modell als glatte Wände angenommen. Diese erfüllen zwar die Haftbedingung, die Oberflächenqualität wird jedoch vernachlässigt. Grundsätzlich hat die Oberflächenrauigkeit einen Einfluss auf die Reibungsverluste. Die Wände müssen jedoch nicht vollständig glatt sein. Es ist ausreichend wenn die Wände als hydraulisch glatt gelten, was generell durch bearbeitete Oberflächen erreicht wird. (Casey et al., 2021, S. 167 f.) Durch interne Untersuchungen mit unterschiedlichen Fertigungsgenauigkeiten konnte diese Annahme bestätigt werden. Die Volute ist hingegen ein Gussbauteil. Die innenliegenden Flächen, welche für die Strömung relevant sind, werden nach dem Gießprozess nicht mehr nachbearbeitet. Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch angenommen, dass die Strömung bis zum Erreichen der Volute bereits deutlich verzögert wurde und der Einfluss der Oberflächenrauigkeit somit vernachlässigbar ist.

Bezüglich der Modellierung des Schaufelspitzenspaltes werden zwei signifikante Vereinfachungen vorgenommen. Die Annahme einer konstanten Spalthöhe in Normalenrichtung zum Gehäuse bildet den realen Spalt nicht identisch ab. Darüber hinaus ändert sich die Spaltgröße im

realen Betrieb aufgrund der Wärmeausdehnung der beteiligten Bauteile. Diese Wärmedehnung wird im numerischen Modell nicht berücksichtigt. Beide Faktoren haben einen Einfluss auf die tatsächliche Größe des Spaltes. Der Schaufelspitzenspalt ermöglicht eine Leckageströmung, was einen negativen Einfluss auf das erreichte Totaldruckverhältnis hat. (Van Den Braembussche, 2019, S. 82 f.) Die Menge der Leckageströmung wird bei ansonsten identischen Eigenschaften durch die Spaltgröße beeinflusst. Aus diesem Grund ist auch das Totaldruckverhältnis von der Spaltgröße abhängig.

Wie bereits erwähnt, werden die Schaufelfußradien nicht aus aerodynamischer Sicht, sondern aus Festigkeitsgründen integriert. Des Weiteren werden diese bei CFD-Simulationen oftmals vernachlässigt. Nach (Oh, 2016) nimmt das Totaldruckverhältnis und der Wirkungsgrad auf der gesamten Drehzahlkurve bei der Auslegungsdrehzahl aufgrund der Schaufelfußradien ab. Im Gegensatz hierzu führt nach (Gooding et al., 2021) eine Berücksichtigung der Radien im Auslegungspunkt zu einer Reduzierung der Strömungsablösung in den Ecken am Schaufelfuß und hierdurch zu einer Steigerung des Totaldruckverhältnisses. Der Wirkungsgrad wird in diesem Fall nur geringfügig beeinflusst. Es zeichnet sich somit kein eindeutiger und allgemeingültiger Einfluss durch die Schaufelfußradien ab.

Wärmeleitung Bei der experimentellen Untersuchung wird die Turbineneintrittstemperatur sowie die Öltemperatur durchgehend konstant gehalten. Im Turbinen- und Lagergehäuse stellt sich somit eine gewisse Temperatur ein. Das Lagergehäuse ist als Schnittstelle zwischen der Turbine und dem Verdichter direkt mit dem Verdichtergehäuse und dem Turbinengehäuse verbunden. Es kann somit ein Wärmeaustausch zwischen den drei Komponenten stattfinden. Nach (Casey et al., 2021, S. 619) ist der Einfluss der angrenzenden Komponenten vor allem bei niedrigen Verdichterdrehzahlen dominant. Die durch den Wärmeaustausch gesteigerte Verdichteraustrittstemperatur führt hier zu einer Verschlechterung des Wirkungsgrades. Zusätzlich zum Wärmeaustausch zwischen den Komponenten findet ein Wärmeaustausch zwischen dem Verdichtergehäuse und der Umgebung statt. Die Temperaturdifferenz und der Einfluss dessen steigen in diesem Fall mit steigendem Druckverhältnis. Nach (Gooding et al., 2021) führt dieser Wärmeaustausch zu einer niedrigeren Verdichteraustrittstemperatur und somit zu einer Steigerung des Wirkungsgrades. In beiden genannten Fällen gibt es keinen signifikanten Einfluss auf das Totaldruckverhältnis. Durch die adiabaten Wände bei den numerischen Modellen wird weder ein Wärmeaustausch zwischen den angrenzenden Komponenten noch mit der Umgebung berücksichtigt. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die Simulationen tendenziell den Wirkungsgrad bei niedrigen Verdichterdrehzahlen überschätzen und bei hohen eher unterschätzen.

Turbulenzmodellierung Radialverdichter mit unbeschaukelten Diffusoren besitzen in der Regel ein äußerst breites Kennfeld. Soll die Pumpgrenze bestimmt werden, wird die Verdichterstufe

zwangsläufig in Betriebspunkten weit außerhalb des optimalen Betriebsbereiches betrieben. Turbulenz und Rezirkulation sind somit feste Bestandteile der Strömung und der Einfluss hiervon wird bei beiden numerischen Modellen (RANS/URANS) durch ein (Turbulenz-)Modell abgebildet. Dieses Vorgehen basiert auf einigen Annahmen und bringt somit eine gewisse Unsicherheit in der Simulation mit sich.

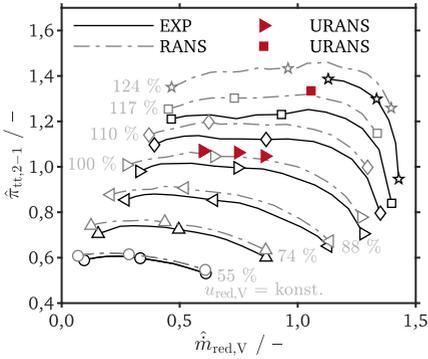
Schlussfolgerung Die vorgestellten numerischen Modelle sollen dazu verwendet werden, Kennfelder von Verdichterstufen im industriellen Umfeld berechnen zu können. In diesem Fall sind oft die zur Verfügung stehenden Rechenressourcen begrenzt. Außerdem muss die Berechnung eines kompletten Kennfeldes in einer angemessenen Zeit möglich sein. Basierend auf diesen Anforderungen müssen zwangsläufig einige Vereinfachungen hingenommen werden. Es ist jedoch wichtig, sich dessen Auswirkungen bewusst zu sein. Wie der nächste Abschnitt zeigen wird, kann die relative Veränderung der Strömung im Kennfeld mit ausreichender Genauigkeit abgebildet werden.

4.3.5 Validierung

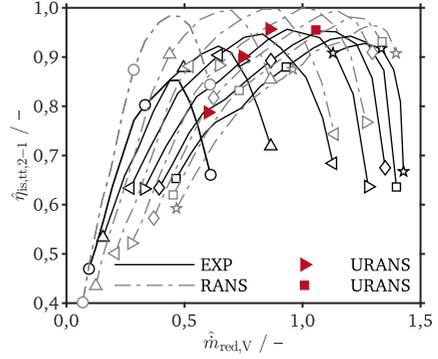
Die Ergebnisse der stationären (RANS-)Simulationen sollen in diesem Abschnitt durch experimentelle Daten sowie die Ergebnisse der instationären (URANS-)Simulationen validiert werden. Abbildung 4.9 fasst hierfür einige charakteristische Merkmale der Verdichterstufe zusammen. In Abbildung 4.9a ist das numerisch bestimmte Kennfeld im Vergleich zum experimentell bestimmten dargestellt. Wie man hieran sehen kann, wird das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ für alle Drehzahllinien durch die stationären Simulationen überschätzt. Entsprechend Abbildung 4.9d steigt die mittlere Abweichung $\overline{\Delta\pi_{tt,2-1}}$ von 2,6 % auf der untersten Drehzahllinie auf 5,7 % auf der obersten Drehzahllinie an. Wird von den numerisch bestimmten Kennlinien die mittlere Abweichung einer jeweiligen Drehzahllinie subtrahiert, verschieben sich diese nach unten und liegen anschließend auf dem gleichen Niveau wie die experimentell bestimmten Kennlinien. Die hierdurch erzeugten modifizierten Kennlinien sind in Abbildung 4.9c dargestellt und mit *RANSmod* gekennzeichnet. Durch diese Modifizierung wird deutlich, dass die Kennliniensteigerung sehr gut durch die stationären Simulationen abgebildet wird. Das Totaldruckverhältnis wird somit zwar signifikant überschätzt, die Veränderung der Strömung entlang einer Kennlinie wird jedoch gut abgebildet.

In Abbildung 4.9b ist der isentrope Wirkungsgrad für die numerischen Kennlinien im Vergleich zu den experimentell bestimmten dargestellt. Hierbei wird ersichtlich, dass hinsichtlich der Abweichung zwei Bereiche unterschieden werden müssen. Bei großen Massenströmen überschätzen die stationären Simulationen über alle Drehzahllinien hinweg die experimentell

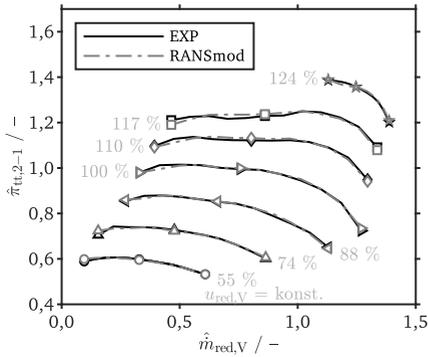
bestimmten Wirkungsgrade. Mit einer Reduzierung des Massenstromes dreht sich das Verhältnis um und die stationären Simulationen unterschätzen den experimentell bestimmten Wirkungsgrad.



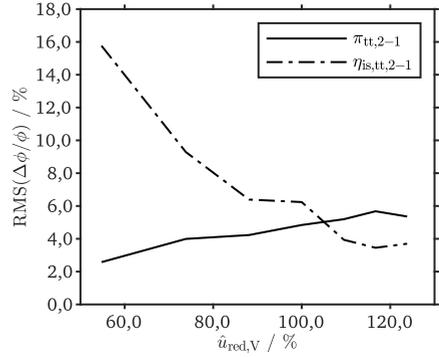
(a) Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$



(b) Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$



(c) Modifiziertes Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$



(d) Differenz EXP – RANS

Abbildung 4.9: Validierung der stationären (RANS)-Simulationen durch experimentelle Daten und Daten aus instationären (URANS)-Simulationen; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf numerisch und experimentell bestimmten Daten.

Entsprechend Abbildung 4.9d nimmt die mittlere Abweichung des Wirkungsgrades $\overline{\Delta\eta_{is,tt,2-1}}$ von 15,8 % für die niedrigste Drehzahllinie auf 3,5 % für die oberste Drehzahllinie ab. Die Lage der maximalen Wirkungsgrade der jeweiligen Drehzahllinien wird jedoch mit guter Übereinstimmung bestimmt.

Die genannten Unterschiede lassen sich unter anderem durch den Wärmeaustausch der Verdichterströmung mit den angrenzenden Bauteilen und der Umgebung begründen. Je weiter der Verdichtermassenstrom reduziert und die Verdichterdrehzahl gesteigert wird, desto größer ist die Verdichteraustrittstemperatur. Das Niveau dieser Temperatur bestimmt entscheidend den Wärmeaustausch mit der Umgebung, welcher bei den numerischen Simulationen nicht berücksichtigt wird. Die Abweichung im Punkt des maximalen Wirkungsgrades nimmt in Richtung niedrigerer Drehzahlen zu. Diese Beobachtung lässt sich durch einen zunehmenden Wärmeaustausch zwischen der Verdichterströmung und den angrenzenden Bauteilen – Lagergehäuse und Turbinengehäuse – erklären. Die Abweichungen des Totaldruckverhältnisses sowie des Wirkungsgrades lassen sich somit durch die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Modellvereinfachungen erklären.

In Abbildung 4.9a und Abbildung 4.9b sind zusätzlich zu den Ergebnissen der stationären Simulationen die Ergebnisse der instationär simulierten Betriebspunkte dargestellt. Hierbei wird ersichtlich, dass das Totaldruckverhältnis durch die instationären Simulationen geringfügig größer berechnet wird. Beim Wirkungsgrad wird hingegen ein kleinerer Wert durch die instationären Simulationen berechnet. Entsprechend Abbildung 4.10a ist die betragliche Abweichung des Totaldruckverhältnisses für alle Betriebspunkte kleiner als 2,0 %. Die betragliche Abweichung des Wirkungsgrades ist wenigstens 1,0 % und maximal über 8,0 %.

Wie man am Verlauf des Temperaturverhältnisses $\tau_{tt,2-1}$ in Abbildung 4.10b sehen kann, steigt dieses im Falle der instationären Simulationen bei einer Reduzierung des Massenstroms stärker an. Der zusätzliche Temperaturanstieg ist bereits am Austritt des Verdichterrades sichtbar. Der Unterschied resultiert somit aus der Strömung im Verdichterrad. Da das höhere Temperaturverhältnis nicht in ein höheres Druckverhältnis umgesetzt wird, muss es einen Einfluss der zeitlichen und räumlichen Diskretisierung auf die Verluste im Verdichterrad geben. Diese Beobachtung und mögliche Erklärungsansätze werden in Kapitel 7 ausführlicher diskutiert.

Da die Kennliniensteigung für die Systemstabilität von essentieller Bedeutung ist, soll diese an dieser Stelle noch einmal genauer betrachtet werden. In Abbildung 4.11a ist die relative Abweichung der Kennliniensteigung ΔKLS nach Gleichung (4.15) für zwei Drehzahllinien dargestellt. Wie bereits durch Abbildung 4.9c deutlich wird, ist die Übereinstimmung bei großen Massenströmen sehr gut. Bei kleinen Massenströmen steigt die Abweichung hingegen für alle Drehzahllinien deutlich an. Ein Grund für die großen Zahlenwerte in Abbildung 4.11a sind die flachen Kennlinien bei kleinen Massenströmen. Hierdurch führt bereits eine kleine absolute Abweichung aufgrund des betragsmäßig kleinen Nenners in Gleichung (4.15) zu sehr großen relativen Abweichungen.

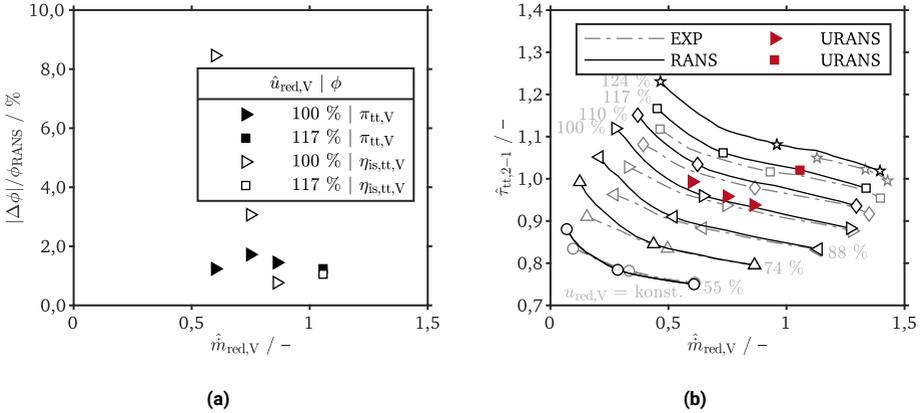


Abbildung 4.10: Abweichung der stationären Simulationen (RANS) von den instationären Simulationen (URANS); Abweichung des Totaldruckverhältnisses $\pi_{tt,2-1}$ sowie des Wirkungsgrades $\eta_{is,tt,2-1}$ (a) und das Temperaturverhältnis $\tau_{tt,2-1}$ (b); Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären und instationären Simulationsdaten.

$$\Delta KLS|_{\text{CFD-EXP}} = \left| \frac{\left(\frac{\partial \pi_{tt,2-1}}{\partial \dot{m}_{red,V}} \Big|_{\text{CFD}} - \frac{\partial \pi_{tt,2-1}}{\partial \dot{m}_{red,V}} \Big|_{\text{EXP}} \right)}{\frac{\partial \pi_{tt,2-1}}{\partial \dot{m}_{red,V}} \Big|_{\text{EXP}}} \right| \cdot 100 \quad (4.15)$$

Eine weitere Ursache für die Zunahme der Abweichung bei kleinen Massenströmen ist der Einfluss des mit sinkendem Massenstrom steigenden Anteils turbulenter Strömung. Wie man an Abbildung 4.11b sehen kann, nimmt mit einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes die turbulente Viskosität bezogen auf die dynamische Viskosität μ_t/μ signifikant zu. Die Zunahme zeigt grundsätzlich einen steigenden Anteil und Einfluss der turbulenten Strömung. Zusätzlich deutet dies auf einen steigenden Modellierungsanteil und hierdurch eine gesteigerte Unsicherheit hin. Trotz der relativ großen Abweichungen in der Kennliniensteigung bei kleinen Massenströmen werden die Maxima im Totaldruckverhältnis und hierdurch die Position ($\dot{m}_{red,V}$) des Vorzeichenwechsels der Steigung mit hoher Genauigkeit wiedergegeben. Wie sich im nächsten Kapitel noch zeigen wird, ist diese Eigenschaft entscheidender als die Steigung an sich.

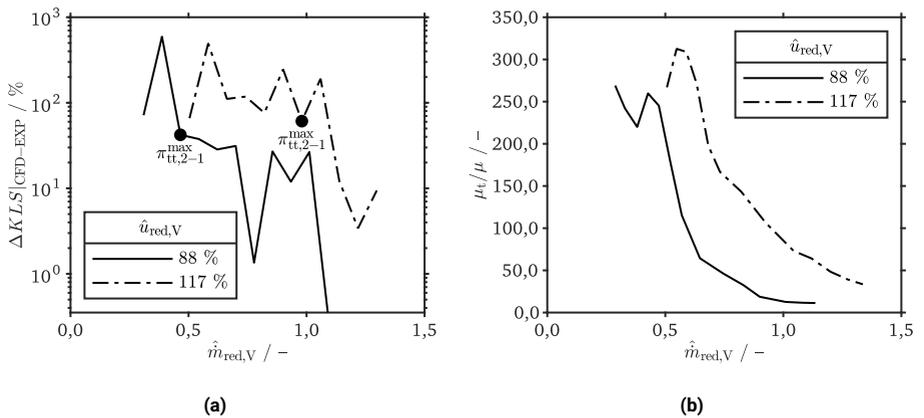


Abbildung 4.11: Validierung der Kennliniensteigung; Abweichung der Kennliniensteigung, basierend auf stationären Simulationsdaten, von der Steigung, basierend auf experimentellen Daten (a) und die Entwicklung der turbulenten Viskosität der stationären Simulationen (b); die turbulente Viskosität ist der massenstromgewichtete Mittelwert im Bereich des Laufrades; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf Daten aus stationären Simulationen und Experimenten.

4.4 Analytische Modellierung des Verdichtersystems

Wie bereits in Abschnitt 3.4 gezeigt wird, ist das Phänomen Pumpen ein systemabhängiges Phänomen. Aus systemischer Sicht bezeichnet Pumpen einen instabilen Zustand des Systems und nicht alleine der Verdichterstufe. Des Weiteren wurden Möglichkeiten zur Modellierung des dynamischen Verhaltens von Verdichtersystemen vorgestellt. Das hierbei berücksichtigte Ersatzsystem besteht lediglich aus der Verdichterstufe, einem Austrittsplenum und einer Drossel hinter dem Austrittsplenum. Der Verdichter saugt direkt aus der Umgebung an. Es gibt somit keine Systemkomponenten vor der Verdichterstufe.

Diese Situation trifft jedoch nicht auf Verdichter in der Anwendung als Kraftfahrzeugturbolader zu. Untersuchungen am Fachgebiet GASTURBINEN, LUFT- UND RAUMFAHRTANTRIEBE haben außerdem gezeigt, dass es einen Einfluss der stromauf der Verdichterstufe liegenden Komponenten auf die Lage der Pumpgrenze gibt. Aus diesem Grund hat Bühler ein erweitertes Modell auf Basis der Überlegungen aus (Greitzer, 1976) entwickelt und in (Bühler et al., 2019; Bühler, 2020) vorgestellt. Dieses Modell berücksichtigt zusätzlich die verdichtersaugseitigen Komponenten und deren Einfluss auf die Pumpgrenze. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Ansatz von Bühler in leicht modifizierter Variante angewendet. Aus diesem Grund sollen im Folgenden lediglich die relevanten, grundlegenden Annahmen und Gleichungen basierend auf den genannten Veröffentlichungen vorgestellt werden. Für eine detaillierte Herleitung sei vor allem auf (Bühler, 2020) verwiesen.

4.4.1 Das Ersatzsystem

Zur Herleitung der Stabilitätsbedingung muss das komplexe Realsystem in ein Ersatzsystem überführt werden, für welches die Erhaltungsgleichungen – Impulserhaltung und Massenerhaltung – aufgestellt werden können. Dieses Ersatzsystem ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Wie man hieran erkennen kann, lässt sich das Gesamtsystem grundsätzlich in zwei Bereiche aufteilen: einen Bereich stromauf und einen stromab der Verdichterstufe. Vergleichbar zum Ansatz nach (Greitzer, 1976), kann das verdichterdruckseitige System relativ einfach durch ein Plenum (P) sowie eine Drossel (G₂) beschrieben werden. Das Plenum ergibt sich durch die Rohrleitung zwischen dem Austritt der Verdichterstufe und der Drossel. Letztere kann durch eine Drosselcharakteristik g_2 nach Gleichung (4.16) beschrieben werden.

$$g_2 = p_{s,3} - p_{s,4} \quad (4.16)$$

Entlang einer Drehzahllinie wird die Drossel stetig weiter geschlossen. Diese Geometrieänderung hat zur Folge, dass sich die Drosselcharakteristik mit jedem Verdichterbetriebspunkt ändert. Da die Austrittsdrossel nicht direkt mit der Umgebung verbunden ist, folgt auf die

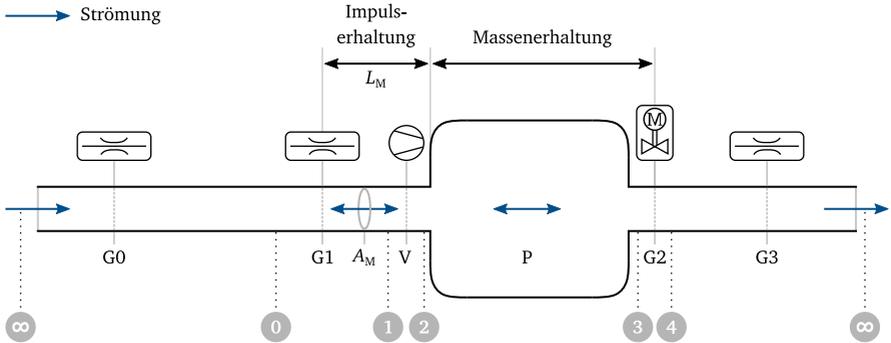


Abbildung 4.12: Das Ersatzsystem zur Herleitung des analytischen Verdichtermodells; Quelle: Eigene Darstellung.

Austrittsdrossel abschließend noch eine Drossel mit konstanter Geometrie ($G3, 4 \rightarrow \infty$). Der Effekt dieser Drossel wird über den im Vergleich zum Umgebungsdruck erhöhten Druck hinter der Drossel $G2$ indirekt über die Drosselcharakteristik g_2 berücksichtigt.

Das verdichtersaugseitige System besteht aus diversen Komponenten, die einen Druckverlust erzeugen. In der Formulierung von Bühler (2020) werden diese Komponenten alle zusammengefasst und als eine resultierende Komponente mit einer resultierenden Drosselcharakteristik beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung hat sich jedoch gezeigt, dass nicht die physische Begrenzung des Systems für die Modellierung entscheidend ist. Vielmehr ist entscheidend, an welcher Stelle die Strömung eine signifikante kinetische Energie besitzt. Dies wird entscheidend von der Kombination der Verrohrung und des Massenstrombereiches der Verdichterstufe beeinflusst. Für die vorliegende Verdichterstufe werden nicht alle stromauf liegenden Komponenten zusammengefasst. Die relevante Länge ist kürzer als die Gesamtlänge (L_M , vgl. Abbildung 4.12) und der relevante Druckverlust ($0 \rightarrow 1$) ist geringer als der gesamte Druckverlust von der Umgebung bis zum Stufeneintritt ($\infty \rightarrow 1$). Die relevante Eintrittsdrossel lässt sich erneut durch eine Drosselcharakteristik g_1 nach Gleichung (4.17) beschreiben.

$$g_1 = p_{s,0} - p_{s,1} \quad (4.17)$$

Der Einfluss der Drossel $G0$ wird erneut indirekt über den statischen Druck $p_{s,0}$ berücksichtigt. Abschließend muss noch die Verdichterstufe durch die Verdichtercharakteristik c nach Gleichung (4.18) definiert werden.

$$c = p_{s,2} - p_{s,1} \quad (4.18)$$

4.4.2 Die Stabilitätsbedingung

Zur Herleitung der Stabilitätsbedingung werden im Wesentlichen zwei Erhaltungsgleichungen formuliert: die Impulserhaltungsgleichung und die Massenerhaltungsgleichung. Die Impulserhaltung wird für das Kontrollvolumen von der Drossel G1 bis zum Verdichterstufenaustritt hergeleitet. Nach einiger Umformung gelangt man zu Gleichung (4.19a). Die Massenerhaltungsgleichung wird für das Plenum am Verdichterstufenaustritt aufgestellt. Nach einiger Umformung gelangt man hier zu Gleichung (4.19b).

$$\frac{L_M}{A_M} \frac{\partial (\delta \dot{m}_1)}{\partial t} = c' \delta \dot{m}_1 - g'_1 \delta \dot{m}_1 - g'_2 \delta \dot{m}_3 \quad (4.19a)$$

$$\frac{V_P g'_2}{a_3^2} \frac{\partial (\delta \dot{m}_3)}{\partial t} = \delta \dot{m}_1 - \delta \dot{m}_3 \quad (4.19b)$$

Hierbei ist c' , g'_1 und g'_2 entsprechend Gleichung (4.20a), Gleichung (4.20b) und Gleichung (4.20c) jeweils der Gradient der entsprechenden Charakteristik.

$$\text{Gradient der Verdichtercharakteristik } c : \quad \frac{\partial (p_{s,2} - p_{s,1})}{\partial \dot{m}_1} = c' \quad (4.20a)$$

$$\text{Gradient der Drosselcharakteristik } g_1 : \quad \frac{\partial (p_{s,0} - p_{s,1})}{\partial \dot{m}_0} = g'_1 \quad (4.20b)$$

$$\text{Gradient der Drosselcharakteristik } g_2 : \quad \frac{\partial (p_{s,3} - p_{s,4})}{\partial \dot{m}_3} = g'_2 \quad (4.20c)$$

Basierend auf Gleichung (4.19a) und (4.19b) kann nun ein Gleichungssystem aufgestellt und über die Determinante das charakteristische Polynom entsprechend Gleichung (4.21) gebildet werden.

$$\frac{L_M V_P g'_2}{A_M a_3^2} \lambda^2 + \left(\frac{L_M}{A_M} - \frac{V_P (c' - g'_1) g'_2}{a_3^2} \right) \lambda + (g'_1 + g'_2 - c') = 0 \quad (4.21)$$

In Analogie eines mechanischen Schwingungssystems kann hiermit der Dämpfungsgrad des Systems nach Gleichung (4.22) definiert werden. Solange der Dämpfungsgrad größer als null ist, werden Schwingungen im System gedämpft und klingen nach einer gewissen Zeit ab. Das System ist stabil. Ist der Dämpfungsgrad kleiner als null, werden Schwingungen nicht gedämpft sondern angeregt. Das System ist instabil.

$$D = \frac{A_M a_3^2}{2 L_M V_P g_2' \omega_0} \overbrace{\left(\frac{L_M}{A_M} - \frac{V_P (c' - g_1') g_2'}{a_3^2} \right)}{=D_S} \quad (4.22)$$

Der erste Faktor des Produkts in Gleichung (4.22) kann niemals null oder kleiner als null werden. Somit ist der zweite Faktor entscheidend. Dieser wird im Folgenden mit der Variable D_S bezeichnet. Diese Variable ist somit die finale Stabilitätsbedingung, die zur Bestimmung der Pumpgrenze für jeden Betriebspunkt im Kennfeld ausgewertet wird. Die Grenze zwischen stabilen und instabilen Betriebspunkten bildet die Pumpgrenze.

Abschließend bleibt noch der Quotient L_M/A_M durch physische Werte des Systems zu definieren. Wie in Abschnitt 3.4.3 bereits genannt, wird in (Greitzer, 1976) die Verdichterradeintrittsfläche als charakteristische Größe für die Fläche A_M genannt. Dann muss anschließend die Länge L_M so angepasst werden, dass das reale Verhalten abgebildet wird. In (Greitzer, 1976) werden hierfür jedoch keine Anhaltspunkte zum realen System genannt.

Aus diesem Grund wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Querschnittsfläche A_M als Mittelwert basierend auf mehreren charakteristischen Flächen der Verdichterstufe – die Stufeneintrittsfläche, die Laufradeintrittsfläche, die Querschnittsflächen am Ein- und Austritt des Diffusors sowie die Stufenaustrittsfläche – gebildet. Die Länge L_M ergibt sich aus der Länge des Strömungspfades in meridionaler Richtung von der Drossel G1 durch die Verdichterstufe bis zum Austritt der Stufe.

5 Numerische Simulation – Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze

Bei der Entwicklung von Radialverdichtern für Turbolader ist die Kennfeldbreite, welche durch die Betriebsgrenze bei kleinen und großen Massenströmen definiert ist, von elementarer Bedeutung. Für diese Aufgabe werden heute im industriellen Umfeld vorzugsweise Programme zur Strömungssimulation (CFD) eingesetzt. Hierbei ist, wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln deutlich wird, insbesondere die Bestimmung der Betriebsgrenze bei kleinen Massenströmen eine bisher ungelöste Herausforderung. An dieser Stelle soll erneut betont werden, dass es sich hierbei um eine systemabhängige Betriebsgrenze handelt.

In diesem Kapitel soll nun ein Verfahren vorgestellt werden, wie mithilfe der vorgestellten stationären (RANS-)Simulationen eine sys-

temabhängige Pumpgrenze bestimmt werden kann. Dieses Verfahren bringt neben der Bestimmung der Pumpgrenze einen zusätzlichen Vorteil mit sich. Die Sensitivität einer spezifischen Verdichterstufe hinsichtlich einer Veränderung des umgebenden Systems kann ohne weitere Strömungssimulationen zeit- und ressourceneffizient untersucht werden.

Letztere Möglichkeit ist Bestandteil des zweiten Abschnittes dieses Kapitels. Eine Variation des verdichtersaugseitigen Systems zeigt einen signifikanten Systemeinfluss auf die Lage der Pumpgrenze. Die Sensitivität gegenüber diverser Systemparameter kann mit dem vorgestellten Verfahren früh im Entwicklungsprozess untersucht und mögliche Stabilisierungsmaßnahmen umgesetzt werden.

ÜBERSICHT

Bestimmung der Systemstabilität102

Methodik: Eingabewerte, Ablauf, Rückgabewerte

Das Referenzsystem106

Die Systemstabilität und die Pumpgrenze
Stabilitätsbestimmende Systemparameter
Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung

Der Einfluss von Systemgrößen116

Der systemabhängige Verdichtereintrittsdruck

Einfluss auf die Systemstabilität

Einfluss auf den Prozess im h - s -Diagramm

Bedeutung für die Auslegung

5.1 Bestimmung der Systemstabilität

Das erwünschte Ergebnis im Verlauf der Entwicklung und der Auswahl einer Verdichterstufe ist eine Betriebsgrenze, welche das Kennfeld in einen stabilen, nutzbaren, und einen instabilen, nicht nutzbaren, Bereich einteilt. Je genauer diese Grenze vorhergesagt werden kann, desto geringer muss der Sicherheitsabstand zwischen der Grenze und dem geforderten Betriebsbereich gewählt werden. Wie bereits ausführlich erläutert, wird diese Grenze nicht alleine durch das Betriebsverhalten der Verdichterstufe, sondern durch das Zusammenspiel der Verdichterstufe und dem umgebenden System bestimmt. Um eine belastbare, anwendungsspezifische Betriebsgrenze bei kleinen Massenströmen bestimmen zu können, muss somit die Stabilität des gesamten Systems betrachtet werden. Soll nun eine Pumpgrenze mithilfe stationärer Simulationen – welche keine Informationen über das umgebende System beinhalten – bestimmt werden, müssen diese mit dem System in Verbindung gebracht werden. Als Schnittstelle, um diese Verknüpfung zu ermöglichen, dient die im Folgenden vorgestellte Methodik. Eine schematische Darstellung des Ablaufes dieser Methodik ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Bei den folgenden Ergebnissen handelt es sich um eine weiterentwickelte und erweiterte Fassung der durch den Autor der vorliegenden Arbeit in (Haeckel et al., 2023) vorgestellten Ergebnisse.

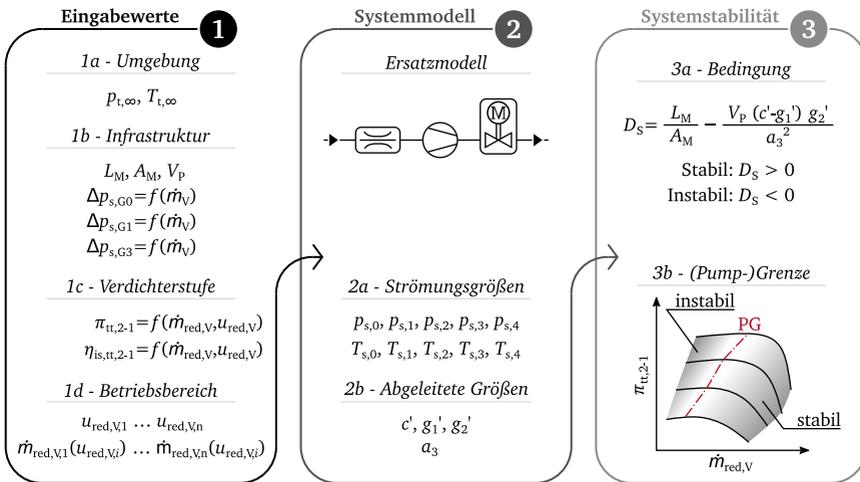


Abbildung 5.1: Methodik zur Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze basierend auf stationären (RANS-)Simulationen; Quelle: Eigene Darstellung.

An Abbildung 5.1 wird deutlich, dass das Verfahren aus den drei folgenden Teilabschnitten besteht: 1 – *Eingabewerte*, 2 – *Systemmodell* und 3 – *Systemstabilität*. Das Vorgehen beginnt im ersten Abschnitt mit der Definition anwendungsfallspezifischer Größen. Hierzu gehören Informationen über die zu untersuchende Verdichterstufe, das System in dem diese betrieben werden soll sowie thermodynamische Eigenschaften der Umgebung. Der Kern des Verfahrens im zweiten Abschnitt ist ein Systemmodell, welches alle zur Bestimmung der Systemstabilität notwendigen, systemspezifischen Strömungsgrößen ermittelt. Im letzten Abschnitt wird auf Basis dieser Strömungsgrößen die Stabilität des Verdichtersystems berechnet und anschließend hiermit die Pumpgrenze bestimmt. Im Folgenden sollen die einzelnen Abschnitte näher erläutert werden.

5.1.1 Die Eingabewerte

Der erste Abschnitt (1 – Eingabewerte) teilt sich in die folgenden Unterabschnitte auf:

- 1a Umgebungsbedingungen,
- 1b Infrastruktur,
- 1c Verdichterstufe,
- 1d Betriebsbereich.

Für alle Teilabschnitte müssen dem Systemmodell Eingabewerte in geeigneter Form bereitgestellt werden. Die Genauigkeit und Übereinstimmung dieser Vorgaben mit dem Anwendungsfall entscheiden maßgebend über die Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung.

Umgebungsbedingungen Die Eigenschaften der Umgebungsluft werden im wesentlichen durch die Totaltemperatur $T_{t,\infty}$ und den Totaldruck $p_{t,\infty}$ definiert. In einem ruhenden System wie der Umgebung entsprechen die Totalgrößen den statischen Größen und somit gilt: $T_{t,\infty} \equiv T_{s,\infty}$ und $p_{t,\infty} \equiv p_{s,\infty}$. Zu den hier gezeigten modellierten Systemen gibt es immer die äquivalenten experimentellen Untersuchungen. Hierdurch kann für die modellierten Systeme die Totaltemperatur und der Totaldruck der Umgebungsluft des entsprechenden Experiments vorgegeben werden. Aufgrund der Dauer der experimentellen Untersuchung und der Tatsache, dass die Umgebungsluft im Labor nicht konditioniert wird, schwanken diese beiden Werte minimal. Aus diesem Grund wird jeweils ein Mittelwert der beiden Größen über die gesamte Versuchsdauer gebildet und dem Modell als konstanten Wert vorgegeben. Falls das System und die Umgebungsbedingungen in einer frühen Phase der Auslegung noch nicht bekannt sind, kann alternativ ein beliebiger konstanter Wert, beispielsweise eine Totaltemperatur von 298 K und ein Totaldruck von 100 000 Pa vorgegeben werden.

Infrastruktur Zu dieser Kategorie gehören alle Komponenten und deren Auswirkungen, die sich stromauf und stromab der Verdichterstufe befinden. Diese bedingen sich einerseits durch die erforderlichen Komponenten zum Betrieb des Verdichters und andererseits, wie im vorliegenden Fall, durch die erforderliche Messtechnik. Wie in Abschnitt 4.4.1 gezeigt wurde, muss das real vorliegende System im ersten Schritt abstrahiert werden. Die Schwierigkeit hierbei ist es, das komplexe reale System (vgl. Abschnitt 2.4 und 4.2) in die einzelnen Bereiche einzuteilen. Die Einteilung beeinflusst die Zuordnung der Komponenten zu den Drosseln G0, G1, G2 und G3. Darüber hinaus definiert diese Einteilung die Grenze des schwingenden Systems und somit die geometrischen Größen L_M , A_M und V_P . Die Drosselcharakteristiken für die drei Drosseln G0, G1 und G3 müssen dem Systemmodell in Form von polynomialer Zusammenhänge übergeben werden. Hierdurch kann die Druckänderung über der jeweiligen Drossel, $\Delta p_{s,G0}$, $\Delta p_{s,G1}$ und $\Delta p_{s,G3}$, für jeden beliebigen Massenstrom³⁹ ausgewertet werden. Im vorliegenden Fall wurden diese funktionalen Zusammenhänge experimentell bestimmt. Alternativ können diese für ein fiktives System, basierend auf theoretischen Ansätzen, vorgegeben werden. Die Geometrie der Drossel G2 ändert sich in jedem Verdichterbetriebspunkt. Aus diesem Grund kann hierfür kein konstantes Polynom vorgegeben werden. Die Drosselkonstante wird in jedem Betriebspunkt durch das Systemmodell neu bestimmt.⁴⁰

Verdichterstufe Die Eigenschaften der Verdichterstufe werden durch das Verdichterkennfeld, Totaldruckverhältnis und Wirkungsgrad, definiert. Aus diesem Grund wird dem Systemmodell das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ sowie der isentrope Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$ in Abhängigkeit des reduzierten Massenstromes $\dot{m}_{red,V}$ sowie der reduzierten Umfangsgeschwindigkeit $u_{red,V}$ übergeben. Diese Informationen werden durch stationäre (RANS-)Simulationen, ohne Berücksichtigung des Systems, gewonnen. Entscheidend hierbei ist, dass ein großer Massenstrombereich durch die Simulationen abgedeckt wird. Zur Übergabe der Daten an das Modell werden diese jeweils für das Totaldruckverhältnis und den Wirkungsgrad entlang einer spezifischen Drehzahllinie stückweise interpoliert. Hierdurch ist es im weiteren Verlauf möglich, das Totaldruckverhältnis und den Wirkungsgrad für einen beliebigen reduzierten Massenstrom auszuwerten und für die weiteren Berechnungen zu verwenden.

³⁹Die Druckänderung über eine Drossel oder Blende ist eigentlich eine Funktion der Geschwindigkeit. Im Falle der Drosseln stromauf des Verdichters (G0, G1) ist die Formulierung in Abhängigkeit des Massenstromes identisch zu jener in Abhängigkeit der Geschwindigkeit, da die Luft aus der Umgebung angesaugt wird und die Eigenschaften dieser als konstant angesehen werden können. Im Gegensatz hierzu ändert sich die Eintrittsgeschwindigkeit der Drossel G3 für einen konstanten Massenstrom in Abhängigkeit des Verdichterbetriebspunktes. Wie die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung zeigen, besteht im vorliegenden Fall keine signifikante Abhängigkeit von der Eintrittsgeschwindigkeit. Der Grund hierfür ist vermutlich die sehr große Länge der Rohrleitung, die als Drossel abstrahiert wird, und der hiermit verbundene Wärmeaustausch mit der Umgebung. Eine Formulierung der Druckänderung in Abhängigkeit des Massenstromes macht die Methodik deutlich effizienter, da andernfalls die Geschwindigkeit am Eintritt der Drossel G3 iterativ bestimmt werden müsste.

⁴⁰Die Drosselkonstante wird auf Basis der Durchflussgleichung einer Blende bestimmt. Dieser funktionale Zusammenhang erreicht nach einiger Umformung die Formulierung: $\Delta p_{s,G2} = K_{G2} \cdot \dot{m}_V \cdot c_2$. (Sigloch, 2022, S. 164)

Betriebsbereich Der Betriebsbereich definiert den Bereich im Kennfeld, in dem die Stabilität des Verdichtersystems bestimmt werden soll. Dies geschieht einerseits durch die Vorgabe der gewünschten Drehzahllinien in Form der Verdichterumfangsgeschwindigkeit ($u_{\text{red},V,1} \dots u_{\text{red},V,n}$). Zusätzlich muss für jede Drehzahllinie ein minimaler und maximaler Verdichtermassenstrom ($\dot{m}_{\text{red},V,1}(u_{\text{red},V,1}) \dots \dot{m}_{\text{red},V,n}(u_{\text{red},V,i})$) vorgegeben werden. Dieser Bereich muss ausreichend groß gewählt werden, damit das Modell in der Bestimmung der Pumpgrenze nicht beeinflusst wird. Er kann jedoch nur in dem Bereich gewählt werden, in dem Daten durch das Verdichterkennfeld vorliegen.

5.1.2 Das Systemmodell

Zur Bestimmung der Systemstabilität D_S nach Gleichung (5.1) werden neben den geometrischen Größen die Charakteristiken der Drosseln G1 und G2 sowie der Verdichterstufe und die Schallgeschwindigkeit im Plenum am Verdichteraustritt a_3 benötigt. Nach Abschnitt 4.4.2 berechnen sich die genannten Variablen basierend auf statischen Zustandsgrößen an diversen Positionen entlang des Strömungspfades. Für konstante Umgebungsbedingungen sind diese von der Geometrie und den Eigenschaften des vorliegenden Systems sowie vom Betriebspunkt des Verdichters, genauer dem Massenstrom durch den Verdichter, abhängig.

Aus diesem Grund nimmt der zweite Abschnitt der Methodik eine wesentliche Rolle in der Berechnung der benötigten Größen zur Bestimmung der Systemstabilität ein. Es werden in allen definierten Ebenen entlang des Strömungspfades die statischen Größen durch Lösen eines Gleichungssystems basierend auf der Kontinuitätsgleichung, der Beziehungen zwischen statischen Größen und Totalgrößen sowie der Zustandsgleichung idealer Gase bestimmt. Das geschilderte Vorgehen erfolgt iterativ für alle vorgegebenen Betriebspunkte des Kennfeldes. Nachdem die Daten aller Betriebspunkte vorliegen, können die Charakteristiken sowie die Schallgeschwindigkeit berechnet werden. Die Gradienten der Charakteristiken – g'_1 , g'_2 und c' – werden abschließend basierend auf den Daten zweier aufeinanderfolgender Betriebspunkte einer spezifischen Drehzahllinie berechnet.

5.1.3 Die Systemstabilität

Im letzten Schritt wird die Systemstabilität D_S nach Gleichung (5.1) für jeden Betriebspunkt des Kennfeldes berechnet. Diese Gleichung ist der Kern der Stabilitätsbetrachtung. Entscheidend hierbei ist nicht der exakte Wert von D_S , sondern insbesondere das Vorzeichen. Das System ist stabil, wenn der Wert von D_S größer als null ist. Ist der Wert hingegen kleiner als null, ist das System instabil. Vergleichbar zum experimentellen Vorgehen wird der letzte stabile Betriebspunkt, bei einer Reduzierung des Massenstromes, als Pumpgrenze definiert.

$$D_S = \frac{\overbrace{L_M}^{\text{Term 1}}}{A_M} - \frac{\overbrace{V_P (c' - g'_1) g'_2}^{\text{Term 2}}}{a_3^2} \quad (5.1)$$

Stabil, wenn $D_S > 0$

Instabil, wenn $D_S < 0$

5.2 Das Referenzsystem

Im folgenden Abschnitt wird die Methodik für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1 angewendet, welches als Referenzsystem dienen soll. In Abbildung 4.2a ist das Flussdiagramm für dieses System schematisch dargestellt. Die Modellierung hat gezeigt, dass im Falle dieses Systems die Siebkaskade die Position ① in Abbildung 4.12 definiert. Durch die Druck- und Querschnittsänderung besitzt die Strömung stromauf der Siebkaskade nur eine geringe kinetische Energie, was entsprechend Abschnitt 4.4.1 das entscheidende Merkmal zur Definition der Position ① ist. Alle Komponenten stromauf der Siebkaskade, unter anderem die Massenstrommessstrecke, werden in der Drossel G0 zusammengefasst. Die Siebkaskade selbst bildet die Drossel G1. Basierend hierauf können die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Systemspezifikationen definiert werden.

Für die charakteristische Länge L_M ergibt sich ein Wert von 0,75 m und für die charakteristische Querschnittsfläche A_M ein Wert von $16,56 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$. Das Volumen des Plenums am Verdichteraustritt V_P wurde entsprechend der Anwendung der Verdichterstufe zur Aufladung des Verbrennungsmotors zu $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ gewählt. Für die Drosseln G0, G1 und G3 werden die Polynome $f_{G0}(\dot{m}_V)$, $f_{G1, \text{TCL-V1}}(\dot{m}_V)$ und $f_{G3}(\dot{m}_V)$ vorgegeben.

5.2.1 Das Stabilitätskennfeld und die Pumpgrenze

In Abbildung 5.2a ist das sogenannte Stabilitätskennfeld für das System TCL-V1 dargestellt. Dieses stellt die Systemstabilität für jeden Betriebspunkt im Kennfeld dar. Hierbei wird deutlich, dass sich das Kennfeld für die Drehzahllinien 55 % bis 117 % in zwei Bereiche einteilen lässt. Bei großen Massenströmen ist das Verdichtersystem stabil. Ab einem gewissen Massenstrom und bei weiterer Reduzierung ist das System instabil. Für die höchste Drehzahllinie, 124 %, zeigt sich etwas Unerwartetes. Vergleichbar zu den unteren Drehzahllinien gibt es hier einen ausgedehnten stabilen und instabilen Bereich bei großen und kleinen Massenströmen. Dazwischen liegt der grau hinterlegte Übergangsbereich. In diesem wechseln sich stabile und instabile Betriebsbereiche ab.

Tabelle 5.1: Spezifikationen des modellierten Ersatzsystems für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1.

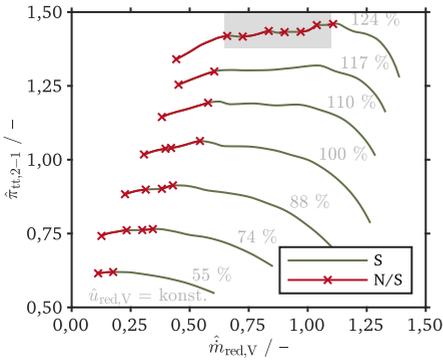
Parameter	Bezeichnung	Wert
<i>Geometrische Eigenschaften</i>		
L_M	Äquivalente Länge	0,75 m
A_M	Äquivalente Fläche	$16,56 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
V_P	Volumen Plenum	$1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
<i>Drossleigenschaften</i>		
$\Delta p_{s,G0}$	VSS – G0	$f_{G0}(\dot{m}_V)$
$\Delta p_{s,G1}$	VSS – G1	$f_{G1,TCL-V1}(\dot{m}_V)$
$\Delta p_{s,G3}$	VDS – G3	$f_{G3}(\dot{m}_V)$

Wird die Pumpgrenze entsprechend des experimentellen Vorgehens bestimmt, definiert sich die Pumpgrenze als Grenze zwischen dem stabilen Betriebsbereich bei großen Massenströmen und dem ersten instabilen Bereich. Die nach diesem Vorgehen bestimmte Pumpgrenze ist in Abbildung 5.2b im Vergleich zur entsprechenden experimentell bestimmten Pumpgrenze dargestellt. Qualitativ zeigt sich hierbei bereits eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Grenzen. Quantitativ betrachtet wird der Pumpgrenzabstand nach Gleichung (5.2) mit einer arithmetisch gemittelten, betragsmäßigen Abweichung von 4,8 %P bestimmt. Die Abweichung des Pumpgrenzabstandes aller Drehzahllinien kann Tabelle 5.2 entnommen werden. Mögliche Erklärungen für die Abweichung werden im weiteren Verlauf des Abschnittes noch diskutiert.

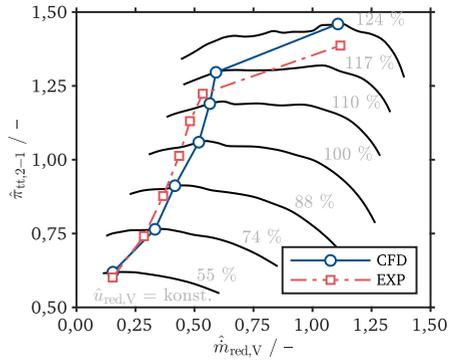
$$\Delta PGA = PGA_{CFD} - PGA_{EXP}$$

$$\text{mit: } PGA = \left(1 - \frac{\dot{m}_{red,V,PG}}{\dot{m}_{red,V,WMD}} \right) \cdot 100 \quad (5.2)$$

Die auffällige Stabilitätsverteilung der 124 % Drehzahllinie soll im Folgenden durch Ergebnisse der experimentellen Untersuchung validiert werden. Beim standardmäßig angewendeten experimentellen Verfahren zur Bestimmung der Pumpgrenze wird die Verdichterstufe für eine konstante Verdichterrumfangsgeschwindigkeit $u_{red,V}$ schrittweise angedrosselt. Dies wird solange durchgeführt, bis die Pumpgrenze erreicht wird. Mögliche weitere stabile Betriebspunkte auf der gleichen Drehzahllinie, jedoch bei kleineren Massenströmen als an der Pumpgrenze, sind mit diesem Vorgehen nicht erreichbar. Der Verdichter würde zu lange in einem instabilen



(a)



(b)

Abbildung 5.2: Das Stabilitätskennfeld (a) und die modellbasiert bestimmte Pumpgrenze (b) für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1; in Abbildung (a) steht die Abkürzung S für stabile Betriebspunkte und die Abkürzung N/S für instabile Betriebspunkte; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität (a)/(b) und experimentell bestimmten Daten (b).

Kennfeldbereich betrieben werden. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Prüfstand bringt jedoch einige entscheidende Funktionen mit, die ein Vermeiden dieser Einschränkung möglich machen. Das angewendete Verfahren soll im Folgenden kurz erläutert werden.

Wie in Abschnitt 4.2 erläutert wird, ist die Verdichterstufe im vorliegenden Fall Bestandteil eines Turboladers und wird durch die zugehörige Turbine angetrieben. Durch die aerodynamische Entkopplung der beiden Luftpfade kann einerseits die Verdichterdrehzahl durch eine Veränderung der Turbinenleistung beliebig eingestellt werden. Andererseits kann der Verdichtermassenstrom unabhängig vom Turbinenmassenstrom vorgegeben werden. Es sind somit zwei Betriebslinien des Verdichters möglich, die beliebig kombiniert werden können.

Tabelle 5.2: Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung für die Verdichterstufe VS1 im Referenzsystem TCL-V1.

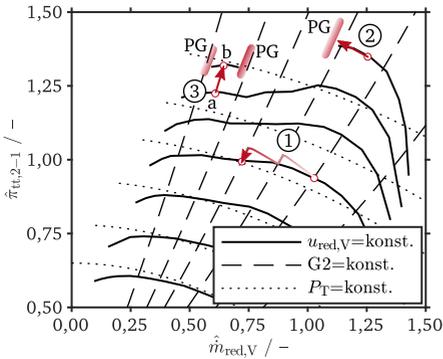
$\hat{u}_{red,V}$	55 %	74 %	88 %	100 %	110 %	117 %	124 %
ΔPGA	-0,1 %P	-6,7 %P	5,9 %P	-8,4 %P	-7,2 %P	-4,7 %P	0,8 %P

Diese sind in Abbildung 5.3a dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen Betriebslinien des Verdichters bei konstantem Drosselgrad. Durch eine Steigerung der Turbinenleistung wird der Verdichtermassenstrom $\dot{m}_{\text{red},V}$, das Totaldruckverhältnis $\pi_{\text{tt},2-1}$ sowie die Umfangsgeschwindigkeit $u_{\text{red},V}$ gesteigert. Im Vergleich hierzu zeigen die gepunkteten Linien Betriebslinien bei konstanter Turbinenleistung. Durch eine Reduzierung des Verdichtermassenstromes $\dot{m}_{\text{red},V}$ steigt das Totaldruckverhältnis $\pi_{\text{tt},2-1}$ sowie die Umfangsgeschwindigkeit $u_{\text{red},V}$ leicht an. Standardmäßig wird eine Drehzahllinie durch eine abwechselnde Abfolge dieser beiden Betriebslinien – Markierung ① – bestimmt. Die aktuelle Verdichterumfangsgeschwindigkeit wird hierdurch konstant gehalten. Wie bei Markierung ② angedeutet und bereits angesprochen, kann mit diesem Vorgehen ein instabiler Kennfeldbereich nicht durchquert werden.

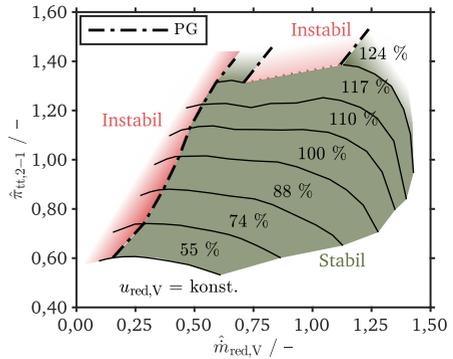
Die beiden Betriebslinien können jedoch so kombiniert werden, dass ein instabiler Kennfeldbereich umgangen wird. Hierfür wird der Verdichter beginnend auf einer niedrigeren Verdichterdrehzahl als der gewünschten und bei konstanter Turbinenleistung solange androsselt, bis der Betriebspunkt ③a erreicht wird. Von diesem Betriebspunkt ausgehend wird die Turbinenleistung gesteigert, bis die gewünschte Verdichterumfangsgeschwindigkeit – Betriebspunkt ③b – erreicht wird. Dieser Betriebspunkt befindet sich dann im gewünschten stabilen Kennfeldbereich. Ausgehend von diesem Punkt können durch ein Androsseln und Entdrosseln des Verdichters entlang der aktuellen Drehzahllinie die Grenzen des stabilen Bereiches ermittelt werden. Für den skizzierten Fall in Abbildung 5.3a können auf der obersten Drehzahllinie somit drei Pumpgrenzen bestimmt werden.

In Abbildung 5.3b sind die experimentell bestimmbaren, stabilen Betriebspunkte für das System TCL-V1 dargestellt. Zur besseren Zuordnung, welche Betriebspunkte auf der gleichen Drehzahllinie liegen, ist für die 124 % Drehzahllinie der instabile Bereich durch eine gepunktete Linie dargestellt. In diesem Bereich tritt Pumpen ein und es können somit experimentell keine Betriebspunkte erfasst werden. Dies verdeutlicht, dass eine alternierende Abfolge stabiler und instabiler Kennfeldbereiche sowie hierdurch drei Pumpgrenzen experimentell nachgewiesen werden können. Dieses Verhalten ist vergleichbar zu der von Emmons et al. (1955) gemachten Beobachtung (vgl. Abschnitt 3.4.1). In diesem Fall konnte ebenfalls ein stabiler Bereich zwischen zwei instabilen nachgewiesen werden.

Der experimentelle Nachweis im Rahmen der vorliegenden Arbeit verdeutlicht somit erneut, dass die Pumpgrenze nicht alleine durch den Verdichtermassenstrom definiert ist und dass es für spezifische Anwendungsfälle mehrere Pumpgrenzen geben kann. Die Lage und Anzahl der Grenzen wird durch das Zusammenspiel aller Systemkomponenten definiert. Ein Vergleich mit Abbildung 5.2a zeigt, dass durch die modellbasierte Methodik mehr kleinere stabile und instabile Kennfeldbereiche im Übergangsbereich vorhergesagt werden. Dies kann wiederum durch die experimentellen Ergebnisse nicht bestätigt werden. Mögliche Gründe hierfür werden im weiteren Verlauf des Abschnitts noch diskutiert. Grundsätzlich bestätigen die experimentellen Ergebnisse jedoch den analytischen Ansatz sowie den systemischen Charakter der Stabilität des Verdichtersystems.



(a)



(b)

Abbildung 5.3: Das experimentelle Vorgehen zur Erfassung einer Drehzahllinie (a) und die experimentell bestimmte Systemstabilität für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1 (b); Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf experimentell bestimmten Daten.

5.2.2 Die stabilitätsbestimmenden Parameter

Die Systemstabilität ist das Resultat der Kombination des Betriebsverhaltens diverser Systemkomponenten, was sich jeweils in einem spezifischen Parameter ausdrücken lässt. Hierbei kann zwischen stabilisierenden und destabilisierenden sowie zwischen konstanten und betriebspunktabhängigen Parametern unterschieden werden. Zur Kategorie der konstanten Parameter gehören die geometrischen Größen L_M , A_M und V_P . Die restlichen Parameter c' , g'_1 , g'_2 und a_3 sind betriebspunktabhängig. Der Verlauf der Systemstabilität im Kennfeld wird somit entscheidend durch den Verlauf dieser Parameter beeinflusst. Aus diesem Grund sollen die Verläufe dieser im Folgenden diskutiert werden. Eine Übersicht ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Die Systemstabilität In Abbildung 5.4a ist der Wert der Stabilitätsbedingung D_S dargestellt. Entscheidend hierbei ist der Nulldurchgang sowie der Verlauf. Der Nulldurchgang definiert die Lage der Pumpgrenze. Der Verlauf und vor allem der Abstand zur Abszisse zeigen, ob ein System sensitiv gegenüber Änderungen der Systemparameter ist. Verläuft die Kurve in der Nähe, jedoch oberhalb der Abszisse, kann eine minimale Veränderung des Systems, beispielsweise durch eine Vergrößerung des verdichterdruckseitigen Plenums, leicht instabil werden. Die Pumpgrenze kann sich somit leicht in Richtung größerer Massenströme verschieben. Es wird

deutlich, dass sich der Verlauf der Systemstabilität mit einer Steigerung der Verdichterumfangsgeschwindigkeit deutlich ändert. Die unterste Drehzahllinie zeigt einen steilen Nulldurchgang und eine klar definierte Trennung zwischen stabilem und instabilem Kennlinienbereich. Mit steigender Verdichterdrehzahl nähert sich der Verlauf in der Mitte der Kennlinie immer weiter der Abszisse an. Der Nulldurchgang wird flacher und weniger eindeutig. Auffällig ist vor allem der stark schwankende Verlauf um die Abszisse für die 124 % Drehzahllinie.

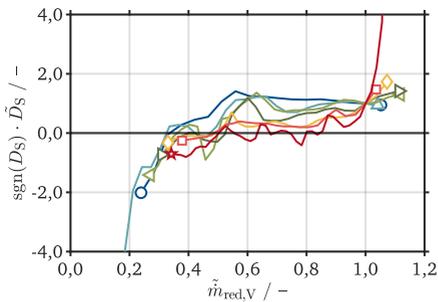
Die Einlaufdrosselcharakteristik Der Wert des Gradienten der Einlaufdrosselcharakteristik g'_1 ist in Abbildung 5.4c dargestellt. Das Vorzeichen ist immer positiv, da mit steigendem Massenstrom die Druckänderung über der Drossel stets zunimmt. Ein Wechsel des Vorzeichens findet somit nicht statt. Der Wert des Gradienten ist für die Drehzahllinien 55 % bis 117 % vergleichbar und halbiert sich in etwa in Richtung kleinerer Massenströme. Im Falle der Drehzahllinie 124 % nimmt der Wert des Gradienten stärker ab, da hier die größere Massenstrommessblende zum Einsatz kommt. Grundsätzlich ändert sich hierdurch nichts an der Einlaufdrosselcharakteristik. Durch den geänderten Druckverlust vor der Einlaufdrossel ändert sich jedoch die Geschwindigkeit am Drossel Eintritt. Hierdurch sowie aufgrund der Nichtlinearität der Druckdifferenz stellt sich ein veränderter Gradient der Einlaufdrosselcharakteristik ein. Durch das konstante, positive Vorzeichen wirkt die Einlaufdrossel im gesamten Kennfeld stabilisierend. Diese Wirkung nimmt jedoch mit kleiner werdendem Verdichtermassenstrom ab.

Die Auslaufdrosselcharakteristik Der Wert des Gradienten der Auslaufdrosselcharakteristik g'_2 ist in Abbildung 5.4d dargestellt. Wie im Falle des Gradienten der Einlaufdrosselcharakteristik ist auch hier das Vorzeichen durchweg positiv. Der Gradient nimmt jedoch in Richtung kleinerer Massenströme deutlich zu. Dies kommt dadurch zustande, dass die Auslaufdrossel entlang einer Drehzahllinie stetig weiter geschlossen wird, um den gewünschten Verdichterbetriebspunkt zu erreichen. Durch die geometrische Änderung der Drossel ergibt sich jeweils eine neue Drosselcharakteristik. Diese Änderung hat einen Einfluss auf den Gradienten. Wie man an den Kurven in Abbildung 5.4d sehen kann, steigt der Wert des Gradienten im Falle der niedrigsten Drehzahllinie auf nahezu den achtfachen Wert an. Im Falle der höchsten Drehzahllinie hingegen nur auf knapp den zweifachen Wert. Grundsätzlich wirkt die Auslaufdrossel destabilisierend auf das System. Speziell bei niedrigen Verdichterumfangsgeschwindigkeiten ist der Einfluss signifikant. Ein Vergleich mit den restlichen Systemparametern zeigt, dass die Zunahme dieses Parameters die Zunahme aller restlichen Parameter deutlich übersteigt und somit dominiert.

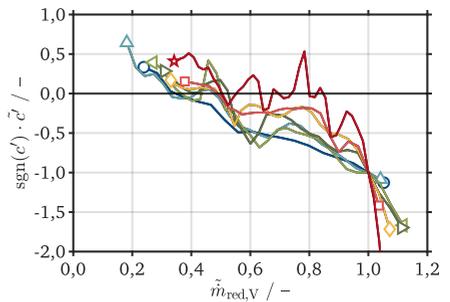
Die Schallgeschwindigkeit Die Schallgeschwindigkeit im verdichterdruckseitigen Plenum ist in Abbildung 5.4e dargestellt. Durch die steigende Temperatur am Verdichteraustritt mit steigendem Druckverhältnis, also in der Regel mit einer steigenden Verdichterdrehzahl und

einem sinkenden Verdichtermassenstrom, steigt die Schallgeschwindigkeit a_3 stetig an. Neben den genannten Einflussfaktoren wird die Temperatur zusätzlich durch den Wirkungsgrad dominiert. Nach Abbildung 5.4e steigt die Schallgeschwindigkeit entlang einer Drehzahllinie bei einer Reduzierung des Massenstromes stetig an. Die Zunahme nimmt zusätzlich mit der Verdichterdrehzahl zu. Grundsätzlich wirkt eine hohe Schallgeschwindigkeit stabilisierend und bedingt durch den Verlauf nimmt die stabilisierende Wirkung in Richtung kleinerer Massenströme und größerer Verdichterdrehzahlen zu. Die Zunahme ist jedoch im Vergleich zu den restlichen Parametern von nachrangiger Bedeutung.

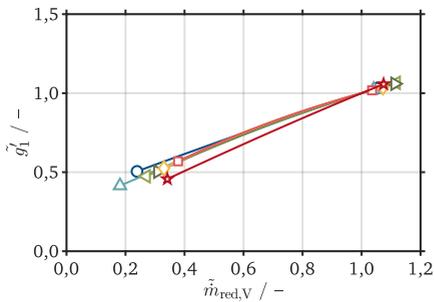
Die Verdichtercharakteristik Der Wert des Gradienten der Verdichtercharakteristik c' ist in Abbildung 5.4b dargestellt. Entsprechend dieser Abbildung ist dieser Parameter der einzige, der einen Vorzeichenwechsel aufweist. Er ist somit der einzige Parameter, der dazu führen kann, dass der Wert der Stabilitätsbedingung D_S negativ werden kann. Nur wenn der Gradient positiv ist, kann das System instabil werden. Das positive Vorzeichen ist jedoch lediglich eine notwendige und keine hinreichende Bedingung. Lediglich für ein System ohne Komponenten stromauf des Verdichters ist die Bedingung auch hinreichend. Der Parameter g'_1 kann dazu führen, dass die Summe $(c' - g'_1)$ negativ wird, obwohl der Parameter c' positiv ist. Sobald die hinreichende Bedingung für Instabilität erfüllt ist, dominiert das Verhältnis aus dem Wert des Gradienten der Auslaufdrosselcharakteristik und der Schallgeschwindigkeit die Stabilitätsbedingung. Durch den möglichen Vorzeichenwechsel und der hiermit verknüpften notwendigen Bedingung kommt dem Parameter c' jedoch eine besondere Bedeutung zu. Auffällig ist der Verlauf für die 124 % Drehzahllinie. Wie bereits für die Stabilitätsbedingung festgestellt, zeigt der Verlauf für diese Drehzahllinie in der Mitte der Kennlinie einen äußerst unstetigen Verlauf. Mögliche Gründe hierfür werden im weiteren Verlauf des Kapitels noch erläutert. Es zeigt jedoch hauptsächlich, dass das alternierende Stabilitätsverhalten für diese Drehzahllinie durch den Verlauf der Verdichtercharakteristik c bedingt wird. Das Vorzeichen des Gradienten c' sorgt dafür, dass die notwendige Bedingung für Instabilität nicht erfüllt ist und das System bei kleineren Massenströmen als der eigentlichen Pumpgrenze stabil betrieben werden kann.



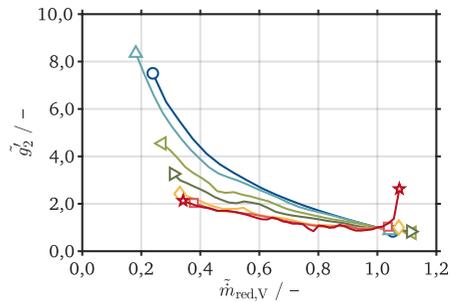
(a) Stabilitätsbedingung D_S



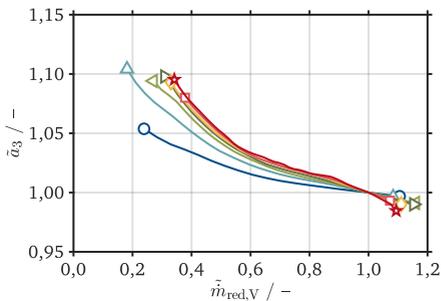
(b) Gradient der Verdichtercharakteristik c'



(c) Drossel G1: g'_1



(d) Drossel G2: g'_2



(e) Schallgeschwindigkeit a_3

$\hat{u}_{red,V} / \%$	
○	55
△	74
▽	88
◇	100
◇	110
□	117
★	124

Abbildung 5.4: Die Parameter der Stabilitätsgleichung und ihre Entwicklung im Kennfeld für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

5.2.3 Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung

Aus den vorangegangenen Abschnitten wird deutlich, dass die Pumpgrenze für einige Drehzahl-
linien durch die Methodik bei einem größeren Massenstrom im Vergleich zur experimentellen
Untersuchung vorhergesagt wird. Einer oder mehrere der stabilitätsbestimmenden Parame-
ter in Gleichung (5.1) hat aus diesem Grund eine größere destabilisierende Wirkung als im
realen System. Die geometrischen Eigenschaften des Systems in *Term 1* in Gleichung (5.1)
können hierfür nicht die Ursache sein, da diese im gesamten Kennfeld konstant sind. Durch
eine Veränderung würde die Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung für beispielsweise die
55 % Drehzahllinie verschlechtert werden. Die Ursache muss somit in einem der Parameter
von *Term 2* in Gleichung (5.1) begründet liegen. Bei diesem Term ist entscheidend, wann die
hinreichende Bedingung für Instabilität durch die Summe ($c' - g'_1$) erfüllt ist und wie sich die
restlichen Parameter in Relation hierzu entwickeln.

In Abbildung 5.5 ist ein Vergleich der Entwicklung des Wertes der Stabilitätsbedingung D_S
entlang einer Drehzahllinie und der Summe ($c' - g'_1$) für mehrere Drehzahllinien dargestellt.
Wie man für alle dargestellten Drehzahllinien erkennen kann, folgt die Kurve der Stabilitäts-
bedingung der Kurve der Summe ($c' - g'_1$) in spiegelverkehrter Weise und somit sind die
Nulldurchgänge der beiden Kurven jeweils identisch. Der Wert der beiden Kurven unterscheidet
sich jedoch. Vor allem bei kleinen Massenströmen ist der Wert der Stabilitätsbedingung
größer. Dies wird durch den starken Anstieg des Gradienten der Auslaufdrosselcharakteristik
 g'_2 verursacht. Selbst wenn der Wert der Summe ($c' - g'_1$) wie bei der 117 % Drehzahllinie
einen sehr kleinen positiven Wert aufweist, liegt der Wert der Stabilitätsbedingung deutlich im
negativen Bereich.

Dies lässt einen signifikanten Einfluss der Entwicklung des Wertes der Summe ($c' - g'_1$) auf
die Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung vermuten. Die Unsicherheit kann einerseits aus
der Verdichtercharakteristik c und andererseits aus der Drosselcharakteristik g_1 resultieren.
An dieser Stelle sei ein Ergebnis des nächsten Abschnittes vorweggenommen. Die Verdich-
tercharakteristik ist vom Gradienten der Verdichterkennlinie ($\pi_{tt,2-1}$) sowie vom statischen
Druck am Verdichtereintritt $p_{s,1}$ abhängig. Der Wert der Summe ($c' - g'_1$) ist somit von der
Genauigkeit der numerischen Bestimmung der Verdichterkennlinien sowie der Modellierung
des verdichtersaugseitigen Systems durch die Drosseln G0 und G1 abhängig.

Wie in Abschnitt 4.3.5 gezeigt wurde, gibt es eine Differenz zwischen dem numerisch und
experimentell bestimmten Gradienten der Verdichterkennlinie, die vor allem in Richtung
kleinerer Massenströme zunimmt. Des Weiteren wurde in Abschnitt 4.4.1 bereits erläutert,
dass die Position ① zur Definition der beiden Drosseln G0 und G1 schwierig festzulegen
ist. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung im
Wesentlichen von der Genauigkeit der stationären Strömungssimulationen, vor allem in einem
Betriebsbereich mit hoher Turbulenzmodellierung, abhängt.

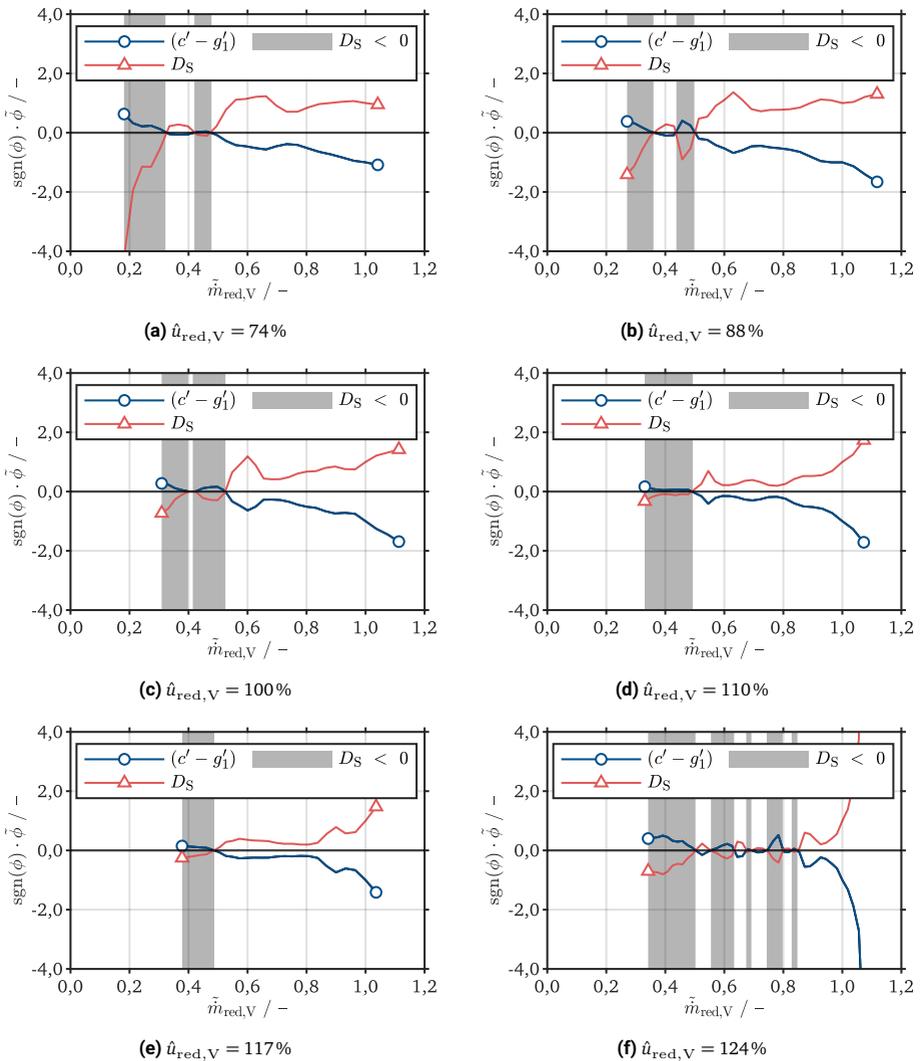


Abbildung 5.5: Zusammenhang zwischen der Systemstabilität und dem Betriebsverhalten der Verdichterstufe für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

5.3 Der Einfluss von Systemgrößen

Im vorangegangenen Abschnitt wird deutlich, dass das Zusammenspiel des verdichtersaugseitigen Systems und der Verdichterstufe einen wesentlichen Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze hat. Ob das verdichtersaugseitige System einen Einfluss auf die Leistung der Verdichterstufe hat und somit das Zustandekommen der Verdichtercharakteristik c begründet werden kann, ist bisher ungeklärt. Zur Untersuchung dieser physikalischen Zusammenhänge wird in diesem Abschnitt das verdichtersaugseitige System variiert, um hierdurch den Einfluss auf die Verdichtercharakteristik c zu verdeutlichen. Die Verdichterstufe (VS1) bleibt bei dieser Variation unverändert

Die relevante Veränderung des verdichtersaugseitigen Systems geht aus Abbildung 4.2 hervor. Das variierte System TCL-V2 ist in Abbildung 4.2b im Vergleich zum Referenzsystem TCL-V1 in Abbildung 4.2a dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erläutert, werden alle Komponenten bis zur verdichtersaugseitigen Messebene entfernt. Der Druckverlust bis zur Messebene ME1 wird hierdurch signifikant reduziert. Dies führt dazu, dass der statische Druck in der Messebene ME1 näherungsweise dem Umgebungsdruck entspricht und der Gradient der Einlaufdrosselcharakteristik g' signifikant reduziert wird. Das verdichterdruckseitige System ist in beiden Systemvarianten identisch.

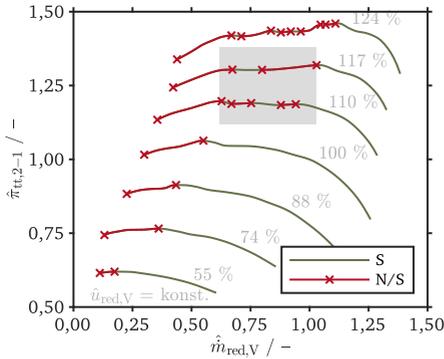
Zur Modellierung des Systems und der hierauf basierenden Bestimmung der Pumpgrenze ergeben sich einige Änderungen der relevanten Systemparameter. Diese sind in Tabelle 5.3 im Vergleich zu den Werten für das Referenzsystem dargestellt. Die konstanten, geometrischen Eigenschaften ändern sich durch die Variation nicht. Die Funktionen der Drosselcharakteristiken hingegen schon. Die Drossel G0 ist nicht mehr existent. Für die Drossel G1 wird eine andere Funktion übergeben, da diese in diesem Fall lediglich ein Sieb zum Schutz vor Fremdkörpern repräsentiert. Die Funktion für die Drossel G3 ist hingegen identisch für beide Systeme.

5.3.1 Das Stabilitätskennfeld und die Pumpgrenze

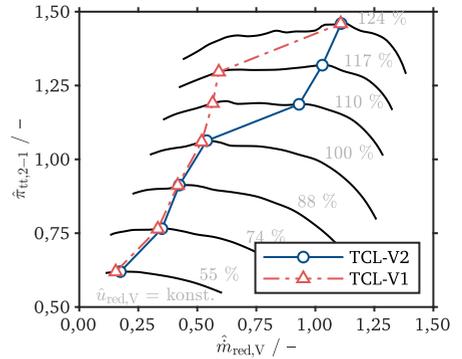
Vergleichbar zum Vorgehen für das Referenzsystem wird auch für dieses System im ersten Schritt die Systemstabilität bestimmt und wie in Abbildung 5.6a zu sehen, im Kennfeld dargestellt. Grundsätzlich ist das Verhalten vergleichbar, im Detail gibt es jedoch einige Änderungen. Für die Drehzahllinien 55 % bis 100 % gibt es einen stabilen Bereich bei großen Massenströmen und einen instabilen Bereich bei kleinen Massenströmen. Die Grenze der beiden Bereiche stellt die Pumpgrenze dar. Für die beiden nächsthöheren Drehzahllinien, 110 % und 117 %, wird eine Veränderung zum Referenzsystem deutlich. Diese beiden Drehzahllinien zeigen jetzt eine alternierende Abfolge mehrerer stabiler und instabiler Bereiche (grau hinterlegt), wie es im Falle des Referenzsystems für die 124 % Drehzahllinie ersichtlich ist. Die höchste Drehzahllinie, 124 %, zeigt ein vergleichbares Verhalten wie das Referenzsystem.

Tabelle 5.3: Spezifikationen des modellierten Ersatzsystems für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V2 im Vergleich zu System TCL-V1.

Parameter	Bezeichnung	TCL-V1	TCL-V2
<i>Geometrische Eigenschaften</i>			
L_M	Äquivalente Länge	0,75 m	0,75 m
A_M	Äquivalente Fläche	$16,56 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$	$16,56 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
V_P	Volumen Plenum	$1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$	$1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
<i>Drosseleigenschaften</i>			
$\Delta p_{s,G0}$	VSS – G0	$f_{G0}(\dot{m}_V)$	–
$\Delta p_{s,G1}$	VSS – G1	$f_{G1,TCL-V1}(\dot{m}_V)$	$f_{G1,TCL-V2}(\dot{m}_V)$
$\Delta p_{s,G3}$	VDS – G3	$f_{G3}(\dot{m}_V)$	$f_{G3}(\dot{m}_V)$



(a)



(b)

Abbildung 5.6: Das Stabilitätskennfeld (a) und die modellbasiert bestimmte Pumpgrenze (b) für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V2 im Vergleich zu System TCL-V1; in Abbildung (a) steht die Abkürzung S für stabile Betriebspunkte und die Abkürzung N/S für instabile Betriebspunkte; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

Zur Bestimmung der Pumpgrenze wird wie für das Referenzsystem vorgegangen. Der letzte stabile Betriebspunkt am Übergang zum ersten instabilen Bereich, ausgehend von der Stopfgrenze, definiert die Pumpgrenze. Basierend auf diesen Betriebspunkten ergibt sich die in Abbildung 5.6b dargestellte Pumpgrenze im Vergleich zu der für das Referenzsystem. Ein Vergleich der beiden Pumpgrenzen zeigt einerseits, dass es auf den Drehzahllinien 55 % bis 100 % und 124 % keine signifikante Differenz gibt. Für die Drehzahllinien 110 % und 117 % zeigt sich jedoch eine signifikante Verschiebung der Pumpgrenze in Richtung größerer Massenströme. Die Kennfeldbreite hat sich hier deutlich reduziert. Die Einlaufdrosselcharakteristik g'_1 sowie der statische Druck am Verdichtereintritt $p_{s,1}$ beeinflussen anscheinend die Lage der Pumpgrenze entscheidend. Es sei an dieser Stelle erneut darauf hingewiesen, dass weiterhin das identische, numerisch bestimmte Verdichterkennfeld als Datenbasis verwendet wird.

5.3.2 Die stabilitätsbestimmenden Parameter

Erwartungsgemäß werden durch die Systemvariation die beiden Parameter c' und g'_1 negativ beeinflusst. Ob tatsächlich nur diese beiden Parameter oder zusätzlich weitere Systemparameter beeinflusst werden, soll durch einen Vergleich aller stabilitätsbestimmenden Parameter für beide Systeme und deren Entwicklung in Abhängigkeit des Massenstromes untersucht werden. Stellvertretend für alle Drehzahllinien sind diese Vergleiche in Abbildung 5.7 für die beiden Drehzahllinien 55 % und 117 % dargestellt. Die einzelnen Parameter sollen im Folgenden nacheinander diskutiert werden.

Der Verdichtereintrittsdruck In Abbildung 5.7a ist der statische Druck am Eintritt in die Verdichterstufe normiert auf den Umgebungsdruck $p_{s,1}/p_\infty$ abgebildet. Erwartungsgemäß ist der Druckverlust für das System TCL-V2 fast eliminiert. Die Abweichung des Eintrittsdruckes vom Umgebungsdruck ist kleiner als 1 %. Für das System TCL-V1 ist ein signifikanter Druckverlust von bis zu 25 % sichtbar. Bedingt durch die konstante Geometrie des Einlaufes ist der Druckverlust abhängig vom Volumenstrom und konvergiert für eine Reduzierung des Massenstromes gegen den Wert null. Der statische Druck $p_{s,1}$ entspricht dann dem Umgebungsdruck p_∞ .

Die Verdichtercharakteristik Die Verläufe des Gradienten der Verdichtercharakteristik sind in Abbildung 5.7b dargestellt. Wie man hieran sehen kann, gibt es im Falle der 55 % Drehzahllinie nur einen geringen, im Falle der höheren 117 % Drehzahllinie jedoch einen deutlichen Unterschied im Verlauf der Kurven. Durch den geänderten Verlauf des Eintrittsdruckes wird die Zunahme des Gradienten der Verdichtercharakteristik signifikant gesteigert. Dies führt dazu, dass der erste Schnittpunkt mit der Abszisse – bei einer Reduzierung des Massenstromes – für das System TCL-V2 bei einem größeren Massenstrom liegt. Der Gradient der Verdichtercharakteristik c' zeigt hierdurch über einen größeren Bereich der Drehzahllinie ein positives Vorzeichen.

Ein Vergleich der beiden Drehzahllinien zeigt, dass die Differenz zwischen den beiden Systemen von der Änderung des Eintrittsdruckes abhängt. Die Verdichtercharakteristik c ist somit nicht alleine von der Verdichterkennlinie ($\pi_{tt,2-1}(\dot{m}_{red,V})$), sondern zusätzlich vom statischen Druck am Verdichtereintritt $p_{s,1}$ und dessen Abhängigkeit vom aktuellen Massenstrom abhängig.

Die Drosselcharakteristiken Die Gradienten der Einlauf- und Auslaufdrosselcharakteristik sind in Abbildung 5.7c und 5.7d dargestellt. Wie erwartet nimmt der Wert von g'_1 für beide Drehzahllinien im Vergleich zum Referenzsystem ab. Der Wert von g'_2 ändert sich nicht einheitlich für beide Drehzahllinien. Im Falle der 55 % Drehzahllinie nimmt der Wert für das System TCL-V2 weniger zu. Im Gegensatz hierzu nimmt der Wert im Falle der 117 % Drehzahllinie stärker zu. Mögliche Gründe lassen sich anhand der Berechnungsvorschrift der Drosselkonstanten K_{G2} nach Gleichung (5.3) nennen.

$$K_{G2} = \frac{\Delta p_{s,G2}}{\dot{m}_V \cdot c_2} \quad (5.3)$$

Grundsätzlich ist der Massenstrom \dot{m}_V für das System TCL-V1 kleiner, damit aufgrund des geringeren Druckes $p_{s,1}$ der gleiche reduzierte Massenstrom $\dot{m}_{red,V}$ erreicht wird. Darüber hinaus ist, wie in Abschnitt 5.3.3 noch erläutert wird, einerseits die Geschwindigkeit c_2 vergleichbar für beide Systeme. Andererseits ist die Druckdifferenz $\Delta p_{s,G2}$ abhängig vom Druck am Laufradeintritt sowie von der Verdichterdrehzahl (vgl. Abbildung 5.8). Im Falle der 55 % Drehzahllinie ist die Entwicklung der Druckdifferenz $\Delta p_{s,G2}$ für beide Systeme vergleichbar. Der Massenstrom folgt somit dem Verlauf des Eintrittsdruckes und hierdurch lässt sich die größere Zunahme der Drosselkonstante K_{G2} und somit auch die Steigung der Drosselcharakteristik g'_2 erklären. Im Vergleich hierzu unterscheiden sich die Verläufe der Druckdifferenz und des Massenstromes im Falle der 117 % Drehzahllinie. Die Kombination der beiden Verläufe führt dazu, dass die Steigung der Drosselcharakteristik g'_2 mit steigender Verdichterdrehzahl eine geringere Zunahme aufweist. Es wird deutlich, dass der Zusammenhang zwischen dem Eintrittsdruck und der Drosselkonstanten K_{G2} komplex ist und sich keine pauschalen Abhängigkeiten aufzeigen lassen. Die Veränderungen, die aus Abbildung 5.7d hervorgehen, verdeutlichen jedoch, dass sich für das System TCL-V2 im Falle der 117 % Drehzahllinie eine größere destabilisierende Wirkung der Austrittsdrossel einstellt.

Die Stabilitätsbedingung Die für die Verdichtercharakteristik gemachten Beobachtungen spiegeln sich auch im Wert der Stabilitätsbedingung D_S in Abbildung 5.7e wider. Der Verlauf wird entscheidend durch die Verdichtercharakteristik geprägt und vergleichbar zu dieser um den Punkt (1,1) gedreht. Durch die Drehung entgegen des Uhrzeigersinns verschiebt sich der Nulldurchgang in Richtung größerer Massenströme. Zusätzlich entstehen hierdurch im Falle

der höheren Verdichterdrehzahl mehrere Nulldurchgänge. Der Verlauf der Verdichtercharakteristik in Kombination mit dem entsprechenden Verdichtereintrittsdruck ermöglicht somit das Auftreten mehrerer stabiler und instabiler Bereiche entlang einer Drehzahllinie.

5.3.3 Der Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm

Wie in den vorangegangenen Abschnitten deutlich wird, hat der statische Druck am Eintritt der Verdichterstufe $p_{s,1}$ einen entscheidenden Einfluss auf den Gradienten der Verdichtercharakteristik c' . Dieser Gradient wird entsprechend Gleichung (5.4) auf Basis der Differenz der statischen Drücke stromauf und stromab der Verdichterstufe gebildet. Es muss somit einen Zusammenhang zwischen dem Eintrittsdruck und der Druckdifferenz über der Verdichterstufe geben.

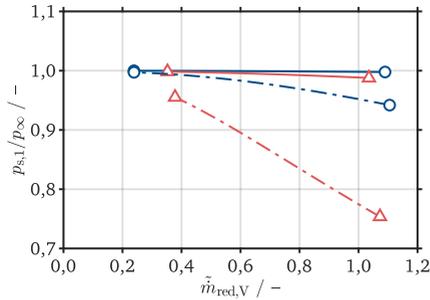
$$c' = \frac{\partial (p_{s,2} - p_{s,1})}{\partial \dot{m}_{\text{red},V}} \quad (5.4)$$

Erwartungsgemäß und entsprechend Abbildung 5.8a gib es keinen Einfluss des Eintrittsdruckes $p_{s,1}$ auf das Druckverhältnis $\pi_{\text{tt},2-1}$. Dieses ist für beide Systeme – TCL-V1 und TCL-V2 – identisch. Im Vergleich hierzu ist in Abbildung 5.8b die Differenz der statischen Drücke $\Delta p_{\text{ss},2-1}$ dargestellt. Hier zeigt sich, dass für die 55 % Drehzahllinie die Druckdifferenz lediglich geringfügig beeinflusst wird. Im Gegensatz hierzu weichen die Kurven der Druckdifferenz für die 117 % Drehzahllinie deutlich voneinander ab.

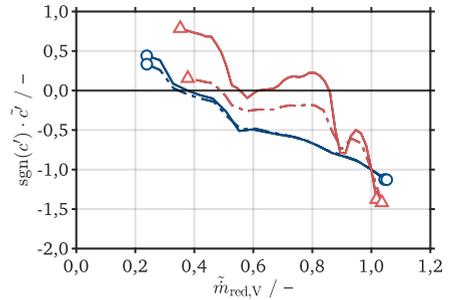
Vergleicht man die Druckdifferenz mit dem Eintrittsdruck in Abbildung 5.8c, wird deutlich, dass mit sinkendem Eintrittsdruck die Druckdifferenz ebenfalls kleiner wird. Es zeigt sich jedoch außerdem, dass dieser Effekt nicht alleine vom Eintrittsdruck abhängig ist. Im Falle der 55 % Drehzahllinie ist der Eintrittsdruck für das System TCL-V1 entlang der gesamten Kennlinie ebenfalls kleiner, der Unterschied in der Druckdifferenz jedoch vernachlässigbar. Es muss somit einen Unterschied zwischen den Drehzahllinien geben, welcher den Effekt des Eintrittsdruckes zusätzlich verstärkt. Die Zusammenhänge und Unterschiede lassen sich durch einen Vergleich des Verdichtungsprozesses der beiden Systeme in einem h - s -Diagramm verdeutlichen. Hierbei sind die tatsächlichen Zahlenwerte nicht relevant. Alleine der qualitative, relative Vergleich verdeutlicht die Unterschiede und Effekte.

Die Totalenthalpieänderung $\Delta h_{\text{tt},2-1}$, die im Laufrad auf das Fluid übertragen wird, lässt sich basierend auf Gleichung (3.4) und Gleichung (3.5) nach Gleichung (5.5) bestimmen.

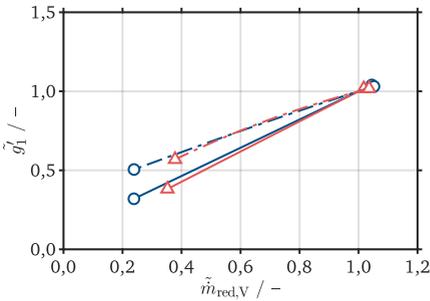
$$\Delta h_{\text{tt},2-1} = \frac{1}{2} \cdot [(c_{12}^2 - c_{11}^2) + (w_{11}^2 - w_{12}^2) + (u_{12}^2 - u_{11}^2)] \quad (5.5)$$



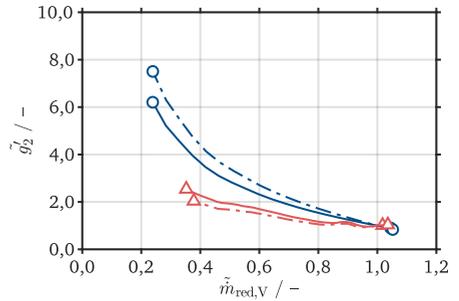
(a) Statischer Druck $p_{s,1}$



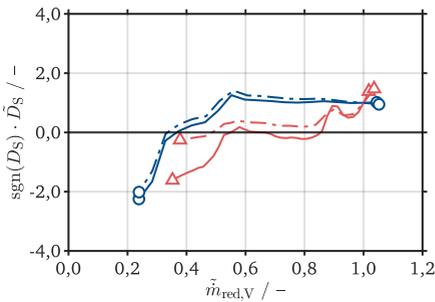
(b) Gradient der Verdichtercharakteristik c'



(c) Drossel G1: g'_1



(d) Drossel G2: g'_2



(e) Stabilitätsbedingung D_S

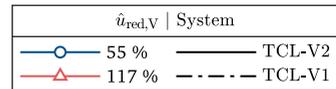
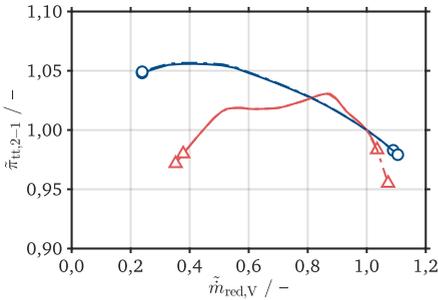
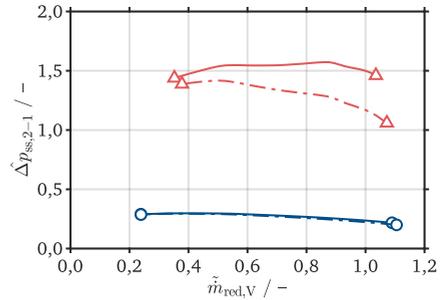


Abbildung 5.7: Die Parameter der Stabilitätsgleichung und ihre Entwicklung für die beiden Systeme TCL-V1 und TCL-V2 im Vergleich; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

Dadurch, dass in den stromab des Laufrades liegenden Komponenten keine Arbeit verrichtet wird, bleibt die Totalenthalpie h_t über diese Komponenten konstant. Die statische Enthalpie h_s ändert sich hingegen. Diese Änderung entspricht im Wesentlichen der Umwandlung des dynamischen Druckanteils in statischen Druck im Diffusor.

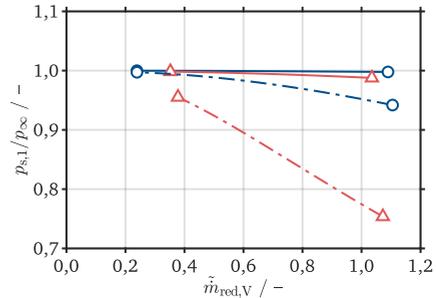


(a) Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$



(b) Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$

$\dot{u}_{red,V}$ System	
—○—	55 %
—△—	117 %
—	TCL-V2
- - -	TCL-V1



(c) Druck $p_{s,1}$

Abbildung 5.8: Der Einfluss des Verdichtereintrittsdruckes $p_{s,1}$ auf das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ und die Differenz der statischen Drücke stromauf und stromab der Verdichterstufe $\Delta p_{ss,2-1}$; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

Entsprechend Gleichung (5.5) basiert die Totalenthalpieänderung $\Delta h_{tt,2-1}$ somit nur auf Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen dem Laufradaustritt und dem Laufradeintritt. Die Geschwindigkeitskomponenten ergeben sich im Wesentlichen durch die Laufradgeometrie sowie den betrachteten Betriebspunkt ($= f(\dot{m}_{red,V}, u_{red,V})$). Liegen am Laufradeintritt für zwei zu

vergleichende Zustände die gleichen Geschwindigkeitskomponenten (c , w , u) vor, kann somit von einer identischen Totalenthalpieänderung $\Delta h_{tt,2-1}$ für beide Zustände ausgegangen werden.

$$\Delta h_{tt,2-1,TCL-V1} = \Delta h_{tt,2-1,TCL-V2} \quad (5.6)$$

Zur Bestimmung der Verdichtercharakteristik wird die Differenz der statischen Drücke gebildet. Aus diesem Grund ist anstelle der Totalenthalpieänderung die Änderung der statischen Enthalpie $\Delta h_{ss,2-1}$ relevant. Durch den Diffusor und die anschließende Volute wird die Strömung soweit verzögert, dass am Austritt der Verdichterstufe nur noch ein geringer dynamischer Anteil enthalten ist. An dieser Position des Strömungspfades kann somit davon ausgegangen werden, dass die statische Enthalpie und die Totalenthalpie übereinstimmen: $h_{s,2} \approx h_{t,2}$. Die Differenz der statischen Enthalpien ist somit ebenfalls identisch:

$$\Delta h_{ss,2-1,TCL-V1} = \Delta h_{ss,2-1,TCL-V2} \quad (5.7)$$

In Abbildung 5.9b werden nun die beiden betrachteten Systeme TCL-V1 und TCL-V2 in einem h - s -Diagramm für einen vergleichbaren Betriebspunkt verglichen. Ein Betriebspunkt ist in diesem Kontext vergleichbar, wenn der reduzierte Massenstrom $\dot{m}_{red,V}$ und die reduzierte Umfangsgeschwindigkeit $u_{red,V}$ identisch sind. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 erläutert, basiert die Herleitung der reduzierten Größen auf einer Gleichsetzung der Axial- und Umfangsmachzahl. Nach Gleichung (5.8a) und (5.8b) sind die Geschwindigkeitskomponenten c_{ax} und u am Eintritt der Verdichterstufe für zwei Zustände I und II mit identischen reduzierten Zustandgrößen $\dot{m}_{red,V}$ und $u_{red,V}$ nur von der statischen Temperatur T_s abhängig. (Bräunling, 2015, S. 1105 f.) Da im vorliegenden Fall zur Bildung der reduzierten Größen die Zustandsgrößen in der Messebene ME1 herangezogen werden, entspricht die statische Temperatur in Gleichung (5.8a) und (5.8b) der statischen Temperatur in dieser Ebene.

$$Ma_{ax,I} = Ma_{ax,II} \quad \Rightarrow \quad \frac{c_{ax,I}}{\sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T_{s,I}}} = \frac{c_{ax,II}}{\sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T_{s,II}}} \quad (5.8a)$$

$$Ma_{u,I} = Ma_{u,II} \quad \Rightarrow \quad \frac{u_I}{\sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T_{s,I}}} = \frac{u_{II}}{\sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T_{s,II}}} \quad (5.8b)$$

Die zwei verschiedenen Zustände I und II werden nun durch das System TCL-V1 und TCL-V2 definiert. Wie bereits mehrfach erwähnt, liegt der Unterschied der beiden Systeme in den Komponenten stromauf der Messebene ME1, die einen unterschiedlich großen Druckverlust verursachen. In (Baehr et al., 2016, S. 86 ff.) wird gezeigt, dass für eine Drossel, die von einem idealen Gas durchströmt wird, die Temperaturänderung, die mit der Druckänderung

einhergeht, vernachlässigt werden kann. Streng genommen ist die statische Enthalpie und somit auch die statische Temperatur nicht konstant, sondern verläuft entlang einer sogenannten *Fanno-Kurve*. Für die vorliegende Massenstromdichte kann die Temperaturänderung jedoch mit guter Näherung vernachlässigt werden. (Baehr et al., 2016, S. 392 ff.) Unter Berücksichtigung dieser Annahme und Gleichung (5.8) wird deutlich, dass die Geschwindigkeitskomponenten am Verdichtereintritt für beide Systeme identisch sind. Damit für beide Systeme der gleiche reduzierte Massenstrom erreicht wird, liegt im Falle von System TCL-V1 aufgrund des größeren Druckverlustes ein geringerer tatsächlicher Massenstrom vor.

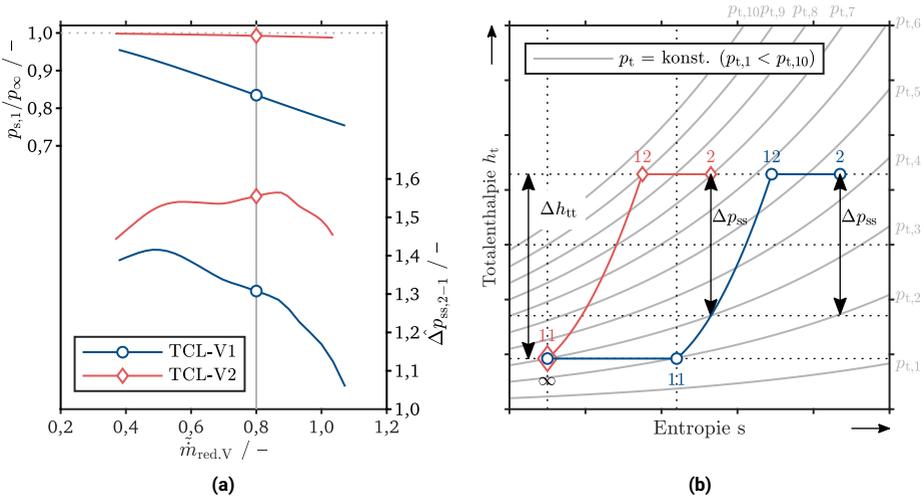


Abbildung 5.9: Der Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm; Vergleich der Systeme TCL-V1 und TCL-V2 für einen vergleichbaren Betriebspunkt; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen, (a) basierend auf numerischen Simulationsdaten.

In Abbildung 5.9a ist im oberen Teil der Eintrittsdruck $p_{s,1}$ und im unteren Teil die Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$ dargestellt. Die Schnittpunkte der Kurven mit der grauen, vertikalen Linie verdeutlichen die Unterschiede im Eintrittsdruck und der Druckdifferenz für einen repräsentativen Betriebspunkt der beiden Systeme. Für das System TCL-V1 liegt ein deutlich geringerer Druck $p_{s,1}$ vor, was zu einer deutlich geringeren Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$ führt. Der Grund hierfür soll nun mithilfe des h - s -Diagramms erläutert werden.

Beide Systeme beginnen beim Umgebungszustand (∞) auf der Isobaren $p_{t,3}$. Im Falle von System TCL-V1 reduziert eine Drossel den Druck bis zum Laufradeintritt ($\infty \rightarrow 11$). Die

Totalenthalpie bleibt bei diesem Prozess konstant und somit lässt sich dieser durch eine Linie parallel zur Abszisse darstellen. Anschließend findet der Arbeitseintrag $\Delta h_{tt,2-1}$ im Laufrad statt (11 \rightarrow 12). Im stromabliegenden Diffusor und der Volute bleibt die Totalenthalpie wieder konstant, was sich erneut durch eine Linie parallel zur Abszisse darstellen lässt (12 \rightarrow 2). Die Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$ berechnet sich mit einer Isobaren zwischen den Isobaren $p_{t,5}$ und $p_{t,4}$ sowie der Isobaren $p_{t,2}$.

Im Vergleich hierzu saugt das System TCL-V2 die Luft direkt aus der Umgebung an. Der Laufradeintritt (11) entspricht somit näherungsweise der Umgebung (∞)⁴¹. Der anschließende Arbeitsprozess (11 \rightarrow 12) sowie die Strömung durch den Diffusor und die Volute (12 \rightarrow 2) sind identisch zu System TCL-V1. Dies basiert auf der Annahme, dass der Wirkungsgrad im Laufrad durch die Systemvariation nicht beeinflusst wird⁴². Die Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$ berechnet sich in diesem Fall mit der Isobaren $p_{t,7}$ sowie der Isobaren $p_{t,3}$.

Ein Vergleich der beiden Prozesse zeigt, dass ein Druckverlust vor dem Verdichtereintritt (TCL-V1) dazu führt, dass der Prozess in einem Bereich im h - s -Diagramm mit einer größeren Spreizung der Isobaren abläuft. Die gesteigerte Spreizung führt zu einer geringeren Druckdifferenz bei identischem Druckverhältnis. Diese qualitative Feststellung lässt sich, wie im Folgenden gezeigt wird, auch mathematisch begründen.

Eine Isobare im h - s -Diagramm basiert auf einer Exponentialfunktion und lässt sich durch Gleichung (5.9) beschreiben. (Baehr et al., 2016, S. 84 ff., 128)

$$h_t(s) = h_{\text{ref}} \cdot e^{s/c_p} \quad (5.9)$$

Hierbei ist c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck. Das Druckniveau einer spezifischen Isobare wird durch h_{ref} definiert. Wird nun das Verhältnis der Enthalpien in den Zuständen 1 und 2 nach Gleichung (5.10) gebildet, können die Entropien der beiden Zustände zu Δs zusammengefasst werden.

$$\frac{h_{t,2}}{h_{t,1}} = \frac{h_{\text{ref},2}}{h_{\text{ref},1}} \cdot e^{\frac{\Delta s}{c_p}} \quad (5.10)$$

Aufgrund der Annahmen ist das Verhältnis der Enthalpien für beide Systeme identisch, Gleichung (5.11a). Setzt man Gleichung (5.10) jeweils für das entsprechende System in Gleichung (5.11a) ein, kann entsprechend der Annahme, dass die Entropiedifferenz Δs für beide Systeme gleich ist, der Exponentialterm herausgekürzt werden. Somit muss das Verhältnis

⁴¹Genau genommen befindet sich zwischen der Umgebung (∞) und dem Laufradeintritt (11) noch eine kurze Rohrleitung, welche die Messebene ME1 aufnimmt. Durch die kurze Länge wird der Einfluss dieser bei der qualitativen Betrachtung im h - s -Diagramm vernachlässigt.

⁴²Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird diese Annahme durch experimentelle Daten bestätigt.

der Referenzenthalpien für beide Systeme gleich sein. Hierdurch wird bestätigt, dass das Totdruckverhältnis für beide Systeme identisch ist (Gleichung (5.11c)).

$$\left. \frac{h_{t,2}}{h_{t,1}} \right|_{\text{TCL-V1}} = \left. \frac{h_{t,2}}{h_{t,1}} \right|_{\text{TCL-V2}} \quad (5.11a)$$

$$\left. \frac{h_{\text{ref},2}}{h_{\text{ref},1}} \right|_{\text{TCL-V1}} \cdot e^{\frac{\Delta s}{c_p}} = \left. \frac{h_{\text{ref},2}}{h_{\text{ref},1}} \right|_{\text{TCL-V2}} \cdot e^{\frac{\Delta s}{c_p}} \quad (5.11b)$$

$$\Rightarrow \left. \frac{p_{t,2}}{p_{t,1}} \right|_{\text{TCL-V1}} = \left. \frac{p_{t,2}}{p_{t,1}} \right|_{\text{TCL-V2}} \quad (5.11c)$$

Für die Druckdifferenz kann in ähnlicher Weise vorgegangen werden. Bildet man die Differenz, erweitert und kürzt diese, erhält man Gleichung (5.12a). Es gilt weiterhin die Gleichheit der Enthalpiedifferenzen, Gleichung (5.12b), und es ist bekannt, dass die Entropie für das System TCL-V1 $s_{1,\text{TCL-V1}}$ größer ist als die für das System TCL-V2 $s_{1,\text{TCL-V2}}$. Hierdurch wird deutlich, dass die Ungleichung (5.12c) gilt. Berücksichtigt man Gleichung (5.12b) und Gleichung (5.12c), erhält man aus Gleichung (5.12a) die Ungleichung (5.12d).

$$\Delta h_{\text{tt},2-1} = \left[h_{\text{ref},2} \cdot e^{s_2/c_p} - h_{\text{ref},1} \cdot e^{s_1/c_p} \right] \cdot \frac{e^{s_1/c_p}}{e^{s_1/c_p}} = e^{s_1/c_p} \cdot \left[h_{\text{ref},2} \cdot e^{\Delta s/c_p} - h_{\text{ref},1} \right] \quad (5.12a)$$

$$\Delta h_{\text{tt},2-1,\text{TCL-V1}} = \Delta h_{\text{tt},2-1,\text{TCL-V2}} \quad (5.12b)$$

$$\left(e^{s_1/c_p} \right)_{\text{TCL-V1}} > \left(e^{s_1/c_p} \right)_{\text{TCL-V2}} \quad (5.12c)$$

$$\left[h_{\text{ref},2} \cdot e^{\Delta s/c_p} - h_{\text{ref},1} \right]_{\text{TCL-V1}} < \left[h_{\text{ref},2} \cdot e^{\Delta s/c_p} - h_{\text{ref},1} \right]_{\text{TCL-V2}} \quad (5.12d)$$

In der Gleichung (5.12d) ist Δs erneut identisch für beide Systeme und somit muss die Differenz der Referenzenthalpien im Fall von System TCL-V1 kleiner sein. Dies ist gleichbedeutend mit einer geringeren Druckdifferenz.

Die Spreizung der Isobaren führt somit zu den folgenden Schlussfolgerungen in Bezug auf die Differenz der statischen Drücke $\Delta p_{\text{ss},2-1}$:

- ▶ Für eine konstante Enthalpiedifferenz ($\Delta h_{\text{tt},2-1} = \text{konst.}$) steigt der Einfluss des Eintrittsdruckes mit steigender Druckdifferenz $\Delta p_{\text{s},11-\infty}$ exponentiell an;
- ▶ Für eine konstante Differenz des Eintrittsdruckes ($\Delta p_{\text{ss},11-\infty} = \text{konst.}$) steigt der Einfluss hiervon mit steigender Enthalpiedifferenz $\Delta h_{\text{tt},2-1}$ exponentiell an.

Entscheidend für die Systemstabilität ist jedoch nicht alleine der Einfluss des Eintrittsdruckes auf die Druckdifferenz für einen isolierten Betriebspunkt, sondern die Entwicklung der Druckdifferenz entlang einer Drehzahllinie. Wie durch die dunkelgraue, gestrichelte Linie in Abbildung 5.10a skizziert wird, würde es für eine konstante Differenz des Eintrittsdruckes keinen Einfluss auf den Gradienten der Druckdifferenz und somit auch keinen Einfluss auf die Systemstabilität geben. Der positive Effekt auf die Systemstabilität kommt nur dann zustande, wenn bei einer Reduzierung des Massenstromes die Differenz des Eintrittsdruckes kleiner wird ($\Delta p_{ss,11-\infty} = f(\dot{m}_V)$). Hierdurch nähern sich die Zustände am Verdichteraustritt (2), wie in Abbildung 5.10b durch die schwarzen Pfeile verdeutlicht, an. Für das System TCL-V1 nimmt hierdurch die Druckdifferenz bis zu einem gewissen Punkt zu.

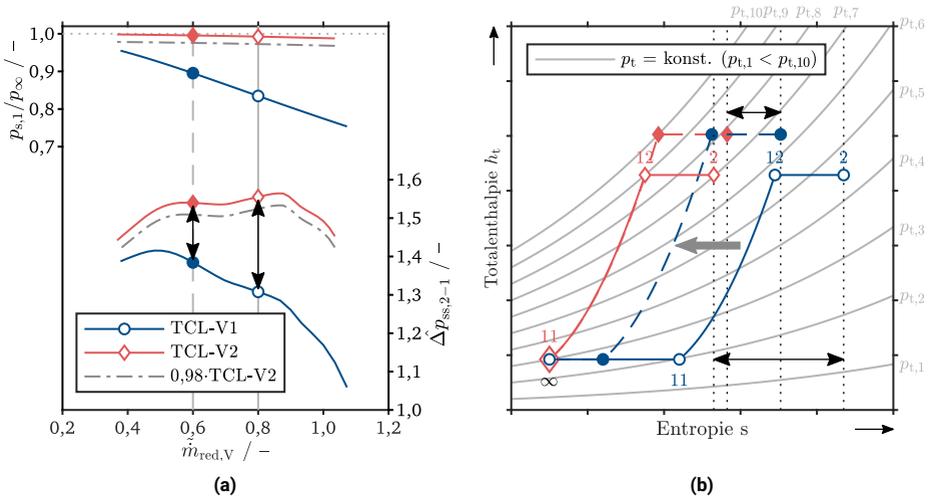


Abbildung 5.10: Einfluss des Eintrittsdruckes auf den Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm; Vergleich der Systeme TCL-V1 und TCL-V2; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen, (a) basierend auf numerischen Simulationsdaten.

Am Verlauf der Druckdifferenz für das System TCL-V2 wird deutlich, dass in diesem Fall die Druckdifferenz dem Verlauf des Totaldruckverhältnisses $\pi_{tt,2-1}$ folgt. Das Gleiche wird für das System TCL-V1 mit abnehmendem Einfluss des Eintrittsdruckes deutlich. Obwohl der Eintrittsdruck entlang der gesamten Kennlinie ansteigt, sinkt ab einem gewissen Punkt die Druckdifferenz ab. Dies wird durch eine stärker fallende Totalenthalpiedifferenz, bedingt durch das Betriebsverhalten der untersuchten Verdichterstufe ab diesem Punkt, verursacht.

5.3.4 Der Reynolds-Zahl-Einfluss

Bei einer Veränderung des Druckes liegt es nahe, dass diese Variation einen Einfluss auf die Re -Zahl hat. Je nach Größenordnung der Re -Zahl kann es wiederum einen Einfluss auf den Wirkungsgrad geben. Die Re -Zahl wird entsprechend Gleichung (5.13) mit der Dichte ρ , der Relativgeschwindigkeit an der Schaufelvorderkante w_{11} , einer charakteristischen Länge l sowie der dynamischen Viskosität μ gebildet. (Casey et al., 2021, S. 252)

$$Re = \frac{\rho \cdot w_{11} \cdot l}{\mu} \quad (5.13)$$

Die Länge l soll für das untersuchte Objekt charakteristisch sein, ist jedoch beliebig wählbar. Im Falle dieser Untersuchung wird, wie in Abbildung 5.11a dargestellt, die Sehnenlänge auf einer relativen Schaufelhöhe von 50 % als charakteristische Länge gewählt. (Casey et al., 2021, S. 307) Für jede Systemvariation, die nicht das Laufrad betrifft, ist diese Länge somit identisch. Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wird, ist die Absolutgeschwindigkeit für zwei Betriebspunkte mit gleichem reduziertem Massenstrom identisch. Die Relativgeschwindigkeit auf einem Schaufelschnitt von 50 % $w_{11,M}$ ist aufgrund der gleichen reduzierten Umfangsgeschwindigkeit ebenfalls identisch.

Die Dichte ρ ist entsprechend der *Thermischen Zustandsgleichung idealer Gase* $p_s = \rho \cdot R_s \cdot T_s$ proportional zum statischen Druck. (Baehr et al., 2016, S. 34) Dieser Proportionalität liegt die Annahme aus dem letzten Abschnitt zugrunde, dass die Änderung der statischen Temperatur über eine Drossel vernachlässigbar ist. Die Re -Zahl ist somit ebenfalls proportional zum statischen Druck am Verdichtereintritt $p_{s,1}$.

Ein niedrigerer statischer Druck am Verdichtereintritt, wie es bei System TCL-V1 im Vergleich zu System TCL-V2 vorkommt, führt somit zu einer Reduzierung der Re -Zahl. Es bleibt jedoch noch zu klären, ob es für das vorliegende System einen Einfluss der Re -Zahl-Variation auf den Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$ gibt. Eine Veränderung der Re -Zahl führt nach (Casey et al., 2021, S. 311) zu einer Veränderung des Reibungskoeffizienten c_μ . Der Wirkungsgrad wiederum ist proportional zu diesem:

$$\Delta\eta_{is,tt,2-1} \propto \Delta c_\mu \quad (5.14)$$

Es gilt also zu klären, zu welcher Veränderung des Reibungskoeffizienten Δc_μ die vorliegende Veränderung der Re -Zahl ΔRe führt. Hierfür ist in Abbildung 5.11b der Reibungskoeffizient c_μ in Abhängigkeit der Re -Zahl für verschiedene dimensionslose Oberflächenrauigkeiten Ra^* nach (Casey et al., 2021, S. 307) abgebildet. Die Oberflächenrauigkeit wird hierbei mithilfe der charakteristischen Länge, die zur Berechnung der Re -Zahl verwendet wird, normiert. Für alle dimensionslosen Rauigkeiten nimmt der Einfluss der Re -Zahl mit steigender Re -Zahl ab.

Das Niveau der Re -Zahl im vorliegenden Fall ist somit entscheidend. Basierend auf den stationären Simulationen ergibt sich für die 117% Drehzahllinie eine Re -Zahl zwischen einem Wert von 305 000 und einem Wert von 354 000. Sie liegt also auf einem sehr hohen Niveau. Nimmt man nun einen mittleren Betriebspunkt auf dieser Kennlinie mit einer Re -Zahl von ungefähr 344 000 und nimmt an, dass für diesen Betriebspunkt der Eintrittsdruck um etwa 15% abgesenkt wird, kann ein Bereich definiert werden, in dem die Re -Zahl verändert wird. Dieser Bereich ist in Abbildung 5.11b grau hinterlegt. Wie man erkennen kann, ändert sich in diesem Bereich für nahezu alle dimensionslosen Oberflächenrauigkeiten der Reibungskoeffizient nur geringfügig. Es ist also auch nur ein geringfügiger Einfluss der Re -Zahl auf den Wirkungsgrad zu erwarten. In Abschnitt 5.3.5 wird diese theoretische Begründung durch einen Vergleich der experimentell bestimmten Wirkungsgrade für die beiden untersuchten Systeme validiert.

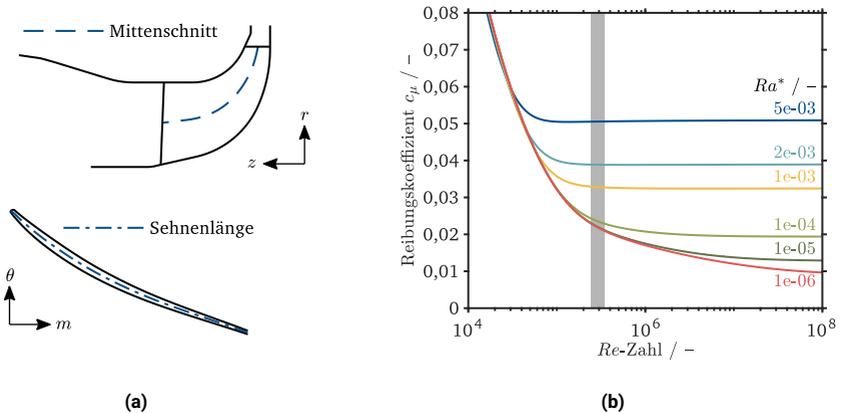


Abbildung 5.11: Definition der Sehnenlänge als charakteristische Länge zur Berechnung der Re -Zahl (a) und der Reibungskoeffizient c_{μ} in Abhängigkeit der Re -Zahl (b); Quelle: Eigene Darstellungen, (b) in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 308).

5.3.5 Experimentelle Validierung

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems einerseits auf das Stabilitätsverhalten des Verdichtersystems und die hieraus resultierende Pumpgrenze experimentell validiert werden. Andererseits soll der Einfluss auf globale, stufencharakterisierende Parameter aufgezeigt werden, um unter anderem die in den vorangegangenen Abschnitten getroffenen Annahmen und Schlussfolgerungen zu bestätigen. Hierfür wird der Einfluss auf das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$, die Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$ sowie den Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$ diskutiert.

Das Stabilitätsverhalten In Abbildung 5.12a ist die experimentell bestimmte Systemstabilität vergleichbar zu Abbildung 5.6a dargestellt. Zur Bestimmung dieser Daten wird wie im Falle des Referenzsystems vorgegangen. Durch dieses Vorgehen kann auch für dieses System ein zweiter stabiler Bereich für die 117% Drehzahllinie nachgewiesen werden. Auf der darunter liegenden Drehzahllinie, 110%, kann hingegen, entgegen der Vorhersage, kein alternierendes Stabilitätsverhalten bestätigt werden. Der Grund hierfür liegt möglicherweise in der signifikanten Abweichung des numerisch bestimmten Gradienten des Totaldruckverhältnisses, was zu einer Unsicherheit in der Berechnung der Verdichtercharakteristik führt. Ein fälschlicherweise negativer Gradient führt automatisch dazu, dass die notwendige Bedingung für Instabilität nicht mehr erfüllt ist. Der Grund liegt somit weniger in der Vorgehensweise der Methodik als in den Daten, die der Methodik zur Berechnung zur Verfügung gestellt werden.

Die Pumpgrenze In Abbildung 5.12b ist die Pumpgrenze basierend auf den stationären Simulationsdaten im Vergleich zur experimentell bestimmten Pumpgrenze dargestellt. Qualitativ betrachtet stimmen die beiden Pumpgrenzen gut überein. Vor allem wird, bis auf die 110% Drehzahllinie, der Einfluss durch die Systemvariation durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt. Eine Reduzierung des verdichtersaugseitigen Druckverlustes führt für die 117% Drehzahllinie zu einer signifikanten Verschiebung der Pumpgrenze. Quantitativ betrachtet ergibt sich eine arithmetisch gemittelte, betragsmäßige Abweichung des Pumpgrenzabstandes nach Gleichung (5.2), ohne Berücksichtigung der 110% Drehzahllinie, von 4,7%P. Die Abweichung der einzelnen Drehzahllinien kann Tabelle 5.4 entnommen werden.

Tabelle 5.4: Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V2.

$\hat{u}_{red,V}$	55 %	74 %	88 %	100 %	110 %	117 %	124 %
ΔPGA	3,0 %P	-7,9 %P	-4,5 %P	-9,2 %P	-36,7 %P	-1,7 %P	1,9 %P

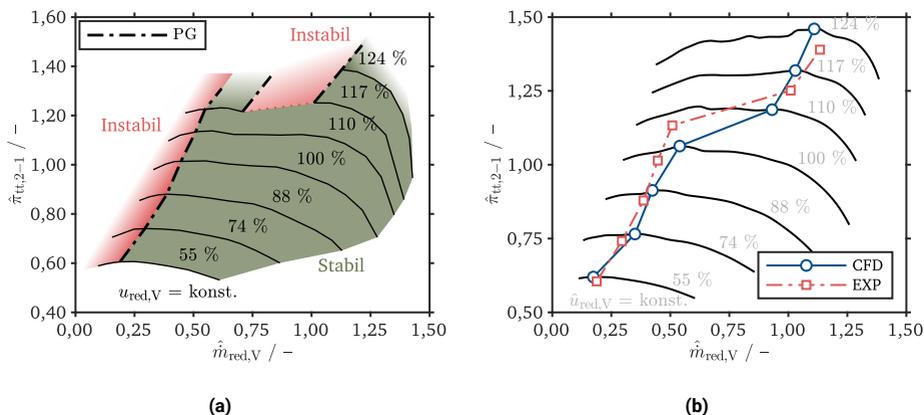
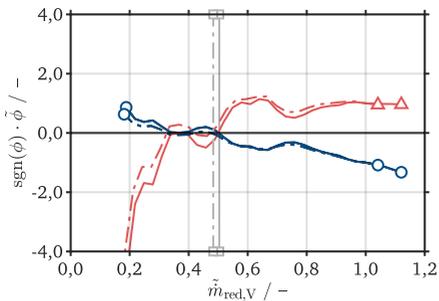
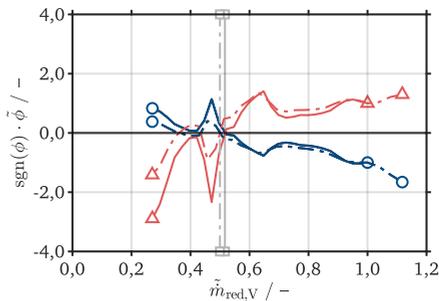


Abbildung 5.12: Die experimentell bestimmte Systemstabilität (a) und die ermittelte Pumpgrenze basierend auf numerischen Daten im Vergleich zur experimentell bestimmten Pumpgrenze (b) jeweils für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V2; Quelle: Eigene Darstellungen, (a) basierend auf experimentell bestimmten Daten, (b) basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

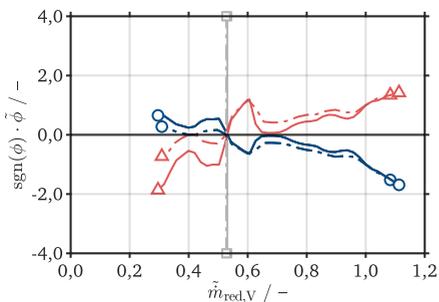
Die hinreichende Bedingung für Instabilität Wie für das Referenzsystem bereits gezeigt wurde, hat der Verlauf des Wertes der Summe ($c' - g'_1$) einen entscheidenden Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze. Die Unsicherheit dieses Wertes und die hieraus resultierende Abweichung des Pumpgrenzabstandes konnte bisher jedoch nicht eindeutig der Repräsentierung der Verdichterkennlinien ($\pi_{tt,2-1}(\hat{m}_{red,V}, u_{red,V})$) oder des verdichtersaugseitigen Systems (G0, G1) zugeordnet werden. Abbildung 5.13 zeigt, dass auch das System TCL-V2 instabil wird, sobald der Wert der Summe ($c' - g'_1$) positiv wird und somit die hinreichende Bedingung für Instabilität erfüllt ist. Der Wert der Summe wird für dieses System durch den Gradienten der Verdichterkennlinie dominiert, da nur ein marginales verdichtersaugseitiges System vorliegt. Es wird somit deutlich, dass die Abweichung des Pumpgrenzabstandes auf die vorliegende Abweichung des Gradienten der Verdichterkennlinie zurückzuführen ist. Darüber hinaus und unter der Annahme einer präzisen Bestimmung der Verdichterkennlinie wird deutlich, dass dieser Gradient die Lage der Pumpgrenze entscheidend beeinflusst. Ein negativer Gradient macht das Verdichtersystem stabil, unabhängig von der stabilisierenden oder destabilisierenden Wirkung der restlichen Systemkomponenten.



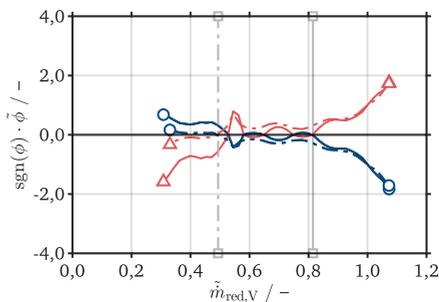
(a) $\hat{u}_{red,V} = 74\%$



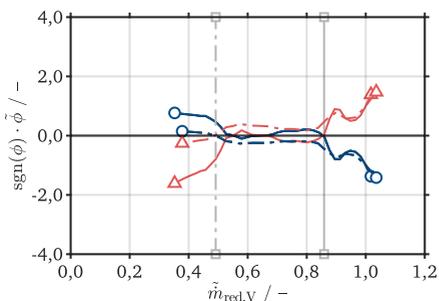
(b) $\hat{u}_{red,V} = 88\%$



(c) $\hat{u}_{red,V} = 100\%$



(d) $\hat{u}_{red,V} = 110\%$



(e) $\hat{u}_{red,V} = 117\%$

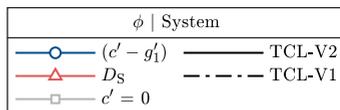


Abbildung 5.13: Zusammenhang zwischen der Systemstabilität und dem Betriebsverhalten der Verdichterstufe für die Verdichterstufe VS1 im System TCL-V2; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf den Ausgabewerten der Methodik zur Bestimmung der Systemstabilität.

Einfluss der Einlaufdrosselcharakteristik In Abbildung 5.13 ist jeweils der Massenstrom markiert, für welchen der Gradient der Verdichtercharakteristik c' bei einer Reduzierung des Massenstromes das erste Mal die Abszisse schneidet. Es wird für alle Drehzahllinien und beide untersuchten Systeme deutlich, dass an dieser Position ebenfalls die Summe $(c' - g'_1)$ sowie die Stabilitätsbedingung D_S die Abszisse schneiden. Der direkte (stabilisierende) Einfluss der Einlaufdrosselcharakteristik ist somit für die vorliegenden Systeme vernachlässigbar. Der wesentliche Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems auf die Systemstabilität resultiert aus dem indirekten Einfluss über die Abhängigkeit der Verdichtercharakteristik vom Eintrittsdruck.

Der Eintrittsdruck Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung 5.14a der normierte statische Druck $p_{s,1}/p_\infty$ für beide Systeme für die jeweiligen experimentellen Untersuchungen dargestellt⁴³. Grundsätzlich wird hierdurch das aus der Modellierung bekannte Ergebnis bestätigt. Der statische Druck am Verdichtereintritt sinkt mit steigendem Verdichtermassenstrom. Für das System TCL-V1 wird eine Besonderheit dieses Systems deutlich. Wie in Abschnitt 4.2 erläutert wird, wird entsprechend des vorliegenden Verdichtermassenstroms eine der beiden vorhandenen Massenstrommessblenden ausgewählt. Der Blendenwechsel (BW) geschieht immer beim gleichen Verdichtermassenstrom. Für manche Drehzahllinien liegen die Betriebspunkte entlang der jeweiligen Drehzahllinie somit auf verschiedenen Drosselcharakteristiken. Aus diesem Grund wird für die Bewertung der Systemstabilität von System TCL-V1 auf Basis der numerischen Daten der maximale Massenstrom begrenzt, damit lediglich der Massenstrombereich der kleinen Blende verwendet wird. Dieser ist für alle Drehzahllinien ausreichend groß, um die Bestimmung der Pumpgrenze nicht zu beeinflussen.

Das Druckverhältnis In Abbildung 5.14b ist das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ der beiden Systeme TCL-V1 und TCL-V2 vergleichend dargestellt⁴⁴. Hierdurch wird die in Abschnitt 5.3.3 gemachte Aussage bestätigt, dass es keinen Einfluss des Eintrittsdruckes auf das Totaldruckverhältnis gibt. Dieses ist identisch für beide Systeme. Lediglich die Betriebspunkte, die aufgrund der Systemstabilität für das jeweilige System bestimmt werden können, unterscheiden sich.

Die Druckdifferenz In Abbildung 5.14c ist die Differenz der statischen Drücke $\Delta p_{ss,2-1}$, also die Verdichtercharakteristik c , für beide Systeme dargestellt⁴⁵. Hiermit wird der Einfluss des Eintrittsdruckes auf die Druckdifferenz bestätigt. Im Falle von TCL-V1 wird mit sinkendem Eintrittsdruck eine geringere Druckdifferenz erreicht. Die Drehzahllinien 100 % und 117 % zeigen eine Unstetigkeit in der Kurve, die durch eine gepunktete Linie hervorgehoben ist.

⁴³Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind lediglich die Drehzahllinien 74 %, 100 % und 117 % dargestellt. Die Drehzahllinien 55 %, 88 %, 110 % und 124 % bestätigen ebenfalls die Ergebnisse.

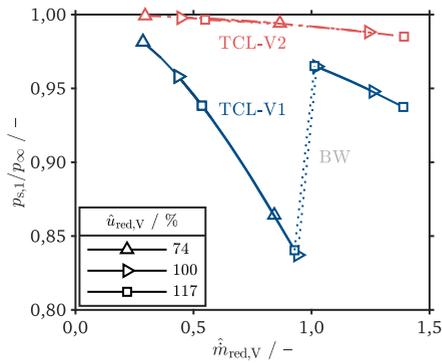
⁴⁴Ebd.

⁴⁵Ebd.

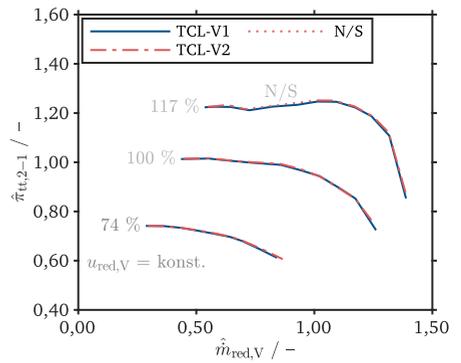
Diese Unstetigkeit wird durch den Wechsel der Massenstrommessblende (BW) hervorgerufen. Unabhängig hiervon führt der Verlauf des Eintrittsdruckes zu einem Einfluss auf die Steigung der Druckdifferenz, was die im Rahmen der Modellierung gemachten Erkenntnisse bestätigt.

Der Wirkungsgrad In Abbildung 5.14d ist der Wirkungsgrad der beiden Systeme dargestellt⁴⁶. Dieser ist für alle untersuchten Betriebspunkte, bis auf den Betriebspunkt an der Stopfgrenze der 100 % Drehzahllinie, nahezu identisch. Für diesen einzigen Betriebspunkt mit größerer Abweichung wird angenommen, dass hier kein ausreichendes thermisches Gleichgewicht vorlag. Eine längere Wartezeit im Falle des Betriebspunktes von System TCL-V1 hätte möglicherweise zu einem besseren Wirkungsgrad geführt. Grundsätzlich bestätigt dieser Vergleich jedoch die in Abschnitt 5.3.3 zur Herleitung des Vergleichs im h - s -Diagramm gemachte Annahme und die in Abschnitt 5.3.4 hergeleitete theoretische Begründung des Einflusses der Re -Zahl auf den Wirkungsgrad.

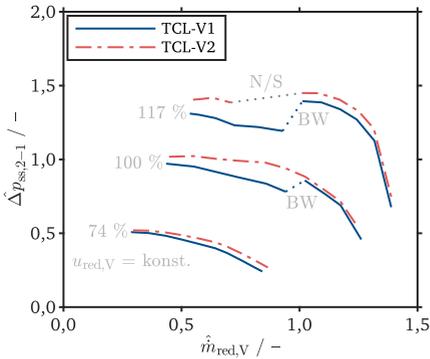
⁴⁶Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind lediglich die Drehzahllinien 74 %, 100 % und 117 % dargestellt. Die Drehzahllinien 55 %, 88 %, 110 % und 124 % bestätigen ebenfalls die Ergebnisse.



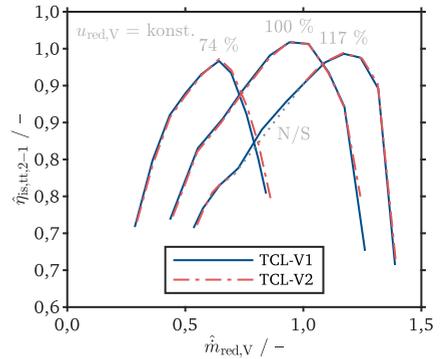
(a) Eintrittsdruck $p_{s,1}$



(b) Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$



(c) Druckdifferenz $\Delta p_{ss,2-1}$



(d) Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$

Abbildung 5.14: Einfluss des Eintrittsdruckes $p_{s,1}$ auf charakteristische Leistungseigenschaften der Verdichterstufe; BW: Blendenwechsel, N/S: instabiler Bereich, Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf experimentell bestimmten Daten.

5.3.6 Bedeutung für die Entwicklung von Verdichtersystemen

Basierend auf den Erkenntnissen dieses Kapitels sollen abschließend Empfehlungen zur Steigerung der Systemstabilität abgeleitet werden. Die Analyse der stabilitätsbestimmenden Systemparameter hat gezeigt, dass ein positives Vorzeichen der Summe $(c' - g'_1)$ eine notwendige und hinreichende Bedingung zum Erreichen eines instabilen Systemzustandes darstellt. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, was für eine bestimmte Form der Verdichterkennlinie auch mehrfach abwechselnd entlang der Kennlinie auftreten kann, wird das System ungeachtet der übrigen Komponenten nicht instabil. Ein effektives Mittel, um die Stabilität eines Systems zu erhöhen, ist somit ein negatives Vorzeichen der Summe $(c' - g'_1)$. Dies kann auf den folgenden zwei Wegen erreicht werden.

Die Verdichterkennlinie Die Verdichtercharakteristik c wird durch zwei Faktoren, dem Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ sowie dem statischen Druck am Stufeneintritt $p_{s,1}$, beeinflusst. Wird im ersten Schritt von einem konstanten Eintrittsdruck ausgegangen, wird die Verdichtercharakteristik lediglich durch das Totaldruckverhältnis beeinflusst. Der Gradient der Verdichtercharakteristik c' folgt in diesem Fall direkt dem Gradienten des Totaldruckverhältnisses. Eine Zielgröße bei der Auslegung der Verdichterstufe sollte somit aufgrund der stabilisierenden Wirkung eine negative Kennliniensteigung über einen weiten Massenstrombereich sein. Da dies ein herausforderndes Ziel ist, soll im nächsten Kapitel die Verdichterströmung hinsichtlich der Verlustentwicklung in Abhängigkeit des Massenstromes untersucht werden. Basierend auf den hiermit gewonnenen Erkenntnissen werden Auslegungskriterien abgeleitet, um das Ziel über einen möglichst weiten Kennfeldbereich zu erreichen. Wird nun von einem variablen, volumenstromabhängigen Eintrittsdruck ausgegangen, muss der Einfluss dieses Druckes auf die Verdichtercharakteristik berücksichtigt werden. Liegt stromauf des Verdichtereintritts beispielsweise eine Querschnittsverengung mit konstantem Querschnitt vor, führt dies zu einem mit steigendem Volumenstrom sinkenden Eintrittsdruck. Dieses Verhalten hat einen positiven Einfluss auf die Verdichtercharakteristik. Hiermit kann ein positiver Gradient der Verdichtercharakteristik c' erreicht werden, obwohl die Totaldruckverhältnis-Kennlinie bereits einen positiven Gradienten aufweist. Durch dieses Vorgehen kann das Verdichtersystem stabilisiert werden. Es muss jedoch beachtet werden, dass dies auf Kosten des statischen Druckes erreicht wird. Der statische Druck am Verdichteraustritt wird infolge des reduzierten Eintrittsdruckes ebenfalls reduziert.

Das verdichtersaugseitige System Zusätzlich zum stabilisierenden Einfluss des Verdichtereintrittsdruckes auf die Verdichtercharakteristik hat das verdichtersaugseitige System einen direkten Einfluss auf die Systemstabilität. Über den Gradienten der Drosselcharakteristik g'_1 wirken die stromauf der Verdichterstufe liegenden Komponenten stabilisierend. Der Gradient

kann dazu führen, dass die Summe $(c' - g'_1)$ negativ wird, obwohl der Gradient der Verdichtercharakteristik c' bereits ein positives Vorzeichen hat. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Systeme war der direkte Einfluss von g'_1 jedoch vernachlässigbar. Diese Aussage ist wiederum nicht allgemeingültig. Grundsätzlich ist es möglich, dass für ein anderes System der Einfluss von g'_1 dominiert. Wenn das oberste Ziel einer Auslegung also eine maximale Kennfeldbreite ist, kann ein entsprechendes verdichtersaugseitiges System durch seine doppelte Einflussnahme ein sehr effektives Mittel sein. Dies erfolgt jedoch erneut auf Kosten des statischen Druckes am Verdichteraustritt.

6 Die Stufenkennlinie – Verlustmechanismen und Einflussfaktoren

Die Verdichterkennlinie nimmt in der Stabilitätsbetrachtung des Verdichtersystems eine entscheidende Rolle ein. Der charakteristische Verlauf der Verdichterkennlinie beeinflusst über den Vorzeichenwechsel in der Steigung der Kennlinie maßgeblich den Betriebspunkt, bis zu welchem das Verdichtersystem unter allen anderen Systemeinflüssen stabil ist. Wird dieser Betriebspunkt überschritten, entscheidet das Zusammenspiel aller Systemkomponenten über die Stabilität. Eine Optimierung der Verdichtercharakteristik spielt somit eine wichtige Rolle in der Auslegung.

Aus diesem Grund soll in diesem Kapitel das Zustandekommen des charakteristischen Kennlinienverlaufes genauer untersucht werden. Der Fokus liegt hierbei auf der Verlustentwicklung in Abhängigkeit des Verdichtermassenstromes sowie der Verdichterdrehzahl. Hierbei nimmt die Rezirkulationsströmung im Laufrad eine wichtige Rolle ein. Darüber hinaus wird deutlich, dass das Zusammenspiel der Einzelkomponenten *Laufrad* und *Diffusor* ebenso wichtig ist und bei der Auslegung beachtet werden sollte.

ÜBERSICHT

Die Stufenkennlinie	140	Bedeutung für die Auslegung von Radialverdichtern	165
Zusammenspiel der Stufenkomponenten		Repräsentative Verdichterstufen im	
Die Rezirkulationsströmung als dominierender Verlustfaktor		λ - ϕ -Diagramm	
Entstehung und Entwicklung der Rezirkulationsströmung		Schlussfolgerungen für die Auslegung	
Einflussfaktoren auf die Prozessführung			

6.1 Die Stufenkennlinie

Das vorangegangene Kapitel hat gezeigt, dass die ideale Verdichterkennlinie ($\pi_{tt,2-1}(\dot{m}_{red,V})$) in Bezug auf die Systemstabilität eine Kurve mit durchgehend negativer Steigung ist. Bedingt durch die Verlustmechanismen eines Turboverdichters wird so eine Kennlinie jedoch nicht erreicht. Wie in Abschnitt 3.1.3 erläutert wird, stellt sich in der Theorie hingegen eine Kurve mit einem Maximum ein. Wie bereits deutlich wurde und noch einmal anhand des Kennfeldes der untersuchten Verdichterstufe in Abbildung 6.1a zu sehen ist, ergibt sich in der Praxis eine Abhängigkeit der tatsächlichen Form der Kennlinie von der Verdichterdrehzahl. Nochmals deutlicher wird dieses Verhalten, wenn die Kennlinien, wie in Abschnitt 4.1 erläutert, jeweils auf den Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad ($\eta_{is,tt,2-1,WMD}$) bezogen werden. Hierdurch ergibt sich das in Abbildung 6.1b dargestellte normierte Kennfeld.

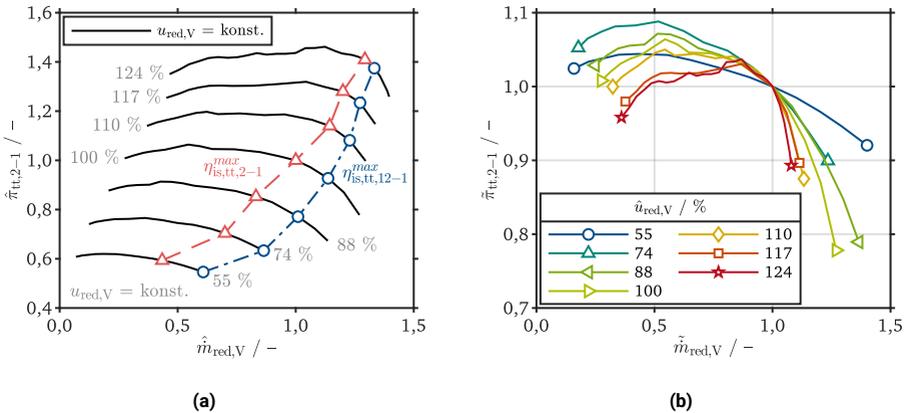


Abbildung 6.1: Das Kennfeld der untersuchten Verdichterstufe VS1 ($\pi_{tt,2-1} - \dot{m}_{red,V}$); Darstellung als konstante Normierung ($\hat{\pi}_{tt,2-1} - \hat{m}_{red,V}$) (a) und als drehzahlabhängige Normierung ($\tilde{\pi}_{tt,2-1} - \tilde{m}_{red,V}$) (b); Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Durch die drehzahlabhängige Normierung geht die ursprüngliche Gestalt des Kennfeldes verloren. Die Kennlinien lassen sich jedoch besser untereinander vergleichen. Es wird deutlich, dass mit steigender Verdichterdrehzahl das Totaldruckverhältnis bei gleicher relativer Reduzierung des Massenstromes stärker abfällt. Es muss somit einen Verlustmechanismus geben, der mit steigender Verdichterdrehzahl bei kleinen Massenströmen signifikant an Einfluss gewinnt.

In Abbildung 6.1a sind die Punkte mit maximalem Stufenwirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1,WMD}$ (Einlauf \rightarrow Volute) sowie die Punkte mit maximalem Wirkungsgrad bis zum Laufradaustritt $\eta_{is,tt,12-1,WMD}$ (Einlauf \rightarrow Laufrad) gekennzeichnet. Die beiden Linien, die die jeweiligen Punkte miteinander verbinden, zeigen zwei Auffälligkeiten. Die optimalen Betriebspunkte fallen für keine Drehzahllinie aufeinander. Das Laufrad und die restlichen Stufenkomponenten – Diffusor und Volute – befinden sich somit nie beide gleichzeitig im optimalen Betriebspunkt. Andererseits verändert sich der Abstand der beiden Linien mit steigender Verdichterdrehzahl. Das Zusammenspiel der Komponenten verändert sich somit zusätzlich in Abhängigkeit der Verdichterdrehzahl.

Gründe hierfür und der Einfluss auf die Stufenkennlinie werden nun im Verlaufe dieses Kapitels erläutert. Stellvertretend für die Gesamtheit aller Drehzahllinien erfolgt dies anhand zweier repräsentativer Drehzahllinien, die sich in der Form deutlich unterscheiden und die entscheidenden Merkmale enthalten. Die 88 % Drehzahllinie zeigt nur ein ausgeprägtes globales Maximum im Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$. Im Vergleich hierzu zeigt die 117 % Drehzahllinie ein lokales und ein globales Maximum mit einem ausgeprägten *Plateau* dazwischen. Der Übergang zwischen den beiden charakteristischen Verläufen erfolgt kontinuierlich mit steigender Verdichterdrehzahl.

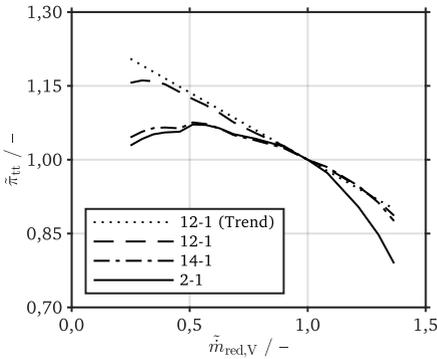
6.1.1 Das Zusammenspiel von Laufrad, Diffusor und Volute

Die Stufenkennlinie gibt das Betriebsverhalten aller Komponenten der Stufe – Laufrad, Diffusor und Volute – als Gesamtheit wider. Damit der Verlustbeitrag und dessen Entwicklung besser einer Komponente zugeordnet werden kann, lässt sich die Stufenkennlinie schrittweise entlang der Strömung aufbauen. Das Resultat ist in Abbildung 6.2a und 6.2b für die beiden Drehzahllinien dargestellt. Hierin sind grundsätzlich drei Totaldruckverhältnis-Kurven mit den folgenden Bilanzierungsgrenzen zu sehen.

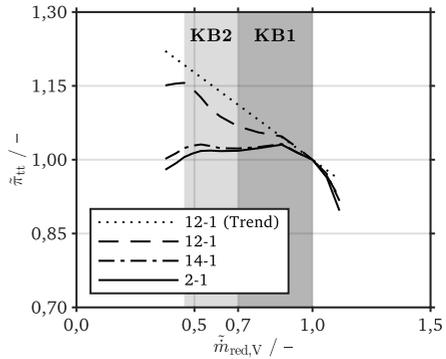
- **Eintritt \rightarrow Austritt Laufrad:** 12 – 1
- **Eintritt \rightarrow Austritt Diffusor:** 14 – 1
- **Eintritt \rightarrow Austritt Stufe:** 2 – 1

Zusätzlich ist mit der gepunkteten Linie eine Trend-Kurve zu sehen, welche den Trend der Laufradcharakteristik im Punkt mit maximalem Wirkungsgrad ($\ddot{m}_{red,V} = 1,0$) abbildet. Die Flächen zwischen zwei benachbarten Kurven geben die Verlustentwicklung wider. Durch die Normierung bedeutet eine kleine Fläche nicht, dass kein Verlust vorliegt, sondern lediglich, dass die Verluste im Vergleich zum Punkt mit maximalem Wirkungsgrad nicht zunehmen.

Für die 88 % Drehzahllinie nimmt das Totaldruckverhältnis am Austritt des Laufrades stetig und nahezu linear in Richtung kleinerer Massenströme zu. Im Vergleich zur Trend-Kurve stellt



(a) $\hat{u}_{\text{red},V} = 88\%$



(b) $\hat{u}_{\text{red},V} = 117\%$

Abbildung 6.2: Entwicklung des Totaldruckaufbaus der Verdichterstufe VS1 entlang des Strömungspfades; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

sich nur eine geringe Differenz ein. Die Verluste nehmen somit im Vergleich zum Punkt mit maximalem Wirkungsgrad nur geringfügig zu. Im Diffusor nehmen die Verluste bei einer Reduzierung des Massenstromes stetig zu. Das globale Maximum des Totaldruckverhältnisses am Diffusoraustritt wird somit bei einem größeren Massenstrom erreicht. In der letzten Komponente, der Volute, nehmen die Verluste hauptsächlich in Richtung größerer Massenströme zu, da der Geschwindigkeitsanteil in radialer Richtung am Eintritt in die Volute zunimmt und dieser in der Theorie dissipiert wird. (Van Den Braembussche, 2019, S. 225 f.) Darüber hinaus ist die Volute für diese Massenströme nicht ausgelegt, was je nach Betriebspunkt zu einer Beschleunigung der Strömung innerhalb der Volute führen kann.

Für die 117% Drehzahllinie zeigen alle drei Komponenten ein verändertes Verlustverhalten im Vergleich zur niedrigeren Drehzahllinie. Im Laufrad lassen sich zwischen dem Punkt mit maximalem Wirkungsgrad ($\tilde{m}_{\text{red},V} = 1,0$) und dem globalen Maximum des Totaldruckverhältnisses zwei Bereiche definieren: der Bereich KB1 und der Bereich KB2. Im Bereich KB1 steigen die Verluste in Richtung kleinerer Massenströme erst an. Anschließend, im Bereich KB2, nehmen diese jedoch wieder ab. Hierdurch stellt sich für das Totaldruckverhältnis am Laufradaustritt ein wellenförmiger Verlauf ein. Im anschließenden Diffusor nehmen die Verluste im Vergleich zur niedrigeren Drehzahllinie qualitativ betrachtet zu. Das Verhalten der Volute ist hingegen vergleichbar zur niedrigeren Drehzahllinie.

Das globale und lokale Maximum der 117% Stufenkennlinie resultiert somit aus dem wellenförmigen Verhalten der Laufradkennlinie in Kombination mit den Verlusten im Diffusor. Das Verlustverhalten des Laufrades ist somit der Grund für das in Abbildung 5.2a und Abbildung 5.6a gezeigte alternierende Stabilitätsverhalten des Verdichtersystems. Der Verlustbeitrag des Diffusors ist jedoch entscheidend, damit die Kennliniensteigung für einen normierten Massenstrom zwischen $\approx 0,5$ und $0,7$ positiv wird. Ausschlaggebend ist im vorliegenden Fall die Kombination der beiden Komponenten, damit für die 117% Drehzahllinie ein zweiter stabiler Kennfeldbereich bei kleineren Massenströmen als der eigentlichen (ersten) Pumpgrenze möglich wird.

Unabhängig von der vorliegenden Verdichterstufe wird deutlich, dass die Verluste im Laufrad aber auch die Verluste im Diffusor entscheidend dazu beitragen, über welchen Massenstrombereich die Stufenkennlinie eine positive Steigung aufweist. Die Strömung und die verlustverursachenden Phänomene werden für beide Komponenten im Folgenden genauer betrachtet.

6.1.2 Die Rezirkulationsströmung im Laufrad

Ein bei Radialverdichtern bekanntes Phänomen ist die in Abschnitt 3.2.2 erläuterte Rezirkulationsströmung. Wie der Name bereits vermuten lässt, wird hierdurch ein Fluidanteil mehrmals verarbeitet. Des Weiteren führt diese Strömung zu einer anteiligen Blockage der Laufradpassage. In Abbildung 6.3a ist ein Passagenquerschnitt am Eintritt des Laufrades dargestellt. Hierbei markiert der rote Bereich den Anteil des Querschnitts, in dem die Strömung entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung⁴⁷ fließt. Für den vorliegenden Betriebspunkt führt dies zu einem Ausströmen des Fluids aus dem Laufrad an der Schaufelvorderkante. Dieser Anteil der Strömung wird im Folgenden als *Rückströmung* bezeichnet. Der blau markierte Querschnittsbereich definiert den Anteil der Strömung, der in der vorgesehenen Richtung in das Laufrad einströmt. Dieser Anteil der Strömung wird im Folgenden als *Kernströmung* bezeichnet. Die Größe der beiden Bereiche ist nicht konstant und variiert in Abhängigkeit des Verdichterbetriebspunktes und der Position entlang des Strömungskanals.

Die Unterteilung der Strömung kann für alle Positionen entlang der Laufradpassage erfolgen und mithilfe einer Umfangsmittelung wie in Abbildung 6.3b auf einer meridionalen Schnittfläche dargestellt werden. Die schwarze Linie markiert hierbei die Grenze zwischen der Rückströmung und der Kernströmung. Die Meridionalkontur des Gehäuses wird hierdurch künstlich neu definiert und somit die durchströmte Querschnittsfläche beeinflusst. Die Rückströmung strömt in Abhängigkeit des Betriebspunktes eine gewisse Lauflänge im Einlauf stromauf, bis diese

⁴⁷In ANSYS CFD-POST wird hierfür die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung (*Streamwise Velocity*) mit der Bedingung $v_{st} \leq 0$ verwendet. Diese Geschwindigkeitskomponente liegt in der Ebene, die durch die Rotationsachse (z) und die radiale Achse (r) aufgespannt wird und ist immer senkrecht zur direkten Verbindungslinie zwischen Nabe und Gehäuse für eine spezifische relative Strömungsposition s^* . An der Schaufelvorderkante entspricht die Richtung der Richtung der Rotationsachse.

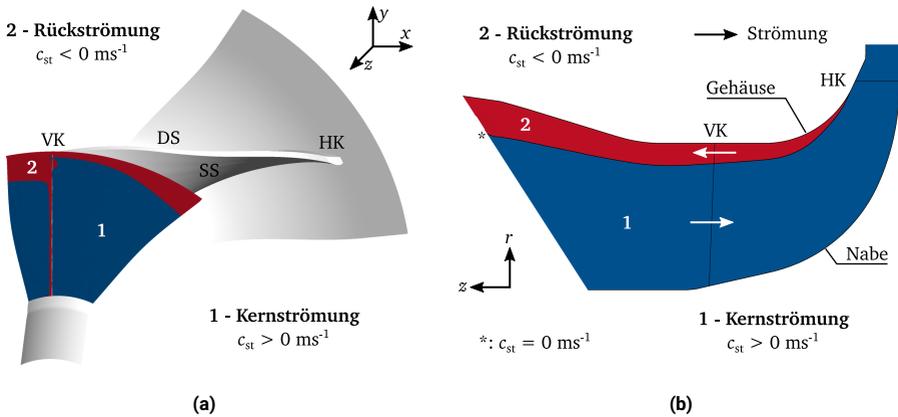


Abbildung 6.3: Definition der Strömungsbereiche Rückströmung und Kernströmung in einer Schaufelquerschnittsebene (a) und einer Meridionalschnittebene (b); Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

von der Kernströmung wieder mitgenommen wird und ein weiteres Mal in die Laufradpassage einströmt. Es entsteht eine Zirkulationsblase.

Bedingt durch die Massenerhaltung ist der Betrag des Massenstromes in allen Querschnittsflächen entlang des Strömungspfades identisch. Für eine Querschnittsfläche innerhalb der Rezirkulationsblase, beispielsweise an der Schaufelvorderkante, ist aus diesem Grund die Menge an einströmendem Fluid größer, um in der Summe mit dem auströmenden Fluid den Stufenmassenstrom fernab der Rezirkulationsblase abzubilden. Der Massenstrom der Kernströmung kann somit in einen Brutto- und einen Nettomassenstrom aufgeteilt werden. Der Nettomassenstrom entspricht dem Massenstrom am Stufenein- und Stufenaustritt. Der Bruttomassenstrom bedingt sich durch die Summe aus dem Betrag des Nettomassenstromes und dem Betrag des Massenstromes der Rückströmung.

Die räumliche Ausbreitung der Rückströmung

In Abbildung 6.4a und 6.4b ist jeweils die Entwicklung der räumlichen Ausbreitung der Rückströmung in der Meridionalebene für die beiden betrachteten Drehzahllinien dargestellt. Die Rezirkulationsblase und hierdurch die Grenze zwischen der Rückströmung und der Kernströmung beginnt für einen Betriebspunkt in der Nähe der Stopfgrenze am Übergang vom axialen

zum radialen Teil des Laufrades. Mit zunehmender Reduzierung des Verdichtermassenstromes breitet sich diese in axiale und radiale Richtung aus. Grundsätzlich ist dieses Verhalten für beide Drehzahllinien vergleichbar. Es wird jedoch bereits deutlich, dass im Falle der 88 % Drehzahllinie die blockierte Fläche bei gleicher relativer Reduzierung des Massenstromes stärker zunimmt. Für beide Drehzahllinien erreicht das rückströmende Fluid für einen normierten Massenstrom $\tilde{m}_{\text{red},V}$ von $\approx 0,9$ die Schaufelvorderkante. Bei allen Betriebspunkten mit einem kleineren Massenstrom ist das Strömungsprofil an der Schaufelvorderkante durch die Rückströmung betroffen. Genau wie der Passagenquerschnitt an der Schaufelvorderkante, sind alle stromabliegenden Querschnitte, die innerhalb der Rezirkulationsblase liegen, von der Rückströmung betroffen.

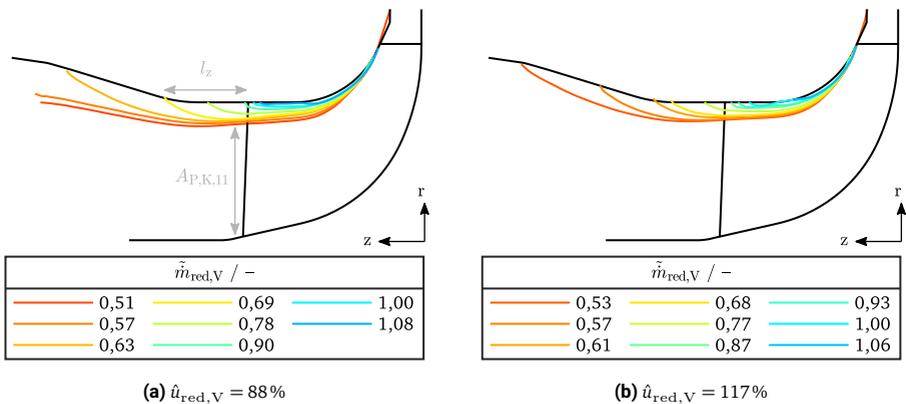


Abbildung 6.4: Entwicklung der Blockage durch die Rückströmung im Meridionalschnitt; Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären, umfangsgemittelten Simulationsdaten.

Wie bereits anhand Abbildung 6.4 deutlich wird, breitet sich die Rückströmung zuerst hauptsächlich in radialer Richtung und ab einem gewissen Betriebspunkt vermehrt in axialer Richtung aus. Die qualitative Beobachtung wird durch Abbildung 6.5a bestätigt. Nachdem die Rückströmung die Schaufelvorderkante erreicht hat, breitet sich diese hauptsächlich in radialer Richtung aus, was sich durch eine schnelle Abnahme der Querschnittsfläche der Kernströmung $A_{P,K,11}$ äußert. Die Ausbreitung in axialer Richtung stromauf der Schaufelvorderkante l_z steigt in diesem Bereich zuerst nur langsam an. Ab einem gewissen Massenstrom, Markierung ① und ②, verändert sich die Steigung der Kurven der axialen Ausdehnung signifikant. Die Ausbreitung nimmt ab diesem Betriebspunkt hauptsächlich in axialer Richtung zu.

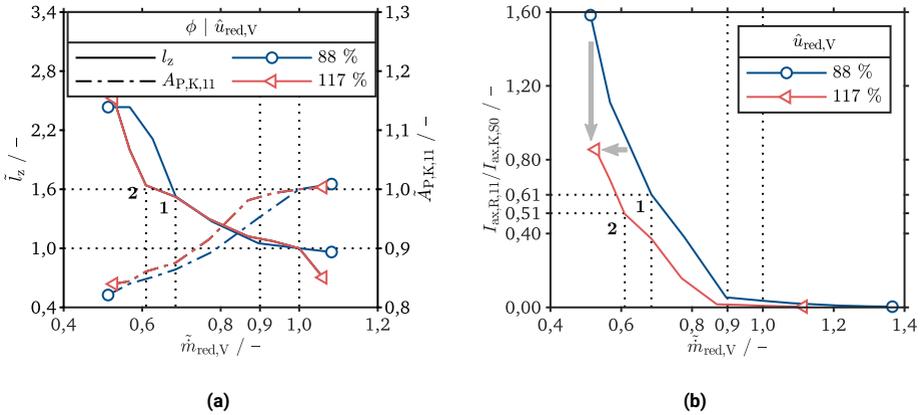


Abbildung 6.5: Entwicklung der räumlichen Ausbreitung (a) und der Intensität (b) der Rückströmung an und stromauf der Schaufelvorderkante; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Die Ursache für diese Veränderung geht aus Abbildung 6.5b hervor, in welcher das Verhältnis aus dem axialen Moment der Rückströmung an der Schaufelvorderkante $I_{\text{ax,R,11}}$ und dem der Kernströmung am Eintritt in das Strömungsgebiet $I_{\text{ax,K,S0}}$ abgebildet ist. Das Verhältnis steigt kontinuierlich an, da das Moment der Kernströmung mit einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes sinkt und das Moment der Rückströmung hierbei stetig zunimmt. Ein Vergleich mit Abbildung 6.5a verdeutlicht, dass bei großen Verdichtermassenströmen das Moment der Rückströmung deutlich kleiner ist als das der Kernströmung. Hierdurch wird die Rückströmung durch die Kernströmung aufgehalten und zur Nabe hin abgelenkt. Dies führt zu der vornehmlichen Ausbreitung in radialer Richtung.

Ab einem durchschnittlichen Verhältnis von 0,56 findet die Ausbreitung der Rückströmung hingegen hauptsächlich in axialer Richtung statt. Dies kommt durch einen geringeren Impuls der Kernströmung mit abnehmendem Verdichtermassenstrom zustande. Im Gegensatz hierzu verlangsamt sich die Ausbreitung in radialer Richtung, was im Umkehrschluss bedeutet, dass die von der Kernströmung durchströmte Fläche $A_{P,K,11}$ weniger stark abnimmt. Darüber hinaus wird deutlich, dass mit steigender Verdichterdrehzahl die Ausbreitung der Rückströmung verzögert einsetzt und zunimmt (bei kleineren Massenströmen) sowie die Intensität an der Schaufelvorderkante abnimmt.

Blockage der Strömungspassage

Aufgrund der Ausbreitung der Rückströmung kommt es zu einer Blockage ϵ , welche für jede Passagenquerschnittsfläche entlang des Schaufelkanals entsprechend Gleichung (6.1) bestimmt werden kann. Hierbei ist A_P die Passagenquerschnittsfläche und $A_{P,R}$ die Querschnittsfläche, welche durch die Rückströmung blockiert wird.

$$\epsilon = \frac{A_{P,R}}{A_P} \quad (6.1)$$

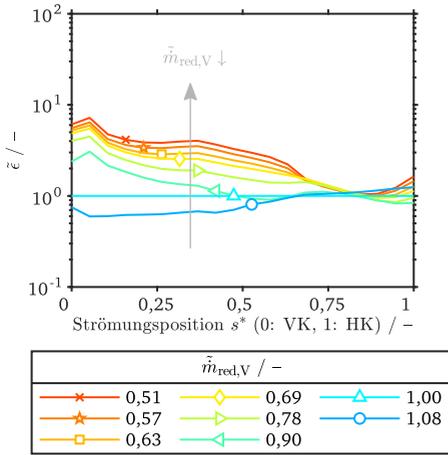
In Abbildung 6.6a und 6.6b ist die Entwicklung der Blockage ϵ von der Schaufelvorderkante bis zur Schaufelhinterkante für die beiden betrachteten Drehzahllinien dargestellt. Grundsätzlich nimmt die blockierte Fläche für beide Drehzahllinien in der gesamten Passage mit einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes stetig zu. An der Schaufelvorderkante ist die Zunahme am größten und fällt zur Schaufelhinterkante hin stetig ab. Für die ersten 10 % der Passage nimmt die blockierte Fläche für die höhere Drehzahllinie nahezu um den Faktor 3 stärker zu im Vergleich zur niedrigeren Drehzahllinie. Für die restliche Passagenlänge verhalten sich beide Drehzahllinie vergleichbar.

Neben der Blockage des Strömungsquerschnittes führt die Rückströmung zu einem rezirkulierten Massenstrom. Der bezogene rezirkulierte Massenstrom ζ berechnet sich nach Gleichung (6.2). Die Entwicklung dieses Wertes ist in Abbildung 6.6c und 6.6d für die beiden Drehzahllinien dargestellt. Hierbei ist $\dot{m}_{K,netto}$ der Nettomassenstrom der Kernströmung, was für jede Strömungsposition s^* entlang der Passage dem Massenstrom am Stufenaustritt entspricht, und \dot{m}_R ist der Massenstrom der Rückströmung.

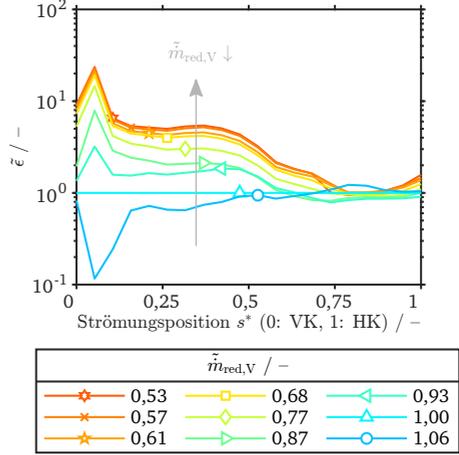
$$\zeta = \frac{|\dot{m}_R|}{\dot{m}_{K,netto}} \quad (6.2)$$

In diesem Fall zeigt sich ein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Drehzahllinien. Mit steigender Verdichterdrehzahl nimmt der bezogene, rezirkulierte Massenstrom am Passageneintritt ($s^* = 0 \dots 0,1$) um den Faktor 14 und in der Passagenmitte ($s^* = 0,25 \dots 0,5$) um den Faktor 2,5 stärker zu. In der zweiten Hälfte der Passage ist die Entwicklung des rezirkulierten Massenstromes hingegen vergleichbar.

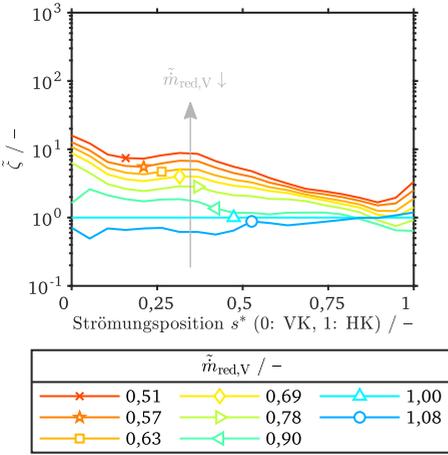
Das lokale Maximum in der Passagenmitte macht deutlich, dass manche Fluidteilchen der Rückströmung aus dem hinteren Teil der Passage diese nicht an der Schaufelvorderkante verlassen, sondern durch die Kernströmung wieder mitgenommen werden. In diesem Bereich der Passage bildet sich somit eine zusätzliche Rezirkulationsblase aus, die mit einer Steigerung der Verdichterdrehzahl an Intensität gewinnt.



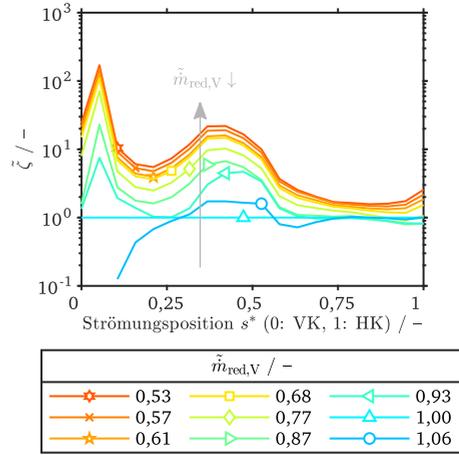
(a) $\hat{u}_{\text{red},V} = 88\%$



(b) $\hat{u}_{\text{red},V} = 117\%$



(c) $\hat{u}_{\text{red},V} = 88\%$



(d) $\hat{u}_{\text{red},V} = 117\%$

Abbildung 6.6: Entwicklung der Blockage ϵ im Laufrad (a – b) und des rezirkulierten Massenstroms ζ (c – d); Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Die Entstehungsmechanismen der Rezirkulationsströmung

Wie die vorangegangenen Abschnitte gezeigt haben, findet durch die Rückströmung eine Blockage des Strömungskanals statt. Die Entwicklung dieser ist jedoch von der Verdichterdrehzahl abhängig. Aus diesem Grund sollen in diesem Abschnitt, basierend auf den stationären Simulationen, Entstehungsmechanismen der Rezirkulationsströmung beleuchtet werden. Die durch die Strömungssimulationen zur Verfügung stehenden Daten zeigen bereits einen ausgebildeten Gleichgewichtszustand. Dies macht es schwierig, die Ursachen, die zu diesem Zustand geführt haben, herauszufiltern oder isoliert zu betrachten. Eine detaillierte Analyse der Stromlinien im vorliegenden Laufrad hat jedoch grundlegende Wirkmechanismen und Phänomene aufgezeigt, die zur Gesamtheit des rückströmenden Fluids führen und durch die Verdichterdrehzahl in der Intensität beeinflusst werden.

Der Auslöser beziehungsweise die Grundlage der Rückströmung lässt sich für das untersuchte Verdichterrad im Wesentlichen auf die Spaltströmung im Schaufelspitzenbereich zurückführen. Die Sekundärströmung bildet jedoch eine entscheidende Grundlage zur Ausbildung der Spaltströmung. Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, sind Sekundärströmungseffekte die Ursache, damit niederenergetisches Fluid an der Schaufeldruckseite in Richtung Gehäuse fließt. Unter dem Einfluss der Druckdifferenz zwischen der Schaufeldruck- und Schaufelaugeseite strömt dieses Fluid anschließend durch den Schaufelspitzenpalt und bildet die bereits genannte Spaltströmung aus. Dieses Verhalten ist grundsätzlich vergleichbar für beide Drehzahllinien und in Abbildung 6.7 durch die roten Pfeile über der Schaufel skizziert.

Unabhängig von der Verdichterdrehzahl muss nun zwischen zwei Betriebsbereichen entlang der Kennlinie unterschieden werden. Für einen Betriebspunkt in der Mitte des Kennfeldes, Markierung ① in Abbildung 6.7, liegt an der Schaufelvorderkante ein homogenes Geschwindigkeitsprofil vor und die Spaltströmung rollt sich nach dem Passieren des Spaltes zu einem Spaltwirbel auf. Dieser Wirbel wird anschließend durch die Kernströmung stromab aus der Schaufelpassage getragen.

Wird der Verdichtermassenstrom reduziert, dargestellt im Bereich der Markierung ② in Abbildung 6.7, nimmt der Impuls der Kernströmung ab. Der Impuls der Spaltströmung bleibt oder nimmt zu und somit stellt sich der Spaltwirbel stromauf und in Umfangsrichtung stetig weiter auf. Dieser Prozess steigert sich solange, bis die Spaltströmung entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung stromauf fließt. Fluidteilchen aus dem vorderen Schaufelbereich verlassen direkt nach dem Passieren des Spaltes das Laufrad an der Schaufelvorderkante. Fluidteilchen im hinteren Schaufelbereich treffen hingegen zuerst auf die nacheilende Schaufel, passieren ein weiteres Mal den Schaufelspitzenpalt und verlassen anschließend das Laufrad an der Schaufelvorderkante. Durch das Ausbilden der Rückströmung und das Ausbreiten dieser stromauf der Schaufelvorderkante liegt jetzt keine einheitliche Strömungsrichtung, wie in Abbildung 6.8a und 6.8b für die beiden Verdichterdrehzahlen dargestellt, an der Schaufelvorderkante vor. Es

1 – Auslegungspunkt

$$\dot{m}_{\text{red,V,AP}}$$

Spaltwirbel

2 – Kleine Massenströme

$$\dot{m}_{\text{red,V}} < \dot{m}_{\text{red,V,AP}}$$

Rückströmung

-  Spaltströmung/Rückströmung
-  Kernströmung
-  Scherschicht

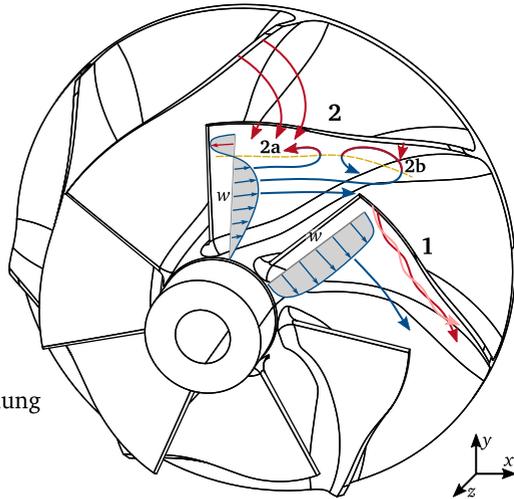


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung der Entstehungsmechanismen der Rückströmung; Quelle: Eigene Darstellung.

bildet sich eine Scherschicht zwischen der Rückströmung und der Kernströmung mit einem entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten aus.

Der Geschwindigkeitsgradient in der Zuströmung führt nun in der stromabliegenden Passage zu den folgenden beiden Phänomenen. Im vorderen Passagenbereich, Markierung 2a in Abbildung 6.7, kehren Fluidteilchen der Kernströmung in der Nähe der Scherschicht die Strömungsrichtung um und strömen durch die Nähe zur Schaufelvorderkante direkt aus dem Laufrad aus. Im hinteren Teil, Markierung 2b in Abbildung 6.7, erweitert sich dieser Effekt zu einem Wirbel. Nach mehrmaligem zirkulieren in dieser Blase verlassen die Fluidteilchen als Bestandteil der Kernströmung die Strömungspassage an der Schaufelhinterkante. Die Blase 2b gewinnt, wie gezeigt, mit steigender Verdichterdrehzahl an Intensität.

Ein möglicher Grund für die unterschiedlichen Intensitäten der einzelnen Wirbelbereiche ist die Ausprägung der Scherschicht, also die Differenz zwischen der Geschwindigkeit der Kernströmung und der Rückströmung zum Zeitpunkt des Ausprägens der Rezirkulationsströmung. Das Profil der axialen Geschwindigkeit $c_{ax,1,1}$ an der Schaufelvorderkante, für den Zustand mit ausgebildeter Rückströmung, dargestellt in Abbildung 6.8a und 6.8b, unterscheidet sich zwischen den Verdichterdrehzahlen nicht signifikant. Es ist jedoch möglich, dass sich dieses

im weiteren Verlauf der Passage ändert. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass die Spaltströmung mit steigender Verdichterdrehzahl nicht im gleichen Maße an Intensität gewinnt wie die Kernströmung.

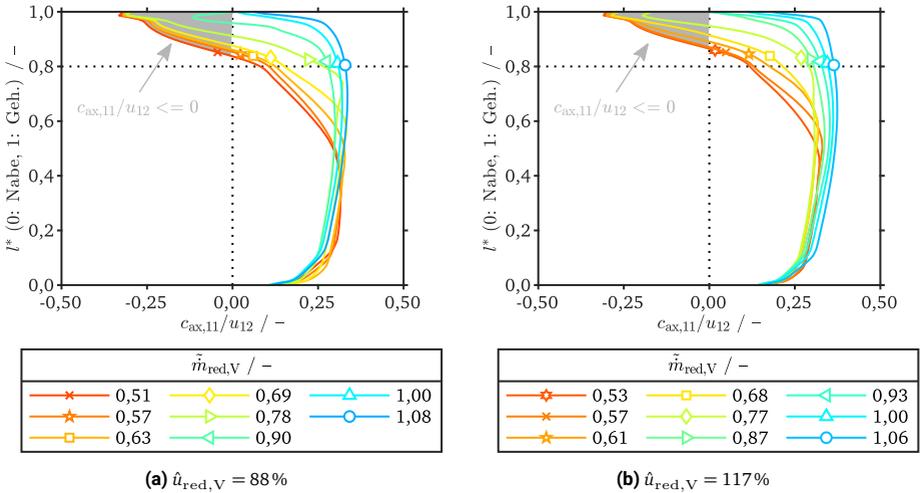


Abbildung 6.8: Das Profil der Geschwindigkeit in axialer Richtung $c_{ax,11}$ an der Schaufelvorderkante; Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären, umfangsgemittelten Simulationsdaten.

Ein weiterer möglicher Grund ist die Ma -Zahl der Umfangsgeschwindigkeit am Laufradeintritt. Wie Schreiber in (Schreiber, 2018) zeigt, nimmt der Bereich der Drehzahllinie, für den eine Rezirkulationsströmung auftritt, mit steigender Verdichterdrehzahl ab. Als möglicher Grund wird der Einfluss der Ma -Zahl und das Auftreten eines Stoßes genannt, jedoch nicht abschließend erläutert. Für das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Laufrad ist die 117% Drehzahllinie ebenfalls eine transsonische Drehzahllinie. In Abhängigkeit der Schaufelhöhe liegt eine Ma -Zahl der Umfangsgeschwindigkeit von über eins vor, was zu Stoßen führt. Möglicherweise gibt es eine Interaktion zwischen der Rückströmung und einem möglichen Stoß, was ein Ausbreiten der Rückströmung stromauf der Schaufelvorderkante verhindert.

Die genannten möglichen Ursachen für die unterschiedliche Entwicklung der Rezirkulationsblase können im Rahmen dieser Arbeit leider nicht abschließend geklärt werden. Es konnten aber einige wichtige Parameter wie der Impuls der Rückströmung und der Kernströmung, die

Scherschicht zwischen den beiden Strömungsbereichen sowie die Ma -Zahl am Laufradeintritt identifiziert werden. Die genauen Zusammenhänge, die zum Ausbilden aber vor allem zum charakteristischen Ausbreiten der Rückströmung führen, sollten Bestandteil weiterer wissenschaftlicher Untersuchungen sein.

6.1.3 Die Strömungsbedingungen am Ein- und Austritt des Laufrades unter dem Einfluss der Rezirkulationsströmung

Das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,12-11}$ wird durch die Totalenthalpiedifferenz $\Delta h_{tt,12-11}$ sowie den Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,12-11}$ beeinflusst. Das Totaldruckverhältnis kann bei einer Reduzierung des Massenstromes also nur ansteigen, wenn mindestens eine der beiden Kenngrößen weiter ansteigt. Die Totalenthalpieänderung $\Delta h_{tt,12-11}$ lässt sich basierend auf Gleichung (3.4) und Gleichung (3.5) nach Gleichung (6.3) bestimmen. Diese ist nur von den Geschwindigkeitsanteilen an der Schaufelvorder- und Schaufelhinterkante abhängig.

$$\Delta h_{tt,12-11} = \frac{1}{2} \cdot [(c_{12}^2 - c_{11}^2) + (w_{11}^2 - w_{12}^2) + (u_{12}^2 - u_{11}^2)] \quad (6.3)$$

Wie bereits in Abbildung 6.4 und 6.6 gezeigt wird, breitet sich die Rückströmung bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes in radialer und axialer Richtung stetig weiter aus. Anhand dieser Abbildungen wurde außerdem deutlich, dass die Ausbreitung zu Beginn vornehmlich in radialer und ab einem gewissen Betriebspunkt verstärkt in axialer Richtung zunimmt. Durch das Auftreten der Rückströmung vor der Schaufelvorderkante und dem Mischen dieses Fluids mit der Kernströmung werden die Strömungsbedingungen an der Schaufelvorderkante in negativer aber auch in positiver Hinsicht verändert. Darüber hinaus führt die Blockage in der Laufradpassage zu einem Einfluss auf die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit und auf die Strömungsbedingungen am Laufradaustritt. Die beeinflussten Strömungseigenschaften werden im Folgenden ausführlicher diskutiert.

Die Strömungsbedingungen an der Schaufelvorderkante

Die Entwicklung der Geschwindigkeitsdreiecke an der Schaufelvorderkante ist in Abbildung 6.9a und 6.9b dargestellt. Grundsätzlich stellt sich für beide Drehzahllinien ein vergleichbares Verhalten ein. Ausgehend von der Stopfgrenze und mit steigender Reduzierung des Massenstromes nimmt die Absolutgeschwindigkeit c_{11} bis zu einem gewissen Betriebspunkt schrittweise ab. Die Umfangsgeschwindigkeit u_{11} bleibt bis zu diesem Punkt konstant und somit steigt die Inzidenz stetig an. Sobald die Rückströmung die Schaufelvorderkante erreicht hat, verändert sich dieses bekannte Verhalten grundlegend und die folgenden Einflussfaktoren lassen sich identifizieren.

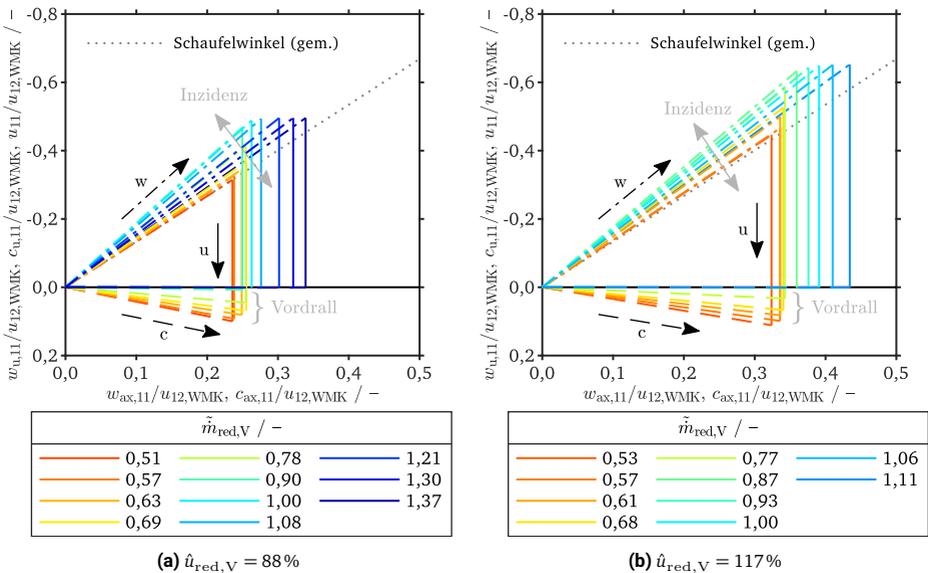


Abbildung 6.9: Die Geschwindigkeitsdreiecke der Kernströmung an der Schaufelvorderkante; Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Die Massenumverlagerung Durch die steigende Ausbreitung der Rückströmung wird die von der Kernströmung durchströmte Fläche reduziert. Des Weiteren erhöht sich der Massenstrom der Kernströmung um den Massenstrom der Rückströmung zum Bruttomassenstrom. In Abbildung 6.10a ist dieser im Vergleich zum Nettomassenstrom an der Schaufelvorderkante dargestellt. Solange die Rückströmung die Schaufelvorderkante nicht stromauf passiert hat, ist der Bruttomassenstrom identisch zum Nettomassenstrom. Sobald die Rückströmung die Schaufelvorderkante überschritten hat, wird die Abnahme des Bruttomassenstromes im Vergleich zum Nettomassenstrom geringer. Der Bruttomassenstrom der Kernströmung ist somit größer als der Nettomassenstrom. Die Massstromüberhöhung an der Schaufelvorderkante infolge der Rückströmung nimmt mit steigender Verdichterdrehzahl ab. Die genannten Effekte führen einerseits dazu, dass die Meridionalkomponente der Absolutgeschwindigkeit⁴⁸ $c_{m,11}$ bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes in kleineren Schritten abnimmt. Andererseits führt

⁴⁸Der Kernströmung.

die steigende Ausbreitung der Rückströmung in radialer Richtung zu einer Verlagerung des Kernmassenstromes auf kleinere Durchmesser, was in einer stetigen Reduzierung der Umfangskomponente u_{11} resultiert (vgl. Abbildung 6.10b). Für die Arbeitsumsetzung ist dies vorteilhaft, da der Zentrifugalanteil in Gleichung (6.3) hierdurch ansteigt.

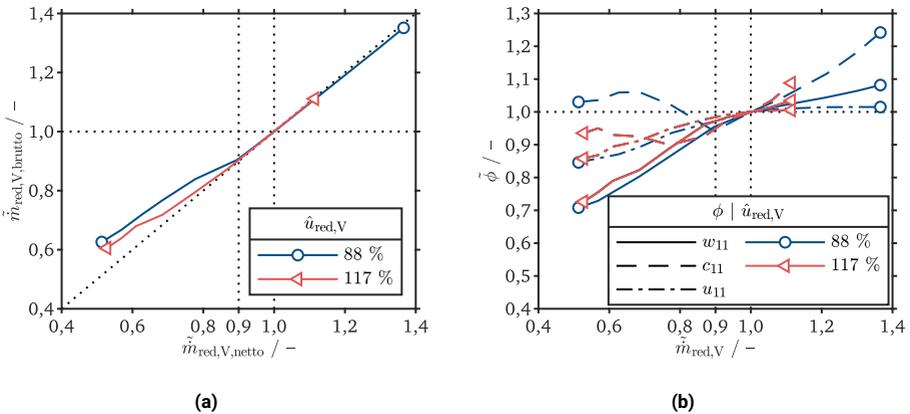


Abbildung 6.10: Der Einfluss der Rückströmung auf den Massenstrom (a) und die Geschwindigkeitskomponenten (b) der Kernströmung an der Schaufelvorderkante; (b) Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Der Vordrall Der in der Rückströmung enthaltene Drall wird durch eine Mischung mit der Kernströmung auf diese übertragen. Die Absolutgeschwindigkeit c_{11} ist hierdurch nicht mehr in axiale Richtung orientiert, sondern besitzt eine Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung. In Abbildung 6.11a ist die Entwicklung des Vordralls $c_{u,11}$ abgebildet. Hierbei wird deutlich, dass mit dem Überschreiten der Schaufelvorderkante durch die Rückströmung der Vordrall für beide Drehzahllinien nahezu linear ansteigt. Darüber hinaus wird deutlich, dass mit steigender Verdichterdrehzahl die Steigung der Kurve zunimmt, der Betrag des Vordralls also schneller ansteigt. Der zunehmende Vordrall führt unabhängig der Verdichterdrehzahl zu einer deutlichen Reduzierung der Relativgeschwindigkeit w_{11} im Vergleich zum Fall ohne Rückströmung sowie zu einer Steigerung der Absolutgeschwindigkeit c_{11} (vgl. Abbildung 6.10b). Beide Veränderungen sind für die Arbeitsumsetzung nach Gleichung (6.3) unvorteilhaft.

Die Inzidenz Die Kombination des Vordralls $c_{u,11}$ mit der Entwicklung der Geschwindigkeit in meridionaler Richtung $c_{m,11}$ sowie in Umfangsrichtung u_{11} beeinflusst die Entwicklung des Strömungswinkels der Relativgeschwindigkeit β_{11} , dargestellt in Abbildung 6.11b. Ohne den Einfluss der Rückströmung würde dieser stetig mit sinkendem Massenstrom zunehmen und die Inzidenz steigern. Im Gegensatz hierzu nimmt dieser unter dem Einfluss der Rückströmung jedoch wieder ab. Für die 88 % Drehzahllinie führt dies sogar dazu, dass der Strömungswinkel nur kurzzeitig und marginal über den Winkel im Betriebspunkt mit dem besten Wirkungsgrad ansteigt. Anschließend fällt dieser kontinuierlich ab. Im Gegensatz hierzu steigt der Strömungswinkel durch das verzögerte Einsetzen der Rückströmung im Falle der 117 % Drehzahllinie länger an. Kurz vor dem Beginn des Kennlinienbereiches KB2, in welchem die Verluste wieder abnehmen, wird auf dieser Drehzahllinie der Strömungswinkel erneut vergleichbar zu dem bei maximalem Wirkungsgrad. Anschließend fällt auch hier der Winkel kontinuierlich ab.

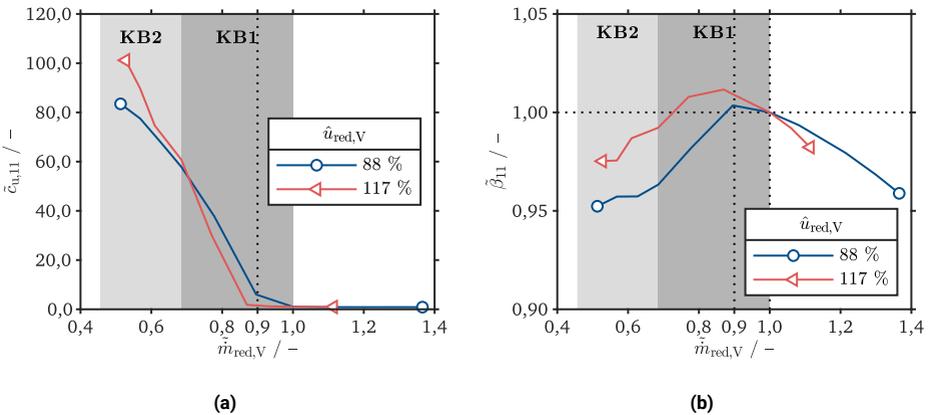


Abbildung 6.11: Der Einfluss der Rückströmung auf den Vordrall $c_{u,11}$ (a) und den Strömungswinkel der Relativgeschwindigkeit β_{11} (b) der Kernströmung an der Schaufelvorderkante; Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Die Eintrittstemperatur Durch den in der Schaufelpassage bereits erfolgten Arbeitseintrag liegt die Temperatur der Rückströmung über der Temperatur der ungestörten Zuströmung. Durch das Mischen dieser mit der Kernströmung wird die Temperatur der Kernströmung über die Temperatur am Eintritt des Strömungsgebietes angehoben. Durch die stetige Zunahme der Menge an zurückströmendem Fluid – bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes –

sowie die steigende Temperatur des Fluids bei diesem Vorgang, steigt die Temperaturerhöhung der Kernströmung stetig an. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.12a dargestellt. Die statische Temperatur der Kernströmung am Laufradeintritt $T_{s,11,K}$ steigt bereits an, bevor die Rückströmung die Schaufelvorderkante erreicht hat. Dies liegt an der Vorgabe einer konstanten Totaltemperatur am Eintritt in das Strömungsgebiet. Mit einer Reduzierung des Massenstromes steigt der statische Anteil an, da der dynamische Anteil abnimmt. Sobald die Rückströmung die Schaufelvorderkante stromauf passiert hat, steigt die statische Temperatur jedoch deutlich stärker an. Die gestrichelte Linie ($T_{s,11,K,ex}$) skizziert jeweils den Verlauf der statischen Temperatur ohne den Einfluss der Rückströmung⁴⁹. Die Kurven der Abweichung ($\Delta T_{s,11,K}$) zeigen, dass die statische Temperatur am Verdichtereintritt für beide Drehzahllinien beim kleinsten Massenstrom um 7,1 % und 7,9 % über der ungestörten Temperatur liegt. Des Weiteren wird deutlich, dass der Gradient der Abweichung mit der Verdichterdrehzahl ansteigt. Eine steigende Temperatur der Luft am Verdichtereintritt führt zu einer Verschiebung des Verdichtungsprozesses im h - s -Diagramm in Richtung höherer Enthalpien⁵⁰. Wird ein konstanter Druck angenommen, wird der Prozess somit in Richtung stärker gespreizter Isobaren verschoben. Diese Verschiebung resultiert bei gleicher Enthalpiedifferenz in einem geringeren Druckverhältnis. Der beschriebene Vorgang ist in der englischsprachigen Literatur auch unter dem Begriff *Preheat-Effect* bekannt und vor allem bei mehrstufigen Verdichtern relevant. (Casey et al., 2021, S. 75 ff., 117 f.)

Der Eintrittsdruck Eine Mischung der Rückströmung mit der Kernströmung führt zusätzlich zu einem Druckverlust. Vergleichbar zur Temperatur wird am Eintritt des Strömungsgebietes ein konstanter Totaldruck vorgegeben. Der statische Druck steigt aus diesem Grund ebenfalls bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes an. Wie Abbildung 6.12b zeigt, nimmt der statische Druck an der Schaufelvorderkante $p_{s,11}$ mit dem Ausbreiten der Rückströmung stromauf der Schaufelvorderkante nicht weiter zu und sogar ab. Die gestrichelte Kurve ($p_{s,11,ex}$) zeigt erneut den eigentlichen Verlauf des statischen Druckes ohne den Einfluss der Rückströmung⁵¹. Die Kurven der Abweichung ($|\Delta p_{s,11}|$) verdeutlichen auch für den Druck, dass dieser beim kleinsten Massenstrom um 4,4 % und 3,6 % geringer ist im Vergleich zum ungestörten Druck. Es zeigt sich auch hier, dass der Gradient der Abweichung mit der Verdichterdrehzahl ansteigt. Vergleichbar zur Temperatursteigerung führt ein geringerer Druck an der Schaufelvorderkante zu einer Verschiebung des Verdichtungsprozesses im h - s -Diagramm. Wird in diesem Fall eine konstante Temperatur angenommen, verschiebt ein geringerer Druck den Prozess in Richtung stärker gespreizter Isobaren. Dies führt für eine konstante Enthalpiedifferenz erneut zu einem geringeren Druckverhältnis.

⁴⁹Diese Linie ergibt sich durch eine Extrapolation des Temperaturverlaufes bevor die Rückströmung die Schaufelvorderkante erreicht hat.

⁵⁰Im Vergleich zu einem Prozess ohne Temperaturerhöhung infolge der Rückströmung.

⁵¹Diese Linie ergibt sich durch eine Extrapolation des Druckverlaufes bevor die Rückströmung die Schaufelvorderkante erreicht hat.

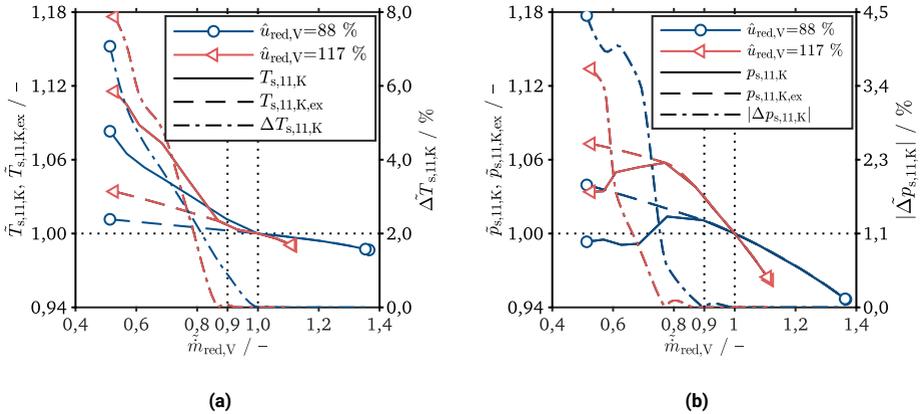


Abbildung 6.12: Der Einfluss der Rückströmung auf die statische Temperatur (a) und den statischen Druck (b) der Kernströmung an der Schaufelvorderkante; Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Die Strömungsbedingungen an der Schaufelhinterkante

In Abbildung 6.13a und 6.13b sind jeweils die Geschwindigkeitsdreiecke an der Schaufelhinterkante dargestellt. Hierbei zeigt sich nun ein signifikanter Unterschied zwischen den betrachteten Drehzahllinien. Im Falle der niedrigeren Drehzahllinie in Abbildung 6.13a stellt sich eine erwartbare Entwicklung der Geschwindigkeitsdreiecke ein. Die Relativgeschwindigkeit w_{12} und hierdurch die Absolutgeschwindigkeit in Meridionalrichtung $c_{m,12}$ nehmen für eine Reduzierung des Verdichtermassenstromes stetig ab. Da die Absolutgeschwindigkeit c_{12} eine trigonometrische Funktion der Relativgeschwindigkeit w_{12} , des Strömungswinkels β_{12} sowie der Umfangsgeschwindigkeit u_{12} ist, lässt sich diese schwer auf Basis der Geschwindigkeitsdreiecke beurteilen. Qualitativ betrachtet bleibt die Absolutgeschwindigkeit ab einem normierten Massenstrom von 1,0 nahezu konstant.

Im Vergleich hierzu verändert sich die Entwicklung der Geschwindigkeitsdreiecke auf der höheren Drehzahllinie. Bis zu einem normierten Massenstrom $\dot{m}_{\text{red,V}}$ von 0,93 nimmt die Relativgeschwindigkeit w_{12} und hierdurch die Absolutgeschwindigkeit in Meridionalrichtung $c_{m,12}$ stetig ab. Beim Wechsel zum nächsten Betriebspunkt ($\dot{m}_{\text{red,V}} = 0,87$) nimmt die Meridionalgeschwindigkeit nur geringfügig ab. Bei den darauffolgenden Betriebspunkten nimmt die Meridionalgeschwindigkeit hingegen wieder deutlich stärker ab, um anschließend bei

einer weiteren Reduzierung des Verdichtermassenstromes wieder deutlich geringer abzunehmen. Das beschriebene Verhalten kann entweder aus einer ungleichförmigen Reduzierung des Massenstromes zwischen den Betriebspunkten oder einem Einfluss auf die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit im Laufrad resultieren. Grundsätzlich ist eine verzögerte Abnahme der Relativgeschwindigkeit, trotz einer Abnahme des Verdichtermassenstromes, für die Arbeitsumsetzung nach Gleichung (6.3) unvorteilhaft.

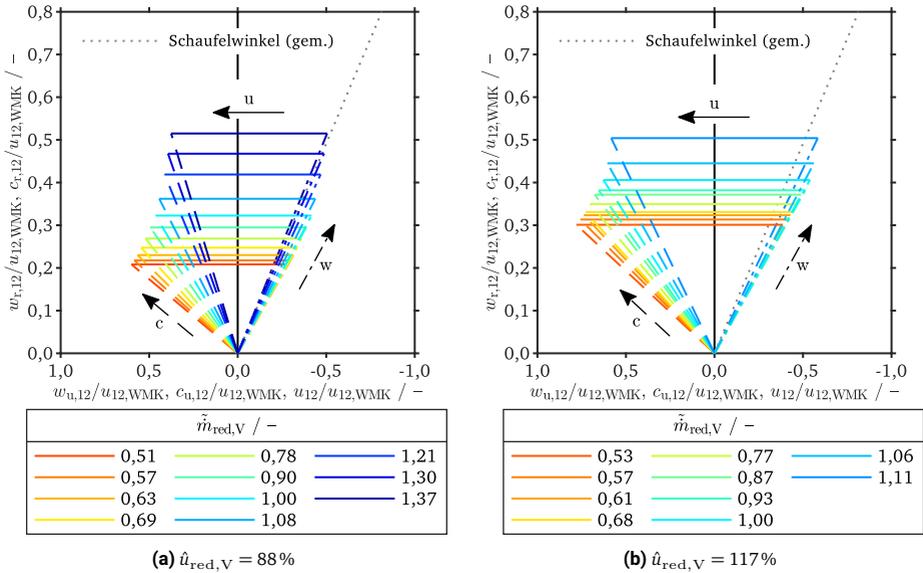


Abbildung 6.13: Die Geschwindigkeitsdreiecke der Kernströmung an der Schaufelhinterkante; Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

In Abbildung 6.14 ist das Verzögerungsverhältnis w/w_{11} der Kernströmung von der Schaufelvorderrkante bis zur Schaufelhinterkante abgebildet. Bei einer Reduzierung des Massenstromes bis zu einem normierten Massenstrom $\tilde{m}_{red,V}$ von $\approx 0,9$ nimmt die maximale Verzögerung, in der Passagenmitte gelegen, für beide Drehzahllinien vergleichbar stetig zu. Im hinteren Teil der Passage wird die Strömung durch den Zentrifugaleffekt wieder leicht beschleunigt. Bei einer weiteren Reduzierung des Massenstromes unterscheidet sich das Verhalten der beiden Drehzahllinien deutlich. Im Falle der 88% Drehzahllinie verschiebt sich die maximale Verzögerung

zung durch die zunehmende Blockage im vorderen Schaufelbereich in Richtung Laufradaustritt. Die Verzögerung wird nicht weiter gesteigert, aber trotzdem weiterhin erreicht. Im Gegensatz hierzu nimmt im Falle der 117% Drehzahllinie die maximale Verzögerung stetig ab. Dies lässt sich durch die zunehmende Blockage im mittleren Passagenbereich erklären.

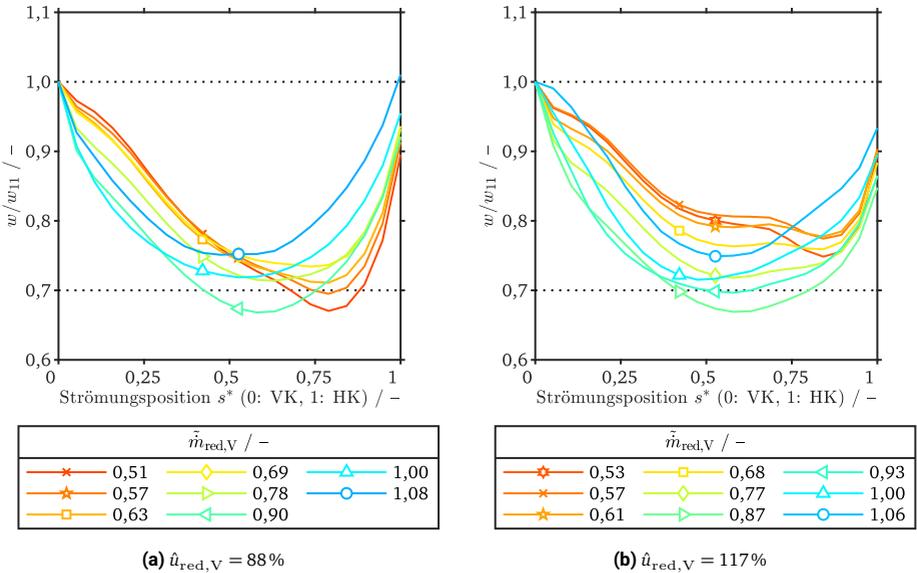


Abbildung 6.14: Die Verzögerung der Kernströmung in der Laufradpassage; Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; vgl. Abbildung B.1 für einen Bezug der Farbskala; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Durch die geringere Verzögerung im Verlauf der Passage infolge der steigenden Blockage ist die Relativgeschwindigkeit im Vergleich zum unblockierten Fall über einen weiten Bereich der Passage höher. Dies hat höhere Reibungsverluste zur Folge. Vergleicht man die beiden Drehzahllinien, ist die Verzögerung im Falle der 117% Drehzahllinie geringer und die Geschwindigkeitsüberhöhung im Vergleich zum unblockierten Fall größer.

In Abbildung 6.15a ist die Entwicklung der Geschwindigkeitskomponenten an der Schaufelhinterkante dargestellt. Hieraus geht hervor, dass vor allem für die 117% Drehzahllinie die Relativgeschwindigkeit w_{12} unter dem Einfluss der Rückströmung weniger abnimmt. Im Gegensatz hierzu ist bei der Absolutgeschwindigkeit c_{12} lediglich ein geringfügiger Unterschied

zwischen den beiden Drehzahllinien ersichtlich. Aufgrund der trigonometrischen Beziehung zwischen der Relativgeschwindigkeit und der Absolutgeschwindigkeit bewirkt eine Änderung der Relativgeschwindigkeit im vorliegenden Fall lediglich eine geringe Änderung der Absolutgeschwindigkeit.

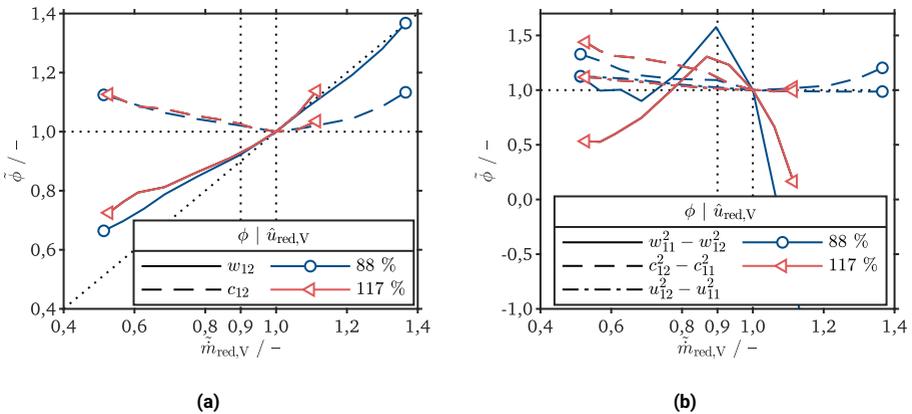


Abbildung 6.15: Entwicklung der Geschwindigkeitskomponenten w und c am Laufradaustritt (a) und die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen dem Ein- und Austritt des Verdichterrades (b); Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

6.1.4 Die Arbeitsumsetzung im Laufrad unter dem Einfluss der Rezirkulationsströmung

Der vorangegangene Abschnitt hat gezeigt, welchen Einfluss die Rückströmung auf die Strömungsbedingungen an der Schaufelvorder- und Schaufelhinterkante hat. Hiermit kann jedoch kein Bezug zur im Laufrad umgesetzten Arbeit sowie dem charakteristischen Verlauf der Kennlinie hergestellt werden. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Strömungsbedingungen an der Schaufelvorderkante und an der Schaufelhinterkante zusammengeführt. Das Ergebnis hiervon sind einerseits die erreichten Geschwindigkeitsdifferenzen $-(w_{11}^2 - w_{12}^2)$, $(c_{12}^2 - c_{11}^2)$ und $(u_{12}^2 - u_{11}^2)$ – und andererseits, basierend auf diesen Differenzen, die umgesetzte Arbeit $\Delta h_{tt,12-11}$ im Laufrad. Letztere reicht noch nicht zur Beurteilung des Druckaufbaus aus. Hierfür wird noch der Wirkungsgrad benötigt.

In Abbildung 6.15b sind die Geschwindigkeitsdifferenzen für beide betrachteten Drehzahllinien dargestellt. Hieran wird deutlich, dass die Rückströmung den größten Einfluss auf die Differenz der Relativgeschwindigkeit hat. Diese sinkt ab einem normierten Massenstrom $\tilde{m}_{\text{red},V}$ von $\approx 0,9$ vorerst wieder ab. Für die höhere Drehzahllinie nimmt die Differenz deutlich unter dem Wert im Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad ab. Die Differenz der Absolutgeschwindigkeit steigt für die niedrigere Drehzahllinie nur geringfügig an. Im Vergleich hierzu steigt diese für die höhere Drehzahllinie stärker an und ein Teil der schlechteren Verzögerung der Relativgeschwindigkeit kann somit in Form der Absolutgeschwindigkeit erhalten werden. Wie zu erwarten war, steigt die Differenz der Umfangsgeschwindigkeit – aufgrund der sinkenden Umfangsgeschwindigkeit am Eintritt infolge der Massenumverlagerung – geringfügig an.

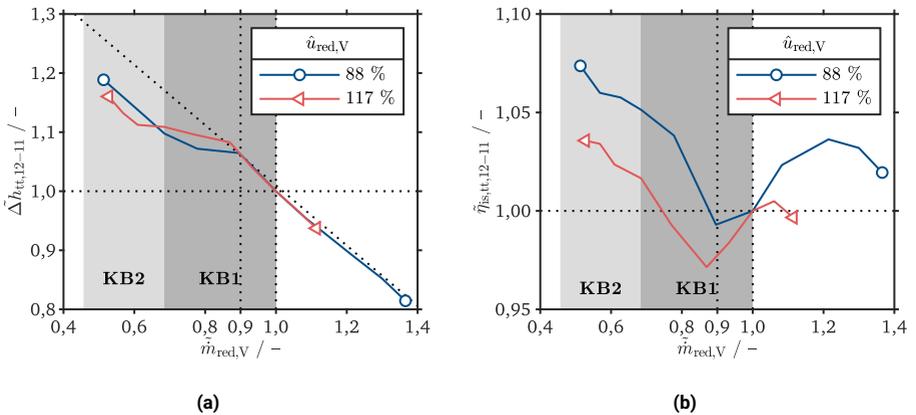


Abbildung 6.16: Entwicklung der rechnerisch ermittelten Totalenthalpiedifferenz ($\Delta h_{\text{tt},12-11} = |\Delta(c^2)| + |\Delta(w^2)| + |\Delta(u^2)|$) (a) und des isentropen Wirkungsgrades $\eta_{\text{is},\text{tt},12-11}$ (b) jeweils für die Kernströmung; Größen zur Berechnung sind jeweils Mittelwerte über die Fläche der Kernströmung; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Führt man die Differenzen nach Gleichung (6.3) zur umgesetzten spezifischen Arbeit $\Delta h_{\text{tt},12-11}$ zusammen, erhält man die Kurven in Abbildung 6.16a. Bis zum Überschreiten der Schaufelvorderkante durch die Rückströmung nimmt die Enthalpiedifferenz für beide Drehzahlvarianten vergleichbar und nahezu linear zu. Ab einem normierten Massenstrom $\tilde{m}_{\text{red},V}$ von $\approx 0,9$ bildet sich eine Differenz zwischen den beiden Verdichterdrehzahlen aus. Grundsätzlich stagniert die Zunahme der Enthalpiedifferenz für beide Drehzahlvarianten. Im Falle der höheren jedoch über einen deutlich weiteren Massenstrombereich. Anschließend steigt die Enthalpiedifferenz

wieder mit der ursprünglichen Steigung an. Die Differenz zwischen der gestrichelten Linie und der jeweiligen durchgezogenen Linie kommt unter anderem durch den parasitären Verlust der Rezirkulationsströmung, also dem Arbeitsaufwand, welcher durch die Rezirkulationsströmung konsumiert wird, zustande. Diese Differenz steht nicht für den Druckaufbau in der Kernströmung zur Verfügung. Es wird deutlich, dass der Verlust mit steigender Verdichterdrehzahl zunimmt, was zur Steigerung des in der gesamten Laufradpassage rezirkulierten Massenstromes passt.

Zur Beurteilung des resultierenden Totaldruckverhältnisses ist abschließend noch der Wirkungsgrad aus Abbildung 6.16b notwendig. Hierbei wird etwas auffälliges deutlich. Bis zu einem normierten Massenstrom $\dot{m}_{\text{red},V}$ von $\approx 0,9$ zeigen die Wirkungsgradkurven einen parabelförmigen Verlauf. Anschließend steigt durch den sinkenden Strömungswinkel an der Schaufelvorderkante der Wirkungsgrad der Kernströmung wieder an. Die Rückströmung hat somit einen klaren stabilisierenden und positiven Effekt. Das resultierende Druckverhältnis ergibt sich abschließend aus dem Zusammenspiel des negativen Effekts der Rückströmung – der parasitäre Verlust – und des positiven Effekts – die Wirkungsgradverbesserung. In einem Bereich entlang der Kennlinie, in dem die Totalenthalpiedifferenz beispielsweise stagniert, kann der steigende Wirkungsgrad zu einem steigenden Totaldruckverhältnis führen. Dies ist der Grund für das durchweg zunehmende Totaldruckverhältnis im Falle der 88 % Drehzahllinie sowie für das lokale und globale Maximum im Falle der 117 % Drehzahllinie. Darüber hinaus wird deutlich, dass der Einfluss der Rückströmung auf den Strömungswinkel und hierüber auf den Wirkungsgrad andere Effekte wie beispielsweise die Temperaturüberhöhung an der Schaufelvorderkante dominiert.

6.1.5 Der unbeschauelte Diffusor

Wie in Abschnitt 6.1.1 gezeigt wird, bestimmt auch das Betriebsverhalten des Diffusors entscheidend das resultierende Totaldruckverhältnis der Verdichterstufe $\pi_{\text{tt},2-1}$. Die Verluste im Diffusor sind für das Überrollen der Kennlinie und somit für eine positive Steigung der Stufenkennlinie bei kleinen Massenströmen verantwortlich. In Abbildung 6.17a ist die Entwicklung dieser in Form des Totaldruckverlustes im Diffusor $|\Delta p_{\text{tt},14-12}|$ für die beiden betrachteten Drehzahllinien – 88 % und 117 % – dargestellt. Hieran wird deutlich, dass die relative Entwicklung bei normierten Massenströmen $\dot{m}_{\text{red},V}$ kleiner als 1,0 für beide Drehzahllinien vergleichbar ist.

Wie in Abschnitt 3.3 erläutert wird, spielt der Diffusoreintrittswinkel bei der Beurteilung des Betriebsverhaltens des Diffusors eine wichtige Rolle. Mit steigendem Eintrittswinkel steigt die Strömungspfadlänge durch den Diffusor an. Aus Abbildung 6.15a geht bereits hervor, dass die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes von der Verdichterdrehzahl abhängig ist. Wie anhand Abbildung 6.17b deutlich wird, führt für einen bestimmten Verdichtermassenstrom die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit aufgrund

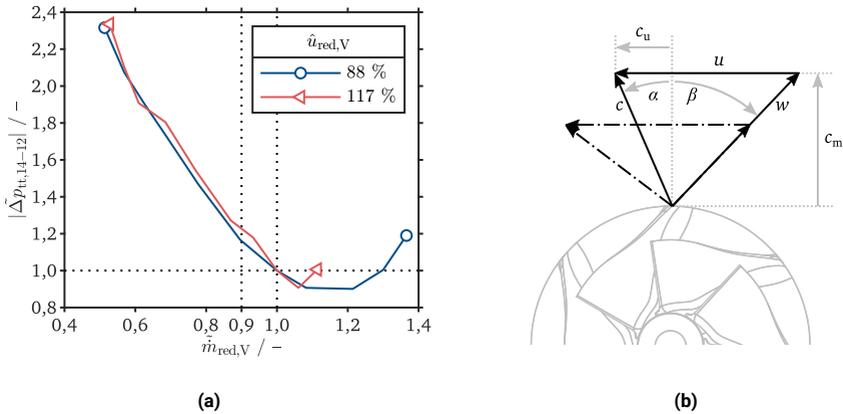


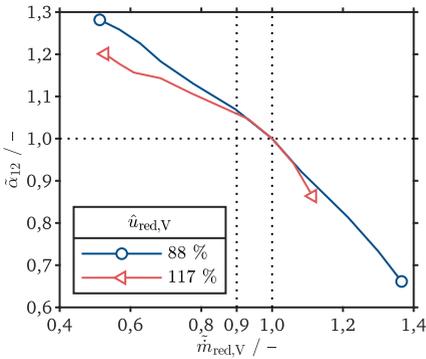
Abbildung 6.17: Entwicklung des Totaldruckverlustes im Diffusor $|\Delta p_{tt,14-12}|$ (a) und der Einfluss der Relativgeschwindigkeit auf das Geschwindigkeitsdreieck an der Schaufelhinterkante (b); Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen, (a) basierend auf stationären Simulationsdaten.

des konstanten Schaufelwinkels des Laufrades zu einem Einfluss auf die Geschwindigkeit in Meridionalrichtung $c_{m,12}$ sowie den Strömungswinkel der Absolutgeschwindigkeit α_{12} . Beide Variablen sind somit direkt miteinander verknüpft.

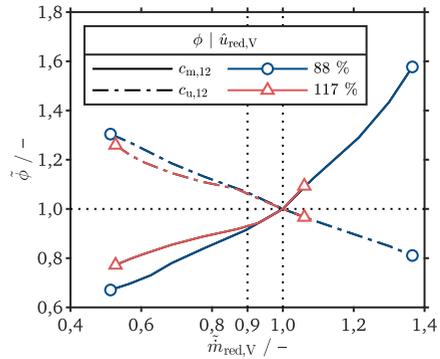
In Abbildung 6.18a ist die Entwicklung des Strömungswinkels der Absolutgeschwindigkeit α_{12} zur Beurteilung des Diffusoreintrittswinkels⁵² dargestellt. Grundsätzlich nimmt dieser für beide Drehzahllinien mit sinkendem Verdichtermassenstrom zu. Eine Reduzierung der Meridionalgeschwindigkeit am Laufradaustritt führt bei konstantem Schaufelwinkel zu einer zunehmenden Orientierung der Strömung am Diffusoreintritt in Umfangsrichtung. Vor allem für die 117% Drehzahllinien fällt die Zunahme des Diffusoreintrittswinkels deutlich geringer aus. Die relative Zunahme der Strömungspfadlänge ist hierdurch geringer⁵³, was grundsätzlich bezüglich der Zunahme der Wandreibungsverluste vorteilhaft ist. Begründen lässt sich die geringere Zunahme des Strömungswinkels im Falle der 117% Drehzahllinie durch eine geringere Abnahme der Meridionalgeschwindigkeit $c_{m,12}$ entsprechend Abbildung 6.18b.

⁵²Genau genommen handelt es sich bei dem Winkel α_{12} um den Eintrittswinkel in den Pinch, der dem parallelen Diffusor vorgelagert ist. Da das Pinch-Verhältnis konstant ist und damit die Verknüpfung zu den Bedingungen am Laufradaustritt besser hergestellt werden können, wird an dieser Stelle dieser Winkel verwendet.

⁵³Da zwischen dem Diffusoreintrittswinkel und der Strömungspfadlänge ein nicht-linearer Zusammenhang besteht (vgl. Abschnitt 3.3), ist diese Aussage nicht allgemeingültig. Im vorliegenden Fall sind die Winkel für einen normierten Massenstrom von $\dot{m}_{red,V} = 1,0$ jedoch für beide betrachteten Drehzahllinien vergleichbar.



(a)



(b)

Abbildung 6.18: Der Strömungswinkel α_{12} (a) und die Geschwindigkeitskomponenten $c_{m,12}$ und $c_{u,12}$ (b) an der Schaufelhinterkante; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

Nach Dou (1991) setzt sich der Totaldruckverlust in einem unbeschauften Diffusor neben den Wandreibungsverlusten aus Mischungsverlusten, Sekundärströmungsverlusten und Diffusionsverlusten zusammen. Hiervon sind vor allem die Wandreibungsverluste und die Diffusionsverluste vom Strömungswinkel am Diffusoreintritt abhängig. Für große Strömungswinkel ist die Strömung hauptsächlich in Umfangsrichtung orientiert und es dominieren aufgrund des langen Strömungspfades die Wandreibungsverluste. Bei kleineren Strömungswinkeln ist die Strömung hingegen hauptsächlich in radialer Richtung orientiert und aufgrund der starken Verzögerung und des Druckgradienten in dieser Richtung dominieren in diesem Fall die Diffusionsverluste. Im vorliegenden Fall gleichen sich anscheinend beide Verlustanteile aus, was dazu führt, dass die Entwicklung des Totaldruckverlustes $|\Delta \tilde{p}_{tt,14-12}|$ für beide Drehzahlreihen vergleichbar ist.

Abschließend lässt sich somit schlussfolgern, dass eine geringere Zunahme des Strömungswinkels, die durch eine geringere Verzögerung der Relativgeschwindigkeit im Laufrad entsteht, nicht in einen geringeren Totaldruckverlust umgesetzt werden kann. Wie für den vorliegenden Fall gezeigt wurde, kann diese schlechtere Verzögerung im Laufrad durch die Rezirkulationsströmung verursacht werden. Entgegen der positiven Wirkung der Rückströmung auf die Laufradströmung, lässt sich im Falle des Diffusors kein vorteilhafter Einfluss auf die Verlustentwicklung feststellen.

6.2 Bedeutung für die Auslegung von Radialverdichtern

Untersuchungen diverser Verdichterstufen am Fachgebiet GASTURBINEN, LUFT- UND RAUMFAHRTANTRIEBE haben gezeigt, dass es verschiedene Kategorien von Verdichterstufen gibt. Abbildung 6.19a und 6.19b zeigen zwei repräsentative Vergleiche, in denen jeweils eine Verdichterstufe beider Kategorien dargestellt ist. Der wesentliche Unterschied der beiden Kategorien liegt in der Kennfeldbreite, vor allem für die höheren Drehzahllinien. Verdichterstufen der ersten Kategorie (VS1 und VS2) zeigen steile Kennlinien mit einer plötzlichen Abnahme der Kennfeldbreite bei hohen Verdichterdrehzahlen. Hierdurch ergibt sich ein *Knick* in der Pumpgrenze (vgl. grauer Pfeil in Abbildung 6.19a und 6.19b). An dieser Stelle lässt sich die Kennfeldbreite auch nicht durch stabilisierende Veränderungen des Systems – beispielsweise eine Reduzierung des verdichterdruckseitigen Volumens – verbessern. Verdichterstufen der zweiten Kategorie (VS3 und VS4) zeigen flachere Kennlinien und die Kennfeldbreite nimmt bei hohen Verdichterdrehzahlen nicht ab. Die Pumpgrenze zeigt in diesem Fall einen stetigen Verlauf über alle Drehzahllinien hinweg.

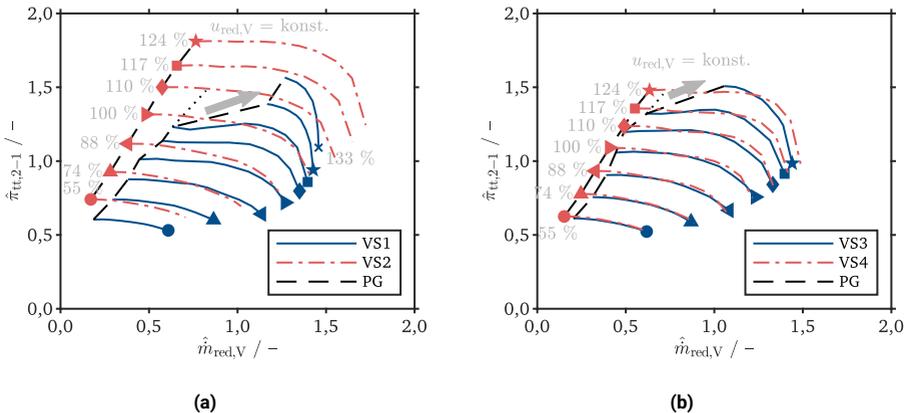


Abbildung 6.19: Vergleich der Kennfelder repräsentativer Verdichterstufen mit einem stetigen und unstetigen Verlauf der Pumpgrenze; die Verdichterstufen VS1 und VS2 zeigen bei hohen Drehzahllinien einen plötzlichen Abfall der Kennfeldbreite, die Verdichterstufen VS3 und VS4 zeigen eine große Kennfeldbreite für alle Drehzahllinien; Quelle: Darstellungen basierend auf experimentell bestimmten Daten.

Wie die vorangegangenen Abschnitte gezeigt haben, nimmt die Stufenkennlinie eine wichtige Rolle bei der Stabilitätsbetrachtung ein und die Komponenten Laufrad und Diffusor tragen gleich-

chermaßen zum Verlauf des resultierenden Totaldruckverhältnisses der Verdichterstufe bei. Im Laufrad ist vor allem die Entwicklung der Rezirkulationsströmung sowie deren Verlustbeitrag entscheidend. Wie gezeigt werden konnte, hat die verlustbehaftete Rezirkulationsströmung jedoch auch einen positiven Effekt auf die Inzidenz an der Schaufelvorderkante und somit auf die Verlustentwicklung der Kernströmung. Bei der Wahl der Schaufelwinkel an der Schaufelvorderkante muss somit der Effekt der Rückströmung berücksichtigt werden, da der Strömungswinkel der Kernströmung nicht vergleichbar zum Fall ohne Rückströmung ansteigt.

Der Diffusor ist hingegen vor allem von der Entwicklung des Strömungswinkels sowie der Meridionalgeschwindigkeit am Diffusoreintritt abhängig. Beide Größen werden durch die Geometrie des Laufrades sowie der Intensität und Entwicklung der Rückströmung beeinflusst. Wie für den vorliegenden Fall gezeigt werden konnte, wird das Betriebsverhalten des Diffusors nicht signifikant durch den Einfluss der Rückströmung auf die genannten Strömungsgrößen beeinflusst. Das Betriebsverhalten des Diffusors wird somit hauptsächlich durch die Austrittsgeometrie des Laufrades an sich bestimmt.

Zur Analyse des Zusammenspiels der beiden Komponenten Laufrad und Diffusor bereits im Auslegungsprozess, bietet sich das in Abschnitt 3.1.2 hergeleitete λ - ϕ -Diagramm an. Diese Darstellung behandelt das Laufrad als geschlossenes System. Es berücksichtigt lediglich die Strömungsbedingungen am Laufradein- und Laufradaustritt. Die Verbindung zwischen diesen beiden Zuständen, die Strömungspassage, kann hiermit nicht beurteilt werden.

6.2.1 Die Kennliniensteigerung

Das λ - ϕ -Diagramm soll nun im Folgenden dazu genutzt werden, die Unterschiede im Laufraddesign herauszuarbeiten, die zu den Unterschieden in der Kennlinienform der beiden Verdichterkategorien führen. Hierfür werden die Schaufelwinkel an der Schaufelvorderkante und an der Schaufelhinterkante, jeweils am Gehäuse (G) und an der Nabe (N), der Trim sowie die Lieferzahl im Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades⁵⁴ verwendet, um die Geschwindigkeitsdreiecke in das λ - ϕ -Diagramm einzutragen. Diese sind in Abbildung 6.20a für die Verdichterstufe VS1 und in Abbildung 6.20b für die Verdichterstufe VS2 dargestellt⁵⁵. Wie man hieran erkennen kann, enden die Geschwindigkeitsdreiecke am Laufradaustritt (12) für beide Verdichterstufen im grünen Zielbereich (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Verdichterstufe VS1 befindet sich am linken Rand und die Verdichterstufe VS2 am rechten Rand. Die Steigerung der Lieferzahl durch den anschließenden Pinch ist aufgrund eines vergleichbaren Pinch-Flächenverhältnisses der beiden Verdichterstufen ebenfalls vergleichbar.

⁵⁴Der Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades sowie die entsprechende Meridionalgeschwindigkeit am Laufradaustritt in diesem Betriebspunkt werden basierend auf stationären Simulationen bestimmt. Diese Geschwindigkeit beinhaltet somit bereits den Effekt der Minderumlenkung. Es wird angenommen, dass die grundlegenden konstruktiven Unterschiede der beiden Verdichterstufen trotzdem deutlich werden.

⁵⁵Der identische Vergleich für die Verdichterstufen VS3 und VS4 bestätigt die Erkenntnisse.

Im Folgenden soll nun im ersten Schritt lediglich der Prozess im Laufrad (11 → 12) und die Bedingungen am Laufradaustritt (12) betrachtet werden. Grundsätzlich ist die mittlere Arbeitszahl in beiden Fällen vergleichbar. Diese wird jedoch durch unterschiedliche Schaufelwinkel am Austritt $\beta_{S,12}$ sowie eine unterschiedliche Lieferzahl ϕ_{12} erreicht. Aufgrund der unterschiedlichen Austrittswinkel $\beta_{S,12}$ bewegen sich beide Stufen entlang einer Drehzahllinie, also bei einer Reduzierung der Meridionalgeschwindigkeit $c_{m,12}$ auf Kennlinien im λ - ϕ -Diagramm mit unterschiedlichen Gradienten. Darüber hinaus führt die höhere Lieferzahl im Falle der Verdichterstufe VS2 zu einem geringeren Reaktionsgrad r_k (vgl. Abbildung 3.3b).

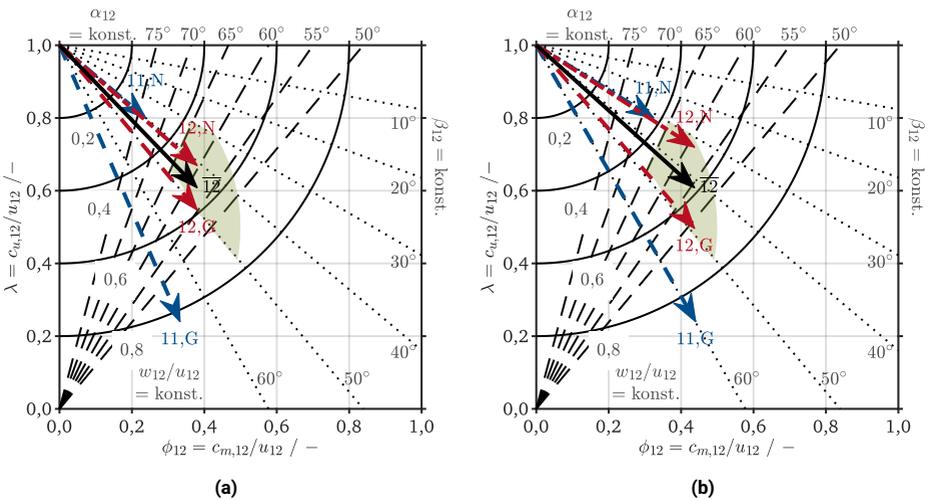


Abbildung 6.20: Die analytisch bestimmten Geschwindigkeitsdreiecke am Laufradein- und Laufradaustritt im λ - ϕ -Diagramm der Verdichterstufen VS1 (a) und VS2 (b); Eigene Darstellungen in Anlehnung an (Casey et al., 2021, S. 367 ff.; Casey et al., 2022).

Zusätzlich zu den Geschwindigkeitsdreiecken am Austritt sind in Abbildung 6.20a und 6.20b in blau die Geschwindigkeitsdreiecke am Eintritt eingezeichnet. Im Falle der Verdichterstufe VS1 ist der Schaufelwinkel am Gehäuse und an der Nabe größer als bei der Stufe VS2. Da der Trim in beiden Fällen vergleichbar ist, ergibt dies im Falle der Stufe VS1 kleinere Relativgeschwindigkeiten am Eintritt (Gehäuse und Nabe).

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsdreiecke am Eintritt und am Austritt verdeutlicht, dass im Falle der Verdichterstufe VS1 eine deutlich größere Umlenkung im Laufrad erreicht werden muss.

Dies erhöht einerseits den Druckgradienten zwischen der Schaufelsaug- und Schaufeldruckseite. Darüber hinaus führt im Falle der untersuchten Verdichterräder eine große Umlenkung tendenziell zu einem größeren Umschlingungswinkel der Schaufel, was eine größere Sehnen- und Spaltlänge bewirkt. Beide Eigenschaften führen bei ansonsten gleichen Parametern zu einem größeren Spaltmassenstrom.

Auf Basis der Geschwindigkeitsvektoren können des Weiteren die in Tabelle 6.1 gezeigten Verhältnisse der Relativgeschwindigkeit und der Meridionalgeschwindigkeit bestimmt werden. Am Verhältnis der Relativgeschwindigkeit am Gehäuse wird deutlich, dass der Schaufelwinkel am Gehäuse so gewählt wurde, damit beide Stufen das aus der Literatur bekannte minimale Verzögerungsverhältnis von $\approx 0,7$ erreichen. Aus Tabelle 6.1 geht zusätzlich hervor, dass für beide untersuchten Stufen die Strömung an der Nabe beschleunigt wird.

Tabelle 6.1: Die analytisch bestimmten Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen dem Laufradeintritt und -austritt der Verdichterstufen VS1 und VS2.

Stufe	Relativgeschwindigkeit			Meridionalgeschwindigkeit		
	Gehäuse	Nabe	Mittel	Gehäuse	Nabe	Mittel
	$\frac{w_{12,G}}{w_{11,G}}$	$\frac{w_{12,N}}{w_{11,N}}$	$\frac{w_{12}}{w_{11}}$	$\frac{c_{m,12,G}}{c_{m,11,G}}$	$\frac{c_{m,12,N}}{c_{m,11,N}}$	$\frac{c_{m,12}}{c_{m,11}}$
VS1	0,71	1,62	1,17	1,14	1,60	1,37
VS2	0,76	1,36	1,06	0,99	1,35	1,17

Werden die Winkel an der Schaufelvorderkante wie im Falle der Verdichterstufe VS1 groß gewählt, muss die Lieferzahl ϕ_{12} sehr klein gewählt werden, um bei gegebenem Trim am Gehäuse ein Geschwindigkeitsverhältnis von $\approx 0,7$ zu erreichen. Durch den sehr kleinen Nabendurchmesser ist die Umfangsgeschwindigkeit an der Nabe sehr klein. Die maximale Verwindung der Schaufel, welche sich aus der Differenz der Schaufelwinkel am Gehäuse und an der Nabe ergibt, legt den minimalen Schaufelwinkel an der Nabe fest. Die resultierende Relativgeschwindigkeit an der Nabe ist hierdurch deutlich geringer als am Gehäuse.

Wird der Schaufelwinkel am Gehäuse wie im Falle von Verdichterstufe VS2 reduziert, kann die Lieferzahl ϕ_{12} gesteigert werden, um erneut ein Geschwindigkeitsverhältnis von $\approx 0,7$ einzustellen. An der Nabe ergibt sich hierdurch ebenfalls ein kleinerer Schaufelwinkel sowie eine größere Relativgeschwindigkeit.

Der Pinch im Anschluss an das Laufrad (12 \rightarrow 13) führt in beiden Fällen zu einer Steigerung der Lieferzahl und hierdurch zu einer Reduzierung des Winkels der Absolutgeschwindigkeit.

Durch die vergleichbaren Pinch-Flächenverhältnisse ist die Winkeldifferenz zwischen den beiden Verdichterstufen am Eintritt in den parallelen Diffusor vergleichbar zu der am Laufradaustritt. Für die Stufe VS1 ist der Winkel am Diffusoreintritt somit deutlich größer als der der Stufe VS2. Dies deutet auf einen geringeren Totaldruckverlust im Diffusor bei der Stufe VS2 hin. Des Weiteren nehmen die Verluste im Diffusor nicht-linear mit einer Steigerung des Eintrittswinkels zu. Je kleiner der Winkel im Auslegungspunkt ist, desto größer ist der Bereich der Drehzahllinie, in dem die Verluste im Diffusor nur langsam zunehmen (vgl. Abschnitt 3.3).

Abschließend sollen basierend auf dem Vergleich der Verdichterstufen VS1 und VS2 einige Empfehlungen zur Auslegung einer Verdichterstufe zusammengefasst werden, um die Kennlinienersteigung positiv zu beeinflussen.

Die Austrittsgeometrie Der Schaufelwinkel am Austritt sowie die Austrittsbreite sollten so gewählt werden, dass das resultierende Geschwindigkeitsdreieck am rechten Rand des Zielbereiches endet.

Die Eintrittsgeometrie Basierend auf den Geschwindigkeitsvektoren am Austritt und dem minimalen Geschwindigkeitsverhältnis am Gehäuse können die Schaufelwinkel am Eintritt minimiert werden. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass die Stopfgrenze hin zu größeren Massenströmen verschoben wird. Wie die vorangegangenen Abschnitte gezeigt haben, stellt die Inzidenz in Richtung kleiner Massenströme keine Begrenzung dar. Die zunehmende Rückströmung reduziert infolge der Massenumverlagerung die Inzidenz auf den unteren Schaufelschnitten. Die oberen Schaufelschnitte sind aufgrund der Rückströmung ohnehin abgelöst und nicht am Arbeitseintrag beteiligt. In Abhängigkeit des Verlustes durch die Rückströmung kann durch die reduzierte Inzidenz ein Überrollen der Laufradkennlinie verhindert werden, was einen positiven Effekt auf die Kennfeldbreite hat.

Der Diffusoreintrittswinkel Damit die Verluste im Diffusor klein sind und vor allem die Zunahme dieser bei kleinen Massenströmen klein bleibt, sollte der Eintrittswinkel im Auslegungspunkt möglichst groß gewählt werden. Dieser wird einerseits durch den Schaufelwinkel am Laufradaustritt und andererseits durch den Pinch beeinflusst. Ein kleines Pinch-Verhältnis reduziert den Diffusoreintrittswinkel signifikant, bringt aber auch einen Totaldruckverlust durch die Mischungsverluste mit sich. Das Verhältnis sollte also auch nicht zu klein gewählt werden.

Die Diffusorgeometrie Neben dem Diffusoreintrittswinkel beeinflusst auch das Diffusorradienverhältnis den Druckverlust im Diffusor. Ein großes Radienverhältnis bietet tendenziell einen guten Aufbau an statischem Druck. Der Totaldruckverlust erhöht sich jedoch aufgrund der steigenden Strömungspfadlänge mit steigendem Radienverhältnis. Alternativ zu einer Steigerung des Radienverhältnisses könnte eine divergierende Diffusorbreite vorteilhaft sein. Aus den genannten Gründen sollte der Diffusor in Kombination mit dem Reaktionsgrad und den Strömungsbedingungen am Laufradaustritt optimiert werden.

7 Das zeitaufgelöste Verhalten der Verdichterströmung

Bei stationären Segmentmodellen werden zwei wesentliche Vereinfachungen angenommen: räumliche Symmetrie in Umfangsrichtung und zeitliche Unabhängigkeit der Verdichterströmung. Die Volute erreicht nur im Auslegungspunkt eine homogene Druckverteilung in Umfangsrichtung. Alle vom Auslegungspunkt abweichenden Massenströme erzeugen somit einen ansteigenden oder abfallenden statischen Druck in Umfangsrichtung in der Volute. Durch den Ansatz der *Mixing Plane* als Schnittstelle zwischen dem Laufrad und dem Diffusor bei stationären Simulationen kann diese Eigenschaft jedoch nicht berücksichtigt werden. Darüber hinaus wird durch die Annahme der Periodizität in Umfangsrichtung angenommen, dass jede Laufradpassage identische Strömungseigenschaften aufweist.

Inwiefern es einen Zusammenhang zwischen der räumlichen Inhomogenität des Druckes und der Ausbildung der Rezirkulationsströmung im Laufrad gibt, ist bisher nicht bekannt. Darüber hinaus wird das Auftreten der Rezirkulationsströmung in einem Bereich des Verdichterkennfeldes relevant, der durch einen hohen Anteil turbulenter Strömung geprägt ist. Inwiefern aus diesem Grund die Rückströmung als quasi-stationär zu betrachten ist oder sich ein vergleichbares, zeitabhängiges Verhalten wie beispielsweise bei einer rotierenden Ablösung einstellt, ist ebenfalls bisher nicht bekannt. Basierend auf den genannten Fragestellungen soll in diesem Kapitel anhand einiger URANS-Simulationen untersucht werden, inwiefern stationäre RANS-Simulationen zur Untersuchung des Einflusses der Rückströmung geeignet sind.

ÜBERSICHT

Zeitliche und räumliche Abhängigkeit der Rezirkulationsströmung 172

- Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die Rückströmung
- Zeitliche Abhängigkeit der Rückströmung

Bedeutung für die numerische Simulation der Strömung 178

- Segment- oder Vollkreisrechnung
- Stationäre oder instationäre Simulationen

7.1 Zeitliche und räumliche Abhängigkeit der Rezirkulationsströmung

Zur Beurteilung des zeitlichen Verhaltens der Rezirkulationsströmung wird innerhalb des Lauf- radströmungsgebietes (vgl. Abbildung 4.4) für jeden Zeitschritt der instationären (URANS-) Simulationen das Volumen der Rückströmung V_R gebildet. Die Bedingung für dieses Volumen ist eine Strömungsrichtung entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung⁵⁶. Dieses Volumen ist in Abbildung 7.1a räumlich für einen expliziten Zeitschritt dargestellt. Hieran wird deutlich, dass die Rückströmung zu einer signifikanten räumlichen Blockage des Strömungsquerschnitts führt und alle Lauftradpassagen hiervon betroffen sind.

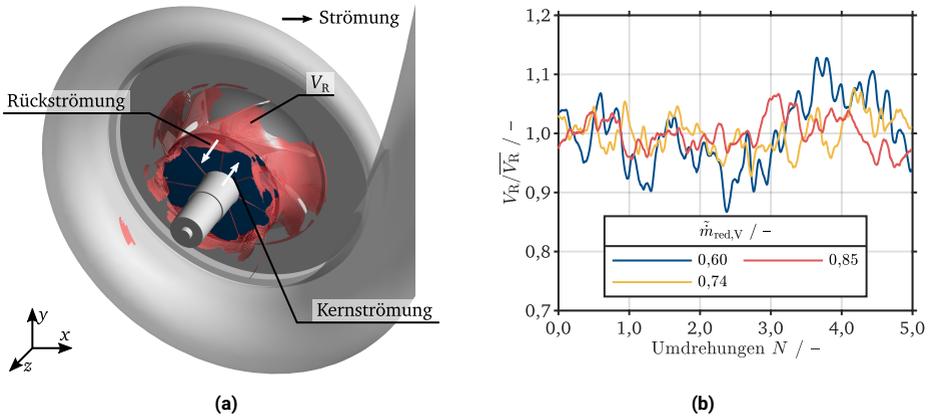


Abbildung 7.1: Die zeitliche Entwicklung der Rezirkulationsströmung im Lauftrad für das räumlich vollständig diskretisierte URANS-Simulationsmodell; (a) räumliche Darstellung der Ausbreitung der Rezirkulationsströmung für einen expliziten Zeitschritt für den Betriebspunkt IS-BP1, (b) Vergleich der instationär simulierten Betriebspunkte IS-BP1, IS-BP2 und IS-BP3 der 100 % Drehzahllinie; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf instationären Simulationsdaten.

Wird das Volumen V_R über mehrere Lauftradumdrehungen für jeden Zeitschritt gebildet und auf den Mittelwert bezogen, ergibt sich die zeitliche Entwicklung der Blockage in Abbildung 7.1b.

⁵⁶In ANSYS CFD-POST wird hierfür die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung (*Streamwise Velocity*) mit der Bedingung $v_{st} \leq 0$ verwendet. Diese Geschwindigkeitskomponente liegt in der Ebene, die durch die Rotationsachse (z) und die radiale Achse (r) aufgespannt wird und ist immer senkrecht zur direkten Verbindungslinie zwischen Nabe und Gehäuse für eine spezifische relative Strömungsposition s^* . An der Schaufelvorderkante entspricht die Richtung der Richtung der Rotationsachse.

Wie man hieran sehen kann, ist die räumliche Ausbreitung der Rückströmung für alle dargestellten Betriebspunkte zeitlich nicht konstant. Die Schwankungsbreite steigt mit einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes und ist mit einer Schwankungsbreite von maximal 14 % für den Betriebspunkt mit dem kleinsten Massenstrom (IS-BP3) nicht vernachlässigbar. Im Kontext dieser Arbeit soll es jedoch nicht um eine mögliche Schwingungsanregung gehen, sondern um eine Validierung der stationären RANS-Simulationen. Abbildung 7.1b soll somit lediglich zur Verdeutlichung dienen, dass es grundsätzlich eine Zeitabhängigkeit der Rückströmung gibt. Die wesentlichere Frage im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist jedoch, wie gut die Übereinstimmung zwischen den zeitgemittelten URANS-Simulationen und den per se gemittelten RANS-Simulationen ist.

Wird für die URANS-Simulationen eine zeitliche Mittelung der Geschwindigkeitskomponenten über mehrere Laufradumdrehungen durchgeführt, kann der zeitliche Mittelwert der Ausbreitung der Rückströmung in einem Meridionalschnitt dargestellt werden. Diese Ausbreitung ist im Vergleich zu den Ergebnissen der stationären (RANS-)Simulationen in Abbildung 7.2 dargestellt. Wie man hieran sehen kann, stimmt für den Betriebspunkt mit einem normierten Verdichtermassenstrom $\dot{m}_{red,V}$ von 0,85 (IS-BP1) die Ausbreitung der Rückströmung exakt überein. Dieser Betriebspunkt befindet sich näherungsweise in der Mitte des Kennfeldes und es ist von einer homogenen Druckverteilung in der Volute auszugehen.

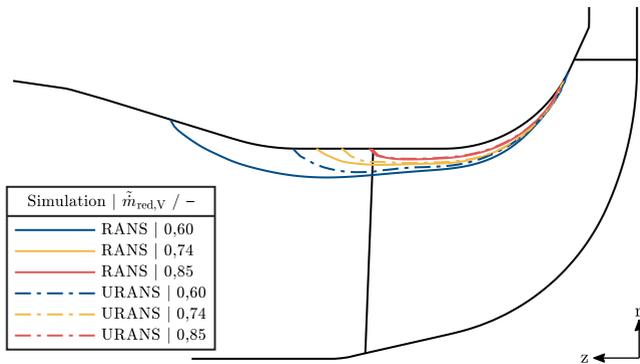


Abbildung 7.2: Der Einfluss der Simulationsart auf die zeitlich gemittelte Ausbreitung der Rezirkulationsströmung in der Meridionalebene; Vergleich der räumlich vollständig diskretisierten URANS-Simulationen (zeitliche Mittelung) der Betriebspunkte IS-BP1, IS-BP2 und IS-BP3 und der entsprechenden stationären Simulationen (RANS, Segmentmodell); Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf stationären und instationären, umfangsgemittelten Simulationsdaten.

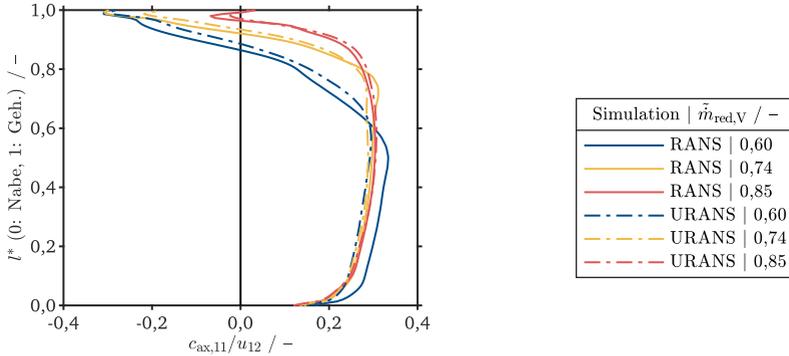
Für eine weitere Reduzierung des Massenstromes bildet sich eine zunehmende Abweichung zwischen den Ergebnissen der beiden Simulationsarten aus. Vor allem die Ausdehnung in axialer Richtung, stromauf der Schaufelvorderkante, ist im Falle der stationären Simulationen deutlich größer. Mit kleiner werdendem Massenstrom steigt die Umfangsinhomogenität des Druckes in der Volute stetig an. Es gilt somit zu klären, inwiefern eine Druckinhomogenität einen Einfluss auf die Rückströmung nehmen kann.

Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, wird die Ausbreitung der Rückströmung stromauf der Schaufelvorderkante entscheidend durch das Verhältnis der axialen Momente der Rückströmung und der Kernströmung beeinflusst. Der Unterschied in der Ausbreitung kann somit durch ein abweichendes Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante verursacht werden. Zum Vergleich ist in Abbildung 7.3a das Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante umfangsgemittelt, und im Falle der URANS-Simulationen zusätzlich zeitgemittelt, dargestellt. An dieser Stelle ist wichtig zu betonen, dass dieses Geschwindigkeitsprofil bereits ein Resultat der Rezirkulationsströmung, vor allem im Laufrad, ist. Im Falle des Betriebspunktes mit einem normierten Verdichtermassenstrom von 0,85 ist die Geschwindigkeitsverteilung vergleichbar. Dies begründet die identische Ausbreitung der Rückströmung stromauf der Schaufelvorderkante sowie im Laufrad selbst. Mit zunehmender Reduzierung des Massenstromes weicht die Geschwindigkeitsverteilung der URANS-Simulationen zunehmend von der stationären (RANS-)Simulationen ab. Die Tendenzen der Abweichung zwischen dem Geschwindigkeitsprofil und der Ausbreitung der Rückströmung stimmen jedoch überein. Da das Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante ein Ergebnis der Rückströmung im Laufrad ist, muss der Unterschied aus einer veränderten Intensität der Rückströmung im Laufrad resultieren.

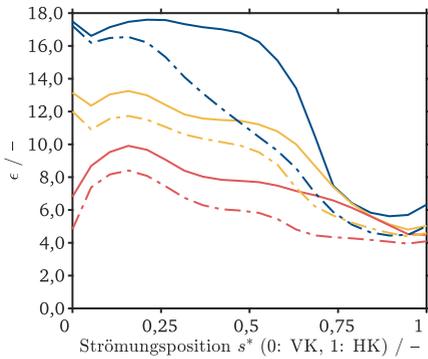
Zur Beurteilung der Intensität der Rückströmung soll im nächsten Schritt die Blockage der Strömungspassage ϵ sowie des rezirkulierten Massenstromes ζ in Abbildung 7.3b und 7.3c untersucht werden. Im Falle der Betriebspunkte mit einem Verdichtermassenstrom von 0,74 und 0,85 (IS-BP1 und IS-BP2) ist die Blockage entlang des Strömungspfad bis zu zwei Prozentpunkte kleiner als bei der entsprechenden stationären Simulation. Der Verlauf entlang der Strömungspassage ist jedoch vergleichbar. Im Falle des Betriebspunktes mit einem normierten Massenstrom von 0,6 (IS-BP3) ist die Blockage in der Passagenmitte deutlich größer und der Verlauf entlang des Strömungspfad nicht vergleichbar.

Zur Bestimmung der blockierten Fläche wird lediglich unterschieden, ob die Strömung entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung fließt. Der Betrag der Geschwindigkeit bleibt hierbei unberücksichtigt. Aus diesem Grund ist in Abbildung 7.3c der bezogene rezirkulierte Massenstrom ζ entlang des Strömungspfad dargestellt. Im Falle der Massenströme 0,74 und 0,85 liegen die Kurven der RANS- und URANS-Simulationen noch einmal näher zusammen. Für den Betriebspunkt mit dem größten Massenstrom liegt die Abweichung im Bereich von einem Prozentpunkt. Vor allem an der Schaufelvorderkante stimmen die beiden Simulationsarten sehr gut überein. Im Falle des Massenstromes 0,74 nimmt vor allem im vorderen Bereich der Passage die Abweichung zu. Für den kleinsten Massenstrom ist der Verlauf in weiten Teilen der

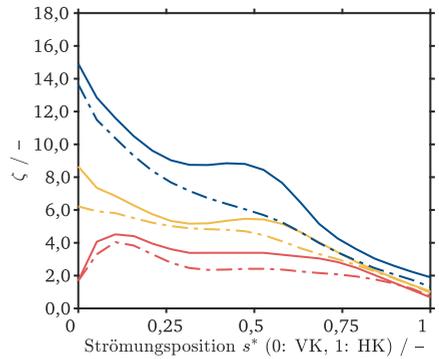
Strömungspassage vergleichbar. In der Passagenmitte nimmt die Rückströmung im Falle der URANS-Simulation jedoch nicht im gleichen Maße zu. Die Abweichung liegt hier bei maximal 2,5 Prozentpunkten. Im vorderen Passagenbereich stellt sich ebenfalls eine Differenz ein.



(a) Geschwindigkeit $c_{ax,11}$



(b) Blockage ϵ



(c) Rezirk. Massenstrom ζ

Abbildung 7.3: Der Einfluss der Simulationsart auf das Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante $w_{st,11}$ (umfangsgemittelt), die Blockage ϵ und den rezirkulierten Massenstrom ζ ; Vergleich der räumlich vollständig diskretisierten URANS-Simulationen (zeitliche Mittelung) der Betriebspunkte IS-BP1, IS-BP2 und IS-BP3 und der entsprechenden stationären Simulationen (RANS, Segmentmodell); Verdichterstufe V51; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären und zeitaufgelösten Simulationen.

Die unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofile der beiden Simulationsarten sowie die hieraus resultierende Ausbreitung stromauf der Schaufelvorderkante lassen sich somit aus der Menge an rückströmendem Massenstrom begründen. Die Rezirkulationsblase in der Passagenmitte ist unter anderem von der Ausprägung der Scherschicht zwischen der Rückströmung und der Kernströmung abhängig und aus diesem Grund vom Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante. Es wird deutlich, dass die Rezirkulationsströmung auf einem komplexen Zusammenspiel mehrerer Ursachen basiert.

Es bleibt also abschließend zu klären, inwiefern die Ursachen der Rückströmung durch das Segmentmodell der stationären (RANS-)Simulationen beeinflusst wird. Eine mögliche Ursache ist die Umfangsmittelung an der Schnittstelle zwischen dem Laufradströmungsgebiet und dem Diffusorströmungsgebiet (S2). Mit sinkendem Verdichtermassenstrom weicht der aktuelle Massenstrom vom optimalen Massenstrom der Volute ab. Dies führt, wie bereits mehrfach genannt, zu einem inhomogenen Druckprofil in Umfangsrichtung am Diffusoraustritt und ebenfalls in abgeschwächter Form am Diffusoreintritt. Durch die Umfangsmittelung stellt sich am Laufradaustritt über den Umfang jedoch ein konstanter, gemittelter Druck ein. Jede Passage erfährt aus diesem Grund einen identischen Druck als Randbedingung. Im Gegensatz hierzu durchläuft im Falle eines inhomogenen Druckprofils eine Schaufelpassage über eine Umdrehung verschiedene Drosselzustände und somit verschiedene Betriebspunkte.

Wie bereits aus Abbildung 6.6 hervorgeht, nimmt die Ausbreitung der Rückströmung und der rezirkulierte Massenstrom nicht linear mit einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes zu.⁵⁷ Beide Werte konvergieren für eine Reduzierung des Verdichtermassenstromes gegen einen maximalen Wert. Diese Beobachtung lässt sich auch auf den Zustand einer Umfangsinhomogenität des Druckes übertragen. Rotiert eine Laufradpassage eine Umdrehung, steigt der Drosselgrad entlang des Umfangs stetig an.⁵⁸ Jede Passage läuft somit in einem anderen Betriebspunkt. Dies führt zu einer Steigerung der Rückströmung entlang des Umfangs. Die Steigerung und vor allem die Steigerungsrate ist jedoch begrenzt. Im Mittel über eine Umdrehung führt dies für die beispielhafte Passage zu einer geringeren Intensität der Rückströmung im Vergleich zu einem konstanten Drosselgrad über den gesamten Umfang. Dieser Sachverhalt kann anhand der schematischen Darstellung in Abbildung 7.4 für einen repräsentativen Betriebspunkt erläutert werden.

Im Falle des Segmentmodells stellt sich am Austritt der Passage ein mittlerer Druck, dargestellt durch die blaue gestrichelte Linie im oberen Teil des Diagramms, ein. Dieser Zustand verursacht eine gewisse Rückströmung, die in jeder Passage identisch ist, dargestellt durch die blaue, gestrichelte Linie im unteren Teil des Diagramms. Im Vergleich hierzu steigt der Druck bei einer Vollkreisrechnung über den Umfang an, dargestellt durch die rote durchgezogene Linie im

⁵⁷Die Reduzierung des Verdichtermassenstromes wird in diesem Fall durch einen anderen Betriebspunkt des Verdichters erreicht.

⁵⁸Der Verdichter befindet sich in diesem Fall in einem spezifischen Betriebspunkt mit einem entsprechenden Massenstrom am Austritt der Verdichterstufe.

oberen Teil des Diagramms. Jede Passage erfährt somit einen anderen Druck am Austritt. Wie durch die rote, durchgezogene Linie im unteren Teil des Diagramms dargestellt, nimmt die Rückströmung mit steigendem Druck zu. Ab einem gewissen Druck nimmt die Rückströmung jedoch nicht mehr linear zu.

Wird nun den Mittelwert der Rückströmung aller Passagen über den Umfang gebildet und mit dem Mittelwert einer linearen Zunahme verglichen, wird deutlich, dass sich eine Differenz einstellt. Nimmt man an, dass der Mittelwert der linearen Zunahme dem Wert für einen konstanten Austrittsdruck entspricht, wird ebenfalls deutlich, dass sich im Falle des Segmentmodells eine größere Rückströmung im Vergleich zur vollständig diskretisierten Variante einstellt.

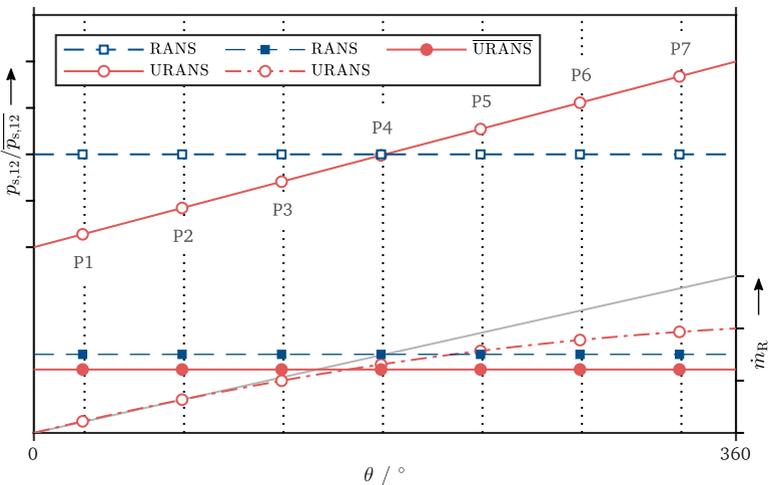


Abbildung 7.4: Schematische Darstellung des Einflusses einer Umfangsinhomogenität des statischen Druckes am Laufradaustritt auf die Intensität der Rückströmung; Quelle: Eigene Darstellung.

Der Einfluss des skizzierten Effektes nimmt mit steigendem Druckgradienten entlang des Umfangs zu. Der Druckgradient steigt wiederum mit sinkendem Verdichtermassenstrom. Dies verdeutlicht, warum die Abweichung zwischen der URANS-Simulation und der stationären RANS-Simulation mit sinkendem Verdichtermassenstrom – Betriebspunkte IS-BP2 und IS-BP3 – zunimmt. Der gleiche Effekt würde sich theoretisch auch für eine globale Fluktuation des Verdichtermassenstromes einstellen. Hierbei würde das Verdichterrad über eine vollständige

Periode der Fluktuation ebenfalls verschiedene Drosselzustände durchlaufen. Im Rahmen dieser Arbeit lässt sich jedoch der Einfluss der zeitlichen Diskretisierung nicht von der räumlichen trennen.

7.2 Bedeutung für die numerische Simulation der Strömung in Radialverdichtern

Der Kennlinienverlauf wird durch beide Simulationsarten – RANS und URANS – vergleichbar vorhergesagt. Lediglich das Totaldruckverhältnis wird durch die URANS-Simulationen minimal höher berechnet. Die Abweichung steigt bei einer Reduzierung des Verdichtermassenstromes erst an, um anschließend wieder abzunehmen (vgl. Abbildung 4.10a). Wie im vorangegangenen Kapitel deutlich wird, hat die Rückströmung bei kleinen Massenströmen aufgrund des steigenden parasitären Verlustes zuerst einen negativen Einfluss. Bei weiterer Reduzierung des Massenstromes folgt hingegen ein positiver Einfluss. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, stellt sich im Falle der URANS-Simulationen eine geringere Blockage und Menge der Rückströmung ein. Dieser Unterschied führt für die 117% Drehzahllinie im Bereich KB1 zu geringeren parasitären Verlusten und im Bereich KB2 zu einer geringeren Reduzierung der Inzidenz. Beide Veränderungen erklären die Differenz im Totaldruckverhältnis zwischen den beiden Simulationsarten. Bezüglich der Validität von stationären (RANS-)Simulationen zur Bestimmung eines Verdichterkennfeldes lassen sich die folgenden Schlussfolgerungen ziehen.

Stationäre (RANS-)Simulationen Die zeitlichen Mittelwerte integraler sowie räumlich aufgelöster Größen der URANS-Simulationen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der per se gemittelten RANS-Simulationen. Alle Abweichungen konnten auf die Unterschiede in der Modellierung, wie beispielsweise die Annahme einer Umfangsperiodizität, zurückgeführt werden. Grundsätzlich kann durch eine Reduzierung der Annahmen wie im Falle der URANS-Simulationen die Genauigkeit gesteigert werden. Alternativ wäre ein URANS-Segmentmodell möglich. Hierdurch kann die Druckinhomogenität der Volute berücksichtigt werden. Der Rechenaufwand ist jedoch in beiden Fällen größer. Aus diesem Grund wird für das Bestimmen von Verdichterkennfeldern ein stationäres RANS-Segmentmodell als ausreichend genau angesehen.

Segmentmodell Da bei einem Segmentmodell von einer Periodizität in Umfangsrichtung ausgegangen wird, kann das charakteristische Betriebsverhalten von Spiralgehäusen nicht abgebildet werden. Es konnte jedoch im vorangegangenen Abschnitt gezeigt werden, dass genau diese Eigenschaft über eine Umfangsinhomogenität des statischen Druckes das Ausbilden der Rezirkulationsströmung beeinflusst. Eine räumliche Berücksichtigung der Druckvariation ist aus diesem Grund von Vorteil. Bei einer stationären Simulation würde jedoch auch eine räumlich

vollständige Diskretisierung keine Verbesserung bewirken. Der entscheidende Unterschied ist, dass eine spezifische Passage mit jeder Umdrehung eine Druckvariation am Austritt erfährt. Diese Eigenschaft ist nur bei einer zeitlichen Diskretisierung möglich. Wie sich gezeigt hat, wird die Veränderung der Strömung entlang einer Kennlinie vergleichbar bestimmt und ein Segmentmodell wird aus diesem Grund als ausreichend genau angesehen.

8 Epilog

Die Turboaufladung hat in der Vergangenheit eine wichtige Rolle bei der Reduzierung der CO₂-Emissionen von Verbrennungsmotoren gespielt. Ein wichtiges Werkzeug zur Entwicklung von Radialverdichtern und zur Optimierung der Strömung innerhalb dieser Komponente war und ist die numerische Strömungssimulation. Hierbei spielt die geforderte Kennfeldbreite, die aus dem Zusammenspiel des Radialverdichters und des Verbrennungsmotors resultiert, eine entscheidende Rolle. Die Betriebsgrenze bei großen Massenströmen ist durch numerische Werkzeuge einfach zu bestimmen. Die Grenze bei kleinen Massenströmen ist hingegen bisher nicht durch stationäre RANS-Simulationen, wie sie für gewöhnlich im industriellen Kontext eingesetzt werden, bestimmbar. Eine für diese Grenze charakteristische Eigenschaft ist die Abhängigkeit vom System, in dem die Verdichterstufe betrieben wird. Dies wird in der Regel bei der Simulation vernachlässigt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte außerdem gezeigt werden, dass mithilfe eines stationären Segmentmodells Betriebspunkte in einem sehr weiten Massenstrombereich, fernab jeglicher experimentell bestimmbarer Pumpgrenzen, simuliert werden können. Dies hat erneut bestätigt, dass allein mit stationären RANS-Simulationen keine systemspezifische Pumpgrenze bestimmt werden kann. Aus diesem Grund war eine Antwort auf die folgende Fragestellung eines der Ziele dieser Arbeit.

- **Wie kann eine systemspezifische Pumpgrenze basierend auf stationären Simulationen bestimmt werden?** (→ [Abschnitt 5.1](#) und [5.2](#))

Zur Beantwortung dieser Frage wurde ein Vorgehen vorgestellt, welches ein numerisch bestimmtes Kennfeld sowie systemspezifische Eigenschaften als Eingabewerte verwendet und mithilfe dessen eine systemspezifische Pumpgrenze bestimmt werden kann. Der Kern dieses Vorgehens ist ein aus der Literatur bekannter analytischer Ansatz zur Modellierung des dynamischen Systemverhaltens. Dieses Vorgehen konnte mithilfe experimentell bestimmter Daten zweier unterschiedlicher Systeme erfolgreich validiert werden. Da der Einfluss des verdichterdrukseitigen Systems in der Literatur bereits ausführlich dokumentiert ist, lag der Fokus der vorliegenden Arbeit auf dem Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems. Neben der grundsätzlichen Validierung des Vorgehens zur Bestimmung der Pumpgrenze, konnte somit auch die folgende Fragestellung untersucht werden.

- **Welchen Einfluss hat das verdichtersaugseitige System auf die Lage der Pumpgrenze und wie lässt sich dieser begründen?** (→ [Abschnitt 5.3](#))

Die analytische Systemmodellierung sowie die experimentelle Systemvariation zeigten übereinstimmend einen deutlichen Einfluss des verdichtersaugseitigen Systems auf die Lage der Pumpgrenze. Liegt beispielsweise ein solches vor, die Verdichterstufe saugt nicht direkt aus der Umgebung an, muss der Einfluss dessen zwingend bei der Bestimmung der Pumpgrenze berücksichtigt werden. Besteht das verdichtersaugseitige System aus Komponenten mit einem durchsatzabhängigen Druckverlust, kann dies zu einer erheblichen Verbesserung der Pumpgrenze führen. Darüber hinaus hat sich gezeigt, dass die verdichterspezifische Kennlinienform – Totaldruckverhältnis in Abhängigkeit des reduzierten Massenstroms – einen entscheidenden Einfluss auf die Systemstabilität hat. Aus diesem Grund war eine Antwort auf die folgende Frage ein weiteres Ziel dieser Arbeit.

- **Wie entsteht die charakteristische Stufenkennlinie unter dem Einfluss der Rezirkulationsströmung? (→ Abschnitt 6.1)**

Die vorliegende Verdichterstufe zeigt auf einer der höheren Drehzahllinien ein lokales und ein globales Maximum im Verlauf des Totaldruckverhältnisses. Diese spezielle Eigenschaft führt dazu, dass es entlang dieser Kennlinie zu mehreren abwechselnden stabilen und instabilen Kennfeldbereichen kommt. Als Ursache für diese spezielle Form der Kennlinie konnte die Rezirkulationsströmung im Laufrad identifiziert werden. Es konnte verdeutlicht werden, dass die Rückströmung zwar einerseits einen klaren parasitären Verlust darstellt. Dies führt zu einem ersten Abflachen der Kennlinie. Bei deutlich kleineren Verdichtermassenströmen entwickelt die Rückströmung jedoch andererseits einen zunehmenden positiven Effekt durch eine Reduzierung der Inzidenz. Das Ziel bei der Verdichterentwicklung sollte also nicht eine Vermeidung der Rezirkulationsströmung sein, sondern ein bewusstes Ausnutzen des positiven Effektes. Damit dies im Rahmen der Entwicklung neuer Verdichterstufen möglich wird, stand die folgende Fragestellung ebenfalls im Fokus der vorliegenden Arbeit.

- **Durch welche Designparameter kann die Stufenkennlinie hinsichtlich der Kennfeldbreite optimiert werden? (→ Abschnitt 6.2)**

Zur Ausnutzung des positiven Effektes der Rückströmung müssen zunächst die Ursachen für die Entstehung der Rezirkulationsströmung verstanden werden. Es konnte verdeutlicht werden, dass die Scherschicht zwischen der Rückströmung und der Kernströmung eine zentrale Rolle bei der Entwicklung der Rezirkulationsströmung spielt. Die Gesamtheit der Entstehungsmechanismen konnte jedoch nicht abschließend geklärt werden. Durch eine Analyse repräsentativer Verdichterstufen mit kleiner und großer Kennfeldbreite konnten wichtige geometrische Eigenschaften des Laufrades identifiziert werden. Ein kleiner Schaufelwinkel am Eintritt – vornehmliche Orientierung in axialer Richtung – sowie ein kleiner Strömungswinkel der Abströmgeschwindigkeit am Laufradaustritt – vornehmliche Orientierung in radialer Richtung – haben sich hierbei als vorteilhaft erwiesen. Der Abströmwinkel des Laufrades ist insofern wichtig, da hierdurch die Verlustentwicklung des Diffusors positiv beeinflusst werden kann.

Im industriellen Kontext, wie auch im Rahmen dieser Arbeit, werden aufgrund begrenzter Zeit- und Rechenressourcen oftmals stationäre Segmentmodelle zur numerischen Bestimmung von Verdichterkennfeldern eingesetzt. Zur Absicherung der Validität dieses Vorgehens war abschließend eine Antwort auf die folgende Frage eines der Ziele dieser Arbeit.

- **Kann mit einem stationären Segmentmodell die Rezirkulationsströmung und deren Einfluss mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden? (→ Kapitel 7)**

Bei einem stationären Segmentmodell wird das charakteristische Betriebsverhalten der Volute, welches dem Laufrad eine Druckinhomogenität über den Umfang aufprägt, vernachlässigt. Ein Vergleich der Ergebnisse des Segmentmodells mit denen des vollständig diskretisierten Modells hat gezeigt, dass die Druckinhomogenität jedoch einen Einfluss auf die Ausprägung der Rezirkulationsströmung hat. Da die Entwicklung der Strömung entlang einer Kennlinie, unter dem Einfluss der Rezirkulationsströmung, durch das stationäre Segmentmodell vergleichbar wiedergegeben wird, wird dieses als ausreichend genau angenommen.

Aufgrund der zentralen Rolle der Rezirkulationsströmung beim Totaldruckaufbau in der Verdichterstufe sollte der komplexe Entstehungsmechanismus der Rezirkulationsströmung in kommenden Untersuchungen thematisiert werden. Es ist weiterhin offen, wie die verschiedenen Strömungsbestandteile – Sekundärströmung, Spaltströmung und Kernströmung – in Kombination mit den geometrischen Eigenschaften des Laufrades in einer gewissen Ausbreitung und Menge der Rückströmung resultieren. Sind diese Zusammenhänge bekannt, kann die Geometrie der Verdichterstufe gezielt verändert werden, um den positiven Einfluss der verlustbehafteten Rückströmung zu optimieren.

Radialverdichter im Verbund eines Turboladers werden auch zukünftig eine wichtige Rolle in vielen Antriebssträngen spielen. Bei brennstoffzellenelektrischen Antrieben wird aus den gleichen Gründen wie bei Verbrennungsmotoren zur Steigerung der Leistungsdichte ein Aufladesystem in Form eines Turboladers Anwendung finden. Darüber hinaus wird es jedoch auch Antriebsstränge geben, wie beispielsweise im Bereich der Schifffahrt, die schwierig zu elektrifizieren sind. Hier werden Verbrennungsmotoren, betrieben mit CO₂-neutralen synthetischen Kraftstoffen, möglicherweise auch weiterhin einen relevanten Bestandteil ausmachen. Radialverdichter mit ähnlichen Herausforderungen im Vergleich zu heutigen Anwendungen werden somit aller Voraussicht nach auch weiterhin notwendig sein. Es ist somit davon auszugehen, dass der Radialverdichter auch zukünftig ein faszinierendes Forschungsobjekt für Ingenieurinnen und Ingenieure darstellen wird.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entwicklung charakteristischer Kennzahlen der europäischen Fahrzeugflotte . . .	10
2.2	Schematische Darstellung eines Verdichterkennfeldes	11
2.3	Merkmale der untersuchten Verdichterstufe VS1	15
2.4	Schematische Darstellung verschiedener Aufladesysteme	17
2.5	Übersicht möglicher zukünftiger Antriebskonzepte aller Verkehrsträger	20
2.6	Beispielhaftes Brennstoffzellensystem sowie die Anforderungen an das Kennfeld des zugehörigen Radialverdichters	21
2.7	Anteil der LKWs am gesamten Güterverkehr in Deutschland und Anteil der LKWs in Deutschland mit einem alternativen Antrieb	22
2.8	Entwicklung der Neuzulassungen von LKWs in Deutschland	23
3.1	Definition der Geschwindigkeitsdreiecke am Laufradein- und Laufradaustritt und der Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm	29
3.2	Das Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt und am Laufradaustritt zur Herleitung der Bestandteile des λ - ϕ -Diagramms	33
3.3	Das λ - ϕ -Diagramm mit Linien konstanter Relativgeschwindigkeit w_{12} und Linien mit konstantem Reaktionsgrad r_k	35
3.4	Der Einfluss der Minderumlenkung sowie eines Pinches und der Zielbereich des Geschwindigkeitsdreiecks am Laufradaustritt im λ - ϕ -Diagramm	36
3.5	Der Zusammenhang zwischen der technischen Arbeit und dem Druckverhältnis	40
3.6	Definition der Sekundärströmung in der Schaufelquerschnittsebene und der Meridionalebene	43
3.7	Definition und Eigenschaften der Rezirkulationsströmung in einem Meridional-schnitt und einer Frontalansicht an der Schaufelvorderkante	45
3.8	Das Betriebsverhalten des unbeschauften Diffusors	48
3.9	Darstellung der instationären Pumpzyklen für <i>Mild Surge</i> und <i>Deep Surge</i> im Verdichterkennfeld	51
3.10	Definitionen zur Modellierung der Stabilität des Verdichtersystems	54
4.1	Das Flussdiagramm des Turboladerprüfstandes – Basisaufbau TCL-V0	63
4.2	Die Flussdiagramme der modifizierten Verdichterpfade TCL-V1 und TCL-V2	65
4.3	Positionen der Messebenen stromauf und stromab der Verdichterstufe	67
4.4	Darstellung des Rechengebietes der numerischen Strömungssimulationen	73

4.5	Aufbau des stationären (RANS-)Simulationsmodells	80
4.6	Bewertung der Konvergenz der stationär simulierten Betriebspunkte	83
4.7	Aufbau des instationären (URANS-)Simulationsmodells	85
4.8	Konvergenzbeurteilung der instationären (URANS-)Simulationen	89
4.9	Validierung der stationären (RANS-)Simulationen	92
4.10	Abweichung der stationären Simulationen (RANS) von den instationären Simulationen (URANS)	94
4.11	Validierung der Kennliniensteigung	95
4.12	Das Ersatzsystem zur Herleitung des analytischen Verdichtermodells	97
5.1	Methodik zur Bestimmung einer systemabhängigen Pumpgrenze basierend auf stationären Strömungssimulationen	102
5.2	Das Stabilitätskennfeld und die modellbasiert bestimmte Pumpgrenze für das System TCL-V1	108
5.3	Das experimentelle Vorgehen zur Erfassung einer Drehzahllinie und die experimentell bestimmte Systemstabilität für das System TCL-V1	110
5.4	Die Parameter der Stabilitätsgleichung und ihre Entwicklung im Kennfeld für das System TCL-V1	113
5.5	Zusammenhang zwischen der Systemstabilität und dem Betriebsverhalten der Verdichterstufe für das System TCL-V1	115
5.6	Das Stabilitätskennfeld und die modellbasiert bestimmte Pumpgrenze für das System TCL-V2	117
5.7	Die Parameter der Stabilitätsgleichung und ihre Entwicklung im Kennfeld für das System TCL-V2	121
5.8	Der Einfluss des Verdichtereintrittsdruckes auf das Totaldruckverhältnis und die Differenz der statischen Drücke	122
5.9	Der Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm	124
5.10	Einfluss des Eintrittsdruckes auf den Verdichtungsprozess im h - s -Diagramm	127
5.11	Definition der Sehnenlänge und die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Re -Zahl	129
5.12	Die experimentell bestimmte Systemstabilität und die ermittelte Pumpgrenze basierend auf numerischen Daten im Vergleich zur experimentell bestimmten Pumpgrenze jeweils für das System TCL-V2	131
5.13	Zusammenhang zwischen der Systemstabilität und dem Betriebsverhalten der Verdichterstufe für das System TCL-V2	132
5.14	Einfluss des Eintrittsdruckes $p_{s,1}$ auf charakteristische Leistungseigenschaften der Verdichterstufe	135
6.1	Das Kennfeld der untersuchten Verdichterstufe VS1	140
6.2	Entwicklung des Totaldruckaufbaus entlang des Strömungspfades	142

6.3	Definition der Strömungsbereiche Rückströmung und Kernströmung in einer Schaufelquerschnittsebene und einer Meridionalschnittebene	144
6.4	Entwicklung der Blockage durch die Rückströmung im Meridionalschnitt	145
6.5	Entwicklung der räumlichen Ausbreitung und der Intensität der Rückströmung an und stromauf der Schaufelvorderkante	146
6.6	Entwicklung der Blockage im Laufrad und des rezirkulierten Massenstroms . . .	148
6.7	Schematische Darstellung der Entstehungsmechanismen der Rückströmung . .	150
6.8	Das Profil der Geschwindigkeit in axialer Richtung am Laufradeintritt	151
6.9	Die Geschwindigkeitsdreiecke der Kernströmung an der Schaufelvorderkante .	153
6.10	Der Einfluss der Rückströmung auf den Massenstrom und die Geschwindigkeitskomponenten der Kernströmung an der Schaufelvorderkante	154
6.11	Der Einfluss der Rückströmung auf den Vordrall und den Strömungswinkel der Relativgeschwindigkeit der Kernströmung an der Schaufelvorderkante	155
6.12	Der Einfluss der Rückströmung auf die statische Temperatur und den statischen Druck der Kernströmung an der Schaufelvorderkante	157
6.13	Die Geschwindigkeitsdreiecke der Kernströmung an der Schaufelhinterkante .	158
6.14	Die Verzögerung der Kernströmung in der Laufradpassage	159
6.15	Entwicklung der Geschwindigkeitskomponenten am Laufradaustritt und die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen dem Ein- und Austritt des Verdichterrades	160
6.16	Entwicklung der rechnerisch ermittelten Totalenthalpiedifferenz und des isentropen Wirkungsgrades jeweils der Kernströmung	161
6.17	Entwicklung des Totaldruckverlustes im Diffusor und der Einfluss der Relativgeschwindigkeit auf das Geschwindigkeitsdreieck an der Schaufelhinterkante . .	163
6.18	Der Strömungswinkel und die Geschwindigkeitskomponenten der Absolutgeschwindigkeit an der Schaufelhinterkante	164
6.19	Vergleich der Kennfelder repräsentativer Verdichterstufen mit einem stetigen und unstetigen Verlauf der Pumpgrenze	165
6.20	Die analytisch bestimmten Geschwindigkeitsdreiecke am Laufradein- und Laufradaustritt im λ - ϕ -Diagramm der Verdichterstufen VS1 und VS2	167
7.1	Die zeitliche Entwicklung der Rezirkulationsströmung im Laufrad für das räumlich vollständig diskretisierte URANS-Simulationsmodell	172
7.2	Der Einfluss der Simulationsart auf die Ausbreitung der Rezirkulationsströmung im Meridionalschnitt	173
7.3	Der Einfluss der Simulationsart auf das Geschwindigkeitsprofil an der Schaufelvorderkante, die Blockage und den rezirkulierten Massenstrom	175
7.4	Schematische Darstellung des Einflusses einer Umfangsinhomogenität des statischen Druckes am Laufradaustritt auf die Intensität der Rückströmung	177
A.1	Genauigkeit der verdichterdruckseitigen Massenstrommessstrecke	204

A.2	Einfluss der Bilanzierungsmethode auf das Totaldruckverhältnis und den Wirkungsgrad	206
A.3	Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP1	208
A.4	Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP2	209
A.5	Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP3	210
B.1	Das Kennfeld der untersuchten Verdichterstufe VS1	212

Tabellenverzeichnis

4.1	Geometrische Eigenschaften des numerischen Strömungsgebietes	74
4.2	Eigenschaften des numerischen Netzes	78
4.3	Eigenschaften des stationären (RANS-)Simulationsmodells	81
4.4	Eigenschaften des Setups der stationären (RANS-)Simulationen	82
4.5	Eigenschaften des instationären (URANS-)Simulationsmodells	86
4.6	Übersicht der instationär simulierten Betriebspunkte (URANS)	88
5.1	Spezifikationen des modellierten Ersatzsystems für das System TCL-V1	107
5.2	Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung für das Referenzsystem TCL-V1	108
5.3	Spezifikationen des modellierten Ersatzsystems für das System TCL-V2	117
5.4	Genauigkeit der Pumpgrenzbestimmung für das System TCL-V2	130
6.1	Die analytisch bestimmten Geschwindigkeitsverhältnisse der Verdichterstufen VS1 und VS2	168

Literaturverzeichnis

Kapitel 1

- BASSHUYSEN, Richard van und Fred SCHÄFER, Hrsg., 2015. *Handbuch Verbrennungsmotor*. Springer Fachmedien Wiesbaden. DOI: 10.1007/978-3-658-04678-1.
- BGR, 2020. *BGR Energiestudie 2019 – Daten und Entwicklungen der deutschen und globalen Energieversorgung*. Techn. Ber. 23. Hannover: Die Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR).
- DEUTSCHE AKADEMIE DER NATURFORSCHER LEOPOLDINA, 2021. *Klimawandel: Ursachen, Folgen und Handlungsmöglichkeiten*. Techn. Ber. 1.1. Halle (Saale): Deutsche Akademie der Naturforscher Leopoldina e. V. – Nationale Akademie der Wissenschaften. DOI: 10.26164/LEOPOLDINA_03_00418.
- EMMONS, H. W., C. E. PEARSON und H. P. GRANT, 1955. *Compressor Surge and Stall Propagation*. In: *Journal of Fluids Engineering* 77.4. Hrsg. von ASME, S. 455–467. DOI: 10.1115/1.4014389.
- GOLLOCH, Rainer, 2005. *Downsizing bei Verbrennungsmotoren. Ein wirkungsvolles Konzept zur Kraftstoffverbrauchssenkung (VDI-Buch)*. Springer Berlin Heidelberg, S. 344. ISBN: 3-540-23883-2.
- GREITZER, E. M., 1976. *Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part II: Experimental Results and Comparison With Theory*. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2. Hrsg. von ASME, S. 199–211. DOI: 10.1115/1.3446139.
- GRINBERG DANA, Alon, Oren ELISHAV, André BARDOW, Gennady E. SHTER und Gideon S. GRADER, 2016. *Stickstoffbasierte Kraftstoffe: eine Power-to-Fuel-to-Power-Analyse*. In: *Angewandte Chemie* 128.31. Hrsg. von WILEY, S. 8942–8949. DOI: 10.1002/ange.201510618.
- LAURIEN, Eckart und Herbert OERTEL, 2018. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Fachmedien Wiesbaden. ISBN: 978-3-658-21060-1. DOI: 10.1007/978-3-658-21060-1.
- MAUS, Wolfgang, Hrsg., 2019. *Zukünftige Kraftstoffe. Energiewende des Transports als ein weltweites Klimaziel*. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-58006-6. DOI: 10.1007/978-3-662-58006-6.

-
- MERCEDES-BENZ AG, 2023. *Mercedes-AMG A-Klasse Kompaktlimousine*. Zugriff am 08. November 2023. URL: <https://www.mercedes-benz.de/passengercars/models/hatchback/a-class/amg.html#technical-data>.
- MERCEDES-BENZ GROUP AG, 2023a. *Benz Patent-Motorwagen*. Zugriff am 08. November 2023. URL: <https://www.mercedes-benz.com/de/kunst-und-kultur/museum/benz-patent-motorwagen/>.
- 2023b. *Das erste Automobil*. Zugriff am 08. November 2023. URL: <https://group.mercedes-benz.com/unternehmen/tradition/geschichte/1885-1886.html>.
- PUCHER, Helmut und Karl ZINNER, 2012. *Aufladung von Verbrennungsmotoren: Grundlagen, Berechnungen, Ausführungen*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-28989-7. DOI: 10.1007/978-3-642-28990-3.
- RYSER, Raphael, Michael WILLMANN, Gerald MÜLLER und Michael GISIGER, 2021. *Turboaufladung und synthetische Kraftstoffe*. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 82.5-6. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 46–50. DOI: 10.1007/s35146-021-0660-2.

Kapitel 2

- BAG, 2023. *Anteil der Lkw an der Transportleistung im Güterverkehr in Deutschland von 2013 bis 2026 (laut Modal-Split)*. Statista. Zugriff am 21. August 2023. URL: <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/12195/umfrage/anteil-der-lkw-am-gueterverkehr-in-deutschland/>.
- BASSHUYSEN, Richard van und Fred SCHÄFER, Hrsg., 2015. *Handbuch Verbrennungsmotor*. Springer Fachmedien Wiesbaden. DOI: 10.1007/978-3-658-04678-1.
- BLUNIER, Benjamin und Abdellatif MIRAOU, 2010. *Proton Exchange Membrane Fuel Cell Air Management in Automotive Applications*. In: *Journal of Fuel Cell Science and Technology* 7.4, 041007. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4000627.
- BRÄUNLING, Willy J. G., 2015. *Flugzeugtriebwerke*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-34538-8. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5.
- CASEY, Michael und Chris ROBINSON, 2021. *Radial Flow Turbocompressors*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108241663.
- EUROPÄISCHES PARLAMENT und RAT DER EUROPÄISCHEN UNION, 2009. *Verordnung (EG) Nr. 443/2009 des Europäischen Parlaments und des Rates vom 23. April 2009 zur Festsetzung von Emissionsnormen für neue Personenkraftwagen im Rahmen des Gesamtkonzepts der Gemeinschaft zur Verringerung der CO₂-Emissionen von Personenkraftwagen und leichten Nutz-*

-
- fahrzeugen (Text von Bedeutung für den EWR). URL: <http://data.europa.eu/eli/reg/2009/443/oj>.
- 2019. Verordnung (EU) 2019/631 des Europäischen Parlaments und des Rates vom 17. April 2019 zur Festsetzung von CO₂-Emissionsnormen für neue Personenkraftwagen und für neue leichte Nutzfahrzeuge und zur Aufhebung der Verordnungen (EG) Nr. 443/2009 und (EU) Nr. 510/2011 (Neufassung) (Text von Bedeutung für den EWR.) URL: <http://data.europa.eu/eli/reg/2019/631/oj>.
- FILSINGER, Dietmar, Gen KUWATA und Nobuyuki IKEYA, 2021. Tailored Centrifugal Turbomachinery for Electric Fuel Cell Turbocharger. In: *International Journal of Rotating Machinery* 2021, 3972387. Hrsg. von HINDAWI, S. 1–14. DOI: 10.1155/2021/3972387.
- GOLLOCH, Rainer, 2005. *Downsizing bei Verbrennungsmotoren. Ein wirkungsvolles Konzept zur Kraftstoffverbrauchssenkung (VDI-Buch)*. Springer Berlin Heidelberg, S. 344. ISBN: 3-540-23883-2.
- GRINBERG DANA, Alon, Oren ELISHAV, André BARDOW, Gennady E. SHTER und Gideon S. GRADER, 2016. Stickstoffbasierte Kraftstoffe: eine Power-to-Fuel-to-Power-Analyse. In: *Angewandte Chemie* 128.31. Hrsg. von WILEY, S. 8942–8949. DOI: 10.1002/ange.201510618.
- GÜNTHER, Dirk, 2023. *Emissionsübersichten nach Sektoren des Bundesklimaschutzgesetzes – 1990 - 2022*. Umweltbundesamt. Zugriff am 30.08.2023. URL: https://www.umweltbundesamt.de/sites/default/files/medien/361/dokumente/2023_03_15_em_entwicklung_in_d_ksg-sektoren_pm.xlsx.
- KBA, 2023a. *Anzahl der Lastkraftwagen in Deutschland von 1960 bis 2023 (in Millionen)*. Statista. Zugriff am 21. August 2023. URL: <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/6961/umfrage/anzahl-der-lkw-in-deutschland/>.
- 2023b. *Anzahl der Lastkraftwagen mit alternativen Antrieben in Deutschland in den Jahren 2021 bis 2023*. Statista. Zugriff am 21. August 2023. URL: <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/259803/umfrage/lkw-bestand-mit-alternativen-antrieben-in-deutschland/>.
 - 2023c. *Anzahl der Neuzulassungen von Lastkraftwagen in Deutschland von 1955 bis 2022*. Statista. Zugriff am 21. August 2023. URL: <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/6963/umfrage/neuzulassungen-von-lkw-und-sattelzugmaschinen-in-deutschland/>.
- KOCH, Daniel, Thomas EBERT und Alvaro SOUSA, 2020. Transformation vom Diesel zum H₂-Hoch-AGR-Magerkonzept. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 81.5. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 30–38. ISSN: 2524-8790. DOI: 10.1007/s35746-020-0083-X.

-
- MAUS, Wolfgang, Hrsg., 2019. *Zukünftige Kraftstoffe. Energiewende des Transports als ein weltweites Klimaziel*. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-58006-6. DOI: 10.1007/978-3-662-58006-6.
- MENZE, Marco, Markus SCHÖDEL, Ole WILLERS und Jörg SEUME, 2019. *Brennstoffzellen-systeme im Straßenverkehr als Antriebskonzept für die Mobilität der Zukunft*. In: *Journal für Mobilität und Verkehr* 3. Hrsg. von DVWG, S. 40–43. ISSN: 2628-4154. DOI: 10.34647/jmv.nr3.id24.
- METZ, Dietmar, Jürgen WERNER, Stefan MÜNZ und Michael BECKER, 2013. *Luftversorgung für Brennstoffzellen*. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 74.04. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 316–319. DOI: 10.1007/s35146-013-0076-8.
- MOCK, Peter, 2012. *European Vehicle Market Statistics – Pocketbook 2012*. International Council on Clean Transportation Europe.
- MONTEFORTE, Michelle, 2022. *European Vehicle Market Statistics – Pocketbook 2022/23*. International Council on Clean Transportation Europe.
- PUCHER, Helmut und Karl ZINNER, 2012. *Aufladung von Verbrennungsmotoren: Grundlagen, Berechnungen, Ausführungen*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-28989-7. DOI: 10.1007/978-3-642-28990-3.
- RYSER, Raphael, Michael WILLMANN, Gerald MÜLLER und Michael GISIGER, 2021. *Turboaufladung und synthetische Kraftstoffe*. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 82.5-6. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 46–50. DOI: 10.1007/s35146-021-0660-2.
- SHUKLA, Priyadarshi R. et al., Hrsg., 2022. *Climate Change 2022 – Mitigation of Climate Change*. Intergovernmental Panel on Climate Change. ISBN: 978-92-9169-160-9.
- STEINPARZER, Fritz, Wolfgang STÜTZ, Helmut KRATOCHWILL und Wolfgang MATTES, 2005. *Der neue BMW-Sechszylinder-Dieselmotor mit Stufenaufladung*. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 66.5. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 334–344.
- VAN DEN BRAEMBUSSCHE, René, 2019. *Design and Analysis of Centrifugal Compressors*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons Ltd, S. 408. ISBN: 978-1-119-42409-3.
- VEREINTE NATIONEN, 1998. *Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen*. Sekretariat der Klimarahmenkonvention mit Unterstützung des deutschen Bundesumweltministeriums. Zugriff am 30.08.2023. URL: <https://unfccc.int/resource/docs/convkp/kpger.pdf>.
- 2015. *Übereinkommen von Paris*. Umweltbundesamt. Zugriff am 30.08.2023. URL: https://www.bmuv.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/paris_abkommen_bf.pdf.

ZIMMERMANN, Michael, Thomas BLEILE, Friedrun HEIBER und Alexander HENLE, 2014. *Komplexitätsbeherrschung von Motorsteuerungs-Funktionalitäten*. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 76.1. Hrsg. von Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 60–64. DOI: 10.1007/s35146-014-2003-z.

Kapitel 3

BAAR, Roland, 2019. *Simulation der Aufladung*. In: *Grundlagen Verbrennungsmotoren*. Springer Fachmedien Wiesbaden. Kap. 49, S. 1245–1260. DOI: 10.1007/978-3-658-23557-4_49.

BRÄUNLING, Willy J. G., 2015. *Flugzeugtriebwerke*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-34538-8. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5.

BÜHLER, Johannes, 2020. *Über den Einfluss aerodynamischer Effekte und systemischer Größen auf das Kennfeld von Radialverdichtern*. In: *Forschungsberichte aus dem Institut für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe*. Hrsg. von Prof. Dr.-Ing. H.-P. SCHIFFER. Düren: Shaker Verlag. ISBN: 978-3-8440-7376-8. DOI: 10.25534/TUPRINTS-00011456.

BÜHLER, Johannes, Sebastian LEICHTFUSS, Heinz-Peter SCHIFFER, Thomas LISCHER und Simon RAABE, 2019. *Surge Limit Prediction for Automotive Air-Charged Systems*. In: *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* 4.4, 34. Hrsg. von MDPI AG. DOI: 10.3390/ijtp4040034.

CASEY, Michael und Chris ROBINSON, 2021. *Radial Flow Turbocompressors*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108241663.

– 2022. *Some Properties of the Exit Velocity Triangle of a Radial Compressor Impeller*. In: *Volume 10B: Turbomachinery – Axial Flow Turbine Aerodynamics; Deposition, Erosion, Fouling, and Icing; Radial Turbomachinery Aerodynamics*. ASME Turbo Expo 2022: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (13.–17. Juni 2022). V10BT35A003. ASME. Rotterdam, Niederlande, S. 12. DOI: 10.1115/gt2022-79368.

CRAVERO, Carlo und Davide MARSANO, 2020. *Criteria for the Stability Limit Prediction of High Speed Centrifugal Compressors With Vaneless Diffuser: Part II - The Development of Prediction Criteria*. In: *Volume 2E: Turbomachinery*. ASME Turbo Expo 2020: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (21.–25. Sep. 2020). V02ET39A014. ASME. Virtual, Online, S. 9. DOI: 10.1115/gt2020-14589.

DAY, I. J., 2015. *Stall, Surge, and 75 Years of Research*. In: *Journal of Turbomachinery* 138.1, 011001. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4031473.

-
- DEHNER, Rick, Ahmet SELAMET, Philip KELLER und Michael BECKER, 2011. *Prediction of Surge in a Turbocharger Compression System vs. Measurements*. In: *SAE International Journal of Engines* 4.2. Hrsg. von SAE, S. 2181–2192. ISSN: 1946-3936. DOI: 10.4271/2011-01-1527.
- 2016. *Simulation of Deep Surge in a Turbocharger Compression System*. In: *Journal of Turbomachinery* 138.11, 111002. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4033260.
- DIELENSCHNEIDER, Tobias, Johannes RATZ, Sebastian LEICHTFUSS, Heinz-Peter SCHIFFER und Werner EISSLER, 2021. *On the Challenge of Determining the Surge Limit of Turbocharger Compressors: Part 1 - Experimental and Numerical Analysis of the Operating Limits*. In: *Volume 6: Ceramics and Ceramic Composites, Coal, Biomass, Hydrogen, and Alternative Fuels, Microturbines, Turbochargers, and Small Turbomachines*. ASME Turbo Expo 2021: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (7.–11. Juli 2021). V006T19A011. ASME. Virtual, Online, S. 13. DOI: 10.1115/gt2021-59439.
- EMMONS, H. W., C. E. PEARSON und H. P. GRANT, 1955. *Compressor Surge and Stall Propagation*. In: *Journal of Fluids Engineering* 77.4. Hrsg. von ASME, S. 455–467. DOI: 10.1115/1.4014389.
- FINK, D. A., N. A. CUMPSTY und E. M. GREITZER, 1992. *Surge Dynamics in a Free-Spool Centrifugal Compressor System*. In: *Journal of Turbomachinery* 114.2. Hrsg. von ASME, S. 321–332. DOI: 10.1115/1.2929146.
- GALINDO, J., J. R. SERRANO, H. CLIMENT und A. TISEIRA, 2008. *Experiments and Modelling of Surge in Small Centrifugal Compressor for Automotive Engines*. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 32.3. Hrsg. von Elsevier BV, S. 818–826. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2007.10.001.
- GALINDO, J., J. R. SERRANO, C. GUARDIOLA und C. CERVELLÓ, 2006. *Surge Limit Definition in a Specific Test Bench for the Characterization of Automotive Turbochargers*. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 30.5. Hrsg. von Elsevier BV, S. 449–462. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2005.06.002.
- GALINDO, J., A. TISEIRA, R. NAVARRO, D. TARÍ und C. M. MEANO, 2017. *Effect of the Inlet Geometry on Performance, Surge Margin and Noise Emission of an Automotive Turbocharger Compressor*. In: *Applied Thermal Engineering* 110. Hrsg. von Elsevier BV, S. 875–882. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.08.099.
- GRAPOW, Filip und Grzegorz LIKIEWICZ, 2020. *Study of the Greitzer Model for Centrifugal Compressors: Variable Lc Parameter and Two Types of Surge*. In: *Energies* 13.22. Hrsg. von MDPI AG. DOI: 10.3390/en13226072.

-
- GREITZER, E. M., 1976a. *Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part I: Theoretical Compression System Model*. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2. Hrsg. von ASME, S. 190–198. DOI: 10.1115/1.3446138.
- 1976b. *Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part II: Experimental Results and Comparison With Theory*. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2. Hrsg. von ASME, S. 199–211. DOI: 10.1115/1.3446139.
- GREITZER, E. M., C. S. TAN und M. B. GRAF, 2004. *Internal Flow - Concepts and Applications*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/cbo9780511616709.
- HAMANN, Matthias, Marco CIGARINI und Michael BARGENDE, 2018. *Erweiterte Berechnung des Verdichterverhaltens von Abgasturboladern und Optimierung der Kennfeldbreite*. In: *Ladungswechsel im Verbrennungsmotor 2015*. Hrsg. von Johannes LIEBL. Springer Fachmedien Wiesbaden, S. 163–179. ISBN: 978-3-658-23524-6. DOI: 10.1007/978-3-658-23524-6_9.
- HANSEN, K. E., P. JØRGENSEN und P. S. LARSEN, 1981. *Experimental and Theoretical Study of Surge in a Small Centrifugal Compressor*. In: *Journal of Fluids Engineering* 103.3. Hrsg. von ASME, S. 391–395. DOI: 10.1115/1.3240796.
- HARLEY, Peter, Stephen SPENCE, Juliana EARLY, Dietmar FILSINGER und Michael DIETRICH, 2014. *Inlet recirculation in automotive turbocharger centrifugal compressors*. In: *Proceedings of the 11th International Conference on Turbochargers and Turbocharging*. 11th International Conference on Turbochargers and Turbocharging (13.–14. Mai 2014). Hrsg. von Woodhead Publishing. Elsevier. London, UK, S. 89–100. DOI: 10.1533/978081000342.89.
- HARLEY, Peter, Stephen SPENCE, Dietmar FILSINGER, Michael DIETRICH und Juliana EARLY, 2014. *Meanline Modeling of Inlet Recirculation in Automotive Turbocharger Centrifugal Compressors*. In: *Journal of Turbomachinery* 137.1, 011007. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4028247.
- KARIM, Ahsanul, Keith MIAZGOWICZ und Brian LIZOTTE, 2015. *Automotive Turbochargers Compressor Onset of Surge Prediction using Computational Fluid Dynamics*. In: *SAE Technical Paper Series*. SAE 2015 World Congress & Exhibition (21.–23. Apr. 2015). SAE. Detroit, USA. DOI: 10.4271/2015-01-1280.
- LI, Xiangjun, Stephen SPENCE und Yanhui WU, 2018. *The Interaction Between Inlet Guide Vanes and the Impeller Recirculating Flow in a Centrifugal Compressor and the Resulting Impact on Flow Range*. In: *Volume 2B: Turbomachinery*. ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (11.–15. Juni 2018). V02BT44A004. ASME. Oslo, Norwegen, S. 16. DOI: 10.1115/gt2018-75097.

-
- LIN, Yun, Tengbo FAN und Xinqian ZHENG, 2021. *Roles of Recirculating Bubble on the Performance of Centrifugal Compressors*. In: *Aerospace Science and Technology* 118, 107073. Hrsg. von Elsevier BV. DOI: 10.1016/j.ast.2021.107073.
- POWERS, Katherine, Ian KENNEDY, Jamie ARCHER, Paul EYNON, John HORSLEY, Chris BRACE, Colin COPELAND und Paul MILEWSKI, 2022. *A New First-Principles Model to Predict Mild and Deep Surge for a Centrifugal Compressor*. In: *Energy* 244.Part B, 123050. Hrsg. von Elsevier BV. DOI: 10.1016/j.energy.2021.123050.
- PUCHER, Helmut und Karl ZINNER, 2012. *Aufladung von Verbrennungsmotoren: Grundlagen, Berechnungen, Ausführungen*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-28989-7. DOI: 10.1007/978-3-642-28990-3.
- QIU, Xuwen, David JAPIKSE und Mark ANDERSON, 2008. *A Meanline Model for Impeller Flow Recirculation*. In: *Volume 6: Turbomachinery, Parts A, B, and C*. ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air (9.–13. Juni 2008). ASME. Berlin, Deutschland, S. 1687–1694. DOI: 10.1115/gt2008-51349.
- SCHREIBER, Christoph, 2018. *Inlet Recirculation in Radial Compressors*. en. In: Cambridge: Apollo – University of Cambridge Repository. DOI: 10.17863/CAM.17538.
- SEMLITSCH, Bernhard, V. JYOTHISHKUMAR, Mihai MIHAESCU, Laszlo FUCHS und Ephraim J. GUTMARK, 2013. *Investigation of the Surge Phenomena in a Centrifugal Compressor Using Large Eddy Simulation*. In: *Volume 7A: Fluids Engineering Systems and Technologies*. ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress and Exposition (15.–21. Nov. 2013). V07AT08A053. ASME. San Diego, USA, S. 10. DOI: 10.1115/imece2013-66301.
- SEMLITSCH, Bernhard und Mihai MIHESCU, 2016. *Flow Phenomena Leading to Surge in a Centrifugal Compressor*. In: *Energy* 103.15. Hrsg. von Elsevier BV, S. 572–587. DOI: 10.1016/j.energy.2016.03.032.
- STANITZ, John D., 1952. *One-Dimensional Compressible Flow in Vaneless Diffusers of Radial- and Mixed-Flow Centrifugal Compressors, Including Effects of Friction, Heat Transfer and Area Change*. Forschungsber. 19930083365. NASA.
- SUNDSTRÖM, Elias, Bernhard SEMLITSCH und Mihai MIHESCU, 2017. *Generation Mechanisms of Rotating Stall and Surge in Centrifugal Compressors*. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 100.3. Hrsg. von Springer Science and Business Media LLC, S. 705–719. DOI: 10.1007/s10494-017-9877-z.
- TAMAKI, Hideaki, 2008. *Effect of Piping Systems on Surge in Centrifugal Compressors*. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* 22.10. Hrsg. von Springer Science and Business Media LLC, S. 1857–1863. DOI: 10.1007/s12206-008-0723-z.

-
- TAMAKI, Hideaki, Masaru UNNO, Ryuuta TANAKA, Satoshi YAMAGUCHI und Yohei ISHIZU, 2016. *Enhancement of Centrifugal Compressor Operating Range by Control of Inlet Recirculation With Inlet Fins*. In: *Journal of Turbomachinery* 138.10, 101010. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4033187.
- VAN DEN BRAEMBUSSCHE, René, 2019. *Design and Analysis of Centrifugal Compressors*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons Ltd, S. 408. ISBN: 978-1-119-42409-3.
- WEINZIERL, Stefan, Hrsg., 2008. *Handbuch der Audiotechnik*. VDI-Buch. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-540-34301-1. DOI: 10.1007/978-3-540-34301-1.
- YAMADA, Kazutoyo, Masato FURUKAWA, Hiromitsu ARAI und Dai KANZAKI, 2017. *Evolution of Reverse Flow in a Transonic Centrifugal Compressor at Near-Surge*. In: *Volume 2C: Turbomachinery*. ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (26.–30. Juni 2017). V02CT44A014. ASME. Charlotte, USA. DOI: 10.1115/gt2017-63568.

Kapitel 4

- ANSYS, INC., 2021a. *ANSYS CFD-Post User's Guide - Release 2021 R1*.
- 2021b. *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide - Release 2021 R1*.
- BAREISS, Simon, 2021. *Circumferential Groove Casing Treatments in Centrifugal Compressor Aerodynamics*. en. Diss. Universität Stuttgart. DOI: 10.18419/OPUS-11664.
- BERNHARD, Frank, Hrsg., 2014. *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*. 2. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-24506-0. DOI: 10.1007/978-3-642-24506-0.
- BIPM, IEC, IFCC, ILAC, ISO, IUPAC, IUPAP und OIML, 2008. *Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM 100:2008. URL: https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM%5C_100%5C_2008%5C_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6.
- BOURGEOIS, Jason A., Robert J. MARTINUZZI, Eric SAVORY, Chao ZHANG und Douglas A. ROBERTS, 2010. *Assessment of Turbulence Model Predictions for an Aero-Engine Centrifugal Compressor*. In: *Journal of Turbomachinery* 133.1, 011025. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4001136.
- BOUSQUET, Yannick, Nicolas BINDER, Guillaume DUFOUR, Xavier CARBONNEAU, M. ROUMEAS und Isabelle TREBINJAC, 2016. *Numerical Simulation of Stall Inception Mechanisms in a Centrifugal Compressor With Vaned Diffuser*. In: *Journal of Turbomachinery* 138.12, 121005. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4033704.

-
- BRÄUNLING, Willy J. G., 2015. *Flugzeugtriebwerke*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-34538-8. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5.
- BÜHLER, Johannes, 2020. *Über den Einfluss aerodynamischer Effekte und systemischer Größen auf das Kennfeld von Radialverdichtern*. In: *Forschungsberichte aus dem Institut für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe*. Hrsg. von Prof. Dr.-Ing. H.-P. SCHIFFER. Düren: Shaker Verlag. ISBN: 978-3-8440-7376-8. DOI: 10.25534/TUPRINTS-00011456.
- BÜHLER, Johannes, Sebastian LEICHTFUSS, Heinz-Peter SCHIFFER, Thomas LISCHER und Simon RAABE, 2019. *Surge Limit Prediction for Automotive Air-Charged Systems*. In: *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* 4.4, 34. Hrsg. von MDPI AG. DOI: 10.3390/ijtp4040034.
- CASEY, Michael und Chris ROBINSON, 2021. *Radial Flow Turbocompressors*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108241663.
- CELIK, Ismail B., Urmila GHIA, Patrick J. ROACHE, Christopher J. FREITAS, Hugh COLEMAN und Peter E. RAAD, 2008. *Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications*. In: *Journal of Fluids Engineering* 130.7, 078001. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.2960953.
- DIELENSCHNEIDER, Tobias, Johannes BÜHLER, Sebastian LEICHTFUSS und Heinz-Peter SCHIFFER, 2019. *Some Guidelines for the Experimental Characterization of Turbocharger Compressors*. In: *European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*. 13th European Turbomachinery Conference (8.–12. Apr. 2019). European Turbomachinery Society. Lausanne, Schweiz. DOI: 10.29008/etc2019-257.
- DIELENSCHNEIDER, Tobias, Johannes RATZ, Sebastian LEICHTFUSS, Heinz-Peter SCHIFFER und Werner EISSLER, 2021. *On the Challenge of Determining the Surge Limit of Turbocharger Compressors: Part 1 - Experimental and Numerical Analysis of the Operating Limits*. In: *Volume 6: Ceramics and Ceramic Composites, Coal, Biomass, Hydrogen, and Alternative Fuels, Microturbines, Turbochargers, and Small Turbomachines*. ASME Turbo Expo 2021: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (7.–11. Juli 2021). V006T19A011. ASME. Virtual, Online, S. 13. DOI: 10.1115/gt2021-59439.
- FERZIGER, Joel H., Milovan PERI und Robert L. STREET, 2020. *Numerische Strömungsmechanik*. 2. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-46544-8. DOI: 10.1007/978-3-662-46544-8.
- GIBSON, Lee, Lee GALLOWAY, Sung in KIM und Stephen SPENCE, 2017. *Assessment of Turbulence Model Predictions for a Centrifugal Compressor Simulation*. In: *Journal of the Global Power and Propulsion Society* 1. Hrsg. von GPPS, S. 142–156. DOI: 10.22261/2ii890.

-
- GOODING, William J., Matthew A. MEIER und Nicole L. KEY, 2021. *The Impact of Various Modeling Decisions on Flow Field Predictions in a Centrifugal Compressor*. In: *Journal of Turbomachinery* 143.10, 101006. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4050674.
- GREITZER, E. M., 1976. *Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part I: Theoretical Compression System Model*. In: *Journal of Engineering for Power* 98.2. Hrsg. von ASME, S. 190–198. DOI: 10.1115/1.3446138.
- HARLEY, Peter, Stephen SPENCE, Dietmar FILSINGER, Michael DIETRICH und Juliana EARLY, 2014. *Meanline Modeling of Inlet Recirculation in Automotive Turbocharger Centrifugal Compressors*. In: *Journal of Turbomachinery* 137.1, 011007. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4028247.
- MENTER, F. R., 1994. *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. In: *AIAA Journal* 32.8. Hrsg. von American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), S. 1598–1605. DOI: 10.2514/3.12149.
- NITSCHKE, Wolfgang und André BRUNN, 2006. *Strömungsmesstechnik*. 2. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 3-540-20990-5. DOI: 10.1007/3-540-32487-9.
- OERTEL, Herbert, 2011. *Strömungsmechanik Grundlagen. Grundgleichungen - Lösungsmethoden - Softwarebeispiele*. 6. Auflage. Wiesbaden: Vieweg + Teubner. ISBN: 978-3-8348-1397-8. DOI: 10.1007/978-3-8348-8110-6.
- OH, Justin Jongsik, 2016. *The Effects of Blade Fillets on Aerodynamic Performance of a High Pressure Ratio Centrifugal Compressor*. In: 23rd International Compressor Engineering Conference at Purdue (11.–14. Juli 2016). Purdue University, West Lafayette, USA.
- VAN DEN BRAEMBUSSCHE, René, 2019. *Design and Analysis of Centrifugal Compressors*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons Ltd, S. 408. ISBN: 978-1-119-42409-3.
- ZHENG, Xinqian, Zhenzhong SUN, Tomoki KAWAKUBO und Hideaki TAMAKI, 2018. *Stability Improvement of a Turbocharger Centrifugal Compressor by a Nonaxisymmetric Vaned Diffuser*. In: *Journal of Turbomachinery* 140.4, 041007. Hrsg. von ASME. DOI: 10.1115/1.4038875.

Kapitel 5

- BAEHR, Hans Dieter und Stephan KABELAC, 2016. *Thermodynamik. Grundlagen und technische Anwendungen*. 16. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-49568-1. DOI: 10.1007/978-3-662-49568-1.
- BRÄUNLING, Willy J. G., 2015. *Flugzeugtriebwerke*. 4. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-34538-8. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5.

-
- CASEY, Michael und Chris ROBINSON, 2021. *Radial Flow Turbocompressors*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108241663.
- EMMONS, H. W., C. E. PEARSON und H. P. GRANT, 1955. *Compressor Surge and Stall Propagation*. In: *Journal of Fluids Engineering* 77.4. Hrsg. von ASME, S. 455–467. DOI: 10.1115/1.4014389.
- HAECKEL, Tobias, Dominik PAUL, Sebastian LEICHTFUSS, Heinz-Peter SCHIFFER und Werner EISSLER, 2023. *Determination of a Numerical Surge Limit by Means of an Enhanced Greitzer Compressor Model*. In: *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* 8.4. Hrsg. von MDPI AG, S. 48. ISSN: 2504-186X. DOI: 10.3390/ijtp8040048. URL: <https://www.mdpi.com/2504-186X/8/4/48/pdf>.
- SIGLOCH, Herbert, 2022. *Technische Fluidmechanik*. 11. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-64629-8. DOI: 10.1007/978-3-662-64629-8.

Kapitel 6

- CASEY, Michael und Chris ROBINSON, 2021. *Radial Flow Turbocompressors*. Cambridge: Cambridge University Press. DOI: 10.1017/9781108241663.
- 2022. *Some Properties of the Exit Velocity Triangle of a Radial Compressor Impeller*. In: *Volume 10B: Turbomachinery – Axial Flow Turbine Aerodynamics; Deposition, Erosion, Fouling, and Icing; Radial Turbomachinery Aerodynamics*. ASME Turbo Expo 2022: Turbomachinery Technical Conference and Exposition (13.–17. Juni 2022). V10BT35A003. ASME. Rotterdam, Niederlande, S. 12. DOI: 10.1115/gt2022-79368.
- DOU, Huashu, 1991. *Investigation of the Prediction of Losses in Radial Vaneless Diffusers*. In: *Volume 1: Turbomachinery*. ASME 1991 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition (3.–6. Juni 1991). V001T01A097. ASME. Orlando, USA. DOI: 10.1115/91-gt-323.
- SCHREIBER, Christoph, 2018. *Inlet Recirculation in Radial Compressors*. en. In: Cambridge: Apollo – University of Cambridge Repository. DOI: 10.17863/CAM.17538.
- VAN DEN BRAEMBUSSCHE, René, 2019. *Design and Analysis of Centrifugal Compressors*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons Ltd, S. 408. ISBN: 978-1-119-42409-3.

A Ergänzende Informationen zu den verwendeten Methoden

A.1 Genauigkeit der verdichterdruckseitigen Massenstrommessstrecke

Zur Bewertung der Genauigkeit der verdichterdruckseitigen Massenstrommessstrecke ist in Abbildung A.1 der Massenstrom $\hat{m}_{\text{red},V,\text{VDS}}$ in Abhängigkeit des Massenstromes $\hat{m}_{\text{red},V,\text{VSS}}$ für alle untersuchten Betriebspunkte der Verdichterstufe VS1 dargestellt. Der Massenstrom $\hat{m}_{\text{red},V,\text{VDS}}$ wird mithilfe der Massenstrommessblende auf der Verdichterdruckseite und der Massenstrom $\hat{m}_{\text{red},V,\text{VSS}}$ mithilfe der Blende auf der Verdichtersaugseite bestimmt. Hierbei wird ersichtlich, dass eine gute Übereinstimmung vorliegt. Die mittlere betragsmäßige Abweichung entsprechend Gleichung (A.1) für alle Betriebspunkte einer Drehzahllinie nimmt mit zunehmender Verdichterdrehzahl ab.

$$\Delta \hat{m}_{\text{red},V} = | \hat{m}_{\text{red},V,\text{VDS}} - \hat{m}_{\text{red},V,\text{VSS}} | \quad (\text{A.1})$$

Die mittlere betragsmäßige Abweichung ist für alle untersuchten Drehzahllinien der Verdichterstufe VS1 kleiner als 1,1 % .

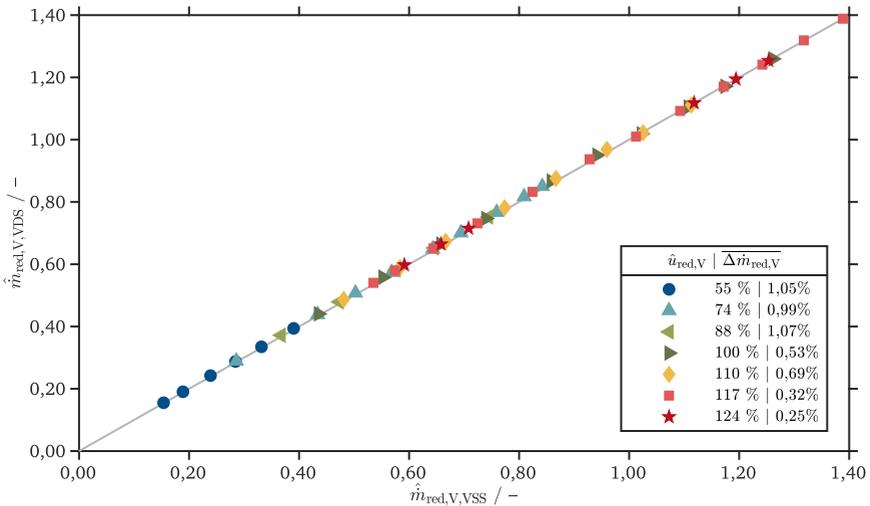


Abbildung A.1: Genauigkeit der verdichterdruckseitigen Massenstrommessstrecke; Verdichterstufe VS1; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf experimentell bestimmten Daten.

A.2 Einfluss der Bilanzierungsmethode auf das Totaldruckverhältnis und den Wirkungsgrad

Bei CFD-Simulationen werden zur Bestimmung des Totaldruckverhältnisses $\pi_{tt,2-1}$ sowie des isentropen Wirkungsgrades $\eta_{is,tt,2-1}$ alle benötigten Strömungsgrößen als Mittelwerte auf der Eintrittsebene und der Austrittsebene des numerischen Strömungsgebietes gebildet. Hierfür wird jeweils der massenstromgewichtete Mittelwert des Totaldruckes und der Totaltemperatur bestimmt. Im Vergleich hierzu können bei der experimentellen Untersuchung die benötigten Strömungsgrößen nur punktuell in der saugseitigen und druckseitigen Messebene (ME1 und ME2) erfasst werden. Der Druck wird jeweils über vier Wanddruckbohrungen und die Temperatur über jeweils drei Thermoelemente erfasst. Die gemittelten Größen werden anschließend in der Datenauswertung berechnet.

Zur Bewertung des Einflusses der unterschiedlichen Erfassungsmethoden, wurden bei den stationären Simulationen Datenerfassungspunkte zur punktuellen Erfassung des Druckes und der Temperatur hinzugefügt. Hiermit wird, vergleichbar zum Experiment, der Druck an vier gleichmäßig über den Umfang verteilten Punkten und die Temperatur an drei gleichmäßig über den Umfang verteilten Punkten erfasst. Die anschließende Bestimmung der gemittelten Größen verläuft vergleichbar zur Auswertung der experimentellen Daten.

In Abbildung A.2a und A.2b ist das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ und der isentrope Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$ für beide Bilanzierungsmethoden dargestellt. Im Falle des Totaldruckverhältnisses gibt es im gesamten Kennfeld keine nennenswerte Differenz zwischen der klassischen Bilanzierung (CFD) und der Bestimmung über die experimentellen Messpositionen (EMP). Im Falle des Wirkungsgrades müssen hingegen zwei Bereiche unterschieden werden. Über einen weiten Bereich, solange die Rückströmung die verdichtersaugseitige Messebene noch nicht erreicht hat, gibt es ebenfalls keine nennenswerte Differenz. Sobald die Rückströmung die verdichtersaugseitigen Messpunkte erreicht hat, steigt der berechnete Wirkungsgrad steil auf Werte deutlich über 1,0 an. Dies kann dadurch begründet werden, dass die Messpunkte der Temperatur im Bereich der Rückströmung liegen. Dies entspricht jedoch nicht der Temperatur der Kernströmung. Wird ein massenstromgewichteter Mittelwert gebildet, fällt der Einfluss der Rückströmung weniger dominant aus. Diese Auffälligkeit würde theoretisch bei der experimentellen Untersuchung ebenfalls auftreten. Die simulierten Massenströme sind jedoch jenseits der Massenströme, die experimentell bestimmt werden können. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass es grundsätzlich keinen nennenswerten Einfluss der Bilanzierungsmethoden gibt. Darüber hinaus ermöglicht eine Mittelung über die gesamte Ein- und Austrittsfläche das Bestimmen von Betriebspunkten bei deutlich kleineren Massenströmen.

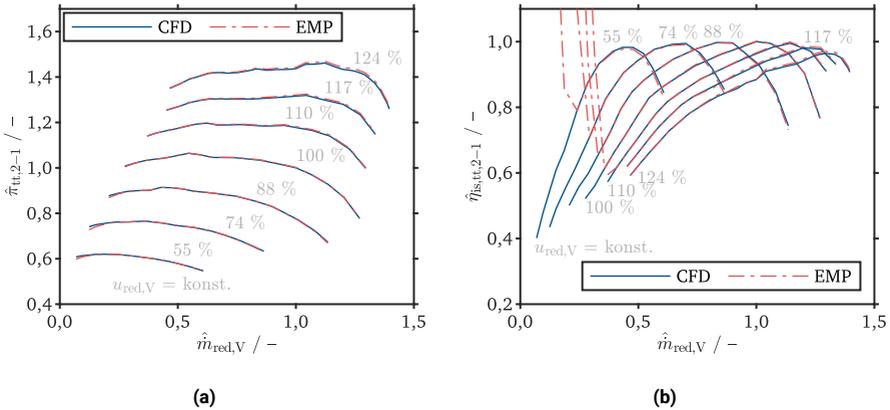


Abbildung A.2: Einfluss der Bilanzierungsmethode auf das Totaldruckverhältnis $\pi_{tt,2-1}$ (a) und den isentropen Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1}$ (b); Vergleich zwischen dem standardmäßigen Vorgehen bei Simulationen und dem bei der experimentellen Untersuchung; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf stationären Simulationsdaten.

A.3 Bewertung der fehlerhaften Wände im URANS-Simulationsmodell

Zur Bewertung des Einflusses der fehlerhaften Wände im Einlauf-Strömungsgebiet soll die Zuströmung des Laufrades im Falle der URANS-Simulationen untersucht werden. Hierfür sind in den Abbildungen A.3 bis A.5 Geschwindigkeits- und Schwankungsprofile unmittelbar vor der Schaufelvorderkante der Betriebspunkte IS-BP1, IS-BP2 und IS-BP3 dargestellt.

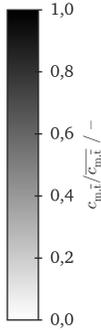
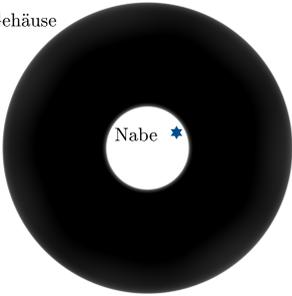
Da im Rahmen dieser Arbeit der Schwerpunkt auf zeitlich gemittelten Strömungsgrößen liegt, soll im ersten Schritt das Profil der zeitlich gemittelten meridionalen Geschwindigkeit $c_{m,\bar{t}}$ und der zeitlich gemittelten radialen Geschwindigkeit $c_{r,\bar{t}}$ in den Abbildungen A.3a, A.3b, A.4a, A.4b, A.5a und A.5b analysiert werden. Die meridionale Geschwindigkeit ist über die gesamte Eintrittsfläche homogen und entspricht an jeder räumlichen Position auf dieser Fläche dem Mittelwert über alle Punkte der Fläche $\overline{c_{m,\bar{t}}}$. Die radiale Geschwindigkeit ist grundsätzlich für alle drei Betriebspunkte umfangssymmetrisch. In radialer Richtung wird eine Variation deutlich. Diese kommt einerseits durch die konvergierende Gehäusewand. Hierdurch besitzt die Strömung im gehäusenahen Bereich eine ausgeprägte Geschwindigkeitskomponente in Richtung

der Nabe (Rotationsachse). Direkt an der Nabe ist ebenfalls eine erhöhte Geschwindigkeitskomponente in radiale Richtung ersichtlich. Diese resultiert aus einer Stufe, welche wiederum durch die nachmodellierete Mutter vor dem Laufrad verursacht wird. Zwischen den genannten Bereichen stellt sich ein Bereich mit hauptsächlich axialer Zuströmung, also einer geringeren radialen Geschwindigkeitskomponente ein. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass durch die fehlerhaften Wände keine Störung in den zeitgemittelten Geschwindigkeitskomponenten verursacht wird.

Darüber hinaus soll noch das zeitabhängige Verhalten mithilfe der Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten – $\sigma(c_m)$ und $\sigma(c_r)$ – in den Abbildungen A.3c, A.3d, A.4c, A.4d, A.5c und A.5d beurteilt werden. Die Schwankungsbreite der meridionalen Geschwindigkeit ist für alle drei Betriebspunkte über die gesamte Fläche gering. Die radiale Geschwindigkeit zeigt hingegen vereinzelte Bereiche, die eine erhöhte Standardabweichung aufweisen. Diese treten vor allem in der Nähe der Nabe über den gesamten Umfang verteilt auf. Es wird davon ausgegangen, dass diese Schwankungen durch die Stufe in der Nabengeometrie kommen, die bereits zu einer erhöhten radialen Geschwindigkeitskomponente geführt hat. Aus diesem Grund wird für die Schwankungen ebenfalls geschlussfolgert, dass die fehlerhaften Wände keine nennenswerte Störung der Strömung verursachen.

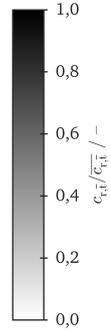
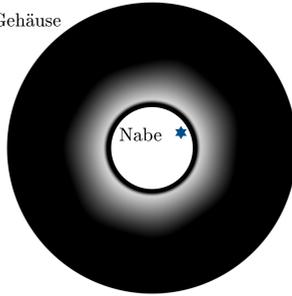
Unabhängig der genannten Gründe ist im Rahmen dieser Arbeit vor allem der gehäusenaher Bereich relevant, da die Rückströmung nur hier vorliegt. In diesem Bereich ist weder an den zeitlich gemittelten noch an den Schwankungsbreiten eine Auffälligkeit zu erkennen.

Gehäuse



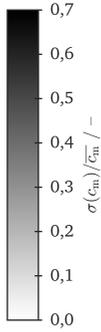
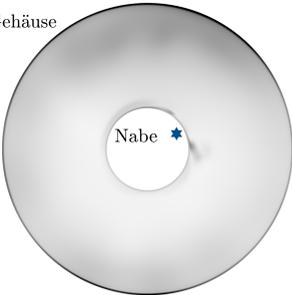
(a) $c_{m,\bar{c}}$

Gehäuse



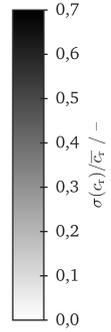
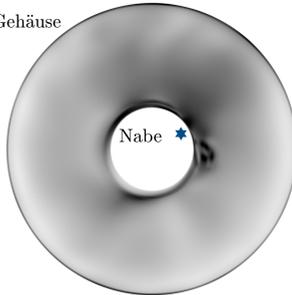
(b) $c_{r,\bar{c}}$

Gehäuse



(c) $\sigma(c_m)$

Gehäuse



(d) $\sigma(c_r)$

Abbildung A.3: Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP1; das Stern-Symbol markiert die fehlerhafte Stelle; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf instationären Simulationsdaten.

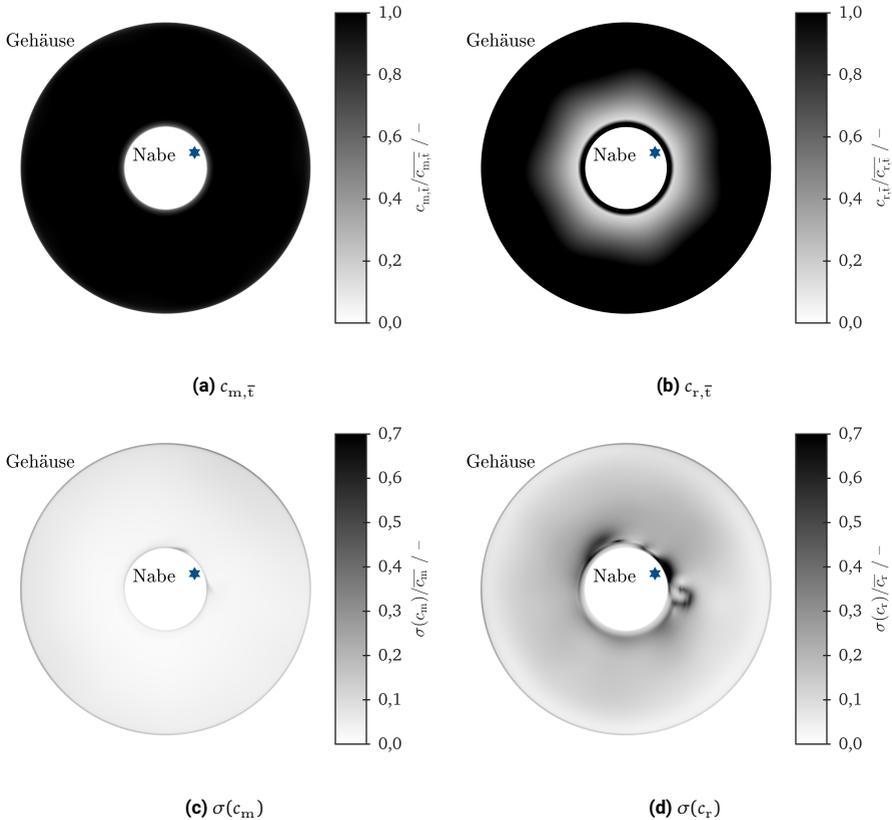
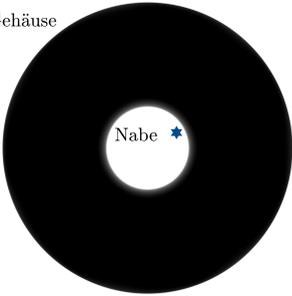


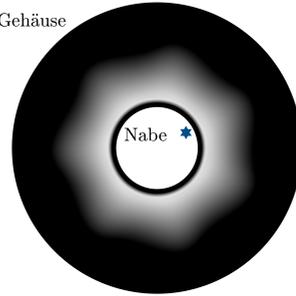
Abbildung A.4: Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP2; das Stern-Symbol markiert die fehlerhafte Stelle; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf instationären Simulationsdaten.

Gehäuse



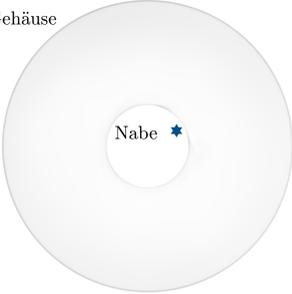
(a) $c_{m,\bar{r}}$

Gehäuse



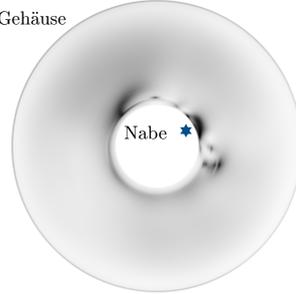
(b) $c_{r,\bar{r}}$

Gehäuse



(c) $\sigma(c_m)$

Gehäuse



(d) $\sigma(c_r)$

Abbildung A.5: Bewertung des Strömungsprofils unmittelbar vor der Schaufelvorderkante für den Betriebspunkt IS-BP3; das Stern-Symbol markiert die fehlerhafte Stelle; Quelle: Eigene Darstellungen basierend auf instationären Simulationsdaten.

B Ergänzende Informationen zur Stufenkennlinie

B.1 Darstellung der normierten Massenströme im Verdichterkennfeld

In Abbildung B.1 ist das Kennfeld der untersuchten Verdichterstufe VS1 dargestellt. Hierbei ist auf der Ordinate das normierte Totaldruckverhältnis $\hat{\pi}_{tt,2-1}$ und auf der Abszisse der normierte Massenstrom $\hat{m}_{red,V}$ aufgetragen. Die Normierung erfolgt in diesem Fall entsprechend Gleichung (4.1). Im Vergleich hierzu stellt die Farbe der Symbole den normierten Massenstrom $\tilde{m}_{red,V}$ entsprechend Gleichung (4.2) dar.

Hierdurch wird einerseits der Zusammenhang zwischen den beiden Normierungsarten deutlich. Andererseits wird deutlich, dass mit steigender Verdichterdrehzahl eine größere tatsächliche Massenstromänderung erfolgen muss, um die gleiche relative Veränderung zu erreichen. Der Grund hierfür ist die Eigenschaft, dass mit steigender Verdichterdrehzahl der Betriebspunkt mit maximalem isentropem Wirkungsgrad $\eta_{is,tt,2-1,WMD}$ bei einem größeren Verdichtermassenstrom liegt. Dies wird zusätzlich durch die gestrichelte Linie verdeutlicht.

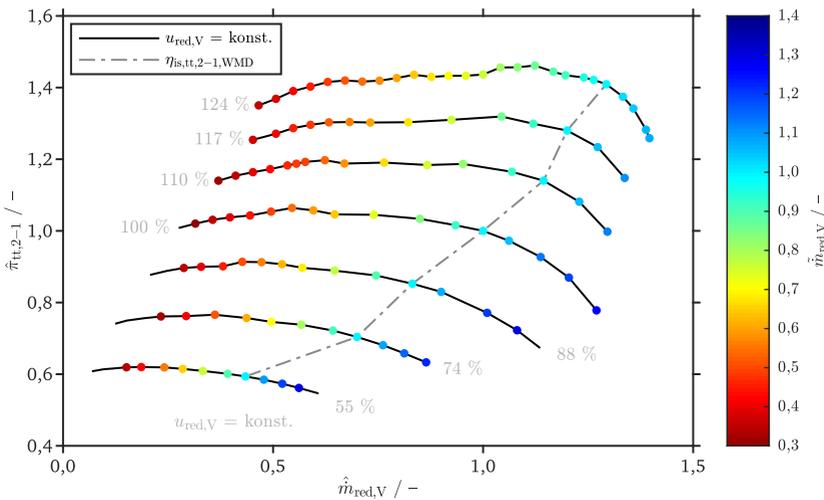


Abbildung B.1: Das Kennfeld der untersuchten Verdichterstufe VS1 ($\pi_{tt,2-1} - \dot{m}_{red,V}$) inklusive der normierten Massenströme $\tilde{m}_{red,V}$; Quelle: Eigene Darstellung basierend auf stationären Simulationsdaten.