

Betriebsverhalten einer Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor

Performance of a Centrifugal Compressor Stage with a Vaned Diffuser

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Christian Landgraf

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Peter Jeschke
Honorarprofessor Dr.-Ing. Hannes Benetschik

Tag der mündlichen Prüfung: 14. 04. 2023

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Christian Landgraf
Betriebsverhalten einer Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor

ISBN: 978-3-95886-501-3

1. Auflage 2023

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über www.dnb.ddb.de abrufbar.

Das Werk einschließlich seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwendung ist ohne die Zustimmung des Herausgebers außerhalb der engen Grenzen des Urhebergesetzes unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Vertrieb:

© Wissenschaftsverlag Mainz - Aachen
Süsterfeldstr. 83, 52072 Aachen
Tel. 0241 / 87 34 34 00
www.Verlag-Mainz.de

Herstellung:

Druckerei Mainz GmbH Aachen
Süsterfeldstraße 83
52072 Aachen
www.DruckereiMainz.de

Satz: nach Druckvorlage des Autors
Umschlaggestaltung: Druckerei Mainz

printed in Germany

DOI 10.18154/RWTH-2023-08263

D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2023)

Meiner Familie

Vorwort

Diese Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen der RWTH Aachen. Sie ist das Ergebnis von Untersuchungen, die im Kontext des Triebwerksradialverdichter-Projekts, einer Kooperation des Instituts mit General Electric Aviation, durchgeführt wurden. Die erfolgreiche Erstellung dieser Arbeit ist für mich eine große persönliche Errungenschaft, die ich nicht zuletzt auch der Unterstützung zahlreicher Personen zu verdanken habe, deren Beitrag ich in diesem Vorwort anerkennen möchte.

Zunächst bedanke ich mich sehr herzlich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke für die Möglichkeit, am IST zu promovieren und für das mir damit entgegengebrachte Vertrauen. Das Institut bot mir unter seiner Leitung ein Umfeld, in dem ich mich im Bezug auf meine Arbeit frei entfalten und einen immensen Erfahrungsschatz sammeln konnte. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Hannes Benetschik bedanke ich mich ebenfalls sehr herzlich für die Übernahme des Korreferats und seine Anmerkungen zu dieser Arbeit. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Eike Stumpf für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Bergs für die Übernahme des Prüfungsbeisitzes.

Meinen ehemaligen Kollegen des Projektteams *Triebwerksradialverdichter*, Johannes Schmidt, Christopher Jagdfeld, Philipp Schwarz und Peter Kaluza danke ich vielmals für die langjährige hervorragende Zusammenarbeit und Unterstützung. Ich denke gern an die gemeinsame Zeit bei der Arbeit am Prüfstand und an viele Unterhaltungen während der zahlreichen Fahrtage zurück. Auch unserer Projektleiterin seitens GE Aviation, Caitlin Almeida, gilt mein herzlicher Dank.

Die von mir durchgeführten experimentellen Untersuchungen wären ohne die tatkräftige Unterstützung vieler Institutsmitarbeiter wohl kaum möglich gewesen. Hubert Friedrichs, Michael Graf und Michael Scherner, die mir oft mit Rat und Tat zur Seite standen, danke ich stellvertretend für alle Mitarbeiter der Institutswerkstatt und des Elektronik-Labors. Ein besonderer Dank gilt Herbert Mertin und Ramon Haselier, die gemeinsam mit mir während etlicher Fahrtage den Radialverdichterprüfstand betrieben haben.

Während des Verfassens dieser Arbeit haben mich Christopher Jagdfeld, Tim Roßbach und Marcus Britz mit zahlreichen orthographischen Verbesserungsvorschlägen und wertvollen inhaltlichen Anmerkungen als Korrekturleser unterstützt, wofür ich ihnen vielmals danke.

Für ihre fachliche und private Unterstützung in allen möglichen Situationen und vor allem für ihre anhaltende Freundschaft bedanke ich mich bei meinen ehemaligen Kollegen Erik Findeisen, Tim Roßbach und Marcus Britz. Ohne euch hätte die Promotionszeit sicherlich um einiges weniger Spaß gemacht.

Meinen Eltern Christiane und Rudolf danke ich von ganzem Herzen dafür, dass sie mich während meiner gesamten Ausbildungszeit ermutigt und mir den Rücken gestärkt haben. Zu guter Letzt gilt mein zutiefst empfundener Dank meiner Frau Julie, ohne deren grenzenlose Geduld mir die Vollendung dieser Arbeit nicht gelungen wäre, und unseren beiden Kindern Charlotte und Julius. Sie waren mir in der Promotionszeit die größte Stütze.

Öhringen im Juni 2023

Christian Landgraf

Kurzfassung

Diese Arbeit umfasst die experimentelle Untersuchung einer Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und einreihigem Deswirler aus einer Flugtriebwerksanwendung. Für eine vergleichende Gegenüberstellung werden experimentell gewonnene Daten einer Stufe mit identischem Rotor herangezogen, bei der das Diffusionssystem aus einem Röhrendiffusor und einem zweireihigen Deswirler aufgebaut ist. Radialverdichterstufen mit Röhrendiffusoren weisen in der Regel einen relativ schmalen Betriebsbereich und einen hohen Wirkungsgrad auf. Das Entwurfsziel der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor ist eine Verbreiterung des Betriebsbereichs mit minimalen Einbußen hinsichtlich des Wirkungsgrads. Ob es erreicht wurde, soll in dieser Arbeit untersucht werden.

Eine detaillierte Analyse der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor offenbart zunächst ein generell ähnliches Betriebsverhalten wie das der Röhrendiffusorkonfiguration. Bei Androsselung der Stufe steigt der Druckaufbau im Diffusoreintrittsbereich bis zum Diffusorhals degressiv an. Hierfür sind ein zunehmendes Flächenverhältnis sowie eine steigende Machzahl am Laufradaustritt verantwortlich. Im nachfolgenden Kanalbereich bis hin zum Stufenaustritt hingegen ergibt sich aufgrund einer sinkenden Machzahl im Diffusorhals ein regressiv fallender Druckanstieg.

Der Betriebsbereich der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor fällt gegenüber dem der Röhrendiffusorkonfiguration wie erwartet wesentlich breiter aus. Allerdings sind die Wirkungsgradeinbußen höher als erwartet. Der statische Druckaufbau des neuen Designs ist über den gesamten Betriebsbereich deutlich kleiner als der des bisherigen Designs und wird von einem hohen Totaldruckverlust begleitet. Als ausschlaggebender Faktor für dieses Betriebsverhalten konnte im Rahmen dieser Arbeit eine großskalige Sekundärströmungsbewegung identifiziert werden, deren Ursprung im Laufrad der Stufe liegt: der Halswirbel. Er entsteht durch die gleichförmige Umlenkung der spannweitig verscherten Laufradabströmung im Diffusoreintrittsbereich. Die Ausbildung dieses Wirbels, dessen Rotationsachse in Strömungsrichtung verläuft, wird durch das Design des aerodynamisch profilierten Diffusors mit seiner großen Teilung sogar noch begünstigt. Durch den Halswirbel entsteht im hinteren Bereich des Diffusorkanals nahe der Druckseite ein ausgedehntes Gebiet niedrigen Totaldrucks, welches mit einer großen Versperrung des Strömungsquerschnitts einhergeht. Die Folge sind ein verringertes effektives Flächenverhältnis des Diffusors und ein verminderter statischer Druckaufbau. Der nachfolgende einreihige Deswirler wird unter hoher negativer Inzidenz mit einer sehr inhomogenen Anströmung beaufschlagt und kann daher keinen signifikanten Beitrag mehr zum Druckaufbau leisten.

Abstract

This thesis comprises the experimental investigation of a centrifugal compressor stage with a vaned diffuser and a single row deswirlor from an aero engine application. As a comparison experimental data of an alternative stage configuration with the same rotor, a pipe diffuser and a tandem deswirlor are considered. Centrifugal compressor stages with pipe diffusers usually exhibit a relatively narrow operating range paired with a high efficiency. The main design objectives of the stage configuration with the vaned diffuser are the achievement of a broader operating range with a minimal penalty in efficiency. Whether the design is successful to that end is to be investigated within this thesis.

A detailed analysis of the stage configuration with the vaned diffuser reveals a generally similar performance compared to the pipe diffuser configuration. Throttling of the stage leads to a degressively growing pressure rise in the diffuser inlet region up to its throat. This is attributed to an increasing area ratio in that region and a growing Mach number at the rotor exit. The subsequent diffuser channel up to the stage exit on the other hand encounters a regressively decreasing pressure rise due to a decreasing Mach number at the diffuser throat.

As expected the operating range of the vaned diffuser configuration is much broader than that of the pipe diffuser configuration. However, the penalty in efficiency is greater than expected. The static pressure rise of the new design is significantly lower than that of the previous design over the whole operating range and it is accompanied by a high loss in total pressure. The cause for this observation was identified to be a large-scale secondary flow motion originating from the rotor: the throat vortex. It emerges within the diffuser inlet region due to the uniform deflection of the axially distorted rotor discharge flow. The development of this vortex with its axis of rotation parallel to the main flow direction is yet intensified through the large blade pitch of the vaned diffuser. The throat vortex leads to the formation of an extensive zone of low total pressure in the rear region of the diffuser close to its vanes' pressure sides. The resulting wide blockage of the cross sectional area leads to a decreased effective area ratio of the diffuser and a reduced static pressure rise. The subsequent single row deswirlor is exposed to a very inhomogeneous flow with a severe negative incidence and can hence not significantly contribute to the pressure rise of the stage.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	v
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Ziel der Arbeit	2
1.2 Aufbau der Arbeit	3
2 Grundlagen der Radialverdichter und ihrer Diffusionssysteme	5
2.1 Funktionsweise und Kenngrößen von Radialverdichtern	5
2.1.1 Arbeitseintrag	7
2.1.2 Druckaufbau	8
2.1.3 Wirkungsgrad	8
2.1.4 Durchflusskenngröße	10
2.1.5 Mach-ähnliche Kenngrößen	11
2.2 Komponenten der Radialverdichterstufe	11
2.2.1 Laufrad und Arbeitsumsetzung	12
2.2.1.1 Idealisierte Laufradströmung	12
2.2.1.2 Reale Laufradströmung	16
2.2.2 Diffusionssystem und Druckrückgewinnung	22
2.2.2.1 Diffusor	25
2.2.2.2 Nachleitapparat	40
2.3 Betriebsverhalten von Radialverdichtern	47
2.3.1 Einfluss der Diffusorbauform auf das Verdichterkennfeld . .	49
2.3.2 Teilungsverhältnis	51
2.3.3 Staffelungswinkel	53
3 Stand der Forschung und Einordnung der Arbeit	55
3.1 Untersuchungen verschiedener Radialdiffusoren	55
3.2 Laufrad-Diffusor-Interaktion und Sekundärströmungen im Diffusor	59
3.3 Beeinflussung von Sekundärströmungen in Radialdiffusoren	62
3.4 Projekthistorie <i>Triebwerksradialverdichter</i> am IST	64
3.5 Einordnung der Arbeit	69
4 Prüfling und experimentelle Methodik	71
4.1 Prüfstand	71
4.1.1 Laufrad	74
4.1.2 Diffusionssysteme	76
4.1.2.1 Diffusionssystem mit aerodynamisch profilier-	
tem Diffusor	76

4.1.2.2	Diffusionssystem mit Röhrendiffusor	78
4.1.2.3	Geometrie der Diffusionssysteme	81
4.2	Messstellen und Messtechnik	88
4.2.1	Messgrößen zur Stufenbilanzierung	88
4.2.2	Gemeinsame Messgrößen aller Konfigurationen	90
4.2.3	Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor . .	91
4.2.3.1	Statische Druckbohrungen	92
4.2.3.2	Sondenmessungen	93
4.2.4	Diffusionssystem mit Röhrendiffusor	97
4.2.4.1	Statische Druckbohrungen	97
4.2.4.2	Sondenmessungen	98
4.3	Auswertung	99
4.3.1	Messgrößen und abgeleitete Größen	99
4.3.1.1	Direkte Nachbehandlung von Messgrößen	99
4.3.1.2	Reduzierung und Normierung von Messgrößen . .	102
4.3.1.3	Abgeleitete Größen	102
4.3.1.4	Stufenvergleich	104
4.3.2	Unsicherheitsabschätzung	105
4.4	Versuchsdurchführung	108
4.4.1	Allgemeine Versuchsdurchführung	108
4.4.2	Einstellparameter	109
4.4.3	Betriebspunkte für Detailuntersuchungen	111
5	Aerodynamische Detailuntersuchung der VANED-Stufe	113
5.1	Betriebsverhalten der gesamten Stufe	113
5.2	Betriebsverhalten der einzelnen Stufenkomponenten	116
5.3	Laufraddurchströmung	121
5.3.1	Druckaufbau	121
5.3.2	Laufradaustritt	123
5.4	Durchströmung des Diffusionssystems	125
5.4.1	Druckaufbau	125
5.4.2	Diffusoreintritt	130
5.4.3	Diffusorkanal	133
5.4.4	Übergang zwischen Diffusor und Deswirler	135
5.4.5	Deswirler	142
5.4.6	Stufenaustritt	145
5.5	Zusammenfassung	152
6	Vergleich der VANED- und der TANDEM-Stufe	153
6.1	Betriebsverhalten der Stufen	153
6.2	Betriebsverhalten der Stufenkomponenten	157
6.3	Laufraddurchströmung	161
6.3.1	Druckaufbau	162
6.3.2	Laufradaustritt	163
6.4	Durchströmung des Diffusionssystems	164
6.4.1	Druckaufbau	164

6.5 Zusammenfassung	165
7 Zusammenfassung und Ausblick	167
Literaturverzeichnis	171
Anhang	179
A Grundlagen	179
A.1 Mach-ähnliche Kenngrößen	179
A.2 Strömungszustand am Laufradaustritt	181
A.3 Isentroper Druckaufbau	185
B Prüfstands Aufbau und experimentelle Methodik	191
B.1 Gestaltungsparameter der untersuchten Diffusionssysteme .	191
B.2 Übersicht der Messstellen des VND-Diffusionssystems	194
B.3 Übersicht der Messstellen des TND-Diffusionssystems	196
B.4 Auswertung von Dreilochsonden-Messungen	199
B.5 Unsicherheitsabschätzung	199

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	$[m^2]$	Querschnittsfläche der Strömung
a	$[\frac{m}{s}]$	Schallgeschwindigkeit
a	$[\frac{J}{kg}]$	Spezifische Arbeit
B	$[1]$	Versperrung
b	$[m]$	Kanalbreite
c	$[\frac{m}{s}]$	Absolutgeschwindigkeit
c_a^\pm	$[\frac{m}{s}]$	Ausgleichskomponenten der Geschwindigkeit in Bezug auf den Halswirbel
c_p	$[1]$	Statischer Druckrückgewinnungskoeffizient oder Druckbeiwert; \tilde{c}_p : die Tilde weist auf die Bildung des Druckbeiwerts mit dem dynamischen Druck am Eintritt der jeweils betrachteten Komponente hin
c_p	$[\frac{J}{kg K}]$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_q^\pm	$[\frac{m}{s}]$	Querkomponenten der Geschwindigkeit in Bezug auf den Halswirbel
D	$[1]$	Diffusionszahl nach Lieblein
E	$[1]$	Effektives Flächenverhältnis
e_{pot}	$[\frac{J}{kg}]$	Spezifische potenzielle Energie
f, g	$[-]$	Allgemeine Funktionen
g	$[\frac{m}{s^2}]$	Erdbeschleunigung, $g = 9,806\,65 \frac{m}{s^2}$
h	$[\frac{J}{kg}]$	Spezifische Enthalpie
h	$[m]$	Kanalhöhe
i, j, l	$[1]$	Ganzzahlige Summenlaufindizes
j	$[\frac{J}{kg}]$	Spezifische Dissipation
k_α, k_M	$[1]$	Kalibrierparameter für den Strömungswinkel und für die Machzahl
L	$[m]$	Diffusorkanallänge
m	$[1]$	Anzahl der Eingangsgrößen bei der Berechnung einer abgeleiteten Größe
M	$[1]$	Machzahl

Symbol	Einheit	Beschreibung
\dot{m}	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{s}}\right]$	Massenstrom
m	$[\text{m}]$	Meridionalkoordinate
m'	$[\text{rad}]$	Normierte Meridionalkoordinate
m, n	$[1]$	Anzahl der Stützstellen bei der Kalibrierung einer Dreiloch-sonde
N	$\left[\frac{\text{U}}{\text{min}}\right]$	Drehzahl
n	$[1]$	Polytrophenexponent
n	$[\text{m}]$	Spannweitenkoordinate
n	$[1]$	Anzahl von Messwerten im Rahmen der Unsicherheitsabschätzung
\mathcal{O}	$[-]$	Landau-Symbol, Größenordnung
p	$[\text{Pa}]$	statischer Druck
p_t^*	$[1]$	Dimensionsloser Totaldruck
q	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg}}\right]$	Spezifische Wärme
q	$[\text{Pa}]$	Dynamischer Druck
r	$[\text{m}]$	Radialkoordinate, Radius
r	$[1]$	Recovery-Faktor
R	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg K}}\right]$	Spezifische Gaskonstante von trockener Luft
R	$[\text{m}]$	Krümmungsradius
s	$[\text{m}]$	Sehnenlänge
s	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg K}}\right]$	Spezifische Entropie
s	$[\text{m}]$	Stromlinienkoordinate
$s_{x/\phi}$	$[\text{div.}]$	Standardabweichung einer gemessenen Größe x oder einer abgeleiteten Größe ϕ im Rahmen der Unsicherheitsabschätzung
s'	$[\text{rad}]$	Normierte Stromlinienkoordinate
t	$[\text{m}]$	Teilung
T	$[\text{K}]$	Temperatur, statische Temperatur
t_P	$[1]$	Quantil der Studentschen t -Verteilung mit symmetrischem Konfidenzintervall der Breite P
T_r	$[\text{K}]$	Recovery-Temperatur
u	$\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$	Umfangsgeschwindigkeit
u	$[\text{m}]$	Koordinate in Umfangsrichtung
u	$[\text{div.}]$	Gesamtunsicherheit
u_z	$[\text{div.}]$	Zufällige Unsicherheit
u_s	$[\text{div.}]$	Systematische Unsicherheit
\dot{V}	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{s}}\right]$	Volumenstrom
w	$\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$	Relativgeschwindigkeit

Symbol	Einheit	Beschreibung
x	[div.]	Generische Messgröße im Rahmen der Unsicherheitsabschätzung
x_0	[div.]	Wahrer Wert der generischen Messgröße x
x, y, z	[m]	Kartesische Koordinaten, z entlang der Maschinenachse oder parallel zum Gravitationsfeld
y	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg}}\right]$	Spezifische Strömungsarbeit

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Beschreibung
α	[°]	Absoluter Strömungswinkel
β	[°]	Relativer Strömungswinkel
γ	[°]	Neigungswinkel der Strömungsrichtung gegenüber der Maschinenachse in der r - z -Ebene
η_{Vp}	[1]	Polytroper Verdichterwirkungsgrad
η_{Vs}	[1]	Isentroper Verdichterwirkungsgrad
θ	[°]	Halber Diffusoröffnungswinkel
θ	[rad]	Winkelkoordinate
ϑ	[°]	Umlenkungswinkel des Diffusorkanalbereichs
κ	[1]	Isentropenexponent
$\mu_{x/\phi}$	[div.]	Erwartungswert einer gemessenen Größe x oder einer abgeleiteten Größe ϕ im Rahmen der Unsicherheitsabschätzung
π	[1]	Druckverhältnis
ρ	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	Massendichte
$\rho_{h,t}$	[1]	Totaler Enthalpiereaktionsgrad
σ	[1]	Solidität eines Schaufelgitters, Inverse des Teilungsverhältnis t/s
τ	[1]	Temperaturverhältnis
φ	[1]	Durchflusskenngröße
φ	[rad]	Winkelkoordinate
ϕ	[div.]	Generische abgeleitete Größe im Rahmen der Unsicherheitsabschätzung
ϕ_0	[div.]	Wahrer Wert der generischen abgeleiteten Größe ϕ
ψ	[°]	Winkelkoordinate der Umlenkung in Meridionalrichtung
$\Psi_{h,t}$	[1]	Totalenthalpiekenngröße
$\Psi_{y,t}$	[1]	Totaldruckkenngröße
Ω	$\left[\frac{\text{rad}}{\text{s}}\right]$	Winkelgeschwindigkeit
ω	[1]	Totaldruckverlustkoeffizient oder Verlustbeiwert

Subskripte

Subskript	Beschreibung
0,1,3	Indizes der Drücke einer Dreilochsonde
ab	abgeführt
Desw.	Deswirler
Diff.	Diffusor
DS	Diffusionssystem
eff.	effektiv
G	Gehäuse
Kal.	bezogen auf die Kalibrierung
kal.	bezogen auf den Kalibrierbereich, kalibriert
KD	Kegeldiffusor
Kern	bezogen auf den isentropen Kernströmungsbereich
LA	bezogen auf das Laufrad
m	bezogen auf die Meridionalrichtung bzw. -koordinate
max	Maximalwert
Mess.	bezogen auf die Messung
M	Mittelpunkt der Umlenkung in Meridionalrichtung
M	Mittelschnitt einer Schaufel
Nenn	Nenngröße
N	Nabe
p	isobar
RD	Rechteckdiffusor
red	reduziert, im Sinne der Machschen Ähnlichkeit der Stufenanströmung
ref	Referenzwert einer Größe
RV	bezogen auf die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit
s	isentrop
Stufe	bezogen auf die gesamte Verdichterstufe
T	isotherm
theor.	Theoretischer Wert
t	bezogen auf den Totalzustand
u	bezogen auf die Umfangsrichtung bzw. -koordinate
ZE	bezogen auf den Zentrifugaleffekt
zu	zugeführt

Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
DS	Druckseite, Diffusionssystem

Abkürzung	Beschreibung
EDM	Funkenerodieren (engl. <i>electrical discharge machining</i>)
HW	Halswirbel
HK	Hinterkante einer Schaufel
ISA	Internationale Standardatmosphäre
SG	Sperrgrenze
SS	Saugseite
SVV	Sondenverstellvorrichtung
TND	Diffusionssystem mit Röhrendiffusor und <i>Tandem</i> -Deswirler bzw. entsprechende Stufe (TND-Stufe)
TPR	Stufentotaldruckverhältnis, engl. <i>total pressure ratio</i>
TTR	Stufentotaltemperaturverhältnis, engl. <i>total temperature ratio</i>
VND	Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem (engl. <i>vaned</i>) Diffusor bzw. entsprechende Stufe (VND-Stufe)
VK	Vorderkante einer Schaufel
ZÄ	Zustandsänderung

Operatoren

Symbol	Beschreibung
Δ	Finite Differenz
d	Infinitesimale Differenz
∂	Infinitesimale Differenz in partieller Ableitung
\times	Kreuzprodukt-Operator
$\vec{\nabla}$	Vektorieller Nabla-Operator
x^*	Normierung der Größe x
\bar{x}	Mittelwert der Größe x

Ebenenbezeichnungen

Bezeichnung	Beschreibung
$\boxed{0}$	Beruhigungsbehälter
$\boxed{1}$	Laufraudeintritt
$\boxed{1 9}$	Messebene des statischen Drucks am Gehäuse nahe des Lauf- radaustritts
$\boxed{2}$	Laufradaustritt
$\boxed{2 1}$	Diffusoreintritt
$\boxed{2 2}$	Vorderkantenradius des Diffusors
$\boxed{2 3}$	Pitot-Ebene, Totaldruckmessebene vor dem Diffusorhals
$\boxed{2 4}$	Diffusorhals, Eintritt in den Kanalbereich des Diffusors
$\boxed{2 5}$	Austritt aus dem Kanalbereich des Diffusors

Bezeichnung	Beschreibung
2 6	Hinterkantenradius des Diffusors
2 7	VND: Übergangsebene zwischen Diffusor und Deswirler, TND: Vorderkantenradius der ersten Deswirler-Reihe
2 8	VND: Vorderkantenradius des Deswirlers, TND: Hinterkantenradius der ersten Deswirler-Reihe
2 9	nur TND: Vorderkantenradius der zweiten Deswirler-Reihe
3	Hinterkantenradius des Deswirlers bzw. der letzten Deswirler-Reihe
3 1	Stufenaustritt
3 2	Abströmplenum

Stufenkomponentenbezeichnungen

Bezeichnung	Definition
LA	Laufrad zwischen den Ebenen 1 und 2 1
DE	Diffusoreintrittsbereich zwischen den Ebenen 2 1 und 2 4 (statische Druckmessungen) bzw. 2 3 (Totaldruckmessungen)
DK	Diffusorkanal inkl. Diffusoraustrittsbereich zwischen den Ebenen 2 4 (statische Druckmessungen) bzw. 2 3 (Totaldruckmessungen) und 2 7
DW	Deswirler zwischen den Ebenen 2 7 und 3 2 (statische Druckmessungen) bzw. 3 1 (Totaldruckmessungen)
DS	Diffusionssystem, Kombination aus DE, DK und DW

Betriebspunktbezeichnungen

Bezeichnung	Definition
I	VND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 100,0 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 100,0 \%$, TND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 97,5 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 92,8 \%$
II	VND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 94,7 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 92,5 \%$, TND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 95,9 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 90,4 \%$
III	VND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 90,2 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 87,0 \%$, TND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 93,3 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 87,0 \%$
IV	VND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 84,5 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 80,5 \%$, TND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 91,7 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 85,0 \%$
V	VND: $\dot{m}_{\text{red}}^* = 76,7 \%$, $\dot{m}_{\text{red,Diff.}}^* = 71,3 \%$

1 Einleitung

Radialverdichter kommen heutzutage in einer Vielzahl unterschiedlicher Industrien zum Einsatz. Sie werden beispielsweise in Flugtriebwerken eingesetzt, wo sie in den meisten Fällen als radiale Endstufe von Wellenleistungstriebwerken oder Turbofan-Triebwerken mit niedrigem Schub fungieren. In Form von Turboladern werden sie zur Aufladung von Kolbenmotoren verwendet. Sie sind weiterhin in Prozessgasverdichtern in der chemischen Verfahrenstechnik und diversen anderen Industriezweigen anzutreffen und kommen nicht zuletzt auch in stationären Gasturbinen bei der Energieerzeugung zur Anwendung.

Ein wesentliches Charakteristikum von Radialverdichtern ist die Nutzung der Zentrifugalkraft bei der Verdichtung des Strömungsmediums. Dieser Umstand führt zu höheren Stufendruckverhältnissen und auch zu einer größeren Stabilität gegenüber Strömungsinstabilitäten im Vergleich zu Axialverdichterstufen. Der Preis dieser Vorteile ist jedoch ein geringerer Wirkungsgrad, der das Resultat unvermeidbarer und ausgeprägter Sekundärströmungen ist. Diese werden durch die komplexe dreidimensionale Strömungsführung in den Schaufelkanälen von Radialverdichterlaufrädern hervorgerufen. Ein weiteres Charakteristikum der radialen Umlenkung ist eine Limitierung auf relativ kleine Volumenströme.

Ihren Einsatz als Verdichterendstufen in Flugtriebwerken verdanken Radialverdichter zum einen der Tatsache, dass statt ihnen mehrere Axialverdichterstufen gebraucht würden, um das gleiche Druckverhältnis zu erreichen. Zum anderen sinkt der Wirkungsgrad von Axialverdichterstufen bei abnehmender Ringraumfläche bzw. Schaufelhöhe durch den zunehmenden relativen Schaufelspitzenpalt¹ unter das Wirkungsgradniveau von Radialverdichtern. Abgesehen vom Wirkungsgradvorteil ergibt sich durch die geringere Stufenanzahl auch eine Gewichtsersparnis.

Durch den historisch gewachsenen und weit verbreiteten Einsatz von Axialverdichtern in Flugtriebwerken und ihre damit einhergehende kontinuierliche Weiterentwicklung existiert heutzutage ein ausgeprägtes Verständnis ihrer Durchströmung. Für Radialverdichter ist dies nicht im gleichen Maße der Fall. Ihre komplexe dreidimensionale Durchströmung, die auch stark von instationären Phänomenen beeinflusst wird, ist nach wie vor Gegenstand grundlegender Untersuchungen. So sind bei Neuentwicklungen oftmals umfassende experimentelle und numerische Validierungen

¹ Der absolute Schaufelspitzenpalt resultiert aus Fertigungstoleranzen und ist weitestgehend unabhängig von der Schaufelhöhe. Wird der absolute Schaufelspitzenpalt auf die Schaufelhöhe bezogen, resultiert der relative Schaufelspitzenpalt.

notwendig. Im Fokus entsprechender Untersuchungen steht oftmals das Diffusionssystem – der „Stator“ der Radialverdichterstufe – da es in der Regel den Betriebsbereich der Stufe festlegt und einen dominierenden Einfluss auf ihren Wirkungsgrad hat. Insbesondere die Gestaltung des Eintrittsbereichs des Diffusionssystems spielt diesbezüglich eine maßgebende Rolle.

Im Jahr 2000 wurde zwischen dem amerikanischen Triebwerkshersteller *General Electric (GE) Aviation* und der RWTH Aachen im Rahmen des *University Strategic Alliance (USA)* Programms eine strategische Partnerschaft zur Untersuchung und Weiterentwicklung einer Radialverdichterstufe geschlossen. Dafür wurde am Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen (IST) ein Radialverdichterprüfstand aufgebaut und im Jahr 2005 in Betrieb genommen. An diesem Prüfstand wurden die Untersuchungen durchgeführt, die dieser Arbeit zugrunde liegen.

1.1 Motivation und Ziel der Arbeit

Die in dieser Arbeit untersuchte Radialverdichterstufe wurde in der Vergangenheit als radiale Endstufe des Hochdruckverdichters in einem Turbofan-Triebwerk für einen Businessjet eingesetzt. Ein umfassendes Redesign brachte ein Wellenleistungstriebwerk hervor, welches für einen Transporthelikopter eingesetzt wird. Im Allgemeinen wird bei einem derartigen Redesign zur Einsparung von Entwicklungskosten und sofern spezifische Anforderungen der avisierten Anwendung nicht dagegen sprechen, ein großer Teil der Kerntriebwerkskomponenten wie der Hochdruckverdichter beibehalten. Im Falle des genannten Turbofan-Triebwerks wurden ursprünglich alle Komponenten hinsichtlich des Einsatzes in einem Businessjet optimiert. Dabei lag der Fokus nicht zuletzt auch auf einem geringen Treibstoffverbrauch im Reiseflug, dem Zustand, in dem das Triebwerk für den überwiegenden Teil seiner operativen Lebensdauer betrieben wird. So kann insgesamt eine Verringerung der Betriebskosten des Flugzeugs erzielt werden. Im Hinblick auf den Betriebsbereich der radialen Endstufe ergibt sich daher eine Auslegung, die hauptsächlich die Umgebung des Betriebspunkts maximalen Wirkungsgrads einschließlich der Betriebspunkte bei Start und Landung sowie die dazwischenliegenden Lastwechsel einschließt. Hierfür war und ist der Röhrendiffusor mit seinem hohen Druckaufbau und seinem relativ engen Betriebsbereich prädestiniert. Die Anforderungen an ein Wellenleistungstriebwerk in einem Transporthelikopter sind davon grundlegend verschieden. In diesem Fall ist die Abdeckung eines größeren Betriebsbereichs nötig, der u. a. auch durch schnellere Lastwechsel zwischen weiter auseinander liegenden Betriebspunkten bedingt sein kann. Um auch in solchen Szenarien einen sicheren Betrieb fernab von potenziell gefährlichen Betriebsgrenzen zu gewährleisten, muss der Betriebsbereich der einzelnen Triebwerkskomponenten, insbesondere des Hochdruckverdichters und seiner radialen Endstufe erweitert werden. Die Entwicklung eines neuen Diffusionssystems mit aerodynamisch profiliertem Diffusor soll diesen weiter gefassten Anforderungen Rechnung tragen und dabei möglichst geringe Einbußen hinsichtlich des Wirkungsgrads mit sich bringen.

Das übergeordnete Ziel der vorliegenden Arbeit ist demnach die Führung des experimentellen Nachweises, ob die an das Redesign der Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor gestellten und zuvor beschriebenen Erwartungen erfüllt werden können.

1.2 Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden die zu ihrem Verständnis notwendigen technisch-physikalischen Zusammenhänge erläutert. Dabei ist Abschnitt 2.1 zunächst den grundlegenden Funktionsprinzipien von Radialverdichtern und deren Charakterisierung durch Kenngrößen gewidmet. In Abschnitt 2.2 werden die Komponenten einer Radialverdichterstufe, also Laufrad und Diffusionssystem, deren einzelne geometrische Bereiche sowie die jeweilige Arbeitsweise beschrieben. Den Abschluss des Kapitels bildet Abschnitt 2.3, der sich mit dem Betriebsverhalten von Radialverdichterstufen in Abhängigkeit verschiedener Gestaltungsparameter des Diffusionssystems auseinandersetzt.

In Kapitel 3 wird ein Überblick über Veröffentlichungen gegeben, die für diese Arbeit relevant sind. Entsprechend ihrem Fokus setzt sich Abschnitt 3.1 dabei in allgemeinerer Form mit Untersuchungen von Radialdiffusoren auseinander. Im anschließenden Abschnitt 3.2 werden zunächst Arbeiten zur Interaktion zwischen Laufrad und Diffusor sowie zu aus ihr resultierenden Sekundärströmungen vorgestellt, während Abschnitt 3.3 sich anschließend mit Untersuchungen zur gezielten Beeinflussung dieser Sekundärströmungen befasst. Abschnitt 3.4 enthält eine Übersicht von Veröffentlichungen, die, wie auch die vorliegende Arbeit, im Rahmen des Projektes *Triebwerksradialverdichter* am IST entstanden sind. Zum Abschluss des Kapitels wird in Abschnitt 3.5 eine Einordnung dieser Arbeit vorgenommen sowie die an sie geknüpften Ziele formuliert.

In Kapitel 4 werden der Prüfstand, die Prüflinge und die experimentelle Methodik zur Gewinnung der Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, im Detail vorgestellt. Darin setzt sich Abschnitt 4.1 mit dem Aufbau des Prüfstands und der Radialverdichterstufe in ihren untersuchten Konfigurationen auseinander. Auch der geometrische Aufbau der Diffusionssysteme wird detailliert betrachtet. Abschnitt 4.2 gibt eine Übersicht über die eingesetzte Messtechnik und über die messtechnische Instrumentierung der untersuchten Stufenkonfigurationen. Anschließend ist Abschnitt 4.3 der Auswertung der gewonnenen Daten sowie einer Unsicherheitsabschätzung gewidmet. Abschließend gibt Abschnitt 4.4 einen Überblick über die Versuchsdurchführung und die untersuchten Betriebspunkte der Radialverdichterstufe.

Kapitel 5 ist das erste zweier Kapitel, die sich mit der Untersuchung der gewonnenen Daten auseinandersetzen. Es ist der detaillierten Analyse der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor gewidmet. Dabei wird das Betriebsverhalten der gesamten Stufe in Abschnitt 5.1 und das der einzelnen Stufenkomponenten in Abschnitt 5.2 beschrieben. Es schließen sich Analysen der Durchströmung des

Laufrads in Abschnitt 5.3 und der Durchströmung des Diffusionssystems und seiner einzelnen Komponenten und Bereiche in Abschnitt 5.4 an.

Kapitel 6 enthält eine vergleichende Analyse der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und einer Konfiguration mit Röhrendiffusor und Tandem-Deswirler. Ein Vergleich des Betriebsverhaltens der Konfigurationen als Gesamtstufe findet sich in Abschnitt 6.1. Ein entsprechender Vergleich auf Basis der einzelnen Stufenkomponenten und -bereiche schließt sich in Abschnitt 6.2 an. Es folgen Vergleiche der Durchströmung des Laufrads in Abschnitt 6.3 sowie des Diffusionssystems in Abschnitt 6.4. In allen Abschnitten werden die gefundenen Unterschiede zwischen den beiden Konfigurationen jeweils diskutiert und Gründe für ihre Entstehung genannt.

Kapitel 7 bildet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick den Abschluss dieser Arbeit.

2 Grundlagen der Radialverdichter und ihrer Diffusionssysteme

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Sachverhalte, die zum Verständnis der thermo- und aerodynamischen Funktionsweise der untersuchten Radialverdichterstufe notwendig sind, erörtert. Nach einem kurzen Überblick über den allgemeinen Aufbau von Radialverdichterstufen und der Vorstellung wichtiger Kenngrößen zu ihrer Charakterisierung und thermodynamischen Bilanzierung ist dieses Kapitel sequenziell den einzelnen Komponenten der Stufe und ihrer Durchströmung gewidmet.

2.1 Funktionsweise und Kenngrößen von Radialverdichtern

Die wichtigste Aufgabe einer Radialverdichterstufe ist die Erhöhung des statischen Drucks des sie durchströmenden Fluids. Dabei spielt der Zentrifugaleffekt, der aufgrund der radialen Strömungsführung, die für die Laufräder von Radialverdichterstufen charakteristisch ist, auftritt, eine maßgebliche Rolle. Die Forderung nach einer großen Druckerhöhung gilt insbesondere für den Einsatz von Radialverdichterstufen in Flugtriebwerken. Gerade hier gilt es, auf kleinem Raum einen möglichst großen Druckanstieg zu realisieren. Radialverdichterstufen sind aufgrund ihrer charakteristischen Strömungsführung jedoch hinsichtlich ihres Durchsatzes limitiert¹. Daher werden sie ausschließlich in Flugtriebwerken mit relativ geringem Schubniveau verbaut und dort vorwiegend als Verdichterendstufe.

Abbildung 2.1 zeigt beispielhaft den schematischen Aufbau einer Radialverdichterstufe ähnlich der in dieser Arbeit untersuchten Stufe. Gekennzeichnet sind die Komponenten Vorleitrad ①, Laufrad ②, Diffusor ③ und Deswirler ④. Zusammen bilden Diffusor und Deswirler das Diffusionssystem der Stufe. Der Begriff *Deswirler* leitet sich vom englischen Begriff *swirl* (z. Dt. Drall) ab und kann in etwa mit Entdrallungsbeschaukelung übersetzt werden. Im Zuge dieser Arbeit wird jedoch weiterhin der Begriff Deswirler verwendet.

¹ Die Zunahme des mittleren Radius des Strömungskanals im Radialverdichterlaufrad bedingt einen entsprechenden Anstieg der Umfangsgeschwindigkeit wie bei einem Festkörperwirbel. Dabei steigen auch die absolute Strömungsgeschwindigkeit des Fluids und dessen Machzahl. Der Massendurchsatz ist bei einer festgelegten Eintrittsgeometrie durch das Auftreten einer transsonischen Strömung am Laufradaustritt limitiert.

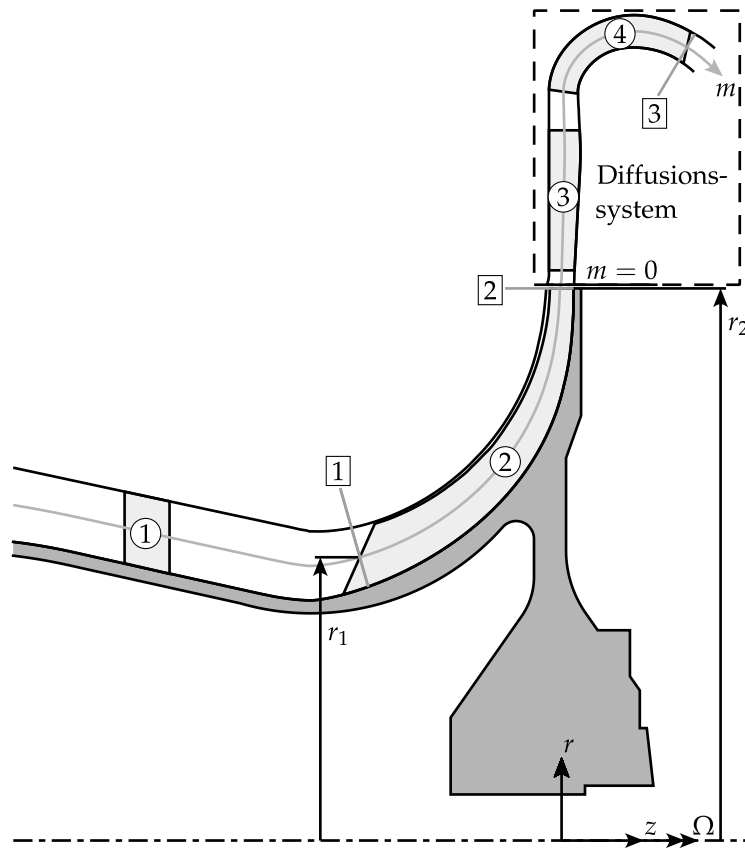


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der untersuchten Radialverdichterstufe

Weiterhin sind in der Abbildung folgende Ebenen und deren Bezeichnungen hervorgehoben, die für die thermodynamische Bilanzierung der einzelnen Komponenten wichtig sind

- ① Laufradeintritt,
- ② Laufradaustritt,
- ③ Stufenaustritt.

Darüber hinaus ist der Verlauf der Meridionalen Koordinate m angedeutet², die in der betrachteten z - r -Ebene den Kanalverlauf auf halber Schaufelhöhe wiedergibt.

Die Grundlage für das Verständnis der Arbeitsweise von Radialverdichterstufen bildet eine thermodynamische Bilanzierung des durchströmten Kanals zwischen den oben genannten Ebenen. Die Betrachtung erfolgt dabei nulldimensional, d. h. der Strömungszustand in einer Bilanzierungsebene wird als homogen angenommen³. Ausgangspunkt für die Bilanzierung ist jeweils der Totalzustand in den einzelnen Ebenen, also der Zustand, der sich nach einem isentropen Aufstau des strömenden

² Für die Meridionalen Koordinate m gilt $m = \int dm$, wobei $dm = \sqrt{(dz)^2 + (dr)^2}$. Das Koordinatenpaar (z, r) bezieht sich hierbei auf den Kanalverlauf auf halber Schaufelhöhe in der z - r -Ebene.

³ Bei Verwendung des Radius, der sich über die Kanalhöhe ändern kann, wird vom mittleren Radius, also dem Radius auf halber Kanalhöhe, ausgegangen.

Fluids ergeben würde. Auf diese Weise wird die kinetische Energie am Stufenaustritt nicht als Verlust betrachtet. Das Fluid wird als ideales Gas angesehen.

Am Anfang der folgenden Betrachtungen steht der erste Hauptsatz der Thermodynamik, der zwischen der Laufradeintrittsebene [1] und der Stufenaustrittsebene [3] in spezifischer Form^{4,5} aufgestellt wird

$$a + q = \Delta h + \frac{\Delta c^2}{2} = y + q + j + \frac{\Delta c^2}{2} = \Delta h_t. \quad (2.1)$$

Eine Änderung der potenziellen Energie ($\Delta e_{\text{pot}} = \Delta(\rho g z)$) wurde dabei vernachlässigt. Wird zusätzlich von einer adiabaten Zustandsänderung ($q = 0$) ausgegangen, resultiert

$$a = \Delta h_t = y + j + \frac{\Delta c^2}{2}. \quad (2.2)$$

Die zugeführte Arbeit a entspricht also der Totalenthalpieänderung Δh_t . Diese wiederum ist die Summe der Strömungsarbeit y , der Dissipation bzw. dem Verlust j und der Änderung der kinetischen Energie $\Delta c^2/2$. Die Strömungsarbeit y und die Änderung der kinetischen Energie $\Delta c^2/2$ lassen sich als nutzbringende Terme zur totalen Strömungsarbeit $y_t = y + \Delta c^2/2$ zusammenfassen, sodass der erste Hauptsatz folgende Form annimmt

$$a = \Delta h_t = y_t + j. \quad (2.3)$$

Im Folgenden werden die Terme des ersten Hauptsatzes (Gl. (2.3)) näher betrachtet und es werden entsprechende Kenngrößen abgeleitet, die der formalen Bewertung der Arbeitsweise einer Radialverdichterstufe dienen.

2.1.1 Arbeitseintrag

Die dem Fluid durch die Radialverdichterstufe zugeführte Arbeit a wird allein durch das Laufrad (LA) verrichtet. Dieses wird von einer Welle angetrieben, die wiederum von einer Turbine oder einer anderweitigen Antriebsmaschine angetrieben wird. Im Arbeitseintrag bzw. in der Schaufelarbeit a_{LA} kommt die Energieerhöhung des Fluids durch das Laufrad zum Ausdruck. Diese ist

$$a_{\text{LA}} = a = \Delta h_t = c_p \Delta T_t = c_p (T_{t3} - T_{t1}) = c_p T_{t1} \left(\frac{T_{t3}}{T_{t1}} - 1 \right). \quad (2.4)$$

Hierbei wurde davon ausgegangen, dass die Reibung des Fluids an Gehäuse und Rückwand des Laufrads vernachlässigt werden kann.

Zum Vergleich sowohl verschiedener Betriebspunkte einer Stufe als auch verschiedener Stufen untereinander bietet sich die Verwendung dimensionsloser Kenngrößen

⁴ In dieser Arbeit wird ausschließlich die spezifische Form des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik und der darin vorkommenden Größen betrachtet.

⁵ Prozessgrößen ohne Index beziehen sich im Rahmen dieser Arbeit immer auf die Zustandsänderung über die gesamte Stufe.

an. So wird statt der Totalenthalpieänderung Δh_t oftmals die Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$ oder das Totaltemperaturverhältnis (engl. *total temperature ratio*, kurz TTR) τ_{tt} verwendet

$$\Psi_{h,t} = \frac{\Delta h_t}{u_{2/2}^2/2}, \quad (2.5)$$

$$\tau_{tt} = \frac{T_{t3}}{T_{t1}}. \quad (2.6)$$

Beide Größen lassen sich durch folgende Beziehung ineinander umrechnen

$$\Psi_{h,t} = \frac{c_p T_{t1}}{u_{2/2}^2/2} (\tau_{tt} - 1). \quad (2.7)$$

2.1.2 Druckaufbau

Nur ein Teil der Totalenthalpieerhöhung des Fluids hat eine nutzbringende Wirkung. Der Nutzen ist im betrachteten Fall ein Anstieg des Totaldrucks. Bei der verlustbehafteten Durchströmung des Diffusionssystems nimmt der Totaldruck lokal wieder ab. Der Teil der Totalenthalpieerhöhung, der den über die Stufe erhöhten Totaldruck zum Ausdruck bringt, ist die spezifische totale Strömungsarbeit der Stufe y_t . Sie ist definiert als

$$y_t = \int_1^3 RT_t \frac{dp_t}{p_t} = \frac{n}{n-1} RT_{t1} \left[\left(\frac{p_{t3}}{p_{t1}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (2.8)$$

Dabei ist n der Polytropenexponent der Zustandsänderung zwischen den Totalzuständen an Laufradeintritt [1] und Stufenaustritt [3].

In Analogie zur Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$ und zum Totaltemperaturverhältnis τ_{tt} lassen sich auch für den Druckaufbau eine Stufentotaldruckkenngroße $\Psi_{y,t}$ und ein Stufentotaldruckverhältnis (engl. *total pressure ratio*, kurz TPR) π_{tt} bilden

$$\Psi_{y,t} = \frac{y_t}{u_{2/2}^2/2}, \quad (2.9)$$

$$\pi_{tt} = \frac{p_{t3}}{p_{t1}}. \quad (2.10)$$

Zwischen diesen beiden Größen gilt folgende Korrespondenz

$$\Psi_{y,t} = \frac{n}{n-1} \frac{RT_{t1}}{u_{2/2}^2/2} \left(\pi_{tt}^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right). \quad (2.11)$$

2.1.3 Wirkungsgrad

Nachdem nur ein Teil der am Fluid verrichteten Arbeit auch zu einer nutzbringenden Totaldruckerhöhung führt, ist es sinnvoll, beide Größen zueinander in Beziehung zu

setzen. So kann in Form eines Wirkungsgrads die „Qualität“ der Zustandsänderung über die Stufe ausgedrückt werden.

Hierfür kommen grundsätzlich zwei Wege in Frage, die jeweils auf der Betrachtung von Vergleichsprozessen hinsichtlich der tatsächlichen Zustandsänderung (ZÄ) beruhen. In Abbildung 2.2 ist zur Veranschaulichung der folgenden Ausführungen ein h,s -Diagramm der total-zu-totalen Zustandsänderung über eine Verdichterstufe vom Zustand (1t) am Stufeneintritt zum Zustand (3t) am Stufenaustritt dargestellt.

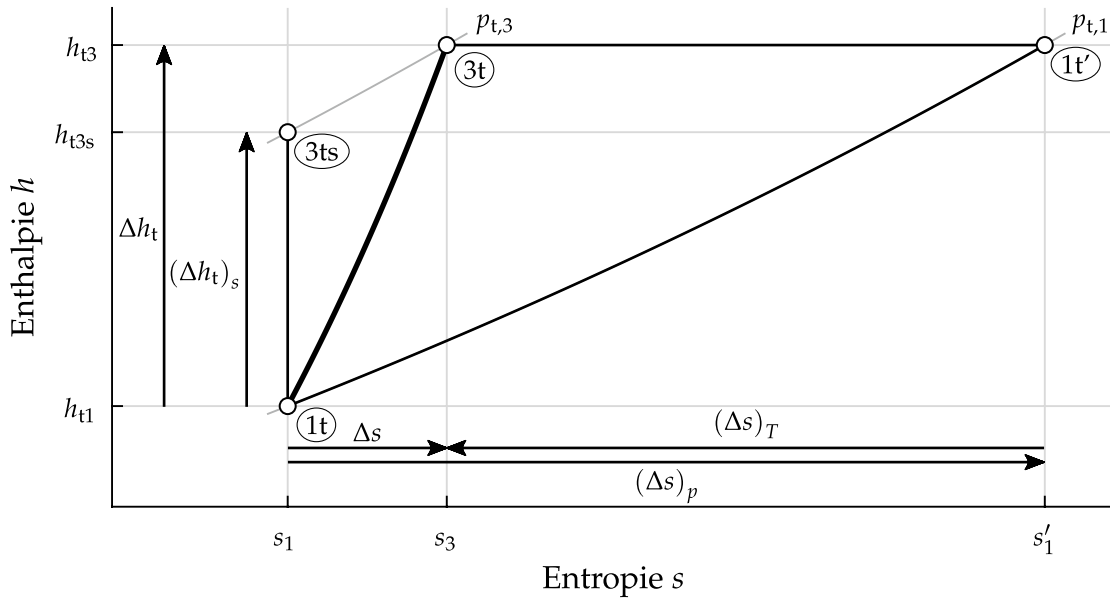


Abbildung 2.2: h,s -Diagramm der Zustandsänderung über eine Verdichterstufe und der Vergleichsprozesse zur Definition von polytropem und isentropem Verdichterwirkungsgrad

Im Falle des isentropen Verdichterwirkungsgrads wird die Zustandsänderung über die Stufe mit einer isentropen Zustandsänderung verglichen (s. ZÄ von (1t) nach (3ts) in Abb. 2.2). Da bei diesem isentropen Vergleichsprozess keinerlei Dissipation der zugeführten Arbeit auftritt, ist dessen Totalenthalpieänderung zur Erreichung des Stufenaustrittstotaldrucks geringer als im Falle der realen Zustandsänderung. Der total-zu-totale isentrope Stufenverdichterwirkungsgrad setzt die Totalenthalpieänderungen des isentropen Vergleichsprozesses und des realen Prozesses wie folgt in Beziehung

$$\eta_{Vs,tt} = \frac{(\Delta h_t)_s}{\Delta h_t} = \frac{c_p (\Delta T_t)_s}{c_p \Delta T_t} = \frac{T_{t1} ((\tau_{tt})_s - 1)}{T_{t1} (\tau_{tt} - 1)} = \frac{\pi_{tt}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\tau_{tt} - 1}. \quad (2.12)$$

Für den polytropen Verdichterwirkungsgrad wird die Zustandsänderung über die Stufe in einen isobaren und einen isenthalpen bzw. isothermen Vergleichsprozess aufgeteilt (s. ZÄ von (1t) nach (1t') und ZÄ von (1t') nach (3t) in Abb. 2.2). Betrachtet werden dabei deren Entropieänderungen. Der total-zu-totale polytrope Stufenver-

dichterwirkungsgrad ist definiert als

$$\eta_{Vp,tt} = -\frac{(\Delta s_t)_T}{(\Delta s_t)_p} = \frac{R \ln \pi_{tt}}{c_p \ln \tau_{tt}} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{\ln \pi_{tt}}{\ln \tau_{tt}} = \frac{\ln \pi_{tt}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{\ln \tau_{tt}}. \quad (2.13)$$

Der total-zu-totale polytrope Stufenverdichterwirkungsgrad $\eta_{Vp,tt}$ lässt sich auch mithilfe der totalen Strömungsarbeit der Stufe y_t bzw. der Stufentotaldruckkenngröße $\Psi_{y,t}$ sowie der Totalenthalpiezunahme Δh_t bzw. der Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}$ ausdrücken

$$\eta_{Vp,tt} = \frac{y_t}{\Delta h_t} = \frac{\Psi_{y,t}}{\Psi_{h,t}}. \quad (2.14)$$

2.1.4 Durchflussskenngröße

Die vorangegangenen Betrachtungen hinsichtlich der Kenngrößen bezogen sich auf die Zustandsänderung über eine Verdichterstufe an einem beliebigen aber festen Betriebspunkt. Solch ein Betriebspunkt ist neben den bereits vorgestellten Kenngrößen weiterhin durch seinen Massendurchsatz charakterisiert. Der Massendurchsatz oder Massenstrom der Stufe \dot{m} bleibt, sofern an keiner Stelle innerhalb der Stufe ein Teilmassenstrom entnommen oder zugeführt wird, konstant

$$\dot{m} = \text{konst.} \quad (2.15)$$

Für den Stufenmassenstrom gilt weiterhin an einer beliebigen Stelle entlang des Strömungspfads

$$\dot{m} = \rho c A = \rho c_m A_m = \text{konst.} \quad (2.16)$$

Darin ist c_m die lokale Meridionalgeschwindigkeit, also die Projektion des lokalen Geschwindigkeitsvektors in Meridionalrichtung ($c_m = c \sin \alpha^6$) und A_m die lokale Ringraum- oder Annulusquerschnittsfläche⁷ ($A_m = \frac{A}{\sin \alpha}$). Das Produkt aus Massendichte und Absolutgeschwindigkeit ρc wird als Massenstromdichte (Massenstrom je Einheitsfläche) bezeichnet, das Produkt ρc_m als meridionale Massenstromdichte.

Zum Vergleich verschiedener Stufen im Hinblick auf ihren Massendurchsatz ist eine Entdimensionalisierung des Massenstroms notwendig. Wird der Massenstrom durch die Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt geteilt, resultiert die sogenannte Durchflussskenngröße

$$\varphi = \frac{c_m}{u_2}. \quad (2.17)$$

Die Durchflussskenngröße φ hat den Nachteil, dass Messungen an ein und derselben Verdichterstufe bei unterschiedlichen Eintrittsrandbedingungen schwer vergleichbare

⁶ Bei dieser Definition wird vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeitskomponente in Spannweitenrichtung n verschwindet ($c_n = 0$).

⁷ Für die Annulusquerschnittsfläche gilt gemäß der ersten Guldinschen Regel $A_m = 2\pi r h$. Dabei ist h die Höhe des Strömungskanal senkrecht zur Meridionalrichtung.

Resultate liefern. So können beispielsweise Messungen bei verschiedenen Eintrittstemperaturen und gleicher Durchflusskenngröße in unterschiedlichen Totaldruckverhältnissen resultieren. Um eine direkte Vergleichbarkeit unterschiedlicher Resultate zu sicherzustellen, werden Kenngrößen eingesetzt, die eine Machsche Ähnlichkeit der Strömung innerhalb der Stufe gewährleisten.

2.1.5 Mach-ähnliche Kenngrößen

Bei Radialverdichterstufen handelt es sich um thermische Turbomaschinen, bei denen die Kompressibilität des sie durchströmenden Fluids einen maßgeblichen Einfluss auf ihre Arbeitsweise hat. Durch die Gewährleistung der Machschen Ähnlichkeit der Stufendurchströmung wird dieser Tatsache Rechnung getragen und es kann selbst bei verschiedenen thermodynamischen Eintrittsrandbedingungen eine Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messungen sichergestellt werden.

Wie in Anhang A.1 nachvollzogen werden kann, ist eine Machsche Ähnlichkeit der Stufendurchströmung genau dann gegeben, wenn der reduzierte Massenstrom \dot{m}_{red} und die reduzierte Drehzahl N_{red} bei zwei zu vergleichenden Messungen identisch sind.

Der reduzierte Massenstrom spiegelt in erster Linie die Machzahl der Strömung in Meridionalrichtung wider. Er ist wie folgt definiert

$$\dot{m}_{\text{red}} = \frac{\dot{m} \sqrt{\frac{T_{\text{tl}}}{T_{\text{ISA}}}}}{\frac{p_{\text{tl}}}{p_{\text{ISA}}}}. \quad (2.18)$$

Die Größen $T_{\text{ISA}} = 288,15 \text{ K}$ und $p_{\text{ISA}} = 1,01325 \text{ bar}$ sind dabei die Temperatur und der Druck der internationalen Standardatmosphäre (ISA).

Die reduzierte Drehzahl repräsentiert in erster Linie die mit der Umfangsgeschwindigkeit am Laufradeintritt gebildete Machzahl. Sie ist wie folgt definiert

$$N_{\text{red}} = \frac{N}{\sqrt{\frac{T_{\text{tl}}}{T_{\text{ISA}}}}}. \quad (2.19)$$

2.2 Komponenten der Radialverdichterstufe

Die Zustandsänderungsgrößen und die aus ihnen abgeleiteten Kenngrößen sind über den Betriebsbereich einer Verdichterstufe bei sich änderndem Massendurchsatz und sich ändernder Drehzahl wiederum Variationen unterworfen, die die Verdichterstufe in einzigartiger Weise thermodynamisch charakterisieren und somit ihr Betriebsverhalten widerspiegeln. Da die Zustandsänderungsgrößen vom Strömungszustand innerhalb der Stufe und damit auch innerhalb der einzelnen Stufenkomponenten

abhängig sind, wird im Folgenden auf die Durchströmung der einzelnen Stufenkomponenten eingegangen.

2.2.1 Laufrad und Arbeitsumsetzung

Das Laufrad, auch als Rotor oder im Fall einer Radialverdichterstufe als Impeller bezeichnet, hat die Aufgabe, dem es durchströmenden Fluid Energie zuzuführen. Dies geschieht, indem es unter Aufbringung der Wellenleistung seiner Antriebswelle mithilfe seiner Beschaufelung Arbeit am Fluid verrichtet. Im Folgenden wird diese Arbeitsumsetzung zunächst idealisiert betrachtet. Anschließend wird die wesentlich komplexere reale Laufraddurchströmung erläutert, die durch in der Realität auftretende viskose aber auch reibungsfreie Phänomene beeinflusst wird.

2.2.1.1 Idealisierte Laufradströmung

Wird der Prozess der Energieerhöhung über das Laufrad als eine adiabate Zustandsänderung betrachtet und dabei die Reibung, die am Gehäuse und an der Rückwand des Laufrads auftritt, vernachlässigt, lässt sich die Erhöhung der Totalenthalpie des Fluids im Laufrad Δh_t durch die Euler-Turbomaschinengleichung zum Ausdruck bringen

$$\Delta h_t = a = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (2.20)$$

Die Änderung der Totalenthalpie Δh_t über das Laufrad lässt sich auch mithilfe der Änderung der statischen Enthalpie über das Laufrad $(\Delta h)_{LA}$ ausdrücken

$$\Delta h_t = (\Delta h)_{LA} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}. \quad (2.21)$$

Die Energieerhöhung über das Laufrad lässt sich also in einen statischen Anteil $(\Delta h)_{LA}$ sowie die Erhöhung der kinetischen Energie $\Delta c^2/2$ aufteilen. Die statische Enthalpieänderung beinhaltet nach Gleichung (2.2) sowohl die nutzbringende spezifische Strömungsarbeit y_{LA} , in der die statische Druckerhöhung zum Ausdruck kommt, als auch die Dissipation j_{LA}

$$(\Delta h)_{LA} = y_{LA} + j_{LA}. \quad (2.22)$$

Die statische Enthalpieerhöhung über das Laufrad $(\Delta h)_{LA}$ ist durch die polytrope Zustandsänderung im Laufrad mit dem statischen Druckverhältnis p_2/p_1 verknüpft. Die Kombination mit Gleichung (2.20) liefert

$$(\Delta h)_{LA} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (2.23)$$

Hieraus wird deutlich, dass der statische Druck p über das Laufrad aufgrund der Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit $\Delta u^2/2$ (Zentrifugaleffekt) und der Verzögerung der Relativgeschwindigkeit $-\Delta w^2/2$ wächst. Gerade der Zentrifugaleffekt hat bei Radialverdichterstufen aufgrund des entlang des Strömungspfads zunehmenden Radius einen signifikanten Anteil an der Energieerhöhung und ist der Grund für deren höhere Leistungsdichte im Vergleich zu Axialverdichterstufen.

Das Konzept des Enthalpiereaktionsgrads ρ_h gestattet eine relative Betrachtung der einzelnen Terme der Energieumsetzung. So setzt der totale Enthalpiereaktionsgrad $\rho_{h,t}$ die Änderung der statischen Enthalpie über das Laufrad $(\Delta h)_{LA}$ ins Verhältnis zur totalen Enthalpieänderung über das Laufrad Δh_t

$$\rho_{h,t} = \frac{(\Delta h)_{LA}}{\Delta h_t} \quad (2.24)$$

und sagt damit aus, welcher Anteil der im Laufrad zugeführten Energie zur Erhöhung des statischen Drucks beiträgt. Der verbleibende Teil der Totalenthalpieerhöhung entspricht der Zunahme der kinetischen Energie des Fluids.

Der totale Enthalpiereaktionsgrad $\rho_{h,t}$ lässt sich anhand von Gleichung (2.23) weiter in einen Anteil aufgrund des Zentrifugaleffekts

$$\rho_{h,t,ZE} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2\Delta h_t} \quad (2.25)$$

sowie einen Anteil aufgrund der Verzögerung der Relativgeschwindigkeit $-\Delta w^2/2$

$$\rho_{h,t,RV} = -\frac{w_2^2 - w_1^2}{2\Delta h_t} \quad (2.26)$$

zerlegen. Gemäß Gleichung (2.23) gilt entsprechend

$$\rho_{h,t} = \rho_{h,t,ZE} + \rho_{h,t,RV}. \quad (2.27)$$

Die Form $\Delta h_t = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}$ von Gleichung (2.20) zeigt, dass die Energieerhöhung über das Laufrad maßgeblich auf die Erhöhung der Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit c_u , also eine Erhöhung des Dralls, zurückzuführen ist. Bei einer festen Verdichterdrehzahl sind die Umfangsgeschwindigkeiten am Ein- und Austritt des Laufrads durch seine Geometrie festgelegt. Die verbleibenden Einflussparameter auf die Arbeitsumsetzung im Laufrad sind die Umfangskomponenten der Absolutgeschwindigkeit c_{u1} und c_{u2} .

Durch ein verstellbares Vorleitrad, wie es in der in dieser Arbeit untersuchten Stufe implementiert ist, kann c_{u1} , also der Vordrall, variiert werden. Ein negativer Vordrall ($c_{u1} < 0$) vergrößert dabei die Arbeitsumsetzung, während ein positiver Vordrall ($c_{u1} > 0$) sie reduziert. Insofern fungiert ein verstellbares Vorleitrad als Stufenregelanorgan.

Nach Vorgabe eines Vordralls ist die Arbeitsumsetzung der Stufe nur noch von c_{u2} abhängig. Diese Abhängigkeit soll im Folgenden detaillierter erläutert werden. Der Einfachheit halber wird dabei von einem verschwindenden Vordrall ($c_{u1} = 0$), der durch entsprechende Einstellung des verstellbaren Vorleitrads im betrachteten Betriebspunkt realisiert werden kann, ausgegangen. Außerdem wird eine konstante Durchflusskennzahl ($\varphi_2 = \varphi_1 = \varphi = \text{konst.}$), die wiederum durch entsprechende Gestaltung der Strömungskanalgeometrie gewährleistet werden kann, angenommen. Gemäß der Kontinuitätsgleichung (Gl. (2.16)) muss für eine gleichbleibende Durchflusskenngröße zwischen Ein- und Austritt des Laufrads $A_2/A_1 = \rho_1/\rho_2$ gelten.

Wird Gleichung (2.20) in Form der Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}$ ausgedrückt, resultiert die Form

$$\Psi_{h,t} = 2 \left(1 + \frac{\varphi}{\tan \beta_2} \right). \quad (2.28)$$

Darin ist β_2 der relative Strömungswinkel am Laufradaustritt, der die Abhängigkeit der Arbeitsumsetzung vom Laufradaustrittsdrall zum Ausdruck bringt und von der Umfangsrichtung aus positiv gemessen wird. Er wird in erster Linie durch die Laufradbeschaufelung, genauer gesagt durch den Metallwinkel an der Schaufelhinterkante des Laufrads, vorgegeben.

Die Auswirkung der Variation des Metallwinkels der Schaufelhinterkante kann nun unter der Annahme einer der Schaufelsehne folgenden Strömung an einem Betriebspunkt mit beliebiger aber fester Durchflusskennzahl $\varphi = \varphi^*$ untersucht werden. Hierzu wird Gleichung (2.28) für beliebig festgelegte Werte der Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}^*$ nach dem relativen Schaufelabströmwinkel β_2 aufgelöst

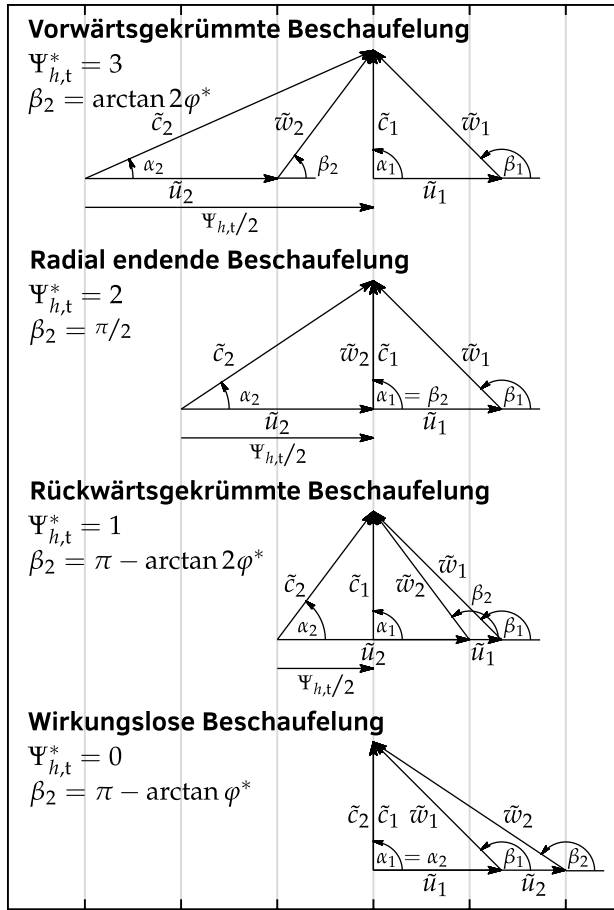
$$\tan \beta_2 = \frac{\varphi^*}{\frac{\Psi_{h,t}^*}{2} - 1}. \quad (2.29)$$

So lassen sich beispielsweise folgende Fälle ableiten

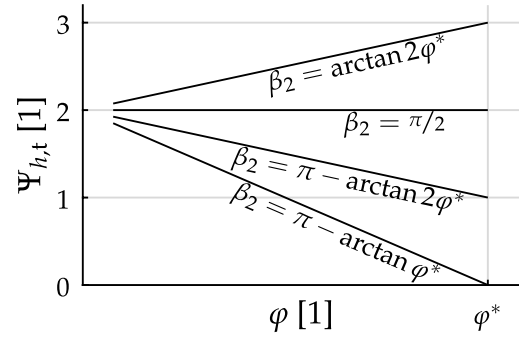
1. $\Psi_{h,t}^* = 3 \Rightarrow \beta_2 = \arctan 2\varphi^* < \frac{\pi}{2}$: Vorwärtsgekrümmte Beschaufelung,
2. $\Psi_{h,t}^* = 2 \Rightarrow \beta_2 = \frac{\pi}{2}$: Radial endende Beschaufelung,
3. $\Psi_{h,t}^* = 1 \Rightarrow \beta_2 = \pi - \arctan 2\varphi^* > \frac{\pi}{2}$: Rückwärtsgekrümmte Beschaufelung und
4. $\Psi_{h,t}^* = 0 \Rightarrow \beta_2 = \pi - \arctan \varphi^* > \frac{\pi}{2}$: Wirkungslose Beschaufelung.

Die Geschwindigkeitsdreiecke der Radialverdichterstufe, die für diese vier Fälle resultieren, sind in Abbildung 2.3 (a) dargestellt.

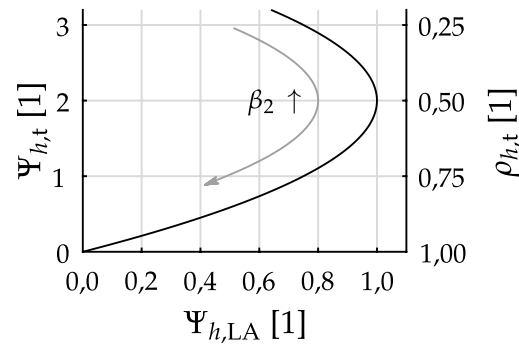
Abbildung 2.3 (b) zeigt die Verläufe der Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}$ in Abhängigkeit der Durchflusskenngröße φ . Für radial endende Schaufeln mit $\beta_2 = \pi/2$ ändert sich die Totalenthalpiekenngröße nicht. Bei kleineren relativen Laufradabströmwinkeln (vorwärtsgekrümmte Beschaufelung) hat die Arbeitscharakteristik einen positiven Anstieg, bei größeren relativen Laufradabströmwinkeln (rückwärtsgekrümmte Beschaufelung) hat sie einen negativen Anstieg. Für die wirkungslose Beschaufelung wird die Totalenthalpiekenngröße bei $\varphi = \varphi^*$ zu Null.



(a) Normierte Geschwindigkeitsdreiecke in Abhängigkeit des relativen Laufradabströmwinkels β_2 (\tilde{x} : Normierung von x auf u_2)



(b) Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$ als Funktion der Durchflusskenngroße φ für verschiedene relative Laufradabströmwinkel β_2



(c) Zusammenhang zwischen Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$, statischer Laufradenthalpiekenngroße $\Psi_{h,LA}$ und totalen Enthalpiereaktionsgrad $\rho_{h,t}$

Abbildung 2.3: Arbeitsumsetzung im Laufrad in Abhängigkeit des relativen Abströmwinkels β_2 für $c_{u1} = 0$ und $\varphi = \text{konst.}$

Der totale Enthalpiereaktionsgrad wird für den betrachteten vereinfachten Fall ($c_{u1} = 0$, $\varphi = \text{konst.}$) zu

$$\rho_{h,t} = 1 - \frac{\Psi_{h,t}}{4}. \quad (2.30)$$

Wird die rechte Seite von Gleichung (2.30) in die allgemeine Definition des totalen Reaktionsgrads nach Gleichung (2.24) eingesetzt und weiterhin die Definition der Totalenthalpiekenngroße nach Gleichung (2.5) verwendet, resultiert die Gleichung

$$\Psi_{h,LA} = \left(1 - \frac{\Psi_{h,t}}{4}\right) \Psi_{h,t}. \quad (2.31)$$

Dabei ist $\Psi_{h,LA} = 2(\Delta h)_{LA}/u_2^2$ die Laufradenthalpiekenngroße. Abbildung 2.3 (c) verdeutlicht die Zusammenhänge zwischen der Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$, dem totalen Enthalpiereaktionsgrad $\rho_{h,t}$ und der Laufradenthalpiekenngroße $\Psi_{h,LA}$.

Aus Gleichung (2.31) folgt, dass $\Psi_{h,LA}$ für $\Psi_{h,t} = 2$ maximal wird ($\Psi_{h,LA,max} = 1$). Dabei nimmt der totale Enthalpiereaktionsgrad gemäß Gleichung (2.30) den Wert 0,5 an. Das heißt, dass ein relativer Anteil der statischen Enthalpieerhöhung im Laufrad von 50 % bezogen auf die Totalenthalpieerhöhung des Laufrads das absolute Maximum der statischen Enthalpieerhöhung darstellt. Dies ist im betrachteten Fall für die radial endende Beschaukelung mit $\beta_2 = \pi/2$ gegeben. Dabei wird nach Gleichung (2.23) die statische Druckerhöhung maximal. Bei kleineren und größeren relativen Laufradabströmwinkeln ist die Zunahme der kinetischen Energie über das Laufrad $\Delta c^2/2$ dementsprechend größer als die aus der statischen Druckerhöhung resultierende statische Enthalpieerhöhung.

Werden für eine radial endende Beschaukelung die totalen Enthalpiereaktionsgrade aufgrund des Zentrifugaleffekts und aufgrund der Verzögerung der Relativgeschwindigkeit nach den Gleichungen (2.25) und (2.26) betrachtet, resultieren

$$\rho_{h,t,ZE} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{u_2^2 \Psi_{h,t}} = \frac{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{\Psi_{h,t}} \quad (2.32)$$

und bei konstanter Durchflusskenngröße und verschwindendem Vordrall

$$\rho_{h,t,RV} = -\frac{w_2^2 - w_1^2}{u_2^2 \Psi_{h,t}} = -\frac{\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{\Psi_{h,t}}. \quad (2.33)$$

Für eine beispielhaft gewählte radial endende Beschaukelung mit $r_1/r_2 = 2/3$, für die die Geschwindigkeitsdreiecke in Abbildung 2.3 (a) dargestellt sind, ergeben sich $\rho_{h,t,ZE} = 0,28$ und $\rho_{h,t,RV} = 0,22$. Das heißt, knapp ein Drittel der Totalenthalpieerhöhung entfällt in diesem Fall auf die Zunahme des statischen Drucks aufgrund des Zentrifugaleffekts.

2.2.1.2 Reale Laufradströmung

Die vorangegangenen Ausführungen gelten insbesondere im Hinblick auf die Laufradabströmung nur für homogene Strömungen. In der Realität führen bei der Durchströmung des Laufrads jedoch verschiedenste Einflüsse zu einer sehr ungleichförmigen Verteilung der Zustandsgrößen am Laufradaustritt und zu einer Abweichung des relativen Laufradabströmwinkels β_2 vom Metallwinkel der Schaufelhinterkante des Laufrads. Diese Einflüsse werden im Folgenden näher erläutert.

Die stationäre reibungsfreie Betrachtung der Strömung durch ein Radialverdichterslaufrad führt unter Vernachlässigung der Erdbeschleunigung auf folgende Form des Impulserhaltungssatzes

$$-\frac{\nabla p}{\rho} = \underbrace{w \frac{\partial w}{\partial s} \vec{s}}_{\textcircled{1}} + \underbrace{\frac{w^2}{R} \vec{n}_R}_{\textcircled{2}} + \underbrace{2 \left(\vec{\Omega} \times \vec{w} \right)}_{\textcircled{3}} - \underbrace{\Omega^2 \vec{r}}_{\textcircled{4}}. \quad (2.34)$$

Darin ist Ω die Winkelgeschwindigkeit des Relativsystems. Der Druckgradient innerhalb einer Laufradpassage ist dementsprechend abhängig von folgenden Termen

- ① Verzögerung der Relativgeschwindigkeit w entlang der Stromlinienkoordinate s ,
- ② Fliehkraft aufgrund der Stromlinienkrümmung in der Schaufel-zu-Schaufel- und in der Nabe-zu-Gehäuse-Ebene mit lokalem Krümmungsradius R ,
- ③ Corioliskraft und
- ④ Fliehkraft als Reaktion auf die Zentripetalbeschleunigung.

Die komplexe Geometrie der langen, in zwei Richtungen gekrümmten Strömungskanäle von Radialverdichterlaufrädern begünstigt die Entstehung von Wirbeln. Das Fehlen eines Deckbandes wie im Falle des in dieser Arbeit untersuchten Laufrads führt durch die resultierende Überströmung des Schaufelspitzenspalts zu einer weiteren Zunahme der Komplexität der Laufradströmung.

Relativer Kanalwirbel

Schon die reibungsfreie Betrachtung führt zu einer Sekundärbewegung, dem sogenannten relativen Kanalwirbel. Für die reibungsfreie Durchströmung des Laufrads gilt die Rotationsfreiheit der Absolutgeschwindigkeit

$$\vec{\nabla} \times \vec{c} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} + \vec{w}) = \vec{0}. \quad (2.35)$$

Für die Rotation der Relativgeschwindigkeit folgt damit direkt

$$\vec{\nabla} \times \vec{w} = -\vec{\nabla} \times \vec{u} = -\vec{\nabla} \times (\Omega \vec{e}_z \times r \vec{e}_r) = -\vec{\nabla} \times (\Omega r \vec{e}_\varphi) = -2\Omega \vec{e}_z. \quad (2.36)$$

Der relative Kanalwirbel dreht folglich mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit entgegen der Rotationsrichtung des Laufrads. Dabei reduziert er die Strömungsgeschwindigkeit an der Druckseite, während er sie an der Saugseite erhöht, wodurch sich ein von der Druck- zur Saugseite ansteigendes Geschwindigkeitsprofil ergibt (s. Abb. 2.4). Der relative Kanalwirbel hat am Laufradaustritt eine Reduktion der Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit w_{u2} zur Folge. Effektiv steigt also der relative Laufradabströmwinkel β_2 , was nach Gleichung (2.28) wiederum ein Absinken der Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}$ bewirkt. Bei diesem potenzialtheoretischen Phänomen wird von der sogenannten Minderumlenkung und der aus ihr resultierenden Minderleistung gesprochen. Konstruktiv kann ihr mit einer größeren Schaufelzahl sowie der sogenannten Winkelübertreibung, also der Verkleinerung des Metallwinkels der Hinterkante, begegnet werden. Bei berücksichtigter Minderumlenkung liegt so der gewünschte relative Abströmwinkel vor.

Werden die real vorhandene Reibung und die mit ihr einhergehenden Grenzschichten an den Wänden der Strömungskanäle im Laufrad berücksichtigt, lässt sich die Entstehung weiterer Wirbel erklären. Im Folgenden werden die Entstehungsmechanismen dieser Wirbel erläutert.

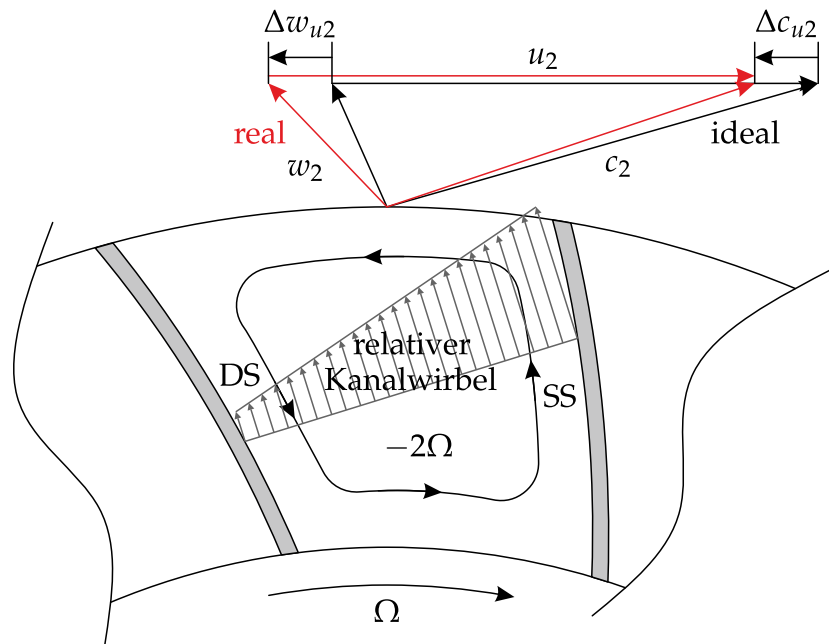


Abbildung 2.4: Relativer Kanalwirbel und Minderumlenkung

Passagenwirbel

Die Stromlinienkrümmung in der Schaufel-zu-Schaufel-Ebene induziert eine zum Quadrat der Relativgeschwindigkeit proportionale Fliehkraft, die zur Druckseite der Beschaukelung gerichtet ist. Die Wirkung dieser Fliehkraft wird durch einen entsprechenden negativen Druckgradienten von der Druck- zur Saugseite ausgeglichen, sodass die Fluidpartikel auf ihren Bahnen bleiben. An den Grenzschichten von Nabe und Gehäuse sinkt die Relativgeschwindigkeit und mit ihr die Fliehkraft aufgrund der Stromlinienkrümmung, wohingegen der negative Druckgradient zwischen Druck- und Saugseite durch die Hauptströmung in der Kanalmitte aufgeprägt wird. In der Folge kommt es zu Ausgleichsbewegungen an Nabe und Gehäuse von der Druck- zur Saugseite. Diese Ausgleichsbewegungen werden wiederum in der Kanalmitte durch eine entsprechende Fluidbewegung von der Saug- zur Druckseite ausgeglichen. Das Resultat ist ein Paar von Passagenwirbeln.

Schaufeloberflächenwirbel

Der Übergang vom axialen zum radialen Kanalverlauf im Laufrad führt zu einer Stromlinienkrümmung in meridionaler Richtung, also in der Nabe-zu-Gehäuse-Ebene. Analog zum Passagenwirbelpaar stehen hier in der Hauptströmung die zur Nabe weisende Fliehkraft und der negative Druckgradient von der Nabe zum Gehäuse im Gleichgewicht. In den Grenzschichten an der Beschaukelung kommt es jedoch zu Ausgleichsbewegungen von der Nabe zum Gehäuse. Auch hier findet in der Kanalmitte wieder ein Ausgleich in der entgegengesetzten Richtung statt. Es entsteht ein Paar von Schaufeloberflächenwirbeln.

Coriolis-Wirbel

Im radial verlaufenden Austrittsbereich des Laufrads hat die Corioliskraft einen signifikanten Einfluss auf die Strömung, da der Vektor der Relativgeschwindigkeit nahezu senkrecht zur Laufradrotationsachse verläuft. Die zur Relativgeschwindigkeit proportionale Corioliskraft wirkt hier hauptsächlich entgegen der Umfangsrichtung, also in Richtung der Druckseite. Wie schon beim Passagenwirbel steht dieser Kraft der negative Druckgradient von der Druck- zur Saugseite gegenüber, wodurch die Fluidpartikel auf ihren Bahnen gehalten werden. Aufgrund der kleineren Relativgeschwindigkeit in den Grenzschichten an Nabe und Gehäuse und der daraus resultierenden kleineren Corioliskraft, kommt es hier durch den Druckgradienten wieder zu Ausgleichsbewegungen von der Druck- zur Saugseite. In der Kanalmitte werden diese wieder ausgeglichen. Die resultierende Bewegung ist ein Paar sogenannter Coriolis-Wirbel. Diese haben jeweils den gleichen Drehsinn wie das Passagenwirbelpaar.

Die Überlagerung der vorgestellten Sekundärbewegungen führt zu einer Akkumulation des niederenergetischen Grenzschichtfluids in der Ecke zwischen Saugseite und Gehäuse. In diesem Bereich liegt eine stark aufgedickte Grenzschicht vor, was zu einer hohen Ablöseneigung der Strömung führt.

Die in dieser Arbeit untersuchte Radialverdichterstufe hat ein deckbandloses Laufrad, wodurch ein Spalt zwischen den rotierenden Schaufelspitzen und dem stehenden Gehäuse entsteht. Aufgrund des negativen Druckgradienten von der Druck- zur Saugseite kommt es im Schaufelspitzenbereich zu einer Überströmung, die sich in der Kernströmung in Form des sogenannten Spaltwirbels aufrollt. Dieser sorgt für eine zusätzliche Destabilisierung des hochbelasteten Bereichs zwischen Saugseite und Gehäuse. Weiterhin kommt es durch die Wandhaftbedingung zu einer Schleppwirkung des sich relativ zum Laufrad entgegengesetzt drehenden Gehäuses. Diese wirkt der überlagerten Ausgleichsbewegung von der Druck- zur Saugseite durch Passagen- und Coriolis-Wirbel entgegen.

Im Resultat ergibt sich für die Strömung am Austritt eines deckbandlosen Radialverdichterlaufrads ein sehr komplexes Bild, das für eine Untersuchung der Wechselwirkung mit einem nachfolgenden Diffusionssystem differenziert betrachtet werden muss. So wird das Strömungsfeld am Laufradaustritt gemäß dem sogenannten *Jet-Wake*-Modell in zwei Zonen eingeteilt: der hochbelastete Bereich zwischen Saugseite und Gehäuse wird als Totwassergebiet (engl. *Wake*) bezeichnet; der verbleibende Bereich wird als Strahlgebiet (engl. *Jet*) bezeichnet.

Abbildung 2.5 (a) zeigt das resultierende Strömungsfeld am Laufradaustritt. Aus ihr gehen auch die dominierenden Sekundärbewegungen hervor: das energiereiche Fluid des Strahlgebiets mit hoher Relativgeschwindigkeit auf mittlerer Kanalhöhe wird aufgrund der Corioliskraft tendenziell von der Saug- zur Druckseite transportiert ①, während das energiearme Fluid des Totwassergebiets mit niedriger Relativgeschwindigkeit in Gehäusenähe von der Druck- zur Saugseite transportiert wird ②. Beide Bewegungen können auch als Resultat eines einzigen dominierenden Wirbels, dessen Rotationsachse in Strömungsrichtung weist ③ betrachtet werden.

Abbildung 2.5 (b) verdeutlicht die Zusammenhänge in der Schaufel-zu-Schaufel-Ebene. Die Tendenz der Minderumlenkung, die schon durch den relativen Kanalwirbel gegeben ist, wird durch die Corioliskraft im Strahlgebiet noch verstärkt, wie anhand der Geschwindigkeitsdreiecke erkennbar ist. Dort ist der relative Abströmwinkel entsprechend größer als im Totwassergebiet. Im Absolutsystem ist die Strömungsgeschwindigkeit und damit die kinetische Energie im Totwassergebiet größer als im Strahlgebiet. Der absolute Strömungswinkel im Totwassergebiet ist flacher.

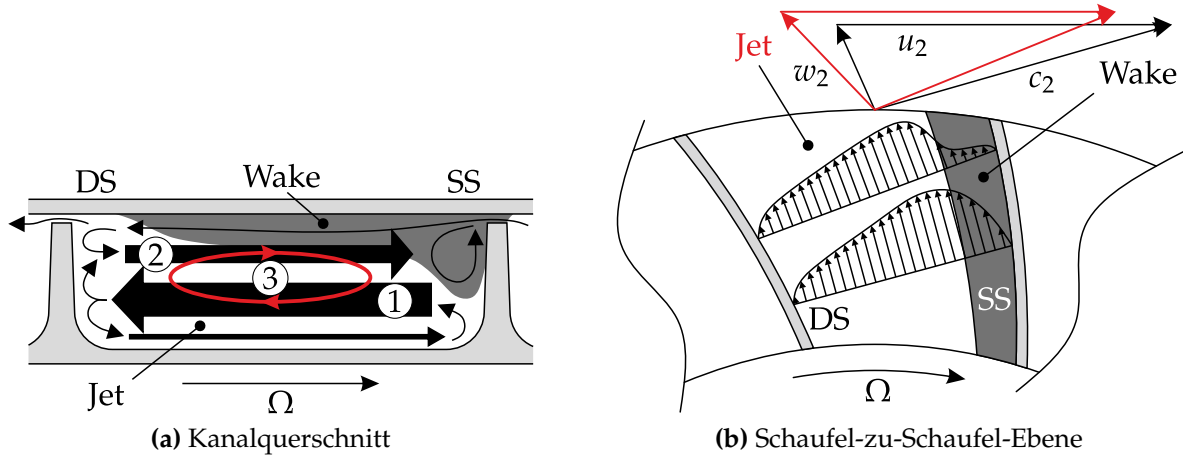


Abbildung 2.5: Strömungsfeld am Laufradaustritt

Die Sekundärströmungen der Laufraddurchströmung führen zu einer entsprechenden Dissipation j_{LA} . Wie auch schon für die gesamte Stufe beschreibt der total-zu-totale polytrope Laufradverdichterwirkungsgrad $\eta_{Vp,tt,LA}$ den Zusammenhang zwischen der Totalenthalpiezunahme Δh_t und der tatsächlich am Fluid verrichteten spezifischen totalen Strömungsarbeit $y_{t,LA}$ bzw. zwischen der Totalenthalpiekenngroße $\Psi_{h,t}$ und der Laufradtotaldruckkenngroße $\Psi_{y,t,LA}$

$$\eta_{Vp,tt,LA} = \frac{y_{t,LA}}{\Delta h_t} = \frac{\Psi_{y,t,LA}}{\Psi_{h,t}}. \quad (2.37)$$

Der total-zu-totale polytrope Laufradverdichterwirkungsgrad $\eta_{Vp,tt,LA}$ nimmt für eine bestimmte Durchflusskenngroße $\varphi_{\eta_{Vp,tt,LA,max}}$ ein Maximum an und fällt zu kleineren und größeren Durchflusskenngroßen hin ab. Dies liegt bei abnehmenden Durchflusskenngroßen in zunehmend stärkeren Sekundärströmungen bis hin zu Ablösungen begründet. Bei größeren Durchflusskenngroßen treten aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeiten höhere Reibungsverluste auf. Im transsonischen und supersonischen Bereich können zudem Verluste durch Verdichtungsstöße hinzukommen.

Der Verlauf des total-zu-totalen polytropen Laufradverdichterwirkungsgrads $\eta_{Vp,tt}$ über der Durchflusskenngroße φ kann in guter Näherung als quadratische Kurve betrachtet werden. Nach Gleichung (2.37) ergeben sich in Verbindung mit den Charakteristiken der Totalenthalpiekenngroße für verschiedene relative Laufradab-

strömwinkel β_2 nach Gleichung (2.28) entsprechende Charakteristiken der Laufradtaldruckkenngröße $\Psi_{y,t,LA}$.

Abbildung 2.6 zeigt schematisch die Charakteristiken der Laufradtaldruckkenngröße $\Psi_{y,t,LA}$ in Abhängigkeit des relativen Laufradabströmwinkels. Im Bereich der $\Psi_{y,t,LA}$ -Charakteristiken von deren Maximum hin zu kleineren Durchflusskenngrößen ist aufgrund der Strömungsinstabilitäten kein stabiler Betrieb mehr möglich. Ohnehin würde der Druck mit sinkender Durchflusskenngröße dort wieder abnehmen. Es ist erstrebenswert, den Verdichter bei maximalem Wirkungsgrad zu betreiben. Dies ist im stabilen Betriebsbereich offensichtlich nur für Laufräder mit relativen Abströmwinkeln möglich, die größer oder gleich $\pi/2$ sind, also für rückwärtsgekrümmte und radial endende Beschaukelungen. Da bei radial endenden Beschaukelungen der maximale Wirkungsgrad gerade an der Stabilitätsgrenze erreicht wird, werden in der Praxis in den meisten Fällen Laufräder mit rückwärtsgekrümmter Beschaukelung eingesetzt. Dies hat laut den Gleichungen (2.28) und (2.30) einen totalen Enthalpiereaktionsgrad von über 0,5 zur Folge. Das heißt, mehr als 50 % der totalen Enthalpieerhöhung führen zum Anstieg des statischen Drucks. Absolut gesehen fällt der statische Druckaufbau jedoch geringer aus, da die statische und die Totalenthalpieerhöhung mit steigendem Reaktionsgrad ab $\rho_{h,t} > 0,5$ sinkt (vgl. Abb. 2.3 (c)).

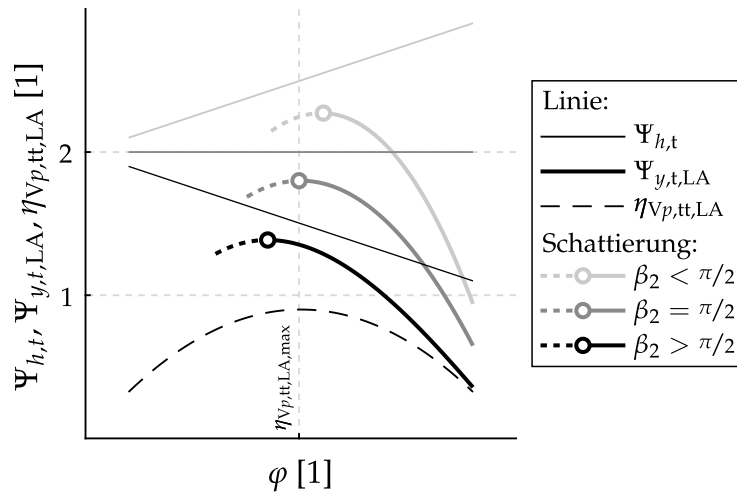


Abbildung 2.6: Verlauf der Laufradtaldruckkenngröße $\Psi_{y,t,LA}$ in Abhängigkeit vom relativen Laufradabströmwinkel β_2

Das Laufrad der in dieser Arbeit untersuchten Verdichterstufe weist eine rückwärtsgekrümmte Beschaukelung auf ($\beta_2 = 114^\circ$), wodurch ein stabiler Betrieb der Stufe am Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrads möglich ist⁸. Dabei beträgt der totale Enthalpiereaktionsgrad am Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrads etwa 0,55. Auf den Zentrifugaleffekt entfällt dabei ein Anteil von $\rho_{h,t,ZE} = 0,48$ und auf die Verzögerung der Relativgeschwindigkeit ein Anteil von $\rho_{h,t,RV} = 0,07$.

⁸ Dies gilt ungeachtet der Tatsache, dass weder die Durchflusskenngröße konstant ($\varphi \neq \text{konst.}$) noch die Anströmung drallfrei ist ($c_{u1} \neq 0$).

2.2.2 Diffusionssystem und Druckrückgewinnung

Anhand der vorangegangenen Ausführungen wird deutlich, dass am Austritt des Laufrads der Radialverdichterstufe ein beträchtlicher Teil der dem Fluid im Laufrad zugeführten Energie in Form von kinetischer Energie vorliegt. Das Diffusionssystem einer Radialverdichterstufe hat die Hauptaufgabe, diese kinetische Energie und mit ihr die Strömungsgeschwindigkeit abzubauen und dadurch den statischen Druck zu erhöhen.

Die theoretisch maximal mögliche statische Druckerhöhung durch das Diffusionssystem ist durch den dynamischen Druck am Laufradaustritt q_2 vorgegeben

$$(\Delta p)_{\text{DS,max,theor.}} = q_2 = p_{t2} - p_2 = p_2 \left[\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} - 1 \right] \quad (2.38)$$

und hängt vom statischen Druck p_2 sowie dem Totaldruck p_{t2} bzw. der Machzahl M_2 am Laufradaustritt ab. Diese Druckerhöhung kann jedoch selbst bei einer Strömung ohne Totaldruckverluste nie erreicht werden, da zur Erreichung des Totaldrucks p_{t2} ein Aufstau des Fluids bis zum Stillstand erforderlich wäre. Dies widerspräche jedoch dem Einsatzzweck der Radialverdichterstufe, bei dem auch die nachfolgende Komponente, beispielsweise eine Brennkammer, mit einer endlichen Geschwindigkeit durchströmt werden muss.

Die grundlegende Funktionsweise des Diffusionssystems erschließt sich am einfachsten durch die Betrachtung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für eine isentrop durchströmte Stromröhre. Für sie lassen sich folgende einfache, differenzielle Zusammenhänge zwischen der statischen Druckänderung und der Änderung der Machzahl zur Änderung der Querschnittsfläche der Stromröhre angeben

$$\frac{dp}{p} = \frac{\kappa M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}, \quad (2.39)$$

$$\frac{dM}{M} = -\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}. \quad (2.40)$$

Die Gleichungen (2.39) und (2.40) verdeutlichen, dass der isentrope statische Druckaufbau nur vom Flächenverlauf sowie der Machzahl entlang des als Stromröhre idealisierten Diffusionssystems abhängig ist⁹. Werden sie integriert, resultiert für eine neben p_2 und M_2 zusätzlich gegebene Eintrittsfläche des Diffusionssystems A_2 der statische Druckanstieg $(\Delta p)_{\text{DS}}$ in Abhängigkeit der Austrittsfläche des Diffusionssystems A_3 . Weiterhin geht aus den Gleichungen (2.39) und (2.40) hervor, dass zur Erreichung der theoretisch maximal möglichen statischen Druckerhöhung (Gl. (2.38)) eine unendlich große Austrittsfläche des Diffusionssystems notwendig

⁹ Die Herleitung der Abhängigkeiten zwischen den Strömungszustandsgrößen und der Querschnittsfläche der Strömung ist in Anhang A.3 zu finden.

wäre, was erneut die Unerreichbarkeit des maximalen theoretischen Druckanstiegs im Diffusionssystem nach Gleichung (2.38) deutlich macht.

Der Verlauf der Querschnittsfläche der Strömung entlang des Diffusionssystems $A(s)$ ist also von fundamentaler Bedeutung für dessen Funktionsweise. Unter Vernachlässigung der Versperrung durch Diffusorscheufeln lässt sich A wie folgt angeben

$$A = A_m \sin \alpha = 2\pi r h \sin \alpha . \quad (2.41)$$

Gleichung (2.41) vereint drei maßgebliche Gestaltungsparameter des Diffusionssystems. Der mittlere Radius des Strömungskanals r sowie die Kanalhöhe h lassen sich direkt festlegen. Der absolute Strömungswinkel α lässt sich in erster Linie mithilfe von diskreten Kanälen oder Diffusorscheufeln beeinflussen, die die Strömung in Umfangsrichtung umlenken. Ohne diese hängt er, wie noch gezeigt werden wird, von der Kanalhöhe h selbst, von der Dichte ρ und von der Reibung der Strömung an Nabe und Gehäuse ab (s. Gl. (2.51)).

In der Regel ist der oben genannte Gestaltungsspielraum gewissen Einschränkungen unterworfen. So ist die Strömung oftmals auf einem festgelegten Radius r_3 mit einem verschwindenden Restdrall ($\alpha_3 = 90^\circ$) an die nächste Komponente der Maschine zu übergeben. Dies macht in solchen Fällen den Einsatz von Diffusorscheufeln, die den Drall der Strömung aktiv reduzieren, unausweichlich.

Im Zusammenhang mit den Gestaltungsparametern des Diffusionssystems sei hier der Vollständigkeit halber noch auf den Verlauf der axialen Koordinate entlang des Strömungspfad $z(s)$ verwiesen. Er hat zwar keinen Einfluss auf die Querschnittsfläche der Strömung, beeinflusst jedoch den Neigungswinkel der Strömung gegenüber der Maschinenachse in der z - r -Ebene $\gamma = \arctan \frac{dr}{dz}$. Durch entsprechende Gestaltung kann der Forderung nach einer axialen Abströmung des Diffusionssystems Rechnung getragen werden.

In der Realität kommt es bei der Verzögerung der Strömung im Diffusionssystem zu unvermeidlichen Verlusten durch Reibung, Sekundärströmungen und unter Umständen auch Verdichtungsstöße. Durch diese wird der Totaldruck entlang des Diffusionssystems und mit ihm das Potenzial für den statischen Druckaufbau kontinuierlich reduziert.

Zur Bilanzierung des statischen Druckaufbaus sowie des Totaldruckverlusts von Diffusionssystemen werden der statische Druckrückgewinnungskoeffizient (kurz: statischer Druckbeiwert oder nur Druckbeiwert) c_p und der Totaldruckverlustkoeffizient (kurz: Verlustbeiwert) ω definiert, die beide als Verhältnis der entsprechenden Druckdifferenz zum dynamischen Druck am Eintritt des Diffusionssystems gebildet werden

$$c_p = \frac{p_3 - p_2}{q_2} , \quad (2.42)$$

$$\omega = \frac{p_{t2} - p_{t3}}{q_2} . \quad (2.43)$$

Zwischen Druckbeiwert und Verlustbeiwert besteht folgender integraler Zusammenhang

$$c_p + \omega + \frac{q_3}{q_2} = 1. \quad (2.44)$$

Anhand von Gleichung (2.44) wird noch einmal in kompakter Weise das Ziel des Diffusionssystems verdeutlicht. Der durch das Laufrad zur Verfügung gestellte dynamische Druck q_2 sinkt entlang des Diffusionssystems allmählich auf den dynamischen Druck an dessen Austritt q_3 . Dieser ist durch das Flächenverhältnis des Diffusionssystems nach unten beschränkt. Währenddessen muss ein möglichst hoher statischer Druck aufgebaut werden, was der Maximierung des Druckbeiwerts c_p entspricht. Gleichzeitig muss ein möglichst geringer Totaldruckverlust verursacht werden, was der Minimierung des Verlustbeiwerts ω entspricht.

Der Druckbeiwert kann auch als eine Art Wirkungsgrad interpretiert werden. Allerdings ist der Bezug auf den dynamischen Druck am Eintritt des Diffusionssystems irreführend, da er aus oben genannten Gründen so selbst unter verlustfreien Bedingungen nicht zu eins werden könnte. Daher wird als weitere Kenngröße zur Bewertung von Diffusionssystemen der sogenannte Diffusorwirkungsgrad η_{Diffusor} verwendet, der den tatsächlichen statischen Druckaufbau zum idealen isentropen Druckaufbau ins Verhältnis setzt

$$\eta_{\text{Diffusor}} = \frac{\Delta p}{(\Delta p)_s}. \quad (2.45)$$

Die Tatsache, dass die Verzögerung im Diffusionssystem in der Realität verlustbehaftet ist, kann im Hinblick auf die Flächenabhängigkeit des Druckaufbaus nach Gleichung (2.39) berücksichtigt werden, indem statt der geometrischen Querschnittsfläche der Strömung A , die effektive Querschnittsfläche $A_{\text{eff.}}$ verwendet wird. Dies ist die Querschnittsfläche, die eine isentrope uniforme Strömung mit der gleichen Massenstromdichte wie der des isentropen Kernbereichs der realen Strömung $(\rho c)_{\text{Kern}}$ benötigen würde, um den gleichen Massendurchsatz \dot{m} wie die reale Strömung zu erzielen. Im Falle einer Kanalströmung mit vollausgebildeten Grenzschichten entspricht der isentrope Kernbereich dem Bereich der maximalen Massenstromdichte. Die effektive Fläche ist in diesem Fall wie folgt definiert

$$A_{\text{eff.}} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_{\text{Kern}}} = \frac{\dot{m}}{(\rho c)_{\text{max}}} = \frac{\dot{m}}{\left(p_t \sqrt{\frac{\kappa M^2}{RT_t \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}} \right)_{\text{max}}}. \quad (2.46)$$

Das Verhältnis von effektiver und geometrischer Querschnittsfläche wird als effektives Flächenverhältnis E bezeichnet

$$E = \frac{A_{\text{eff.}}}{A}. \quad (2.47)$$

Analog zum effektiven Flächenverhältnis wird das Verhältnis der versperreten Fläche, der zweidimensionalen Entsprechung der Verdrängungsschichtdicke, zur geometri-

schen Fläche als Versperrung B (engl. *blockage*) definiert. Für die Versperrung gilt

$$B = 1 - E = 1 - \frac{A_{\text{eff.}}}{A}. \quad (2.48)$$

Das Diffusionssystem einer Radialverdichterstufe enthält in den meisten Fällen zwei Komponenten: den Diffusor, dessen Hauptaufgabe es ist, statischen Druck aufzubauen und den Nachleitapparat, der die Strömung in die am Eintritt der nachfolgenden Maschinenkomponente erforderliche Richtung umlenkt. Im Folgenden werden beide Komponenten näher vorgestellt.

2.2.2.1 Diffusor

Der meridionale Verlauf von Diffusoren in Radialverdichterstufen ist in der Regel rein radial ($\gamma = 90^\circ$). Ihr statischer Druckaufbau basiert daher in erster Linie auf der Zunahme der durchströmten Fläche A_m aufgrund des zunehmenden Radius (vgl. Gl. (2.41)). Der Strömungswinkel α wird durch Kanäle oder Schaufeln im Vergleich zur bis zum Stufenaustritt erfolgenden Umlenkung oft nur moderat verändert.

Beide Diffusionssysteme der in dieser Arbeit untersuchten Radialverdichterstufe weisen beschauelte Diffusoren auf. Da aber selbst in Diffusionssystemen mit beschaueltem Diffusor zwischen einzelnen Schaufelreihen immer auch ein schaufelloser Diffusor vorliegt, werden im Folgenden beide Diffusorarten näher erläutert.

Schaufellose Diffusoren

Schaufellose Diffusoren erreichen durch die fehlende aktive Umlenkung in Umfangsrichtung mittels Schaufeln eine begrenzte Zunahme der Querschnittsfläche und daher nur moderate Verzögerungen und statische Druckzunahmen. Für Triebwerksanwendungen sind sie aufgrund des begrenzten Bauraums in Reinform daher generell ungeeignet.

Zur Veranschaulichung der Funktionsweise von schaufellosen Diffusoren werden die Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m} = \rho c A = \rho c_m A_m = 2\pi r h \rho c_m = \text{konst.} \quad (2.49)$$

und die Drallerhaltungsgleichung

$$rc_u = \text{konst.} \quad (2.50)$$

herangezogen. Die an den Wänden auftretende Reibung, die in dieser Form der Drallerhaltungsgleichung nicht berücksichtigt ist, führt zu einer kontinuierlichen Reduktion des Produkts rc_u . Werden die Gleichungen (2.49) und (2.50) nach den Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit in Meridionalrichtung c_m und Umfangsrichtung c_u umgestellt und diese in die Definition des Strömungswinkels α

eingesetzt, resultiert

$$\tan \alpha = \frac{c_m}{c_u} = \frac{1}{\rho h} \cdot \text{konst.} \quad (2.51)$$

Mithilfe des Strömungswinkels α kann nun die Querschnittsfläche der Strömung ($A = A_m \sin \alpha$) und nach Gleichung (2.39) der Druckverlauf des schaufellosten Diffusors bestimmt werden. In Anhang A.3 ist dies anhand eines Beispiels unter Annahme einer reibungsfreien Strömung nachzuvollziehen (s. Abb. A.3).

Gleichung (2.51) gestattet weiterhin die Bestimmung der Stromlinienform in einem schaufellosten Diffusor mit rein radialem Verlauf und die Bewertung der Einflüsse der Dichte ρ , der Kanalhöhe h und der Reibung auf die Stromlinienform. Als Ausgangspunkt hierfür soll zunächst von einer reibungsfreien und inkompressiblen ($\rho = \text{konst.}$) Strömung durch einen schaufellosten Diffusor mit parallelen Wänden ($h = \text{konst.}$) ausgegangen werden. Für diesen Fall wird Gleichung (2.51) zu

$$\tan \alpha = \text{konst.} = \tan \alpha_2. \quad (2.52)$$

Für ein infinitesimal kurzes Stück einer Stromlinie im schaufellosten Diffusor gilt

$$\tan \alpha = \frac{dr}{r d\theta} = \tan \alpha_2. \quad (2.53)$$

Die Integration von Gleichung (2.53), beginnend mit dem Diffusoreintrittsradius r_2 , liefert einen mathematischen Ausdruck, durch den die Stromlinien mittels einer logarithmischen Spirale beschrieben werden

$$\ln \left(\frac{r}{r_2} \right) = \tan \alpha_2 \theta. \quad (2.54)$$

Ausgehend von der Stromlinienform gemäß Gleichung (2.54) lassen sich anschaulich die Einflüsse einer veränderlichen Dichte, einer veränderlichen Kanalhöhe und der Reibung erklären. Hierzu zeigt Abbildung 2.7¹⁰ jeweils die entstehenden Stromlinien. Die logarithmische Spirale mit konstantem Strömungswinkel α ist mit ① gekennzeichnet.

Nimmt die Dichte zu, wie es in einem im Eintrittsbereich transsonisch durchströmten Diffusor der Fall ist, sinkt nach Gleichung (2.51) der Strömungswinkel α , wodurch die Spiralforn der Stromlinien flacher ausfällt. Dies lässt sich anschaulich durch den geringeren Platzbedarf in radialer Richtung und die damit sinkende Meridionalgeschwindigkeit c_m erklären. In der Konsequenz verlängert sich der Strömungsweg bis zur Erreichung eines bestimmten Diffusoraustrittsradius (s. Abb. 2.7 ②), was in der Realität zu höheren integralen Reibungsverlusten führt.

¹⁰ An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sowohl für den Diffusor als auch für das gesamte Diffusionssystem die Subskripte 2 für den Eintritt (entsprechend der Ebene ②) und 3 (entsprechend der Ebene ③) für den Austritt verwendet werden. Dies gilt auch für den später vorgestellten Kanalbereich des Diffusors. Im Rahmen der detaillierteren Betrachtung der in dieser Arbeit untersuchten Diffusionssysteme in Abschnitt 4.1.2.3 wird eine weitere Unterteilung der Diffusionssysteme in einzelne Ebenen vorgenommen.

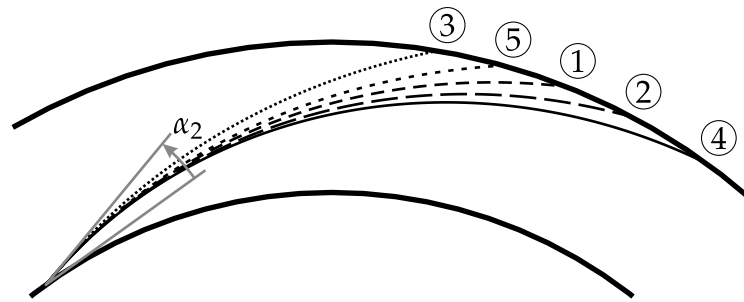


Abbildung 2.7: Stromlinienformen in schaufellosem Diffusor in Abhängigkeit verschiedener Einflussparameter auf den Strömungswinkel α :

- ① $\alpha = \text{konst.}$, ② $\rho = f(M)$, ③ Reibungseinfluss, ④ $\frac{dh}{dr} > 0$, ⑤ $\frac{dh}{dr} < 0$

Eine endliche Reibung, die, wie bereits erwähnt, zu einer kontinuierlichen Reduktion des Produkts rc_u führt, hat eine sinkende Umfangskomponente der Geschwindigkeit und gemäß Gleichung (2.51) einen steigenden Strömungswinkel und damit eine Aufsteilung der logarithmischen Spirale zur Folge. Damit geht ein kürzerer Strömungsweg im schaufellosen Diffusor einher (s. Abb. 2.7 ③). Der Effekt der Reibung ist bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten, also nahe des Diffusoreintrittsbereichs, am größten und nimmt mit der Strömungsgeschwindigkeit ab.

Der Verlauf der Kanalhöhe h ist der einzige direkte Gestaltungsparameter in einem schaufellosen Diffusor. Sein Einfluss auf die Stromlinienform im schaufellosen Diffusor ist identisch mit dem einer veränderlichen Dichte. Nimmt die Kanalhöhe über dem Radius zu, wobei der Kanalverlauf in der r - z -Ebene dann einem Diffusor entspricht, sinkt die Meridionalgeschwindigkeit und mit ihr der Strömungswinkel, wodurch die logarithmische Spirale flacher wird (s. Abb. 2.7 ④). Für eine abnehmende Kanalhöhe ist das Gegenteil der Fall (s. Abb. 2.7 ⑤). In begrenztem Maße lässt sich durch eine entsprechende Formgebung des Kanals also der Strömungswinkel einstellen. Dies kann zur Angleichung der Strömung an eine nachfolgende Schaufelreihe genutzt werden.

Am Diffusoreintritt wird dies oftmals in Form eines sogenannten *Pinchs* (z. Dt. Einschnürung) genutzt. Dabei wird die Kanalhöhe von der Nabe, vom Gehäuse oder von beiden Seiten ausgehend verkleinert. Dadurch wird die wandnahe Strömung beschleunigt und der Strömungswinkel steigt lokal an. Bei einem gehäuseseitigen Pinch wird durch die Aufsteilung des flach strömenden Totwassergebiets am Laufradaustritt so die Ausmischung der Strahl-Totwasser-Struktur am Diffusoreintritt unterstützt.

Beschaufelte Diffusoren

Gerade bei kleinen absoluten Laufradabströmungswinkeln, für die ein schaufelloser Diffusor zu langen Strömungswegen und entsprechend großen integralen Reibungsverlusten führen würde, werden beschaufelte Diffusoren eingesetzt.

Die Umlenkung der Strömung entgegen der Umfangsrichtung durch Schaufeln und der damit einhergehende Anstieg des Strömungswinkels α führen in beschauelten Diffusoren nach Gleichung (2.41) zu einer progressiveren Zunahme der Querschnittsfläche der Strömung als dies bei schaufellosen Diffusoren der Fall ist. Diese aktive Drallentnahme hat nach Gleichung (2.39) wiederum einen größeren Druckanstieg zur Folge.

Der Strömungsweg durch den Diffusor wird durch die Umlenkung verkürzt, was eine Reduktion der integralen Verluste infolge von Reibung an Nabe und Gehäuse gegenüber einem schaufellosen Diffusor zur Folge hat. Dem steht eine Vergrößerung der benetzten Oberfläche des Strömungskanals durch die Schaufeln gegenüber. Bei einer starken Verzögerung der Strömung im Diffusoreintrittsbereich durch die dort herrschenden hohen Machzahlen klingt der Einfluss der erhöhten Reibung jedoch nach kurzer Lauflänge stark ab, wodurch die integralen Reibungsverluste im Vergleich zum schaufellosen Diffusor weiterhin kleiner sind.

Zwischen den Schaufeln eines beschauelten Diffusors entstehen zwangsläufig entsprechende Kanäle. Je nach Form der Schaufeln bzw. der Kanäle werden verschiedene Bauformen, die im Hinblick auf die Wölbungs- und Dickenverteilung der Schaufeln variieren, unterschieden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind die folgenden Bauformen, die in Abbildung 2.8 dargestellt sind, relevant.

Keilschaufeldiffusoren (s. Abb. 2.8 (a)) weisen in Schaufelhöhenrichtung prismatisch extrudierte keilförmige Schaufeln mit spitzen Vorderkanten auf. Sie haben keine Wölbung und ihre Dicke nimmt linear mit der Sehnenlänge zu, was zur Entstehung von dicken und stumpfen Hinterkanten führt. Die zwischen den Schaufeln entstehenden Kanäle haben einen geradlinigen Verlauf und im Falle von parallelen Nabe- und Gehäusewänden einen rechteckigen Querschnitt. Die Querschnittsfläche der Kanäle nimmt mit steigendem Radius zu.

Röhrendiffusoren (s. Abb. 2.8 (b)) besitzen keine Schaufeln im eigentlichen Sinne. Die Strömungskanäle sind geradlinig und haben klassischerweise einen kreisrunden Querschnitt. Ihre Fläche nimmt im hinteren Bereich mit steigendem Radius zu. Im Diffusoreintrittsbereich entstehen durch paarweise Durchdringung der zylinderförmigen Röhren scharfe in Schaufelhöhenrichtung elliptisch geformte Vorderkanten, die naben- und gehäuseseitig in Graten (engl. *ridges*) auslaufen. Ähnlich wie bei Keilschaufeldiffusoren sind ihre Hinterkanten dick und stumpf.

Aerodynamisch profilierte Diffusoren (s. Abb. 2.8 (c)) weisen entgegen der Umfangsrichtung gewölbte Schaufeln mit einer zunächst zu- und dann wieder abnehmenden Dicke auf. Bei parallelen Nabe- und Gehäusewänden haben auch die zwischen ihnen entstehenden Kanäle einen rechteckigen Querschnitt. Ihre Vorder- und zumeist auch Hinterkanten sind abgerundet.

Keilschaufel- und Röhrendiffusoren führen aufgrund der geraden Skelettlinien ihrer Schaufeln zu einer Umlenkung entgegen der Umfangsrichtung im Vergleich zur

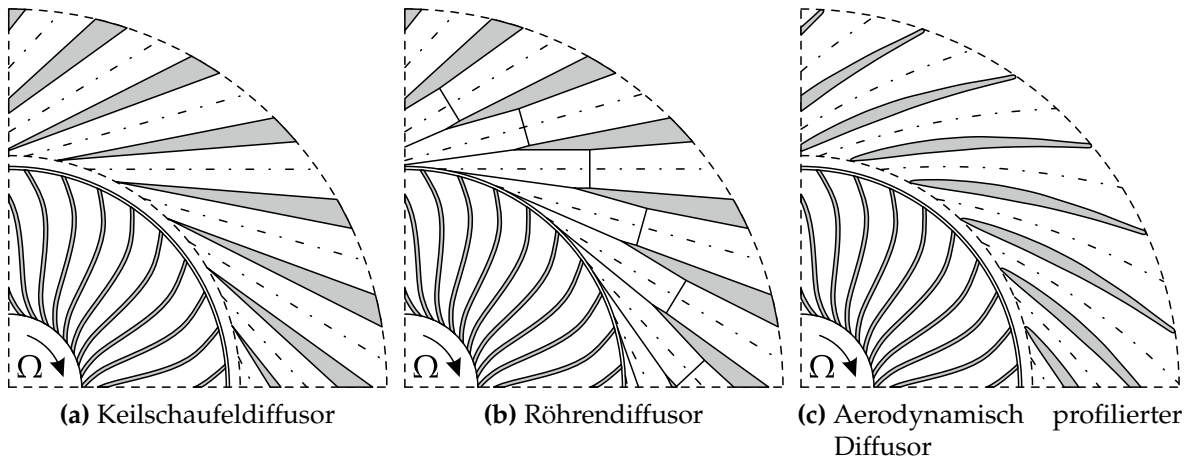


Abbildung 2.8: Beispiele unterschiedlicher Bauformen beschaufelter Diffusoren

logarithmischen Spirale (Gl. (2.54)) und einer entsprechenden Zunahme des Strömungswinkels¹¹.

Die Skelettlinien der Schaufeln von aerodynamisch profilierten Diffusoren sind in Umfangsrichtung gekrümmt bzw. in die entgegengesetzte Richtung gewölbt, um eine moderatere Umlenkung im Vergleich zu geradlinigen Kanälen zu erreichen. Dies führt zwar zu einer verringerten aerodynamischen Belastung der Schaufeln, geht durch die kleinere Flächenzunahme jedoch auch entsprechend zu Lasten des statischen Druckaufbaus.

Über die Form der Skelettlinie hinaus beeinflusst auch die Profilform der Schaufeln die Arbeitsweise von Diffusoren. Die dünnen Vorderkanten von Keilschaufel- und Röhrendiffusoren reagieren sehr empfindlich auf Fehlanströmungen, auch Inzidenzen genannt. So kann es schon bei kleinen Abweichungen zwischen Anströmwinkel und Vorderkantenmetallwinkel zu Ablösungen kommen, die den Druckaufbau stark beeinträchtigen. Röhrendiffusoren nehmen hier eine Sonderrolle ein, da es bei der Überströmung der oben erwähnten Grate an Nabe und Gehäuse zur Ausbildung von Wirbeln kommt, die einer Ablösung zumindest teilweise entgegenwirken. Die Schaufeln aerodynamisch profilierter Diffusoren hingegen weisen durch ihre abgerundeten Vorderkanten eine vergleichsweise hohe Toleranz gegenüber Inzidenzen auf. In der Konsequenz lassen sich mit ihnen ausgestattete Diffusoren stärker androsseln bis es zu instabilen Strömungszuständen aufgrund von Ablösungen an den Vorderkanten kommt.

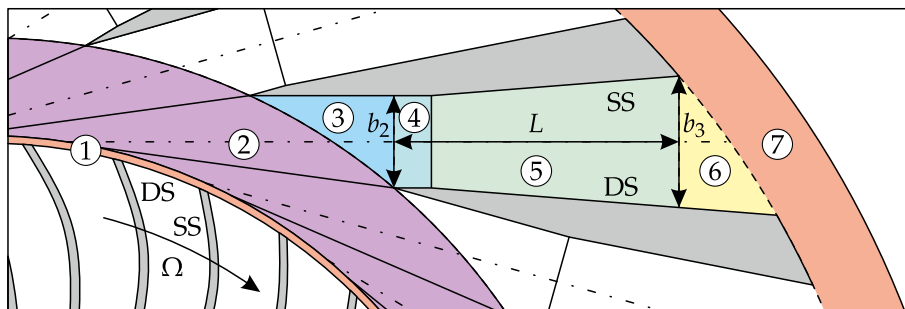
Die Form der Schaufelhinterkanten führt bei Keilschaufel- und Röhrendiffusoren aufgrund der plötzlichen Querschnittserweiterung zu großen Verlusten. Diese werden bei den Schaufeln aerodynamisch profilierter Diffusoren größtenteils umgangen, da

¹¹ Ein beispielhaft betrachteter gerader Kanal, der von einem Radius von $r_2 = 200$ mm tangential ausläuft ($\alpha_2 = 0^\circ$) lenkt bis zu einem Radius von $r_3 = 250$ mm etwa $\Delta\alpha \approx 34^\circ$ entgegen der Umfangsrichtung um.

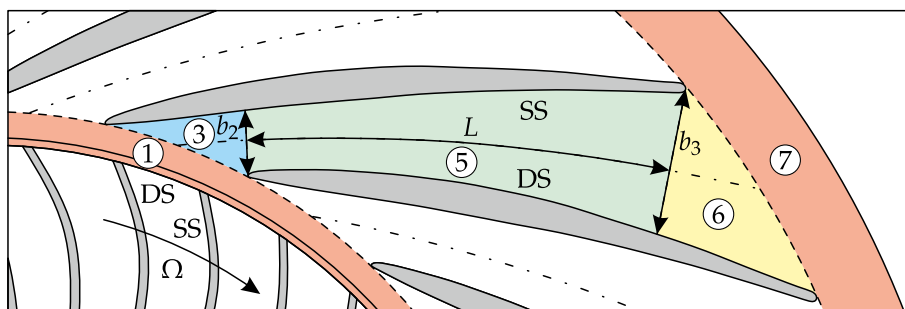
sich ihr Profil zum Diffusoraustritt hin verjüngt und an der Hinterkante abgerundet ist.

Durch die Dickenverteilung der Schaufeln aerodynamisch profilierter Diffusoren lässt sich die Querschnittsfläche der Strömung und damit der statische Druckaufbau lokal fein einstellen. Die Position des Dickenmaximums bestimmt dabei oftmals die Lage des engsten Querschnitts des Diffusors.

Beschaufelte Diffusoren lassen sich anhand ihrer Geometrie in verschiedene Bereiche einteilen. Abbildung 2.9 zeigt diese Bereiche für die zwei Bauformen beschaufelter Diffusoren, die für die vorliegende Arbeit relevant sind: den Röhrendiffusor (Abb. 2.9 (a)) und den aerodynamisch profilierten Diffusor (Abb. 2.9 (b)).



(a) Bereiche eines Röhrendiffusors



(b) Bereiche eines aerodynamisch profilierten Diffusors

Abbildung 2.9: Geometrischer Aufbau von beschaufelten Diffusoren

Wie bereits erwähnt, weisen alle Radialverdichterstufen am Austritt ihres Laufrads einen schaukellosen Bereich ① auf¹². Im Falle des aerodynamisch profilierten Diffusors erstreckt sich der schaukellose Bereich radial weiter bis zum Vorderkantenradius der Diffusorbeschaufelung. Nabe und Gehäuse sind hier durch Wände begrenzt. Im Röhrendiffusor schließt sich an den schaukellosen Bereich der sogenannte *pseudo-schaukellose* Bereich ② an. Hier befinden sich die bereits erwähnten an Nabe und Gehäuse elliptisch auslaufenden Grate, die durch die Durchdringung zweier benachbarter zylinderförmiger Diffusorkanäle entstehen. Der pseudo-schaukellose Bereich endet im Scheitelpunkt der elliptischen Vorderkanten am Vorderkantenradius. Sowohl für den Röhrendiffusor als auch für den aerodynamisch profilierten Diffusor

¹² Beim Vorliegen von naben- oder gehäuseseitigen Seitenräumen ist dieser Bereich nur teilweise oder gar nicht bewandert.

folgt hinter dem Vorderkantenradius der vordere halbbeschaufelte Bereich ③, der am Eintritt in den vollbeschaufelten oder Kanalbereich endet. Der Eintritt in den Kanalbereich des Diffusors bildet in Betriebspunkten mit sehr steiler Anströmung einen engsten Querschnitt und wird daher oftmals als Diffusorhals (engl. *throat*) bezeichnet. Im Röhrendiffusor folgt auf den Diffusorhals ein Bereich, in dem sich die geometrische Querschnittsfläche des Kanals nicht ändert. Dieser wird als Halsbereich ④ bezeichnet. Der sich für beide Diffusorbauformen anschließende Kanalbereich ⑤ ist zu allen Seiten von festen Wänden begrenzt: Nabe, Gehäuse, Druckseite (DS) und Saugseite (SS) der Schaufeln. Es folgt der hintere halbbeschaufelte Bereich ⑥, der am Hinterkantenradius der Diffusorbeschaufelung endet. Daran schließt sich ein weiterer schaufelloser Bereich ⑦ an.

Die einzelnen Bereiche beschaufelter Diffusoren weisen auch in strömungsmechanischer Hinsicht unterschiedliche Eigenschaften auf, welche im Folgenden näher betrachtet werden. Die vorderen Bereiche des Diffusors zwischen Laufradaustritt und Diffusorhals (① bis ③) werden dafür an dieser Stelle zum Diffusoreintrittsbereich zusammengefasst.

Diffusoreintrittsbereich Der Diffusoreintrittsbereich umfasst die Region zwischen Laufradaustritt und Diffusorhals. Ihm kommt die Aufgabe zu, die dem Diffusor aufgeprägte Strömung in Richtung des Diffusorkanals umzulenken. Dabei ist er einem über den Betriebsbereich veränderlichen und spannweitig sowie in Umfangsrichtung inhomogenen Anströmwinkel ausgesetzt, der zu fundamentalen Unterschieden in der Funktionsweise des Diffusoreintrittsbereichs führt. Diese liegen im betriebspunktabhängigen Flächenverlauf begründet. Abbildung 2.10 illustriert diesen Sachverhalt anhand dreier verschiedener Betriebszustände bei konstanter Drehzahl mit zunehmend angedrosselter Verdichterstufe

- ① Betriebszustand weit jenseits der Sperrgrenze¹³ mit sehr steiler Laufradabströmung im Absolutsystem bzw. großem absoluten Laufradabströmwinkel,
- ② Betriebszustand mit gerade entsperstem Diffusor und mit moderatem absoluten Laufradabströmwinkel,
- ③ Betriebszustand in stark angedrosseltem Zustand mit sehr flacher Laufradabströmung im Absolutsystem bzw. kleinem absoluten Laufradabströmwinkel.

Abbildung 2.10 (a) zeigt die Stromröhren im Diffusoreintrittsbereich für die drei Betriebszustände, während Abbildung 2.10 (b) die entsprechenden Flächenverläufe über der Stromlinienkoordinate s darstellt. Abbildung 2.10 (c) verdeutlicht noch einmal schematisch die Lage der drei Betriebszustände in einem Verdichterkennfeld.

Im Betriebszustand ① ist die Fläche am Diffusoreintritt $A_{①}$ durch den steilen absoluten Strömungswinkel gemäß Gleichung (2.41) größer als die Fläche im Diffusorhals A_{Hals} . Im Diffusorkanal nimmt die Fläche dann wieder kontinuierlich zu. In diesem Betriebszustand bildet der Diffusorhals tatsächlich einen engsten Querschnitt mit

¹³ Mit „(weit) jenseits der Sperrgrenze“ werden im Rahmen dieser Arbeit Betriebszustände einer Verdichterstufe mit gesperrtem engsten Querschnitt bezeichnet.

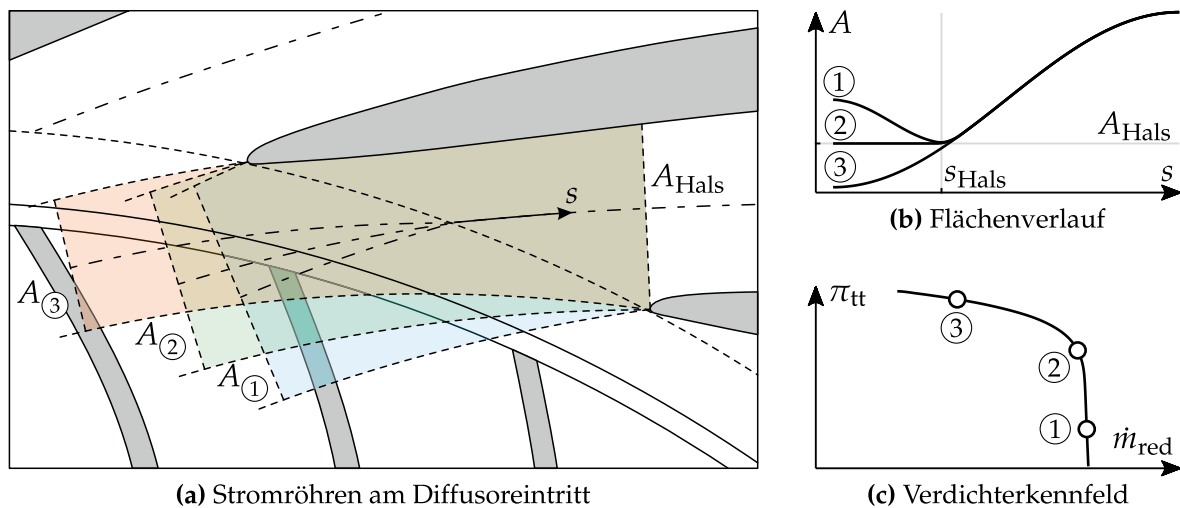


Abbildung 2.10: Flächen im Diffusoreintrittsbereich in Abhängigkeit des Anström-winkels

einem lokalen Minimum im Flächenverlauf (vgl. Abb. 2.10 (b) ①). Dieser konvergent-divergente Flächenverlauf entspricht einer Lavaldüse und führt jenseits der Sperrgrenze des Verdichters zu einer kontinuierlichen Beschleunigung der Strömung über den engsten Querschnitt hinaus in den supersonischen Bereich. Dabei nimmt die Machzahl im Diffusorhals den Wert 1 an, während die reduzierte Massenstromdichte \dot{m}_{red}/A maximal wird. Dies ist der Grund für den nahezu senkrechten Verlauf einer Linie konstanter reduzierter Drehzahl jenseits der Sperrgrenze im Verdichterkennfeld (vgl. Abb. 2.10 (c)). Die kontinuierliche Beschleunigung führt zu einem Absinken des statischen Drucks bis zu einem Verdichtungsstoß, dessen Lage vom Drosselzustand des Verdichters also dem Gegendruck abhängt.

Mit zunehmender Androsselung der Verdichterstufe und ansteigendem Gegendruck wandert der Verdichtungsstoß stromauf in Richtung des Diffusorhalses und verschwindet bei weiterer Androsselung letztendlich, wenn dort nicht mehr $M = 1$ erreicht wird. Es wird dann vom *Entsperrern* des Diffusors gesprochen. Bis dahin bleibt der absolute Strömungswinkel am Diffusoreintritt nahezu konstant. Bei weiterer Androsselung wird die Anströmung flacher und der absolute Strömungswinkel kleiner. Solange die Fläche bis zum Halsquerschnitt abnimmt, wird die Strömung im Diffusoreintrittsbereich beschleunigt. Allerdings erreicht die Strömung im entsperrten Bereich nicht mehr die Schallgeschwindigkeit.

Im Betriebszustand ② verändert sich die Fläche im Diffusoreintrittsbereich nicht signifikant ($A_{\text{②}} = A_{\text{Hals}}$, vgl. Abb. 2.10 (b) ②), was in der Konsequenz zu einem nahezu gleichbleibenden statischen Druck führt.

Betriebszustand ③ zeichnet sich durch einen sehr flachen Laufradabströmungswinkel im Absolutsystem aus, was zu einer kontinuierlichen Flächenzunahme bis zum Diffusorhals und darüber hinaus führt ($A_{\text{③}} < A_{\text{Hals}}$, vgl. Abb. 2.10 (b) ③).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das Flächenverhältnis von Diffusoraustritt zu Diffusoreintritt über den Betriebsbereich mit zunehmender Androsselung kontinuierlich ansteigt, wodurch auch der statische Druck am Diffusoraustritt kontinuierlich zunimmt.

Über die direkte Androsselung der Verdichterstufe, also die Erhöhung des Gegendrucks am Stufenaustritt hinaus, existieren noch zwei weitere Mechanismen, die den Flächenverlauf im Diffusoreintrittsbereich beeinflussen und nachfolgend erläutert werden.

Der erste Mechanismus tritt für gewöhnlich nur bei Diffusoren mit scharfen Schaufelvorderkanten auf, die einen kleinen Vorderkantenmetallwinkel aufweisen. In stark entdrosselten Betriebszuständen weit jenseits der Sperrgrenze kommt es hier aufgrund der steilen Anströmung zu großen saugseitigen bzw. negativen Inzidenzen, die eine druckseitige Ablösung nahe der Schaufelvorderkante provozieren. Dies hat eine effektive Verkleinerung des engsten Querschnitts zur Folge, die für sich genommen zu einer Reduktion der reduzierten Massenstromdichte führen würde. Der Effekt wird mit zunehmender Entdrosselung gravierender. Gleichzeitig nimmt im engsten Querschnitt jedoch auch die Versperrung durch die Grenzschicht ab, da die Verzögerung aufgrund des sinkenden Gegendrucks geringer ausfällt. Im Resultat überkompensiert die abnehmende Versperrung die größer werdende Ablösung, sodass die reduzierte Massenstromdichte beim Entdrosseln tendenziell leicht ansteigt.

Der zweite Mechanismus ist die Entnahme von Zapfluft im schaufelloren Raum zwischen Laufradaustritt und Diffusoreintritt, wie sie in der in dieser Arbeit untersuchten Stufe erfolgt. Bei der Zapfluftentnahme wird der in den Diffusor eintretende Massenstrom und mit ihm die Meridionalkomponente der Absolutgeschwindigkeit c_m reduziert. Bei gleichbleibender Umfangskomponente reduziert sich nach Gleichung (2.51) der absolute Strömungswinkel, was effektiv wiederum einer Androsselung des Diffusors gleichkommt. Wie bereits erläutert wurde, steigt dadurch das Flächenverhältnis des Diffusors und somit auch der statische Druck am Diffusoraustritt.

Kanalbereich Der Kanalbereich zeichnet sich dadurch aus, dass er auf allen Seiten von festen Wänden begrenzt ist. Unter der Annahme, dass die Zuströmung zum Kanalbereich homogen und inzidenzfrei ist, verhält sich dieser Bereich wie ein gewöhnlicher Kanaldiffusor. Weiterhin wird angenommen, dass die Strömung der Kanalmittellinie folgt¹⁴.

Die zwei einfachsten Bauformen von Kanaldiffusoren sind der Rechteckdiffusor, auch ebener Diffusor genannt, und der Kegeldiffusor. Abbildung 2.11 zeigt den schematischen Aufbau dieser beiden Bauformen sowie deren geometrische Parameter.

¹⁴ Dies ist strenggenommen nur bei einer drallfreien Zuströmung gegeben, also wenn der Diffusoreintrittsbereich über die gesamte Kanalbreite eine gleichgerichtete Strömung bereitstellt. In der Realität führt ein bleibender Restdrall zur Tendenz einer Minderumlenkung des Kanalbereichs, wobei die Strömung in Richtung der Schaufeldruckseite abgelenkt wird.

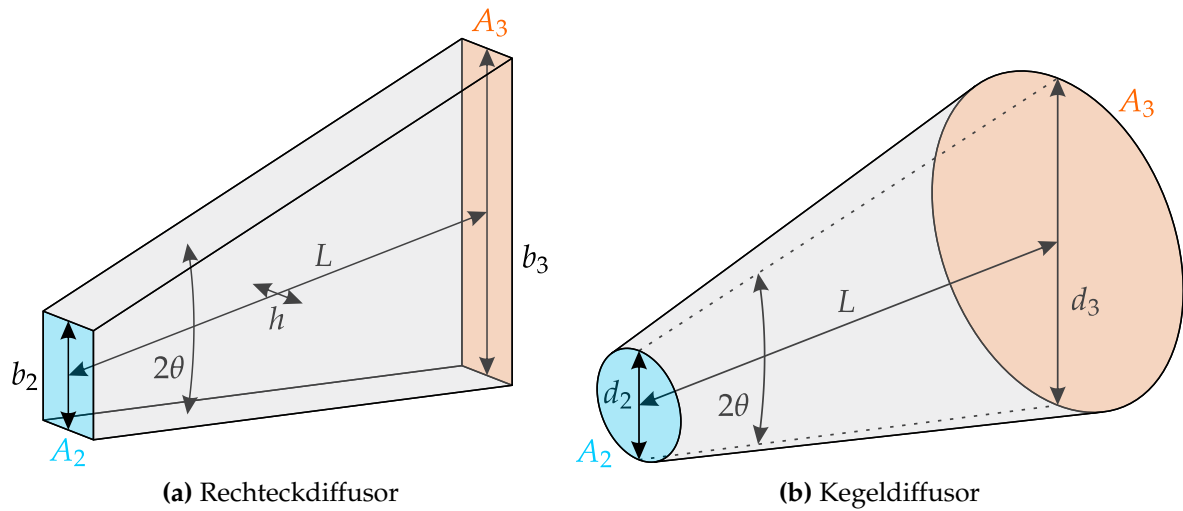


Abbildung 2.11: Geometrischer Aufbau von Kanaldiffusoren

Die wichtigsten geometrischen Kenngrößen für die Durchströmung sind der Öffnungswinkel 2θ , das Flächenverhältnis A_3/A_2 ¹⁵, das Verhältnis von Länge zu Eintrittsbreite L/b_2 für den Rechteckdiffusor bzw. das Verhältnis von Länge zu Eintrittsdurchmesser L/d_2 für den Kegeldiffusor und, ausschließlich im Falle des Rechteckdiffusors, das Eintrittsseitenverhältnis h/b_2 . Zwischen Öffnungswinkel, Flächenverhältnis und Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis bzw. Längen-Eintrittsdurchmesser-Verhältnis bestehen folgende Zusammenhänge für Rechteck- und Kegeldiffusor

$$\left(\frac{A_3}{A_2}\right)_{\text{RD}} - 1 = 2 \frac{L}{b_2} \cdot \tan \theta_{\text{RD}}, \quad (2.55)$$

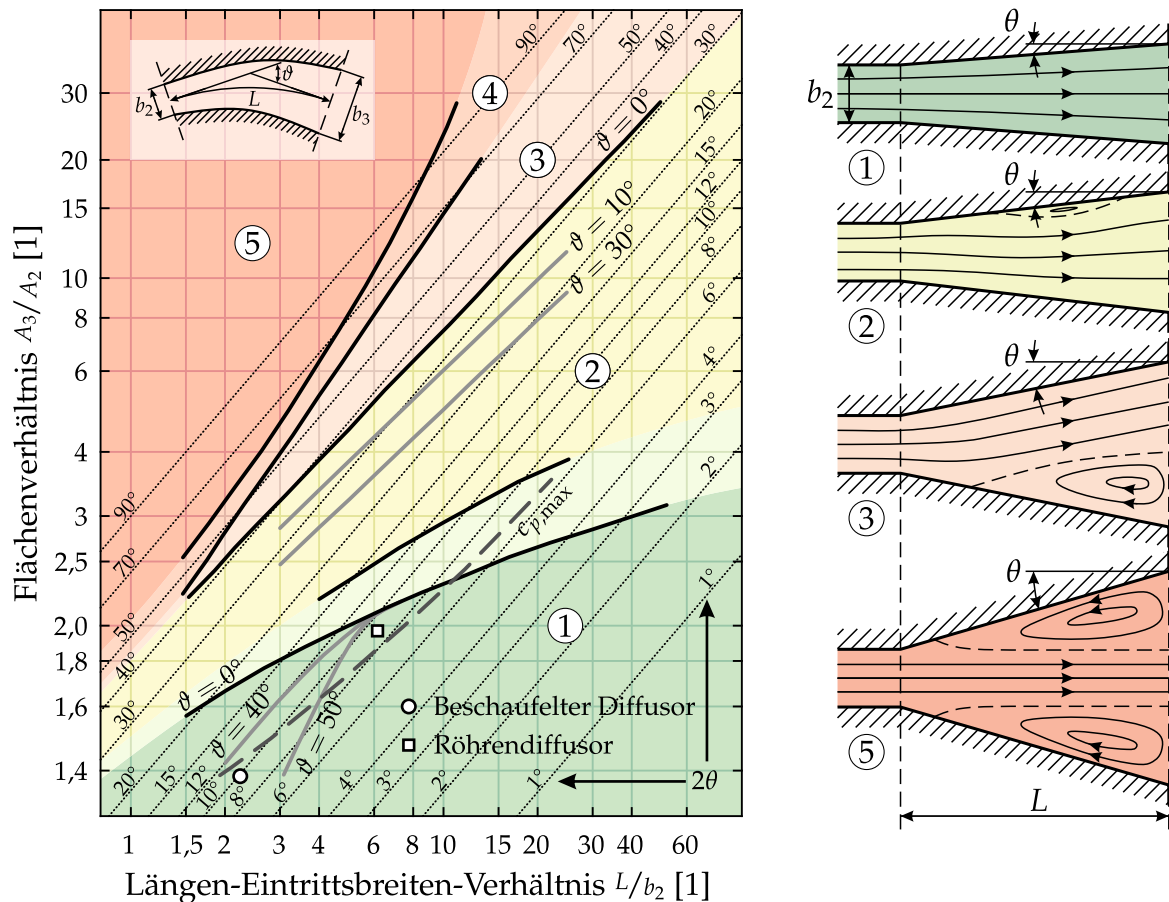
$$\sqrt{\left(\frac{A_3}{A_2}\right)_{\text{KD}}} - 1 = 2 \frac{L}{d_2} \cdot \tan \theta_{\text{KD}}. \quad (2.56)$$

Die oben genannten Kenngrößen von Kanaldiffusoren stehen in direktem Zusammenhang mit den in ihnen herrschenden Strömungszuständen, wie anhand des in Abbildung 2.12 (a) dargestellten Kennfelds für ebene Diffusoren verdeutlicht wird.¹⁶ In ihm sind Gebiete verschiedener Strömungszustände gekennzeichnet, welche noch einmal schematisch in Abbildung 2.12 (b) dargestellt sind.

In Bereich ① liegt die Strömung im gesamten Diffusorkanal an. Sie wird dabei weitestgehend entsprechend seines geometrischen Flächenverhältnisses verzögert (vgl. Abb. 2.12 (b) ①). Wird das Flächenverhältnis oder der Öffnungswinkel des Kanaldiffusors vergrößert bzw. das Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis verringert, liegt die Strömung im Bereich ②, in dem sie beginnt, an einer der divergenten Wände in-

¹⁵ Für den Rechteckdiffusor gilt $(A_3/A_2)_{\text{RD}} = hb_3/hb_2 = b_3/b_2$, während für den Kegeldiffusor $(A_3/A_2)_{\text{KD}} = \pi/4 d_3^2 / \pi/4 d_2^2 = (d_3/d_2)^2$ gilt.

¹⁶ Aus Gleichung (2.55) resultieren durch die doppelt logarithmische Darstellung in den Achsen L/b_2 und $A_3/A_2 - 1$ Linien konstanten Öffnungswinkels θ als parallel verschobene Geraden: $\log(A_3/A_2 - 1) = \log(L/b_2) + \log(\tan \theta) + \log 2$.



(a) Diffusor-Kennfeld ebener Diffusoren in Anlehnung an Hunziker [23] bzw. Fox & Kline [13]

(b) Strömungszustände in ebenen Diffusoren

Abbildung 2.12: Kennfeld und Strömungszustände ebener Diffusoren

stationär abzulösen (vgl. Abb. 2.12 (b) ②). Die Ablösung variiert in ihrer axialen Position und kann von der einen auf die andere Seite wechseln. Wird diese Ablösung größer, versperrt sie einen Teil des Kanalaustritts und es kommt ab einem bestimmten Flächenverhältnis zu einer Abnahme des effektiven Flächenverhältnisses und damit einer Verringerung des statischen Druckaufbaus. Diffusoren werden daher in der Regel an der Grenze zwischen den Bereichen ① und ② ausgelegt. Eine weitere Erhöhung des Flächenverhältnisses führt im Bereich ③ zu einem stetig wachsenden Rezirkulationsgebiet auf einer Seite des Diffusors und der damit einhergehenden weiteren Abnahme des effektiven Flächenverhältnisses sowie des statischen Druckaufbaus (vgl. Abb. 2.12 (b) ③). In Bereich ⑤ führen noch größere Flächenverhältnisse letztendlich zu einer strahlartigen Strömung, die an beiden divergenten Wänden des Kanaldiffusors ablöst (vgl. Abb. 2.12 (b) ⑤). Es erfolgt keine nennenswerte Diffusion mehr, da das effektive Flächenverhältnis nahezu 1 ist. Zwischen den Bereichen ③ und ⑤ befindet sich ein Hysteresegbiet ④.

Ist die Mittellinie des Diffusorkanals gekrümmt, wie im Fall des in dieser Arbeit untersuchten aerodynamisch profilierten Diffusors, kommt es zu einer Verschiebung

der Grenzen zwischen den Bereichen ① und ② sowie zwischen den Bereichen ② und ③. Eine endliche Kanalkrümmung, die durch den Umlenkungswinkel ϑ zum Ausdruck kommt (siehe dazu schematische Skizze oben links in Abb. 2.12 (a)), führt tendenziell zu früheren Übergängen zwischen den einzelnen Bereichen in Richtung eines größeren Flächenverhältnisses. Der Umlenkungswinkel des Kanalbereichs des in dieser Arbeit untersuchten aerodynamisch profilierten Diffusors beträgt $\vartheta = 11,53^\circ$.

Abbildung 2.12 (a) zeigt weiterhin die Linie maximaler statischer Druckrückgewinnung ($c_{p,\max}$) sowie die geometrischen Auslegungspunkte der Kanalbereiche der beiden in dieser Arbeit untersuchten Diffusoren. Beide Diffusoren liegen in Bereich ① nah an der Linie maximaler statischer Druckrückgewinnung. Dabei liegt der Röhrendiffusor nah an der Grenze zu beginnender instationärer Ablösung, wodurch für dessen Kanalbereich ein höheres statisches Druckverhältnis zu erwarten ist.

Neben dem Flächenverhältnis, dem Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis und dem Diffusoröffnungswinkel hat auch das Eintrittsseitenverhältnis bzw. das Diffusorhals-Seitenverhältnis h/b_2 einen signifikanten Einfluss auf die statische Druckrückgewinnung. Seitenverhältnisse um 1 gehen in der Regel mit dem größten statischen Druckaufbau einher. Größere Seitenverhältnisse führen in Abhängigkeit von weiteren Parametern wie Eintrittsversperrung und Machzahl am Eintritt zu einer leicht niedrigeren oder höheren statischen Druckrückgewinnung. Seitenverhältnisse kleiner als 1 hingegen resultieren konsistent in einem stark verringerten statischen Druckaufbau. Der Grund hierfür ist die Seitenwandnähe und die mit ihr einhergehende Reibung. Die Diffusorhals-Seitenverhältnisse der beiden in dieser Arbeit untersuchten Diffusoren betragen 1,62 für den Röhrendiffusor und 0,37 für den aerodynamisch profilierten Diffusor.

Sekundärströmungen im Diffusor Im Diffusor einer Radialverdichterstufe unterliegt die Strömung einer Reihe von Phänomenen, die die statische Druckrückgewinnung und damit den Wirkungsgrad der Stufe mindern. Diese Sekundärströmungen werden im Folgenden eingehend erläutert.

Die Drosselung der Verdichterstufe bei konstanter Drehzahl führt zu einer Veränderung des mittleren absoluten Strömungswinkels am Laufradaustritt. Weit jenseits der Sperrgrenze ist die Strömung sehr steil, was in der Regel eine saugseitige bzw. negative Inzidenz am Diffusoreintritt mit sich bringt. Dabei kann die Strömung in Vorderkantennähe an der Schaufeldruckseite ablösen, was, wie bereits beschrieben, in einer erhöhten Versperrung und einer damit einhergehenden Verringerung der effektiven Fläche im engsten Querschnitt resultiert. Dies gilt insbesondere für Diffusorschaukeln mit scharfen Vorderkanten. Bei starker Androsselung nahe der Pumpgrenze hingegen ist die Strömung am Diffusoreintritt sehr flach und die Inzidenz daher meist druckseitig bzw. positiv. Es kann nun zu einer vorderkantennahen Ablösung an der Saugseite und infolgedessen zum sogenannten *rotating stall* kommen, der in Abschnitt 2.3 näher erläutert wird.

Wie in Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben wurde, ist die Strömung am Laufradaustritt hochgradig inhomogen. Diese Inhomogenität zwischen Strahl- und Totwassergebiet besteht sowohl in Umfangsrichtung als auch in Spannweitenrichtung. Am Diffusoreintritt ist die Strömung im Absolutsystem durch die relative Rotation von Laufrad und Diffusorbeschaufelung daher zeitlich periodischen Schwankungen unterworfen. Diese äußern sich in erster Linie in der zeitlichen Änderung der Machzahl und des absoluten Strömungswinkels an einem festen Ort im Absolutsystem. Vor allem im Bereich der Schaufelvorderkanten führen diese zu starken Verlusten durch zeitlich in ihrer Größe schwankende Ablösegebiete. Die Ausmischung dieser Fluktuationen erfolgt stromab im Diffusor und geht mit weiteren Verlusten einher.

Jedoch bleibt auch bei stationärer Betrachtung der Strömung am Diffusoreintritt ein Teil der Inhomogenität bestehen. Die zeitliche Mittelwertbildung der Strömungsgrößen im Absolutsystem an jedem Ort im Diffusoreintrittsbereich entspricht einer Umfangsmittelung im Relativsystem. Dabei werden jegliche Variationen in Umfangsrichtung eliminiert. In Spannweitenrichtung vorliegende Gradienten bleiben jedoch tendenziell erhalten. So ergibt sich am Diffusoreintritt ein spannweitig verschertes Geschwindigkeitsprofil: im spannweitigen Bereich von der Nabe bis über den Mittelschnitt hinaus, in dem die Strahlströmung im Relativsystem dominiert, ist die Strömung im Absolutsystem vergleichsweise steil. Am Gehäuse hingegen liegt durch das Totwassergebiet eine relativ flache Strömung vor (vgl. Abb. 2.5 (a)). Die Inhomogenität zwischen Strahl- und Totwassergebiet und die damit einhergehende spannweitige Verschierung des Geschwindigkeitsprofils liegt in ihrer Ausprägung variiert über den gesamten Betriebsbereich einer Radialverdichterstufe vor.

Die Diffusorschaukeln lenken die Strömung über die gesamte Spannweite in die gleiche Richtung um. Im Zusammenspiel mit dem verscherten Geschwindigkeitsprofil am Diffusoreintritt kommt es zur Ausbildung des sogenannten Halswirbels. Die Entstehung dieses Halswirbels wird Anhand von Abbildung 2.13 (a) illustriert.

Die Vektoren der Absolutgeschwindigkeit am Diffusoreintritt in Nabennähe \vec{c}_N und in Gehäusenähe \vec{c}_G lassen sich jeweils in einen Anteil in Kanallängsrichtung c_M und quer dazu c_q^- (Nabe) und c_q^+ (Gehäuse) zerlegen. Der Vektor \vec{c}_M in der Kanalmitte repräsentiert dabei in etwa die spannweitig gemittelte Anströmung. Die Querkomponente c_q^- an der Nabe weist von der Druckseite zur Saugseite und die Querkomponente c_q^+ am Gehäuse weist von der Saugseite zur Druckseite. Aufgrund der beidseitigen Begrenzung durch die Schaufeln, die die Strömung über die gesamte Spannweite in die gleiche Richtung umlenken, kommt es zu einer unterschiedlichen Umlenkung an Nabe und Gehäuse und es entsteht ein Druckgradient in Spannweitenrichtung. Dieser induziert die Ausbildung von Ausgleichskomponenten c_a^+ und c_a^- . An der Saugseite zeigt die Ausgleichskomponente c_a^+ in die positive Spannweitenrichtung. Die Ausgleichskomponente c_a^- zeigt an der Druckseite in die negative Spannweitenrichtung. Die Quer- und Ausgleichskomponenten bilden im Zusammenspiel den Halswirbel (HW).

In Betriebszuständen, in denen die Verdichterstufe stark angedrosselt ist, wird die Strömung an Nabe und Gehäuse überproportional abgeflacht, wodurch es auch an

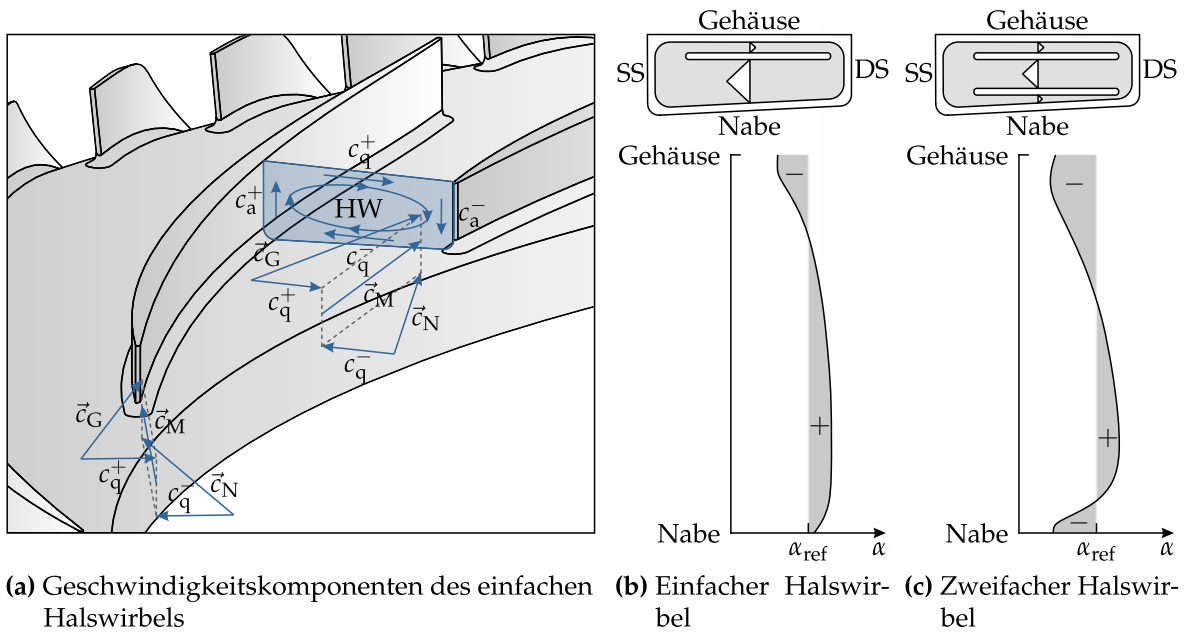


Abbildung 2.13: Entstehung des Halswirbels und spannweite Strömungswinkelverteilung für den einfachen und den zweifachen Halswirbel

der Nabe zur Ausbildung einer positiven Querkomponente kommen kann. Die negative Querkomponente verlagert sich dabei weiter in die Kanalmitte und es kommt zur Ausbildung eines zweiten gegensinnig rotierenden Halswirbels in Nabennähe. Dessen Zirkulation ist jedoch tendenziell kleiner als die des gehäusenahen Halswirbels.

Die Abbildungen 2.13 (b) und 2.13 (c) verdeutlichen die Entstehung des einfachen und des zweifachen Halswirbels anhand von spannweiten Verteilungen des absoluten Strömungswinkels¹⁷. In spannweiten Bereichen, in denen der Strömungswinkel α größer ist als ein mittlerer Referenzströmungswinkel α_{ref} (durch „+“ gekennzeichnet), entsteht eine von der Druck- zur Saugseite weisende negative Querkomponente c_q^- . In den Bereichen, in denen $\alpha < \alpha_{ref}$ gilt (durch „-“ gekennzeichnet), liegt eine von der Saug- zur Druckseite weisende, positive Querkomponente c_q^+ vor.

Der Gesamtimpuls der Querkomponenten c_q^\pm in einer Diffusorpassage skaliert mit der Breite der Passage am Eintritt b_2 . Je größer dieser Gesamtimpuls ist, desto eher stellen sich entsprechend starke Ausgleichskomponenten c_a^\pm ein, die die Kanalhöhe h überwinden und zur Ausbildung des Halswirbels führen. Daraus folgt direkt, dass die Intensität des Halswirbels mit sinkendem Eintrittsseitenverhältnis des Diffusorkanals h/b_2 steigt.

Die Ausbildung des Halswirbels kann als Auswirkung des Wirbelstärketransports zwischen den Laufradpassagen und den Diffusorpassagen interpretiert werden. Insofern ist der Halswirbel eine direkte Fortsetzung der dominierenden Wirbelbewegung

¹⁷ Der Strömungswinkel α_{ref} ist hier willkürlich gewählt, kann jedoch für den jeweiligen Betriebszustand als spannweitig gemittelter Strömungswinkel interpretiert werden.

innerhalb der Strahl-Totwasser-Struktur am Laufradaustritt, die in Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben wurde (vgl. Abb. 2.5 (a) ③), im Sinne eines kontinuierlichen Wirbelfadens.

Als dominierende Sekundärströmung im Diffusorkanal hat der Halswirbel einen erheblichen Einfluss auf das stromab liegende Strömungsfeld. Im vorderen Teil des Diffusorkanals hat der Halswirbel eine stabilisierende Wirkung. Durch die kontinuierliche Zuführung hochenergetischen Fluids aus dem Diffusoreintrittsbereich in Gehäusenähe wird die Grenzschicht der Druckseite entlastet. So kommt es in Betriebszuständen jenseits der Sperrgrenze mit großer saugseitiger bzw. negativer Inzidenz sowie allgemein auch bei Diffusoren mit flach gestaffelten Schaufeln mit scharfen Vorderkanten nicht zur druckseitigen Ablösung nahe der Vorderkante. Mit zunehmender Lauflänge im Diffusorkanal verliert der Halswirbel jedoch seinen Antrieb und es kommt zur Destabilisierung der Grenzschicht auf der Druckseite durch die spannweitig dominierende Fluidbewegung von der Druck- zur Saugeite. In der Folge kann die Strömung auf der Druckseite ablösen.

Abgesehen vom Halswirbel selbst kommt es im Diffusor noch zu einer Reihe weiterer Sekundärströmungen, die den Halswirbel entweder verstärken oder abmildern. Diese sind schematisch neben dem einfachen und dem zweifachen Halswirbel in Abbildung 2.14 dargestellt und werden im Folgenden erläutert.

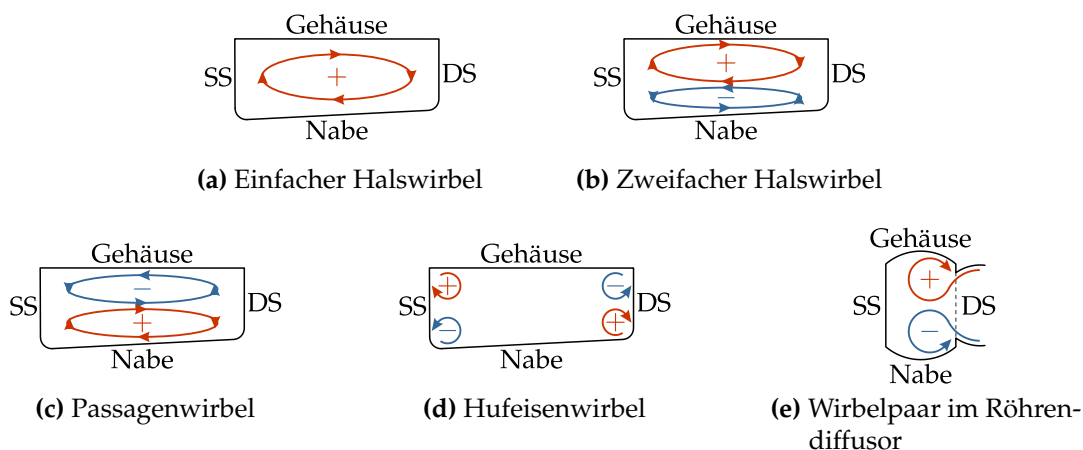


Abbildung 2.14: Sekundärströmungen im Diffusor

Ähnlich wie im Laufrad entsteht im Diffusor als Reaktion auf den positiven Druckgradienten zwischen Saugeite und Druckseite ein Passagenwirbelpaar (s. Abb. 2.14 (c)). An Nabe und Gehäuse finden Ausgleichsbewegungen von der Druck- zur Saugeite statt. In der Kanalmitte strömt das Fluid in die entgegengesetzte Richtung. Der gehäuseseitige Passagenwirbel schwächt den einfachen Halswirbel bzw. den gehäuseseitigen Halswirbel bei Vorhandensein eines zweifachen Halswirbels durch seine gegenläufige Rotation. Der nabenseitige Passagenwirbel schwächt entsprechend den nabenseitigen Halswirbel bei Vorhandensein eines zweifachen Halswirbels (vgl. Abb. 2.14 (a) und (b)).

An der Vorderkante einer Diffusorschaukel kommt es an Nabe und Gehäuse jeweils zur Ausbildung eines sogenannten Hufeisenwirbels (s. Abb. 2.14 (d)). Er entsteht aufgrund des Druckgradienten entlang der Staulinie an der Schaukelvorderkante. Im Mittelschnitt der Schaukel herrscht dort in etwa der Totaldruck der freien Anströmung. An Nabe und Gehäuse liegt dort aufgrund der Wandhaftung nur näherungsweise der statische Druck der freien Anströmung vor. Der Druck fällt also von der Schaukelmitte zur Nabe und zum Gehäuse hin ab. In der Folge bilden sich zwei Ausgleichsströmungen, die an Druck- und Saugseite stromab transportiert werden. Die entstehenden Wirbelfäden mit ihren druck- und saugseitigen Ästen werden Hufeisenwirbel genannt. In der Tendenz verstärken die saugseitigen Äste an Nabe und Gehäuse ihr jeweiliges Pendant des Halswirbels, während die druckseitigen Äste tendenziell eine dämpfende Wirkung haben.

Speziell im Röhrendiffusor begünstigen die an Nabe und Gehäuse elliptisch auslaufenden Vorderkanten (*ridges*) die Entstehung des naben- und gehäuseseitigen Halswirbels. Sie dienen dabei als Stolperkanten bzw. rückspringende Stufen, hinter denen sich die Wirbel aufrollen können (s. Abb. 2.14 (e)).

Da die Strömung im Diffusoreintrittsbereich in Umfangsrichtung ausschließlich auf der Schaukelsaugseite geführt wird, ist die Grenzschichtdicke im Diffusorhals auf der Saugseite größer als auf der Druckseite. Im Allgemeinen mindern die Grenzschichten und Sekundärströmungen durch ihre versperrende Wirkung die effektive Querschnittsfläche des Strömungskanals und damit auch sein Druckrückgewinnungspotenzial und folglich den Stufenwirkungsgrad. In Betriebszuständen, in denen die Verdichterstufe stark angedrosselt ist und die Verzögerung im Diffusoreintrittsbereich entsprechend stark ausfällt¹⁸, ist der Versperrungseffekt durch die Grenzschichten besonders ausgeprägt. Dies führt zu einem degressiven Verlauf des Druckanstiegs.

2.2.2.2 Nachleitapparat

Die Strömung, die die Radialverdichterstufe verlässt, muss der nächsten Maschinenkomponente in aller Regel in axialer Richtung und auf gleichem oder kleinerem Radius als dem des Diffusoraustritts zugeführt werden. Die Strömung verlässt den Diffusor jedoch in radialer Richtung mit einem nicht unerheblichen Restdrall. Daher muss der Nachleitapparat sowohl eine Umlenkung in der Meridional- als auch in der Umfangsrichtung bewerkstelligen. Dies wird durch einen Umlenkkanal in Kombination mit einem Deswirler erreicht. Der Umlenkkanal lenkt die Strömung in erster Linie in der Meridionalrichtung um, während der Deswirler sie in Umfangsrichtung umlenkt.

Die Restdrallentnahme im Deswirler, bei der der Strömungswinkel auf 90° erhöht wird, geht gemäß Gleichung (2.41) mit einer geometrischen Flächenzunahme einher,

¹⁸ Grund hierfür sind der progressivere Flächenverlauf im Diffusoreintrittsbereich (vgl. Abb. 2.10) sowie eine mit zunehmender Androsselung steigende Machzahl am Laufradaustritt (vgl. Anh. A.2 und Gl. (A.35)).

die im Idealfall zu einer entsprechend großen Verzögerung und statischen Druckerhöhung führt.

Im Falle der in dieser Arbeit untersuchten Stufe schließt sich im Maschinenverbund im Anwendungsfall eine Brennkammer an, deren Eintritt auf einem etwas kleineren Radius liegt, sodass die Strömung um mehr als 90° in meridionaler Richtung umgelenkt werden muss. Die meridionalen Umlenkungswinkel¹⁹ der Nachleitapparate für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Stufen betragen in etwa -132° für die Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und -139° für die Stufe mit Röhrendiffusor.

Um der in Flugtriebwerken geforderten Kompaktheit Rechnung zu tragen, ist die Deswirlerbeschaufelung hier oft in den Umlenkkanal integriert. Die damit einhergehende simultane Umlenkung der Strömung in zwei Richtungen erfordert eine möglichst gute Strömungsführung, weshalb hier Gitter mit hoher Schaufelzahl zum Einsatz kommen. Gerade bei einreihiger Ausführung des Deswirlers führt dies jedoch zu langen, schmalen und verschlungenen Strömungskanälen, deren Querschnitte ein Seitenverhältnis nahe eins aufweisen. Durch die unmittelbare Wandnähe neigt die Strömung hier stärker zu einer Ausbildung von Sekundärströmungen.

Im Folgenden werden die Strömungsfelder der Umlenkung in meridionaler und in Umfangsrichtung separat betrachtet, um im Anschluss eine kombinierte Betrachtung des Gesamtströmungsfeldes zu ermöglichen.

Umlenkkanal

Zur Bewertung der Strömung in einem 180° -Umlenkkanal wird der zweidimensionale, inkompressible und reibungsfreie Impulssatz in einem konturangepassten Koordinatensystem mit der Basis $[\vec{e}_m, \vec{e}_n]$ herangezogen. Dabei wird zunächst angenommen, dass die Strömung parallel zur Kontur verläuft, die Geschwindigkeit in Spannweitenrichtung n also stets verschwindet ($c_n = 0$)²⁰. Die beiden entsprechenden Gleichungen lauten dann

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial m} = \frac{c_u^2}{r} \cos \psi - c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \quad \text{und} \quad (2.57)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{c_u^2}{r} \sin \psi + \frac{c_m^2}{r_m}. \quad (2.58)$$

Bezüglich der Geometrie gilt $r_m = \tilde{r}_m + n$ und $\psi = m/\tilde{r}_m$, wobei \tilde{r}_m den mittleren Radius der Umlenkung bezeichnet. Wird die Drallerhaltung der Strömung ($rc_u = \text{konst.}$) sowie die Konstanz des Massenstroms auf jedem Stück infinitesimaler Höhe in Spannweitenrichtung ($2\pi r dn \rho c_m = \text{konst.}$) vorausgesetzt, lassen sich die Druckgradienten

¹⁹ Die meridionale Umlenkung erfolgt in negativer Richtung, sodass der Winkel γ reduziert wird. Die Umlenkungswinkel der meridionalen Umlenkung haben daher ein negatives Vorzeichen.

²⁰ Diese Annahme ist umso treffender, desto größer der mittlere Umlenkungsradius \tilde{r}_m und der Radius des Mittelpunkts der Umlenkung r_M sind.

gemäß den Gleichungen (2.57) und (2.58) wie in Abbildung 2.15 über der Umlenkung darstellen²¹.

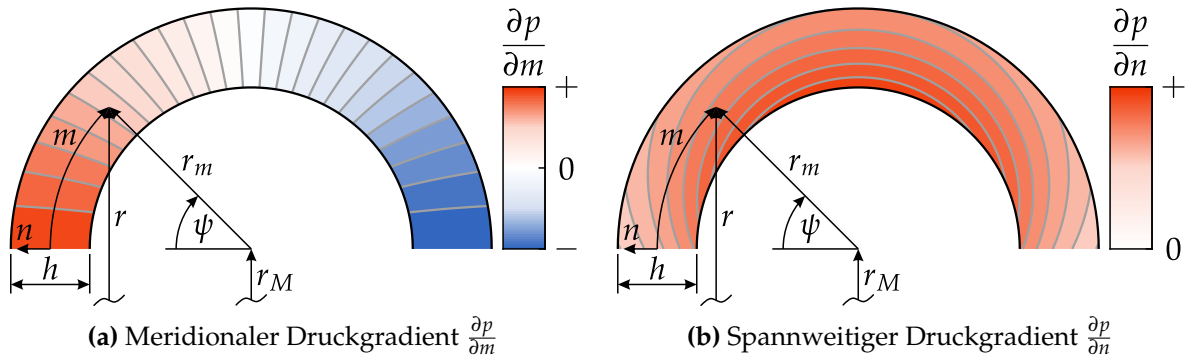


Abbildung 2.15: Druckgradienten in einem 180°-Umlenkanal²¹

Der Druckgradient in meridionaler Richtung $\frac{\partial p}{\partial m}$ (s. Abb. 2.15 (a)) fällt monoton entlang der gesamten Umlenkung und ist an jeder Position nahezu konstant über die Kanalhöhe. Bis zum Scheitelpunkt ist er positiv, wodurch der Druck bis dahin ansteigt. Hinter dem Scheitelpunkt wird der meridionale Druckgradient negativ, was den Druck wieder auf das Ursprungsniveau absinken lässt. Dies lässt sich anschaulich mit der Massenerhaltung begründen. Durch die Zunahme des Radius r vergrößert sich die durchströmte Fläche, was nach Gleichung (2.16) zu einer entsprechenden Abnahme der Meridionalgeschwindigkeit führt. Der Impulserhaltungsgleichung in meridionaler Richtung (Gl. (2.57)) entsprechend steigt dadurch der Druck. Hinter dem Scheitelpunkt kehrt sich die Situation um. Generell werden Grenzschichten durch einen positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung, wie er vor dem Scheitelpunkt vorliegt, belastet, während ein negativer Druckgradient, wie er nach dem Scheitelpunkt vorliegt, eine stabilisierende Wirkung auf diese hat.

Der spannweite Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial n}$ (s. Abb. 2.15 (b)) entsteht aufgrund der meridionalen Krümmung und ist über die gesamte Umlenkung positiv. Demnach nimmt der Druck von der Nabe zum Gehäuse monoton zu. Hier offenbart sich eine Einschränkung im Hinblick auf die Annahme einer der Kontur folgenden Strömung. Der positive spannweite Druckgradient induziert in der Realität eine entsprechende Ausgleichsbewegung vom Gehäuse zur Nabe hin. Diese Ausgleichsbewegung geht mit einer Massenstromverschiebung in gleicher Richtung einher. Daraus resultiert am Gehäuse die Tendenz einer sinkenden und an der Nabe einer steigenden Meridionalgeschwindigkeit. Letztendlich kann es an der Nabe insgesamt sogar zu einer Beschleunigung bis zum Scheitelpunkt der Umlenkung kommen, die lokal einen negativen Druckgradienten in meridionaler Richtung zur Folge hat. Dies wirkt sich stabilisierend auf die nabennahe Grenzschicht aus. Am Gehäuse hingegen wird die ohnehin schon belastete Grenzschicht durch die zusätzliche Verzögerung noch weiter destabilisiert.

²¹ Folgende Parameter wurden zur Bestimmung der abgebildeten Druckgradienten verwendet: $r_M = 265 \text{ mm}$, $\tilde{r}_m = 28 \text{ mm}$, $h = 11 \text{ mm}$, $\rho = 2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $\dot{m} = 2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$, $\alpha = 30^\circ$.

Entsprechend des meridionalen Druckgradienten $\frac{\partial p}{\partial m}$ wird die Strömung am Gehäuse hinter dem Scheitelpunkt wieder beschleunigt und die dortige Grenzschicht entlastet. Am Austritt der Umlenkung entfällt mit der Kanalkrümmung auch der spannweite Druckgradient, weshalb sich der Druck an der Nabe letztendlich dem Druck am Gehäuse angleichen muss. Hierfür ist nach der Beschleunigung der nabennahen Strömung vor dem Scheitelpunkt der Umlenkung jedoch eine entsprechende Verzögerung notwendig. Diese belastet die nabennahe Grenzschicht hinter dem Scheitelpunkt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass bei einer meridionalen Umlenkung von mehr als 90° tendenziell die gehäusesseitige Grenzschicht vor dem Scheitelpunkt und die nabenseitige Grenzschicht nach dem Scheitelpunkt ablösegefährdet sind.

Deswirler

Das Deswirlergitter lenkt die Strömung in Umfangsrichtung um, wodurch sich der Strömungswinkel α erhöht. Die Umlenkungswinkel der Deswirler der in dieser Arbeit untersuchten Stufen betragen beide etwa 62° . Durch den Anstieg des Strömungswinkels vergrößert sich die Strömungsfläche in den Schaufelpassagen gemäß Gleichung (2.41), was mit einer entsprechenden Verzögerung einhergeht. Der Deswirler arbeitet also wie ein Verzögerungs- bzw. Verdichtergitter. Abbildung 2.16 zeigt einen ebenen Gitterschnitt eines typischen axialen Verdichtergitters (s. Abb. 2.16 (a)) sowie eine Geschwindigkeits- und Druckbeiwertverteilung eines Profilschnitts dieses Gitters (s. Abb. 2.16 (b)).

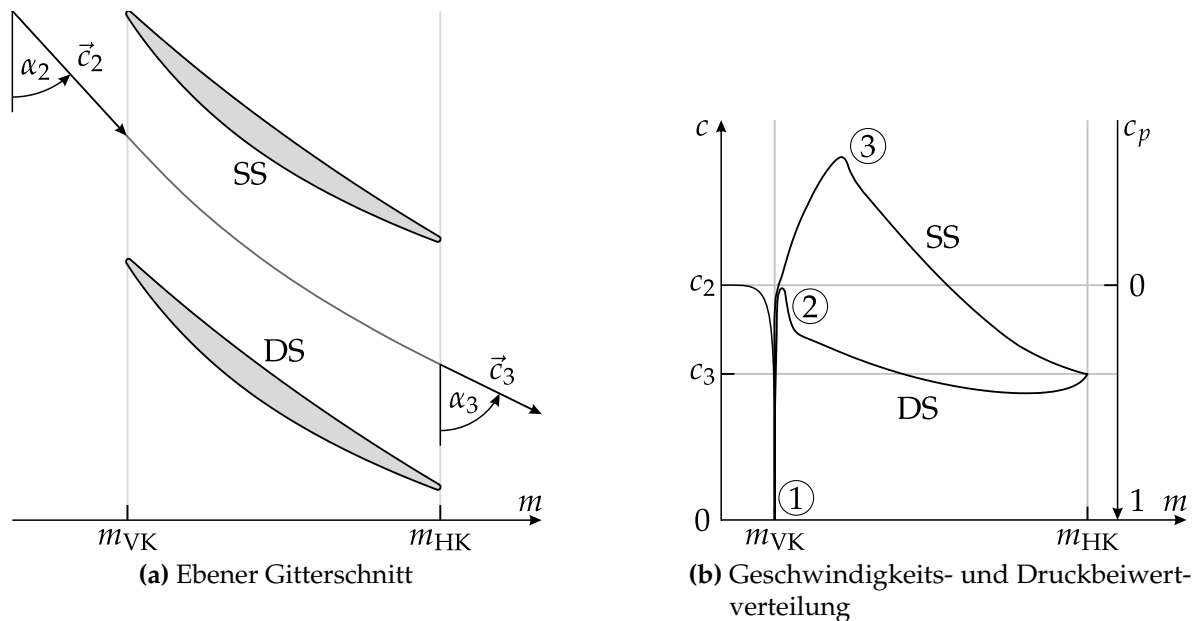


Abbildung 2.16: Strömung in einem typischen Verdichtergitter

Nach einer Verzögerung der Anströmgeschwindigkeit c_2 bis zum Stillstand im Stauwert an der Vorderkante (VK) des Profils ① wird die Strömung um die Vorderkante herum sowohl an der Druck- als auch an der Saugseite beschleunigt. Während die

Beschleunigung auf der Druckseite kurz hinter der Vorderkante in der dortigen Saugspitze ihr Maximum erfährt ②, hält sie auf der Saugseite an, bis sie auch dort bei einer wesentlich größeren Geschwindigkeit ihr Maximum in einer weiteren Saugspitze erreicht ③. Von den jeweiligen Saugspitzen aus wird die Strömung bis zur Hinterkante (HK) auf die gemeinsame Geschwindigkeit c_3 verzögert. Dabei ist die Verzögerung auf der Saugseite wesentlich stärker. Der damit einhergehende positive Druckgradient in meridionaler Richtung belastet und destabilisiert die saugseitige Grenzschicht und erhöht ihre Ablöse neigung.

Der Verzögerung in Verdichtergittern sind durch die Destabilisierung und Ablösegefahr der saugseitigen Strömung Grenzen gesetzt. Diese kommen in entsprechenden Kennzahlen, wie beispielsweise der Diffusionszahl nach *Lieblein* zum Ausdruck, die für jedes Gitter einen bestimmten individuellen Maximalwert nicht überschreiten sollte

$$D = \underbrace{1 - \frac{c_3}{c_2}}_{\textcircled{1}} + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{c_{u3} - c_{u2}}{c_2}}_{\textcircled{2}} \underbrace{\frac{t}{s}}_{\textcircled{3}} \stackrel{!}{\leq} D_{\max}. \quad (2.59)$$

Sie berücksichtigt neben der absoluten Verzögerung ① und der relativen Umlenkung ② auch das Teilungsverhältnis des Gitters ③, welches ausdrückt, wie gut die Strömung im Gitter geführt wird.

Um die Strömung insbesondere in Gittern mit großer Umlenkung zu entlasten, kommen zum Teil mehrreihige Gitter zum Einsatz. Die in dieser Arbeit untersuchte Stufe mit Röhrendiffusor weist beispielsweise ein zweireihiges sogenanntes *Tandem*-Gitter auf. Abbildung 2.17 verdeutlicht das Prinzip eines Tandem-Gitters.

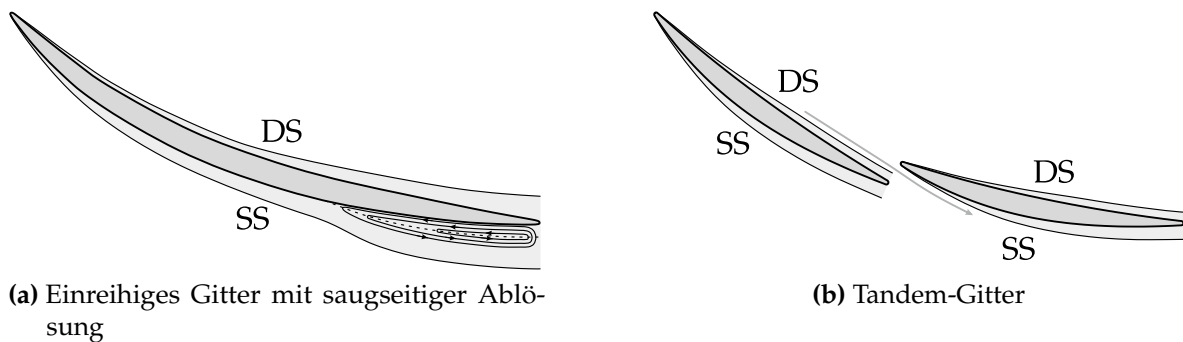


Abbildung 2.17: Vergleich eines einreihigen und eines Tandem-Gitters mit identischer Umlenkung

Darin sind zwei Deswirlergitter in Strömungsrichtung derart hintereinander angeordnet, dass jeweils ein Spalt zwischen den Hinterkanten der ersten Schaufelreihe und den Vorderkanten der zweiten Schaufelreihe entsteht. Bei entsprechender Anordnung der Gitter in Umfangsrichtung strömt das relativ energiereiche Fluid von der Druckseite der ersten Schaufel durch diesen Spalt über die Saugseite der zweiten Schaufel. Dabei wird es beschleunigt und stabilisiert in der Folge die saugseitige Grenzschicht der zweiten Schaufel (vgl. Abb. 2.17 (b)). Durch den Neuaufbau der Grenzschichten

an der zweiten Schaufel wird deren Anwachsen über ein kritisches Maß, das bei einreihiger Beschaufelung mit gleicher Umlenkung bis dorthin unter Umständen schon zur Ablösung geführt hätte, verhindert (vgl. Abb. 2.17 (a)). Im Vergleich zu einem einreihigen Gitter besteht für ein Tandem-Gitter bei gleicher Umlenkung also eine geringere Ablöseneigung. Bei der Anordnung in Umfangsrichtung muss jedoch darauf geachtet werden, dass die zweite Schaufel nicht direkt im Nachlauf der ersten Schaufel liegt, da dessen energiearmes Fluid die Grenzschicht der zweiten Schaufel stark belasten würde.

Kombinierte Umlenkung und Sekundärströmungen im Nachleitapparat

Die gehäusesseitige Strömung vor dem Scheitelpunkt der Umlenkung, die aufgrund des resultierenden Druckgradienten durch die Umlenkung in meridionaler Richtung stark belastet ist, wird durch die Beschleunigung im vorderen Bereich der Deswirlerbeschaufelung wieder etwas stabilisiert. Die nabenseitige Strömung hinter dem Scheitelpunkt der Umlenkung, die ebenfalls stark belastet ist, wird hingegen durch die Verzögerung über den hinteren Bereich der Deswirlerbeschaufelung weiter destabilisiert. Der Bereich zwischen Nabe und Saugseite ist daher besonders ablösegefährdet.

In den Schaufelpassagen des Deswirlergitters kommt es zu einer Reihe von Sekundärströmungen, die auch schon in den Passagen des Laufrads und des Diffusors auftraten.

Die Entstehung der Passagenwirbel durch den Druckgradienten von Schaufel zu Schaufel erfolgt analog zu Laufrad und Diffusor. Die Hufeisenwirbel, die aufgrund des spannwitigen Druckgradienten entlang der Staulinie an einer Schaufelvorderkante an Nabe und Gehäuse entstehen, bilden sich auch im Deswirler. Ähnlich wie im Laufrad besteht durch den spannwitigen Druckgradienten zwischen Nabe und Gehäuse aufgrund der Stromlinienkrümmung in meridionaler Richtung auch die Tendenz zur Ausbildung eines Paares von Schaufeloberflächenwirbeln in einer Passage. Weiterhin kommt es bei Vorhandensein eines Schaufelspitzenspalts wie bei den Deswirlern der in dieser Arbeit untersuchten Stufen zur Ausbildung eines Spaltwirbels. Dieser rollt sich über die Schaufelspitze von der Druck- zur Saugseite hin auf und wird in die Schaufelpassage transportiert. Die Zirkulation des Spaltwirbels steigt mit zunehmender Inzidenz zum Deswirlergitter durch die damit einhergehende Erhöhung der Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite.

Somit ergibt sich auch im Deswirler ein äußerst komplexes Strömungsbild. Wie auch schon im Diffusor bewirken die Sekundärströmungen eine lokale Verringerung der effektiv durchströmten Fläche und mindern somit das Verzögerungs- und Druckrückgewinnungspotenzial des Deswirlers.

Eine gestalterische Maßnahme zur Abschwächung dieser Sekundärströmungen ist das *Neigen* (engl. *lean*) der Schaufeln zur Druckseite, dessen Prinzip in Abbildung 2.18 verdeutlicht wird. Beim Neigen der Schaufeln wird der Tatsache Rechnung getragen, dass sich die positiven Druckgradienten zwischen Nabe und Gehäuse durch die

Krümmung der Stromlinien in meridionaler Richtung und zwischen Saug- und Druckseite durch die Krümmung der Stromlinien in Umfangsrichtung überlagern.

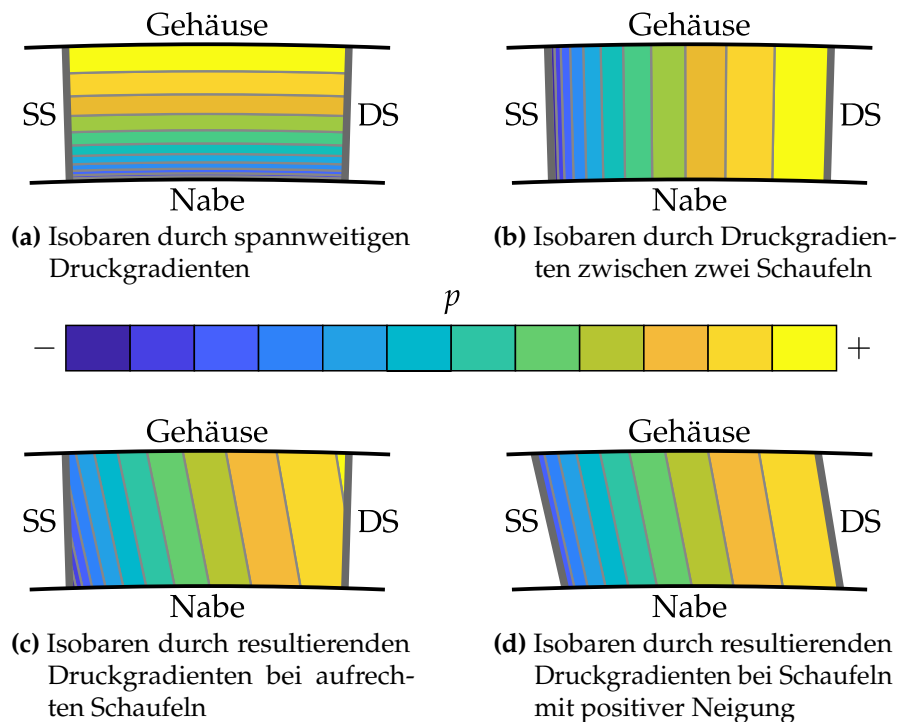


Abbildung 2.18: Wirkprinzip der Schaufelneigung im Deswirler

Die Isobaren über den Querschnitt einer Deswirlerpassage, die sich jeweils aus den einzelnen Druckgradienten ergeben würden, sind in Abbildung 2.18 (a) und (b) dargestellt. Der resultierende Druckgradient in einer Passage verläuft von der Ecke zwischen Nabe und Saugseite zur Ecke zwischen Gehäuse und Druckseite. Wie bereits erwähnt, entsteht dadurch im Bereich zwischen Nabe und Saugseite ein stark ablösegefährdetes Gebiet. Die normal zum Druckgradienten verlaufenden Isobaren sind in Richtung der Saugseite geneigt (vgl. Abb. 2.18 (c)). Die Isobaren, die die Schaufeloberflächen schneiden, sind Ausdruck eines nach wie vor vorhandenen spannweiten Druckgradienten, welcher zur Entstehung des Paares von Schaufeloberflächenwirbeln führt. Werden die Schaufeln nun in die gleiche Richtung wie die Isobaren gelehnt, also von der Schaufel aus gesehen zur Druckseite hin, schneiden die Isobaren die Schaufeloberflächen unter vergrößertem Winkel oder gar nicht mehr, was gleichbedeutend mit einer Abschwächung bzw. der Eliminierung des Druckgradienten in Spannweitenrichtung ist (vgl. Abb. 2.18 (d)). In der Konsequenz werden die Schaufeloberflächenwirbel abgeschwächt oder gänzlich unterbunden und das Gesamtausmaß der Sekundärströmungen in den Deswirlerkanälen reduziert.

Die Schaufelzahl im Deswirlergitter ist in der Regel größer als im Diffusor, um eine gute Strömungsführung zu gewährleisten. Würde die Schaufelzahl des Diffusors im Deswirler beibehalten werden, wäre dessen Teilung am Eintritt sehr groß. Die resultierenden Passagen wären sehr breit und würden die Strömung nur schlecht führen. Die den Diffusor verlassende Strömung ist aufgrund von Sekundärströmungen

und Ablösungen sehr inhomogen. Der für gewöhnlich geringe Abstand zwischen Diffusor und Deswirler führt zu einer nur geringen Ausmischung dieser Inhomogenitäten, bevor sie in den Deswirler gelangen. So unterscheidet sich die Strömung im Deswirler von Passage zu Passage zum Teil sehr stark. Die Inhomogenitäten können sich im Deswirler nicht ausmischen und bleiben bis zu dessen Austritt bzw. bis zum Stufenaustritt weitestgehend erhalten.

2.3 Betriebsverhalten von Radialverdichtern

In diesem Abschnitt wird das Zusammenspiel von Laufrad und Diffusionssystem einer Radialverdichterstufe im Hinblick auf das integrale Betriebsverhalten näher erläutert. Die Bewertung des integralen Betriebsverhaltens erfolgt zumeist anhand von Verdichterkennfeldern. In diesen werden die Betriebszustände einer Verdichterstufe typischerweise in Form des total-zu-totalen isentropen oder polytropen Verdichtereffizienzgrads $\eta_{Vs,tt}$ bzw. $\eta_{Vp,tt}$ in Abhängigkeit vom reduzierten Massenstrom \dot{m}_{red} und vom Totaldruckverhältnis π_{tt} dargestellt. Abbildung 2.19 zeigt beispielhaft ein derartiges Verdichterkennfeld.

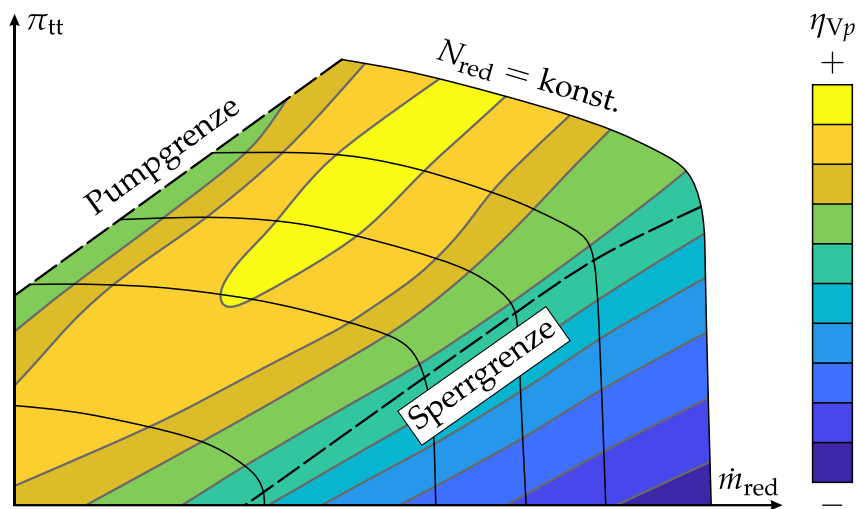


Abbildung 2.19: Beispiel eines Verdichterkennfelds

Die Sperrgrenze und die Pumpgrenze bilden die Betriebsgrenzen einer Verdichterstufe, die während des normalen Betriebs unter keinen Umständen erreicht werden sollten. Der Betriebsbereich von Radialverdichterlaufrädern ist zumeist sehr breit. In aller Regel werden die Betriebsgrenzen der Verdichterstufe durch den Diffusor weiter eingeschränkt. So verschiebt sich beispielsweise die Sperrgrenze zu kleineren Massenströmen, wenn der sperrende und damit kleinste durchströmte Querschnitt im Diffusor liegt. Die Anströmung des Diffusors und der daraus resultierende Strömungszustand im Diffusionssystem bestimmen sowohl den Druckaufbau als auch die Lage der Betriebsgrenzen. Die Wirkungsgradkonturen nehmen für gewöhnlich die für sie typische Form von Muschelkurven an.

Verdichterkennfelder werden entweder numerisch oder experimentell ermittelt, indem die Betriebszustände entlang von Linien konstanter reduzierter Drehzahl N_{red} , sogenannten Drehzahllinien, bestimmt werden. Hierzu wird die Verdichterstufe kontinuierlich angedrosselt, was gleichbedeutend mit einer Erhöhung des Drucks am Stufenaustritt ist.

Ausgehend vom vollständig entdrosselten Betriebszustand steigt das Totaldruckverhältnis entlang einer Drehzahllinie zunächst stark an, während der reduzierte Massenstrom nahezu konstant bleibt. Die Stufe operiert dann jenseits der Sperrgrenze. Dabei ist der zumeist im Diffusor liegende engste Querschnitt gesperrt, wodurch nahezu keine Informationsausbreitung entgegen der Strömungsrichtung möglich ist. Daher bleibt der absolute Strömungswinkel am Diffusoreintritt konstant. Wie bereits erläutert wurde, kann der Massenstrom bei Androsselung der Stufe jenseits der Sperrgrenze leicht absinken, da die bei ansteigendem Gegendruck dicker werdende Grenzschicht im engsten Querschnitt des Diffusors eine zunehmende Versperrung und damit Verkleinerung des engsten Querschnitts hervorruft. Bei weiterer Androsselung der Stufe wird die Sperrgrenze passiert und der engste Querschnitt im Diffusor entsperrt. Der wachsende Gegendruck am Stufenaustritt führt nun zu einer kontinuierlichen Abnahme des reduzierten Massenstroms, was sich im Abflachen der Drehzahllinie äußert. Der absolute Strömungswinkel am Diffusoreintritt wird dabei immer flacher und die Inzidenz zur Diffusorbeschaufelung wächst.

In stark angedrosselten Betriebszuständen mit sehr flacher Strömung am Diffusoreintritt kann es aufgrund der starken positiven Inzidenz zur saugseitigen Ablösung an der Diffusorvorderkante kommen. Eine weitere Erhöhung der Inzidenz führt letztendlich zur vollständigen Versperrung einer Diffusorpassage. Die Strömung muss nun auf die in Rotationsrichtung am nächsten liegende Passage ausweichen und vergrößert dadurch die Ablösung in dieser Passage bis sie wiederum blockiert. Die Versperrung in der ursprünglichen Passage löst sich dabei wieder auf. Dieser Mechanismus der in Rotationsrichtung umlaufenden lokalen Ablösung wird im Englischen als *rotating stall* bezeichnet²². Bei weiterem Androsseln der Stufe verstärken sich die Ablösungen im Diffusor und es kommt an der Pumpgrenze letztendlich zum Verdichterpumpen, bei dem der Druckaufbau über die Stufe zusammenbricht und es zu einer Strömungsumkehr kommen kann. Die Quelle der Strömungsinstabilitäten, die letztendlich zum Verdichterpumpen führt, kann allerdings auch im Laufrad liegen. Insgesamt ergibt sich an der Pumpgrenze ein komplexes betriebspunktabhängiges Wechselwirken der einzelnen Stufenkomponenten, wie *Lou et al.* in einer zweiteiligen Veröffentlichung ([36, 37]) zeigen.

Der Druckaufbau der Verdichterstufe entlang einer Drehzahllinie wird in erster Linie durch den effektiven Flächenverlauf im Diffusionssystem und die Machzahl am Diffusoreintritt vorgegeben (s. Gl. (A.35)). Das maximale Druckverhältnis wird dabei durch das maximale effektive Flächenverhältnis des Diffusionssystems bestimmt. Der effektive Flächenverlauf resultiert auf der einen Seite aus dem geometrischen Flächenverlauf, der nach Gleichung (2.41) wiederum durch die Verläufe des mittleren

²² Die Ablösungen bewegen sich in Statoren in Rotationsrichtung, in Rotoren andersherum.

Radius r , der Kanalhöhe h sowie des Strömungswinkels α vorgegeben ist. Auf der anderen Seite wird der effektive Flächenverlauf ebenfalls von der Versperrung B des Strömungspfad durch Grenzschichten und Sekundärströmungen wie beispielsweise Ablösungen festgelegt. Die Versperrung führt zu kleineren effektiven Flächen und damit zu einem verminderten statischen Druckaufbau und spiegelt somit die Verluste im Diffusionssystem wider. Mit steigender Androsselung der Stufe fällt der geometrische Flächenverlauf am Diffusoreintritt durch die flacher werdende Strömung immer progressiver aus. Darüber hinaus nimmt die Machzahl am Diffusoreintritt zu (vgl. Anh. A.2). Diese beiden Umstände resultieren in einem lokal anwachsenden Druckanstieg. Die erhöhte Diffusion geht jedoch auch mit einem starken Grenzschichtwachstum einher und die daraus resultierende Versperrung senkt das Druckrückgewinnungspotenzial des restlichen Diffusionssystems. Dies ist neben den in ihrer Intensität zunehmenden Sekundärströmungen der Grund für den flacheren Verlauf der Drehzahlkurven in Richtung der Pumpgrenze.

2.3.1 Einfluss der Diffusorbauform auf das Verdichtercharakteristikfeld

Auf Basis der vorangegangenen Erläuterungen lassen sich zwischen verschiedenen Diffusorbauformen grundlegende Unterschiede im Hinblick auf ihre Auswirkungen auf die Verdichtercharakteristiken ihrer jeweiligen Stufen bzw. auf die Form der entsprechenden Drehzahlkurven ableiten. Dazu sind in Abbildung 2.20 schematisch die Drehzahlkurven dreier Verdichterstufen bei gleicher Drehzahl dargestellt. Sie sind alle aus dem gleichen Laufrad jedoch aus unterschiedlichen Diffusoren aufgebaut.

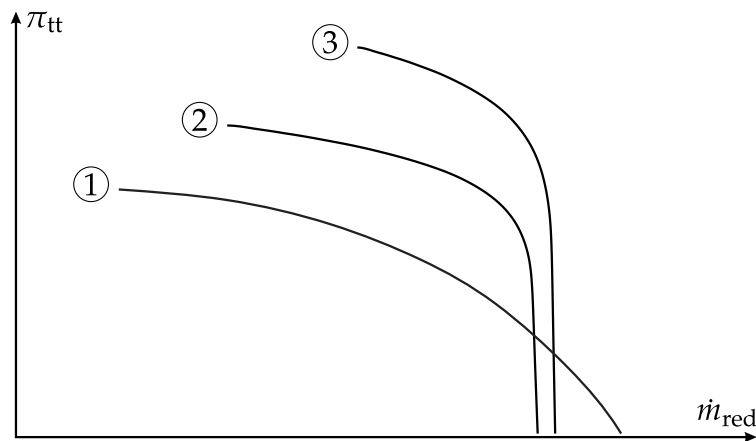


Abbildung 2.20: Schematische Drehzahlkurven von Stufen mit Diffusoren unterschiedlicher Bauform im Verdichtercharakteristikfeld

Die Drehzahlkurven sind wie folgt gekennzeichnet

- ① Stufe mit schaufellosem Diffusor,
- ② Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und
- ③ Stufe mit Keilschaufeldiffusor.

Bezüglich der Diffusionssysteme der drei Stufen werden weiterhin folgende Annahmen getroffen

- Die Eintritts- und Austrittsradien sowie die Kanalhöhen der drei Diffusoren sind jeweils identisch,
- das Teilungsverhältnis und die Staffelung der drei Diffusorgitter sind jeweils identisch und
- die Umlenkanäle und Deswirler generieren jeweils das gleiche Druckverhältnis.

Die Stufe mit schaufellosem Diffusor weist eine sehr flache Drehzahllinie auf. Durch das Fehlen von Schaufeln entsteht im schaufellosen Diffusor kein engster Querschnitt, wodurch dieser keine ausgeprägte Sperrgrenze aufweist. Die integrale Länge des Strömungswegs ist im schaufellosen Diffusor am größten und nimmt mit zunehmender Androsselung und flacher werdender Strömung noch zu. Die damit einhergehende Reibung an Nabe und Gehäuse führt zu großen Totaldruckverlusten und entsprechend niedrigen Totaldruckverhältnissen. Die Pumpgrenze wird erst bei sehr niedrigem Durchfluss erreicht, nachdem die Strömung an den Seitenwänden abzulösen beginnt.

Die Drehzahllinie der Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor verläuft wesentlich steiler, als die der Stufe mit schaufellosem Diffusor. Durch die Beschau felung entsteht ein engster Querschnitt, der zur Ausbildung einer ausgeprägten Sperrgrenze führt. Die Strömungsführung durch die Schaufeln hat eine progressivere Flächenzunahme gegenüber dem schaufellosen Diffusor und somit einen höheren statischen Druckanstieg zur Folge²³. Der kürzere Strömungsweg geht mit geringeren Totaldruckverlusten einher, sodass höhere Totaldruckverhältnisse erreicht werden. In stark angedrosselten Betriebszuständen mit flacher Anströmung des Diffusors kommt es an den Schaufelvorderkanten zu saugseitigen Strömungsablösungen, die bei weiterem Anwachsen letztendlich Verdichterpumpen auslösen. Dies geschieht bei höheren Massenströmen als beim schaufellosen Diffusor.

Die Stufe mit Keilschaufeldiffusor weist die steilste der drei Drehzahllinien auf. Ihre Sperrgrenze liegt bei einem etwas höheren Durchfluss als die der Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor. Der Grund hierfür sind die dünneren Vorderkanten der Keilschaufeln und der entsprechend größere engste Querschnitt einer Diffusorpassage. Der Keilschaufeldiffusor hat aufgrund seines ungekrümmten Kanals einen noch progressiveren Flächenverlauf als der aerodynamisch profilierte Diffusor und einen noch kürzeren Strömungsweg. Dies führt im direkten Vergleich der drei betrachteten Diffusoren zum höchsten Stufentotaldruckverhältnis. Allerdings löst die Strömung bei flacher Anströmung aufgrund der scharfen Vorderkanten der Keilschaufeln schon sehr früh ab, sodass die Pumpgrenze des Keilschaufeldiffusors unter den drei betrachteten Diffusoren beim größten Massenstrom liegt.

Über die Bauform des Diffusors hinaus haben grundlegende Gestaltungsparameter einen erheblichen Einfluss auf das Verdichterkennfeld einer Radialverdichterstufe.

²³ Ein Vergleich des isentropen statischen Druckaufbaus zwischen einem schaufellosen und einem aerodynamisch profilierten Diffusor ist in Anhang A.3 zu finden (s. Abb. A.3).

Im Hinblick auf die beiden in dieser Arbeit untersuchten Stufen werden daher im Folgenden das Teilungsverhältnis sowie der Staffelungswinkel des Diffusorgitters näher beleuchtet.

2.3.2 Teilungsverhältnis

Das Teilungsverhältnis des Diffusorgitters ist definiert als das Verhältnis der Gitterteilung t , also der Bogenlänge zwischen den Vorderkanten zweier benachbarter Schaufeln auf dem Vorderkantenradius, zur Sehnenlänge s einer Diffusorschaukel (s. Abb. 2.21). Das inverse Teilungsverhältnis wird auch als Solidität σ des Diffusorgitters bezeichnet. Eine Variation des Teilungsverhältnisses bzw. der Solidität des Diffusorgitters geht zwangsläufig mit einer Änderung der Schaufelzahl z einher und umgekehrt. Das Teilungsverhältnis t/s eines Diffusorgitters steht in enger Beziehung zum Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis L/b_2 bzw. Längen-Eintrittsdurchmesser-Verhältnis L/d_2 des Kanalbereichs dieses Diffusors.

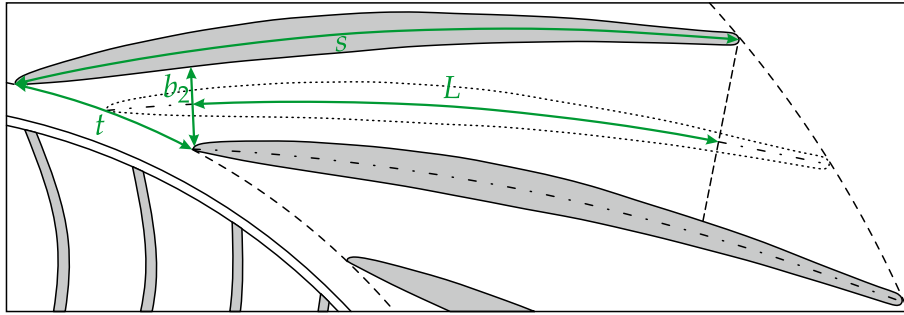


Abbildung 2.21: Zusammenhang zwischen der Solidität des Diffusorgitters und dem Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis des Kanalbereichs

Es ist klar ersichtlich, dass eine Vergrößerung der Teilung t , also eine Verringerung der Schaufelzahl z , auch zu einer Vergrößerung der Kanalbreite b_2 am Eintritt in den vollbeschaufelten Bereich des Diffusors führt. Während die Sehnenlänge s sich nicht ändert, wird die Kanallänge L des vollbeschaufelten Bereichs tendenziell kleiner. Daraus folgt eine monoton fallende Abhängigkeit zwischen dem Teilungsverhältnis und dem Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis

$$\frac{t}{s} = \sigma^{-1} \propto \left(\frac{L}{b_2} \right)^{-1}. \quad (2.60)$$

Schon in Abschnitt 2.2.2.1 wurde anhand des Kennfelds für ebene Diffusoren in Abbildung 2.12 aufgezeigt, dass eine Verkleinerung des Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnisses eines Kanaldiffusors mit sich kontinuierlich vergrößernden Ablösungen einhergeht. Diese hemmen die statische Druckrückgewinnung durch eine Verkleinerung des effektiven Flächenverhältnisses und führen zu größeren Totaldruckverlusten im Diffusionssystem. In gleicher Weise geht auch die Reduktion der Solidität eines Schaufelgitters mit einer höheren aerodynamischen Belastung der Schaufeln sowie

einer erhöhten Neigung zu Ablösungen einher. Darüber hinaus resultiert die schlechtere Führung der Strömung in einer Minderumlenkung durch den Diffusor. Im Gegensatz dazu verspricht eine große Solidität eine gute Strömungsführung und eine geringere Ablöseneigung. Jedoch führt die Vergrößerung der durch die Strömung benetzten Oberfläche zu einem Anstieg von Reibungsverlusten. In jedem Fall gilt es, bei der Diffusorauslegung ein Optimum im Hinblick auf die Solidität zu finden.

Die Auswirkungen der veränderlichen Solidität eines Diffusorgitters werden anhand der Verdichter kennfelder ihrer jeweiligen Stufen deutlich. Abbildung 2.22 zeigt hierzu zwei Keilschaufeldiffusoren, die sich nur in ihrer Solidität unterscheiden sowie ein Verdichterkennfeld mit zwei Drehzahlkurven der entsprechenden Stufen.

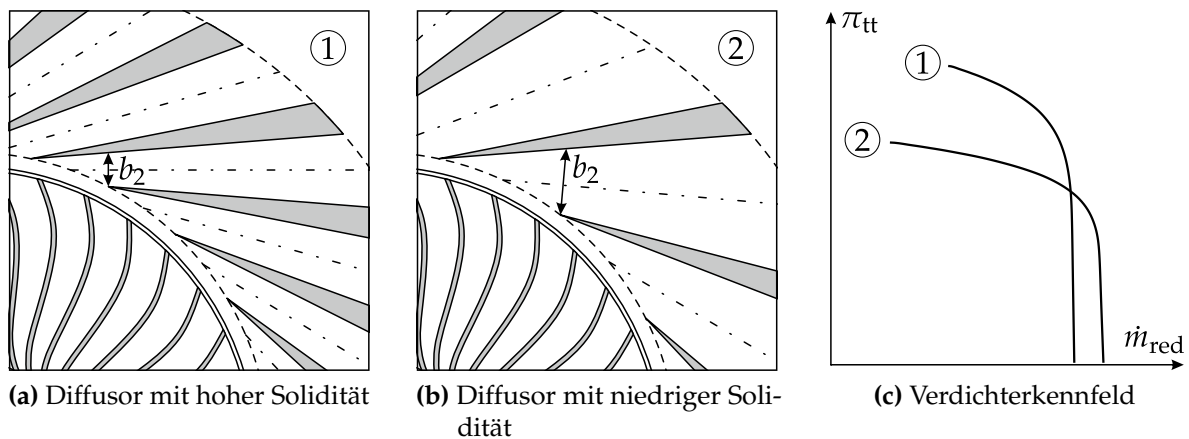


Abbildung 2.22: Einfluss der Solidität des Diffusorgitters auf das Betriebsverhalten einer Radialverdichterstufe

Wie bereits erwähnt, vergrößert sich mit sinkender Solidität die Kanalbreite b_2 am Eintritt in den vollbeschaufelten Bereich einer Diffusorpassage und damit auch deren engster Querschnitt (vgl. Abb. 2.22 (a) und (b)). Der Wegfall einer oder mehrerer Diffusorpassagen durch eine geringere Schaufelzahl wird dabei durch die Flächenzunahme je Passage überkompensiert, sodass der sperrende Querschnitt für den gesamten Diffusor größer wird. Der reduzierte Massenstrom an der Sperrgrenze ist daher für die Stufe mit dem Diffusor geringerer Solidität größer (vgl. Abb. 2.22 (c) ②). Allerdings weist dieser Diffusor aufgrund der schlechteren Strömungsführung und der erhöhten Sekundärströmungsverluste einen niedrigeren und flacheren Druckanstieg auf. Die Pumpgrenze liegt für die Stufe mit dem Diffusor geringerer Solidität bei kleineren Massenströmen. Der Grund hierfür ist, dass eine flachere Strömung am Diffusoreintritt bzw. größere Inzidenzen nötig sind, um eine Diffusorpassage vollständig zu blockieren. Darüber hinaus führt eine kleinere Solidität zu einem kleineren Seitenverhältnis des Diffusorhalses h/b_2 , was die Bildung des Halswirbels begünstigt und ihn verstärkt. Seine stabilisierende Wirkung zögert das Verdichterpumpen heraus. Das Verdichterkennfeld einer Stufe mit einem Diffusor geringer Solidität fällt also in der Regel niedriger und flacher, aber breiter aus.

2.3.3 Staffelungswinkel

Auch der Staffelungswinkel des Diffusorgitters $\alpha_{M,2}$ hat einen direkten Einfluss auf das Verdichterkennfeld, wie anhand von Abbildung 2.23 verdeutlicht wird. Darin sind zwei Keilschaufeldiffusoren dargestellt, die sich nur durch ihren Staffelungswinkel, also den Anstellwinkel der Diffusorschaufeln, unterscheiden. Im ersten Diffusor sind die Schaufeln flach, im zweiten Diffusor sind sie vergleichsweise steiler gestaffelt (vgl. Abb. 2.23 (a) und (b)).

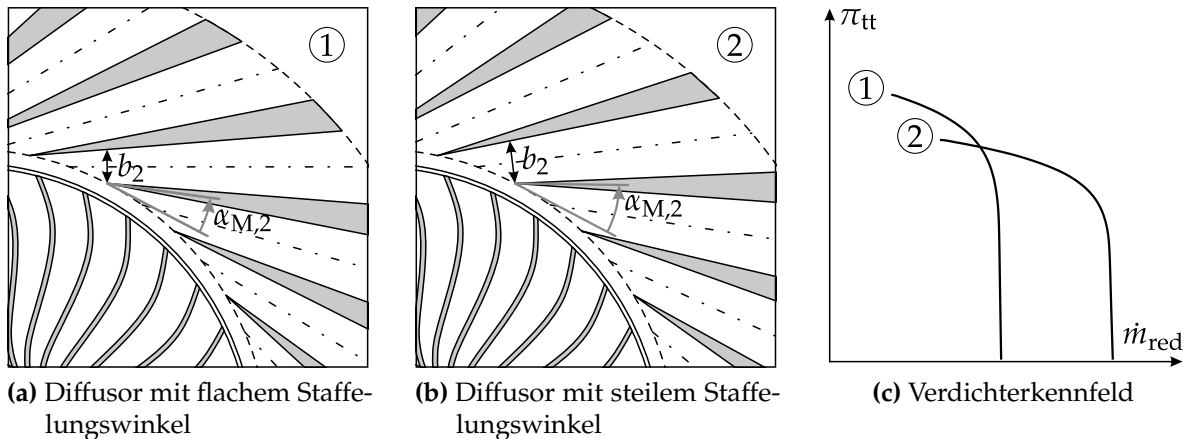


Abbildung 2.23: Einfluss des Staffelungswinkels des Diffusorgitters auf das Betriebsverhalten einer Radialverdichterstufe

Eine Erhöhung des Staffelungswinkels, also ein steileres Anstellen der Diffusorschaufeln, hat eine Vergrößerung der Eintrittsbreite b_2 in den vollbeschaufelten Bereich einer Diffusorpassage und damit eine Vergrößerung ihres engsten Querschnitts zur Folge. Dies resultiert in einem größeren Sperrgrenzmassenstrom der Stufe im Verdichterkennfeld. In stark angedrosselten Betriebszuständen führt der steile Staffelungswinkel in Kombination mit der flachen Anströmung jedoch zu großen positiven Inzidenzen, die schon bei vergleichsweise großen Massenströmen zu saugseitigen Ablösungen an den Schaufelvorderkanten und letztendlich zum Pumpen führen (vgl. Abb. 2.23 (c) ②).

Flacher gestaffelte Diffusoren führen demnach zu kleineren Sperrgrenzmassenströmen, durch die moderatere Inzidenz in stärker angedrosselten Betriebszuständen jedoch auch zu kleineren Pumpgrenzmassenströmen. Eine Drehzahllinie einer Stufe mit flach gestaffeltem Diffusor verläuft also insgesamt in einem Bereich kleinerer Massenströme. Gemäß Gleichung (2.28) verrichtet ein Laufrad mit rückwärtsgekrümmter Beschaufelung in diesem Bereich eine größere Arbeit. Daher weist die Drehzahllinie der Stufe mit flach gestaffeltem Diffusor einen steileren Verlauf auf, der auch insgesamt höhere Totaldruckverhältnisse erreicht (vgl. Abb. 2.23 (c) ①).

3 Stand der Forschung und Einordnung der Arbeit

Dieses Kapitel enthält einen Überblick über eine Reihe von Veröffentlichungen, die für die vorliegende Arbeit relevant sind. Die Aufzählung ist nicht erschöpfend und erhebt daher keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Zunächst werden Beispiele für Untersuchungen an verschiedenen Diffusoren für Radialverdichter vorgestellt. Es folgt ein Abschnitt mit Veröffentlichungen, die sich mit der Laufrad-Diffusor-Interaktion in Radialverdichterstufen und den daraus resultierenden Sekundärströmungen im Diffusor beschäftigen. Daran anschließend werden Arbeiten zur Beeinflussung von Sekundärströmungen im Radialdiffusor zusammengefasst. In einem weiteren Abschnitt wird die Historie von Untersuchungen im Rahmen des Projekts *Triebwerksradialverdichter* am IST vorgestellt. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Einordnung der vorliegenden Arbeit sowie eine Formulierung von Zielen, die mit dieser erreicht werden sollen.

3.1 Untersuchungen verschiedener Radialdiffusoren

Die Bauform des Röhrendiffusors findet ihre erstmalige Erwähnung im Jahr 1967 in der Patentschrift von *Vrana* [53]. Er beschreibt ihn als sehr einfach und mit hoher Genauigkeit zu fertigenden Diffusor für Radialverdichterstufen, mithilfe dessen bis zum damaligen Zeitpunkt unerreicht hohe Druckverhältnisse bei ebenfalls hohen Wirkungsgraden realisierbar wurden. Alleinstellungsmerkmal dieser Bauform sind die elliptisch auslaufenden Vorderkanten, auch als *ridges* bezeichnet, die durch die paarweise Durchdringung zylindrischer Bohrungen unter einem Winkel entstehen. Die Bohrungsmittellinien verlaufen tangential zum Eintrittsradius des Diffusors. Durch ihren elliptischen Verlauf liegt die Vorderkante an den Seitenwänden auf einem kleineren Radius als in der Kanalmitte, wodurch eine inhärente tendenzielle Abstimmung des Metallwinkels auf das verscherte Anströmprofil, welches aus der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung resultiert, erreicht wird. Der Scheitelpunkt der elliptischen Vorderkanten fällt jeweils mit dem Diffusorhals zusammen. *Vrana* weist darauf hin, dass im stromab folgenden Kanalbereich eine weitere Diffusion der Strömung nur durch eine Zunahme der Querschnittsfläche erreicht werden kann, z. B. durch einen konischen oder trompetenförmigen Verlauf.

Kenny [30] untersucht 1969 den von *Vrana* [53] patentierten Röhrendiffusor erstmals experimentell in zwei Varianten mit unterschiedlicher Halsgeometrie und abgeflach-

ten trompetenförmigen Rohren am Ende der Diffusorröhren zur Drallentnahme und Umlenkung der Strömung in Axialrichtung. In dieser Veröffentlichung prägt *Kenny* die Begriffe des *Pipe*-Diffusors und des für diesen charakteristischen *pseudo*-schaufellosten Bereichs. Er vergleicht die Röhrendiffusoren mit drei Plattendiffusoren, die sich hinsichtlich ihrer Vorderkantenform unterscheiden und mit einem aerodynamisch profilierten Diffusor. *Kenny* stellt fest, dass alle untersuchten Radialdiffusoren unter der starken Belastung und Zunahme der druckseitigen Grenzschichtdicke leiden. Gerade die Vergleichsdiffusoren zeigen an ihrem jeweiligen Austritt zwischen Druckseite und Nabe ein ausgedehntes Gebiet niedrigen Totaldrucks, welches auf eine dort vorliegende Ablösung hindeuten könnte. Die elliptischen Vorderkanten des Röhrendiffusors sind im Vergleich wesentlich besser auf das inhomogene Profil der Impellerabströmung angepasst. Bei Anströmung mit negativer Inzidenz führt die Pfeilung der Vorderkanten in Richtung von Nabe und Gehäuse zum Aufrollen des für Röhrendiffusoren typischen Wirbelpaares, welches die Ausmischung der Strömung im Halsbereich fördert. Dadurch wird einerseits die Versperrung reduziert und andererseits der druckseitigen Ablösung entgegengewirkt, die sonst aufgrund der negativen Inzidenz in Kombination mit der scharfen Vorderkante auftreten würde. Die Stufenkonfigurationen mit den Röhrendiffusorvarianten weisen geringere Totaldruckverluste auf als alle Vergleichskonfigurationen und so spricht *Kenny* dem Röhrendiffusor mit elliptischer Vorderkante eine generell bessere Eignung zur Diffusion einer inhomogenen Anströmung zu.

In einer weiteren Veröffentlichung stellt *Kenny* [31] experimentelle Ergebnisse für Radialverdichterstufen mit supersonischer Diffusoranströmung zusammen. Darin findet sich ein Vergleich verschiedener schaufelloser, beschaufelter (Platten und aerodynamisch profiliert), Kanaldiffusoren, Röhrendiffusoren und Diffusoren mit mehreren radialen Schaufelreihen. Die Auslegungsmethodologie für die beschaufelten Diffusoren leitet sich von zweidimensionalen Methoden für Axialverdichtergitter ab, wobei spannweitige Inhomogenitäten vernachlässigt werden. *Kenny* bemerkt, dass der Röhrendiffusor mit seinen elliptischen Vorderkanten und deren inhärenter Pfeilung besonders gut für eine supersonische Anströmung geeignet ist. Dennoch kommt er zu dem Schluss, dass es auch bei hohen Machzahlen der Anströmung die Anpassung der Vorderkante an die Inhomogenität ist, die dem Röhrendiffusor einen Vorteil verschafft. Mit wachsender Machzahl am Diffusoreintritt steigt auch die Diffusion im Diffusoreintrittsbereich und die Versperrung im Halsquerschnitt. Dieser Entwicklung wirkt der Röhrendiffusor mit seinem gegensinnig rotierenden Wirbel-paar entgegen, wodurch er höhere Wirkungsgrade ermöglicht als zweidimensional ausgelegte prismatische Diffusorbeschaufelungen.

Groh et al. [21] veröffentlichen 1979 eine experimentelle Untersuchung dreier Röhrendiffusoren mit unterschiedlicher Röhrenanzahl und eines zweireihigen aerodynamisch profilierten Diffusors. Übergeordnetes Ziel ist die Ersetzung von bis zu vier Axialverdichterstufen in einem Hochdruckverdichter für eine Triebwerksanwendung durch eine einzige Radialverdichterstufe. Die höchsten Wirkungsgrade wurden durch die Röhrendiffusorkonfigurationen erzielt, wobei im Auslegungspunkt keine signifikanten Unterschiede erkennbar sind. Es wird dennoch vermutet, dass der beschaufelte Diffusor durch entsprechende Weiterentwicklung zu vergleichbaren

Wirkungsgraden führen könnte. Die größte Kennfeldbreite wird vom Röhrendiffusor mit der kleinsten Röhrenanzahl erreicht.

Reeves [43] untersucht drei Röhrendiffusoren mit unterschiedlichen Formen des Halsquerschnitts: kreisförmig, rechteckig und eine Hybridform mit zwei kreisrunden und zwei parallelen Seiten. Obwohl alle Diffusoren mit unterschiedlichen Laufrädern betrieben wurden und daher ein direkter Vergleich zwischen ihnen schwierig ist, stellt *Reeves* fest, dass die Hybridform mit halbkreisförmiger Druck- und Saugseite und parallelen Wänden an Nabe und Gehäuse den gleichen Druckaufbau und Wirkungsgrad liefert wie der Diffusor mit kreisrundem Halsquerschnitt. Der Diffusor mit rechteckigem Halsquerschnitt weist in ebendiesem hingegen eine vergleichsweise große Versperrung auf.

Bennett et al. [5] führen eine experimentelle Untersuchung von vier Röhrendiffusoren mit jeweils unterschiedlicher Röhrenanzahl aber gleicher gesamter Halsquerschnittsfläche durch. Der Fokus liegt auf dem jeweiligen Diffusoreintrittsbereich und so enden alle untersuchten Diffusoren nach einer Länge von etwa einem hydraulischen Durchmesser des Halsquerschnitts hinter ebendiesem. Das Ziel der verschiedenen Designs ist die Erweiterung des Betriebsbereichs in Richtung der Pumpgrenze. Allerdings wird darauf hingewiesen, dass im Realfall auch der restliche Diffusor die Lage der Pumpgrenze beeinflusst. Während im Vergleich der verschiedenen Diffusoren die Kanalhöhe am Impelleraustritt konstant bleibt, steigt der Röhrendurchmesser mit sinkender Röhrenanzahl, sodass sich eine zunehmende Seitenwandaufweitung im Diffusoreintrittsbereich ergibt. Einer der Diffusoren weist jedoch ähnlich zu einer der von *Reeves* [43] untersuchten Diffusorkonfigurationen parallele Wände an Nabe und Gehäuse auf, sodass sich hier keine Seitenwandaufweitung ergibt. Besonderes Augenmerk liegt in dieser Untersuchung auf der Versperrung im Halsquerschnitt, die maßgeblich für den Diffusorwirkungsgrad des darauffolgenden Kanalbereichs ist. *Bennett et al.* stellen fest, dass die Inhomogenität im Halsquerschnitt, die aus der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung resultiert, umso größer ausfällt, je geringer die Röhrenanzahl ist. Ausschlaggebend hierfür ist die Flächenzunahme durch die Seitenwandaufweitung genannt.

Die Grundlage für den GE-Röhrendiffusor, wie er auch in der in dieser Arbeit untersuchten *TANDEM*-Stufe zum Einsatz kommt, bildet das Patent von *Bryans* [7]. Der Negativkörper der einzelnen Röhren hat bei der von ihm patentierten Form im Halsquerschnitt planparallele Wände an Druck- und Saugseite. Im Vergleich zu einem Röhrendiffusor mit kreisrundem Halsquerschnitt gleicher Fläche liegen die Diffusorvorderkanten bei diesem Design auf kleinerem Radius, wodurch die radiale Ausdehnung des pseudo-schaukellosen Bereichs und mit ihr auch der Wandreibungsverlust in diesem Bereich reduziert wird. In Richtung der Nabe und des Gehäuses behält der Röhrenquerschnitt seine kreisrunde Form, da diese das kleinstmögliche Verhältnis von Umfang zu Querschnittsfläche bietet und somit wiederum die Wandreibungsverluste minimiert. Die Formgebung des Negativkörpers im Halsbereich resultiert weiterhin in einer Vorderkante, die in der Kanalmitte geradlinig verläuft. Ihre Ausläufer (*ridges*) an Nabe und Gehäuse sind an der Druckseite ebenwandig und bieten der ablösungsgefährdeten Grenzschicht an den Seitenwänden

ein effektives Hindernis gegen Rückströmung. Der Halsquerschnitt selbst wird in Strömungsrichtung in etwa über die Länge eines äquivalenten Halsdurchmessers fortgesetzt, um der Erosion der Vorderkante über die Lebensdauer der Stufe Rechnung zu tragen und somit eine Verschiebung des Betriebsbereichs zu verhindern. Im hinteren Kanalbereich des Diffusors geht die Querschnittsform in eine um 90° rotierte Variante der Form des Halsquerschnitts über: die Naben- und Gehäusewände verlaufen parallel und die Wände in Umfangsrichtung sind halbkreisförmig.

Wallis et al. [54] führen eine stationäre CFD-Untersuchung des GE-Röhrendiffusors durch, wobei sie auf die Modellierung der Deswirler-Beschaufelung verzichten. Ihr Ziel ist der Nachweis der Eignung des Ansatzes stationärer Stufenrechnungen von eng gekoppelten Radialverdichterstufen unter Zuhilfenahme des Mischungsebenenansatzes zur Auslegung und Design-Iteration. Hierfür sind Rechnungen mit geringem Zeitaufwand nötig, die über die Dauer eines halben Tages durchgeführt werden können. Während separate Laufradsimulationen, die sie ebenfalls durchführen, zufriedenstellend mit entsprechenden experimentellen Daten korrelieren, gilt dies nicht für separate Simulationen des Diffusors. Erst durch eine willkürliche Anpassung des Anströmwinkels bzw. der Inzidenz lässt sich eine gute Übereinstimmung erzielen. Da diese Anpassung über den Betriebsbereich keiner erkennbaren Gesetzmäßigkeit unterliegt, lässt sich keine verlässliche Vorhersage des Diffusorverhaltens ableiten. Kombinierte Stufensimulationen hingegen liefern wieder eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten. Dies gilt insbesondere im Eintrittsbereich des Diffusors. Die Tatsache, dass separate Diffusorrechnungen die tatsächliche Strömung unzureichend abbilden, während kombinierte Stufenrechnungen gute Ergebnisse erzielen, weist auf die Signifikanz der Laufrad-Diffusor-Interaktion für derart eng gekoppelte Radialverdichterstufen hin. Weiterhin scheint die Berücksichtigung des stationären Anteils dieser Interaktion die tatsächliche Strömung in erster Größenordnung gut abzubilden. Diese Wechselwirkung wird im Wesentlichen durch in Umfangsrichtung konstant verlaufende und spannweitig variierende Profile aller Strömungsgrößen repräsentiert. Der Halswirbel als einer der dominierenden Mechanismen im Diffusor kann durch diesen Ansatz also bereits abgebildet werden. Im Umkehrschluss scheinen instationäre Effekte eine untergeordnete Rolle zu spielen. *Srivastava et al.* [48] bestätigen in einer späteren Arbeit grundlegend die Notwendigkeit gekoppelter Stufenrechnungen für zuverlässige Vorhersagen des Betriebsverhaltens. Weiterhin beobachten sie im Diffusorkanal an der Druckseite ein großes Gebiet geringer Machzahl, welches sie als Hinweis auf eine dort vorliegende Ablösung interpretieren.

Im Jahr 2003 veröffentlichten *Moussa et al.* [38] eine Patentschrift für eine abgewandelte Form des GE-Röhrendiffusors, bei der die Deswirler-Beschaufelung in den hinteren Kanalbereich des Diffusors eingetaucht wird. Dadurch weist das Diffusionssystem Ähnlichkeit zu der später von *Schmidt* [45] untersuchten COMPACT-Konfiguration auf. Durch das Eintauchen der Deswirler-Beschaufelung wird der Diffusorkanal im hinteren Teil in zwei Bereiche aufgeteilt, wodurch der Öffnungswinkel der beiden Teilkanäle effektiv halbiert wird. Insgesamt lässt sich so ein größerer Öffnungswinkel und damit eine stärkere Verzögerung realisieren. Weiterhin ergibt sich durch das Eintauchen der Deswirler-Beschaufelung eine sehr kompakte Umlenkung, wodurch die axiale Projektionsfläche der Stufe reduziert wird. In der Konsequenz kann Bau-

raum und damit aerodynamischer Widerstand des Triebwerks und Strukturgewicht eingespart werden.

Ziegler [62] veröffentlicht in seiner Dissertation und einer Reihe weiterer Veröffentlichungen ([63, 64], sowie in *Niehuis et al.* [39] und *Niehuis & Ziegler* [40] als Koautor) umfangreiche Untersuchungen zur Laufrad-Diffusor-Interaktion eines Radialverdichters mit einem Keilschaufeldiffusor. Der Verdichteraufbau des RADIVER-Prüfstandes ermöglicht ihm die unabhängige Variation des Radialspalts zwischen Laufradaustritt und Diffusorvorderkantenradius. Neben Messungen am Diffusoraustritt mit Drei-Loch-Sonden führt er instationäre Laser-2-Fokus-Messungen in verschiedenen Ebenen zwischen dem Laufradaustrittsbereich und dem Halsquerschnitt des Diffusors durch. So kann er nicht nur zeitgemittelte stationäre sondern auch phasengemittelte periodische Phänomene beleuchten. Ziegler findet heraus, dass kleinere Radialspalte zu höheren Stufenwirkungsgraden führen. Während sich dabei der Wirkungsgrad des Laufrads kaum ändert, steigt vor allem die Druckrückgewinnung im Diffusor durch eine Entlastung der ablösegefährdeten Druckseite. Dieser Effekt äußert sich durch eine Verschiebung der Kernströmung von der Saugseite zur Druckseite wie Messungen am Diffusoraustritt zeigen. Der maßgebliche Mechanismus ist in diesem Zusammenhang der von Ziegler so getaufte *Halswirbel*, der aufgrund der spannweiten Verscherung des Geschwindigkeitsprofils am Diffusoreintritt in Anwesenheit der Diffusorscheufeln entsteht (vgl. Abb. 2.13).

3.2 Laufrad-Diffusor-Interaktion und Sekundärströmungen im Diffusor

Da im Rahmen dieser Arbeit die Untersuchung zweier Diffusionssysteme im Vordergrund steht, beschränkt sich dieser Abschnitt weitestgehend auf Veröffentlichungen, die die Auswirkungen der Laufrad-Diffusor-Interaktion auf die Durchströmung des Diffusors behandeln. Dabei liegt der Fokus auf dort auftretenden Sekundärströmungen.

Dean & Senoo [10] prägen im Jahr 1960 den Begriff der Strahl-Totwasser-Struktur (engl. jet-wake) und untersuchen die Ausmischung dieser Struktur in einem schaufellosen Diffusor hinter dem Laufradaustritt eines Radialverdichters. Sie kommen zu dem Schluss, dass sich die Inhomogenitäten der Laufradabströmung in Umfangsrichtung innerhalb eines sehr kurzen radialen Bereichs stromab des Laufrads ausmischen. *Inoue & Cumpsty* [24] können diese Beobachtung bestätigen, wobei sie sie auf den Eintrittsbereich eines beschauelten Diffusors erweitern. Darüber hinaus stellen sie fest, dass die Inhomogenität in Umfangsrichtung nur geringfügige Auswirkungen auf die weitere Diffusordurchströmung hat.

Eckardt [12] legt bei Hitzdrahtmessungen am Austritt eines Radialverdichterlaufrads sein Hauptaugenmerk auf die spannweitige Inhomogenität der Strahl-Totwasser-Struktur und kann diese anhand der Verteilung der Relativgeschwindigkeit am

Laufradaustritt aufzeigen. Aufgrund der spannwitigen Variation des relativen Strömungswinkels vermutet er die Existenz einer Sekundärströmung die schon in den Schaufelkanälen des Laufrads vorhanden ist und deren Topologie äquivalent zu der des Halswirbels in einem beschauelten Diffusor ist. Grundlegend ähnliche Beobachtungen hinsichtlich der spannwitigen Inhomogenität in der Laufradabströmung von Radialverdichtern konnten in späteren Arbeiten auch *Gyarmathy et al.* [22] und *Gaetani et al.* [16, 15] machen. Allen ist gemeinsam, dass die gehäusenaher Totwasserströmung im Absolutsystem einen meist sehr viel flacheren Strömungswinkel aufweist, als die Strahlströmung über die restliche Spannweite.

Krain [32] vermisst 1981 den Diffusoreintrittsbereich einer Radialverdichterstufe mit einem Keilschaufeldiffusor mithilfe des Laser-2-Fokus-Verfahrens. Er beobachtet dort eine periodisch fluktuierende, hochgradig inhomogene Strömung mit instationären Variationen des Strömungswinkels im Diffusorhals von bis zu 13° und maximale Variationen des Strömungswinkels in spannwitiger Richtung von bis zu 27° .

Fradin [14] untersucht mittels Totaldruck- und Hitzdrahtmessungen die Durchströmung eines beschauelten Diffusors einer Radialverdichterstufe. Während er im Halsquerschnitt des Diffusors eine stark instationäre und inhomogene Strömung beobachtet, ist die Strömung am Diffusorausstritt beinahe zeitinvariant. Dort bewegt sich die Kernströmung sehr nahe an der Saugseite und ist in Richtung des Gehäuses verschoben. In der Nähe der Druckseite hingegen fällt die Machzahl stark ab und *Fradin* erwartet hier Sekundärströmungen bis hin zur Strömungsablösung. Dies führt er auf die Inhomogenität der Strömung im Halsquerschnitt zurück, die ihren Ursprung in der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung hat.

Traupel [52] beschreibt die Entstehung eines Wirbels in einem beschauelten Diffusor. Dieser bildet sich aufgrund der spannwitigen Inhomogenität der Diffusorzuströmung, welche aus der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung resultiert. Dabei entstehen unabhängig vom mittleren Inzidenzwinkel Querkomponenten der Strömungsgeschwindigkeit, die am Gehäuse aufgrund der flacheren Strömung von der Saugseite zur Druckseite gerichtet sind und über die restliche Kanalhöhe von der Druckseite zur Saugseite. In der Folge kommt es an den Schaufeln selbst zu einer Ausgleichsbewegung in spannwitiger Richtung, sodass ein geschlossener Wirbel entsteht. Dieser wird später von *Ziegler* [62] als Halswirbel bezeichnet.

Stahlecker [49] kann im Rahmen seiner Dissertation, in der er Laser-Doppler-Anemometrie-Messungen an einer Radialverdichterstufe mit beschaueltem Diffusor durchführt, nicht nur die zuvor schon oftmals beobachtete spannwitige Verschiebung der Strömung am Laufradaustritt nachweisen. Anhand von zeitgemittelten Geschwindigkeitsfeldern im engsten Querschnitt des Diffusors gelingt ihm auch direkt der Nachweis des von *Traupel* [52] beschriebenen Wirbels, dem Halswirbel.

Dalbert et al. [8] untersuchen eine Radialverdichterstufe mit einem beschauelten Diffusor mittels numerischer Simulationen. Sie können zeigen, dass die spannwitige Inhomogenität der Strömung am Diffusoreintritt, die aus der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung resultiert, zu Sekundärströmungen führt, wie sie auch schon *Traupel* [52] beschrieben hat. *Dalbert et al.* bestätigen die Ausbildung eines Halswirbels

bei ausreichend flacher Strömung in Gehäusenähe. Darüber hinaus bemerken sie, dass in Abhängigkeit des Drosselzustands der Verdichterstufe auch die nabennahe Strömung sehr flach ausfällt. In der Folge kommt es zur Ausbildung eines weiteren Halswirbels, dessen Drehsinn dem des zuerst entstehenden Halswirbels entgegengesetzt ist. Eine ähnliche Sekundärströmung können auch *Bonaiuti et al.* [6] in einem beschauelten Diffusor geringer Solidität nachweisen.

Dawes [9] veröffentlicht 1995 eine instationäre CFD-Untersuchung der von *Krain* [32] untersuchten Radialverdichterstufe. Der Fokus liegt dabei auf der zeitabhängigen Laufrad-Diffusor-Interaktion, wobei ein Abgleich der numerischen Ergebnisse mit den experimentellen Daten aus den LDA- und L2F-Messungen von *Krain* erfolgt. Im Diffusoreintrittsbereich beobachtet *Dawes* eine signifikante Zeitabhängigkeit des Strömungsfeldes, die jedoch stromab des Diffusorhalses schnell abklingt. Dennoch hinterlässt diese Instationarität im Diffusorkanal ein hochgradig inhomogenes Strömungsfeld, welches für den überwiegenden Teil der Verlustproduktion im Diffusor verantwortlich und damit bestimmend für dessen Betriebsverhalten ist. Die vorhandene Inhomogenität wird maßgeblich durch die spannweite Variation des absoluten Anströmwinkels hervorgerufen, die wiederum Resultat der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung ist. In dieser Untersuchung führt sie zu einer Ablösung der Strömung im Bereich zwischen Nabe und Druckseite im Diffusorkanal und folglich zu einer stark erhöhten Versperrung am Diffusoraustritt. In derselben Veröffentlichung führt *Dawes* eine weitere stationäre Untersuchung durch, bei der das Laufrad und der Diffusor durch eine Mischungsebene gekoppelt werden. Dabei werden Inhomogenitäten in Umfangsrichtung durch Mittelwertbildung eliminiert, in spannweitung Richtung bleiben sie jedoch erhalten. Im Hinblick auf das Betriebsverhalten des Diffusors zeigt diese stationäre Untersuchung eine sehr gute Übereinstimmung mit den zeitgemittelten Resultaten der instationären Simulation. *Dawes* kommt daher zu dem Schluss, dass bereits die stationäre Simulation ausreicht, um den Charakter der Diffusorströmung zu erfassen. *Domercq et al.* [11] bestätigt in einer späteren numerischen Untersuchung die Beobachtungen von *Dawes*. Auch er stellt fest, dass Instationaritäten in der Diffusorströmung stromab des Halsquerschnitts schnell abklingen und dass die spannweite Inhomogenität einen maßgeblichen Einfluss auf die Durchströmung des Diffusors hat.

Auch *Anish et al.* [4] kann im Jahr 2013 bei einer numerischen Untersuchung der instationären Laufrad-Diffusor-Interaktion einer Radialverdichterstufe feststellen, dass deren stationäres Betriebsverhalten maßgeblich auf die spannweite Variation des Strömungswinkels am Diffusoreintritt zurückzuführen ist. Der instationäre Charakter der Wechselwirkung tritt beinahe ausschließlich in einer Variation des Strömungswinkels in Umfangsrichtung in Erscheinung.

Phillips [42] veröffentlicht 1997 eine umfangreiche numerische Untersuchung zur Auswirkung der Zuströmung eines Radialdiffusors auf dessen Betriebsverhalten. Er stellt fest, dass die Versperrung im Diffusorhalsquerschnitt und die Inhomogenität der Diffusorzuströmung, insbesondere die spannweite Variation des Strömungswinkels nur einen schwachen Einfluss auf den Druckaufbau des Diffusors ausüben.

Letztere verhindert nach seiner Erkenntnis durch Ausmischung innerhalb des Diffusorkanals lokale Ablösungen und hat somit tendenziell positive Auswirkungen auf den Druckaufbau. Einen wesentlich größeren Einfluss misst er der Ausrichtung der Strömung am Eintritt in den Kanalbereich des Diffusors bei. *Phillips* schließt, dass Maßnahmen zur Anpassung der Diffusorbeschaufelung an die Inhomogenität der Anströmung, wie z. B. verwundene Schaufeln, unnötig sein könnten.

Unbestritten ist jedoch die mögliche Entstehung von Sekundärströmungen wie dem Halswirbel und deren Zusammenspiel mit Ablösungen im Diffusorkanal. Die resultierende Versperrung führt zwangsläufig zu Einbußen bei der Druckrückgewinnung.

3.3 Beeinflussung von Sekundärströmungen in Radialdiffusoren

Im vorangegangenen Abschnitt wurde deutlich, dass die Rotor-Stator-Interaktion einer Radialverdichterstufe und die resultierenden Sekundärströmungen im Diffusor einen maßgeblichen Einfluss auf dessen Betriebsverhalten haben. Im Wissen um die dominierenden Phänomene dieser Interaktion wie der spannwitigen Variation des Strömungswinkels, wurden etliche Versuche unternommen, die Strömung mittels konstruktiver Veränderungen positiv zu beeinflussen. Das Ziel dabei war und ist die Reduktion von Sekundärströmungen und der mit ihnen einhergehenden Verluste.

Jansen & Rautenberg [26] veröffentlichen 1982 eine experimentelle Untersuchung an einer Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor. Die spannwitige Variation des Strömungswinkels der Impellerabströmung beträgt im analysierten Fall bis zu 29°. Zur Unterdrückung von Sekundärströmungen wird eine spannwitig verwundene Diffusorbeschaufelung eingesetzt, wobei auch ein Vergleich mit zwei Diffusoren mit konventioneller nicht verwundener Beschaufelung erfolgt. Der Metallwinkel der verwundenen Diffusorschaukeln fällt von der Nabe zum Gehäuse kontinuierlich ab und trägt somit der flacheren Strömung im Totwassergebiet in Gehäusenähe Rechnung. Aufgrund dieser Formgebung weist die Strömung über die gesamte Kanalhöhe eine nahezu konstante Inzidenzverteilung auf, was die Entstehung entgegengesetzt gerichteter Querströmungskomponenten nach *Traupel* [52] verhindert. Obwohl die Kernströmung am Diffusoraustritt näher an der Saugseite der Beschaufelung liegt, kann an der Druckseite keine Ablösung festgestellt werden. Diese Beobachtungen sind Ausdruck einer verringerten Versperrung am Diffusoraustritt im Vergleich zu den konventionellen Diffusoren. In der Folge weist die Stufe mit der verwundenen Diffusorbeschaufelung ein höheres Druckverhältnis und einen besseren Wirkungsgrad auf. Darüber hinaus führt sie zu einem breiteren Betriebsbereich.

Stein & Rautenberg [50] knüpfen im Jahr 1985 an die Arbeit von *Jansen & Rautenberg* [26] an. Sie führen eine experimentelle Untersuchung an derselben Radialverdichterstufe mit einem aerodynamisch profiliertem Diffusor in zwei Konfigurationen durch.

Beiden Konfigurationen ist die Reduktion der Diffusorkanalhöhe bzw. der Spannweite zur Beschleunigung der Strömung vor allem am Diffusoreintritt an Nabe und Gehäuse gemein. Durch die resultierende Aufsteilung der dortigen Strömung soll die Ausbildung von Sekundärströmungen, insbesondere des Halswirbels, abgeschwächt werden. Tatsächlich kann mit dieser Anpassung die spannweitige Variation des absoluten Strömungswinkels von 30° auf 10° reduziert werden. Allerdings führt die verringerte Diffusorkanalhöhe auch zu einer kleineren Halsfläche des Diffusors und somit zu einer Verschiebung des Verdichterkeinfeldes hin zu geringeren Massenströmen. Im Hinblick auf die Druckrückgewinnung ist die Maßnahme im Diffusoreintrittsbereich aufgrund des verkleinerten Flächenverhältnisses kontraproduktiv. Allerdings sinkt auch die Versperrung im Halsquerschnitt, wodurch die Druckrückgewinnung im Diffusorkanal steigt. Durch die Dominanz des zuletzt genannten Effekts folgt insgesamt ein höherer Druckanstieg und mit diesem auch ein höherer Verdichterwirkungsgrad.

Im Rahmen einer numerischen Untersuchung einer Radialverdichterstufe mit einem aerodynamisch profilierten Diffusor wählen *Tamaki & Nakao* [51] einen ähnlichen Ansatz wie *Stein & Rautenberg* [50] zur Abschwächung von Sekundärströmungen. Um eine Verschiebung des Verdichterkeinfeldes zu vermeiden, reduzieren sie die Kanalhöhe allerdings erst kontinuierlich ab dem Halsquerschnitt des Diffusors. Ein derartig modifizierter Diffusor weist an seinem Austritt eine kleinere Querschnittsfläche und somit insgesamt ein kleineres geometrisches Flächenverhältnis auf. Dennoch wird damit eine größere Druckrückgewinnung erzielt als mit dem nicht modifizierten Diffusor. Diese Erkenntnis wird durch einen Vergleich mit experimentellen Daten bestätigt.

Abdelwahab [1] führt eine numerische Untersuchung eines *low solidity diffuser* (LSD, zu Dt. Diffusor geringer Solidität) in einer Radialverdichterstufe durch. Der Vorteil dieser Art von Diffusoren ist ein signifikant höherer Druckaufbau als bei schaufelloren Diffusoren, ohne jedoch den Betriebsbereich zu stark einzuschränken. Dies gilt insbesondere dann, wenn die Solidität derart niedrig ist, dass zwischen den Schaufeln kein Halsquerschnitt und dementsprechend auch kein Kanalbereich vorliegt. Trotz der inhärenten Vorteile von LSD-Designs führen auch in solchen Diffusoren Sekundärströmungen zu wirkungsgradreduzierenden Verlusten und zu einer Einschränkung des Betriebsbereichs. *Abdelwahab* verfolgt in dieser Veröffentlichung das Ziel, diesbezüglich weitere Verbesserungen zu erzielen, indem er die Diffusorbeschaufelung mit einem variablen Staffelungswinkel in spannweitischer Richtung versieht. Die Diffusorschaufeln werden in ähnlicher Weise wie bei *Jansen & Rautenberg* [26] verwunden, wobei die Verwindungslinie nicht auf der Schaufelvorderkante liegt. Dies führt unweigerlich zu einer Neigung (engl. *lean*) der Schaufeln entgegen der Umfangsrichtung. Durch die Anpassung des Staffelungswinkels auf das verscherte Anströmprofil wird eine nahezu homogene Inzidenzverteilung erreicht. Die Schaufelneigung führt innerhalb der Strömung wiederum zu einer Beeinflussung des Kräftegleichgewichts in der Kanalhöhenrichtung (vgl. Ausführungen in Abschn. 2.2.2.2). In ihrer Kombination resultieren beide Effekte in einer signifikanten Abschwächung der Sekundärströmungen, wobei *Abdelwahab* der Schaufelneigung den größeren Einfluss zuschreibt.

Der untersuchte Diffusor erreicht bei einem erweiterten Betriebsbereich ein höheres Druckverhältnis in Verbindung mit einem größeren Stufenwirkungsgrad.

Sowohl der Eintritts- als auch der Austrittradius des von *Abdelwahab* [1] untersuchten dreidimensionalen Diffusors sind konstant, wodurch dieser neben dem variablen Staffellungswinkel auch eine veränderliche Solidität aufweist. In einer weiterführenden numerischen Untersuchung vergleicht *Abdelwahab* [2] den dreidimensionalen Diffusor mit zwei weiteren Diffusoren unterschiedlicher, jeweils konstanter Solidität. Während der Vergleichsdiffusor geringer Solidität (LSD) durch einen breiten Betriebsbereich bei einem Druckverhältnis moderater Höhe gekennzeichnet ist, erreicht der Vergleichsdiffusor hoher Solidität (HSD) einen wesentlich größeren Druckaufbau bei verringerter Kennfeldbreite. *Abdelwahab* beobachtet bei den Diffusoren konstanter Solidität wesentlich intensivere Sekundärströmungen, während der dreidimensionale Diffusor sogar in seinem Eintrittsbereich zu einer homogenen Durchströmung führt. Obwohl der statische Druckaufbau des dreidimensionalen Diffusors vergleichbar mit dem des Diffusors geringer Solidität ist und damit hinter dem des Diffusors hoher Solidität zurückbleibt, weist der entsprechende Stufenverbund das höchste Druckverhältnis auf. Hierfür ist die vorteilhafte Stromaufwirkung des dreidimensionalen Diffusors bis in den Austrittsbereich des Impellers hinein verantwortlich, wodurch das Druckverhältnis des Laufrads ansteigt. Der dreidimensionale Diffusor erreicht in dieser Untersuchung das beste Ergebnis, indem er die große Kennfeldbreite des Diffusors geringer Solidität mit dem hohen Wirkungsgrad des Diffusors hoher Solidität verbindet. In *Abdelwahab & Gerber* [3] können diese Schlussfolgerungen erneut mittels numerischer Untersuchungen und im Vergleich mit experimentellen Daten bestätigt werden.

Eine weitere Möglichkeit der Beeinflussung der Sekundärströmungen im Diffusorkanal stellt die Variation des Radialspaltes zwischen Laufrad und Diffusor dar, wie *Ziegler* [62] im Hinblick auf die von ihm untersuchte Radialverdichterstufe feststellt. So führt ein größerer Radialspalt zu einer Aufteilung der flachen gehäusenahen Strömung vor Erreichen der Diffusorvorderkante, was wiederum die spannweite Variation des Anström winkels verringert. *Ziegler* stellt fest, dass sich hierdurch die Stärke des von ihm beobachteten Halswirbels signifikant abschwächen lässt.

3.4 Projekthistorie *Triebwerksradialverdichter* am IST

Das Projekt *Triebwerksradialverdichter* folgt am Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen der RWTH Aachen einer langen Tradition. Es wurde im Jahr 2000 in Kooperation mit *General Electric (GE) Aviation* im Rahmen des *University Strategic Alliance (USA)* Programms ins Leben gerufen. Im Rahmen dieser Zusammenarbeit wurde nicht nur ein Prüfstand für einen *Triebwerksradialverdichter* am IST aufgebaut. In den nachfolgenden Jahren wurden auch zahlreiche experimentelle und numerische Untersuchungen durchgeführt, deren Resultate in einer Reihe von wissenschaftlichen Artikeln und Dissertationen veröffentlicht wurden. In diesem Abschnitt werden

diese Veröffentlichungen kurz zusammengefasst und in den gesamten Projektkontext eingeordnet.

Innerhalb der ersten fünf Jahre wurde der Prüfstand durch *Büscher* (nicht veröffentlicht) und *Zachau* aufgebaut. In seiner Dissertation sowie zwei weiteren Veröffentlichungen ([60, 61]) beschreibt *Zachau* [59] detailliert den Prüfstands Aufbau und stellt erste experimentelle Daten vor. Er untersucht die Stufendurchströmung der ursprünglichen Röhrendiffusorstufe (*NOMINAL*) in einer Reihe von Betriebspunkten entlang der Verdichterkennlinie bei konstanter Auslegungsdrehzahl. Dabei variiert er die naben- und gehäuseseitige Zapfluftentnahme zwischen dem Laufrad und dem Diffusor, den Schaufelspitzenpalt am Laufradaustritt und die axiale Ausrichtung von Laufrad und Diffusor. Neben Druck- und Temperaturmessungen zur thermodynamischen Bilanzierung der Zustandsänderung über die Stufe und diversen statischen Druckmessungen zur Untersuchung des Druckaufbaus führt *Zachau* auch Messungen mit instationären Druckaufnehmern und PIV-Messungen (engl. *particle image velocimetry*) durch. Auf verschiedenen Wegen kann in der Arbeit gezeigt werden, dass die Strömung in allen untersuchten Betriebspunkten schon innerhalb der ersten Hälfte des Diffusorkanals an der Druckseite ablöst. Auch die Variation der oben genannten Parameter hat keinen nennenswerten Einfluss auf dieses Phänomen. Das letzte Drittel des Kanalbereichs führt in der Folge zu keinem weiteren signifikanten Druckaufbau. *Zachau* schließt daraus, dass der gleiche Röhrendiffusor mit kürzerer radialer Ausdehnung den gleichen Druckaufbau realisieren könnte. Weiterhin findet *Zachau* in den Daten der PIV-Messungen Hinweise auf die Existenz des gegensinnig rotierenden Wirbelpaares, welches für den Röhrendiffusor typisch ist. Es ist ihm jedoch nicht möglich, abzuleiten, ob das Wirbelpaar hinsichtlich der Durchströmung des Diffusors und insbesondere der druckseitigen Ablösung einen stabilisierenden oder destabilisierenden Effekt hat.

Grates [18] stellt in seiner Dissertation erste detaillierte Ergebnisse numerischer Simulationen im Rahmen des Projekts vor. Er führt instationäre CFD-Rechnungen der Radialverdichterstufe durch und beleuchtet dabei vor allem die zeitabhängige Interaktion zwischen Laufrad und Diffusor. Durch die potentialtheoretische Stromaufwirkung des Diffusors auf die Strömung im Austrittsbereich des Laufrads ergeben sich große zeitabhängige Variationen in der Energieumsetzung. Im Diffusor führen instationäre Änderungen des Strömungswinkels von bis zu 10° zur periodischen Ablösung der Strömung auf der Druckseite nahe der Vorderkante. Im Zeitmittel ergibt sich durch diesen periodischen Vorgang eine verringerte Versperrung gegenüber einer stationären Ablösung an der Vorderkante. *Grates* untersucht auch die Wirkung des zuvor von *Zachau* [59] erwähnten Wirbelpaares, welches im Diffusoreintrittsbereich entsteht. In [20, 19] bemerkt er, dass nur der nabenseitige Wirbel auf das Vorhandensein einer auslaufenden Vorderkante zurückzuführen ist, während der gehäuseseitige Wirbel aufgrund der axialen Verscherung der Strömung auch ohne die auslaufende Vorderkante entstehen würde. Insofern stellt *Grates* fest, dass der gehäuseseitige Wirbel dem von *Ziegler* [62] so benannten Halswirbel entspricht, der tendenziell in jedem beschaufelten Radialdiffusor ohne Inzidenzanpassung entsteht. Im Halsbereich tragen beide Wirbel zu einer Stabilisierung der Strömung auf der Druckseite bei, indem sie entlang der Nabe und des Gehäuses höherenergetisches

Fluid in Richtung der Druckseite transportieren und die dortige Grenzschicht reenergetisieren. Dieser Mechanismus trägt also zur Verhinderung einer Ablösung auf der Druckseite nahe der Vorderkante bei.

Der Zusammenhang zwischen dem gegensinnig rotierenden Wirbelpaar im Röhrendiffusor und der druckseitigen Ablösung im hinteren Kanalbereich wird von Wilkosz *et al.* [55] näher beleuchtet. Darin werden neben dem Einfluss einer Reihe von Turbulenzmodellen auch die Auswirkungen der Drallerhaltung, der Grenzschichtentwicklung an Druck- und Saugseite und eben des Wirbelpaares auf das stationäre Ablöseverhalten des Röhrendiffusors untersucht. Die Analyse zeigt, dass das Wirbelpaar der Auslöser für die druckseitige Ablösung ist, indem es Fluid der bereits stark belasteten Grenzschichtströmung von der Druckseite in die Kanalmitte transportiert. Das von der Nabe und dem Gehäuse in Richtung der Druckseite zurückgeführte Fluid kann die Grenzschicht nicht mehr stabilisieren. Alle anderen untersuchten Mechanismen spielen eine untergeordnete Rolle.

In seiner Dissertation greift Kunte [34] die Hauptidee von Zachau [59] auf und untersucht die Auswirkung einer Einkürzung des Röhrendiffusors. Für die resultierende Stufenkonfiguration (*TRUNCATED*) findet er einen Wirkungsgradgewinn von 0,3 %-Punkten und eine Erweiterung des Betriebsbereichs von 10 %. Beide Effekte sind auf eine Verkleinerung des druckseitigen Ablösegebietes im Diffusorkanal zurückzuführen, wie er anhand von PIV-Messungen zeigen kann. Als Konsequenz der Einkürzung entsteht zwischen dem Röhrendiffusor und dem Deswirler jedoch ein großer Bereich, der als schaufelloser Diffusor fungiert. Am Eintritt in den Deswirler resultiert durch die fehlende vorherige Umlenkung eine Fehlanströmung, wodurch dessen Durchströmung mit großen Verlusten behaftet ist.

Schwarz *et al.* [46] unterstützen die Anpassung des Röhrendiffusors mit einer numerischen Untersuchung, in der sie bei konstantem Diffusoraustrittsradius das Verhältnis der radialen Ausdehnung des Röhrendiffusors und des folgenden schaufellosen Diffusors variieren. Einerseits kann festgestellt werden, dass der Druckaufbau des Röhrendiffusors durch Einkürzung sinkt, während der Diffusorwirkungsgrad steigt. Die Ursache dafür ist die erwähnte Verkleinerung des druckseitigen Ablösegebietes. Andererseits geht die Einkürzung des Röhrendiffusors mit einer Zunahme der Machzahl an seinem Austritt einher. In Kombination mit der vergrößerten Lauflänge der Strömung im folgenden schaufellosen Diffusor führt eine zunehmende Wandreibung zu ansteigenden Verlusten. Beide Effekte haben also eine gegenläufige Tendenz und insofern existiert ein optimales Verhältnis der radialen Ausdehnung beider Diffusorteile, welches durch minimale Verluste bzw. einen maximalen Wirkungsgrad begleitet wird. Schwarz *et al.* können zeigen, dass in der TRU-Konfiguration der gewählte Einkürzungsradius in etwa beim besagten Optimum liegt. Es wird ebenso darauf hingewiesen, dass sich mit der veränderten Diffusorabströmung durch die Anpassung der Deswirler-Beschaufelung potenziell eine weitere Steigerung des Wirkungsgrads realisieren lässt.

Aus einer Neuauslegung der Nachleitbeschaufelung als zweireihigem Deswirler geht die auch in der vorliegenden Arbeit näher betrachtete *TANDEM*-Konfiguration

(TND) hervor. Auch diese wird von *Kunte* [34] in seiner Dissertation und zwei korrespondierenden Veröffentlichungen ([33, 35]) experimentell untersucht. Er ermittelt die optimale Ausrichtung der beiden Deswirler-Reihen zueinander und weist für diese eine weitere Steigerung des Stufenwirkungsgrads von 1 %-Punkt nach (vgl. Abschn. 2.2.2.2).

Ein weiteres Design in Gestalt einer dreidimensional ausgelegten einreihigen Deswirler-Beschaufelung zur Anpassung an die Abströmung des eingekürzten Diffusors untersuchen *Wilkošz et al.* in [57] und [56]. Sie vergleichen die neue *SINGLE*-Konfiguration (SNG, *single row*, zu Dt. einreihig) mit der bereits zuvor untersuchten TND-Konfiguration mit zweireihigem Deswirler auf Basis numerischer und experimenteller Daten. Während beide neuausgelegten Deswirler zu einer signifikanten Erhöhung des statischen Druckaufbaus im Vergleich zur ursprünglichen Beschaufelung von 5 % führen, ist das einreihige SNG-Design dem zweireihigen TND-Design leicht überlegen. Der zweireihige TND-Deswirler kann demnach den Vorteil der Grenzschichterneuerung in der zweiten Schaufelreihe, wie ihn ein derartiges Design bei einer zweidimensionalen Schaufelkaskade mit sich bringen würde, aufgrund des komplexen dreidimensionalen Charakters der Strömung in der Umlenkung nicht ausspielen. So kommt es bei ihm durch stärker ausgeprägte Ablösegebiete zu etwas höheren Verlusten als beim einreihigen SNG-Deswirler.

Schmidt [45] untersucht in seiner Dissertation und einer weiteren Veröffentlichung (*Schmidt et al.* [44]) ein kompaktes Deswirler-Design in Verbindung mit dem eingekürzten Röhrendiffusor, das dem von *Moussa et al.* [38] patentierten Design ähnelt. Die resultierende *COMPACT*-Konfiguration (COM) zeichnet sich durch einen zweireihigen Deswirler aus, dessen erste Reihe in den Austrittsbereich des Röhrendiffusors eintaucht. Die resultierende geringere radiale Ausdehnung verleiht dem Diffusionssystem seine namensgebende Kompaktheit und führt zu einem potenziell verringerbaren Strukturgewicht der Radialverdichterstufe bzw. des gesamten Triebwerks. *Schmidt* vergleicht die COM-Konfiguration anhand experimenteller Messdaten mit allen zuvor untersuchten Konfigurationen mit eingekürztem Diffusor und stellt fest, dass das kompakte Diffusionssystem zu einem ähnlich hohen statischen Druckaufbau führt wie das TND-Diffusionssystem. Allerdings verkleinert sich der Betriebsbereich der COM-Konfiguration bei Auslegungsdrehzahl gegenüber den Vergleichskonfigurationen durch eine Verschiebung der Pumpgrenze zu höheren Massenströmen. Das frühere Erreichen der Pumpgrenze beim Androsseln wird auf die Stromaufwirkung der in den Diffusorkanal eingetauchten Deswirler-Schaufeln zurückgeführt.

Ergänzende numerische Untersuchungen zur COM-Konfiguration stellt *Schwarz* [47] in seiner Dissertation vor. Er demonstriert ihre Überlegenheit im Hinblick auf den statischen Druckaufbau und den Stufenwirkungsgrad gegenüber der ursprünglich untersuchten NOM-Konfiguration und bestätigt dadurch indirekt die Erkenntnis von *Schmidt* [45]. Weiterhin stellt *Schwarz* im Rahmen seiner Dissertation detaillierte Untersuchungen der instationären Mechanismen im Austrittsbereich des Laufrads und im Eintrittsbereich des Diffusors vor.

Die in dieser Arbeit untersuchte *VANED*-Konfiguration mit ihrem aerodynamisch profilierten Diffusor stellt in der Projekthistorie ein Novum dar. An das Design werden

Erwartungen hinsichtlich eines breiteren Betriebsbereichs ohne Leistungseinbußen geknüpft. *Kaluza* [29] veröffentlicht in seiner Dissertation erste numerische Resultate zur VND-Konfiguration. Er präsentiert Ergebnisse instationärer CFD-Simulationen dieser Konfiguration und vergleicht diese mit Ergebnissen der TND-Konfiguration. Sein Hauptaugenmerk legt er dabei auf die Verlustproduktion und deren Aufteilung auf einzelne Mechanismen. Im Zuge dessen leitet er eine eindimensionale Methodik zur Quantifizierung der Verluste basierend auf den ihnen zugrunde liegenden Mechanismen ab. Er kommt zu dem Schluss, dass im Röhrendiffusor die Ausmischungsverluste dominieren, die ihren Ursprung in der Umströmung von dessen breiten Hinterkanten haben. Im aerodynamisch profilierten Diffusor, der eine geringere Verzögerung und dementsprechend größere Strömungsgeschwindigkeiten aufweist, dominieren hingegen Verluste durch Wandreibung. In einer ergänzenden Untersuchung ([27, 28]) stellen *Kaluza et al.* weiterhin einen detaillierten Einblick in die Verlustmechanismen vor, die mit einer wirklichkeitsgetreuen Modellierung der nabenseitigen Kavität zwischen Laufrad und Diffusor einhergehen.

Jagdfeld [25] untersucht in seiner Dissertation die Sekundärströmungen im Diffusorkanal der VND-Konfiguration. Dabei vermisst er die Strömung im Kanalbereich bis hin zum Diffusoraustritt mittels der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und vergleicht zeitgemittelte Daten mit numerischen Ergebnissen von *Kaluza*. Ihm gelingt der Nachweis von stationären Längswirbeln, u. a. des Halswirbels und er kann zeigen, dass diese zu einer hohen Inhomogenität der Strömung am Diffusoraustritt führen und damit die weitere Druckrückgewinnung im Deswirler beeinträchtigen. Die von *Jagdfeld* gewonnenen Erkenntnisse stützen die im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit getroffenen Aussagen im Hinblick auf die Diffusorströmung maßgeblich.

Zur besseren Übersicht zeigt Abbildung 3.1 einen Vergleich der Diffusionssysteme der einzelnen Konfigurationen der Triewerksradialverdichterstufe des IST in einer z - r -Ansicht. Die maximalen radialen Ausmaße der Diffusionssysteme sind durch gestrichelte horizontale Linien angedeutet.

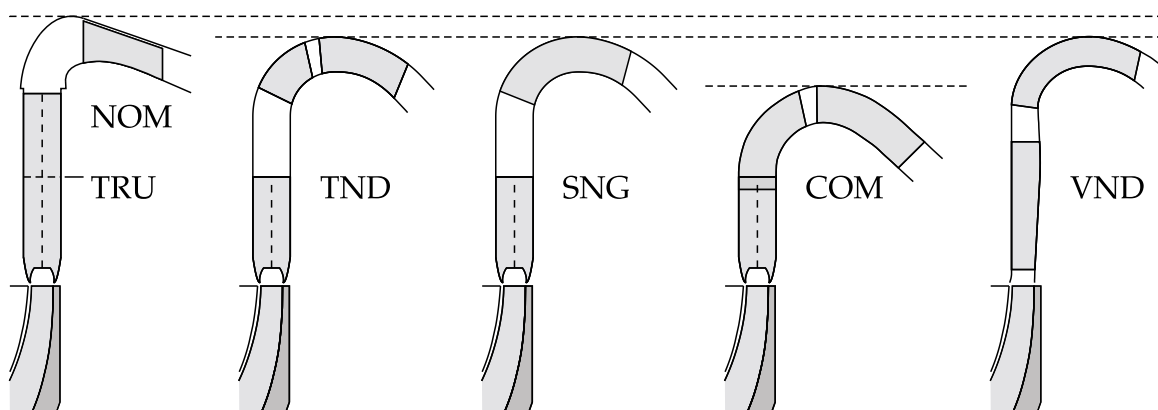


Abbildung 3.1: Vergleich der Diffusionssysteme der einzelnen Konfigurationen der Triewerksradialverdichterstufe des IST in einer z - r -Ansicht

3.5 Einordnung der Arbeit

Die vorangegangenen Ausführungen machen vor allem deutlich, dass die Durchströmung der Diffusoren von Radialverdichterstufen von Sekundärströmungen geprägt ist, die einen maßgeblichen Einfluss auf das Betriebsverhalten der Stufe haben. Dieser Tatsache ist bei der Auslegung von Radialdiffusoren durch entsprechende Gestaltungsmaßnahmen Rechnung zu tragen. Dies gilt insbesondere bei der Neuauslegung des Diffusionssystems einer bestehenden Radialverdichterstufe.

Die *VANED*-Konfiguration der GE-Radialverdichterstufe enthält einen neu ausgelegten aerodynamisch profilierten Diffusor mit anschließendem einreihigen Deswirler. Aufgrund des beabsichtigten Einsatzes der Stufe in einem Wellenleistungstriebwerk für eine Transporthelikopteranwendung sind an das neue Design Erwartungen hinsichtlich des Betriebsverhaltens geknüpft. So soll ein wesentlich breiterer Betriebsbereich bei gleichbleibend hohen Druckverhältnissen und Wirkungsgraden im Vergleich zu bisherigen Konfigurationen mit Röhrendiffusor erzielt werden.

Um nachvollziehen zu können, inwiefern das neue Design diese Erwartungen erfüllt, wurde eine umfassende experimentelle Untersuchung durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit und die ihr zugrunde liegende experimentelle Untersuchung werden daher die folgenden Ziele abgeleitet

1. Implementierung des *VANED*-Diffusors bzw. des entsprechenden Diffusionssystems in die bestehende Prüfstandsinfrastruktur zur Durchführung der vorgesehenen experimentellen Untersuchung,
2. Charakterisierung des *VANED*-Designs im Hinblick auf sein Betriebsverhalten und das der gesamten Verdichterstufe durch die Realisierung eines geeigneten messtechnischen Konzepts,
3. Erklärung der maßgeblichen aerodynamischen Mechanismen, die das charakteristische Betriebsverhalten der *VANED*-Konfiguration bedingen,
4. Vergleich der *VANED*-Konfiguration mit der *TANDEM*-Konfiguration mit Röhrendiffusor auf Basis von Betriebscharakteristiken der Stufe und des Diffusionssystems um zu offenbaren, ob die Auslegungsziele des *VANED*-Designs erreicht werden konnten.

4 Prüfling und experimentelle Methodik

In diesem Kapitel wird zunächst der Aufbau des Prüfstands beschrieben, an dem alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Dabei wird zunächst ein Überblick über alle Prüfstandskomponenten gegeben. Im Anschluss erfolgt eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der Radialverdichterstufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor, deren Untersuchung den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet. Auch die Vergleichsstufe mit Röhrendiffusor und zweireihigem Deswirler wird kurz vorgestellt. Als Ausgangspunkt für den Vergleich der Durchströmung beider Diffusionssysteme in Kapitel 6 schließt sich ein Vergleich ihrer beiden Geometrien an. Die anschließende Vorstellung der experimentellen Methodik umfasst eine Beschreibung der Messstellen und -ebenen, der eingesetzten Messtechnik und der Methodik der Auswertung samt einer Messunsicherheitsanalyse. Das Kapitel schließt mit einer Schilderung der Versuchsdurchführung und einer Charakterisierung der im Detail untersuchten Betriebspunkte.

4.1 Prüfstand

Abbildung 4.1 zeigt eine Ansicht des Triebwerksradialverdichterprüfstands des IST auf seinem Fundament. An ihm wurden alle Messungen, deren Resultate in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt werden, durchgeführt. Der Prüfstand besteht im Wesentlichen aus einem Antriebsstrang, der die Radialverdichterstufe antreibt und einem geschlossenen Rohrkreislauf, in den die Stufe strömungsseitig integriert ist.

Der Antriebsstrang dient der Bereitstellung und Übertragung der Antriebswellenleistung P_{Welle} (grüner Pfeil in Abb. 4.1). Sein erstes Glied ist die Antriebsmaschine ①, ein drehzahl geregelter Asynchron-Drehstrommotor mit einer Nennantriebsleistung von 1,6 MW und einer maximalen Drehzahl von $1500 \frac{\text{U}}{\text{min}}$. Da die Antriebsmaschine über zwei Wellenenden verfügt, an die jedoch nicht gleichzeitig Wellenleistung abgegeben werden kann, folgt im Antriebsstrang eine manuell zu betätigende Bogenzahnkupplung ②. Zur Erhöhung der abtriebsseitigen Drehzahl schließt sich ein Planetengetriebe ③ mit einem Übersetzungsverhältnis von $1 : 16 \frac{2}{3}$ an. Im schnelllaufenden Teil des Antriebsstrangs folgt eine Drehmomentmessnabe (*Torquemeter*) ④, ein in den Antriebsstrang integriertes Messsystem zur Bestimmung der Drehzahl, des Drehmoments und der Wellenleistung. Der Antriebsstrang schließt mit einer aktiven Magnetlagereinheit ab, die in das Abströmplenum ⑩ der Radialverdichterstufe ⑨

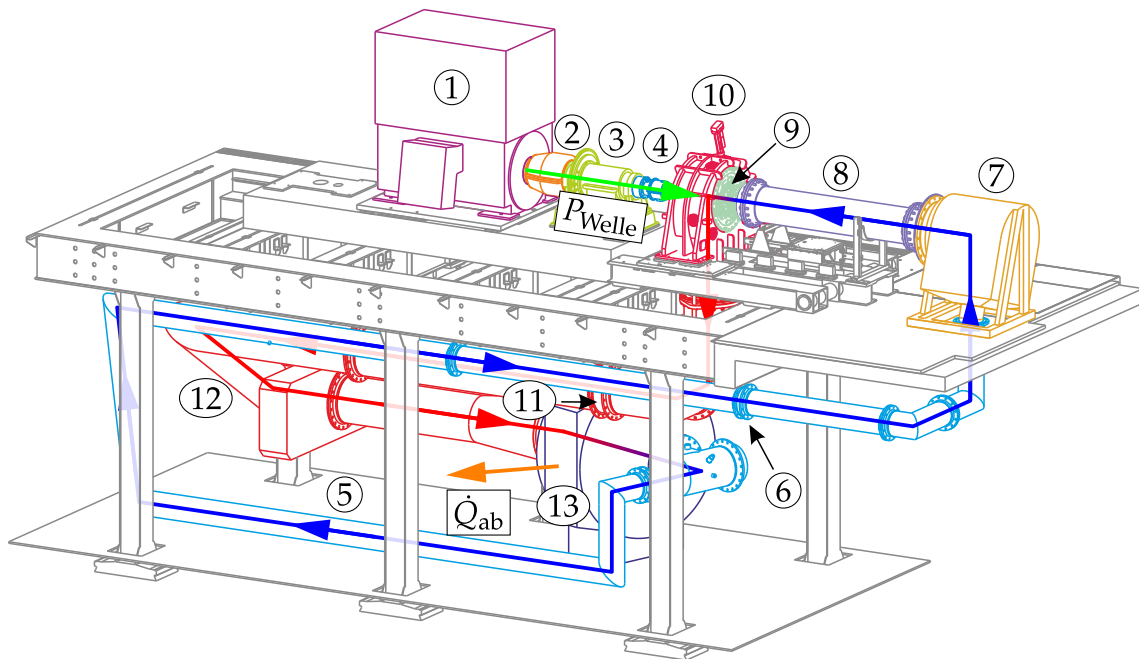


Abbildung 4.1: Ansicht des gesamten Radialverdichterprüfstands auf seinem Fundament

integriert und dementsprechend nicht in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Das Laufrad der Radialverdichterstufe ist mittels einer Hirth-Verzahnung mit dem Antriebsstrang verbunden.

Im geschlossenen Rohrleitungskreislauf des Prüfstands durchströmt die Luft zunächst den Niedertemperaturteil (5). Nach einem langen waagrecht verlaufenden Rohrstück, in dem Sekundärströmungsbewegungen abklingen können, die durch die zwei vorangehenden 90°-Umlenkungen hervorgerufen werden, folgt eine in die Rohrleitung integrierte Massenstromblende (6). Diese dient der Bestimmung des Stufeneintrittsmassenstroms, dessen Maximalwert in etwa 2,5 kg/s beträgt.

Im sich anschließenden Beruhigungsbehälter (7) durchströmt die Luft zunächst einen Partikelfilter. Aufgrund seines großen Volumens reduziert sich im Beruhigungsbehälter die Strömungsgeschwindigkeit und damit auch die Intensität von Sekundärströmungen und Turbulenzen. Durch einen abgerundeten Rohreinlauf (engl. *bell mouth*), der innerhalb des Beruhigungsbehälters angeordnet ist, strömt die Luft in die aus einem geraden Rohr bestehende Einlaufstrecke (8), wobei sie an deren Anfang noch einen Wabengleichrichter passiert, um das Strömungsprofil zu homogenisieren und eine gleichmäßige Anströmung der Radialverdichterstufe zu gewährleisten. Nun durchströmt die Luft die Radialverdichterstufe (9), wobei sich aufgrund der zugeführten Leistung ihre Temperatur erhöht. Die Luft sammelt sich anschließend im Abströmplenum (10) und gelangt über eine Rohrleitung zu einer in Mindestschritten von 0,05° verstellbaren Drosselklappe (11), mit deren Hilfe die Verdichterstufe androsselt werden kann. Kommt es nach zu starker Androsselung zum Verdichterpumpen, kann die Drosselklappe durch einen pneumatisch aktuierten Schnell-

öffnungszyylinder innerhalb von Sekundenbruchteilen geöffnet werden, was eine schlagartige Entdrosselung der Verdichterstufe zur Folge hat. Im weiteren Verlauf passiert die Luft den Hochtemperaturteil des Rohrleitungskreislaufs (12) und gelangt schließlich in den Luft-Wasser-Kühler (13), der die im Radialverdichter zugeführte Leistung als Abwärmestrom \dot{Q}_{ab} (orangefarbener Pfeil in Abb. 4.1) an einen Kühlwasserkreislauf abgibt. Dadurch verringert sich die Temperatur der Luft wieder auf das ursprüngliche Niveau. Eine Anpassung des Temperaturniveaus der Luft ist durch die Einstellung des Kühlwassermassenstroms möglich. Vom Kühler aus gelangt die Luft wieder in den Niedertemperaturteil des Rohrkreislaufts.

In Abbildung 4.2 sind Schnittansichten der Radialverdichterstufe im Abströmplenum (Abb. 4.2 (a)) und im Detail (Abb. 4.2 (b)) dargestellt. Wie bereits erwähnt, ist die aktive Magnetlagereinheit (1) in das Abströmplenum (2) integriert. In ihr wird die Antriebswelle mitsamt dem Laufrad (3) durch Elektromagneten sowohl radial als auch axial gelagert. Die Lagereinheit gestattet eine Veränderung der axialen Rotorposition im laufenden Betrieb und kommt ohne Schmierstoffe aus, wodurch sie relativ wartungsarm ist. Sowohl das Laufradgehäuse als auch das damit verbundene Diffusionssystem der Verdichterstufe (4) sind ebenfalls in das Abströmplenum integriert.

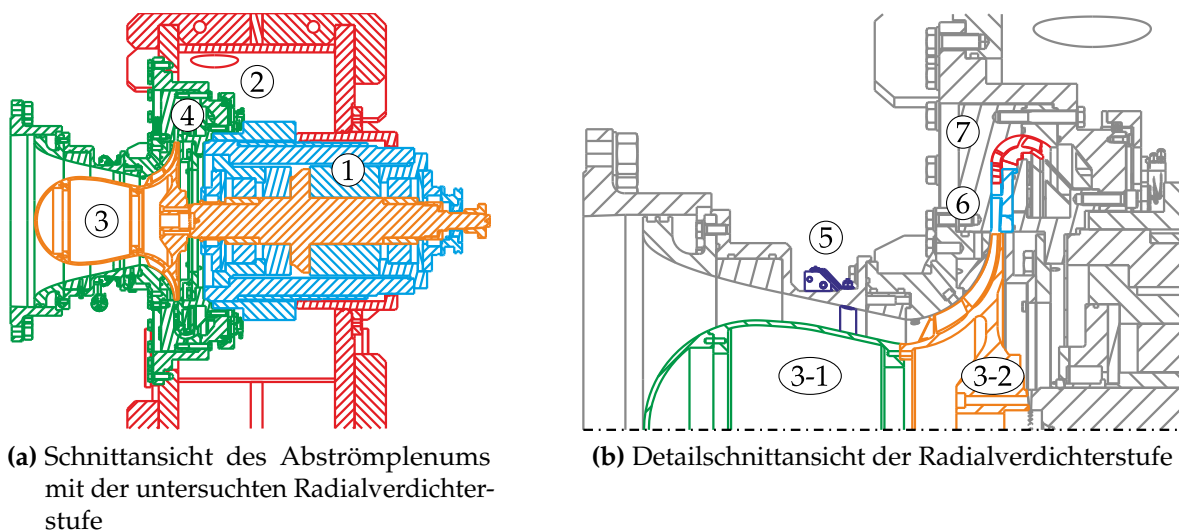


Abbildung 4.2: Schnittansichten von Prüfstand und Radialverdichterstufe

Bei der Durchströmung der Radialverdichterstufe passiert die Luft zunächst den Strömungskanal, der durch den rotierenden *Spinner* (3-1) und das entsprechende Gehäuse gebildet wird. Dieser Strömungskanal ist so geformt, dass er die realen Einsatzbedingungen der Radialverdichterstufe als letzte Stufe eines mehrstufigen Axial-Radialverdichters in bestmöglicher Weise widerspiegelt. Mithilfe des nun folgenden Vorleitrads (5), welches über 60 Schaufeln verfügt, kann der absolute Zuströmwinkel des Laufrads im Bereich $\alpha_0 = 70^\circ \pm 10^\circ$ eingestellt werden und den Zuströmbedingungen der realen Triebwerksverdichterstufe angepasst werden. Bei

der anschließenden Durchströmung des Radialverdichterlaufrads (3-2) wird die Wellenleistung des Antriebsstrangs an die strömende Luft abgegeben, wodurch deren Drall stark erhöht wird. Im schaufellosten Raum zwischen dem Laufradaustritt und dem Diffusoreintritt kann sowohl naben- als auch gehäuseseitig Zapfluft entnommen werden. Im Falle des realen Triebwerks wird die hier entnommene Luft zur Kühlung der ersten Turbinenstufe verwendet. Im Prüfstand wird die entnommene Luft dem Rohrkreislauf im Niederdruck-Hochtemperaturteil zugeführt. Die Zapfluftmassenströme, die durch das auftretende Druckgefälle induziert werden und zusätzlich durch Stellventile reguliert werden können, lassen sich durch entsprechende Massenstromblenden bestimmen. Im auf das Laufrad folgenden radial verlaufenden Diffusor (6) wird durch die Zunahme der durchströmten Fläche in erster Linie statischer Druck aufgebaut, wie in Abschnitt 2.2.2.1 dargelegt wurde. Anschließend durchströmt die Luft den Deswirler (7), der sie, in der z - r -Ebene betrachtet, von der radialen über die axiale Richtung hinaus umlenkt und gleichzeitig den verbleibenden Drall entnimmt und gelangt schließlich in das Abströmplenum.

Zur Einstellung des Druckniveaus im Rohrkreislauf verfügt der Prüfstand über ein Druckregelungssystem mit zwei Stellgliedern. Einerseits kann von einem Schraubenkompressor bereitgestellte Luft im Niederdruckteil des Rohrkreislaufs nahe des Kühlers eingeblasen werden. Andererseits kann kurz hinter dem Abströmplenum Luft in die Umgebung abgeblasen werden. So lässt sich der Stufeneintrittstotaldruck in einem Bereich von 0,4 bar bis 3,0 bar einstellen¹.

Tabelle 4.1 fasst abschließend die wichtigsten Betriebsparameter des Triebwerksradialverdichterprüfstands zusammen.

Tabelle 4.1: Betriebsparameter des Triebwerksradialverdichterprüfstands

Parameter	Wert/Wertebereich	
Maximale Laufraddrehzahl	N_{\max}	$20\,000 \frac{\text{U}}{\text{min}}$
Maximale Antriebsleistung (mechanisch)	$P_{\text{zu},\max}$	1 600 kW
Maximale Kühlleistung (Luft-Wasser-Kühler)	$P_{\text{ab},\max}$	1 000 kW
Kalibrierter Volumenstrombereich Verdichtereintritt	$\dot{V}_{1,\text{kal.}}$	$1\,500 - 7\,000 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$
Totaldruck Verdichtereintritt	p_{t1}	0,4 – 3,0 bar
Totaltemperatur Verdichtereintritt	T_{t1}	288 – 298 K
Maximaler Verdichtereintrittsmassenstrom	$\dot{m}_{1,\max}$	$2,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$

4.1.1 Laufrad

Abbildung 4.3 zeigt das Laufrad (1) der untersuchten Radialverdichterstufe mit Spinner (2). Die formschlüssige Verbindung des Laufrads mit der Antriebswelle erfolgt

¹ An dieser Stelle sei erwähnt, dass der Eintrittszustand der Radialverdichterstufe indirekt mithilfe von Korrelationen durch die Messungen von Druck p_0 und Temperatur T_0 im Beruhigungsbehälter bestimmt wird (vgl. Abschn. 4.2.1).

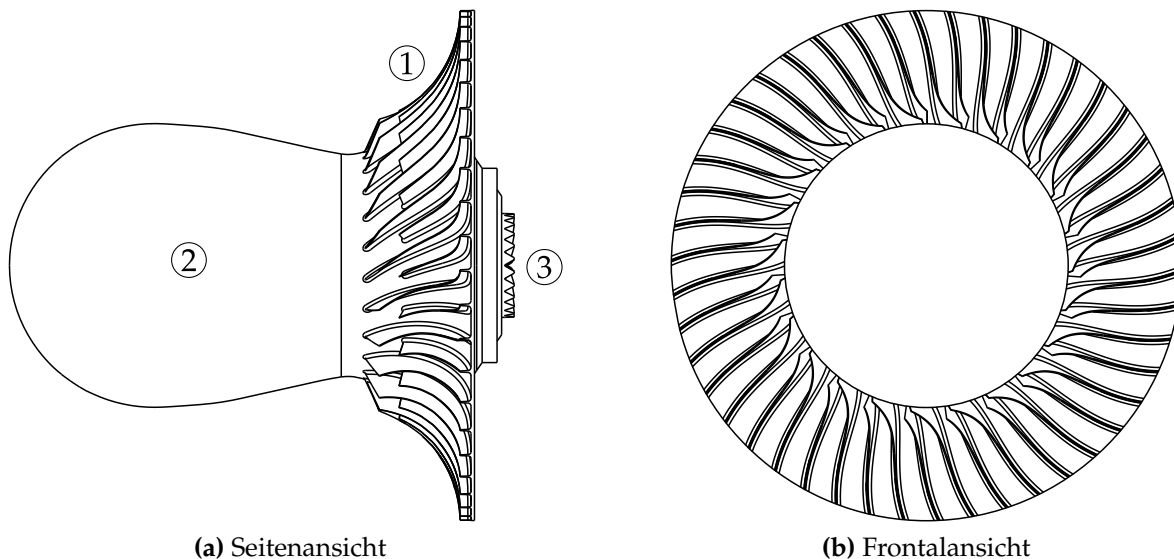


Abbildung 4.3: Laufrad der untersuchten Radialverdichterstufe mit Spinner

über eine Hirth-Verzahnung ③. Der mittlere Eintrittsradius des Laufrads r_1 beträgt 103,8 mm, der Austrittsradius r_2 beträgt 201,4 mm. Es verfügt über jeweils 23 Haupt- und Teilungsschaufeln. Die Vorderkanten der Teilungsschaufeln liegen stromab derer der Hauptschaufeln, um die Querschnittsversperrung im Laufradeintrittsbereich zu reduzieren. Das Laufrad wurde integral aus einem *Inconel 718*-Rohling gefräst. Bei diesem Material handelt es sich um eine hoch warmfeste Nickelbasislegierung. In Abbildung 4.3 (b) ist die Rückwärtskrümmung der Schaufeln im Austrittsbereich zu erkennen. Ihr Metallwinkel β_2 beträgt dort $114,3^\circ$. Aufgrund der hohen reduzierten Nenndrehzahl $N_{\text{red,Nenn}}$ von $19\,250 \frac{\text{U}}{\text{min}}$ und der schlanken Schaufeln weist das Laufrad kein Deckband auf. Der resultierende Schaufelspitzenspalt am Austritt des Laufrads beträgt im Nominalbetrieb 3 – 7 % der Schaufelhöhe².

Tabelle 4.2 fasst die wichtigsten Parameter des Laufrads zusammen.

Tabelle 4.2: Parameter des Laufrads

Parameter		Wert
Anzahl der Hauptschaufeln	$z_{\text{H,LA}}$	23
Anzahl der Teilungsschaufeln	$z_{\text{T,LA}}$	23
Mittlerer Eintrittsdurchmesser	r_1	103,8 mm
Austrittsdurchmesser	r_2	201,4 mm
Hinterkantenmetallwinkel	β_2	$114,3^\circ$
Reduzierte Nenndrehzahl	$N_{\text{red,Nenn}}$	$19\,250 \frac{\text{U}}{\text{min}}$
Reduzierte Nenumfangsgeschwindigkeit am Austritt	$u_{2,\text{red,Nenn}}$	$406 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

² Der Schaufelspitzenspalt des Laufrads ändert sich während des Betriebs aufgrund der auf das Laufrad wirkenden Fliehkraft, seiner thermischen Ausdehnung und des Druckgradienten zwischen der Strömungsseite und der Laufradrückwand.

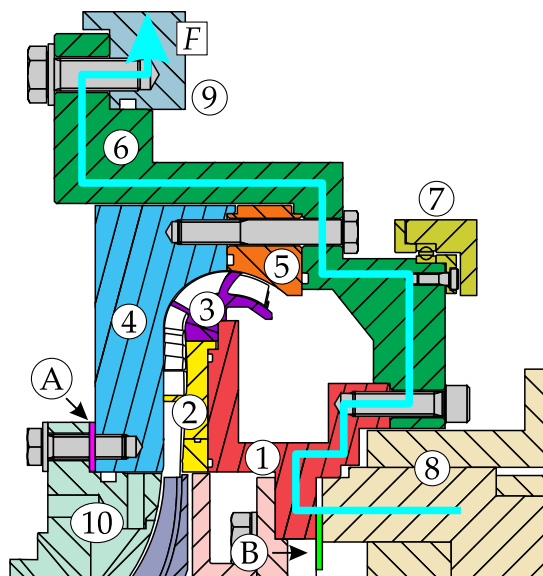
4.1.2 Diffusionssysteme

In diesem Abschnitt werden die beiden in dieser Arbeit untersuchten Diffusionssysteme vorgestellt. Die beiden folgenden Unterabschnitte sind jeweils dem Aufbau eines der Diffusionssysteme gewidmet, während in einem darauf folgenden Unterabschnitt ihre jeweilige Geometrie verglichen wird.

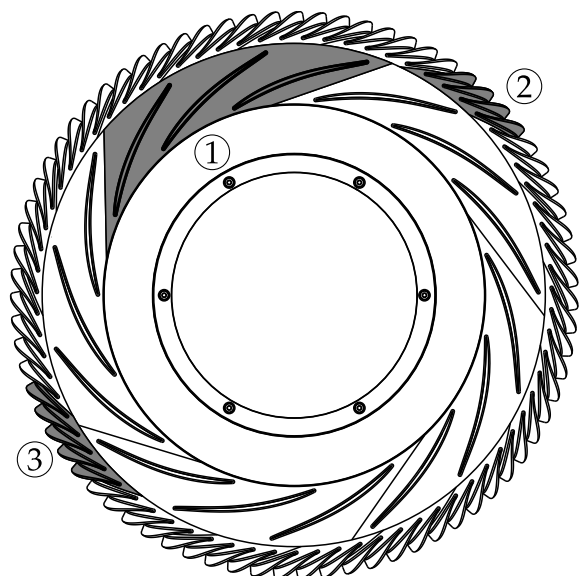
Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor. Im Folgenden wird dieses gemäß der englischen Bezeichnung *vaned* (z. Dt. beschaufelt) als *VND-Diffusionssystem*, die gesamte Stufe als *VND-Stufe* bezeichnet. Das zum Vergleich untersuchte Diffusionssystem mit Röhrendiffusor wird entsprechend des darin zum Einsatz kommenden *Tandem-Deswirlers* (vgl. Abschn. 2.2.2.2 und Abb. 2.17 (b)) als *TND-Diffusionssystem*, die gesamte Stufe als *TND-Stufe* bezeichnet (vgl. auch Abb. 3.1).

4.1.2.1 Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor

Das Diffusionssystem mit dem aerodynamisch profilierten Diffusor ist aus einer Reihe von ineinander montierten Ringen aufgebaut (s. Abb. 4.4 (a)). Die wichtigste Rolle kommt dabei dem Statorring ① zu. Er trägt die Beschaufelungen des Diffusors ② und des Deswirlers ③.



(a) Schnittansicht des Diffusionssystems mit beschaufeltem Diffusor



(b) Vorderansicht des Statorrings des beschaufelten Diffusors mit Diffusor- und Deswirlersegmenten

Abbildung 4.4: Diffusionssystem mit beschaufeltem Diffusor

In Abbildung 4.4 (b) ist zu erkennen, dass die Beschaufelungen von Diffusor und Deswirler samt ihrer Nabekontur jeweils segmentiert sind. Der Diffusor mit seinen

15 Schaufeln besteht aus fünf Segmenten mit jeweils drei Schaufeln ①. Die frästechnische Bearbeitung des Diffusors erfolgte in einer Aufspannung. Dennoch war seine Segmentierung notwendig, um statische Druckbohrungen auf den Schaufeln zu realisieren, da diese normal zur Schaufeloberfläche eingebracht werden mussten. Der Deswirler verfügt über 75 Schaufeln und besteht aus 15 Segmenten mit jeweils vier Schaufeln ② und drei weiteren Segmenten mit jeweils fünf Schaufeln ③. Aufgrund der verschlungenen Schaufelgeometrie des Deswirlers war es nicht möglich, ihn in einer Aufspannung zu fertigen, was eine Segmentierung per se notwendig machte. Darüber hinaus war die Segmentierung des Deswirlers wie schon beim Diffusor für die Einbringung statischer Druckbohrungen auf den Schaufeloberflächen notwendig. Die Aufteilung des Deswirlers in Segmente mit unterschiedlichen Schaufelzahlen liegt in seiner Periodizität begründet. Auf eine von 15 Diffusorpassagen folgen in Strömungsrichtung in immer gleicher Umfangsanordnung fünf von 75 Deswirlerpassagen ($75/15 = 5$). Um zu gewährleisten, dass statische Druckbohrungen an den Schaufeloberflächen in jeder dieser fünf Deswirlerpassagen je Diffusorpassage eingebracht werden können, darf die Schaufelzahl eines Deswirlersegments nicht eben fünf betragen und wurde daher auf vier festgelegt. So wechselt eine Reihe von Druckbohrungen an der äußeren Schaufel eines Deswirlersegments bei wiederholter Anordnung in Umfangsrichtung ihre Position relativ zu einer Diffusorpassage um eine Schaufel entgegen der Umfangsrichtung je Wiederholung des Segments. Damit ist sichergestellt, dass jede Deswirlerpassage relativ zu einer der Diffusorpassagen, von denen angenommen wird, dass ihre Durchströmung jeweils identisch erfolgt, in gleicher Weise instrumentiert ist.

Das Diffusionssystem ist weiterhin aus einem vorderen und einem hinteren Gehäusering aufgebaut (s. Abb. 4.4 (a) ④ und ⑤). Die Teilung der Gehäusekontur liegt aufgrund der Montierbarkeit der Stufe genau beim maximalen Gehäuseradius. Die Kontur der beiden Gehäuseringe wurde in einer gemeinsamen Aufspannung gedreht, um einen glatten Übergang am Scheitelpunkt zu gewährleisten. Da an den Schaufelspitzen des Deswirlers durch eine Konturpassung zum Gehäuse ein undefinierter Spalt entstanden wäre, wurde bei der Fertigung durch Abdrehen der Deswirlersegmente in einer gemeinsamen Aufspannung ein definierter Schaufelspitzenspalt von 0,4 mm eingestellt. Sowohl der Statorring als auch beide Gehäuseringe sind in einem großen Aufnahmering ⑥ montiert. Dieser weist hinter dem Stufenaustritt zwölf über den Umfang verteilte Ausschnitte (in Abb. 4.4 (a) nicht im Schnitt) auf, durch die die abströmende Luft in das Abströmplenum gelangt. Der große Aufnahmering ist fest mit dem Abströmplenum ⑨ des Prüfstands verbunden. Der Statorring ist weiterhin über Abstandsscheiben ⑦ fest mit der aktiven Magnetlagereinheit ⑧ verbunden, durch welche das Laufrad in axialer und radialer Richtung fest gelagert ist. Durch den Einsatz von Abstandsscheiben mit unterschiedlicher Dicke lassen sich verschiedene axiale Ausrichtungen zwischen Laufrad und Diffusor realisieren. Auch der Spalt zwischen den Laufradschaufeln und dem Laufradgehäuse ⑩ lässt sich über Abstandsscheiben ① einstellen. Ein weiterer Bestandteil der Diffusionssystembaugruppe ist ein Traversiermechanismus ⑦, mit dessen Hilfe eine detaillierte Vermessung der Stufenaustrittsströmung durch Sondenrechen ermöglicht wird. In Abschnitt 4.2.3.2 wird dieser Mechanismus genauer betrachtet. Der Axialschub des

Laufrads wird über die Antriebswelle in die aktive Magnetlagereinheit eingeleitet. Von dort wird die Kraft³ \vec{F} durch den Statorring und den großen Aufnahmering ins Abströmplenum geleitet.

Zur Bewertung von Fertigungsabweichungen strömungsführender Konturen wurden die integral gefrästen Diffusorscheufeln samt ihrer Nabenkontur, die Schaufeln und Nabenkontur der Deswirlersegmente sowie die integral gedrehte Gehäusekontur optisch vermessen. Die Flächenrückführung erfolgte mittels eines 3D-Scanners vom Typ *ATOS Tripple Scan* der Firma *GOM mbH* (Gesellschaft für optische Messtechnik). Dieser arbeitet nach dem Prinzip der Streifenmusterprojektion und der simultanen Reflexionserfassung zweier im Stereoverbund angeordneter Kameras. Es konnte nachgewiesen werden, dass Formabweichungen der gefertigten Konturen von den Sollkonturen Werte von 0,06 mm in weiten Bereichen nicht überschreiten. Lediglich im Bereich der Ausrundungsradien an den Schaufelfüßen von Diffusor und Deswirler sowie an der Kontur des vorderen Gehäuserings im Bereich der Umlenkung traten größere Abweichungen auf. Sie betrugen maximal 0,11 mm, respektive 0,18 mm. Der Schaufelspitzenspalt der Deswirlerschaufeln im vorderen Bereich beträgt im kalten Zustand somit bis zu 0,58 mm.

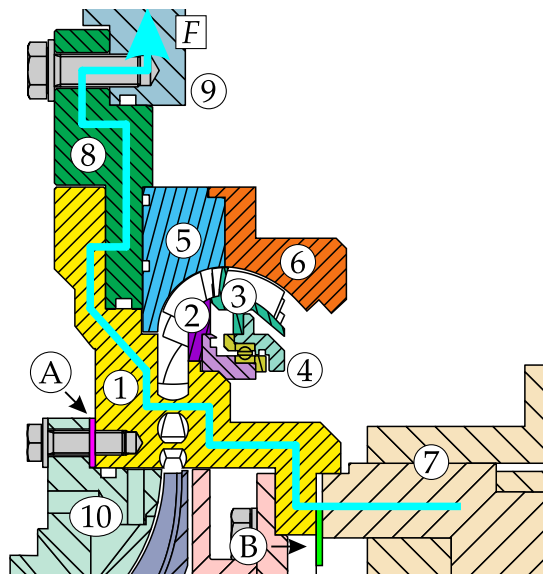
Eine im Vorfeld des Stufenaufbaus durchgeführte Untersuchung der thermischen Ausdehnung des Diffusionssystems im nominalen Betriebszustand mittels der *Finite-Elemente-Methode* offenbarte, dass sich zwischen den Diffusorscheufelspitzen (s. Abb. 4.4 (a) ②) und dem vorderen Gehäusering (s. Abb. 4.4 (a) ④) ein Spalt öffnen würde, der im Diffusoreintrittsbereich bis zu 0,1 mm betragen und sich bis zum Diffusoraustrittsbereich auf 0,03 mm reduzieren würde. Da davon auszugehen war, dass dieser Schaufelspitzenspalt angesichts der dort herrschenden hohen Machzahl vor allem im Diffusoreintrittsbereich gravierende Auswirkungen auf das Strömungsfeld und somit auf das integrale Verhalten der Verdichterstufe haben würde, wurde entschieden, zwischen den Statorring (s. Abb. 4.4 (a) ①) und den großen Aufnahmering (s. Abb. 4.4 (a) ⑥) eine Unterlegfolie mit einer Stärke von 0,1 mm zu montieren. Die somit in die Baugruppe eingebrachte Vorspannung zwischen den Diffusorscheufeln und dem vorderen Gehäusering im kalten Zustand könnte sich so im nominalen Betriebszustand abbauen und den dazwischen liegenden Spalt signifikant reduzieren. Eine erneute FE-Analyse mit applizierter Unterlegfolie ergab, dass der Schaufelspitzenspalt am Diffusoreintritt im nominalen Betriebszustand so auf 0,045 mm reduziert werden würde. Ab 90 % der Sehnenlänge der Diffusorscheufeln bis zum Hinterkantenradius würde der Spalt schließlich gänzlich verschwinden.

4.1.2.2 Diffusionssystem mit Röhrendiffusor

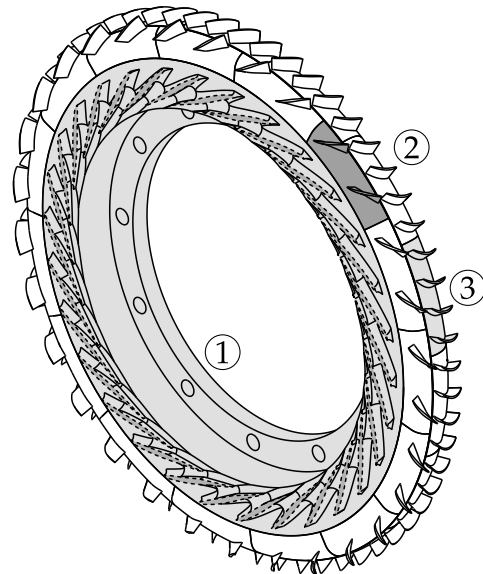
Auch das Diffusionssystem mit Röhrendiffusor und Tandem-Deswirler ist aus einer Reihe von Ringen aufgebaut (s. Abb. 4.5 (a)). Zentraler Bestandteil des Diffusionssystems ist der Diffusorring ①. Er beinhaltet den integral gefertigten Diffusor, in

³ Der Kraftfluss wird in Abbildung 4.4 (a) durch eine fette cyanfarbene Linie mit einer Pfeilspitze angedeutet.

den mithilfe des Funkenerosionsverfahrens (engl. *electrical discharge machining*, kurz: EDM), die 30 Diffusorkanäle bzw. Röhren eingebracht wurden (vgl. Abb. 4.5 (b) ①).



(a) Schnittansicht des Diffusionssystems mit Röhrendiffusor



(b) Vorderansicht des Diffusionssystems mit Röhrendiffusor, der Diffusor ist auf halber Kanalhöhe geschnitten

Abbildung 4.5: Diffusionssystem mit Röhrendiffusor

Der Diffusorring trägt die Beschaukelung des zweireihigen Tandem-Deswirlers. Sowohl die erste ② als auch die zweite Deswirler-Reihe ③ sind aus Segmenten aufgebaut, die jeweils auf entsprechenden Trägerringen montiert sind. Die erste Deswirler-Reihe weist 30 Schaufeln auf und besteht aus 15 Segmenten mit jeweils zwei Schaufeln (s. Abb. 4.5 (b) ②), während die zweite Deswirler-Reihe 60 Schaufeln aufweist und aus 15 Segmenten mit jeweils vier Schaufeln (s. Abb. 4.5 (b) ③) aufgebaut ist. Die Trägerringe beider Deswirler-Reihen sind über ein geteiltes Vier-Punkt-Dünnringlager ④ verbunden, welches eine relative Verdrehung der beiden Schaufelreihen zueinander (engl. *clocking*) gestattet⁴. Wie schon bei der VND-Stufe ist das Deswirlergehäuse der TND-Stufe aus einem vorderen und einem hinteren Gehäusering (s. Abb. 4.5 (a) ⑤ und ⑥) aufgebaut, wobei die Kontur wieder auf dem höchsten Radius geteilt ist. Der Schaufelspitzen spalt des TND-Deswirlers wurde wie auch schon beim VND-Deswirler durch Abdrehen in einer gemeinsamen Aufspannung auf 0,4 mm eingestellt. Die Aufnahme des Axialschubs der Stufe erfolgt über die bereits vorgestellte aktive Magnetlagereinheit ⑦, die über Abstandsscheiben B direkt mit dem Diffusorring verbunden ist. Der Kraftfluss⁵ F verläuft im TND-Diffusor direkt

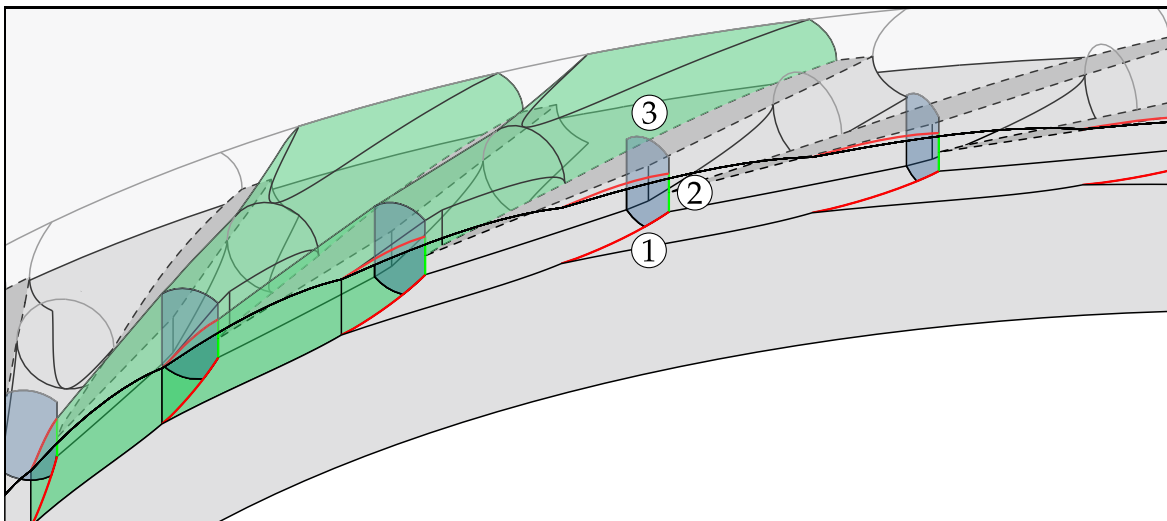
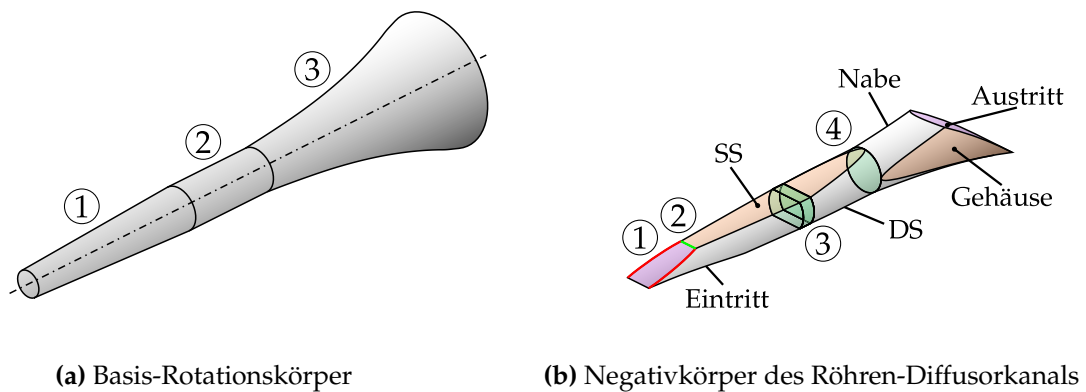
⁴ Das *clocking* des Deswirlers bzw. das Finden einer optimalen Ausrichtung der beiden Deswirler-Reihen zueinander waren Bestandteil der Untersuchung von Kunte [34]. Die zum Vergleich mit der VND-Stufe herangezogenen Daten der TND-Stufe wurden mit dem von ihm gefundenen optimalen Deswirler-*clocking* ermittelt.

⁵ Der Kraftfluss wird in Abbildung 4.5 (a) wieder durch eine fette cyanfarbene Linie mit einer Pfeilspitze angedeutet.

durch die zwischen den Kanälen liegenden „Schaufeln“. Die Baugruppe des TND-Diffusionssystems beinhaltet weiterhin einen Trägerring ⑧ mit dessen Hilfe sie im Abströmplenum des Prüfstands ⑨ montiert ist. Wie schon bei der VND-Stufe lässt sich die axiale Ausrichtung zwischen dem Laufrad und dem Diffusor durch eine Veränderung der Dicke dieser Abstandsscheiben anpassen. Der Spalt zwischen den Schaufelspitzen des Laufrads und dessen Gehäuse ⑩ lässt sich auch wieder über entsprechende Abstandsscheiben ⑪ einstellen.

Geometrie der Diffusorkanäle

Wie bereits erwähnt wurde, werden die Diffusorkanäle in der TND-Stufe mittels Funkenerodieren hergestellt. Die Geometrie der Kanäle lässt sich in anschaulicher Weise anhand des entsprechenden Werkzeugkörpers darstellen. Hierzu zeigen die Abbildungen 4.6 (a) und (b) ihren Aufbau.



(c) Entstehung der Vorderkanten und der ridges im Röhrendiffusor

Abbildung 4.6: Aufbau des Röhrendiffusors

Die Basis bildet ein Rotationskörper (s. Abb. 4.6 (a)), der im vorderen Bereich kegelförmig ①, im mittleren Bereich zylinderförmig ② und im hinteren Bereich trompetenförmig ③ ist.

tenförmig ③ ist. Dieser Rotationskörper wird nun im vorderen und mittleren Bereich saug- und druckseitig und im hinteren Bereich naben- und gehäuseseitig beschnitten. Weiterhin entstehen durch die entsprechenden Radien des Diffusors am Eintritt und am Austritt sowie durch die Durchdringung weiterer im Rotationsmuster angeordneter Werkzeugkörper virtuelle Schnittflächen am Werkzeugkörper. Letztendlich resultiert der Negativkörper des Röhren-Diffusorkanals (s. Abb. 4.6 (b)). Dieser ist durch eine Reihe geometrischer Eigenschaften gekennzeichnet, die im Folgenden kurz genannt werden sollen.

Im vorderen Bereich entstehen an der Trennfläche zweier benachbarter Kanäle aufgrund ihrer gegenseitigen Durchdringung die an Nabe und Gehäuse elliptisch auslaufenden Grate ① (*ridges*), die Teil der Vorderkante sind. Zwischen ihnen hat die Vorderkante einen geraden Verlauf ②. Im mittleren Bereich des Diffusorkanals entsteht ein Bereich konstanter Querschnittsfläche ③, dessen Eintritt der Diffusorhals ist. Durch die endliche Länge dieses Bereichs ist sichergestellt, dass der engste Querschnitt des Diffusorkanals durch die im realen Anwendungsfall auftretende Erosion der scharfen Vorderkanten seine Fläche nicht ändert. So liegt die Sperrgrenze näherungsweise immer beim selben reduzierten Massenstrom, wodurch ein reproduzierbares Betriebsverhalten gewährleistet ist. Im hinteren Bereich bleibt als Relikt des Rotationskörpers ein kreisrunder Querschnitt ④.

Abbildung 4.6 (c) zeigt in einem Einblick in den Diffusorring noch einmal die Entstehung der charakteristischen Vorderkanten des untersuchten Röhren-Diffusors ① und ② sowie die Lage des Diffusorhalses ③.

4.1.2.3 Geometrie der Diffusionssysteme

In diesem Unterabschnitt werden die Geometrien der beiden untersuchten Diffusionssysteme näher betrachtet. Hierzu zeigen die Abbildungen 4.7 und 4.8 jeweils eine Ansicht in der z - r -Ebene und der x - y -Ebene (s. Abb. 4.7 (a) und 4.8 (a)) sowie in der m' - θ -Ebene (s. Abb. 4.7 (b) und 4.8 (b)). Die letztgenannte Darstellung der in die m' - θ -Koordinatenbasis transformierten Ansicht bietet den Vorteil, dass sich die Umlenkung in Umfangsrichtung für das gesamte Diffusionssystem in einer Ansicht darstellen lässt, da diese bezüglich des Strömungswinkels α erhaltend ist. D. h. es gilt

$$\tan \alpha = \frac{c_m}{c_u} = \frac{dm/dt}{du/dt} = \frac{dm}{du} = \frac{dm}{rd\theta} = \frac{dm'}{d\theta}, \quad (4.1)$$

wobei $dm' = dm/r$ verwendet wurde. In den z - r - und x - y -Ansichten der Diffusionssysteme (Abb. 4.7 (a) und 4.8 (a)) sind jeweils für charakteristische Radien Linien konstanten Radius eingezeichnet und mit entsprechender Bemaßung versehen.

Diese Radien bilden neben weiteren charakteristischen Querschnitten wie beispielsweise dem Diffusorhals sowie Querschnitten, in denen Detailmessungen durchgeführt wurden, einen Satz von Ebenen, anhand derer die Diffusionssysteme für ihre detailliertere Untersuchung in einzelne Bereiche aufgeteilt werden.

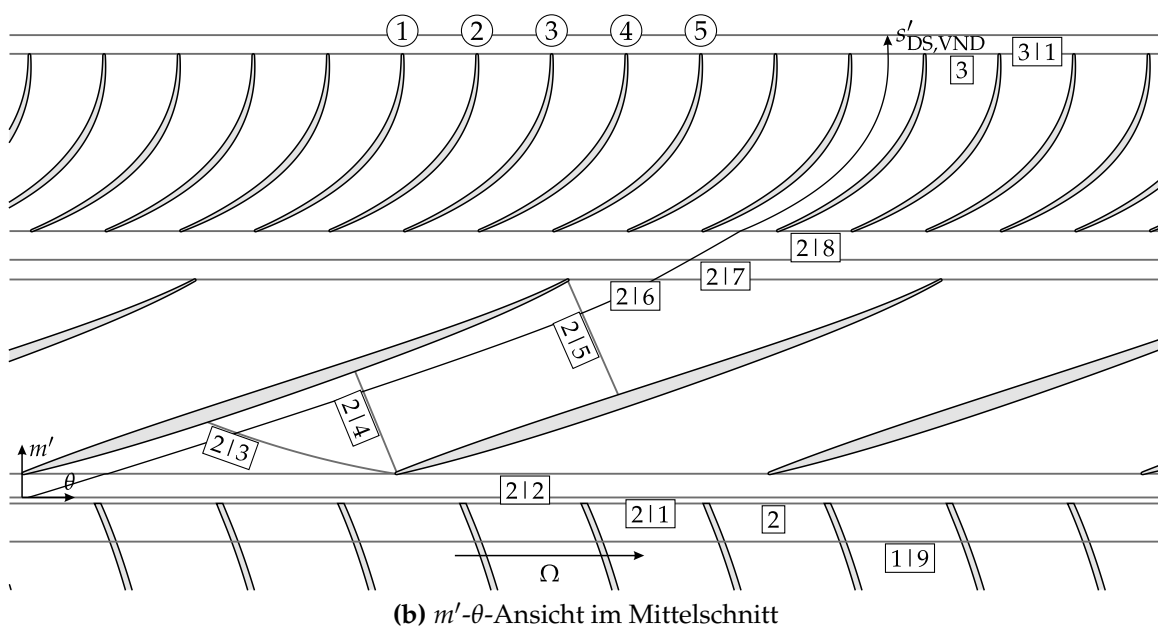
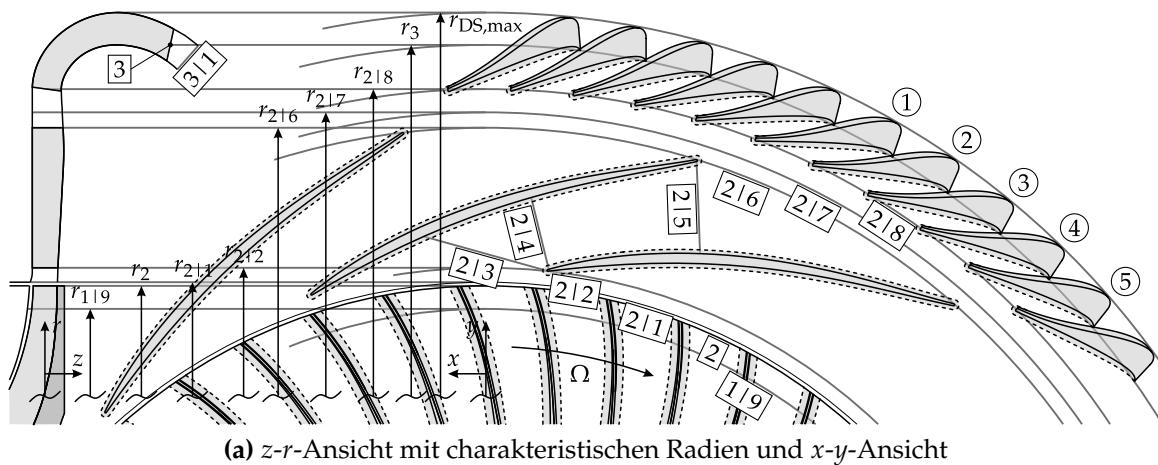
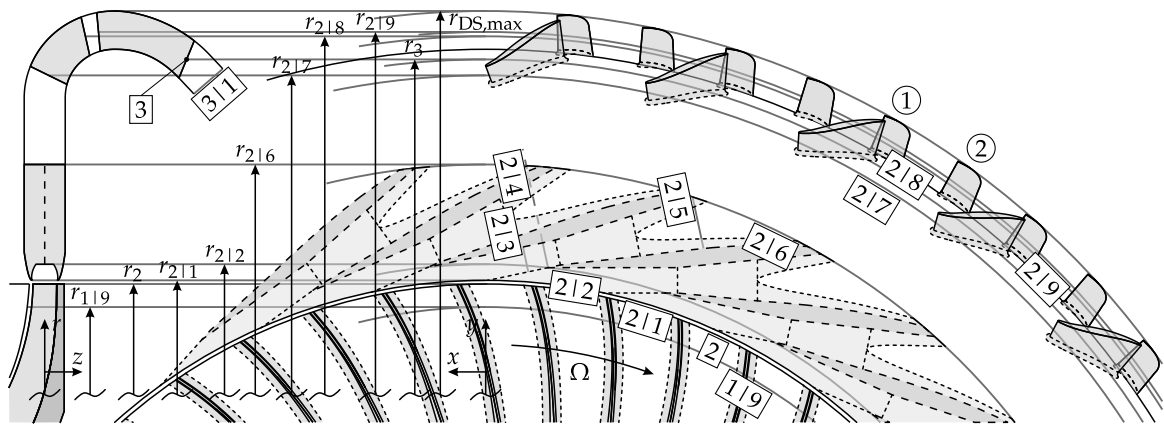


Abbildung 4.7: Geometrie und Ebenen des VND-Diffusionssystems

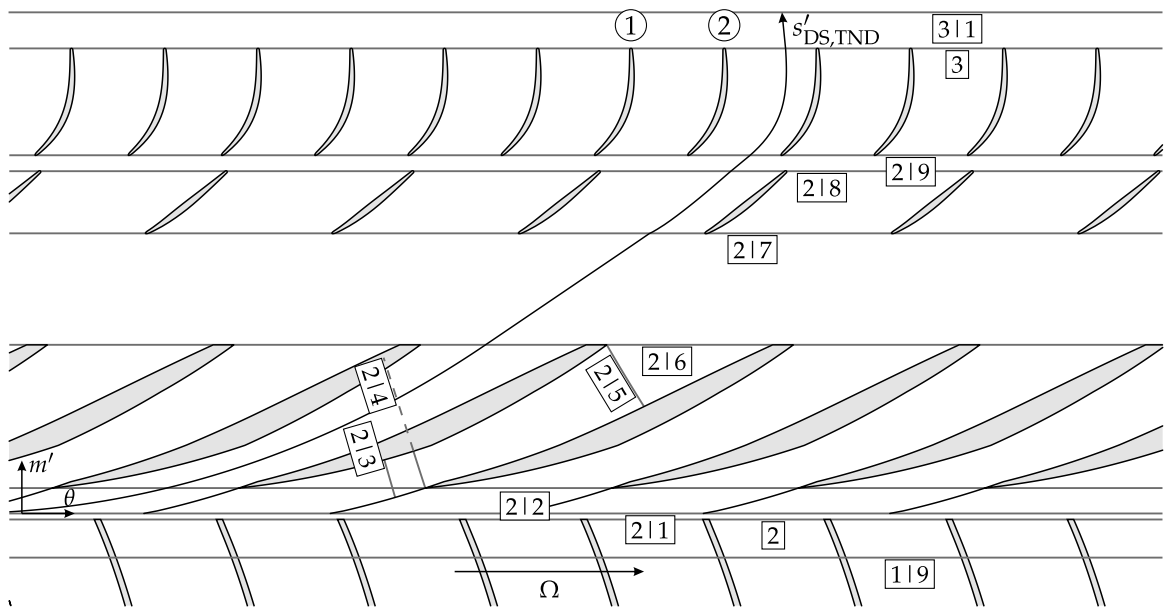
Im Einzelnen sind dies folgende Ebenen⁶

- 1 Laufradeintritt,
- 1|9 Messebene des statischen Drucks am Gehäuse nahe des Laufradaustritts,
- 2 Laufradaustritt,
- 2|1 Diffusoreintritt,
- 2|2 Vorderkantenradius des Diffusors,
- 2|3 Pitot-Ebene, Totaldruckmessebene vor dem Diffusorhals,
- 2|4 Diffusorhals, Eintritt in den Kanalbereich des Diffusors,

⁶ Wann immer eine Differenzierung zwischen den Ebenen der beiden untersuchten Diffusionssysteme notwendig ist, sind ihre Bezeichnungen mit entsprechenden Subskripten (VND für die VND-Stufe und TND für die TND-Stufe) versehen.



(a) z-r-Ansicht mit charakteristischen Radien und x-y-Ansicht, der Diffusor ist auf halber Kanalhöhe geschnitten



(b) m' - θ -Ansicht im Mittelschnitt

Abbildung 4.8: Geometrie und Ebenen des TND-Diffusionssystems

- [2|5] Austritt aus dem Kanalbereich des Diffusors,
- [2|6] Hinterkantenradius des Diffusors,
- [2|7] VND: Übergangsebene zwischen Diffusor und Deswirler,
TND: Vorderkantenradius der ersten Deswirler-Reihe,
- [2|8] VND: Vorderkantenradius des Deswirlers,
TND: Hinterkantenradius der ersten Deswirler-Reihe,
- [2|9] nur TND: Vorderkantenradius der zweiten Deswirler-Reihe,
- [3] Hinterkantenradius des Deswirlers bzw. der letzten Deswirler-Reihe,
- [3|1] Stufenaustritt und
- [3|2] Abströmplenum (nicht eingezeichnet).

Zwischen den einzelnen Ebenen werden die folgenden Stufenkomponenten betrachtet

- [LA] Laufrad zwischen der Stufeneintrittsebene [1] und der Diffusoreintrittsebene [2|1],
- [DE] Diffusoreintrittsbereich zwischen der Diffusoreintrittsebene [2|1] und dem Diffusorhals [2|4] im Hinblick auf statische Druckmessungen bzw. der Pitot-Ebene [2|3] im Hinblick auf Totaldruckmessungen,
- [DK] Diffusorkanal einschließlich des halbbeschaufelten Diffusoraustrittsbereichs zwischen dem Diffusorhals [2|4] im Hinblick auf statische Druckmessungen bzw. der Pitot-Ebene [2|3] im Hinblick auf Totaldruckmessungen und der Diffusoraustrittsebene [2|7]_{VND} bzw. der Deswirler-Eintrittsebene [2|7]_{TND},
- [DW] Deswirler zwischen der Diffusoraustrittsebene [2|7]_{VND} bzw. der Deswirler-Eintrittsebene [2|7]_{TND} und dem Abströmplenum [3|2] im Hinblick auf statische Druckmessungen bzw. dem Stufenaustritt [3|1] im Hinblick auf Totaldruckmessungen,
- [DS] Diffusionssystem als Kombination der Komponenten [DE], [DK] und [DW].

In den m' - θ -Ansichten der Diffusionssysteme (Abb. 4.7 (b) und 4.8 (b)) sind zur Veranschaulichung des idealen Verlaufs der Strömung die Verläufe der normierten Stromlinienkoordinate s' ⁷ eingezeichnet. Ihr Verlauf entspricht in beschaufelten Bereichen jeweils der Skelettlinie der entsprechenden Schaufeln bzw. der Kanalmittellinie. In schaufelloren Bereichen wird der Verlauf durch die Kopplung des Strömungswinkels und der Kanalhöhe gemäß Gleichung (2.51) bestimmt. Dabei werden die Kompressibilität und Reibungseinflüsse vernachlässigt. In ähnlicher Weise wird der Verlauf der Strömung vor dem Vorderkantenradius des Diffusors bestimmt, wobei von einer inzidenzfreien Anströmung ausgegangen wird. Wie in Abschnitt 2.2.2.1 dargelegt wurde, gilt dies strenggenommen nur für einen bestimmten Betriebszustand der Verdichterstufe. Zur Kennzeichnung der einzelnen Deswirler-Schaufeln je Teilung des Diffusors sind diese in den Abbildungen 4.7 und 4.8 jeweils nummeriert. Im Fall des TND-Deswirlers gilt dies nur für die zweite Deswirler-Reihe. Die Nummerierung der zwischen den Schaufeln entstehenden Strömungskanäle erfolgt fortlaufend in Umfangsrichtung. Der erste Deswirler-Kanal liegt also zwischen den ersten beiden Deswirler-Schaufeln, der zweite Deswirler-Kanal zwischen der zweiten und der dritten Deswirler-Schaufel und so weiter.

Zunächst einmal sei auf die Eintrittsbereiche der beiden Diffusoren in den jeweiligen z - r -Ansichten hingewiesen (s. Abb. 4.7 (a) und 4.8 (a)). Es fällt auf, dass die Kanalhöhe beim VND-Diffusor wesentlich kleiner ist. Am Eintritt weist sie eine Einschnürung auf, die, wie in Abschnitt 2.2.2.1 bereits erwähnt wurde, die Ausmischung der Strahl-Totwasser-Struktur der Laufradabströmung begünstigt.

Im Vergleich der beiden Diffusionssysteme ist festzustellen, dass der VND-Diffusor nur eine geringe Umlenkung der Strömung in Umfangsrichtung realisiert. Seine

⁷ Für die Stromlinienkoordinate s gilt $s = \int ds$, wobei $ds = \sqrt{(dm)^2 + (du)^2}$. Die normierte Stromlinienkoordinate ist $s' = \int ds' = \int ds/r$.

Schaufeln sind in der m' - θ -Ansicht nahezu geradlinig (vgl. Abb. 4.7 (b)). In der x - y -Ansicht sind die Schaufeln in Umfangsrichtung gekrümmt, sodass ihre Saugseite konkav und ihre Druckseite konvex gewölbt sind. Bei einer Verdichterschaufel eines Axialverdichters wäre jeweils das Gegenteil der Fall. Der TND-Diffusor hingegen weist eine wesentlich größere Umlenkung in Umfangsrichtung auf und ist bedeutend kürzer⁸ (vgl. Abb. 4.8 (b)). Dadurch entsteht zwischen dem TND-Diffusor und der darauffolgenden Deswirler-Reihe ein großer schaufelloser Bereich. Aufgrund der Tatsache, dass der VND-Diffusor nur die Hälfte der Schaufeln bzw. Kanäle im Vergleich zum TND-Diffusor aufweist, ist sein Teilungsverhältnis größer, seine Solidität entsprechend geringer. Im Hinblick auf die größere Umlenkung des TND-Diffusors ist seine größere Solidität und die damit einhergehende bessere Strömungsführung von Vorteil. Mit der größeren Teilung des VND-Diffusors geht eine größere Diffusorhalsfläche und mit ihr ein entsprechend größerer engster Querschnitt jenseits der Sperrgrenze einher. Dies resultiert in einem größeren Sperrgrenzmassenstrom der VND-Stufe (vgl. Abschn. 2.3.2). Dieser Effekt wird durch eine steilere Staffelung des VND-Diffusors, also einen größeren Metallwinkel der Vorderkanten seiner Schaufeln weiter verstärkt (vgl. Abschn. 2.3.3).

Die unterschiedlich große Umlenkung der beiden Diffusoren führt zu einem entsprechenden Unterschied in der Umlenkung ihrer Deswirler. So weist der VND-Deswirler eine sehr große Umlenkung auf. Die erste Reihe des TND-Deswirlers hingegen lenkt nur sehr wenig um, die zweite Reihe etwas mehr. Den unterschiedlichen Umlenkungswinkeln der Deswirler wird wie auch schon im Diffusor durch eine Anpassung der Schaufelzahlen und der mit ihnen einhergehenden Solidität begegnet. Der VND-Deswirler hat so eine sehr hohe Solidität, die im Zusammenspiel mit seiner großen Umlenkung zu schmalen und eng umschlungenen Kanälen führt (vgl. Abschn. 2.2.2.2). Die erste Reihe des TND-Deswirlers weist eine ihrer geringen Umlenkung entsprechende kleine Solidität auf. Ihre Schaufelzahl entspricht der des Diffusors. Der größeren Umlenkung der zweiten Schaufelreihe des TND-Deswirlers wird mit einer Verdoppelung der Schaufelzahl und einer entsprechend höheren Solidität begegnet.

Um einen quantitativen Vergleich der beiden untersuchten Diffusionssysteme zu ermöglichen, sind in Abbildung 4.9 die Verläufe des idealen Strömungswinkels⁹ $\alpha_{\text{ideal,VND}}$ bzw. $\alpha_{\text{ideal,TND}}$ (s. Abb. 4.9 (a)) und der daraus resultierenden Fläche A (s. Abb. 4.9 (b)) über der Stromlinienkoordinate des Diffusionssystems s^* dargestellt, welche auf die Gesamtlänge des VND-Diffusionssystems $s_{3|1,\text{VND}}$ bezogen ist¹⁰. Die Flächenverläufe sind sowohl auf den Halsquerschnitt des jeweiligen Diffusors (jeweils über der äußeren Ordinate aufgetragen) als auch auf einen gemeinsamen

⁸ Der Röhrendiffusor in seiner in dieser Arbeit untersuchten Form trägt die englische Bezeichnung *truncated* (z. Dt. verkürzt; abgekürzt *TRU*). In seiner ursprünglichen, nominalen Form (Bezeichnung *NOM*) hatte der Röhrendiffusor eine radiale Ausdehnung von $r_{2|6,\text{NOM}} = 280,5 \text{ mm}$ (vgl. Abschn. 3.4 und Abb. 3.1)

⁹ Der Verlauf des idealen Strömungswinkels α_{ideal} ergibt sich direkt aus dem Verlauf der Stromlinienkoordinate des betrachteten Diffusionssystems s' . Es gilt $ds' = dm'/\sin \alpha_{\text{ideal}} = d\theta/\cos \alpha_{\text{ideal}}$.

¹⁰ Die Normierung der Stromlinienkoordinate s sowie aller weiteren Größen im Verlauf dieser Arbeit wird durch einen Asterisken gekennzeichnet.

Referenzquerschnitt, der die mittlere Fläche am Diffusoreintritt im Auslegungspunkt der jeweiligen Stufe widerspiegelt (resultierende Verläufe A_{VND}^* und A_{TND}^* über der inneren Ordinate aufgetragen), normiert.

Beim Vergleich der Winkelverläufe in Abbildung 4.9 (a) fällt die geringe Umlenkung des VND-Diffusors zwischen den Ebenen $[2|1]_{\text{VND}}$ und $[2|6]_{\text{VND}}$ ins Auge, lediglich im hinteren halbbeschaufelten Bereich zwischen den Ebenen $[2|5]_{\text{VND}}$ und $[2|6]_{\text{VND}}$ steigt sie etwas stärker an. Der TND-Diffusor hingegen weist eine kontinuierliche, beinahe linear ansteigende Umlenkung auf. Den Großteil der Umlenkung bewerkstelligt jedoch in beiden Fällen der Deswirler.

Am Deswirlereintritt in Ebene $[2|8]_{\text{VND}}$ bzw. $[2|7]_{\text{TND}}$ liegt für beide untersuchten Diffusionssysteme ein Sprung des idealen Strömungswinkels um etwa -10° vor, der bei idealer Strömungsführung eine saugseitige bzw. negative Inzidenz mit sich bringt. Allerdings ist in der Realität von einer gewissen Minderumlenkung der Strömung durch den Diffusor auszugehen, sodass die Strömung in etwa inzidenzfrei oder sogar mit positiver Inzidenz auf den Deswirler treffen dürfte. Insofern kommt im Winkelverlauf des Diffusors eine gewisse Winkelübertreibung zum Ausdruck. Auch am Deswirler-Austritt beider Diffusionssysteme liegt eine Winkelübertreibung vor ($\alpha_{\text{M},3,\text{VND}}, \alpha_{\text{M},3,\text{TND}} > 90^\circ$), wobei diese im Falle des TND-Deswirlers ausgeprägter ist.

Beim Vergleich der Flächenverläufe in Abbildung 4.9 (b) fällt das wesentlich größere Flächenverhältnis des TND-Diffusors gegenüber dem VND-Diffusor ins Auge; es ist über 50 % größer. Bei idealer Diffusion wäre gemäß Gleichung (A.35) daher mit einer entsprechend höheren Druckrückgewinnung des TND-Diffusors zu rechnen. In gleicher Weise gilt dies für das Flächenverhältnis des gesamten Diffusionssystems, wobei dieses im Vergleich zu VND für TND nur noch etwa 15 % größer ist. Allerdings ist in den Deswirlern aufgrund der anspruchsvollen Strömungsführung und der daraus resultierenden komplexen Strömung mit signifikanten Totaldruckverlusten zu rechnen. Das Flächenverhältnis des Diffusors ist daher maßgeblicher für die Druckrückgewinnung des gesamten Diffusionssystems, welche demnach bei TND bedeutend höher ausfallen sollte. Zum Abschluss des geometrischen Vergleichs der beiden untersuchten Diffusionssysteme stellt Tabelle B.1 in Anhang B.1 deren wichtigste Gestaltungsparameter gegenüber.

Im Hinblick auf den in Abschnitt 2.2.2.1 vorgestellten Halswirbel ist damit zu rechnen, dass dieser sowohl im VND-Diffusor als auch im TND-Diffusor zum Tragen kommt. Der VND-Diffusor hat prismatisch extrudierte Schaufeln mit einem über die Spannweite konstanten Metallwinkel der Vorderkante. Auch die Vorderkante des TND-Diffusors ist nicht speziell an die spannweitig variierende Inzidenz angepasst. Aufgrund seines kleineren Seitenverhältnisses im Diffusorhals ist davon auszugehen, dass der Halswirbel im VND-Diffusor wesentlich stärker ausfällt, als im TND-Diffusor. Dies liegt zum einen an der größeren Teilung des VND-Diffusors aufgrund seiner geringeren Schaufelzahl und zum anderen an seiner geringeren Kanalhöhe (vgl. z - r -Ansichten in Abb. 4.7 (a) und 4.8 (a)).

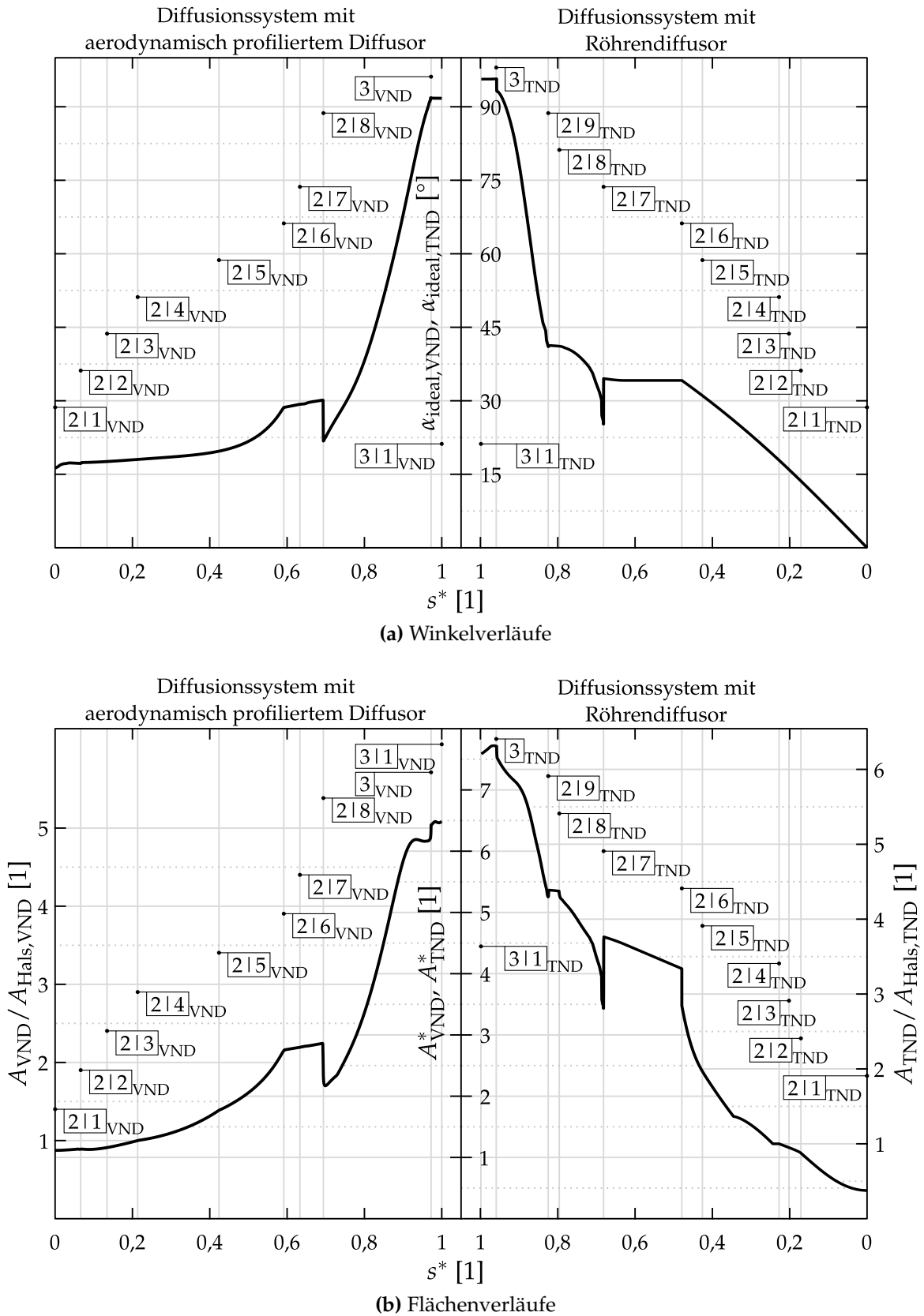


Abbildung 4.9: Vergleich der Winkel- und Flächenverläufe der beiden untersuchten Diffusionssysteme

4.2 Messstellen und Messtechnik

In diesem Abschnitt werden die im Radialverdichterprüfstand gemessenen Größen und die entsprechenden Messstellen präsentiert. Zunächst werden die Messgrößen des Gesamtprüfstands vorgestellt, die hauptsächlich der thermodynamischen Bilanzierung des Verdichtungsprozesses dienen. Anschließend werden die Messstellen der Verdichterstufe und der beiden untersuchten Diffusionssysteme vorgestellt, die einer detaillierten Analyse der Stufendurchströmung dienen.

Die Messung von Drücken erfolgt in den meisten Fällen mittels einer Reihe von Differenzdruckscannern des Typs *NetScanner 9816* der Firma *TE Connectivity* mit Druckmessbereichen von 5 psi bis 45 psi bzw. 0,34 bar bis 3,1 bar. Der Referenzdruck der Differenzdruckaufnehmer ist entweder der Umgebungsdruck, der mithilfe eines Absolutdruckgebers vom Typ *NetScanner 9032* (ebenfalls von *TE Connectivity*) gemessen wird oder der Druck im Austrittsplenum, der wiederum von einem der Differenzdruckaufnehmer gemessen wird.

4.2.1 Messgrößen zur Stufenbilanzierung

Wie in Abschnitt 2.1.5 und Anhang A.1 erläutert wurde, wird der Betriebszustand der Verdichterstufe durch die Einstellung von reduzierter Drehzahl und reduziertem Massenstrom am Stufeneintritt im Sinne der Machschen Ähnlichkeit eindeutig festgelegt. Daher werden im Betrieb sowohl die Drehzahl als auch der Massenstrom messtechnisch erfasst.

Die Drehzahl wird durch die in Abschnitt 4.1 erwähnte, in den Antriebsstrang integrierte, Drehmomentmessnabe der Firma *Torquemeter Ltd.*, deren Ausleseseinheit Spannungssignale für die Drehzahl, für das Drehmoment und für die durch die Nabe übertragene Wellenleistung ausgibt, erfasst. Diese Signale werden wiederum mithilfe eines Messdatenerfassungssystems vom Typ *34970A* in Verbindung mit einem Multiplexer-Modul des Typs *34901A* der Firma *Keysight Technologies* (ehemals: *Agilent Technologies*) digitalisiert und durch ein in der graphischen Programmierungsumgebung *LabVIEW* entwickeltes Computer-Programm zur Datenaufnahme und -weiterverarbeitung in die entsprechenden physikalischen Größen umgerechnet. Die Verwendung der so ermittelten Antriebsleistung wäre für die Bestimmung eines Stufenwirkungsgrads denkbar. Allerdings beinhaltet sie die Verlustleistung der aktiven Magnetlagereinheit. Der Versuch der Quantifizierung und Charakterisierung dieser Verluste durch *Zachau* [59] offenbarte eine starke Abhängigkeit der Verlustleistung von einzelnen Betriebsparametern wie Drehzahl, Rotorposition und Druck an der Laufradrückwand. Da durch eine Korrektur der Verlustleistung in Abhängigkeit dieser Größen weitere Fehlerquellen in die Wirkungsgradbestimmung Einzug halten würden, wird die Eingangsleistung mithilfe einer Totaltemperaturdifferenz zwischen Stufeneintritt und -austritt bestimmt.

Die Erfassung der Massenströme erfolgt durch ein integriertes System zur Regelung von Leitungsströmungen vom Typ *LaminarMasterFlow* der Firma *TetraTec Instruments*

GmbH, welches in seiner Gesamtheit von der Firma *EP Instruments GmbH* ausgelegt und ausgeliefert wurde. Neben der Messung des Stufenmassenstroms dient dieses System auch der Erfassung und wahlweise auch der Regelung der Zapfluftmassenströme sowie der Regelung des Drucks im Beruhigungsbehälter und liefert damit eine Eintrittsrandbedingung für die Verdichterstufe. Die Bestimmung des Massenstroms erfolgt mithilfe einer nach DIN EN ISO 5167-2 gefertigten und durch die *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB) in Braunschweig kalibrierten Massenstromblende in Verbindung mit Messungen von

1. Wirkdruck mittels eines Differenzdruckgebers vom Typ *3051S1CD2* der Firma *WIKA*,
2. Absolutdruck mittels eines Absolutdruckgebers vom Typ *DMP 331* der Firma *BD Sensors*,
3. Temperatur mittels eines PT100-Widerstandsthermometers vom Typ *WV54.2-X* der Firma *TMG GmbH* und
4. Relativer Feuchte mittels eines integrierten Messaufnehmers vom Typ *EE31* der Firma *E+E Elektronik GmbH* zur Korrektur der Dichte.

Die Reduzierung von Drehzahl und Massenstrom erfolgt mittels der Totalgrößen in der Laufradeintrittsebene p_{t1} und T_{t1} , wobei deren direkte Messung nicht ohne Weiteres möglich ist. Da eine Messung von Totalgrößen in der Eintrittsebene mit entsprechenden Sonden die Stufendurchströmung massiv beeinträchtigen würde, werden sie mithilfe von Korrelationen bestimmt. Diese fassen sie als Funktion des reduzierten Eintrittsmassenstroms \dot{m}_{red} und des statischen Drucks p_0 bzw. der statischen Temperatur T_0 im Beruhigungsbehälter auf^{11,12}. Grundlage für diese Korrelationen sind gemittelte Werte des Totaldrucks und der Totaltemperatur in der Laufradeintrittsebene, die durch eine Traversierung entsprechender Sonden von *Zachau* [59] ermittelt wurden. Somit gilt für die Totalgrößen in der Laufradeintrittsebene

$$p_{t1} = f(\dot{m}_{\text{red}}, p_0) , \quad (4.2)$$

$$T_{t1} = f(\dot{m}_{\text{red}}, T_0) . \quad (4.3)$$

Die reduzierten Größen ergeben sich mithilfe dieser Größen zu

$$N_{\text{red}} = \frac{N}{\sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{\text{ISA}}}}} , \quad (4.4)$$

$$\dot{m}_{\text{red}} = \frac{\dot{m} \sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{\text{ISA}}}}}{\frac{p_{t1}}{p_{\text{ISA}}}} . \quad (4.5)$$

¹¹ In Anlehnung an die Definition charakteristischer Ebenen innerhalb der Verdichterstufe in Abschnitt 4.1.2.3 wird die Ebene des Beruhigungsbehälters mit [0] gekennzeichnet.

¹² Aufgrund des großen Volumens des Beruhigungsbehälters herrschen in ihm sehr geringe Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Machzahlen. Daher entsprechen dort die statischen Größen in hinreichend genauer Näherung den Totalgrößen.

Die Messung der Temperatur im Beruhigungsbehälter erfolgt durch fünf an unterschiedlichen Positionen montierten PT100-Widerstandsthermometern in Verbindung mit dem bereits oben erwähnten Messdatenerfassungssystem 34790A/34901A (*Keysight Technologies*), deren Messwerte arithmetisch gemittelt werden.

4.2.2 Gemeinsame Messgrößen aller Konfigurationen

Eine kleine Zahl von Messungen in der untersuchten Radialverdichterstufe wurde in identischer Weise für alle untersuchten Konfigurationen durchgeführt. Die entsprechenden Ergebnisse liegen also auch für die beiden Konfigurationen mit den beiden in dieser Arbeit untersuchten Diffusionssystemen vor. An diesen Messstellen ist ein direkter Vergleich der beiden Konfigurationen möglich.

Eine Reihe statischer Druckbohrungen mit einem Bohrungsdurchmesser von 0,4 mm ist entlang der Meridionalrichtung am Gehäuse des Laufrads verteilt. Mit ihrer Hilfe lässt sich der Aufbau des statischen Drucks über das Laufrad messen und beurteilen. Abbildung 4.10 (a) zeigt neun Positionen dieser Druckbohrungen in einer z - r -Ansicht des Laufrads.

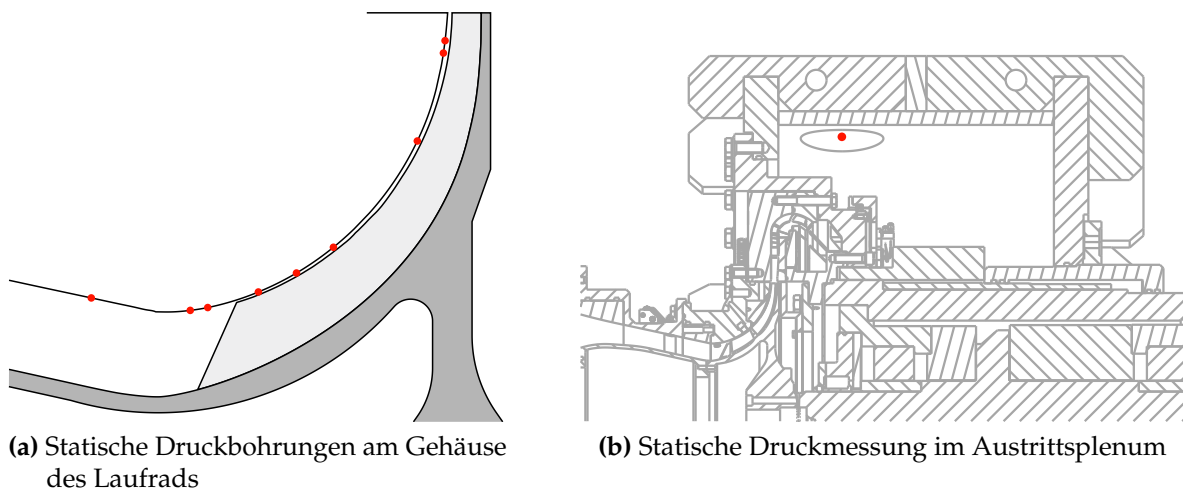


Abbildung 4.10: Gemeinsame Messgrößen aller Konfigurationen

Die neun Messpositionen am Laufradgehäuse erstrecken sich von der Laufradeintrittsebene [1] bis zur Ebene [119]. An drei dieser Messpositionen in Meridionalrichtung gibt es drei annähernd gleichmäßig über den gesamten Umfang verteilte Druckbohrungen. Allerdings sind diese jeweils über eine Ringleitung verbunden, sodass der am jeweiligen gemeinsamen Anschluss anliegende Druck dem mittleren Druck der jeweiligen drei Druckbohrungen entspricht. In der Ebene [119] liegen sechs über ein Umfangssegment von 165° verteilte Druckbohrungen vor ($\Delta\theta = 4 \times 30^\circ$ & $1 \times 45^\circ$). Mithilfe dieser Druckbohrungen ist eine Bewertung des Einflusses des stromab liegenden Diffusors auf die Laufradabströmung möglich. Allerdings sind die relativen

Umfangspositionen dieser Druckbohrungen zum Diffusor von der Anzahl der Diffusorscheiben bzw. -passagen und der relativen Umfangsanordnung von Diffusor und Laufradgehäuse abhängig. Daher wird die Anordnung dieser Druckbohrungen im Zusammenhang mit der Betrachtung der Messstellen der beiden untersuchten Diffusionssysteme in den folgenden beiden Abschnitten betrachtet.

An einer weiteren Messstelle im Austrittsplenum, die alle Stufenkonfigurationen gemeinsam haben, wird der statische Druck hinter dem Stufenaustritt $p_{3|2}$ gemessen¹³ (s. Abb. 4.10 (b)).

4.2.3 Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor

Messungen am Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor erfolgen durch eine Reihe von Zugängen, die im vorderen Gehäusering angeordnet sind (s. Abbildung 4.11 (a)). Mittels Sondenzugängen im Diffusoreintrittsbereich ① werden dort Totaldruckmessungen ermöglicht. Eine Reihe größerer Zugänge im Kanalbereich des Diffusors ② erlaubt die Verwendung von Einsätzen für verschiedene Zwecke. So wurden durch *Jagdfeld* [25] mithilfe von Quarzglaseinsätzen im Diffusor bereits berührungslose laseroptische Vermessungen des Geschwindigkeitsfeldes durchgeführt. Stromab des Diffusors sind wiederum Sondenzugänge für die Vermessung des Strömungsfeldes zwischen Diffusor und Deswirler angeordnet ③. Weiterhin weist der vordere Gehäusering eine Vielzahl von Zugängen zu statischen Druckbohrungen auf, die am Gehäuse des Diffusors und des Deswirlers angeordnet sind ④.

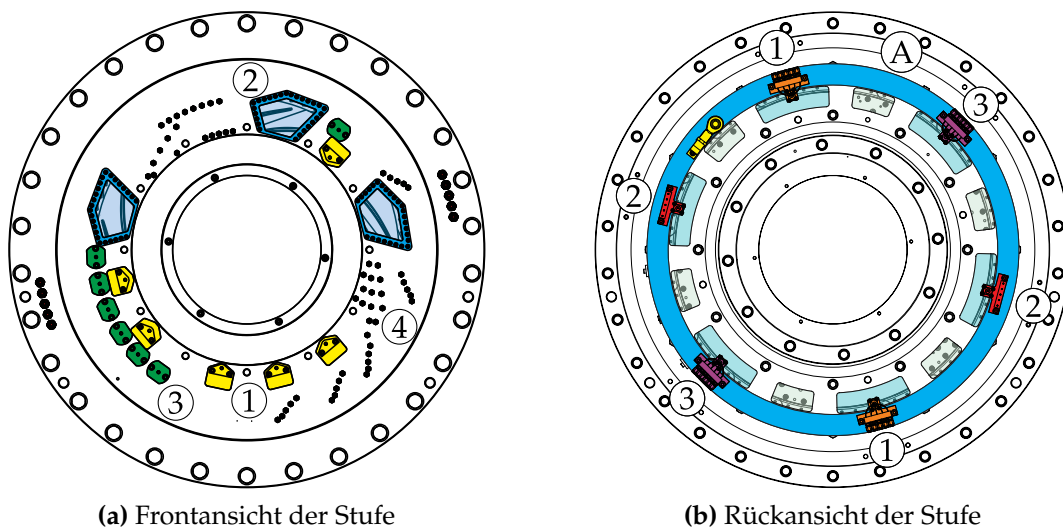


Abbildung 4.11: Messzugänge des Diffusionssystems mit aerodynamisch profiliertem Diffusor

¹³ Wie schon für den Beruhigungsbehälter vor dem Stufeneintritt wird hier davon ausgegangen, dass der statische Druck aufgrund der geringen Machzahlen in hinreichend genauer Näherung dem Totaldruck entspricht.

Auf der Rückseite der Stufe (s. Abb. 4.11 (b)) befindet sich der bereits erwähnte Traverserring (A), der jeweils zwei Stufenaustrittsrechen für Totaldruck (1), Totaltemperatur (2) und Dreilochsonden (3) trägt. Mit seiner Hilfe können die sechs Stufenaustrittsrechen in entsprechenden Ausschnitten im großen Aufnahme- ring bewegt werden. Die weiteren sechs kleineren Ausschnitte im großen Aufnahme- ring dienen der Herausführung der Zapfluftleitungen und der Silikonleitungen, die mit den statischen Druckbohrungen auf den Schaufeln und an der Nabe des Diffusionssystems verbunden sind. Die Silikonleitungen werden von dort durch das Abströmplenum zu Adapterstopfen geführt, die wiederum von außen zugänglich sind.

4.2.3.1 Statische Druckbohrungen

Mittels einer Vielzahl von statischen Druckbohrungen lassen sich die Verteilung und Entwicklung des statischen Drucks im Diffusionssystem erfassen. Diese sind in Abbildung 4.12 für Diffusor ((a)) und Deswirler ((b)) dargestellt¹⁴. Alle statischen Druckbohrungen im VND-Diffusionssystem haben einen Durchmesser von 0,4 mm.

Am Vorderkantenradius des Diffusors in Ebene [2|2] befinden sich in einem Kanal an Nabe und Gehäuse jeweils sechs statische Druckbohrungen äquidistant zwischen zwei Vorderkanten (grüne Punkte in Abb. 4.12 (a)).

Innerhalb des Diffusorkanals sind an Nabe und Gehäuse jeweils 21 Druckbohrungen in drei Reihen mit jeweils sieben Druckbohrungen angeordnet (rote Punkte in Abb. 4.12 (a)). Der Verlauf der Reihen entspricht der Skelettlinie der Diffusorschaukel an Nabe, respektive Gehäuse. Die Reihen befinden sich jeweils auf 25 %, 50 % und 75 % der Breite des Diffusorkanals. Die sieben Druckbohrungen einer jeden Reihe sind zwischen Vorder- und Hinterkante äquidistant verteilt.

Auf der Saugseite und der Druckseite einer Diffusorschaukel sind auf halber Spannweite bzw. Kanalhöhe jeweils sieben statische Druckbohrungen äquidistant zwischen 3 % und 90 % der Skelettlinie der Schaukel verteilt (blaue Punkte auf der Saugseite und gelbe Punkte auf der Druckseite in Abb. 4.12 (a)). Näher an der Vorder- oder Hinterkante ist die Schaukelstärke zu gering, um die notwendigen Zubohrungen zu realisieren.

In Ebene [2|7] zwischen Diffusor und Deswirler sind auf konstantem Radius an Nabe und Gehäuse jeweils acht statische Druckbohrungen äquidistant über eine Diffusorteilung angeordnet (cyanfarbene Punkte in Abb. 4.12 (a)). Dabei liegen die erste und die letzte Bohrung jeweils auf der tangentialen Verlängerung der Schaukelhinterkante des Diffusors.

Die fünf unterschiedlichen Deswirler-Kanäle je Diffusorteilung sind in identischer Weise instrumentiert. An Nabe und Gehäuse sind entlang der in die Kanalmitte rotierten Skelettlinie zwischen Vorder- und Hinterkante jeweils sieben statische

¹⁴ Die statischen Druckbohrungen am Gehäuse sind in Abbildung 4.12 um der Übersichtlichkeit willen nicht dargestellt, gleichen in ihrer Anordnung jedoch denen auf der Nabe.

Druckbohrungen äquidistant angeordnet (rote Punkte in Abb. 4.12 (b)). Auf den Schaufeln befinden sich auf der Saug- und der Druckseite auf halber Spannweite jeweils sieben statische Druckbohrungen zwischen 17 % und 90 % der Skelettlinie (blaue Punkte auf der Saugseite und gelbe Punkte auf der Druckseite in Abb. 4.12 (b)). Am Stufenaustritt sind in der Ebene [3|1] an Nabe und Gehäuse jeweils zwei statische Druckbohrungen äquidistant zwischen zwei Deswirlerhinterkanten verteilt (nicht in Abb. 4.12 (b) dargestellt).

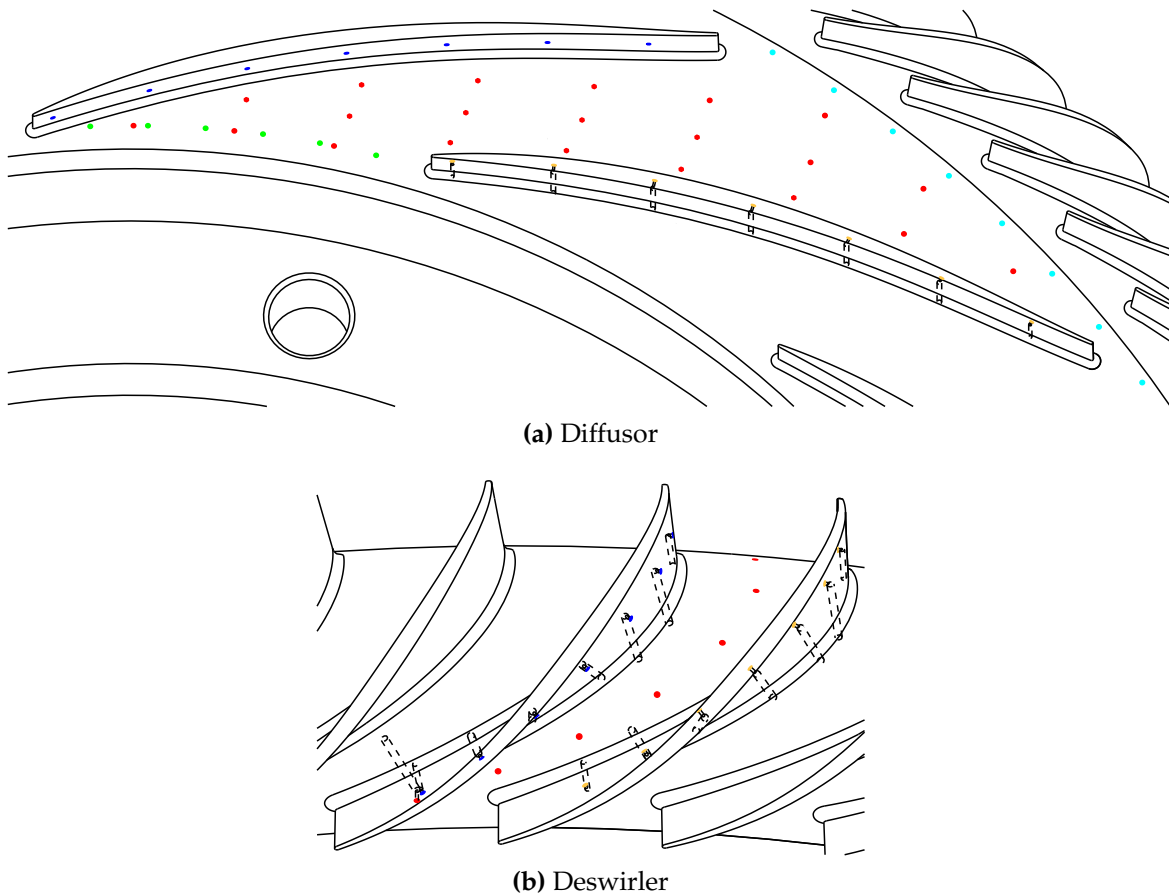


Abbildung 4.12: Druckbohrungen auf der Nabe und den Schaufeln des Diffusions-systems

4.2.3.2 Sondenmessungen

In diesem Abschnitt wird die für die Sondenmessungen in der Pitot-Ebene [2|3], in der Ebene zwischen Diffusor und Deswirler [2|7] und in der Stufenaustrittsebene [3|1] eingesetzte Messtechnik vorgestellt.

Pitot-Ebene

Die Bezeichnung Pitot-Ebene rührt von den in ihr eingesetzten Pitotsonden. Mit ihrer Hilfe lässt sich der Totaldruck im Eintrittsbereich des Diffusors bestimmen. Auf-

grund der dort herrschenden hohen Machzahlen und um die damit unter Umständen einhergehenden Verdichtungsstöße an den Sondenköpfen zu vermeiden, die die Totaldruckmessung stark beeinträchtigen würden, wurde die Ebene etwas weiter stromab des Vorderkantenradius im vorderen halbbeschaufelten Raum positioniert¹⁵.

Die Sondenköpfe der Pitotsonden bestehen aus einem Röhrchen mit einem Außendurchmesser von 1,3 mm, einer Wandstärke von 0,35 mm und einer Innenfase von 60°, welche zu einer Toleranz gegenüber Abweichungen im Winkel der Anströmung von bis zu $\pm 30^\circ$ führt.

Die Sonden selbst sind Bestandteil von manuell zu betätigenden Sondenverstellvorrichtungen (kurz: SVV), deren Zugänge sich im vorderen Gehäusering befinden (vgl. Abb. 4.11 (a) ①). Abbildung 4.13 zeigt eine solche Pitot-SVV in zwei Ansichten. Die Anordnung der Sondenköpfe innerhalb ihrer jeweiligen SVV ist so gewählt, dass diese auf einen mittleren Anströmwinkel von 15° ausgerichtet sind¹⁶. Mittels einer M4-Schraube mit einer Gewindesteigung von $0,7 \frac{\text{mm}}{\text{U}}$ kann die Sondenposition in axialer bzw. spannweitischer Richtung variiert werden. Eine an einem Stift angebrachte Skala erlaubt eine Überprüfung der eingestellten Position. Zwischen 10 % und 90 % der Kanalbreite sind in der Pitot-Ebene sechs SVV-Positionen äquidistant verteilt. An jeder dieser Positionen werden an 13 spannweiten Positionen Messungen durchgeführt, wobei diese einen Mindestabstand von 0,75 mm von Nabe bzw. Gehäuse haben. Das resultierende Traversiergitter weist $6 \times 13 = 78$ Messpunkte auf.

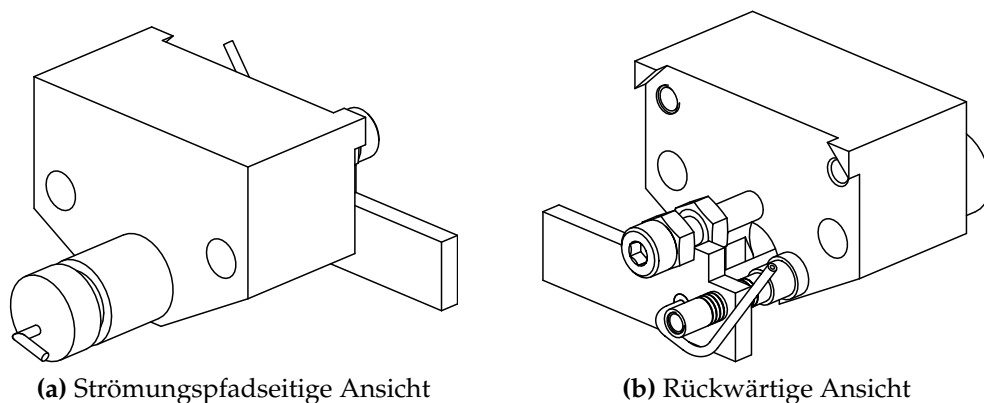


Abbildung 4.13: Manuell verstellbare Pitot-SVV der VND-Stufe

Ebene zwischen Diffusor und Deswirler

In der Ebene zwischen Diffusor und Deswirler [217] kommt eine Dreilochsonde zum Einsatz, die mithilfe einer SVV traversiert wird (s. Abb. 4.14). Der Sondenkopf der Dreilochsonde hat eine Breite von 2 mm und eine Höhe von 0,8 mm. Die SVV erlaubt

¹⁵ Das Kriterium zur Positionierung der Pitot-Ebene ist das Unterschreiten einer Machzahl von 0,95. Bewertungsgrundlage hierfür waren numerische Rechnungen von Kaluza [29].

¹⁶ Der mittlere Anströmwinkel von 15° zur Ausrichtung der Pitotsonden resultiert aus numerischen Rechnungen von Kaluza [29].

nicht nur das Traversieren in axialer bzw. spannweitischer Richtung, sondern auch eine Drehung um die Sondenachse. So ist eine optimale Ausrichtung der Sonde auf die Anströmung möglich. Entlang einer Diffusorteilung sind in Ebene [217] sieben äquidistante SVV-Positionen verteilt. An jeder dieser Positionen werden an 14 spannweiten Positionen Messungen durchgeführt. Diese weisen wiederum einen Mindestabstand von 0,75 mm zur Nabe bzw. zum Gehäuse auf. Das resultierende Traversiergitter hat $7 \times 14 = 98$ Messpunkte.

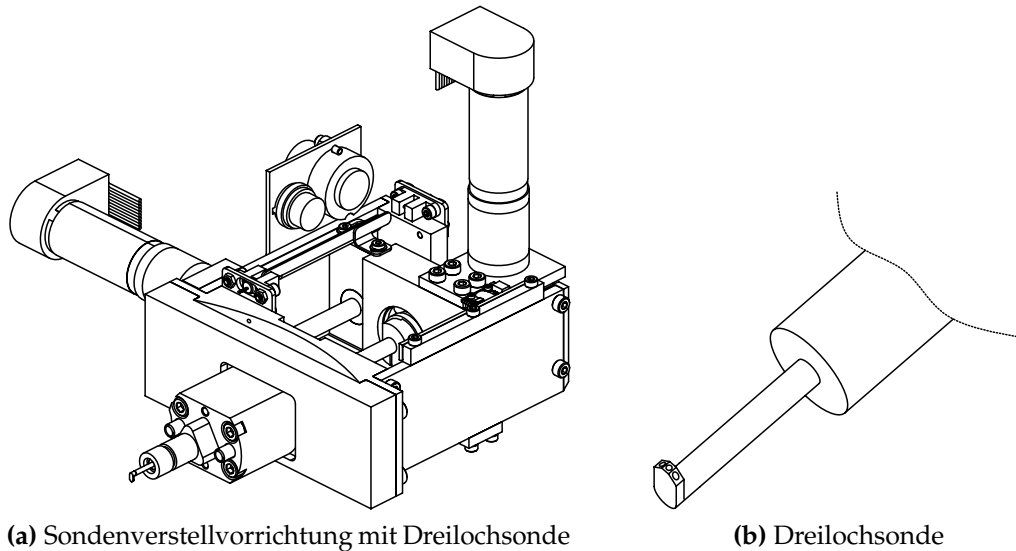


Abbildung 4.14: Sondenverstellvorrichtung mit Dreilochsonde zum Einsatz in Ebene [217]

Neben dem Totaldruck können mithilfe der Dreilochsonde auch die Machzahl und der Strömungswinkel bestimmt werden. Hierfür ist eine Kalibrierung der Sonde notwendig, bei der die Machzahl und der Strömungswinkel systematisch variiert werden. Das Resultat einer solchen Kalibrierung sind entsprechende Sondencharakteristiken, die es erlauben, von den drei gemessenen Sondendrücken auf die Kalibriergrößen zu schließen. Das Vorgehen bei der Kalibrierung sowie der Rückführung der Kalibriergrößen bei der eigentlichen Messung ist in Abschnitt 4.3.1.1 und Anhang B.4 beschrieben.

Stufenaustrittsebene

Eine detaillierte Vermessung des Strömungsfeldes in der Stufenaustrittsebene [311] erfolgt mithilfe verschiedener Sondenrechen. Diese Sondenrechen sind auf dem bereits erwähnten Traversierring montiert, der über ein Vierpunkt-Dünnringlager verdrehbar gelagert ist (s. Abb. 4.15 (a) (A)). Angetrieben wird der Traversierring durch einen auf dem Austrittsplenum montierten Servomotor (B), dessen Linearbewegung über eine kugelgelagerte Verbindung in eine entsprechende Rotationsbewegung umgesetzt wird. So können die Sondenrechen jeweils über ein Segment von 25° verdreht werden, also über einen Bereich, der 1° größer ist, als eine Diffusorteilung. Der Zusammenhang zwischen der Linearbewegung des Servomotors und der Drehbewegung

des Traversierrings wurde im Vorfeld mithilfe einer am Traversierring angebrachten Winkelskala (C) bestimmt.

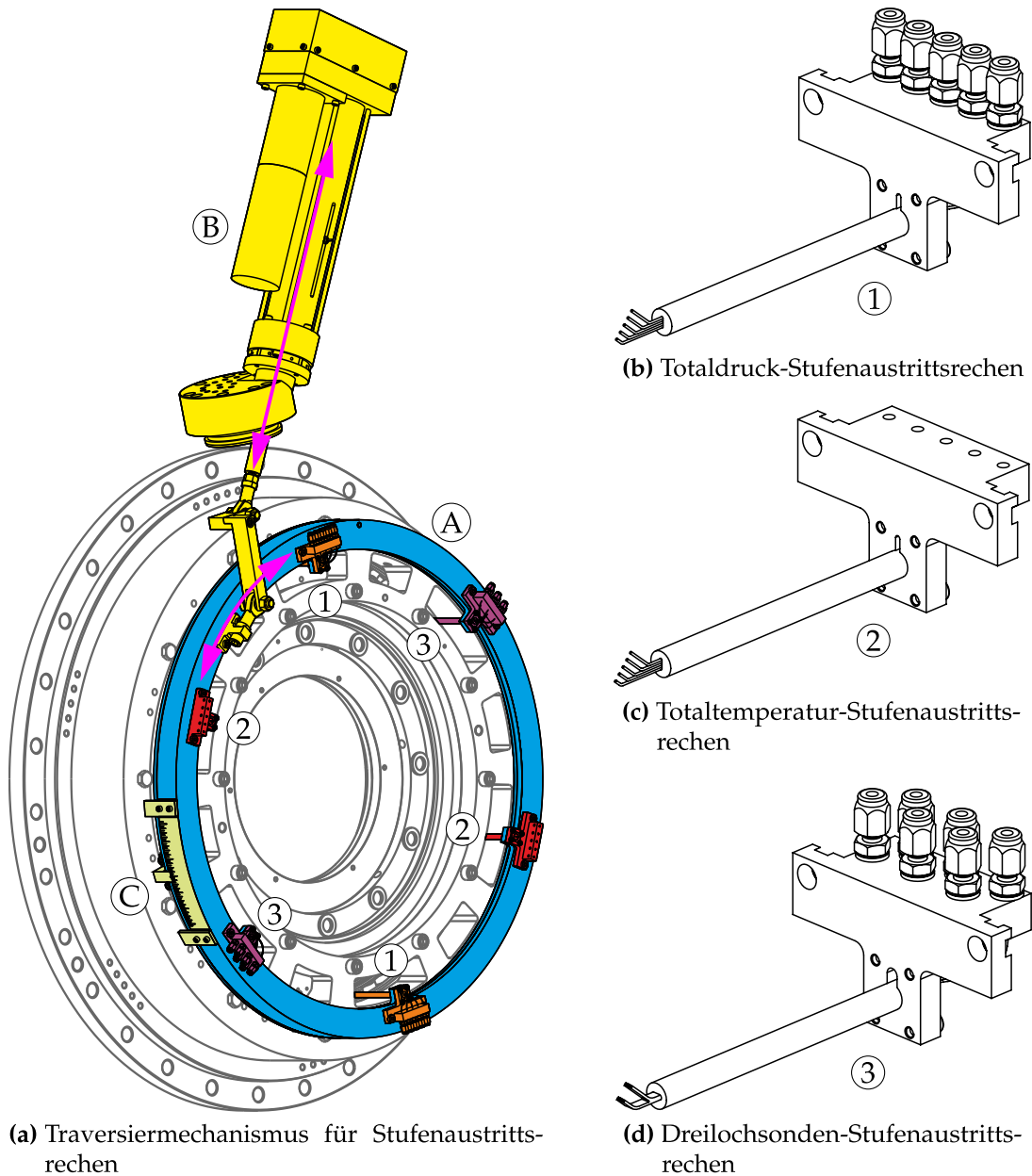


Abbildung 4.15: Traversiermechanismus für Stufenaustrittsrechen

Zum Einsatz kommen jeweils zwei Totaldruckrechen (s. Abb. 4.15 (b)), zwei Totaltemperaturrechen (s. Abb. 4.15 (c)) und zwei Dreilochsondenrechen (s. Abb. 4.15 (d)). Die Totaldruck- und die Totaltemperaturrechen tragen jeweils fünf Sensorköpfe, die auf den mittleren Strömungswinkel in der z - r -Ebene entsprechend des Kanalverlaufs ausgerichtet und äquidistant zwischen 15 % und 85 % der Kanalhöhe verteilt sind. Die Dreilochsondenrechen tragen jeweils nur zwei Sensorköpfe, wobei diese auf dem einen auf 15 % und 50 % der Kanalhöhe und auf dem anderen auf 50 % und 85 % der Kanalhöhe angeordnet sind. Die Traversierung der Austrittsrechen erfolgt über

das gesamte Segment von 25° in Schritten von $0,5^\circ$. Das resultierende Traversiergitter weist $51 \times 5 = 255$ bzw. $51 \times 3 = 153$ Messpunkte auf.

Die Sondenköpfe der Totaldruck- und Totaltemperaturrechen sind Pitotröhrchen mit einem Außendurchmesser von 0,6 mm, einer Wandstärke von 0,1 mm und einer Innenfase von 60° . Innerhalb der Röhrchen der Totaltemperaturrechen ist jeweils ein Mantelthermoelement vom Typ K (Nickel-Chrom, Nickel) der Firma *Electronic Sensor GmbH* mit einem Manteldurchmesser von 0,25 mm eingelegt. Die Temperaturen werden mithilfe einer Thermometeranzeige des Typs *1560 Black Stack* der Firma *Fluke* in Verbindung mit einem Thermoelement-Scanner-Modul des Typs 2566 (ebenfalls von *Fluke*) ermittelt. Die Sondenköpfe der Dreilochsondenrechen haben eine Breite von 2 mm und eine Höhe von 0,8 mm.

Anhang B.2 enthält eine schematische und eine tabellarische Übersicht über die Messstellen im VND-Diffusionssystem (s. Abb. B.1 bzw. Tab. B.2).

4.2.4 Diffusionssystem mit Röhrendiffusor

In diesem Abschnitt werden die Messstellen des Diffusionssystems mit Röhrendiffusor vorgestellt. Da der Fokus der vorliegenden Arbeit auf dem aerodynamisch profilierten Diffusor liegt und der Röhrendiffusor lediglich eine Vergleichsbasis darstellt, erfolgt die folgende Darstellung weniger detailliert als für das VND-Diffusionssystem. Weitere Details zu den Messstellen der TND-Stufe sind bei *Kunte* [34] nachzulesen.

4.2.4.1 Statische Druckbohrungen

Eine Reihe statischer Druckbohrungen erlaubt im Röhrendiffusor der TND-Stufe die Erfassung des Druckaufbaus. Aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit des Strömungskanals können die Druckbohrungen nur gehäuseseitig in entsprechende Einsätze eingebracht werden, die wiederum von der Vorderseite des Prüfstands aus zugänglich sind. Alle statischen Druckbohrungen des TND-Diffusionssystems haben einen Durchmesser von 0,4 mm.

Mit Ausnahme zweier Druckbohrungen auf dem Diffusorvorderkantenradius in Ebene [2|2] sind alle Druckbohrungen im Röhrendiffusor entlang der Mittellinie des Diffusorkanals angeordnet. Zwischen dem Diffusorvorderkantenradius und dem Austritt aus dem Diffusorhalsbereich sind fünf statische Druckbohrungen äquidistant verteilt. Bis zum Diffusorhinterkantenradius in Ebene [2|6] folgen weitere fünf annähernd äquidistant verteilte Druckbohrungen, wobei eine von ihnen am Austritt aus dem Diffusorkanalbereich in Ebene [2|5] liegt. Im schaufellosen Raum zwischen Diffusor und Deswirler folgen entlang der verlängerten Mittellinie des Diffusorkanals zwei weitere Druckbohrungen in gleichen Abständen. Eine weitere weiter stromab liegende Druckbohrung ist etwas in Umfangsrichtung verschoben.

Im Deswirler sind in beiden Reihen in der jeweiligen Kanalmitte an Nabe und Gehäuse jeweils fünf statische Druckbohrungen entlang der Kanalrichtung verteilt.

Ebenso sind auf halber Kanalhöhe entlang der Saug- und Druckseite jeweils fünf statische Druckbohrungen verteilt.

4.2.4.2 Sondenmessungen

Im TND-Diffusionssystem kommen in zwei Ebenen Sonden zum Einsatz. Im Diffusoreintrittsbereich erfolgt in der Pitot-Ebene [2|3] eine Totaldruckmessung mithilfe manuell verstellbarer Pitot-SVVs ähnlich den in Abschnitt 4.2.3.2 beschriebenen (s. Abb. 4.16 (a)). Die Abmessungen des Sondenkopfs sind mit denen aus der VND-Stufe identisch. Das Traversiergitter in der Pitot-Ebene der TND-Stufe umfasst sechs Positionen über die Kanalbreite und jeweils 13 Positionen in spannweitischer Richtung und weist somit insgesamt $6 \times 13 = 78$ Messpunkte auf.

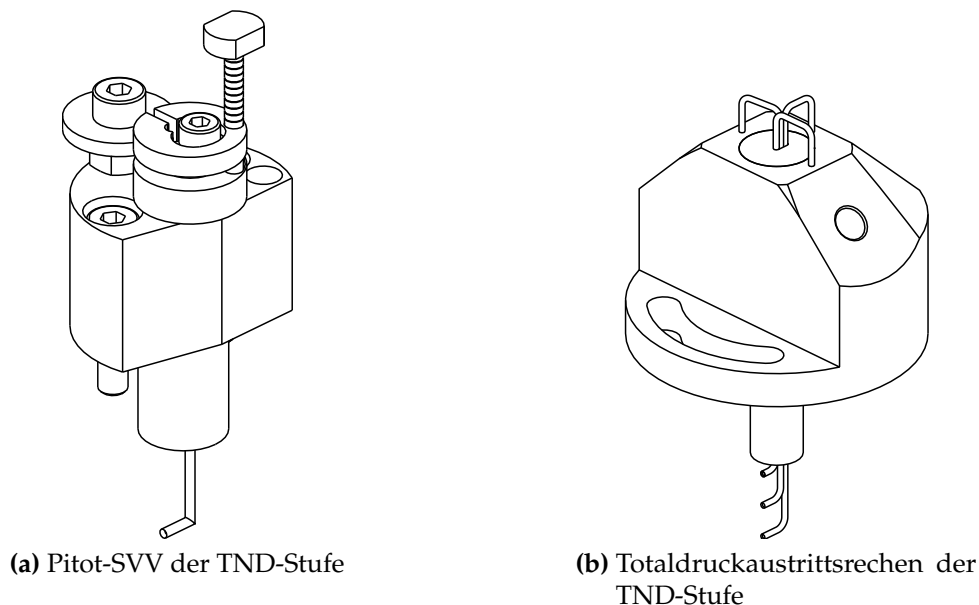


Abbildung 4.16: Sonden und Rechen der TND-Stufe

In der Stufenaustrittsebene [3|1] kommen wie auch schon in der VND-Stufe Sondenrechen zur Messung von Totaldruck und Totaltemperatur zum Einsatz (s. Abb. 4.16 (b)). Jeder dieser Rechen verfügt über drei äquidistant zwischen 15 % und 85 % der Kanalhöhe angeordnete Sondenköpfe. Diese haben jeweils einen Außendurchmesser von 0,8 mm, eine Wandstärke von 0,1 mm und einen Innenfase von 60° . Über den Stufenumfang sind jeweils drei Totaldruck- und drei Totaltemperaturaustrittsrechen an diskreten Positionen verteilt. Bezogen auf eine Teilung des Diffusionssystems ergeben sich jeweils drei nicht äquidistante Positionen ($\Delta\theta = 2 \times 3^\circ$ & $1 \times 6^\circ$). Das resultierende Gitter weist $3 \times 3 = 9$ Messpunkte auf.

Der Aufbau der Totaltemperaturrechen erfolgt wie auch in der VND-Stufe durch das Einlegen eines Mantelthermoelements vom Typ K in ein Pitotröhrchen. Das Auslesen der entsprechenden Thermospannungen erfolgt wie auch bei der VND-Stufe mithilfe des 1560 Black Stack.

Anhang B.3 enthält eine schematische und eine tabellarische Übersicht über die Messstellen im TND-Diffusionssystem (s. Abb. B.2 bzw. Tab. B.3).

4.3 Auswertung

In diesem Abschnitt wird die weitere datentechnische Verarbeitung der Messwerte und deren Auswertung vorgestellt. Er wird durch eine Betrachtung der Unsicherheiten, mit denen die Messwerte und die aus ihnen abgeleiteten Größen behaftet sind, abgeschlossen.

4.3.1 Messgrößen und abgeleitete Größen

Auf dem Weg von der Erfassung der Messgrößen in der Verdichterstufe bis zur Darstellung der aus ihnen hervorgehenden Resultate sind einige datentechnische Verarbeitungsschritte notwendig, die im Folgenden näher betrachtet werden sollen.

4.3.1.1 Direkte Nachbehandlung von Messgrößen

In den meisten Fällen ist es für die gemessenen Größen nicht notwendig, sie einer direkten Nachbehandlung zu unterziehen, da sie bereits die physikalische Größe repräsentieren, die eigentlich gemessen werden soll. So entspricht der gemessene Druck einer statischen Druckbohrung bis auf eine geringe Abweichung eben dem statischen Druck an genau dieser Stelle. In dieser Hinsicht bilden die Messungen der Totaltemperatur mithilfe der Totaltemperaturrechen am Stufenaustritt und die Messungen von Machzahl, Strömungswinkel und Totaldruck mithilfe von Dreilochsonden in der Ebene [217] und am Stufenaustritt Ausnahmen.

Recovery-Faktor-Korrektur zur Totaltemperaturbestimmung

Eine direkte Messung der Totaltemperatur mithilfe einer entsprechenden Sonde ist per se unmöglich. Die Temperatur, die sich im Staupunkt der Strömung am Temperatursensor innerhalb der Sonde einstellt, ist stets geringer, als die Totaltemperatur der Strömung. Der Grund hierfür liegt im negativen Temperaturgradienten vom Staupunkt in alle Richtungen, der einen entsprechenden Wärmeaustausch mit der Umgebung des Staupunktes zur Folge hat. Dadurch reduziert sich dort die Temperatur auf die sogenannte *Recovery*-Temperatur T_r , die auch als adiabate Wandtemperatur bezeichnet wird. Zwischen der eigentlich zu messenden Totaltemperatur und der Recovery-Temperatur besteht der folgende Zusammenhang

$$T_t = T_r \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}{1 + r \frac{\kappa-1}{2} M^2} . \quad (4.6)$$

In Gleichung (4.6) ist r der sogenannte *Recovery*-Faktor, mit dessen Hilfe bei bekannter Machzahl die Totaltemperatur bestimmt werden kann. Der Recovery-Faktor kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen und wird durch eine Kalibrierung der Totaltemperatursonde in einer Strömung bestimmt. Dabei wird die Machzahl systematisch variiert, da der Recovery-Faktor in hohem Maße von ihr abhängig ist¹⁷. Für den Anwendungsfall folgt daraus, dass die Totaltemperatur nur korrekt bestimmt werden kann, wenn die Machzahl bekannt ist. Die Sondenköpfe der Totaltemperatur-Austrittsrechen, die im Rahmen der Messungen für die vorliegende Arbeit eingesetzt wurden, weisen einen mit steigender Machzahl steigenden Recovery-Faktor auf.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist am Stufenaustritt die Machzahl bekannt, sodass hier eine konsequente Anwendung der Recovery-Faktor-Korrektur zur Totaltemperaturbestimmung möglich ist.

Auswertung von Dreilochsonden-Messungen

Die Grundlage zur Bestimmung der Machzahl, des Strömungswinkels und des Totaldrucks mithilfe einer Dreilochsonde sind die drei Drücke, die an den Druckbohrungen der Sonde gemessen werden (p_0 an der mittleren Bohrung und p_1 und p_3 an den äußeren Bohrungen). Der Zusammenhang zwischen diesen gemessenen Drücken und den zuvor genannten zu bestimmenden Kalibriergrößen ist durch Kalibrierfunktionen festgelegt, die auf Basis der Resultate von Kalibrierungsmessungen bestimmt werden können. Bei diesen Kalibriermessungen werden die später zu bestimmenden Kalibriergrößen mit Ausnahme des Totaldrucks systematisch variiert, während die Sondendrucke aufgenommen werden. Da die Druckniveaus zwischen Kalibrierung und späterer Messung stark voneinander abweichen können, sind die Eingangsgrößen der Kalibrierfunktionen nicht etwa die gemessenen Sondendrucke selbst, sondern aus ihnen gebildete dimensionslose Parameter. Diese werden so gewählt, dass sie jeweils eine starke Abhängigkeit von einer der Kalibriergrößen aufweisen, während die Abhängigkeit von den restlichen Kalibriergrößen idealerweise schwächer ist. Für Dreilochsonden werden die folgenden Parameter verwendet

$$k_\alpha = \frac{p_3 - p_1}{\Delta p}, \quad (4.7)$$

$$k_M = \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (4.8)$$

wobei $\Delta p = p_0 - \frac{p_1 + p_3}{2}$ gilt. Der Parameter k_α hat dabei seine stärkste Abhängigkeit vom Strömungswinkel, während k_M seine stärkste Abhängigkeit von der Machzahl hat.

¹⁷ Der Recovery-Faktor ist auch vom Strömungswinkel bzw. vom Winkel zwischen Strömungsrichtung und Sondenkopfachse abhängig. Diese Abhängigkeit ist jedoch deutlich schwächer ausgeprägt als die von der Machzahl, sodass sie bei der Kalibrierung der Totaltemperatursonden vernachlässigt wird.

Die Kalibrierfunktionen selbst haben nun die allgemeine Form

$$M, \alpha = f(k_M, k_\alpha) . \quad (4.9)$$

Die Kalibrierfunktionen gemäß Gleichung (4.9) lassen sich auf verschiedene Weisen bestimmen. Ein einfacher Ansatz ist die Bestimmung von Approximationspolynomen. Diese bergen jedoch den Nachteil, dass sie an den Stützstellen der Kalibrierung $k_{M,Kal.}$ & $k_{\alpha,Kal.}$ nicht die dort eingestellten Werte der Kalibriergrößen $M_{Kal.}$ & $\alpha_{Kal.}$ annehmen. Bei ihrer Anwendung muss also ein vermeidbarer Fehler in Kauf genommen werden. Alternativ ist die Anwendung von stückweise definierten Interpolationspolynomen, sogenannten *Splines*, möglich. Eine direkte Anwendung scheitert jedoch an der ungleichmäßigen Verteilung der Eingangsgrößen der Kalibrierfunktionen¹⁸.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde jedoch ein neuartiger Ansatz entwickelt, der sich den Vorteil der verschwindenden Fehler an den Kalibrierstützstellen der Splines auf indirektem Wege zu Nutze macht.

Dabei werden zwei inverse Kalibrierfunktionen der Form

$$k_M, k_\alpha = g(M, \alpha) \quad (4.10)$$

definiert, welche sich direkt als Splines bestimmen lassen, da die Machzahl und der Strömungswinkel bei der Kalibrierung in aller Regel derart variiert werden, dass sie gleichmäßig verteilt sind¹⁸.

Auch eine dimensionslose Form des Totaldrucks lässt sich als Funktion der Kalibriergrößen auffassen, die durch einen Spline definiert werden kann

$$p_t^* = \frac{p_t - p_0}{\Delta p} = g(M, \alpha) . \quad (4.11)$$

Die Entdimensionalisierung des Totaldrucks mithilfe der Sondendrucke in Gleichung (4.11) dient hier der Gewährleistung seiner Unabhängigkeit vom Druckniveau der Messung bzw. der Kalibrierung.

Bei einer Messung lassen sich die Machzahl $M_{Mess.}$ und der Strömungswinkel $\alpha_{Mess.}$ nun durch die Inversion der Spline-Funktionen nach Gleichung (4.10) an der entsprechenden Stelle ($k_{M,Mess.}$ & $k_{\alpha,Mess.}$) bestimmen. Der Totaldruck ergibt sich dann nach Gleichung (4.11). Dies ist für den vorliegenden zweidimensionalen Fall bei einer bilinearen Spline-Interpolation auf analytischem Wege möglich. Nähere Ausführungen hierzu finden sich in Anhang B.4.

Bei Messungen in Strömungen mit sehr kleinen Machzahlen außerhalb des Kalibrierbereichs der Dreilochsonden ($M \leq 0,05$) kann in hinreichend genauer Näherung von einer Gleichheit des statischen und des Totaldrucks ausgegangen werden. Für sie gilt

¹⁸ Eine gleichmäßige Verteilung bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sich der zweidimensionale Stützstellenraum der Größe $m \times n$ durch zwei monotone Variationsvektoren der Größen m bzw. n aufspannen lässt.

dann

$$p_t = p = \frac{p_0 + p_1 + p_3}{3}, \quad (4.12)$$

womit $M = 0$ impliziert wird. In diesem Fall kommt es zu einer Abweichung zwischen der messtechnisch bestimmten und der tatsächlichen Machzahl von maximal 0,05.

4.3.1.2 Reduzierung und Normierung von Messgrößen

Um die Vergleichbarkeit von Messungen, die an verschiedenen Tagen oder an verschiedenen Stufen durchgeführt wurden, sicherzustellen, werden diese jeweils auf einen Referenzzustand bezogen bzw. reduziert. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird zu diesem Zweck der Totalzustand am Laufradeintritt gewählt, sodass sich alle gemessenen Drücke und Temperaturen nach den folgenden Gleichungen reduzieren lassen

$$p_{\text{red}} = p \frac{p_{\text{ISA}}}{p_{t1}}, \quad (4.13)$$

$$T_{\text{red}} = T \frac{T_{\text{ISA}}}{T_{t1}}. \quad (4.14)$$

Über die Reduktion der Messgrößen hinaus werden diese zusätzlich normiert. So erlauben ihre Zahlenwerte weder direkte Rückschlüsse auf die absoluten Leistungsparameter der Stufe, noch ist die Ableitung von quantitativen Zusammenhängen zur Stufengeometrie möglich. Dieses Vorgehen stellt den Schutz des geistigen Eigentums des Projektpartners sicher.

Als Bezugswerte der einzelnen Messgrößen und abgeleiteten Größen zur Normierung sind ihre entsprechenden Zahlenwerte an einem sperrgrenznahen Betriebspunkt auf der Drehzahllinie der nominalen reduzierten Drehzahl für die Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor gewählt. Dieser Betriebspunkt wird in Abschnitt 4.4.3 explizit genannt.

4.3.1.3 Abgeleitete Größen

Auf die Ermittlung des reduzierten Massenstroms und der reduzierten Drehzahl wurde bereits in Abschnitt 4.2.1 eingegangen. Der Totalzustand am Stufeneintritt, dessen Kenntnis hierfür notwendig ist, wird indirekt durch Korrelationen bestimmt. Auch das Stufentotaldruckverhältnis und das Stufentotaltemperaturverhältnis werden mithilfe dieses korrelierten Totalzustands am Stufeneintritt ermittelt.

Der Totalzustand am Stufenaustritt wird mittels der entsprechenden Rechen bestimmt, die in den Abschnitten 4.2.3.2 und 4.2.4.2 vorgestellt wurden. Bei beliebigen Einzelmessungen, wie sie bei der Erfassung von Drehzahllinien durchgeführt werden, messen diese Rechen die entsprechenden Totalgrößen nur an bestimmten Positionen

im Strömungsfeld. Es wird angenommen, dass diese stichprobenartigen Messungen dennoch repräsentativ für das gesamte Strömungsfeld am Stufenaustritt sind. Im angesprochenen Fall lassen sich am Stufenaustritt Flächenmittelwerte der Totalgrößen angeben. Lediglich für die Stufe mit VND-Diffusionssystem liegen an einigen Betriebspunkten, die in Abschnitt 4.4 vorgestellt werden, detailliertere Informationen über das Strömungsfeld am Stufenaustritt vor. Die Traversierung der Stufenaustrittsrechen mithilfe des in Abschnitt 4.2.3.2 vorgestellten Traversierings erlaubt an diesen Betriebspunkten durch entsprechende Mittelwertbildung die Ermittlung von aussagekräftigeren Werten für den dortigen Totalzustand.

Gerade im Hinblick auf den Vergleich der beiden in dieser Arbeit untersuchten Diffusionssysteme ist jedoch die Betrachtung des mit dem statischen Druck im Austrittsplenum $p_{3|2}$ gebildeten Druckverhältnisses zweckmäßig. Bei verschwindendem dynamischen Druck am Stufenaustritt, spiegelt der statische Druck im Austrittsplenum in gewisser Weise den Totaldruck wider¹⁹, während er unabhängig vom spezifischen Strömungsfeld am Stufenaustritt oder den Positionen von Totaldrucksonden ist. In diesem Zusammenhang soll im Rahmen dieser Arbeit vom total-zu-statischen Stufendruckverhältnis die Rede sein, welches wie folgt definiert ist

$$\pi_{ts} = \frac{p_{3|2}}{p_{t,1}}. \quad (4.15)$$

Auch die Bestimmung des Stufenverdichterwirkungsgrads erfolgt zweckmäßiger Weise auf Basis dieses total-zu-statischen Druckverhältnisses. Da jedoch für die Totaltemperatur am Stufenaustritt nur Messungen der Totaltemperaturrechen in der Stufenaustrittsebene durchgeführt werden, wird im Rahmen dieser Arbeit ein gemischter Zustand am Stufenaustritt betrachtet, der sich aus der Totaltemperatur in der Stufenaustrittsebene [3|1] und dem statischen Druck im Abströmplenum [3|2] zusammensetzt. In Anlehnung an das total-zu-statische Stufendruckverhältnis nach Gleichung (4.15) und zur Abgrenzung vom total-zu-totalen polytropen Stufenverdichterwirkungsgrad nach Gleichung (2.13) wird auf Basis dieses gemischten Zustands der sogenannte total-zu-statische polytrope Stufenverdichterwirkungsgrad definiert

$$\eta_{Vp,ts} = \frac{\ln \pi_{ts}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{\ln \tau_{tt}}. \quad (4.16)$$

Bei der Bestimmung des Stufenwirkungsgrads muss eine weitere Besonderheit der untersuchten Stufe berücksichtigt werden: die Zapfluftentnahme zwischen Laufrad und Diffusor. Je nach Ansatz wird die Totalenthalpieerhöhung der Zapfluft über das Laufrad entweder als Nutzen oder als Verlust bilanziert. Die Definitionen des Wirkungsgrads nach Gleichung (2.13) bzw. (4.16) berücksichtigen die Zustandsänderung der Zapfluft über das Laufrad gewissermaßen als Nutzen. Allerdings ist dieser Nutzen geringer als der tatsächliche Nutzen, da der Zapfluft implizit der Zustand am

¹⁹ Der noch vorhandene dynamische Druck am Stufenaustritt $q_{3|1}$ führt anteilig zu einer Erhöhung des statischen Drucks von $p_{3|1}$ auf $p_{3|2}$. Sein verbleibender Rest wird zum überwiegenden Teil dissipiert, sodass bei der geringen im Austrittsplenum herrschenden Machzahl der statische Druck in hinreichender Näherung dem Totaldruck entspricht.

Stufenaustritt aufgeprägt wird, der unter der Annahme eines adiabats durchströmten Diffusionssystems zwar die gleiche Totaltemperatur wie am Laufradaustritt, jedoch einen geringeren Totaldruck aufweist.

Bei korrekter Berücksichtigung des Nutzens der Zustandsänderung der Zapfluft lautet die Definition des total-zu-totalen polytropen Stufenverdichterwirkungsgrads unter Verwendung von Gleichung (2.14) und (2.37)

$$\begin{aligned}\eta_{Vp,tt,ZL^+} &= \frac{(\dot{m} - \dot{m}_{ZL}) y_t + \dot{m}_{ZL} y_{t,LA}}{\dot{m} \Delta h_t} \\ &= \left(1 - \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}}\right) \frac{y_t}{\Delta h_t} + \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}} \frac{y_{t,LA}}{\Delta h_t} \\ &= \left(1 - \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}}\right) \eta_{Vp,tt} + \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}} \eta_{Vp,tt,LA}. \quad (4.17)\end{aligned}$$

Entsprechend lautet der total-zu-totale polytrope Stufenverdichterwirkungsgrad bei Berücksichtigung der Zustandsänderung der Zapfluft als Verlust

$$\eta_{Vp,tt,ZL^-} = \left(1 - \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}}\right) \frac{\ln \tau_{tt}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{\ln \tau_{tt}} = \left(1 - \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}}\right) \eta_{Vp,tt}. \quad (4.18)$$

Zur Vergegenwärtigung des Unterschieds beider Definitionen wird ihre Differenz betrachtet. Sie ist

$$\Delta \eta_{Vp,tt,ZL} = \eta_{Vp,tt,ZL^+} - \eta_{Vp,tt,ZL^-} = \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}} \eta_{Vp,tt,LA}. \quad (4.19)$$

Ihr Wert im Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrads bei nominaler Drehzahl für die Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor beträgt 2,7 %-Punkte. Der total-zu-statische polytrope Stufenverdichterwirkungsgrad nach Gleichung (4.16) liegt über die gesamte Drehzahllinie bei nominaler Drehzahl in etwa mittig zwischen den beiden Wirkungsgraden entsprechend der Gleichungen (4.17) und (4.18) und soll im Rahmen dieser Arbeit fortan als Vergleichsmaßstab dienen.

4.3.1.4 Stufenvergleich

Ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist eine vergleichende Untersuchung des Diffusionssystems mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und des Diffusionssystems mit Röhrendiffusor im jeweiligen Stufenverbund. Wie in Abschnitt 2.3 dargelegt wurde, ist aufgrund der beiden unterschiedlichen Diffusorbauformen mit sehr verschiedenen Betriebsverhalten zu rechnen und es stellt sich die Frage, in welcher Weise die beiden Stufen bzw. ihre Diffusionssysteme miteinander verglichen werden können.

In Abschnitt 2.1.5 wurde erläutert, dass durch das Einstellen der reduzierten Drehzahl und des reduzierten Massenstroms eine Vergleichbarkeit von Messungen an einer

Stufe bei veränderlichen thermodynamischen Eintrittsrandbedingungen erreicht werden kann. Dies gilt in gleicher Weise für den Vergleich verschiedener Stufen bzw. einer Stufe mit zwei unterschiedlichen Diffusionssystemen. Insbesondere können auf diese Weise Aussagen über die unterschiedlichen Verhaltensweisen beider Stufen im Maschinenverbund gemacht werden, da sie mit den gleichen reduzierten Eintrittsrandbedingungen beaufschlagt werden.

Zum Vergleich der beiden Stufen werden die auf dem statischen Druck im Austrittsplenum basierenden total-zu-statischen Größen für das Druckverhältnis gemäß Gleichung (4.15) und den polytropen Verdichterwirkungsgrad gemäß Gleichung (4.16) herangezogen, da diese, wie in Abschnitt 4.3.1.3 erläutert wurde, unabhängig von der Positionierung der Totaldruckaustrittsrechen am Stufenaustritt sind.

4.3.2 Unsicherheitsabschätzung

Im Rahmen der in diesem Abschnitt vorgestellten Abschätzung werden die Unsicherheiten, die mit der Bestimmung sowohl direkter Messgrößen wie Drücken und Temperaturen als auch abgeleiteter Größen wie Wirkungsgraden assoziiert sind, quantifiziert. Durch die Unsicherheitsabschätzung wird der Beweis erbracht, dass in der Auswertung angegebene quantitative Tendenzen und Unterschiede der dargestellten Größen als messtechnisch erfassbar, also gesichert betrachtet werden können. Insofern ist sie für die eindeutige Beurteilung der Resultate der Messungen unerlässlich. Das Ziel der Abschätzung ist die Angabe einer Unsicherheit u bzw. eines entsprechenden symmetrischen Unsicherheitsintervalls um den gemessenen bzw. angegebenen Wert einer Größe \bar{x} herum, in dem der wahre Wert dieser Größe x_0 liegt, welches diesen also lokalisiert.

Ihrem Charakter nach werden die bei einer Messung auftretenden Unsicherheiten in zufällige Unsicherheiten u_z und systematische Unsicherheiten u_s unterschieden. Die durch die zufälligen Unsicherheiten hervorgerufenen Fehler bei einer Messung sind zeitabhängig und unvorhersehbar, also stochastisch. Eine mögliche Ursache zufälliger Messfehler kann beispielsweise das Rauschen eines elektrischen Sensorsignals sein. Technisch lassen sich zufällige Fehler nicht von tatsächlich vorhandenen Schwankungen des wahren Wertes einer zu messenden Größe, wie sie beispielsweise durch Schwankungen der Umgebungsbedingungen hervorgerufen werden können, unterscheiden. Das Ausmaß der Schwankungen des wahren Wertes einer Messgröße sollte daher bekannt sein, um dessen Anteil an der zufälligen Unsicherheit einschätzen zu können. Der Einfluss zufälliger Unsicherheiten auf den gemessenen Wert einer Größe lässt sich durch die statistische Behandlung einer Reihe von Messwerten verringern. Messfehler aufgrund systematischer Unsicherheiten sind hingegen zeitinvariant und bei verschiedenen Messungen unter identischen Bedingungen gleich groß. Solche systematischen Messfehler werden durch die Unvollkommenheit der Messgeräte, der Messverfahren und des Messgegenstandes hervorgerufen. Als Beispiel eines systematischen Fehlers, der aus der Unvollkommenheit des Messverfahrens resultiert,

seien hier die Beeinflussung einer Strömung durch eine Pitotsonde und der damit einhergehende Fehler bei der Bestimmung des Totaldrucks genannt. Die systematische Unsicherheit lässt sich durch die Kalibrierung der Messgeräte und -sensoren zumeist um einen gewissen Anteil reduzieren. Dabei werden die Messwerte eines zu kalibrierenden Messgeräts mit denen eines die gleiche Größen messenden Normalgerätes verglichen, dessen Unsicherheiten in der Messwertbestimmung wesentlich kleiner sind als die des zu kalibrierenden Gerätes. Durch dieses Vorgehen reduziert sich im günstigsten Fall der Wert des systematischen Messfehlers des zu kalibrierenden Gerätes auf den des Normalgerätes. In aller Regel bleibt jedoch eine gewisse unbekannte systematische Unsicherheit, die durch Kalibrierung nicht weiter reduziert werden kann und lediglich abschätzbar ist. Eine Schwierigkeit bei der Abschätzung der Unsicherheiten von Messgrößen ist, dass die Herstellerangaben bezüglich der Genauigkeit von Sensoren und Messgeräten oftmals keine stringente Trennung zwischen zufälligen und systematischen Fehlern zulassen, da nur ein einzelner Wert angegeben wird. Im ungünstigsten Fall muss dieser als unbekannter systematischer Fehler in voller Höhe angesetzt werden.

Die Angabe der Gesamtunsicherheit u , also der Summe aus zufälligen und systematischen Unsicherheiten, bzw. des aus ihr resultierenden Fehlers für eine Größe ist im Allgemeinen dann nötig, wenn diese mit einer anderen gleichartigen Größe verglichen werden soll, die nicht auf demselben Wege bestimmt wurde. Dies betrifft beispielsweise die Messung zweier statischer Drücke an nah beieinander liegenden Orten mit unterschiedlichen Messgeräten. Das heißt im Umkehrschluss aber auch, dass der Vergleich ein und derselben Größe, die unter unterschiedlichen Betriebsbedingungen gemessen wurde, nur die Angabe der zufälligen Unsicherheit bzw. des entsprechenden Fehlers erfordert. So kann z. B. ein mit einem bestimmten Gerät an einer bestimmten Stelle gemessener Druck für zwei unterschiedliche Strömungszustände verglichen werden, ohne dass die Angabe der unbekannten systematischen Unsicherheit notwendig wäre, da alle Messwerte ihr in gleicher Weise unterworfen sind.

Im Rahmen dieser Arbeit entsprechen die Angaben für die Unsicherheiten immer dem Maximalwert über den gesamten Betriebsbereich. Dieser konservative Ansatz macht eine betriebspunktabhängige Betrachtung überflüssig. Weiterhin erfolgt die Angabe der Unsicherheiten prozentual, wobei der Bezugswert einer Größe derselbe ist, der auch für deren Normierung verwendet wird²⁰.

Das methodische Vorgehen bei der Unsicherheitsabschätzung von direkten Messgrößen sowie aus ihnen abgeleiteten Größen, wie es in dieser Arbeit zur Anwendung kommt, wird in Anhang B.5 beschrieben. Dort sind in den Tabellen B.4 und B.5 auch die Unsicherheiten von für diese Arbeit relevanten Größen angegeben.

²⁰ Bei den Bezugswerten der Messgrößen und der aus ihnen abgeleiteten Größen handelt es sich um deren Zahlenwerte an einem sperrgrenznahen Betriebspunkt auf der Drehzahllinie der nominalen reduzierten Drehzahl für die Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor (vgl. Abschn. 4.3.1.2 & Abschn. 4.4.3).

Einstellgenauigkeit von Betriebspunkten

Neben den Unsicherheiten von Messgrößen und aus ihnen abgeleiteten Größen spielt auch die Einstellgenauigkeit von Parametern, die einen bestimmten Betriebspunkt der Verdichterstufe festlegen, eine Rolle. Dies sind die Totalgrößen am Stufeneintritt p_{t1} und T_{t1} , die reduzierte Drehzahl N_{red} und der reduzierte Massenstrom \dot{m}_{red} . Im Allgemeinen hat die Veränderlichkeit der Totaltemperatur am Stufeneintritt den größten Einfluss unter diesen Parametern, wie in den Folgeabsätzen beschrieben wird. Darüber hinaus hat bei Messungen an vorab festgelegten Betriebspunkten und nahe der Pumpgrenze die Einstellgenauigkeit des reduzierten Massenstroms durch die Drosselklappe am Ende des Hochdruckteils des Rohrleitungskreislaufs (vgl. Abschn. 4.1) ihre größte Auswirkung. Sie nimmt von der Sperrgrenze zur Pumpgrenze kontinuierlich ab und wird bei entsprechenden Darstellungen in den beiden folgenden Kapiteln berücksichtigt. Auch das Eintauchen von Sonden in den Strömungskanal führt aufgrund der damit einhergehenden Versperrung zu einer Veränderung des Betriebspunktes. Bei entsprechenden Messungen wurde darauf geachtet, dass daraus resultierende Abweichungen im reduzierten Massenstrom und im Totaldruckverhältnis nicht deren zufällige Unsicherheiten überschreiten.

Messungen in einem Betriebspunkt Bei Messungen in einem Betriebspunkt auftretende Schwankungen von Einstellparametern und der zu messenden Größen selbst leisten einen Beitrag zu deren zufälligen Unsicherheiten.

Messungen entlang einer Drehzahllinie Während der Stufeneintrittsdruck durch automatisch betätigte Aktuatoren geregelt wird, muss die Stufeneintrittstemperatur mithilfe eines Verstellventils, welches den Kühlwassermassenstrom des Luft-Wasser-Kühlers im Rohrkreislauf vorgibt, manuell eingestellt werden (vgl. Abschn. 4.1). Der Anstieg der Stufenaustrittstemperatur mit zunehmender Androsselung der Stufe entlang einer Drehzahllinie macht ein ständiges Nachregeln der Stufeneintrittstemperatur notwendig. Dabei kommt es zu Schwankungen der statischen Temperatur im Beruhigungsbehälter vor dem Stufeneintritt im Bereich von $\pm 0,1$ K. Daraus folgt wiederum eine Änderung des reduzierten Massenstroms und der reduzierten Drehzahl, also effektiv eine Verschiebung des Betriebspunktes im Verdichterkennfeld. Der Einfluss der Abweichung dieser Einstellparameter auf Größen wie das Totaldruck- oder Totaltemperaturverhältnis lässt sich dabei nur aus den jeweiligen Charakteristiken selbst ableiten. Der Einfluss der Temperaturschwankung am Stufeneintritt auf die Einstellparameter ist allerdings von kleinerer Größenordnung als deren zufällige Unsicherheiten und kann daher ohne genauere Betrachtung als vernachlässigbar angesehen werden. Dies gilt auch für den Einfluss auf alle anderen Messgrößen.

Messungen bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen Da der Luft-Wasser-Kühler im Rohrkreislauf des Prüfstands mit Frischwasser gespeist wird, dessen Temperatur jahreszeitlich bedingten Schwankungen unterworfen ist, lässt sich auch die Stufeneintrittstemperatur nicht immer auf denselben Wert einstellen. Überdies

macht allein die Einstellbarkeit der mechanischen Drehzahl des Antriebsmotors in Schritten von etwa $10 \frac{\text{U}}{\text{min}}$ eine Anpassung der Stufeneintrittstemperatur notwendig, um eine vorgegebene reduzierte Drehzahl zu erreichen. So kommt es bei immer gleich bleibendem Stufeneintrittsdruck zu einer mit den Jahreszeiten veränderlichen Dichte der Luft und damit zu unterschiedlichen Reynoldszahlen. Die damit einhergehenden Einflüsse auf den reduzierten Massenstrom, das Stufendruckverhältnis und den Stufenwirkungsgrad wurden durch *Kunte* [34] systematisch untersucht. Darauf basierend schätzt *Schmidt* [45] von der Reynoldszahl abhängige Abweichungen von $\pm 0,07\%$ für den reduzierten Massenstrom, $\pm 0,07\%$ für das Stufendruckverhältnis und $\pm 0,05\%$ für den Stufenwirkungsgrad ab. Da diese um eine Größenordnung kleiner sind als die zufälligen Unsicherheiten der jeweiligen Größen gemäß den Tabellen B.4 und B.5, werden sie als vernachlässigbar angesehen.

4.4 Versuchsdurchführung

In diesem Abschnitt wird das allgemeine Vorgehen bei der Durchführung der dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen beschrieben. Die eingestellten Parameter werden ebenso genannt, wie die Betriebspunkte, an denen Detailmessungen in Form von Traversen in den einzelnen Ebenen der Diffusionssysteme durchgeführt wurden (s. Abschn. 4.2.3.2 und 4.2.4.2).

4.4.1 Allgemeine Versuchsdurchführung

Der Prüfstand wird mit nahezu komplett entdrosselter Radialverdichterstufe hochgefahren. D. h. die verstellbare Drosselklappe in der Rohrleitung stromab des Abströmplenums ist maximal geöffnet. Die gesamte Prüfstandsinfrastruktur besitzt eine große thermische Trägheit, weshalb die Drehzahl während des Hochfahrens schrittweise erhöht wird. Während längerer Haltezeiten zwischen den Drehzahlschritten kann der Prüfstand und auch das Öl in der Kupplung und im Getriebe durchwärmen.

Bei genügend hoher Drehzahl und entsprechend großem Massenstrom wird der engste Querschnitt der Stufe im Diffusionssystem kritisch durchströmt. Dahinter herrscht Überschallströmung und der statische Druck fällt entsprechend ab. Um die verwendeten Differenzdruckmessaufnehmer vor zu hohen negativen Druckdifferenzen zu schützen wird die Stufe während des weiteren Hochfahrens leicht angedrosselt.

Nachdem die gewünschte reduzierte Drehzahl eingestellt wurde und ein entsprechendes thermisches Gleichgewicht des gesamten Prüfstands erreicht wurde, wird die Stufe in kleinen Schritten angedrosselt. Dabei erhöht sich jenseits der Sperrgrenze das Totaldruckverhältnis der Stufe, während der reduzierte Massenstrom nahezu konstant bleibt bzw. leicht abnimmt (vgl. Abschn. 2.3). Beim weiteren Androsseln entsperrt die Stufe schließlich und der reduzierte Massenstrom sinkt bei weiterhin steigendem Totaldruckverhältnis, allerdings bei immer geringerem Anstieg in Richtung fallenden reduzierten Massenstroms.

Nach jedem Drosselschritt und einer weiteren kurzen Ausgleichszeit, während derer sich ein neuer thermischer Gleichgewichtszustand einstellt, werden bei Kennfeldmessungen Einzelmessungen durchgeführt. D. h. für jeden Messaufnehmer wird eine Reihe von Messwerten aufgenommen. An einigen wenigen Betriebspunkten werden Detailmessungen durchgeführt.

Wenn das Ziel der Messung nicht das Anfahren der Pumpgrenze bei der entsprechenden Drehzahl ist, wird die Stufe wieder nahezu komplett entdrosselt und die Drehzahl wird schrittweise reduziert. Soll hingegen die Pumpgrenze angefahren werden, wird ab einer gewissen Androsselung die axiale Rotorposition verändert. Mithilfe der aktiven Magnetlagerung wird das Laufrad in Richtung des Antriebsmotors gezogen. Durch diese Sicherheitsmaßnahme vergrößert sich der Schaufelspitzenpalt des Laufrads und einem Anstreifen des Laufrads an seinem Gehäuse während eines Pumpstoßes wird vorgebeugt. Gleichzeitig schaltet die Steuerung der Magnetlagerung auf einen speziellen Regler um, der durch einen größeren Strom in den Axialmagneten die axiale Lagersteifigkeit erhöht. Dadurch ist die Magnetlagerung in der Lage, schneller und mit größerer Reaktionskraft auf Pumpstöße und die daraus resultierenden axialen Wellenbewegungen zu reagieren. Die Pumpgrenze wird mittels kleinster schrittweiser Verstellungen der Drosselklappe angefahren. Nach der letzten Verstellung vor der Pumpgrenze, nach welcher das Verdichterpumpen hörbar einsetzt, wird der Schnellöffnungsmechanismus der Drosselklappe betätigt, wodurch die Verdichterstufe schlagartig entlastet wird.

Die kurz vor der Pumpgrenze durchgeführten Messungen können nicht direkt mit den Messungen, die bei nominaler axialer Wellenposition durchgeführt wurden, verglichen werden. Dies liegt zum einen am größeren Schaufelspitzenpalt im Laufrad, der einen signifikanten Einfluss auf die Ausbildung des Strömungsfeldes am Laufradaustritt und demzufolge auch im Diffusor hat. Zum anderen beeinflusst die veränderte axiale Ausrichtung zwischen Laufrad und Diffusor deren gegenseitige Interaktion und das resultierende Strömungsfeld.

4.4.2 Einstellparameter

Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnt wurde, beträgt die reduzierte Nenndrehzahl der Stufe $19\,250 \frac{\text{U}}{\text{min}}$. Die Vermessung der Stufenkennfelder erfolgt durch die Aufnahme mehrerer Drehzahllinien in Schritten zwischen 5 % und 10 % der reduzierten Nenndrehzahl. Der Einfachheit halber wird in den nachfolgenden Kapiteln die reduzierte Drehzahl der Stufe immer in Prozent der reduzierten Nenndrehzahl angegeben. Die Ermittlung der Pumpgrenze erfolgt durch das Anfahren derselben bei unterschiedlichen Drehzahlen. Da das Verdichterpumpen eine große mechanische Belastung für die Stufe und den Prüfstand darstellt, die mit zunehmender Drehzahl wächst, wird die Stufe nur bei Drehzahlen kleiner als der Nenndrehzahl bis zum Pumpen angedrosselt. Tabelle 4.6 führt die einzelnen vermessenen Drehzahllinien auf.

Tabelle 4.6: Vermessene Drehzahllinien

Reduzierte Drehzahl		Bemerkung
70 %	$\equiv 13\,475 \frac{U}{\min}$	nur VND
80 %	$\equiv 15\,400 \frac{U}{\min}$	
90 %	$\equiv 17\,325 \frac{U}{\min}$	
95 %	$\equiv 18\,288 \frac{U}{\min}$	
100 %	$\equiv 19\,250 \frac{U}{\min}$	ohne Pumpgrenze

Neben der reduzierten Drehzahl sind bei einer Messung noch eine Reihe weiterer Parameter einzustellen, welche jedoch für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen nicht variiert werden. Der statische Druck im Beruhigungsbehälter wurde für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen auf einen Wert von 1,08 bar eingestellt. Die statische Temperatur im Beruhigungsbehälter wurde je nach Temperatur des Kühlwassers, die mit den Jahreszeiten schwankt, in einem Bereich von 15–20 °C eingestellt. Der Schaufelspitzenpalt des Laufrads an dessen Austritt, der sich mithilfe von Unterlegscheiben einstellen lässt (s. Abb. 4.4 (a) (A) und 4.5 (a) (A)) beträgt bei durchgewärmter Stufe im Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrads bei reduzierter Nenndrehzahl 0,65 mm. Die axiale Ausrichtung der Mittellinien von Laufrad und Diffusor, das sogenannte *shimming*, welches sich ebenfalls mithilfe von Unterlegscheiben einstellen lässt (s. Abb. 4.4 (a) (B) und 4.5 (a) (B)), beträgt 0 mm. Das *clocking* der zweiten Deswirler-Reihe im TND-Diffusionssystem ist so eingestellt, dass der Stufenwirkungsgrad maximiert wird (vgl. Kunte [34]). Dabei ist das Tandem-Gitter des Deswirlers gerade so ausgerichtet, dass die druckseitige Strömung der ersten Deswirler-Reihe über die Saugseite der zweiten Deswirler-Reihe strömt (vgl. Abb. 2.17 (b) und B.2).

Die Zapfluftmassenströme werden für die beiden Stufenkonfigurationen mit ihren unterschiedlichen Diffusionssystemen in einer Weise eingestellt, die einen aussagekräftigen Vergleich ihres Einflusses auf die Stufendurchströmung ermöglicht. Aufgrund der unterschiedlichen Betriebsbereiche der beiden Konfigurationen, ist das Einstellen der Zapfluftmassenströme auf den gleichen Absolutwert nicht sinnvoll. Da die Stufe mit TND-Diffusionssystem zuerst vermessen wurde, bilden die bei den entsprechenden Messungen eingestellten Zapfluftmassenströme die Referenz; konkret sind dies die auf den gesamten Stufenmassenstrom bezogenen Zapfluftmassenströme im Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrads bei Nenndrehzahl. Für die Stufe mit VND-Diffusionssystem werden die relativen Zapfluftmassenströme im Betriebspunkt, in dem

$$\left(\frac{\pi_{tt}}{\dot{m}_{red}} \right)_{VND} = \left(\frac{\pi_{tt}}{\dot{m}_{red}} \right)_{\eta_{Vp,tt,max,TND}} \quad (4.20)$$

gilt, auf ebendiese Werte eingestellt. Die entsprechenden prozentualen Anteile der Zapfluftmassenströme am gesamten Stufenmassenstrom betragen am jeweiligen

Betriebspunkt der beiden Stufenkonfigurationen 2,8 % für die gehäuseseitige Zapfluentnahme und 0,5 % für die nabenseitige Zapfluentnahme. Die Verstellventile für die Zapflutmassenströme behalten ihre Einstellung über den gesamten Betriebsbereich bei, werden also nicht nachgeregelt. Dementsprechend kommt es zu einer Veränderung der Zapflutmassenströme über den Betriebsbereich, wobei diese mit zunehmender Androsselung, also sinkendem Massenstrom, leicht zunehmen.

4.4.3 Betriebspunkte für Detailuntersuchungen

Die im Rahmen dieser Arbeit im Detail untersuchten Betriebspunkte der beiden Stufenkonfigurationen liegen ausschließlich auf der jeweiligen Nenndrehzahllinie im entsperrten Bereich zwischen Sperr- und Pumpgrenze. Ziel bei ihrer Verteilung ist das vollumfängliche Aufspannen des gesamten Betriebsbereichs der jeweiligen Stufenkonfiguration mithilfe einiger weniger Betriebspunkte.

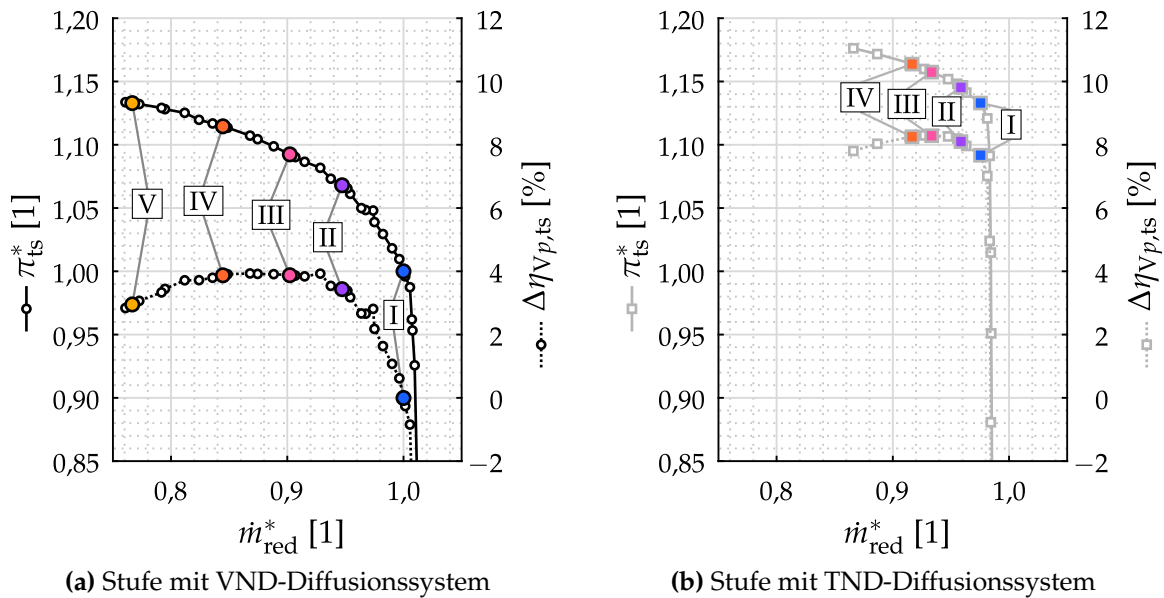


Abbildung 4.17: Nenndrehzahllinien der beiden untersuchten Stufenkonfigurationen mit Druckverhältnis und Wirkungsgrad einschließlich der im Detail untersuchten Betriebspunkte

Die Abbildungen 4.17 (a) und 4.17 (b) zeigen die jeweiligen Nenndrehzahlkurven der Stufe mit VND-Diffusionssystem und der Stufe mit TND-Diffusionssystem. Dargestellt sind jeweils das total-zu-statische Druckverhältnis gemäß Gleichung (4.15) und der total-zu-statische polytrope Verdichterwirkungsgrad gemäß Gleichung (4.16) als Differenz zum Wert im Betriebspunkt I_{VND} über dem reduzierten Stufenmassenstrom. Weiterhin sind die für die jeweilige Stufenkonfiguration im Detail untersuchten Betriebspunkte eingezeichnet. Die einzelnen Betriebspunkte für die Detailmessungen sind mit den römischen Zahlen von I bis V für die Stufe mit VND-Diffusionssystem

und von I bis IV für die Stufe mit TND-Diffusionssystem gekennzeichnet²¹. Für beide Stufenkonfigurationen ist der Betriebspunkt I der Betriebspunkt, der in etwa an der Sperrgrenze der Stufe liegt. Der entsprechende Betriebspunkt der Stufe mit VND-Diffusionssystem I_{VND} bildet, wie bereits in Abschnitt 4.3.1.2 erwähnt wurde, die Referenz für die Normierung aller Messergebnisse, die in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt werden. Der Betriebspunkt III ist für beide Stufenkonfigurationen in etwa der Betriebspunkt mit dem maximalen Wirkungsgrad, wie anhand der Charakteristiken für den total-zu-statischen polytropen Verdichterwirkungsgrad ersichtlich ist (s. Abb. 4.17). Tabelle 4.7 gibt noch einmal einen Überblick über die Betriebspunkte der Detailmessungen für die beiden untersuchten Stufenkonfigurationen und deren reduzierte Massenströme.

Tabelle 4.7: Reduzierte Stufen- und Diffusoreintrittsmassenströme der Betriebspunkte mit Detailmessungen für die VND- und die TND-Konfiguration

Betriebspunkt	Reduzierter Massenstrom			
	Stufe		Diffusor	
	VND	TND	VND	TND
I	100,0 %	97,5 %	100,0 %	92,8 %
II	94,7 %	95,9 %	92,5 %	90,4 %
III	90,2 %	93,3 %	87,0 %	87,0 %
IV	84,5 %	91,7 %	80,5 %	85,0 %
V	76,7 %	–	71,3 %	–

Für einen Vergleich beider Stufenkonfigurationen müssen geeignete Betriebspunktpaare gefunden werden. Hierzu zeigt Abbildung 4.18 für beide Konfigurationen die Nenndrehzahllinie als reduzierte Drehzahl über dem reduzierten Massenstrom und die jeweils im Detail vermessenen Betriebspunkte beider Konfigurationen.

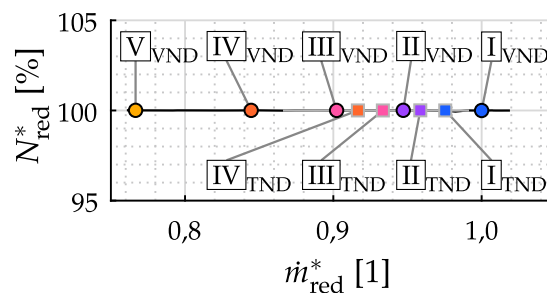


Abbildung 4.18: Betriebspunkte für den Vergleich der VND- und der TND-Konfiguration bei unterschiedlicher Vorgehensweise der Reduzierung

Es kommen zwei Paare zu vergleichender Betriebspunkte in Frage: II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND}. Die jeweiligen Abweichungen des normierten reduzierten Stufenmassenstroms betragen 1,2 %, respektive 1,5 %.

²¹ Werden Vergleiche zwischen Betriebspunkten beider Stufenkonfigurationen angestellt, erhalten die Betriebspunkte ein entsprechendes Subskript (VND für die VND-Stufe und TND für die TND-Stufe).

5 Aerodynamische

Detailuntersuchung der *VANED*-Stufe

In diesem Kapitel wird auf Basis der Resultate der Messungen, deren Durchführung und Auswertung in Kapitel 4 beschrieben wurden, die Aerodynamik der Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor im Detail untersucht. Dabei wird zunächst in Form von Kennfeldern ein Überblick über das Betriebsverhalten der gesamten Stufe und über das der einzelnen Komponenten gegeben. Die anschließenden Abschnitte sind der Strömung in den einzelnen Komponenten und den einzelnen Messebenen im Detail gewidmet. Dabei liegt der Fokus auf der Druckrückgewinnung und dem Verlustverhalten des Diffusionssystems. Das Ziel des Kapitels ist es, ein Verständnis für die maßgeblichen aerodynamischen Mechanismen zu etablieren und zu bewerten, inwiefern die spezifische Auslegung des VND-Diffusionssystems hinsichtlich seiner Druckrückgewinnung zum Tragen kommt.

5.1 Betriebsverhalten der gesamten Stufe

Abbildung 5.1 zeigt das Verdichter kennfeld der Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor. Darin ist das total-zu-statische Stufendruckverhältnis π_{ts}^* über dem reduzierten Stufenmassenstrom \dot{m}_{red}^* entlang von Linien konstanter reduzierter Drehzahlen von 70 % bis 100 % der nominalen reduzierten Drehzahl aufgetragen. Weiterhin ist der polytrope total-zu-statische Verdichterstufenwirkungsgrad $\Delta\eta_{Vp,ts}$ als Kontur hinterlegt^{1,2,3}. Auch die Lage der fünf im Detail vermessenen Betriebspunkte $\boxed{\text{I}}$ bis $\boxed{\text{V}}$ (vgl. Abschn. 4.4.3) sowie die Sperrgrenze und die Pumpgrenze sind eingezeichnet.

Die Drehzahllinien weisen den für Verdichter typischen Verlauf auf, der bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde. Ausgehend von niedrigen Druckverhältnissen ver-

¹ Die Wirkungsgradkontur erstreckt sich nur über den Teil des Betriebsbereichs zwischen Sperr- und Pumpgrenze, in dem der nominale Spitzenspalt des Laufrads eingestellt ist. Der Bereich der Drehzahllinien, in dem die Axialposition des Laufrads zum Schutz vor großen Belastungen der Stufe beim Pumpen verändert wird (vgl. Abschn. 4.4) ist grau eingezeichnet.

² Der überwiegende Teil der dargestellten Größen ist normiert und daher mit einem Asterisken gekennzeichnet (vgl. Abschn. 4.4.3). Beinahe alle zusammengesetzten Größen und der reduzierte Massenstrom werden hierzu durch ihren jeweiligen Wert im Betriebspunkt $\boxed{\text{I}}_{VND}$, Drücke und Temperaturen durch $p_{3|2}$ bzw. $\bar{T}_{t3|1}$ jeweils im Betriebspunkt $\boxed{\text{I}}_{VND}$ geteilt. Der total-zu-statische polytrope Verdichterwirkungsgrad wird als Differenz zu seinem Wert im Betriebspunkt $\boxed{\text{I}}_{VND}$ dargestellt.

³ Die Abschätzung der in den Diagrammen angedeuteten Unsicherheiten ist Abschnitt 4.3.2 zu entnehmen.

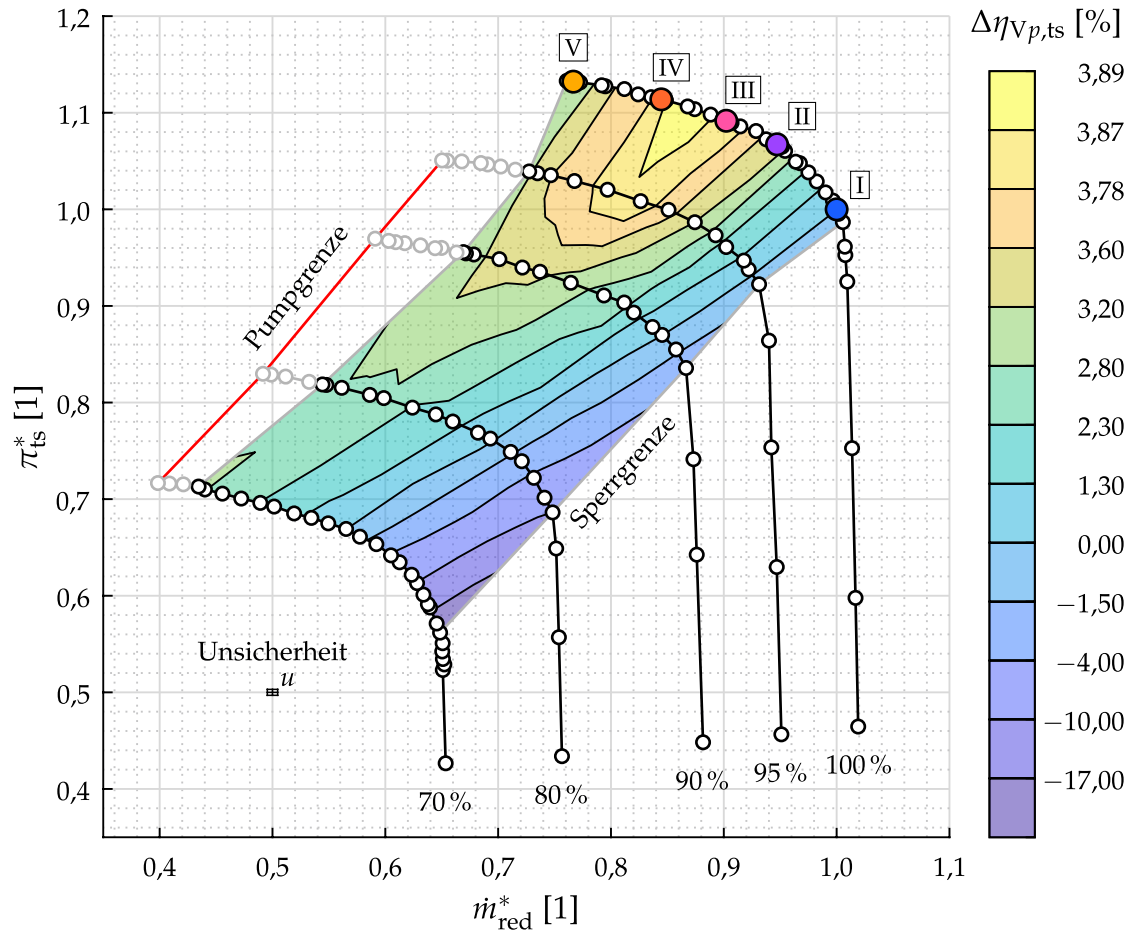


Abbildung 5.1: Verdichter kennfeld der VANED-Stufe

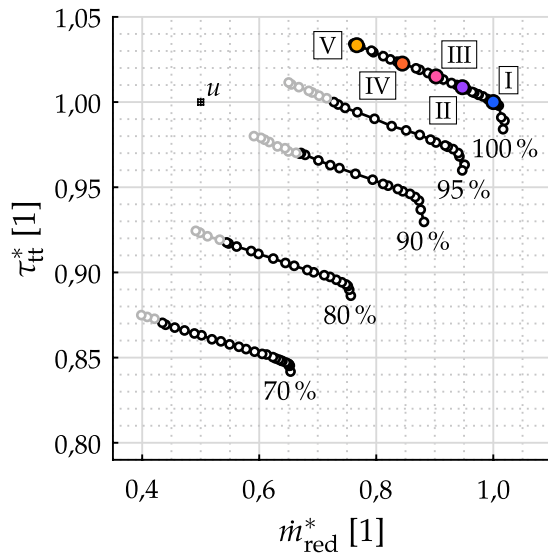
laufen sie bis zur Sperrgrenze mit zunehmender Androsselung bei nahezu konstantem reduzierten Massenstrom. Ab der Sperrgrenze sinkt der reduzierte Massenstrom mit zunehmender Androsselung signifikant und kontinuierlich, während das Druckverhältnis weiterhin zunimmt. Zur Pumpgrenze hin verlaufen die Drehzahllinien immer flacher.

Bei 100 % reduzierter Drehzahl nimmt der reduzierte Massenstrom jenseits der Sperrgrenze mit zunehmender Androsselung um etwa 1,9 % ab. Wie ebenfalls in Abschnitt 2.3 erläutert wurde, ist dies auf die mit zunehmender Androsselung steigende Diffusion zurückzuführen. Die dabei wachsenden Grenzschichten im Diffusionssystem führen zu einer Verkleinerung des engsten Querschnitts nahe des Diffusorhalses und in der Folge zu einer Abnahme des reduzierten Massenstroms. Bei 100 % reduzierter Drehzahl beträgt die Kennfeldbreite zwischen den Betriebspunkten **I** und **V** etwa 24 %. Dabei steigt des Druckverhältnis von der Sperr- zur Pumpgrenze um etwa 13 % an.

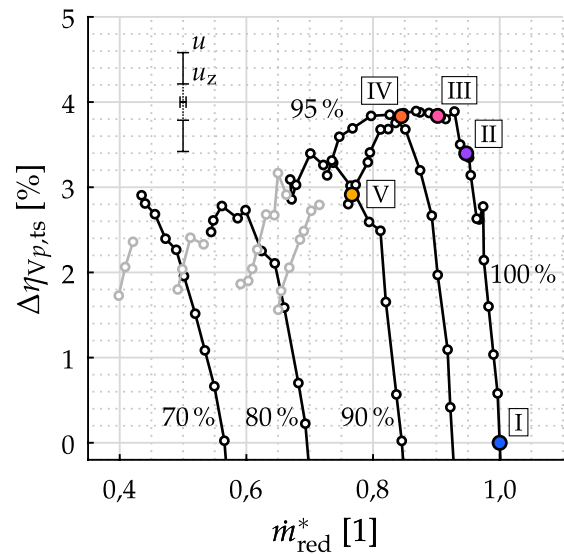
Die Wirkungsgradkonturlinien haben die typische für Verdichter bekannte Muschel-form, wobei der Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad auf der nominalen Drehzahllinie in etwa mittig zwischen Sperr- und Pumpgrenze bzw. mittig zwischen

den Betriebspunkten III und IV liegt. Dort ist der Wirkungsgrad etwa 3,9 %-Punkte höher als im Betriebspunkt I .

Abbildung 5.2 (a) zeigt das normierte Totaltemperaturverhältnis der Stufe τ_{tt}^* über dem reduzierten Stufenmassenstrom \dot{m}_{red}^* . Die Totaltemperaturcharakteristiken weisen für alle reduzierten Drehzahlen im entsperreten Bereich einen nahezu linearen Verlauf mit negativem Gradienten auf. Dies ist, wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert wurde, auf die Rückwärtskrümmung der Laufradschaufeln im Austrittsbereich und die sich einstellende Strömung zurückzuführen. Das Totaltemperaturverhältnis steigt bei 100 % reduzierter Drehzahl über den Betriebsbereich zwischen den Betriebspunkten I und V um etwa 3,4 % an.



(a) Totaltemperaturverhältnis



(b) Total-zu-statischer polytropher Verdichterwirkungsgrad

Abbildung 5.2: Totaltemperaturverhältnis und total-zu-statischer polytropher Verdichterwirkungsgrad der beschauften Diffusorstufe

Abbildung 5.2 (b) zeigt die Charakteristiken des total-zu-statischen polytropen Verdichterwirkungsgrades für die einzelnen Drehzahlen. Sie weisen die für sie typische Form mit einem ausgeprägten Maximum und von dort hin zu kleineren und größeren Massenströmen fallenden Wirkungsgraden auf. Bei hohen Massenströmen werden die geringen Wirkungsgrade durch generell höhere Strömungsgeschwindigkeiten im gesamten Diffusionssystem und damit einhergehende Reibungsverluste hervorgerufen. In transsonischen Geschwindigkeitsbereichen kommen Verluste durch Verdichtungsstöße hinzu. Bei niedrigen Massenströmen wird der Strömungswinkel am Diffusoreintritt immer flacher, was im schaufelloren Bereich zu größeren Weglängen der Strömung und einer Zunahme von Reibungsverlusten führt. Dieser Effekt wird durch die mit zunehmender Androsselung steigende Machzahl am Diffusoreintritt (vgl. Abschn. A.2) begünstigt. Die steigende Machzahl resultiert weiterhin in einer erhöhten Diffusion, welche durch das mit ihr einhergehende Grenzschichtwachs-

tum und die Zunahme von Sekundärströmungen zu einem weiteren Verlustanstieg führt.

5.2 Betriebsverhalten der einzelnen Stufenkomponenten

In diesem Abschnitt wird die integrale Arbeitsweise des Laufrads und der einzelnen Komponenten des Diffusionssystems untersucht. Dabei liegt der Fokus auf ihren Anteilen am statischen Druckaufbau und am Totaldruckverlust. Zur Gewährleistung des bestmöglichen Überblicks bei der Lektüre der folgenden Ausführungen zeigt Abbildung 5.3 die Geometrie, die Ebenen und die Komponenten des VND-Diffusionssystems im Mittelschnitt in einer m' - θ -Ansicht ähnlich Abbildung 4.7 (b). Die Komponenten des Diffusionssystems sind darin farblich hervorgehoben und auch die Numerierung der Deswirler-Kanäle ist gekennzeichnet. Die Bezeichnungen der Ebenen und der Komponenten wurde in Abschnitt 4.1.2.3 eingeführt.

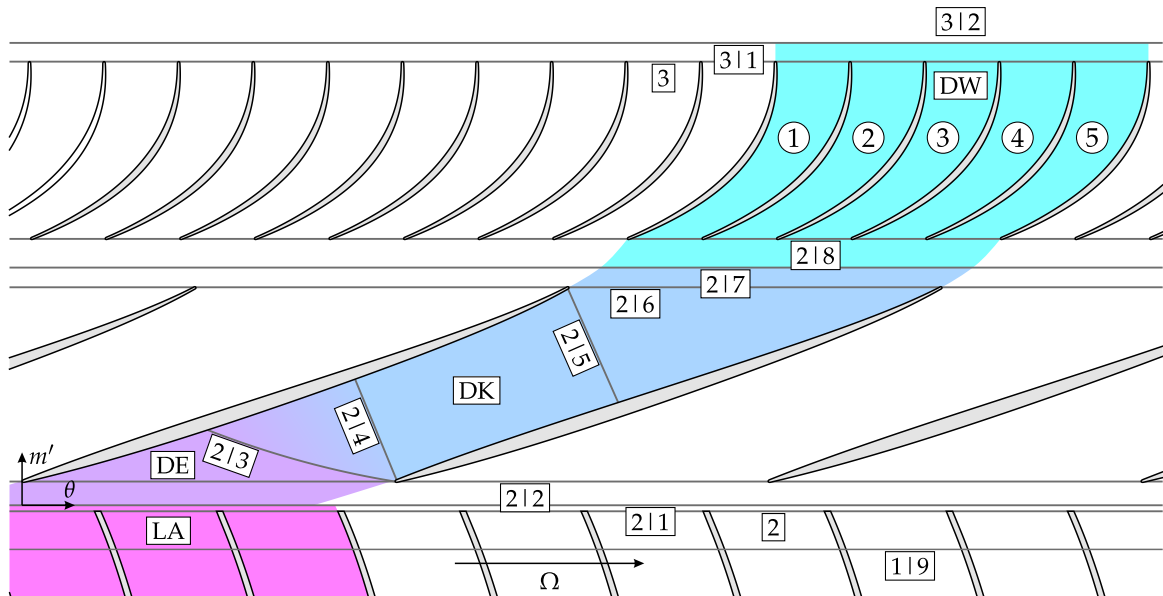


Abbildung 5.3: Geometrie, Ebenen und Komponenten des VND-Diffusionssystems im Mittelschnitt in einer m' - θ -Ansicht

Abbildung 5.4 zeigt die Entwicklung der statischen und der Totaldrücke am Diffusoreintritt $2|1$, im Halsquerschnitt des Diffusors $2|4$ bzw. $2|3$, zwischen Diffusor und Deswirler $2|7$ und am Stufenaustritt $3|2$ bzw. $3|1$. Am Diffusoreintritt steigt der statische Druck $p_{2|1}^*$ über den gesamten Betriebsbereich mit zunehmender Androsselung leicht an und ist mit Ausnahme eines kleinen Teils in Sperrgrenznähe nahe Betriebspunkt I kleiner als der statische Druck im verbleibenden Diffusionssystem. Nahe der Sperrgrenze ist der statische Druck im Halsquerschnitt $p_{2|4}^*$ niedriger als am Eintritt des Diffusors. Der Grund hierfür ist die steile Anströmung des Diffusors in

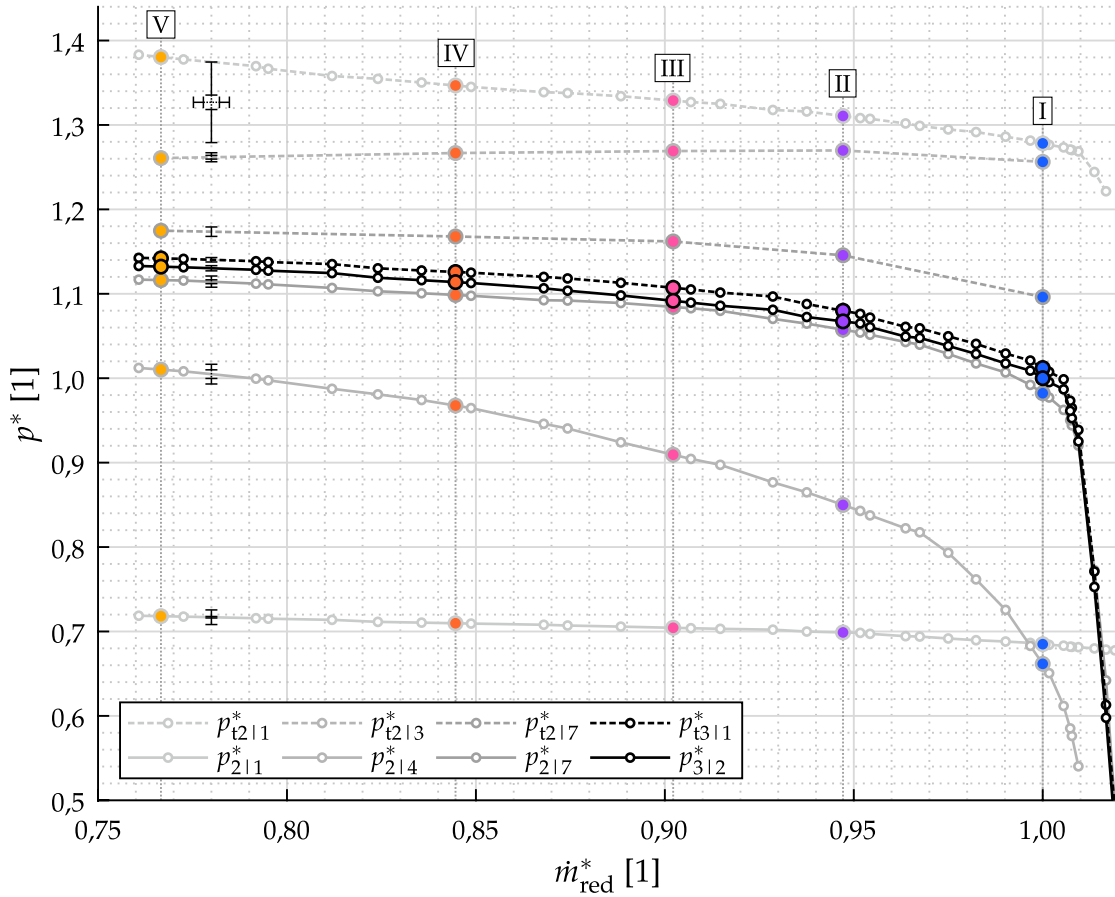


Abbildung 5.4: Kennfeld der normierten Drücke in den Ebenen des Diffusionssystems) bei 100 % reduzierter Drehzahl

Sperrgrenznähe, die vom Diffusoreintritt bis zum Diffusorhals zu einer Verkleinerung der durchströmten Fläche führt. Der Diffusoreintrittsbereich **DE** fungiert hier also effektiv als subsonische Düse, in der die Strömung bis zum Diffusorhals beschleunigt wird, aber subsonisch bleibt. Für den Betriebspunkt, an dem sich die Verläufe des statischen Drucks am Diffusoreintritt und im Diffusorhals kreuzen, nimmt das effektive Flächenverhältnis $(A_{2|4}/A_{2|1})_{\text{eff}}$ den Wert eins an⁴.

Der Totaldruck am Diffusoreintritt $p_{t2|1}^*$ steigt über den gesamten Bereich zwischen den Betriebspunkten **I** und **V** nahezu linear an. Er ist der höchste Totaldruck im Diffusionssystem und wächst stärker als der statische Druck am Diffusoreintritt $p_{2|1}^*$. Hieraus folgt, dass die Machzahl am Diffusoreintritt mit zunehmender Androsselung ansteigt und mit ihr das Potenzial für den statischen Druckaufbau im Diffusionssystem (vgl. Anh. A.2).

Die Verläufe des statischen Drucks $p_{2|1}^*$ und des Totaldrucks $p_{t2|1}^*$ am Diffusoreintritt geben den Rahmen für die Druckentwicklung im restlichen Diffusionssystem vor. So erfolgt entlang des Diffusionssystems ein kontinuierlicher statischer Druck-

⁴ Vergl. hierzu Abbildung 2.10 und die erläuternden Ausführungen im Text.

aufbau, der von einer kontinuierlichen Abnahme des Totaldrucks begleitet wird. Am Stufenaustritt verläuft der Totaldruck $p_{t3|1}^*$ nur noch knapp oberhalb des statischen Drucks $p_{3|2}^*$. Dementsprechend ist dort der dynamische Druck und folglich die Machzahl sehr viel niedriger als am Diffusoreintritt. Allgemein gilt, abgesehen von der oben erwähnten Ausnahme für die statische Druckentwicklung im Diffusoreintrittsbereich nahe Betriebspunkt **I**, über den gesamten Betriebsbereich stets $p_{2|1}^* < p_{2|4}^* < p_{2|7}^* < p_{3|2}^*$ und $p_{t2|1}^* > p_{t2|3}^* > p_{t2|7}^* > p_{t3|1}^*$.

Alle Drücke im Diffusionssystem nehmen mit zunehmender Androsselung generell zu. Eine Ausnahme bildet hier der Totaldruck in der Pitot-Ebene nahe des Diffusorhalses, der über den größten Teil des Betriebsbereichs leicht abnimmt. Die Anstiege der Verläufe unterscheiden sich jedoch stark, wodurch sich wiederum die Druckdifferenzen in den einzelnen Komponenten des Diffusionssystems, also deren anteilige Beiträge am statischen Druckaufbau bzw. am Totaldruckverlust über den Betriebsbereich, ändern. Um diese gezielter beurteilen zu können, zeigt Abbildung 5.5 die statischen und die Totaldruckdifferenzen der einzelnen Komponenten^{5,6} in den Betriebspunkten **I** bis **V**.

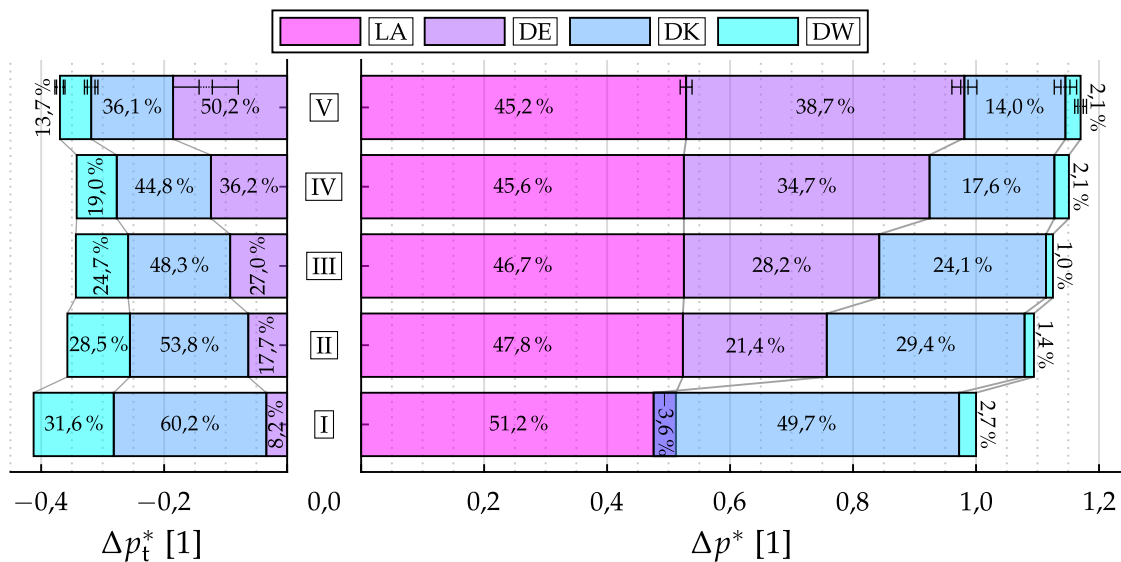


Abbildung 5.5: Anteiliger statischer Druckaufbau und anteiliger Totaldruckverlust der einzelnen Stufenkomponenten in den Betriebspunkten **I** bis **V** (Prozentuale Angaben beziehen sich auf die Gesamtbreite der jeweiligen Balken.)

Der Anteil des Laufrads **LA** am statischen Druckaufbau bleibt über den gesamten Betriebsbereich absolut betrachtet nahezu konstant. Im Diffusoreintrittsbereich **DE** hingegen steigt er von der Sperr- bis zur Pumpgrenze stark an, während er im Betriebspunkt **I** noch negativ ist, weil dort die Strömung beschleunigt wird, wie bereits erwähnt wurde. Die Zunahme des statischen Druckaufbaus wird von einem

⁵ Die Einteilung der untersuchten Verdichterstufe bzw. ihres Diffusionssystems in einzelne Komponenten wurde in Abschnitt 4.1.2.3 eingeführt.

⁶ Um einen Eindruck über die Zunahme des statischen Drucks über die gesamte Stufe zu bekommen, ist zusätzlich der statische Druckaufbau des Laufrads **LA** dargestellt.

steigenden Totaldruckverlust begleitet. Im Diffusorkanal $\overline{\text{DK}}$ sind die Tendenzen für den statischen Druckaufbau und den Totaldruckverlust genau entgegengesetzt. Sowohl im Diffusoreintrittsbereich als auch im Diffusorkanal übersteigt der statische Druckaufbau den Totaldruckverlust betragsmäßig generell, wobei der Diffusoreintrittsbereich hier in Betriebspunkt $\overline{\text{I}}$ wieder eine Ausnahme bildet. Für den Deswirler $\overline{\text{DW}}$ ist über den gesamten Betriebsbereich das Gegenteil der Fall. Ihn charakterisieren ein durchweg niedriger statischer Druckaufbau bei einem betragsmäßig jeweils um ein Vielfaches höheren Totaldruckverlust. Dies deutet auf ein allgemein schlechtes Leistungsverhalten des Deswirlers im Hinblick auf den statischen Druckaufbau hin.

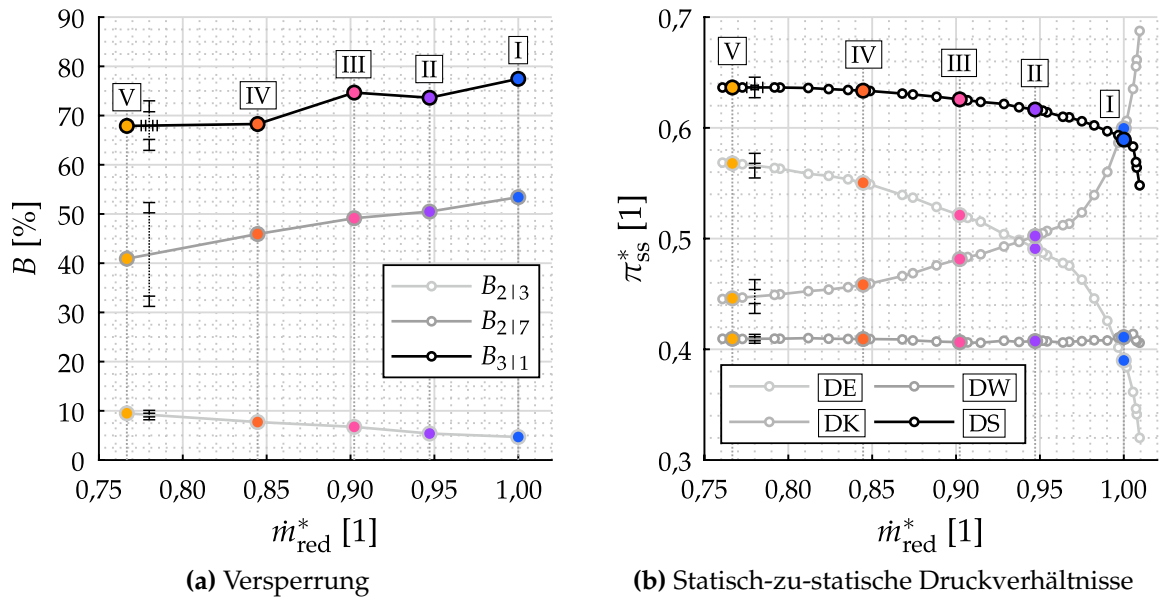


Abbildung 5.6: Entwicklung der Versperrung und der statischen Druckverhältnisse im Diffusionssystem bei 100 % reduzierter Drehzahl

Der Anstieg des statischen Druckaufbaus im Diffusoreintrittsbereich mit zunehmender Androsselung ist zum einen durch das Anwachsen des Flächenverhältnisses aufgrund der immer flacheren Anströmung bedingt (vgl. Abb. 2.10). Zum anderen steigt mit der Androsselung, wie bereits erwähnt wurde, die Machzahl am Eintritt des Diffusors (vgl. Anh. A.2). Gemäß Gleichung (2.39) nimmt durch diese beiden Effekte die Diffusion über den Betriebsbereich zu. Mit dieser geht jedoch auch ein stärkeres Grenzschichtwachstum und u. U. die Zunahme der Intensität von Sekundärströmungen einher. Beides führt letzten Endes zu einer steigenden Dissipation, die in einem wachsenden Totaldruckverlust Ausdruck findet. Gleichzeitig nimmt die Inhomogenität des Strömungsfeldes zu und mit ihr die Versperrung. Dies kann anhand von Abbildung 5.6 (a) nachvollzogen werden, in der die Entwicklung der Versperrung in der Pitot-Ebene nahe des Diffusorhalses $\overline{2|3}$, zwischen Diffusor und Deswirler $\overline{2|7}$ und am Stufenaustritt $\overline{3|1}$ über den Betriebsbereich dargestellt ist. In der Pitot-Ebene steigt die Versperrung mit zunehmender Androsselung kontinuierlich an. In der Konsequenz steigt das effektive Flächenverhältnis nicht im gleichen

Maße wie das geometrische Flächenverhältnis, wodurch die statische Druckzunahme mit zunehmender Androsselung degressiv verläuft, was wiederum zu einer Art *Sättigung* des statischen Druckaufbaus im Diffusoreintrittsbereich führt. Mithilfe von Abbildung 5.6 (b) lässt sich dies anhand der statischen Druckverhältnisse der einzelnen Komponenten sowie des gesamten Diffusionssystems über dem Betriebsbereich nachvollziehen.

Sowohl im Hinblick auf den statischen Druckaufbau als auch auf den Totaldruckverlust sind die Tendenzen im Diffusorkanal gegenläufig zum Diffusoreintrittsbereich. Dies ist maßgeblich auf die mit zunehmender Androsselung sinkende Machzahl in der Pitot-Ebene nahe des Diffusorhalses $M_{2|3}$ zurückzuführen. Ihr Absinken resultiert aus der steigenden Verzögerung im Diffusoreintrittsbereich, wie anhand von Abbildung 5.7 (a) nachvollzogen werden kann. In Analogie zum umgekehrten Fall im Diffusoreintrittsbereich bedingt die sinkende Diffusion einen abnehmenden Totaldruckverlust, mit dem eine sinkende Versperrung am Diffusoraustritt $B_{2|7}$ einhergeht (s. Abb. 5.6 (a)). Im Zusammenspiel mit der zunehmenden Versperrung in der Pitot-Ebene $B_{2|3}$ wächst das effektive Flächenverhältnis des Diffusorkanals $(A_{2|7}/A_{2|3})_{\text{eff.}}$ in der Folge an (s. Abb. 5.7 (a)), wobei das geometrische Flächenverhältnis konstant bleibt. Der Anstieg des effektiven Flächenverhältnisses führt wiederum zu einem Anstieg des mit dem dynamischen Druck nahe des Diffusorhalses $q_{2|3}$ gebildeten statischen Druckbeiwerts $\tilde{c}_{p,\text{DK}}$ bzw. des Diffusorwirkungsgrads des Diffusorkanals $\eta_{\text{Diffusor,DK}}$ (s. Abb. 5.7 (a)). Hierin kommt eine steigende *Qualität* der Diffusion mit abnehmendem Betrag bzw. sinkender Belastung des Diffusorkanals zum Ausdruck. Letztendlich führt diese Entwicklung zu einem regressiven Verlauf des statischen Druckverhältnisses im Diffusorkanal mit zunehmender Androsselung (s. Abb. 5.6 (b)).

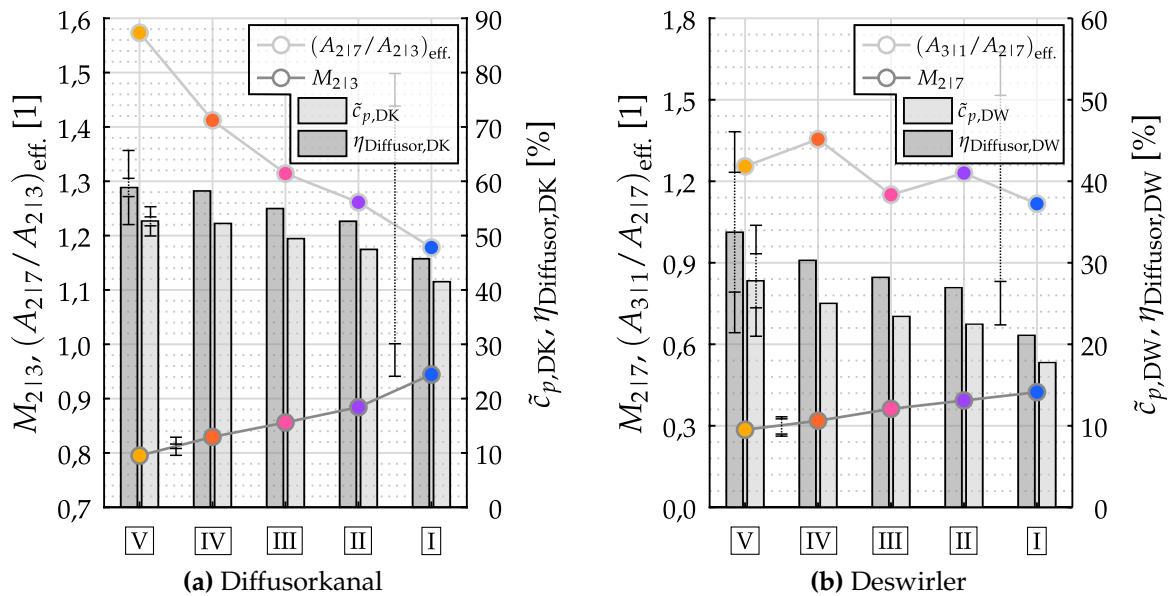


Abbildung 5.7: Diffusionscharakteristiken für den Diffusorkanal und den Deswirler in den Betriebspunkten I bis V

Im Deswirler ist die durchweg niedrige Diffusion mit hoher Wahrscheinlichkeit auf das Vorhandensein intensiver Sekundärströmungen bis hin zu Ablösungen zurückzuführen. Diese bewirken die hohen Totaldruckverluste (s. Abb. 5.5) und die Zunahme der Versperrung bis zum Stufenaustritt auf Werte zwischen 67 % und 77 % (s. Abb. 5.6 (a)). Das resultierende effektive Flächenverhältnis ist nah an eins (s. Abb. 5.7 (b)), wobei das geometrische Flächenverhältnis beinahe drei beträgt (vgl. Abb. 4.9 (b)). Wie auch schon für den Diffusorkanal steigt das effektive Flächenverhältnis des Deswirlers mit zunehmender Androsselung leicht an. Diese Tendenz ist allerdings aufgrund der allgemein niedrigeren Diffusion nicht so klar ausgeprägt, wie beim Diffusorkanal. Die Konsequenz ist ein entsprechend niedriges statisches Druckverhältnis, welches sich über den Betriebsbereich im Vergleich zu den Druckverhältnissen von Diffusoreintrittsbereich und Diffusorkanal nicht signifikant verändert. Dennoch weist der Deswirler im Hinblick auf den Diffusorwirkungsgrad ähnlich des Diffusorkanals eine leicht steigende Tendenz mit zunehmender Androsselung auf (s. Abb. 5.7 (b)).

Hinsichtlich der Drallentnahme lässt sich das schlechte Leistungsverhalten des Deswirlers noch einmal eindrücklich vor Augen führen, indem dessen Totaldruckverlust auf den Anteil des dynamischen Drucks am Deswirlereintritt in Umfangsrichtung $q_{u,2|7} = q_{2|7} \cos^2 \alpha_{2|7}$ bezogen wird. Es resultiert ein entsprechender Totaldruckverlustbeiwert $\omega_{u,DW} = \frac{(\Delta p_t)_{DW}}{q_{u,2|7}}$, der Werte zwischen 2,6 und 3,1 annimmt. Das bedeutet, dass der Restdrall durch den Deswirler vollständig dissipiert wird und dass der Deswirler nicht zum statischen Druckaufbau beiträgt.

Im Zusammenspiel seiner einzelnen Bereiche ergibt sich für das gesamte Diffusionssystem [DS] ein degressiver Verlauf des statischen Druckverhältnisses (s. Abb. 5.6 (b)). Nahe der Pumpgrenze im Betriebspunkt [V] verläuft es waagerecht, worin die bereits angesprochene Sättigung der Diffusion zum Ausdruck kommt. Eine weitere Androsselung und die damit verbundene Erhöhung der Belastung des Diffusionssystems führt zu Strömungsinstabilitäten und schließlich zum Pumpen der Verdichterstufe.

5.3 Laufraddurchströmung

In diesem Abschnitt wird der statische Druckaufbau des Laufrads und die Umfangsverteilung des statischen Drucks am Laufradaustritt über den Betriebsbereich beschrieben. Das Ziel des Abschnitts ist die Darlegung des Zusammenspiels zwischen Laufrad und Diffusor im Austrittsbereich des Laufrads.

5.3.1 Druckaufbau

Abbildung 5.8 zeigt den statischen Druckaufbau entlang des Laufradgehäuses über den Betriebsbereich bei 100 % reduzierter Drehzahl. Dargestellt sind die Verläufe für

einen Betriebspunkt weit jenseits der Sperrgrenze (SG⁷) und für die Betriebspunkte I bis V.

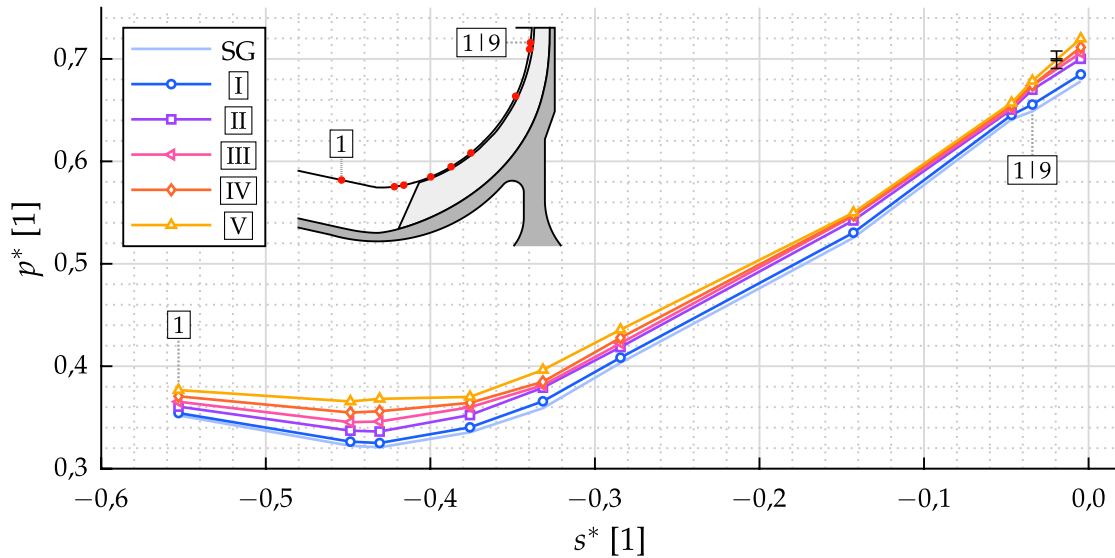


Abbildung 5.8: Statischer Druckaufbau entlang des Laufradgehäuses weit jenseits der Sperrgrenze (SG) und in den Betriebspunkten I bis V

Von der Laufradeintrittsebene 1 bis kurz vor Beginn des beschauelten Bereichs nimmt der statische Druck über den gesamten Betriebsbereich zunächst ab. Dies liegt zum einen an der Abnahme des mittleren Radius des Strömungskanals und der damit verbundenen Abnahme der durchströmten Fläche, die wiederum eine Beschleunigung der Strömung in meridionaler Richtung hervorruft. Zum anderen wird die Strömung schon vor dem Eintritt in den beschauelten Bereich des Laufrads in Umfangsrichtung beschleunigt, da die nabenseitige Kanalwand, die durch den Spinner gebildet wird, rotiert. Ab dem Eintritt in den beschauelten Bereich steigt der Druck dann sukzessive bis zum Laufradaustritt an. Der Verlauf für den sperrgrenznahen Betriebspunkt I liegt nur knapp oberhalb dem des Betriebspunktes weit jenseits der Sperrgrenze (SG). Im Bereich zwischen diesen beiden Betriebspunkten wird der Diffusor transsonisch durchströmt, wobei er im engsten Querschnitt sperrt, sodass kaum eine Informationsausbreitung stromauf ins Laufrad stattfinden kann und der Stufenmassenstrom nahezu konstant bleibt. Dies wiederum hat zur Folge, dass sich die Abströmung und die gesamte Durchströmung des Laufrads nur marginal ändern. Mit zunehmender Androsselung im entsperrten Bereich steigt das Druckniveau in der gesamten Stufe einschließlich des Laufrads an, weil sie an jedem Ort subsonisch durchströmt wird und eine Informationsausbreitung stromauf des Diffusors möglich ist. So liegen die statischen Druckverläufe der einzelnen Betriebspunkte mit zunehmender Androsselung jeweils übereinander. Im Eintrittsbereich fällt dabei die Absenkung des statischen Drucks bei konstantem Totaldruck in der Ebene 1

⁷ Der reduzierte Massenstrom in diesem Betriebspunkt entspricht in etwa dem in Betriebspunkt I, das Druckverhältnis ist jedoch deutlich niedriger.

aufgrund des sinkenden Massenstroms und des mit ihm sinkenden dynamischen Drucks zunehmend geringer aus.

5.3.2 Laufradaustritt

Die Umfangsverteilung des statischen Drucks in Ebene [119] am Gehäuse des Laufrads kurz vor dessen Austritt spiegelt die Stromaufwirkung des Diffusorpotenzialfeldes wider. Sie ist in Abbildung 5.9 (a) jeweils für einen Betriebspunkt weit jenseits der Sperrgrenze (SG) und für die Betriebspunkte I bis V dargestellt⁸.

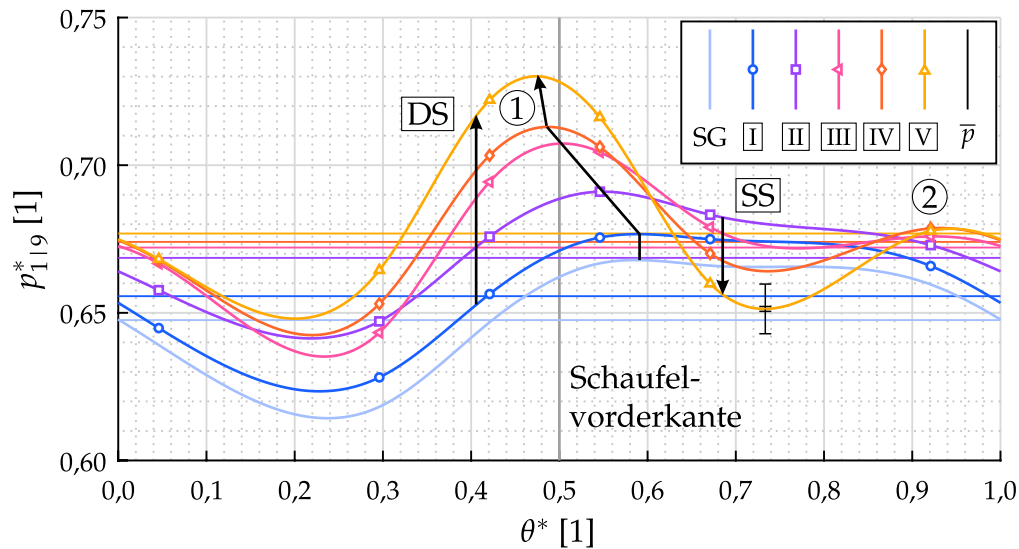
Der effektive Flächenverlauf des Diffusors in Meridionalrichtung ist durch den umfangssymmetrischen Kanalhöhenverlauf und die betriebspunktabhängige Versperung vorgegeben. In Ebene [119] hat der effektive Flächenverlauf lediglich einen Einfluss auf das Druckniveau. Die Diffusorscheufeln hingegen führen zu Asymmetrien in der Umfangsverteilung. Die Druckverläufe zwischen dem Betriebspunkt weit jenseits der Sperrgrenze und Betriebspunkt I nahe der Sperrgrenze unterscheiden sich kaum in ihrer Form. Der Grund hierfür ist der nahezu konstante absolute Strömungswinkel am Laufradaustritt, der wiederum auf eine sich nicht signifikant ändernde Durchströmung des Laufrads jenseits der Sperrgrenze zurückzuführen ist. Der Anstieg des Druckniveaus, der im Ansatz auch schon beim Druckaufbau des Laufrads sichtbar war, tritt in der Umfangsverteilung noch deutlicher in Erscheinung. Offensichtlich breitet sich die Information des steigenden Drucks am Stufenaustritt auch stromauf des sperrenden Querschnitts im Diffusor aus. Diese Ausbreitung kann dabei nur in Wandnähe im subsonisch durchströmten Bereich der Grenzschicht erfolgen.

Die Maxima in den Druckverteilungen der Betriebspunkte I bis V (s. Abb. 5.9 (a) ①) sind auf den erhöhten Druck im Staupunkt an der Vorderkante der Diffusorscheufel zurückzuführen. Sie ändern sich mit zunehmender Androsselung hinsichtlich ihrer Umfangslage, ihrer Höhe und ihrer Form. Abbildung 5.9 (b) zeigt hierzu schematisch die Ausprägung des Diffusorpotenzialfeldes im m' - θ -Koordinatensystem für einen Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze und einen Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze, wie es durch die jeweilige Anströmung hervorgerufen wird⁹. Weiterhin sind die Messpositionen in Ebene [119] angedeutet.

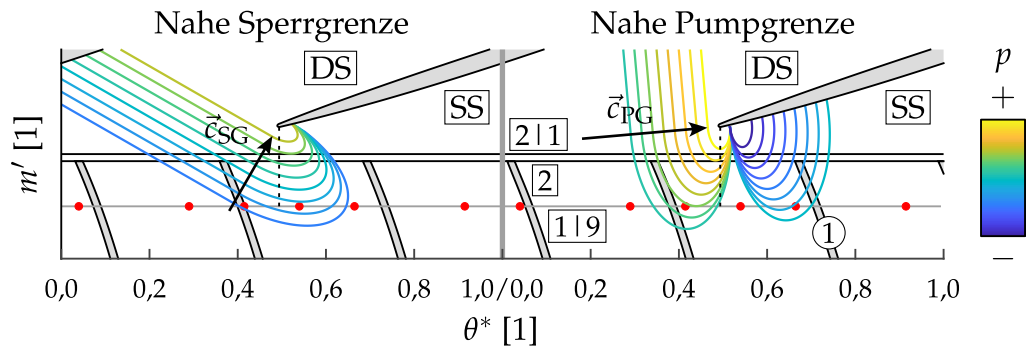
In der Lageverschiebung der Druckmaxima entgegen der Umfangsrichtung kommt die mit zunehmender Androsselung der Stufe flacher werdende Anströmung des Diffusors zum Ausdruck. Zunächst stagniert die Position des Druckmaximums bis die Stufe entsperrt. Für den sperrgrenznahen Betriebspunkt ist in Abbildung 5.9 (b)

⁸ Die Messpositionen über den Umfang sind durch Symbole markiert, während ein periodischer Spline dritter Ordnung jeweils den kontinuierlichen Verlauf zwischen den Messpositionen widerspiegelt. Weiterhin ist für jeden Betriebspunkt das Druckniveau in Form des Umfangsmittelwerts des statischen Drucks abgebildet.

⁹ Die schematische Darstellung weist eine gute qualitative Übereinstimmung zu entsprechenden von Kaluza [29] dargestellten Konturen des statischen Drucks am Laufradgehäuse auf.



(a) Umfangsverteilung des statischen Drucks am Laufradgehäuse in der Ebene $\overline{1|9}$



(b) Schematische Darstellung der Stromaufwirkung des Diffusorpotenzialfeldes in der Nähe von Sperrgrenze und Pumpgrenze

Abbildung 5.9: Umfangsverteilung des statischen Drucks in Ebene $\overline{1|9}$ am Gehäuse des Laufrads kurz vor dessen Austritt weit jenseits der Sperrgrenze (SG) und in den Betriebspunkten $\overline{\text{I}}$ bis $\overline{\text{V}}$

zu erkennen, wie die gekrümmten Isobaren, welche die Potenzialwirkung des Stau- punktes an der Diffusorvorderkante widerspiegeln, bei entsprechend steiler Anströ- mung Ebene $\overline{1|9}$ derart passieren, dass sich ein Druckmaximum rechtsseitig der in Meridionalrichtung projizierten Schaufelvorderkante ausbildet. Mit zunehmen- der Androsselung und flacher werdender Anströmung wandert dieses Maximum entgegen der Umfangsrichtung in Richtung der Druckseite (s. Abb. 5.9 (a) ①).

Der maximale Druck steigt proportional zur Verschiebung des Maximums in Um- fangsrichtung, wobei sich in der Nähe von Betriebspunkt $\overline{\text{IV}}$ der Anstieg ändert. Dort wird der Diffusor in etwa inzidenzfrei angeströmt, wie noch gezeigt werden wird. Davor weist die Strömung eine negative bzw. saugseitige Inzidenz auf, da- nach eine positive bzw. druckseitige Inzidenz. Die Zunahme des maximalen Drucks

resultiert aus der steigenden Geschwindigkeit der Anströmung mit zunehmender Androsselung (vgl. Anh. A.2).

Auch auf die Form der Druckmaxima lässt sich mithilfe der in Abbildung 5.9 (b) skizzierten Isobaren schließen. Ebene [119] wird von den Isobaren im sperrgrenznahen Betriebspunkt in einem Bereich passiert, in dem sie eine deutlich geringere Krümmung aufweisen, als im pumpgrenznahen Betriebspunkt. Daher fällt das Druckmaximum im sperrgrenznahen Betriebspunkt wesentlich breiter und flacher aus, als im pumpgrenznahen Betriebspunkt. Die Zunahme der Geschwindigkeit der Anströmung von der Sperrgrenze zur Pumpgrenze wirkt hinsichtlich dieser Entwicklung verstärkend, da sie allgemein zu größeren Druckgradienten führt.

Links der Diffusorvorderkante in der Nähe der Druckseite [DS] der Diffusorscheufel steigt der statische Druck mit zunehmender Androsselung stetig an. Rechts der Diffusorvorderkante in der Nähe der Saugseite [SS] der Diffusorscheufel hingegen sinkt der Druck etwa ab Betriebspunkt [II] kontinuierlich ab. Bis zu diesem Betriebspunkt ist der Druck dort der allgemeinen Tendenz des ansteigenden Drucks aufgrund der zunehmenden Androsselung unterworfen. Etwa ab Betriebspunkt [III] kommt es zwischen dem saugseitigen Bereich und der Kanalmitte zur Ausbildung eines weiteren, etwas schwächer ausgeprägten Maximums im statischen Druck (s. Abb. 5.9 (a) ②). Zwischen den beiden Druckmaxima entsteht ein mit zunehmender Androsselung stärker ausgeprägtes lokale Druckminimum, welches auf die saugseitige Beschleunigung der Strömung in der Nähe der Diffusorvorderkante zurückzuführen ist (s. Abb. 5.9 (b) ①).

5.4 Durchströmung des Diffusionssystems

In diesem Abschnitt wird die Durchströmung des Diffusionssystems im Detail untersucht. Dabei wird zunächst der statische Druckaufbau über das gesamte Diffusionssystem beleuchtet, während im weiteren Verlauf die Aerodynamik in dessen einzelnen Komponenten und den angrenzenden Ebenen analysiert wird. Darüber hinaus werden die gewonnenen Erkenntnisse mit der geometrischen Auslegung des VND-Diffusionssystems in Zusammenhang gebracht.

5.4.1 Druckaufbau

Abbildung 5.10 zeigt den statischen Druckaufbau entlang des gesamten Diffusionssystems für die Betriebspunkte [I] bis [V] und für vier weitere Betriebspunkte jenseits der Sperrgrenze¹⁰. Weiterhin ist für die zuerst genannten Betriebspunkte jeweils

¹⁰ Auch diese vier Betriebspunkte weisen wieder in etwa den gleichen reduzierten Massenstrom auf wie Betriebspunkt [I], haben jedoch ein geringeres Druckverhältnis.

der isentrope Druckaufbau nach Gleichung (2.39) gemäß dem Flächenverlauf dem VND-Diffusionssystems (s. Abb. 4.9 (b)) ab der Pitot-Ebene dargestellt¹¹.

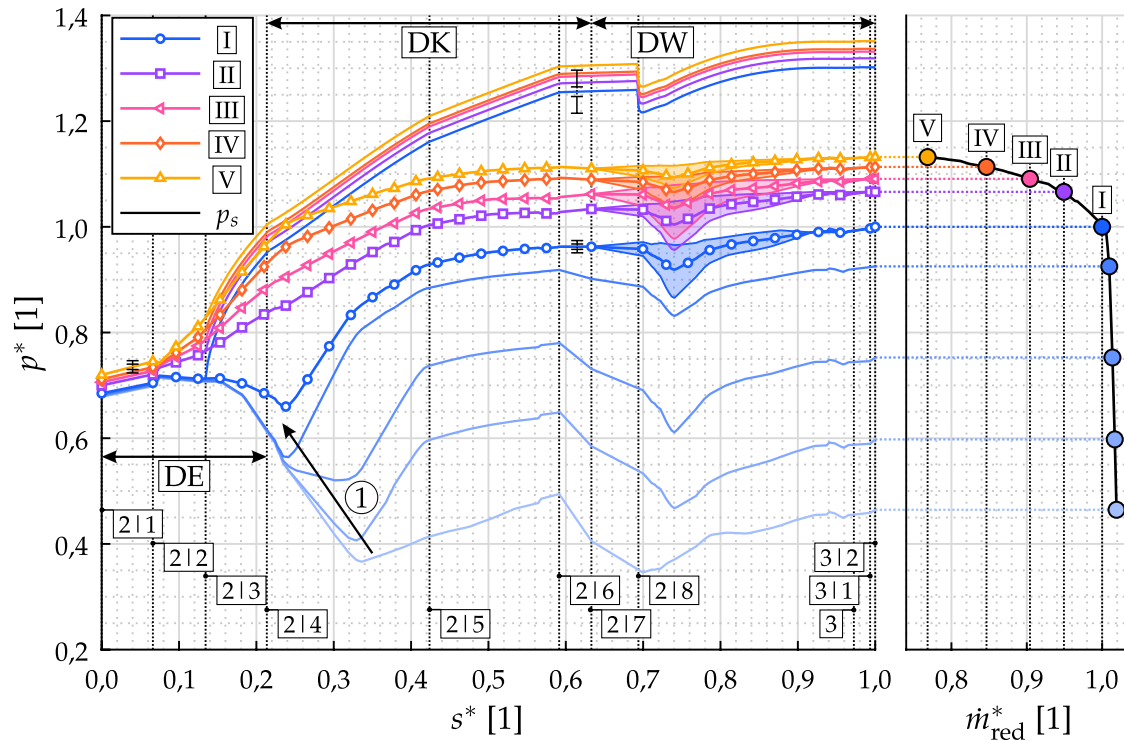


Abbildung 5.10: Druckaufbau entlang des Diffusionssystems jenseits der Sperrgrenze und in den Betriebspunkten I bis V durch über den Querschnitt gemittelte und isentrope (gemäß Gl. (2.39)) Druckverläufe

Jenseits der Sperrgrenze wirkt der Diffusor wie eine konvergent-divergente Lavaldüse. Der statische Druck sinkt im Unterschall mit abnehmender Fläche vom Vorderkantenradius der Diffusorbeschaufelung 2|2 bis zum Diffusorhals 2|4, wo die Strömung sonische Bedingungen erreicht. Aufgrund der stark eingeschränkten Informationsausbreitung stromauf des gesperrten engsten Querschnitts sind die Druckverläufe für die vier Betriebspunkte jenseits der Sperrgrenze und für Betriebspunkt I vor dem Diffusorhals nahezu identisch. Mit zunehmender Fläche im Diffusorkanal sinkt im Überschall der statische Druck weiter bis es zu einem Verdichtungsstoß kommt, mit dem der statische Druck sprunghaft ansteigt¹². Stromab des Stoßes herrschen wieder subsonische Bedingungen und der statische Druck entwickelt sich weiter entsprechend des Flächenverlaufs. Dabei kommt es vor dem Eintritt in den Deswirler wieder zu einer Absenkung des statischen Drucks. Ob es dort erneut zum Überschreiten der lokalen Schallgeschwindigkeit kommt, ist ohne Kenntnis des dortigen

¹¹ Mit Ausnahme der Verläufe für den isentropen Druckaufbau handelt es sich um Verläufe des über die Kanalquerschnittsfläche gemittelten statischen Drucks, in den die statischen Drücke an Nabe, Gehäuse und auf den Schaufeloberflächen einfließen.

¹² Aufgrund der endlichen räumlichen Diskretisierung der statischen Druckbohrungen im Diffusionssystem wird der Anstieg des statischen Drucks über den Verdichtungsstoß über eine gewisse Lauflänge gezogen, sodass dessen sprunghafter Charakter in Abbildung 5.10 nur unzureichend zur Geltung kommt.

Totaldrucks nicht mit Sicherheit festzustellen. Mit zunehmender Androsselung, also wachsendem Gegendruck, wandert der Verdichtungsstoß im Diffusor stromauf bis etwa zum Diffusorhals (s. Abb. 5.10 ①). An der Sperrgrenze entsperrt der engste Querschnitt, was ab diesem Betriebszustand die Informationsausbreitung stromauf des Diffusorhalses ermöglicht. So unterscheidet sich im Betriebspunkt **I** der statische Druckverlauf zwischen der Pitot-Ebene **2|3** und dem Diffusorhals **2|4** deutlich von den Verläufen der Betriebspunkte jenseits der Sperrgrenze.

Im entsperrten Betriebsbereich fächern sich die statischen Druckverläufe im Diffusoreintrittsbereich **DE** in Strömungsrichtung zunehmend auf. Während der Druck im Betriebspunkt **I** noch abnimmt, steigt er in den Betriebspunkten **II** bis **V** immer steiler an. Dies liegt zum einen am mit zunehmender Androsselung progressiveren Flächenverlauf (vgl. Abb. 2.10) und zum anderen an der ebenfalls mit zunehmender Androsselung steigenden Machzahl am Diffusoreintritt (vgl. Anh. A.2). Beides führt gemäß Gleichung (2.39) zu einem steigenden Druckgradienten.

Die isentropen Druckverläufe der Betriebspunkte **I** bis **V** übertreffen die realen Verläufe schon jeweils bis zum Diffusorhals. Dies ist insofern nicht verwunderlich, als die isentropen Verläufe unter der Annahme einer inzidenzfreien Anströmung des Diffusors und einer ideal dem Strömungspfad folgenden Strömung bestimmt wurden. In der Realität erfährt die Strömung jedoch zwischen der Pitot-Ebene, dem Ausgangspunkt der isentropen Verläufe, und dem Diffusorhals **2|4** noch eine substantielle Umlenkung. Wie noch gezeigt werden wird, erfolgt die Zuströmung zur Diffusorbeschaukelung zwischen den Betriebspunkten **III** und **IV** in etwa inzidenzfrei, sodass für diese Betriebspunkte der Vergleich zwischen realem und isentropem Verlauf des statischen Drucks am aussagekräftigsten ist. Darüber hinaus kommt es im Diffusoreintrittsbereich **DE** aber auch zu Totaldruckverlusten, z. B. durch Wandreibung, sodass der reale Druckanstieg unter dem isentropen Druckanstieg liegt.

Im Diffusorkanal **DK** verläuft der statische Druck über den Betriebsbereich zunehmend degressiv. Trotz des progressiven Flächenverlaufs (vgl. Abb. 4.9 (b)) zwischen dem Diffusorhals **2|4** und dem Diffusorhinterkantenradius **2|6** resultiert schon für die isentropen Verläufe eine lineare bis degressive Entwicklung. Der Grund hierfür ist die mit zunehmender Fläche sinkende Machzahl, die den Einfluss der zunehmenden Fläche auf die Druckänderung zunichte macht. Die mit zunehmender Androsselung abnehmende Druckrückgewinnung über den Diffusorkanal hat ihre Ursache in der sinkenden Machzahl am Diffusorhals (vgl. hierzu $M_{2|3}$ in Abb. 5.7 (a)).

Im hinteren halbbeschaukelten Bereich des Diffusors zwischen den Ebenen **2|5** und **2|6** fällt der statische Druckanstieg über den gesamten Betriebsbereich vergleichsweise niedrig aus. Die Druckverläufe verlaufen nahezu konstant und bleiben weit unter den isentropen Verläufen zurück. Dieser Umstand deutet auf eine Ablösung in diesem Bereich hin, deren Existenz unabhängig vom Betriebspunkt zu sein scheint.

Beim Eintritt in den Deswirler **DW** sinkt der statische Druck in allen Betriebspunkten wieder ab. Dies ist auf eine dortige Umlenkung der Strömung und die damit einhergehende Beschleunigung zurückzuführen. Dabei werden die Vorderkanten

der Deswirlerschaufeln mit einer negativen bzw. saugseitigen Inzidenz¹³ angeströmt. Dieser statische Druckabfall ist auch in den isentropen Verläufen sichtbar, erfolgt hier allerdings sprunghaft, weil auch der zugrunde liegende Flächenverlauf eine sprunghafte Änderung erfährt (vgl. Abb. 4.9 (b)). In der Realität wird der sprunghafte Druckabfall durch die Trägheit des Fluids abgemildert und über einen längeren Weg gestreckt. Die Durchströmung der einzelnen Deswirlerkanäle fällt sehr unterschiedlich aus, wie durch die angedeutete Bandbreite des Druckaufbaus verdeutlicht wird (vgl. transparente Bereiche in Abb. 5.10 im Bereich $s^* \approx 0,6-0,9$). Dies liegt an der inhomogenen Diffusorabströmung im Hinblick auf die Machzahl und den tangentialen Strömungswinkel, die im weiteren Verlauf noch genauer untersucht werden wird. Obwohl der Deswirler im Mittel durch den Druckabfall in seinem Eintrittsbereich nur einen geringen Anteil am gesamten Druckaufbau hat, weisen die Verläufe ab dem lokalen Druckminimum nahe des Eintritts eine große Ähnlichkeit zu den isentropen Verläufen im gleichen Bereich auf. Daraus lässt sich bereits schließen, dass der Deswirler mit einem größeren Metallwinkel der Schaufelvorderkante und der daraus resultierenden größeren Inzidenz eine gesteigerte Druckrückgewinnung erzielen könnte, da er so schon in seinem Eintrittsbereich einen Druckaufbau statt des beobachteten Druckabfalls erreichen würde.

Abbildung 5.11 zeigt die Konturen des statischen Drucks im Mittelschnitt des Diffusionssystems in den Betriebspunkten **I** bis **V** in einer m' - θ -Ansicht¹⁴. Anhand dieser Darstellung lassen sich eine Reihe von Phänomenen wie die betriebspunktabhängige Veränderung der Inzidenz zur Diffusorbeschaufelung anschaulich erläutern.

Nahe der Sperrgrenze in Betriebspunkt **I** ist der mittlere tangentielle Strömungswinkel aufgrund des hohen Massendurchsatzes vergleichsweise steil. Die resultierende negative, also saugseitige Inzidenz macht eine Umlenkung der Strömung in Richtung der Druckseite notwendig. Die daraus resultierende Beschleunigung geht mit einem lokalen Unterdruckgebiet auf der Druckseite, der Saugspitze, einher, welche sich auf Höhe des Diffusorhalses **2|4** befindet (s. Abb. 5.11, **I**, **A**). Analog dazu ergibt sich die gleiche Situation auf der Saugseite nahe der Pumpgrenze im Betriebspunkt **V** (s. Abb. 5.11, **V**, **B**). Vor allem der Einfluss der saugseitigen Saugspitze war bereits stromauf in der Ebene **1|9** in der Umfangsverteilung des statischen Drucks am Laufradgehäuse sichtbar geworden (vgl. Abb. 5.9). Die Änderung der Inzidenz vom negativen in den positiven Bereich äußert sich auch in einer Richtungsänderung der Isobaren im halbbeschaufelten Bereich am Diffusoreintritt. Nahe der Sperrgrenze im Betriebspunkt **I** verlaufen die Isobaren noch nahezu parallel zur Diffusorsaugsseite (s. Abb. 5.11, **I**, **C**). Mit kontinuierlicher Androsselung werden sie dann bis zum Betriebspunkt **V** in Pumpgrenznähe im Uhrzeigersinn quer in den Diffusorkanal geneigt und verlaufen dann von der Saugseite zur Druckseite (s. Abb. 5.11, **V**, **D**). Zugleich wird auch der mittlere Geschwindigkeitsvektor der Anströmung in derselben Richtung geneigt.

¹³ Die Differenz der Metallwinkel der Hinterkante der Diffusorschaufeln und der Vorderkante der Deswirlerschaufeln beträgt $21,79^\circ - 28,63^\circ = -6,84^\circ$.

¹⁴ Die Kontur basiert auf der Triangulation aller statischer Druckbohrungen im VND-Diffusionssystem, die in Abbildung B.1 gezeigt wurde.

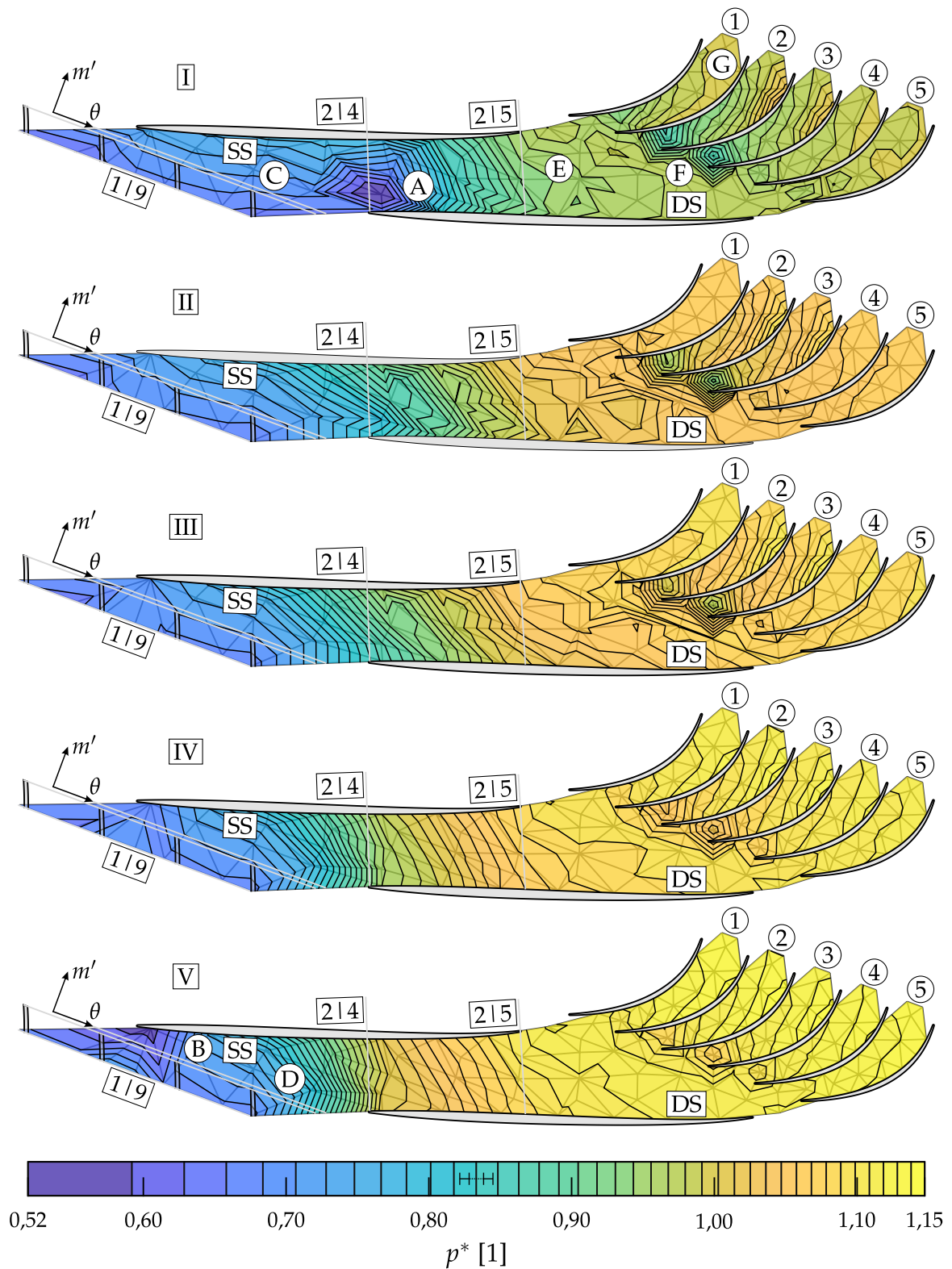


Abbildung 5.11: Kontur des statischen Drucks im Mittelschnitt des Diffusionssystems in den Betriebspunkten I bis V

Im hinteren halbbeschaufelten Bereich des Diffusors, ab der Ebene [215] weisen die Isobaren an der Druckseite über den gesamten Betriebsbereich einen größeren Abstand im Vergleich zum stromauffliegenden Kanalbereich auf (s. Abb. 5.11, [I], [E]). Dieser Ausdruck eines geringeren Druckanstiegs in diesem Bereich, der auch schon in den eindimensionalen Verläufen des statischen Drucks in Abbildung 5.10 sichtbar war, deutet auf eine druckseitige Ablösung hin. Eine mögliche Begründung für die Ablösung, die ebenfalls in den in der Vergangenheit untersuchten Stufenkonfigurationen mit Röhrendiffusor (Zachau [59], Grates [18], Kunte [34] und Wilkosz [58]) und auch im von Ziegler [62] untersuchten Keilschaufeldiffusor auftrat, ist das Vorhandensein des Halswirbels, der im Mittelschnitt Fluid von der Druckseite zur Saugseite transportiert und damit die druckseitige Grenzschicht destabilisiert. Während im Diffusorkanal noch Fluid entlang von Nabe und Gehäuse von der Saugseite zur Druckseite transportiert wird, kommt dieser *Nachschub* stromab der Austrittsebene aus dem vollbeschaufelten Bereich [215] zum Erliegen, was wiederum eine druckseitige Ablösung begünstigt. In der nominalen Röhrendiffusorkonfiguration dieser Stufe wurde diesem Problem durch eine radiale Einkürzung des Diffusors an der Stelle, an der die Strömung ablöste, begegnet. Es resultierte die von Kunte [34] und Wilkosz [58] untersuchte *Truncated*-Konfiguration der Stufe (TRU, engl. verkürzt).

Am Eintritt in den Deswirler ist in den Kanälen ②, ③ und ④ jeweils ein Gebiet niedrigen statischen Drucks zu erkennen, welches durch eine inzidenzbehaftete Anströmung mit hoher Geschwindigkeit erklärt werden kann (s. Abb. 5.11, [I], [F]). Der Nachweis für die bereits im Zusammenhang mit Abbildung 5.10 erwähnte negative Inzidenz wird später noch anhand von Abbildung 5.19 erbracht werden. Der große Isobarenabstand innerhalb der Deswirlerkanäle über den gesamten Betriebsbereich (s. Abb. 5.11, [I], [G]) offenbart weiterhin den geringen Druckanstieg über den Deswirler, der bereits in den eindimensionalen Verläufen in Abbildung 5.10 erkennbar war.

5.4.2 Diffusoreintritt

In Abbildung 5.12 sind die Umfangsverteilungen des statischen Drucks entlang des Diffusorvorderkantenradius [212] an der Nabe und am Gehäuse für die Betriebspunkte [I] bis [V] dargestellt.

Insbesondere die statischen Druckverteilungen am Gehäuse weisen der Form nach eine große Ähnlichkeit zu den Verläufen in der in geringem Abstand stromauf liegenden Ebene [119] auf (vgl. Abb. 5.9 (a))¹⁵. Nahe der Sperrgrenze in Betriebspunkt [I] ist der Druck in der Nähe der Saugseite aufgrund der negativen, also saugseitigen Inzidenz höher als in der Nähe der Druckseite. Mit zunehmender Androsselung und flacher werdender Anströmung wechselt die Inzidenz von der Saugseite auf die Druckseite, wodurch der Druck an der Saugseite absinkt und auf der Druckseite ansteigt (vgl. auch Abb. 5.11). Über den gesamten Betriebsbereich liegt entlang des Vorderkantenradius des Diffusors nur eine geringe aerodynamische Belastung

¹⁵ Die Mitte entlang der Ordinate entspricht in dieser Darstellung der Position der Kanalmitte, während sie in Abbildung 5.9 (a) der Position der Schaufelvorderkante entspricht.

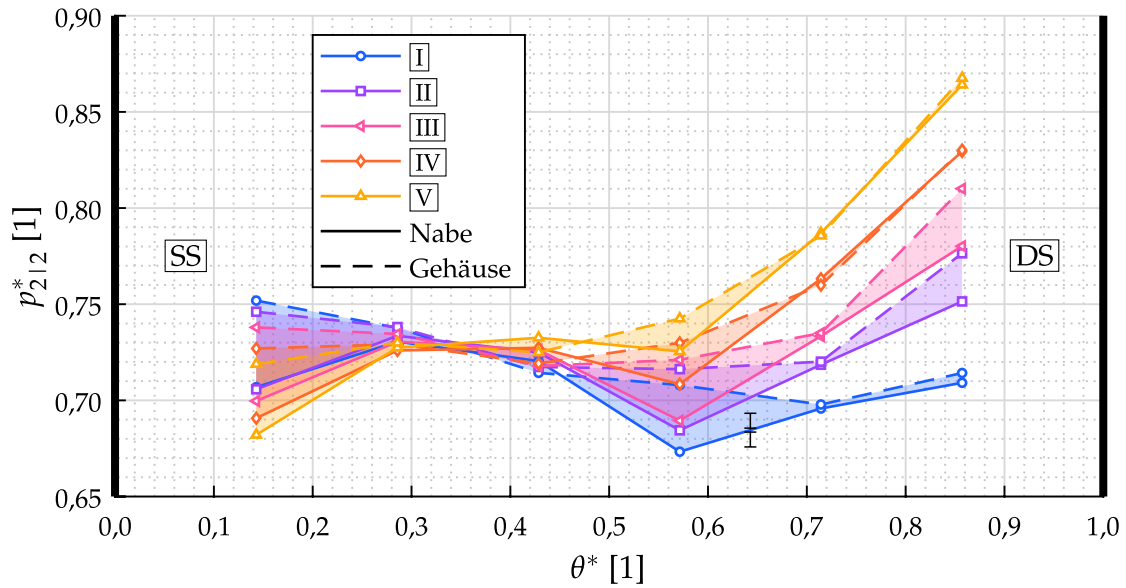


Abbildung 5.12: Umfangsverteilung des statischen Drucks entlang des Schaufelvorderrantenradius des Diffusors [2|2] an der Nabe und am Gehäuse in den Betriebspunkten I bis V

zwischen Nabe und Gehäuse vor. Lediglich nahe der Saugseite ($\theta^* \lesssim 0,14$) und rechtsseitig der Kanalmitte ($0,5 \lesssim \theta^* \lesssim 0,7$) existiert ein von der Nabe zum Gehäuse gerichteter Druckgradient. Hinsichtlich der Betriebspunkte sind die Niveaus der einzelnen Verläufe noch vergleichbar, da bis zu dieser Position entlang des Diffusionssystems noch keine signifikante Druckrückgewinnung erfolgt ist (vgl. Abb. 5.10 Ebene [2|2]).

Abbildung 5.13 zeigt die Konturen des Totaldrucks in der Pitot-Ebene in den Betriebspunkten I bis V¹⁶.

Nahe der Sperrgrenze im Betriebspunkt I konzentriert sich ein Gebiet hohen Totaldrucks in etwa mittig zwischen Nabe und Gehäuse links der Kanalmitte ($-0,25 \lesssim b^* \lesssim 0$, Maximum bei $b \approx -0,1$). Von dort nimmt der Totaldruck zur Nabe und zum Gehäuse hin stark ab. Dieses Gebiet hohen Totaldrucks wird im weiteren Verlauf der Arbeit als *Kernströmung* bezeichnet.

Die Kernströmung konzentriert sich mit zunehmender Androsselung an der Saugseite, während der Totaldruck nahe der Druckseite kontinuierlich abnimmt. Der niedrigere Totaldruck an der Druckseite, der schon am Diffusoreintritt vorliegt, verstärkt die Ablöseneigung der druckseitigen Grenzschicht, was die entsprechenden Ausführungen auf Grundlage der Verläufe und Konturen des statischen Drucks (s. Abb. 5.10 und 5.11) plausibilisiert.

¹⁶ Aufgrund eines Fehlers bei der Messung sind für Betriebspunkt V keine Totaldruckinformationen an der Position $b^* = -0,4$ vorhanden.

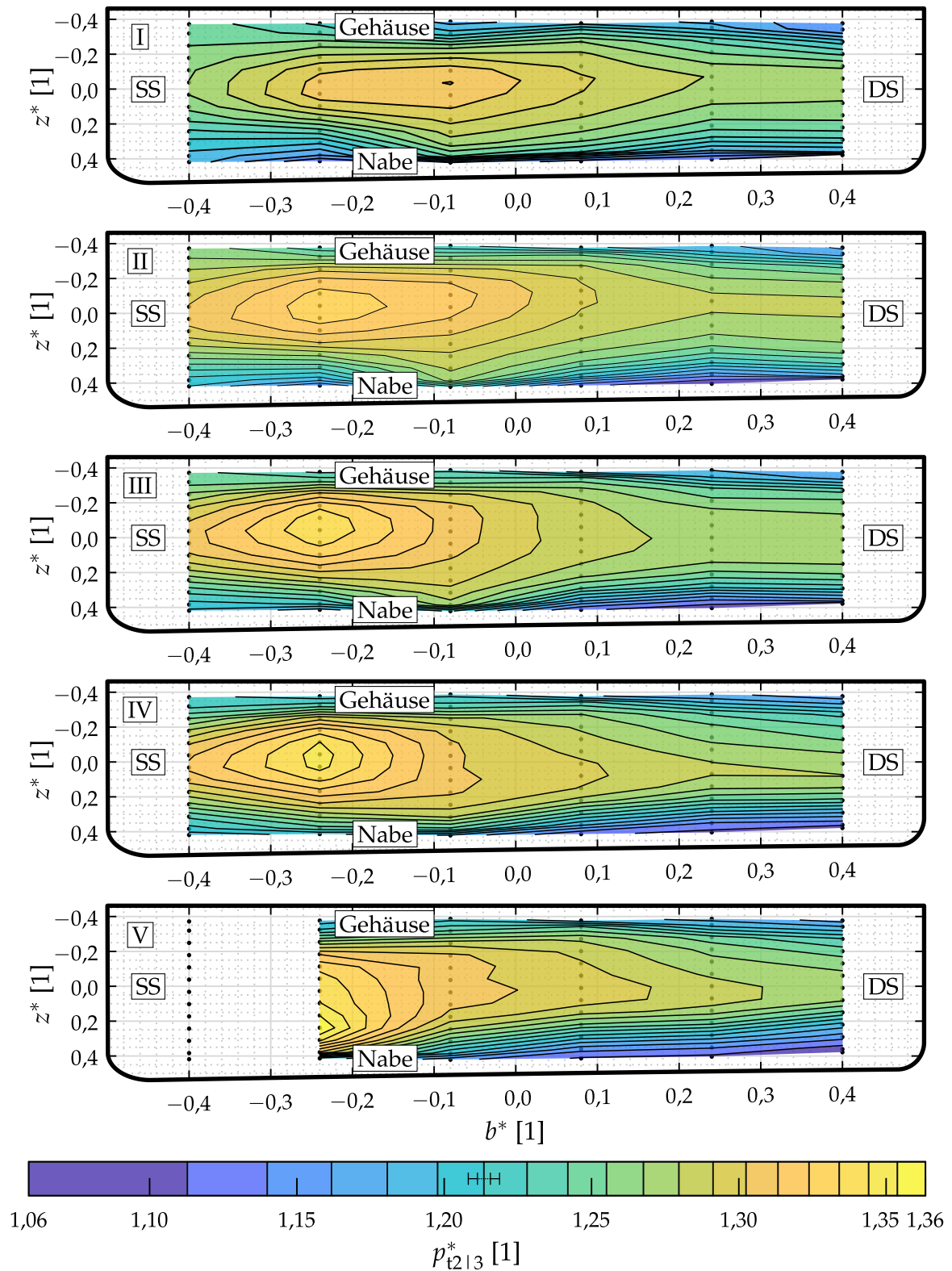


Abbildung 5.13: Kontur des Totaldrucks in der Pitot-Ebene $[2|3]$ in den Betriebspunkten $[I]$ bis $[V]$

Die Erklärung der Konzentration der Kernströmung in Saugseitennähe liegt zum Teil im Potenzialfeld der Diffusorbeschaufelung. Wie bereits im Zusammenhang mit Abbildung 5.9 erläutert wurde, kommt es stromauf der Vorderkante durch eine Verzögerung der Strömung im Staupunkt zu einem Anstieg des statischen Drucks. In diesem Bereich nimmt die Strömungsgeschwindigkeit ab, während der Strömungswinkel aufgrund der Geschwindigkeitskinematik zunimmt. Am stärksten kommt dieser Effekt nahe der Druckseite zum Tragen. In Saugseitennähe ist der Druck hingegen niedriger (vgl. Abb. 5.9 (a)), wodurch die Strömung in diesem Bereich beschleunigt wird, während der Strömungswinkel flacher wird. Der dortige Strömungszustand entspricht also im Wesentlichen dem des hochenergetischen Fluids aus dem Totwasser-Gebiet der Laufradabströmung im Absolutsystem. Dieses hochenergetische Fluid akkumuliert sich in der Nähe der Saugseite und bildet dort die Kernströmung. Mit zunehmender Androsselung und flacher werdender Anströmung wird die Strömung im halbbeschaufelten Bereich entlang der Saugseite immer stärker umgelenkt. Das resultierende Beschleunigungswachstum an der Vorderkante auf der Saugseite führt zu einer wachsenden Konzentration der Kernströmung in Richtung der Saugseite. Hierfür sprechen auch die abnehmenden Isobarenabstände entlang der Saugseite etwas weiter stromab (vgl. Abb. 5.11). Diese sind Ausdruck einer stärkeren Diffusion, welche gemäß Gleichung (2.39) noch durch die mit steigender Androsselung wachsende Machzahl am Diffusoreintritt verstärkt wird. Ein weiterer relevanter Aspekt, ist das von *Nolan et al.* [41] beschriebene sogenannte *wake phasing*, bei dem die im Absolutsystem rotierenden Nachlaufzellen der Laufradbeschaufelung durch eine Zeitmittelung im Diffusor ein inhomogenes Feld des dynamischen und damit auch des Totaldrucks hinterlassen. Das damit einhergehende Maximum des Totaldrucks im Diffusor bzw. dessen Position in Umfangsrichtung ist abhängig vom Abstand der Schaufeln von Laufrad und Diffusor und von der Strömungsgeschwindigkeit. Demnach hat auch der Durchfluss einen direkten Einfluss auf die Umfangsposition des Totaldruckmaximums. Im vorliegenden Fall kommt es so bei steigender Androsselung zu einer Konzentration der Kernströmung auf der Saugseite.

5.4.3 Diffusorkanal

Abbildung 5.14 zeigt die Verläufe des statischen Drucks auf der Saugseite und der Druckseite einer Diffusorschaukel in den Betriebspunkten I bis V .

Nahe der Sperrgrenze im Betriebspunkt I ist der Gradient des statischen Drucks auf der Saugseite in Vorderkantennähe sehr klein, während er auf der Druckseite wesentlich größer ist. In diesem Umstand kommt die negative, also saugseitige Inzidenz zur Diffusorbeschaufelung zum Ausdruck. Die Situation kehrt sich über den Betriebsbereich bis hin zur Pumpgrenze um. Der Druckgradient nahe der Vorderkante ist in Betriebspunkt V auf der Saugseite im Vergleich zur Druckseite sehr hoch, was, wie bereits erwähnt, für eine positive, also druckseitige Inzidenz spricht. Zur Verdeutlichung dieser Entwicklung ist in Abbildung 5.14 rechts unten der statische Druckgradient entlang der Schaufelsehne an der Vorderkante über dem reduzierten Massenstrom jeweils für die Saugseite und die Druckseite aufgetragen. Der Verlauf

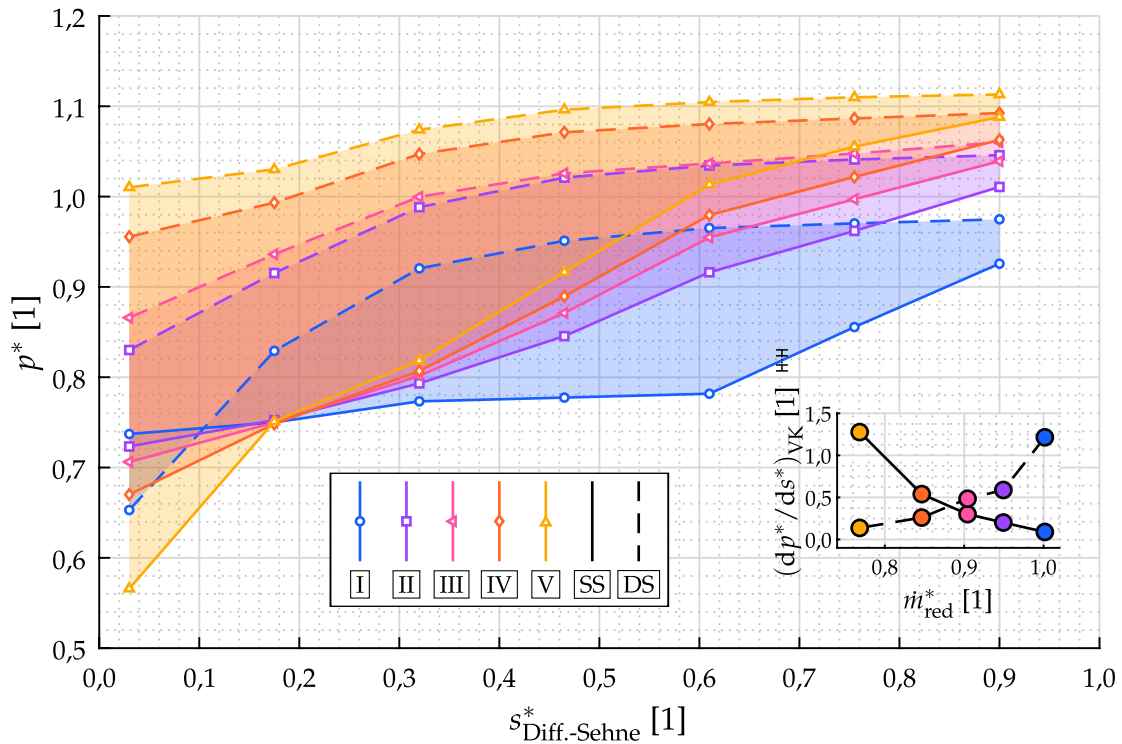


Abbildung 5.14: Statischer Druckverlauf auf der Diffusorscheufel in den Betriebspunkten **I** bis **V**

des Druckgradienten auf der Druckseite entspricht in etwa dem gespiegelten Verlauf des Druckgradienten auf der Saugseite, wobei die Spiegelachse bei $\dot{m}_{\text{red}}^* \approx 0,88$ liegt. Bei diesem Massenstrom wird die Diffusorbeschaufelung inzidenzfrei angeströmt. Ein Vergleich mit Abbildung 5.2 (b) zeigt, dass dort, also zwischen den Betriebspunkten **II** und **III**, der Betriebspunkt des höchsten polytropen Wirkungsgrads liegt. Ab etwa der Hälfte der Sehnenlänge ($s_{\text{Diff.-Sehne}}^* > 0,5$) nimmt der statische Druck auf der Druckseite kaum noch zu, was auf die bereits erwähnte mögliche Ablösung hindeutet. Während die Diffusorbeschaufelung nahe der Sperrgrenze in Betriebspunkt **I** eher im hinteren Bereich belastet ist, verschiebt sich die Belastung mit zunehmender Androsselung immer weiter nach vorne. Damit ist der Mechanismus, der das Verdichterpumpen auslöst mit großer Wahrscheinlichkeit eine Ablösung auf der Saugseite nahe der Vorderkante.

Abbildung 5.15 zeigt die Verläufe des statischen Drucks im Diffusorkanal entlang der Sehne der Diffusorscheufel jeweils an Nabe und Gehäuse und für drei Positionen entlang der Kanalbreite. Zwischen Nabe und Gehäuse liegt über die gesamte Kanalbreite in den meisten Betriebspunkten keine nennenswerte aerodynamische Belastung vor.

Die Abnahme des statischen Drucks aufgrund der Beschleunigung der Strömung vor dem Diffusorhals in Betriebspunkt **I** und das entsprechende lokale Druckminimum sind von der Saug- zur Druckseite betrachtet entlang der Sehne der Diffusorscheufel stromauf verschoben. Der Grund hierfür ist der Versatz der Diffusorscheufeln in

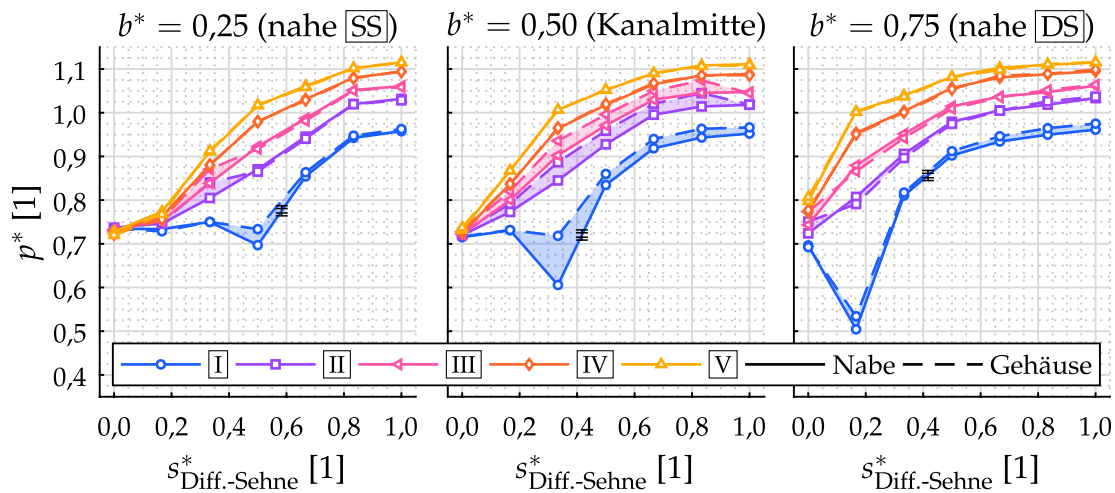


Abbildung 5.15: Verlauf des statischen Drucks im Diffusor an Nabe und Gehäuse in den Betriebspunkten I bis V

Strömungsrichtung. Während in etwa die Hälfte der Sehnenlänge auf der Saugseite bereits im halbbeschaufelten Bereich passiert wird, beginnt dort erst die Druckseite. Daher korrespondiert eine bestimmte Position entlang der Druckseite einer Diffusorschaukel im Hinblick auf die Kanaldurchströmung mit einer wesentlich weiter stromab liegenden Position auf der Saugseite¹⁷. Aufgrund der negativen, also saugseitigen Inzidenz und der daraus resultierenden Beschleunigung auf der Druckseite fällt die Abnahme des statischen Drucks vor dem Diffusorhals direkt an der Druckseite am größten aus. Der Unterdruck wird zur Saugseite hin, also mit wachsendem Abstand von der Saugspitze auf der Druckseite immer kleiner.

5.4.4 Übergang zwischen Diffusor und Deswirler

In Abbildung 5.16 sind die Verteilungen des statischen Drucks an Nabe und Gehäuse in der Ebene [217] entlang der Umfangsrichtung aufgetragen¹⁸.

Während sich am Diffusorvorderkantenradius [212] die Verteilungen der einzelnen Betriebspunkte noch gegenseitig überschneiden (vgl. Abb. 5.12), heben sich die Niveaus des statischen Drucks in der Ebene [217] deutlich voneinander ab. Hierdurch wird deutlich, dass die sich über den Betriebsbereich mit zunehmender Androsselung ändernden Anströmbedingungen zu einer signifikanten Zunahme der Diffusion zwischen den Ebenen [212] und [217] führen. Im Vergleich zum Anstieg des Druckniveaus mit zunehmender Androsselung sind die Verteilungen in den einzelnen Betriebspunkten in Umfangsrichtung relativ homogen. Auch die aerodynamische

¹⁷ Zur Veranschaulichung dieser Ausführungen kann einer der Diffusorkanäle in Abbildung 5.11 von links nach rechts betrachtet werden.

¹⁸ Die auf die Ebene [217] projizierten Positionen der Diffusorhinterkanten sind durch gestrichelte Linien bei $\theta^* = 0,0$ und $\theta^* = 1,0$ angedeutet. Die Projektion erfolgt tangential zum Metallwinkel der Diffusorhinterkanten.

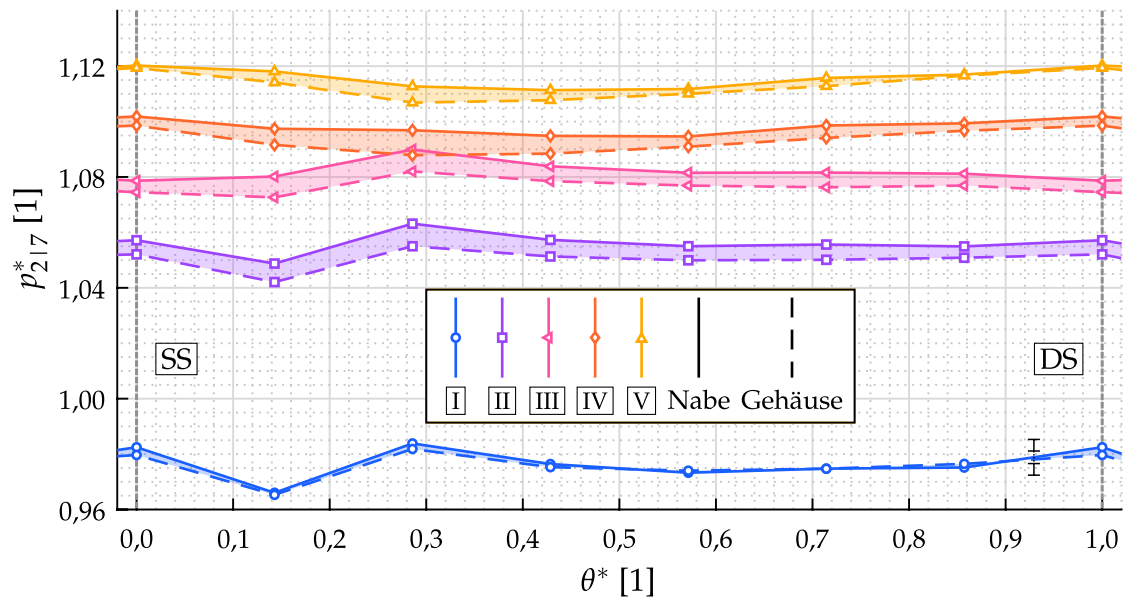


Abbildung 5.16: Umfangsverteilung des statischen Drucks entlang der Ebene $\overline{217}$ zwischen Diffusor und Deswirler an der Nabe und am Gehäuse in den Betriebspunkten $\overline{\text{I}}$ bis $\overline{\text{V}}$

Belastung zwischen Nabe und Gehäuse fällt in Relation zur Niveauänderung über den Betriebsbereich gering aus.

Während in den Betriebspunkten $\overline{\text{I}}$ bis $\overline{\text{III}}$ im Bereich $0,0 < \theta^* < 0,3$ eine leichte Delle im Verlauf des statischen Drucks vorliegt, die durch den Einfluss des Schaufelnachlaufs erklärt werden kann, ist der restliche Verlauf auch in den Betriebspunkten $\overline{\text{IV}}$ und $\overline{\text{V}}$ durch ein leichtes Tal in der statischen Druckverteilung über die Kanalmitte geprägt. Zu den begrenzenden Schaufeln hin ($\theta^* = 0$ & $\theta^* = 1$) steigt der Druck leicht an, was auf den geringeren dynamischen Druck in der Nachlaufdelle der Diffusorschaukeln zurückzuführen ist.

Die Abbildungen 5.17, 5.18 und 5.19 zeigen die Konturen des Totaldrucks, der Machzahl und des tangentialen Strömungswinkels in der Ebene $\overline{217}$ ¹⁹.

In den Totaldruckkonturen (Abb. 5.17) offenbart sich ein grundsätzlich ähnliches Bild wie schon in der Pitot-Ebene (vgl. Abb. 5.13). Die Kernströmung, also das Gebiet höchsten Totaldrucks, konzentriert sich über den gesamten Betriebsbereich zwischen der Saugseite und der Kanalmitte ($b^* < 0,5$). Das Kernströmungsgebiet hat allerdings im Diffusorkanal eine gewisse Verformung erfahren. Während es sich am Diffusoreintritt in der Pitot-Ebene noch in etwa mittig zwischen Nabe und Gehäuse befand, ist es am Diffusoraustritt in der Ebene $\overline{217}$ eher noch weiter in Richtung der Saugseite und zusätzlich in Richtung des Gehäuses verschoben. Eine derartige Verschiebung und

¹⁹ Neben den Konturen der jeweiligen Größen sind auch die Kontur für $M = 0,05$ als untere Kalibrierungsgrenze der für die Messungen eingesetzten Dreilochsonde (gestrichelte weiße Linien), sowie die in die Ebene $\overline{217}$ in Strömungsrichtung projizierten Vorderkanten der Deswirler-Schaukeln (durchgezogene weiße Linien) dargestellt.

Verformung der Kernströmung kann auf die Wirkung des Halswirbels zurückgeführt werden, dessen positiver Drehsinn mit der Verformung zusammenfällt. Ähnliche Beobachtungen werden von Ziegler [62] am von ihm untersuchten Keilschaufeldiffusor und von Grates [18], Kunte [34], Wilkosz [58] sowie Schmidt [45] am Röhrendiffusor der in dieser Arbeit untersuchten Stufe sowohl in nominaler (NOM), in gekürzter (TRU) als auch in der Compact-Konfiguration (COM) gemacht.

Die Kernströmung wird über den gesamten Betriebsbereich hauptsächlich den Deswirler-Kanälen ① bis ④ aufgeprägt. Dabei sind die Kanäle ② und ③ den größten Totaldruckniveaus ausgesetzt. Die geringsten Totaldruckniveaus sind über den gesamten Betriebsbereich am Eintritt des Kanals ⑤ zu finden. Dort kommt es immer wieder zu Messungen unterhalb des Kalibrierbereichs der für die Messungen eingesetzten Dreilochsonde, was auf sehr niedrige Machzahlen ($M < 0,05$) hindeutet. Dies ist ein erneutes starkes Indiz für eine druckseitige Strömungsablösung im Diffusor. Während sich das Totaldruckniveau in der Kernströmung über den Betriebsbereich kaum ändert, heben sich die Niveaus im restlichen Strömungsquerschnitt von der Sperrgrenze zur Pumpgrenze hin an, was zu einer Homogenisierung des Totaldruckfeldes mit zunehmender Androsselung führt. Dies äußert sich in einer Abnahme der Versperrung $B_{2|7}$ mit sinkendem Massenstrom (s. Abb. 5.6 (a)).

Die Machzahl-Konturen in der Ebene $\overline{2|7}$ (Abb. 5.18) haben im Hinblick auf ihre Form große Ähnlichkeit mit denen des Totaldrucks. So fallen die Gebiete der jeweils höchsten Machzahlen am Eintritt der Deswirler-Kanäle ① bis ④ mit den Regionen der Kernströmung gemäß der Totaldruckkonturen zusammen. Auch ihre jeweilige Form ist in guter Übereinstimmung (s. Abb. 5.17). Über den gesamten Betriebsbereich herrschen am Eintritt von Deswirler-Kanal ⑤ Machzahlen von zum Teil deutlich unter 0,25, was die These der druckseitigen Ablösung im Diffusor stützt. Wie schon das Totaldruckfeld homogenisiert sich auch das Machzahl-Feld mit zunehmender Androsselung, wobei das mittlere Niveau stetig abnimmt. Diese Abnahme macht sich insbesondere im Bereich der Kernströmung in den Kanälen ② und ③ bemerkbar.

Die Versperrung durch das Gebiet niedrigen Totaldrucks und niedriger Machzahl am Eintritt von Deswirler-Kanal ⑤ verringert das effektive Flächenverhältnis des Diffusors und damit seine Fähigkeit zur statischen Druckrückgewinnung. Dieser Effekt ist also zu einem gewissen Teil dafür verantwortlich, dass die reale statische Druckrückgewinnung bis zur Ebene $\overline{2|7}$ geringer ausfällt als die isentrope (vgl. Abb. 5.10).

Der tangentielle Strömungswinkel (Abb. 5.19) weist in den Betriebspunkten $\overline{\text{I}}$ bis $\overline{\text{III}}$ jeweils im Bereich der Kernströmung maximale Werte von $\alpha_{2|7} \gtrsim 28^\circ$ auf. Im restlichen Bereich des Kanalquerschnitts mit Ausnahme der naben- und gehäusenahen Regionen unterschreitet der Strömungswinkel Werte von etwa 22° nur selten. Im Mittel folgt die Strömung relativ gut der Hinterkante der Diffusorschaukel, deren Metallwinkel $28,63^\circ$ beträgt. Wie bereits im Zusammenhang mit dem eindimensionalen Druckaufbau erläutert (vgl. Abb. 5.10), bedeutet dies über den größten Teil des Kanalquerschnitts eine negative, also saugseitige Inzidenz zum Deswirler. Die negative Wirkung der Inzidenz wird durch das relativ hohe Machzahl-Niveau innerhalb

der Kernströmung noch verstärkt. Dieses wiederum würde ohne die Querschnittsversperrung, die offenbar am Eintritt des Deswirler-Kanals ⑤ vorliegt, niedriger ausfallen.

In den wandnahen Bereichen an Nabe und Gehäuse sind die Strömungswinkel wesentlich kleiner als im restlichen Kanalquerschnitt. Die Strömung ist hier also flacher als in der Kanalmitte. Hierin äußert sich die Wirkung des Halswirbels, der in der Kanalmitte Fluid von der Druckseite zur Saugseite transportiert, was sich in einem steileren Strömungswinkel äußert. An der Nabe und am Gehäuse hingegen wird Fluid in die entgegengesetzte Richtung transportiert, was sich im flacheren Strömungswinkel äußert. Die Tatsache, dass sowohl an der Nabe als auch am Gehäuse eine flachere Strömung vorliegt, legt nahe, dass nicht nur ein einfacher Halswirbel existiert, sondern ein Halswirbelpaar (vgl. Abschn. 2.2.2.1 und Abb. 2.13).

Sowohl die gemessenen Strömungswinkel als auch die gemessene Machzahl werden von *Jagdfeld* [25] zur Validierung von *Laser-Doppler-Anemometrie*-Messungen (LDA) in der Ebene [217] herangezogen. Diese wiederum zeigen sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung in Bezug auf den Strömungswinkel und die Strömungsgeschwindigkeit, die mithilfe zusätzlicher Totaltemperaturmessungen bestimmt wurde. Dieser Umstand führt ebenso die Validität der hier vorgestellten Messdaten vor Augen. Auch *Jagdfeld* schließt unter anderem anhand der Daten für den Strömungswinkel am Diffusoraustritt auf das Vorhandensein eines Halswirbels bzw. eines Halswirbelpaares.

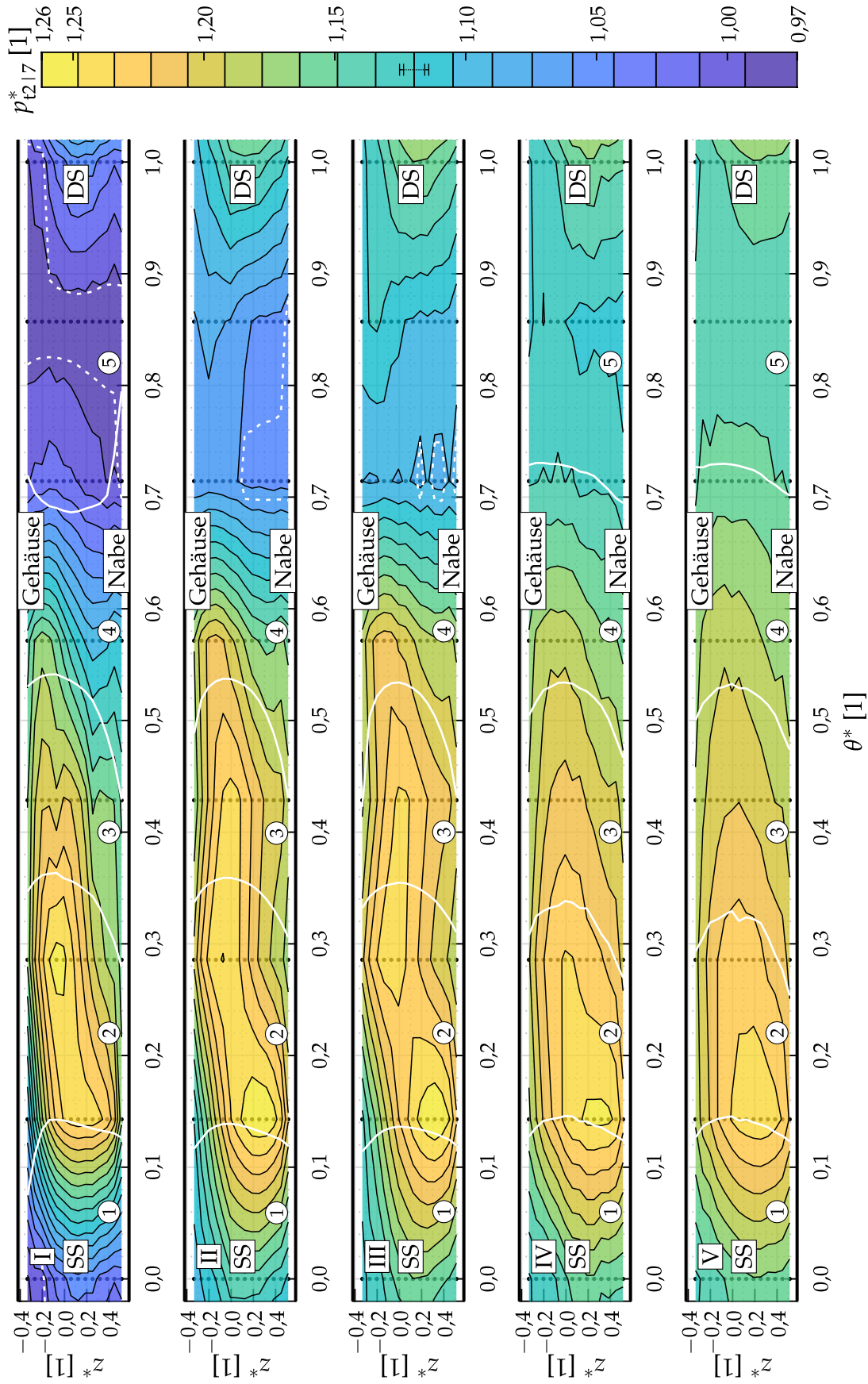


Abbildung 5.17: Kontur des Totaldrucks in der Ebene [2|7] in den Betriebspunkten I bis V

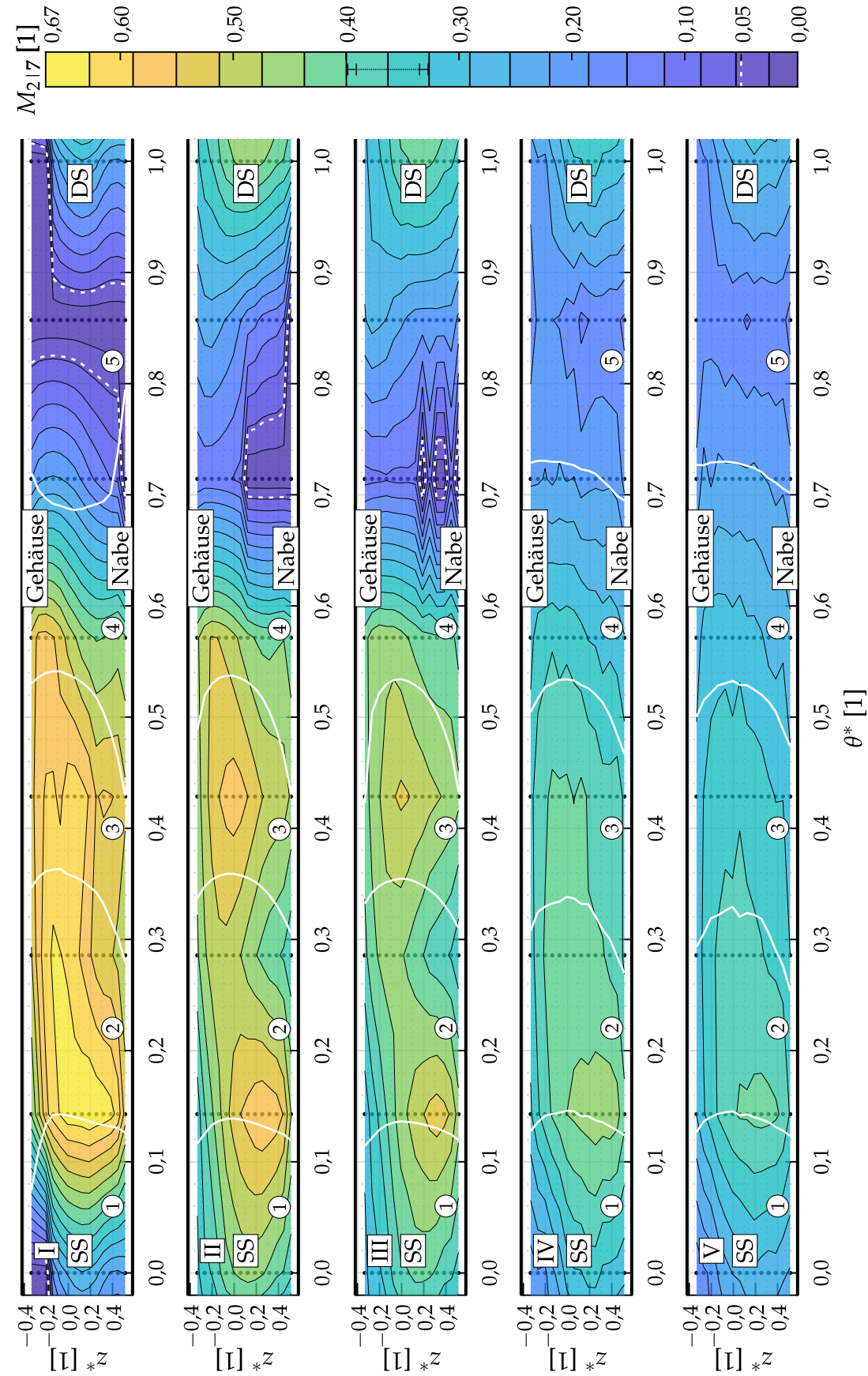


Abbildung 5.18: Kontur der Machzahl in der Ebene [2|7] in den Betriebspunkten I bis V

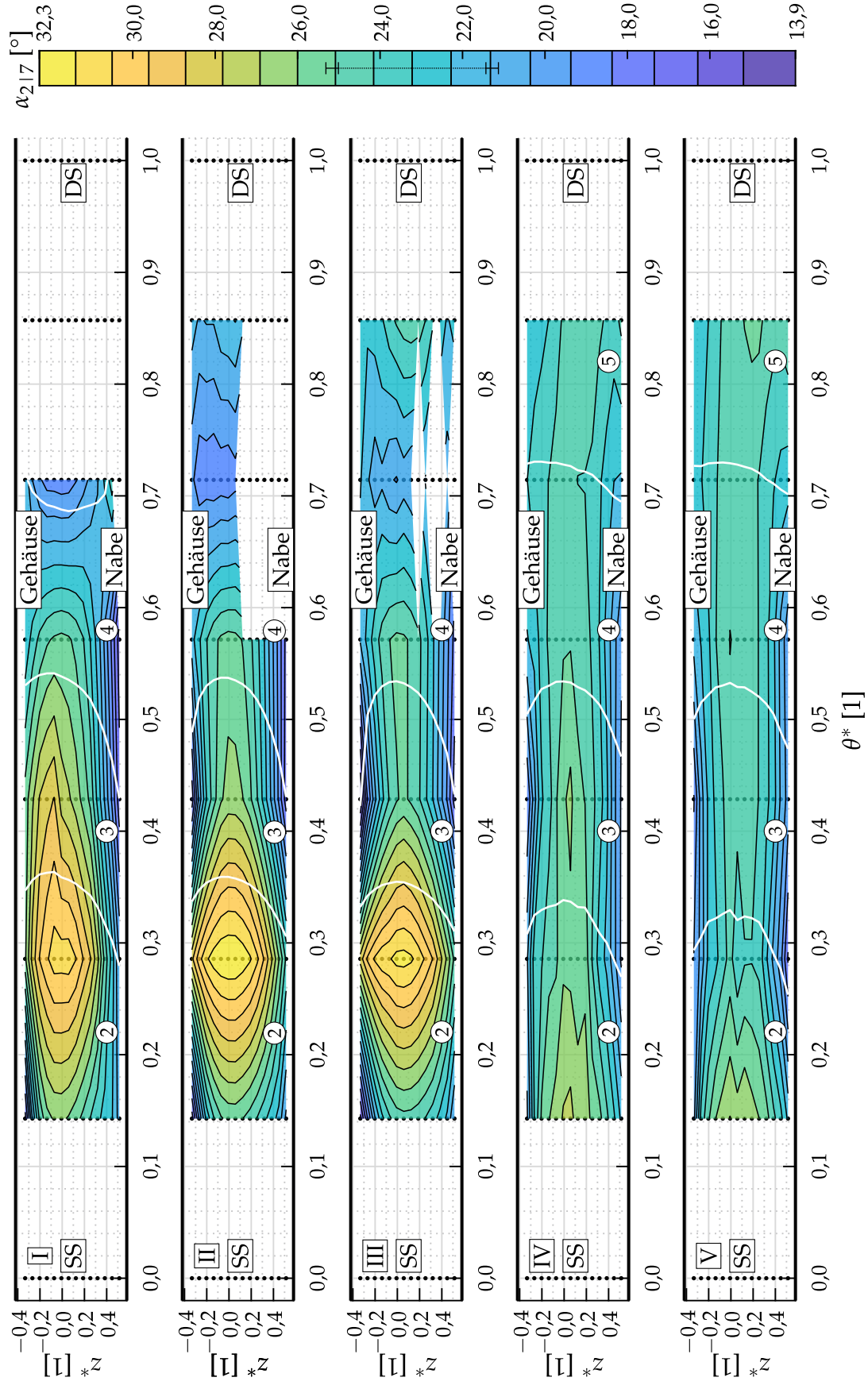


Abbildung 5.19: Kontur des Strömungswinkels in der Ebene [2|7] in den Betriebspunkten I bis V

5.4.5 Deswirler

Abbildung 5.20 zeigt die Verläufe des statischen Drucks in den fünf Deswirler-Kanälen ① bis ⑤ (s. Abb. 5.3) jeweils auf der Saugseite und der Druckseite (obere Reihe) sowie an der Nabe und am Gehäuse (untere Reihe).

Die Auswirkung der inhomogenen Anströmung des Deswirlers wird in den zum Teil sehr unterschiedlichen Ausprägungen der statischen Druckverläufe der einzelnen Kanäle sichtbar. Als Beispiel dafür sei die stark unterschiedliche aerodynamische Belastung zwischen Saug- und Druckseite und Nabe und Gehäuse der einzelnen Deswirler-Kanäle in Betriebspunkt I genannt. Während sie für die Kanäle ② und ③ am größten ist und in den benachbarten Kanälen ① und ④ wesentlich geringer ausfällt, ist sie in Kanal ⑤ im Vergleich zu den restlichen Kanälen sehr klein. Diese Beobachtungen decken sich mit der Erwartung aufgrund der Position und Ausprägung der Kernströmung in Ebene [217]. D. h. die Umlenkung des hochenergetischen Fluids der Kernströmung zwischen den Schaufeln führt zu einem entsprechend großen Druckgradienten innerhalb der Kanäle. In Kanal ⑤ hingegen führt die Umlenkung des niederenergetischen Fluids zu einem geringeren Druckgradienten zwischen den Schaufeln.

Mit Ausnahme von Druck- und Saugseite sowie der Nabe der Kanäle ② und ③ sind die Verläufe des statischen Drucks allesamt relativ flach. Es findet dort also keine nennenswerte Druckrückgewinnung statt. Dieser Umstand kann wie auch schon auf der Druckseite der Diffusorschaufeln als Anzeichen für entsprechende Ablösungen gedeutet werden. Am Gehäuse verläuft der statische Druck meist schon ab dem Deswirler-Eintritt sehr flach, was auf eine dortige Ablösung hindeutet. Dahingegen sinkt der Druck auf der Nabe dort zumeist ab. Nahe des Deswirler-Austritts, also stromab des Scheitelpunkts der Umlenkung, verläuft der statische Druck auch an der Nabe sehr flach, was wiederum für eine dortige Ablösung spricht. An beiden Stellen ist auch gemäß den Ausführungen zum Umlenkkanal in Abschnitt 2.2.2.2 mit Ablösungen zu rechnen. Die resultierenden Querschnittsversperrungen führen wieder zu einem geringeren effektiven Flächenverhältnis im Deswirler²⁰ und damit zu einem verringerten Potenzial für die Druckrückgewinnung. Dies war auch bereits anhand des niedrigen Diffusorwirkungsgrads des Deswirlers festgestellt worden (vgl. Abb. 5.7 (b)).

Aufgrund der negativen Inzidenz der Anströmung aller Deswirler-Kanäle über den gesamten Betriebsbereich stellt sich an deren Eintritt eine tendenziell vergleichbare Situation ein wie für den Diffusor im Betriebspunkt I nahe der Sperrgrenze. In der Konsequenz kommt es im Zusammenspiel mit der Umlenkung an der Schaufelvorderkante zu einer starken lokalen Beschleunigung an der Druckseite der Deswirler-Schaufeln und zu einem entsprechenden Absinken des statischen Drucks. Dies gilt insbesondere für die Kanäle ② und ③. Durch die gemessenen Verläufe offenbart sich diese druckseitige Saugspitze jedoch nur bedingt. Die erste druckseitige statische Druckbohrung befindet sich zu weit stromauf, um das auftretende lokale

²⁰ Das effektive Flächenverhältnis des Deswirlers liegt im gesamten Betriebsbereich knapp über eins, während das geometrische Flächenverhältnis in etwa drei beträgt.

Minimum des statischen Drucks aufzulösen. An der Saugseite wird das Absinken des Drucks hingegen bei $s_{\text{Desw.-Sehne}}^* \approx 0,3$ sehr gut sichtbar. An der Nabe, also genau zwischen Saug- und Druckseite, liegt die Position des Druckminimums bei etwa $s_{\text{Desw.-Sehne}}^* \approx 0,18$. Der statische Druck selbst ist dort niedriger als noch an der Saugseite. Es existiert also ein Druckgradient von der Druck- zur Saugseite, was wiederum belegt, dass der Unterdruck an der Druckseite noch niedriger ausfällt. Dies lässt sich auch anhand des Gradienten des statischen Drucks auf der Druckseite nahe der Vorderkante erahnen.

Über den Betriebsbereich zur Pumpgrenze hin verringert sich der Betrag der Druckabnahme am Eintritt der Kanäle ② und ③ zunehmend, weil die Machzahl am Deswirler-Eintritt sinkt (vgl. Abb. 5.7 (b) und 5.18). Darüber hinaus wird der tangentielle Strömungswinkel am Deswirler-Eintritt etwas flacher, wodurch die Inzidenz der Strömung auf die Deswirler-Schaufeln in Richtung einer inzidenzfreien Anströmung steigt (vgl. Abb. 5.19). Ein signifikanter Druckanstieg findet aber auch nahe der Pumpgrenze kaum statt. Es bleibt allerdings festzuhalten, dass die Homogenisierung des Totaldruck- und des Machzahl-Feldes am Deswirler-Eintritt mit zunehmender Androsselung zu einer Vergleichmäßigung der Durchströmung des Deswirlers führt, was in einander immer ähnlicher werdenden Druckverläufen in Richtung der Pumpgrenze zum Ausdruck kommt.

Prinzipiell wäre der Deswirler zu einem größeren Druckrückgewinn im Stande, wie bereits anhand der eindimensionalen Druckverläufe in Abbildung 5.10 vermutet wurde. Dies wird durch die Druckverläufe der Kanäle ② und ③ deutlich. Der statische Druck wächst ab der Saugspitze nahe dem Eintritt in den vollbeschaufelten Kanalbereich über den gesamten Betriebsbereich in beträchtlichem Maße²¹. Ohne die Saugspitze, die als Auswirkung der negativen Inzidenz aufzufassen ist, würde der statische Druck über den Deswirler also signifikant ansteigen. Dies könnte durch eine steilere Staffelung der Deswirler-Schaufeln in einer zukünftigen Anpassung des Designs erreicht werden. Die folgende Erhöhung und betragsmäßige Abnahme der Inzidenz, würde wiederum die notwendige Abmilderung der Saugspitze bewirken.

²¹ Zu bedenken ist hierbei, dass der Druckanstieg aufgrund der höheren Machzahl im Gebiet der Kernströmung höher ausfällt, als dies ohne druckseitige Ablösung im Diffusor der Fall wäre.

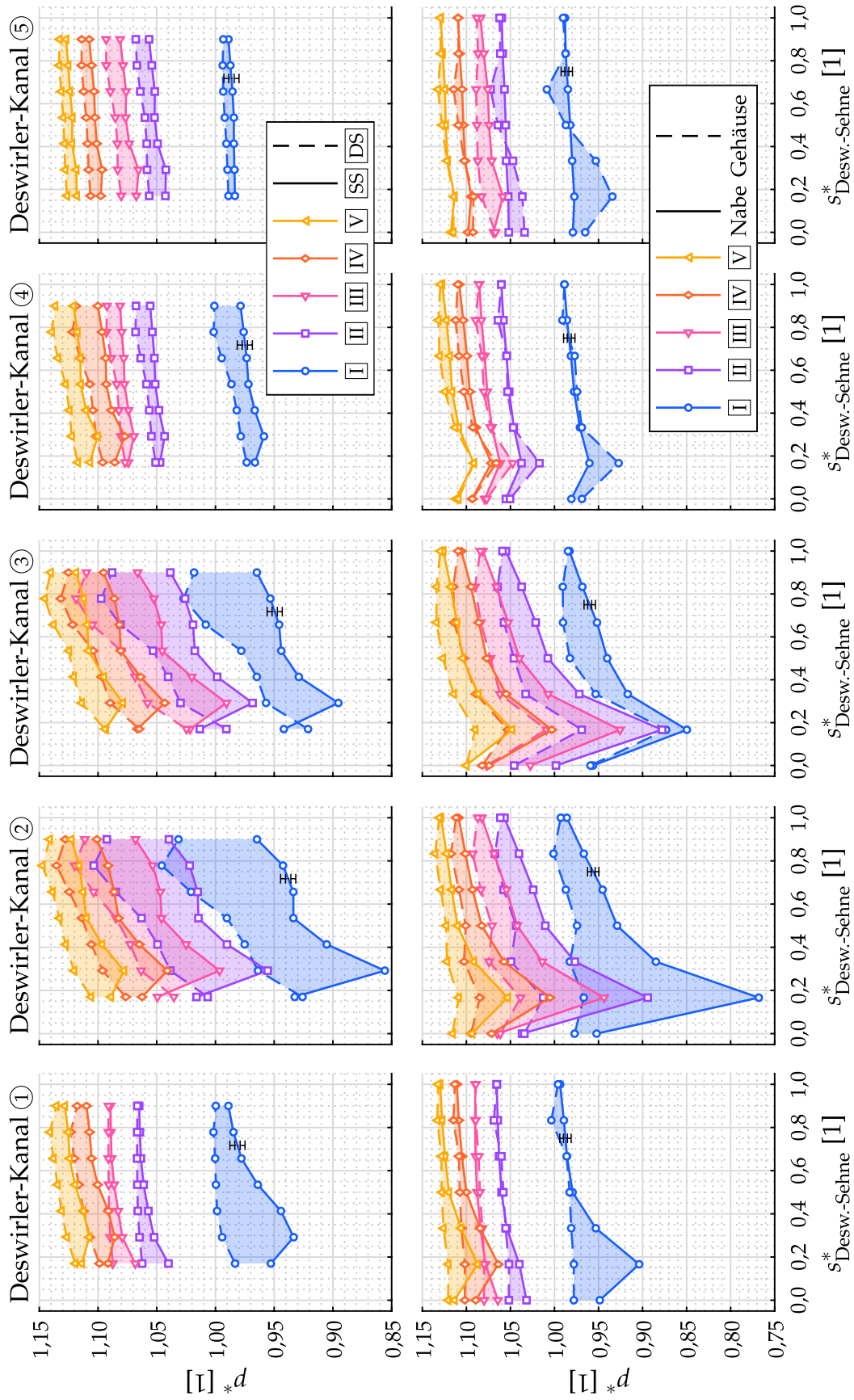


Abbildung 5.20: Verlauf des statischen Drucks im Deswirler an Druckseite und Saugseite, sowie Nabe und Gehäuse in den Betriebspunkten I bis V für die Deswirler-Kanäle ① bis ⑤ (s. Abb. 5.3)

5.4.6 Stufenaustritt

Abbildung 5.21 zeigt die Umfangsverteilung des statischen Drucks am Stufenaustritt in der Ebene $\overline{3|1}$ an Nabe und Gehäuse.

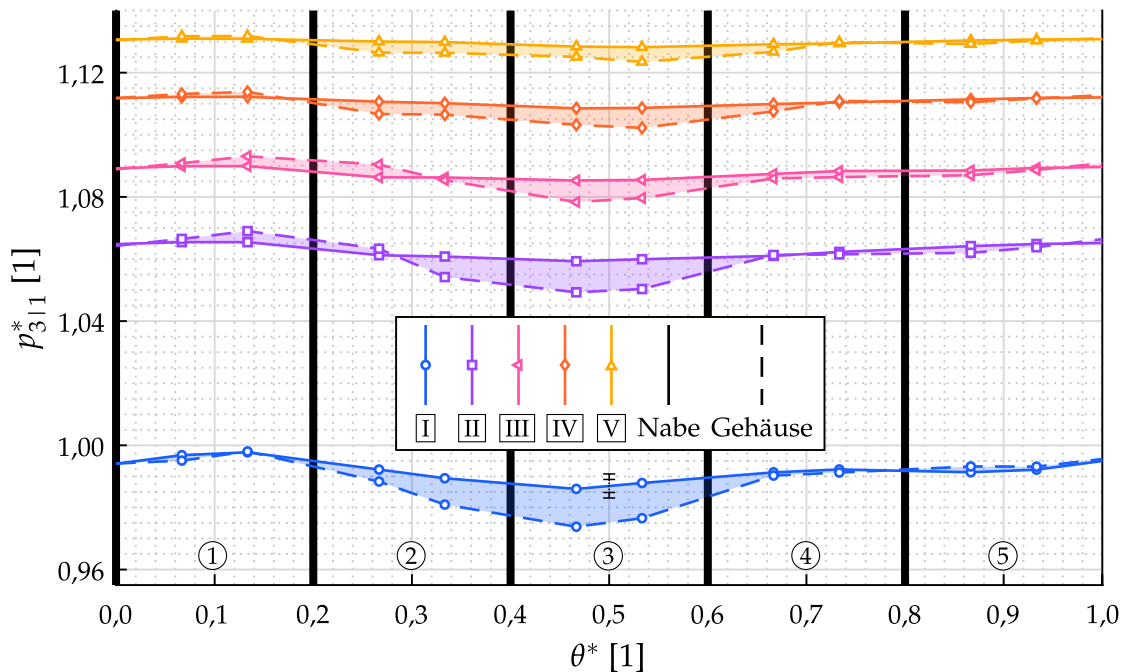


Abbildung 5.21: Umfangsverteilung des statischen Drucks entlang der Stufenaustrittsebene $\overline{3|1}$ an der Nabe und am Gehäuse in den Betriebspunkten $\overline{\text{I}}$ bis $\overline{\text{V}}$

Wie schon am Diffusoraustritt in der Ebene $\overline{2|7}$ (vgl. Abb. 5.16) gibt es am Stufenaustritt über einen breiten Bereich in Umfangsrichtung keine große aerodynamische Belastung zwischen Nabe und Gehäuse. Ausgenommen sind dabei nur die Kanäle $\textcircled{2}$ und $\textcircled{3}$, die über den gesamten Betriebsbereich der Kernströmung am Diffusoraustritt ausgesetzt sind. Diese Belastung verringert sich jedoch mit zunehmender Androsselung, sodass sie nahe der Pumpgrenze in Betriebspunkt $\overline{\text{V}}$ beinahe verschwunden ist. Aus dem Unterschied im statischen Druck zwischen Nabe und Gehäuse lässt sich schließen, dass am Gehäuse, wo der statische Druck niedriger ist, größere Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen. An der nahe des Stufenaustritts ablösegefährdeten Nabe treten hingegen niedrigere Strömungsgeschwindigkeiten auf.

In allen Betriebspunkten weisen die statischen Druckverläufe einen Bereich relativ kleiner Werte auf, dessen Tiefpunkt in etwa mittig der Teilung in Kanal $\textcircled{3}$ liegt. Damit weisen die Verläufe tendenziell Ähnlichkeit zu denen in der Ebene $\overline{2|7}$ auf. Für die gehäuseseitigen Verläufe ist diese Tendenz ausgeprägter. Mit zunehmender Androsselung nimmt die Tiefe des Tals ab, sodass nahe der Pumpgrenze in Betriebspunkt $\overline{\text{V}}$ die statischen Druckverteilungen an Nabe und Gehäuse relativ homogen sind. An den Rändern des Tals in den Kanälen $\textcircled{1}$ und $\textcircled{5}$ ist der statische Druck höher, was auf geringere Strömungsgeschwindigkeiten schließen lässt und mit den Beobachtungen

in Ebene [217] in Einklang steht: die Kernströmung passiert hauptsächlich die Kanäle ② und ③, während die restlichen Kanäle weniger energetischem Fluid aus der druckseitigen Ablösung und dem Nachlauf der Diffusorscheufeln ausgesetzt sind.

Die Abbildungen 5.22, 5.23, 5.24 und 5.25 zeigen die Konturen des Totaldrucks, der Totaltemperatur, der Machzahl und des tangentialen Strömungswinkels am Stufenaustritt in der Ebene [311]²². Die Gebiete höheren Totaldrucks (s. Abb. 5.22) beschränken sich über den gesamten Betriebsbereich auf die Kanäle ① bis ④, wobei die Kanäle ② und ③ jeweils den höchsten Niveaus ausgesetzt sind. Diese Aufteilung entspricht der Erwartung, da sich die Kernströmung am Diffusoraustritt in der Ebene [217] in entsprechender Weise auf die Kanäle aufteilt. Am Austritt von Kanal ⑤ liegen jeweils die niedrigsten Totaldrücke im Vergleich zu den anderen Kanälen vor. Das mittlere Totaldruckniveau nimmt mit zunehmender Androsselung zu, wobei der Totaldruck in den Kernströmungsgebieten der einzelnen Kanäle weniger stark ansteigt als in den restlichen Bereichen. So kommt es am Stufenaustritt zu einer Homogenisierung des Totaldruckfelds, wie dies auch schon am Diffusoraustritt in Ebene [217] zu beobachten war. Dies führt zu einer Abnahme der Versperrung (s. $B_{3|1}$ in Abb. 5.6 (a)) und damit zu einem höheren effektiven Flächenverhältnis des Deswirlers (s. Abb. 5.7 (b)) und des gesamten Diffusionssystems, was sich in einem wachsenden Diffusorwirkungsgrad des Deswirlers niederschlägt (vgl. Abb. 5.7 (b)).

Die Form der Kernströmungsgebiete ist in allen Kanälen sehr ähnlich. Sie konzentrieren sich jeweils in der Ecke zwischen der Druckseite und der Gehäusewand. Von dort nimmt der Totaldruck hin zur Saugseite und zur Nabenwand kontinuierlich ab. Ähnlich der Situation am Diffusoraustritt deuten die Gebiete niedrigen Totaldrucks auch hier auf eine Ablösung hin. Dies wurde auch bereits aufgrund des zum Stufenaustritt flacher verlaufenden statischen Drucks an der Nabe in den einzelnen Deswirler-Kanälen (s. Abb. 5.20) sowie aufgrund des höheren statischen Drucks an der Nabe im Vergleich zum Gehäuse am Stufenaustritt (s. Abb. 5.21) vermutet. Darüber hinaus ist nach Abschnitt 2.2.2.2 zusätzlich an der Saugseite eine erhöhte Ablöseneigung gegeben. Durch die Versperrung des Querschnitts in diesen Bereichen muss die Kernströmung auf den restlichen Kanalquerschnitt ausweichen, was dort zu höheren Machzahlen führt (vgl. Abb. 5.24). Bis auf die Homogenisierung bleibt das Totaldruckfeld am Stufenaustritt über den gesamten Betriebsbereich im Hinblick auf die Form sehr ähnlich. Dies war auch schon für das Totaldruckfeld am Diffusoraustritt beobachtet worden.

Das Totaltemperaturfeld am Stufenaustritt (Abb. 5.23) ist sehr viel homogener über die gesamte Teilung als das Totaldruckfeld. Lediglich im Bereich der Kanäle ④ und ⑤ sind die Totaltemperaturniveaus über den gesamten Betriebsbereich im Vergleich zu den anderen Kanälen leicht erhöht. Dies deutet darauf hin, dass sich das Fluid, an dem durch das Laufrad der größere Teil der Arbeit verrichtet wurde, im Diffusor entlang der Druckseite und dann innerhalb der druckseitigen Ablösung weiterbewegt,

²² In Abbildung 5.24 ist zusätzlich die Kontur für $M_{3|1} = 0,05$ (gestrichelte weiße Linie) als untere Kalibrierengrenze der für die Messungen eingesetzten Dreilochsondenköpfe eingezeichnet. In Abbildung 5.25 ist die Kontur für $\alpha_{3|1} = 90^\circ$ (schwarze gestrichelte Linie) hervorgehoben, um Bereiche einer drallfreien Abströmung zu kennzeichnen.

bevor es in den Deswirler gelangt. Eine plausible Erklärung hierfür liefert die Abströmung des höherenergetischen Fluids des Totwassergebiets aus dem Laufrad. Es neigt aufgrund seines flachen Strömungswinkels im Absolutsystem zu einer druckseitigen Anströmung der Diffusorscheufeln und bewegt sich dann in der Nähe der Druckseite stromab, wo die Deswirler-Kanäle ④ und ⑤ damit beaufschlagt werden.

Das Machzahl-Feld am Stufenaustritt (Abb. 5.24) weist eine große Ähnlichkeit zum Totaldruckfeld auf. Dies gilt sowohl im Hinblick auf die Aufteilung der Gebiete hoher Machzahlen auf die einzelnen Deswirler-Kanäle als auch auf die Form dieser Gebiete in den einzelnen Kanälen. Analog zu den Beobachtungen am Diffusoraustritt in der Ebene [2|7] homogenisiert sich auch hier das Machzahl-Feld durch die Abnahme der Machzahl in den Gebieten hoher Machzahl und eine entsprechende Angleichung an das Niveau des restlichen Strömungsquerschnitts (vgl. Abb. 5.18). Die aufgrund des Totaldruckfeldes lokalisierten Ablösungen, die in den einzelnen Kanälen jeweils in der Ecke zwischen Saugseite und Nabe vorliegen, sind auch im Machzahl-Feld erkennbar. Hier offenbaren sie sich durch Werte unterhalb der Kalibriergrenze der eingesetzten Dreilochsondenköpfe. Analog zu den Beobachtungen im Totaldruckfeld ist das Machzahl-Niveau am Austritt von Kanal ⑤ über den gesamten Betriebsbereich sehr niedrig und größtenteils unterhalb der Kalibriergrenze. Die daraus resultierende Versperrung erklärt den geringen Druckanstieg dieses Kanals (vgl. Abb. 5.20 ⑤). Wie bereits aufgrund der Umfangsverteilung des statischen Drucks (s. Abb. 5.21) zu vermuten war, ist die Machzahl am Gehäuse höher als an der Nabe, was sich durch einen niedrigeren Druck zeigte.

Für den tangentialen Strömungswinkel (s. Abb. 5.25) stellt sich nahezu unabhängig vom Betriebszustand für alle Deswirlerkanäle eine ähnliche Situation ein. In den Ecken zwischen Druckseite und Gehäuse sind Gebiete niedrigen Strömungswinkels anzutreffen, während in den Ecken zwischen Saugseite und Nabe Gebiete hohen Strömungswinkels vorliegen. Mittig dazwischen liegend erstreckt sich von der Ecke zwischen Druckseite und Nabe und der Ecke zwischen Saugseite und Gehäuse diagonal über den Kanalquerschnitt eine Linie, auf der die Abströmung drallfrei erfolgt ($\alpha_{3|1} = 90^\circ$). Die Entwicklung des Betrags des Strömungswinkels quer zu dieser Diagonalen erfolgt in etwa symmetrisch. Die Anordnung der Gebiete hohen und niedrigen Strömungswinkels in den einzelnen Kanälen lässt jeweils auf das Vorhandensein eines Wirbels über den gesamten Kanalquerschnitt schließen, dessen Rotationssinn positiv ist. Er dreht also in dieselbe Richtung wie der gehäusesseitige Halswirbel, dessen Signatur noch im Strömungswinkelfeld am Diffusoraustritt sichtbar war (vgl. Abb. 5.19). Seine Wirbelstärke wird in den Deswirler transportiert, in dessen Kanälen sich aufgrund der Begrenzung in Umfangsrichtung durch die Schaufeln jeweils neue Wirbel mit gleichem Rotationssinn ausbilden. In den einzelnen Deswirlerkanälen fallen die Gebiete niedrigen Strömungswinkels, in denen das Fluid also eine gewisse Minderumlenkung erfährt, mit der jeweiligen Kernströmung des Kanals zusammen. Dass gerade das Fluid der Kernströmung eine Minderumlenkung erfährt ist insofern plausibel, als es aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit bei einer durch eine Schaufel vorgegebenen Umlenkung aufgrund seiner Trägheit weniger stark umgelenkt wird, als Fluid mit geringerer kinetischer Energie.

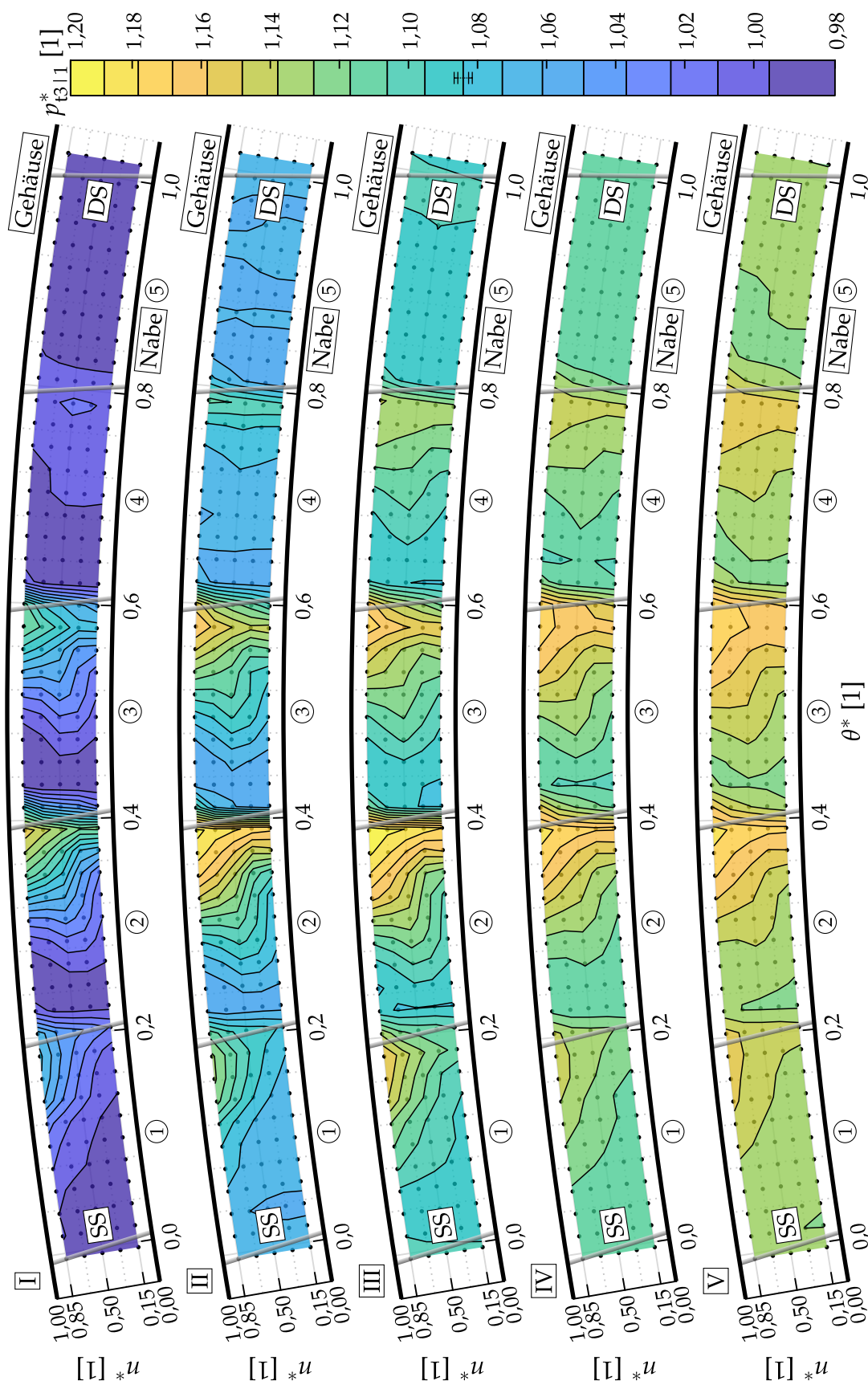


Abbildung 5.22: Kontur des Totaldrucks in der Stufenaustrittsebene [3] [1] in den Betriebspunkten I bis V

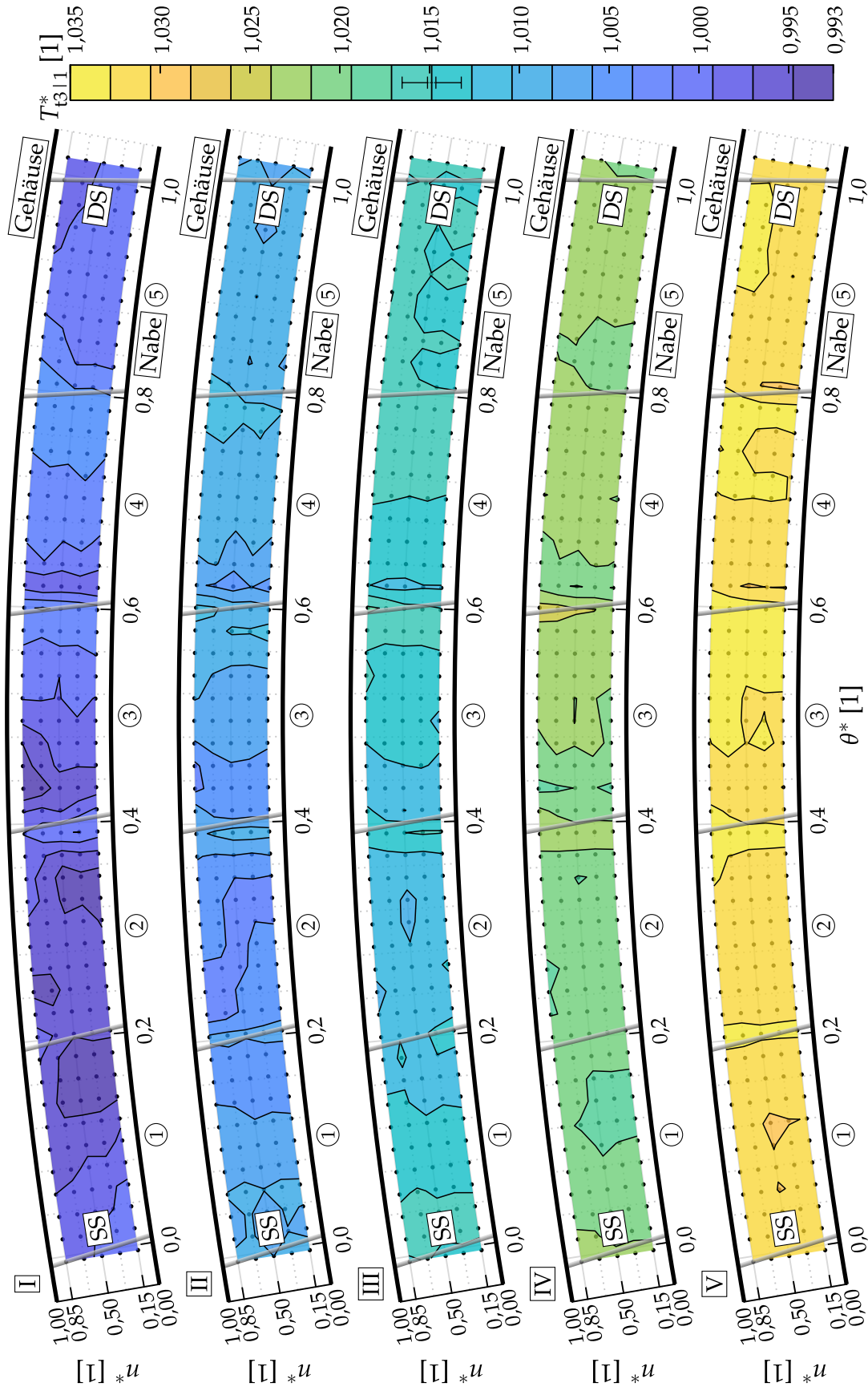


Abbildung 5.23: Kontur der Totaltemperatur in der Stufenaustrittsebene [31] in den Betriebspunkten I bis V

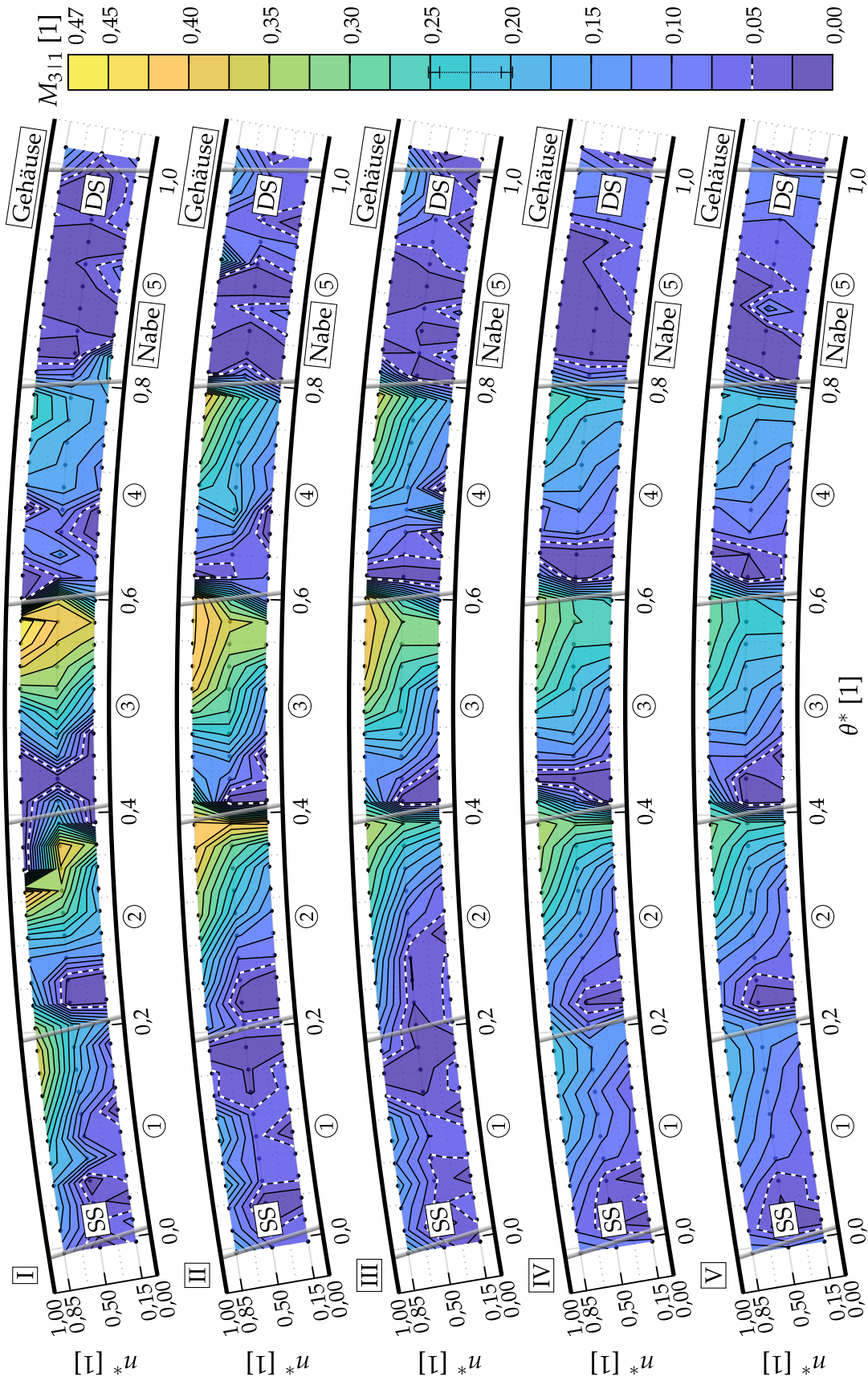


Abbildung 5.24: Kontur der Machzahl in der Stufenaustrittsebene [31] in den Betriebspunkten I bis V

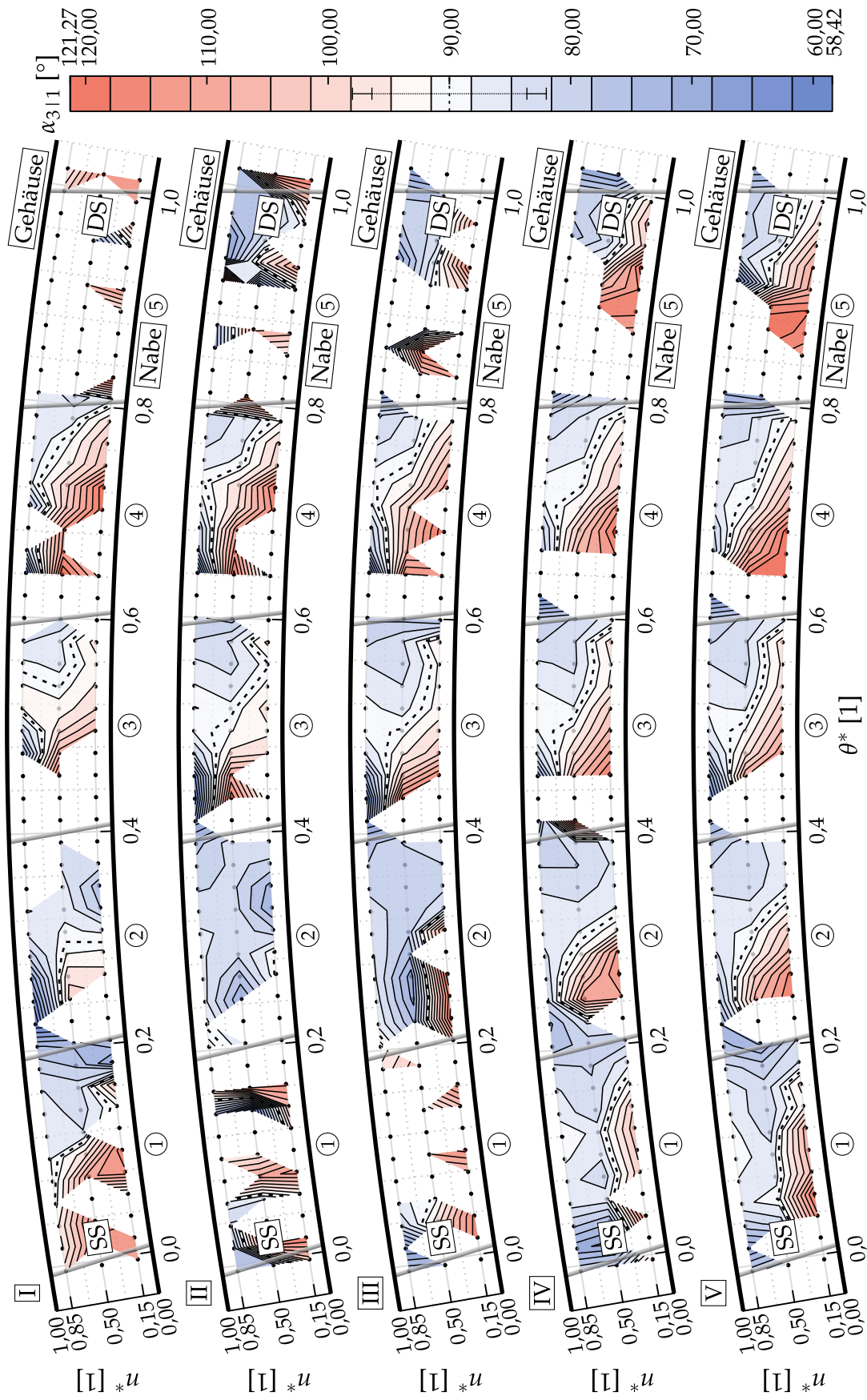


Abbildung 5.25: Kontur des Strömungswinkels in der Stufenaustrittsebene 3|1 in den Betriebspunkten I bis V

5.5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Kapitels wurde die Durchströmung des Diffusionssystems der VANED-Stufe im Detail untersucht. Nachdem zunächst mithilfe eines Verdichterkennfeldes sowie der Verläufe von Totaltemperaturverhältnis und Wirkungsgrad das Betriebsverhalten der Stufe charakterisiert wurde, gewährten statische und Totaldruckcharakteristiken einen umfangreichen Einblick in den Druckaufbau und das Verlustverhalten der einzelnen geometrischen Bereiche des Diffusionssystems. Es konnte gezeigt werden, dass der statische Druckaufbau im Eintrittsbereich des Diffusors mit steigender Androsselung zunimmt. Ursache hierfür sind ein zunehmendes Flächenverhältnis als Resultat der flacher werdenden Anströmung sowie eine Zunahme der Machzahl. Im Diffusorkanal hingegen nimmt der statische Druckaufbau mit steigender Androsselung ab, da die Machzahl an seinem Eintritt sinkt. Der Deswirler leidet unter einer schlechten Anpassung an die Abströmung des Diffusors und der resultierenden saugseitigen Inzidenz. Er trägt daher kaum zum statischen Druckaufbau bei, während die verbleibende kinetische Energie durch Sekundärströmungen dissipiert wird.

Druckverläufe und -konturen im Diffusorkanal offenbaren einen vom Betriebszustand unabhängigen stagnierenden Druckaufbau an der Druckseite der Diffusorschaukeln im hinteren Kanalbereich. Dies deutet auf eine dortige Ablösung hin, welche durch einen möglicherweise vorhandenen Halswirbel im Diffusorkanal hervorgerufen worden sein könnte. Schon am Diffusoreintritt konzentriert sich die Kernströmung auf der Saugseite der Diffusorschaukeln. Die weniger energetische Strömung nahe der Druckseite begünstigt eine Ablösung. Die Existenz eines Halswirbels konnte durch eine von ihm hervorgerufene Verformung des Kernströmungsgebietes zwischen der Pitot-Ebene und dem Diffusoraustritt plausibel erklärt werden. Konturen des Totaldrucks und des Strömungswinkels in diesen Ebenen liefern entsprechende Hinweise.

Die Ablösung im Diffusorkanal resultiert in einer signifikanten Versperrung und einer Abnahme des effektiven Flächenverhältnisses, wodurch der statische Druckaufbau deutlich reduziert wird. Weiterhin führt die Ablösung zu einer inhomogenen Diffusorabströmung. Gepaart mit der saugseitigen Inzidenz zur Deswirlerbeschaufelung führt die relativ hohe Machzahl der Kernströmung in einem Teil der Deswirlerkanäle im Eintrittsbereich zu einem starken Absinken des statischen Drucks. Der verbleibende Teil der Deswirlerkanäle wird mit dem abgelösten Fluid nahe der Diffusordruckseite beaufschlagt. Aufgrund dieser Umstände kommt es im Deswirler zu einer Bildung starker Sekundärströmungen, die sich in an verschiedenen Stellen stagnierenden Druckverläufen äußern. In der Folge trägt der Deswirler lediglich 1 – 3 % zum statischen Druckaufbau des Diffusionssystems bei.

Im Hinblick auf die Zielsetzung dieser Arbeit lässt sich festhalten, dass es durch das in Kapitel 4 vorgestellte messtechnische Konzept gelungen ist, das Betriebsverhalten der VANED-Stufe und ihrer einzelnen Komponenten zu charakterisieren. Ebenso ermöglichte es die Identifikation der für das Betriebsverhalten maßgeblichen Mechanismen, wie z. B. des Halswirbels.

6 Vergleich der *VANED*- und der *TANDEM*-Stufe

In diesem Kapitel werden die *VANED*- und die *TANDEM*-Stufe auf Grundlage des Betriebsverhaltens der jeweiligen Gesamtstufe und der einzelnen Stufenkomponenten sowie auf Basis des Druckaufbaus im Laufrad und im Diffusionssystem verglichen. Dabei werden die in Abschnitt 4.4.3 vorgestellten Betriebspunktpaare $\text{II}_{\text{VND}} \& \text{II}_{\text{TND}}$ und $\text{III}_{\text{VND}} \& \text{IV}_{\text{TND}}$ zum Vergleich herangezogen. Das Ziel dieses Kapitels ist die Bewertung, inwiefern das Auslegungsziel der VND-Stufe hinsichtlich eines gleichbleibend hohen Druckaufbaus bei größerer Breite des Betriebsbereichs im Vergleich zur TND-Stufe erreicht werden konnte.

6.1 Betriebsverhalten der Stufen

Die Verdichter kennfelder der VND- und der TND-Stufe sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Allgemein verlaufen die Drehzahlkurven der TND-Stufe im entsperrten Bereich flacher als die der VND-Stufe. D. h. mit zunehmender Androsselung steigt das Druckverhältnis der TND-Stufe weniger stark an. Bei der VND-Stufe nimmt die Steigung der Drehzahlkurven im entsperrten Bereich mit zunehmender Drosselung erst allmählich ab. Das Druckverhältnis wächst also zunächst noch stark an, dann aber kontinuierlich schwächer.

Das Kennfeld der TND-Stufe ist im Hinblick auf den Durchsatz wesentlich schmaler als das der VND-Stufe. So ist ihr Sperrgrenzmassenstrom bei 100 % reduzierter Drehzahl um $-2,7\%$ kleiner als der der VND-Stufe ($-2,8\%$ bezogen auf I_{VND}). Der Pumpgrenzmassenstrom hingegen ist bei 95 % reduzierter Drehzahl¹ um $13,0\%$ größer ($8,5\%$ bezogen auf I_{VND}). Insgesamt ist die Kennfeldbreite der TND-Stufe gegenüber der VND-Stufe bei 95 % reduzierter Drehzahl bezogen auf die Differenz der Massenströme von Sperr- und Pumpgrenze um $40,0\%$ reduziert².

Die TND-Stufe erreicht bei gleicher Drehzahl höhere Druckverhältnisse als die VND-Stufe. So ist das total-zu-statische Stufendruckverhältnis im Betriebspunkt des höchsten Wirkungsgrades der TND-Stufe um $4,76\%$ höher als der entsprechende Wert der VND-Stufe ($5,3\%$ bezogen auf I_{VND}).

¹ Wie in Abschnitt 4.4.2 erwähnt wurde, wurde die Lage der Pumpgrenze bis maximal 95 % der reduzierten Drehzahl erfasst.

² $(\Delta \dot{m})_{\text{rel}} = 1 - \frac{\dot{m}_{\text{PG,TND}} - \dot{m}_{\text{SG,TND}}}{\dot{m}_{\text{PG,VND}} - \dot{m}_{\text{SG,VND}}}$

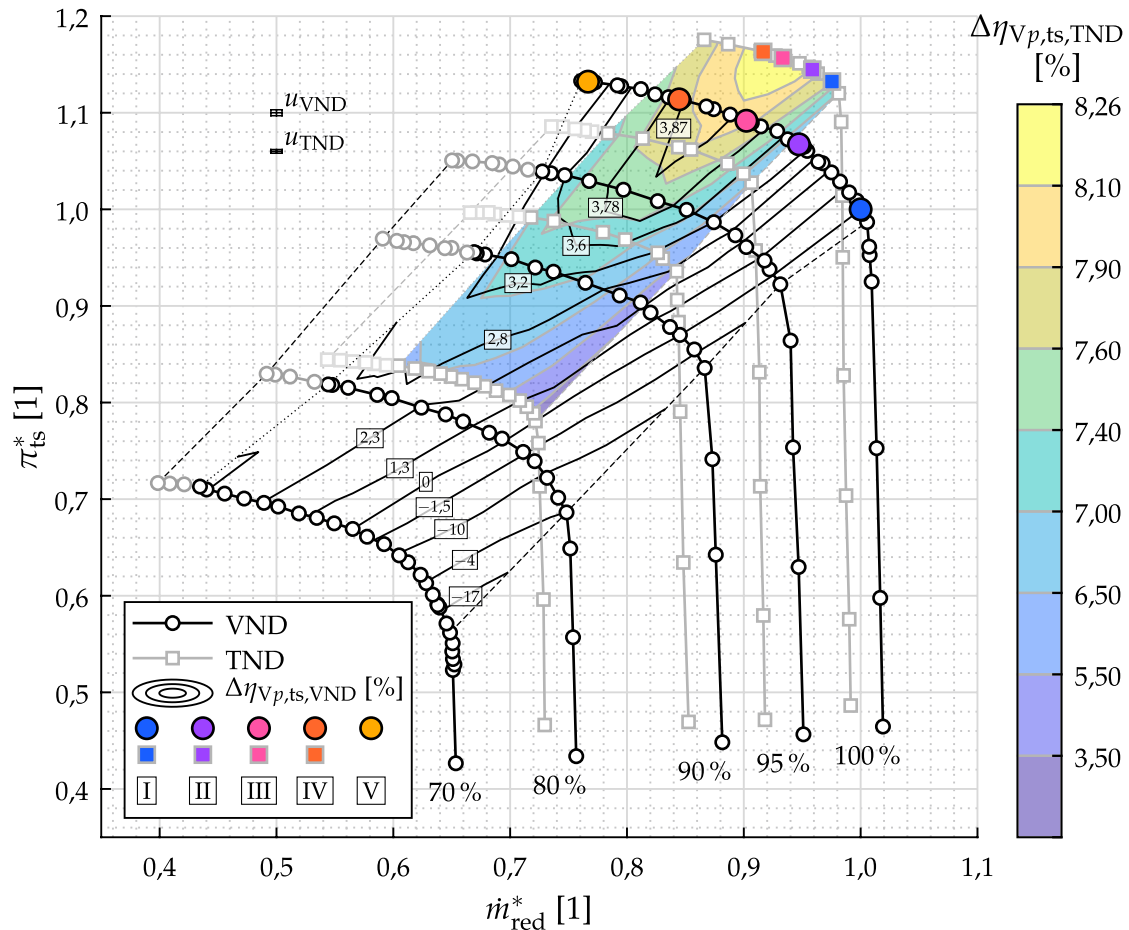


Abbildung 6.1: Verdichter-kennfelder der VND-Stufe und der TND-Stufe im Vergleich

Die beobachteten Unterschiede zwischen der VND-Stufe und der TND-Stufe entsprechen den Erwartungen aufgrund der theoretischen Ausführungen zum Einfluss der Diffusorbaufbauform auf das Verdichter-kennfeld in Abschnitt 2.3 und aufgrund des Geometrievergleichs der beiden Diffusionssysteme in Abschnitt 4.1.2.3.

Der TND-Diffusor weist mit seiner doppelt so großen Schaufel- bzw. Kanalanzahl im Vergleich zum VND-Diffusor eine größere Solidität bzw. ein geringeres Teilungsverhältnis auf. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.3.2 führt dies bei der TND-Stufe aufgrund einer kleineren Querschnittsfläche des Diffusorhalses zum beobachteten kleineren Sperrgrenzmassenstrom. Darüber hinaus unterstützt die bessere Führung der Strömung aufgrund des geringeren Teilungsverhältnisses den Druckaufbau, indem sie der Bildung von Sekundärströmungen, insbesondere des Halswirbels, entgegenwirkt. Insofern wird der Druckaufbau der VND-Stufe durch die geringere Solidität in höherem Maße durch den Halswirbel beeinträchtigt als bei der TND-Stufe. Auch die flachere Staffelung des TND-Diffusors führt gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.3.3 zu einem kleineren Sperrgrenzmassenstrom im Vergleich zum VND-Diffusor. Das höhere Druckverhältnis der TND-Stufe im Vergleich zur VND-Stufe ist

eine direkte Konsequenz des größeren Flächenverhältnisses des Diffusionssystems (15 % größer; vgl. Abb. 4.9 (b)).

Es bleibt festzuhalten, dass mit der VND-Stufe und ihrem aerodynamisch profilierten Diffusor das Ziel der Verbreiterung des Verdichterwirkfeldes erreicht werden konnte, während das Ziel des im Vergleich zur TND-Stufe gleichbleibenden Druckverhältnisses nicht erreicht werden konnte.

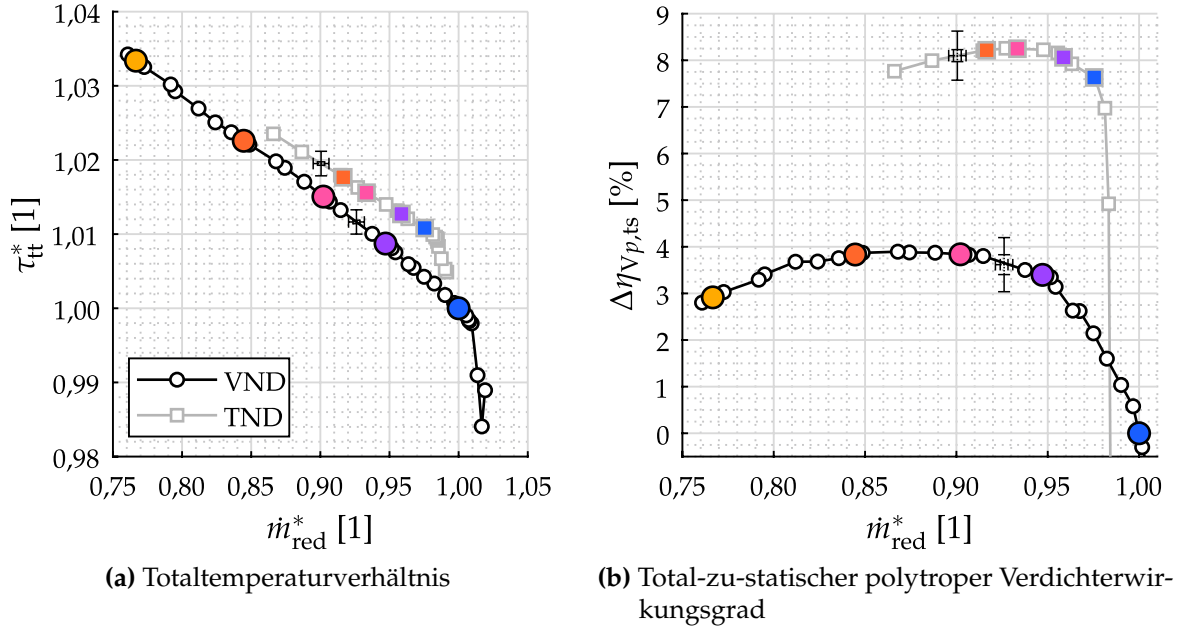


Abbildung 6.2: Vergleich des Totaltemperaturverhältnisses und des total-zu-statischen polytropen Verdichterwirkungsgrads der VND-Stufe und der TND-Stufe bei jeweils 100 % reduzierter Drehzahl

Abbildung 6.2 (a) zeigt das Totaltemperaturverhältnis über dem reduzierten Massenstrom bei 100 % reduzierter Drehzahl jeweils für die VND-Stufe und die TND-Stufe. In der TND-Konfiguration verrichtet das Laufrad am Fluid offenbar mehr Arbeit, was in einem flacheren Verlauf der Charakteristik (vgl. Abb. 2.3 (b)) und dementsprechend größeren Werten des Totaltemperaturverhältnisses bei gleichem reduzierten Massenstrom zum Ausdruck kommt³. Gemäß Gleichung (A.16) könnte dies auf einen kleineren relativen Strömungswinkel in der Laufradabströmung in der TND-Konfiguration hindeuten. Dies wiederum kann nur auf Unterschiede in der Interaktion der Strömung im Laufradaustrittsbereich mit dem stromab liegenden Diffusor zurückzuführen sein. Das Potenzialfeld der Diffusorschaukeln stellt im Relativsystem des Laufrads eine instationäre Störung der Strömung im Austrittsbereich

³ Schmidt [45] konnte unterschiedliche Totaltemperaturverhältnis-Charakteristiken für verschiedene Stufenkonfigurationen mit ein und demselben Röhrendiffusor (TRU, SNG, TND, vgl. Abb. 3.1) beobachten. Allerdings übersteigt der Unterschied im Hinblick auf die Totaltemperaturverhältnis-Charakteristik zwischen der VND- und der TND-Konfiguration die Unterschiede zwischen den einzelnen Röhrendiffusor-Konfigurationen um ein Vielfaches.

dar. Diese Störung hat eine homogenisierende Wirkung und führt zu einer Ausmischung der gradientenbehafteten Strahl-Totwasser-Struktur und in der Folge auch zu einer Reduktion der Minderumlenkung bzw. des relativen Laufradabströmwinkels. Schwarz [47] analysiert in diesem Zusammenhang durch instationäre numerische Untersuchungen den Effekt der Wechselwirkung zwischen dem Potenzialfeld der Diffusorvorderkanten und der Spaltströmung über dem Laufradspitzenspalt auf die Arbeitszufuhr des Laufrads. Ziegler [62] führt unter anderem Untersuchungen zum Radialspalt zwischen Laufradaustritt und Diffusoreintritt durch und stellt fest, dass näher am Laufradaustritt liegende Diffusorscheufeln durch eine erhöhte Störungsamplitude die Ausmischung der Strahl-Totwasser-Struktur verstärken. Im Hinblick auf den Vergleich zwischen dem Röhrendiffusor der TND-Konfiguration und dem VND-Diffusor kann diese Beobachtung nicht direkt übertragen werden. Während die doppelt so hohe Schaufelanzahl des Röhrendiffusors zwar die Frequenz der instationären Störung verdoppelt, so führen die dicken Vorderkanten des VND-Diffusors zu vergleichsweise höheren Störungsamplituden⁴. Daher kann an dieser Stelle nur vermutet werden, dass die Erhöhung der Frequenz bei TND gegenüber der geringeren Amplitude dominiert und somit zu einer erhöhten Ausmischung der Strahl-Totwasser-Struktur im Vergleich zu VND führt. Dies würde bei TND letztendlich zu einer geringeren Minderumlenkung des Laufrads führen und in der beobachteten erhöhten Arbeitszufuhr resultieren.

Ein weiterer Mechanismus, der eine Erhöhung der Totaltemperatur erklären könnte, ohne dass dies in Gleichung (2.28) reflektiert wäre, ist der erneute Arbeitseintrag in das Fluid, welches aufgrund von Ablösungen und Rückströmungen am Diffusoreintritt in das Laufrad zurückgelangt. Für diesen Mechanismus kann auf Basis der für diese Arbeit vorliegenden experimentellen Daten kein Beweis erbracht werden. Dennoch ist die Annahme plausibel, dass dieses Phänomen eher im Röhrendiffusor der TND-Konfiguration als im VND-Diffusor auftreten würde, da der meridionale Flächenverlauf des schaufellosen Bereichs am Diffusoreintritt beim Röhrendiffusor wesentlich progressiver ist als beim VND-Diffusor (vgl. Abb. 4.7 (a), 4.8 (a) und 4.9 (b)). Dies würde gehäusesseitige Ablösungen und entsprechende Rückströmungen am Eintritt des Röhrendiffusors der TND-Konfiguration begünstigen. Im VND-Diffusor gibt es eine gehäusesseitige Einschnürung (*pinch*) der Kanalhöhe, um diesem Effekt entgegenzuwirken und dortige Ablösungen zu verhindern (s. Abb. 4.7 (a)).

Abbildung 6.2 (b) zeigt den total-zu-statischen polytropen Verdichterwirkungsgrad für die VND- und die TND-Stufe jeweils bei 100 % reduzierter Drehzahl. Die großen Unterschiede im Druckverhältnis beider Konfigurationen (vgl. Abb. 6.1) führen in Verbindung mit den vergleichsweise geringen Unterschieden im Totaltemperaturverhältnis (vgl. Abb. 6.2 (a)) zu dem beobachteten großen Unterschied im Wirkungsgrad. Die TND-Stufe weist über den gesamten entsperrten Betriebsbereich um 3,5–4 %-Punkte höhere Wirkungsgrade als die VND-Stufe auf. Im jeweiligen Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades beträgt der Unterschied 4,37 %-Punkte.

⁴ Die Verdopplung der Frequenz sowie die Abnahme der Amplitude der instationären Störung durch Rotor-Stator-Interaktion bei der TND-Konfiguration gegenüber der VND-Konfiguration lassen sich anschaulich anhand der Umfangsdruckverteilung am Laufradgehäuse in der Ebene [19] in Abbildung 6.8 nachvollziehen.

6.2 Betriebsverhalten der Stufenkomponenten

Abbildung 6.3 zeigt die Kennfelder der normierten statischen Drücke und Totaldrücke in den einzelnen Ebenen des VND- und des TND-Diffusionssystems bei 100 % reduzierter Drehzahl. Am Diffusoreintritt $[2|1]$ liegen sowohl der statische Druck als

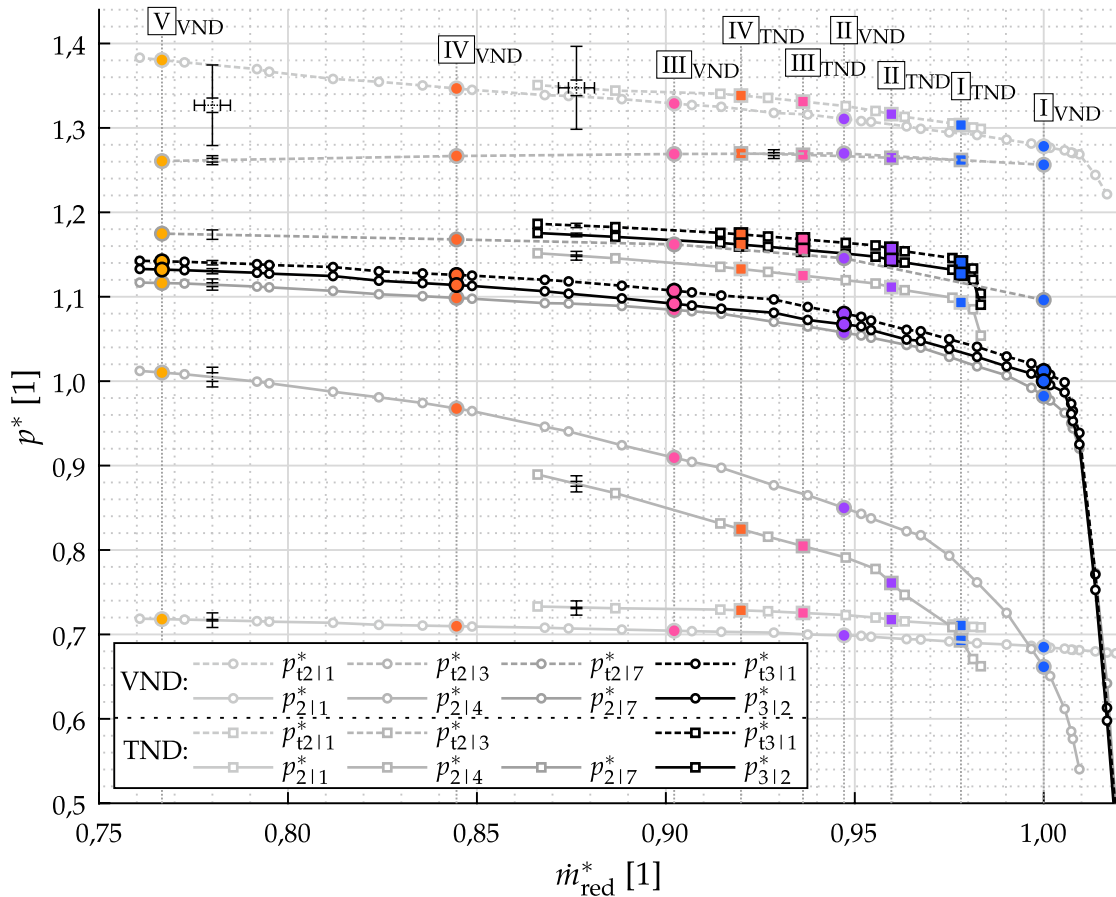


Abbildung 6.3: Kennfeldvergleich der normierten statischen und Totaldrücke in den Ebenen der Diffusionssysteme der VND-Stufe und der TND-Stufe bei jeweils 100 % reduzierter Drehzahl

auch der Totaldruck im Röhrendiffusor leicht oberhalb der entsprechenden Drücke im VND-Diffusor. Während der höhere Totaldruck am Eintritt des Röhrendiffusors durch den erhöhten Arbeitseintrag des Laufrads zu erklären ist, ist der höhere statische Druck eine Konsequenz des progressiveren Flächenverlaufs des Röhrendiffusors im Eintrittsbereich. Bis zur Pitot-Ebene $[2|3]$ nimmt der Totaldruck in beiden Diffusoren auf das gleiche Niveau ab. Der Diffusoreintrittsbereich des Röhrendiffusors generiert demnach einen etwas höheren Totaldruckverlust. Der statische Druck im Diffusorhals $[2|4]$ liegt im Röhrendiffusor noch weit unterhalb des entsprechenden Drucks im VND-Diffusor. Eine mögliche Erklärung für den im Vergleich zum VND-Diffusor geringen statischen Druckaufbau im Eintrittsbereich des Röhrendiffusors ist die flache Staffelung der Diffusorröhren (vgl. Abb. 4.9 (a)). Bei der über den ge-

samten Betriebsbereich vorherrschenden negativen Inzidenz wird die Strömung bei gleichzeitiger Zunahme des Radius auf einen relativ flachen Winkel umgelenkt. In der Folge nimmt die durchströmte Fläche gemäß Gleichung (2.41) nicht in dem Maße zu, wie dies bei alleiniger Zunahme des Radius der Fall wäre, wodurch letztendlich der statische Druckaufbau geringer ausfällt. Bis zu seinem Austritt [217] erreicht der Röhrendiffusor jedoch bereits höhere statische Drücke als die gesamte VND-Stufe an ihrem Austritt. Dies ist zum einen auf den wesentlich progressiveren Flächenverlauf des Röhrendiffusors im Vergleich zum VND-Diffusor zurückzuführen (vgl. Abb. 4.9 (b)). Zum anderen führt der Halswirbel im VND-Diffusor und die damit einhergehende Versperrung zu einem reduzierten effektiven Flächenverhältnis des Diffusors, welches wiederum in einem deutlich reduzierten statischen Druckaufbau resultiert. Bis zum Austritt der TND-Stufe [312] übersteigt ihr statischer Druck noch das Totaldruckniveau am Austritt des VND-Diffusors. Der VND-Diffusor erreicht bis zu seinem Austritt im Mittel gerade einmal rund 75 % des statischen Druckniveaus am Austritt des Röhrendiffusors. Die Totaldruckniveaus am Austritt beider Diffusionssysteme [311] liegen etwa im gleichen Abstand über ihren entsprechenden statischen Drücken. Der dynamische Druck weist dort dementsprechend ein ähnliches Niveau auf (vgl. Abb. 6.6 (b)).

Abbildung 6.4 zeigt den statischen Druckaufbau und den Totaldruckverlust der einzelnen Stufenkomponenten der VND- und der TND-Stufe für die beiden Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND} .

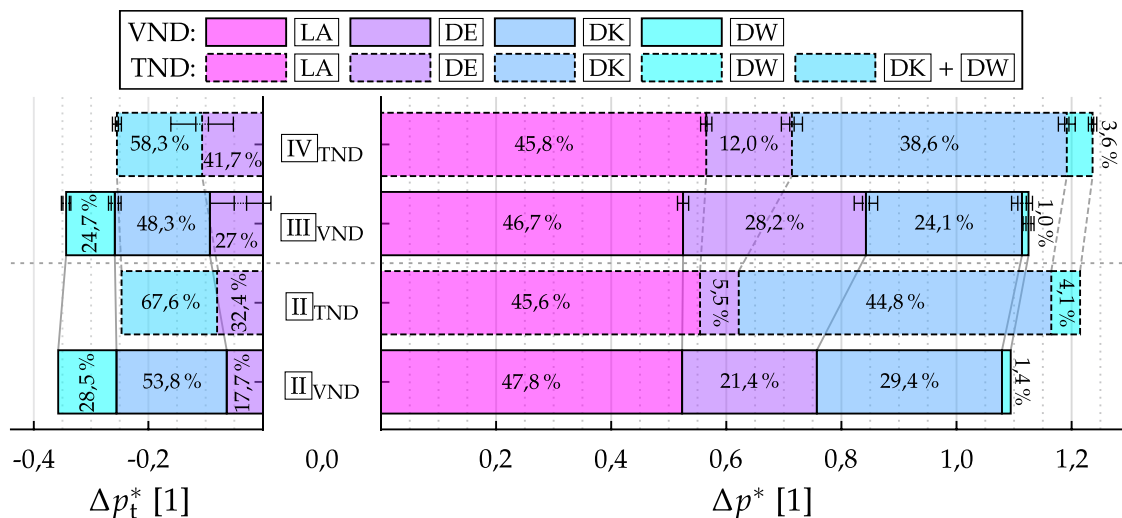


Abbildung 6.4: Vergleich des anteiligen statischen Druckaufbaus und des anteiligen Totaldruckverlusts der einzelnen Stufenkomponenten der VND-Stufe und der TND-Stufe für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND} (Prozentuale Angaben beziehen sich auf die Gesamtbreite der jeweiligen Balken.)

In der TND-Konfiguration weist das Laufrad [LA] einen etwas größeren statischen Druckaufbau auf als in der VND-Konfiguration. Wie bereits erwähnt wurde, ist dies

auf den progressiveren Flächenverlauf am Eintritt des Röhrendiffusors zurückzuführen. Der größere statische Druckaufbau im Eintrittsbereich $\boxed{\text{DE}}$ des VND-Diffusors im Vergleich zum Röhrendiffusor wird hier noch einmal eindrücklich vor Augen geführt. Er ist in den beiden verglichenen Betriebspunkten mehr als doppelt so hoch. In beiden Diffusionssystemen steigt er mit zunehmender Androsselung an. Der Totaldruckverlust liegt für die Eintrittsbereiche beider Diffusoren auf einem ähnlichen Niveau. Im Diffusorkanal $\boxed{\text{DK}}$ kehren sich die Verhältnisse zwischen den beiden Diffusoren im Hinblick auf den statischen Druckaufbau um. Hier erreicht der Röhrendiffusor aufgrund seines progressiveren Flächenverlaufs annähernd doppelt so hohe Werte wie der VND-Diffusor. Dieser wird im Kanalbereich hingegen am stärksten durch den Halswirbel beeinträchtigt. Für beide Diffusionssysteme sinkt der statische Druckaufbau des Diffusorkanals mit zunehmender Androsselung. Im Kanalbereich des VND-Diffusors wird durch die Wirkung des Halswirbels ein großer Totaldruckverlust generiert. Dieser übersteigt den Totaldruckverlust des Röhrendiffusorkanals einschließlich des TND-Deswirlers. Während der VND-Deswirler keinen signifikanten Beitrag zum statischen Druckaufbau des Diffusionssystems leistet, generiert er doch im jeweiligen Betriebspunkt in etwa ein Viertel des Totaldruckverlustes. Der TND-Deswirler hingegen führt zu einem merklichen Anstieg des statischen Drucks von rund 4 % im jeweiligen Betriebspunkt.

Abbildung 6.5 (a) zeigt die Entwicklung der Versperrung im VND- und im TND-Diffusionssystem bei 100 % reduzierter Drehzahl.

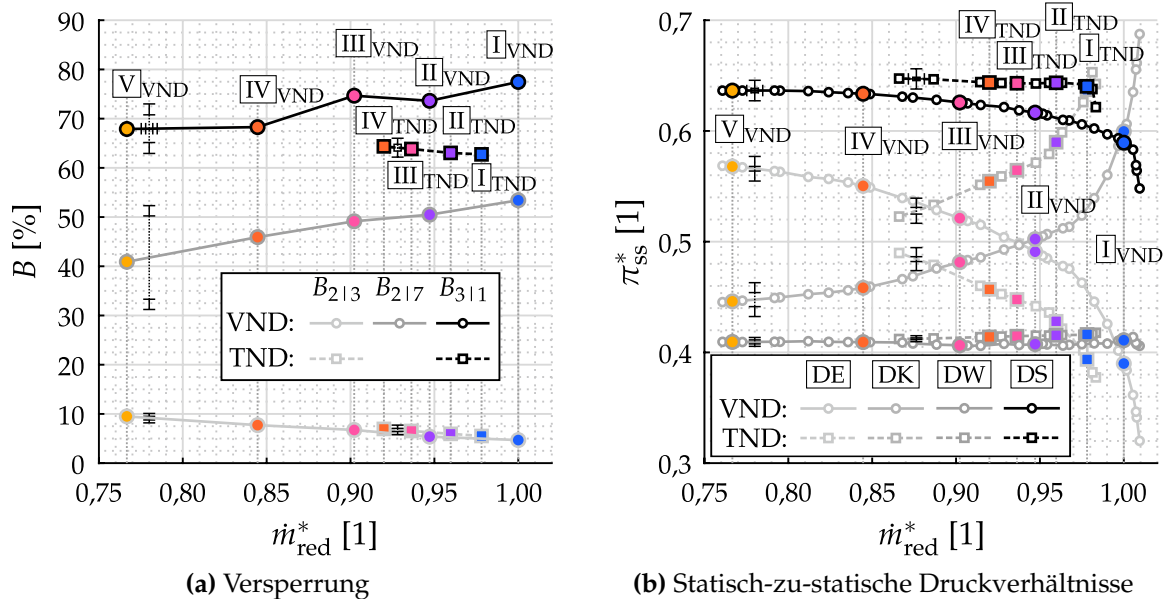


Abbildung 6.5: Vergleich der Entwicklung der Versperrung und der statischen Druckverhältnisse in den Diffusionssystemen der VND-Stufe und der TND-Stufe bei jeweils 100 % reduzierter Drehzahl

Die Versperrung in der Pitot-Ebene $\boxed{2|3}$ weist in beiden Diffusoren ein vergleichbares Niveau im Bereich von 5–10 % auf. Bis zur Stufenaustrittsebene $\boxed{3|1}$ steigt die

Versperrung im TND-Diffusionssystem mit 62 – 65 % nicht auf das gleiche Niveau wie beim VND-Diffusionssystem mit 77 – 87 %. Die Tatsache, dass am Austritt des TND-Diffusionssystems trotz der größeren Verzögerung eine kleinere Versperrung als am Austritt des VND-Diffusionssystems vorliegt, führt den überproportional großen Beitrag der Sekundärströmungen, insbesondere des Halswirbels, zur Versperrung im VND-Diffusionssystem vor Augen⁵.

Abbildung 6.5 (b) zeigt die statischen Druckverhältnisse der einzelnen Stufenkomponenten des VND- und des TND-Diffusionssystems bei 100 % reduzierter Drehzahl. Das statische Druckverhältnis des Eintrittsbereichs [DE] liegt für den Röhrendiffusor über den gesamten Betriebsbereich unterhalb dem des VND-Diffusors. Dennoch sind sich beide Verläufe qualitativ sehr ähnlich. Ihr degressiver Anstieg mit zunehmender Androsselung ist, wie bereits in Abschnitt 5.2 erläutert wurde, auf die steigende Diffusion und die damit einhergehende Zunahme der Versperrung und Verringerung des effektiven Flächenverhältnisses zurückzuführen. Für den Diffusorkanal [DK] ist die Situation umgekehrt. Das statische Druckverhältnis liegt hier für den Röhrendiffusor über dem des VND-Diffusors. Aber auch hier sind die Verläufe qualitativ ähnlich. Ihr regressives Absinken mit zunehmender Androsselung ist Ausdruck eines steigenden effektiven Flächenverhältnisses bzw. Diffusorwirkungsgrades, die aus einer sinkenden Diffusion resultieren (vgl. Abschnitt 5.2). Die Verläufe der statischen Druckverhältnisse des Deswirlers [DW] weisen sowohl für die VND-Stufe als auch für die TND-Stufe sehr niedrige Werte auf, wobei der des TND-Deswirlers leicht oberhalb dem des VND-Deswirlers liegt. Über den Betriebsbereich erfahren die statischen Druckverhältnisse beider Deswirler keine signifikanten Änderungen. Das statische Druckverhältnis des ganzen Diffusionssystems [DS] ist in der TND-Konfiguration über den gesamten Betriebsbereich größer als das der VND-Konfiguration. Ausschlaggebend hierfür ist der Diffusorkanal des Röhrendiffusors. Die größere Anzahl seiner Strömungskanäle und die damit verbundene bessere Strömungsführung wirken Sekundärströmungen wie dem Halswirbel entgegen. Im VND-Diffusor hingegen führt die Versperrung aufgrund des Halswirbels zu einem entsprechend niedrigen statischen Druckaufbau.

Abbildung 6.6 (a) zeigt die Diffusionscharakteristiken des Diffusorkanals inklusive des Deswirlers für das VND- und das TND-Diffusionssystem für die Betriebspunktpaare [II]_{VND} & [II]_{TND} sowie [III]_{VND} & [IV]_{TND}.

Wie auch schon der Totaldruck und die Versperrung verläuft auch die Machzahl in der Pitot-Ebene [2|3] bei TND auf demselben Niveau wie bei VND im Bereich 0,85 – 0,95. Das effektive Flächenverhältnis von der Pitot-Ebene [2|3] bis zur Stufenaustrittsebene [3|1] ist mit 2,5 – 2,6 im TND-Diffusionssystem wesentlich größer als im VND-Diffusionssystem 1,5 – 1,6. Dies kommt unmittelbar im höheren statischen

⁵ Die mit zunehmender Androsselung ansteigende Versperrung am Austritt des TND-Diffusionssystems ist angesichts der gleichzeitig sinkenden Diffusion des Diffusorkanals und des darauf folgenden Deswirlers etwas verwunderlich. Eine mögliche Erklärung dafür ist die geringe räumliche Auflösung der Totaldruck- und Totaltemperaturmessdaten. Der Verlauf der Versperrung am Austritt des TND-Deswirlers sollte daher nur als Anhaltspunkt für dessen Größenordnung betrachtet werden.

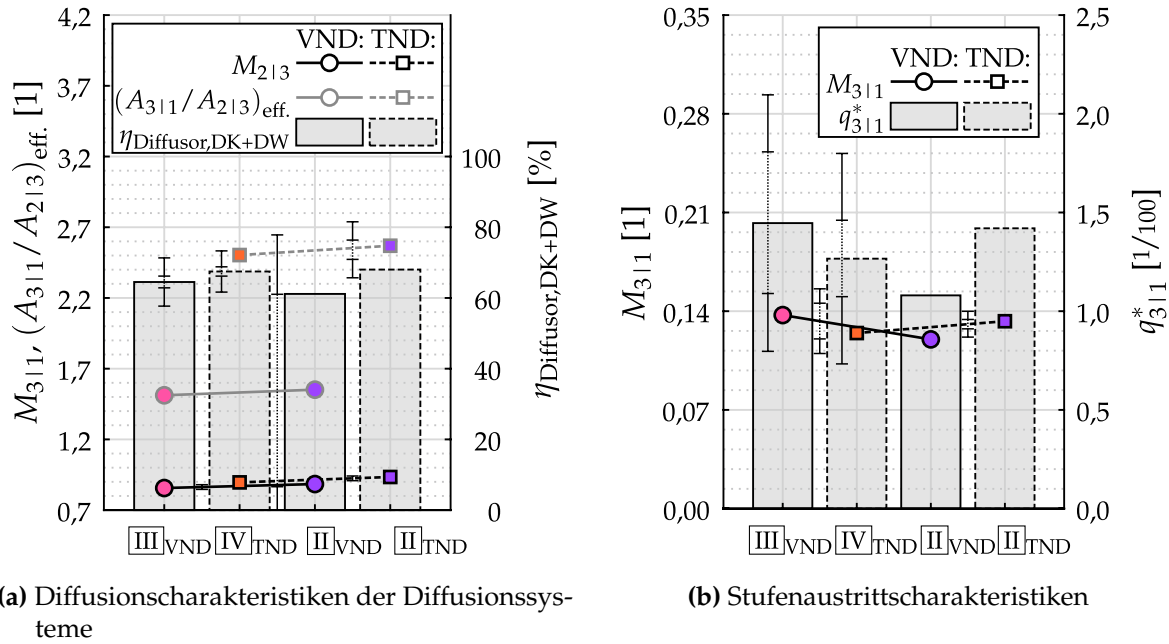


Abbildung 6.6: Vergleich der Diffusionscharakteristiken beider Diffusionssysteme und Stufenaustrittscharakteristiken (Machzahl und dynamischer Druck) der VND-Stufe und der TND-Stufe für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND}

Druckaufbau der TND-Stufe zum Ausdruck. Aufgrund der Tatsache, dass im TND-Diffusionssystem Sekundärströmungen den statischen Druckaufbau weniger stark beeinträchtigen, fällt hier auch der Diffusorwirkungsgrad höher aus.

In Abbildung 6.6 (b) sind die Machzahl und der dynamische Druck am Austritt der VND- und der TND-Stufe für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND} dargestellt. Die VND- und die TND-Stufe weisen an ihrem jeweiligen Austritt ein ähnliches Machzahl-Niveau von 0,11 – 0,14 auf. Folglich weist keine der beiden Stufen gegenüber der jeweils anderen an ihrem Austritt noch ein höheres verbleibendes Potenzial für eine weitere Diffusion auf. Der dynamische Druck am Stufenaustritt ist für beide Stufen von ähnlicher Größenordnung und keiner eindeutigen Tendenz unterworfen.

6.3 Laufraddurchströmung

In diesem Abschnitt wird die Durchströmung des Laufrads der Verdichterstufe jeweils in der VND- und in der TND-Konfiguration untersucht. Dafür werden der statische Druckaufbau entlang des Gehäuses und der Umfangsverlauf des statischen Drucks am Laufradgehäuse nahe des Austritts untersucht und verglichen.

6.3.1 Druckaufbau

In Abbildung 6.7 ist der Verlauf des statischen Drucks entlang des Laufradgehäuses für die VND- und die TND-Konfiguration für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} , III_{VND} & IV_{TND} sowie jeweils jenseits der Sperrgrenze dargestellt⁶. Der statische

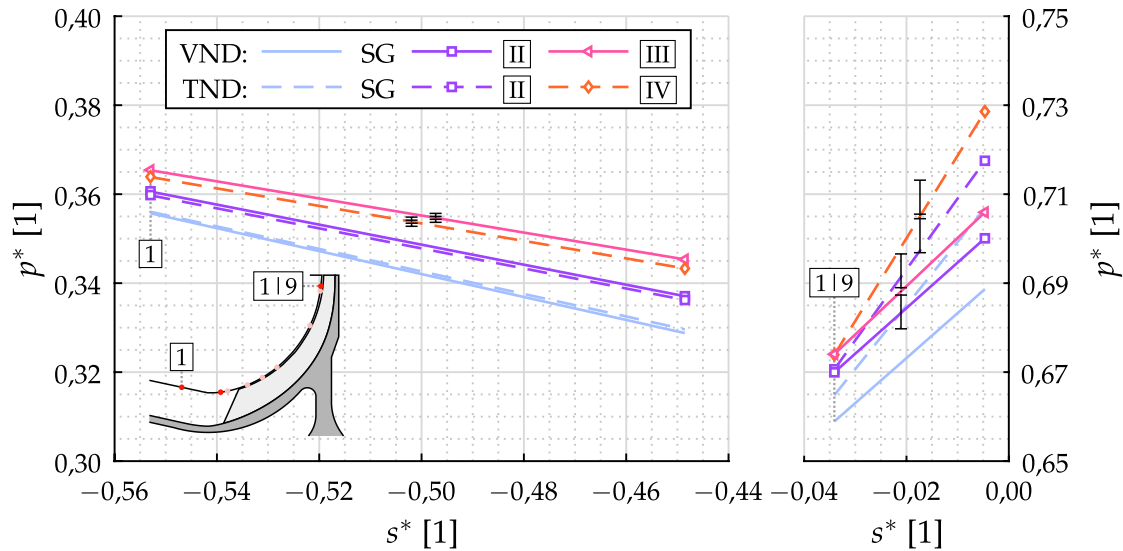


Abbildung 6.7: Vergleich des statischen Druckaufbaus entlang des Laufradgehäuses weit jenseits der Sperrgrenze (SG_{VND} & SG_{TND}) und für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND}

Druckverlauf im Eintrittsbereich des Laufrads ist in beiden Konfigurationen sehr ähnlich. Unterschiede in den verglichenen Betriebspunkten resultieren lediglich aus den abweichenden Massenströmen zwischen den verglichenen Betriebspunkten. Abgesehen davon nimmt der statische Druck entsprechend der Verringerung der durchströmten Fläche auf kleinerem Radius und entsprechend der Beschleunigung der Strömung in Umfangsrichtung durch die Stromaufwirkung der rotierenden Vorderkanten der Laufradschaufeln und der rotierenden Nabe ab. In der Ebene 119 liegen die statischen Drücke für die verglichenen Betriebspunkte beinahe exakt aufeinander. Erst zum Austritt des Laufrads hin übersteigt der statische Druck in der TND-Konfiguration den in der VND-Konfiguration. Der Grund hierfür ist mit großer Wahrscheinlichkeit der progressivere Flächenverlauf im schaufellosen Raum zwischen dem Laufrad und dem Röhrendiffusor durch die größere Kanalhöhe (vgl. Abb. 4.8 (a)).

⁶ In der TND-Konfiguration wurden Messungen mit einer reduzierten Anzahl von Messstellen durchgeführt. Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen VND und TND sind nur Daten der Messstellen dargestellt, die für beide Konfigurationen vorliegen. Aus diesem Grund ist das Diagramm bzgl. der Stromlinienkoordinate entlang der Abszisse zweigeteilt und die beiden resultierenden Ordinatenabschnitte sind so skaliert, dass sie den vorhandenen Platz bestmöglich ausnutzen.

6.3.2 Laufradaustritt

In Abbildung 6.8 ist die Umfangsverteilung des statischen Drucks am Gehäuse des Laufrads kurz vor dessen Austritt in der Ebene $\boxed{1|9}$ für die Betriebspunktpaare $\boxed{\text{II}}_{\text{VND}}$ & $\boxed{\text{II}}_{\text{TND}}$, $\boxed{\text{III}}_{\text{VND}}$ & $\boxed{\text{IV}}_{\text{TND}}$ sowie jeweils jenseits der Sperrgrenze dargestellt^{7,8}. Wie schon für die VND-Konfiguration ist auch für die TND-Konfiguration die Stromaufwirkung der Diffusorvorderkanten deutlich zu erkennen. Die Wellenzahl der Umfangsverteilung für die TND-Konfiguration ist aufgrund der doppelten Schaufel- bzw. Kanalanzahl im Vergleich zur VND-Konfiguration doppelt so groß. Die Amplituden sind aufgrund der dünneren Vorderkanten jedoch deutlich kleiner. Trotz der offensichtlichen Unterschiede sind die umfangsgemittelten Werte der verglichenen Betriebspunkte nahezu gleich groß (vgl. Abb. 6.7). Mit steigender Androsselung verschieben sich auch in der TND-Konfiguration die Maxima der Umfangsverteilung bzw. der gesamte Verlauf in die negative Umfangsrichtung, was auf die flacher werdende Strömung und die sich vergrößernde Inzidenz zurückzuführen ist. Eine Veränderung der Verlaufsform wie bei VND ist bei TND jedoch nicht im selben Maße zu beobachten, was zumindest teilweise auf die geringere räumliche Auflösung der statischen Druckbohrungen bezogen auf eine Diffusorteilung zurückzuführen sein dürfte.

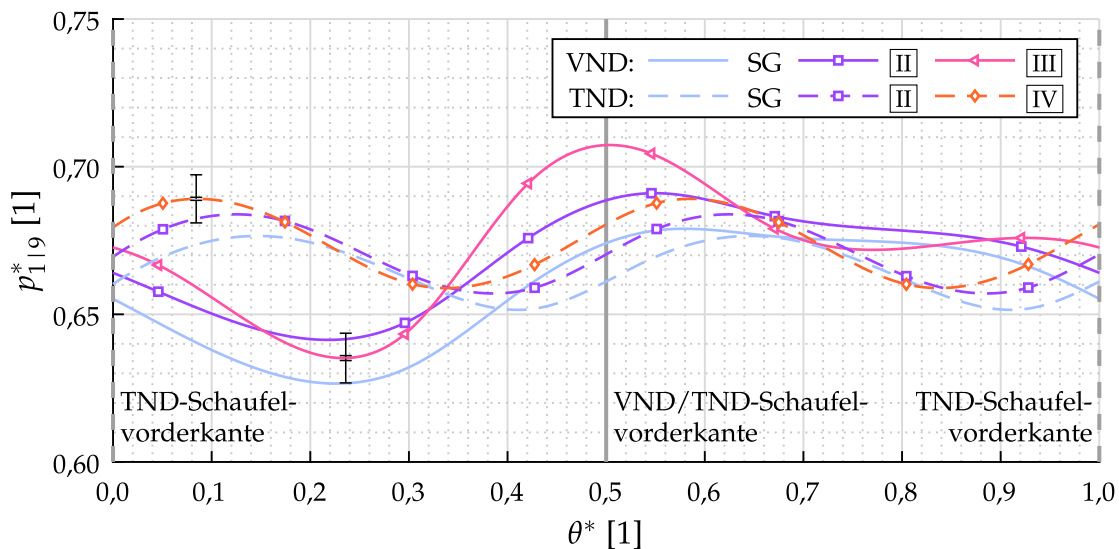


Abbildung 6.8: Vergleich der Umfangsverteilung des statischen Drucks am Laufradgehäuse in der Ebene $\boxed{1|9}$ weit jenseits der Sperrgrenze (SG_{VND} & SG_{TND}) und für die Betriebspunktpaare $\boxed{\text{II}}_{\text{VND}}$ & $\boxed{\text{II}}_{\text{TND}}$ sowie $\boxed{\text{III}}_{\text{VND}}$ & $\boxed{\text{IV}}_{\text{TND}}$

⁷ Zur besseren Übersicht wurde auf die Darstellung der umfangsgemittelten Drücke, die sich aus den einzelnen Verteilungen ergeben (vgl. Abb. 5.9 (a)), verzichtet.

⁸ Die Umfangsverteilung des statischen Drucks am Laufradgehäuse für die TND-Stufe ist auch in Schmidt [45, S. 130, Abb. 7.5] zu finden.

6.4 Durchströmung des Diffusionssystems

Der Vergleich der Durchströmung des VND- und des TND-Diffusionssystems erfolgt in diesem Abschnitt nur anhand des statischen Druckaufbaus, da keine detaillierteren Messungen wie z. B. durch Sondentraversierungen für das TND-Diffusionssystem vorliegen.

6.4.1 Druckaufbau

Abbildung 6.9 zeigt den statischen Druckaufbau jeweils für das VND- und das TND-Diffusionssystem vom Diffusoreintritt bis zum Stufenaustritt für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} , III_{VND} & IV_{TND} sowie jeweils jenseits der Sperrgrenze. Für die beiden zuerst genannten Betriebspunktpaare ist zusätzlich ab der jeweiligen Pitot-Ebene 2|3 der isentrope Druckaufbau dargestellt, der anhand der Flächenverläufe (s. Abb. 4.9 (b)) bestimmt wurde.

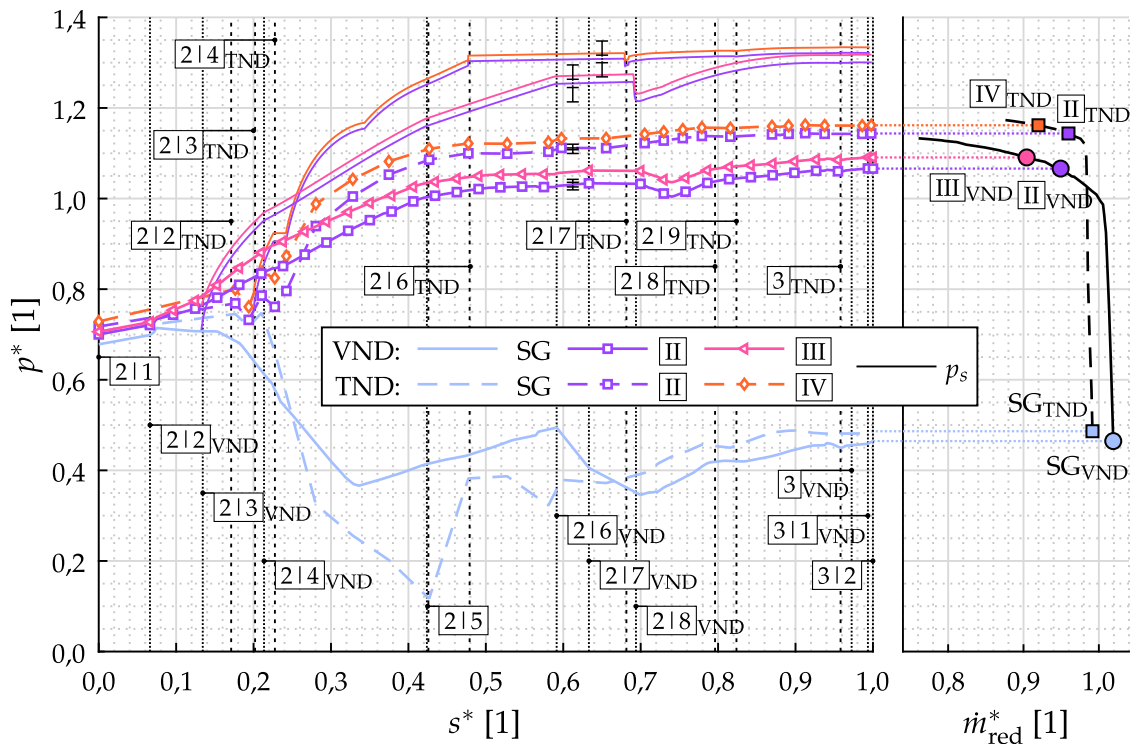


Abbildung 6.9: Vergleich des Druckaufbaus entlang des Diffusionssystems weit jenseits der Sperrgrenze (SG_{VND} & SG_{TND}) und für die Betriebspunktpaare II_{VND} & II_{TND} sowie III_{VND} & IV_{TND}

Zwischen der Ebene 1|9 und dem Diffusoreintritt 2|1 weist das TND-Diffusionssystem einen höheren statischen Druckanstieg auf als das VND-Diffusionssystem im gleichen Bereich. Dies ist auf den progressiveren Flächenverlauf des Röhrendiffusors am Eintritt zurückzuführen. Wie bereits in Abschnitt 6.3 erwähnt wurde, ist hierfür

die flachere Staffelung des Röhrendiffusors und der resultierende Flächenverlauf verantwortlich. Bis zum Diffusorhals [214] steigt der statische Druck im VND-Diffusor stärker als im Röhrendiffusor von TND. Innerhalb des vollbeschaufelten Bereichs übersteigt der Druckaufbau des Röhrendiffusors den des VND-Diffusors kurz hinter dem Diffusorhals [214] in beiden verglichenen Betriebspunkten, was durch den progressiveren Flächenverlauf zu erklären ist. Sowohl für den Röhren- als auch den VND-Diffusor bleibt der reale statische Druckaufbau im Kanalbereich weit hinter dem jeweiligen isentropen Druckaufbau zurück. Allerdings ist der Unterschied vom realen zum isentropen Druck bis zum Diffusoraustritt [217] bei TND kleiner als bei VND. D. h. die Druckrückgewinnung im Röhrendiffusor ist von geringeren Verlusten begleitet bzw. der Diffusorwirkungsgrad ist höher (vgl. Abb. 6.6 (a)). Wie bereits erwähnt wurde, ist dies hauptsächlich auf die größere Solidität und damit auf die bessere Strömungsführung im Röhrendiffusor zurückzuführen, die in einem schwächer ausgeprägten Halswirbel bzw. in allgemein schwächer ausgeprägten Sekundärströmungen resultieren. Bis zum Diffusoraustritt [217] stagniert der Druckaufbau in beiden Diffusoren wie auch der isentrope Druckaufbau. Im Gegensatz zum VND-Deswirler, bei dem der statische Druck zunächst absinkt, steigt der Druck im TND-Deswirler kontinuierlich an. Dies spricht für eine bessere Abstimmung des Metallwinkels der Vorderkante des TND-Deswirlers auf den Abströmwinkel des Röhrendiffusors. Beide Deswirler führen zu keinem großen Druckaufbau, wobei ihre Hauptaufgabe auch die Umlenkung der Strömung ist. Die Erwartungen, die durch den Vergleich der Geometrien beider Diffusionssysteme in Abschnitt 4.1.2.3 geweckt wurden, erfüllen sich durch die zuvor beschriebenen Beobachtungen. Dies gilt sowohl im Hinblick auf den größeren Druckaufbau im Diffusorkanal des Röhrendiffusors im Vergleich zum VND-Diffusor als auch hinsichtlich des geringen Druckaufbaus in den Deswirlern beider Konfigurationen.

6.5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Kapitels wurde ein Vergleich des VANED- und des TANDEM-Diffusionssystems durchgeführt. Anhand ihrer Verdichterkennfelder offenbarte sich, dass die VANED-Stufe einen wesentlich breiteren Betriebsbereich aufweist als die TANDEM-Stufe. Allerdings erreicht letztere deutlich kleinere Druckverhältnisse. Bei Nenndrehzahl sind der Sperr- und der Pumpgrenzmassenstrom der TANDEM-Stufe um $-2,7\%$ kleiner bzw. 13% größer als die entsprechenden Werte der VANED-Stufe. Dass die Sperrgrenze der VANED-Stufe bei höheren Massenströmen liegt als die der TANDEM-Stufe, ist durch die geringere Solidität und die steilere Staffelung des VANED-Diffusors zu erklären. Im Betriebspunkt des höchsten Wirkungsgrads auf der Nenndrehzahllinie ist das total-zu-statische Stufendruckverhältnis der TANDEM-Stufe um $4,76\%$ höher, als das der VANED-Stufe im korrespondierenden Betriebspunkt.

Der geringere statische Druckaufbau im VANED-Diffusionssystem ist zum einen auf eine von vornherein geringere Flächenzunahme zurückzuführen. Zum anderen

begünstigt die geringere Solidität die Ausbildung von Sekundärströmungen wie dem Halswirbel, wodurch diese ihre schädliche Wirkung stärker entfalten können.

Im Diffusoreintrittsbereich fällt der statische Druckaufbau beim TANDEM-Diffusionssystem geringer aus als beim VANED-Diffusionssystem. Die Ursache dafür ist die flachere Staffelung des Röhrendiffusors. Im Diffusorkanal hingegen kehrt sich die Situation um und aufgrund der progressiveren Flächenzunahme des Röhrendiffusors weist das TANDEM-Diffusionssystem hier einen höheren Druckaufbau auf. Erschwerend wirkt sich hier auch eine Verringerung des effektiven Flächenverhältnisses im VANED-Diffusor durch die negative Wirkung des Halswirbels aus. Die damit einhergehenden Totaldruckverluste im Kanalbereich des VANED-Diffusors übersteigen die kombinierten Totaldruckverluste des Röhrendiffusors und des TANDEM-Deswirlers. Der Deswirler des TANDEM-Diffusionssystems leistet im Vergleich zu dem des VANED-Diffusionssystems einen größeren Beitrag zum statischen Druckaufbau. Die entsprechenden Anteile sind 3,6–4,1 % für den TANDEM-Deswirler und 1,0–1,4 % für den VANED-Deswirler.

Im Hinblick auf die Zielsetzung dieser Arbeit lässt sich festhalten, dass mithilfe der gewonnenen Messdaten der VANED-Stufe ein Vergleich des Betriebsverhaltens zur TANDEM-Stufe ermöglicht wurde. Dieser Vergleich hat offenbart, dass es mit dem VANED-Design zwar gelungen ist, den Betriebsbereich zu verbreitern, allerdings auf Kosten des Druckaufbaus. Dieser ist bei der VANED-Stufe deutlich niedriger als bei der TANDEM-Stufe. Insofern konnte das Auslegungsziel nur teilweise erreicht werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor als Teil einer Radialverdichterstufe experimentell untersucht. Bei der Stufe handelt es sich um die Endstufe eines Triebwerksverdichters für eine Luftfahrtanwendung. Die Untersuchung konzentrierte sich auf die Charakterisierung des Betriebsverhaltens der Stufe, ihres Diffusionssystems und dessen einzelner Bereiche sowie auf die Analyse der bei der Durchströmung des Diffusionssystems auftretenden aerodynamischen Phänomene. Während die Stufe vor allem in der Vergangenheit in einem Turbofan-Triebwerk mit geringem Schub für einen Businessjet zum Einsatz kam, wird sie mittlerweile auch in einem Wellenleistungstriebwerk verbaut, das einen Transporthelikopter antreibt. Im letzteren Fall bedingen die Missionsanforderungen eine erhöhte Flexibilität des Triebwerks, welche durch einen größeren Betriebsbereich seiner einzelnen Komponenten, insbesondere des Verdichters und seiner radialen Endstufe, erreicht werden soll. Das Design des Diffusionssystems mit seinem aerodynamisch profilierten Diffusor versucht dieser Anforderung gezielt Rechnung zu tragen. Gleichzeitig soll hinsichtlich des Druckaufbaus und des Wirkungsgrads der Stufe das hohe Niveau der bisher verwendeten Röhrendiffusor-Konfigurationen erreicht werden. Um eine differenzierte Beurteilung zu ermöglichen, inwiefern diese Ziele erreicht werden konnten, wurde das Diffusionssystem mit aerodynamisch profiliertem Diffusor mit einem Design mit Röhrendiffusor verglichen.

Neben der eigentlichen Untersuchung wurden in dieser Arbeit die zum Verständnis der Funktionsweise der Stufe und des Diffusionssystems nötigen Prinzipien sowie die hinter den auftretenden Phänomenen stehenden physikalischen Mechanismen erläutert. Dies beinhaltete den Zusammenhang zwischen der geometrischen Gestaltung des Diffusionssystems und dem statischen Druckaufbau ebenso wie die Entstehung von Sekundärströmungen wie dem Halswirbel. Auch der Einfluss von Designparametern wie der Solidität oder dem Staffelungswinkel auf das integrale Betriebsverhalten der Verdichterstufe wurde beleuchtet. Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit eine detaillierte Beschreibung von Prüfstand und Prüfling gegeben, die von einer ausführlichen Darlegung der experimentellen Methodik, angefangen bei der Instrumentierung bis hin zur Datenauswertung, begleitet wurde.

Eine detaillierte Analyse des Betriebsverhaltens und der Aerodynamik der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor wurde in Kapitel 5 vorgestellt. Eine separate Betrachtung einzelner Bereiche und Komponenten des Diffusionssystems offenbarte einen steigenden statischen Druckaufbau im Eintrittsbereich des Diffusors mit zunehmender Androsselung. Gleichzeitig vergrößerte sich dort der Totaldruckverlust. Im verbleibenden Teil des Diffusors hingegen waren umgekehrte

Verhältnisse zu beobachten. Aufgrund seiner suboptimalen Abstimmung auf die Diffusorabströmung und der daraus folgenden negativen Inzidenz leistet der Deswirler über den gesamten Betriebsbereich keinen signifikanten Beitrag zum statischen Druckaufbau. Die an seinem Eintritt noch vorhandene kinetische Energie der Strömung wird bis zum Stufenaustritt größtenteils dissipiert. Totaldruckverteilungen am Ein- und Austritt des Diffusorkanals wiesen auf ein Gebiet mit relativ geringer kinetischer Energie nahe der Druckseite der Diffusorscheufeln hin. Darüber hinaus zeigten Profile des statischen Drucks entlang der Druckseite einen stagnierenden Druckaufbau etwa ab der halben Sehnenlänge. Beide Beobachtungen deuten auf eine Ablösung hin. Der Auslöser für eine solche Ablösung ist mit großer Wahrscheinlichkeit der Halswirbel, der sich aufgrund des spannungweitig inhomogenen Strömungsfeldes im Eintrittsbereich des Diffusors bildet. Die Signatur des Halswirbels ließ sich am Diffusoraustritt sowohl durch eine entsprechende Verformung des Kernströmungsgebiets als auch durch die Verteilung des Strömungswinkels sichtbar machen. Die aus der Ablösung resultierende Inhomogenität und die damit verbundene Versperrung des Strömungsquerschnitts führen zu einer Abnahme des effektiven Flächenverhältnisses des Diffusors und somit zu einem reduzierten statischen Druckaufbau. Darüber hinaus entstehen durch die inhomogene Anströmung des Deswirlers gepaart mit der ohnehin vorhandenen negativen Inzidenz Sekundärströmungen, die für den ausbleibenden statischen Druckaufbau im Deswirler verantwortlich sind.

Ein Vergleich der Stufenkonfiguration mit aerodynamisch profiliertem Diffusor und einer Konfiguration mit dem bisher eingesetzten Röhrendiffusor wurde in Kapitel 6 vorgenommen. Das neuartige Design offenbarte einen wesentlich breiteren Betriebsbereich mit größerem Sperrgrenzmassenstrom und geringerem Pumpgrenzmassenstrom als die Röhrendiffusorstufe. Allerdings erreichte sie deutlich kleinere Druckverhältnisse. Dies ist zum einen auf das von vornherein kleinere geometrische Flächenverhältnis im Vergleich zur Röhrendiffusorkonfiguration zurückzuführen. Zum anderen begünstigt die geringere Solidität des aerodynamisch profilierten Diffusors die Ausbildung von Sekundärströmungen wie dem Halswirbel, die das Flächenverhältnis effektiv noch weiter sinken lassen und für einen hohen Totaldruckverlust sorgen. Die einzig verbleibende Möglichkeit, das Druckverhältnis der Stufe mit aerodynamisch profiliertem Diffusor noch anzuheben, wäre eine Erhöhung der Drehzahl. Dies wäre jedoch im Triebwerkskontext mit einem größeren Treibstoffbedarf verbunden und kommt daher nicht in Betracht.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es durch das neue Design des Diffusionssystems mit aerodynamisch profiliertem Diffusor nicht gelungen ist, alle daran geknüpften Erwartungen zu erfüllen. Die vorliegende Arbeit hat dabei deutlich gemacht, wo die speziellen Probleme des Designs liegen. Eines der Hauptmerkmale des neuen Diffusordesigns, die verringerte Solidität, führt auf der einen Seite wie vorgesehen zu einer Verbreiterung des Betriebsbereichs. Auf der anderen Seite begünstigt sie jedoch gleichzeitig die Ausbildung von Sekundärströmungen bzw. verstärkt diese, was mit entsprechenden Einbußen beim Druckaufbau verbunden ist. Der hohe Druckaufbau und der hohe Wirkungsgrad der Röhrendiffusorstufen lassen sich somit nicht mehr erreichen.

Abschließend bleibt die Frage bestehen, wie es gelingen könnte, mit einem neuen Diffusordesign die formulierten Ziele sowohl im Hinblick auf einen breiteren Betriebsbereich als auch einen hohen Druckaufbau und einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen. In Kapitel 3 wurden bereits einige Arbeiten vorgestellt, die diesbezüglich vielversprechende Ansätze liefern. Ihnen allen ist der Versuch gemein, durch geometrische Anpassungsmaßnahmen die im Diffusorkanal auftretenden Sekundärströmungen wie den Halswirbel abzuschwächen oder gar völlig zu unterbinden. So könnte eine Vergrößerung des Radialspalts zwischen Laufradaustritt und Diffusoreintritt eine bessere Ausmischung des spannwitigen Gradienten des Strömungswinkels mit sich bringen und somit der Entstehung des Halswirbels im Diffusoreintrittsbereich entgegenwirken (vgl. *Ziegler* [62]). Eine stärkere Einschnürung der Kanalhöhe am Diffusoreintritt, vor allem an der Gehäuseseite, würde die dort vorliegende flache Strömung beschleunigen und dadurch aufsteilen. Auch dies würde den spannwitigen Gradienten des Strömungswinkels reduzieren und den Halswirbel abmildern (vgl. *Stein & Rautenberg* [50]). Eine weitere Möglichkeit zur Vermeidung bzw. Abschwächung des Halswirbels wäre eine Verwindung der Diffusorschaufeln am Eintritt, was im Zusammenspiel mit dem verscherten Strömungswinkelprofil der Anströmung zu einer nahezu konstanten spannwitigen Inzidenz führt. (vgl. *Abdelwahab* [1]). Von diesen drei Ansätzen ist der zuletzt genannte im Hinblick auf die Fertigung des Diffusionssystems sicherlich am aufwendigsten.

Literaturverzeichnis

- [1] **Abdelwahab, A.**, „On the Use of Three-Dimensional Airfoil-Shaped Vaned Diffusers with Industrial Centrifugal Compressors“, in: *Proceedings of the 4th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting, 2005, Toronto, Ontario, Kanada, AIAA*, 2005, DOI: 10.2514/6.2005-5196 (s. S. 63, 64, 169).
- [2] **Abdelwahab, A.**, „An Airfoil Diffuser With Variable Stagger and Solidity for Centrifugal Compressor Applications“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea, and Air*, Bd. 6: Turbo Expo 2007, Teile A und B, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Montreal, Québec, Kanada, Mai 2007, S. 1117–1127, DOI: 10.1115/GT2007-27920 (s. S. 64).
- [3] **Abdelwahab, A., Gerber, G.**, „A New Three-Dimensional Aerofoil Diffuser for Centrifugal Compressors“, in: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, Bd. 222, 8, 2008, S. 819–830, DOI: 10.1243/09576509JPE579 (s. S. 64).
- [4] **Anish, S., Sitaram, N., Kim, H. D.**, „A Numerical Study of the Unsteady Interaction Effects on Diffuser Performance in a Centrifugal Compressor“, in: *Journal of Turbomachinery* 136.1 (Sep. 2013), 011012, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4023471 (s. S. 61).
- [5] **Bennett, I., Tourlidakis, A., Elder, R. L.**, „Detailed Measurements Within a Selection of Pipe Diffusers for Centrifugal Compressors“, in: *Proceedings of the ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Bd. 1: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air 98-GT-92, V001T01A028, Stockholm, Schweden, Juni 1998, DOI: 10.1115/98-GT-092 (s. S. 57).
- [6] **Bonaiuti, D., Arnone, A., Hah, C., Hayami, H.**, „Development of Secondary Flow Field in a Low Solidity Diffuser in a Transonic Centrifugal Compressor Stage“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2002*, Bd. 5: Turbo Expo 2002, Teile A und B, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, New York, NY: American Society of Mechanical Engineers, Juni 2002, S. 445–454, ISBN: 0-7918-3610-X, DOI: 10.1115/GT2002-30371 (s. S. 61).
- [7] **Bryans, A. C.**, „Diffuser for a Centrifugal Compressor“, in: *US Patent Number 4,576,550* (1986), URL: <https://patents.google.com/patent/US4027997A/en> (s. S. 57).

- [8] **Dalbert, P., Gyarmathy, G., Sebestyen, A.,** „Flow Phenomena in a Vaned Diffuser of a Centrifugal Stage“, in: *Proceedings of the International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition 2003, Cincinnati, Ohio*, Bd. 1: Aircraft Engine, Marine, Turbomachinery, Microturbines and Small Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V001T03A021, ASME, Mai 1993, DOI: 10.1115/93-GT-053 (s. S. 60).
- [9] **Dawes, W. N.,** „A Simulation of the Unsteady Interaction of a Centrifugal Impeller With Its Vaned Diffuser: Flow Analysis“, in: *Journal of Turbomachinery* 117.2 (Apr. 1995), S. 213–222, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.2835649 (s. S. 61).
- [10] **Dean, R. C., Senoo, Y.,** „Rotating Wakes in Vaneless Diffusers“, in: *Journal of Basic Engineering* 82.3 (Sep. 1960), S. 563–570, ISSN: 0021-9223, DOI: 10.1115/1.3662659 (s. S. 59).
- [11] **Domercq, O., Thomas, R., Domercq, O., Thomas, R.,** „Unsteady Flow Investigation in a Transonic Centrifugal Compressor Stage“, in: *Proceedings of the 33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1997, DOI: 10.2514/6.1997-2877 (s. S. 61).
- [12] **Eckardt, D.,** „Instantaneous Measurements in the Jet-Wake Discharge Flow of a Centrifugal Compressor Impeller“, in: *Journal of Engineering for Power* 97.3 (Juli 1975), S. 337–345, ISSN: 0022-0825, DOI: 10.1115/1.3445999 (s. S. 59).
- [13] **Fox, R. W., Kline, S. J.,** „Flow Regimes in Curved Subsonic Diffusers“, in: *Journal of Basic Engineering* 84.3 (Sep. 1962), S. 303–312, ISSN: 0021-9223, DOI: 10.1115/1.3657307 (s. S. 35).
- [14] **Fradin, C.,** „Detailed Measurements of the Flow in the Vaned Diffuser of a Backswept Transonic Centrifugal Impeller“, in: *Proceedings of the 16th ICAS Congress*, 1988, URL: https://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS1988/ICAS-88-2.6.2.pdf (s. S. 60).
- [15] **Gaetani, P., Persico, G., Mora, A., Dossena, V., Osnaghi, C.,** „Impeller-Vaned Diffuser Interaction in a Centrifugal Compressor at the best Efficiency Point“, in: *Proceedings of the ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition*, Bd. 7: Turbomachinery, Teile A, B, und C, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, Vancouver, British-Kolumbien, Kanada, Juni 2011, S. 2087–2097, DOI: 10.1115/GT2011-46223 (s. S. 60).
- [16] **Gaetani, P., Persico, G., Mora, A., Dossena, V., Osnaghi, C.,** „Impeller-Vaned Diffuser Interaction in a Centrifugal Compressor at Off-Design Conditions“, in: *Journal of Turbomachinery* 134.6 (Nov. 2012), 061034, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4006295 (s. S. 60).
- [17] **Grabe, M.,** *Grundriss der Generalisierten Gauß'schen Fehlerrechnung*, 1. Aufl., Springer, 2011, ISBN: 978-3-642-17821-4, DOI: 10.1007/978-3-642-17822-1 (s. S. 199).
- [18] **Grates, D. R.,** „Numerische Simulation der instationären Strömung in einem Radialverdichter mit Pipe-Diffusor“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2009, URL: <http://publications.rwth-aachen.de/record/51381> (s. S. 65, 130, 137).

- [19] **Grates, D. R., Jeschke, P., Niehuis, R.,** „Numerical Investigation of the Unsteady Flow Inside a Centrifugal Compressor Stage With Pipe Diffuser“, in: *Journal of Turbomachinery* 136.031012 (Sep. 2013), 031012, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4024873 (s. S. 65).
- [20] **Grates, D. R., Jeschke, P., Niehuis, R.,** „Numerical Investigation of the Unsteady Flow Inside a Centrifugal Compressor Stage With Pipe Diffuser“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition - 2013*, hrsg. von **Song, S. J.**, Bd. 6C: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V06CT40A013, New York, NY: ASME, Juni 2013, ISBN: 978-0-7918-5524-9, DOI: 10.1115/GT2013-95465 (s. S. 65).
- [21] **Groh, F. G., Wood, G. M., Kulp, R. S., Kenny, D. P.,** „Evaluation of a High Hub/Tip Ratio Centrifugal Compressor“, in: *Journal of Basic Engineering* 91-92 (1970), S. 419–429 (s. S. 56).
- [22] **Gyarmathy, G., Hunziker, R., Ribi, B., Spirig, M.,** „On the Change of Impeller Flow Non-Uniformities with Flow Rate in a Centrifugal Compressor“, in: *IMechE* 054 (1991) (s. S. 60).
- [23] **Hunziker, R.,** „Einfluss der Diffusorgeometrie auf die Instabilitätsgrenze des Radialverdichters“, Dissertation, Zürich, Schweiz: Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1993, DOI: 10.3929/ethz-a-000916644 (s. S. 35).
- [24] **Inoue, M., Cumpsty, N. A.,** „Experimental Study of Centrifugal Impeller Discharge Flow in Vaneless and Vaned Diffusers“, in: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 106.2 (Apr. 1984), S. 455–467, ISSN: 0742-4795, DOI: 10.1115/1.3239588 (s. S. 59).
- [25] **Jagdfeld, C.,** „Längswirbel in einem beschaufelten Radialverdichterdifusor mit geringem Höhen-Breiten-Verhältnis“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2020, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/818383> (s. S. 68, 91, 138).
- [26] **Jansen, M., Rautenberg, M.,** „Design and Investigations of a Three Dimensionally Twisted Diffuser for Centrifugal Compressors“, in: *Proceedings of the ASME 1982 International Gas Turbine Conference and Exhibition*, Bd. 1: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V001T01A041, ASME, Apr. 1982, ISBN: 978-0-7918-7956-6, DOI: 10.1115/82-GT-102 (s. S. 62, 63).
- [27] **Kaluza, P., Landgraf, C., Schwarz, P., Jeschke, P., Smythe, C.,** „On the Influence of a Hubside Exducer Cavity and Bleed Air in a Close-Coupled Centrifugal Compressor Stage“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition - 2016*, Bd. 2D: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V02DT42A037, The American Society of Mechanical Engineers, Juni 2016, ISBN: 978-0-7918-4972-9, DOI: 10.1115/GT2016-58082 (s. S. 68).
- [28] **Kaluza, P., Landgraf, C., Schwarz, P., Jeschke, P., Smythe, C.,** „On the Influence of a Hubside Exducer Cavity and Bleed Air in a Close-Coupled Centrifugal Compressor Stage“, in: *Journal of Turbomachinery* 139.7 (März 2017), 071011, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4035606 (s. S. 68).

- [29] **Kaluza, P.**, „Verlustmechanismen eines beschaufelten und eines Röhren-Diffusers für Triebwerksradialverdichter“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2019, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/784934> (s. S. 68, 94, 123).
- [30] **Kenny, D. P.**, „A Novel Low-Cost Diffuser for High-Performance Centrifugal Compressors“, in: *Journal of Engineering for Power* 91.1 (Jan. 1969), S. 37–46, ISSN: 0022-0825, DOI: 10.1115/1.3574671 (s. S. 55, 56).
- [31] **Kenny, D. P.**, „Supersonic Radial Diffusers“, in: *Lecture Series No. 39 on Advanced Compressors*, 1970 (s. S. 56).
- [32] **Krain, H.**, „A Study on Centrifugal Impeller and Diffuser Flow“, in: *Journal of Engineering for Power* 103.4 (Okt. 1981), S. 688–697, ISSN: 0022-0825, DOI: 10.1115/1.3230791 (s. S. 60, 61).
- [33] **Kunte, R., Jeschke, P., Smythe, C.**, „Experimental Investigation of a Truncated Pipe Diffuser With a Tandem Deswirler in a Centrifugal Compressor Stage“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2012*, Bd. 8: Turbomachinery, Teile A, B und C, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, New York, NY: ASME, Juni 2012, S. 649–660, ISBN: 978-0-7918-4474-8, DOI: 10.1115/GT2012-68449 (s. S. 67).
- [34] **Kunte, R.**, „Experimentelle und numerische Untersuchung eines Radialverdichters mit Pipe Diffusor und Umlenkbeschaufelung für eine Triebwerksanwendung“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2013, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/210453> (s. S. 66, 67, 79, 97, 108, 110, 130, 137).
- [35] **Kunte, R., Jeschke, P., Smythe, C.**, „Experimental Investigation of a Truncated Pipe Diffuser With a Tandem Deswirler in a Centrifugal Compressor Stage“, in: *Journal of Turbomachinery* 135.3 (März 2013), 031019, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4007526 (s. S. 67).
- [36] **Lou, F., Harrison, H. M., Key, N. L.**, „Investigation of Surge in a Transonic Centrifugal Compressor With Vaned Diffuser: Part 1 – Surge Signature“, in: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2022: Power for Land, Sea and Air*, Bd. 10D: Turbomachinery — Multidisciplinary Design Approaches, Optimization, and Uncertainty Quantification; Turbomachinery General Interest; Unsteady Flows in Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V10DT37A022, Juni 2022, DOI: 10.1115/GT2022-82682 (s. S. 48).
- [37] **Lou, F., Harrison, H. M., Brown, W. J., Key, N. L.**, „Investigation of Surge in a Transonic Centrifugal Compressor With Vaned Diffuser: Part 2 – Correlation With Subcomponent Characteristics“, in: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2022: Power for Land, Sea and Air*, Bd. 10D: Turbomachinery — Multidisciplinary Design Approaches, Optimization, and Uncertainty Quantification; Turbomachinery General Interest; Unsteady Flows in Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V10DT37A023, Juni 2022, DOI: 10.1115/GT2022-82686 (s. S. 48).

- [38] **Moussa, Z. M., Laidlaw, J. G., Tapparo, D. J.**, „Diffuser For a Centrifugal Compressor“, in: *US Patent Number 6,540,481 B2* (2003), URL: <https://patents.google.com/patent/US6540481> (s. S. 58, 67).
- [39] **Niehuis, R., Ziegler, K. U., Ubben, S.**, „Experimental Investigation of Impeller-Diffuser Interaction Phenomena in a Centrifugal Compressor“, in: *Proceedings of the 10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotation Machinery, 2004, Honolulu, Hawaii, ISROMAC, 2004* (s. S. 59).
- [40] **Niehuis, R., Ziegler, K.**, „Relevance of unsteady Flow Phenomena on the Performance of a Centrifugal Compressor with vaned Diffuser“, in: *Cieplne Maszynny Przeplywowe Turbomaschinery* 128 (2005), S. 16, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/114288> (s. S. 59).
- [41] **Nolan, S. P. R., Botros, B. B., Tan, C. S., Adamczyk, J. J., Greitzer, E. M., Gorrell, S. E.**, „Effects of Upstream Wake Phasing on Transonic Axial Compressor Performance“, in: *Journal of Turbomachinery* 133.2 (Okt. 2010), 021010, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4000572 (s. S. 133).
- [42] **Phillips, M. S.**, „Role of Flow Alignment and Inlet Blockage on Vaned Diffuser Performance“, in: *Gas Turbine Laboratory Reports*, 229, Gas Turbine Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Sep. 1997, URL: <http://hdl.handle.net/1721.1/104757> (s. S. 61, 62).
- [43] **Reeves, G. B.**, „Design and Performance of Selected Pipe-Type Diffusers“, in: *ASME 1977 International Gas Turbine Conference and Products Show, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V001T01A102*, März 1977, DOI: 10.1115/77-GT-104 (s. S. 57).
- [44] **Schmidt, J., Schwarz, P., Wilkosz, B., Jeschke, P., Smythe, C.**, „Detailed Performance Analysis of a Centrifugal Compressor Stage With Pipe Diffuser and Immersed Tandem Deswirler“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition - 2015*, Bd. 2C: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V02CT42A032, New York, NY: ASME, Juni 2015, ISBN: 978-0-7918-5665-9, DOI: 10.1115/GT2015-43484 (s. S. 67).
- [45] **Schmidt, J.**, „Betriebsverhalten und Detail-Aerodynamik einer kompakten Radialverdichterstufe mit Pipe-Diffusor“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2017, DOI: 10.18154/RWTH-2017-07138 (s. S. 58, 67, 108, 137, 155, 163, 200, 201).
- [46] **Schwarz, P., Wilkosz, B., Kunte, R., Schmidt, J., Jeschke, P., Smythe, C.**, „Numerical Investigation into the Ratio between Passage Diffuser and Vaneless Diffuser in a Centrifugal Compressor Stage“, in: *Tagungsband des 61. Deutschen Luft- und Raumfahrtkongresses*, 2012, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/208050> (s. S. 66).
- [47] **Schwarz, P.**, „Instationäre Rotor-Stator-Interaktion in einem Radialverdichter mit einem enggekoppelten Pipe-Diffusor“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2020, URL: <http://publications.rwth-aachen.de/record/784968> (s. S. 67, 156).

- [48] **Srivastava, B., Macrorie, M., Machnaim, J.,** „Stage Analysis of Centrifugal Compressors for Design: CFD Validation“, in: *22nd Applied Aerodynamics Conference and Exhibit AIAA 2004-4835* (2004), DOI: 10.2514/6.2004-4835 (s. S. 58).
- [49] **Stahlecker, D.,** „Untersuchung der instationären Strömung eines beschaufelten Radialverdichterdiffusors mit einem Laser-Doppler-Anemometer“, Dissertation, Zürich, Schweiz: Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1999, DOI: 10.3929/ethz-a-003840599 (s. S. 60).
- [50] **Stein, W., Rautenberg, M.,** „Flow Measurements in Two Cambered Vane Diffusers With Different Passage Widths“, in: *Proceedings of the ASME 1985 International Gas Turbine Conference and Exhibit*, Bd. 1: Aircraft Engine; Marine; Turbomachinery; Microturbines and Small Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V001T03A013, Houston, Texas, USA, März 1985, DOI: 10.1115/85-GT-46 (s. S. 62, 63, 169).
- [51] **Tamaki, H., Nakao, H.,** „Improvement of Flow Field in Vaned Diffuser for Centrifugal Compressor through Flow Field Calculation“, in: *Proceedings of the ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Bd. 1: Aircraft Engine, Marine, Turbomachinery, Microturbines and Small Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, V001T03A062, Indianapolis, Indiana, USA, Juni 1999, DOI: 10.1115/99-GT-435 (s. S. 63).
- [52] **Traupel, W.,** *Thermische Turbomaschinen*, 4. Aufl., Springer-Verlag, 1988, ISBN: 978-3-540-67376-7, DOI: 10.1007/978-3-642-17469-8 (s. S. 60, 62).
- [53] **Vrana, J. C.,** „Diffuser for Centrifugal Compressor“, in: *US Patent Number 3,333,762* (1967), URL: <https://patents.google.com/patent/US3333762A/en> (s. S. 55).
- [54] **Wallis, C. V., Moussa, Z. M., Srivastava, B. N.,** „A Stage Calculation in a Centrifugal Compressor“, in: *Proceedings of the 23rd Congress of International Council of the Aeronautical Sciences*, Toronto, Ontario, Kanada, Sep. 2002, URL: https://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS2002/ABSTRACTS/5103.HTM (s. S. 58).
- [55] **Wilkosz, B., Schwarz, P., Jeschke, P., Chen, N., Smythe, C.,** „Numerical Investigation of the Steady Separation including Mechanisms in a Passage Diffuser with Application of Two-Equation Turbulence Models“, in: *Proceedings of Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'12)*, Sep. 2012, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/208909> (s. S. 66).
- [56] **Wilkosz, B., Schmidt, J., Günther, C., Schwarz, P., Jeschke, P., Smythe, C.,** „Numerical and Experimental Comparison of a Tandem and Single Vane Deswirlers Used in an Aero Engine Centrifugal Compressor“, in: *Journal of Turbomachinery* 136.4 (Sep. 2013), 041005, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.4024891 (s. S. 67).
- [57] **Wilkosz, B., Schmidt, J., Günther, C., Schwarz, P., Jeschke, P., Smythe, C.,** „Numerical and Experimental Comparison of a Tandem and Single Vane Deswirlers Used in an Aero Engine Centrifugal Compressor“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition - 2013*, hrsg. von **Song, S. J.**, Bd. 6C: Turbomachinery, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air,

- V06CT40A018, New York, NY: ASME, Juni 2013, ISBN: 978-0-7918-5524-9, DOI: 10.1115/GT2013-95668 (s. S. 67).
- [58] **Wilkosz, B. E.**, „Aerodynamic Losses in an Aero Engine Centrifugal Compressor with a Close-Coupled Pipe-Diffuser and a Radial-Axial Deswirler“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2015, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/465488> (s. S. 130, 137).
- [59] **Zachau, U.**, „Experimental Investigation on the Diffuser Flow of a Centrifugal Compressor Stage with Pipe Diffuser“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2007, URL: <https://publications.rwth-aachen.de/record/62661> (s. S. 65, 66, 88, 89, 130).
- [60] **Zachau, U., Büscher, C., Niehuis, R., Hönen, H., Wisler, D. C., Moussa, Z. M.**, „Experimental Investigation of a Centrifugal Compressor Stage With Focus on the Flow in the Pipe Diffuser Supported by Particle Image Velocimetry (PIV) Measurements“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2008*, Bd. 6: Turbomachinery, Teile A, B, und C, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, New York, NY: ASME, Juni 2008, S. 1705–1713, ISBN: 978-0-7918-4316-1, DOI: 10.1115/GT2008-51538 (s. S. 65).
- [61] **Zachau, U., Niehuis, R., Hönen, H., Wisler, D. C.**, „Experimental Investigation of the Flow in the Pipe Diffuser of a Centrifugal Compressor Stage Under Selected Parameter Variations“, in: *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2009*, Bd. 7: Turbomachinery, Teile A und B, Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, New York, NY: ASME, Juni 2009, S. 1213–1223, ISBN: 978-0-7918-4888-3, DOI: 10.1115/GT2009-59320 (s. S. 65).
- [62] **Ziegler, K. U. M.**, „Experimentelle Untersuchung der Laufrad-Diffusor-Interaktion in einem Radialverdichter variabler Geometrie“, Dissertation, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2003, URL: <http://publications.rwth-aachen.de/record/58848> (s. S. 59, 60, 64, 65, 130, 137, 156, 169).
- [63] **Ziegler, K. U., Gallus, H. E., Niehuis, R.**, „A Study on Impeller-Diffuser Interaction - Part I: Influence on the Performance“, in: *Journal of Turbomachinery* 125.1 (Jan. 2003), S. 173–182, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.1516814 (s. S. 59).
- [64] **Ziegler, K. U., Gallus, H. E., Niehuis, R.**, „A Study on Impeller-Diffuser Interaction - Part II: Detailed Flow Analysis“, in: *Journal of Turbomachinery* 125.1 (Jan. 2003), S. 183–192, ISSN: 0889-504X, DOI: 10.1115/1.1516815 (s. S. 59).

Anhang

Dieser Anhang enthält ergänzende Inhalte, die der leichteren und umfassenden Nachvollziehbarkeit der vorangegangenen Kapitel dienen.

A Grundlagen

In diesem Abschnitt des Anhangs finden sich ergänzende Erläuterungen zu den Ausführungen aus Kapitel 2.

A.1 Mach-ähnliche Kenngrößen

Die Machsche Ähnlichkeit der Stufendurchströmung liegt vor, wenn die Laufradbeschaufelung im Relativsystem bei gleichem Anströmwinkel β_1 mit der gleichen Machzahl M_{w1} angeströmt wird. Zur Verdeutlichung dieses Umstands wird das auf die lokale Schallgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt in Abbildung A.1 betrachtet.

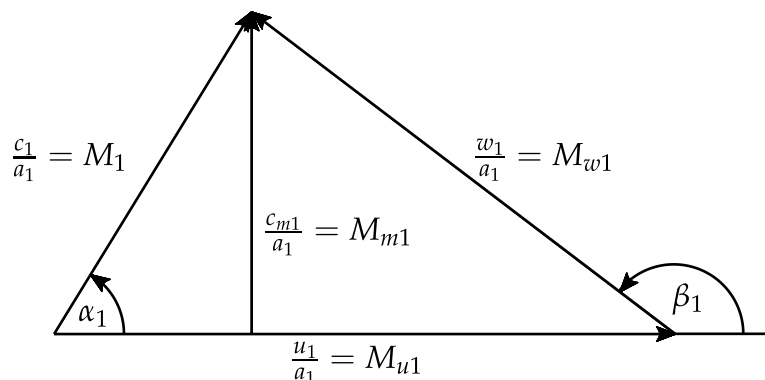


Abbildung A.1: Auf die lokale Schallgeschwindigkeit normiertes Geschwindigkeitsdreieck am Laufradeintritt

Wie noch gezeigt werden wird, sind die Machzahlen in Meridional- und Umfangsrichtung M_{m1} und M_{u1} im weitesten Sinne bekannt. Werden der Strömungswinkel

und die Machzahl der Anströmung im Relativsystem β_1 und M_{w1} als Funktion dieser bekannten Machzahlen ausgedrückt, resultieren die Ausdrücke

$$\tan \beta_1 = -\frac{M_{m1}}{\frac{M_{m1}}{\tan \alpha_1} - M_{u1}}, \quad (\text{A.1})$$

$$M_{w1} = \sqrt{M_{m1}^2 + \left(\frac{M_{m1}}{\tan \alpha_1} - M_{u1} \right)^2}. \quad (\text{A.2})$$

Es kann davon ausgegangen werden, dass der absolute Laufradanströmwinkel α_1 konstant ist, da die Strömung in guter Näherung dem Schaufelprofil des Vorleitrads folgt. Insofern bilden die beiden Gleichungen (A.1) und (A.2) ein Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und den beiden Unbekannten β_1 und M_{w1} in Abhängigkeit der beiden bekannten Größen M_{m1} und M_{u1} . Um die Machsche Ähnlichkeit einzuhalten, müssen also die beiden Machzahlen in Meridional- und Umfangsrichtung eingestellt werden.

Die Machzahl in Meridionalrichtung lässt sich in Abhängigkeit des Massenstroms ausdrücken

$$\begin{aligned} M_{m1} = \frac{c_{m1}}{a_1} &= \frac{\dot{m}}{\rho_1 A_1 a_1} = \frac{\dot{m} R T_1}{p_1 A_1 \sqrt{\kappa R T_1}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_1}}{p_1} \frac{1}{A_1} \sqrt{\frac{R}{\kappa}} \\ &= \frac{\dot{m} \sqrt{T_{t1}}}{p_{t1}} \frac{1}{A_1} \sqrt{\frac{R}{\kappa}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \\ &= \frac{\dot{m} \sqrt{T_{t1}}}{p_{t1}} \frac{1}{A_1} \sqrt{\frac{R}{\kappa}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{M_{m1}^2}{\sin^2 \alpha_1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}. \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

Werden die Totalgrößen T_{t1} und p_{t1} noch mit den jeweiligen Größen der internationalen Standardatmosphäre ($T_{\text{ISA}} = 288,15 \text{ K}$ und $p_{\text{ISA}} = 1,01325 \text{ bar}$) erweitert, resultiert der Ausdruck für den sogenannten reduzierten Massenstrom \dot{m}_{red} , der ausschließlich von der Machzahl in Meridionalrichtung abhängig ist. Wird nach diesem umgestellt, resultiert

$$\dot{m}_{\text{red}} = \frac{\dot{m} \sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{\text{ISA}}}}}{\frac{p_{t1}}{p_{\text{ISA}}}} = \underbrace{M_{m1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{M_{m1}^2}{\sin^2 \alpha_1} \right)^{-\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}}_{f(M_{m1})} \underbrace{\frac{p_{\text{ISA}}}{\sqrt{T_{\text{ISA}}}} A_1 \sqrt{\frac{\kappa}{R}}}_{\text{konst.}} \quad (\text{A.4})$$

Die Machzahl in Umfangsrichtung lässt sich in Abhängigkeit der Drehzahl ausdrücken

$$\begin{aligned} M_{u1} = \frac{u_1}{a_1} &= \frac{2\pi r_1 N}{a_1} = \frac{2\pi r_1 N}{\sqrt{\kappa R T_1}} = \frac{N}{\sqrt{T_1}} \frac{2\pi r_1}{\sqrt{\kappa R}} \\ &= \frac{N}{\sqrt{T_{t1}}} 2\pi r_1 \frac{1}{\sqrt{\kappa R}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$= \frac{N}{\sqrt{T_{t1}}} 2\pi r_1 \frac{1}{\sqrt{\kappa R}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{M_{m1}^2}{\sin^2 \alpha_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.5})$$

Auch hier kann die Totaltemperatur T_{t1} wieder mit T_{ISA} erweitert werden. So resultiert der Ausdruck für die sogenannte reduzierte Drehzahl N_{red} , die ausschließlich von den Machzahlen in Meridional- und Umfangsrichtung abhängig ist. Wird nach dieser umgestellt, ergibt sich

$$N_{\text{red}} = \frac{N}{\sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{\text{ISA}}}}} = M_{u1} \underbrace{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{M_{m1}^2}{\sin^2 \alpha_1} \right)^{-\frac{1}{2}}}_{f(M_{u1}, M_{m1})} \underbrace{\sqrt{T_{\text{ISA}}} 2\pi r_1 \frac{1}{\sqrt{\kappa R}}}_{\text{konst.}} \quad (\text{A.6})$$

Anhand der Gleichungen (A.4) und (A.6) wird deutlich, dass die Einhaltung der Machschen Ähnlichkeit der Anströmung des Laufrads ($M_{m1} = \text{konst.}$ & $M_{u1} = \text{konst.}$) auf die gleichzeitige Einstellung des reduzierten Massenstroms \dot{m}_{red} und der reduzierten Drehzahl N_{red} hinausläuft. Sie sind daher das Mittel der Wahl zum Vergleich von Messungen mit verschiedenen Eintrittsbedingungen an einem Verdichter.

A.2 Strömungszustand am Laufradaustritt

Zur exakten Bilanzierung des Diffusionssystems einer Radialverdichterstufe ist die Kenntnis des Strömungszustands am Austritt des Laufrads notwendig. Die Messung der notwendigen Größen ist jedoch nicht ohne Weiteres möglich. Durch die Interaktion von Laufrad und Diffusionssystem ist es beispielsweise unmöglich, den Totaldruck am Laufradaustritt direkt zu bestimmen. Die Messung des Totaldrucks mit einer Pitotsonde würde eine signifikante Versperrung des Strömungsquerschnitts am Eintritt des Diffusionssystems hervorrufen und damit den Strömungszustand selbst verändern. Durch die hohe Machzahl am Eintritt des Diffusionssystems käme es darüber hinaus zu Verdichtungsstößen, die die Messung beeinträchtigen würden. Selbst die Messung des Strömungszustandes am Laufradaustritt mit einem nachgeschalteten schaufellosten Diffusor würde keine befriedigenden Resultate liefern, da die Interaktion der Laufradabströmung mit dem veränderten Diffusionssystem und mit ihr der Strömungszustand grundlegend anders wäre.

Dennoch lässt sich die Machzahl am Laufradaustritt auf indirektem Weg bestimmen. Sind darüber hinaus der statische Druck, der durch eine statische Druckbohrung bestimmt werden kann und die Totaltemperatur am Laufradaustritt, die bei Annahme eines adiabaten durchströmten Diffusionssystems der Stufenaustrittstemperatur entspricht, bekannt, kann bei bekanntem Massenstrom der Laufradaustrittszustand mit allen Strömungsgrößen bestimmt werden.

Zunächst wird die Machzahl am Laufradaustritt betrachtet

$$M_2^2 = \frac{c_2^2}{a_2^2} = \frac{c_2^2}{\kappa R T_2} = \frac{c_2^2}{\kappa R T_{t2}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2 \right). \quad (\text{A.7})$$

Wird Gleichung (A.7) nach der Machzahl am Laufradaustritt aufgelöst, resultiert

$$M_2 = \sqrt{\frac{\frac{c_2^2}{\kappa R T_{t2}}}{1 - \frac{\kappa - 1}{2} \frac{c_2^2}{\kappa R T_{t2}}}}. \quad (\text{A.8})$$

Um die Abhängigkeit der Machzahl am Laufradaustritt über den Betriebsbereich der Radialverdichterstufe zu verdeutlichen, werden die per se unbekannten Größen c_2 und T_{t2} als Funktion der Durchflusskenngröße am Stufeneintritt φ_1 ausgedrückt.

Absolutgeschwindigkeit am Laufradaustritt Die auf die Umfangsgeschwindigkeit bezogene Absolutgeschwindigkeit am Laufradaustritt ist

$$\begin{aligned} \left(\frac{c_2}{u_2} \right)^2 &= \left(\frac{c_{u2}}{u_2} \right)^2 + \left(\frac{c_{m2}}{u_2} \right)^2 = \left(\frac{u_2 + w_{u2}}{u_2} \right)^2 + \left(\frac{c_{m2}}{u_2} \right)^2 \\ &= \left(1 + \frac{1}{\tan \beta_2} \frac{c_{m2}}{u_2} \right)^2 + \left(\frac{c_{m2}}{u_2} \right)^2 = \left(1 + \frac{\varphi_2}{\tan \beta_2} \right)^2 + \varphi_2^2 \\ &= \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \beta_2} \right) \varphi_2^2 + \frac{2}{\tan \beta_2} \varphi_2 + 1. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Der Verlauf der quadrierten Absolutgeschwindigkeit über der Durchflusskenngröße am Laufradaustritt entspricht einer nach oben geöffneten Parabel mit ihrem Scheitelpunkt bei $\varphi_2 = -\frac{\tan \beta_2}{\tan^2 \beta_2 + 1}$. Dementsprechend steigt c_2^2 ab diesem Wert der Durchflusskenngröße am Laufradaustritt mit zunehmender Androsselung quadratisch¹.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die Durchflusskenngröße über das Laufrad konstant bleibt. Da dies im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Radialverdichterstufe jedoch nicht gegeben ist, wird für die Durchflusskenngrößen an Laufradeintritt und -austritt ein linearer Zusammenhang angenommen, der die Realität hinreichend genau widerspiegelt

$$\varphi_2 = \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \varphi_1. \quad (\text{A.10})$$

Für Gleichung (A.9) ergibt sich entsprechend

$$\left(\frac{c_2}{u_2} \right)^2 = \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \beta_2} \right) \left(\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right)^2 \varphi_1^2 + \frac{2 \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} \varphi_1 + 1 \quad (\text{A.11})$$

¹ Dieser Zusammenhang verdeutlicht auch, warum die Absolutgeschwindigkeit des Wake-Gebiets am Laufradaustritt größer ist als die des Jet-Gebiets ($\varphi_{\text{Wake}} < \varphi_{\text{Jet}}$).

beziehungsweise

$$c_2^2 = u_2^2 \left[\left(1 + \frac{1}{\tan^2 \beta_2} \right) \left(\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right)^2 \varphi_1^2 + \frac{2 \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} \varphi_1 + 1 \right]. \quad (\text{A.12})$$

Totaltemperatur am Laufradaustritt Für die Totaltemperatur am Laufradaustritt gilt

$$T_{t2} = \tau_{tt,12} T_{t1}. \quad (\text{A.13})$$

Das Totaltemperaturverhältnis $\tau_{tt,12}$ lässt sich gemäß Gleichung (2.7) durch die Totalenthalpiekenngröße $\Psi_{h,t}$ ausdrücken, sodass

$$T_{t2} = \frac{u_2^2/2}{c_p} \Psi_{h,t} + T_{t1} \quad (\text{A.14})$$

folgt. Die Totalenthalpiekenngröße der Radialverdichterstufe ist

$$\begin{aligned} \Psi_{h,t} &= \frac{\Delta h_t}{u_2^2/2} = \frac{u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}}{u_2^2/2} = 2 \left(\frac{c_{u2}}{u_2} - \frac{c_{u1}}{u_2} \frac{u_1}{u_2} \right) \\ &= 2 \left(\frac{u_2 + w_{u2}}{u_2} - \frac{c_{u1}}{u_2} \frac{u_1}{u_2} \right) = 2 \left(1 + \frac{1}{\tan \beta_2} \frac{c_{m2}}{u_2} - \frac{1}{\tan \alpha_1} \frac{c_{m1}}{u_2} \frac{r_1}{r_2} \right) \\ &= 2 \left(1 + \frac{\varphi_2}{\tan \beta_2} - \frac{r_1}{r_2} \frac{\varphi_1}{\tan \alpha_1} \right) = 2 \left[1 + \left(\frac{\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} - \frac{r_1}{r_2} \frac{1}{\tan \alpha_1} \right) \varphi_1 \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Dementsprechend ergibt sich für die Totaltemperatur am Laufradaustritt

$$T_{t2} = \frac{u_2^2}{c_p} \left[1 + \left(\frac{\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} - \frac{r_1}{r_2} \frac{1}{\tan \alpha_1} \right) \varphi_1 \right] + T_{t1}. \quad (\text{A.16})$$

Die gefundenen Ausdrücke für c_2^2 und T_{t2} aus den Gleichungen (A.12) und (A.16) lassen sich nun in den Ausdruck $\frac{c_2^2}{\kappa R T_{t2}}$ aus Gleichung (A.8) einsetzen

$$\frac{c_2^2}{\kappa R T_{t2}} = \frac{\left(1 + \frac{1}{\tan^2 \beta_2} \right) \left(\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right)^2 \varphi_1^2 + \frac{2 \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} \varphi_1 + 1}{(\kappa - 1) \left[1 + \left(\frac{\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}}{\tan \beta_2} - \frac{r_1}{r_2} \frac{1}{\tan \alpha_1} \right) \varphi_1 \right] + \frac{\kappa R T_{t1}}{u_2^2}} \quad (\text{A.17})$$

Die Machzahl am Laufradaustritt lässt sich nun für entsprechend gewählte Parameter $r_1, r_2, \alpha_1, \beta_2, \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}, T_{t1}$ und N_{red} über der Durchflusskenngröße am Laufradeintritt darstellen. So zeigt Abbildung A.2 den Verlauf der Machzahl über der Durchflusskenngröße am Laufradeintritt für die in Tabelle A.1 angegebenen Parameter. Diese wurden entsprechend der in dieser Arbeit untersuchten Stufe ausgewählt. Für den

relativen Laufradabströmwinkel wurde dabei pauschal eine Erhöhung durch eine Minderumlenkung von 6° berücksichtigt und für die Durchflusskenngröße wurde ein relevanter Bereich von $0,2-0,3$ gewählt.

Wie zu erkennen ist, steigt die Machzahl am Laufradaustritt mit zunehmender Androsselung an, was zunächst paradox anmuten mag, da die Machzahlen am Stufen-eintritt und -austritt mit zunehmender Androsselung sinken. Allein die Betrachtung der Zusammenhänge von c_2 und T_{t2} zu φ_1 plausibilisiert die Tendenz jedoch. So steigt c_2^2 bei sinkendem φ_1 mit dessen Quadrat ($c_2^2 \propto \varphi_1^2$, s. Gl. (A.12)), während T_{t2} mit sinkendem φ_1 nur linear ansteigt ($T_{t2} \propto \varphi_1$, s. Gl. (A.16)). Es folgt die steigende Tendenz von M_2 mit fallendem φ_1 .

Tabelle A.1:

Parameter zur Berechnung der Machzahl am Laufradaustritt

Parameter	Wert
r_1	103,8 mm
r_2	201,4 mm
α_1	60°
β_2	120°
$\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1}$	0,9
T_{t1}	288,15 K
N	$19\,250 \frac{\text{U}}{\text{min}}$

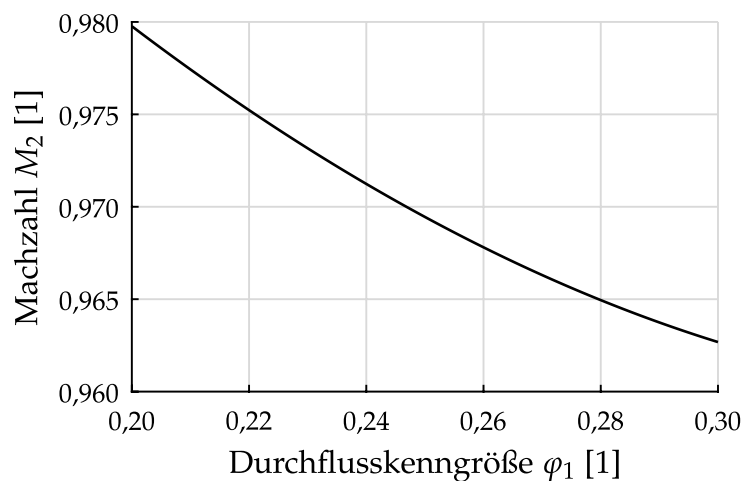


Abbildung A.2: Verlauf der Machzahl am Laufradaustritt

Die vorangegangenen Ausführungen gelten strenggenommen nur für konstante Parameter α_1 und β_2 . Jedoch sind diese bei zunehmender Androsselung Änderungen unterworfen. Auch diese Änderungen lassen sich berücksichtigen, indem für das Totaltemperaturverhältnis über das Laufrad das gemessene Stufentotaltemperaturverhältnis eingesetzt wird. Die Tendenz der mit zunehmender Androsselung steigenden Machzahl am Laufradaustritt bleibt dabei erhalten.

Berechnung auf Basis von Messgrößen Die Machzahl am Laufradaustritt und mit ihr der gesamte Strömungszustand lassen sich auch ohne die in den vorangegangenen Abschnitten verwendeten vereinfachenden Annahmen bestimmen, wenn die Totaltemperatur T_{t2} und der statische Druck p_2^2 am Laufradaustritt aus Messungen bekannt sind. Wird von der adiabaten Durchströmung des Diffusionssystems ausgegangen, entspricht die Totaltemperatur am Laufradaustritt derjenigen am Stufenaustritt ($T_{t2} = T_{t3|1}$).

² Der Druck am Laufradaustritt wird als arithmetischer Mittelwert zwischen den Ebenen [1|9] und [2|1] gesetzt ($p_2 = \frac{1}{2}(p_{1|9} + p_{2|1})$).

Zunächst wird die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Laufradeintritt bestimmt

$$\begin{aligned} c_{u1} &= \sqrt{c_1^2 - c_{m1}^2} = \sqrt{M_1^2 a_1^2 - \left(\frac{\dot{m}}{\rho_1 A_{m1}} \right)^2} = \sqrt{M_1^2 \kappa R T_1 - \left(\frac{\dot{m} R T_1}{p_1 A_{m1}} \right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{2 \kappa R T_{t1}}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_{t1}}{p_1} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] - \left[\frac{\dot{m} R T_{t1}}{p_1 A_{m1}} \left(\frac{p_{t1}}{p_1} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]^2}. \quad (\text{A.18}) \end{aligned}$$

Aus der Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Laufradeintritt ergibt sich mithilfe der Eulerschen Turbomaschinengleichung die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Laufradaustritt. Es gilt

$$c_p (T_{t2} - T_{t1}) = c_{u2} u_2 - c_{u1} u_1 \quad (\text{A.19})$$

und somit

$$c_{u2} = c_{u1} \frac{r_1}{r_2} + \frac{1}{2 \pi r_2 N} c_p (T_{t2} - T_{t1}). \quad (\text{A.20})$$

Nun lässt sich die Machzahl am Laufradaustritt wie folgt bestimmen

$$\begin{aligned} M_2 &= \frac{c_2}{a_2} = \frac{\sqrt{c_{m2}^2 + c_{u2}^2}}{\sqrt{\kappa R T_2}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\dot{m}}{\rho_2 A_{m2}} \right)^2 + c_{u2}^2}{\kappa R T_2}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\dot{m} R T_2}{p_2 A_{m2}} \right)^2 + c_{u2}^2}{\kappa R T_2}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{\kappa R T_{t2}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2 \right) \left\{ \left[\frac{\dot{m} R T_{t2}}{p_2 A_{m2}} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2 \right)^{-1} \right]^2 + c_{u2}^2 \right\}} \quad (\text{A.21}) \end{aligned}$$

Schließlich wird Gleichung (A.21) nach der Machzahl am Laufradaustritt aufgelöst

$$M_2 = \sqrt{X + \sqrt{X^2 + Y}} \quad (\text{A.22})$$

mit

$$X = 2 \frac{c_{u2}^2 - \frac{\kappa R T_{t2}}{\kappa - 1}}{2 \kappa R T_{t2} - (\kappa - 1) c_{u2}^2} \quad \text{und} \quad Y = \frac{4}{\kappa - 1} \frac{c_{u2}^2 + \left(\frac{\dot{m} R T_{t2}}{p_2 A_{m2}} \right)^2}{2 \kappa R T_{t2} - (\kappa - 1) c_{u2}^2}.$$

A.3 Isentroper Druckaufbau

In diesem Abschnitt werden anhand der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie die Zusammenhänge zwischen einer veränderlichen Querschnittsfläche, wie sie in einem Diffusor vorliegt und den Strömungszustandsgrößen hergeleitet. Die

Herleitung erfolgt unter Annahme einer adiabaten, reibungsfreien, also isentropen, stationären Durchströmung einer eindimensionalen Stromröhre.

Massenerhaltungsgleichung

Die Massenerhaltung für eine stationär durchströmte Stromröhre lautet in integraler Form

$$\dot{m} = \rho c A = \text{konst.} \quad (\text{A.23})$$

Differenziation von Gleichung (A.23) liefert

$$d\dot{m} = d(\rho c A) = 0.$$

Die Anwendung der Produktregel liefert dann

$$\rho c dA + \rho A dc + c A d\rho = 0.$$

Nun kann durch Gleichung (A.23) geteilt werden, wodurch die differenzielle Form der Massenerhaltung für eine stationär durchströmte Stromröhre resultiert

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} = 0. \quad (\text{A.24})$$

Impulserhaltungsgleichung

Unter Vernachlässigung von Reibung, Feldkräften und äußeren angreifenden Kräften, die eine Volumenänderungsarbeit verrichten, besagt die Impulserhaltungsgleichung für eine stationär durchströmte Stromröhre

$$\dot{m} dc = -dp A. \quad (\text{A.25})$$

Einsetzen von Gleichung (A.23) in Gleichung (A.25) liefert die differenzielle Form der Impulserhaltung für eine isentrop und stationär durchströmte Stromröhre

$$\frac{dp}{\rho} + c dc = 0. \quad (\text{A.26})$$

Unter Verwendung der idealen Gasgleichung $p = \rho RT$, der Definition für die Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa RT}$ und der Definition der Machzahl $M = \frac{c}{a}$ lässt sich Gleichung (A.26) auch wie folgt ausdrücken

$$\frac{1}{\kappa M^2} \frac{dp}{p} + \frac{dc}{c} = 0. \quad (\text{A.27})$$

Energieerhaltungsgleichung

Die Energieerhaltung für eine adiabate Zustandsänderung entlang einer stationär und isentrop durchströmten Stromröhre lautet in integraler Form

$$h_t = h + \frac{c^2}{2} = c_p T + \frac{c^2}{2} = \text{konst.} \quad (\text{A.28})$$

Differenziation von Gleichung (A.28) liefert unter der Annahme einer konstanten spezifischen Wärmekapazität c_p die differenzielle Form der Energieerhaltung

$$c_p dT + c dc = 0. \quad (\text{A.29})$$

Aus den Zusammenhängen $R = c_p - c_v$ und $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ ergibt sich die Identität $c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}$. Wird diese in Gleichung (A.29) eingesetzt, liefert anschließendes Teilen durch c^2 die Form

$$\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} \frac{dT}{T} + \frac{dc}{c} = 0. \quad (\text{A.30})$$

Kombination der Erhaltungsgleichungen

Werden die Erhaltungsgleichungen für Masse (Gl. (A.24)), Impuls (Gl. (A.27)) und Energie (Gl. (A.30)) in geeigneter Weise kombiniert, lassen sich einige Zusammenhänge ableiten, mit deren Hilfe sich die grundlegende Arbeitsweise eines Diffusors erklären lässt.

Flächen-Druck-Beziehung Zunächst wird die ideale Gasgleichung $p = \rho RT$ differenziert und durch sich selbst geteilt, woraufhin folgende Form der Gleichung resultiert

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}. \quad (\text{A.31})$$

Wird Gleichung (A.31) nach $\frac{dT}{T}$ umgestellt und diese dann in Gleichung (A.30) eingesetzt, resultiert

$$\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} \left(\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} \right) + \frac{dc}{c} = 0. \quad (\text{A.32})$$

Wird Gleichung (A.24) nach $\frac{d\rho}{\rho}$ umgestellt und dieser Term in Gleichung (A.32) ersetzt, ergibt sich

$$\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} \left(\frac{dp}{p} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} \right) + \frac{dc}{c} = 0, \quad (\text{A.33})$$

beziehungsweise

$$\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} \left(\frac{dp}{p} + \frac{dA}{A} \right) + \left(\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} + 1 \right) \frac{dc}{c} = 0. \quad (\text{A.34})$$

Nun kann Gleichung (A.27) nach $\frac{dp}{p}$ umgestellt und in Gleichung (A.34) eingesetzt werden. Es folgt

$$\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} \left(\frac{dp}{p} + \frac{dA}{A} \right) - \frac{1}{\kappa M^2} \left(\frac{1}{(\kappa - 1)M^2} + 1 \right) \frac{dp}{p} = 0,$$

beziehungsweise nach $\frac{dp}{p}$ umgestellt

$$\boxed{\frac{dp}{p} = \frac{\kappa M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}}. \quad (\text{A.35})$$

Dieser Zusammenhang sagt aus, dass der Druck bei subsonischer Strömung ($M < 1$) mit zunehmender Fläche ansteigt, wobei der Druckanstieg je Flächenanstieg umso größer ausfällt, je höher die Machzahl ist.

Flächen-Machzahl-Beziehung Wird die Definition der Machzahl $M = \frac{c}{\sqrt{\kappa RT}}$, in die die Definition der Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa RT}$ bereits eingesetzt wurde, differenziert, resultiert

$$\frac{dM}{M} = \frac{dc}{c} - \frac{1}{2} \frac{dT}{T}. \quad (\text{A.36})$$

Der Term $\frac{dT}{T}$ in Gleichung (A.36) lässt sich mithilfe von Gleichung (A.30) ersetzen, woraufhin sich

$$\frac{dM}{M} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \frac{dc}{c} \quad (\text{A.37})$$

ergibt. In Gleichung (A.37) lässt sich der Term $\frac{dc}{c}$ aus Gleichung (A.27) einsetzen und es ergibt sich

$$\frac{dM}{M} = - \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2}{\kappa M^2} \frac{dp}{p}. \quad (\text{A.38})$$

Zu guter Letzt wird die Flächen-Druck-Beziehung (Gl. (A.35)) in Gleichung (A.38) eingesetzt und es resultiert

$$\boxed{\frac{dM}{M} = - \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}}. \quad (\text{A.39})$$

Aus diesem Zusammenhang wird deutlich, dass die Machzahl bei subsonischer Strömung mit zunehmender Fläche abnimmt. Die Machzahl-Abnahme je Flächenanstieg ist umso größer, je größer die Machzahl selbst ist.

Flächen-Dichte-Beziehung Wird in der differentiellen Massenerhaltungsgleichung (Gl. (A.24)) der Term $\frac{dc}{c}$ durch die nach demselben Term umgestellte differentielle

Impulserhaltungsgleichung (Gl. (A.27)) ersetzt, resultiert

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\kappa M^2} \frac{dp}{p} - \frac{dA}{A}. \quad (\text{A.40})$$

In Gleichung (A.40) lässt sich nun die Flächen-Druck-Beziehung (Gl. (A.35)) einsetzen und es ergibt sich die Flächen-Dichte-Beziehung

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{1 - M^2} \frac{dA}{A} - \frac{dA}{A}$$

beziehungsweise

$$\boxed{\frac{d\rho}{\rho} = \frac{M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}}. \quad (\text{A.41})$$

Dieser Zusammenhang zeigt auf, dass in einem Diffusor die Dichte bei subsonischer Strömung mit zunehmender Fläche ebenfalls zunimmt. Je größer die Machzahl ist, desto größer ist die Dichtezunahme je Flächenzunahme.

Flächen-Temperatur-Beziehung Ersetzen des Terms $\frac{dc}{c}$ in der Energieerhaltungsgleichung (Gl. (A.30)) durch die entsprechend umgestellte Impulserhaltungsgleichung (Gl. (A.27)) liefert

$$\frac{dT}{T} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{dp}{p}. \quad (\text{A.42})$$

In Gleichung (A.42) kann nun wieder die Flächen-Druck-Beziehung (Gl. (A.35)) eingesetzt werden und es resultiert die Flächen-Temperatur-Beziehung

$$\boxed{\frac{dT}{T} = \frac{(\kappa - 1)M^2}{1 - M^2} \frac{dA}{A}}. \quad (\text{A.43})$$

Aus dieser Beziehung wird deutlich, dass in einem Diffusor bei subsonischer Strömung die Temperatur mit zunehmender Fläche ebenfalls zunimmt. Der Temperaturanstieg je Flächenzunahme ist umso größer, je größer die Machzahl ist. Durch die Verknüpfung $h = c_p T$ gilt dies in entsprechender Weise auch für die statische Enthalpie.

Abschließend sollen die Beziehungen zwischen der Fläche und den einzelnen Zustandsgrößen in anschaulicher Weise für zwei radial durchströmte Diffusoren konstanter Kanalhöhe dargestellt werden, die jeweils mit einer Machzahl von $M_2 = 0,9$ und unter einem Winkel von $\alpha_2 = 16^\circ$ angeströmt werden. Beide Diffusoren weisen ein Austrittsradienverhältnis von $r_3/r_2 = 1,5$ auf.

Abbildung A.3 zeigt dazu die Verläufe des Strömungswinkels α , des Flächenverhältnisses A/A_2 , der Machzahl M sowie der Zustandsgrößen p , ρ und T , wobei diese auf ihren jeweiligen Wert am Diffusoreintritt bezogen sind, über dem Radienver-

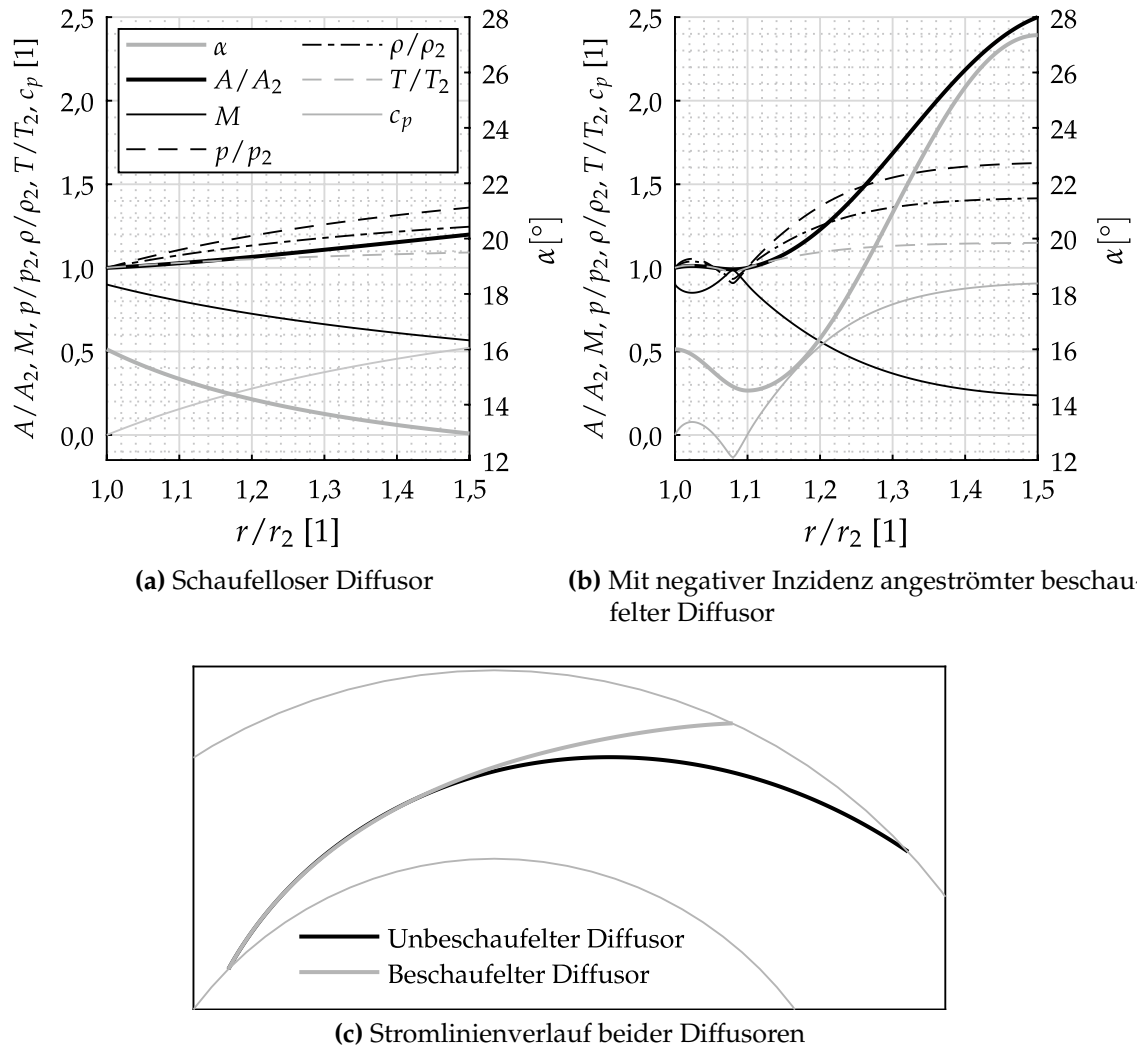


Abbildung A.3: Verlauf von geometrischen und Zustandsgrößen für ideale Diffusoren

hältnis r/r_2 für beide Diffusoren. Darüber hinaus ist der statische Druckbeiwert c_p dargestellt.

Einer der Diffusoren (s. Abb. A.3 (a)) ist schaufellos, sodass sich der Strömungswinkel gemäß Gleichung (2.51) in Abhängigkeit der Dichte ändert. Dies hat bei dem vorgegebenen Austrittsradienverhältnis r_3/r_2 ein Austrittsflächenverhältnis von etwa $(A_3/A_2)_{\text{schauffellos}} \approx 1,2$ zur Folge. Gemäß den Beziehungen zwischen Fläche und statischem Druck, Dichte und Temperatur steigen diese für den schaufellosen Diffusor kontinuierlich an. Die Machzahl hingegen sinkt entsprechend der Flächen-Machzahl-Beziehung.

Der andere Diffusor (s. Abb. A.3 (b)) ist beschaufelt und der Metallwinkel seiner Schaufelvorderkante ist kleiner als der Anströmwinkel ($\alpha_{M,VK} < \alpha_{\text{ein}}$), sodass er mit einer negativen Inzidenz angeströmt wird. Die Schaufelform ist so gewählt, dass

der Diffusor beim vorgegebenen Austrittsradienverhältnis ein Austrittsflächenverhältnis von $(A_3/A_2)_{\text{beschaufelt}} = 2,5$ aufweist. Der negativen Inzidenz entsprechend wird die Strömung im Diffusoreintrittsbereich zunächst flacher, d. h. der Strömungswinkel α sinkt. Die Absenkung des Strömungswinkels ist so groß, dass die Fläche kleiner wird, was entsprechend der Flächen-Machzahl-Beziehung eine ansteigende Machzahl zur Folge hat. Die thermodynamischen Zustandsgrößen p , ρ und T sinken dementsprechend zunächst ab. Diese Entwicklung vollzieht sich für das vorliegende Beispiel bis etwa $r/r_2 \approx 1,08$. Ab diesem Punkt nimmt die Fläche wieder zu und der Diffusor arbeitet wieder in vorgesehener Weise. Das bei gleichem Austrittsradienverhältnis r_3/r_2 größere Austrittsflächenverhältnis A_3/A_2 im Vergleich zum schaufellosen Diffusor führt beim beschaufelten Diffusor zu entsprechend größeren Werten der thermodynamischen Zustandsgrößen und einer kleineren Machzahl am Diffusoraustritt. Dadurch wird noch einmal eindrucklich der Vorteil beschauelter gegenüber schaufellosen Diffusoren vor Augen geführt: sie erreichen eine größere Diffusion bei gleichem radialen Bauraum.

Ein weiterer Vorteil beschauelter gegenüber schaufellosen Diffusoren wird bei Betrachtung der Abbildung A.3 (c), die den Stromlinienverlauf beider Diffusoren zeigt, deutlich. Der beschauelte Diffusor weist eine um 24,5 % kürzere Strömungspfadlänge auf, was die integralen Reibungsverluste an den Diffusorseitenwänden reduziert. Dem stehen jedoch Reibungsverluste an den Schaufeln gegenüber, die erst durch die Beschauelung selbst entstehen. Bei entsprechend progressiver Diffusion am Verdichtereintritt und damit einhergehenden niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten im verbleibenden Teil des Diffusors können diese zusätzlichen Reibungsverluste jedoch überkompensiert werden.

B Prüfstandsaufbau und experimentelle Methodik

In diesem Abschnitt des Anhangs finden sich ergänzende Erläuterungen zu den Ausführungen aus Kapitel 4.

B.1 Gestaltungsparameter der untersuchten Diffusionssysteme

Tabelle B.1 stellt die wichtigsten Gestaltungsparameter der beiden untersuchten Diffusionssysteme, die bereits in Abschnitt 4.1.2.3 vorgestellt wurden, gegenüber.

Tabelle B.1: Gestaltungsparameter der beiden untersuchten Diffusionssysteme

Domäne	Parameter	Wert	
		VND	TND
Diffusionssystem	Flächenverhältnis (ab Diffusorhals)	$A_3/A_{2 4}$	5,08
	Schaufelzahl/Röhrenzahl	$Z_{\text{Diff.}}$	10
	Eintrittsradius	$r_{2 1}$	202,74 mm
	Teilungsverhältnis am Eintritt	$(t/s)_{2 2}$	0,58
	Solidität am Eintritt	$\sigma_{2 2}$	1,73
	Eintrittsseitenverhältnis	$(h/b)_{2 2}$	0,11
	Seitenverhältnis des Halsquerschnitts	$(h/b)_{2 4}$	0,37
	Hinterkantenradius	$r_{2 6}$	259,00 mm
	Umlenkungswinkel in Umfangsrichtung	$(\Delta\alpha_M)_{\text{Diff.}}$	11,43°
	Längen-Eintrittsbreiten-Verhältnis des Diffusorkanals	$L/b_{2 4}$	2,24
Diffusor	Flächenverhältnis des Diffusorkanals	$A_{2 5}/A_{2 4}$	ref. →
	Flächenverhältnis (ab Diffusorhals)	$A_{2 6}/A_{2 4}$	2,15
	Schaufelzahl	$Z_{\text{Desw. 1}}$	75
	Vorderkantenradius	$r_{2 8}$ bzw. $r_{2 7}$	273,37 mm
	Teilungsverhältnis am Eintritt	$(t/s)_{2 8}$ bzw. $(t/s)_{2 7}$	0,29
	Solidität am Eintritt	$\sigma_{2 8}$ bzw. $\sigma_{2 7}$	3,49
	Eintrittsseitenverhältnis	$(h/b)_{2 8}$ bzw. $(h/b)_{2 7}$	0,46
	Hinterkantenradius	r_3 bzw. $r_{2 8}$	289,35 mm
	Umlenkungswinkel in Umfangsrichtung	$(\Delta\alpha_M)_{\text{Desw. 1}}$	69,97°
			12,49°
Deswirler (Reihe 1)	Schaufelzahl	$Z_{\text{Desw. 2}}$	60
	Vorderkantenradius	$r_{2 9}$	293,37 mm
	Teilungsverhältnis am Eintritt	$(t/s)_{2 9}$	0,80
	Solidität am Eintritt	$\sigma_{2 9}$	1,26
	Eintrittsseitenverhältnis	$(h/b)_{2 9}$	0,46
Deswirler (Reihe 2)	Schaufelzahl	$Z_{\text{Desw. 2}}$	60
	Vorderkantenradius	$r_{2 9}$	293,37 mm
	Teilungsverhältnis am Eintritt	$(t/s)_{2 9}$	0,80
	Solidität am Eintritt	$\sigma_{2 9}$	1,26
	Eintrittsseitenverhältnis	$(h/b)_{2 9}$	0,46

Tabelle B.1: (fortgesetzt)

Domäne	Parameter	Wert	
		VND	TND
Deswirler (Reihe 2)	Hinterkantenradius		283,42 mm
	Umlenkungswinkel in Umfangsrichtung	r_3 $(\Delta\alpha_M)_{\text{Desw. 2}}$	55,52 °
Nachleitapparat	Flächenverhältnis	$A_3/A_{2 8}$ bzw. $A_3/A_{2 7}$	2,95
	Umlenkungswinkel in Umfangsrichtung	$(\Delta\alpha_M)_{\text{Desw.}}$	69,97 °
	Umlenkungswinkel in Meridionalrichtung	$(\Delta\gamma)_{\text{Desw.}}$	-132,07 ° -138,95 °

B.2 Übersicht der Messstellen des VND-Diffusionssystems

An dieser Stelle wird eine Übersicht der bereits in Abschnitt 4.2.3 vorgestellten Messstellen im VND-Diffusionssystem gegeben. Abbildung B.1 zeigt alle Messstellen in einer m' - θ -Ansicht im Mittelschnitt des Diffusionssystems. Statische Druckbohrungen sind durch rote Punkte angedeutet. Blaue Punkte kennzeichnen Positionen, an denen Sonden traversiert werden. Weiterhin geht aus der Abbildung die Anordnung der statischen Druckbohrungen in Ebene [119] relativ zum Diffusor hervor.

Die in Abbildung B.1 angedeutete Triangulation aller Druckbohrungspositionen bildet die Grundlage für die Visualisierung des statischen Druckfelds in Abbildung 5.11. Dabei werden die Drücke von Nabe und Gehäuse jeweils gemittelt und dem entsprechenden Punkt der Triangulation im Mittelschnitt zugeordnet. Ausgenommen hiervon sind die lediglich gehäuseseitig vorhandenen statischen Druckbohrungen am Laufradgehäuse in Ebene [119].

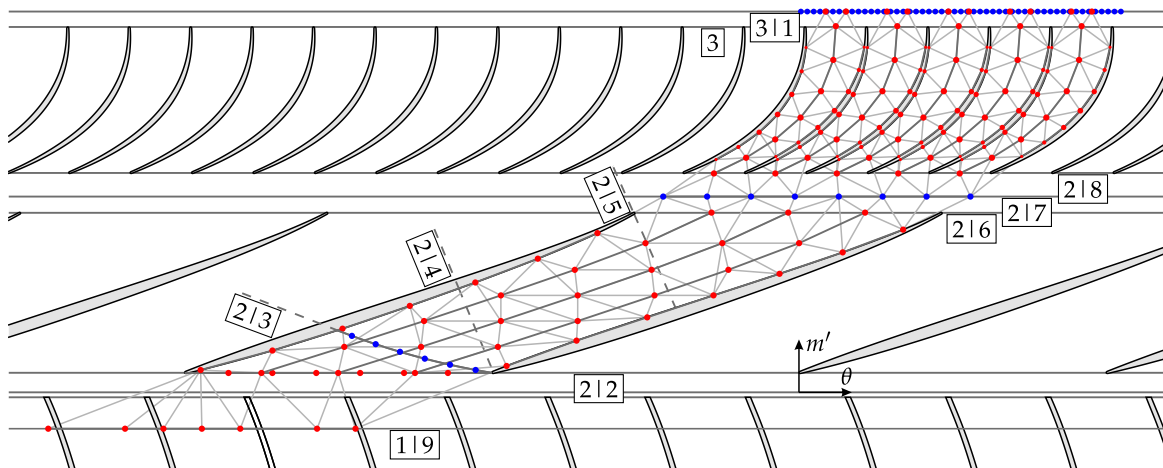


Abbildung B.1: Messpositionen im VND-Diffusionssystem

Tabelle B.2 gibt Aufschluss über die genaue Verteilung der einzelnen Messstellen im VND-Diffusionssystem und über ihre Gesamtanzahl.

Tabelle B.2: Übersicht der Messstellen im VND-Diffusionssystem

[119]	Laufradaustrittsbereich 6 statische Druckbohrungen am Gehäuse in Abständen in Umfangsrichtung von $\Delta\theta = 3^\circ, 6^\circ, 3^\circ, 6^\circ, 3^\circ, 3^\circ$ \Rightarrow 6 Messpositionen
[212]	Diffusorvorderkantenradius jeweils 6 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung, d. h. 14,3 %, 28,6 %, 42,9 %, 57,1 %, 71,4 % und 85,7 % der Kanalbreite $\Rightarrow 2 \times 6 = 12$ Messpositionen

Tabelle B.2: (fortgesetzt)

213	<p>Pitot-Ebene 6 SVV-Traversierpositionen für Pitotsonden zur Totaldruckmessung in äquidistanten Abständen entlang des Kanalquerschnitts, d. h. 10 %, 26 %, 32 %, 48 %, 64 %, 90 % mit jeweils 13 Positionen in spannweitisger Richtung $\Rightarrow 6 \times 13 = 78$ Messpositionen</p>
212 – 216	<p>Diffusor jeweils 21 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in 3 Gruppen zu jeweils 7 Positionen entlang von in Umfangsrichtung rotierten Skelettlinien der Diffusorscheufel. Positionen in Umfangsrichtung: 25 %, 50 % und 75 % der Kanalbreite. Positionen in Richtung des Strömungspfad: 0 %, 16,7 %, 33,3 %, 50 %, 66,7 %, 83,3 % und 100 % der Länge der Skelettlinie $\Rightarrow 2 \times 21 = 42$ Messpositionen</p> <p>jeweils 7 statische Druckbohrungen an Saugseite und Druckseite zwischen 3 % und 90 % der Länge der Skelettlinie auf halber Spannweite (50 %) in äquidistanten Abständen, d. h. 3 %, 17,5 %, 32 %, 46,5 %, 61 %, 75,5 %, 90 % $\Rightarrow 2 \times 7 = 14$ Messpositionen</p>
217	<p>Ebene zwischen Diffusor und Deswirler jeweils 8 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung, d. h. 0 %, 14,3 %, 28,6 %, 42,9 %, 57,1 %, 71,4 %, 85,7 %, 100 % der Kanalbreite $\Rightarrow 2 \times 8 = 16$ Messpositionen</p> <p>7 SVV-Traversierpositionen für Dreilochsonden zur Messung von Totaldruck, Machzahl und Strömungswinkel in äquidistanten Abständen entlang des Kanalquerschnitts, d. h. 0 %, 14,3 %, 28,6 %, 42,9 %, 57,1 %, 71,4 %, 85,7 % mit jeweils 14 Positionen in spannweitisger Richtung $\Rightarrow 7 \times 14 = 98$ Messpositionen</p>
218 – 3	<p>Deswirler, je Deswirler-Kanal (5) jeweils 7 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse entlang von in Kanalmitte (50 %) rotierten Skelettlinien der Deswirlerscheufel. Positionen in Richtung des Strömungspfad: 0 %, 16,7 %, 33,3 %, 50 %, 66,7 %, 83,3 % und 100 % der Länge der Skelettlinie $\Rightarrow 5 \times 2 \times 7 = 70$ Messpositionen</p> <p>jeweils 7 statische Druckbohrungen an Saugseite und Druckseite zwischen 17 % und 90 % der Länge der Skelettlinie auf halber Spannweite (50 %) in äquidistanten Abständen, d. h. 17 %, 29,2 %, 41,3 %, 53,5 %, 65,7 %, 77,8 %, 90 % $\Rightarrow 5 \times 2 \times 7 = 70$ Messpositionen</p>

Tabelle B.2: (fortgesetzt)

3 1	<p>Stufenaustrittsebene</p> <p>je Deswirler-Kanal jeweils 2 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung, d. h. 33,3 % und 66,7 % der Kanalbreite $\Rightarrow 5 \times 2 \times 2 = 20$ Messpositionen</p> <p>jeweils 2 in Umfangsrichtung traversierbare Rechen für Totaldruck-, Totaltemperatur- und Dreilochsonden mit jeweils 5 (Totaldruck- und Totaltemperatursonden) äquidistanten spannweiten Positionen zwischen 15 % und 85 % der Spannweite bzw. 2 (Dreilochsonden) spannweiten Positionen (15 % & 50 % und 50 % & 85 % der Spannweite). Jeweils 51 Positionen in Umfangsrichtung mit $\Delta\theta = 0,5^\circ$ (25° Umfangssegment) $\Rightarrow 2 \times 2 \times 5 \times 51 + 2 \times 2 \times 51 = 1020 + 204 = 1224$ Messpositionen</p> <p>Gesamt: 1650 Messpositionen</p>
-----	---

B.3 Übersicht der Messstellen des TND-Diffusionssystems

Wie in Abschnitt B.2 für das VND-Diffusionssystem werden in diesem Abschnitt die Messstellen des TND-Diffusionssystems, auf die bereits in Abschnitt 4.2.4 eingegangen wurde, in Form einer m' - θ -Ansicht des Diffusionssystems im Mittelschnitt (s. Abb. B.2) und einer Übersichtstabelle (s. Tab. B.3) zusammengefasst.

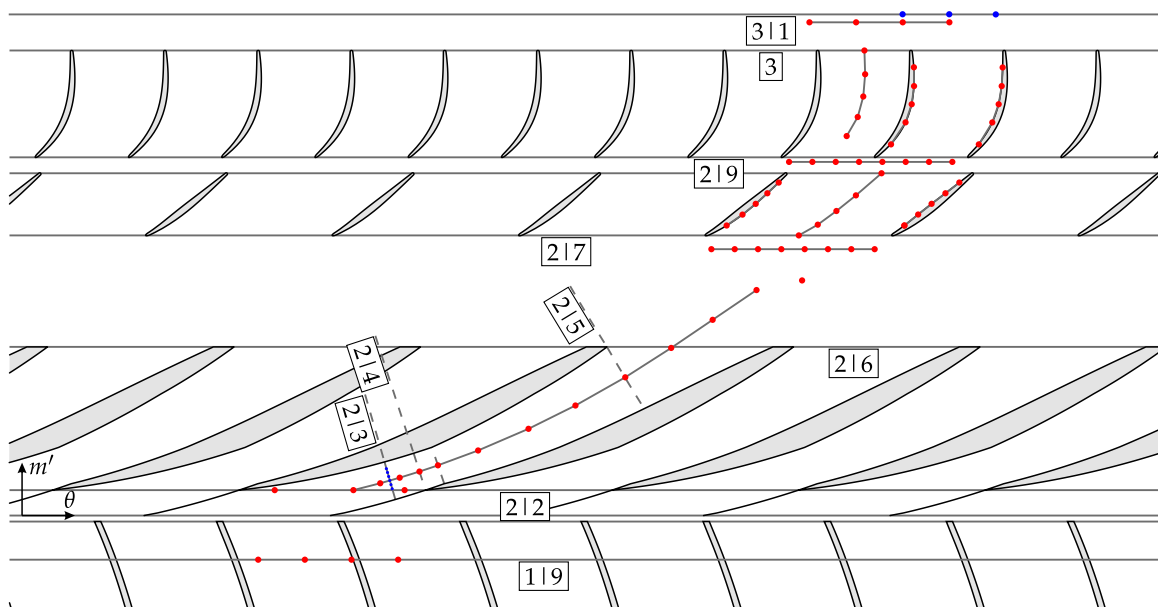


Abbildung B.2: Messpositionen im TND-Diffusionssystem

Tabelle B.3: Übersicht der Messstellen im TND-Diffusionssystem

119	Laufradaustrittsbereich 4 statische Druckbohrungen am Gehäuse in Abständen in Umfangsrichtung von $\Delta\theta = 4 \times 3^\circ$ \Rightarrow 4 Messpositionen
212	Diffusorvorderkantenradius 3 statische Druckbohrungen am Gehäuse in Abständen in Umfangsrichtung von $\Delta\theta = 5,1^\circ, 3,3^\circ$ (die mittlere der drei Bohrungen liegt auf der Kanalmittellinie) \Rightarrow 3 Messpositionen
212 – 214	Halbbeschaufelter Bereich 2 statische Druckbohrungen am Gehäuse entlang der Kanalmittellinie in äquidistanten Abständen zwischen Diffusorvorderkantenradius und Diffusorhals \Rightarrow 2 Messpositionen
213	Pitot-Ebene 6 SVV-Traversierpositionen für Pitotsonden zur Totaldruckmessung in äquidistanten Abständen entlang des Kanalquerschnitts zwischen 18,3 % und 72,3 % in Abständen von 1 mm mit jeweils 13 Positionen in spannweitisger Richtung $\Rightarrow 6 \times 13 = 78$ Messpositionen
214	Diffusorhals 2 statische Druckbohrungen am Gehäuse entlang der Kanalmittellinie im Diffusorhals und am Austritt des Diffusorhalsbereichs \Rightarrow 2 Messpositionen
214 – 217	Diffusorkanal und Diffusoraustrittsbereich 7 statische Druckbohrungen am Gehäuse entlang der Kanalmittellinie und 1 weitere statische Druckbohrung im schaufellosen Bereich in Richtung der Druckseite verschoben \Rightarrow 8 Messpositionen
217	Deswirlervorderkante (Reihe 1) jeweils 8 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung mit $\Delta\theta = 1,5^\circ$ $\Rightarrow 2 \times 8 = 16$ Messpositionen
217 – 218	Deswirler (Reihe 1) jeweils 5 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse entlang einer in die Kanalmitte (50 %) rotierten Skelettlinie der Deswirlerschaukel. Positionen in Richtung des Strömungspfad: 0 %, 25 %, 50 %, 75 % und 100 % der Länge der Skelettlinie $\Rightarrow 2 \times 5 = 10$ Messpositionen

Tabelle B.3: (fortgesetzt)

	jeweils 5 statische Druckbohrungen an Saugseite und Druckseite auf halber Spannweite (50 %) bei 18,9 %, 37,3 %, 54 %, 70,5 % und 86,4 % der Länge der Skelettlinie ⇒ $2 \times 5 = 10$ Messpositionen
2 9	Deswirler Vorderkante (Reihe 2) 5 statische Druckbohrungen an der Nabe und 8 am Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung mit $\Delta\theta = 1^\circ$ (Nabe) bzw. $\Delta\theta = 1,5^\circ$ (Gehäuse) ⇒ $5 + 8 = 13$ Messpositionen
2 9 – 3	Deswirler (Reihe 2) jeweils 5 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse entlang einer in die Kanalmittte (50 %) rotierten Skelettlinie der Deswirlerschaufel. Positionen in Richtung des Strömungspfads: 24,2 %, 42,6 %, 60,4 %, 79 % und 100 % der Länge der Skelettlinie ⇒ $2 \times 5 = 10$ Messpositionen jeweils 5 statische Druckbohrungen an Saugseite und Druckseite auf halber Spannweite (50 %) bei 15,6 %, 37,9 %, 54,2 %, 69,7 % und 85,7 % der Länge der Skelettlinie ⇒ $2 \times 5 = 10$ Messpositionen
3	Deswirler Hinterkante (Reihe 2) jeweils 4 statische Druckbohrungen an Nabe und Gehäuse in äquidistanten Abständen in Umfangsrichtung mit $\Delta\theta = 2^\circ$ (Nabe) bzw. $\Delta\theta = 3^\circ$ (Gehäuse) ⇒ $2 \times 4 = 8$ Messpositionen
3 1	Stufenaustrittsebene jeweils 3 Rechen für Totaldruck- und Totaltemperatursonden mit jeweils 3 äquidistanten spannweitigen Positionen zwischen 15 % und 85 % der Spannweite. Jeweils 3 Positionen in Umfangsrichtung mit $\Delta\theta = 3^\circ$ ⇒ $2 \times 3 \times 3 = 18$ Messpositionen
Gesamt: 192 Messpositionen	

B.4 Auswertung von Dreilochsonden-Messungen

In diesem Abschnitt wird das Vorgehen der Auswertung von Dreilochsondenmessungen, wie es für diese Arbeit angewandt wird, näher erläutert.

Wie in Abschnitt 4.3.1.1 erwähnt wurde, wird für die inversen Kalibrierfunktionen ein bilinearer Spline-Ansatz gemacht. Ausgangsbasis hierfür sind die bekannten variierten Kalibriergrößen $M_{\text{Kal},i}$ mit $i = 1 \dots m$ und $\alpha_{\text{Kal},j}$ mit $j = 1 \dots n$, die drei gemessenen Sondendrucke $p_{0,\text{Kal},i,j}$, $p_{1,\text{Kal},i,j}$ und $p_{3,\text{Kal},i,j}$ sowie der gemessene Totaldruck $p_{t,\text{Kal},i,j}$. Aus den gemessenen Drücken ergeben sich die Kalibrierparameter $k_{M,\text{Kal},i,j}$ und $k_{\alpha,\text{Kal},i,j}$ sowie der dimensionslose Totaldruck $p_{t,\text{Kal},i,j}^*$. Laut dem bilinearen Spline-Ansatz gilt nun für ein beliebiges Paar einer Machzahl M zwischen M_i und M_{i+1} und eines Strömungswinkels α zwischen α_j und α_{j+1}

$$Y(M, \alpha) = (1 - s) [(1 - t)Y_{\text{Kal},i,j} - tY_{\text{Kal},i,j+1}] - s [(1 - t)Y_{\text{Kal},i+1,j} - tY_{\text{Kal},i+1,j+1}] \quad (\text{B.1})$$

mit $Y = k_M, k_\alpha, p_t^*$ und $s = \frac{M - M_{\text{Kal},i}}{M_{\text{Kal},i+1} - M_{\text{Kal},i}}$ sowie $t = \frac{\alpha - \alpha_{\text{Kal},j}}{\alpha_{\text{Kal},j+1} - \alpha_{\text{Kal},j}}$.

Bei einer späteren Messung ergeben sich mit den gemessenen Sondendrucke $p_{0,\text{Mess.}}$, $p_{1,\text{Mess.}}$ und $p_{3,\text{Mess.}}$ bzw. den daraus resultierenden Kalibrierparametern $k_{M,\text{Mess.}}$ und $k_{\alpha,\text{Mess.}}$ gemäß Gleichung (B.1) zwei Gleichungen mit den Unbekannten $s_{\text{Mess.}}$ und $t_{\text{Mess.}}$ bzw. $M_{\text{Mess.}}$ und $\alpha_{\text{Mess.}}$, nach denen sie sich auf analytischem Wege auflösen lassen. Im Vorfeld muss dabei der Unterraum des Kalibrierparameterraums $(k_{M,\text{Kal.}}, k_{\alpha,\text{Kal.}})_{i \rightarrow i+1, j \rightarrow j+1}$ bestimmt werden, in dem die in der Messung ermittelten Kalibrierparameter $k_{M,\text{Mess.}}$ und $k_{\alpha,\text{Mess.}}$ liegen. Aus Gleichung (B.1) folgt mit den so ermittelten Werten von $M_{\text{Mess.}}$ und $\alpha_{\text{Mess.}}$ direkt der dimensionslose Totaldruck $p_{t,\text{Mess.}}^*$, aus dem sich mithilfe der Sondendrucke der Totaldruck $p_{t,\text{Mess.}}$ ergibt.

B.5 Unsicherheitsabschätzung

Dieser Abschnitt ist der Beschreibung des methodischen Vorgehens bei der Unsicherheitsabschätzung von direkten Messgrößen und aus ihnen abgeleiteten Größen, wie es in dieser Arbeit zur Anwendung kommt, gewidmet und ergänzt damit Abschnitt 4.3.2. Das Vorgehen orientiert sich in weiten Teilen an *Grabe* [17].

Direkt gemessene Größen

Als direkt gemessene Größen werden im Rahmen dieser Arbeit Größen bezeichnet, die direkt von Sensoren erfasst werden. Zu ihnen zählen vor allem Drücke und Temperaturen. Sie bilden die Basis für abgeleitete Größen wie Wirkungsgrade. Weiterhin werden auch die Drehzahl und Massenströme zu den direkt gemessenen Größen gezählt, obwohl diese durch die entsprechenden Messgeräte wiederum aus

anderen gemessenen Größen abgeleitet werden. In ihrem Fall werden die Unsicherheiten durch die Hersteller der Messgeräte jedoch direkt für die Ausgangsgrößen angegeben.

Zufällige Unsicherheiten Wie bereits erwähnt wurde, kann der Einfluss zufälliger Unsicherheiten auf ein Messergebnis durch eine statistische Behandlung reduziert werden. Die Grundlage hierfür ist eine Reihe von n Wiederholungsmessungen einer Größe x . Der Mittelwert aller Messwerte x_l ($l = 1 \dots n$) ist definiert als

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^n x_l. \quad (\text{B.2})$$

Gehorchen die Messwerte einer Gaußschen Normalverteilung ist der Mittelwert \bar{x} ein Schätzer für den Erwartungswert μ_x der zu messenden Größe, also das Streuzentrum der Normalverteilung. Die zufällige Unsicherheit der Messung u_z , also der Abstand zwischen dem Mittelwert und dem Erwartungswert kann mithilfe der empirischen Varianz s_x^2 der Messwerte abgeschätzt werden. Sie ist definiert als

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{l=1}^n (x_l - \bar{x})^2. \quad (\text{B.3})$$

Über ein Quantil t_P der Studentschen t -Verteilung für $n - 1$ Freiheitsgrade und ein symmetrisches Konfidenzintervall der Breite P , lässt sich nun der Erwartungswert der Messgröße wie folgt lokalisieren

$$\mu_x \in \bar{x} \pm u_{z,x} \quad \text{mit} \quad u_{z,x} = t_P(n-1) \sqrt{\frac{s_x^2}{n}}. \quad (\text{B.4})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Aussage nach Gleichung (B.4) nicht erfüllt ist, beträgt $1 - P$. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Konfidenzintervall der Studentschen t -Verteilung auf 95 % festgelegt ($P = 0,95$).

Während der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde an jedem Betriebspunkt für jede Größe eine Reihe von Messwerten aufgenommen. Die unterschiedlichen Abtastfrequenzen der einzelnen Messgeräte führen jedoch in ein und demselben Zeitraum zu einer für unterschiedliche Größen unterschiedlichen Anzahl von Messwerten. So wurden für jeden Betriebspunkt typischerweise acht Messwerte für Drücke aufgenommen, während im gleichen Zeitraum nur zwei Messwerte für Temperaturen und Massenströme aufgenommen wurden. Die empirischen Varianzen dieser mit niedriger Abtastfrequenz aufgenommen Messgrößen wurden jedoch in Anlehnung an Schmidt [45] konservativ abgeschätzt, sodass für sie der gleiche Wert des P -Quantils der Studentschen t -Verteilung t_P verwendet werden kann. Für die Verdichterdrehzahl wurde sowohl die zufällige als auch die systematische Unsicherheit als 0 angenommen, da ihre Schwankungen unterhalb der Auflösung des Messgerätes von $1 \frac{\text{U}}{\text{min}}$ liegen.

Systematische Unsicherheiten Die systematische Unsicherheit u_s einer Messgröße x lässt eine Aussage darüber zu, wie weit ihr Erwartungswert μ_x von ihrem wahren Wert x_0 entfernt ist. Es gilt

$$x_0 \in \mu_x \pm u_{s,x}. \quad (\text{B.5})$$

Bei der Bestimmung von Drücken und Temperaturen tritt eine Reihe von Phänomenen auf, die systematische Unsicherheiten mit sich bringen.

Die bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Druckmessgeräte (vgl. Abschn. 4.2) weisen eine systematische Unsicherheit aufgrund eines nichtlinearen Sensorverhaltens auf. Durch ihre Kalibrierung konnte gezeigt werden, dass sich der damit einhergehende Fehler auf höchstens 80 % des vom Hersteller angegebenen Wertes beschränkt. Mit den Druckleitungen zusammenhängende systematische Unsicherheiten wie Leckagen oder das transiente asymptotische Einstellen des statischen Drucks werden durch das Abdrücken der Druckleitungen und durch genügend lange Ausgleichszeiten vor der Messwertaufnahme ausgeschlossen. Auch die geometrischen Eigenschaften von Wanddruckbohrungen und Pitotsonden bringen systematische Unsicherheiten mit sich. So beeinflussen bei einer Wanddruckbohrung sowohl ihre Positionierung durch mechanische Bearbeitung als auch die Bohrungsgeometrie selbst den durch sie gemessenen Druck. Bei Pitotsonden hat sowohl die Sondenform als auch die Positionierung im Strömungskanal einen Einfluss auf den gemessenen Totaldruck. Auch der Strömungszustand am Messort, der hauptsächlich durch die Machzahl, die Reynoldszahl, den Turbulenzgrad und die Heterogenität des Strömungsfeldes charakterisiert wird, birgt systematische Unsicherheiten bei der Druckmessung in sich. Diese wurden für die Messungen von statischen Drücken und Totaldrücken in gleicher Weise berücksichtigt wie in *Schmidt* [45].

Durch die sogenannte Kopfkorrektur wird bei Messungen mit Mehrlochsonden die systematische Unsicherheit, die mit der räumlichen Verteilung der Messbohrungen der Sonde einhergeht, weitestgehend eliminiert. Ohne sie würde es vor allem in stark heterogenen Strömungsfeldern zu großen Fehlern bei der Bestimmung der Kalibriergößen kommen. Bei der Kopfkorrektur werden die Druckverläufe der äußeren Sondenbohrungen virtuell derart verschoben, dass ihr Messort immer mit dem der mittleren Sondenbohrung zusammenfällt. So messen alle drei Sondenbohrungen einer Dreilochsonde jeweils immer am gleichen Ort innerhalb des Strömungsfeldes.

Systematische Unsicherheiten im Zusammenhang mit Temperaturmessungen wurden mittels Korrekturen des statischen Offsets für Thermopaare und des nichtadiabaten Strömungsaufstaus am Temperatursensor (Recovery-Faktor-Korrektur) so weit wie möglich reduziert. Lediglich die systematische Unsicherheit bei der Temperaturmessung durch die Messgeräte gemäß den entsprechenden Herstellerangaben muss somit berücksichtigt werden.

Für die Bestimmung von Massenströmen wurde die systematische Unsicherheit des Normalgeräts der Kalibrierung sowie der Polynomialfehler des Kalibrierpolynoms berücksichtigt. Die systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Drehzahl wird, wie bereits erwähnt, als 0 angenommen.

Abgeleitete Größen

Eine abgeleitete Messgröße kann in allgemeiner Form als eine Funktion $\phi(x_i)$ von einer Reihe von Eingangsgrößen x_i ($i = 1 \dots m$), die selbst direkt gemessen oder ebenfalls abgeleitet sein können, beschrieben werden. Um die zufälligen und systematischen Unsicherheiten der Größe ϕ in Abhängigkeit der Mittelwerte und Unsicherheiten der Eingangsgrößen x_i auszudrücken, wird sie zunächst in Form von Taylorreihen approximiert. Zum einen wird sie für jede Einzelmessung entwickelt, wobei zunächst davon ausgegangen wird, dass die Anzahl der Messungen für alle x_i gleich n ist

$$\begin{aligned} \phi(x_{1l}, x_{2l}, \dots, x_{ml}) &= \phi(x_{0,1}, x_{0,2}, \dots, x_{0,m}) \\ &+ \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial x_{0,i}} (x_{il} - \mu_i) + \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial x_{0,i}} u_{s,x_i} \\ &+ \mathcal{O}((x_{il} - \mu_i)^2) + \mathcal{O}(u_{s,x_i}^2) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

mit $l = 1 \dots n$. Zum anderen wird die abgeleitete Größe ϕ für die Mittelwerte \bar{x}_i entwickelt

$$\begin{aligned} \phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_m) &= \phi(x_{0,1}, x_{0,2}, \dots, x_{0,m}) \\ &+ \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial x_{0,i}} (\bar{x}_i - \mu_i) + \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial x_{0,i}} u_{s,x_i} \\ &+ \mathcal{O}((\bar{x}_i - \mu_i)^2) + \mathcal{O}(u_{s,x_i}^2) . \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Wird die Differenz der Gleichungen (B.6) und (B.7) gebildet und werden dabei Terme zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt, was der Annahme kleiner Unsicherheiten gleichkommt, und werden die partiellen Ableitungen von ϕ nach den Eingangsvariablen an deren wahren Werten durch diejenigen an ihren Mittelwerten ($\partial \phi / \partial x_{0,i} \approx \partial \phi / \partial \bar{x}_i$) approximiert, resultiert

$$\phi(x_{1l}, x_{2l}, \dots, x_{ml}) - \phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_m) = \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial x_{0,i}} (x_{il} - \bar{x}_i) \quad (\text{B.8})$$

mit $l = 1 \dots n$. Wird nun Gleichung (B.8) quadriert und über die Anzahl der Messungen n summiert, folgt die empirische Varianz von ϕ

$$s_\phi^2 = \sum_{i,j=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_i} \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_j} s_{ij} \quad (\text{B.9})$$

mit den Komponenten der empirischen Varianz-Kovarianz-Matrix

$$s_{ij} = \frac{1}{n-1} \sum_{l=1}^n (x_{il} - \bar{x}_i)(x_{jl} - \bar{x}_j) \quad (\text{B.10})$$

mit $i, j = 1 \dots m$. Analog zu Gleichung (B.4) ergibt sich für den Abstand zwischen wahrem Wert und Erwartungswert von ϕ , also für dessen zufällige Unsicherheit

$$\mu_\phi \in \bar{\phi} \pm u_{z,\phi} \quad \text{mit} \quad \bar{\phi} = \phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_m) \quad \text{und} \quad u_{z,\phi} = t_P(n-1) \sqrt{\frac{s_\phi^2}{n}}. \quad (\text{B.11})$$

Da sich die Einträge der empirischen Varianz-Kovarianz-Matrix (Gl. (B.10)) nur bestimmen lassen, wenn für alle m Eingangsgrößen jeweils die gleiche Anzahl von Messungen n vorliegt, kann andernfalls der Eintrag s_{ij} nur durch dessen obere Schranke $s_i s_j$ angenähert werden. In diesem Fall gilt für die zufällige Unsicherheit von ϕ

$$u_{z,\phi} \leq \sum_{i=1}^m \left| \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_i} \right| u_{z,x_i}. \quad (\text{B.12})$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dieser konservative Ansatz für die Fortpflanzung zufälliger Unsicherheiten verwendet.

Für den Erwartungswert von ϕ gilt

$$\mu_\phi = \phi(x_{0,1}, x_{0,2}, \dots, x_{0,m}) + \sum_{i=1}^m \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_i} u_{s,x_i} \quad (\text{B.13})$$

und analog zu Gleichung (B.5) daher für die systematische Unsicherheit von ϕ

$$\phi_0 \in \mu_\phi \pm u_{s,\phi} \quad \text{mit} \quad u_{s,\phi} = \sum_{i=1}^m \left| \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_i} \right| u_{s,x_i}. \quad (\text{B.14})$$

Letztendlich lässt sich die Gesamtunsicherheit der abgeleiteten Größe ϕ durch

$$u_\phi \leq \sum_{i=1}^m \left| \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}_i} \right| (u_{z,x_i} + u_{s,x_i}) \quad (\text{B.15})$$

abschätzen.

Übersicht der Unsicherheiten

In den Tabellen B.4 und B.5 wird jeweils ein Überblick der zufälligen Unsicherheiten und der Gesamtunsicherheiten der wichtigsten Größen der VND- und der TND-Stufe für die Auswertung in den Kapiteln 5 und 6 gegeben. Für jede Größe sind die maximalen Unsicherheiten über die nominale Drehzahllinie im entsperreten Bereich, also zwischen Sperr- und Pumpgrenze, angegeben, wobei diese, wenn es nicht anders angegeben wurde, auf die Werte der jeweiligen Größe im entsperreten Bereich der Drehzahllinie nahe der Sperrgrenze bezogen sind. Weiterhin sind alle Zustandsgrößen wie Drücke und Temperaturen auf den Totalzustand am Stufeneintritt reduziert (vgl. Gl. (4.13) und (4.14)).

Tabelle B.4: Maximale prozentuale zufällige Unsicherheiten u_z und Gesamtunsicherheiten u der wichtigsten Größen für die VND-Stufe

Größe		u_z	u
Reduzierter Stufeneintrittsmassenstrom	\dot{m}_{red}	0,212 4 %	0,476 0 %
Reduzierte Drehzahl	N_{red}	0,003 1 %	0,025 8 %
Totaldruck Stufeneintritt	p_{t1}	0,045 8 %	0,096 8 %
Totaltemperatur Stufeneintritt	T_{t1}	0,006 2 %	0,051 6 %
Wanddruck Laufradeintritt	p_1	0,093 5 %	0,284 0 %
Wanddruck Laufradaustritt	$p_{1 9}$	0,126 8 %	1,284 5 %
Wanddruck Diffusoreintritt	$p_{2 1}$	0,126 5 %	1,260 0 %
Wanddruck Diffusorscheufel-VK-Radius	$p_{2 2}$	0,144 4 %	1,226 9 %
Wanddruck Diffusorhals	$p_{2 4}$	0,793 1 %	1,814 0 %
Wanddruck Diffusoraustritt	$p_{2 7}$	0,232 3 %	0,660 8 %
Wanddruck Stufenaustritt	$p_{3 1}$	0,211 8 %	0,391 4 %
Wanddruck Austrittsplenum	$p_{3 2}$	0,206 9 %	0,308 2 %
Totaldruck Diffusoreintritt	$p_{t2 1}$	0,681 4 %	3,796 6 %
Totaldruck Pitot-Ebene	$p_{t2 3}$	0,176 9 %	0,427 2 %
Totaldruck Diffusoraustritt	$p_{t2 7}$	0,362 7 %	0,500 3 %
Totaldruck Stufenaustritt	$p_{t3 1}$	0,148 7 %	0,257 6 %
Totaltemperatur Stufenaustritt	$T_{t3 1}$	0,023 2 %	0,163 8 %
Stufendruckverhältnis (total-zu-statisch)	π_{ts}	0,206 9 %	0,308 2 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusionssystems	$\pi_{ss,DS}$	0,333 4 %	1,568 3 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusoreintritts	$\pi_{ss,DE}$	0,919 6 %	3,074 0 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusorkanals	$\pi_{ss,DK}$	1,025 4 %	2,474 7 %
Stat. Druckverhältnis des Deswirlers	$\pi_{ss,DW}$	0,439 2 %	0,969 1 %
Stufentotaltemperaturverhältnis	τ_{tt}	0,023 2 %	0,163 8 %
Polytr. Stufenwirkungsgrad (total-zu-stat.)	$\eta_{vp,ts}$	0,213 1 % ³	0,580 3 % ³
Druckbeiwert des Diffusorkanals	$\tilde{c}_{p,DK}$	0,824 7 % ³	2,691 8 % ³
Druckbeiwert des Deswirlers	$\tilde{c}_{p,DW}$	3,316 1 % ³	6,807 2 % ³
Diffusorwirkungsgrad des Diffusionssystems	$\eta_{\text{Diff},DS}$	1,513 9 % ³	5,828 5 % ³
Diffusorwirkungsgrad des Diffusorkanals	$\eta_{\text{Diff},DK}$	1,669 9 % ³	6,820 1 % ³
Diffusorwirkungsgrad des Deswirlers	$\eta_{\text{Diff},DW}$	7,504 0 % ³	14,667 9 % ³
Eff. Flächenverhältnis des Diffusionssystems	$\left(\frac{A_{3 1}}{A_{2 3}}\right)_{\text{eff.}}$	0,684 3 ³	1,104 2 ³
Eff. Flächenverhältnis des Diffusorkanals	$\left(\frac{A_{2 7}}{A_{2 3}}\right)_{\text{eff.}}$	0,218 7 ³	0,278 5 ³
Eff. Flächenverhältnis des Deswirlers	$\left(\frac{A_{3 1}}{A_{2 7}}\right)_{\text{eff.}}$	0,342 6 ³	0,502 4 ³
Machzahl in der Pitot-Ebene	$M_{2 3}$	0,004 1 ³	0,016 7 ³
Machzahl am Diffusoraustritt	$M_{2 7}$	0,028 0 ³	0,035 6 ³

³ Absolutwert

Tabelle B.4: (fortgesetzt)

Größe		u_z	u
Machzahl am Stufenaustritt	$M_{3 1}$	0,019 2 ⁴	0,026 1 ⁴
Strömungswinkel am Diffusoraustritt	$\alpha_{2 7}$	1,789 4 ^{o4}	2,092 6 ^{o4}
Strömungswinkel am Stufenaustritt	$\alpha_{3 1}$	6,391 2 ^{o4}	7,990 5 ^{o4}
Versperrung in der Pitot-Ebene	$B_{2 3}$	0,372 0 % ⁴	0,956 6 % ⁴
Versperrung am Diffusoraustritt	$B_{2 7}$	8,467 0 % ⁴	10,548 9 % ⁴
Versperrung am Stufenaustritt	$B_{3 1}$	2,816 2 % ⁴	5,032 4 % ⁴

Tabelle B.5: Maximale prozentuale zufällige Unsicherheiten u_z und Gesamtunsicherheiten u der wichtigsten Größen für die TND-Stufe

Größe		u_z	u
Reduzierter Stufeneintrittsmassenstrom	\dot{m}_{red}	0,217 8 %	0,488 0 %
Reduzierte Drehzahl	N_{red}	0,003 1 %	0,026 0 %
Totaldruck Stufeneintritt	p_{t1}	0,044 0 %	0,092 9 %
Totaltemperatur Stufeneintritt	T_{t1}	0,006 3 %	0,052 0 %
Wanddruck Laufradeintritt	p_1	0,096 9 %	0,288 7 %
Wanddruck Laufradaustritt	$p_{1 9}$	0,076 4 %	1,221 0 %
Wanddruck Diffusoreintritt	$p_{2 1}$	0,139 7 %	1,228 5 %
Wanddruck Diffusorhals	$p_{2 4}$	0,406 6 %	1,351 6 %
Wanddruck Diffusoraustritt	$p_{2 7}$	0,077 3 %	0,459 8 %
Wanddruck Deswirleraustritt (Reihe 1)	$p_{2 9}$	0,096 0 %	0,460 4 %
Wanddruck Stufenaustritt	$p_{3 1}$	0,100 1 %	0,268 1 %
Wanddruck Austrittsplenum	$p_{3 2}$	0,096 0 %	0,193 9 %
Totaldruck Diffusoreintritt	$p_{t2 1}$	0,711 3 %	3,785 2 %
Totaldruck Pitot-Ebene	$p_{t2 3}$	0,142 0 %	0,415 8 %
Totaldruck Stufenaustritt	$p_{t3 1}$	0,080 1 %	0,224 6 %
Totaltemperatur Stufenaustritt	$T_{t3 1}$	0,023 3 %	0,164 7 %
Stufendruckverhältnis (total-zu-statisch)	π_{ts}	0,096 0 %	0,193 9 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusionssystems	$\pi_{ss,DS}$	0,235 7 %	1,422 5 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusoreintritts	$\pi_{ss,DE}$	0,546 3 %	2,580 2 %
Stat. Druckverhältnis des Diffusorkanals	$\pi_{ss,DK}$	0,483 9 %	1,811 4 %
Stat. Druckverhältnis des Deswirlers	$\pi_{ss,DW}$	0,173 3 %	0,653 7 %
Stufentotaltemperaturverhältnis	τ_{tt}	0,023 3 %	0,164 7 %
Polytr. Stufenwirkungsgrad (total-zu-stat.)	$\eta_{Vp,ts}$	0,128 8 % ⁴	0,397 6 % ⁴
Diffusorwirkungsgrad des Diffusionssystems	$\eta_{\text{Diff.,DS}}$	1,322 6 % ⁴	5,940 1 % ⁴

⁴ Absolutwert

Tabelle B.5: (fortgesetzt)

Größe		u_z	u
Eff. Flächenverhältnis des Diffusionssystems	$\left(\frac{A_{3 1}}{A_{2 3}}\right)_{\text{eff.}}$	0,068 7 ⁵	0,198 0 ⁵
Machzahl in der Pitot-Ebene	$M_{2 3}$	0,003 8 ⁵	0,012 9 ⁵
Machzahl am Stufenaustritt	$M_{3 1}$	0,003 4 ⁵	0,005 8 ⁵
Versperrung in der Pitot-Ebene	$B_{2 3}$	0,315 3 % ⁵	0,663 6 % ⁵
Versperrung am Stufenaustritt	$B_{3 1}$	0,688 1 % ⁵	1,917 5 % ⁵

Neben den Unsicherheiten, die aus den Messungen selbst resultieren, sind auch die Messpositionen gewissen Unsicherheiten unterworfen, welche wiederum zu Abweichungen der zu messenden Größen führen. Diese Positionsungenauigkeiten sind auf Ungenauigkeiten bei der Fertigung und bei der Traversierung von Sonden sowie auf die thermische Ausdehnung der Bauteile zurückzuführen. Abweichungen der Sollposition von Wanddruckbohrungen durch Ungenauigkeiten beim mechanischen Bearbeitungsprozess werden mit $\pm 0,01$ mm abgeschätzt. Ungenauigkeiten bei der Positionierung von Sonden werden mit $\pm 0,1$ mm in der Pitot-Ebene und für die VND-Stufe weiterhin $\pm 0,01$ mm in der Ebene zwischen Diffusor und Deswirler und $\pm 0,2^\circ$ in der Stufenaustrittsebene abgeschätzt. Eine weitere Quelle von Ungenauigkeiten ist die räumliche Mittelwertbildung über den Messort, also den Querschnitt einer statischen Druckbohrung oder die Ausdehnung eines Sondenkopfes. Hierdurch kommt es zu einer räumlichen Tiefpassfilterung. Diesem Umstand wird durch möglichst kleine statische Druckbohrungen ($\varnothing 0,4$ mm) und miniaturisierten Sondenköpfen begegnet. Die zuletzt genannten Unsicherheiten werden in der Auswertung nicht gesondert berücksichtigt.

⁵ Absolutwert