

---

# **Numerische Untersuchungen von Axialverdichtern mit gestörter Zuströmung**

Andreas Lesser

Vollständiger Abdruck der von der  
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik  
der Universität der Bundeswehr München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Gutachter/Gutachterin:

1. Univ. Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis
2. Univ. Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs

Die Dissertation wurde am 16.7.2014 bei der  
Universität der Bundeswehr München  
eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik  
am 8.10.2014 angenommen.  
Die mündliche Prüfung fand am 24.10.2014 statt.

## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Totaldruckstörungen in der Zuströmung eines Axialverdichters. Aktuelle Relevanz bekommen diese durch immer größere Verhältnisse von Fandurchmesser zu Einlauflänge, wodurch die Strömung im Einlauf weniger homogenisiert wird und durch den immer weiteren Einsatzbereich von unbemannten Luftfahrzeugen (UAV), die aufgrund komplexer Einlaufgeometrie in weiten Flugbereichen eine inhomogene Verdichterzuströmung aufweisen. Die zentralen Ziele der Arbeit sind zum einen die Identifikation relevanter Strömungsphänomene bei der Interaktion einer Totaldruckstörung und einer Verdichterstufe und zum anderen die Rückwirkung der Verdichterstufe auf die gestörte Zuströmung. Neben der Untersuchung und der Identifikation relevanter Strömungsmechanismen steht auch die Validierung des verwendeten numerischen Verfahrens im Fokus dieser Arbeit.

Die untersuchten Verdichterstufen, der DLR Rotor 030 und der, an der TU Darmstadt betriebene, Rotor 1 werden zunächst mit homogener Zuströmung simuliert. Die Untersuchung der Verdichterstufen mit homogener Zuströmung stellt einerseits den ersten Schritt für die Validierung des verwendeten numerischen Verfahrens dar. Andererseits ist die genaue Kenntnis des Verhaltens der Verdichterstufen bei homogener Zuströmung der zentrale Ausgangspunkt der wissenschaftlichen Analyse ihres Verhaltens bei inhomogener Anströmung. Das verwendete numerische Verfahren zeigt sich sehr gut in der Lage die Aerodynamik der untersuchten Verdichterstufen bei homogener Zuströmung wiederzugeben.

Anschließend wird das aerodynamische Verhalten einer Verdichterstufe bei einer Totaldruck-Störung in der Zuströmung mit einem analytisch-phänomenologischen Ansatz abgeschätzt. Ziel dieser Abschätzung ist es, eine Vorstellung der zu erwartenden Strömungsmechanismen zu bekommen. Zudem soll mit diesem Ansatz, in Kombination mit den zur Verfügung stehenden experimentellen Daten, die physikalische Plausibilität der numerischen Ergebnisse sichergestellt werden. Nach der analytischen Untersuchung wird die DLR R030 Verdichterstufe mit einer, durch eine Randbedingung aufgeprägten, Totaldruckstörung simuliert. Die Ergebnisse werden mithilfe der analytischen Abschätzung analysiert und mit den aus der Literatur verfügbaren experimentellen Daten validiert. Sowohl die analytischen als auch die numerischen Ergebnisse zeigen eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Als eines der zentralen Phänomene, bei der Interaktion von Verdichterstufe und gestörter Zuströmung, kann die Entkopplung der Störung des statischen Drucks und der konvektiven Störungsgrößen identifiziert werden.

Im Anschluss wird die TUD Rotor1 Verdichterstufe mit einer bereits bekannten und einer neuen, generischen Totaldruckstörung numerisch untersucht. Hierbei zeigt sich, neben den bereits bei der DLR R030 Stufe beobachteten Ergebnissen, dass die Variation des Öffnungswinkels des Störsektors qualitativ kaum Einfluss besitzt. Die höhere Schaufelbelastung des TUD Rotor 1 hat allerdings eine stärkere umfangsversetzte Stromaufwirkung als im Falle des DLR Rotors 030 zur Folge. Ein weiteres Ergebnis ist die starke Beeinflussung der Spaltströmung durch die Störung. Aufgrund der nur sehr eingeschränkten experimentellen Datenlage wurde anschließend im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger Störkörper ausgelegt. Mit Hilfe dessen konnte die Interaktion mit dem Verdichter numerisch untersucht und mit experimentellen Ergebnissen validiert werden. Zentrale Ergebnisse sind die ausgeprägte Stromaufwirkung der Verdichterstufe und die dadurch sehr starke Dämpfung der Störung.

Abschließend wurde aus den Ergebnissen ein analytisches Modell für die Abschätzung des kritischen Öffnungswinkels des gestörten Sektors abgeleitet.

## Abstract

Total pressure distortions within the intake flow of air-breathing engines may cause severe loss in stall margin and efficiency. This work aims to identify the relevant flow phenomena of the interaction of distorted inlet flow and the compressor. A focus is on the feedback of the distorted compressor to the upstream flowfield. The validation of the used flow solver is an additional aim.

In a first step the investigated compressor stages are simulated with uniform inflow. The simulation with uniform inflow is on the one hand side for flow solver validation and numerical grid validation. On the other hand side, it is crucial to understand the flow physics of the particular compressor stage with uniform inflow in order to analyze the physics with non-uniform inflow. The numerical results with uniform inflow show a very good agreement with available experimental data.

The analysis of the transport of a circumferential total pressure distortion through a compressor stage is the next step. A phenomenological approach for the transport is presented and verified by numerical results, previously validated by experimental data. The most important finding is the essential role of the different propagation speeds of the static pressure distortion and the inflow velocity distortion and its decoupling. A static pressure and an inflow velocity distortion are present for all kinds of total pressure distortions caused by the upstream flow field redistribution of the compressor. This decoupling causes not only a significant circumferential increase of the distorted sector but also a strong variation of the distortion magnitude downstream of the compressor stage. All relevant phenomena are present in the phenomenological approach as well as in the numerical and the referred experimental results.

Inlet distortions result in a decrease of stability margin. The crucial area for the stability of most modern transonic compressors is the tip region; therefore, the tip region is under particular investigation. The numerical results show that the flow field in the distorted area is shifted toward the stall line. The shock system and the tip clearance vortex behave similar to the results near stall with uniform inflow. No local stall can be observed, although the local operating points within the distorted sector travel beyond the stall line of the compressor map with uniform inflow.

For a better understanding of the upstream flow field redistribution a new distortion generator was designed and investigated. Numerical results are presented and validated by experimental data. The distorted compressor stage shows a very strong influence on the wake generated by the distortion generator.

Finally, a new analytical approach for the critical distortion angle is presented. The main finding is that the circumferential extent has to be big enough to separate the zones of decoupled distortion quantities.

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München entstanden. Mein Dank gilt an erster Stelle dem Institutsleiter Univ. Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis. Seine wissenschaftliche Betreuung, seine wertvollen Anregungen und vor allem sein Vertrauen haben wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Des Weiteren möchte ich Herrn Univ. Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs für die Übernahme des Co-Referats und Herrn Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. Markus Klein für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission danken.

Ganz herzlich möchte ich mich bei all meinen Kollegen am Institut für Strahlantriebe möchte ich mich ganz herzlich für die offene, anregende und sehr angenehme Atmosphäre am Institut bedanken. Hervorheben möchte ich Markus Martinstetter und Marco Schwarze, die als „alte Hasen“ meinen Einstieg am Institut erleichtert und durch vielerlei Diskussionen, mit und ohne Bier, meinen fachlichen Horizont erweitert haben. Roberto Ciorciari möchte ich nicht nur für den morgendlichen Espresso und die vielen Gespräche über Aerodynamik und italienische Politik danken, sondern auch für den Hauch von Süden und Lebensart, mit der er das Büro bereichert hat. Um mich gebührend für die Unterstützung und die Freundschaft von Franz Blaim, nicht nur im Rahmen dieser Promotion, sondern auch schon während unseres gemeinsamen Studiums zu bedanken, wäre eigentlich eine eigene Danksagung von Nöten.

Den Mitstreitern der Forschergruppe 1066 Sonja Schulze und Axel Probst möchte ich für die angenehmen Treffen, die Bahnfahrten und die fachliche Unterstützung danken.

Entscheidend für den Erfolg meiner Promotion und aller vorangegangenen Schritte war und ist meine Familie. Besonderer Dank gilt meiner Freundin Almuth, für das Erdulden meiner Launen, der Wochenenden in der Bibliothek oder am Institut, um „schnell“ eine Rechnung zu starten, und für ihre Fähigkeit mich immer wieder aufs Neue zu motivieren. Der größte Dank gebührt jedoch meinen Eltern und meinem Bruder, nicht nur für ihre umfangreiche Unterstützung und den absoluten Rückhalt, sondern auch dafür, dass sie mir für alles Weitere das Rüstzeug mitgegeben haben.

Abschließend möchte ich mich bei meinem kleinen Neffen und meiner kleinen Nichte bedanken, die mir stets den wahren Stellenwert der Dinge vor Auge führen.

München, November 2014

Andreas Lesser

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis .....</b>	<b>VIII</b>
<b>Tabellenverzeichnis .....</b>	<b>XI</b>
<b>Nomenklatur .....</b>	<b>XII</b>
<b>1 Einleitung und Problemstellung .....</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen.....</b>	<b>5</b>
2.1 Verdichteraerodynamik .....	5
2.2 Verdichteraerodynamik bei gestörter Zuströmung.....	8
2.2.1 Parallel Verdichter Model (PCM) .....	9
2.2.2 Reduktion der Stabilitätsmarge durch eine $P_1$ -Störung.....	10
2.2.3 Stromaufwirkung des gestörten Verdichters .....	11
2.2.4 Dämpfung der Störung durch den Verdichter.....	14
2.2.5 Einfluss von stromab liegenden Komponenten .....	14
2.2.6 Nicht vom PCM erfasste Effekte und Erweiterungen.....	16
2.2.7 Instationäre, reibungsfreie Effekte .....	17
2.2.8 Instationäre, reibungsbehaftete Effekte .....	21
2.2.9 Einfluss des Öffnungswinkels auf die Verdichterantwort.....	22
2.2.10 Stabilitätskriterien .....	24
2.2.11 Kennwerte zur Störungsbeschreibung .....	25
2.2.12 Simulation von Verdichtern mit gestörter Zuströmung: Stand der Forschung .....	25
2.3 Strömungsphänomene an der Stabilitätsgrenze.....	26
<b>3 Numerische Berechnung turbulenter Strömungen .....</b>	<b>32</b>
3.1 Turbulenz und Turbulenzmodellierung .....	36
3.1.1 Reynolds-Mittelung .....	39
3.1.2 Die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen.....	40
3.2 Der Strömungslöser TRACE .....	43
<b>4 Untersuchte Verdichterstufen.....</b>	<b>45</b>
4.1 DLR Verdichterstufe Rotor 030 .....	45
4.2 TUD Verdichterstufe Rotor 1 .....	47
<b>5 Numerische Untersuchungen mit homogener Zuströmung .....</b>	<b>49</b>
5.1 DLR-R030 mit homogener Zuströmung.....	49
5.1.1 Verwendetes Rechennetz.....	49
5.1.2 Ergebnisse numerischer Untersuchungen mit homogener Zuströmung	51

---

5.2 TUD-R1 mit homogener Zuströmung .....	54
5.2.1 Verwendetes Rechnetz.....	54
5.2.2 Ergebnisse numerischer Untersuchungen mit homogener Zuströmung	55
<b>6 DLR-Rotor-030 mit gestörter Zuströmung .....</b>	<b>65</b>
6.1 Numerisches Setup.....	65
6.2 Analytische Diskussion der Variation der Strömungsgrößen über dem Rotor...	66
6.3 Verifikation physikalischer Plausibilität der numerischen Ergebnisse .....	76
6.4 Validierung der numerischen Ergebnisse mit experimentellen Daten .....	86
6.5 Diskussion der Unterschiede zwischen Simulation und Experiment.....	91
6.6 Diskussion lokaler Betriebspunkte.....	94
6.7 Zusammenfassung .....	98
<b>7 TUD-Rotor 1 mit radialkonstant gestörter Zuströmung .....</b>	<b>100</b>
7.1 Numerisches Setup.....	100
7.2 Globale Ergebnisse TUD-Rotor 1 mit generischer 60°- und 120°- Störung ....	102
7.3 Zweidimensionale Aspekte der gestörten Strömung .....	104
7.3.1 Ergebnisse in der Eintrittsebene (Ebene 1).....	104
7.3.2 Ergebnisse nach dem Rotor (Ebene 2) .....	107
7.3.3 Zusammenfassung der zweidimensionalen Effekte .....	119
7.4 Dreidimensionale Aspekte einer gestörten Zuströmung .....	120
7.4.1 Strömungseffekte im Blattspitzenbereich .....	121
7.4.2 Axiales Strömungsfeld .....	130
7.4.3 Zusammenfassung des dreidimensionalen Strömungsfeldes .....	133
<b>8 TUD R1 mit Störgenerator .....</b>	<b>135</b>
8.1 Auslegung und Design eines Störgenerators .....	135
8.2 Numerisches Modell.....	145
8.3 Globale Ergebnisse der TUD-R1 Simulationen mit Störkörper .....	147
8.4 Strömung im Verdichtereinlauf .....	148
8.5 Strömung durch den Verdichter .....	155
8.6 Zusammenfassung .....	162
<b>9 Modell zur Bestimmung eines kritischen Störwinkels .....</b>	<b>163</b>
<b>10 Zusammenfassung .....</b>	<b>168</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>175</b>

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Geschwindigkeitsdreiecke eines axialen Rotors mit konstanter Durchflusskennzahl und Definition des Winkels einer Störung des Anströmwinkels .....	6
Abbildung 2: Typisches Kennfeld eines Axialverdichters .....	8
Abbildung 3: Einfachste Form des Parallel Verdichter Modells nach Longley & Greitzer [10].....	10
Abbildung 4: Umfangsverteilung von $P_t$ , $p$ und $C_{ax}$ weit stromauf und am Verdichtereintritt nach Longley & Greitzer [10].....	11
Abbildung 5: Einfluss der Stromaufwirkung auf den Anströmwinkel , vgl. Lesser et al. [21] .....	13
Abbildung 6: Auswirkung des Gradienten der Charakteristik auf die Dämpfung, vgl. Longley & Greitzer [10] .....	14
Abbildung 7: Paralleles Diffusor Modell und theoretische und gemessene Werte nach einem dreistufigen Verdichter, vgl. Longley & Greitzer [10].....	15
Abbildung 8: MSM Segmentaufteilung und Umfangverschiebung durch Rotor nach Mazzawy [24].....	17
Abbildung 9: Skizze eines 1D Diffusor .....	18
Abbildung 10: Entropievariation aufgrund der Rotation nach Longley & Greitzer [10] ..	21
Abbildung 11: Hysterese der Rotorverluste durch Umfangstörung des Totaldrucks, Longley & Greitzer [10] .....	22
Abbildung 12: Einfluss des Störwinkels und der Anzahl der Störgebiete auf den Druckaufbau (Reid [27]).....	23
Abbildung 13: Parallel Verdichter Modell mit kritischem Winkel, Longley & Greitzer [10] .....	24
Abbildung 14: Verdichtergitter mit umlaufender rotierender Ablösung nach Tan et al. [44] .....	28
Abbildung 15: Umspülen der Vorder- und der Hinterkante nach Vo [47].....	29
Abbildung 16: Tornado-artiger Wirbel nach Inoue [51].....	31
Abbildung 17: Skizze des DLR Testfalls mit Messebenen und Störgitter (Lecht [20]) ..	46
Abbildung 18: Skizze der TUD Rotor1, Stator1 Verdichterstufe (Bergner & Hennecke [101]) .....	47
Abbildung 19: DLR-R030, Rotornetz .....	50
Abbildung 20: DLR-R030 Gemessene und berechnete 85% Drehzahlkennlinie .....	52
Abbildung 21: Simulierte (links) und gemessene (rechts) Machzahlverteilung Iseler [85], 100% Drehzahl, PE BP .....	53
Abbildung 22: TUD-R1 Rechennetz.....	55
Abbildung 23: TUD-R1, stationäre, berechnete und gemessene 100% Kennlinie.....	56

Abbildung 24: Gemessene (rechts) [109] und gerechnete (links) Wanddruckverteilung an der Schluckgrenze, bei bestem Wirkungsgrad und in der Nähe der Stabilitätsgrenze (N=100%) .....	59
Abbildung 25: Gemessene [100] (rechts) und berechnete (links) Machzahlverteilung bei 60%, 80% und 95% der Schaufelhöhe (100% Drehzahl, PE) .....	62
Abbildung 26: Berechnet [100] (links) und gemessene (rechts) Machzahlverteilung auf 60%, 80% und 95% Schaufelhöhe (100% Drehzahl, Betriebspunkt Nahe der Stabilitätsgrenze) .....	64
Abbildung 27: Gemessene und in der Simulation aufgeprägte Totaldruck- und Anströmwinkelvariation (links) und Totaldruckverteilung in der Eintrittsebene in der Simulation (rechts) .....	66
Abbildung 28: Theoretischer, reibungsfreier Totaldruckverlauf mit und ohne Arbeitseinfluss .....	68
Abbildung 29: DLR R 030, instantane Verteilung der Entropie, instantanes Druckfeld, Totaldruckverhältnis, Machzahlverteilung im Mittelschnitt .....	71
Abbildung 30: DLR-R030, berechnete, instantane Strömungsgrößen am Eintritt (Ebene1) und gemittelte Strömungsgrößen nachdem Rotor (Ebene2), Mittelschnitt .....	77
Abbildung 31: Skizze der Druckausbreitung und des Partikelversatzes im Absolutsystem .....	78
Abbildung 32: Statische Druckverteilung im Mittelschnitt mit Entropielinien .....	81
Abbildung 33: Umfangsverteilung der Entropie vor und nachdem Rotor übereinandergelegt (links), instantane Schaufelbelastung (rechts) .....	85
Abbildung 34: Gemessener [20] und simulierter Wirkungsgrad (links) und totale bzw. statische Druckverteilung im Mittelschnitt der Eintrittsebene (Ebene1) .....	87
Abbildung 35: Umfangsverteilung des Totaldruckverhältnisses (links) und der Totaltemperatursteigerung (rechts) nach dem Rotor (Ebene2), im Mittelschnitt .....	88
Abbildung 36: Umfangsverteilung des absoluten Strömungswinkels (links) und des statischen Drucks(rechts) nach dem Rotor(Ebene2) .....	90
Abbildung 37: Normiertes Totaldruckverhältnis nach dem Stator (Ebene 3) .....	90
Abbildung 38: DLR-R030, simulierte lokale Passagen-Betriebspunkte, gemessene Schluck- und Stabilitätsgrenze .....	95
Abbildung 39: DLR R 030, Entropiefeld in Gehäusenähe (95%Schauelfhöhe) und in Nabennähe (5% Schaufelhöhe) .....	96
Abbildung 40: DLR R030, Wandschubspannung, Blau steht für negative, Rot für positive Werte .....	97
Abbildung 41: Generische Störungen: Oben 120° Totaldruck und Anströmwinkelstörung; Unten 60° Totaldruckstörung .....	101
Abbildung 42: TUD-R1 Kennfeld mit generischen Störungen .....	102

Abbildung 43: Instantane Verteilung der Strömungsgrößen in der Eintrittsebene (Ebene 1), S60° und S120° Testfall, Mittelschnitt.....	105
Abbildung 44: S60°-Fall: Ausschnitt der instantanen Druck- und Axialgeschwindigkeitsfelder im Bereich des gestörten Sektors (Mittelschnitt)	106
Abbildung 45: Gemittelte Verteilung der Strömungsgrößen zwischen Rotor und Stator (Ebene 2), S60° und S120° Testfall, Mittelschnitt.....	108
Abbildung 46: TUD R1, S120°, abgewinkelte Kontur der instantanen Strömungsgrößen im Mittelschnitt.....	110
Abbildung 47: TUD R1, S60°, abgewinkelte Kontur der instantanen Strömungsgrößen im Mittelschnitt.....	111
Abbildung 48: Lokaler Totaldruckaufbau im Mittelschnitt .....	117
Abbildung 49: Instantane Umfangsverteilung der Schaufelbelastung .....	119
Abbildung 50: TUD-R1, 100%-Kennlinien, umfangskonstante Radialstörungen .....	121
Abbildung 51: TUD R1, S120°, Felder der instantanen Strömungsgrößen, 95% Schaufelhöhe.....	123
Abbildung 52:TUD R1, S120, Felder von Entropie und $\lambda_2$ -Wirbelkriterium .....	125
Abbildung 53: Homogene Zuströmung, Spaltströmung 95% Schaufelhöhe, Entropie, $\lambda_2$ -Wirbelkriterium und Massenstromdichte, Schluckgrenze, bester Wirkungsgrad und an der Stabilitätsgrenze .....	127
Abbildung 54: TUD S60°, Blattspitze, Entropieverteilung.....	127
Abbildung 55: $\lambda_2$ -Wirbelkriterium und Machzahlverteilung im Rotor am Störungsausstritt (TUD-R1, S120°).....	129
Abbildung 56: Verteilung der Entropie, des Totaldruckverhältnis und des Totaltemperaturverhältnis in Ebene 2 und Ebene 3 (TUD R1 S120°).....	132
Abbildung 57: TUD R1 S120° Ebene 2 nach dem Rotor und Ebene 3 nach dem Stator Verteilung der axialen Massenstromdichte und des Druckverhältnis in Ebene und Ebene 3 (TUD R1 S120°) .....	133
Abbildung 58: Schematische Darstellung einer Einlaufablösung .....	136
Abbildung 59: TUD R1, schematische Skizze der Versuchsanlage [118], 1 Einlauf, 2 Beruhigungskammer, 3 Düse, 4 Experimentalverdichter, 5 Radialdiffusor, 6 Auslass, 7 Drehmomentmesser, 8 Getriebe, 9 Elektromotor.....	138
Abbildung 60: Skizze des Störkörpers und 3D CAD Zeichnung.....	140
Abbildung 61: Experimentelle Ergebnisse der Störkörper Voruntersuchung [118] .....	142
Abbildung 62: Unstrukturiertes 2D Netz für die Voruntersuchungen, Simulierte Wirbelfrequenz .....	144
Abbildung 63: Berechnete Wirbelstärke und Machzahlverteilung, 2D Einlaufgeometrie ohne Verdichterstufe.....	144
Abbildung 64: Schnittbild des Versuchsaufbaus, 1 Störkörper, 2 TUD Rotor 1, 3 Plexiglasfenster für PIV, 4 Spinner [118].....	145

Abbildung 65: Modellierter Störkörper mit Verdichterstufe, Schnittbild des verwendeten Rechnernetzes .....	146
Abbildung 66: TUD R1, gemessene und berechnete 100% Drehzahllinie mit gestörten Betriebspunkte .....	148
Abbildung 67: Gerechnete Totaldruck-, Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in der Zuströmung und in der Rotoreintrittsebene .....	149
Abbildung 68: Experimenteller und gerechneter Umfangsverteilung des Totaldrucks bei 66% Schaufelhöhe, Ebene 1 vor dem Rotor, Auslegungsdrehzahl, TUD-R1-SK.....	151
Abbildung 69: Gemessene und berechnete Totaldruckverteilung an verschiedenen Radialstrahlen.....	151
Abbildung 70: Simulierte und gemessene (Niehuis et al. [129]) axiale Geschwindigkeit nach dem Störkörper .....	152
Abbildung 71: Simulierte und gemessene (Niehuis et al. [129]) instantane, turbulente kinetische Energie TKE .....	153
Abbildung 72: Gemessenes, instantanes Geschwindigkeitsfeld nach dem Störkörper, Richtungsvektoren (links), Geschwindigkeitskontur (rechts) (Niehuis et al. [129]) .....	153
Abbildung 73: Gerechnete Felder des Totaldrucks, des statischen Drucks, der Massenstromdichte und der Entropie der TUD-R1 Verdichterstufe im Mittelschnitt.....	156
Abbildung 74: Gerechnete Felder des Totaldrucks, der Machzahl und der Entropie der TUD R1 Verdichterstufe an der Schaufelspitze.....	158
Abbildung 75: Gerechnete Felder des Totaldrucks und der Entropie der TUD R1 Verdichterstufe nach dem Rotor .....	159
Abbildung 76: Gemessene und simulierte Totaldruck- und Totaltemperaturverteilung in der Verdichteraustrittsebene .....	161
Abbildung 77: Skizze kritischer Störungssektor im Absolutsystem .....	163
Abbildung 78: Einfluss der Variation des Öffnungswinkels auf die Pumpgrenze nach Reid [27] .....	166
Abbildung 79: Kennfeld DLR-R030 ohne und mit Totaldruckumfangsstörung in der Zuströmung, Lecht [20].....	167

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Kenndaten der untersuchten Verdichterstufen .....	48
Tabelle 2: Störkörper Auslegungsparameter .....	141

## Nomenklatur

### Lateinische Buchstaben

A	Fläche
a	Arbeit
B	Breite
c	Geschwindigkeit, Geschwindigkeit im Absolutsystem
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
D	Durchmesser
e	innere Energie
f	Frequenz,
$f_c$	Corioliskraft
$f_z$	Zentrifugalkraft
h	Enthalpie
H	Schaufelhöhe
l	Einheitsvektor, Inzidenz
k	turbulent kinetische Energie, Wärmeleitfähigkeit
L	charakteristische Länge
l	Sehnenlänge
Ma	Machzahl
$\dot{m}$	Massenstrom
N	Anzahl der Netzzellen
Pr	Prandtl-Zahl
p	Druck
q	Wärmestrom, dynamischer Druck
R	Gaskonstante, Radius
Re	Reynoldszahl
S	Sutherland-Konstante
Sr	Strouhalzahl
s	Entropie
$s_{ij}$	Scherrate
T	Temperatur
Tu	Turbulenzgrad
t	Schaufelteilung, Zeit
$t_{ij}$	Spannungstensor
u,c,w	Geschwindigkeitskomponenten
u	Umfangskoordinate, Umfangsgeschwindigkeit
V	Volumen
W,w	Arbeit, Geschwindigkeit im Relativsystem
x,y,z	kartesische Koordinaten
$y^+$	dimensionsloser Wandabstand

**Griechische Buchstaben**

$\alpha$	Winkel im Absolutsystem
$\beta$	Winkel im Relativsystem
$\delta$	Kronecker-Delta
$\Delta$	Differenz
$\varepsilon$	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie
$\Phi$	beliebige Strömungsgröße, Dissipationsfunktion
$\kappa$	Isentropenexponent
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_2$	Wirbelkriterium
$\mu$	molekulare Viskosität
$\Theta$	Öffnungswinkel
$\xi$	Winkel der Störung des Anströmwinkels
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Spannung, Schließungskoeffizient des k- $\omega$ Turbulenzmodells
$\tau_w$	Wandschubspannung
$\tau_{ij}$	Reynold'sche Schubspannung
$\omega$	spezifische turbulente Dissipation, Winkelgeschwindigkeit
$\phi$	Durchflusskennzahl
$\psi$	Druckkenngröße

**Indizes**

ax	axial
korr	korrigiert
krit	kritisch
i,j,k	Lauf- und Tensorindizes
i	Inzidenz
ISA	Internationale Standardatmosphäre
is	isentrop
red	reduziert
ref	Referenz
T	turbulent
t	total
u	in Umfangsrichtung
V	Verdichter
0	Referenz
1	Ebene vor dem Rotor
2	Ebene nach dem Rotor
3	Ebene nach dem Stator

## Abkürzungen

AR	Flächenverhältnis, <b>A</b> rea <b>R</b> atio
BP	<b>B</b> etriebs <b>p</b> unkt
CFD	<b>C</b> omputational <b>F</b> luid <b>D</b> ynamics
CDA	<b>C</b> ontrolled <b>D</b> iffusion <b>A</b> irfoil
CL	Schluckgrenze, ( <b>C</b> hoke <b>L</b> ine)
DC	<b>D</b> istortion <b>C</b> oefficient, Störkoeffizient
DCA	Doppelkreisbogenprofil ( <b>D</b> ouble <b>C</b> ircular <b>A</b> rc Profil)
DES	<b>D</b> etached <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
DLR	<b>D</b> eutschen Zentrums für <b>L</b> uft- und <b>R</b> aumfahrt
DLR-AT	DLR, Institut für <b>A</b> ntriebstechnik
DNS	<b>D</b> irekte <b>N</b> umerische <b>S</b> imulation
DS	<b>D</b> ruck <b>s</b> eite
ff	<b>f</b> ort <b>f</b> olgende
HK	<b>H</b> inter <b>k</b> ante
L2F	<b>L</b> aser- <b>T</b> wo- <b>F</b> ocus Velocimetry
LES	<b>L</b> arge <b>E</b> ddy <b>S</b> imulation
MCA	Mehrkreisbogenprofil ( <b>M</b> ulti <b>C</b> ircular <b>A</b> rc Profil)
MSM	<b>M</b> ultiple <b>S</b> egment Parallel Compressor <b>M</b> odel
MTU	<b>MTU</b> Aero Engines AG
NACA	<b>N</b> ational <b>A</b> dvisory <b>C</b> ommittee for <b>A</b> eronautics
NS	<b>N</b> avier <b>S</b> tokes
NS	Betriebspunkt nahe der Stabilitätsgrenze ( <b>N</b> ear <b>S</b> tall)
PCM	Parallel Verdichter Model ( <b>P</b> arallel <b>C</b> ompressor <b>M</b> odel)
PDV	<b>P</b> rofil <b>d</b> ruck <b>v</b> erteilung
PE	<b>P</b> ea <b>k</b> <b>E</b> fficiency, Betriebspunkt mit dem besten Wirkungsgrad
RANS	<b>R</b> eynolds <b>A</b> veraged <b>N</b> avier <b>S</b> tokes
rpm	round <b>p</b> er <b>m</b> inute, Umdrehungen pro Minute
SK	<b>S</b> tör <b>k</b> örper, Störgenerator
SS	<b>S</b> aug <b>s</b> eite
URANS	<b>U</b> nsteady <b>R</b> eynolds <b>A</b> veraged <b>N</b> avier <b>S</b> tokes
TRACE	<b>T</b> urbomachinery <b>R</b> esearch <b>A</b> erodynamic <b>C</b> omputational <b>E</b> nvironment
TU	<b>T</b> urbulenz <b>g</b> rad
TUD	<b>T</b> echnische <b>U</b> niversität <b>D</b> armstadt
1-per-rev	<b>o</b> ne time <b>p</b> er <b>r</b> evolution (einmal pro Rotorumdrehung)

## 1 Einleitung und Problemstellung

Laut Fachserie 8, Reihe 6 des Statistischen Bundesamtes fanden in der Bundesrepublik im Jahr 2012 1,8 Millionen Flüge von oder zu deutschen Flughäfen statt, was rund 5000 Flügen pro Tag entspricht [1]. Das hohe Flugaufkommen spiegelt ein hohes Bedürfnis der Bundesbürger nach Mobilität sowie nach Warenverfügbarkeit wider. Dem stehen ökologische und ökonomische Bedürfnisse entgegen. Als bei einer Bürgerentscheid im Juni 2012 eine dritte Start- und Landebahn für den Münchner Flughafen abgelehnt wurde [2], spielten vorrangig ökologische Aspekte und Bedürfnisse eine Rolle. In der Online-Ausgabe der Süddeutschen Zeitung vom 26.9.2012 lauteten die Gründe folgendermaßen: „[Die Landebahn ist] für die anderen eine Dreckschleuder, sie fürchten noch mehr Lärm, Gestank und Abgase.“ [3]

Auch die Europäische Kommission hält „Lärm, Gestank und Abgase“ für ein erhebliches Problem des modernen Luftverkehrs. Dementsprechend forderte der Beirat für Luftfahrtforschung (ACARE) bereits 2001 in einer Vision für 2020, die Emissionen von CO<sub>2</sub> um 50 % zu senken, von Stickoxiden um 80 % und von Lärm um 50% [4]. Erreicht werden sollen diese Reduktionen durch sparsamere und leisere Flugzeuge und durch eine bessere Flugplanung. Zu den ökologischen Anforderungen kommen auch ökonomische Gründe. Die Treibstoffkosten machen einen erheblichen Anteil an den Gesamtkosten des Flugbetriebs aus. In Zeiten eines scharfen Preiskampfes bei Flugtickets bedeutet damit jeder eingesparte Tropfen Kerosin einen Wettbewerbsvorteil für die jeweilige Fluglinie.

Werden nun aber die Flugzeugkonzepte dementsprechend verändert oder die Flugplanung verbessert, so bleibt das nicht ohne Folgen für das Triebwerk und die Triebwerkszuströmung. Zukunftsweisende Flugzeugkonzepte, wie u. a. im N+3-Bericht der NASA vorgestellt [5], [6], sehen eine Triebwerksinstallation vor, die permanent mit der Rumpfgrenzschicht des Flugzeugs beaufschlagt ist. Einerseits führt die Beaufschlagung des Triebwerks mit den Flugzeuggrenzschichten nach Smith [7] zu einer Verringerung des Flugzeuggesamtwidestandes und damit zu einem besseren Gesamtwirkungsgrad. Andererseits wird jedoch das Triebwerk durch die Ansaugung der Grenzschicht gezwungen, bei permanent inhomogener Zuströmung zu arbeiten. Eine bessere Flugroutenplanung geht überdies meist mit höheren Steig- und Sinkraten einher, um die Lärmbelastung der Flughafenrainer zu verringern. Diese erfordern allerdings höhere Anstellwinkel an Triebwerksgondel und Einlauflippe, und verstärken damit die

Gefahr einer Grenzschichtablösung im Einlauf. Aber auch wenn Ablösungen auftreten, muss das Triebwerk in der Lage sein, stabil zu arbeiten und den benötigten Schub bereitzustellen, um einen sicheren Flug zu gewährleisten. Dies betrifft in erster Linie die Start- und Landephase, die ohnehin gefährlichsten Phasen eines Flugs. Grundsätzlich kann es aber auch im Reiseflug selbst durch starke Seitenwinde und Böen zu Ablösungen im Einlauf und damit zu einer inhomogenen Triebwerksanströmung kommen.

Die erste Komponente, auf die die Zuströmung im Triebwerk nach dem Einlauf trifft, ist der Fan bzw. der Verdichter des Triebwerks. Inhomogene Zuströmung hat nicht nur zur Folge das der Verdichter an Wirkungsgrad und damit das Triebwerk an Schub verliert, sondern es kann auch zu instabilen Betriebsverhalten des Verdichters, wie Verdichterpumpen, kommen. Die Folge ist zum einen ein schlagartiger Schubverlust, zum anderen eine sehr hohe mechanische und thermische Belastung des Triebwerks. Dadurch kann es unter extremen Umständen sogar zu einer Zerstörung des gesamten Triebwerks kommen. Grundsätzlich zählt es zu den Aufgaben des Einlaufs, eine homogene Verdichteranströmung sicherzustellen. Das Homogenisierungspotential des Einlaufs sinkt allerdings in modernen Turbofan-Triebwerken, da sie zur Verringerung des Treibstoffverbrauchs immer größere Bypassverhältnisse aufweisen, wodurch das Verhältnis von Einlauflänge zu Triebwerksdurchmesser sinkt.

Es ist äußerst schwierig, Flugzeuge, bei denen es zu massiven Ablösungen im Einlauf kommt, experimentell zu untersuchen, nicht zuletzt aufgrund der Nähe der Flugbereichsgrenze. Aus diesem Grund hat sich die DFG-Forschergruppe 1066 vorgenommen, eine belastbare Simulationsmethodik zu entwickeln, mit der es möglich ist, das Überziehverhalten von Tragflügel und Triebwerksgondel zu untersuchen und vorherzusagen (FOR1066 [8]). Die Komplexität dieser Aufgabe erfordert es, die Arbeiten in verschiedenen Teilprojekten durchzuführen. Die Forschergruppe bündelt aus diesem Grund in ihren Teilprojekten die für die erfolgreiche Durchführung ihrer Aufgabe notwendigen Kompetenzen. So bearbeiten die Teilprojekte Themen von der Simulation meteorologischer Phänomene, wie Windböen über Tragflügelaerodynamik und Turbulenzmodellierung, bis hin zur Triebwerksaerodynamik. Der Fokus des Teilprojektes, in dessen Rahmen die vorliegende Arbeit entstanden ist, liegt auf der Simulation des Turboverdichters und seiner Wechselwirkung mit einer inhomogenen Zuströmung. Das wissenschaftliche Ziel besteht nicht nur darin, die Simulationsmethode zu validieren, sondern auch die relevanten Strömungsvorgänge in einem solchen Fall genauer zu untersuchen. Aus den Ergebnissen sollen wissenschaftliche Erkenntnisse abgeleitet

werden, die es gemeinsam mit der Simulationsumgebung ermöglichen, neue Verdichter- und Fanauslegungen bereits a priori im Auslegungsprozess auf ihr Betriebsverhalten bei inhomogener Anströmung zu untersuchen. Dadurch lässt sich nicht nur die Betriebssicherheit erhöhen, sondern auch der Wirkungsgrad optimieren und der Treibstoffverbrauch respektive der CO<sub>2</sub>-Ausstoß verringern.

Im Allgemeinen lassen sich aerodynamische Inhomogenitäten bzw. Störungen in der Anströmung in Totaldruck-, Totaltemperatur- und Wirbel- bzw. Anströmwinkelstörungen einteilen (Cousins [9], Longley & Greitzer [10]). Diese Einteilung geht mit einer gewissen Vereinfachung einher und kann deswegen für diese Arbeit nur teilweise übernommen werden. Da Totaltemperaturstörungen mit anderen Störungsformen nur in geringer Wechselwirkung stehen, sind sie gut als eigenständiger Bereich zu behandeln. Sie spielen meist bei militärischen Anwendungen eine Rolle und werden in dieser Arbeit nicht behandelt. Totaldruck- und Anströmwinkelstörungen treten dagegen oft auch kombiniert auf. So tritt eine vom Turboverdichter des Triebwerks angesaugte Rumpfgrenzschicht zwar zunächst ausschließlich als Totaldruckstörung auf, ist aber in Folge von statischen Druckgradienten, die in der Nähe des Verdichters entstehen, immer auch mit einer Anströmwinkelstörung verbunden (Longley & Greitzer [10]). Gerade wenn im Einlauf eine Ablösung auftritt, ist mit starken lokalen Variationen des Totaldrucks und des Anströmwinkels zu rechnen (Bräunling [11]). Schließlich unterliegen beide durch das immer größere Verhältnis des Fandurchmessers zur Einlauflänge einer starken Wechselwirkung mit dem Verdichter (Reid [27]).

Für diese Arbeit ergeben sich also folgende Fragestellungen:

1. Wie reagiert der Verdichter auf lokale Totaldruck- und Anströmwinkelstörungen?
2. Wie beeinflusst der Verdichter die Störung?
3. Inwieweit ist der verwendete Strömungslöser in der Lage das aerodynamische Verhalten eines Verdichters mit einer Totaldruckstörung in der Zuströmung korrekt wiederzugeben?

Für die gestellten Fragen ist es vonnöten, relevante Strömungsmechanismen zu identifizieren und sicherzustellen, dass diese von der Simulationsmethodik korrekt vorhergesagt werden. In einem ersten Schritt werden deshalb zwei verschiedene einstufige Verdichter mit einer radialkonstanten Umfangsstörung des Totaldrucks numerisch untersucht. Die Ergebnisse werden anschließend mit den vorhandenen experimentellen

Daten validiert. Außerdem sollen die auftretenden Strömungsphänomene untersucht und wissenschaftlich analysiert werden. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Reaktion des Verdichters und weniger auf dessen Stromaufwirkung auf die gestörte Zuströmung. In einem zweiten Schritt wird untersucht, inwiefern der Verdichter auf die Störung bzw. auf die Quelle der Störung zurückwirkt. Da hierzu bisher keine experimentellen Daten öffentlich zugänglich sind, musste ein neuer experimenteller Testfall ausgelegt und untersucht werden, um diese Wechselwirkung zu erforschen.

Die Auslegung des Störungsgenerators und die numerischen Untersuchungen finden im Rahmen dieser Arbeit statt, während die experimentellen Untersuchungen durch den Projektpartner Rolls-Royce an der TU Darmstadt durchgeführt werden. Mit Hilfe dieses Testfalls sollen einerseits wissenschaftliche Erkenntnisse in Bezug auf die Wechselwirkung des Störungsgenerators mit dem Verdichter generiert werden. Andererseits soll auch der verwendete numerische Strömungslöser in Bezug auf die Vorhersage dieser Wechselwirkungen validiert werden.

## 2 Theoretische Grundlagen

Die vorliegende Arbeit hat die Strömungsphysik von Axialverdichtern mit inhomogener Zuströmung und deren numerische Simulation zum Gegenstand. Den theoretischen Hintergrund dafür bilden die Grundlagen der Verdichteraerodynamik und des Verdichterverhaltens mit inhomogener Zuströmung. Beides kommt in diesem Kapitel zur Sprache. Besonderes Augenmerk liegt aber auch auf dem Betriebsverhalten eines Verdichters an der Stabilitätsgrenze. Da gestörte Zuströmung meist einen Verlust von Stabilitätsmarge zur Folge hat, ist dieser Aspekt im Zusammenhang mit einer inhomogenen Zuströmung von besonderem Interesse. Auf Seiten der numerischen Strömungssimulationsmethodik bedürfen die grundlegenden Gleichungen, die Turbulenz- bzw. Transitionmodellierung sowie die Einstellungen und Modelle des verwendeten Strömungslösers einer kurzen Erläuterung.

### 2.1 Verdichteraerodynamik

Die Aufgabe eines Verdichters besteht im Wesentlichen darin, die Dichte und den Druck eines bestimmten kompressiblen Fluides zu erhöhen (Bräunling [11]). So ist es z. B. im Flugtriebwerk notwendig, den Druck vor der Brennkammer mit Hilfe des Verdichters zu erhöhen, um den thermodynamischen Triebwerksprozess effizient zu gestalten. Im Verdichter werden Druck und Dichte erhöht, indem die Rotoren Energie an das Fluid abgeben. Auf diese Weise steigt die Totalenthalpie, und damit der Totaldruck des Strömungsmediums.

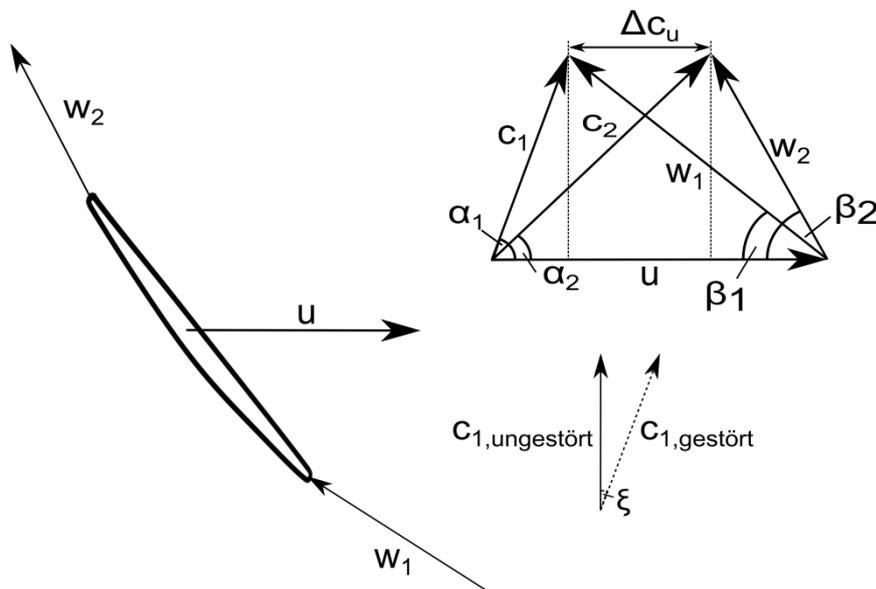


Abbildung 1: Geschwindigkeitsdreiecke eines axialen Rotors mit konstanter Durchflusskennzahl und Definition des Winkels einer Störung des Anströmwinkels

In Abbildung 1 sind die Geschwindigkeitsdreiecke für die An- und Abströmung eines Axialverdichterrisors gezeigt. Die Umfangsgeschwindigkeit  $u$  kann hier in guter Näherung als konstant betrachtet werden, da sich der Radius der Stromröhre bei axialen Maschinen nur in geringem Maße verändert. Die spezifische Arbeit, die vom Rotor am Fluid geleistet wird, kann im adiabaten Fall durch die Euler'sche Turbinenhauptgleichung beschrieben werden:

$$a_{\text{spez}} = u_2 c_{2u} - u_1 c_{u1} \quad (2.1)$$

Die Euler'sche Turbinenhauptgleichung vereinfacht sich im Falle rein axialer Durchströmung zu

$$a_{\text{spez}} = u \Delta c_u. \quad (2.2)$$

Für den Fall konstanter Umfangsgeschwindigkeit ist damit die übertragene Energie nur noch von der Umlenkung der Relativgeschwindigkeiten abhängig wie sich aus Gl.(2.1) und Abbildung 1 ergibt. Anhand dieser Überlegung lässt sich auch ein wichtiger Unterschied zwischen Radial- und Axialverdichter herleiten. Der maximale Energieeintrag und damit Totaldruckaufbau eines Axialverdichters ist durch die maximal mögliche Umlenkung der Relativgeschwindigkeiten, also durch die Aerodynamik, begrenzt. Dagegen ist in einem Radialverdichter die Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit und damit der spezifischen Arbeit theoretisch unendlich möglich und die Werkstoffeigenschaften stellen aufgrund der steigenden Fliehkraftbelastung die Begrenzung dar.

Zusätzlich wird in **Abbildung 1** der Winkel  $\xi$  einer Störung des Anströmwinkels definiert. Nach der in dieser Arbeit verwendeten Definition sinkt  $\Delta c_u$  mit steigendem  $\xi$  und steigt mit sinkendem. Ein positiv gestörter Anströmwinkel hat also eine niedrigere spezifische Arbeit zur Folge und ein negativ gestörter Anströmwinkel hat eine höhere spezifische Arbeit zur Folge.

Um das charakteristische Betriebsverhalten eines Axialverdichters und dessen Betriebsgrenzen zu beschreiben, wird der geleistete Totaldruckaufbau über den geförderten Massenstrom in einem Kennfeld aufgetragen. In **Abbildung 2** ist ein typisches, stationäres Kennfeld mit seinen Betriebsgrenzen für einen Axialverdichters dargestellt. Die Drehzahlkurven stellen hierbei die Betriebspunkte dar, die sich bei konstanter Drehzahl durch die Variation des zu fördernden Gegendrucks, z.B. durch das Öffnen bzw. Schließen einer stromab des Verdichters liegenden Drossel, einstellen. Die Drehzahlkurven werden begrenzt durch die Pump- und durch die Schluckgrenze. Die Schluckgrenze stellt die Grenze dar, ab der eine weitere Verminderung des Gegendrucks, d.h. eine weitere Öffnung der Drossel, keine weitere Erhöhung des geförderten Massenstroms zur Folge hat. In diesem Fall wird  $Ma=1$  im aerodynamisch engsten Querschnitt der Schaufelpassage erreicht und eine Erhöhung des Massenstroms kann gasdynamisch nur noch über eine Veränderung der Eintrittsbedingungen erfolgen. Am entgegengesetzten Ende der Drehzahlkurve befindet sich die Pumpgrenze. Diese wird erreicht wenn das aufzubauende Totaldruckverhältnis zu hoch wird, d.h. die Drossel zu weit geschlossen wird und die Schaufeln aerodynamisch zu stark belastet werden, so dass das Betriebsverhalten des Verdichters instabil wird. Im Gegensatz dazu kann an der Schluckgrenze der sichere Betrieb des Verdichters zwar durch Schaufelflattern mechanisch, aber nicht aerodynamisch gefährdet werden. Die strömungsphysikalischen Phänomene, die an der Pumpgrenze dominieren und zum instabilen Verhalten führen, sind äußerst komplex und werden daher im nächsten Abschnitt eingehender erläutert. Zusätzlich enthält das Kennfeld Linien mit konstantem Wirkungsgrad, die sogenannte Muschelkurven bilden. Die Ausdehnung und die Form der Bereiche konstanten Wirkungsgrades werden unter anderem durch die Empfindlichkeit der Beschaukelung auf Fehlanströmung, d.h. Inzidenzen bestimmt. Der Bereich mit höchstem Wirkungsgrad bildet sich um den Auslegungspunkt und nimmt sowohl bei zu starker Abweichung von der Auslegungsdrehzahl als auch bei Annäherung an die Pump- bzw. Schluckgrenze ab. Zu den hier gemachten Ausführungen und weiteren Details zum Thema ‚allgemeine Verdichteraerodynamik‘ sei auf Bräunling [11] und Cumpsty [12] verwiesen.

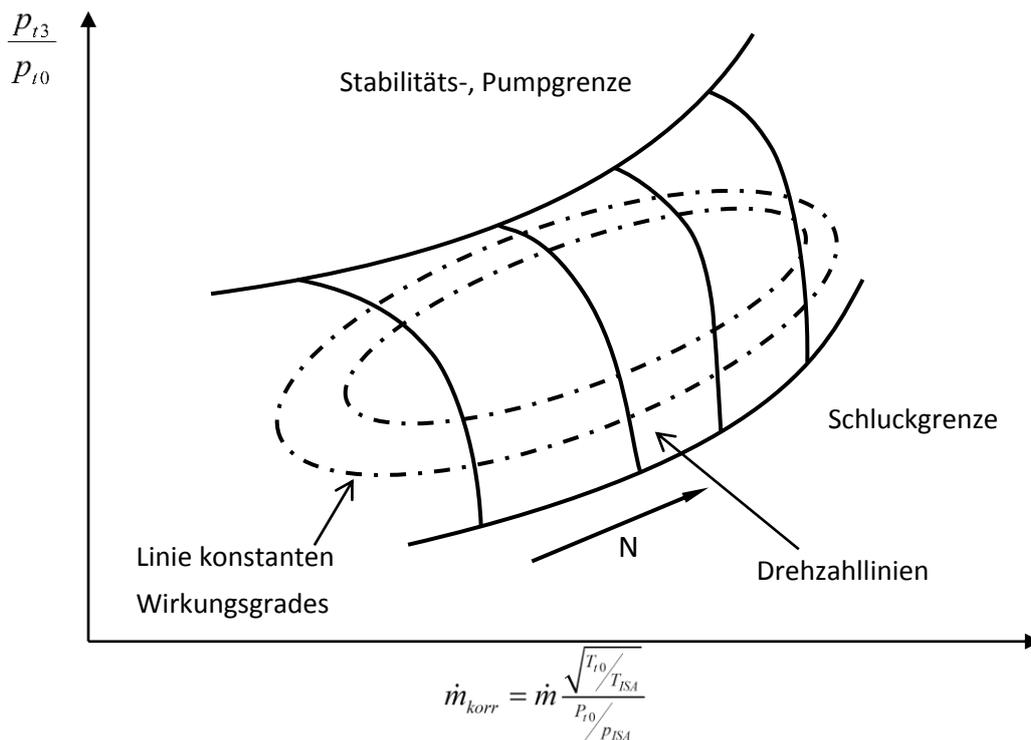


Abbildung 2: Typisches Kennfeld eines Axialverdichters

## 2.2 Verdichteraerodynamik bei gestörter Zuströmung

Der Fokus dieser Arbeit liegt, wie in der Einleitung bereits dargelegt, auf Störungen des Totaldrucks und des Anströmwinkels, wie sie durch eine Strömungsablösung im Einlauf des Triebwerks entstehen können. Anders als bei großen Eintrittsdrallstörungen kann hier die Totaldruckstörung als dominant angenommen werden. Totaldruckstörungen lassen sich nach verschiedenen Aspekten kategorisieren, so zum Beispiel nach dem zeitlichen Verhalten in transiente oder stationäre Störungen oder nach der räumlichen Ausdehnung in Umfangs- oder Radialstörungen.

Die zeitabhängige Einteilung findet sich in der Literatur uneinheitlich. So berichten Beale et al. [13], dass jede Störung deren bestimmende Zeitskala größer ist als die Umdrehungsdauer des Rotors, von diesem als stationär wahrgenommen wird. Leinhos et al. [14] halten hingegen fest, dass eine von ihnen untersuchte transiente Störung, deren Zeitskala mehrere Umdrehungen lang dauert, durchaus einen transienten Einfluss hat.

Dagegen ist die Einteilung in Umfangs- und Radialstörung, zumindest systematisch, einfach. Im Weiteren wird eine Störung als Umfangsstörung bezeichnet, wenn ihre Ausdehnung nur einen Kreissektor, aber in diesem den gesamten Radius, erfasst. Ra-

dialstörungen dagegen sind umfangskonstant, erstrecken sich aber nur über einen bestimmten Radialbereich. Umfangsstörungen zeichnen sich im Allgemeinen durch eine komplexere Strömungsphysik aus als Radialstörungen, vgl. Longley et al. [10]. Eine reine Radialstörung hat zur Folge, dass der Verdichter an unterschiedlichen radialen Positionen konstant mit verschiedenen Axialgeschwindigkeiten angeströmt wird, d.h. lokal an unterschiedlichen Betriebspunkten, in Bezug auf das stationäre Kennfeld bei homogener Zuströmung, arbeitet.

Eine Radialstörung kann mit Methoden, die für die homogene Zuströmung entwickelt wurden, untersucht werden, sofern Ausgleichsströmungseffekte und die daraus resultierende Sekundärströmung vernachlässigt werden (Longley et al. [10] und Stenning [15]). Umfangsstörungen hingegen sind aus Sicht der rotierenden Schaufel immer instationär und besitzen eine bestimmte Eingriffsdauer, d. h. eine Längen- und damit – für die Schaufel – eine Zeitskala. Der Eintritt der Schaufel in bzw. ihr Austritt aus dem gestörten Sektor stellt immer eine Transiente der Passagenströmung und der Schaufelkräfte dar. Daher folgt zunächst eine Diskussion der wesentlichen strömungsphysikalischen Phänomene, die die Reaktion eines Verdichters auf eine Umfangsstörung des Totaldrucks dominieren.

### 2.2.1 Parallel Verdichter Model (PCM)

Viele Effekte, die bei Verdichtern mit Umfangsstörungen auftreten, lassen sich anhand des Parallel-Verdichter-Modells (PCM) erklären. Die einfachste Form dieses Modells geht davon aus, dass der gestörte und der ungestörte Sektor des Verdichters als zwei parallel geschaltete Verdichter zu betrachten sind, die jeweils in einem anderen Betriebspunkt arbeiten, vgl. Pearson & McKenzie [16]. Wie in Abbildung 3 erkenntlich, werden der gestörte Bereich, d. h. der mit niedrigem  $P_t$ , und der ungestörte Bereich, d. h. der mit hohem  $P_t$ , jeweils einem Punkt auf der ungestörten Charakteristik zugeordnet. Analog zu zwei parallel geschalteten, baugleichen Verdichtern kann man einen gemittelten Betriebspunkt bestimmen. Dem liegt die Annahmen zugrunde, dass jeder Sektor des Verdichters auf der gleichen Charakteristik wie im ungestörten Fall arbeitet, dass Ausgleichströmungen in Umfangsrichtung vernachlässigbar sind und dass der statische Druck am Verdichteraustritt homogen ist. Letzteres ist genau dann erfüllt, wenn die Abströmwinkel aus dem Verdichter homogen sind und auf den Verdichter ein konstanter Ringraumquerschnitt folgt (Greitzer et al. [18]). Instationäre Effekte, wie zum Beispiel Variationen beim Übergang einer Schaufel zwischen den Sektoren, werden

ebenfalls vernachlässigt. Mit diesem einfachen Modell können bereits einige wichtige Aussagen getroffen werden.

### 2.2.2 Reduktion der Stabilitätsmarge durch eine $P_t$ -Störung

Vergleicht man in Abbildung 3 den gemittelten Betriebspunkt bei gestörter Zuströmung mit dem Betriebspunkt bei gleichem Massenstrom und homogener Zuströmung, so erkennt man, dass der Totaldruckaufbau mit gestörter Zuströmung bei gleichem reduziertem Massenstrom niedriger ist als der äquivalente Betriebspunkt bei homogener Zuströmung. Der Betriebspunkt des gestörten Sektors liegt zudem näher an der Stabilitätsgrenze als der des ungestörten Verdichters bei gleichem Gesamtmassenstrom. Der Betriebspunkt des ungestörten Sektors wandert hingegen in Richtung Schluckgrenze. Dies ergibt sich aus den unterschiedlichen Totaldrücken am Eintritt und konstantem statischem Druck am Austritt. Durch die Nähe zur Stabilitätsgrenze besteht die Gefahr, dass der gestörte Sektor bei zu starken Totaldruckstörungen die Stabilitätsgrenze überschreitet und damit instabiles Betriebsverhalten auslöst. Konsequenterweise ist im einfachsten PCM das Kriterium für instabiles Verhalten das Überschreiten der ungestörten Stabilitätsgrenze durch den gestörten Sektor.

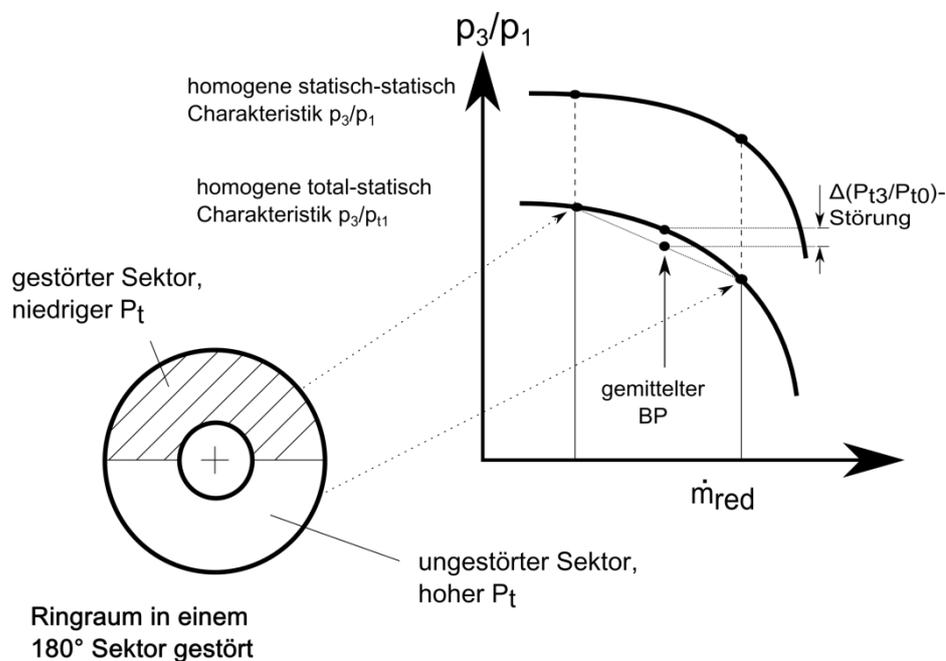


Abbildung 3: Einfachste Form des Parallel Verdichter Modells nach Longley & Greitzer [10]



schiedliche reduzierte Massenströme. Sie befinden sich also an unterschiedlichen Punkten der Charakteristik, woraus sich unterschiedliche Druckverhältnisse ergeben. Bei konstantem, homogenem Gegendruck hat dies zur Folge, dass sich der statische Druck vor dem Verdichter ändern muss, um das jeweilige Druckverhältnis zu erreichen. Im gestörten Bereich saugt der Verdichter sozusagen lokal stärker an, was wiederum ein Absinken des statischen Druckes und einen Anstieg der Axialgeschwindigkeit vor dem Rotoreintritt bewirkt. Durch die Stromaufwirkung des Verdichters wird demnach die Axialgeschwindigkeitsstörung gedämpft, und es entsteht eine statische Druckstörung. Das axiale Längenmaß, in dem die Beeinflussung stromauf durch den Verdichter stattfindet, beträgt ungefähr einen Verdichterradius, vgl. hierzu Longley & Greitzer [10], Plourde & Stenning [17], Greitzer et al. [18].

Untersuchungen zur Stromaufwirkung wurden u.a. von Stenning [15], und Callahan & Stenning [19], durchgeführt. Neben Experimenten verwendeten sie hierbei einen linearisierten Ansatz für schwache Störungen, unter der Annahme von Reibungsfreiheit. Zusätzlich zu den bereits genannten Ergebnissen kamen sie zu dem Schluss, dass „lange“ (d.h. mehrstufige) Verdichter eine stärkere Stromaufwirkung haben als „kurze“ (d.h. Verdichter mit weniger Stufen), da bei wenigen Stufen der statische Druck am Austritt aufgrund von Abströmwinkelinhomogenitäten noch variieren kann. Des Weiteren stellten sie fest, dass die räumliche Ausdehnung der Stromaufwirkung stark durch die Machzahl beeinflusst wird. Bei höheren Machzahlen verkleinert sich die Längenskala, d.h. die Änderung von  $p$  und  $c_{ax}$  findet näher am Verdichter statt als bei niedrigeren Machzahlen. Die absolute Stärke der Stromaufwirkung ändert sich allerdings nicht.

Eine Folge der vom Verdichter generierten statischen Druckstörung, die vom PCM nicht erfasst wird, sind Ausgleichströmungen zwischen den Gebieten hohen und niedrigen statischen Drucks. Durch die Inhomogenität des statischen Drucks kommt es zu Druckgradienten, die die Strömung in Richtung des Bereichs mit niedrigerem Druck ablenken. In Abbildung 5 sind beispielhaft gemessene und numerisch berechnete Werte des Anströmwinkels und des Totaldrucks vor einem transsonischen Verdichter mit einem stromauf liegenden Störsieb dargestellt, vgl. Lecht [20] und Lesser et al. [21]. Wie man sieht, verringert sich die Inzidenz<sup>1</sup> bei Eintritt der Schaufel in den gestörten Bereich, erhöht sich innerhalb des gestörten Sektors wieder kontinuierlich, erreicht

---

<sup>1</sup> Definition:  $i = \beta_1 - \beta_{geom}$

ihren höchsten Wert beim Austritt aus dem gestörten Sektor und klingt dann wieder ab.

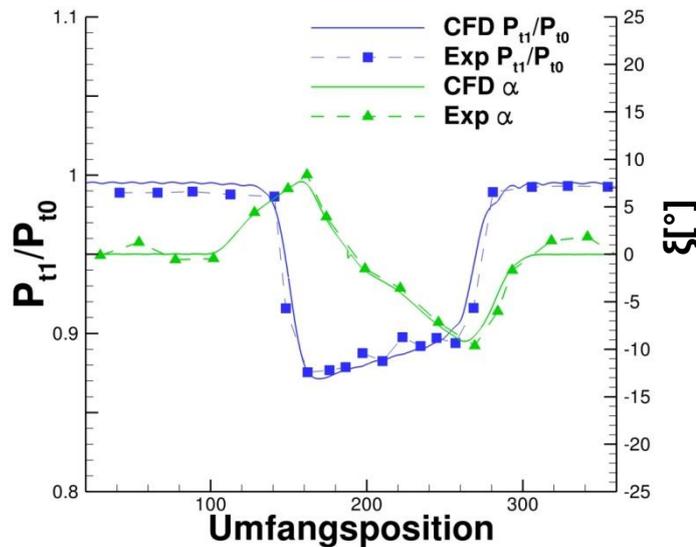


Abbildung 5: Einfluss der Stromaufwicklung auf den Anströmwinkel , vgl. Lesser et al. [21]

Die Stromaufwicklung des Verdichters kann das aerodynamische Verhalten von Komponenten, die sich stromauf des Verdichters befinden, stark beeinflussen, wie z.B. das eines Triebwerkseinlaufs. Aus diesem Grund untersucht Hodder [22] Triebwerkseinläufe bei unterschiedlichen Anstellwinkeln mit und ohne Verdichter. Die Einlaufströmung zeigt, bei gleichen Anstellwinkeln, mit einem Verdichter signifikant geringere Ablösegebiete als ohne einen Verdichter. Untersuchungen von Athayde [23] und Philip et al. [134] unter Seitenwindbedingungen ergeben, dass sich ein aerodynamisch gekoppelter Verdichter positiv auf das Ablöseverhalten an der Einlaufkante auswirkt, während ein entkoppelter, sich weit stromab befindlicher ( $\Delta x/R_V \approx 6$ ) Verdichter keinen Einfluss aufweist.

Beide Ergebnisse sind mit den vorangehenden Ausführungen vereinbar. Die Ablösung an der Einlaufkante erzeugt eine  $P_t$ -Störung, auf die der Verdichter mit einer Absenkung des statischen Drucks in diesem Bereich reagiert. Die Quelle dieser Störung liegt bei einem eng gekoppelten Einlauf, aber noch in dem Bereich, in dem der statische Druck gesenkt wird. Dadurch schwächt sich der entgegengesetzte Druckgradient, der ursprünglich zu einer Ablösung geführt hat, ab. Infolgedessen wird die Ablösung unterdrückt oder zumindest in ihrer Ausdehnung reduziert. Liegt die Quelle der Störung jedoch, wie bei den entkoppelten Versuchen von Athayde [23], außerhalb dieses Bereichs, hat der Verdichter keinen Einfluss auf die Ablösung.

### 2.2.4 Dämpfung der Störung durch den Verdichter

Die Dämpfung etwaiger  $P_t$ -Störungen ist vor allem für die stromab liegenden Komponenten von großer Bedeutung und wird vor allem durch den Gradienten der  $p/P_t$ -Charakteristik bestimmt. Dabei spielt wiederum die Stromaufwirkung eine wichtige Rolle. Bei homogenem statischen Austrittsdruck kann nur die Störung in der Axialgeschwindigkeit zu einer Totaldruckstörung nach dem Verdichter führen. Das heißt, je stärker diese gedämpft wird, desto schwächer ist die  $P_t$ -Störung nach dem Verdichter. Ein starker negativer Gradient der  $p/P_t$ -Charakteristik bewirkt einen stärkeren statischen Druckaufbau im gestörten Sektor. Dadurch fällt der Druck vor dem Verdichter stärker ab, was wiederum die Axialstörung in höherem Maße verringert. Man kann auch, wie in Abbildung 6 skizziert, argumentieren, dass für gleiches Totaldruckdefizit  $\Delta P_t$  das Axialgeschwindigkeitsdefizit  $\Delta c_{ax}$  und damit das Defizit der Durchflusskennzahl  $\Delta \phi$ , zwischen dem gestörten bzw. ungestörten Sektor bei stärkerer negativer Steigung kleiner ist, vgl. Longley & Greitzer [10].

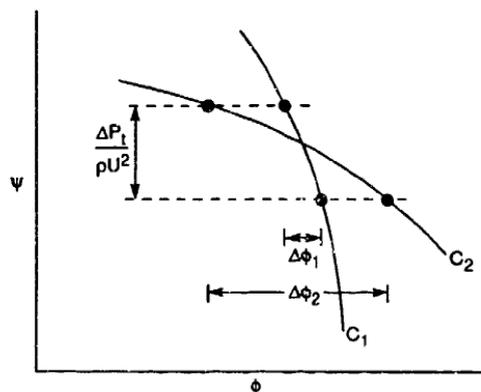


Abbildung 6: Auswirkung des Gradienten der Charakteristik auf die Dämpfung, vgl. Longley & Greitzer [10]

### 2.2.5 Einfluss von stromab liegenden Komponenten

Der Einfluss von stromab liegenden Komponenten wurde intensiv von Greitzer et al. [18] sowohl mit einem erweiterten PCM als auch experimentell untersucht. Wenn man von einem homogenen Abströmwinkel ausgeht, sind drei Fälle von Interesse. Zunächst der „triviale“ Fall eines konstanten Ringraums stromab und damit keines axialen Geschwindigkeitsgradienten. Im Gegensatz dazu stehen die Fälle mit positiven bzw. negativen axialen Geschwindigkeitsgradienten, d. h. mit einer Düse oder einem Diffusor. Mit Hilfe eines parallelen Diffusor-Modells, wie in Abbildung 7 skizziert, soll der Einfluss eines stromab liegenden Diffusors diskutiert werden. Durch die auch nach dem Ver-

dichter noch vorhandene Totaldruckstörung wird der Diffusor mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten beaufschlagt. Der statische Druck  $p_2$  am Ausgang des Diffusors kann als konstant und homogen angenommen werden (z. B. wenn der Diffusor in ein Plenum fördert). Der Druckaufbau hängt in einem Diffusor aber von der Axialgeschwindigkeit ab, woraus sich bei konstantem Gegendruck unterschiedliche statische Drücke am Diffusoreintritt ergeben. Da für den Sektor mit geringerer Axialgeschwindigkeit auch ein geringerer statischer Druckaufbau gilt, ist dem Bereich mit geringerem Totaldruck, d. h. dem gestörten Bereich, ein höherer statischer Druck und dem ungestörten Bereich ein geringerer statischer Druck zuzuordnen.

Für eine Düse, und damit für eine Strömungsbeschleunigung, ist umgekehrt zu argumentieren. Hier ergibt sich ein höherer statischer Druck im ungestörten Sektor und ein niedrigerer statischer Druck im gestörten Sektor. Der hohe bzw. der niedrige Druck am Austritt verschiebt auf der  $p/P_t$ -Charakteristik die Betriebspunkte der gestörten und der ungestörten Sektoren. Wie aus der Charakteristik in Abbildung 7 hervorgeht, lassen sich folgende Schlüsse ziehen: Ein Diffusor verschiebt den gestörten Bereich zu kleineren Massenströmen und hat damit einerseits eine Verringerung des Abstands zur Stabilitätsgrenze, aber andererseits auch eine stärkere Totaldruckdämpfung zur Folge. Für eine Düse nach dem Verdichter gilt umgekehrt, dass die Stall Marge steigt, aber im Gegenzug die Störungsdämpfung sinkt.

Generell sind beide Aussagen vor allem auf „kurze“ Düsen und Diffusoren bezogen, bei „langen“ kommt es zu Ausgleichseffekten zwischen den Sektoren mit hoher bzw. niedriger Axialgeschwindigkeit und damit zu einer kleineren statischen Druckstörung vor den Komponenten, vgl. Greitzer et al. [18].

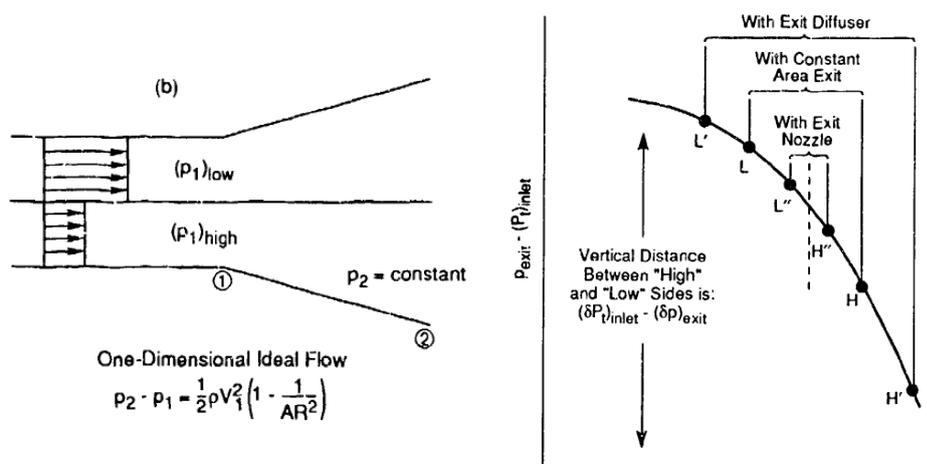


Abbildung 7: Paralleles Diffusor Modell und theoretische und gemessene Werte nach einem dreistufigen Verdichter, vgl. Longley & Greitzer [10]

### 2.2.6 Nicht vom PCM erfasste Effekte und Erweiterungen

Die bisher besprochenen Phänomene sind in der Urform des PCM enthalten, allerdings müssen noch weitere, darin nicht enthaltene und zudem komplexere Phänomene betrachtet werden. Dies umfasst vor allem instationäre und reibungsbehaftete Effekte. Diese Aspekte werden in Erweiterungen des PCMs in Näherungen berücksichtigt. Die erste Erweiterung des PCM, die alle diese Effekte berücksichtigt, ist das Multiple Segment Parallel Compressor Model (MSM) von Mazzawy [24]. Im MSM wird der Verdichter azimuthal in mehrere Segmente unterteilt. Abhängig von der Segmentanzahl wird so eine höhere Auflösung erreicht, sodass Störungen besser aufgelöst werden. In den einzelnen Segmenten werden die Strömungsbedingungen in Bezug auf die lokalen Randbedingungen berechnet. Dieser Aufteilung liegt, analog zum ursprünglichen PCM, die Vorstellung zu Grunde, dass die Strömung nur von den lokalen Randbedingungen abhängig ist. Zusätzlich werden instationäre Effekte, die Verdichterstromaufwirkung, Strömung durch Radialspalte und instationäre Reibungseinflüsse näherungsweise berücksichtigt und ein erweitertes Stabilitätskriterium eingeführt.

Die Strömung erfährt bei dem Durchströmen des Verdichters, sowohl aufgrund der Umlenkung der Rotoren und Statoren als auch durch die Rotation des Rotors, eine Ablenkung in bzw. gegen die Umfangsrichtung. Hierdurch liegen die zugehörigen Ein- und Austrittsrandbedingungen eines Segments nicht an den gleichen Umfangspositionen, wie im ursprünglichen PCM angenommen, sondern sind versetzt. Da sich das Druckverhältnis über eine Stufe aufgrund der akustischen Druckausbreitung einstellt nimmt Mazzawy in seinem Modell die Druckausbreitung als für den Versatz eines Segments durch die Rotorrotation bestimmend an. In Abbildung 8 ist beispielhaft eine Rotor- und Statorschaufelreihe mit einem Segment und einem Teilchenpfad vereinfachend dargestellt. Der Winkelversatz des Segments  $\Delta\theta_{\text{Segment}}$  berechnet sich aus der Aufenthaltszeit des akustischen Signals im Rotor und der Winkelgeschwindigkeit des Rotors. Die Aufenthaltsdauer wird durch den axialen Weg  $b$ , die Strömungsgeschwindigkeit  $c$  und die Schallgeschwindigkeit  $a$  bestimmt. Damit ergibt sich der Winkelversatz für ein Segment zu

$$\Delta\theta_{\text{Segment}} = \left(\frac{b}{c+a}\right)\omega, \quad (2.3)$$

wobei  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit des Rotors ist.

Ein Fluidteilchen bewegt sich hingegen mit der Strömungsgeschwindigkeit  $c$ , woraus sich ein größerer Winkelversatz ergibt, vgl. Mazzawy [24]:

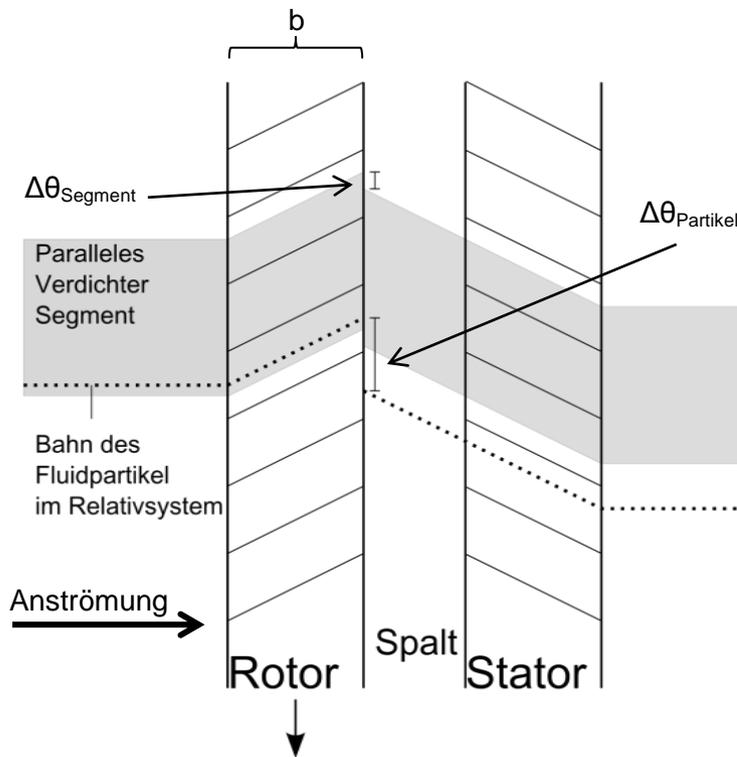


Abbildung 8: MSM Segmentaufteilung und Umfangsverschiebung durch Rotor nach Mazzawy [24]

$$\Delta\theta_{\text{Partikel}} = \left(\frac{b}{c}\right)\omega. \quad (2.4)$$

Mazzawy setzt in seinem Multiple Segment Modell den axialen Weg mit der axialen Sehnenlänge gleich. Genauer betrachtet ist die Strömung auch nachdem Rotor noch drallbehaftet, bevor sie durch das Potentialfeld des Stators umgelenkt wird. Weshalb der Winkelversatz nicht nur von der axialen Sehnenlänge, sondern auch von der Größe des Axialspalts zwischen Rotor und Stator abhängt.

### 2.2.7 Instationäre, reibungsfreie Effekte

Durch die Rotation des Rotors wird aus der im Absolutsystem stationären Umfangsstörung eine im Relativsystem des Rotors zeitlich variable, d.h. instationäre Variation der Zuströmbedingungen. Unabhängig davon, ob sich die Bedingungen kontinuierlich ändern, wie bei einer sinusförmigen Störung, oder infinitesimal schnell, wie bei einer Störung mit einem idealisierten, stufenförmigen Profil, die Schaufelpassage wird immer eine instationäre Änderung der Zuströmbedingungen erfahren. Hierdurch sehen Vorder- und Hinterkante der Rotorschaukel unterschiedliche Betriebspunkte. Dadurch

weicht der tatsächliche Druckaufbau von dem, was die stationäre Charakteristik vorhersagt, ab. Die Auswirkung einer zeitabhängigen Zuströmung soll im Folgenden mit Hilfe eines eindimensionalen, reibungsfreien, inkompressiblen Diffusors, vgl. Abbildung 9, qualitativ analog zu Mazzawy [24] diskutiert werden. Über die Impulserhaltung lässt sich der zeitabhängige Druckanstieg herleiten:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$-\int_0^b \frac{\partial p}{\partial x} dx = \int_0^b \rho u \frac{\partial u}{\partial x} dx + \int_0^b \rho \frac{\partial u}{\partial t} dx \quad (2.6)$$

Während der erste Term auf der rechten Seite den stationären Druckaufbau aufgrund der Querschnittserweiterung darstellt, bestimmt der zweite Term den instationären Druckanstieg infolge einer lokalen Beschleunigung des Fluids innerhalb des Diffusors bzw. innerhalb der Schaufelpassage.

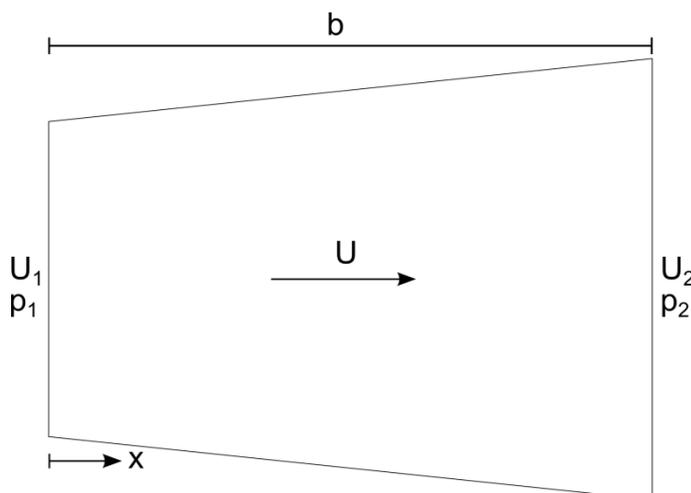


Abbildung 9: Skizze eines 1D Diffusor

Zur weiteren Vereinfachung werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Trennung der Geschwindigkeit in einen zeitunabhängigen und einen zeitabhängigen Teil:

$$u_1 = \bar{u}_1 + u_1' \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = \frac{\partial u_1'}{\partial t} \quad (2.8)$$

- Der Querschnitt des Diffusors ändert sich linear:

$$u(x,t) = u_1(t) \frac{A_1}{A(x)} \quad (2.9)$$

$$A(x) = A_1 + \left(\frac{A_2 - A_1}{b}\right)x \quad (2.10)$$

Werden die Annahmen in (2.6) eingesetzt ergibt sich:

$$\int_0^b \rho \frac{\partial u}{\partial t} dx = \rho \int_0^b \frac{\partial u'_1}{\partial t} \frac{1}{1 + \frac{A_2 - A_1}{A_1} x} dx \quad (2.11)$$

$$\int_0^b \rho \frac{\partial u}{\partial t} dx = \rho \frac{\partial u'_1}{\partial t} \underbrace{\frac{A_1 b}{A_2 - A_1} \ln \frac{A_2}{A_1}}_L \quad (2.12)$$

$$p_2 - p_1 = \int_0^b -\rho u \frac{\partial u}{\partial x} dx - \rho L \frac{\partial u'_1}{\partial t} \quad (2.13)$$

Aus Gleichung (2.13) lässt sich ersehen, dass der zeitabhängige Teil des Druckanstiegs (d.h. der zweite Term auf der rechten Seite) proportional zur Dichte, der Diffusorgeometrie und dem Zeitgradienten der Anströmgeschwindigkeit im Relativsystem ist. Überträgt man die einfache Vorstellung eines eindimensionalen Diffusors auf eine Schaufelpassage folgt, dass eine zeitabhängige Variation der absoluten Anströmgeschwindigkeit eine zeitabhängige Variation des Druckanstiegs bedingt. Aus der Zeitabhängigkeit des Druckanstiegs folgt überdies ein zeitabhängiger Temperaturanstieg, der sich mit dem Gibb'schen Fundamentalsatz, hier mit Hilfe der Totalenthalpie formuliert, berechnen lässt

$$T ds = dh_t - u du - \frac{1}{\rho} dp. \quad (2.14)$$

Wird diese über den Diffusor integriert,

$$\int_0^b T \frac{\partial s}{\partial x} dx = \int_0^b \left( \frac{\partial h_t}{\partial x} - u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dx \quad (2.15)$$

und die Impulserhaltung (2.5) eingefügt, ergibt sich:

$$\int_0^b \frac{\partial h_t}{\partial x} dx = - \int_0^b \frac{\partial u}{\partial t} dx + \int_0^b T \frac{\partial s}{\partial x} dx. \quad (2.16)$$

Mit den gleichen Vereinfachungen, die bereits für den Druckaufbau bzgl. der Zeitvarianz und der Diffusorgeometrie getroffen, d.h.:

$$\int_0^b \frac{\partial u}{\partial t} dx = L \frac{\partial u'_1}{\partial t}, \quad (2.17)$$

ergibt sich Gleichung (2.16) zu:

$$T_{t_2} - T_{t_1} = -\frac{1}{C_p} L \frac{\partial u'_1}{\partial t} + \frac{1}{C_p} \int_0^b T \frac{\partial s}{\partial x} dx. \quad (2.18)$$

Ebenso wie der zeitabhängige Druckanstieg setzt sich der Totaltemperaturanstieg aus einer zeitunabhängigen, stationären und einer zeitabhängigen, instationären Komponente zusammen. Der zeitabhängige Temperaturanstieg ist damit ebenfalls proportional zur zeitlichen Variation der Anströmung. Der stationäre Term kann folgendermaßen vereinfacht werden:

$$\frac{1}{C_p} \int_0^b T \frac{\partial s}{\partial x} dx \approx \frac{1}{C_p} \bar{T} \int_{s_1}^{s_2} ds. \quad (2.19)$$

Damit ergibt sich die Gleichung (2.20) zu

$$T_{t_2} - T_{t_1} = -\frac{1}{C_p} L \frac{\partial u'_1}{\partial t} + \frac{1}{C_p} \bar{T} (s_2 - s_1). \quad (2.20)$$

Die stationäre Komponente des Totaltemperaturanstiegs ergibt sich damit aus einem Entropieunterschied am Eintritt und am Austritt des Diffusors bzw. im MSM des Sektors. Da allerdings im reibungsfreien Fall keine Entropieproduktion stattfindet, kann ein Unterschied nur durch eine zeitliche oder räumliche Entropievariation in der Anströmung hervorgerufen werden. Die Wirkung einer zeitlich konstanten Umfangsva-riation wird in Abbildung 10 deutlich. Ein Teilchen 1 tritt zum Zeitpunkt  $t_1$  in die Passage ein und verlässt diese zum Zeitpunkt  $t_2$ . Durch die Rotorrotation wird die Passage in der Zwischenzeit umfangsversetzt und ein Teilchen 2, das zum Zeitpunkt  $t_2$  in die Passage eintritt, besitzt infolge der Umfangsva-riation eine andere Entropie. Aus Sicht der Rotor-schaufel variiert somit die Entropie am Eintritt instationär, obwohl stationäre Eintrittsbe-dingungen herrschen.

Durch die Rotation des Rotors erfolgt ein Umfangstransport der aus der Anströmung stammenden Entropievariation. Der hieraus resultierende Winkelversatz wird durch die Winkelgeschwindigkeit des Rotors und durch die Aufenthaltsdauer in der Passage be-stimmt. Diese Dauer hängt bei der Entropie als konvektive Größe von der axialen Strömungsgeschwindigkeit ab. Im Gegensatz dazu wird der Versatz der statischen Druckstörung von der Schallgeschwindigkeit bestimmt. Dies führt in mehrstufigen Ver-dichtern zu der Beobachtung, dass Totaldruck- und Totaltemperaturstörung nicht mehr übereinander liegen, vgl. Longley & Greitzer [10], Yao et al. [25] und Yao et al. [26]. Das kann zu einer bedeutsamen Auswirkung auf stromab liegende Komponenten haben und zum anderen innerhalb des mehrstufigen Verdichters erhebliche Folgen für die Interaktion zwischen den vorderen und den hinteren Stufen, vgl. Longley & Greitzer [10].

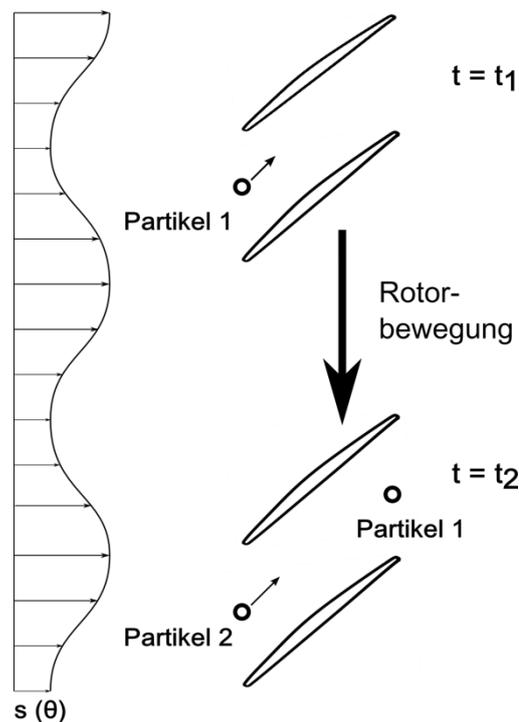


Abbildung 10: Entropievariation aufgrund der Rotation nach Longley & Greitzer [10]

### 2.2.8 Instationäre, reibungsbehaftete Effekte

Die im vorhergehenden Abschnitt besprochene instationäre Strömungsbeschleunigung hat einen zusätzlichen Einfluss auf reibungsbehaftete Phänomene, wie Grenzschichten, und auf die damit verbundenen Verluste. Die Grenzschichten folgen in ihrem Verhalten nicht unmittelbar den Änderungen der Zuströmbedingungen, sondern sie reagieren mit einer gewissen Trägheit. Durch diese reagiert die Grenzschicht zeitversetzt auf die Änderung der Zuströmbedingungen. Dieses Verhalten ist umso ausgeprägter, je stärker die Änderung der Zuströmbedingungen die Grenzschicht beeinflusst, was insbesondere für Betriebspunkte nahe der Stabilitätsgrenze gilt. In Abbildung 11 sind beispielhaft die Rotorverluste über dem Anströmwinkel für einen Verdichter mit ungestörter und gestörter Zuströmung dargestellt. Die Hysterese der Rotorverluste beim Eintritt und Austritt aus dem gestörten Bereich ist deutlich zu erkennen. Die Verluste im Fall inhomogener Zuströmung weisen deutliche Abweichungen gegenüber den Verlusten mit homogener Zuströmung auf. Darüberhinaus unterschreiten die Anströmwinkel bei inhomogener Zuströmung lokal den stabilen Anströmwinkelbereich des Falls mit homogener Zuströmung.

Durch dieses Verhalten wird deutlich, dass die quasi-stationären Charakteristiken vor allem nahe an der Stabilitätsgrenze nicht mehr gültig sind. Mazzawy [24] berichtet auch von Messungen, allerdings weiter von der Stabilitätsgrenze entfernt, bei denen die Rotorverluste für inhomogene und homogene Zuströmung in Bezug auf den Anströmwinkel gut übereinstimmen.

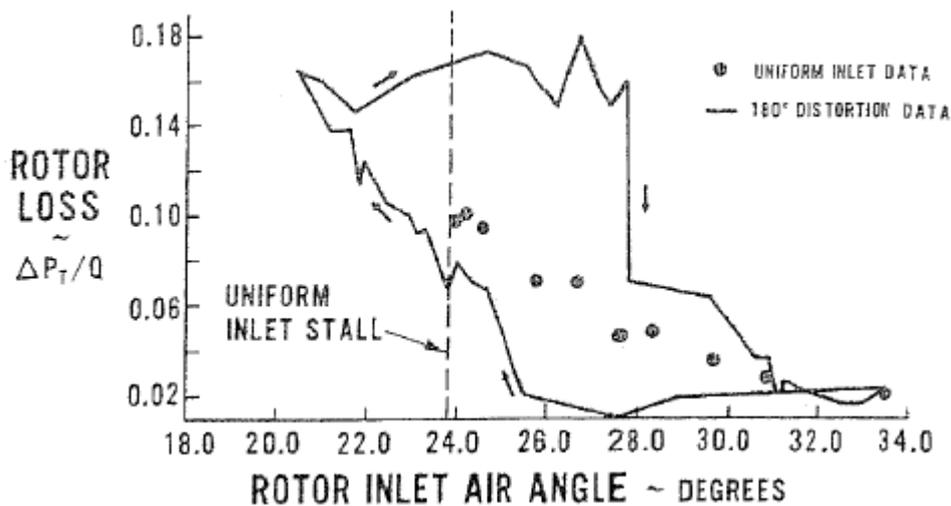


Abbildung 11: Hysterese der Rotorverluste durch Umfangstörung des Totaldrucks, Longley & Greitzer [10]

Das ursprüngliche vom Parallel Verdichter Modell postulierte Stabilitätskriterium, dass der Verdichter seine Stabilitätsgrenze erreicht, wenn der Sektor mit dem niedrigeren Totaldruck die Stabilitätsgrenze für homogene Zuströmung überschreitet, wird damit obsolet. Vielmehr spielen das Verhalten der Grenzschicht und die Zeitskala, in der die Grenzschicht auf die Störung reagiert, eine wichtige Rolle, die auch in Kapitel 2.3 noch diskutiert wird.

### 2.2.9 Einfluss des Öffnungswinkels auf die Verdichterantwort

Für die rotierenden Schaufeln eines Verdichters stellt ein stationär, gestörter Sektor immer eine instationäre Variation ihrer Zuströmbedingungen dar. Der Öffnungswinkel des gestörten Sektors und die Rotationsgeschwindigkeit bestimmen das Zeitintervall in der diese Variation auftritt. Der Verdichter reagiert nicht instantan auf die Änderung der Zuströmbedingungen, sondern besitzt eine bestimmte Trägheit die durch verschiedene Zeitskalen bedingt wird. Im Folgenden sollen der Einfluss des Störsektors und dieser Zeitskalen diskutiert werden. Eine der ersten Untersuchungen des Einflusses des Öffnungswinkels auf den Verlust an Stabilitätsmarge wurde von Reid 1969 [27] durchge-

führt. Die zentralen Ergebnisse sind in Abbildung 12 auf der linken Seite abgebildet. Nachdem der maximal mögliche Gegendruck, d. h. der Gegendruck an der Stabilitätsgrenze, von kleineren zu größeren Öffnungswinkeln zunächst sehr stark abnimmt, bleibt der Verlust im Druckaufbau nach der Überschreitung eines kritischen Winkels konstant. Diese Beobachtung wird auch von Hynes und Greitzer [28] analytisch bestätigt.

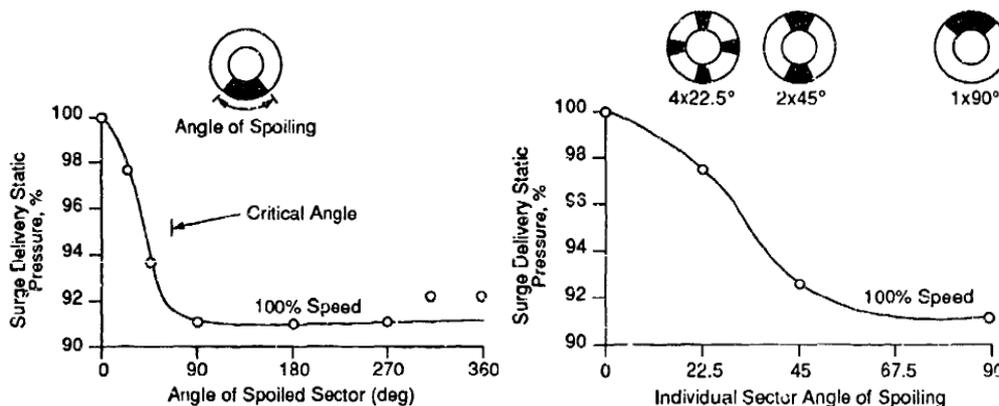


Abbildung 12: Einfluss des Störwinkels und der Anzahl der Störgebiete auf den Druckaufbau (Reid [27])

Darüber hinaus hat Reid den Einfluss der Anzahl der gestörten Sektoren auf den Druckaufbau untersucht. Wie in Abbildung 12 rechts zu sehen hat, bei konstanter Störfläche ein gestörter Sektor mehr Einfluss, als seine Aufteilung in mehrere gestörte Sektoren. Reid nennt zwei wichtige Aspekte, zum ersten den Einfluss des Zeitintervalls, in dem eine Schaufel der Störung ausgesetzt ist, und zum zweiten, dass der eigentlich kritische Sektor in der hintersten Stufe liegt. Diese ist für die untersuchten High-Speed-Verdichter die Stufe, die für das instabile Betriebsverhalten verantwortlich ist. Der für diese Stufe kritische Sektor bzw. das kritische Zeitintervall ist allerdings kleiner, da der gestörte Sektor beim Durchgang durch den Verdichter aufgrund von Reibungseinflüssen tendenziell abnimmt. In den Untersuchungen von Hynes und Greitzer [28], die ein Modell für die Ausbreitung kleiner Störungen benutzen, werden die den Verdichter repräsentierenden Charakteristiken um eine instationäre Komponente erweitert. Diese Komponente setzt sich zum einen aus der instationären Beschleunigung durch die Variation der Eintrittsrandbedingungen bei der Rotation und zum anderen aus der zeitlichen Variation der Eintrittsrandbedingungen im Falle instationärer Störungen zusammen. Beide Terme werden mit einer Zeitskala korreliert, die der konvektiven Aufenthaltsdauer eines Fluidteilchens in der Rotorpassage entspricht. Bei einer stationären

Umfangsstörung ist der kritische Winkel damit abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und der Sehnenlänge der Schaufel.

Mit stärkeren Fokus auf das Strömungsbild in der Schaufelpassage argumentiert Cousins [29], dass die entscheidende Zeitskala davon abhängt, wie lange ein Fluidteilchen braucht, um von der Eintrittskante bis zum engsten Querschnitt der Passage, und damit bis zum Verzögerungsbeginn, zu kommen. Erst im Bereich der Strömungsverzögerung im Relativsystem, und damit im Bereich eines entgegengesetzten Druckgradienten, kann es zur Ablösung und damit zu einer massiven Stabilitätsbeeinflussung kommen.

### 2.2.10 Stabilitätskriterien

Das Parallel Verdichter Modell in seiner ursprünglichen Form detektiert instabiles Betriebsverhalten, wenn der gestörte Bereich des Verdichters die Stabilitätsgrenze überschreitet, unabhängig von der Größe des gestörten Sektors. Im Basismodell des Parallel Verdichter Modells bedeutet dies, dass ein gegen Null gehender Öffnungswinkel der Störung in Bezug auf die Gesamtstallmarge den stärksten Verlust an Stallmarge hervorruft. Aus den schon in Abbildung 12 gezeigten Ergebnissen von Reid [27] geht jedoch hervor, dass ein Sektor, um den Verdichter signifikant zu stören, eine gewisse Ausdehnung besitzen muss. Diesem Ergebnis trägt ein um den kritischen Winkel erweitertes PCM, wie in Abbildung 13 dargestellt, Rechnung.

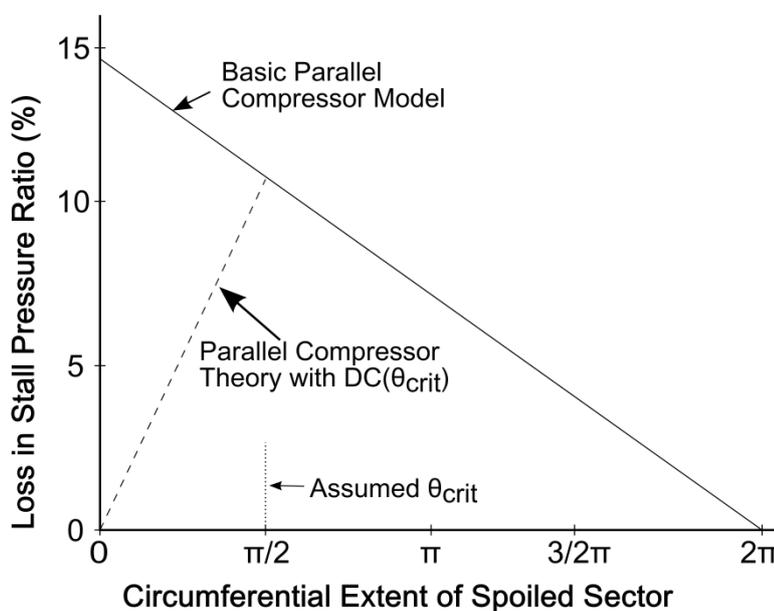


Abbildung 13: Parallel Verdichter Modell mit kritischem Winkel , Longley & Greitzer [10]

### 2.2.11 Kennwerte zur Störungsbeschreibung

Um eine einfache Beschreibung und Kategorisierung von Störungen im Einlauf zu ermöglichen, wurden im Laufe der Zeit verschiedene Kennzahlen entwickelt. Diese können solche Elemente wie Art der Störung (Totaldruck, Totaltemperatur oder Drall), Intensität der Störung, Größe bzw. Ort der Störung und Anzahl der gestörten Bereiche enthalten. Eine allgemeine Übersicht, wie eine Störungs-Kennzahl aufgebaut sein sollte, findet sich im ARP-1420-Bericht [30], mit einem besonderen Augenmerk auf den Totaldruckstörungen in der AIP-1419 [31] und auf der Totaltemperatur in der ARD-50015 [32].

Eine einfache, aber sehr weit verbreitete Kennzahl, mit der man eine Totaldruckstörung charakterisieren kann, ist der  $DC(\theta_{krit})$ -Koeffizient, der wie folgt definiert ist:

$$DC(\theta_{krit}) = \frac{\bar{P}_t|_{360^\circ} - \bar{P}_t|_{St, \theta_{krit}}}{\bar{q}|_{360^\circ}} \quad (2.21)$$

Der  $DC(\theta_{krit})$ -Koeffizient setzt also die Differenz des über den kompletten Umfang gemittelten Totaldrucks und des gemittelten Totaldrucks im am stärksten gestörten Sektor ins Verhältnis mit dem gemittelten Staudruck. Die Idee eines kritischen Öffnungswinkels  $\theta_{krit}$  leitet sich hier von den Untersuchungen von Reid [27] ab, die in Abbildung 12 gezeigt sind. Der kritische Winkel ist demnach eine Eigenschaft des untersuchten Verdichters und muss experimentell bestimmt werden. Falls keine Daten vorhanden sind, schlägt die ARP-1420 einen Richtwert von  $25^\circ$  vor. Einen guten Überblick über die Kennzahlen zur Beschreibung von Störungen bieten auch Cousins [9] und Yao et al. [33].

### 2.2.12 Simulation von Verdichtern mit gestörter Zuströmung: Stand der Forschung

Die Idee, die Wirkweise von Störungen in der Zuströmung mit Hilfe von numerischen Rechenmethoden zu analysieren und vorherzusagen, kommt bereits in den 50-er Jahren auf. So zeigt Ehrich [34] bereits 1957 Ergebnisse eines linearisierten Wirkscheibenansatzes zur Untersuchung von kleinen Störungen in der Zuströmung. Stenning [15] unterscheidet in einem Übersichts-Paper drei Möglichkeiten, eine gestörte Verdichtierzuströmung analytisch/numerisch zu untersuchen: linearisierte Ansätze für kleine Störungen, wie u. a. von Plourde und Stenning [17] vorgeschlagen, Parallel-

Verdichter-Modelle, die von Pearson und McKenzie [16] zuerst erarbeitet wurden und bis heute weiterentwickelt werden (Mazzawy [24], Cousins & Davis [33], Mazzawy et al. [35], Cousins & Davis [36]) und Wirkscheibenmodelle, wobei hier meist Stromlinienkrümmungsverfahren mit Wirkscheiben gekoppelt werden (Seidel [37], Hawthorne et al. [38], Hale & O'Brien [39], Hale et al. [40]). Alle Modelle haben die Annahmen gemein, dass der Druckaufbau von den lokalen Anströmbedingungen abhängt, dass die lokalen Schaufelbetriebspunkte die homogene Charakteristik nicht verlassen und dass der statische Druck nach dem Verdichter konstant ist. In der Folgezeit wurden Modelle entwickelt, die zwar die homogene Charakteristik benutzen, aber sie um Terme erweitern, die auch instationären Effekten Rechnung tragen (Mazzawy [24], Hynes & Greitzer [28]). In jüngerer Zeit wird zudem verstärkt versucht, mit Hilfe von URANS-Rechnungen den Einfluss von Störungen zu untersuchen. So simulieren Hah et al. [41] eine periodische Störung. Aufgrund der Periodizität der Störung kann auf aufwändige Vollkranzrechnungen verzichtet werden, und es reichen zwei Passagen aus. Die Ergebnisse zeigen eine sehr starke Grenzschicht-Stoß-Interaktion im gestörten Bereich.

Outa [42] führt eine 2D-Mittelschnittsrechnung mit einem feinen Netz durch. Die Störung wird in der Eintrittsrandbedingung aufgeprägt, und es werden zeitaufgelöste Stalluntersuchungen durchgeführt, die allerdings ebenfalls stark von den experimentellen Daten abweichen. Die ersten sehr belastbaren Rechnungen präsentiert Yao 2010 (Yao et al. [26],[25]). Die numerischen Ergebnisse eines dreistufigen Verdichters mit Vorleitrad und einer 1-per-rev-Störung, d. h. die Zuströmung ist nur in einem Winkelsegment gestört, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Eine gute Übereinstimmung weisen des Weiteren die Ergebnisse von Fidalgo et al. [43] auf. Sie untersuchen den transsonischen NASA-Rotor 67 mit Einlaufstörungen.

### **2.3 Strömungsphänomene an der Stabilitätsgrenze**

Wie bereits diskutiert, zeichnet sich eine ausreichend inhomogene Einlaufströmung insbesondere durch eine Verschiebung der Stabilitätsgrenze des Gesamtsystems aus. Ein signifikanter Umfangssektor des Verdichters kann die Stabilitätsgrenze aufgrund von Störungen überschreiten, ohne instabiles Betriebsverhalten hervorzurufen, solange die Dämpfung des restlichen, noch im stabilen Bereich arbeitenden Sektors groß genug ist. Aus diesem Grund sind genaue Kenntnisse der Strömungsphänomene beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze vonnöten, die in diesem Unterkapitel diskutiert werden sollen. Ein Verdichter nähert sich bei konstanter Drehzahl mit sinkendem Mas-

senstrom der Stabilitätsgrenze. Wird ein Verdichter angedrosselt, d. h. mit immer größerem Gegendruck beaufschlagt, sinkt der Massenstrom und damit die axiale Anströmgeschwindigkeit. Wie aus dem Geschwindigkeitsdreieck in Abbildung 1 hervorgeht, steigt damit auch die Inzidenz, d. h. die druckseitige Fehlanströmung. Mit sinkendem Massenstrom wird schließlich die aerodynamische Belastungsgrenze der Schaufeln erreicht, deren Überschreitung einen massiven Zusammenbruch des Massenstroms und einen instabilen Betriebszustand zur Folge hat, vgl. Cumpsty [12]. Im Verdichterkennfeld kennzeichnet die Pumpgrenze den Übergang von stabilen zu instabilen Betriebszuständen bei sinkendem Massenstrom. Wird die Stabilitätsgrenze überschritten, kommt es zunächst lokal zu Ablösephänomenen in einzelnen oder mehreren Schaufelpassagen, die wellenförmig in Umfangsrichtung wandern. Dabei kann die Geschwindigkeit, je nach Art der Verdichterin stabilität, zwischen 20% und 70% der Rotorgeschwindigkeit variieren, vgl. Tan et al. [44]. Die Ablösezone wächst innerhalb weniger (3-20) Umdrehungen stark an und erreicht einen quasi-stabilen Zustand, in dem sich eine oder mehrere lokale Ablösezellen mit einer Geschwindigkeit von 20 % bis 80 % der Rotorgeschwindigkeit in Umfangsrichtung bewegen. Dieser labile Zustand wird im Englischen als Rotating Stall und im Deutschen als rotierende Ablösungen bezeichnet, vgl. Day & Cumpsty [130]. Dem Pumpen des Verdichters, einer eindimensionalen Instabilität, bei der das ganze Verdichtersystem schwingt und es im kompletten Schaufelkranz periodisch zu Rückströmungen kommt, geht fast immer Rotating Stall voraus, ausgenommen sind sehr hohe Verdichtungsverhältnisse und sehr hohe Rotationsgeschwindigkeiten, vgl. Tan et al. [44], Greitzer [131], [132], Emmons et al. [133]. In Abbildung 14 ist eine Rotating-Stall-Zelle in einem Schaufelgitter dargestellt. Im Bereich der Ablösung kommt es zu einem hohen Geschwindigkeitsdefizit und eventuell zu einer Rückströmung. Durch diese Blockierung wird die Strömung nach oben bzw. unten abgelenkt, was eine höhere Be- und letztendlich Überlastung der nachfolgenden Schaufelreihen und eine Entlastung der vorhergehenden Schaufeln zur Folge hat. Die Überlastung der nachfolgenden bzw. die Entlastung der vorhergehenden Schaufeln resultiert in einer Bewegung der gesamten Stall-Zelle entgegengesetzt der Rotordrehrichtung von circa 60 % der Rotordrehgeschwindigkeit im Relativsystem. Dies führt zu einer Rotation der Zelle im ruhenden System von 40 % in Rotordrehrichtung, vgl. Tan et al. [44]. Zum tieferen Verständnis von Rotating Stall müssen die Strömungsphänomene, die sich zwischen dem ersten Auftreten von Strömungsinstabilitäten beim Überschreiten der Pumpgrenze bis zum vollentwickelten Rotating Stall ausprägen, untersucht werden.

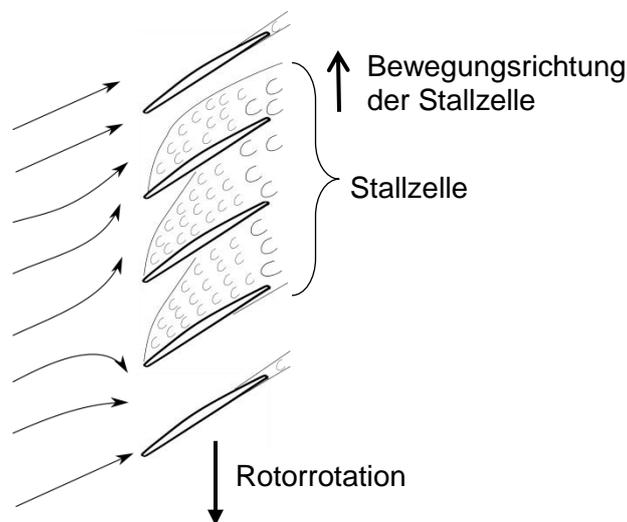


Abbildung 14: Verdichtergitter mit umlaufender rotierender Ablösung nach Tan et al. [44]

Grundsätzlich kann man vor allem zwei Entstehungsmechanismen, die beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze zu Rotating Stall führen, unterscheiden: Modalwellen und sogenannten Spikes. Bei Modalwellen handelt es sich um zweidimensionale langskalige Umfangsschwankungen, die sich aus kleinen Amplituden aufschwingen. Modalwellen bilden sich aus einem zweidimensionalen Umfangsmodus und besitzen daher eine Längenskala von der Größenordnung des Rotorumfangs. Da die Eigenmodi eines Systems Bereiche darstellen, die aufgrund geringer Dämpfung besonders schwingfähig sind, gibt es immer Modalwellen mit beliebig kleinen Amplituden, die keinen definierten Beginn in Raum und Zeit haben.<sup>2</sup> Camp und Day [45] zum Beispiel berichten von gemessenen Modalschwankungen bereits hundert Rotationen vor dem Einsetzen von Instabilitäten.

Der zweite Stall-Entstehungsmechanismus hat die Form von Spikes, die sich durch ihren lokal begrenzten, dreidimensionalen und sehr schnell in Rotating Stall übergehenden Charakter auszeichnen, vgl. Camp und Day [45]. Auch kann man Spikes einen klar definierten räumlichen und zeitlichen Beginn zuordnen. Sie beeinflussen nicht den gesamten Schaufelkranz, sondern treten lokal begrenzt in einer Schaufelreihe auf. Ihren Namen verdanken Spikes ihrer Entdeckung mit instationären Wanddruckmessungen am Gehäuse, in denen die durch Spikes induzierten Druckschwankungen als Spitzen, eben Spikes, auftauchen.

<sup>2</sup> Ihre Detektion hängt bei Experimenten vom Messequipment ab und bei numerischen Untersuchungen von numerischer und modellierter turbulenter Dissipation.

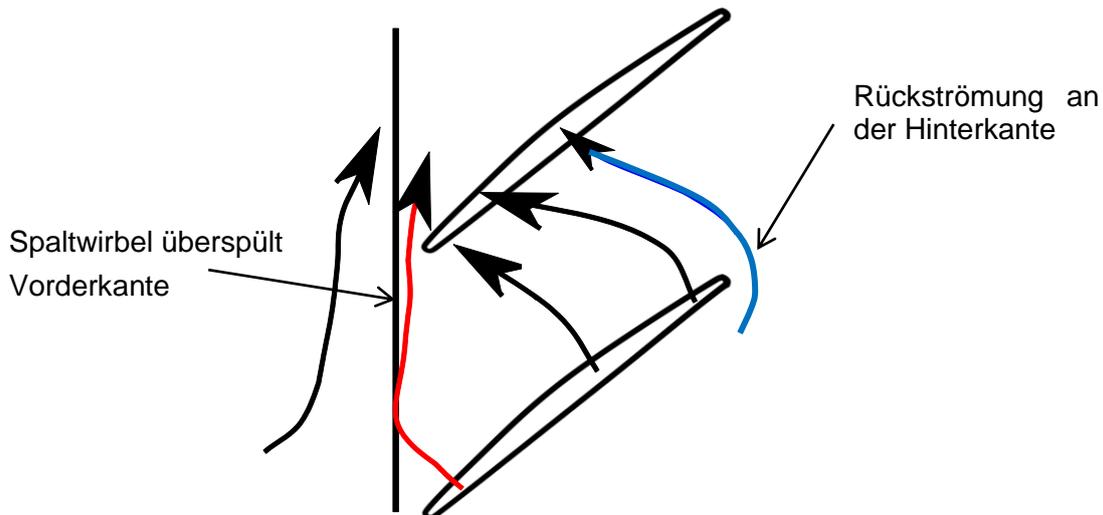


Abbildung 15: Umspülen der Vorder- und der Hinterkante nach Vo [47]

Für diese Arbeit ist vor allem Spike Stall von Bedeutung, zum einen weil die in dieser Arbeit untersuchten Verdichter bei homogener Zuströmung ein ausgeprägtes Spike-Stall-Verhalten aufweisen. Zum anderen berichten zwar Simpson & Longley [46] von einem Einfluss umfangskonstanter Radialstörungen auf das modale Stall-Verhalten, jedoch werden in dieser Arbeit vornehmlich nicht rotierende, 1-per-rev-Umfangsstörungen untersucht, von denen angenommen werden kann, dass sie aufgrund ihres festen Ortes umlaufende Umfangsmoden eher unterdrücken. Die Entstehung von Spikes wurde und wird in den letzten Jahren intensiv untersucht. Man kann bei den veröffentlichten Ergebnissen zwei Grundideen von Spike-Entstehung für transsonische und subsonische Verdichter unterscheiden. Vo et al. [47] stellen fest, dass an denen von ihnen untersuchten Verdichtern eine Spike-Zelle nur entsteht, wenn gleichzeitig die Schaufelvorderkante der nächsten Schaufel durch den Spaltwirbel der vorhergehenden Schaufel überspült wird und eine Rückströmung der Spaltströmung der vorhergehenden Passage an der Hinterkante stattfindet. Die prinzipiellen Phänomene sind in Abbildung 15 dargestellt. Der Spaltwirbel (rot) wird von impulsarmer Spaltströmung und Spaltfluid aus der vorhergehenden Schaufelpassage abgelenkt und überspült die Vorderkante der nachfolgenden Schaufel, wodurch sich im oberen Schaufelbereich ein abgelöstes Gebiet bildet. Dieses Gebiet blockiert die nachfolgende Anströmung und trägt so zu transienten Betriebsverhalten und zum Zusammenbruch des Massenstroms bei.

Hah et al. [48] stellen in numerischen Untersuchungen eine Vorder- und eine Hinterkantenumspülung für das Stall-Verhalten der in dieser Arbeit untersuchten transsonischen Verdichterstufe TUD-R1/S1 fest. Darüber hinaus wird der Spaltwirbel-Stoß-Interaktion und der dadurch bedingten Oszillation des Spaltwirbels, die bei Betriebs-

punkten nahe der Pumpgrenze stark ansteigt, eine wichtige Rolle beigemessen. Die Entstehung einer Spike-Rotating-Stall-Zelle beschreiben Hah et al. wie folgt:

Zunächst löst der Kanalstoß vollkommen ab. Durch das Wandern des Kanalstoßes in Richtung Vorderkante wird das starke chaotische Oszillieren des Spaltwirbels weiter angefacht. Infolgedessen bewegt sich die Spaltwirbeltrajektorie in einer beliebigen Passage in die Nähe der Schaufelvorderkante, während sich gleichzeitig an der Hinterkante eine Rückströmung ausbildet. Schlussendlich wird die Schaufelkante negativ, d. h. entgegen der Anströmung, überspült.

Chen et al. [49] und Bennington et al. [50] untersuchen mit numerisch und experimentellen Methoden das Stall-Verhalten der transsonischen, Spike-stallenden NASA Verdichterstufe 35. Chen et al. stellen fest, dass es bei der untersuchten NASA-Verdichterstufe 35 zwar zu einer Vorderkantenumspülung durch den vorhergehenden Spaltwirbel kommt, dass allerdings keine Hinterkantenumspülung auftritt. Bennington et al. schlagen als Stall-Kriterium die Lage der Trennfläche zwischen Anströmung und Spaltströmung vor. Die Lage definieren sie über das lokale Maximum des axialen Entropiegradienten ( $ds/dx$ ).

Dem gegenüber steht bei subsonischen Verdichtern die Idee eines durch Grenzschichtablösung induzierten lokalen Tornado-artigen Wirbels, wie er von Inoue et al. [51] 2000 das erste Mal aufgrund von Messergebnissen vorgeschlagen und später experimentell u. a. durch Inoue et al. [52] und Weichert und Day [53] bzw. numerisch für subsonische Verdichterstufen durch Gourdain et al. [54] und Pullan et al. [55] erhärtet werden konnte. Die genannten Autoren berichten, dass sich bei starker Androsselung des Verdichters die Strömung aufgrund einer Fehlanströmung im oberen Teil der Vorderkante der Kontur nicht mehr folgen kann und ablöst. Die Ablösung bildet aufgrund der Anströmung einen Wirbel, der in Richtung der nachfolgenden Schaufel abschwimmt, vgl. Abbildung 16, und dabei einen Bereich mit niedrigem Impuls bildet, der beim Erreichen der nächsten Schaufel wiederum zu einer Fehlanströmung und einer verstärkten Ablösung führt und so den Nucleus einer Stall-Zelle bildet, vgl. Weichert & Day [53] und Pullan et al. [55]. Eine interessante Verbindung von beiden Mechanismen zeigt das deutlich früher entstandene Paper von Suder und Celestina [56]. Die hier untersuchte NASA-Verdichterstufe 37 ist bei der Auslegungsdrehzahl transsonisch und bei 60 % der Auslegungsdrehzahl subsonisch. Die Ergebnisse bei der Auslegungsdrehzahl zeigen das auch von Vo et al. [47], Hah et al. [48] und Chen et al. [49] berichtete Anwachsen der Passagenblockierung durch die den Stoß passierende Spaltströmung. In den subsonischen Untersuchungen entsteht allerdings

ein, von den Autoren zweiter Wirbel genannter, Wirbel durch eine Ablösung der Grenzschicht bei etwa 90 bis 95 % Schaufelhöhe.

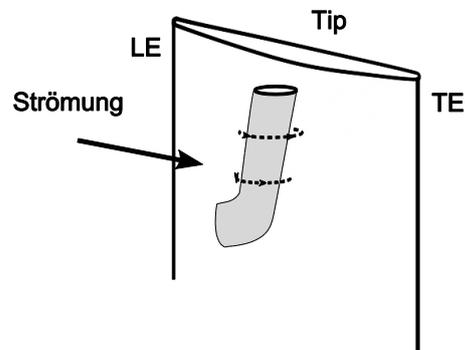


Abbildung 16: Tornado-artiger Wirbel nach Inoue [51]

Zusammenfassend werden in der genannten Literatur also folgende physikalische Phänomene als bestimmend für das Verhalten von Axialverdichtern an der Stabilitätsgrenze genannt:

1. Das Anwachsen der Blockierung der Passagenströmung (Suder & Celestina [56], Khalid et al. [57])
2. Die Erhöhung der Inzidenz bzw. das Überschreiten einer kritischen Inzidenz (Simpson & Longley [46], Camp & Day [45])
3. Die Interaktion von Spaltströmung und Kanalstoß bei transsonischen Verdichtern (Hah et al. [48])
4. Die Spaltwirbel-Oszillation (Young et al. [58], Hah et al. [48])
5. Die Umströmung der Vorder- bzw. der Hinterkante (Vo et al. [47], Vo [59], Bennington et al. [50], Hah et al. [48])
6. Die Ausbildung eines Tornado-artigen, spannweitigen Wirbels durch eine Grenzschichtablösung auf der Saugseite bei subsonischen Verdichtern (Inoue et al. [51], Inoue et al. [52], Pullan et al. [55], Weichert & Day [53])

### 3 Numerische Berechnung turbulenter Strömungen

Die Strömung in Axialverdichtern ist reibungsbehaftet, kompressibel und hochgradig instationär. Um diese Strömung zu berechnen, werden im Rahmen dieser Arbeit die instationären Reynolds- bzw. Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (URANS) herangezogen. Im engeren Sinn werden nur die Erhaltungsgleichungen für den Impuls als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet. Zur vollständigen Beschreibung einer Strömung mit den genannten Eigenschaften sind allerdings auch die Massenerhaltung und die Energieerhaltung notwendig. Es hat sich daher eingebürgert, pars pro toto von den Navier-Stokes-Gleichungen zu sprechen. Die Darstellung der Navier-Stokes-Gleichungen erfolgt im Folgenden analog zu Hirsch [61], [62], auf den auch in Bezug auf weitere Details verwiesen sei.

Die Rotoren von Turbomaschinen drehen sich, bei konstantem Betriebspunkt, mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ . Um die Berechnung der Strömung zu erleichtern, wird die Strömung in den Rotoren in einem rotierenden Koordinatensystem berechnet, und die Erhaltungsgleichungen werden für drehende Koordinaten formuliert. Die Strömung in den Statoren lässt sich ebenfalls mit diesen Gleichungen berechnen, wobei hier  $\omega=0$  gilt.

Die Geschwindigkeitskomponenten ergeben sich in rotierenden Koordinaten zu:

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u} \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet  $c$  die Absolut-,  $w$  die Relativ- und  $u$  die Umfangsgeschwindigkeit. Die Gleichung der Massenerhaltung nimmt damit folgende, differentielle Form an:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{w}) = 0 \quad (3.2)$$

Wie aus (3.2) ersichtlich, leistet der Umfangsversatz durch die Rotation keinen Beitrag zur Massenbilanz. Im Gegensatz dazu müssen für die Impulsbilanz im rotierenden System zusätzlich die Coriolis- und die Zentrifugalkraft beachtet werden. Unter der Annahme, dass es sich um ein Newtonsches Fluid handelt und damit die internen Spannungen mit  $\overline{\sigma} = -p\overline{\vec{I}} + \overline{\tau}$  (wobei  $\overline{\vec{I}}$  der Einheitsvektor ist) ausgedrückt werden können, ergibt sich die Impulsbilanz im rotierenden System zu

$$\frac{\partial \rho \vec{w}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{w} \otimes \vec{w}) = \rho \vec{f}_c + \rho \vec{f}_z - \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \overline{\tau} \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $\overline{\tau}$  der Spannungstensor, der als

$$\tau_{ij} = \mu [(\partial_i w_j + \partial_j w_i) - \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{w}) \delta_{ij}] \quad (3.4)$$

mit der dynamischen Viskosität  $\mu$  definiert ist. Wie aus Gleichung (3.4) hervorgeht, ist der Spannungstensor  $\tau$  nur von den Geschwindigkeitsgradienten und der molekularen Viskosität abhängig. Die molekulare Viskosität wiederum hängt unter der Annahme eines idealen Gases lediglich von der Temperatur ab und kann durch die sogenannte Sutherland-Formel abgeschätzt werden:

$$\mu = \mu_{ref} \left( \frac{T_{ref} + S}{T + S} \right) \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3.5)$$

Für Luft als Fluid ergeben sich die in Formel (3.5) enthaltenen Konstanten bei  $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$  zu  $S = 110,4 \text{ K}$  (Sutherland-Konstante) und  $\mu_{ref} = 1,7198 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{ms}}$ .

Die Corioliskraft  $\vec{f}_c$  wird durch den Term

$$\vec{f}_c = -2(\vec{\omega} \times \vec{w}). \quad (3.6)$$

ausgedrückt und die Zentrifugalkraft  $\vec{f}_z$  durch den Term

$$\vec{f}_z = -\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}). \quad (3.7)$$

Da die Corioliskraft keinen Beitrag zur Energiebilanz leistet, muss die Energiegleichung nur um den Anteil der Zentrifugalkraft erweitert werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left( e + \frac{\vec{w}^2}{2} - \frac{\vec{u}^2}{2} \right) + \vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{w} \left( h + \frac{\vec{w}^2}{2} - \frac{\vec{u}^2}{2} \right) - k \vec{\nabla} T - \vec{\tau} \cdot \vec{w}] = W_f + q_H \quad (3.8)$$

In Gleichung (3.8) stellt  $e$  die innere Energie und  $h$  die statische Enthalpie dar. Der Term  $-k \vec{\nabla} T$  enthält das Fourier'sche Wärmeleitungsgesetz und drückt die Konduktion, d.h. die molekulare Wärmeleitung (im Englischen auch diffusive Wärmeleitung), aus. In Gleichung (3.8) steht  $T$  für die absolute Temperatur und  $k$  für die Wärmeleitfähigkeit, die wie folgt definiert ist:

$$k = \frac{\mu c_p}{Pr}. \quad (3.9)$$

Die in Gleichung (3.9) enthaltene Prandtl-Zahl  $Pr$  ist durch das Verhältnis von kinematischer Viskosität und Wärmeleitfähigkeit definiert und hat für Luft über ein weites Temperatur- und Druckniveau einen Wert von  $Pr=0,72$ . Die Arbeit von äußeren Kräften wird

durch  $W_f$ , zusätzliche Energiequellen, wie Strahlung oder chemische Reaktionen, durch  $q_H$  berücksichtigt. Das sich aus den Erhaltungsgleichungen ergebende Gleichungssystem benötigt zusätzliche Modellannahmen zur Schließung.

Zunächst wird das zu berechnende Fluid als ideales Gas angenommen. Die thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen realer Gase gehen bei niedrigen Drücken in einfache Grenzesetze über [60], die für alle Gase gelten. Die Grenzgleichungen gelten zwar streng genommen nur für den Grenzübergang  $p \rightarrow 0$ , allerdings können sie in Näherung auch bei moderaten Drücken ( $p < 10$  bar) verwendet werden. Für viele technische Probleme und für die im Rahmen dieser Arbeit relevanten moderaten Druckniveaus ( $p < 3$  bar) ist die Genauigkeit der Modellannahme eines idealen Gases allerdings ausreichend. Ideale Gase definieren sich thermodynamisch durch die thermische und die kalorische Zustandsgleichung,

$$\frac{p}{\rho} = RT, \quad (3.10)$$

$$de = c_v dT, \quad dh = c_p dT. \quad (3.11)$$

Jedes Gas wird durch seine spezifischen Wärmekapazitäten  $c_p$  bzw.  $c_v$  und seine Gaskonstante  $R$  gekennzeichnet, zwischen denen folgender Zusammenhang besteht:

$$c_v = \frac{1}{\kappa - 1} R, \quad c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v}. \quad (3.12)$$

Für das in Luftgasturbinen verwendete und in dieser Arbeit relevante Arbeitsmedium Luft besitzen diese Stoffkonstanten folgende Werte:

$$R = 287 \frac{J}{kgK}, \quad \kappa = 1,4. \quad (3.13)$$

Mit den für Masse, Impuls und Energie aufgestellten Erhaltungsgleichungen und den zur Schließung verwendeten Zustandsgleichungen lassen sich theoretisch sämtliche Strömungen, selbst turbulente Strömungen im Rahmen der bereits getroffenen Modellannahmen (ideales Gas) beschreiben. Allerdings findet sich für dieses System aus gekoppelten, partiellen Differentialgleichungen nur für wenige, einfache Problemstellungen eine analytische Lösung.

Eine Möglichkeit diese Problematik zu umgehen, bietet die Numerik bzw. die numerische Strömungssimulation. Hierbei wird das Gesamtproblem in eine endliche Anzahl diskreter Teilprobleme zerlegt. Im Rahmen dieser Zerlegung werden die vier relevanten Dimensionen (Ort und Zeit) in diskrete Punkte aufgeteilt. In der modernen Strömungssimulation wird zur Ortsdiskretisierung meist die Finite-Volumen-Methode einge-

setzt. Die den Ort repräsentierenden Punkte werden als diskrete, d. h. finite, Volumen behandelt. Die Strömungsgrößen im Zentrum des finiten Volumens werden dann durch die Flüsse über die Oberfläche des Volumens bestimmt. Für jedes finite Volumen müssen die Erhaltungsgleichungen erfüllt sein. Die Voraussetzung ist eine geschickte Wahl der finiten Volumen. Falls die finiten Volumen klein genug sind, kann man die Variation der Strömungsgrößen über die Volumina mittels einer Taylor-Reihen-Entwicklung approximieren. Mit Hilfe finiter Volumen kann jedes beliebige Makrovolumen diskretisiert werden. Man spricht hierbei von „Vernetzen“, wobei die Summe der finiten Volumina das Rechenetz oder -gitter ergibt. Hierbei ist darauf zu achten, dass das Rechenetz fein genug ist, abhängig von der Ordnung der Ortsdiskretisierung, relevante Strömungsphänomene aufzulösen. Wenn darüber hinaus die Abstände der Zeitpunkte, an denen das Strömungsfeld berechnet wird, d. h. die Zeitschritte der Zeitdiskretisierung, klein genug sind, können die zeitabhängigen Terme der Gleichungen ebenfalls mit der Taylor-Entwicklung approximiert werden. Es ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, das mit Hilfe verschiedener numerischer Integrationsverfahren und Algorithmen gelöst werden kann. Eine Diskussion dieser Algorithmen und der notwendigen Maßnahmen, um diese einerseits stabil und robust, andererseits hochgenau zu machen, ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, dafür sei auf Hirsch [61], [62] verwiesen. Allerdings werden die in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen und Integrationsmethoden im Kapitel 3.2 kurz vorgestellt.

Für infinitesimal kleine Gitterzellen und Zeitschritte würde die durch die Orts- und Zeitdiskretisierung berechnete Näherungslösung in die exakte analytische Lösung übergehen. Die Forderung, die Netz- und Zeitschrittweite so zu wählen, dass sämtliche relevante Zeit- und Längenskalen aufgelöst werden können, führt bei realen und technisch relevanten Strömungen zu massiven Problemen. Die meisten technisch relevanten Strömungen besitzen einen sehr turbulenten Charakter, d. h. sie weisen kleinskalige, instationäre und dreidimensionale Variationen auf. Um diese Strukturen aufzulösen, müssten extrem kleine Netz- und Zeitschrittweiten gewählt werden, was bereits bei einfachen Strömungsproblemen zu einem extremen Rechenbedarf führen würde. Alternativ zum Auflösen und damit zum expliziten Berechnen turbulenter Skalen ist eine approximative Modellierung der Turbulenz möglich, welche je nach Approximationsgrad erheblich weniger Rechenaufwand erfordert. Aufgrund ihrer Relevanz bei den zu untersuchenden Fragestellungen sollen die Turbulenz und ihre Modellierung im nächsten Unterkapitel zur Sprache kommen.

### 3.1 Turbulenz und Turbulenzmodellierung

Dass die Turbulenz nicht besonders leicht zu fassen ist, bezeugt ein kurzer retrospektiver Blick in die vergangenen 130 Jahre, seitdem Osborne Reynolds bei wasserdurchflossenen Glasrohren mittels eines induzierten Tintenstrahls einen Umschlag des Strömungsregimes bei steigenden Geschwindigkeiten feststellte. Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten bleiben die Stromfäden parallel, was sich in einem geraden Tintenfaden widerspiegelt. Wird die Strömungsgeschwindigkeit allerdings erhöht, beginnt ab einem kritischen Punkt die Strömung, und damit der Tintenfaden, zu verwirbeln. Diese Ergebnisse konnten zur gleichen Zeit, in den 1880-er Jahren, durch William Thomson, dem späteren Lord Kelvin, durch Untersuchungen an Kanalströmungen bestätigt werden (Eckert [63]). Die beiden Strömungsregime wurden den Beobachtungen entsprechend als laminar (lat. lamina: Platte, Scheibe) und turbulent (lat. turbare= verwirren, stören) benannt. Reynolds führte den Umschlag auf das Verhältnis von Trägheits- und Reibungskräften zurück, das sich in der später nach ihm benannten Reynolds-Zahl ausdrückt.

$$\text{Re} = \frac{c \cdot d}{\nu} \quad (3.14)$$

Die Trägheitskräfte ergeben sich hier aus der Multiplikation der charakteristischen Geschwindigkeit des Fluids  $c$  mit der charakteristischen Länge  $d$ , während die Reibungskräfte durch die kinematische Viskosität  $\nu$  ausgedrückt werden (Greitzer et al. [64]). Seit dieser Frühphase haben sich die physikalischen und technischen Fragestellungen mehrmals geändert. Lag der Schwerpunkt zunächst auf der theoretischen, analytischen Untersuchung der Entstehung von Turbulenzen und turbulenten Grenzschichten, änderte sich das in der Zwischenkriegszeit und im Zweiten Weltkrieg. Nun lag das Augenmerk vor allem auf der praktischen Beeinflussung und Vorhersage des Grenzschichtverhaltens, um den Widerstandsbeiwert von Flügelprofilen zu senken. Durch diese Entwicklung wanderte das gesamte Forschungsgebiet von der theoretischen Physik hin zu den angewandten Ingenieurwissenschaften.

Parallel zur analytischen Erforschung der Turbulenz wurde schon früh versucht, die Turbulenz mit statistischen Methoden zu beschreiben. Den Anstoß dafür lieferte bereits Reynolds durch seine Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen, auf die im Folgenden noch genauer eingegangen werden soll. Im Hintergrund steht, dass für das Gros der technischen Probleme nicht die einzelne zeitabhängige, turbulente Schwankung, sondern der zeitgemittelte Effekt, z. B. die Variation des Widerstandsbeiwerts, von Interesse ist. In diesem Zusammenhang ist vor allem der Idealfall einer voll ausgebildeten,

homogenen und isotropen Turbulenz interessant. Eine Turbulenz wird als statistisch homogen und isotrop bezeichnet, falls die statistischen Werte unabhängig von Ort und Richtung sind. Obwohl diese Eigenschaften technisch nur sehr selten auftreten, liefern Ansätze, die auf statistischer Turbulenz basieren, oft sehr gute Ergebnisse.

Wichtige Beiträge zur statistischen Turbulenzforschung liefern Taylor [65], [66] und Kolmogorov [67]. Aus den von Kolmogorov 1941 aufgestellten Hypothesen folgt, dass in homogener, isotroper Turbulenz Energie in einer Kaskade von den großen zu den kleinen Wirbeln übertragen wird. Große Wirbel nehmen Energie aus der Strömung auf und zerfallen dann sukzessive in kleine Wirbel. Unterschreiten sie ein bestimmtes Längenmaß, die sogenannte Kolmogorov-Länge, dissipieren sie. Im Bereich zwischen den großen Wirbeln, die Energie aufnehmen, und den kleinen Wirbeln, die die Energie abgeben, gibt es bei genügend hohen Reynolds-Zahlen einen Inertialbereich, in dem die Wirbel weder Energie aufnehmen noch dissipieren, sondern nur von größeren zu kleineren Skalen zerfallen.

Die numerische Simulation kann nun abhängig von der Problemstellung ein unterschiedliches Maß an Turbulenz auflösen oder modellieren. Ein Fluid ist solange als Kontinuum zu begreifen, wie der Einfluss eines einzelnen Teilchens klein ist. Das bedeutet in diesem Fall, solange die kleinste turbulente Skala viel größer als die freie Weglänge eines Moleküls ist, was bis  $Re=10^8$  der Fall ist, sind die Navier-Stokes-Gleichungen als konstituierende Gleichungen gültig (Fröhlich [68]). Damit sind die Navier-Stokes-Gleichungen in der Lage, alle turbulenten Schwankungen aufzulösen, solange die Re-Zahl des Problems kleiner als 100 Millionen ist. Das tritt auf technisch relevante Strömungen so gut wie immer zu. Werden turbulente Strömungen direkt mit den Navier-Stokes-Gleichungen aufgelöst, spricht man von einer Direkten Numerischen Simulation (DNS). DNS-Ergebnisse werden zwar durch nahezu keinen empirischen Anteil in der Allgemeingültigkeit ihrer Ergebnisse beschränkt, allerdings müssen alle turbulenten Skalen gelöst werden, was zu einem immensen Rechenaufwand führt. Zudem müssen für eine wirklich allgemeingültige Aussage auch alle zeitaufgelösten Informationen zu den Randbedingungen zur Verfügung stehen.

Für die meisten technischen Probleme sind vorrangig statistische Aussagen von Interesse, wie z. B. der Widerstandsbeiwert einer Flügelumströmung. Eine Möglichkeit, die Turbulenz nicht voll aufzulösen aber statistisch zu betrachten, bietet die Zerlegung der Strömungsgrößen in eine mittlere, konstante und in eine variable Komponente. Diese Mittelung wird nach Reynolds, der eine solche Mittelung vorgeschlagen und durchge-

führt hat, Reynolds-Mittelung genannt. Die so gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen werden zu den Reynolds-averaged-Navier-Stokes- (RANS-)Gleichungen.

Eine weitere Möglichkeit, turbulente Strömungen zu behandeln, ist die Large Eddy Simulation (LES). Hierbei handelt es sich um eine Mischform aus einer statistischen Betrachtung und dem Auflösen der turbulenten Skalen. In der LES werden großskalige Wirbel aufgelöst und kleinskalige Wirbel modelliert. Die Auflösung ist dabei netzabhängig, d.h. man kann von einer Tiefpass-Filterung der turbulenten Längenskalen sprechen. Für den Grenzfall eines beliebig feinen Netzes würde damit die LES in eine DNS übergehen. Der nicht aufgelöste Teil der Turbulenz wird mit Hilfe eines sogenannten Subgrid-Modells modelliert. Die gängigen Modelle basieren auf dem Wirbelviskositätsansatz, und damit auf der Kolmogorov'schen Vorstellung, dass die Energie nur von den großen zu den kleinen Skalen transportiert wird.

In letzter Zeit werden verstärkt hybride Modelle, wie die Detached Eddy Simulation (DES) oder die Spatial LES verwendet. Dabei wird ein Teil der Rechendomain mit RANS und ein anderer Teil mit der LES gelöst (Probst [69]). Dies geschieht vor dem Hintergrund, dass oft entweder nicht im gesamten Bereich eine „teure“ LES notwendig ist, sondern nur in einem bestimmten Teilbereich, oder dass umgekehrt Bereiche wie die Grenzschicht, die aufgrund der kleineren Wirbelstrukturen mit einer LES besonders aufwändig zu simulieren sind, mit RANS gerechnet werden. Aufgrund der Zeitbehaftetheit der Turbulenz besteht bei hybriden Modellen die Gefahr, dass im RANS-Teil die „Vorgeschichte“ der Turbulenz abgeschnitten wird, weshalb die im LES-Teil der Domain aufgelöste Turbulenz mit starken Fehlern behaftet sein kann.

Grundsätzlich entsprechen statistische Methoden im Turbomaschinenbereich dem aktuellen Stand der Technik. Auf wissenschaftlicher Ebene gibt es erste LES-Rechnungen von Komponenten. So rechnet Hah [70] einen transsonischen Verdichter mit einer LES, wobei die Ergebnisse aufgrund einer sehr groben Netz-Auflösung etwas fragwürdig erscheinen. Im Rahmen dieser Arbeit werden Vollkranzrechnungen einer Verdichterstufe durchgeführt. Aufgrund der dafür notwendigen sehr großen Domain ist ressourcentechnisch nur ein statistischer Ansatz der Turbulenzmodellierung möglich. In den präsentierten Rechnungen werden RANS-Gleichungen gelöst, wobei aufgrund der Kompressibilität die Favre-Mittelung anstelle der Reynolds-Mittelung verwendet wird.

Einen guten Überblick über die Turbulenzmodellierung liefern Pope [71], Fröhlich [68] und Wilcox [72]. Im Folgenden wird kurz auf die Reynolds-Mittelung und die damit gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen eingegangen.

### 3.1.1 Reynolds-Mittelung

Die Grundidee der Reynolds-Mittelung ist nach Wilcox [72] die Aufteilung einer Strömungsgröße  $\phi$  in ihren statistischen Mittelwert, oder Reynolds-Mittel  $\bar{\phi}$ , und ihren Schwankungswert  $\phi'$

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' . \quad (3.15)$$

Das statistische Mittel kann grundsätzlich über eine Vielzahl an Mittelungsoperationen mit verschiedenen Eigenschaften definiert werden. Für das Reynolds-Mittel bzw. für die Turbulenzbehandlung sind drei Mittelungsverfahren von besonderer Bedeutung, die Zeit-, die Orts- und die Ensemblemittelung.

Die allgemeingültigste Definition ist die Ensemblemittelung über eine ausreichend große Anzahl von Realisationen  $\phi^{(n)}$ :

$$\bar{\phi}_E(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi^{(n)}(x_i, t). \quad (3.16)$$

Ist die Turbulenz stationär, d. h. ist die Strömung statistisch stationär, kann auch das Zeitmittel anstelle des Ensembles verwendet werden:

$$\bar{\phi}_t(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \phi(x_i, t) dt. \quad (3.17)$$

Liegt eine räumlich homogene Turbulenz vor ist die Ortsmittelung

$$\bar{\phi}_{x_i}(t) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \phi(x_i, t) dx_i \quad (3.18)$$

gleichbedeutend mit der Ensemblemittelung.

Für den Sonderfall einer stationären, homogenen Turbulenz fallen aufgrund der Ergodizität alle drei Mittelungsverfahren zusammen.

In der numerischen Strömungssimulation wird das Reynolds-Mittel durch die Zeitmitteilung gebildet. Obwohl diese Annahme nur für eine stationäre Turbulenz und damit für eine statistisch stationäre Strömung gilt, können damit auch instationäre Strömungsfälle in Näherung untersucht werden. Hierbei wird implizit davon ausgegangen, dass die Zeitskala  $t_1$  der Strömungsinstationarität viel größer als die Zeitskala der turbulenten Skala  $t_2$  ist. Dass diese Annahme nur in wenigen Fällen zutrifft, zeigt das einfache Beispiel einer Zylinderumströmung. Hier werden instationär, makroskalige Wirbel abgeworfen, die im Laufe ihrer Propagation stromab in mikroskalige, statistisch stationäre

Turbulenz zerfallen. Da diese Wirbel kontinuierlich zerfallen, kommt es zu einer kontinuierlichen Überschneidung von turbulenten, mikroskaligen, statistisch stationären und kohärenten, makroskaligen, instationären Strukturen. Obwohl bei vielen technischen Problemen keine Trennung von Mikro- und Makroskalen vorliegt, liefert dieser Ansatz doch qualitativ sehr gute Ergebnisse.

Für kompressible Strömungen wird wegen der turbulenten Dichteschwankungen die massengewichtete Favre-Mittelung verwendet. Hierbei wird die Geschwindigkeit in einen massengemittelten Teil  $\tilde{u}_i$  und einen fluktuierenden Teil  $u_i''$  zerlegt, so dass gilt:

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'' , \quad (3.19)$$

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\rho} . \quad (3.20)$$

### 3.1.2 Die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen

Zur Berechnung turbulenter, kompressibler Strömungen wird die Favre-Mittelung auf die Navier-Stokes-Gleichungen angewendet. Daraus ergeben sich die kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen (Wilcox [72]):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 , \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{t}_{ij} - \overline{\rho u_j'' u_i''}) , \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{E}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{p} \tilde{u}_j + \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j'' h''} + \tilde{u}_i \bar{t}_{ij} - \tilde{u}_i \overline{\rho u_j'' u_i''}) , \quad (3.23)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} . \quad (3.24)$$

Während die turbulente Schwankung für den Massenstrom (3.21) und die Zustandsgleichung (3.24) keine Rolle spielt, tauchen in der Impuls- (3.22) und in der Energiegleichung (3.23) neue Schwankungsterme auf. Der Schwankungsterm stellt sich einerseits als zusätzlicher turbulenter Impulsaustausch dar, weshalb man von einem Reynolds'schen Spannungstensor spricht, für den gilt:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = -\bar{\rho} u_i'' u_j'' \quad (3.25)$$

und andererseits als turbulenter Wärmetransport:

$$q_{Tj} = \overline{\rho u_j'' h''} . \quad (3.26)$$

Die in der Schwankungsbewegung gebundene Energie liefert ebenfalls einen Beitrag zur inneren Energie, weshalb auch in der inneren Energie ein Term für den turbulenten Anteil der sogenannten turbulenten kinetischen Energie berücksichtigt werden muss:

$$\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i + k; \text{ mit } k = \frac{1}{2} u_i'' u_i'' . \quad (3.27)$$

Die anderen, im Rahmen der Herleitung der Navier-Stokes-Gleichungen getroffenen Annahmen zur Schließung bleiben von der durchgeführten Mittelung unberührt, so dass zur Schließung des neuen Gleichungssystems nur noch der neue Reynolds-Spannungstensor gelöst werden muss. Dieser enthält allerdings im dreidimensionalen Fall neun unbekannte Terme:

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \rho \begin{pmatrix} \overline{u_1 u_1} & \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 u_3} \\ \overline{u_2 u_1} & \overline{u_2 u_2} & \overline{u_2 u_3} \\ \overline{u_3 u_1} & \overline{u_3 u_2} & \overline{u_3 u_3} \end{pmatrix} . \quad (3.28)$$

Um das Gleichungssystem zu schließen, müsste man also neun zusätzliche Gleichungen aufstellen und lösen. Der Rechenaufwand dafür wäre im Vergleich zum Nutzen relativ hoch, vor allem weil beachtet werden muss, dass durch die Mittelung Informationsverluste generiert werden, die auch durch die vollständige Lösung des Reynolds-Spannungstensors bestehen bleiben. Aus diesem Grund haben sich verschiedene Modellierungsstrategien etabliert, um das sogenannte Schließungsproblem der Turbulenz zu umgehen. Diese Strategien haben alle gemeinsam, dass die Anzahl der Gleichungen durch semiempirische Annahmen reduziert wird. Als Kompromiss aus Vorhersagegüte und Rechenzeit haben sich aktuell die sogenannten Zwei-Gleichungsmodelle durchgesetzt.

Die mit Abstand bekanntesten und meistverwendeten Modelle sind das  $k$ - $\epsilon$ -Modell von Jones und Launder [73] bzw. Launder und Sharma [74] und das  $k$ - $\omega$ -Modell von Wilcox [75],[72]. Das erste liefert bessere Ergebnisse in der Freiströmung, das zweite in Wandnähe. Eine Verbindung aus beiden mittels eines Blending Factors stellt das SST-Modell von Menter [76] dar. Bei der Berechnung einer Turbomaschinenkomponente spielt die Strömung in Wandnähe meist eine entscheidende Rolle, weshalb sich im Turbomaschinenbereich vor allem das  $k$ - $\omega$ -Modell und das SST-Modell durchgesetzt haben. In dem verwendeten Strömungslöser stellt das  $k$ - $\omega$ -Modell das Standardturbulenzmodell dar, weshalb in dieser Arbeit ausschließlich dieses Modell Anwendung findet.

Die aufgeführten Modelle gehören der Gruppe linearer Wirbelviskositätsmodelle an. Diesen Modellen liegt die Boussinesq-Approximation zugrunde, d. h. es wird ange-

nommen, dass sich der turbulente Spannungstensor analog zum laminaren, molekular diffusiven Spannungstensor verhält. Die molekulare Diffusion, d. h. die Brown'sche Molekularbewegung, ist aber genuin isentrop, weshalb dieser Ansatz eine isotrope Turbulenz voraussetzt. Im Reynold'schen Spannungstensor ist also nur noch die Spur besetzt, es treten also nur turbulente Normalspannungen auf.

$$\tau_{ij} = \rho \begin{pmatrix} \overline{u_1 u_1} & 0 & 0 \\ 0 & \overline{u_2 u_2} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{u_3 u_3} \end{pmatrix}; \text{ mit } \overline{u_1 u_1} = \overline{u_2 u_2} = \overline{u_3 u_3}. \quad (3.29)$$

Darüber hinaus ist der laminare Spannungstensor proportional zur Scherrate des gemittelten Geschwindigkeitsfeldes, womit der turbulente Spannungstensor sich zu

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_T \tilde{s}_{ij} - \frac{2}{3} \overline{\rho} k \delta_{ij} \quad (3.30)$$

ergibt. In Anlehnung daran wird der turbulente Wärmestrom unter Zuhilfenahme der Prandtl-Zahl zu:

$$q_{T_j} = \overline{\rho u_j'' h''} = -\frac{\mu_T c_p}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}. \quad (3.31)$$

Bei Wirbelviskositätsmodellen muss nicht mehr der komplette turbulente Spannungstensor und der turbulente Wärmetransport gelöst werden, sondern eine turbulente Viskosität und die turbulente kinetische Energie. Das k- $\omega$ -Modell muss also eine Berechnungsvorschrift für beide bereitstellen. Die turbulente Viskosität ist proportional zu einem turbulenten Längen- und Geschwindigkeitsmaß, wie sich mit Hilfe der Dimensionsanalyse zeigen lässt. Das Modell stellt deswegen sowohl eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k, die ein Geschwindigkeitsmaß darstellt, als auch eine Transportgleichung für die spezifische, turbulente Dissipation  $\omega$  zur Verfügung.

Die spezifische turbulente Dissipation lässt sich wiederum über  $l_t \propto \sqrt{k}/\omega$  in ein Längenmaß überführen.

Die Transportgleichungen für k und  $\omega$  lauten:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho} \tilde{u}_j k) = \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \overline{\rho} \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho} \tilde{u}_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \overline{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]. \quad (3.33)$$

Beide Gleichungen enthalten verschiedene Konstanten, die empirisch zu

$$\omega_k = \frac{1}{2}, \sigma_\omega = \frac{1}{2}, \beta^* = \frac{9}{100}, \beta = \frac{3}{40}, \alpha = \frac{5}{9} \quad (3.34)$$

bestimmt wurden. Der Reynolds'sche Spannungsterm und der turbulente Wärmestrom lassen sich nun mit der turbulenten Viskosität, die durch

$$\mu_T = \bar{\rho} \frac{k}{\omega} \quad (3.35)$$

gebildet wird, mit den Gleichungen (3.30) bzw. (3.31) bestimmen. Zu näheren Details bezüglich des k- $\omega$ -Modells von Wilcox sei auf Wilcox [72], [75] verwiesen.

### 3.2 Der Strömungslöser TRACE

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strömungssimulationen wurden mit dem Strömungslöser TRACE, der vom DLR-Institut für Antriebstechnik in Köln (DLR-AT) in Zusammenarbeit mit MTU AeroEngines AG (MTU) entwickelt wurde, durchgeführt. In TRACE (**T**urbomachinery **R**esearch **A**erodynamic **C**omputational **E**nviroment) werden die Reynolds-gemittelten, instationären Navier-Stokes-Gleichungen im drehenden Koordinatensystem mit Hilfe eines Finite-Volume-Ansatzes gelöst, wie sie in den Gleichungen (3.21)ff. dargestellt sind. Die finiten Volumina werden mittels blockstrukturierter, konturangepasster, krummliniger Rechennetze gebildet. Die Oberflächen der Netzzellen bilden die Bilanzierungsflächen, an denen die konvektiven und diffusiven Flüsse über die Volumengrenzen bilanziert werden. Das zu lösende Gleichungssystem ergibt sich aus diesen Bilanzen. Die Werte werden direkt für den Zellmittelpunkt gespeichert, der auch den Mittelpunkt des finiten Volumens bildet. Man spricht in diesem Fall von einem zellzentrierten Verfahren.

Während die diffusiven Terme mit einem Zentrale-Differenzen-Schema zweiter Ordnung in den Transportgleichungen diskretisiert werden, erfolgt die Diskretisierung der konvektiven Flüsse mit einem TVD-Upwind-Schema, welches eine zusätzliche MUSCL-Extrapolation ebenfalls zweiter Ordnung ist (Roe [77]). Für die k- und die  $\omega$ -Transportgleichung wird allerdings ein QUICK-Schema (Hayase et al. [78]) verwendet, um das Turbulenzmodell mit einer Genauigkeit dritter Ordnung abzubilden.

Neben den ortsabhängigen Termen, die wie beschrieben über finite Volumen diskretisiert werden, müssen auch die in den Transportgleichungen zeitabhängigen Terme diskretisiert werden.

Stationäre Probleme, also Probleme, bei denen die Lösung zeitunabhängig ist, kann man mit stationären Rechnungen lösen. Hier verwendet TRACE ein Time-Marching-

Verfahren, d. h. ein implizites Zeitschritt-Verfahren. Die Zeitintegration übernimmt hierbei ein implizites Prädiktor-Korrektor-Verfahren (Mulder & Leer [79]).

Zeitabhängige Rechnungen werden im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe eines Pseudo-Zeit-Ansatzes nach Jameson [80] berechnet. Mit diesem Verfahren wird, unter Verwendung eines impliziten Euler-Verfahrens, an jedem Zeitschritt iterativ eine pseudo-stationäre Lösung ermittelt. Die physikalischen Zeitschritte werden mittels der genauen Crank-Nicolson-Methode (Nicolson [81]), einer Methode zweiter Ordnung, diskretisiert.

Das aus den Gleichungen folgende lineare Gleichungssystem wird mit einem symmetrischen Gauss-Seidel-Verfahren nach Yoon und Jameson [82] gelöst.

Bei der Simulation von Turbomaschinen stellen die sich relativ zueinander bewegendes Netze von rotierenden und nicht-rotierenden Komponenten eine Herausforderung dar. Die Übergabe erfolgt in TRACE bei stationären Rechnungen mit einer sogenannten Mixing Plane (Hirsch [61], [62]). Diese übergibt die umfangsgemittelten Werte an die nachfolgende Komponente. Bei instationären Rechnungen erfolgt die Kopplung von rotierenden und nicht-rotierenden Netzen über einen sogenannten Patched-Cells-Ansatz (Yang et al. [83], [84]). Beide Verfahren sind voll konservative Verfahren mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung.

Als Eintritts- und Austrittsrandbedingungen sind nicht-reflektierenden Methoden von Saxer und Giles implementiert, deren Genauigkeit zweiter Ordnung ist. Zusätzlich kann noch eine sogenannte Gust-Randbedingung verwendet werden. Dieser liegt eine Methode nach Riemann (Hirsch [61], [62]) zugrunde, welche zwar nicht-reflektierend ist, deren Genauigkeit aber nur erster Ordnung ist. Der große Vorteil besteht allerdings darin, dass mit Hilfe dieser Randbedingung dem Eintrittsrand ein Strömungsfeld aufgeprägt werden kann. Die Gust-Randbedingung und ihrer Implementierung wird ausführlich in Iseler [85] und Barthmes [86] dargestellt.

Weitere, detailliertere Informationen zum verwendeten Strömungslöser, seinen verwendeten Modellen und Randbedingungen finden sich in Engel [87], Eulitz [88], Nürnberger [89], zur Validierung der Turbulenz- und Transitionsmodelle in Iseler [85], Schwarze [90] und Blaim [91].

## 4 Untersuchte Verdichterstufen

Die in dieser Arbeit behandelten numerischen Strömungssimulationen werden an zwei transsonischen Verdichterstufen durchgeführt. Ein wichtiges Argument bei der Wahl der zu untersuchenden Testfälle ist die Verfügbarkeit von Messdaten. Öffentlich zugängliche und detaillierte Messdaten zu Verdichtern mit gestörter Zuströmung sind nur sehr beschränkt vorhanden. Der einzige Testfall einer transsonischen Verdichterstufe mit gestörter Zuströmung, zu dem am Beginn dieser Arbeit Messdaten verfügbar waren, ist die am DLR vermessene Rotor-030-Verdichterstufe [20]. Da dieser Testfall allerdings einige Mängel aufweist, die noch besprochen werden, wurde im Rahmen der DFG-Forschergruppe 1066 an der TU Darmstadt zusätzlich ein neuer Testfall an der transsonischen Verdichterstufe numerisch und experimentell untersucht.

### 4.1 DLR Verdichterstufe Rotor 030

Die im Weiteren als DLR-R030 bezeichnete Verdichterstufe wurde in verschiedenen Konfigurationen am DLR-Institut für Antriebstechnik in Köln untersucht. Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind die Untersuchungen von Reinhard Dunker und Manfred Lecht. Dunker untersucht das Verhalten des Verdichters bei homogener Zuströmung sehr detailliert (Dunker [92], Dunker & Hungenberg [93], Dunker et al. [94], McDonald et al. [95]), während Lecht Messungen mit verschiedenen Störsieben im Einlauf durchführt (Lecht [20], [96]).

Der Rotor ist für eine Drehzahl von 20260 U/min, mit einem Totaldruckverhältnis von 1,51 bei einem reduzierten Massenstrom von 17,3 kg/s, unter ISA-Bedingungen (288 K, 101325 Pa) ausgelegt. Bei Auslegungsdrehzahl ergibt sich, mit einem Rotor Durchmesser von 398 mm, eine Blattspitzengeschwindigkeit von 424 m/s. Das Naben-Gehäuse-Verhältnis beträgt 0,5. Die 28 Rotorscheaufeln besitzen im unteren, subsonischen Bereich ein Doppelkreisbogenprofil (DCA) und im oberen supersonischen Bereich eine Mehrkreisbogenprofilierung (MCA), mit einer mittleren Sehnenlänge von 50 mm.

Bei den Messungen für homogene und inhomogene Zuströmung wurden dieselben NACA-65-Statorprofile verwendet. Allerdings wurden im Fall mit homogener Zuströmung zwei unterschiedliche Konfigurationen, mit 60 bzw. 72 Statorschaufeln, vermessen. Der vollständige, experimentelle Datensatz ist nur für die Konfiguration mit 60 Statorschaufeln verfügbar. Hier führt Dunker detaillierte radiale Druck- und Temperatur-

messungen am Statoraustritt sowie L2F-Messungen der Rotorpassagenströmung, die Aufschluss über das Geschwindigkeitsfeld in den Passagen geben, durch. Hingegen liegen für die Konfiguration mit 72 Statorschaufeln, bei der die Messungen mit gestörter Zuströmung durchgeführt wurden, für homogene Zuströmung nur experimentelle Kennfelddaten vor. Der Aufbau der Verdichterstufe, an der Lecht die Experimente mit gestörter Zuströmung durchführt, ist in Abbildung 17 skizziert. Beide Konfigurationen wurden von Iseler [85] für homogene Zuströmung ausführlich numerisch untersucht. Die Ergebnisse zeigen für beide Konfigurationen eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation.

Die Störung in der Zuströmung wird durch ein in den Verdichtereinlauf eingebrachtes Siebgitter, welches ebenfalls in Abbildung 17 dargestellt ist, erzeugt. Das aus Stahlstäben mit einem Durchmesser von 1 mm bestehende Gitter erzeugt einen Totaldruckverlust, wodurch der Strömung ein umfangsvariantes Totaldruckprofil aufgeprägt wird. In den experimentellen Arbeiten von Lecht [20], [96] werden zwei Siebe mit einem Öffnungssektor von  $60^\circ$  bzw.  $120^\circ$  verwendet. Da für das  $120^\circ$ -Sieb mehr Messdaten vorliegen, fokussiert sich diese Arbeit auf die Messungen, bei denen das  $120^\circ$ -Sieb verwendet wurde.

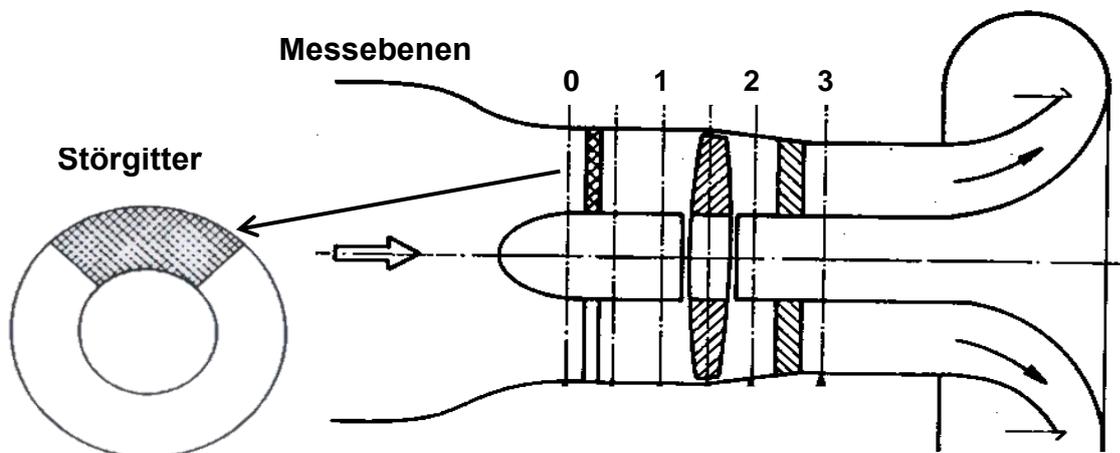


Abbildung 17: Skizze des DLR Testfalls mit Messebenen und Störgitter (Lecht [20])

Die Nachläufe der Gitterstäbe erzeugen eine anisotrope Erhöhung der Turbulenz. Es kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass die anisotropen, turbulenten Strukturen aufgrund der hohen Reynolds-Zahl und wegen des kleinen Stabdurchmessers  $d$  in Bezug auf den axialen Abstand  $\Delta x$  zwischen Gitter und Rotorvorderkante ( $d \ll \Delta x$ ) bis zum Verdichtereintritt in isotrope Strukturen zerfallen sind. Allerdings kann keine abschließende Aussage zur Turbulenz gemacht werden, da experimentelle Informationen zur Turbulenz nicht vorhanden sind.

## 4.2 TUD Verdichterstufe Rotor 1

Die zweite in dieser Arbeit untersuchte Verdichterstufe ist die transsonische Verdichterstufe des Fachgebiets Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe der Technischen Universität Darmstadt (TUD), in der Konfiguration Rotor 1 und Stator 1, die des Weiteren als TUD-R1 bezeichnet wird. Die Verdichterstufe wurde ursprünglich von der TUD in Zusammenarbeit mit der MTU ausgelegt und als erste Stufe eines Hochdruckverdichters konzipiert [97]. Der Rotor und der Stator besitzen 16 bzw. 29 Schaufeln, die als CDA (Controlled Diffusion Airfoils) entworfen wurden.

Ein Designkriterium des TUD-R1 lag darin, besonders ausgeprägte dreidimensionale Strömungseffekte hervorzurufen, weshalb bei der Auslegung ein großer Radialspalt und ein großes Verhältnis von Sehnenlänge zu Schaufelhöhe gewählt wurde. Eine Skizze der Versuchsanlage ist in Abbildung 18 zu sehen, während Tabelle 1 die wesentlichen Kenndaten beider Testfälle zusammenfasst. Weitere Informationen zu der Auslegung, den Auslegungskriterien und den experimentellen Ergebnissen der TUD-Verdichterstufen, Konfiguration Rotor 1 und Stator 1, sind u. a. in Schulze [97], Biela et al. [98], Müller et al. [99], Hah et al. [70], Bergner [100], Bergner & Hennecke [101] enthalten.

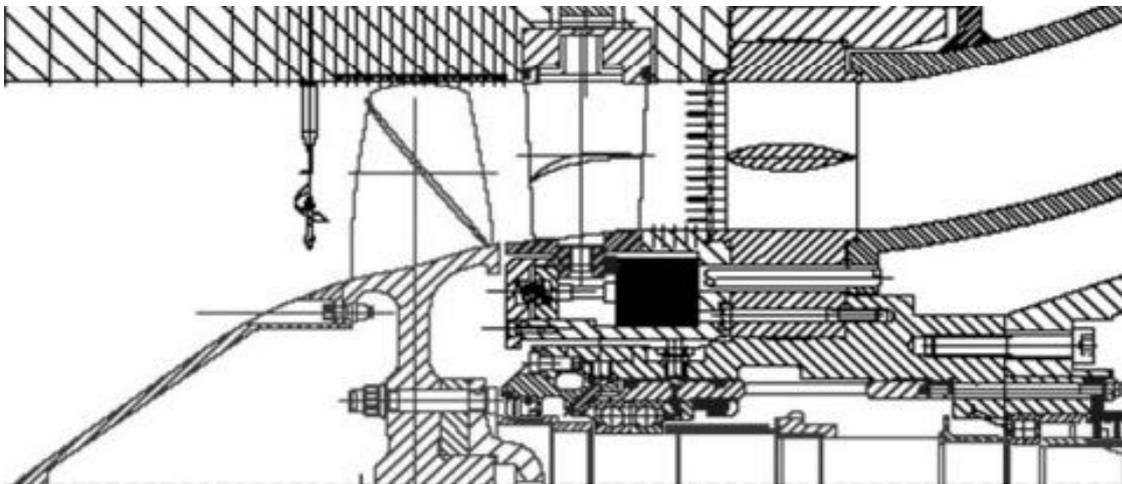


Abbildung 18: Skizze der TUD Rotor1, Stator1 Verdichterstufe (Bergner & Hennecke [101])

Tabelle 1: Kenndaten der untersuchten Verdichterstufen

	DLR-R030	TUD-R1
Korrigierter Massenstrom	$17.3 \frac{kg}{s}$	$16 \frac{kg}{s}$
Totaldruckverhältnis	1.5	1.5
Korrigierte Geschwindigkeit an der Rotorspitze (100% Drehzahl)	$424 \frac{m}{s}$	$398 \frac{m}{s}$
Drehzahl 100%	20260 rpm	20000 rpm
Außendurchmesser	0.195 m	0.38 m
Schaufelspitzenspiel	0.3 mm	1.6 mm
In Bezug mitt. Laufschaufelhöhe	0.3%	1,6%
Nabenverhältnis Rotor ( $r_N/r_G$ )	0.5	0.51
Sehnenlänge/Höhenverhältnis Rotor ( $s_m/h_m$ )	0.53	1.06
Schaufelzahl Rotor/Stator	28/72	16/29

## 5 Numerische Untersuchungen mit homogener Zuströmung

Vor den Untersuchungen mit inhomogener Zuströmung werden die beiden zuvor erwähnten Verdichter zunächst mit homogener Zuströmung numerisch simuliert. Diese Simulationen erfolgen aus zwei Gründen: Zum einen muss sichergestellt sein, dass die Simulationsmethodik geeignet ist, die Strömung für homogene Zuströmung korrekt vorherzusagen, um richtige Ergebnisse mit inhomogener Zuströmung erwarten zu lassen. Zum anderen werden die Ergebnisse herangezogen, um später Aussagen über die Auswirkungen von Störungen in der Zuströmung machen zu können. Im Folgenden werden zunächst die verwendeten Rechennetze für beide Testfälle besprochen und anschließend die jeweiligen numerischen Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen verglichen und bewertet. Die Rechnungen mit homogener Zuströmung werden als stationäre Rechnungen durchgeführt, d.h. es werden numerisch keine instationären Phänomene aufgelöst. Diesem Vorgehen liegt die Annahme zugrunde, dass bei homogener Zuströmung instationäre Effekte, im Rahmen dieser Arbeit, eine untergeordnete Rolle spielen.

### 5.1 DLR-R030 mit homogener Zuströmung

#### 5.1.1 Verwendetes Rechennetz

Zur Vernetzung der Rotor- und Statorschaufeln werden blockstrukturierte Netze verwendet. Da die Strömung durch einen Verdichter bei homogener Zuströmung als umfangsperiodisch betrachtet werden kann, müssen für die Fälle mit homogener Zuströmung nur je ein Rotor und eine Statorpassage vernetzt und berechnet werden. Alle strukturierten Netze, die in dieser Arbeit verwendet werden, sind mit Hilfe des Vernetzungstools G3DHEXA, das vom DLR-AT entwickelt wurde, erstellt. Das Netz um die Schaufel weist eine OCH-Topologie auf. Diese bei Turbomaschinen gebräuchliche Topologie bedeutet, dass direkt um die Schaufel ein O-Block gelegt wird, an den sich ein C-Block mit einem H-Block als Abschluss anschließt. Durch diese Topologie sind die Zellwinkel in der aufzulösenden Grenzschicht nahe dem Idealfall  $90^\circ$ . Der Einlauf-, der Austritts- und der Passagenblock werden aus H-Blöcken gebildet. Der Schaufelspitzenspalt muss aufgrund seiner Geometrie mit einem speziellen H-Block vernetzt werden. Die Rotorpassage wird von 84 Zellen in Umfangsrichtung, 130 Zellen in Axialrichtung und 57 in Schaufelhöhenrichtung aufgelöst. Der Radialspalt beträgt in diesem

Testfall 0,3 mm, was nur 0,3 % der Schaufelhöhe entspricht, weshalb er mit lediglich 6 Zellen aufgelöst wird.

Die Statorpassage wird äquivalent zur Rotorschaukel vernetzt, wobei eine Auflösung von 84, 56 und 110 Netzzellen in Umfangs-, Schaufelhöhen- und Axialrichtung gewählt wird. Eine Gesamtpassage, bestehend aus einer Rotor- und einer Statorpassage, setzt sich damit aus 1,1 Mio. Zellen zusammen. In Abbildung 19 ist das Rechennetz für eine Rotorpassage dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die Oberflächennetze an Nabe, Gehäuse und Schaufeloberfläche abgebildet. Die unterschiedlichen Blöcke sind farblich voneinander abgehoben, und die Vernetzung der Vorder- und Hinterkante ist rechts noch detaillierter dargestellt. Die Größe der Wandzellen wird auf den Schaufelwänden, auf denen eine Low-Reynolds-Wandrandbedingung verwendet werden soll, so gewählt, dass sich ein dimensionsloser Wandabstand  $y^+ \approx 1$  einstellt. Die  $y^+$ -Werte für die mit Wandfunktionen behandelten Wände, d.h. Nabe und Gehäuse, liegen dagegen in der Größenordnung von 30.

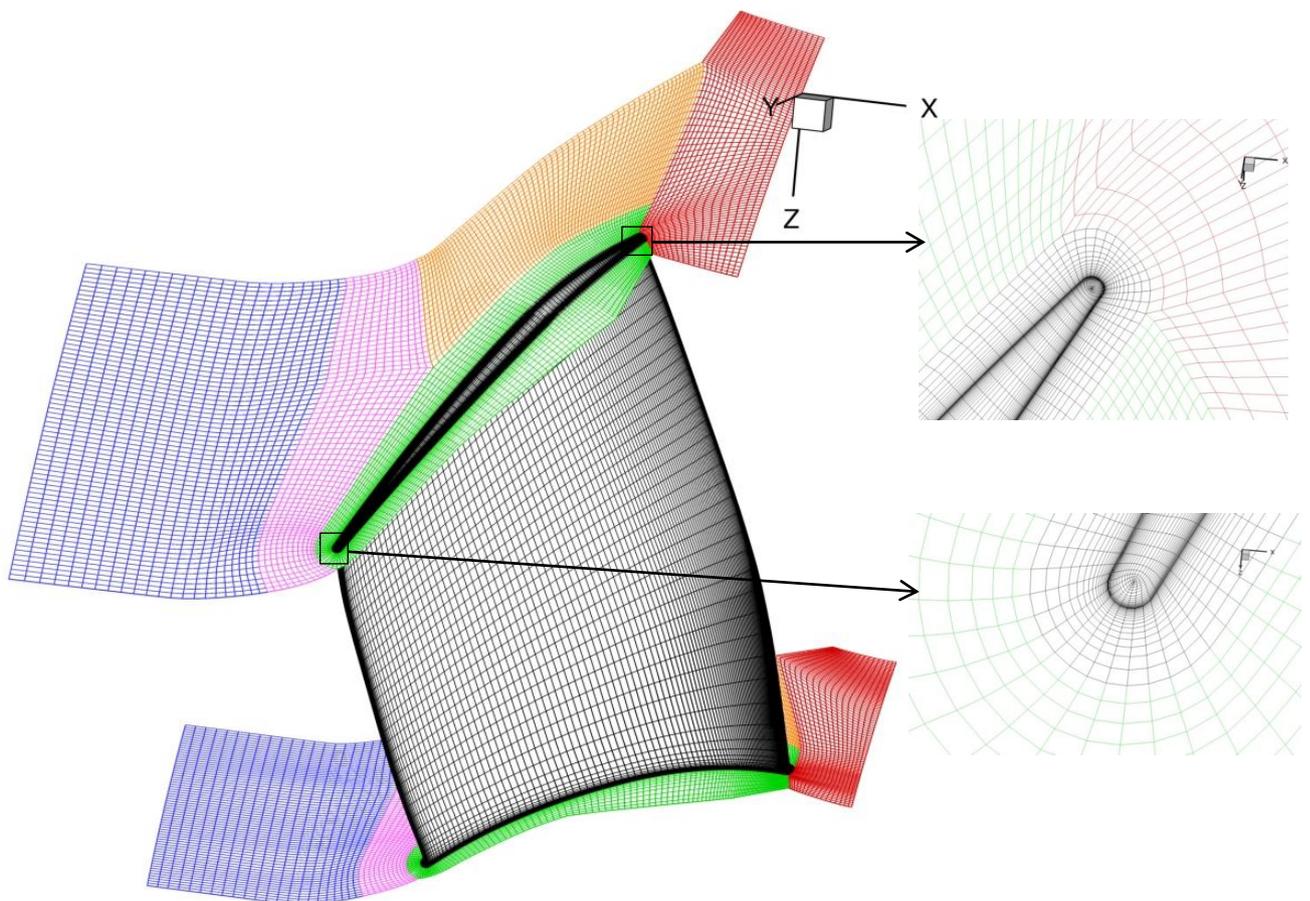


Abbildung 19: DLR-R030, Rotornetz

### 5.1.2 Ergebnisse numerischer Untersuchungen mit homogener Zuströmung

Um die Vorhersagegüte des verwendeten Rechnernetzes und des numerischen Verfahrens zu validieren, wird zunächst die Kennlinie der zu untersuchenden Drehzahl mit homogener Zuströmung stationär berechnet. Als Drehzahl werden 85% der Auslegungsdrehzahl gewählt, da diese auch später mit gestörter Zuströmung untersucht werden soll. Ursache für die Verwendung der 85% Drehzahl ist, dass nur für diese Drehzahl der vollständige experimentelle Datensatz bei inhomogener Zuströmung vorliegt.

In Abbildung 20 ist die gemessene und gerechnete 85% Drehzahllinie dargestellt. Die gerechnete und gemessene Kennlinie zeigen qualitativ eine gute Übereinstimmung. Sowohl das Abflachen der Kennlinie bei niedrigeren Massenströmen hin zur Stabilitätsgrenze, als auch der starke Abfall des Totaldruckverhältnisses hin zur Schluckgrenze, werden von der Simulation gut wiedergegeben. Die Stabilitätsgrenze wird numerisch allgemein als die letzte konvergierende Lösung bei höchstem Gegendruck definiert (Hah et al. [48]) und wird hier in guter Näherung vorhergesagt. Die Simulation zeigt generell einen höheren Totaldruckaufbau und einen höheren Wirkungsgrad. So überschätzt die Simulation den Totaldruckaufbau an der Stabilitätsgrenze um ca. 2% und an der Schluckgrenze um ca. 8%. Wahrscheinliche Ursachen für diese Unterschiede sind einerseits in der Simulation nicht berücksichtigte Verlustquellen, wie z.B. Axialspalte oder Seitenwandgrenzschichten und andererseits unvollständiger Geometriedaten.

Leckage durch Axialspalte kann zu einer Reduzierung des Totaldruckverhältnis und des Wirkungsgrades über die ganze Breite der Drehzahllinie führen (Cumpsty [104]). Zudem wird, da keine Messdaten in Bezug auf die Seitenwandgrenzschichten vorhanden sind, angenommen, dass an der Eintrittsrandbedingung keine Grenzschicht vorliegt. Die Seitenwandgrenzschicht bildet sich also in der Simulation erst ab dem Beginn der simulierten Domain und ist damit signifikant kleiner als im Experiment, in dem ein langer Einlauf verwendet wurde (Lecht [20]). Die Seitenwandgrenzschicht ist jedoch Ursache für Sekundärwirbel, die durch eine kleinere Seitenwandgrenzschicht ebenfalls schwächer werden. Seitenwandgrenzschicht und Sekundärwirbel verursachen eine Blockage des Passagenquerschnitts und damit eine Reduktion des effektiven Passagenquerschnitts. Dickere Seitenwandgrenzschichten verschieben also die Pumpgrenze zu niedrigeren Massenströmen, was den Unterschied zwischen der experimentellen und simulierten Pumpgrenze erklären könnte.

Aufgrund der unvollständigen Geometriedaten müssen zudem Annahmen getroffen werden. Da zu den Schaufelhinterkanten keine Daten verfügbar sind, werden Kreisbögen angenommen. Außerdem fehlen Angaben zum Betriebsradialspalt des Rotors, weshalb angenommen wird, dass sich bei Lecht [20] die gleiche Heißgeometrie wie bei Dunker [92] einstellt. Allerdings stehen keine Informationen zum Radialspalt bei 85% der Auslegungsdrehzahl zur Verfügung. Der Radialspalt wird mit sinkender Drehzahl, infolge sinkender Fliehkraftbelastung tendenziell größer. Ein größerer Radialspalt führt zu sinkendem Wirkungsgrad und sinkendem Totaldruckaufbau. Zudem hat ein größerer Radialspalt eine stärkere Spaltströmung und damit eine stärkere Blockierung der Strömung zur Folge. Die stärkere Blockierung verschiebt wiederum die Schluckgrenze nach links. Ein zu kleiner Radialspalt in der Simulation kann also auch die beobachteten Unterschiede zwischen Experiment und Simulation erklären.

Eine abschließende Aussage zu den Ursachen der Unterschiede zwischen experimentellen und numerischen Daten lässt sich aber, aufgrund der nur sehr begrenzt zur Verfügung stehenden Messdaten und dem unvollständigen Geometriedaten, nicht treffen.

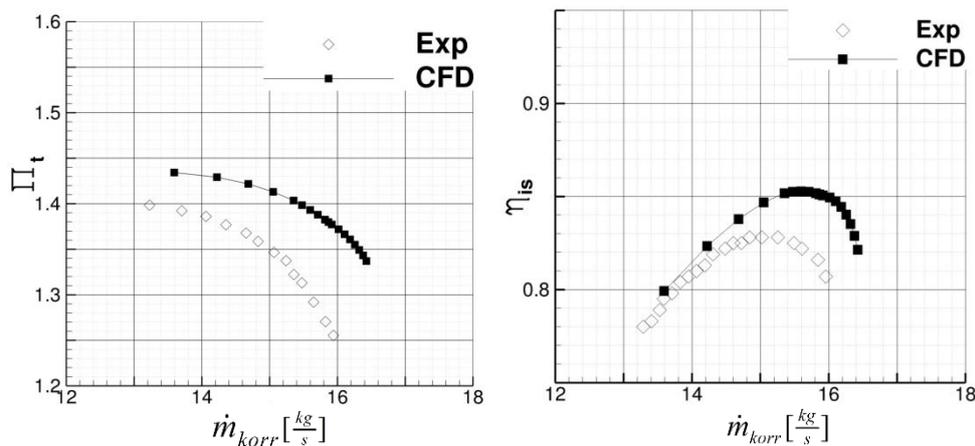


Abbildung 20: DLR-R030 Gemessene und berechnete 85% Drehzahlkennlinie

Trotz der quantitativen Unterschiede wird sowohl die qualitative Variation des Totaldruckaufbaus als auch die des Wirkungsgrades über die gesamte Kennlinie gut getroffen.

Untersuchungen von Iseler [85] zeigen sehr ähnliche Ergebnisse. Von Iseler wurden das verwendete Verfahren zudem nicht nur für die von Lecht [20], sondern auch für die von Dunker [92] untersuchte Konfiguration des DLR-R030 validiert. Da die vorliegende Arbeit auf den, ebenfalls am Institut für Strahlantriebe durchgeführten, Arbeiten von Iseler aufbaut, soll an dieser Stelle kurz auf seine Ergebnisse Bezug genommen werden. Für die von Dunker untersuchte Konfiguration der DLR-R030 Verdichterstufe lie-



## 5.2 TUD-R1 mit homogener Zuströmung

### 5.2.1 Verwendetes Rechennetz

Zur Vernetzung des TUD-R1-Verdichters wird, wie für den DLR-R030 Verdichter, ein blockstrukturiertes Netz verwendet. Die Netztopologie wird ebenfalls beibehalten, ein aus drei Blöcken bestehendes OCH-Netz und H-Blöcke für den Eintritts-, den Passagen- und den Austrittsblock. Die einzige strukturelle Veränderung stellt der Schaufel-spaltenspalt dar, der mit zwei H-Blöcken vernetzt ist. Da sich an der Schnittstelle zwischen diesen beiden H-Blöcken die Zellen nicht exakt treffen, muss hier eine Interface-Randbedingung anstelle einer Blockrandbedingung verwendet werden. Diese Technik, die der Strömungslöser zum Zeitpunkt der DLR-R030 Rechnungen noch nicht bereitstellte, ermöglicht eine größere Freiheit bei der Vernetzung und damit weniger verscherte Gitterzellen, hat allerdings aufgrund der zusätzlichen Interface-Randbedingung einen größeren numerischen Aufwand zur Folge. Abbildung 22 zeigt das für den TUD-R1 verwendete Rechennetz. Die Netzstruktur an Vorder- und Hinterkante ist in den Detailansichten dargestellt, hier sind auch die sich nicht treffenden Gitterlinien der für den Spaltblock verwendeten H-Blöcke zu sehen. Das verwendete Netz löst eine Rotorpassage in Umfangsrichtung mit 110 Zellen auf. In axiale und radiale Richtung werden 146 bzw. 80 Zellen verwendet.

Aufgrund des großen Schaufelspaltes von 1,6% der Schaufelhöhe und des signifikanten Einflusses der Radialspaltströmung auf das Betriebsverhalten des Rotors wurden von Ciorciari et al. [102] eine Netzkonvergenzstudie zur Spaltauflösung in Radialrichtung durchgeführt. Als Ergebnis dieser Studie werden in dieser Arbeit 14 Knoten verwendet um den Radialspalt aufzulösen. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit Untersuchungen von Van Zante et al. [103], der 12 Knoten bei transsonischen Verdichtern empfiehlt und von Hah [48],[70], der bei Untersuchungen der Radialspaltströmung des TUD R1 16 Knoten verwendet. Analog hierzu wird der Stator mit 96, 146 und 80 Gitterzellen in Umfangs-, Axial- und Radialrichtung vernetzt. Bei den  $y^+$ -Werten wird, wie schon im DLR-R030 Testfall, auf Werte um 1 an den Wänden mit Low-Reynolds-Behandlung (Rotor-, Statorschaufeln) und von 30 bei der Verwendung von Wandfunktionen (Nabe, Gehäuse, Tip) geachtet. Insgesamt ergibt sich eine Anzahl von 1,6 Mio. Rotorzellen und 1,1 Mio. Statorzellen, was für eine vollständige 360°-Rechnung mit 16 Rotorschaukeln und 29 Statorschaufeln zu insgesamt 57 Mio. Zellen führt.

Das verwendete Netz wurde von Ciorciari et al. [102] in einer umfangreichen Netzkonvergenzstudie für homogene Zuströmung untersucht und stellt den besten Kompromiss zwischen Genauigkeit und rechnerischem Aufwand dar.

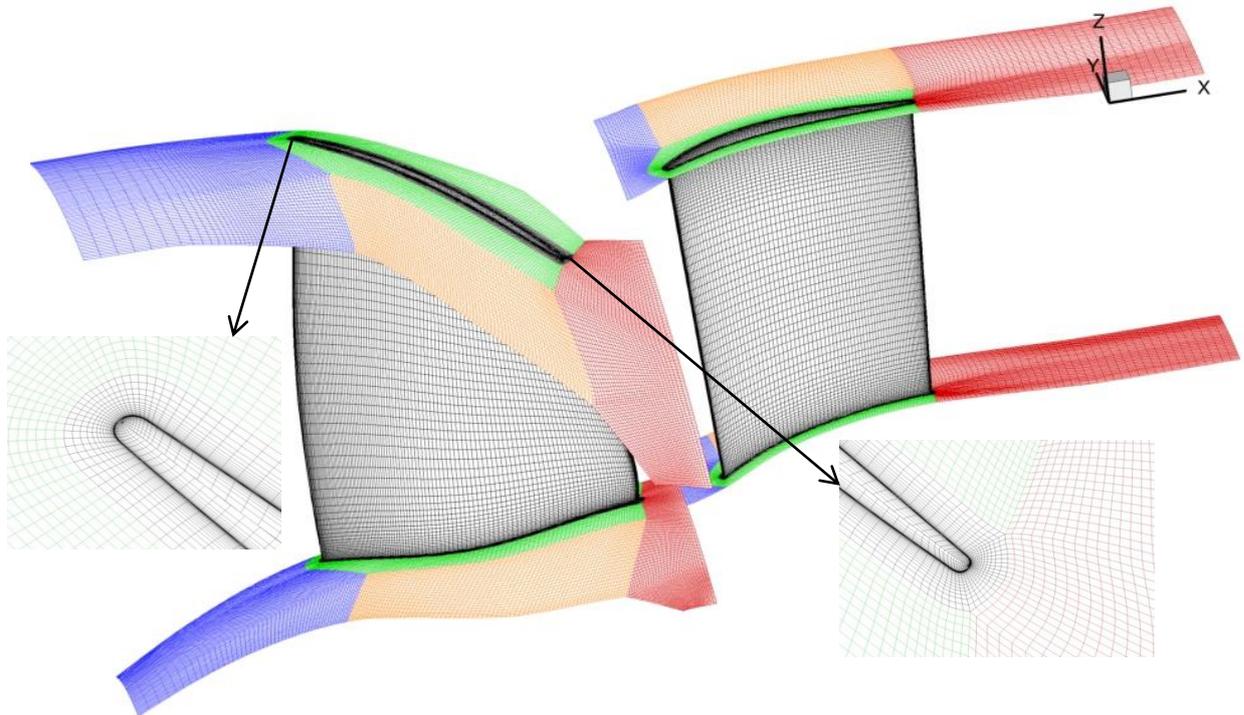


Abbildung 22: TUD-R1 Rechennetz

### 5.2.2 Ergebnisse numerischer Untersuchungen mit homogener Zuströmung

Analog zum Vorgehen beim DLR-R030 Testfall, wird zur Validierung des TUD-R1-Testfalls die mit gestörter Zuströmung untersuchte Kennlinie (Auslegungsdrehzahl im Fall TUD-R1) zunächst stationär mit homogener Zuströmung berechnet.

Die experimentellen und numerisch berechneten Ergebnisse der 100%-Kennlinie des TUD-R1 sind in Abbildung 23 grafisch wiedergegeben. Die Daten aus Experiment und Simulation zeigen für alle Bereiche der Kennlinie eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung. Die Form der Kennlinie des Totaldruckverhältnisses wird, mit einer quantitativen Abweichung von unter einem Prozent, numerisch korrekt vorhergesagt. Die Stall-Grenze wird zwar bei zu hohen Massenströmen vorhergesagt, eine quantitativ richtige, numerische Vorhersage der Stall-Grenze mit stationären Passagenrechnungen ist allerdings, wie in Kapitel 5.1.2 schon diskutiert, nicht zu erwarten. Die Wirkungsgradkennlinie wird qualitativ ebenfalls sehr gut getroffen. Die quantitativen Abweichungen liegen hier allerdings etwas höher, im Bereich von 2 %. Die Messgenauigkeiten im Auslegungspunkt werden von Bergner [100] für die abgeleiteten

Kennfeldgrößen mit  $\pm 1,1\%$  für den Massenstrom,  $\pm 0,5\%$  für das Totaldruckverhältnis und  $\pm 1,4\%$  für den Wirkungsgrad angegeben. Die über die Messungengenauigkeit hinausgehenden Abweichungen, die kleiner als  $1\%$  sind, ergeben sich aus verschiedenen Punkten der Simulations-Modellierung. Hier sind als potenzielle Fehlerquellen neben der Turbulenzmodellierung auch geometrische Vereinfachungen, wie die Vernachlässigung der Schaufelfußverrundung des Rotors, der Radialspalte des Stators (Penny Slots) und der Axialspalte zwischen Rotor und Stator zu nennen. Eine gute Zusammenfassung potenzieller Fehlerquellen bei der numerischen Simulation von Axialverdichtern findet sich bei Cumpsty [104]. Vor diesem Hintergrund bildet das verwendete numerische Verfahren das Verhalten der Kennlinien sowohl qualitativ als auch quantitativ sehr gut ab.

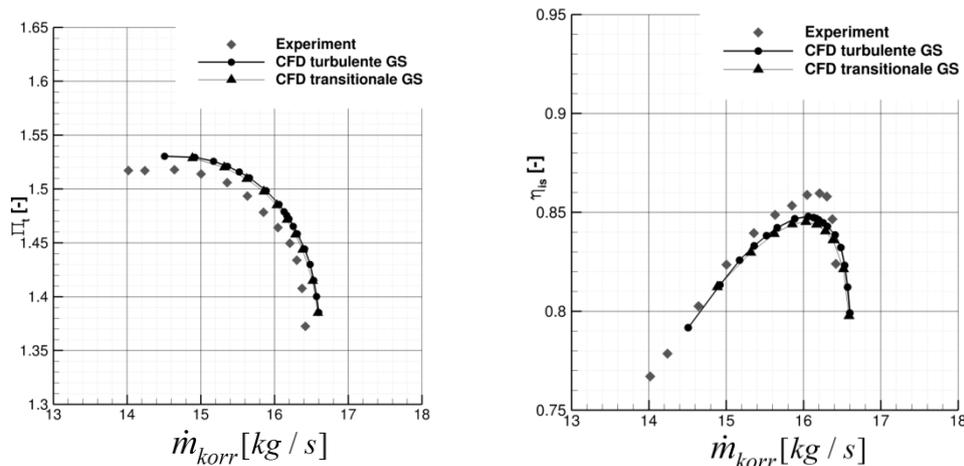


Abbildung 23: TUD-R1, stationäre, berechnete und gemessene 100% Kennlinie

Zusätzlich wird der Einfluss von Transitionsphänomenen in den Schaufelgrenzschichten untersucht. Dazu kommt das  $\gamma$ - $Re\theta$ -Transitionsmodell nach Menter [105], [106] zum Einsatz. Wie in Abbildung 23 zu sehen, unterscheiden sich die mit dem  $\gamma$ - $Re\theta$ -Modell berechneten Totaldruckverhältnisse und Wirkungsgrade bei der 100%-Drehzahllinie nur äußerst geringfügig von den Ergebnissen mit einer vollturbulenten Schaufelgrenzschicht. Die verschwindend geringen Unterschiede auf die integralen Stufenkenngrößen lassend darauf schließen, dass die wichtigen Strömungseigenschaften wie Spaltströmung, Machzahl- und Profildruckverteilung von beiden Grenzschichtmodellierungen gleich wiedergegeben werden, weshalb an dieser Stelle auf einen tiefergehenden Vergleich verzichtet werden soll. Das  $\gamma$ - $Re\theta$ -Modell löst zur Modellierung der Transition zwei zusätzliche partielle Differentialgleichungen, wodurch es im Vergleich zur vollturbulenten Grenzschichtmodellierung zu einem erheblichen Mehraufwand an Arbeitsspeicher und Rechenzeit benötigt. Im benutzen Strömungslöser TRACE ist zusätzlich noch das MultiMode-Transitionsmodell nach Kožulović [107] verfügbar. Die-

ses Modell wurde für den vorliegenden Testfall von Ciorciari et al. [102] getestet. Sie stellen eine stärkere Verschiebung der Kennlinie fest. Allerdings zeigt sich keine Verbesserung der Übereinstimmung zwischen gemessenen und numerischen Daten. Insbesondere im Vergleich der Wanddruckverteilung lässt sich in den von Ciorciari et al. [102] publizierten Daten kein signifikanter Unterschied zwischen den mit MultiMode-Transitionsmodell und der vollturbulenten Grenzschichtmodellierung feststellen. Zudem ist das MultiMode-Modell nicht in der Lage Transition in Nähe der Seitenwände zu modellieren und eine offene Ablösung wiederzugeben (DLR AT [108]). So soll laut dem DLR AT das für zweidimensionale Strömungsfälle entwickelte MultiMode-Modell nur in einem Bereich von 10%-90% der Schaufelhöhe verwendet werden. Bei einer inhomogenen Zuströmung kann es allerdings zu lokalen Überbelastungen, sowohl im Rotor als auch im Stator, und damit zu lokalen Ablösephänomenen kommen. Für das Stabilitätsverhalten besonders wichtig ist hierbei die Interaktion der Schaufelgrenzschicht mit der Nabengrenzschicht, bei Hub-stallenden Verdichtern bzw. der Schaufelgrenzschicht im Tip-Bereich, bei Tip-stallenden Verdichtern. In beiden Bereichen ist das MultiMode-Modell nicht geeignet, Transitionsphänomene richtig zu berücksichtigen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das  $\gamma$ -Re $\theta$ -Modell zwar Transition im gesamten Schaufelbereich modellieren kann, allerdings nur einen verschwindend geringen Einfluss, bei signifikantem Mehraufwand an Arbeitsspeicher und Rechenzeit, zeigt. Das MultiMode-Modell hingegen kann nicht auf den gesamten Schaufelbereich angewendet werden und lässt gerade in den für die Stabilität interessanten Bereichen keine physikalischere Modellierung erwarten. Im Gegenteil stellt sich die Frage, ob bei einer ausgeprägten dreidimensionalen Strömung, wie sie in der TUD-R1 Verdichterstufe vorliegt, aufgrund der Variation der Grenzschichtmodellierung über die Schaufelhöhe nicht eher ein unphysikalisches Verhalten zu erwarten ist. Aus den genannten Gründen sind in allen folgenden Untersuchungen die Grenzschichten vollturbulent modelliert.

Die Verdichter-Kennlinie gibt das globale Betriebsverhalten wieder, für eine genauere Validierung müssen die gemessenen und berechneten Strömungsfelder allerdings detaillierter miteinander verglichen werden. So sind in drei radialen Schritten gemessene Daten für den statischen Druck am Gehäuse und für das gemessene Geschwindigkeitsfeld vorhanden. Abbildung 24 zeigt den berechneten und gemessenen Wanddruck am Gehäuse für einen Betriebspunkt an der Schluckgrenze, für einen bei bestem Wirkungsgrad und für einen an der Stabilitätsgrenze. Die experimentellen Daten sind hierbei Kinzel [109] entnommen.

Im Betriebspunkt mit dem maximalen Massendurchsatz, an der Schluckgrenze, weist die anliegende Kopfwelle (A) aufgrund der hohen Anströmgeschwindigkeit den kleinsten Stoßwinkel auf. Die Strömung wird durch den schrägen Kanalstoß (B) nicht in den Unterschall verzögert, und es kommt aufgrund der Passagendivergenz zu einer erneuten Beschleunigung, die durch einen zweiten senkrechten Kanalstoß (D) beendet wird. Der Einfluss der Radialspaltströmung ist im hinteren Teil der Rotorschaukel am stärksten. Aufgrund der Lage und der lokalen sehr starken Verzögerung infolge des senkrechten Passagenstoßes (D) ist in diesem Bereich der Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite maximal (E). Das Fluid wird über den Radialspalt durch den Druckunterschied senkrecht zur Schaufelskelettlinie beschleunigt und tritt mit einer negativen Axialgeschwindigkeitskomponente in die nachfolgende Passage ein. Durch die Interaktion mit der Kanalströmung kommt es zu einem starken Totaldruckverlust, gepaart mit einer Beschleunigung in axialer und radialer Richtung (hin zur Nabe), was sich in einer Senke des statischen Drucks entlang der Spaltwirbeltrajektorie (C) äußert. Die Spur des Spaltwirbels ist auch über den Stoß deutlich zu sehen, da dieser durch das höherenergetische Fluid stark abgeschwächt wird. Die simulierte Wanddruckverteilung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die Pfeilung und die Stärke der Kopfwelle (A) und des schrägen Passagenstoßes (B) stimmen in guter Näherung überein. Darüber hinaus werden der Einfluss der Spaltströmung (E, C), die Lage und die Stärke des senkrechten Passagenstoßes (D) und die Druckverteilung in der Passage korrekt wiedergegeben.

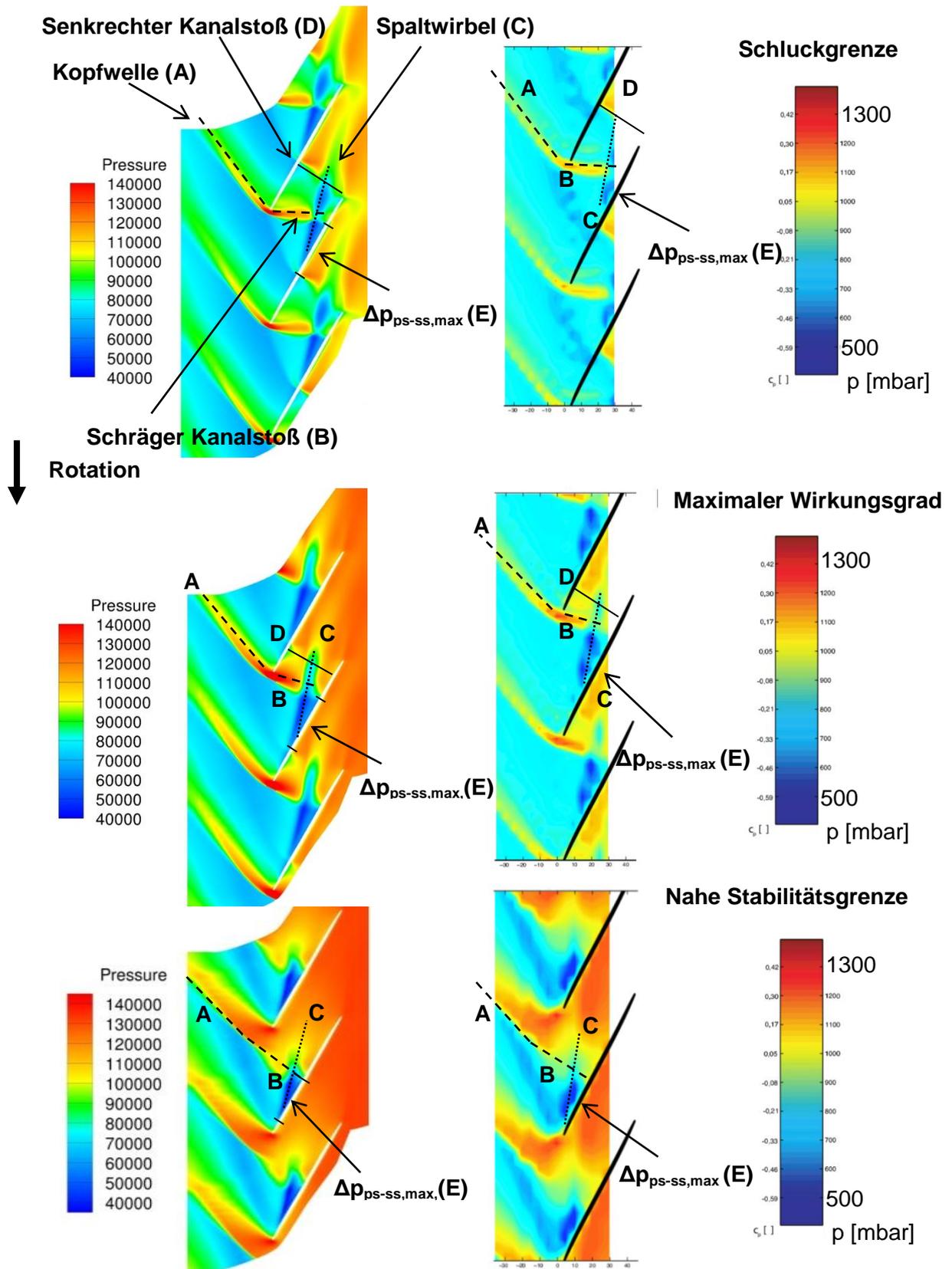


Abbildung 24: Gemessene (rechts) [109] und gerechnete (links) Wanddruckverteilung an der Schluckgrenze, bei bestem Wirkungsgrad und in der Nähe der Stabilitätsgrenze (N=100%)

Mit zunehmender Androsselung bis zum PE-Betriebspunkt werden der Massenstrom, und damit die Anströmgeschwindigkeit, verringert, der Gegendruck hingegen erhöht. Durch die niedrigere Anströmgeschwindigkeit wandert das gesamte Stoßsystem stromauf in Richtung Vorderkante. Die Kopfwelle (A) und der schräge Stoß (B) richten sich auf und der Stoßwinkel wird größer. Der senkrechte Stoß (D), und infolgedessen das Gebiet des größten Druckunterschieds zwischen Saug- und Druckseite (E), sowie der Spaltwirbel (C) wandern ebenfalls stromauf. Wie für den Betriebspunkt an der Schluckgrenze können das Strömungsfeld und die diskutierten Eigenschaften in guter Näherung durch die Berechnung vorhergesagt werden.

Der letzte zu vergleichende Betriebspunkt liegt in der Nähe der Stall-Grenze und weist damit den niedrigsten Massenstrom und den höchsten Gegendruck auf. Die Kopfwelle (A) wandert bei sinkendem Massenstrom stromauf und löst von der Vorderkante ab. Unterhalb der Vorderkante geht die Stoßfront in einen senkrechten Stoß (B) über, d. h. in diesem Betriebspunkt wachsen die zwei Kanalstöße zusammen. Damit wandert auch der Bereich des größten Druckunterschieds, und damit der größten Spaltleckage (E), bis an die Schaufelvorderkante und findet seinen Abschluss im Kanalstoß. Das schnelle Ausmischen des Einflusses der Spaltströmung (C) nach dem senkrechten Stoß (B) legt zudem ein Wirbelaufplatzen der Spaltströmung durch die starke Verzögerung über den Stoß nahe. Die beschriebenen Strömungsphänomene stimmen sehr gut sowohl mit den berechneten als auch mit den simulierten Daten überein. Leichte quantitative Unterschiede weisen das Druckfeld im Bereich der Interaktion von Spaltwirbel und Stoß auf. Messungen von Biela [98] und numerische Untersuchungen von Hah [70] zeigen eine starke Oszillation des Spaltwirbels an der Stabilitätsgrenze. Diese Oszillation zeigt sich in den Ensemble-gemittelten experimentellen Daten in Form einer Aufweitung der Interaktionszone zwischen Spaltwirbel und Stoß und kann durch stationäre Berechnungen quantitativ nicht korrekt wiedergegeben werden, was sich in der wesentlich kleineren Spaltwirbeleinflusszone widerspiegelt.

Zur weiteren Validierung der numerischen Ergebnisse sind in Abbildung 25 die gemessenen und numerisch gerechneten Verteilungen der relativen Machzahl für 60 %, 80 % und 95 % der Rotorschaukelhöhe für den PE-Betriebspunkt abgebildet. Die mit dem L2F-Verfahren gemessenen, experimentellen Daten wurden dabei Bergner [100] entnommen. Die mit dem Radius zunehmende Umfangsgeschwindigkeit, äußert sich in der steigenden relativen Anström-Machzahl. So ist die relative Anström-Machzahl bei 60 % der Schaufelhöhe, dem kleinsten vermessenen Radius, im Vergleich zu den anderen Messebenen, am niedrigsten. Die Strömung beschleunigt hier im vorderen Be-

reich der Saugseite und wird bei etwa 30 % der Sehnenlänge wieder verzögert. Hierbei kommt es auf Höhe der nachfolgenden Schaufelvorderkante zu einer Verzögerung über einen Verdichtungsstoß (A) in den Unterschall. Im unteren, der Saugseite näheren Bereich kommt es aufgrund der höheren lokalen Geschwindigkeiten zunächst zu einer Strömungskanalverengung durch die Potenzialwirkung der nachfolgenden Schaufel zu einem Stoß mit anschließender kontinuierlicher Strömungsverzögerung (B). Mit steigendem Radius, bei 80 %-iger Schaufelhöhe, wird die Kopfwelle ausgeprägter (A), und es entsteht ein prononcierter Kanalstoß (B). Der Kanalstoß verzögert nun die gesamte Passagenströmung in den Unterschall, wobei die Strömung in der Nähe der Saugseite bei 80 %, analog zu 60 % der Schaufelhöhe, stärker beschleunigt wird. Dadurch wandert der Stoß mit Annäherung an die Saugseite stromab. Innerhalb der Passage wird das Fluid nochmals in den Überschall beschleunigt, bevor es endgültig durch einen senkrechten Stoß (D) in den Unterschall verzögert wird.

Die mit zunehmendem Radius bei 80 % der Schaufelhöhe beobachteten Trends, höheres Machzahlniveau und stärkerer Stoß, setzen sich auch bei 95 % der Schaufelhöhe fort. Allerdings kommt hier zusätzlich der Einfluss der Spaltströmung zum Tragen. Die Spaltströmung (C) zeigt sich vor dem Stoß in einem Gebiet mit erhöhter Machzahl und nach dem Stoß in einem Gebiet mit niedrigerer Machzahl. Die Strömung im Spaltströmungseinflussgebiet beschleunigt sich, im Gegensatz zur nicht beeinflussten Strömung, nicht wieder lokal in den Überschall. Das allgemeine Strömungsbild an den unterschiedlichen Radialpositionen und insbesondere die Lage des Stoßsystems werden von den Rechnungen für diesen Betriebspunkt sehr gut wiedergegeben. Der in den Messdaten eckig eingezeichnete Verlauf der Stoßfront und die Punkte mit niedrigen Geschwindigkeiten im Bereich der Schaufeln, in dem naturgemäß keine Messpunkte vorliegen, ergeben sich aus der Anzahl der Messpunkte und dem gewählten Interpolationsverfahren, vgl. hierzu Bergner [100].

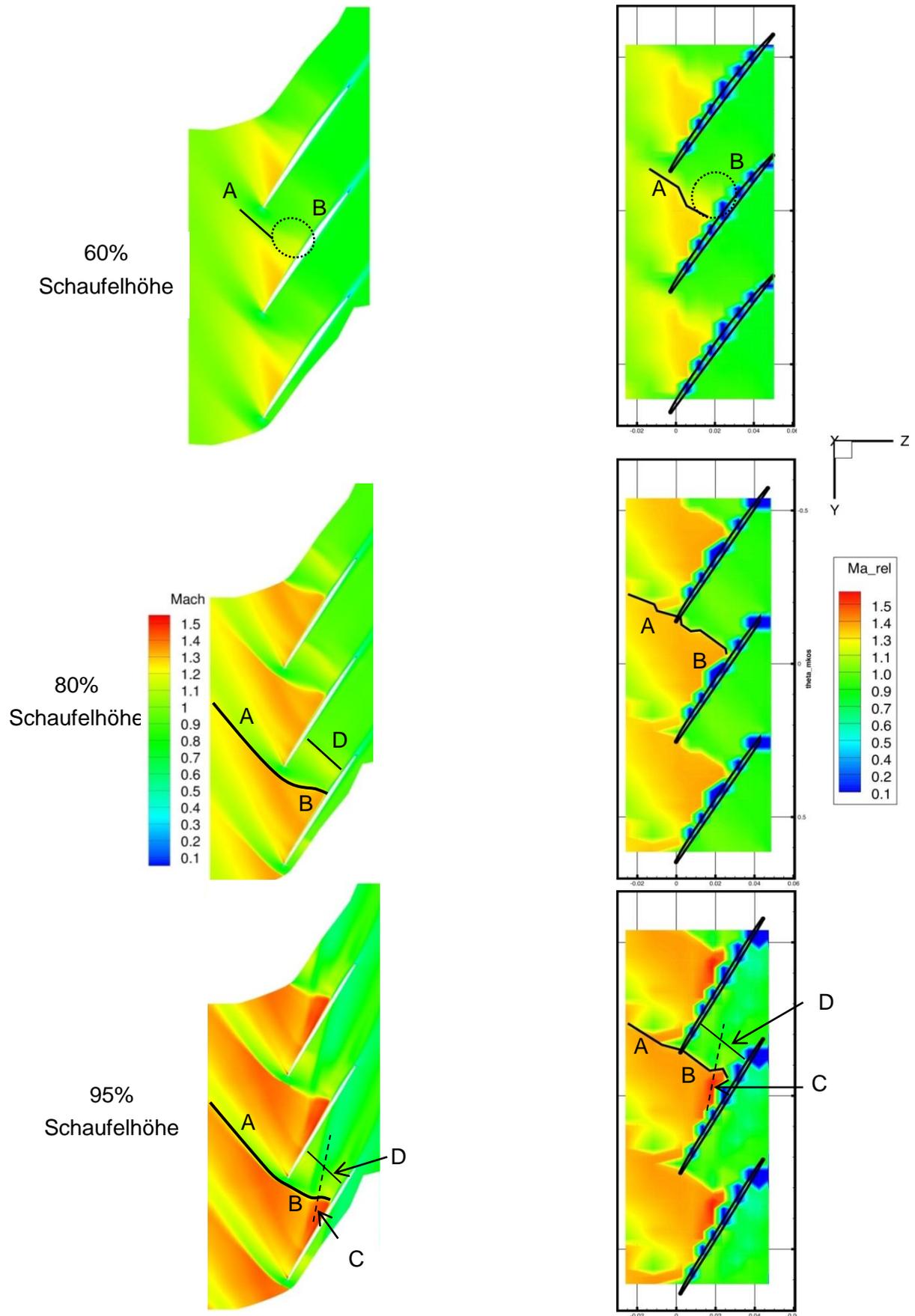


Abbildung 25: Gemessene [100] (rechts) und berechnete (links) Machzahlverteilung bei 60%, 80% und 95% der Schaufelhöhe (100% Drehzahl, PE)

Bei einem niedrigeren Massenstrom an der Stabilitätsgrenze sinkt die absolute, und dadurch auch die relative, Anströmgeschwindigkeit, vgl. Abbildung 26. Durch die Abweichung vom Auslegungspunkt kommt es zu einer steigenden Inzidenz und einer stärkeren Beschleunigung im vorderen Teil der Schaufel. Beendet wird diese durch einen senkrechten Stoß (B). Der Kanalstoß (B) und die Kopfwelle (A) stehen bei 60 % der Schaufelhöhe senkrecht und verzögern das Fluid in den Unterschall. Nach der Kopfwelle beschleunigt das Fluid wieder in den Überschall und verzögert sich über den Kanalstoß endgültig in den Unterschall. Während die Kopfwelle bei 60 % der Schaufelhöhe im gesamten betrachteten Ausschnitt noch senkrecht zur Strömung steht, geht sie mit steigendem Radius (80 %, 95 %) teilweise in einen schrägen Stoß über und verzögert das Fluid nur noch in der Nähe der Schaufel in den Unterschall. Der Großteil des Fluids wird erst durch den senkrechten Kanalstoß (B) in den Unterschall verzögert. Während sich die Strömungsbilder bei 60 % und bei 80 % der Schaufelhöhe nur quantitativ aufgrund der Rotationsgeschwindigkeit voneinander unterscheiden, zeigt sich bei 95 %, wie auch schon im PE-Betriebspunkt, der Einfluss der Radialspaltströmung. Die Spur der Radialspaltströmung (C) zeigt sich wieder vor dem Stoß durch ein Gebiet hoher Strömungsgeschwindigkeit an der Saugseite und durch ein Gebiet niedriger Machzahlen nach dem Stoß. Die Stoß-Spaltwirbel-Interaktion und die Spur hinter dem Stoß sind für diesen Betriebspunkt ungleich stärker. Die Stoßfront ist durch die Spaltströmung deutlich nach vorn ausgebeult und es bildet sich ein sogenannter Wirbelkegel. Die Ausbeulung des Stoßes ist allerdings durch die experimentellen Ergebnisse aufgrund der sehr groben Messauflösung nur sehr schwer verifizierbar. Ähnliche numerische Ergebnisse zeigt auch Hofmann [127] für den transsonischen NASA Rotor 37.

Die numerischen und die experimentellen Ergebnisse stimmen für die relative Machzahl in verschiedenen radialen Ebenen und Betriebspunkten sehr gut überein. Die zentralen Strömungsmerkmale, wie das Stoßsystem, das Machzahlniveau und der Einfluss der Spaltströmung, werden übereinstimmend wiedergegeben. Einzig der Einfluss der Spaltströmung wird in den Rechnungen an der Stabilitätsgrenze quantitativ leicht überbewertet.

Zusammenfassend kann nach der Validierung der Kennlinie, der statischen Wanddruckdaten und des Strömungsfeldes an verschiedenen Radialpositionen davon ausgegangen werden, dass das Strömungsfeld innerhalb der TUD-R1-Verdichterstufe, mit der angewandten numerischen Vorgehensweise sehr realitätsgetreu simuliert werden kann und sich somit auch gute Ergebnisse mit Eintrittsstörungen erwarten lassen.

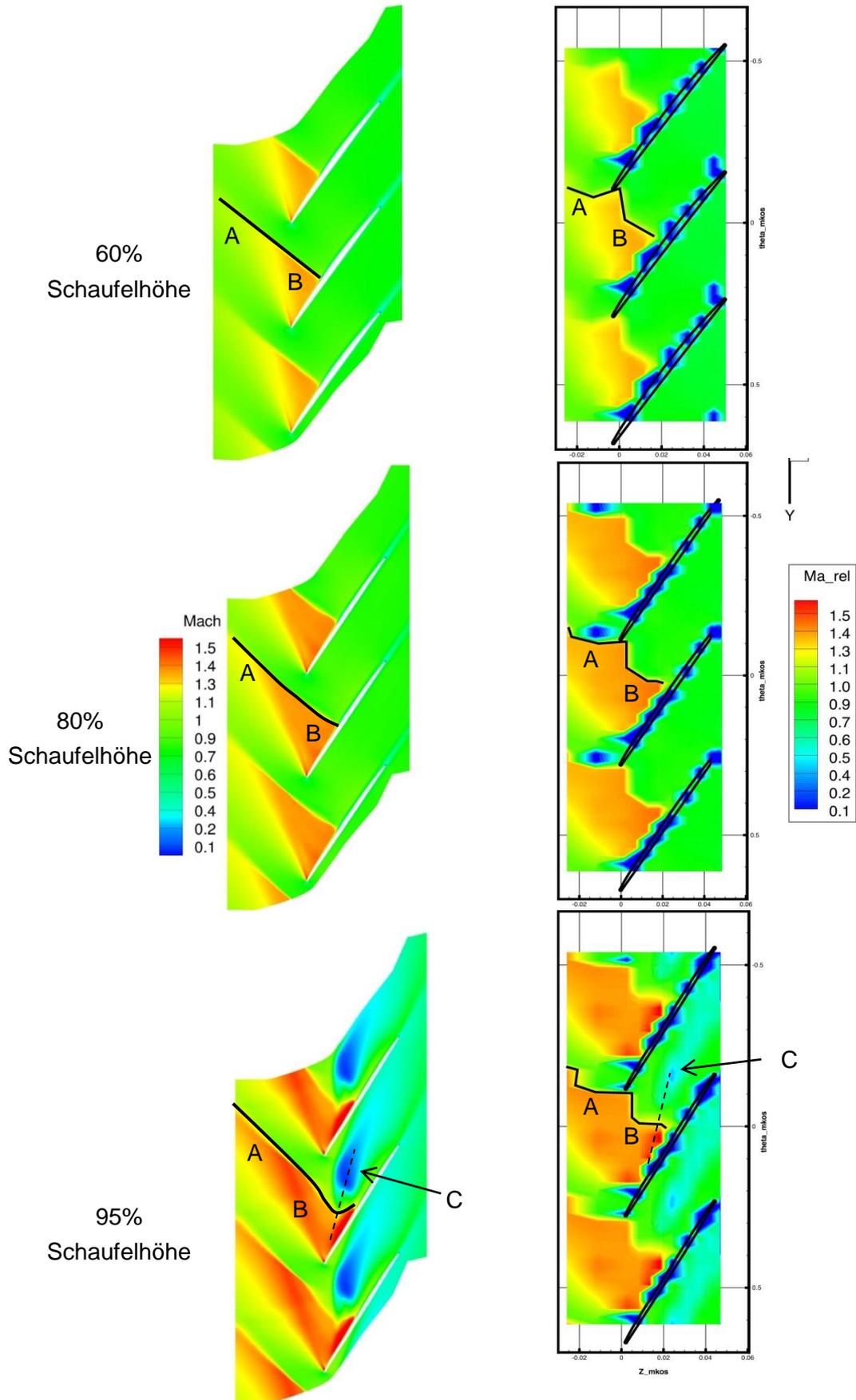


Abbildung 26: Berechnet [100] (links) und gemessene (rechts) Machzahlverteilung auf 60%, 80% und 95% Schaufelhöhe (100% Drehzahl, Betriebspunkt Nahe der Stabilitätsgrenze)

## 6 DLR-Rotor-030 mit gestörter Zuströmung

Der Kern dieser Arbeit besteht in der Untersuchung des Einflusses einer gestörten Zuströmung auf Axialverdichterstufen. Das erste Untersuchungsobjekt dazu ist die DLR-R030-Verdichterstufe. In diesem Kapitel wird zunächst kurz das numerische Setup für die Simulationen mit gestörter Zuströmung erläutert. Anschließend wird der Einfluss des Rotors auf die Störung bzw. die Transmission der Störung durch den Rotor analytisch und phänomenologisch diskutiert. Die so gewonnenen Aussagen werden anschließend anhand der numerischen Ergebnisse überprüft. Zum Abschluss werden diese Ergebnisse mit den experimentellen Daten validiert und der Einfluss der Störung auf stabilitätsmindernde Faktoren untersucht.

### 6.1 Numerisches Setup

Für die Untersuchungen mit gestörter Zuströmung werden die bereits für eine homogene Zuströmung validierten Netze verwendet. Eine einmal pro Umdrehung (1-per-rev) auftretende Störung hat den Verlust der Periodizität zur Folge, weshalb der gesamte Schaufelkranz simuliert werden muss. Dadurch ergibt sich mit 29 Rotor und 72 Stator-schaufeln eine Gesamtnetzgröße von rund 50 Mio. Zellen in 766 strukturierten Blöcken. Eine Periode, d. h. eine komplette Rotorumdrehung, wird mit 3584 physikalischen Zeitschritten aufgelöst, was 128 pro Schaufeldurchgang bedeutet. Die immense Anzahl physikalischer Zeitschritte und das große Netz führen zu einer extrem langen Rechenzeit von ca. 6 Monaten, weswegen für diesen Testfall nur ein Betriebspunkt im Bereich des besten Wirkungsgrades (PE) bei 85% der Auslegungsdrehzahl berechnet werden konnte. Die 85%-Drehzahl wurde gewählt da nur für diese Drehzahl der experimentelle Datensatz voll zur Verfügung steht. Um einen eingeschwungenen Betriebszustand sicherzustellen, werden 6 vollständige Rotorumdrehungen berechnet.

Als Eintrittsrandbedingung wird, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, eine modifizierte, nicht reflektierende Riemann-Randbedingung, die sogenannte Gust-Randbedingung verwendet. Diese modifizierte Randbedingung ermöglicht es, ein zweidimensionales Strömungsfeld als Randbedingung vorzugeben. Als Strömungsfeld am Eintritt des DLR-R030 werden die Werte verwendet, die in Messebene 6 (vgl. Abbildung 17), die sich im Mittelschnitt 50 mm stromauf der Laufradvorderkante befindet, gemessen werden. Die gemessenen und in der Simulation aufgeprägten Werte für den Totaldruck und den Anströmwinkel  $\alpha$  sind in Abbildung 27 abgebildet. Die Abbildung zeigt auch

das Feld des Totaldrucks in der Eintrittsebene des Verdichters. In der Eintrittsebene (Ebene 1) wurden nur Messungen im Mittelschnitt durchgeführt, weshalb hier eine radial konstante Störung angenommen werden muss. Diese Annahme ist allerdings stark idealisierend. So zeigen neueste Messungen von Gunn et al. [110] an einem Unterschallverdichter signifikante radiale Variationen der Zuströmgrößen aufgrund einer Ausgleichströmung um die Einlaufnabe.

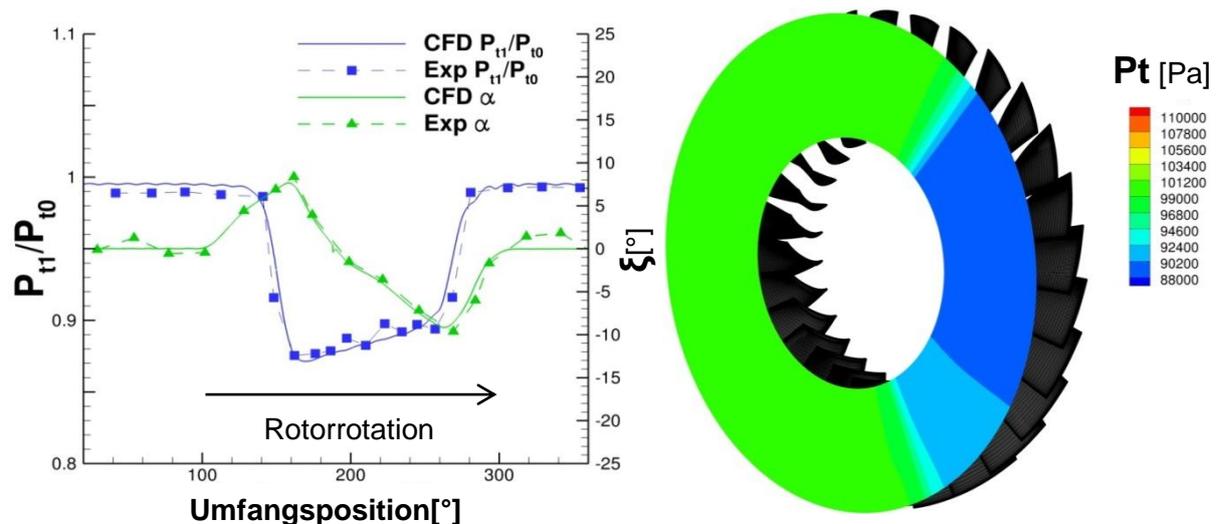


Abbildung 27: Gemessene und in der Simulation aufgeprägte Totaldruck- und Anströmwinkelvariation (links) und Totaldruckverteilung in der Eintrittsebene in der Simulation (rechts)

Aus Abbildung 27 wird ersichtlich, dass der Rotor vor dem Eintritt in die Totaldruckstörung schon mit einer Änderung des Anströmwinkels beaufschlagt wird. Aufgrund der Formulierung der Randbedingung entspricht ein positiver Anströmwinkel einer negativen oder Rückeninzidenz und ein negativer Anströmwinkel einer positiven oder Brustinzidenz.

## 6.2 Analytische Diskussion der Variation der Strömungsgrößen über dem Rotor

Vor der Auswertung der numerischen Ergebnisse und ihrer Validierung mit Hilfe experimenteller Daten werden die zu erwartenden Strömungsphänomene im Folgenden analytisch und phänomenologisch diskutiert. Die Ergebnisse der Diskussion sollen einerseits die Interpretation der numerischen und experimentellen Ergebnisse erleichtern und andererseits auch deren physikalische Plausibilität sicherstellen.

Das Ziel der folgenden Analyse ist es die grundlegenden zu erwartenden Strömungsphänomene zu identifizieren, daher sollen zunächst mögliche Vereinfachungen diskutiert werden. Der Einfluss der Kompressibilität kann, in erster Näherung, als rein quantitativ betrachtet werden und wird deswegen vernachlässigt. Verluste und Reibung haben einen hohen Einfluss auf die Strömung des Verdichters an den Betriebsgrenzen. Mit ausreichend Abstand zu den Betriebsgrenzen sollte der Einfluss allerdings eher untergeordneter, quantitativer Natur sein. Die Verteilung des statischen Drucks nach dem Verdichter wurde bereits in Kapitel 2.2.5 diskutiert und kann hier als konstant angenommen werden. Wie ebenfalls bereits in Kapitel 2.2.5 diskutiert, liegt der Annahme konstanten statischen Drucks nach dem Verdichter ein konstanter Statorabströmwinkel zugrunde. Aus dieser Annahme folgt, dass im Stator lokal keine Ablösungen auftreten. Damit kann der Einfluss des Stators rein auf das Absenken des statischen Drucks nach dem Rotor reduziert und somit vernachlässigt werden. Es bleibt natürlich zu beachten, dass diese Vereinfachung ihre Gültigkeit im Off-Design Bereich des Stators verlieren kann.

Für die analytische Annäherung an das Problem der Interaktion einer Verdichterstufe und der Störung in der Zuströmung, können also folgende Vereinfachungen und Voraussetzungen getroffen werden:

- Inkompressible Strömung
- Reibungs- und Verlustfreiheit
- Ausreichender Abstand zur Stabilitätsgrenze
- Konstanter statischer Druck stromab des Verdichters
- Vernachlässigbarer Einfluss des Stators

In Abbildung 28 ist ein Verdichterlaufrad mit einer umfangskonstanten Totaldruckstörung dargestellt. Wie bereits aus der Literatur bekannt, vgl. Kap. 2.2 Abbildung 4, wird eine Totaldruckstörung durch die Stromaufwirkung des Verdichters in der Nähe des Verdichters immer in eine Kombination aus statischer Druckstörung und Geschwindigkeitsstörung umgewandelt, auch wenn sie weit stromauf aus einer reinen Geschwindigkeitsstörung ohne Störung des statischen Drucks besteht. Ebenfalls in Kap. 2.2 bereits diskutiert ist die Entstehung einer Störung des Anströmwinkels infolge der statischen Druckstörung. Eine Totaldruckstörung setzt sich unmittelbar vor dem Rotor also immer aus einer Störung der Axialgeschwindigkeit, des statischen Drucks und des Anströmwinkels zusammen.

Zum leichteren Verständnis soll zunächst nur der Durchgang der Störungen, ohne den Einfluss der Variation der geleisteten Arbeit, betrachtet werden, d.h. das Totaldruck-

verhältnis wird als über den gesamten Umfang konstant angenommen. Für diesen ersten Schritt kann damit die Winkelstörung, die eigentlich die Umlenkung, und damit das Totaldruckverhältnis, beeinflusst, vernachlässigt werden.

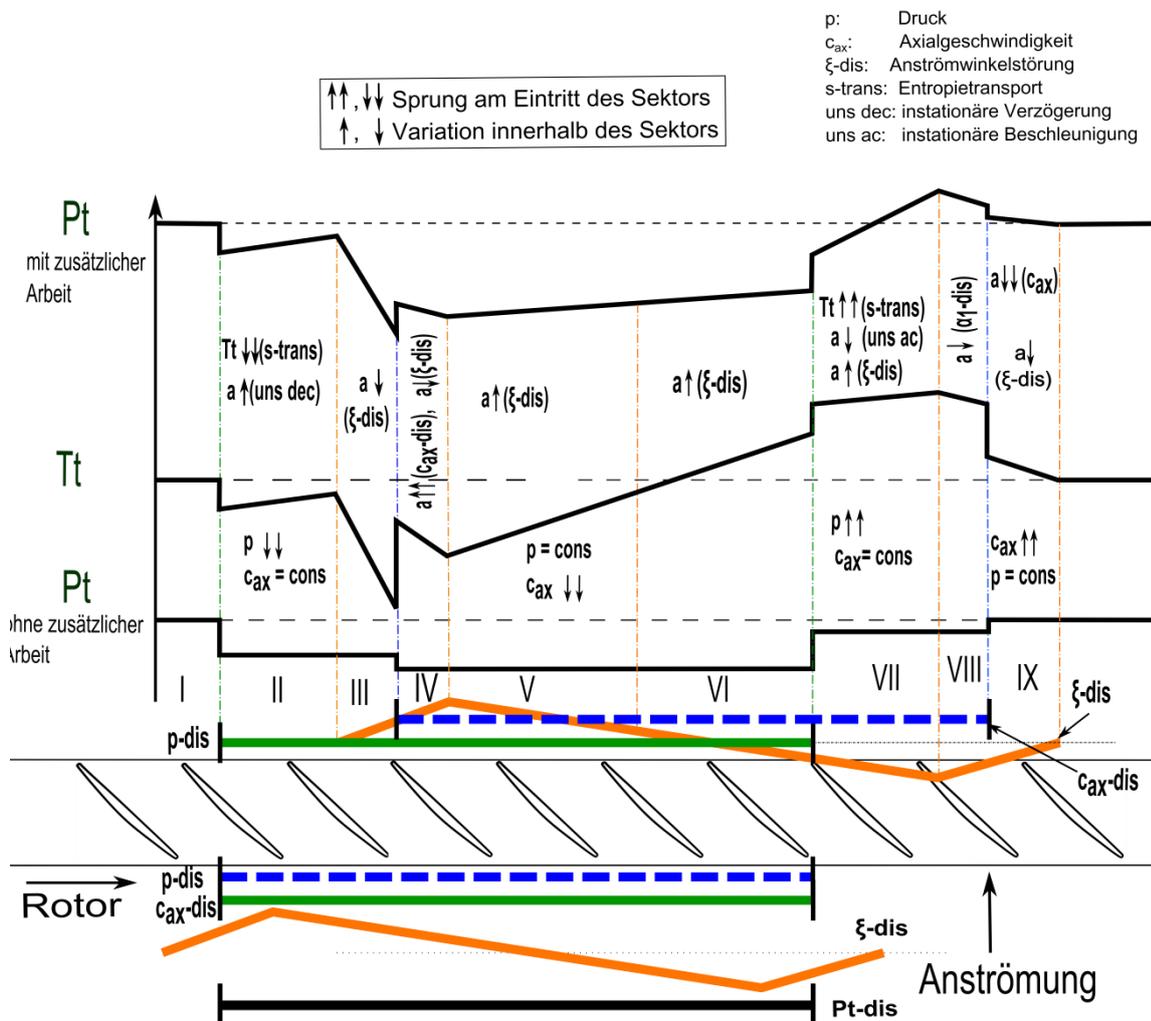


Abbildung 28: Theoretischer, reibungsfreier Totaldruckverlauf mit und ohne Arbeitseinfluss

Die Störungen des statischen Drucks und der Anströmgeschwindigkeit erfahren beim Durchgang durch den Rotor eine Ablenkung in Rotationsrichtung. Da sich die Geschwindigkeitsstörung konvektiv und die Druckstörung entlang des akustischen Pfades ausbreitet, kommt es in Folge der unterschiedlichen Verweildauern zu einem unterschiedlich starken Winkelversatz, vgl. Gl.(2.3). Dieser Versatz ist eine Folge des der Strömung im Rotor aufgeprägten Dralls und steigt daher auch nach dem Verlassen des Rotors weiter an. Dies geschieht in einer realen Turbomaschine solange, bis im Stator der Drall aus der Strömung genommen und der maximale Phasenversatz erreicht ist.

Der Phasenversatz nach dem isolierten Rotor in Abbildung 28 ist rein schematisch dargestellt und ist bei einer realen Maschine von Gitterparametern, Drehzahl und Axialgeschwindigkeit abhängig. Durch die Phasenverschiebung der statischen Druckstörung und der Geschwindigkeitsstörung bekommt die Totaldruckstörung eine neue, gestufte Kontur. Bei Eintritt in die statische Druckstörung, am Übergang der Sektoren I-II, sinkt der Totaldruck zunächst, bis er mit dem Eintritt in den von der Geschwindigkeitsstörung beeinflussten Sektoren (Sektoren IV-VI) sein Minimum erreicht. Der Austritt des Rotors aus dem gestörten Sektor erfolgt dem gegenüber invers, wobei zuerst der Einfluss der statischen Druckstörung (Sektor VII-VIII) und anschließend die Geschwindigkeitsstörung (Sektor IX) wegfällt, sodass der Totaldruck auf das ungestörte Niveau zurückkehrt.

Auch eine symmetrische Störung ist demnach, bereits ohne Berücksichtigung der Arbeitsvariation, nach dem Rotor nur noch symmetrisch, wenn die Anteile der statischen Druckstörung und der Geschwindigkeitsstörung an der Totaldruckstörung gleich groß sind.

Die Umfangsverteilung des Totaldrucks nach dem Rotor wird allerdings nicht nur durch die Störung als solche, sondern auch von der, durch die Störungskomponenten hervorgerufene, Variation der geleisteten Arbeit und damit von der Variation des Totaldruckaufbaus über dem Rotor beeinflusst. Der Einfluss der Variation der geleisteten Arbeit und des dadurch variierenden Totaldruckaufbaus wird nun in einem zweiten Schritt berücksichtigt.

Die Umfangsvariation der geleisteten Arbeit soll anhand der Totaltemperatur nach dem Rotor diskutiert werden, da auch bei den vorhandenen Messdaten die Totaltemperatur als Maß für die, dem Fluid zugeführte, Energie verwendet wird.

Die spezifische Verdichterarbeit und damit die Totaltemperatur nach dem Rotor wird, im adiabaten, stationären Fall, laut der Euler'schen Hauptgleichung (2.1) nur von der Umlenkung  $\Delta c_u$  und der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  beeinflusst. Die Umfangsgeschwindigkeit kann für axiale Verdichter als konstant betrachtet werden. Zusätzlich wird angenommen, dass der relative Abströmwinkel  $\beta_2$  konstant bleibt, was der Fall ist, solange die Strömung der Schaufelkontur folgen kann, d. h. solange keine starke Ablösung auftritt. Unter den getroffenen Annahmen kann also laut der Euler'schen Hauptgleichung (2.1) die spezifische Arbeit nur durch eine Änderung von  $c_{u1}$ , d.h. des absoluten Zuströmwinkels  $\alpha_1$  oder  $c_{u2}$  durch eine Änderung von  $c_{ax2}$  erfolgen.

Die spezifische Arbeit wächst nach dem Geschwindigkeitsdreieck in Abbildung 1 mit steigendem  $\alpha_1$  und sinkendem  $c_{ax2}$ . Im Einflussbereich der Geschwindigkeitsstörung

sinkt  $c_{ax2}$ , weshalb die spezifische Arbeit und damit die Totaltemperatur ansteigen. Analog steigt die Arbeit im Bereich eines wachsenden Zuströmwinkels an und sinkt im Bereich eines kleiner werdenden Zuströmwinkels.

Bei homogener Zuströmung wird die Totaltemperatur, im adiabaten Fall, nur durch die vom Rotor geleistete Arbeit beeinflusst. Im Falle einer inhomogenen Zuströmung kommt es aber, bei einer Totaldruckstörung mit ungestörter Totaltemperatur, bereits vor dem Rotor zu einer Umfangsva-riation der Entropie. Dabei ist die Entropie im gestörten Bereich, mit niedrigerem Totaldruck, hoch und im ungestörten Bereich, mit hohem Totaldruck, niedrig. Phänomenologisch erklärt sich die erhöhte Entropie im gestörten Bereich aus dem Entropieanstieg durch den irreversiblen Totaldruckverlust über dem Störgitter. Die lokale Variation der Entropie lässt sich mit einer eindimensionalen Entropiedifferenz beschreiben [111]:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_{t,x2}}{T_{t,x1}} - R \ln \frac{p_{t,x2}}{p_{t,x1}} \quad \xrightarrow{T_{t,x2}=T_{t,x1}} \quad s_2 - s_1 = -R \ln \frac{p_{t,x2}}{p_{t,x1}} \quad (6.1)$$

Die Entropiedifferenz zwischen gestörtem und ungestörtem Bereich ist, bei konstanten Stoffgrößen und konstanter Totaltemperatur, also nur abhängig vom Totaldruckverhältnis zwischen beiden Bereichen, was bedeutet, dass jede technisch relevante Totaldruckstörung eine Entropiestörung enthält.<sup>3</sup> Als teilchengebundene Größe breitet sich die Entropiestörung konvektiv aus und bildet bei einer verlustfreien Strömung den konvektiven Weg der Störung durch den Verdichter nach.

Beispielhaft wird dies an der Entropieverteilung im Mittelschnitt der untersuchten Verdichterstufe, die in Abbildung 29 dargestellt ist, deutlich. Auch wenn hier keine reibungsfreie Strömung vorliegt, was an den Nachläufen gut zu sehen ist, lässt sich doch die konvektiv durch die Verdichterstufe wandernde Entropiestörung gut erkennen. Die Entropiestörung und damit die konvektiv durch den Rotor wandernden Teilchen werden durch die Rotation des Rotors signifikant in Rotationsrichtung abgelenkt. Zusätzlich ist in der gleichen Abbildung auch die Feldverteilung des statischen Drucks, des Totaldruckverhältnisses und der Machzahl abgebildet. In die Feldverteilungen der anderen Strömungsgrößen ist eine repräsentative Entropiekonturlinie, die so gewählt wurde, um den konvektiven Störungsweg möglichst gut abzubilden, eingezeichnet. Im Vergleich des statischen Drucks mit der Entropie, bzw. mit der den konvektiven Pfad repräsentie-

<sup>3</sup> Die Ausnahme sind akademische reversible Fälle, wie z. B. eine Totaldruckstörung durch eine lokale ideale Arbeitsleistung, bei der sich Tt- und Pt-Erhö- hung ausgleichen, oder eine Entropieerhöhung durch Beheizen des ungestörten Bereichs.

renden Entropielinie, ist der Phasenversatz zwischen den konvektiven Störgrößen und der Störung des statischen Druck sehr gut zu erkennen.

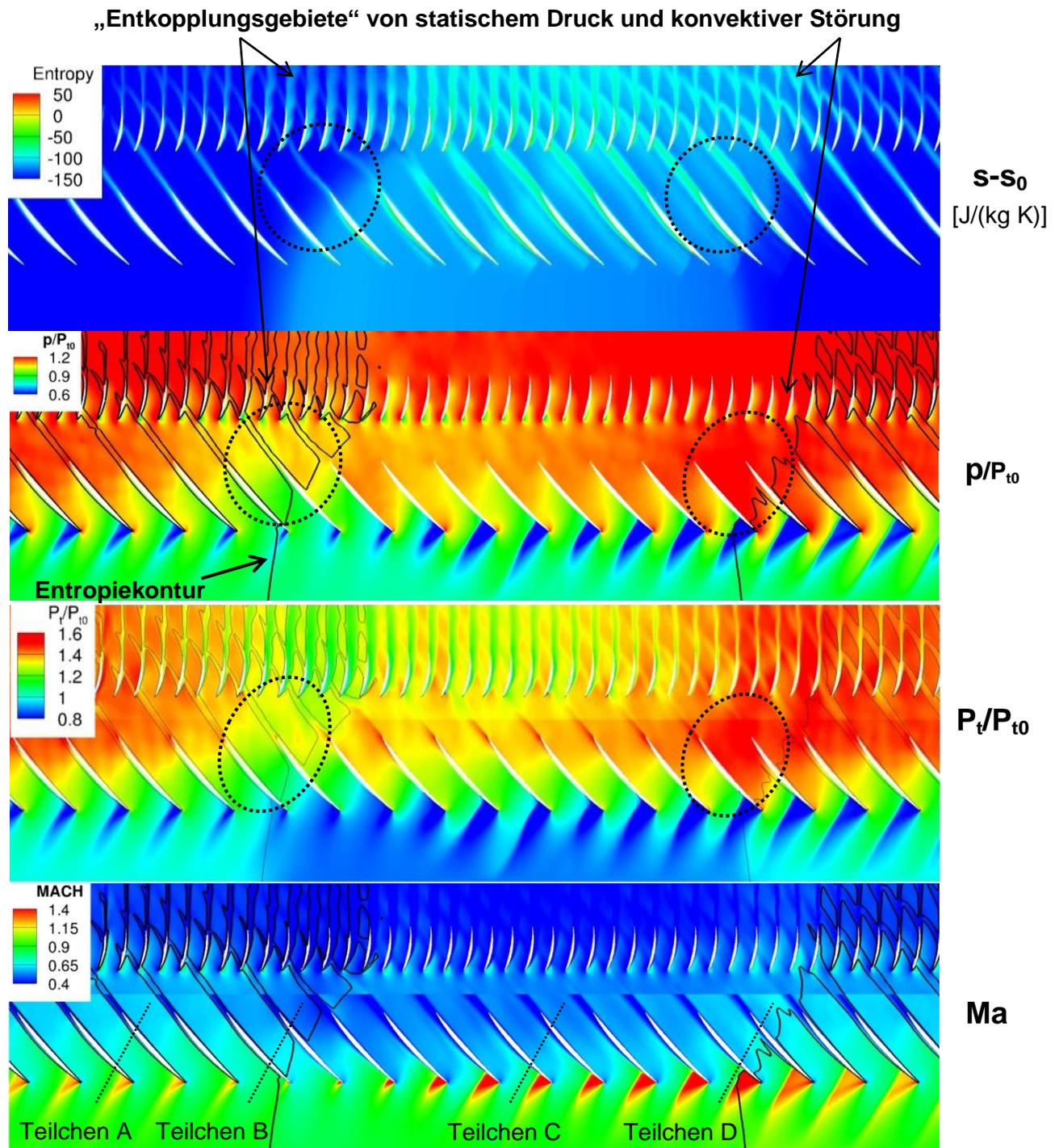


Abbildung 29: DLR R 030, instantane Verteilung der Entropie, instantanes Druckfeld, Totaldruckverhältnis, Machzahlverteilung im Mittelschnitt

Der statische Druck sinkt in den Rotorpassagen bereits vor dem Eintreten der Passage in den Bereich konvektiver Störung stark ab. Durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten und den damit induzierten Phasenversatz bilden sich also Be-

reiche, in denen die statische Druckstörung und die konvektive Geschwindigkeitsstörung entkoppelt sind. Diese Bereiche, im Weiteren als Entkopplungsbereiche bezeichnet, finden sich in Abbildung 28 in den Sektoren II-III bzw. VII-VIII und sind in Abbildung 29 qualitativ eingezeichnet.

Die Auswirkungen der Entkopplung, der Störung des statischen Drucks und der konvektiven Störungen von Geschwindigkeit bzw. Entropie, auf die Totaltemperatur sollen im Folgenden kurz anhand des, aus Kapitel 2.2 bekannten, instationär durchströmten Diffusors diskutiert werden soll.

Die Fluidteilchen werden in den Entkopplungsbereichen, mit einer sich ändernden statischen Druckrandbedingung beaufschlagt. Sobald die Information über die neue Druckrandbedingung die Teilchen erreicht hat, erfahren diese Teilchen in der weiteren Propagation stromab einen veränderten Druckaufbau. Um die Bedingung eines konstanten statischen Drucks nach dem Stator zu erfüllen, muss der statische Druckaufbau entsprechend der Variation des Eintrittsdrucks je nach Umfangsposition größer oder kleiner werden. Durch diese Variation des Druckaufbaus kommt es wiederum zu einer Geschwindigkeitsvariation des Fluids, d.h. einer Verzögerung, falls der Druckaufbau steigt, und einer Beschleunigung, falls er sinkt. Der Zusammenhang zwischen Beschleunigung und Druckaufbau ist aus der Impulsgleichung (6.2) ableitbar. Im Unterschied zu dem in Kapitel 2.2 betrachteten Diffusor wirkt der gestörte Druckgradient in einer rotierenden Schaufelpassage erst ab dem Eintreten der Passage bzw. des Fluidpartikels in die gestörte Zone, weshalb Gleichung (6.2) nur ab dem Eintrittsort des jeweiligen Fluidpartikels in die Störzone (IN) bis zur Schaufelhinterkante (HK) integriert wird

$$-\int_{IN}^{HK} \frac{\delta p}{\delta x} dx = \int_{IN}^{HK} \rho u \frac{\delta u}{\delta x} dx + \int_{IN}^{HK} \rho \frac{\delta u}{\delta t} dx. \quad (6.2)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (6.2) entspricht dann der Druckänderung in Folge der Passagendiffusion und bleibt durch die Änderung des statischen Druckaufbaus, der durch die linke Seite repräsentiert wird, unberührt. Hingegen wird der zweite Term auf der rechten Seite durch instationäre Geschwindigkeitsänderung beeinflusst, und es kommt zu einer Beschleunigung bzw. Verzögerung. Der Einfluss der Geschwindigkeitsänderung auf die Totalenthalpie, und damit auf die Totaltemperatur, wird wiederum durch den ersten Term auf der rechten Seite von Gleichung (6.3) bestimmt.

$$\int_{IN}^{HK} \frac{\delta h_t}{\delta x} dx = -\int_{IN}^{HK} \frac{\delta u}{\delta t} dx + \int_{IN}^{HK} T \frac{\delta s}{\delta x} dx \quad (6.3)$$

Eine Folge der Verzögerung bzw. Beschleunigung der Teilchen durch die Variation des Totaldruckverhältnisses ist also ein Ansteigen bzw. Absinken der Totaltemperatur. In den Bereichen in denen sich die Zuströmbedingungen instationär ändern, kommt es lokal zu einer instationären Variation der Arbeit. Im Entkopplungsbereich vor Eintritt der Passage in den konvektiv gestörten Bereich interagiert ungestörtes Fluid mit gestörtem Druck. Durch den hier lokal niedrigeren Druck steigt der zu leistende Druckaufbau was zu einer instationären Verzögerung und damit zu einem instationären Anstieg der geleisteten Arbeit und der Totaltemperatur führt. Analog dazu sinken die geleistete Arbeit und die Totaltemperatur im Entkopplungsbereich bevor die Schaufelpassage den konvektiv gestörten Sektor verlässt. Hier interagieren ungestörter Druck und gestörte Strömung, was einen hohen lokalen Druck und damit einen niedrigeren zu leistenden Druckaufbau zur Folge hat. Dieses Verhalten lässt sich in Abbildung 29 nicht nur im statischen Druck, sondern auch in der Machzahlverteilung erkennen. Unter der Annahme, dass die Teilchenbahn auch im ungestörten Bereich in etwa der Kontur der eingezeichneten Entropielinie entspricht, sind vier Teilchenbahnen qualitativ in der Machzahlverteilung skizziert. Teilchen A und Teilchen B haben beide ihren Ursprung im ungestörten Sektor. Teilchen B interagiert allerdings mit gestörtem Druck und der damit verbunden diskutierten, instationären Verzögerung, was sich, in einem im Vergleich zu Teilchen A, niedrigeren Machzahlniveau am Austritt des Rotors widerspiegelt. Analog dazu erfährt Teilchen D eine wesentlich schwächere Verzögerung als Teilchen C.

Aus Gleichung (6.3) lässt sich zusätzlich noch der Einfluss der bereits diskutierten Entropiestörung auf die Totaltemperatur nach dem Rotor erkennen. In den Entkopplungsbereichen wird das Fluid mit konstanter Entropie durch die Variation des statischen Drucks beaufschlagt. Durch die damit verbundene Änderung des Totaldrucks muss sich, bei konstanter Entropie, die Totaltemperatur ändern. Beim Eintritt in den Entkopplungsbereich zu Beginn des gestörten Sektors sinkt also infolge der Totaldruckstörung auch die Totaltemperatur. Umgekehrt steigt sie im Entkopplungsbereich am Ende des gestörten Sektors wieder an.

Die Totaltemperaturverteilung nach dem Rotor wird also durch drei Faktoren bestimmt:

1. Die stationäre, „Euler’sche“ Arbeitsvariation, durch die Variation der Umlenkung aufgrund der Winkel- und Geschwindigkeitsstörung am Eintritt
2. Die instationäre Arbeitsvariation, durch die instationäre Variation des zu leistenden Druckaufbaus
3. Die Interaktion von Entropiestörung und Druckstörung

Zu beachten bleibt, dass die lokale Variation der Totaltemperatur, infolge der Entropievariation am Eintritt, keine Variation der vom Rotor zu leistenden Arbeit zur Folge hat und keine Änderung des Energieinhaltes des Gesamtsystems darstellt. Die Änderung ist vielmehr als eine Umverteilung von Energie, d. h. als eine lokale Variation der statischen Temperatur durch die lokale Variation des statischen Drucks gemäß der Zustandsgleichung für ideale Gase (3.10), zu betrachten.

Unter Berücksichtigung dieser drei Aspekte kann nun die Totaltemperaturverteilung nach dem Laufrad diskutiert werden.

Sektor I stellt in Abbildung 28 den ungestörten Bereich dar. Die Schaufeln arbeiten entsprechend der ungestörten Charakteristik.

In Sektor II wird das Fluid, das unter ungestörten Bedingungen in den Rotor eingetreten ist und sich im Rotor befindet, mit der sich schneller ausbreitenden statischen Druckstörung beaufschlagt. Sektor II bildet zusammen mit Sektor III den auch in Abbildung 29 eingezeichneten Entkopplungsbereich am Eintritt des Rotors in den gestörten Bereich, in dem sich aus Sicht eines Fluidpartikels die Zuströmbedingungen instationär ändern. Wie bereits diskutiert, wird hier, d.h. in den Sektoren II-III respektive den Sektoren VII-VIII, die Totaltemperatur von zwei konkurrierenden Phänomenen bestimmt. Zum einen nimmt die Totaltemperatur mit steigender Verzögerung in den Sektoren II-III zu, zum anderen nimmt sie durch den Eintrag des entropiearmen Fluides ab (und invers in den Sektoren VII-VIII). Während die Geschwindigkeitsänderung allerdings von Null beginnend über den Sektor zunimmt, bleibt der Entropietransport konstant.

In Sektor III beginnt die Winkelstörung, die die „Euler'sche“ Arbeit beeinflusst. Die Variation des Anströmwinkels erzeugt zunächst in Rotordrehrichtung einen Mitdrall, d. h. eine Schaufelentlastung, (Sektoren I-V) und im zweiten Teil der Störung (Sektoren VI-IX) einen Gegendrall, d. h. eine zusätzliche Schaufelbelastung. Durch die dadurch implizierte Variation der Umfangskomponente der Anströmung wird im Falle eines Mitdralls die Umlenkung  $\Delta c_u$  kleiner und damit die geleistete Arbeit und Totaltemperatur am Austritt  $T_{12}$  geringer. Umgekehrt erhöht ein Gegendrall die Umlenkung, die Arbeit und  $T_{12}$ . Damit hat die Anströmwinkelstörung im ersten Teil der Störung eine Verringerung der geleisteten Arbeit zur Folge, mit dem Minimum bei der stärksten Winkelabweichung, am Übergang von Sektor IV auf V. Im zweiten Teil wird dementsprechend durch die Umkehrung des Vorzeichens mehr Arbeit geleistet, wobei hier das Maximum zwischen Sektor VII und VIII auftritt.

Mit Sektor IV beginnt in der Umfangsverteilung nach dem Rotor der Einflussbereich der sich konvektiv ausbreitenden Störungskomponenten, d. h. der Geschwindigkeitsstö-

rung und der Entropiestörung. Vermindert sich die axiale Anströmgeschwindigkeit, lässt sich aus dem Geschwindigkeitsdreieck in Abbildung 1 bei konstantem relativem Abströmwinkel  $\beta_2$  erkennen, dass  $c_{u,2}$ , und damit die Umlenkung  $\Delta c_u$ , sowie die geleistete Arbeit, und dementsprechend  $T_{12}$ , größer werden. Durch die Variation der Eintrittsentropie kommt hier auch noch die im gestörten Bereich erhöhte Entropie zum Tragen und erhöht  $T_{12}$  zusätzlich. Sowohl die Geschwindigkeitsstörung als auch die Entropiestörung weisen in dem diskutierten Beispiel ein rechteckiges Profil auf, was zu einem sprunghaften Anstieg der Totaltemperatur beim Übergang von Sektor III auf IV führt.

In der zweiten Hälfte der Störung, ab Sektor VI, drehen sich nun die diskutierten Phänomene um. Beim Austritt aus dem Bereich der statischen Druckstörung, dem Übergang von Sektor VI auf VII, kommt es zu einem Sprung in der Totaltemperatur, da sich der Totaldruck bei konstanter Entropie erhöht. Entgegengesetzt wirkt die instationäre Beschleunigung (analog zur instat. Verzögerung in Sektor II und III), die in den Sektoren VII und VIII die Totaltemperatur in zunehmendem Maße verringert. Beim Verlassen der Geschwindigkeitsstörung in Sektor VIII kommt es zum einen aufgrund der Minderarbeit und zum anderen aufgrund der sinkenden Entropie zu einem Abfall der Totaltemperatur, der reziprok zum Übergang von Sektor III auf IV zu sehen ist.

In einem dritten und letzten Schritt wird nun der Totaldruckverlauf unter Berücksichtigung des durch die Variation der Arbeit zusätzlich geleisteten Totaldruckaufbaus gebildet. Qualitativ können dazu die Verläufe vom  $P_t$ -Verlauf und vom  $T_t$ -Verlauf überlagert werden. Allerdings darf der Anteil des konvektiven Entropietransports an der Totaltemperaturverteilung nicht berücksichtigt werden. Dieser leistet keinen Beitrag zur Arbeit und hat somit für den Totaldruckaufbau über dem Rotor keine weiteren Folgen.

Berücksichtigt man nun die, aus der Variation der Arbeit generierten, Variation des Totaldruckaufbaus, erhält man den in Abbildung 28 dargestellten Verlauf des Totaldrucks mit Berücksichtigung zusätzlicher Arbeit. In dem hier dargestellten Verlauf liegt beim Übergang von Sektor III auf IV implizit die Annahme zugrunde, dass der Einfluss des zusätzlichen Totaldruckaufbaus aufgrund der Geschwindigkeitsstörung größer ist als der Einfluss der Geschwindigkeitsstörung selbst, was mit späteren Beobachtungen beim untersuchten Verdichter kongruent ist. Die Totaldruckstörung wird also am Beginn des gestörten Sektors prononciert, und das symmetrische Störungsprofil geht verloren. Am Ende des gestörten Sektors wird die Störung am stärksten gedämpft und es kann, je nach Anströmwinkelstörung, lokal das ungestörte Totaldruckniveau überschritten werden. Zusätzlich zur Totaldruckstörung entsteht überdies eine Totaltemperaturstörung, die einen qualitativ ähnlichen Verlauf nimmt wie der Totaldruck.

### 6.3 Verifikation physikalischer Plausibilität der numerischen Ergebnisse

Anhand der ausgeführten theoretischen Überlegungen sollen zunächst die numerischen Ergebnisse diskutiert werden. Die numerische Simulation wurde im Betriebspunkt mit dem besten Wirkungsgrad bei 85% der Auslegungsdrehzahl und dem in Kapitel 6.1 beschriebenen Anströmprofil durchgeführt. Dieser Betriebspunkt wurde gewählt, da die meisten experimentellen Ergebnisse für diesen Betriebspunkt zur Verfügung standen. Im Folgenden werden zunächst die numerischen Ergebnisse in der Eintrittsebene (Ebene 1), d. h. die Stromaufwirkung des Verdichters, und anschließend die Ergebnisse nach dem Rotor (Ebene 2) diskutiert.

#### Ergebnisse in der Eintrittsebene (Ebene 1) – Stromaufwirkung des Verdichters

In Abbildung 30 sind oben die numerischen Ergebnisse im Mittelschnitt der Eintrittsebene des DLR-R030-Testfalls dargestellt. Bei den gezeigten Ergebnissen handelt es sich in Ebene 1, d.h. vor dem Rotor, um instantane Daten. Aus diesem Grund zeigt sich das Potentialfeld des Rotors in den Fluktuationen des Drucks und der Axialgeschwindigkeit, während das Potentialfeld auf die Totaltemperatur nur einen sehr geringen und auf die Entropie in der Eintrittsebene keinen Einfluss hat.

Die bereits diskutierte Stromaufwirkung des Verdichters und die damit verbundene Aufspaltung der Totaldruckstörung in eine statische Druck- und eine Anströmgeschwindigkeitsstörung finden sich im Bereich des gestörten Sektors (A) wieder. Neben dem statischen Druck, der Axialgeschwindigkeit und dem Totaldruck zeigt auch die Entropie die bereits analytisch vorhergesagte Änderung. Zusätzlich treten aber auch Überhöhungen der Axialgeschwindigkeit vor (B) und nach (C) dem gestörten Sektor auf, die in der analytischen Diskussion nicht berücksichtigt wurden, weshalb sie im Folgenden näher betrachtet werden sollen. Die Störung des Anströmwinkels beginnt, wie in Abbildung 27 zu sehen, bereits vor der Totaldruckstörung. Dadurch ergibt sich bereits vor dem Sektor der Totaldruckstörung (B) eine Minderumlenkung, die einen lokal niedrigeren Druckaufbau und damit eine lokale Betriebspunktverschiebung hervorruft. Dieser wiederum folgt eine Erhöhung des Massenstroms bzw. der axialen Anströmgeschwindigkeit, und damit eine lokale Absenkung des statischen Drucks.

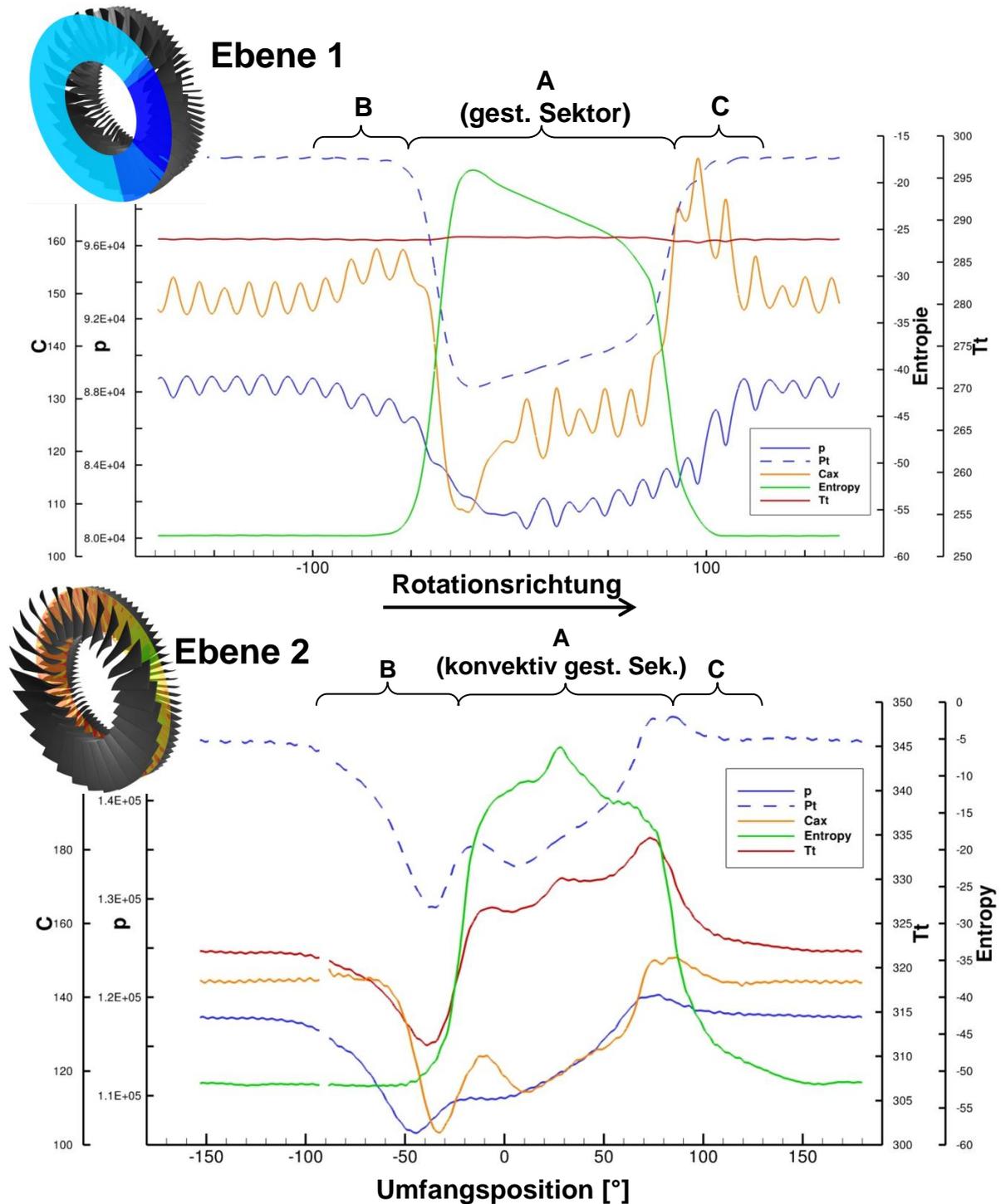


Abbildung 30: DLR-R030, berechnete, instantane Strömungsgrößen am Eintritt (Ebene1) und gemittelte Strömungsgrößen nachdem Rotor (Ebene2), Mittelschnitt

Aufgrund der Punktsymmetrie der Winkelstörung wäre eine punktsymmetrische Stromaufwirkung zu erwarten, d. h. im Bereich C nach der  $P_t$ -Störung ein steigender Druck und eine sinkende Geschwindigkeit. Stattdessen weist dieser Bereich eine noch stärkere Geschwindigkeitsüberhöhung mit anschließend schnellem Abfall auf das ungestörte Niveau auf. Die Anströmwinkelstörung kann also nicht für die Stromaufwirkung

nach der  $P_1$ -Störung im Bereich C verantwortlich sein. Die Erhöhung der Axialgeschwindigkeit bzw. die Absenkung des statischen Drucks in der Eintrittsebene am Ende des gestörten Sektors (C) ergibt sich vielmehr indirekt aus der bereits diskutierten Entkopplung von Druckstörung und Geschwindigkeitsstörung und deren Rückkopplung auf die Stromaufwirkung des Verdichters.

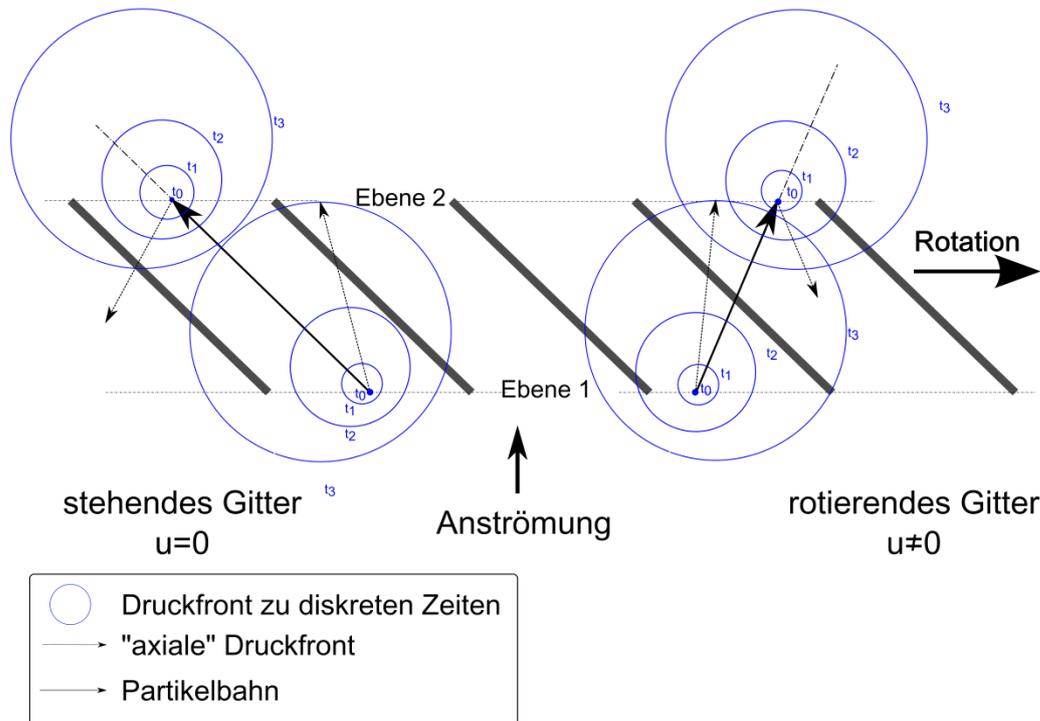


Abbildung 31: Skizze der Druckausbreitung und des Partikelversatzes im Absolutsystem

Zum besseren Verständnis soll an dieser Stelle die Ausbreitung des Drucks und der Verlauf der konvektiven Teilchenbahn mit Hilfe von Abbildung 31 näher erläutert werden. In Abbildung 31 ist eine Rotorschaukelreihe skizziert, wobei die Schaukeln nur als Linien angedeutet sind. Die Betrachtung beschränkt sich vereinfachend auf eine isolierte Schaukelreihe und der Einfluss der schallharten Schaukeln auf die Druckausbreitung soll vernachlässigt werden.

Zunächst soll ein stehendes Schaukelgitter, wie links in Abbildung 31 dargestellt, betrachtet werden. Ein senkrecht das Gitter anströmendes Teilchen wird durch die Schaukeln abgelenkt und die Schaukelpassage im idealen Fall parallel zu den Schaukeln durchqueren. Bei Verlassen des Gitters wird das Teilchen nicht abgelenkt und behält seine Flugbahn, deren Winkel dem Schaukelwinkel entspricht, bei. Um die Druckausbreitung zu visualisieren sind zwei punktuelle Druckstörungen, eine vor dem Rotor (Ebene 1) und eine nach dem Rotor (Ebene 2) und deren Ausbreitung zu vier diskreten Zeitpunkten dargestellt. Die durch die Druckstörung erzeugte Druckwelle breitet sich

kreisförmig in alle Raumrichtung mit Schallgeschwindigkeit aus. Zusätzlich wird die Wellenausbreitung aber von der Strömungsgeschwindigkeit überlagert. Dadurch wandert der Mittelpunkt der Ausbreitungskreise konvektiv entlang der Stromlinie. Die Front der Druckwelle breitet sich also in Strömungsrichtung mit  $a+c$  aus. In axiale Richtung breitet sich die Druckfront hingegen mit  $a+c_{ax}$  aus, wobei sich die axiale Front des Ausbreitungskreises der Druckwelle mit  $c_u$  in Umfangsrichtung verschiebt.

Die zweite punktuelle Druckstörung befindet sich am Austritt aus dem Gitter, in Ebene 2. Die Ausbreitungskreise verschieben sich durch die überlagerte Strömung analog zu der Druckstörung in Ebene 1. In diesem Fall liegt der Fokus allerdings auf der Ausbreitung der Druckwellen in negative Axialrichtung. Die axiale Front breitet sich in negative Axialrichtung mit  $a-c_{ax}$  aus und in Umfangsrichtung weiterhin mit  $c_u$ .

Lässt man das Gitter in einem zweiten Schritt rotieren, wie rechts in Abbildung 31 skizziert, ändert sich durch die Rotation nur die absolute Umfangsgeschwindigkeit  $c_u$ . Das Teilchen und die axiale Front der Druckwelle werden beide mit  $c_u$  in Rotationsrichtung abgelenkt. Da das Teilchen sich in axiale Richtung aber nur mit  $c_{ax}$  und die Druckwelle hingegen mit  $a+c_{ax}$  ausbreitet, ist die absolute Flugbahn des Teilchens wesentlich geneigter als die Bahn der axialen Druckfront. Analog dazu wird auch die axiale Druckfront stromauf mit steigendem  $c_u$  stärker abgelenkt.

Die axiale Ausbreitungsfrent einer plötzlichen Variation des statischen Drucks am Eintritt ist also weniger geneigt als die Flugbahn der Teilchen, was die bereits hinreichend diskutierte Entkopplung der Druckstörung und der Störung der konvektiven Strömungsgrößen zur Folge hat. Die Störung der Zuströmung hat aber auch eine Störung des statischen Drucks nach dem Rotor zur Folge, die wiederum stromauf wirkt. Diese Rückwirkung erfolgt, wie man in Abbildung 31 erkennen kann, ebenfalls wieder umfangsversetzt.

Um die Entkopplung und die umfangsversetzte Stromaufwirkung zu veranschaulichen, ist in Abbildung 32 das statische Druckfeld im Mittelschnitt des DLR-R030 dargestellt. Um die konvektive Teilchenbahn nachvollziehen zu können, ist eine Konturlinie der Entropie eingezeichnet. Die Konturlinie wurde so gewählt, dass sich der gestörte Sektor und der Pfad des konvektiv gestörten Bereichs durch den Rotor möglichst gut erkennen lassen. In Passage I ist die Entkopplung von Teilchenbahn und Druckausbreitung sichtbar. Die Vorderkanten der Passage sind vollständig in den gestörten Sektor eingetaucht, und es lässt sich gut erkennen, dass sich die Druckstörung in der Passage entgegengesetzt der Rotationsrichtung ausbreitet.

Anhand der Entropiekonturlinie, die die Schnittstelle zwischen ungestörten und gestörten Teilchen markiert, wird ersichtlich, dass im hinteren Teil der Passage der gestörte Druck und ungestörtes Fluid interagieren. In diesem Bereich bildet sich nach dem Rotor eine Senke des statischen Druckes ( $Z_1$ ), aufgrund des niedrigen gestörten Drucks und des ungestörten Fluids, das weniger Umlenkung und Druckaufbau leisten kann. Um aber auf den hohen Druck im Stator, der von der Abströmrandbedingung gefordert wird zu kommen, muss das Fluid in diesem Bereich verzögern. Diese Verzögerung zeigt sich auch im Vergleich des Drucks, der Machzahl und des Totaldruck in diesem Bereich in Abbildung 29. Die Information über diese Verzögerung breitet sich stromauf, zusammen mit der Druckinformation, aus und bewirkt umfangversetzt zu Beginn des Sektors A eine lokale Verzögerung der Anströmung.

Analog dazu interagiert „langsames“, gestörtes Fluid, das bereits ein hohes Druckverhältnis aufgebaut hat, mit dem ungestörten, hohen Druck in Passage II, am Austritt des Rotors aus dem Störbereich. Hier bildet sich in Passage II ein lokales Hochdruckgebiet am Ende des gestörten Sektors. Da der statische Gegendruck nach dem Stator gleich bleibt muss das Fluid weniger verzögern bzw. wird hier leicht beschleunigt, was sich auch in der Machzahl in Abbildung 29 erkennen lässt. Die Beschleunigung bzw. die „Ansaugung“ wird wieder über die Druckinformation stromauf umfangversetzt an die Zuströmung, im bereits nicht mehr gestörten Bereich, weitergegeben. Dies bewirkt in der Zuströmebene eine Beschleunigung im Bereich C (vgl. Abbildung 30).

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass sich im Bereich der Totaldruckstörung (Bereich A, Abbildung 30) durch die Stromaufwirkung des Rotors eine kombinierte Druck- und Geschwindigkeitsstörung in der Zuströmung entwickelt. Vor und nach dem Einflussbereich der Totaldruckstörung wirkt zum einen die Winkelstörung und zum anderen die in Rotationsrichtung umfangversetzte Rückkopplung der Entkopplung vom statischen Druck und der Anströmgeschwindigkeitsstörung. Da die Rückkopplung in Rotationsrichtung umfangversetzt wirkt, wird der Bereich vor der Störung (Bereich B, Abbildung 30) nur von der Anströmwinkeländerung beeinflusst, während beim Austritt des Rotors aus der Totaldruckstörung (Bereich C, Abbildung 30) der Anströmwinkel zwar einen Einfluss besitzt, die Rückkopplung aber dominiert.

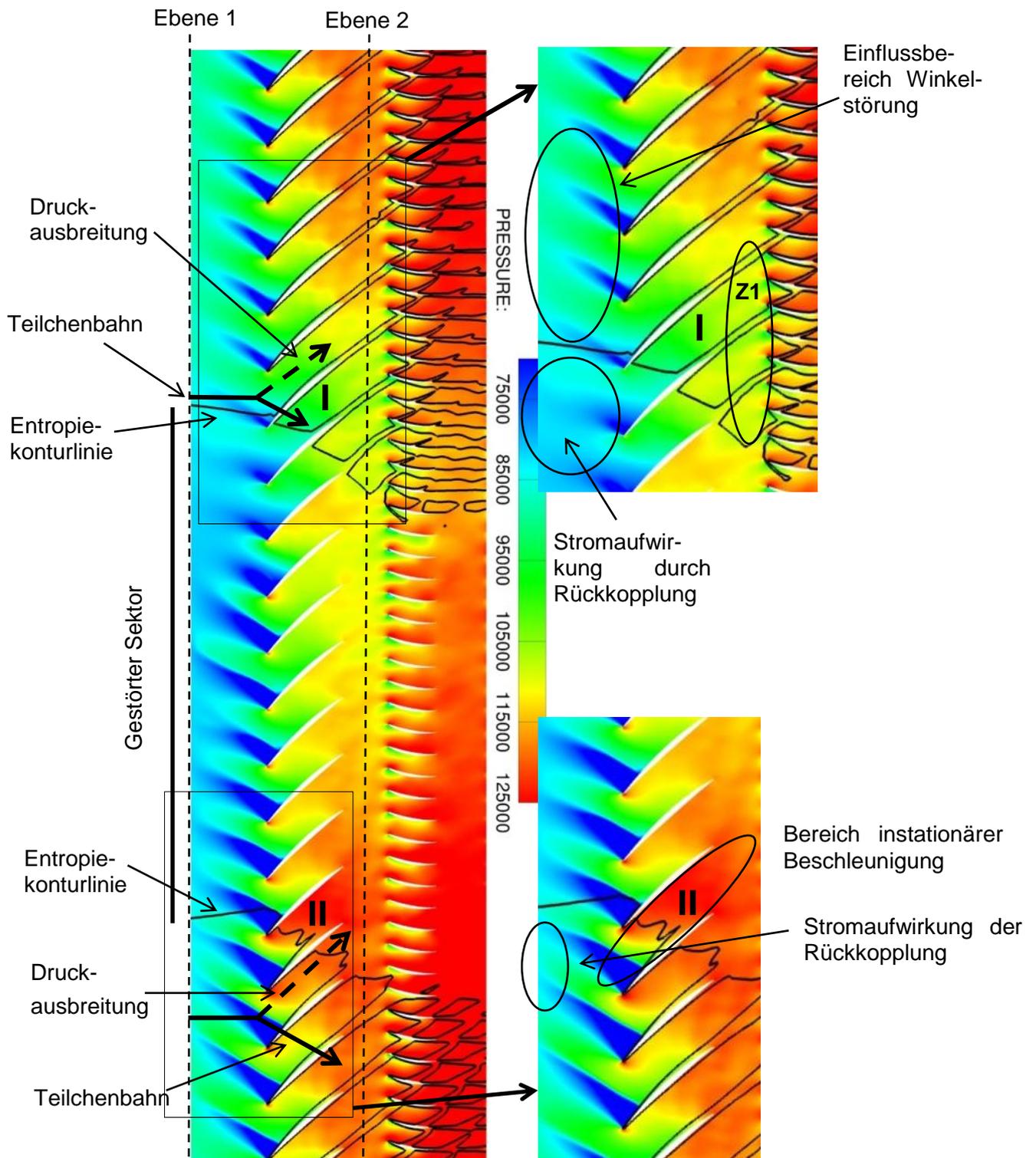


Abbildung 32: Statische Druckverteilung im Mittelschnitt mit Entropielinien

## Ergebnisse nach dem Rotor

Nach der Diskussion der Rotorstromaufwirkung, wird die Umfangsverteilung der Strömungsgrößen nach dem Rotor genauer betrachtet, die in Abbildung 30 unten für den Mittelschnitt abgebildet sind.

Die Umfangsverteilung der Entropie weist auch nach dem Rotor noch die gleiche Stufenform wie vor dem Rotor auf, was darauf schließen lässt, dass die Umfangsvariation der Entropie infolge der Störung dominant ist, während die Variation der Entropieproduktion im Rotor, die Stufenform infolge der gestörten Zuströmung nur lokal leicht verändert. Die steilen Flanken des ausgeprägten Bereichs erhöhter Entropie zwischen ca.  $-30^\circ$  bis  $90^\circ$  markieren somit den Beginn bzw. das Ende des Bereichs konvektiver Störung (A). Im Vergleich zur Lage der Störung vor dem Rotor ist der konvektiv gestörte Bereich nach dem Rotor um ca.  $15^\circ$  verschoben.

**Im Bereich vor der konvektiven Störung (B)** sinken, als erste in Umfangsrichtung gestörte Strömungsgrößen, der statische Druck, Totaldruck und dazu parallel die Totaltemperatur ab. Die bereits diskutierte, schnellere Ausbreitung der Druckstörung bewirkt, dass der statische Druck etwa  $10^\circ$  früher als vor dem Rotor absinkt, vgl. hierzu Abbildung 30 und Abbildung 32. Während das Absinken des Drucks vor dem gestörten Sektor (B) in Ebene 1 zwei Bereiche nahezu konstanter Gradienten zeigt, mit einem schwachen Abfall vor Beginn des gestörten Sektors und einem stärkeren Abfall nach Eintritt in den gestörten Sektor, weist der Abfall nach dem Rotor, in Ebene 2, einen konstant fallenden Gradienten auf. Der nahezu parabolische Verlauf nach dem Rotor wird durch Ausmischungsprozesse begünstigt. Der statische Druck erreicht sein Minimum bei ca.  $-45^\circ$ , und damit vor dem Beginn der konvektiv gestörten Zone. Dieser Bereich, vor der konvektiv gestörten Zone, ist der Bereich der Entkopplung von Druckstörung und konvektiver Störung. Wie bereits ausführlich diskutiert, hat in diesem Bereich die Interaktion von gestörtem Druck und ursprünglich ungestörten Fluid eine instationäre Verzögerung zur Folge (vgl. hierzu Abbildung 28, Sektor II). Diese Verzögerung und der damit verbundene Druckanstieg erfolgen allerdings nicht instantan, sondern kontinuierlich, sobald die Druckstörung das betreffende Fluid erreicht, wodurch ein Umfangsversatz zwischen Druckstörung und der zugehörigen Verzögerung entsteht. Diese setzt in Ebene 2 bei ca.  $-50^\circ$  ein und erreicht ihr Maximum bei  $-35^\circ$ , wodurch der statische Druck bereits vor Beginn des konvektiv gestörten Bereichs wieder ansteigt. Betrachtet man diesen Bereich und die gewählte Position von Ebene 2 in Abbildung 32, so werden zwei Aspekte deutlich. Zum einen sind die genauen Umfangspositionen der diskutierten Phänomene abhängig von der axialen Position der Auswertungsebene.

Zum anderen kann die Strömung in diesem Bereich auch durch die instationäre Verzögerung des Fluids nicht den gleichen statischen Gegendruck wie im Bereich der ungestörten Zuströmung erreichen, und es bildet sich auch nach dem Stator noch eine sichtbare Störung des statischen Drucks aus. Diese wird zusätzlich durch die hohe Belastung des Stators infolge der niedrigen Anströmgeschwindigkeit, die anhand der in diesem Bereich ausgeprägten Statornachläufe in der Machzahlverteilung in Abbildung 29 erkennbar ist, verstärkt.

Der Totaldruck beginnt, in Abhängigkeit von der Geschwindigkeits- und insbesondere der Druckstörung, ebenfalls bereits früh abzufallen und zeigt sein Minimum bei ca.  $-40^\circ$  vor Beginn des konvektiven Störbereichs. Sowohl der statische als auch der Totaldruck werden in diesem Bereich zusätzlich durch den, der Anströmwinkelstörung geschuldeten, niedrigeren Druckaufbau weiter abgesenkt.

Die Variation des Totaldrucks bei konstanter Entropie bewirkt wiederum ein Abfallen der Totaltemperatur. Dieser Prozess wird zusätzlich durch die Verminderung der geleisteten Arbeit infolge der Anströmwinkelstörung verstärkt. Der starke Einbruch der Totaltemperatur vor dem konvektiv gestörten Bereich ist also nicht nur der Minderarbeit durch die Anströmwinkelstörung geschuldet, wie von Lecht [20] vermutet, sondern vor allem eine Folge der Interaktion des konvektiven Entropietransports und der Ausbreitung der Druckstörung.

**Beim Eintritt in die konvektiv gestörte Zone (A)** steigt die Axialgeschwindigkeit zunächst an. Das Fluid kommt hier aus dem Anströmungsbereich mit einer gestörten Anströmgeschwindigkeit und einem dementsprechend höheren Druckaufbau. Durch den höheren Druckaufbau steigen Totaldruck und statischer Druck an. Da in diesem Bereich der Druck steigt und nun ursprünglich gestörtes Fluid mit gestörtem Druck interagieren, kommt es nicht mehr zu einer instationären Verzögerung, wie in Bereich B, wodurch die Axialgeschwindigkeit ebenfalls leicht ansteigt. Die an dieser Stelle nach wie vor sinkende Inzidenz hat nach diesem Sprung allerdings wieder ein Absinken der Axialgeschwindigkeit zur Folge. Der steigende Mitdrall in der Anströmung, der die Arbeit und damit das Totaldruckverhältnis, wieder herabsetzt, bewirkt eine erneute Verzögerung der Strömung. Beim Erreichen des Nulldurchgangs der Anströmwinkelstörung und damit beim Vorzeichenwechsel der Inzidenz, steigen dann die Axialgeschwindigkeit und das Totaldruckverhältnis aufgrund des höheren Totaldruckaufbaus wieder an.

Im Gegensatz zum Totaldruck, in dem sich ein Absinken zwischen  $-10^\circ$  und  $10^\circ$  deutlich abzeichnet, weist die Totaltemperatur nur einen leichten Rückgang bzw. einen Sat-

telpunkt auf. Dieser Verlauf wird unter Berücksichtigung des Entropieverlaufs verständlich. Der Einfluss der Minderarbeit in diesem Gebiet, die ein stärkeres Sinken der Totaltemperatur zur Folge hätte, wird durch die steigende Entropie überlagert, die wiederum einen Anstieg der Totaltemperatur nach sich zieht. Die Minderarbeit und die damit verbundene Verringerung der dem Fluid zugeführten Energie wird bei der Betrachtung des Gradienten der Totaltemperatur in Umfangsrichtung deutlich. Sowohl der Totaldruck als auch die Totaltemperatur weisen bei  $-20^\circ$  eine Verringerung ihrer Gradienten auf. Während der Totaldruck schnell ein lokales Maximum erreicht und dann bis ca.  $10^\circ$  absinkt, wird die Totaltemperatur zunächst vom Gradienten der Entropie dominiert, während die Minderarbeit erst ab ca.  $5^\circ$  aufgrund des hier geringen Entropiegradienten die Totaltemperaturvariation bestimmt. Im weiteren Verlauf steigen die Totaltemperatur und der Totaldruck durch die Änderung des Anströmwinkels und die damit steigende Inzidenz weiter an.

Der starke Anstieg sowohl des Totaldrucks als auch der Totaltemperatur bei ca.  $60^\circ$  markiert das Ende der statischen Druckstörung. In diesem zweiten Entkopplungsbereich interagiert ursprünglich gestörtes Fluid mit ungestörtem statischem Druck. Die Wechselwirkung aus hohem Druckaufbau, bedingt durch die gestörte, niedrige Anströmgeschwindigkeit, und ungestörtem, hohem, statischem Druck am Eintritt führt zu einer Erhöhung des statischen Drucks in diesem Bereich. Da allerdings in diesem Fall der statische Druckaufbau höher wäre als von der Austrittsrandbedingung nach dem Stator gefordert, kommt es zu der diskutierten instationären Beschleunigung des Fluids in diesem Bereich (vgl. hierzu auch Passage II in Abbildung 32). Die Entkopplung der Druckstörung und der konvektiven Störung hat am Ende des konvektiv gestörten Sektors also einen Druck- und einen Geschwindigkeitsanstieg zur Folge. Der Gegendruck in der Austrittsrandbedingung wirkt in diesem Fall lokal wie eine Ansaugung.

Der Totaldruck erhöht sich in diesem Bereich auch noch zusätzlich durch die Anströmwinkelstörung. Die Anströmwinkelstörung hat in diesem Bereich einen positiven Inzidenzwinkel und damit eine höhere Umlenkung bzw. Totaldruckaufbau zur Folge.

Die Totaltemperatur steigt in diesem Bereich sowohl aufgrund der inzidenzinduzierten Mehrarbeit als auch wegen aufgrund der Entkopplung steigenden Totaldrucks, bei nur schwacher Änderung der Entropie, an.

**Nach dem gestörten Sektor (C)** kehrt die Strömung, nach dem Rotor in Ebene 2, wieder auf ihre ungestörten Werte zurück. Aufgrund des, der Anströmwinkelstörung geschuldeten, hohen Anstellwinkels ist die Schaufelbelastung in diese Bereich sehr hoch. Diese hohe Belastung führt zu hohen Verlusten, was am „Ausfransen“ des Ent-

ropieprofils, und damit des Totaltemperaturprofils, am Ende des konvektiv gestörten Sektors in Abbildung 30 gut zu sehen ist.

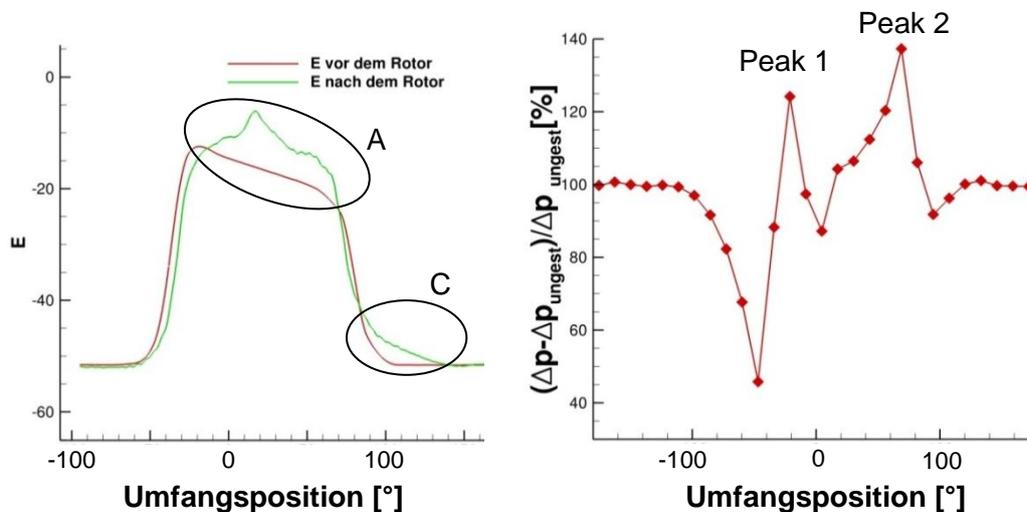


Abbildung 33: Umfangsverteilung der Entropie vor und nachdem Rotor übereinandergelegt (links), instantane Schaufelbelastung (rechts)

Nachdem der Transport der verschiedenen Strömungsgrößen durch den Rotor diskutiert wurde, soll nun die **Verlustproduktion im Rotor** näher betrachtet werden. Da bereits vor dem Rotor die Entropie ein Umfangsprofil aufweist, sind alle Abweichungen von diesem Profil auf Verluste zurückzuführen. Plottet man beide Profile, wie in Abbildung 33, übereinander, stellt man zunächst fest, dass der Bereich hoher Entropie nach dem Rotor etwas eingeschnürt ist. Dies lässt sich aus den Ausgleichsströmungen in Folge der Variation des statischen Drucks erklären.

Zusätzlich zu einer generell erhöhten Entropie im gestörten Sektor lässt sich feststellen, dass es zwei Bereiche stärkerer qualitativer Abweichung gibt. Zum einen ist in der Mitte (A) ein starker Verlustanstieg zu verzeichnen, zum anderen weist die Entropieverteilung nach Ende des konvektiv gestörten Sektors (C) eine starke Abweichung zur Verteilung vor dem Rotor auf. Der Entropieverlauf ergibt sich aus der näheren Betrachtung der Schaufelbelastung, die in Abbildung 33 rechts für einen instantanen Zeitpunkt dargestellt ist.

Als Maß für die Schaufelbelastung wird der integrale Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite betrachtet. Hierzu wurden die Flächenintegrale des statischen Drucks auf der Druck- und Saugseite der Rotorschaukeln gebildet. Die Schaufelbelastung weist zwei Peaks aufweist: Einen nach dem Beginn der konvektiven Störung und einen am Ende des gestörten Sektors. Da im Mittelschnitt die Verlustproduktion der Profilvergittern eines Verdichtergitters dominant ist [112] und die Grenzschicht eine gewisse Trägheit besitzt, d. h. erst zeit- bzw. umfangsversetzt reagiert, korreliert die Spitze in

der Entropieverteilung mit dem ersten Peak in der Belastung. Dieser erste Peak wiederum ergibt sich aus der hohen Inzidenz als Folge des Minimums der Anströmgeschwindigkeit zu Beginn von Sektor A in Abbildung 30. Analog wird auch der zweite Peak, der eine Folge des hier maximalen Gegendralls ist, in der Entropieverteilung wiedergegeben. Allerdings wird er durch den Einbruch der Entropie am Ende des konvektiven Störbereichs überlagert. Die Superposition der Verlustproduktion durch die Belastung und den Entropieabfall am Störungsaustritt führt zu dem am Ende des gestörten Sektors bereits erwähnten „Ausfransen“ der Entropiestörung, vgl. Abbildung 32 und Abbildung 33.

## **6.4 Validierung der numerischen Ergebnisse mit experimentellen Daten**

Nach der Auswertung der numerischen Ergebnisse sollen im Folgenden diese Ergebnisse mit den vorhandenen experimentellen Daten validiert werden.

Bevor allerdings das Strömungsfeld im Detail untersucht werden kann, ist zu klären, ob der simulierte und der gemessene Betriebspunkt übereinstimmen. Der berechnete Betriebspunkt ist in Abbildung 34 in das gemessene Kennfeld eingetragen. Sowohl im Massenstrom als auch im Totaldruckverhältnis stimmen der gemessene und der berechnete Betriebspunkt für die Komplexität des Problems in sehr guter Näherung überein. Nachdem damit sichergestellt wurde, dass der Verdichter in der Messung und in der Simulation im gleichen Betriebspunkt arbeitet, wird im Folgenden das Strömungsfeld vor dem Rotor (Ebene 1), zwischen Rotor und Stator (Ebene 2) und nach dem Stator (Ebene 3) untersucht.

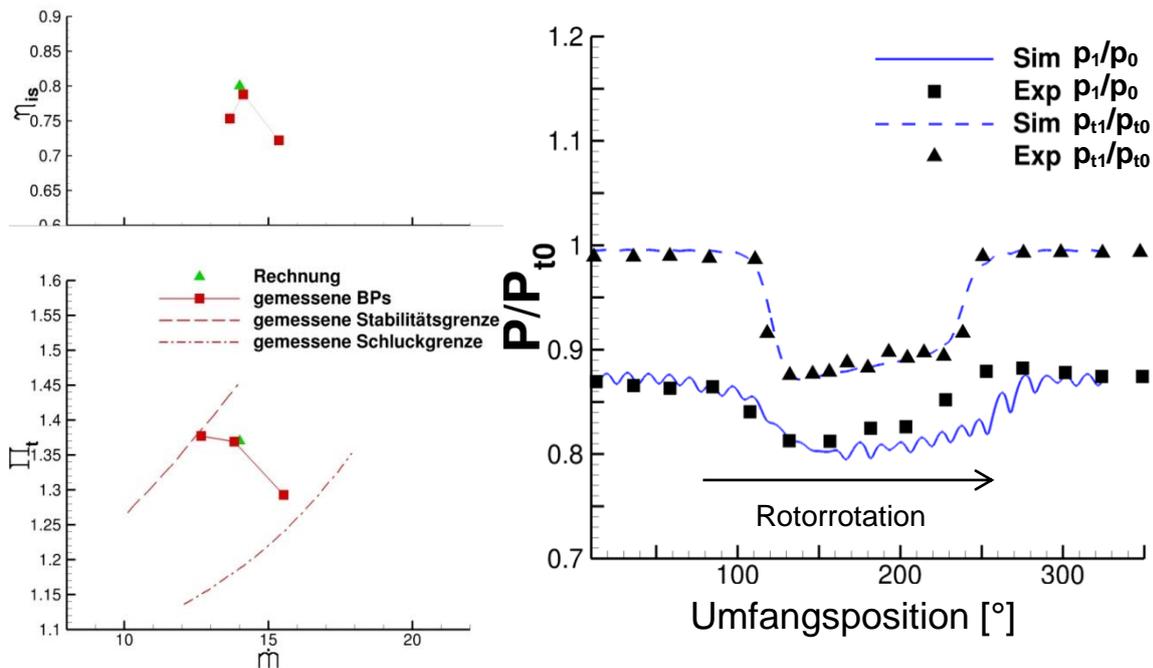


Abbildung 34: Gemessener [20] und simulierter Wirkungsgrad (links) und totale bzw. statische Druckverteilung im Mittelschnitt der Eintrittsebene (Ebene1)

Abbildung 34 zeigt die Umfangsverteilung des Totaldrucks und des statischen Drucks im Mittelschnitt der **Eintrittsebene, Ebene 1**. In dieser Ebene sind neben den in Abbildung 27 bereits dargestellten experimentellen Totaldruck- und Anströmwinkelverläufen auch statische Druckmessungen vorhanden. Während der experimentelle Totaldruck in der Simulation durch die Randbedingung vorgegeben wird, ist der statische Druck Teil der Lösung. Die Störung des statischen Drucks ist, wie in Kapitel 2.2 dargestellt, eine Folge der Reaktion des Verdichters auf die Störung der Zuströmung und u. a., vom Betriebspunkt entlang der Verdichterkennlinie und von stromab liegenden Komponenten abhängig.

Die gemessenen und die berechneten statischen Druckverläufe zeigen qualitativ den gleichen Trend, doch während das Absinken des statischen Drucks zu Beginn des gestörten Sektors, zwischen 100° und 150°, auch quantitativ korrekt vorhergesagt wird, bleibt der statische Druck in der Simulation länger auf einem niedrigeren Niveau und kehrt später zu seinem Niveau im ungestörten Sektor zurück. Damit unterscheidet sich folglich im Bereich 180° bis 220° auch die Geschwindigkeitsstörung. Diese wird hier in der Simulation stärker gedämpft als in den Messungen.

Die Folge ist in der Simulation eine schwächere Fehlanströmung und damit eine schwächere Schaufelbelastung in diesem Bereich. Verantwortlich für den Unterschied im statischen Druck ist mit großer Wahrscheinlichkeit die Nähe der Eintrittsrandbedingung. Um die vorhandenen Messdaten als Eintrittsrandbedingung verwenden zu kön-

nen, musste diese in die Messebene 1 (vgl. Abbildung 17) gelegt werden. Das für die Stromaufwirkung des Verdichters bestimmende Längenmaß ist der Rotordurchmesser. Das bedeutet, dass die Eintrittsrandbedingung mindestens einen Rotordurchmesser stromauf liegen sollte, um einen Einfluss auf die Stromaufwirkung des simulierten Verdichters ausschließen zu können.

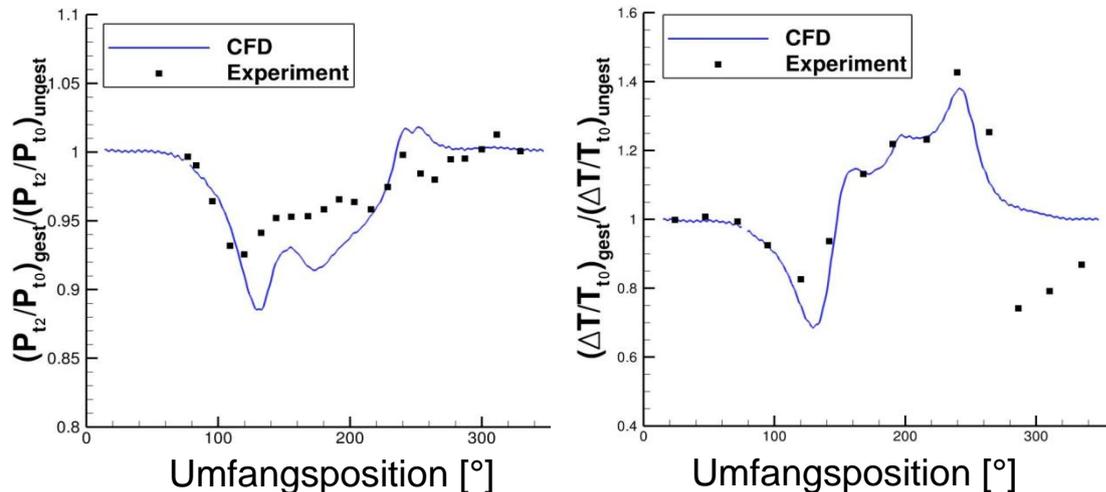


Abbildung 35: Umfangsverteilung des Totaldruckverhältnisses (links) und der Totaltemperatursteigerung (rechts) nach dem Rotor (Ebene2), im Mittelschnitt

In Abbildung 35 sind die berechneten und gemessenen Umfangsverläufe des Totaldrucks und der Totaltemperatur **nach dem Rotor, Ebene 2**, im Mittelschnitt dargestellt. Da die experimentellen und numerischen Daten einen konstanten Versatz von maximal 5 % aufweisen, sind die Verläufe zum besseren qualitativen Vergleich auf den Wert im ungestörten Sektor normiert. Ein leichter quantitativer Versatz von numerischen und experimentellen Werten ist zum einen aus den Ergebnissen mit homogener Zuströmung und zum anderen aufgrund der Komplexität der strömungsphysikalischen Fragestellung zu erwarten.

Qualitativ stimmen der experimentelle und simulierte Verlauf des Totaldrucks gut überein. Beide Verläufe zeigen ihr Minimum am Beginn des gestörten Sektors und weisen nach einem ersten starken Anstieg zunächst einen schwächeren Wiederanstieg auf, der aber zum Ende des gestörten Bereichs wieder steiler wird. Am Ende des gestörten Sektors treten allerdings qualitative Abweichungen auf. Im Experiment bricht der Totaldruck ein, bevor er wieder zu den ungestörten Werten zurückkehrt. In der Simulation hingegen steigt er weiter an und kehrt, nachdem er das globale Maximum erreicht hat, wieder zum ungestörten Niveau zurück.

Der Verlauf der Totaltemperatur zeigt ein sehr ähnliches Verhalten. Das Experiment und die Simulation stimmen hier zu Beginn und im gestörten Sektor sehr gut überein,

zeigen allerdings auch am Austritt eine qualitative Abweichung. Während die Totaltemperatur im Experiment zunächst bis unter das ungestörte Niveau absinkt, um danach wieder anzusteigen, fällt die berechnete Totaltemperatur ohne ein Unterschwingen auf das ungestörte Niveau ab. Ein dem Verlauf der Totaltemperatur und des Totaldrucks ähnliches Bild zeigt sich auch im statischen Druck in Abbildung 36 rechts. Allerdings zeigt der statische Druck keine große Abweichung am Ende des gestörten Sektors, wenn Berechnung und Experiment verglichen werden. So besitzt der experimentelle statische Druck zwar am Ende des gestörten Sektors kein ausgeprägtes Maximum wie in den Berechnungen, sondern ist nur leicht erhöht. Aber es kommt auch zu keinem der Berechnung entgegengesetzten Verhalten, wie für den Totaldruck und die Totaltemperatur. Der Abströmwinkel als letzte gemessene Größe, Abbildung 36 links, weist ebenfalls die bereits erwähnte Abweichung am Ende auf, die Ergebnisse stimmen allerdings für den restlichen Bereich gut überein.

Zusammenfassend ist für die Validierung der Ergebnisse im Mittelschnitt nach dem Rotor (Ebene 2) festzustellen, dass im Großteil des gestörten Sektors bis zur Umfangsposition von ca.  $270^\circ$  die Ergebnisse qualitativ gut übereinstimmen und nur kleinere Unterschiede auftauchen. Hier ist neben dem bereits erwähnten konstanten Versatz, auch das, in den Messungen nicht erscheinende, lokale Maximum zu Beginn des gestörten Sektors zu nennen. Dahingegen unterscheiden sich die experimentellen Ergebnisse für den Totaldruck, die Totaltemperatur und den absoluten Strömungswinkel beim Verlassen des gestörten Sektors quantitativ sowie auch qualitativ. Die Ergebnisse der Simulation folgen in diesem Bereich den analytischen Ergebnissen aus Kapitel 6.2, die in diesem Bereich das Maximum des Totaldrucks und der Totaltemperatur vorher-sagen, wie sich in Abbildung 28 in den Sektoren VII und VIII erkennen lässt. Mögliche Gründe für die benannten Unterschiede zwischen Simulation und Experiment werden in Kapitel 6.5 diskutiert.

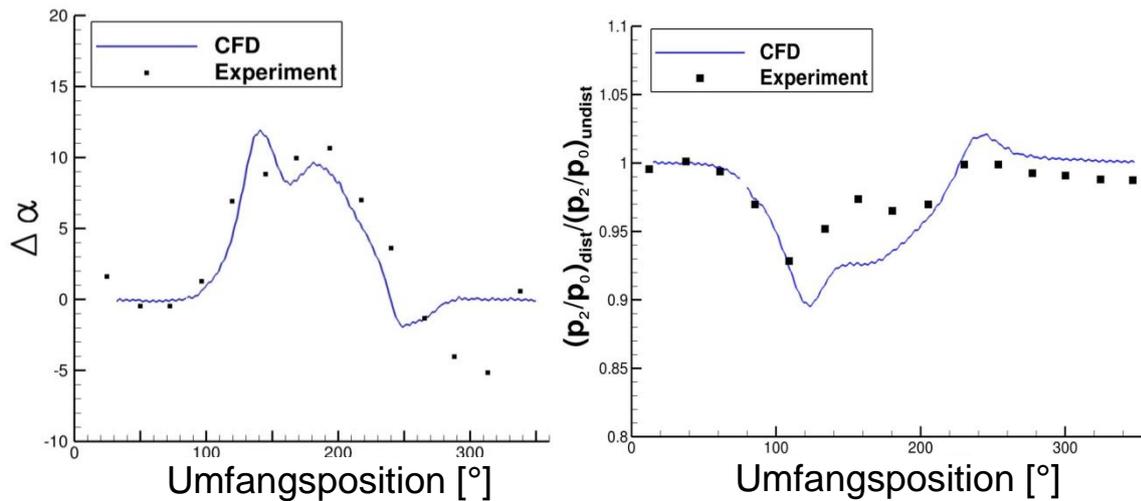


Abbildung 36: Umfangsverteilung des absoluten Strömungswinkels (links) und des statischen Drucks (rechts) nach dem Rotor (Ebene 2)

**Nach dem Stator in Ebene 3** ist der in Abbildung 37 gezeigte Verlauf des normierten Totaldruckverhältnisses der einzig verfügbare experimentelle Datensatz. Im numerischen Verlauf fallen zunächst die starken Schwankungen infolge der Statornachläufe auf. Diese sind ortsfest und mitteln sich daher auch in einer Zeitmittelung nicht aus. Bei den Messergebnissen sind die Statornachläufe hingegen aufgrund der groben Auflösung nicht erkennbar. Das Totaldruckverhältnis nach dem Stator zeigt auch hier das bereits bekannte Verhalten: Eine gute qualitative Übereinstimmung im ersten Bereich und eine Abweichung am Ende der Störung.

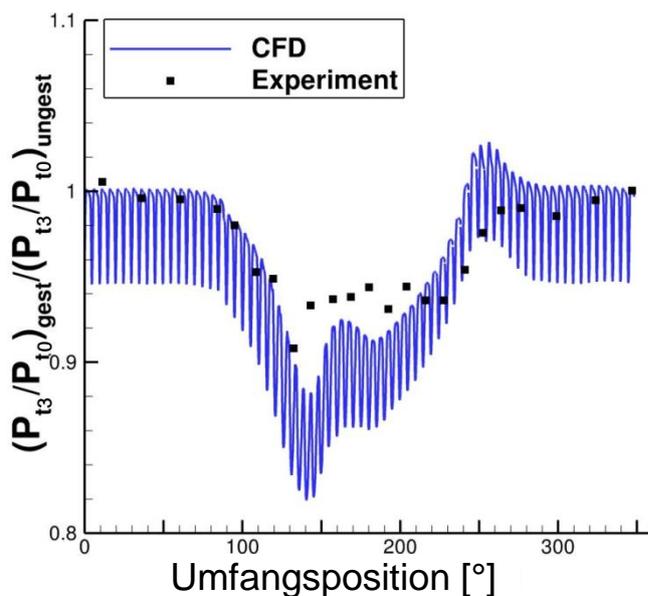


Abbildung 37: Normiertes Totaldruckverhältnis nach dem Stator (Ebene 3)

Alles in allem wird das Passieren der Störung durch den Verdichter durch die Simulation gut wiedergegeben. Das Ausmaß des gestörten Bereichs des Verdichters, das qualitative Verhalten der gestörten Größen und die Intensität können über einen weiten Bereich der Störung durch die Simulation gut wiedergegeben werden. Während die Störungen der Totaltemperatur und des Winkels auch quantitativ gut abgebildet werden, wird die Störung des statischen Drucks, und damit auch des Totaldrucks, durch die Simulation um etwa 10 % überschätzt. Ein größeres Problem bereitet allerdings das Ende des gestörten Bereichs. Hier zeigen die Berechnung und das Experiment in der Totaltemperatur und im Totaldruck auch qualitativ einen unterschiedlichen Trend.

## 6.5 Diskussion der Unterschiede zwischen Simulation und Experiment

Die Unterschiede und die möglichen Ursachen sollen im Folgenden kurz diskutiert werden. Die möglichen Ursachen lassen sich in zwei Bereiche aufteilen: in Ursachen, die durch die numerische Modellierung und Berechnung verursacht werden, und in solche, die ihren Ursprung in Messungenauigkeiten haben.

Auf Simulationsseite spielen hierbei die Größe des simulierten Gebiets und die Randbedingungen, die Turbulenz- bzw. Transitionsmodellierung, geometrische Idealisierungen (z. B. keine Axialspalte) und die numerische Diffusion eine wichtige Rolle, auf Seiten des Experiments allgemeine Messungenauigkeiten. Diese Einflussfaktoren sollen nun im Folgenden kurz diskutiert werden

### Experimentelle Einflussfaktoren:

Über die exakten experimentellen Messungenauigkeiten sind nur sehr wenige Daten vorhanden. Lecht [20] gibt für die Totaldruckmessungen nach dem Laufrad im Mittelschnitt bei 85 % Drehzahl eine überhöhte Messung von 1 %, als Folge inkorrektur Mittelung instationärer Druckschwankungen, an. Allerdings erhöht sich diese Ungenauigkeit stark mit der Stärke der Druckschwankung und wird im ungünstigsten Fall (Gehäuse, 100 % Drehzahl) auf 8 % abgeschätzt, siehe Lecht [20], [96]. Unter Berücksichtigung der Erhöhung der Instationarität durch die Störung kann der Messfehler aufgrund inkorrektur Mittelung also größer als 1 % angenommen werden. Zusammenfassend ist also vor allem im gestörten Bereich ein genereller Messfehler in der Größenordnung von mindestens 1-2 % anzunehmen.

### Geometrische Idealisierung:

Bei der Ableitung der zu berechnenden Geometrie aus der tatsächlichen Geometrie mussten, u. a. aufgrund unvollständiger Geometriedaten, idealisierte Annahmen getroffen werden. So waren keine Details zur Schaufelhinterkante verfügbar, sodass sie als Kreisbogen angenommen wurde. Des Weiteren sind keine Informationen über die Maße und den Einfluss von Axialspalten bekannt, die nach Cumpsty [104] einen signifikanten Einfluss haben können.

### Numerische Diffusion und physikalische Zeitschrittweite:

Bei zu grober räumlicher und zeitlicher Diskretisierung kommt es vor allem in Bereichen großer Gradienten zu Diskretisierungsfehlern der sogenannten numerischen Diffusion. Das verwendete Netz, das zusammen mit der Ordnung des verwendeten Schemas, die Genauigkeit der räumliche Diskretisierung bestimmt, ist Ergebnis einer bei homogener Zuströmung durchgeführten Netzsensitivitätsstudie. Einerseits ist es fraglich, ob alle Einflussfaktoren der bereits diskutierten Phänomene, wie die Entkopplung der akustisch und der konvektiv transportierten Größen, zuzüglich einer Erhöhung der Instationarität im System, durch die Störung, mit dem gewählten, aus homogenen Daten abgeleiteten Netz korrekt wiedergegeben werden können. Andererseits spricht gerade die korrekt wiedergegebene Umfangsbreite der Störung nach dem Rotor, die eben von diesen Phänomenen abhängt, stark dafür.

### Turbulenz- und Transitionsmodellierung:

Grundsätzlich sind keine experimentellen Informationen über die turbulenten Größen vorhanden. Innerhalb des gestörten Bereichs liegt es nahe, dass wegen der Beschaffenheit des Störsiebs die Turbulenz signifikant erhöht ist. Die Turbulenz wurde nach einem Ansatz für Turbulenzgitter von Roach [113] abgeschätzt und dementsprechend in der Simulation im gestörten Bereich auf einen Turbulenzgrad von  $Tu = 0,05$  erhöht. Weiterhin ist fragwürdig, ob die Laufstrecke nach dem Sieb ausreicht, um die turbulenten Strukturen zu isotroper Turbulenz zerfallen zu lassen. Eine isotrope Turbulenz wird allerdings durch das verwendete  $k-\omega$ -zwei-Gleichungs-Modell vorausgesetzt. Der Einfluss der Turbulenz ist hier vor allem in Bezug auf Scher- und Grenzschichten wichtig, und damit in Bezug auf das Ausmischen der Strömungsgrößen bzw. auf das Transitionsverhalten und Ablöseverhalten der Grenzschichten.

Während Ersteres aufgrund der weitgehend guten Übereinstimmung des qualitativen Verlaufs keinen signifikanten Einfluss zu haben scheint, muss der Turbulenzeinfluss auf das Ablöseverhalten näher diskutiert werden. Der durch die Simulation nicht korrekt wiedergegebene Bereich zeichnet sich durch die höchste Schaufelbelastung, und da-

mit Grenzschichtbelastung, aus, vgl. Abbildung 33. Bei hoher Turbulenz wird die Grenzschicht stärker durch die Freiströmung reenergetisiert als bei niedriger, d. h. bei niedriger Turbulenz neigt eine Grenzschicht zum früheren Ablösen.

Zusätzlich kommt hier die Transitionsmodellierung ins Spiel. Wie bereits diskutiert, wurde auf eine Modellierung der Transition verzichtet, d. h. es wurde mit einer über die gesamte Lauflänge mit turbulenten Grenzschichten gerechnet. Laminare Grenzschichten neigen allerdings zum früheren Ablösen, was bedeutet, dass, falls die Ablösung im laminaren Bereich der Grenzschicht auftritt, diese mit einer vollturbulent modellierten Grenzschicht später auftreten würde als im Experiment. Die experimentellen Daten, der Einbruch der Totaltemperatur und des Totaldrucks bei leicht erhöhtem statischen Druck, sprechen aber dafür, dass es im Experiment lokal zu einer Ablösung kommt, die in der Simulation nicht korrekt wiedergegeben wird.

#### Größe des simulierten Gebiets und Randbedingungen:

Das Ergebnis kann ebenfalls durch die Größe der simulierten Domain und damit von der Lage der Eintritts- und Austrittsrandbedingungen beeinflusst werden. Gerade bei Phänomenen an der Stabilitätsgrenze, wie Rotating Stall, bei denen es zu großflächigen Ablösungen kommt, ist eine starke Stromaufwirkung möglich. Um solche Phänomene absolut korrekt zu simulieren, muss die Eintrittsrandbedingung weit stromauf platziert werden, um einen störenden Einfluss der Randbedingung zu vermeiden, vgl. Outa et al. [42] und Fidalgo et al. [43]. Zusätzlich müsste bei gestörter Zuströmung die Randbedingung außerhalb der Stromaufwirkung des Verdichters liegen, um eine Beeinflussung auszuschließen. Dies ist zum einen nicht möglich, da nur für eine Ebene vor dem Rotor Messdaten vorhanden sind, und zum anderen aufgrund der begrenzten Rechenressourcen, die eine beliebige Domainvergrößerung nicht zulassen. Beim Vergleich der simulierten mit den experimentellen Werten in der Eintrittsebene wird deutlich, dass die Randbedingung über einen weiten Bereich gut in der Lage ist, die Stromaufwirkung der Störung, d. h. die statische Druckabsenkung, wiederzugeben.

Der Bereich, in dem die Absenkung des statischen Drucks signifikant überschätzt wird, ist der Bereich am Austritt des gestörten Sektors, in dem auch die angesprochene Abweichung auftritt. Durch die stärkere Absenkung des statischen Drucks kommt es in diesem Bereich zu einem schnelleren Abklingen der Störung der Axialgeschwindigkeit bzw. zu einem Überschwingen der Axialgeschwindigkeit in der Simulation. Dieses Überschwingen führt zu einer Entlastung des Rotors in diesem Bereich, d. h., dass in diesem Bereich der Rotor in der Simulation weniger belastet ist als im Experiment, was wieder für eine Art stationäre Stall-Zelle im Experiment sprechen würde.

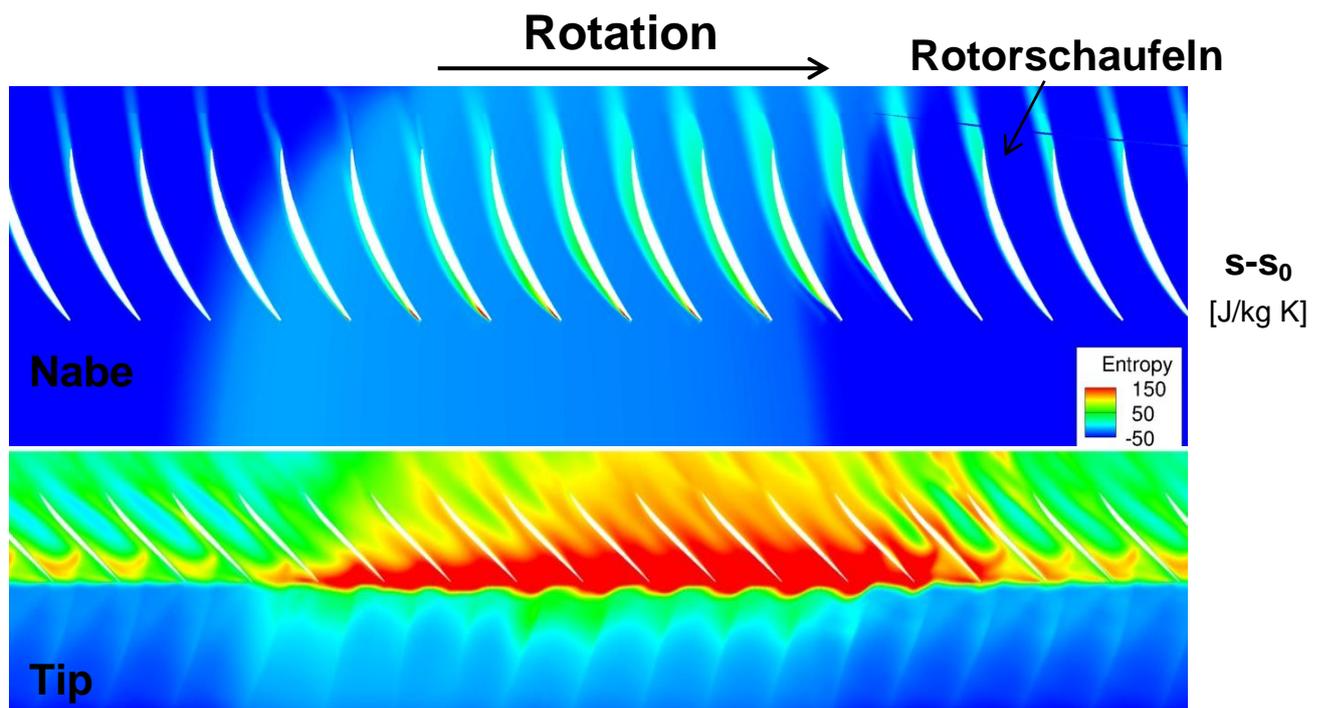
Während Messfehler, geometrische Idealisierungsfehler und die numerische Diffusion eher einen globalen Fehler vermuten lassen, legt der sehr lokale Charakter der Unterschiede am Störungsaustritt eher eine numerisch unterdrückte Ablösung nahe. Mit den vorhandenen Daten kann aber nicht zweifelsfrei geklärt werden, ob eine möglicherweise unterdrückte Ablösung eine Folge des Randbedingungseinflusses auf die Stromaufwirkung ist oder ob die Unterschiede in der Stromaufwirkung ihre Ursache in einer, durch falsch simulierte Grenzschichteffekte, unterdrückten Ablösung haben. Allerdings liegt die korrekte Simulation des Stromaufeffekts im übrigen Bereich der Störung nahe, dass die vollturbulent simulierte Grenzschicht für die Differenzen verantwortlich ist.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Messung und die Simulation größtenteils im Rahmen der zu erwartenden Mess- und Simulationsgenauigkeit gut übereinstimmen. Es werden die entscheidenden Trends von der Simulation erfasst und korrekt wiedergegeben. Zudem bestätigen die Ergebnisse die in Kap. 6.2 bereits analytisch vorhergesagten Umfangsverläufe. Die Ausnahme bildet der Bereich am Ende des gestörten Sektors. Hier zeigen Analytik und Simulation einen qualitativ unterschiedlichen Trend im Vergleich zum Experiment. Als wahrscheinlichste Ursache ist hier eine inzidenzinduzierte saugseitige Ablösung der Grenzschicht zu nennen, die weder durch die analytische Abschätzung noch durch die vollturbulente Simulation berücksichtigt werden kann.

## 6.6 Diskussion lokaler Betriebspunkte

Wie in Kapitel 2.2 bereits diskutiert, verschiebt die gestörte Zuströmung den lokalen Betriebspunkt des Verdichters, d. h. die Passagen sehen während einer Umdrehung eine Variation der Betriebspunkte. Analog zum Parallel-Verdichter-Modell oder zu einem Vielsektorenmodell kann man nun versuchen, die Betriebspunkte der einzelnen Passagen in ein Kennfeld einzutragen. Hierbei stellt sich zunächst die Frage nach der Zuordnung der zusammengehörenden Sektoren vor und nach dem Rotor. Mazzawy [24] wählt in seinem Multisegment-Modell den „akustischen Weg“ als konstitutiv für ein Segment, Gunn et al. [110] hingegen wählen den konvektiven Durchgang. Da sich im konvektiven Weg zumindest der Totaldruckaufbau eines Fluidteilchens widerspiegelt, wurde in Abbildung 38 exemplarisch der konvektive Weg gewählt. Hier sind die gemessenen Stabilitätsgrenzen mit homogener und inhomogener Zuströmung sowie die gemessenen und die berechneten Betriebspunkte abgebildet.





### Gestörter Sektor

Abbildung 39: DLR R 030, Entropiefeld in Gehäusenähe (95% Schauelfhöhe) und in Nabennähe (5% Schauelfhöhe)

Da sich Betriebspunkte lokal auch jenseits der Stabilitätsgrenze befinden, sollen noch die Bereiche, in denen Instabilitäten bei homogener Zuströmung entstehen, betrachtet werden. Abbildung 39 zeigt das Entropiefeld am Gehäuse und an der Nabe. Bei Verdichtern mit Tip Stall ist, wie bereits in Kap. 2.2 erläutert, die axiale Position des größten Entropiegradienten am Tip ein Stabilitätskriterium. Wie deutlich zu erkennen ist, wandert der größte Entropiegradient am Tip im gestörten Bereich deutlich stromauf, und seine Intensität steigt stark an. Allerdings liegt der Bereich des größten Entropiegradienten auch im ungestörten Bereich vor der Schauelfvorderkante, was dafür spricht, dass der DLR-R030 seinen stabilitätskritischen Bereich nicht am Gehäuse hat. Dies wird durch die Entropieverteilung an der Nabe bestätigt. Die Bereiche mit hoher Entropie auf der Saugseite der Profile, die sich im gestörten Bereich befinden, weisen auf eine Ablösung der Strömung im Bereich der Profilvorderkante hin. Vergleich man das Entropiefeld an der Nabe mit dem Entropiefeld im Mittelschnitt in Abbildung 29, bestätigt sich die Vermutung einer tendenziell höheren Belastung an der Nabe. Die Bereiche hoher Entropie auf der Saugseite sind, im gestörten Sektor, in Nabennähe wesentlich ausgeprägter als im Mittelschnitt.

Dies bestätigt sich auch wenn man die Gebiete von der Schauelfoberfläche abgelöster Strömung in Abbildung 40 betrachtet. Hier ist die Verteilung der Wandschubspannung

auf dem Rotor gezeigt, wobei der Betrachter stromauf entgegen der Durchströmung blickt. Die Ablösungen an der Hinterkante in Nabennähe wachsen im Bereich gestörter Zuströmung signifikant an. Diese Beobachtungen sprechen dafür, dass der Beginn möglicher Instabilitäten im Nabebereich zu suchen ist, der Rotor also einen Hub Stall aufweist.

Lokale Ablösezellen werden somit, zumindest in diesem Testfall, eher durch den Nabebereich und die hier auftretende Grenzschichtablösung bestimmt. Dies fordert eine korrekte Vorhersage der Grenzschicht, was wiederum eine der möglichen Ursache für die Unterschiede zwischen Experiment und Simulation ist.

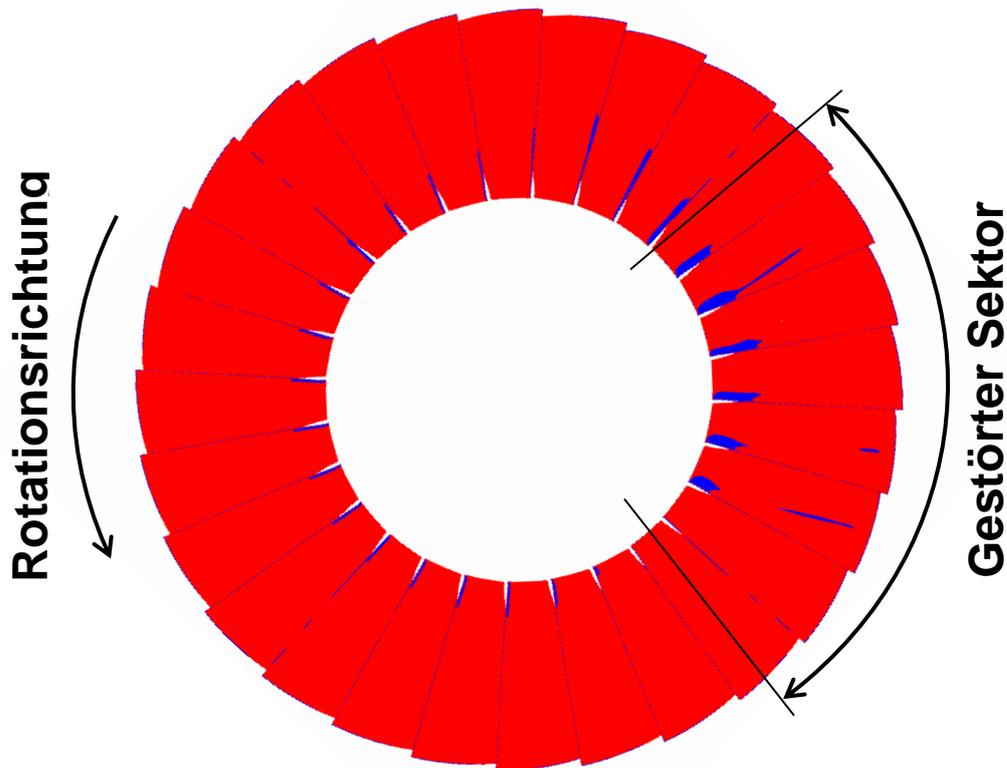


Abbildung 40: DLR R030, Wandschubspannung, Blau steht für negative, Rot für positive Werte

## 6.7 Zusammenfassung

In Kapitel 6 wurde der Einfluss einer stationären Umfangsstörung auf die DLR R030-Verdichterstufe untersucht. Es konnte festgestellt werden, dass es durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des statischen Drucks und der konvektiven Größen einerseits zu einer Ausweitung des gestörten Umfangsbereichs und andererseits zu einer Entkopplung von druck- und konvektionsdominierten Strömungsgrößen kommt. Durch diese Entkopplung wird auch das Geschwindigkeitsfeld beeinflusst, da die Geschwindigkeit in diesem Bereich instationär verzögert bzw. beschleunigt wird. Des Weiteren kommt es zu einem sehr komplexen Totaltemperaturfeld nach dem Rotor, das durch einen konvektiven Entropietransport und einer, durch die Störung hervorgerufenen, lokalen Arbeitsvariation bestimmt wird. Die durch die Störung hervorgerufene Entropieverteilung am Eintritt und deren konvektiver Transport bedingen ein Auseinanderdriften von Totaltemperatur- und Totaldruckstörung innerhalb des Drallbehafteten Bereichs im und nach dem Rotor. Diese Phänomene konnten sowohl analytisch als auch numerisch vorhergesagt werden und wurden durch die Messungen bestätigt.

Zusätzlich wird der gestörte Bereich durch die Stromaufwirkung der Anströmwinkelstörung und durch die Rückwirkung der oben erwähnten Entkopplung stromauf bereits vor dem Rotor ausgeweitet. Durch das komplexe System der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten sind die Teilchen im Entkopplungsbereich entlang ihrer Bahn einer instationären Variation des statischen Druckverhältnisses ausgesetzt. Die Strömung erfährt in diesen Bereichen einen Totaldruckaufbau der nicht auf der Charakteristik mit homogener Zuströmung liegt. Nimmt man nun beispielsweise eine Störung an die im gesamten Störbereich Umfangsgradienten besitzt, heißt das, dass die Schaufeln im gesamten Störbereich in Betriebspunkten arbeiten, die nicht auf den Charakteristiken mit homogener Zuströmung liegen. Die wesentlichen Einflussfaktoren auf die genannten Phänomene sind das Verhältnis von Schall- zu konvektiver Ausbreitungsgeschwindigkeit, also die lokale Machzahl, die Gitterkenngrößen (Teilung, Sehnenlänge) und die Drehzahl.

Die analytischen und numerischen Ergebnisse stimmen größtenteils qualitativ sehr gut mit den experimentellen Daten überein und bestätigen die Simulierbarkeit von Verdichtern mit gestörter Zuströmung. Abweichungen im Bereich des Austritts des Rotors aus dem Sektor gestörter Zuströmung erklären sich wahrscheinlich mit der grundsätzlichen Schwierigkeit der Simulation von Instabilitäten mit RANS-Methoden. Allerdings lassen

sich hier mit den beschränkten experimentellen Daten keine abschließenden Aussagen treffen.

Mit seinem beschränkten experimentellen Datensatz und seinen Geometrieunsicherheiten ist der DLR-R030 kein idealer Testfall für die Validierung der Simulationemethode bei inhomogener Zuströmung. Darum wird von der DLR-Forschergruppe 1066, in deren Rahmen diese Untersuchung stattfindet, ein neuer Testfall definiert, konstruiert und experimentell untersucht, der im Folgenden besprochen werden soll.

## 7 TUD-Rotor 1 mit radialkonstant gestörter Zuströmung

Die transsonische Verdichterstufe der TU Darmstadt mit der Rotor1/Stator1-Konfiguration dient als Versuchsträger für den von der DFG-Forschergruppe 1066 neu etablierten Testfall. Für den neu gewählten Versuchsträger TUD-R1 wird, um eine definierte Störung zu untersuchen, im Rahmen dieser Arbeit ein Störgenerator ausgelegt und konstruiert. Parallel dazu wird die Verdichterstufe auch mit generischen, radialkonstanten Störungen numerisch untersucht. Aufgrund der Nähe der Störungsart zu den DLR-R030-Untersuchungen werden hier zunächst die TUD-R1-Ergebnisse mit generischen Störungen besprochen und im Anschluss die Ergebnisse mit dem Störgenerator.

### 7.1 Numerisches Setup

Für die Rechnungen des TUD-R1-Testfalls mit gestörter Zuströmung werden die bereits für eine homogene Zuströmung validierten Netze verwendet. Die TUD-R1-Stufe besitzt 16 Rotor- und 29 Statorschaufeln, was zu einem rund 60 Millionen Zellen zählenden Netz führt. Die im Vergleich zur DLR-Verdichterstufe größere Teilung macht eine größere Anzahl von physikalischen Zeitschritten pro Passage notwendig. Ein Passagendurchgang wird mit 190 physikalischen Zeitschritten aufgelöst, woraus sich 3040 Zeitschritte pro Periode, d. h. eine komplette Rotorumdrehung, ergeben. Die nach wie vor hohe Rechenzeit von ca. 6 Monaten pro Betriebspunkt führt zur Beschränkung auf zwei verschiedene Störungen, die jeweils mit dem Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades (PE) gerechnet werden. Als PE-Betriebspunkt wird der PE-Betriebspunkt aus der homogenen Kennlinienberechnung verwendet, d. h. es wird derselbe statische Druck an der Austrittsrandbedingung aufgeprägt. Um einen eingeschwungenen Betriebszustand sicherzustellen, werden 6 vollständige Rotorumdrehungen gerechnet. Die räumliche und zeitliche Diskretisierung erfolgt mit zweiter Ordnung. Analog zu den DLR-R030 Untersuchungen wird als Eintrittsrandbedingung eine modifizierte Riemann-Randbedingung verwendet.

Als generische Störungen werden die für den DLR-R030 vermessene 120°-Umfangsstörung und eine 60°-Umfangsstörung verwendet. Die Untersuchung des TUD-R1-Verdichters, unter Verwendung der gleichen Störung wie im DLR-R030 Testfall, soll genaueren Aufschluss über den Einfluss der unterschiedlichen Verdichter und ihrer Auslegungen unter gestörten Zuströmbedingungen geben. Mit der 60°-Umfangsstörung, die aus einer reinen Totaldruckstörung ohne Anströmwinkeländerung

besteht, soll hingegen einerseits der Einfluss der Größe des gestörten Sektors und andererseits der Einfluss der Anströmwinkeländerung untersucht werden. Hierbei ist zu beachten, dass eine Anströmwinkeländerung auch mit der Vorgabe einer reinen Totaldruckstörung nicht gänzlich zu unterdrücken ist. Allerdings können sich durch die Vorgabe rein axialer Strömung in der Eintrittsrandbedingung Ausgleichströmungen in Umfangsrichtung, die durch die statische Druckstörung hervorgerufen werden, nur im Bereich zwischen Eintrittsrandbedingung und Schaufelvorderkante ausbilden und sind damit signifikant schwächer als bei Vorgabe einer real vorkommenden Ausgleichströmung bzw. Winkelstörung. Die untersuchten Störungen, ihre Totaldruckfelder und die Umfangsvariation der gestörten Größen sind in Abbildung 41 dargestellt.

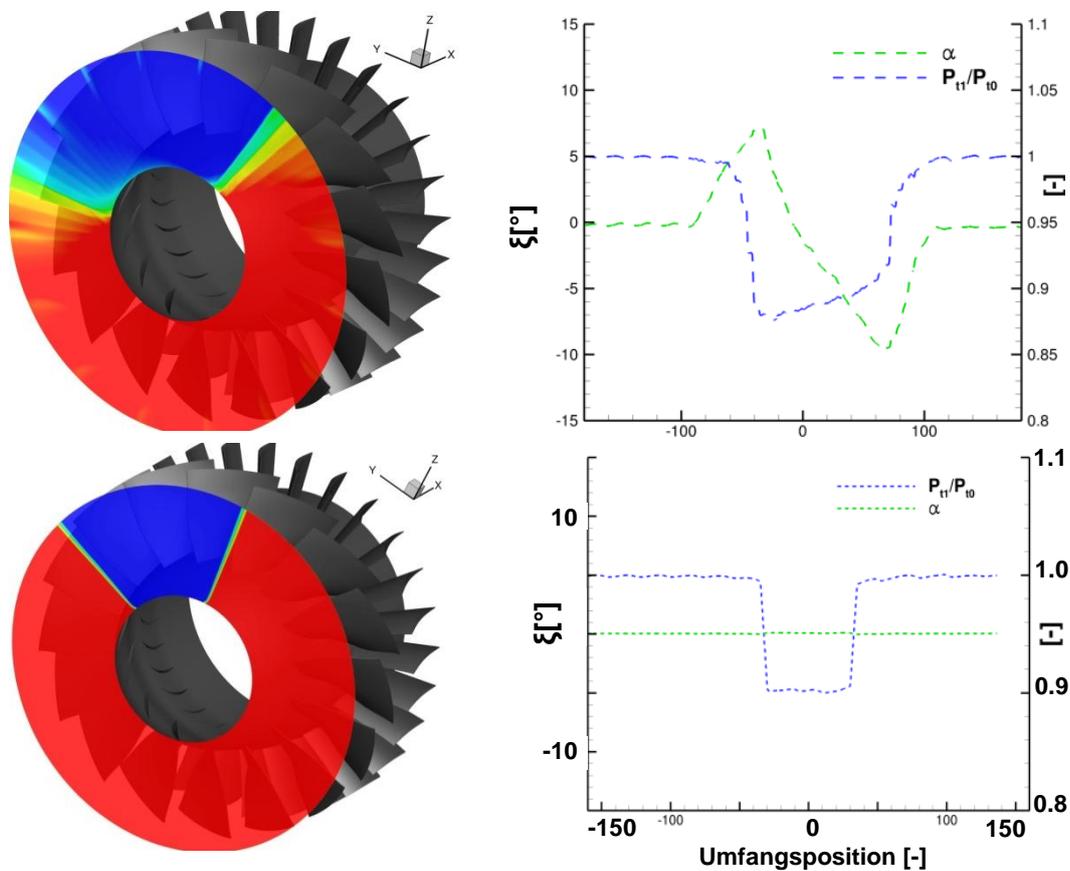


Abbildung 41: Generische Störungen: Oben 120° Totaldruck und Anströmwinkelstörung; Unten 60° Totaldruckstörung

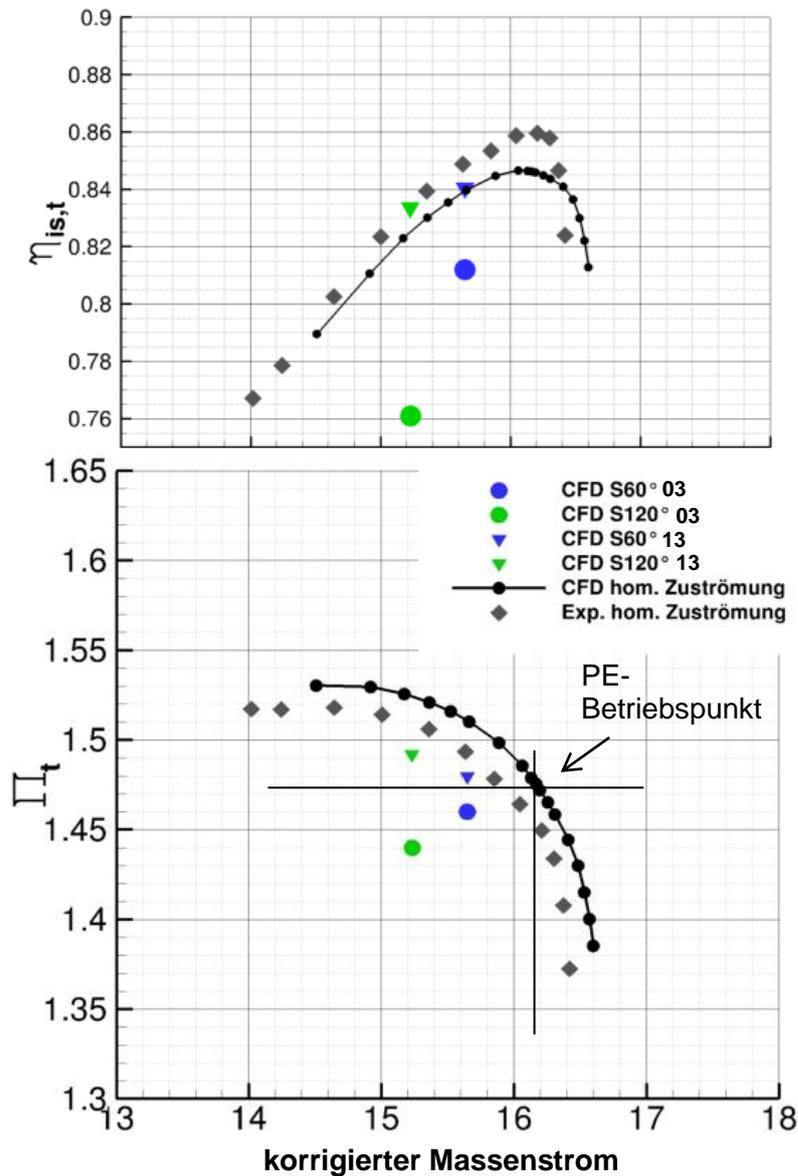


Abbildung 42: TUD-R1 Kennfeld mit generischen Störungen

## 7.2 Globale Ergebnisse TUD-Rotor 1 mit generischer 60°- und 120°-Störung

Die unterschiedlichen globalen Auswirkungen der zwei verschiedenen Störungen sind in dem, in Abbildung 42 dargestellten, Kennfeld zu erkennen. Hier sind sowohl die gemessene und die simulierte 100%-Drehzahlkennlinie mit homogener Zuströmung als auch die beiden simulierten Betriebspunkte mit gestörter Zuströmung eingezeichnet. Die Betriebspunkte mit gestörter Zuströmung werden hier jeweils bezogen auf den Totaldruck in der Beruhigungskammer (Ebenen 0-3) bzw. auf den gemittelten Totaldruck

nach der Störung in der Laufradeintrittsebene (Ebenen 1-3) dargestellt. Das Verhältnis 03, d. h. von Beruhigungskammer zu Stufenaustritt, entspricht somit dem Totaldruckverhältnis, das das Gesamtsystem von Verdichter und Einlauf, in dem eine Störung auftritt, leistet. Dieses Verhältnis ist aus der Sicht des „Verbrauchers“ relevant. So ist im Falle einer Fluggasturbine für die Flugleistung nur der Totaldruck nach dem Verdichter im Verhältnis zum Umgebungsdruck relevant und nicht das tatsächliche Totaldruckverhältnis, das vom Verdichter aufgrund von Verlusten und Störungen im Einlauf geleistet wird. Das tatsächlich zu leistende Verhältnis ist allerdings für die Leistung und Stabilität des Verdichters entscheidend. Werden diese beiden Verhältnissen wiederum zueinander ins Verhältnis gesetzt, ergibt sich der Totaldruckverlust aufgrund der Störung. Dementsprechend ergeben sich auch zwei Wirkungsgrade, deren Verhältnis wiederum den Wirkungsgradverlust infolge der Störung wiedergibt.

Bei der Wahl der zu simulierenden Betriebspunkte ergibt sich die Problematik der Identifikation eines Betriebspunktes mit dem besten Wirkungsgrad. Das Vorgehen, wie bei homogener Zuströmung die Kennlinie stationär zu rechnen, ist bei inhomogener Zuströmung aufgrund des sehr instationären Problems nicht möglich. Die gesamte Kennlinie instationär zu rechnen ist aus ressourcentechnischen Gründen ebenfalls keine Option. Daher wird für die inhomogene Zuströmung der gleiche Gegendruck verwendet wie der, der bei homogener Zuströmung den besten Wirkungsgrad zur Folge hat. Die Frage, ob die Wirkungsgradlinie auch bei inhomogener Zuströmung qualitativ und quantitativ der bei homogenener Zuströmung entspricht, kann damit im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht beantwortet werden.

Wie in Abbildung 42 gut zu erkennen, verschiebt die Störung in beiden Fällen den Betriebspunkt zu niedrigeren Massenströmen. Dadurch leistet der Verdichter ein höheres Totaldruckverhältnis (Ebene 1-3) als im homogenen PE-Betriebspunkt. Allerdings liegt der Totaldruckaufbau unter dem, der bei diesem neuen Massenstrom mit homogener Zuströmung zu erwarten wäre. Insgesamt reicht der erhöhte Druckaufbau nicht aus, um die Störung auszugleichen, d. h. um das Gesamtverhältnis (Ebene 0-3) auf das gleiche Niveau zu heben wie im homogenen PE-Betriebspunkt. Die Wirkungsgrade (Ebene 1-3) sinken zwar im Vergleich zum besten Wirkungsgrad im homogenen Fall, sind allerdings auf dem gleichen Niveau bzw. leicht über den homogenen Wirkungsgraden bei gleichem Massenstrom.

Zusammenfassend verschiebt die Störung mit zunehmender Störsektorgröße den Betriebspunkt zu geringeren Massenströmen, und der Verdichter liefert dadurch einen stärkeren Totaldruckaufbau. Für das Gesamtsystem von Verdichter und Einlauf ergibt

sich allerdings eine Verschiebung zu einem niedrigeren Totaldruckaufbau bei niedrigerem Massenstrom.

## 7.3 Zweidimensionale Aspekte der gestörten Strömung

### 7.3.1 Ergebnisse in der Eintrittsebene (Ebene 1)

Die instantanen Umfangsverteilungen der Strömungsgrößen vor dem Laufrad für den 60°- und den 120°-Störsektor sind in Abbildung 43 dargestellt. Es bestätigen sich die in Kapitel 6 beobachteten Phänomene: die Aufspaltung der Totaldruckstörung in eine statische Druck- und eine Axialgeschwindigkeitsstörung und die Störung der Entropie im Bereich A sowie die Aufweitung des Bereichs gestörten statischen Drucks und gestörter Geschwindigkeit durch Winkelstörung (Bereich B) und umfangsversetzte Rückkopplung (Bereich C). Beide Testfälle S60° und S120° zeigen qualitativ die gleiche Stromaufwirkung. Durch die zusätzliche Winkelstörung im S120°-Fall werden lediglich die Effekte verstärkt. So werden der statische Druck bzw. die Axialgeschwindigkeit im S120°-Fall, im Gegensatz zu S60°, vor dem Störbereich früher abgesenkt bzw. erhöht, beim Austritt hingegen bleibt der statische Druck länger gestört und die Axialgeschwindigkeit zeigt eine stärkere Überhöhung.

In Kapitel 6.3 wird als Ursache für die Absenkung des statischen Drucks vor dem Störsektor (B) hauptsächlich die Variation der Stromaufwirkung durch die Anströmwinkeländerung, die eine lokale Betriebspunktänderung induziert, identifiziert. Die Anströmwinkeländerung ist im Fall S60° zu vernachlässigen, wie Abbildung 42 zu entnehmen ist. Trotzdem tritt auch hier eine Stromaufwirkung bereits vor dem gestörten Sektor auf. Allerdings sind die Absenkung des statischen Drucks und der Anstieg der axialen Geschwindigkeit in diesem Fall lokaler, d. h. es wird ein kleinerer Bereich vor der Störung beeinflusst. Um dieses Phänomen genauer zu untersuchen, sind in Abbildung 44 die Druck- und Geschwindigkeitsfelder für den S60° Fall an zwei instantanen Zeitpunkten dargestellt.

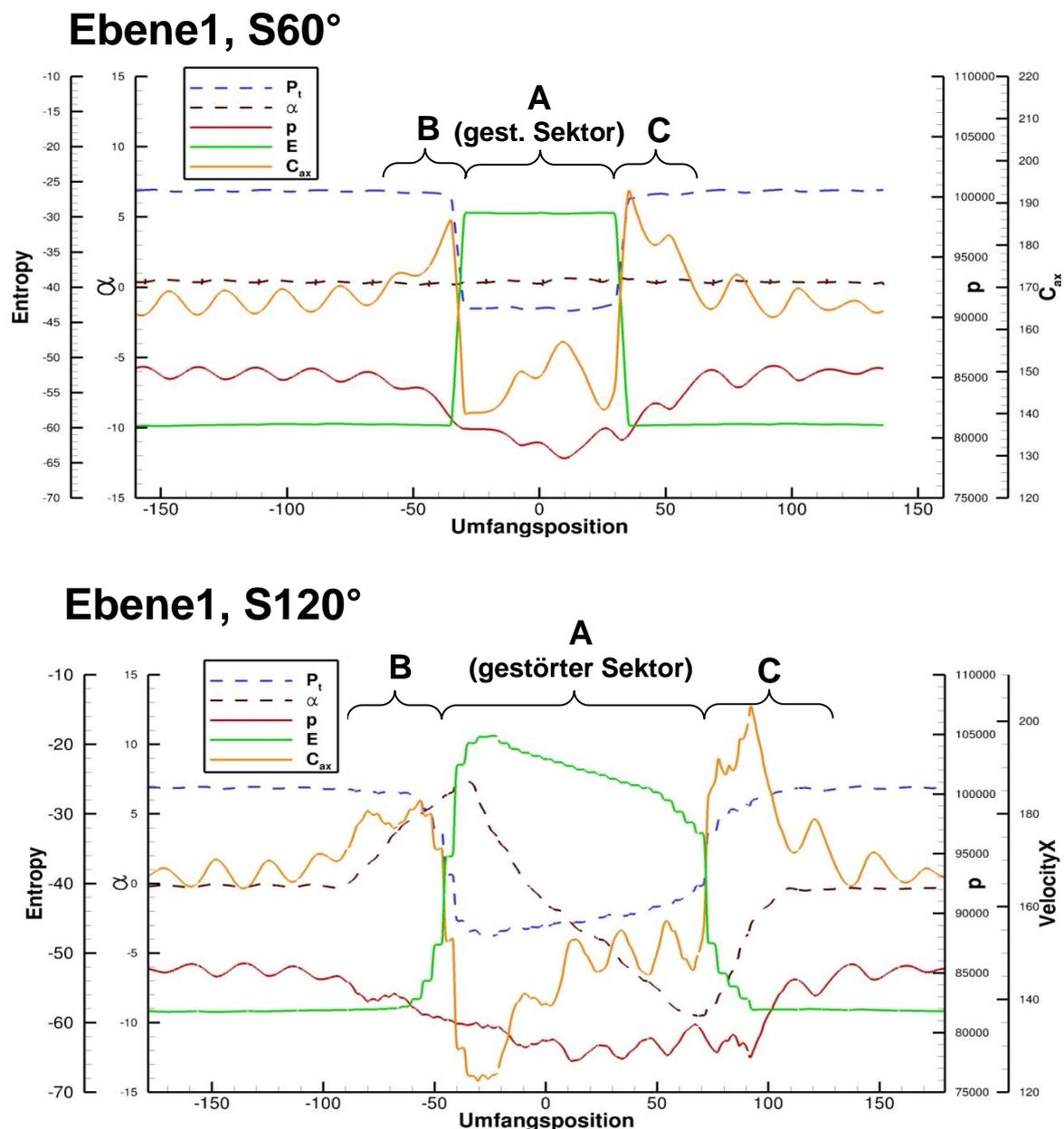


Abbildung 43: Instantane Verteilung der Strömungsgrößen in der Eintrittsebene (Ebene 1), S60° und S120° Testfall, Mittelschnitt

In der Betrachtung der Felder wird klar, dass die Absenkung des statischen Drucks im Fall S60 eine Folge des Potentialfelds der bereits in die Störung eingetauchten Rotor-schaufel ist. Durch die Staffelung der Schaufel kommt es zu einer umfangsversetzten Stromaufwirkung, die den Druck schon umfangsversetzt vor dem gestörten Sektor absenkt und die Strömung hier beschleunigt. Die Stärke der dadurch induzierten Stromaufwirkung ist von der Stärke des Potentialfelds und von der lokalen Schaufelstellung in Bezug auf den gestörten Sektor abhängig. Die Abhängigkeit von der Schaufelstellung wird aus den zwei unterschiedlichen Zeitpunkten in **Abbildung 44** deutlich. Infolge der Schaufelperiodizität ist der größte Unterschied für einen Schaufelversatz von einer

halben Passage also bei ca.  $\Delta\omega=11^\circ$ , zu erwarten. Wie zu erkennen, variiert der Einfluss auf den Bereich vor dem gestörten Sektor, ist aber immer vorhanden, d. h. quantitativ instationär und qualitativ stationär. In Abbildung 43 ergibt sich aus dem Vergleich des S60°- und des S120°-Falles der zusätzliche Einfluss der Druckabsenkung vor dem gestörten Sektor durch die Variation des Anströmwinkels. Dieser Einfluss beginnt in Umfangsrichtung früher und verläuft sanfter.

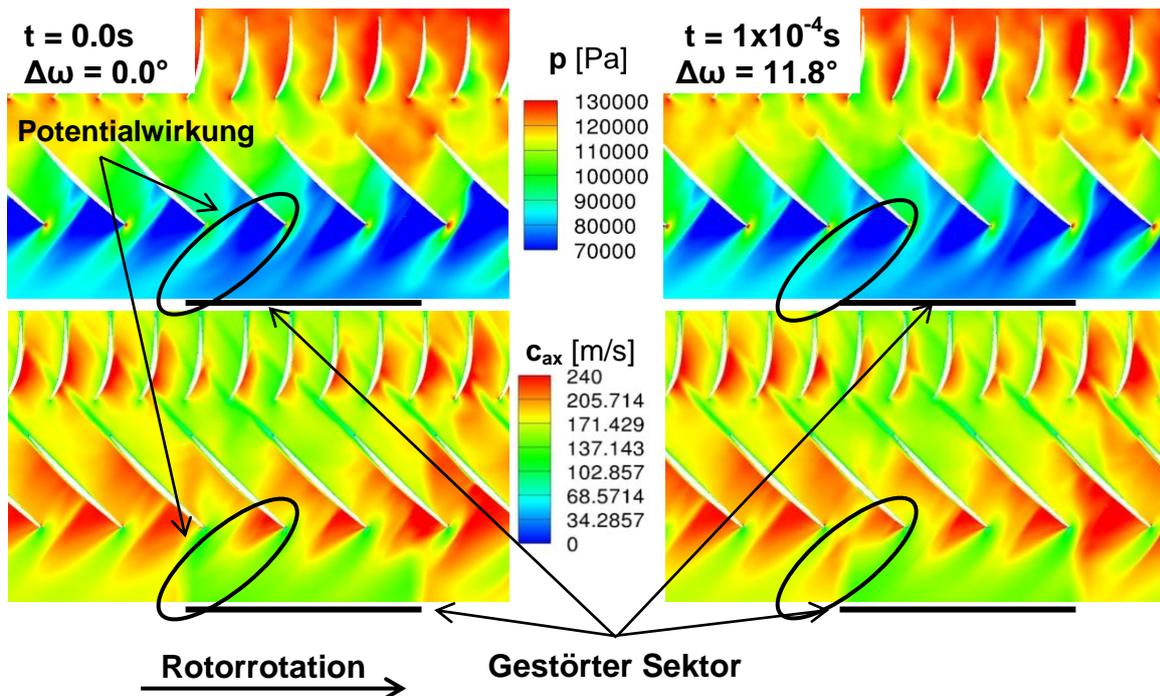


Abbildung 44: S60°-Fall: Ausschnitt der instantanen Druck- und Axialgeschwindigkeitsfelder im Bereich des gestörten Sektors (Mittelschnitt)

Der statische Druck und das Geschwindigkeitsfeld vor dem Rotor (Ebene 1) wird also nicht nur durch die Änderung des Anströmwinkels bereits vor dem gestörten Sektor (Bereich B) beeinflusst, sondern auch durch die Potentialwirkung der Rotorschaukeln.

Am Austritt aus dem gestörten Sektor (C) zeigt sich der Einfluss der Stromaufwirkung der Anströmwinkelvariation ebenfalls im Vergleich zwischen dem S60°- und dem S120°-Fall. Im Fall S120° kehrt der statische Druck erst signifikant später und mit einer steileren Flanke zu den ungestörten Werten zurück als im S60°-Testfall. Dadurch ergibt sich unter Berücksichtigung der Anströmwinkeländerung lokal nach dem gestörten Sektor eine höhere Axialgeschwindigkeit als ohne die Anströmwinkeländerung. Wie für den DLR-R030 Testfall in Kapitel 6.3 bereits diskutiert, wäre durch die punktsymmetrische Anströmwinkelstörung eine punktsymmetrische Stromaufwirkung, d. h. eine Absenkung der Geschwindigkeit nach der Störung, zu erwarten gewesen. Da sich allerdings das Maximum der Winkelstörung innerhalb der Totaldruckstörung befindet, er-

hört sich hier vor allem der Totaldruckaufbau des gestörten Fluids, was zu einer dementsprechend verstärkten Rückkopplung führt und für die Überhöhung der Geschwindigkeit im Bereich C nach dem gestörten Sektor verantwortlich ist.

Zusammenfassend wird die Stromaufwirkung der Störung also durch mehrere Mechanismen beeinflusst. Der Hauptmechanismus ist hierbei die Verschiebung des lokalen Betriebspunktes und ein daraus resultierender höherer Druckaufbau. Die Ursache für den höheren Druckaufbau ist die Störung der axialen Geschwindigkeit und das daraus resultierende Massenstromdefizit, im gestörten Sektor (A). Der höhere Druckaufbau mündet wiederum in einer Absenkung des statischen Drucks vor dem Verdichterlaufrad. Dieser Effekt wird bereits in den Kapiteln 6.3 und 6.4 anhand von theoretischen Überlegungen und Ergebnissen der DLR-R030 Stufe diskutiert. Zusätzlich zu diesem Haupteffekt kommen noch die hier diskutierten Faktoren vor und nach dem gestörten Sektor (B, C) hinzu: die Betriebspunktverschiebung aufgrund der Anströmwinkelvariation, der umfangversetzte Potentialeffekt und die Rückkopplung der Interaktion gestörter und ungestörter Strömungsgrößen. Während alle anderen Effekte ebenfalls bei den Untersuchungen des DLR-R030 in Kapitel 6 beobachtet und diskutiert werden, wird der umfangversetzte Einfluss der Potentialwirkung erst in den Untersuchungen des TUD-R1 relevant. Grund hierfür ist das ausgeprägtere Potentialfeld des TUD-R1. Der TUD-R1 besitzt einerseits aufgrund der untersuchten höheren Drehzahl (TUD-R1  $N_{100\%} = 20000$  rpm; DLR-R030  $N_{85\%} = 17221$  rpm) und andererseits aufgrund der niedrigeren Anzahl an Rotorschaukeln und der daraus resultierenden höheren Schaufelbelastung bei gleichem Totaldruckverhältnis ein stärkeres Potentialfeld als der DLR-R030.

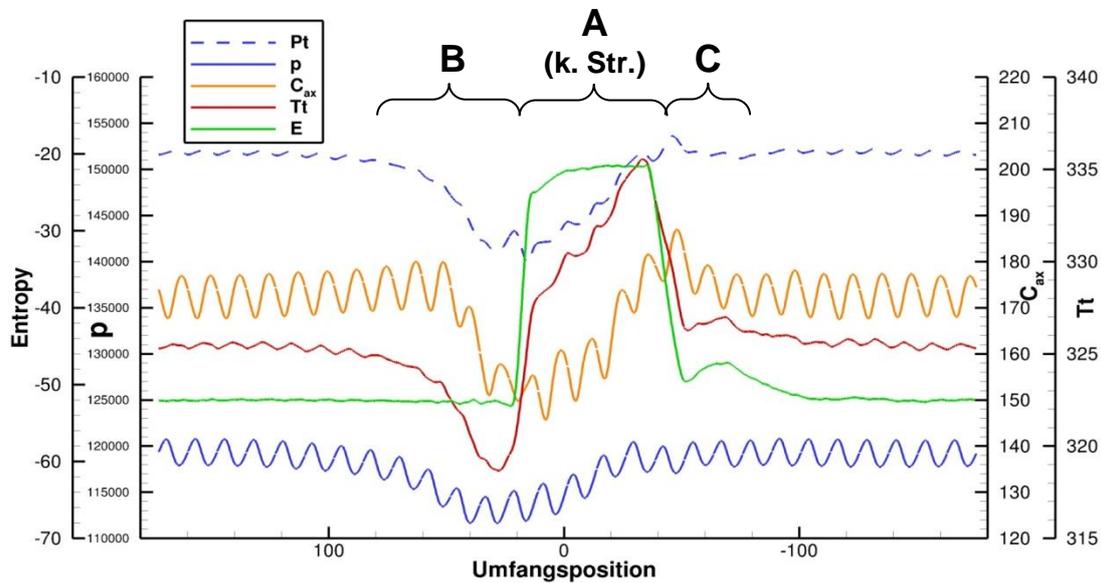
### 7.3.2 Ergebnisse nach dem Rotor (Ebene 2)

In Abbildung 45 sind die Verteilungen der Strömungsgrößen im Mittelschnitt nach dem Laufrad dargestellt. Die sinusförmigen Schwankungen im statischen Druck und der Axialgeschwindigkeit spiegeln die Potentialwirkung der 29 Statoren wider. Die Potentialwirkung des Stators hat in der Auswertungsebene 2 im Fall TUD-R1 aufgrund des kleineren axialen Abstands zwischen Rotor und Stator einen stärkeren Einfluss als im DLR-R030 Testfall.

Beide Störungsfälle zeigen das gleiche globale qualitative Verhalten: eine sägezahnförmige Umfangsverteilung der Totaltemperatur, ein steiles Absinken des Totaldrucks bereits vor dem konvektiv gestörten Bereich, ein vergleichsweise sanfter Anstieg des Totaldrucks über den gestörten Bereich und die Rückkehr des Totaldrucks auf unge-

störte Werte am Austritt aus dem gestörten Bereich. Die Verläufe von Axialgeschwindigkeit und statischem Druck sind meist parallel zu dem des Totaldrucks.

## Ebene2, S60°



## Ebene 2, S120°

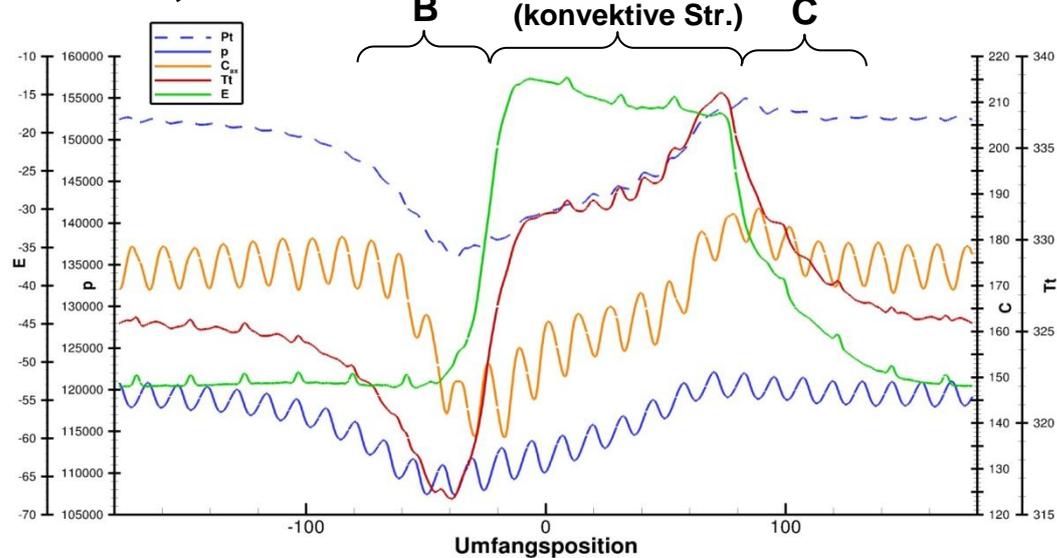


Abbildung 45: Gemittelte Verteilung der Strömungsgrößen zwischen Rotor und Stator (Ebene 2), S60° und S120° Testfall, Mittelschnitt

Während sich der S60°- und der S120°-Testfall vor dem Laufrad, also in ihrer Stromaufwicklung, qualitativ sowohl im Bereich vor der Störung als auch nach der Störung unterscheiden, zeigen nach dem Rotor nur noch die Totaltemperatur und die Entropie qualitative Abweichungen direkt nach dem gestörten Bereich (C). Durch die erhöhte Inzidenz im S120°-Fall in diesem Bereich werden die Schaufeln, im Vergleich zum

S60°-Fall, stärker belastet, was sich in einer lokal höheren Belastung und damit in einer Verlustproduktion niederschlägt.

Im Vergleich zum DLR-R030 Testfall lässt sich für S120° ein generell geringerer Einfluss der Anströmwinkeländerung feststellen. Sowohl die Überhöhung des Totaldrucks am Ende des konvektiv gestörten Bereichs (A) als auch die Variation der Anströmgeschwindigkeit zu Beginn dieses Bereichs fallen für die TUD-Verdichterstufe schwächer aus als für den DLR-R030. Die Ursache liegt in der unterschiedlichen Teilung der beiden Rotoren. So besitzt der TUD-R1 mit etwa 16 Schaufeln in etwa eine halb so große Teilung wie der DLR-R030 mit 29 Schaufeln. Durch die wesentlich größeren Passagensektoren (22,5°) kommt es zu einer stärkeren Umfangsausmischung, und die nur lokal starke Wirkung der Anströmwinkelstörung verliert an Einfluss. Eine Störung muss also abhängig von der Rotorteilung eine gewisse Umfangsausdehnung besitzen, um ihren vollen Einfluss auszuüben.

Zusammenfassend decken sich die Verläufe qualitativ allerdings nicht nur mit den berechneten und experimentell gemessenen DLR-R030-Ergebnissen, sondern auch mit dem analytisch in **Abbildung 28** vorhergesagten Verlauf sehr gut.

**Die Konturen im Mittelschnitt** von relativer Machzahl, statischem Druck, Massenstromdichte, Totaldruck und Rothalpie bzw. Totalenthalpie sind in Abbildung 46 für den S120°-Testfall und in Abbildung 47 für den S60°-Testfall abgebildet. Zusätzlich wird den Konturfeldern der Strömungsgrößen eine Entropiekonturlinie überlagert. Analog zum Testfall DLR-R030 wird diese so gewählt, dass der konvektiv gestörte Bereich möglichst einfach identifiziert werden kann.

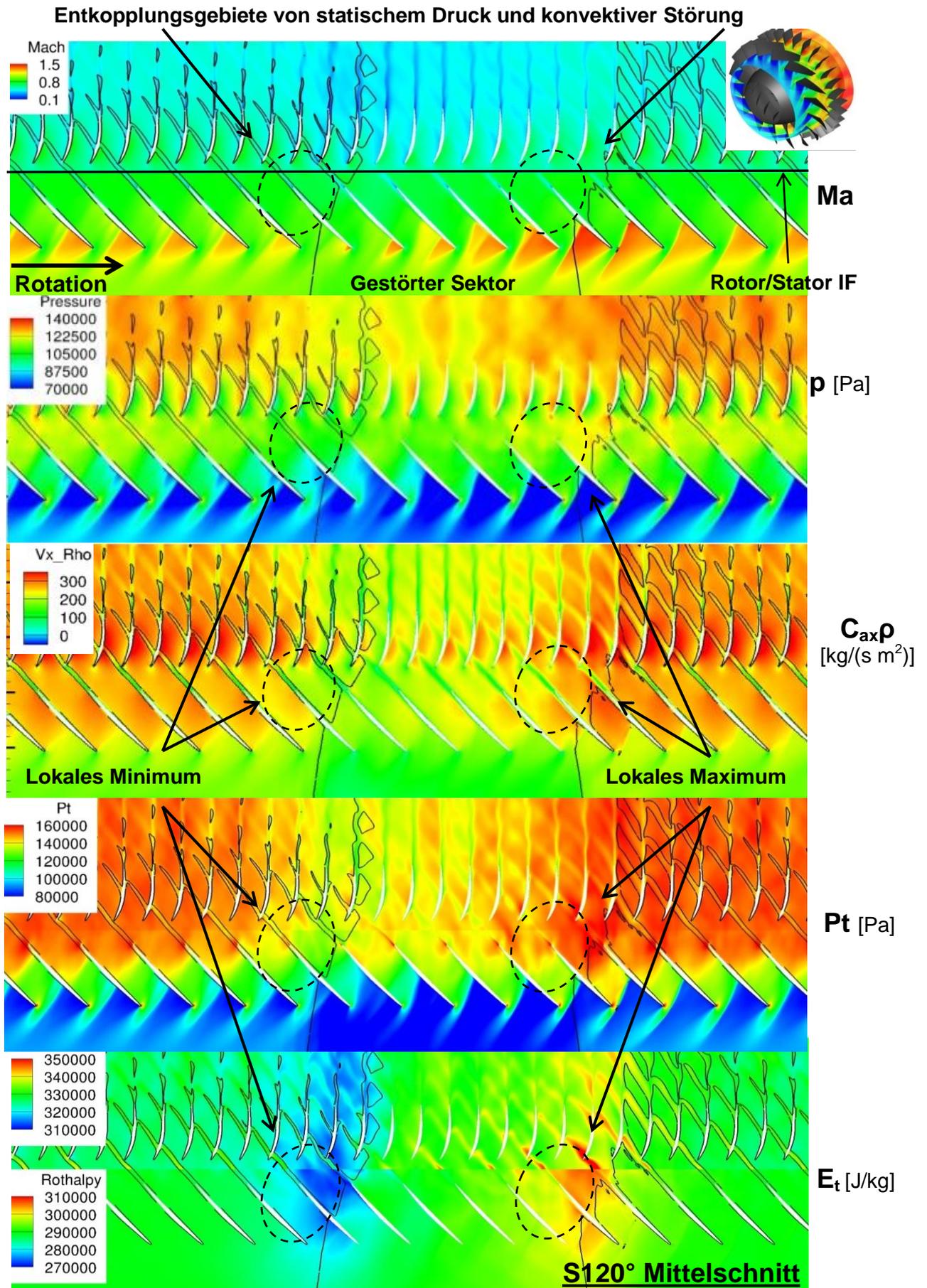


Abbildung 46: TUD R1, S120°, abgewickelte Kontur der instantanen Strömungsgrößen im Mittelschnitt

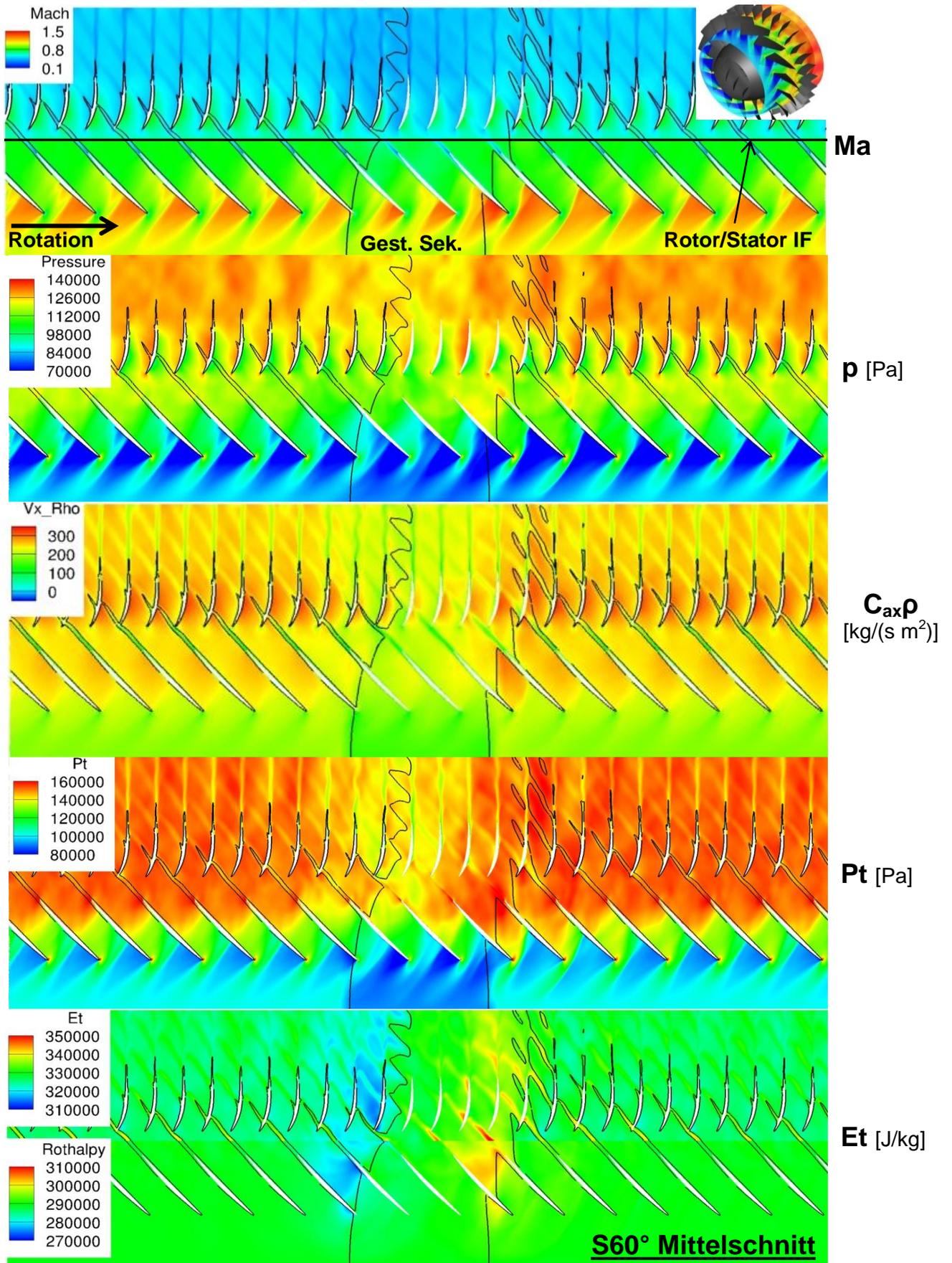


Abbildung 47: TUD R1, S60°, abgewinkelte Kontur der instantanen Strömungsgrößen im Mittelschnitt

Die jeweils oberste Kontur zeigt in Abbildung 46 und in Abbildung 47 die relative (Rotorblöcke) bzw. absolute (Statorblöcke) **Machzahl**. Das Interface zwischen den Rotor- und den Statorblöcken ist an einem sprunghaften Absinken der Machzahl zwischen dem Rotor und dem Stator zu erkennen und ist zusätzlich gekennzeichnet. Im Bereich des Rotors wird die relative Machzahl gewählt, da diese für die Ausbildung der Strömung und der relevanten Strömungsphänomene maßgeblich ist. In der Machzahlverteilung zeigt sich sehr anschaulich die Variation der Strömungszustände bei der Bewegung des Rotors durch den gestörten Sektor. In der Interaktion der Rotorströmung mit der Störung ändert sich das Überschallgebiet auf der Saugseite bereits vor der Störung und die Lage des Stoßes, der das Überschallgebiet abschließt, wandert stromauf. Das Überschallgebiet variiert über den gesamten gestörten Bereich. Während es seine geringste Ausdehnung am Beginn des gestörten Sektors besitzt und sich der Stoß zu Beginn am weitesten stromauf in der Nähe der Vorderkante befindet, wächst das Überschallgebiet über den gestörten Sektor und der Stoß wandert dementsprechend weiter stromab. Im Vergleich der Machzahlverteilung mit inhomogener Zuströmung und den in Abbildung 25 und in Abbildung 26 gezeigten Fällen mit homogener Zuströmung wird deutlich, dass sich die Machzahlverteilung im gestörten Bereich lokal keinem homogenen Betriebspunkt zuordnen lässt, sondern das Strömungsbild von dem stationären, charakteristischen Strömungsbild bei homogener Zuströmung abweicht. Auch hier zeigt sich, dass sich der lokale Betriebspunkt im gestörten Bereich nicht auf der Charakteristik bei homogener Zuströmung bewegt, sondern diese verlässt.

Die Anströmwinkeländerung verringert im  $S120^\circ$ -Fall das Überschallgebiet früher als im  $S60^\circ$ -Fall und beeinflusst es analog dazu nach dem gestörten Sektor länger. Darüber hinaus zeigen beide Fälle qualitativ keine Unterschiede. Das Anwachsen des Überschallbereichs ist im  $S120^\circ$ -Fall zwar größer, aber qualitativ auch im  $S60^\circ$ -Fall vorhanden.

Unter der Machzahlverteilung sind in Abbildung 46 und in Abbildung 47 die Kontur der **Massenstromdichte**, des **statischen Drucks** und des **Totaldrucks** dargestellt. Die Massenstromdichte repräsentiert den lokalen Massenstrom und gibt in Kombination mit dem lokalen statischen Druck und dem lokalen Totaldruck Auskunft über den lokalen Betriebspunkt. Grundsätzlich muss beachtet werden, dass aufgrund der Kontraktion des Strömungsquerschnitts die Massenstromdichte in der TUD-R1 Verdichterstufe in axiale Richtung über den gesamten Umfang ansteigt, vgl. Abbildung 18. Die Störung hat eine starke Variation des lokalen Massenstroms über den gesamten Störsektor zur Folge. Wie zu erwarten, ist vor der Verdichterstufe die lokale Massenstromdichte im

gestörten Bereich geringer als im ungestörten Bereich. Allerdings nimmt der lokale Massenstrom in den Rotorpassagen innerhalb des gestörten Sektors in Umfangsrichtung stark zu. Zudem kann man ein lokales Minimum der Massenstromdichte im Entkopplungsbereich vor dem Eintritt der Rotorpassage in den konvektiv gestörten Bereich und ein lokales Maximum im Entkopplungsbereich vor dem Austritt feststellen. Das Anwachsen der Massenstromdichte über dem gestörten Sektor ergibt sich aus der Variation der Zuströmstörung. Besonders im  $S120^\circ$ -Fall nimmt die Störung der Axialgeschwindigkeit über den gestörten Sektor leicht ab, vgl. Abbildung 43. Im  $S60^\circ$ -Fall bleibt die Störung der Axialgeschwindigkeit konstant, weswegen auch die Massenstromdichte für diesen Fall in Abbildung 47, abgesehen von den Entkopplungsbereichen, über den gestörten Sektor keine Variation aufweist.

Im Entkopplungsbereich vor Eintritt der Rotorpassage in den konvektiv gestörten Bereich zeigt die Massenstromdichte, wie bereits erwähnt, sowohl im  $S120^\circ$  als auch im  $S60^\circ$  Fall, ein lokales Minimum. Dieses lokale Minimum findet sich in den Konturen des statischen Drucks, des Totaldrucks und in abgeschwächter Form auch in der Machzahl wieder. Analog dazu zeigen Massenstromdichte, statischer Druck und Totaldruck ein lokales Maximum im Entkopplungsbereich vor Austritt der Rotorpassage aus dem gestörten Sektor.

Die Tatsache, dass Massenstromdichte und Druck bzw. Druckaufbau an der gleichen Stelle die gleichen lokalen Extrema zeigen widerspricht zunächst den Erwartungen aus der Charakteristik bei homogener Zuströmung und den Geschwindigkeitsdreiecken. Ein niedrigerer Massenstrom hat mehr Umlenkung zur Folge und damit einen höheren Druckaufbau und umgekehrt. Eine Änderung des Anströmwinkels hat, aufgrund des Geschwindigkeitsdreiecks zwar ein Absinken von  $c_{ax}$  zur Folge, vgl. **Abbildung 1**, allerdings unabhängig vom Vorzeichen der Änderung. Am Austritt aus dem gestörten Sektor müsste die Massenstromdichte also auch ein Minimum zeigen. Zudem würden, falls die Winkeländerung verantwortlich wäre die Minima der Massenstromdichte über die gesamte axiale Erstreckung des Rotors auftreten und die Massenstromdichte würde im Rotor in axiale Richtung, analog zum ungestörten Sektor, ansteigen. Die Überlagerung von lokal Extrema der Massenstromdichte, statischem Druck und Totaldruck, kann also keine Folge der Änderung des lokalen Anströmwinkels sein, sondern sind der bereits diskutierten Entkopplung von statischem Druck und konvektiver Störung geschuldet. Vor Eintritt des Rotors in den konvektiv, gestörten Sektor sinkt, durch die „schnelle“ Ausbreitung des gestörten statischen Drucks, in diesem Bereich der Druck, die Dichte und damit die Massenstromdichte des konvektiv ungestörten Fluids. Zusätz-

lich kommt es in diesem Bereich zu der bereits in Kapitel 6 diskutierten „instationären“ Verzögerung des Fluids. Analog dazu zeigen Massenstromdichte, statischer Druck und Totaldruck ein Maximum im Entkopplungsbereich vor Austritt der Rotorpassage aus dem gestörten Bereich. Der „schnelle“ ungestörte Druck erhöht hier Druck, Dichte und Totaldruck.

Als letzte Strömungsgröße ist die Kontur der **Rothalpie**, für den Rotor und die **Totalenthalpie** für den Stator in Abbildung 46 und Abbildung 47 dargestellt. Die Rothalpie besitzt im Relativsystem die gleichen Eigenschaften wie die Totalenthalpie in einem stationären, nicht rotierenden System.

Die Rothalpie definiert sich nach Wu [114] zu:

$$I = h + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} = h_t - \frac{u^2}{2} \quad (7.1)$$

Die Rothalpie ist also konstant falls die Strömung stationär im rotierenden System ist, keine Arbeit im rotierenden System geleistet wird und die Strömung adiabatisch ist, vgl. Cumpsty [12]. Es können also mithilfe der Rothalpie Bereiche identifiziert werden in denen die Strömung eine instationäre Variation erfährt bzw. eine Umfangsvariation der Arbeit erfährt.

In Abbildung 46 und in Abbildung 47 ist die Rothalpie für die Rotorblöcke im Relativsystem dargestellt. Für die Statorblöcke wird als Äquivalent die Totalenthalpie dargestellt. Im Bereich ungestörter Zuströmung ist gut zu erkennen, dass die Rothalpie wie zu erwarten konstant bleibt. An der Eintrittsrandbedingung lässt sich im Fall S120° eine Variation erkennen, während im Fall S60° die Rothalpie am Eintritt konstant ist. Im Fall S60°, einer reinen Totaldruckstörung, wird weder die Umfangsgeschwindigkeit  $u$  noch die Totaltemperatur vor dem Rotor von der Störung beeinflusst, weshalb die Rothalpie hier vor dem Rotor konstant bleibt. Im Fall S120° ist neben dem Totaldruck auch der Anströmwinkel gestört. Durch die Anströmwinkelvariation ändert sich die Relativgeschwindigkeit bei konstanter Absolutgeschwindigkeit. Sie wird größer, falls die Inzidenz steigt, und kleiner, falls die Inzidenz sinkt. Die Anströmwinkelstörung bewirkt also zu Beginn des gestörten Sektors eine Absenkung der Rothalpie am Eintrittsrand und am Ende des gestörten Sektors ein Ansteigen. Zusätzlich kommt es in beiden Fällen, S120° und S60°, im Entkopplungsbereich zu einer starken Variation der Rothalpie. Die bereits ausführlich diskutierte Entkopplung von Druck- und Geschwindigkeitsstörung hat zur Folge, dass die Strömung in diesem Bereich nicht mehr als stationär betrachtet werden kann. Neben den Bereichen der Wirkung des gestörten bzw. ungestörten statischen Drucks stromab, lässt sich auch erkennen, dass die Rückkopplung der instatio-

nären Arbeitsleistung stromauf instationäre Effekte und dadurch eine Variation der Rothalpie hervorruft. In den beiden Fällen ( $S60^\circ$ ,  $S120^\circ$ ) kennzeichnet der Bereich mit der niedrigen Rothalpie vor der konvektiven Störung den Bereich in dem ungestörtes Fluid mit gestörtem Druck interagiert. In diesem Bereich sinkt der statische Druck aufgrund der Interaktion, weshalb nach den Gleichungen (7.1) und (2.14) die Rothalpie sinkt. Analog dazu steigt die Rothalpie nach dem konvektiv gestörten Bereich aufgrund des steigenden Drucks. Die Rothalpie bzw. ihre Gradienten geben also Aufschluss über den Bereich, in dem es zu instationären Effekten infolge der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Störungskomponenten kommt.

Der Stator, in dem keine Arbeit geleistet wird, dient den Drall in der Rotorabströmung abzubauen und in statischen Druck umzuwandeln. Da im Stator keine Arbeit geleistet wird bleibt die Totaltemperatur, im adiabaten Fall, über den Stator konstant, während der Totaldruck aufgrund von Verlust abnehmen kann. Wie in Abbildung 46 und Abbildung 47 bleibt die Totaldruckverteilung vor und nach dem Stator, abgesehen von den Verlusten in den Statornachläufen qualitativ gleich. Der gestörte Sektor wird durch den Stator leicht in Rotationsrichtung verschoben. Die Statornachläufe im, in Rotationsrichtung, vorderen Bereich des gestörten Sektors, sind breiter als im hinteren Teil des gestörten Sektors. Die breiteren Nachläufe lassen darauf schließen, dass die Statoren im vorderen Bereich des gestörten Sektors durch Fehlanströmung höher belastet sind als im hinteren. In den Verteilungen von Machzahl-, Druck- und Massenstromdichte zeigen sich die gleichen qualitativen Ergebnisse. Auch die Verteilung der Totalenthalpie zeigt vor und nach dem Stator die gleiche Umfangsverteilung. Im Bereich des Eintritts des Rotors in den gestörten Sektor propagiert Fluid mit niedriger Totalenthalpie stromab. Analog dazu findet sich ein Bereich mit hoher Totalenthalpie am Austritt des Rotors aus dem gestörten Sektor. Die bereits diskutierte Variation der Rothalpie findet sich also im Stator als Variation der Totalenthalpie wieder. Besonders ausgeprägt ist die Variation der Totalenthalpie für den Fall  $S120^\circ$ , in dem sich die Anströmwinkelstörung mit der Entkopplung von statische Druck und konvektiver Störung überlagern.

Anhand der Entropiekontur ist die ungefähre Flugbahn eines Fluidpartikels bestimmbar und damit der Totaldruckaufbau, den ein einzelnes Fluidteilchen im Mittelschnitt erfährt, abschätzbar. Von besonderem Interesse sind hierbei, aufgrund ihrer großen Umfangsgradienten, die Übergangsbereiche von gestörtem und ungestörtem Sektor. Deshalb sind in Abbildung 48 fünf 2D-Betriebspunkte im Mittelschnitt in das stationäre, homogene Kennfeld eingetragen. Als Umfangspositionen wird exemplarisch jeweils ein Punkt kurz vor Beginn des gestörten Sektors, zu Beginn des gestörten Sektors, kurz

vor Ende des gestörten Sektors, kurz nach dem gestörten Sektor und im ungestörten Bereich gewählt. Diese zweidimensionalen Mittelschnittbetriebspunkte haben den Vorteil, dass der Einfluss von dreidimensionalen Strömungsphänomenen, wie Spaltwirbel und Sekundärströmungen, vernachlässigbar ist. Eine Diskussion der Dreidimensionalität der Strömung erfolgt im Anschluss.

In das Kennfeld sind sowohl die 100%-Drehzahllinie homogener Zuströmung als auch die lokalen Betriebspunkte mit entsprechend ihrer Umfangsposition alphabetisch geordneten Buchstaben eingezeichnet. Um den Einfluss der Statornachläufe zu eliminieren und eine Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen bei homogener Zuströmung zu gewährleisten, werden als lokale Betriebspunkte über 12°-Umfangssegmente, was circa einer Statorpassage entspricht, gemittelt. In der Eintrittsrandbedingung werden zur Vergleichbarkeit ebenfalls 12°-Segmente gemittelt. Dies hat allerdings zur Folge, dass der Potentialeffekt des Rotors nicht vollständig ausgemittelt wird. Aus Abbildung 43 und Abbildung 45 ist zusätzlich erkennbar, dass eine Umfangsauflösung von 12° zwar alle relevanten Strömungsvariationen qualitativ berücksichtigt, allerdings quantitativ mittelungsbedingte Abweichungen auftreten können. Die Abweichungen werden an verschiedenen Umfangspositionen und mit verschiedenen instantanen Zeitpunkten untersucht und liegen generell unter 5 %. Dieser Fehler ist wesentlich kleiner als die in Abbildung 48 zu sehenden Trends, was bestätigt, dass das Vorgehen für qualitative Aussagen geeignet ist. Die axiale Querschnittsverengung und die Blockierung durch Sekundär- und Spaltströmungseffekte führen zu einer höheren Massenstromdichte im Mittelschnitt am Austritt der Verdichterstufe. Da die Störung in der Zuströmung die Sekundärströmung und die Spaltströmung stark beeinflusst, unterscheidet sich zusätzlich die Variation der Massenstromdichte über die Verdichterstufe im ungestörten von der im gestörten Bereich, weshalb zur besseren Vergleichbarkeit für die Bildung der Betriebspunkte die Massenstromdichte am Eingang gewählt wird.

Wie zu erwarten, liegen die Betriebspunkte im ungestörten Bereich (A) auf der Betriebslinie bei ungestörter Zuströmung, nahe dem Betriebspunkt mit bestem Wirkungsgrad bei homogener Zuströmung. Bei Annäherung an den gestörten Sektor steigt die Massenstromdichte, und das Totaldruckverhältnis sinkt. Mit Eintritt in den gestörten Sektor sinkt die Massenstromdichte aufgrund der niedrigeren Axialgeschwindigkeit massiv, und das Totaldruckverhältnis steigt an. Die lokalen Betriebspunkte im gestörten Bereich (C) liegen in einem Bereich jenseits der Stabilitätsgrenze im homogenen Zustand. Am Ende des gestörten Sektors (D) ist das Totaldruckverhältnis signifikant größer als zu Beginn des gestörten Sektors (C). Nach Austritt aus dem gestörten Be-

reich (E) nimmt die Massenstromdichte sprunghaft zu und das Totaldruckverhältnis ab. Der lokale Betriebspunkt kurz nach dem gestörten Sektor (E) zeigt sowohl für die Massenstromdichte als auch für das Totaldruckverhältnis höhere Werte im Vergleich zur homogenen Kennlinie.

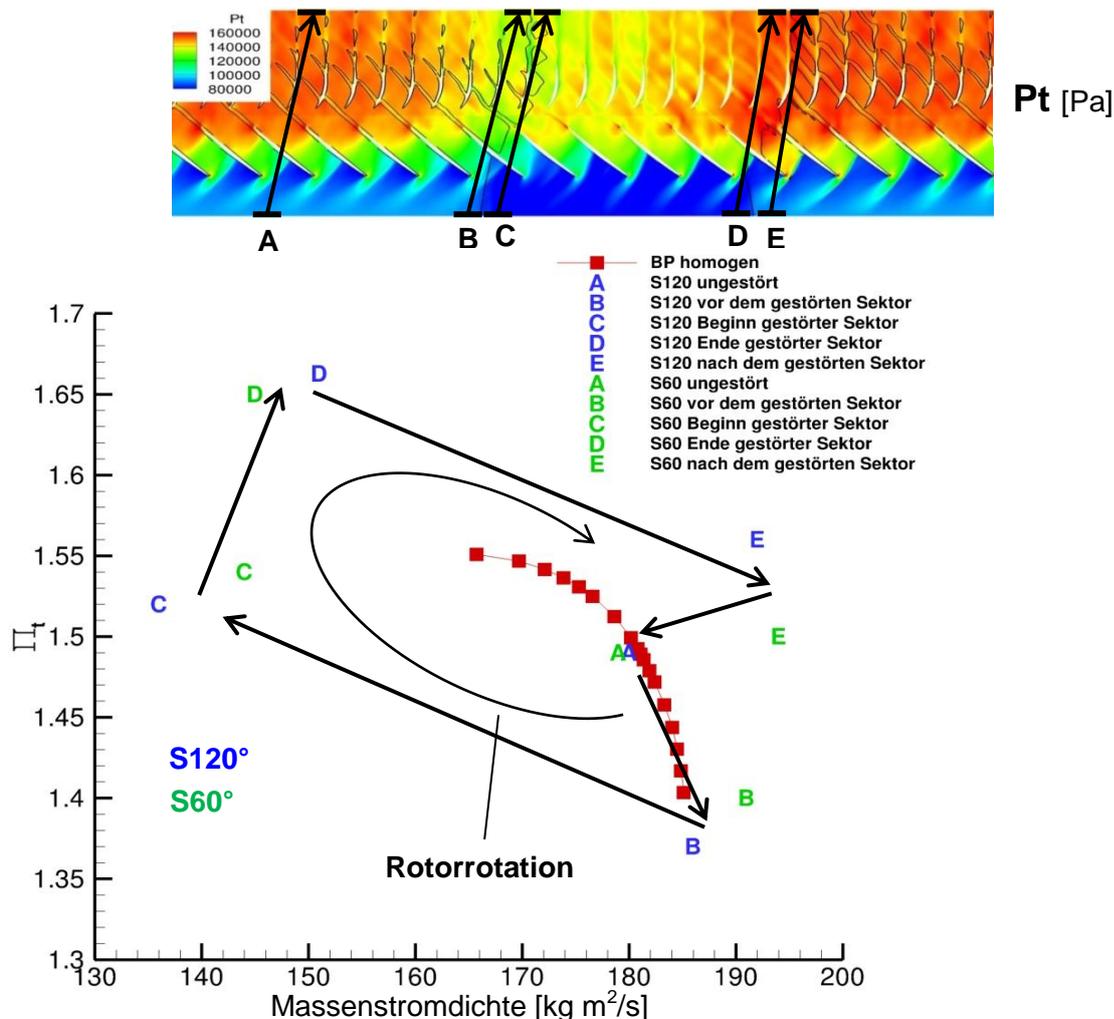


Abbildung 48: Lokaler Totaldruckaufbau im Mittelschnitt

Das Totaldruckverhältnis erreicht sein Minimum im lokalen Betriebspunkt kurz vor dem gestörten Sektor (B), und am Ende des gestörten Sektors (D) sein Maximum. Beide Bereiche liegen in der Separationszone von Druck- und Geschwindigkeitsstörung. Der Einfluss der statischen Druckstörung hat, wie bereits diskutiert, eine Druckabsenkung kurz vor der Störung und eine Drucksteigerung am Ende des gestörten Sektors zur Folge. Das Totaldruckverhältnis dieser beiden Betriebspunkte ist also nicht nur Folge eines Druckaufbaus durch am Fluid geleistete Arbeit, sondern auch die Folge der instationären Variation der Eintrittsrandbedingungen und der schnelleren Ausbreitung der Druckstörung. Der durch Umlenkung und instationäre Verzögerung geleistete und da-

mit für das Stabilitätsverhalten relevante Druckaufbau ist also geringer als durch das Totaldruckverhältnis im lokalen Betriebspunkt (D) angedeutet.

Zusammenfassend lassen sich aus den in Abbildung 48 gezeigten lokalen Betriebspunkten folgende qualitative Aussagen treffen:

- Es erfolgen starke Sprünge in den lokalen Betriebspunkten am Eintritt (B, C) und am Austritt des Rotors (D, E) aus der gestörten Strömung
- Die Betriebspunkte innerhalb der Einflusszone der Störung liegen fernab der Charakteristik bei homogener Zuströmung

Starke Sprünge in den Betriebspunkten haben auch immer starke Sprünge in den Schaufelbelastungen zur Folge. Diese korrespondiert wiederum mit der mechanischen Belastung der Schaufeln, weshalb es durch die Störung der Zuströmung zu einer Umfangsva-riation der mechanischen Belastung der Rotorschau- feln kommt. Die mechani- sche Belastung der Schaufeln ergibt sich direkt aus den, durch die Fluidkräfte hervor- gerufenen, Druckunterschieden zwischen Saug- und Druckseite. Als Beispiel dieser Belastungsvariation der Rotorschau- feln sind in Abbildung 49 die Variation der integra- len Druckunterschiede zwischen Saug- und Druckseite für alle Schaufeln zu einem instan- tanen Zeitpunkt dargestellt. Sowohl im  $S60^\circ$ - als auch im  $S120^\circ$ -Fall ist eine sig- nifikante Variation der Schaufelkräfte vorhanden. Im Fall  $S60^\circ$  variieren die Kräfte von einem Minimum von ca. 80 % bis zu einem Maximum von ca. 120 %, d. h. um ca. 40 % der ungestörten Schaufelbelastung. Bei der  $120^\circ$ -Störung liegen die Extrema sogar noch weiter auseinander. Die Rotorschau- feln werden also, analog zu den Ergebnissen des DLR-R030-Testfalls, durch die Störung auch massiv mechanisch be- und entlastet. Die Frequenz dieser dynamischen Lastvariation ist mit dem Öffnungswinkel des gestör- ten Sektors und der Rotordrehzahl assoziiert. Wird hierbei eine Eigenmode angeregt, kann es zur Resonanzkatastrophe kommen (High Cycle Fatigue) oder bei schwäche- ren Störungen zu erhöhter Materialermüdung.

Ein weiterer zu untersuchender Aspekt, der allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, wäre die Anregung von Sehnenbiegungen infolge starker dynami- scher, axialer Laständerungen.

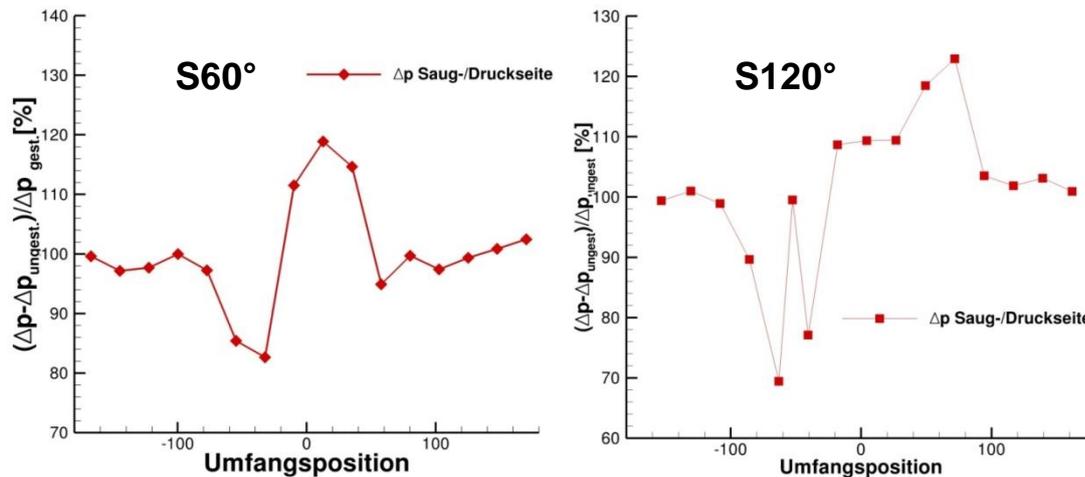


Abbildung 49: Instantane Umfangsverteilung der Schaufelbelastung

### 7.3.3 Zusammenfassung der zweidimensionalen Effekte

Die Ergebnisse des TUD-R1-Testfalls im Mittelschnitt zeigen ähnliche Ergebnisse wie bereits die Ergebnisse des DLR-R030-Testfalls. Signifikante Unterschiede, bedingt durch das stärkere Potentialfeld der TUD-R1-Schaufeln und durch die größere Teilung des TUD-R1, zeigen sich nur lokal. So bewirkt das Potentialfeld der Schaufeln des TUD-R1 ein Absenken des statischen Drucks bereits in Umfangsrichtung vor dem gestörten Sektor, unabhängig von einer Anströmwinkelstörung, und das Fluid in diesem Bereich beschleunigt. Durch die größere Teilung werden hingegen lokale Variationen der Störung ausgemischt. Ein Umfangsgradient der Störung muss also auch in Bezug auf die Teilung eine gewisse Ausdehnung besitzen, um einen signifikanten Einfluss zu besitzen.

In den gezeichneten Strömungsfeldern im Mittelschnitt ist zudem zu erkennen, dass die Strömungsbilder in dem durch die Störung beeinflussten Bereich nicht einfach den Strömungsbildern bei homogener Zuströmung in unterschiedlichen Betriebspunkten zugeordnet werden können. Durch die Entkopplung von statischer Druck- und Geschwindigkeitsstörung und durch die Rückkopplung der Variation des statischen Drucks nach dem Rotor verlassen die Schaufelpassagen die stationäre Charakteristik bei homogener Zuströmung.

Der Testfall ohne eine vorgegebene Anströmwinkelvariation, TUD-R1  $S60^\circ$ , weist keine qualitativen Unterschiede zu dem Testfall mit Anströmwinkelvariation, TUD-R1  $S120^\circ$  auf. Die Anströmwinkelvariation hat zwar durch die Variation der Schaufelbelastung

einen quantitativen Einfluss, aber alle relevanten Strömungsphänomene zeigen qualitativ das gleiche Verhalten.

Bis auf die bereits diskutierten Abweichungen decken sich die Ergebnisse für  $S60^\circ$  und  $S120^\circ$  im Mittelschnitt qualitativ sehr gut mit den Ergebnissen des DLR-R030-Testfalls und der phänomenologischen Diskussion in Kapitel 6.2. Die den Trend des Strömungsbilds im Mittelschnitt dominierenden Phänomene sind also qualitativ unabhängig von der Verdichterauslegung, was sich auch durch die sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der analytischen Diskussion in Kapitel 6.2 bestätigt. Ähnliche experimentelle und numerische Ergebnisse zeigen auch die Untersuchungen von Yao et al. [25], [26], Fidalgo et al. [43] und Gunn et al. [110] an subsonischen und transsonischen Verdichtern.

#### **7.4 Dreidimensionale Aspekte einer gestörten Zuströmung**

Im Anschluss an die Diskussion des zweidimensionalen Strömungsbildes im Mittelschnitt soll in diesem Abschnitt das dreidimensionale Strömungsfeld untersucht werden. Ein besonderes Augenmerk gilt in diesem Zusammenhang der Strömung im Schaufelspitzenbereich. Wie Untersuchungen von Hah und Biela [48], [98] zeigen, ist die untersuchte Verdichterstufe bei 100 % Drehzahl tip-kritisch, d. h. ein instabiles Betriebsverhalten wird durch die Strömung im Bereich des Radialspaltes und der Schaufelspitze bestimmt. Der Einfluss von Störungen auf die Stabilitätsgrenze ergibt sich infolgedessen durch den Einfluss der Störung auf die Strömung im Schaufelspitzenbereich. Zur Verdeutlichung und zur Verifizierung der entscheidenden Rolle der Strömung am Gehäuse werden verschiedene umfangskonstante Radialstörungen an verschiedenen Schaufelhöhen untersucht. Reine Radialstörungen, die keine Umfangsvariation aufweisen, haben den großen Vorteil, dass nicht der gesamte Schaufelkranz simuliert werden muss, sondern die Periodizität ausgenutzt werden kann. Es muss also nur eine einzelne Passage simuliert werden, was die Simulation einer Kennlinie ermöglicht. In Abbildung 50 sind die 100%-Kennlinien dieser Radialstörungen abgebildet. Als Radialstörung wird eine 10%ige-Totaldruckstörung gewählt, d. h. im gestörten Bereich wird der Verdichter über den gesamten Umfang mit 90 % des ungestörten Totaldrucks angeströmt. Die Störbreite beträgt jeweils 10 % der Schaufelhöhe und wird am Gehäuse, auf halber Schaufelhöhe und an der Nabe aufgeprägt. Am Gehäuse wird zusätzlich eine  $P_r$ -Störung mit einer Höhe von 1 % der Schaufelhöhe untersucht.

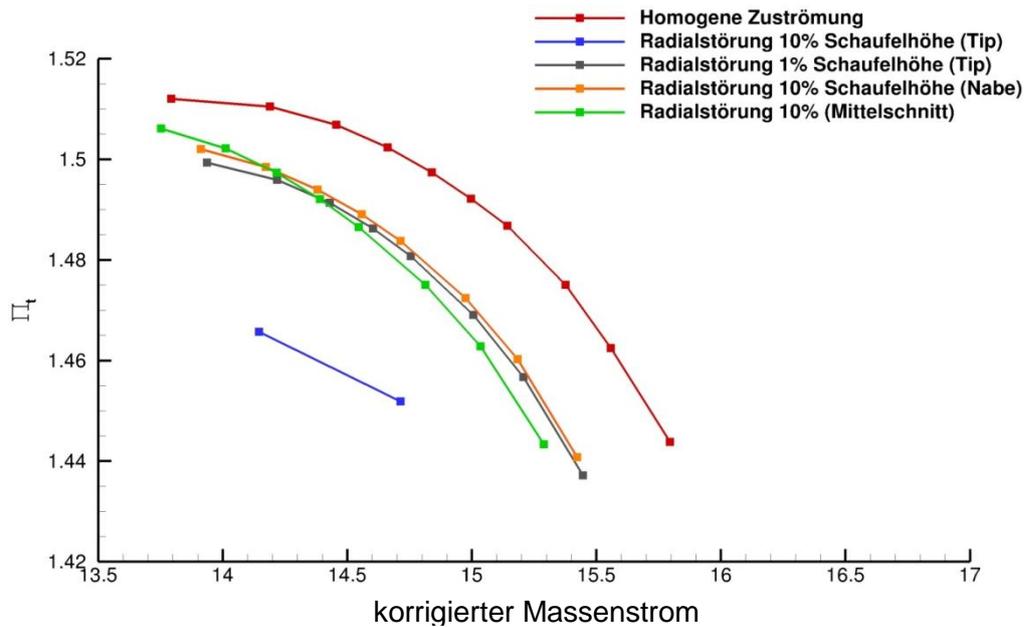


Abbildung 50: TUD-R1, 100%-Kennlinien, umfangskonstante Radialstörungen

Während die Störungen an Nabe und im Mittelschnitt die Kennlinie zwar insgesamt zu niedrigeren Totaldruckverhältnissen verschieben, variiert der Massenstrom an der Stabilitätsgrenze nur marginal. Eine Störung am Gehäuse hat einen ungleich stärkeren Einfluss auf die Kennlinie. Bereits eine Störung von 1 % der Schaufelhöhe am Gehäuse verschiebt die Kennlinie ebenso stark wie eine Störung von 10 % der Schaufelhöhe an der Nabe. Der unterschiedlich starke Einfluss der Radialposition der Störung spiegelt die zentrale Rolle des oberen Schaufelbereichs wider und hier vor allem der Spaltströmung für das Verhalten des untersuchten Rotors an der Stabilitätsgrenze.

Aus diesem Grund wird im Folgenden zunächst das Strömungsbild an der Blattspitze d. h. auf 98 % der Schaufelhöhe untersucht.

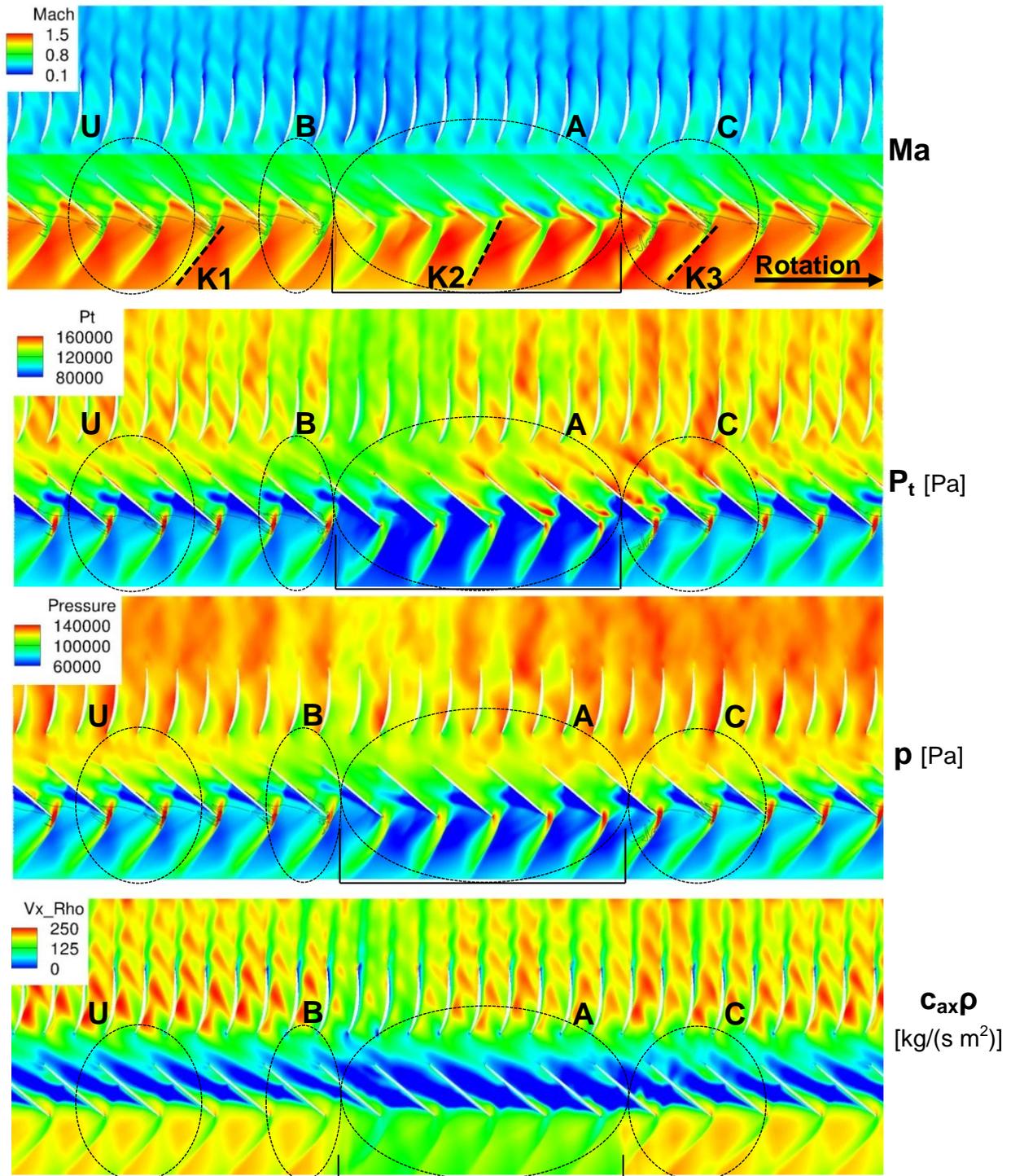
#### 7.4.1 Strömungseffekte im Blattspitzenbereich

Die Strömung am Gehäuse wird, wie in Abbildung 51 in der Machzahlverteilung (relative Machzahl im Rotor bzw. absolute Machzahl im Stator) zu erkennen, durch die hohe relative Anström-Machzahl und die Radialspaltströmung bestimmt. Die Strömungsfelder zeigen keine qualitativen Unterschiede für die generischen Testfälle S120° und S60°, weshalb stellvertretend nur der S120°-Testfall diskutiert wird.

Im ungestörten Bereich verhält sich die Strömung weitgehend wie im Fall homogener Zuströmung, der bereits in Kapitel 5.2.2 ausführlich diskutiert wird. So verzögern die

abgelöste Kopfwelle und anschließend der Passagenstoß das Fluid bis in den Unterschall, und es kommt im Einflussgebiet der Spaltströmung zu einem Blockage-Bereich, der sich durch Senken der Machzahl, der Massenstromdichte, dem statischen und dem Totaldruck auszeichnet. Sowohl das Stoßsystem als auch die Spaltströmung werden durch die Störung massiv beeinflusst. Analog zu einer Betriebspunktverschiebung in Richtung Stallgrenze (vgl. Abbildung 24) richtet sich die Kopfwelle beim Eintritt des Rotors in den gestörten Bereich in Folge der niedrigeren Anström-Machzahl auf, wie beispielhaft für je eine Position im ungestörten ( $K_1$ ) und im gestörten Sektor ( $K_2$ ) in Abbildung 51 eingezeichnet ist. Die Kopfwelle wandert zu Beginn des gestörten Sektors (A) analog dazu weiter stromauf, um anschließend innerhalb des gestörten Bereichs, unter Beibehaltung ihres großen Stoßwinkels, wieder stromab zu wandern. Nach Verlassen des gestörten Sektors (C) liegt die Kopfwelle an der Schaufelvorderkante an und zeigt spitzere Stoßwinkel. In diesem Bereich weist die Kopfwelle ihre kleinsten Stoßwinkel ( $K_3$ ) auf und befindet sich am nächsten zur Schaufelvorderkante, um anschließend wieder zu ihrer ungestörten Kontur zurückzukehren.

Die Ursachen und Auswirkungen der Spaltströmung bei homogener Zuströmung werden bereits ausführlich in Kapitel 5.2.2 besprochen. Durch den Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite kommt es zum Überströmen der Schaufelspitze, und das Fluid tritt mit einem der Freiströmung entgegengesetzten Impuls in die nachfolgende Passage ein. Die Intensität der Spaltströmung ergibt sich aus dem Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite und ist dementsprechend proportional zur Schaufelbelastung. Im Zuge der Störung der Zuströmung ändern sich die Schaufelbelastung und der Druckgradient von Druck- zur Saugseite, was sowohl aus der Belastungsvariation in Abbildung 49, als auch aus dem statischen Druckfeld in Abbildung 51 hervorgeht. Im ungestörten Sektor befindet sich das Maximum des Druckunterschieds zwischen Saug- und Druckseite etwa bei der halben Sehnenlänge (U). Vor dem Eintritt in den gestörten Sektor (B) nimmt die Schaufelbelastung zunächst ab, wodurch die Spaltströmung schwächer wird. Mit der Belastungssteigerung im gestörten Sektor (A) erfolgt eine zunehmende Intensivierung der Spaltströmung, die sich in den größer werdenden Senken der Machzahl, des Drucks und der Massenstromdichte zeigt. Die stärkste Spaltströmung befindet sich am Ende des gestörten Sektors, um dann über einen Sektor von ca. 2 Passagen (C) wieder zu ihrem ungestörten Niveau abzunehmen.



### Gestörter Sektor

Abbildung 51: TUD R1, S120°, Felder der instantanen Strömungsgrößen, 95% Schaufelhöhe

Der entgegengesetzte Impuls zwischen Spalt- und Passagenströmung hat zur Folge, dass es beim Aufeinandertreffen beider zu starken Mischungsvorgängen und zu damit verbundenen Irreversibilitäten bzw. Verlusten kommt. Diese Verluste spiegeln sich in der Entropieverteilung wider. Wie bereits im Kapitel 2.2 diskutiert, lässt sich die Trennlinie zwischen Spaltströmung und Passagenströmung an einem Maximum des Entro-

piegradienten festmachen, vgl. Bennington et al. [50]. In Abbildung 52 ist die Entropieverteilung im Bereich der Schaufelspitze dargestellt. Die Trennlinie zwischen der Passagenströmung mit niedriger Entropie und der entropiereichen Spaltströmung weist im ungestörten Sektor (U) einen deutlich spitzeren Winkel in Bezug auf die axiale Achse auf. Vor Eintritt in den gestörten Bereich, d. h. im Bereich der Entkopplung, (B), führt die geringfügig schwächere Spaltströmung zur Abnahme des Entropieniveaus in der Spaltströmung und die Trennlinie wandert leicht stromab. Auch hier lässt sich der genuin instationäre Charakter dieses Bereichs gut erkennen. Der vordere Schaufelkanalbereich befindet sich bereits in der gestörten Zuströmung, und dementsprechend zeigt dieser Bereich eine stärkere Spaltströmung, und damit auch ein höheres Niveau der Entropie bzw. ihrer Produktion, als der stromab liegende Schaufelkanalbereich. Die Entropieproduktion wird hier also lokal durch die instationäre Variation der Zuströmung bestimmt.

Im gestörten Bereich (A) nimmt die Entropieproduktion im Einflussbereich der Störung massiv zu. Die Trennlinie zwischen Frei- und Spaltströmung wandert in Richtung Vorderkante und richtet sich senkrecht zur Anströmung auf. Analog zu den Beobachtungen in den anderen Strömungsgrößen bleibt auch die Entropie noch ca. 2 Passagen nach Austritt aus dem gestörten Bereich durch diesen beeinflusst. Wie ebenfalls gut zu erkennen ist, ist im Schaufelspitzenbereich die Entropieproduktion der Spaltströmung so stark, dass sich die Spur der konvektiven Störung nicht mehr wie im Mittelschnitt anhand der Entropiekontur verfolgen lässt.

Zur genaueren Untersuchung der Spaltströmung ist in Abbildung 52 das  $\lambda_2$ -Wirbelkriterium als Kriterium zur Charakterisierung des Spaltwirbels und zur Visualisierung seiner Wirbeltrajektorie dargestellt. Eine genaue Definition des  $\lambda_2$ -Kriteriums und seiner Eigenschaften findet sich u. a. in Roth [115]. Das Kriterium detektiert einen Wirbel bei negativen Werten, wobei gilt: Je kleiner die Werte, desto stärker der Wirbel. Wie gut zu erkennen ist, wandert der Fuß des Spaltwirbels beim Eintritt in den gestörten Sektor analog zum Bereich hoher Entropie bzw. zur Trennlinie zwischen Spalt- und Passagenströmung in Richtung der Vorderkante (U  $\rightarrow$  A). Nach dem Eintritt in den gestörten Sektor verlagert sich der Spaltwirbel in Richtung Vorderkante und seine Trajektorie wird deutlich umfangsparalleler. Zusätzlich wird der Bereich hoher Wirbelintensität kürzer. Im Vergleich zur Machzahlverteilung in Abbildung 51 wird deutlich, dass die Stoß-Spaltwirbel-Interaktion durch die Störung stärker wird. So zeichnet sich die Stoßposition ab der Hälfte des gestörten Bereichs in Rotationsrichtung auch in der  $\lambda_2$ -Verteilung ab. Der Spaltwirbel erfährt durch die Verzögerung im Stoß eine starke Diffu-

sion und damit eine schnellere Abschwächung des  $\lambda_2$ -Kriteriums. Am Ende des gestörten Bereichs zeigt der Spaltwirbel nach dem Stoß eine starke Oszillation, mit starker Diffusion und Dissipation. Dieses Verhalten legt ein Wirbelaufplatzen nahe, ein Phänomen, das bei starken Stößen zu beobachten ist, die den Spaltwirbel so stark abbremsen, dass die Spalt instabil wird, „aufplatzt“ und dadurch eine sehr starke Blockierung der Hauptströmung erzeugt. Ein ähnliches Verhalten berichten Chen et al. [49] und Hah et al. [70] bei den von ihnen untersuchten transsonischen Axialverdichter kurz vor Erreichen der Stabilitätsgrenze. Die Zunahme der Oszillation und der Wirbeldiffusion nach dem Stoß, im rechten Teil des gestörten Bereichs, führt in diesem Bereich auch zu einem Anwachsen der Verluste und der Blockierung, wie sich in der Entropie- und der Machzahlverteilung erkennen lässt. Die im gestörten Sektor in Umfangsrichtung stärker werdende Blockierung ist also eine direkte Folge des Spaltwirbels bzw. der Stoß-Spaltwirbel-Interaktion. Nach der Störung (C) zeigt die Trajektorie wieder spitzere Winkel in Bezug auf die axiale Achse, die Oszillation nach dem Stoß wird schwächer, und auch der Wirbel kehrt, wie die anderen Strömungsgrößen, nach 2 Passagen wieder zu seinem ungestörten Verhalten zurück.

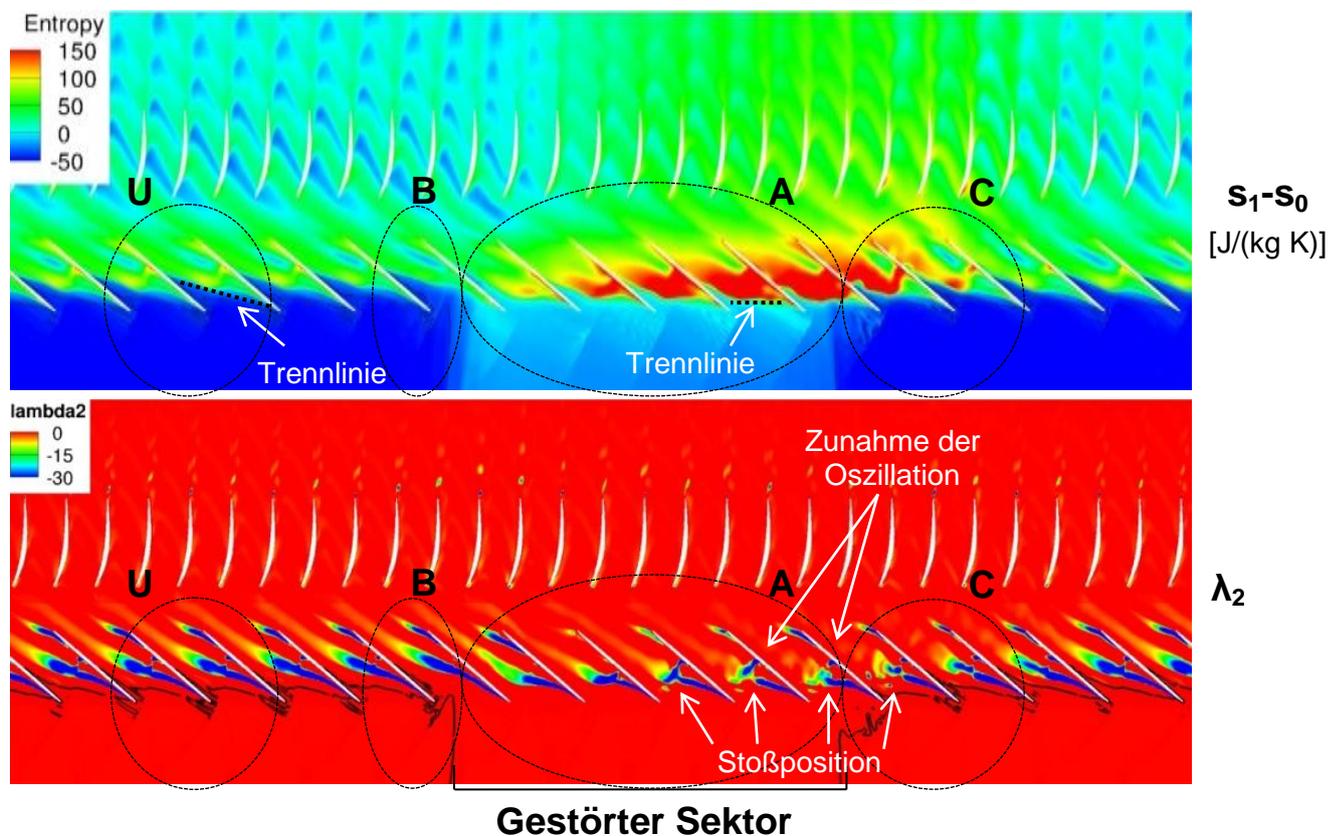


Abbildung 52: TUD R1, S120, Felder von Entropie und  $\lambda_2$ -Wirbelkriterium

Im dargestellten Fall S120° wird das Anwachsen der Spaltströmung zusätzlich durch die Anströmwinkelvariation forciert. Allerdings kann qualitativ in allen Strömungsgrößen

das gleiche Verhalten auch im Fall  $S60^\circ$ , d. h. ohne eine Anströmwinkeländerung, beobachtet werden.

Wie bereits diskutiert, nimmt die Spaltströmung im Falle der untersuchten Verdichterstufe TUD-R1 eine wichtige Rolle für das Stabilitätsverhalten ein. Da in Kapitel 2.2 sowohl die Trennlinie zwischen Spaltströmung und Passagenströmung als auch die Wirbeltrajektorie des Spaltwirbels und die Blockierung der Passagenströmung als für das Stabilitätsverhalten wichtige Aspekte identifiziert werden, soll ihr Verhalten mit Hilfe von Entropie,  $\lambda_2$ -Kriterium und Massenstromdichte bei homogener und inhomogener Anströmung verglichen werden. Hierzu sind in Abbildung 53 die Strömungsfelder der genannten Größen bei homogener Zuströmung an drei verschiedenen Betriebspunkten, der Schluckgrenze (CL), dem maximalen Wirkungsgrad (PE) und nahe der Stabilitätsgrenze (NS), abgebildet. Die Strömungsbilder bei homogener Zuströmung sind das Ergebnis stationärer Rechnungen, weshalb ein Vergleich mit den instationären Ergebnissen bei gestörter Zuströmung nur qualitativ möglich ist.

Wie zu erwarten, entspricht das Strömungsbild im ungestörten Sektor im Wesentlichen dem Strömungsbild beim PE-Betriebspunkt mit homogener Zuströmung. Die Wirbeltrajektorie, d. h. der Winkel zwischen der Schaufel und dem Wirbelkern, die Existenz eines Sekundärwirbels an der Schaufelhinterkante, der für transsonische Verdichter auch schon von Suder & Celestina [56] beobachtet wird, sowie die axiale Position der Interaktion zwischen Spaltwirbel und Kanalstoß stimmen ebenso überein wie die Lage der Trennlinie zwischen Spalt- und Kanalströmung und die Größe und Form des Gebiets mit niedriger axialer Massenstromdichte.

Vor dem konvektiv gestörten Bereich im rein druckgestörten Bereich nimmt die Intensität der Spaltströmung kurz leicht ab, und die Trennlinie verlagert sich stromab, vgl. hierzu Entropie und Massenstromdichte (B). Bei homogener Zuströmung ist eine ähnliche Tendenz, eine Abnahme der Spaltströmungsintensität und die Stromabverlagerung der Trennlinie zwischen Spalt- und Kanalströmung bei spitzeren Winkeln in Richtung Schluckgrenze zu beobachten. Allerdings zeigen beide Strömungsbilder auch qualitative Abweichungen. So ist der Wirbelfuß in B bei gestörter Zuströmung an der Schaufelvorderkante. Grund hierfür ist, dass sich der Kanal im Bereich der Vorderkante bereits im konvektiv gestörten Sektor befindet.

Im Sektor mit gestörter Zuströmung (A) nähert sich das gestörte Strömungsbild dem homogenen Strömungsbild nahe der Stabilitätsgrenze an. Der Spaltwirbel wandert in Richtung Schaufelvorderkante und weitet sich, nachdem er den Kanalstoß passiert hat, stark auf. Die Trennlinie zwischen Spalt- und Passagenströmung propagiert in Rich-

tung Schaufelvorderkante und steht senkrecht zur axialen Anströmung, wodurch der Blockage-Bereich an der Schaufelspitze den kompletten Schaufelkanal ausfüllt.

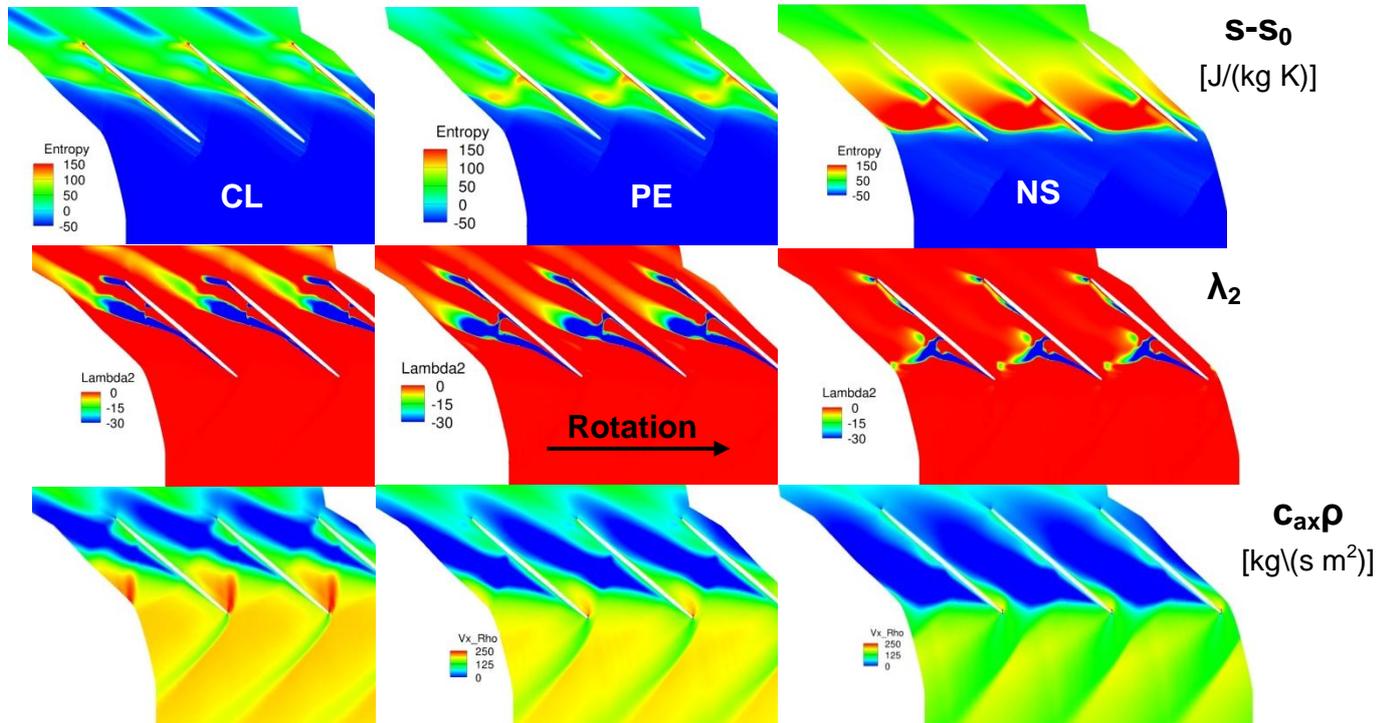


Abbildung 53: Homogene Zuströmung, Spaltströmung 95% Schaufelhöhe, Entropie,  $\lambda_2$ -Wirbelkriterium und Massenstromdichte, Schluckgrenze, bester Wirkungsgrad und an der Stabilitätsgrenze

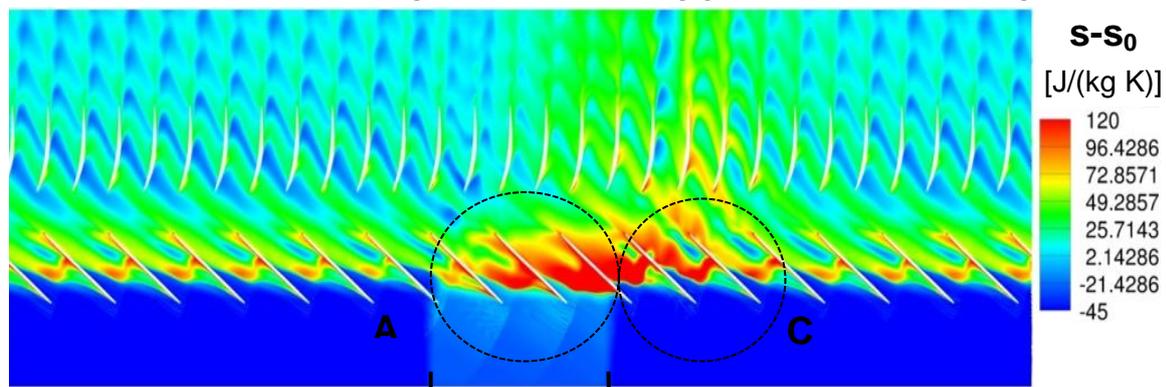


Abbildung 54: TUD S60°, Blattspitze, Entropieverteilung

Nach dem Austritt des Schaufelkanals (C) bleibt die Spaltströmung in Umfangsrichtung noch für etwa zwei Schaufelkanalbreiten (ca. 45°) durch die Störung beeinflusst. Direkt am Austritt aus dem konvektiv gestörten Bereich verhält sich die Strömung, analog zum gestörten Bereich, ähnlich wie in der Nähe der Stabilitätsgrenze, nimmt aber dann in Umfangsrichtung kontinuierlich wieder die Intensität und Form der Spaltströmung im ungestörten Bereich an.

Die Ausdehnung des Bereichs, der nach Austritt aus dem konvektiv gestörten Sektor weiter gestört ist, im Folgenden nachgestörte Zone genannt, ist für  $S120^\circ$  und für  $S60^\circ$  ähnlich groß. Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 54 die Entropieverteilung an der Schaufelspitze für den Fall  $S60^\circ$ . Beide Fälle,  $S60^\circ$  und  $S120^\circ$ , unterscheiden sich zwar leicht aufgrund der Winkelstörung, allerdings gleichen sich die Ausdehnung der nachgestörten Zone und der Unterschied zwischen dem Einfluss der Störung vor dem gestörten Sektor und nach dem gestörten Sektor. Die nachgestörte Zone wird also weder von der Änderung des Anströmwinkels noch von der Größe des Sektors maßgeblich beeinflusst.

Die wesentlich längere und intensivere Störung der Spaltströmung nach dem gestörten Sektor ergibt sich, analog zur stärkeren Stromaufwirkung nach dem gestörten Sektor, aus der Entkopplung des Umfangsversatzes von sich stromauf und stromab ausbreitenden Druckinformationen. Wie bereits in Kapitel 6.3 anhand von Abbildung 31 für die Änderung der Anströmung stromauf diskutiert, korrespondiert der in diesem Bereich lokal zu leistende Druckaufbau mit der stromab gestörten Strömung entgegen der Umfangsrichtung. Neben einer stärkeren Schaufelbelastung hat das auch einen lokal höheren Totaldruck nach dem Rotor im Bereich C zur Folge, wie in Abbildung 51 zu erkennen ist.

Analog zur Diskussion der Stromaufwirkung in Kapitel 6.3 werden auch die Schaufelbelastung und die Spaltströmung zu Beginn des gestörten Sektors (Beginn Sektor A) durch den Phasenversatz der Druckinformation in Umfangsrichtung abgeschwächt. Diese Abschwächung zeigt sich am deutlichsten in Abbildung 54. Hier zeigt die Spaltströmung auch ohne eine Anströmwinkelstörung zu Beginn des gestörten Sektors (Beginn A) eine deutlich schwächere Ausprägung als am Ende. Die Größe der nachgestörten Zone ist also nicht von der Größe des gestörten Sektors abhängig, sondern vom Umfangsversatz der stromauf und stromab propagierenden Druckinformationen. Dieser Versatz nimmt mit zunehmendem Radius und damit steigender Umfangsgeschwindigkeit zu.

#### Stalkriterien:

Um die Strömung im gestörten Bereich noch genauer in Bezug auf die Stabilitätsgrenze einordnen zu können, soll sie anhand der in Kapitel 2.2 aus der Literatur entnommenen Bedingungen auf instabiles Verhalten hin untersucht werden. Für transsonische Verdichter sind die wichtigsten Punkte die bereits genannten:

1. Anwachsen der Blockierung der Passagenströmung, vgl. Suder & Celestina [56], Khalid et al. [57]

2. Interaktion von Spaltströmung und Kanalstoß bei transsonischen Verdichtern, vgl. Hah et al. [48]
3. Spaltwirbel Oszillation, vgl. Young et al.[58], Hah et al.[48]
4. Umströmung der Vorder- bzw. der Hinterkante, vgl. Vo et al. [47], Vo [59], Bennington et al. [50], Hah et al. [48]

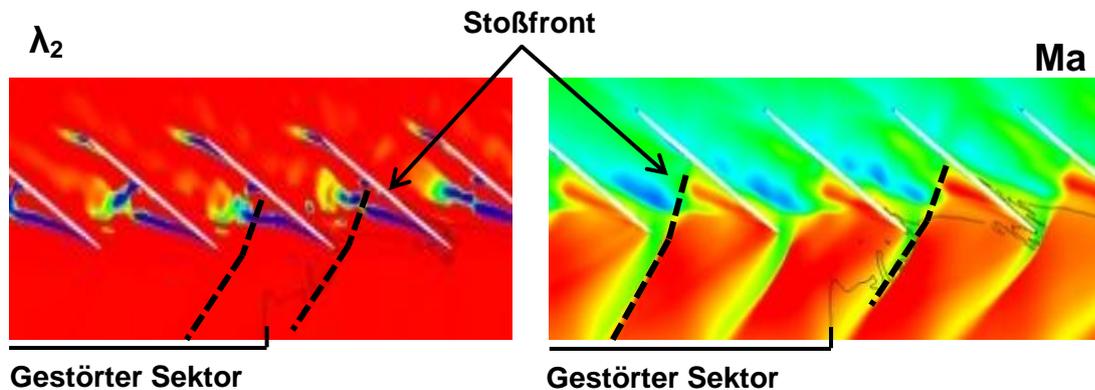


Abbildung 55:  $\lambda_2$ -Wirbelkriterium und Machzahlverteilung im Rotor am Störungsausritt (TUD-R1, S120°)

Im gestörten Sektor sind die ersten drei Aspekte sehr gut zu beobachten. Wie bereits diskutiert, nimmt im gestörten Sektor die Blockierung zu. Die Spaltströmung bzw. der Spaltwirbel interagiert besonders am Austritt aus dem gestörten Sektor sehr stark mit dem Stoß, wie in Abbildung 55 zu erkennen ist.

Der Wirbelkern weitet sich nach dem Passieren des Stoßes schlagartig auf und wird danach sehr schnell schwächer. Zudem kommt es in der zweiten Hälfte des gestörten Sektors zu starken Oszillationen des Wirbels nach Passieren des Stoßes, und der Wirbel scheint beim Verlassen des gestörten Sektors aufzuplatzen. Im Gegensatz zu den ersten drei Aspekten, die hier am Ende des gestörten Bereich bei der Annäherung an die Stabilitätsgrenze zu beobachten sind, kommt zu keiner Umspülung der Vorderkante. Diese Umspülung der Vorderkante bei Entstehung einer Stall-Zelle wird von Hah [70] auch bei homogener Anströmung für die untersuchte TUD-R1 Verdichterstufe festgestellt. Obwohl im gestörten Sektor der lokale Betriebspunkt im instabilen Bereich des Kennfelds liegt, kommt es nicht zu einem Umspülen der Vorderkante, was anhand des Spaltwirbels und der Entropiefront, die im gesamten Feld hinter der Schaufelvorderkante liegt, ersichtlich wird. Es kommt also in den untersuchten Fällen nicht zu einer lokalen Stall-Zelle im gestörten Bereich, sondern das Strömungsfeld nähert sich der Stabilitätsgrenze an, überschreitet sie aber an keinem Punkt.

### 7.4.2 Axiales Strömungsfeld

Zur näheren Untersuchung dreidimensionaler Aspekte des Strömungsfeldes ist in Abbildung 56 Ebene 2 (nach dem Rotor) und in Abbildung 57 Ebene 3 (nach dem Stator) abgebildet. Die gezeigten Strömungsfelder sind instantan, zeigen also das Strömungsbild zu einem diskreten Zeitpunkt, weshalb in Ebene 2 die 16 Rotornachläufe zu erkennen sind. In Ebene 3 sowohl die 29 Statornachläufe als auch die 16 Rotornachläufe zu sehen. Wie sich in der Entropieverteilung in Ebene 3 besonders gut erkennen lässt weisen die Rotornachläufe in Ebene 3 durch die Interaktion mit der Statorschaufel einen Versatz auf. Dieser Versatz, den man auch gut im Mittelschnitt erkennen kann, vgl. u.a. Abbildung 46, ergibt sich aus den unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf Saug- und Druckseite.

Die Strömungsbilder nach dem Rotor (Ebene 2) bestätigen die in den Umfangsverteilungen (Abbildung 45), in den Abwicklungen am Mittelschnitt (Abbildung 46) und an der Schaufelspitze (Abbildung 51) beobachteten Ergebnisse. Der durch die Konvektion der Störung beeinflusste Bereich, der sich in der Entropieverteilung deutlich wiederfindet, besitzt, wie die Störung in der Anströmung, einen Öffnungswinkel von  $120^\circ$ . Während sich der konvektiv gestörte Sektor in der Entropie wiederfindet, bilden die anderen dargestellten Strömungsgrößen den gesamten durch die Störung in der Anströmung beeinflussten Bereich ab. Hier zeigt sich eine Ausweitung des gestörten Bereichs auf über  $180^\circ$ , die die gesamte Schaufelkanalhöhe erfasst. Der Phasenversatz zwischen gestörtem Druck und gestörter Geschwindigkeit führt in allen Strömungsgrößen zu einem Minimum vor Beginn des gestörten Bereichs (B) und zu einem Maximum am Ende des gestörten Sektors (Ende A, C), ausgenommen der Entropie.

In der Entropie wiederum ist neben dem konvektiv gestörten Bereich die Einflusszone der Spaltströmung gut zu erkennen. Das Entropiefeld, das nur im Bereich der Spaltströmung und der Rotornachläufe von der Entropieproduktion im Rotor dominiert wird, zeigt am Gehäuse auch nach dem gestörten Bereich eine signifikante Beeinflussung, wie im Bereich C zu erkennen ist.

Während die radiale Ausdehnung der Spaltströmung und die dadurch hervorgerufene Blockierung im ungestörten Fall nur etwa 4 % der Schaufelhöhe beeinflusst, wächst innerhalb des gestörten Sektors die radiale Einflusszone und erreicht am Ende des gestörten Sektors eine Ausdehnung von ca. 20 % der Schaufelhöhe. Die starke Diffusion des Spaltwirbels nach dem Stoß und seine starke Oszillation spiegeln sich auch in der starken Schwankung und der hohen Intensität der Entropie nahe dem Gehäuse im Bereich C, nach dem gestörten Sektor, wider. Diese Schwankung und die damit ver-

bundene Variation der Strömungsblockierung zeigen sich auch in den anderen Strömungsgrößen. Diese weisen neben einer starken zeitlichen Schwankung auch starke radiale Variationen, also ein stark ausgeprägtes dreidimensionales Strömungsbild, am Ende des gestörten Sektors im Bereich C auf.

In Abbildung 56 und in Abbildung 57 wird ebenfalls die Ebene nach dem Stator gezeigt. Der Stator beeinflusst die Störung in zweierlei Weise. Zum einen wird, vor allem im Anfangsbereich der Störung, der Totaldruck durch den Stator weiter abgesenkt. Die Ursache hierfür sind fehlströmungsinduzierte Verluste, infolge der niedrigen Axialgeschwindigkeit in diesem Bereich. Zum anderen mischen im Stator lokale Gradienten aus. Die Ausmischung lässt sich u. a. an der Spaltströmung am Austritt aus dem gestörten Sektor erkennen. Die nach dem Rotor lokal an der Blattspitze sehr stark ausgeprägten Entropiemaxima ( $C_2$ ) des Kanalwirbels weiten sich über den Stator auf und werden abgeschwächt ( $C_3$ ). Der statische Druck erhöht sich im Stator durch die Entnahme des Dralls und homogenisiert sich vor allem in Radialrichtung am Austritt aus der Störung (vgl.  $C_2 \rightarrow C_3$ ). Die axiale Massenstromdichte steigt ebenfalls durch den höheren Druck und durch die Querschnittsverringerng. Allerdings zeigt sich hier keine radiale Homogenisierung, wobei die Massenstromdichte über den gesamten Umfang, also auch im ungestörten Bereich, eine starke Beeinflussung durch die Strömungseffekte am Gehäuse zeigt.

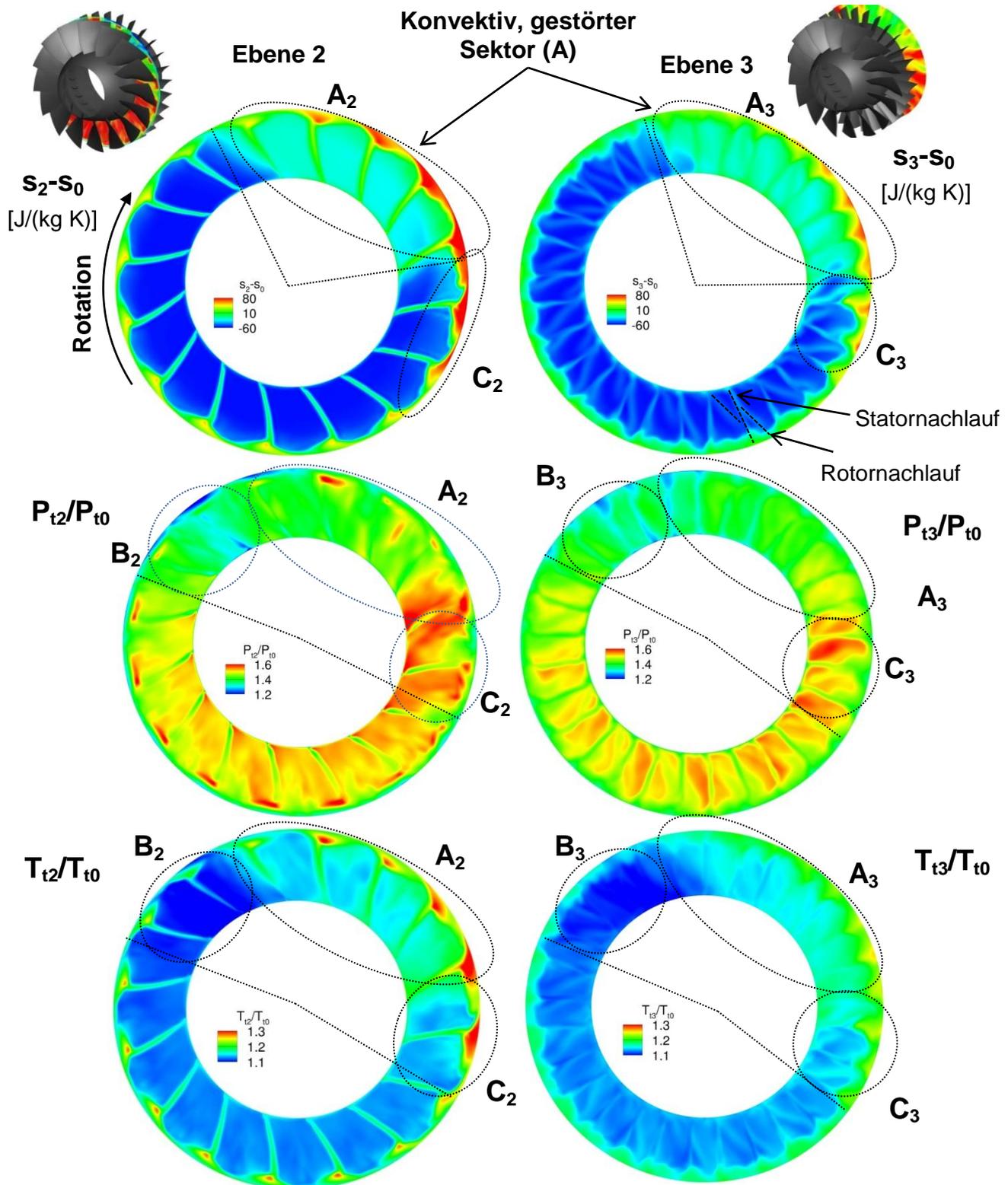


Abbildung 56: Verteilung der Entropie, des Totaldruckverhältnis und des Totaltemperaturverhältnis in Ebene 2 und Ebene 3 (TUD R1 S120°)

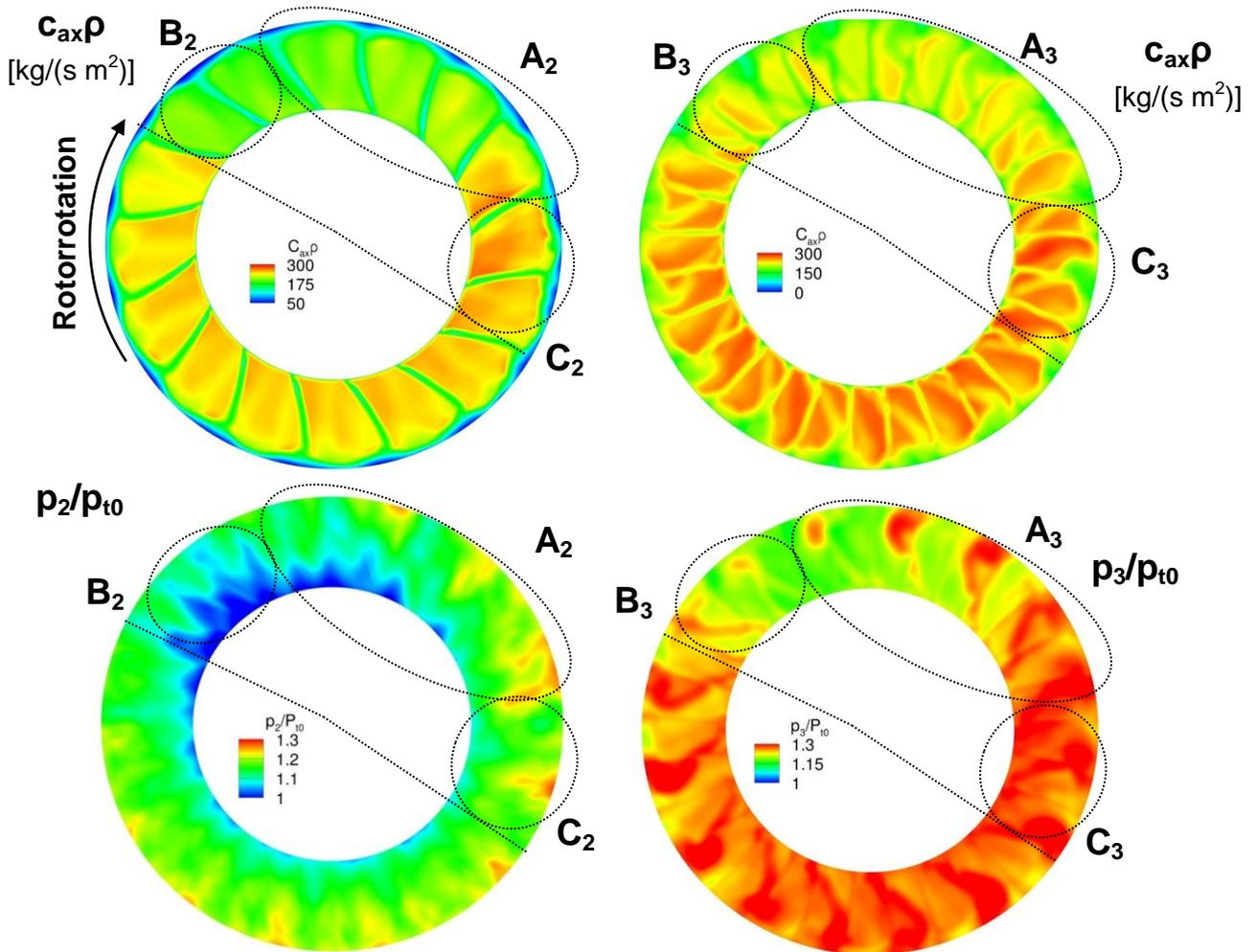


Abbildung 57: TUD R1 S120° Ebene 2 nach dem Rotor und Ebene 3 nach dem Stator Verteilung der axialen Massenstromdichte und des Druckverhältnis in Ebene 2 und Ebene 3 (TUD R1 S120°)

Abschließend ist im direkten Vergleich der Felder von Totaltemperatur und Totaldruck, in den Ebenen 2 und 3, gut zu erkennen, dass sich die Umfangsverläufe angleichen. Beide zeigen ein lokales Minimum zu Beginn des Störsektors (B2, B3) und ein Maximum am Ende (C2, C3). Das bedeutet, dass nach dem Durchgang durch die Verdichterstufe die Strömung über die gesamte Kanalhöhe eine kombinierte Totaldruck- und Totaltemperaturstörung aufweist, die qualitativ gleich variieren.

### 7.4.3 Zusammenfassung des dreidimensionalen Strömungsfeldes

Die dreidimensionalen Eigenschaften der Strömung werden mit Hilfe der Strömung im Schaufelspitzenbereich und des Strömungsbildes in Ebene 2 und Ebene 3 untersucht. Dem Schaufelspitzenbereich gilt aufgrund seines entscheidenden Einflusses auf das Stabilitätsverhalten des untersuchten Verdichters ein besonderes Augenmerk. Mit dem Eintreten des Rotors in den gestörten Sektor nähert sich das Strömungsbild in diesem

Bereich dem Strömungsbild nahe der Stabilitätsgrenze bei homogener Anströmung an. So zeigt die Intensivierung der Radialspaltströmung zu Beginn des gestörten Sektors aufgrund der Entkopplung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten noch nicht ihr volles Ausmaß, steigt aber über den gestörten Sektor an und erreicht ihr Maximum beim Austritt des Rotors aus dem konvektiv gestörten Sektor. Nach Verlassen des Entkopplungsbereichs, zu Beginn des gestörten Sektors, zeigt die Strömung im Schaufelspitzenbereich typische Eigenschaften eines Betriebspunktes nahe der Stabilitätsgrenze. So wandert der maximale Entropiegradient in Richtung Vorderkante und steht senkrecht zur Anströmung. Analog dazu wird der Radialspaltwirbel stärker, liegt ebenfalls fast senkrecht zur Anströmung, und seine Interaktion mit dem Stoß wird ausgeprägter. Kurz vor Austritt des Rotors aus dem konvektiv gestörten Sektor wird diese Interaktion so stark, dass der Spaltwirbel nach dem Stoß stark oszillierend diffundiert und damit ein Wirbelaufplatzen nahelegt. Nach dem Verlassen des konvektiv gestörten Bereichs bleibt ein Bereich von ca. zwei Passagen gestört. Hier kommt es, analog zum Eintritt in den gestörten Sektor, infolge der Entkopplung der Informationsausbreitungsgeschwindigkeiten, in Rotationsrichtung zu einer höheren Schaufelbelastung und damit zur Spaltströmung. Da dieser umfangversetzte Einflussbereich nur von dem Phasenversatz der stromauf bzw. stromab laufenden Druckinformation abhängig ist, ist der nach dem gestörten Sektor weiterhin gestörte Bereich bei den Testfällen S120° und S60° etwa gleich groß. Die nur im Falle S120° anwesende Anströmwinkelstörung besitzt nur einen quantitativen Einfluss auf die Strömung im Schaufelspitzenbereich, qualitativ zeigen die beiden Testfälle gleiche Ergebnisse.

Obwohl sich das Strömungsbild den Verhältnissen an der Stabilitätsgrenze annähert und der lokale Druckaufbau jenseits dieser liegt, kommt es doch an keiner Stelle zu den Strömungsphänomenen, die in einschlägigen Untersuchungen, vgl. Kap. 2.3, als Indikatoren für beginnende Instabilitäten gefunden werden. So überströmt weder die Spaltströmung die Vorderkante der nachfolgenden Schaufelpassage, noch wandert der maximale Entropiegradient vor diese. Die Strömung zeigt also lokal ein „stabiles“ Bild, obgleich der Betriebspunkt lokal instabil ist.

Die Untersuchung der Ebenen nach dem Rotor und nach dem Stator bestätigen die Ergebnisse aus den Untersuchungen der Abwicklungen. Wie bereits für den Mittelschnitt beobachtet, wächst der Sektor, in dem die Strömung eine Variation zur ungestörten Strömung aufweist, beim Durchgang durch den Rotor über die gesamte Schaufelhöhe stark an. Durch die Intensivierung der Spaltströmung und vor allem durch die starke Stoß-Spaltwirbel-Interaktion am Ende des gestörten Sektors nimmt darüber hin-

aus der dreidimensionale Charakter der Strömung stark zu. So beeinflusst die Spaltströmung im Einflussbereich der Störung bis zu 20 % der Schaufelkanalhöhe.

Der Stator wirkt zwar, vor allem radial, homogenisierend, allerdings ist in der Verdichteraustrittsebene festzustellen, dass sich beim Durchgang der relativ einfachen Totaldruckstörung durch die Verdichterstufe ein sehr komplexes Strömungs- und Störungsbild ergibt. Alle relevanten Strömungsgrößen weisen hier starke Umfangsschwankungen auf. Stromabliegende Komponenten würden also in diesem Fall mit einem sehr komplexen, kombinierten Störungsmuster beaufschlagt.

## 8 TUD R1 mit Störgenerator

Die in den vorangegangenen Kapiteln besprochenen Störungen stellen akademische und nur bedingt praxisnahe Störungen dar. So ist zum Beispiel nicht zu erwarten, dass im normalen Flugfall ein exakter Kreissektor mit einer konstanten Totaldruckstörung beaufschlagt wird. Eine Störung, wie sie beispielsweise durch eine Ablösung im Einlauf hervorgerufen wird, weist sowohl temporäre als auch lokale Gradienten auf. Aus diesem Grund wird im Rahmen der DFG-Forschergruppe ein neuer, realitätsnäherer Testfall untersucht, vgl. hierzu Radespiel et al. [128] und Niehuis et al. [129]. Für diesen Testfall wird vom Teilprojekt B2, in dessen Rahmen diese Dissertation fällt, ein neuartiger Störgenerator ausgelegt, konstruiert und numerisch untersucht. Parallel dazu wird die TUD-R1-Verdichterstufe mit dem Störkörper an der TU Darmstadt vermessen. Auslegung und Konstruktion des Störkörpers sowie die numerischen und experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen sind Gegenstand dieses Kapitels.

### 8.1 Auslegung und Design eines Störgenerators

Das Ziel der Arbeit der DFG-Forschergruppe 1066 ist es, eine Simulationsumgebung zu schaffen, innerhalb der es möglich ist, einen überziehenden Tragflügel und eine Triebwerkskonfiguration zu simulieren. In solchen Situationen im Fluggrenzbereich kommt es im Einlauf des Triebwerks zu massiven Ablösungen, die wiederum eine inhomogene Triebwerks- bzw. Verdichteranströmung zur Folge haben. Ein Einlauf mit hohem Anstellwinkel und Ablösung ist schematisch in Abbildung 58 dargestellt. Aufgrund des hohen Anstellwinkels kann die Strömung der Einlaufkontur nicht mehr folgen und löst ab. Je nach Anstellwinkel kann es nun zu einer offenen Ablösung kommen, d. h. das Ablösegebiet reicht bis in den Rotor (wie dargestellt), oder es kommt zu einer

Ablöseblase, und die Strömung legt vor dem Rotor wieder an. Eine ausführliche Untersuchung zu Ablösungen im Einlauf einer Triebwerksgondel wurde im Rahmen der Forschergruppe 1066 von Schulze [116] durchgeführt. Neben dem durch die Blase verursachten Totaldruckverlust und der Anströmwinkelvariation, ist das dynamische Verhalten der Ablöseblase, das einen Wirbelabwurf mit einer diskreten Frequenz zur Folge hat, ein wichtiges Ergebnis. Die Untersuchungen werden allerdings ohne den Einfluss eines Verdichters durchgeführt, dessen Stromaufwirkung nach den Untersuchungen von Reid [27] und Athayde [23] einen wichtigen Einfluss auf das Ablöseverhalten des Einlaufs hat. Beide stellen fest, dass das entscheidende Längenmaß für die Stromaufwirkung eines Verdichters der Rotordurchmesser ist, d. h. die Ablösung muss mindestens über einem Rotordurchmesser stromauf liegen, um nicht mehr von dem Verdichter beeinflusst zu werden. Da bei modernen Triebwerken ein möglichst großes Bypass-Verhältnis angestrebt wird und damit das Verhältnis von Einlauf zu Fandurchmesser kleiner wird, wird der gesamte Einlauf in modernen Triebwerkskonfigurationen von der Stromaufwirkung des Niederdruckverdichters bzw. des Fans erfasst. Das heißt, es ist immer von einer Wechselwirkung zwischen Fan und Ablösung auszugehen. Zudem ist im Falle einer an der Gehäusewand entstehenden Ablösung, eine radiale Konstanz der Störung sehr unwahrscheinlich. Vielmehr wird aus Sicht des Fans, je nach auftretender Ablösung, eine Störung mit einem ausgeprägten Radialprofil zu sehen sein.

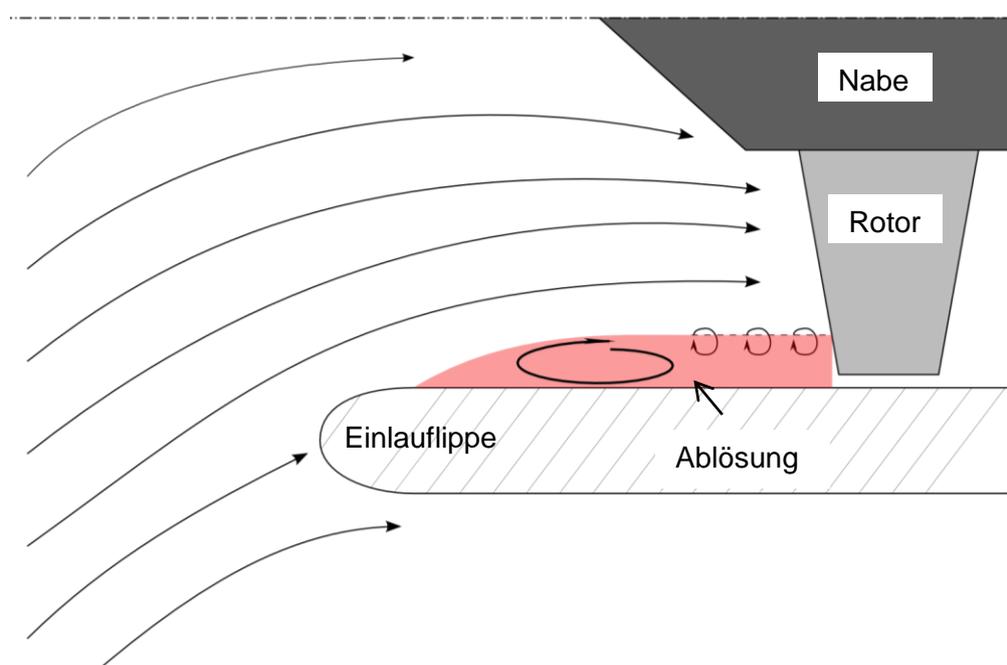


Abbildung 58: Schematische Darstellung einer Einlaufablösung

Um im Experiment eine triebwerksnahe Einlaufstörung zu simulieren, ergeben sich aus aerodynamischer Sicht also folgende Anforderungen:

Zum einen muss die Störung einen signifikanten Totaldruckverlust, eine Variation des Anströmwinkels, einen instationären Anteil und radiale Gradienten aufweisen und zum anderen muss der Ursprung der Störung nahe genug an den Rotor platziert werden, um eine Wechselwirkung zu ermöglichen.

Ein weiteres Argument, um eine möglichst starke Wechselwirkung sicherzustellen, liegt in der zukünftigen Aufgabe dieses Projektes, ein standardisiertes, industrielles Vorgehen zu validieren. Die Untersuchung eines Triebwerks in Bezug auf aerodynamische Störungen in der Zuströmung erfolgt im Rahmen der Zulassung und Zertifizierung als industrieller Standard in einer in der ARP1420 [30] bzw. in der AIP 1419 [31] spezifizierten Vorgehensweise, nach Lieser [117]. Da der Zulassungs- und Zertifizierungsprozess eines Flugzeugs (JAR-E/FAA-33), nach Lieser et al. [118], getrennt von dem Zulassungs- und Zertifizierungsprozess eines Triebwerks (JAR/FAR 25) verläuft und ein Triebwerk in vielen verschiedenen Flugzeugtypen Verwendung findet, wird das Triebwerk aktuell nur in Bezug auf vordefinierte Störungs-Kenngrößen untersucht. In Kapitel 2.2 werden Kenngrößen kurz diskutiert. Dabei wird festgestellt, dass keine der verwendeten Kenngrößen instationäre Störungsanteile oder die Interaktion zwischen Störung und Verdichter berücksichtigen kann. Deshalb liegt im Rahmen der Forschergruppe ein Schwerpunkt auf der Frage, wie wichtig instationäre Anteile und die Interaktion für das Betriebsverhalten sind.

Neben diesen rein aerodynamischen Gesichtspunkten müssen bei der Auslegung des Störgenerators auch andere Randbedingungen beachtet werden. So muss der Störkörper mit der Versuchsanlage kompatibel sein, d. h. er muss in dem gewählten Verdichter-Rig an der TU Darmstadt untersuchbar sein. Zusätzlich muss er von dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Strömungslöser TRACE gut numerisch abbildbar, d. h. vor allem vernetzbar, sein. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Sicherheit der mechanischen Integrität des Prüfstandes. Wie bereits ausführlich diskutiert, haben starke Störungen in der Zuströmung eine sehr starke Variation der mechanischen Schaufelbelastung zur Folge. Der verwendete Darmstädter Rotor 1 ist in der Vergangenheit noch nicht mit Störungen in der Zuströmung untersucht worden, weshalb für diese ersten Untersuchungen mit gestörter Zuströmung eine moderate, d. h. auf keinen Fall destruktive, Störung gewählt werden soll.

Zusammenfassend soll der Störgenerator also folgende Eigenschaften aufweisen:

- Signifikante Störung vglb. mit hohen Anstellwinkeln

- Störung mit radialer Variation
- Periodisch instationäre Störung mit bestimmter Frequenz
- Störungsgenerator soll numerisch abbildbar sein
- Sicherstellung der mechanischen Integrität der Versuchsanlage.

Die aus aerodynamischen Gesichtspunkten einfachste und realitätsnächste Störungskonfiguration wäre ein angestellter Einlauf vor dem Verdichter, allerdings ist eine Änderung des Einlaufs nicht möglich, wie aus dem Gesamtplan der Darmstädter Versuchsanlage in Abbildung 59 ersichtlich wird. Die Luft wird außerhalb des Versuchsstands aus der Umgebung angesaugt und zur Anströmungshomogenisierung in eine Beruhigungskammer mit anschließender Düse geleitet, bevor sie der Experimentalverdichterstufe zugeleitet wird. Damit aufgeprägte Störungen nicht homogenisiert werden, müssen sie in den eigentlichen Zulauf des Experimentalverdichters, zwischen der Düse (3) und dem Experimentalverdichter (4), eingebracht werden.

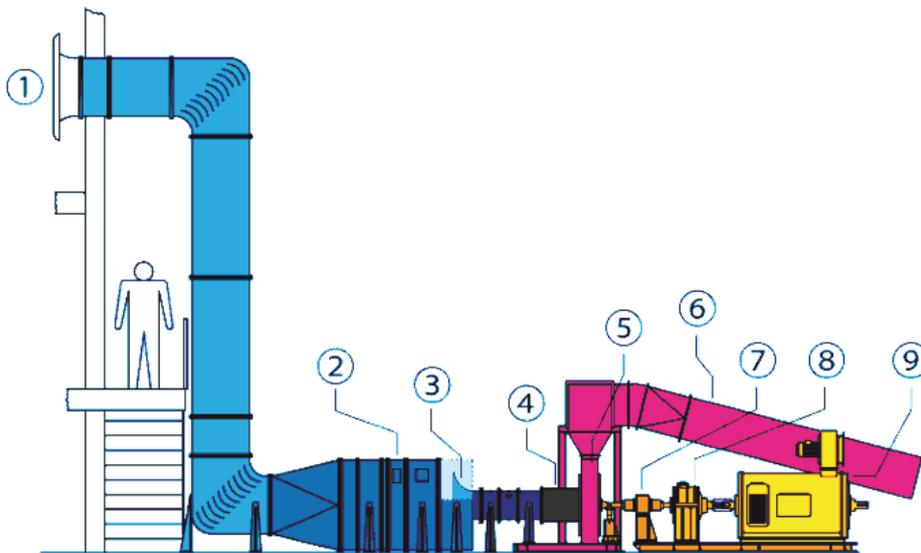


Abbildung 59: TUD R1, schematische Skizze der Versuchsanlage [118], 1 Einlauf, 2 Beruhigungskammer, 3 Düse, 4 Experimentalverdichter, 5 Radialdiffusor, 6 Auslass, 7 Drehmomentmesser, 8 Getriebe, 9 Elektromotor

Die durch eine Ablöseblase hervorgerufenen Störstrukturen weisen ein hohes Maß an Komplexität auf. So ist, neben kohärenten Längs- und Querwirbelstrukturen, auch noch eine Erhöhung der stochastischen Turbulenz zu erwarten. Da eine zu komplexe Störungsstruktur im Sinne einer Validierung des numerischen Modells nicht zielführend ist, wurde in Abstimmung mit den übrigen Projektpartnern eine Fokussierung auf Querwirbel, wie sie bei einer idealisierten, zweidimensionalen Ablöseblase zu erwarten sind, beschlossen. Grundsätzlich stellen bereits zweidimensionale Querwirbel für eine

URANS-Simulation aufgrund des Skalenproblems eine nicht zu unterschätzende Herausforderung dar, wie in Kapitel 3.1 angesprochen.

Zur Erzeugung von Querwirbelstrukturen wird ein Rechteckprofil gewählt, hinter dem sich eine Kármánsche Wirbelstraße bildet. Ein Rechteckprofil hat den Vorteil einer, über einen größeren Re-Bereich, konstanten Strouhalzahl und damit einer konstanten Wirbelfrequenz [119]. Die Strouhalzahl gibt den Zusammenhang zwischen der Frequenz des Wirbelabwerfens, der Größe des Profils und der Anströmgeschwindigkeit wieder.

$$Sr = \frac{f \cdot B}{c_\infty} \quad (8.1)$$

Wie aus Gleichung (8.1) deutlich wird, ist die Frequenz bei konstanter Strouhalzahl nur von der Breite  $B$  und der Anströmgeschwindigkeit  $c_\infty$  bestimmt, d. h. die Frequenz kann bei vorgegebener Anströmgeschwindigkeit über die Breite  $B$  des Rechteckprofils gewählt werden. Zum Zeitpunkt der Störkörperauslegung waren noch keine Daten zur Frequenz des Wirbelabwerfens einer Ablöseblase in einem Einlauf verfügbar, weshalb die Frequenz nach Verdichtergesichtspunkten gewählt wird, d. h. die Störfrequenz stellt für den Verdichterroter eine instationäre Störung dar. Wie bereits erwähnt, gibt es in der Literatur widersprüchliche Ansichten darüber, ab welcher Zeitskala eine zeitlich variable Störung aus Rotorsicht von einer echt instationären Störung zu einer transienten Variation stationärer Betriebspunkte wird, vgl. hierzu Beale et al. [13] und Leinhos et al. [14]. Allerdings sind sich beide einig, dass, falls die Zeitskala der Störungsvariation kleiner als die Dauer einer Rotorumdrehung ist, eine „echt“ instationäre Störung aus Sicht des Rotors vorliegt. Wird dahingegen die instationäre Störungsfrequenz bzw. in diesem Fall das zugehörige Längenmaß der Wirbel wesentlich kleiner als die Schaufelwechselfrequenz bzw. als ein einzelner Schaufelkanal, ist die Störung aus Rotorsicht eher als Variation der Turbulenz zu betrachten. Deren Einfluss beschränkt sich vor allem auf Grenzschichten und Mischungseffekte. Bei einer instationären Störung muss es sich also um kohärente Strukturen handeln, deren Längenmaß größer als ein Schaufelkanal und deren Zeitskala kleiner als die Umdrehungsdauer des Rotors ist. Damit sind die Grenzen der Frequenz einer für den Rotor instationären Störung durch die Rotationsfrequenz des Rotors und durch seine Schaufelwechselfrequenz definiert. Bei der untersuchten Verdichterstufe, dem TUD-Rotor 1, beträgt die 100 % Drehzahl 20000 U/min, was einer Frequenz von 333 Hz entspricht und einer Schaufelwechselfrequenz von 5333 Hz.

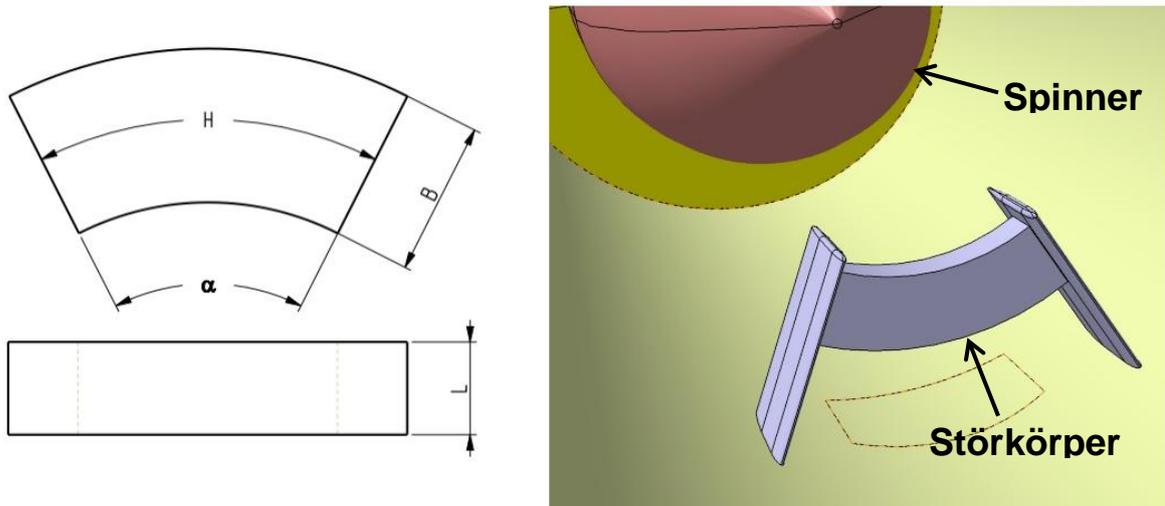


Abbildung 60: Skizze des Störkörpers und 3D CAD Zeichnung

Bei konstanter Drehzahl bleibt die Anströmgeschwindigkeit konstant, wodurch die Frequenz des Wirbelabwerfens nur noch von der Breite des Rechteckprofils abhängt. Um zusätzlich die radiale Variation der Störung über den gestörten Sektor in Umfangsrichtung konstant zu halten, wird ein gekrümmter Rechteckstab, wie er in Abbildung 60 skizziert ist, verwendet. Die geometrischen Verhältnisse werden nach einer möglichst starken Störung und nach möglichst konstantem Wirbelabwerfen gewählt. So ist das Wirbelabwerfen nach Arbeiten von Berberig [120] besonders stabil, wenn die geometrischen Verhältnisse  $L/B=0.6$  und  $H/B=3.18$  betragen.

Der gestörte Sektor wird auf maximal  $60^\circ$  festgelegt, um zwar eine signifikante Störung zu erzeugen, aber dennoch nicht die mechanische Integrität des Rotors zu gefährden. Nach einigen Iterationen wird eine Wirbelfrequenz von 442 Hz als Auslegungsfrequenz bei 100 % Drehzahl im Betriebspunkt mit dem besten Wirkungsgrad gewählt. Neben der 100 % Drehzahl soll auch noch die 65 % Drehzahl, bei der der Rotor nicht mehr transsonisch, sondern subsonisch angeströmt wird, untersucht werden. Die Wirbelfrequenz beträgt aufgrund der niedrigeren Anströmgeschwindigkeit bei dieser Drehzahl im Betriebspunkt des besten Wirkungsgrades 265 Hz. Die gewählten Frequenzen bilden einen Kompromiss aus einer möglichst instationären und zugleich möglichst großen Störung. Darüber hinaus besitzen beide Frequenzen einen ausreichenden Abstand zu den Schaufelmoden im Campelldiagramm.

Alle Daten für die Auslegung des Störkörpers sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Störkörper Auslegungsparameter

[%] der Auslegungsdrehzahl	100	65
Drehzahl [U/min]	20000	13000
Rotationsfrequenz [Hz]	333	216
Anströmungsgeschwindigkeit [m/s]	130	77
Wirbelfrequenz [Hz]	442	265
Schaufelwechselfrequenz [Hz]	5333	3466

Die übrigen Störkörperabmessungen ergeben sich dann zu einer Breite  $B$  des Störkörpers von 35 mm, was 35% der Schaufelhöhe entspricht, einem Öffnungswinkel  $\theta$  von  $53.8^\circ$ , einem  $H$  von 111,3 mm und einer axialen Länge von 21 mm.

### Experimentelle und numerische Validierung des Störkörpers

Bevor der Störkörper endgültig in der Wechselwirkung mit der Verdichterstufe untersucht wird, werden Versuche ohne Verdichter durchgeführt, um die Wirkungsweise des Störkörpers zu verifizieren. Die experimentellen Untersuchungen werden am Transsonischen Windkanal München (TWM) des Instituts für Aerodynamik und Strömungsmechanik an der Universität der Bundeswehr von Projektpartnern durchgeführt, während die numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit stattfinden. In Abbildung 61 sind sowohl der experimentelle Versuchsaufbau als auch die wichtigsten experimentellen Ergebnisse aus den Voruntersuchungen abgebildet. Aufgrund der Beschaffenheit des Windkanals kann nur ein gerader Stab wie abgebildet untersucht werden. Die Untersuchungen werden mit zeitaufgelöster Particle Image Velocimetry (PIV) durchgeführt. In der instantanen Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 61 sind gut die kohärenten, großskaligen Wirbelstrukturen, die abgeworfen werden, zu erkennen. Die mittels einer Fast Fourier Transformation (FFT) bestimmte Wirbelfrequenz beträgt im Experiment 413 Hz, wobei sich der Unterschied zur ausgelegten Frequenz im Bereich der Messungenauigkeit befindet. Um einen Einfluss der Seitenwand auszuschließen, wird an zwei Ebenen mit unterschiedlichen Abständen zur Seitenwand,  $y_1=59,5$  mm und  $y_2=84,0$  mm, gemessen. Beide Ebenen zeigen sehr ähnliche Ergebnisse, wodurch ein relevanter Einfluss der Seitenwand ausgeschlossen werden kann.

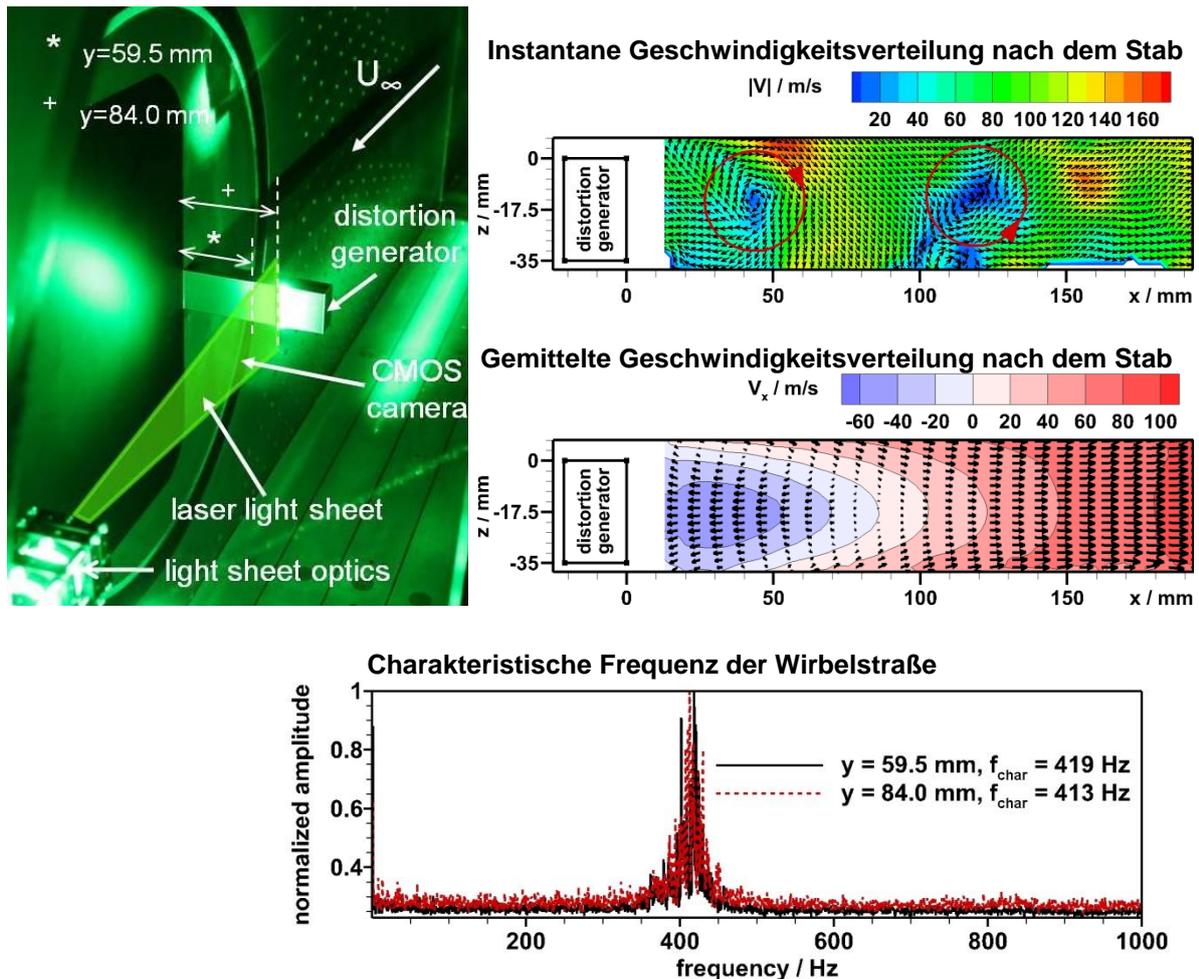


Abbildung 61: Experimentelle Ergebnisse der Störkörper Voruntersuchung [118]

Im gemittelten Geschwindigkeitsbild lässt sich nach dem Stab eine starke Rezirkulationszone erkennen, die erst nach ca. 2 Störkörperbreiten endet. Auch weiter stromab zeigt sich ein starkes Geschwindigkeitsdefizit, das sich innerhalb des Messbereichs nicht vollständig ausmischt. Die hier gezeigten experimentellen Ergebnisse und weitere Informationen zu Mittelungsverfahren, experimentellem Aufbau usw. finden sich in Lesser et al. [121].

Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen werden numerische Untersuchungen durchgeführt. Ziel dieser Untersuchungen ist es, die Simulierbarkeit mit den gewählten numerischen Methoden sicherzustellen, zu verwendende numerische Parameter, wie Zeitschrittweite, Anzahl innerer Iterationen usw. zu bestimmen und mehr Erkenntnisse über die Wirbelstraße und ihre Interaktion mit der Einlaufgeometrie der TUD-R1-Verdichterstufe zu gewinnen. Die Untersuchung der richtigen numerischen Parameter erfordert eine Vielzahl an Iterationen. Zudem müssen die Rechnungen instationär, d. h. zeitaufgelöst, durchgeführt werden. Da es sich um Voruntersuchungen handelt und die Rechenkapazitäten begrenzt sind, wird der komplexe dreidimensionale

Fall analog zu den Experimenten auf einen zweidimensionalen Fall heruntergebrochen. Um Informationen über den Einfluss der Einlaufgeometrie, d. h. vor allem der Wände und des Spinners, isoliert vom Einfluss des Verdichters, zu erhalten, werden Rechnungen durchgeführt, in denen die Gehäusewände und der Spinner berücksichtigt werden.

Die Berechnungen werden mit dem vom DLR entwickelten TAU-Code durchgeführt. Der TAU-Code ist ein Finite-Volumen-Löser, der in der Lage ist, unstrukturierte und hybride Netze zu verarbeiten. Wie bereits in der Einleitung (Kapitel 1) erwähnt, ist es das Ziel der Forschergruppe 1066, die Außenaerodynamik mit dem TAU-Code und die Verdichteraerodynamik mit dem TRACE-Code zu berechnen. Dementsprechend soll auch in naher Zukunft der Störkörper als Ursache der Störung mit dem TAU-Code und der Verdichter mit dem TRACE-Code gerechnet werden, weshalb zu diesen Voruntersuchungen bereits der TAU-Code verwendet wird. Zu näheren Details des TAU-Codes, siehe Schwammborn et al. [122], und zu den verwendeten Einstellungen, siehe Lesser et al. [121].

Bei dem verwendeten Netz, das auch in Abbildung 62 gezeigt ist, handelt sich um ein hybrides Netz, in dem die Grenzschichten mit Prismen- und die restliche Domain mit Tetraederelementen diskretisiert werden. Insgesamt sind 66.000 Zellen notwendig, um die 2D Geometrie zu vernetzen. An den Wänden wird auf  $y^+$ -Werte kleiner 1 geachtet, um die Grenzschicht auflösen zu können. Nach mehreren Iterationsschleifen wird ein physikalischer Zeitschritt von  $1 \cdot 10^{-6}$  s bestimmt, d. h. eine Wirbelperiode wird damit mit ca. 2.000 Zeitschritten aufgelöst, als guter Kompromiss zwischen numerischer Genauigkeit und Simulationszeit bestimmt.

Wie aus der Wirbelstärke und der Machzahlverteilung in Abbildung 63 zu erkennen ist, schwimmen nach dem Störkörper große kohärente Wirbelstrukturen ab. Die Propagation der Wirbel wird durch die Beschleunigung im Spinnerbereich beschleunigt und in Richtung Gehäuse abgelenkt. Der in der Abbildung untere Strömungskanal wird über die gesamte Höhe durch den Störkörper gestört, was zur Annahme führt, dass auch mit dem Verdichter der Schaufelkanal über den gesamten Radius instationär gestört wird. Die simulierte Frequenz des Wirbelabwerfens beträgt 500 Hz und zeigt damit eine Abweichung vom Experiment von 19 % und zur Auslegungsfrequenz von 13 %. Eine ähnliche Abweichung wird von Thorhold [123] auch bei Untersuchungen mit einem kommerziellen Strömungslöser ohne Gehäusewände und Spinner festgestellt. Allerdings ist eine korrekte Simulation der Wirbelfrequenz mit URANS sehr anspruchsvoll, nicht zuletzt aufgrund des schon in Kapitel 3.1 diskutierten Skalenproblems. Ähnliche Ergebnisse zeigen die Arbeiten von Ciorciari et al. [124].

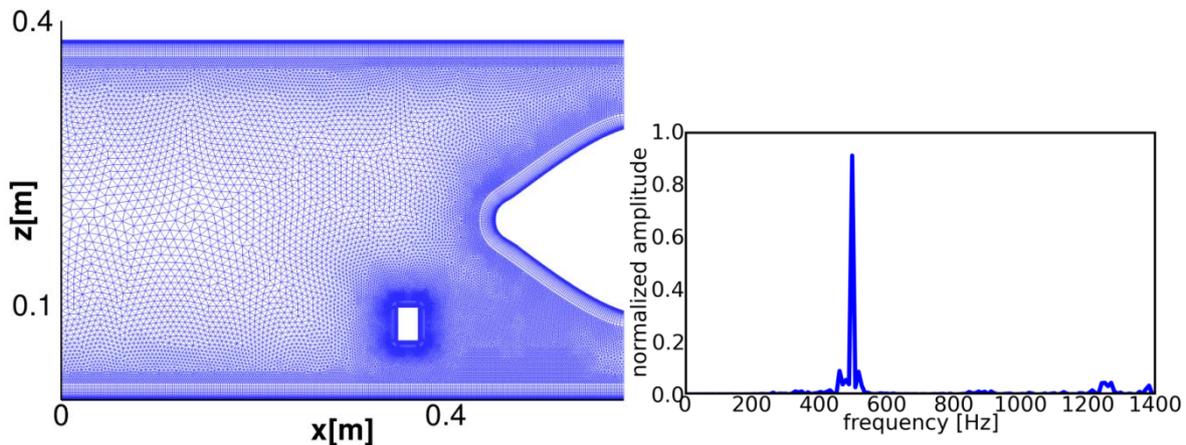


Abbildung 62: Unstrukturiertes 2D Netz für die Voruntersuchungen, Simulierte Wirbelfrequenz

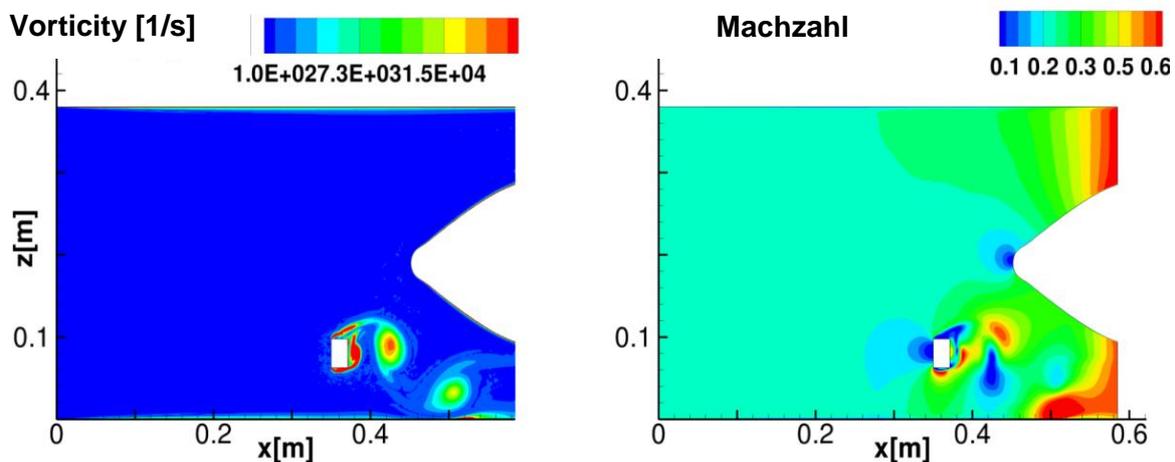


Abbildung 63: Berechnete Wirbelstärke und Machzahlverteilung, 2D Einlaufgeometrie ohne Verdichterstufe

Zusammenfassend zeigt der ausgelegte Störkörper die geforderten Eigenschaften. Er produziert eine signifikante Störung der Zuströmung, die kohärente, instationäre Strukturen aufweist, und ein ausgeprägtes Radialprofil. Die Frequenz der abgeworfenen Wirbel ist in einem Bereich, der für den Rotor eine Instationarität darstellt. Ein Nachteil ist die radial großflächige Störung, die einen sehr starken mechanischen und aerodynamischen Einfluss auf den Verdichter nahelegt. Allerdings erfolgt dieser Einfluss über den relativ kleinen Störsektor von  $\sim 60^\circ$ , der sich an der Untergrenze des Bereichs bewegt, den Reid [27] als kritischen Öffnungswinkel angibt.

Ein weiteres Problem ist die korrekte numerische Vorhersage der Wirbelfrequenz. Wie aus den vorhergehenden Kapiteln hervorgeht, sind allerdings quantitative Aussagen aufgrund der Komplexität der Strömung bei gestörter Zuströmung grundsätzlich schwierig, und für eine qualitative Trendaussage kann eine absolute Abweichung von 20 % als irrelevant betrachtet werden. Der im Einlauf der Verdichterstufe eingebaute

Störkörper ist in Abbildung 64 dargestellt. Zur Befestigung werden seitliche Stelzen verwendet, die auf möglichst geringe Strömungsbeeinflussung optimiert sind. Ein großes Plexiglasfenster im Gehäuse ermöglicht einen Zugang für optische Messmethoden.

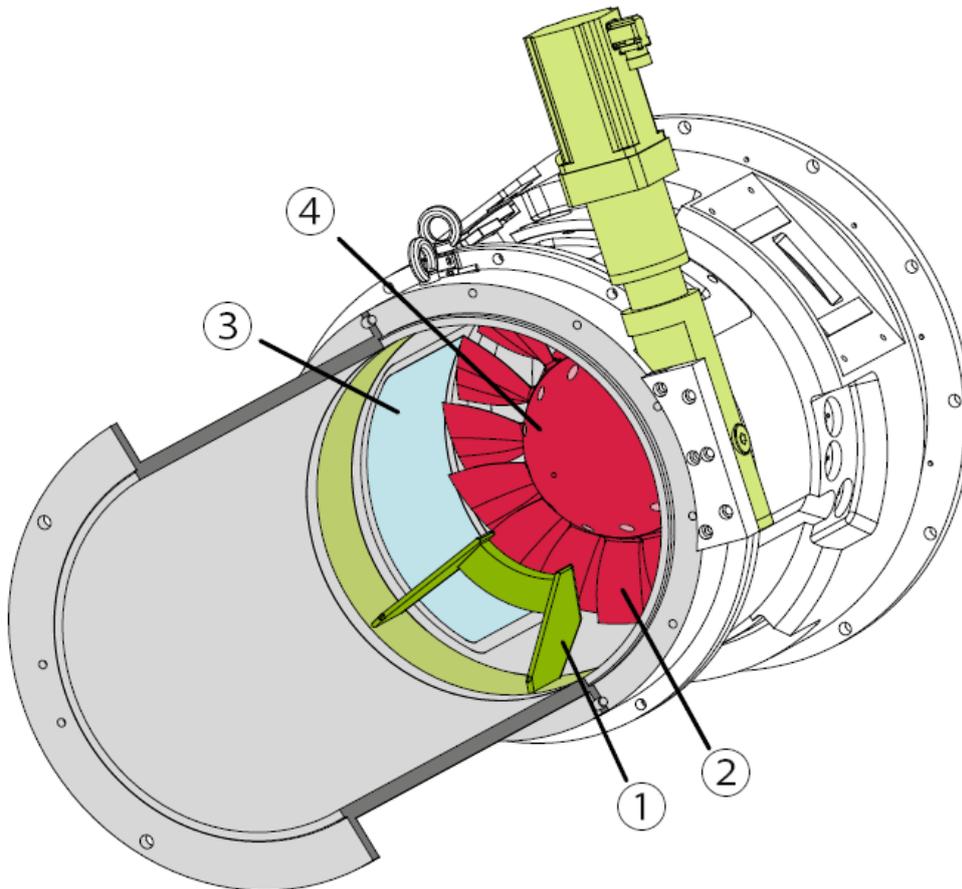


Abbildung 64: Schnittbild des Versuchsaufbaus, 1 Störkörper, 2 TUD Rotor 1, 3 Plexiglasfenster für PIV, 4 Spinner [118]

## 8.2 Numerisches Modell

Um die Wechselwirkungen zwischen dem Störkörper und der Verdichterstufe zu untersuchen, müssen beide gemeinsam in einer Domain simuliert werden. Wie bereits erwähnt, ist es das Ziel der Forschergruppe, den Einlauf mit TAU und den Verdichter mit TRACE zu simulieren, um die Vorteile und Optimierungen beider Strömungslöser, für die Außen- bzw. die Innenaerodynamik zu kombinieren. In einem ersten Schritt wird allerdings in dieser Arbeit die gesamte Domain mit TRACE simuliert. Hierzu wird der gesamte Einlauf mit eingebautem Störkörper und die gesamte Verdichterstufe vernetzt.

Die simulierte Domain und ein Querschnitt durch das verwendete Netz sind in **Abbildung 65** dargestellt.

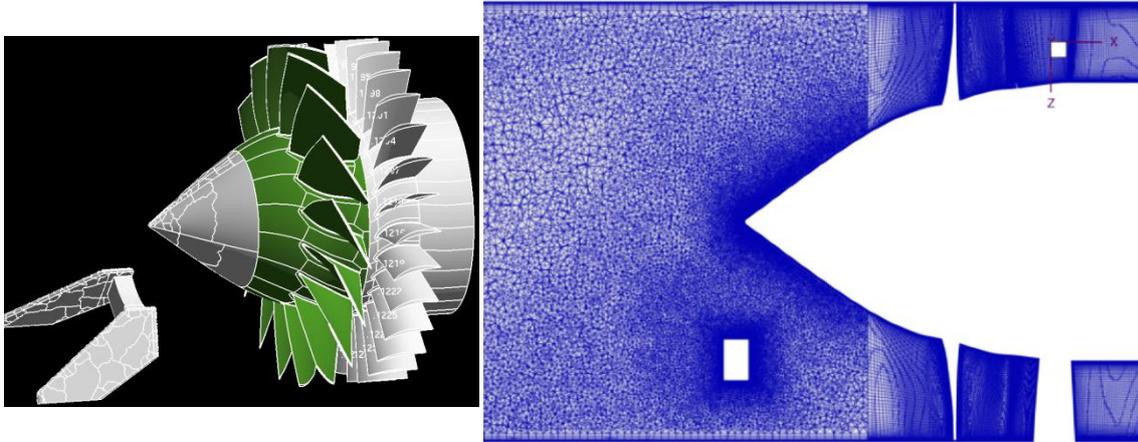


Abbildung 65: Modellierter Störkörper mit Verdichterstufe, Schnittbild des verwendeten Rechnernetzes

Der Einlauf und der Störkörper werden hier mit einem unstrukturierten Netz vernetzt, während für die TUD-R1-Verdichterstufe das gleiche Netz verwendet wird, das schon in den vorangegangenen Kapiteln zum Einsatz kam. Das unstrukturierte Netz ist ein Hybrid aus Hexaeder-, Prismen- und Tetraeder-Elementen. Die Hexaeder lösen die Grenzschichten um den Störkörper möglichst fein auf, während alle übrigen Wände mit Prismen diskretisiert werden und die restliche Domain mit Tetraedern aufgefüllt wird. An der Gehäuse- und an der Spinnerwand wird analog zur Verdichtervernetzung ein  $y^+$ -Wert von 30 angestrebt, da in diesem Bereich Wandfunktionen die Grenzschicht modellieren. Bei den Wänden des Störkörpers, die für das Wirbelabwerfen eine wesentliche Rolle spielen, wird die Grenzschicht aufgelöst, was einen  $y^+$ -Wert von 1 notwendig macht. Zum Vernetzen des unstrukturierten Teils der Domain sind 60 Mio. Zellen notwendig, was für die Gesamtdomain eine Zellenanzahl von 120 Mio. Zellen ergibt. Die numerischen Einstellungen sind den TUD-R1-Rechnungen mit radialkonstanter Störung in Kapitel 7 entnommen. Der dort verwendete Zeitschritt von  $9.8 \cdot 10^{-7}$  s stimmt sehr gut mit dem in den Störkörpervoruntersuchungen für die Wirbelstraße notwendigen Zeitschritt von  $1 \cdot 10^{-6}$  s überein. Um eine eingeschwungene Lösung zu erhalten, sind auf dem Leibniz-Rechenzentrum, mit 200 Intel-Xeon-Prozessoren und einer Taktfrequenz von 2,4 GHz, 500000 CPU/h notwendig. Dies entspricht einer reinen Rechenzeit von 104 Tagen.

### 8.3 Globale Ergebnisse der TUD-R1 Simulationen mit Störkörper

In **Abbildung 66** ist die 100%-Drehzahllinie des TUD-R1 mit den simulierten und den gemessenen Betriebspunkten eingezeichnet. Die Betriebspunkte der untersuchten generischen Störungen liegen wesentlich weiter von der homogenen Kennlinie entfernt als der Betriebspunkt mit dem Störungsgenerator. Die durch den Störungsgenerator hervorgerufene Störung ist also wesentlich schwächer als die untersuchten generischen Störungen. Der experimentell gemessene Betriebspunkt mit Störkörper weicht allerdings von dem numerisch simulierten Betriebspunkt ab. Da beide Betriebspunkte fast den gleichen Abstand zur homogenen Kennlinie aufweisen, liegt es nahe, dass nicht numerische oder experimentelle Fehler für die Abweichung verantwortlich sind, sondern dass zwei unterschiedliche Betriebspunkte untersucht worden sind. Eine Erklärung für die Unterschiede findet sich retrospektiv in der Bestimmung des zu untersuchenden Betriebspunktes.

Während im Experiment die Drosselstellung, die nach dem Verdichter den Massenstrom regelt, konstant gehalten wird, d. h. es wird die gleiche Drosselstellung mit dem Störkörper untersucht, die auch ohne Störkörper den besten Wirkungsgrad zeigt, wird in den Simulationen der statische Druck am Austritt als Referenz benutzt. Es wird also in der Simulation der statische Druck am Austritt vorgegeben, der in den homogenen Rechnungen den besten Wirkungsgrad zu Folge hat. Die Austrittsrandbedingung ist in TRACE so implementiert, dass das Flächenmittel den eingestellten Druck ergeben muss. Ist am Austritt noch eine statische Druckstörung vorhanden, muss der statische Druck im restlichen Feld ansteigen, was zu einem höheren Gegendruck und einem geringeren Massenstrom führt. Eine iterative Anpassung des Gegendrucks, um den gemessenen Betriebspunkt zu treffen, hätte aufgrund der extrem langen Rechenzeit den Rahmen dieser Arbeit gesprengt. Das eigentliche Ziel, zu untersuchen wie die durch den Störkörper hervorgerufene Störung mit dem Verdichter interagiert und inwieweit es möglich ist, diese Interaktion mit CFD-Methoden abzubilden, wird durch die unterschiedlichen Betriebspunkte allerdings nicht beeinträchtigt. Beide Betriebspunkte, experimenteller und simulierter, liegen nahe genug zusammen und sind beide weit genug von der Stabilitätsgrenze entfernt, um gleiche Trends erwarten zu lassen.

## 8.4 Strömung im Verdichtereinlauf

Zunächst sollen die durch den Störkörper hervorgerufene Störung der Verdichteranströmung und die Stromaufwirkung des Verdichters im Vordergrund stehen. In Abbildung 67 sind der simulierte Totaldruck, der statische Druck und die Axialgeschwindigkeit längs des Einlaufs und in der Verdichtereintrittsebene gezeigt. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse wird als Verdichtereintrittsebene die Ebene gewählt, in der im vorangehenden Kapitel die Störung aufgeprägt wird. Aufgrund der großen Datenmenge ist mit den zur Verfügung stehenden Ressourcen eine sinnvolle Mittelung nicht möglich, weshalb nur instantane Daten gezeigt werden können.

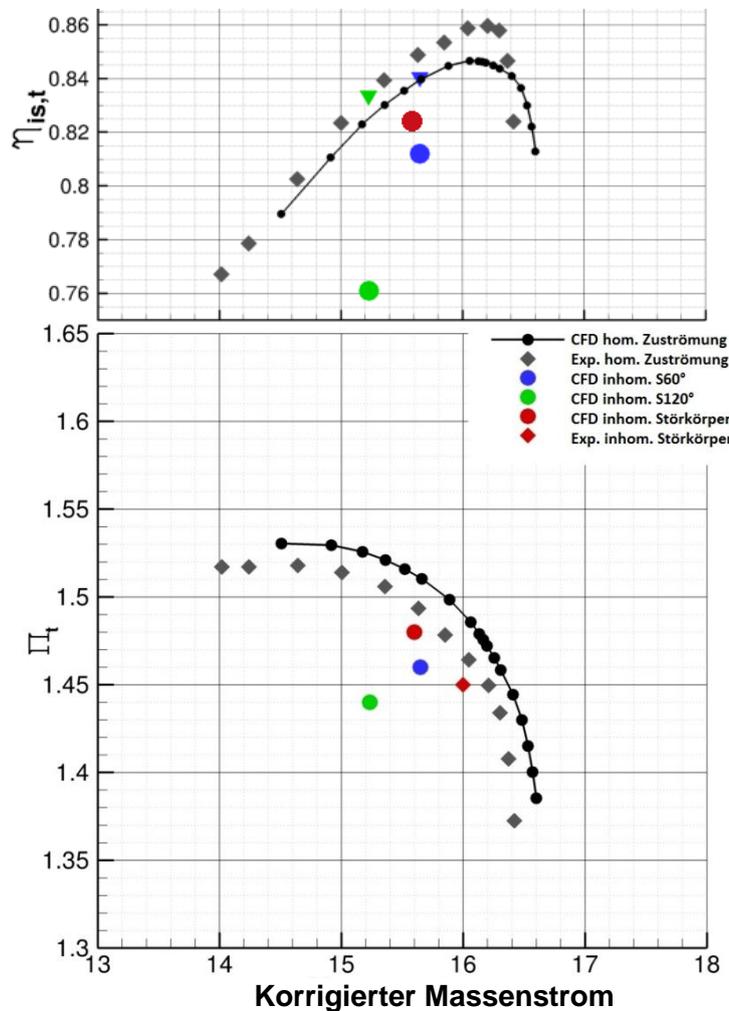


Abbildung 66: TUD R1, gemessene und berechnete 100% Drehzahllinie mit gestörten Betriebspunkte

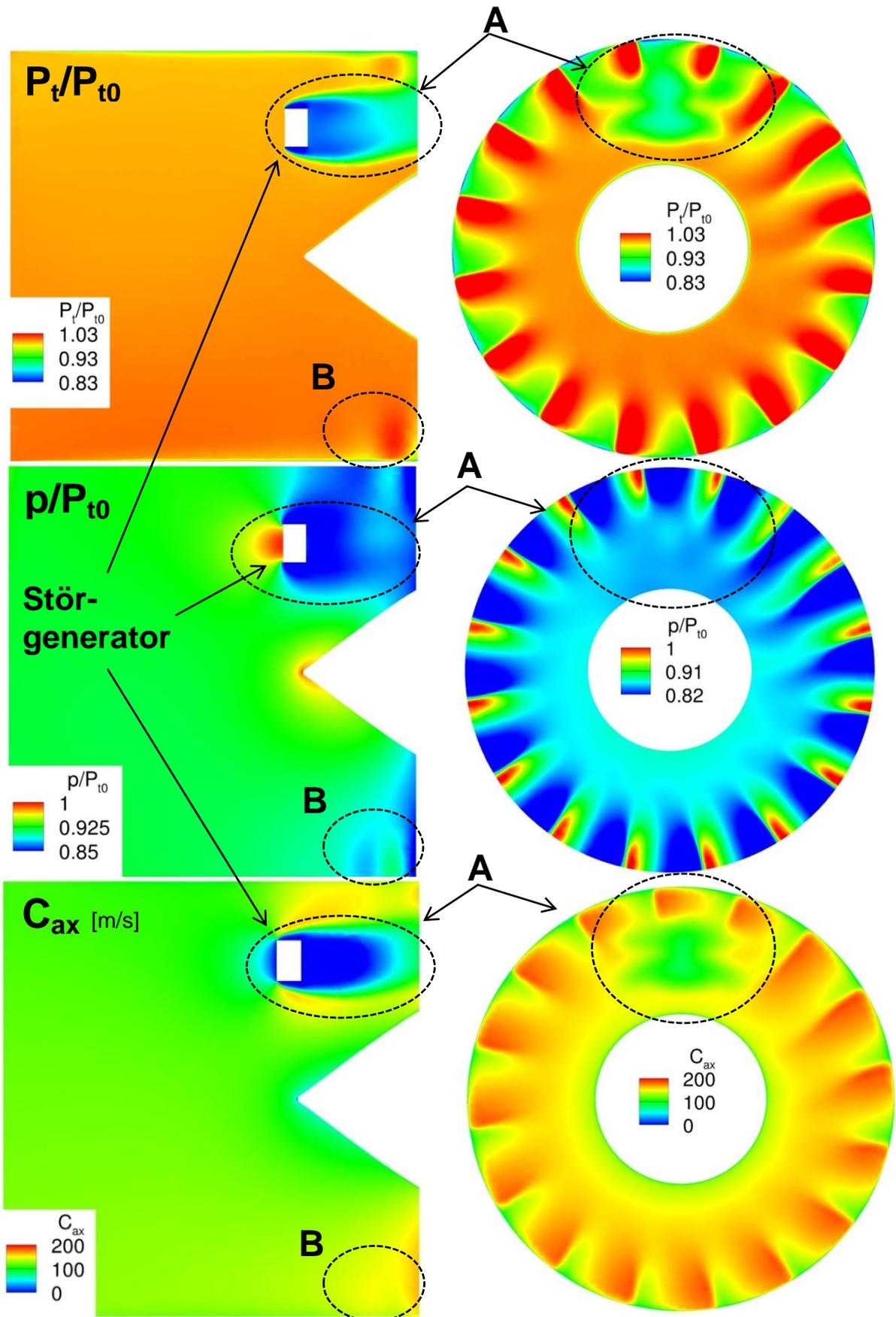


Abbildung 67: Gerechnete Totaldruck-, Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in der Zuströmung und in der Rotoreintrittsebene

Der Störkörper erzeugt eine starke Störung des Totaldrucks (A), die direkt hinter dem Störkörper eine Stärke von bis zu 20 % des ungestörten Totaldrucks zeigt. Diese starke Totaldruckstörung ist auf ein Rückströmungsgebiet zurückzuführen, das sich hinter dem Störkörper bildet und in dem die axiale Geschwindigkeit negative Werte annimmt. Nach dem Rückströmungsgebiet, das sich über ca. 3 Störkörperbreiten erstreckt, steigt der Totaldruck wieder stark an, wobei in der Verdichtereintrittsebene, die in Abbildung 67 rechts dargestellt ist, die Pt-Störung lokal immer noch über 10 % beträgt und damit in der Größenordnung der generisch untersuchten Fälle liegt.

Die durch den Störkörper hervorgerufene Totaldruckstörung hat sowohl eine Geschwindigkeitsstörung als auch eine Störung des statischen Drucks zur Folge, vgl. Abbildung 67 (A), wobei die Störung der axialen Anströmgeschwindigkeit einen lokaleren Charakter besitzt bzw. die Kontur der axialen Geschwindigkeitsstörung die Störkörperkontur stärker widerspiegelt. Die Störungskontur zeigt einen sehr ausgeprägten Radialcharakter. Sie trifft im Bereich des Mittelschnitts auf die Schaufel, und weder die Schaufelspitze noch der Schaufelfuß werden stark durch die Störung beeinflusst.

In den links in Abbildung 67 gezeigten Querschnitten ist zudem die Potentialwirkung der Rotorschaukeln gut zu erkennen (B). Besonders gut identifizierbar sind die sich überlappenden Gebiete mit hohem bzw. niedrigem statischen Druck, die durch die Potentialwirkung benachbarter Schaufeln hervorgerufen werden. Sowohl in der statischen Druckverteilung als auch in der Totaldruckverteilung ist zu erkennen, dass der Störkörper und das Rückströmungsgebiet im Einflussbereich der Potentialwirkung der Rotorschaukeln liegen.

In Abbildung 68 ist der gemessene und der berechnete Umfangsverlauf auf 66 % Schaufelhöhe dargestellt. Diese Radialposition wird als Messposition gewählt, da sie der Mitte hinter dem Störkörper entspricht. Die Messebene befindet sich 71 mm nach dem Störkörper und stimmt daher nicht mit der für die generischen Fälle gewählten und in Abbildung 67 gezeigten Verdichtereintrittsebene überein, weshalb die Ebene 71 mm stromab des Störkörpers in Abbildung 68 rechts abgebildet ist. Die gemessene und die berechnete Umfangsverteilung stimmen sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Die Breite des gestörten Sektors und die Flanken werden gut getroffen. Im Bereich der Störung zeigen Messung und Rechnung leichte Abweichungen. So zeigt die Messung eine leichte Asymmetrie, die in der Rechnung nicht wiedergegeben wird. Dementsprechend wird auch das gemessene Maximum der Störung in der Rechnung leicht unterschätzt.

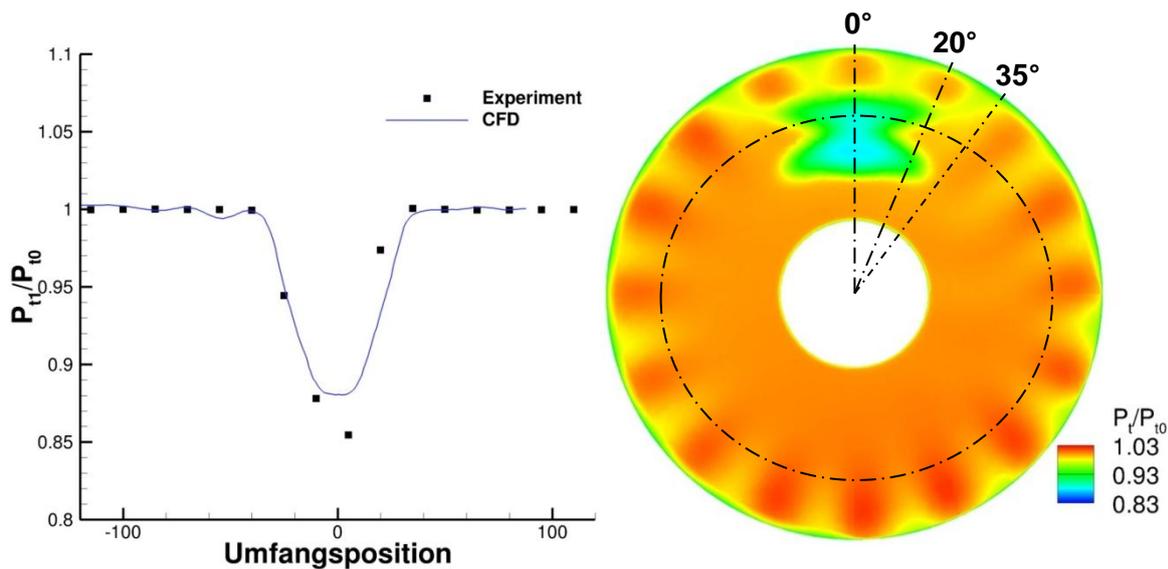


Abbildung 68: Experimenteller und gerechneter Umfangsverteilung des Totaldrucks bei 66% Schaufelhöhe, Ebene 1 vor dem Rotor, Auslegungsdrehzahl, TUD-R1-SK

Eine ähnlich gute Übereinstimmung ergibt sich in Abbildung 69, die die gemessene und simulierte Radialverteilung des Totaldrucks an verschiedenen Umfangspositionen zeigt. Die Position  $\theta=0^\circ$  bezieht sich hier auf die Mitte hinter dem Störkörper. In allen drei Umfangspositionen wird das Totaldruckverhältnis gut wiedergegeben. Besonders an der Position  $\theta=20^\circ$  zeigen Experiment und Numerik bei der Einschnürung der Totaldruckstörung sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung.

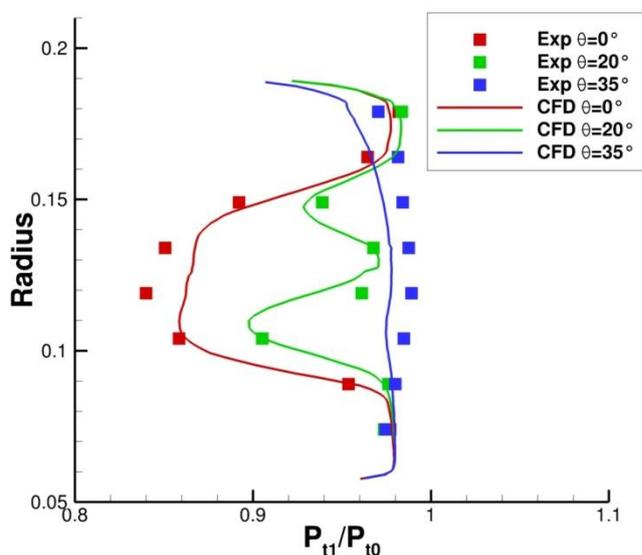


Abbildung 69: Gemessene und berechnete Totaldruckverteilung an verschiedenen Radialstrahlen

An den in Abbildung 68 und Abbildung 69 gezeigten Position stehen nur Totaldruckinformationen zur Verfügung. Allerdings wurde im Einlauf neben  $P_t$ -Sonden- auch PIV-Messungen durchgeführt. Im Einlauf stehen daher auch Informationen über Geschwindigkeiten zur Verfügung. In Abbildung 70 sind die gemessenen und simulierten Felder

der axialen Geschwindigkeit nach dem Störkörper dargestellt. Beide zeigen eine gute Übereinstimmung, sowohl für den Ort und die Kontur als auch für die Stärke des Geschwindigkeitsminimums nach dem Störkörper. Zudem zeigt die Störung in beiden Fällen eine leichte Ablenkung durch den Spinner.

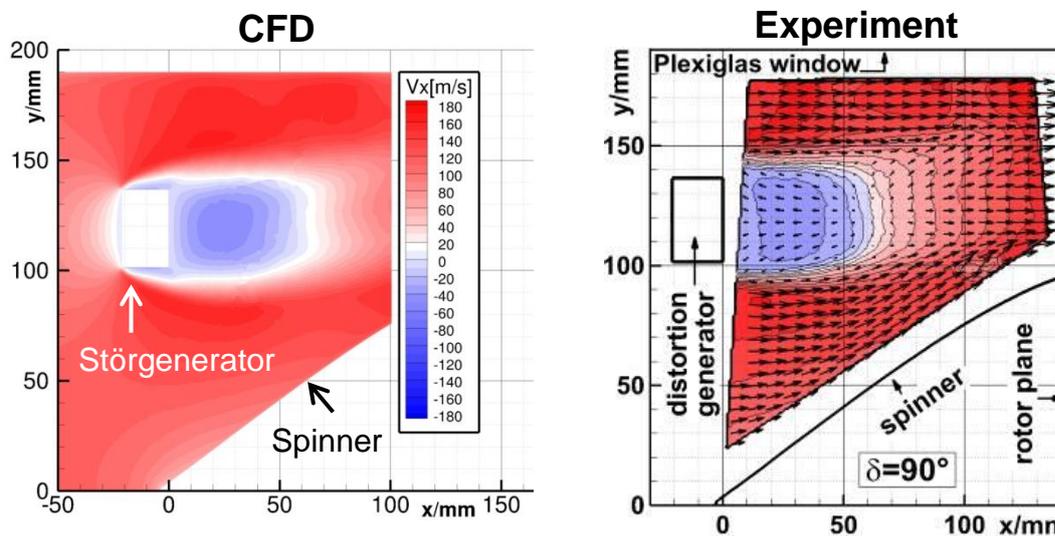


Abbildung 70: Simulierte und gemessene (Niehuis et al. [129]) axiale Geschwindigkeit nach dem Störkörper

In Abbildung 71 sind zusätzlich die gemessene und die berechnete Verteilung der turbulenten kinetischen Energie nach dem Störkörper dargestellt. Auch hier zeigen sich die signifikanten Aspekte in beiden Verteilungen. Das Maximum der TKE befindet sich im Bereich der Scherschichten zwischen Störung und freier Zuströmung. Direkt hinter dem Störkörper bildet sich ein Bereich mit niedriger TKE. Dass die simulierte TKE zwar qualitativ sehr gut mit dem gemessenen Ergebnis übereinstimmt, aber quantitativ abweicht, ist der verwendeten Turbulenzmodellierung geschuldet.

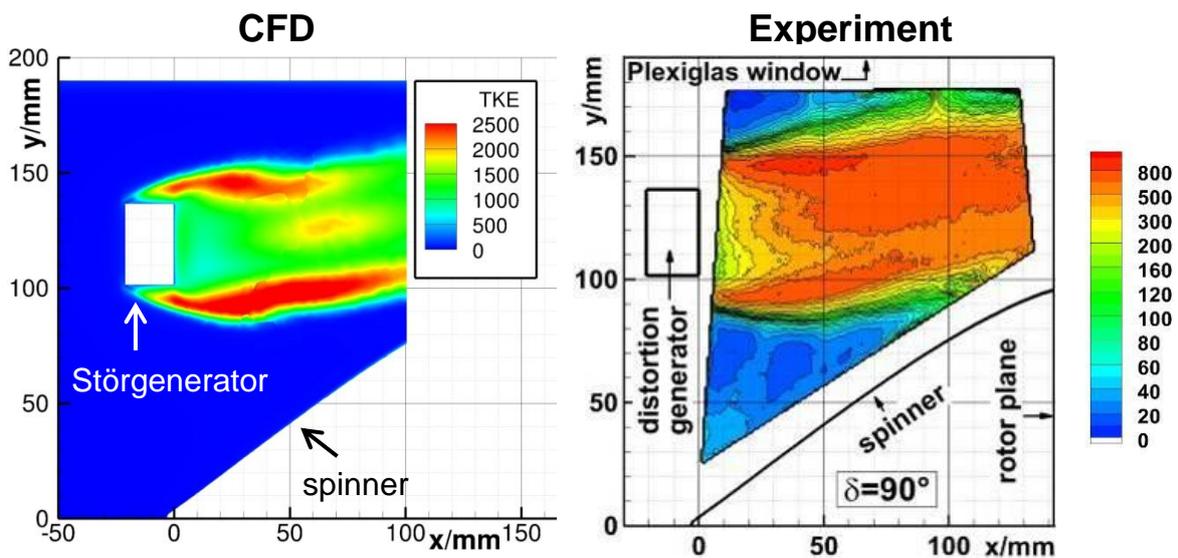


Abbildung 71: Simulierte und gemessene (Niehuis et al. [129]) instantane, turbulente kinetische Energie TKE

So ist in einer Scherschicht keine isotrope Turbulenz zu erwarten, wie sie im verwendeten Turbulenzmodell vorausgesetzt wird. Zudem ist die ebenfalls vorausgesetzte Skalentrennung zwischen „kleinen“ turbulenten und „großen“ kohärenten Strukturen in Frage zu stellen, weshalb nur eine qualitative, jedoch keine quantitative Übereinstimmung zu erwarten ist.

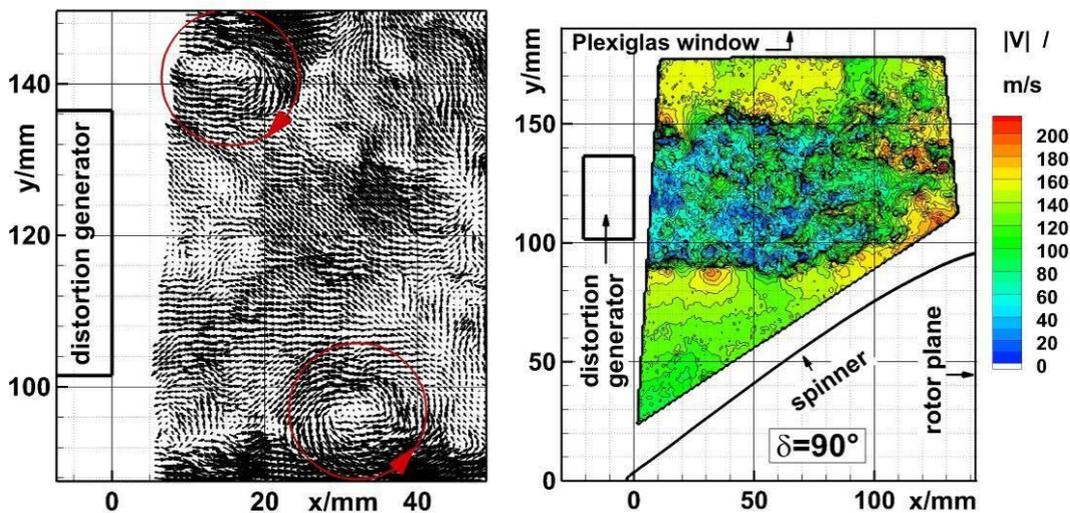


Abbildung 72: Gemessenes, instantanes Geschwindigkeitsfeld nach dem Störkörper, Richtungsvektoren (links), Geschwindigkeitskontur (rechts) (Niehuis et al. [129])

Im Vergleich zu den experimentellen und numerischen Voruntersuchungen zeigt die Verdichterstufe einen starken Einfluss auf die Störung. So besitzt das gemessene Rückströmungsgebiet ohne Verdichterstufe in Abbildung 61 eine axiale Ausdehnung von circa 75 mm und damit eine Größenordnung von 2 Störkörperbreiten, während es

mit der Verdichterstufe auf 50 mm zurückgeht und stärkere axiale Gradienten aufzeigt. Auch die numerischen Ergebnisse ohne Verdichterstufe in Abbildung 63 zeigen in Axialrichtung eine längere Beeinflussung der Strömung als die Ergebnisse mit Verdichterstufe in den Abbildung 70 und Abbildung 72. Die Beschleunigung des Fluids bzw. die Verringerung der Geschwindigkeitsstörung ist, wie in den vorhergehenden Kapiteln ausführlich dargelegt, Teil der Stromaufwirkung des Verdichters. Ein weiterer Unterschied ist die radiale Verkleinerung des gestörten Bereichs. In Abbildung 63 wird in den numerischen Voruntersuchungen die ganze Schaufelhöhe durch die Störung beeinflusst, während der gestörte Bereich durch die Verdichterstufe sehr stark auf einen den Störkörperabmessungen entsprechenden Bereich reduziert wird. Durch diese Reduzierung werden weder Schaufelfuß noch die Schaufelspitze durch die Störung beeinflusst. Ein dritter Unterschied zu den Voruntersuchungen ergibt sich in der Struktur der Wirbelstraße. In Abbildung 72 ist das gemessene instantane Geschwindigkeitsfeld nach dem Störkörper dargestellt. Im Vergleich mit dem Geschwindigkeitsfeld ohne den Verdichter in Abbildung 61 zeigt sich, dass kohärente Wirbel mit einer Längenskala, die der Störkörperbreite entspricht, mit dem Verdichter nicht mehr zu erkennen sind. Es kommt zwar zur Bildung von Wirbelstrukturen in der Scherschicht, allerdings sind diese wesentlich kleiner. Hier liegt auch die Erklärung dafür, dass die hier gezeigten numerischen Strömungsfelder einen, im Vergleich zu den Voruntersuchungen, stationären bzw. gemittelten Eindruck machen, obgleich sie instantan sind. Die Stromaufwirkung des Verdichters unterdrückt offensichtlich große Wirbelstrukturen, und die kleinen Wirbel, die in der Messung noch vorhanden sind, werden aufgrund ihrer kleinen Längenskala durch die Turbulenzmodellierung absorbiert. Der Störköpernachlauf wird also durch die dem Verdichter geschuldete Beschleunigung stabilisiert.

Zusammenfassend sind in Bezug auf die Strömung im Einlauf mit Störkörper folgende Punkte festzuhalten: Die wesentlichen Aspekte der Strömung im Einlauf, und damit die Interaktion zwischen Verdichter und Störkörper, können durch die Simulation sehr gut vorhergesagt werden. Der zentrale Effekt des Verdichters ist eine Beschleunigung des Fluids im Bereich der Störung und damit eine Stabilisierung des Störköpernachlaufs, der sich in folgenden Aspekten äußert:

1. Axiale Verkleinerung des Rückströmungsgebietes bzw. der Geschwindigkeitsstörung
2. Radiale Verkleinerung des Störgebiets: Schaufelspitze und –fuß werden nicht mehr durch die Störung beeinflusst
3. Unterdrückung einer Wirbelstraße, d. h. der großskaligen, kohärenten Wirbel

## 8.5 Strömung durch den Verdichter

### Umfangsabwicklungen

Der Durchgang der Störung durch den Verdichter ist in Abbildung 73, analog zur Position der Umfangsmessung in Abbildung 69, in einer Abwicklung auf 66 % Kanalhöhe dargestellt. Die Interaktion der Störung mit dem Rotor zeigt die gleichen Eigenschaften, die auch bereits in den letzten Kapiteln diskutiert worden sind. Dazu zählen neben der Entkopplung von statischer Druckstörung und Geschwindigkeitsstörung auch die dadurch verursachte Vergrößerung des gestörten Gebietes und das Entstehen einer Totaltemperaturstörung. Der Störkörper erzeugt eine Totaldruckstörung mit einem Umfangsöffnungswinkel von ca.  $60^\circ$ , die jedoch stromab durch Ausgleichströmungen eingeschnürt wird. Dadurch umfasst die Totaldruckstörung an den Schaufelvorderkanten, der betrachteten Radialposition, noch etwa 2 Schaufelpassagen, d. h. einen Sektor von circa  $45^\circ$ . Dieser relativ kleine Umfangssektor führt dazu, dass sich der Schaufelkanal nur sehr kurz vollständig im gestörten Bereich befindet. So zeigt sich in Abbildung 73, dass beim Eintritt der Hinterkante einer Schaufel in den konvektiv gestörten Bereich die Vorderkante der gleichen Schaufel bereits den konvektiv gestörten Bereich verlässt.

In der Entropieverteilung zeigen sich im konvektiv gestörten Sektor auf der Saugseite der Profile Gebiete mit sehr hoher Entropie. Diese Gebiete sprechen für lokale Strömungsablösung im gestörten Bereich und zeigen, dass der Rotor in diesem Bereich eine hohe Belastung erfährt. Die Ablösung entsteht offensichtlich an der Vorderkante, was für inzidenzinduzierte Ablösung spricht. Aufgrund des kleinen gestörten Sektors kommt es zu keiner vollständigen Ablösung. Beim Austritt des Profils aus dem konvektiv gestörten Sektor liegt die Strömung in dem Teil des Profils, der mit ungestörtem Fluid beaufschlagt ist, wieder an. Die Ablösung wandert dadurch mit dem gestörten Fluid stromab.

Zusätzlich zur Totaldruckstörung im Nachlaufbereich ergeben sich durch den Störkörper auch großflächige Ausgleichströmungen, die, analog zu der Winkelstörung im DLR-R030-Testfall, vor und nach dem gestörten Sektor einen Mit- bzw. Gegendrall erzeugen. Im Vergleich zum DLR Testfall beeinflussen Mit- und Gegendrall der Anströmung allerdings einen wesentlich weiteren Umfangsbereich.

Wie in Abbildung 67 zu erkennen, zeigt die Störung zusätzlich ein ausgeprägtes Radialprofil. Da sich das qualitative Verhalten allerdings nicht ändert, sondern nur quantitativ schwächer ist, wie Abbildung 67 zu entnehmen ist, wird auf eine genauere Untersuchung der anderen Ebenen an dieser Stelle verzichtet. Zusammenfassend ist die tat-

sächlich den Rotor erreichende Störung im Vergleich zu den bisher untersuchten Fällen also wesentlich schwächer und vor allem lokal begrenzter.

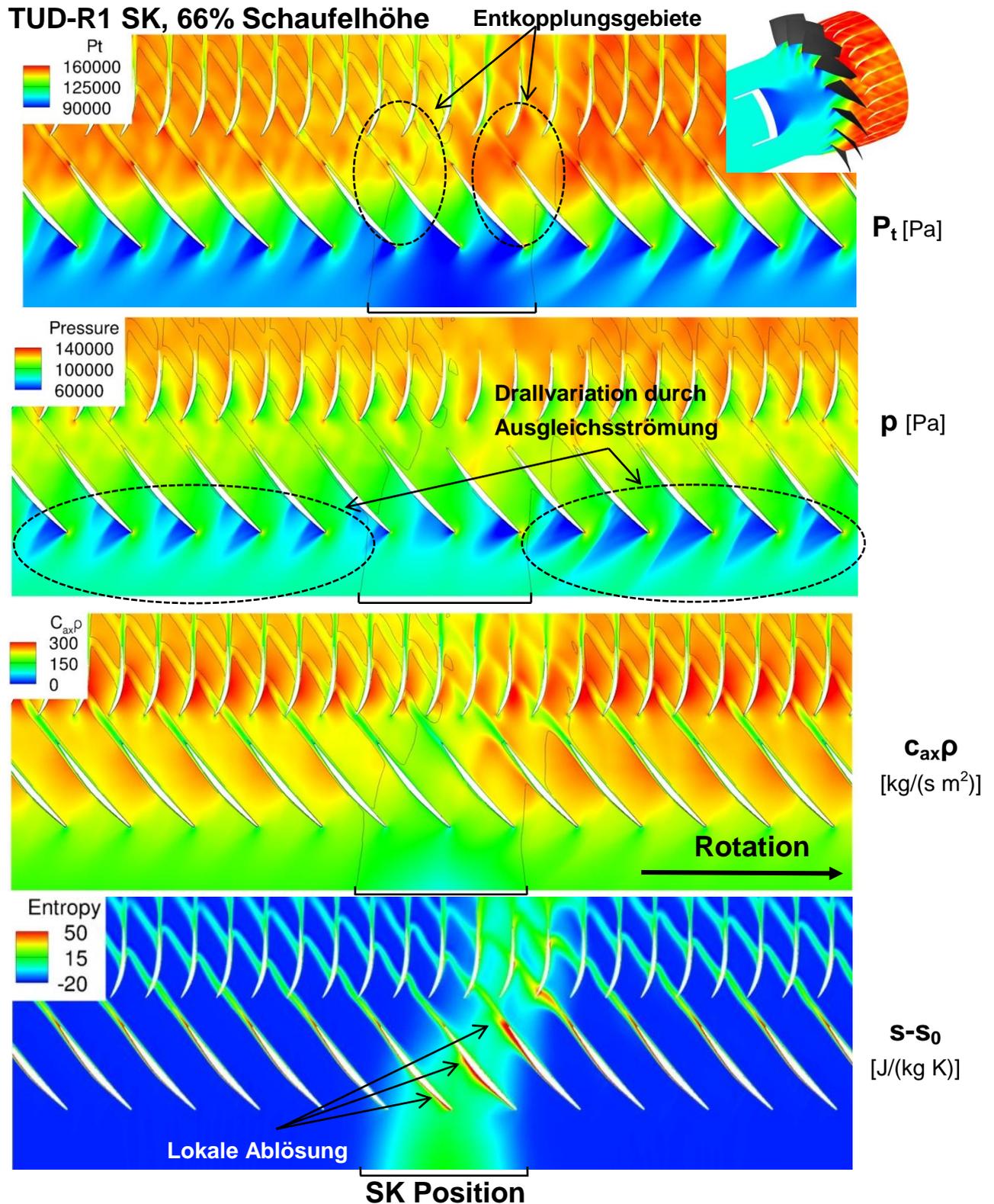


Abbildung 73: Gerechnete Felder des Totaldrucks, des statischen Drucks, der Massenstromdichte und der Entropie der TUD-R1 Verdichterstufe im Mittelschnitt

Wie bereits diskutiert, wird das Stabilitätsverhalten des TUD-Rotors 1 vor allem durch die Spaltströmung beeinflusst, die für den untersuchten Fall in Abbildung 74 dargestellt ist. Wie zu erkennen, werden der Totaldruck und die Entropieverteilung an der Blattspitze so gut wie nicht durch die Totaldruckstörung des Störkörpers beeinflusst. Die in den anderen Testfällen innerhalb des gestörten Sektors beobachtete Annäherung an das Strömungsbild nahe der Stabilitätsgrenze ist hier nicht zu sehen. Wie auch in Abbildung 67 ist im Bereich der Schaufelspitze keine signifikante Störung vorhanden. Die Spaltströmung wird allerdings durch die Variation des Anströmwinkels beeinflusst. Dieser erzeugt einen leichten Rückgang der Spaltströmung, eine geringere Blockierung und eine geringere Entropieproduktion vor dem gestörten Sektor sowie eine Intensivierung nach dem gestörten Sektor. Insgesamt wird die Strömung am Gehäuse allerdings wesentlich weniger beeinflusst als in den zuvor untersuchten Fällen, bei denen die Spaltströmung direkt durch die  $P_t$ -Störung gestört wird.

In den an der TU Darmstadt durchgeführten Experimenten konnte keine Verschiebung der Stabilitätsgrenze der Verdichterstufe durch den Störkörper festgestellt werden. Dieses Verhalten erklärt sich aus den genannten Ergebnissen. Die Stromaufwirkung des Verdichters stabilisiert bzw. verkleinert den Querschnitt des Störköpernachlaufs. Durch diese Verkleinerung wird der für die Stabilität kritische Schaufelspitzenbereich nicht mehr gestört und die Stabilitätsgrenze nicht verschoben.

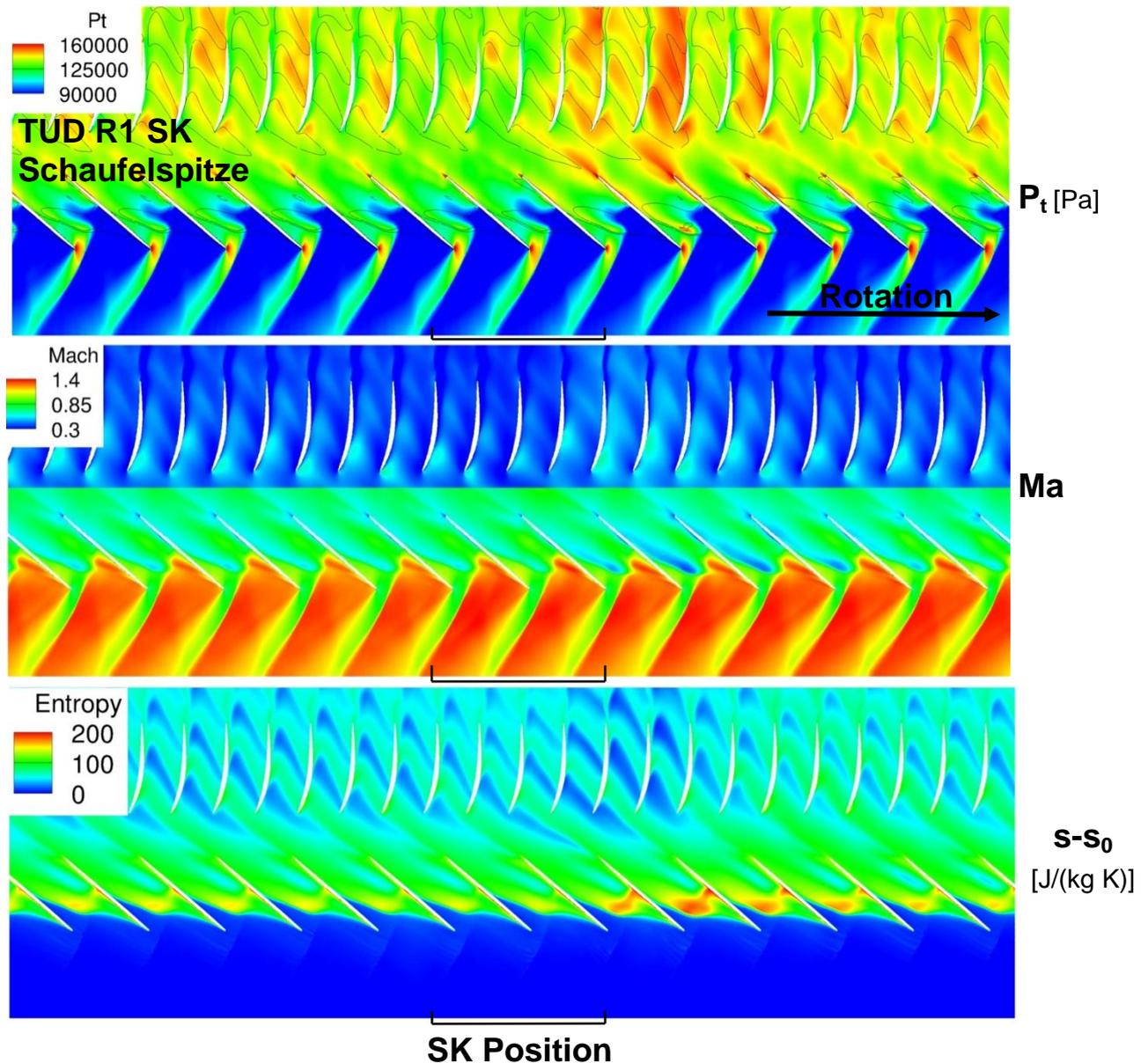


Abbildung 74: Gerechnete Felder des Totaldrucks, der Machzahl und der Entropie der TUD R1 Verdichterstufe an der Schaufelspitze

### Axiale Ebenen

In Abbildung 75 ist die Rotoraustrittsebene dargestellt. Die Totaldruckverteilung in der Rotoraustrittsebene zeigt deutlich den Einfluss der Totaldruckstörung. Wie auch bei den Testfällen S60° und S120° lassen sich der durch die statische Druckstörung beeinflusste Teil mit niedrigem Totaldruckaufbau (B) und der konvektiv gestörte Teil mit hohem Totaldruckaufbau (A) unterscheiden. Sowohl in der Entropie- als auch in der Totaldruckverteilung ist zu sehen, dass der Schaufelspitzenbereich zwar beeinflusst wird, allerdings wesentlich geringer als in den generischen, radial konstanten Fällen. Zudem fällt in der Totaldruckverteilung eine über den gesamten Umfang stetige Variation des Totaldruckverhältnisses auf. Das Maximum des Totaldruckverhältnisses wird im kon-

vektiv gestörten Sektor (A) erreicht und nimmt dann über den Umfang ab, bis es sein Minimum im Entkopplungsbereich vor dem konvektiv gestörten Sektor (B) erreicht. Diese Variation erklärt sich, wie bereits diskutiert, aus der Variation des Anströmwinkels aufgrund der Stromlinienablenkung durch den Störkörper und die Stromaufwirkung des Verdichters.

## Ebene 2

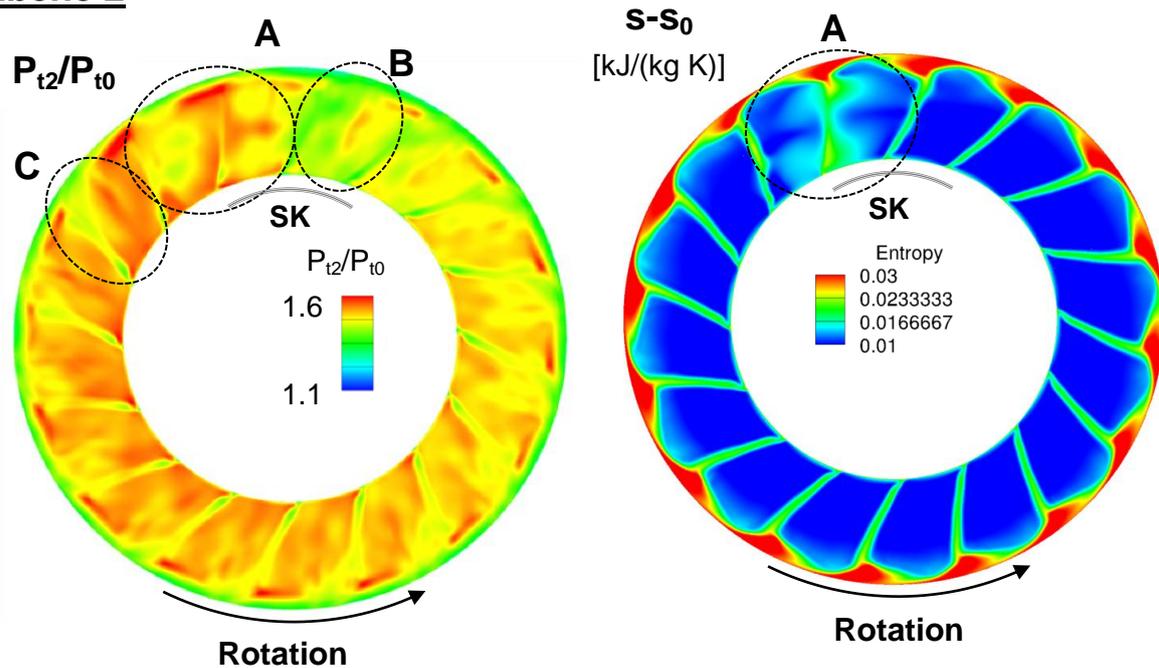


Abbildung 75: Gerechnete Felder des Totaldrucks und der Entropie der TUD R1 Verdichterstufe nach dem Rotor

Abschließend soll die Verdichteraustrittsebene betrachtet werden, in der auch Messdaten zur Validierung vorhanden sind. In Abbildung 76 sind sowohl die experimentell gemessenen als auch die numerisch berechneten Totaldruck- und Totaltemperaturverhältnisse dargestellt. Während die experimentellen Daten durch stationäre Totaldruck- und Totaltemperaturmessungen gewonnen werden, also zeitlich gemittelte Daten darstellen, können die numerischen Daten aufgrund der sehr hohen Datenmenge nicht gemittelt werden und zeigen daher instantane Ergebnisse. Zudem ist zu beachten, dass in Abbildung 76, im Gegensatz zu allen restlichen Abbildungen, aufgrund der Messergebnisse die Rotordrehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn verläuft, vgl. Lieser et al. [118].

Das abgebildete Totaldruckverhältnis nach dem Stator zeigt, analog zu den Testfällen S60° und S120°, qualitativ den gleichen Umfangsverlauf wie nach dem Rotor, nur radial homogenisiert. So befindet sich das Minimum des Totaldruckverhältnisses am

Eintritt des Rotors (B) in den konvektiv gestörten Bereich (A) und das Maximum an dessen Ende (C). Darüber hinaus ist die, dem Anströmwinkel geschuldete, Variation des Totaldruckverhältnisses über den gesamten Umfang erkennbar. Diese globalen, auch schon in den simulierten Ergebnissen nach dem Rotor beobachteten, Strömungsphänomene stimmen qualitativ gut in Simulation und Experiment überein.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen jedoch im Bereich der Statornachläufe am Gehäuse und an der Nabe lokale Totaldruckminima, die in den gerechneten Ergebnissen wesentlich schwächer ausgeprägt sind. Diese Bereiche mit lokal sehr geringem Totaldruck sind auf eine Strömungsablösung in den Ecken und die daraus folgenden Eckenwirbel (EW) zurückzuführen. Die Ablösung der Grenzschicht im Bereich dieser Kanalecken wird in der Simulation aber stark unterschätzt, wofür, wie von Lesser et al. [125] diskutiert, die nicht berücksichtigte Radialspalte am Stator die Ursache sind.

Neben dem Pt-Verhältnis ist in Abbildung 76 auch das Totaltemperaturverhältnis dargestellt. Wieder analog zu den S60° und S120° Testfällen, zeigt die Totaltemperatur vor Eintritt in den konvektiv gestörten Sektor ein Minimum (B), steigt dann im gestörten Bereich (A) an, um ihr Maximum am Austritt aus dem konvektiv gestörten Bereich (C) zu erreichen. Am Gehäuse ist zudem zu sehen, dass die Spaltströmung, die sich durch eine hohe Totaltemperatur auszeichnet, im Bereich der Totaldruckstörung nicht besonders beeinflusst, sondern eher abgeschwächt wird. Dahingegen lässt sich der Einfluss der Vordrallvariation sowohl anhand der Spaltströmung, als auch anhand des Totaltemperaturaufbaus erkennen, der in Umfangsrichtung nach Verlassen des gestörten Sektors über den gesamten Umfang abnimmt.

Im Vergleich des experimentellen mit dem numerisch berechneten Totaltemperaturverhältnis findet sich das angesprochene qualitative Verhalten in Übereinstimmung wieder. Allerdings zeigen die experimentellen Daten zwei Sprünge (S1, S2), die in den numerischen Daten nicht auftauchen. Der erste Sprung S1 ist Folge des verwendeten Auswertungsprogramms, das nach Biela [126] nicht in der Lage ist, über einen geschlossenen Kreis zu interpolieren, während der zweite Sprung den Beginn bzw. das Ende einer Messung markiert. Die Messungen benötigen aufgrund der hohen Auflösung mehrere Stunden, wodurch es zu einer leichten Verschiebung des Betriebspunkts kommt. Die Ursache für die Verschiebung des Betriebspunkts sind tageszeitliche Temperaturschwankungen, die zu einer Variation der Totaltemperatur in der Zuströmung führen.

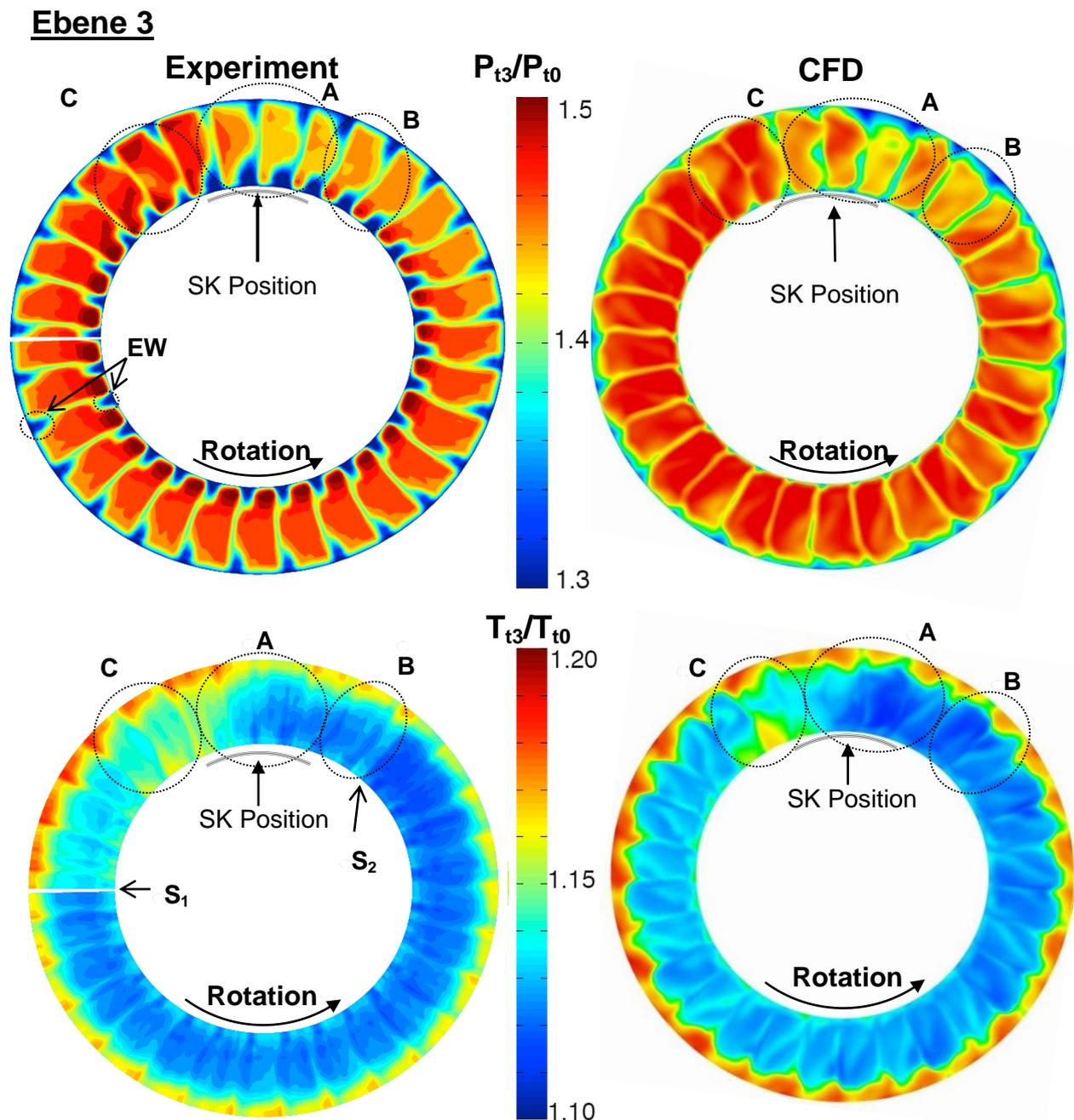


Abbildung 76: Gemessene und simulierte Totaldruck- und Totaltemperaturverteilung in der Verdichteraustrittsebene

Zusammenfassend ist die Simulation in der Lage die Strömung nach dem Verdichter qualitativ gut vorherzusagen. Grundsätzlich zerfällt der Einfluss des ausgelegten Störkörpers in zwei Komponenten: Die durch den Störkörperrücklauf erzeugte Totaldruckstörung erfährt im Verdichter eine Abschwächung und liegt nach dem Verdichter, sowohl in den Messungen als auch in den Berechnungen, noch in der Größenordnung von 5 %, im Gegensatz zu über 10 % vor dem Verdichter. Zusätzlich entstehen durch die Verdrängungswirkung des Störkörpers Ausgleichströmungen, die dazu führen,

dass der Druckaufbau vor dem gestörten Bereich sinkt und nach dem gestörten Bereich steigt. Diese, den gesamten Umfang erfassende Variation bewegt sich allerdings auf sehr geringem Niveau, im Bereich unter 1 % des ungestörten Totaldruckverhältnisses von circa 1.5.

## 8.6 Zusammenfassung

Zur detaillierten Untersuchung der Wechselwirkung eines Verdichters und einer Störquelle in der Zuströmung wird ein neuartiger Störkörper ausgelegt und sowohl experimentell als auch numerisch untersucht.

Die wichtigsten Ergebnisse sind eine starke Beeinflussung der Störung durch den Verdichter und eine dadurch wesentlich schwächere Beeinflussung des Verdichters als in der Auslegung angenommen.

Durch die Stromaufwirkung des Verdichters wird die Störung sowohl qualitativ als auch quantitativ abgeschwächt, d. h. das gestörte Gebiet wird kleiner. Insbesondere der Gehäusebereich wird nicht mehr signifikant gestört und das Geschwindigkeitsdefizit im gestörten Gebiet wird verringert. Zudem wird der Störkörperrücklauf durch den Verdichter stabilisiert, und es werden keine großskaligen Wirbel mehr abgeworfen. Die Störung erweist sich durch diese, dem Verdichter geschuldete, Abschwächung als zu klein, um das Stabilitätsverhalten des Verdichters zu beeinflussen, vgl. hierzu auch [118]. Als Hauptursache für das nicht beeinflusste Stabilitätsverhalten wird die fehlende Störung des Schaufelspitzenbereichs identifiziert, vgl. hierzu auch Abbildung 50.

Im Vergleich der numerischen mit den experimentellen Ergebnissen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, insbesondere unter Berücksichtigung der Komplexität des untersuchten Falles. Alle relevanten untersuchten Phänomene, die Stromaufwirkung des Verdichters und der Durchgang der Störung durch den Verdichter, werden qualitativ richtig und auch quantitativ in guter Näherung wiedergegeben.

## 9 Modell zur Bestimmung eines kritischen Störwinkels

Wie bereits in Kapitel 2.2 dargelegt, wurde von Reid [27] ein kritischer Öffnungswinkel gefunden, ab dem der Einfluss des Öffnungswinkels einer radial konstanten Umfangsstörung auf den Pumpgrenzabstand konstant bleibt. Die Kenntnis der physikalischen Ursache des kritischen Winkels ist für die in der Verdichterauslegung wichtige Vorhersage des Einflusses einer Störung auf das Triebwerk von großer Bedeutung.

Ein physikalisches Modell zur Erklärung des kritischen Winkels wurde in der, dem Autor bekannten Literatur nur von Cousins [29] vorgeschlagen. Dieses Modell nimmt an, dass der kritische Winkel von der Zeit abhängt, die ein Fluidpartikel von der Schaufelvorderkante bis zum engsten Querschnitt, d.h. zum diffusiven Teil des Schaufelkanals, braucht. Instabilitäten würden durch Ablösungen auf der Saugseite bestimmt, die erst im diffusiven Teil auftreten können, so Cousins.

Allerdings werden in seiner Hypothese Aspekte wie die Entkopplung von statischem Druck und Geschwindigkeitsstörung nicht berücksichtigt. Es bleibt offen, warum es auch bei kleineren Öffnungswinkeln nicht zu einer instationären Ablösung kommen soll. Vor allem wird bei Tip-stallenden Verdichtern, wie dem TUD-R1, die Stabilitätsgrenze durch den Spaltwirbel bestimmt, der dann wiederum Ursache für die Ablösung ist, und nicht direkt durch die Ablösung.

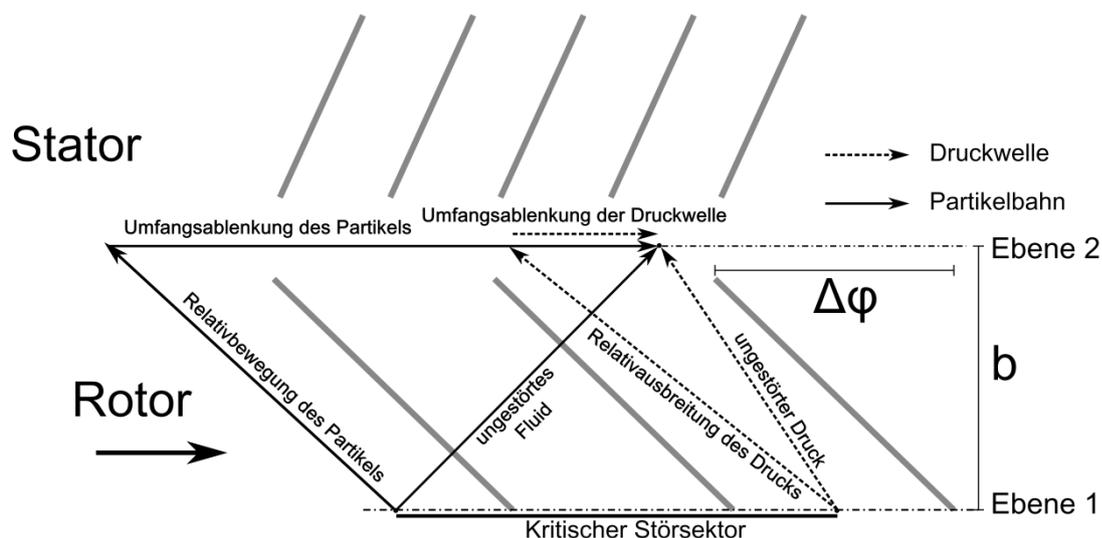


Abbildung 77: Skizze kritischer Störungssektor im Absolutsystem

Aus den genannten Gründen soll in diesem Kapitel ein Erklärungsversuch für die Phänomenologie eines kritischen Winkels vorgeschlagen werden, der auf den in dieser Arbeit gemachten Beobachtungen fußt. In den vorangegangenen Kapiteln wird als eines der zentralen Phänomene einer  $P_r$ -Störung in der Anströmung die Entkopplung von

statischer Druckstörung und Geschwindigkeitsstörung identifiziert. Durch diese erfährt der gestörte Sektor eine Ausweitung beim Passieren des Rotors. Unterschreitet der gestörte Sektor einen gewissen Öffnungswinkel, würde es bedeuten, dass aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten, das ungestörte Fluid aus dem Bereich vor dem gestörten Sektor mit dem ungestörten Druck aus dem Bereich nach dem gestörten Winkel interagiert, wie in Abbildung 77 dargestellt. Bei zunehmend kleiner werdendem Öffnungswinkel der Störung würde sich also die maximale lokale Schaufelbelastung durch das Zusammenwachsen der Entkopplungsgebiete vor und nach dem Störsektor abschwächen. Bei einem Anwachsen des Öffnungswinkels hingegen würde zwar der gestörte Sektor größer, aber die maximale Belastung würde sich nicht ändern, weswegen die Stabilitätsmarge konstant bliebe. Zusammengefasst liegt der vorgeschlagenen Erklärung also die Idee zugrunde, dass bei einer Öffnungswinkelvariation der maximale Schaufelbelastungsgradient eine Folge der Entkopplung ist.

Unter der Annahme einer dem Metallwinkel entsprechenden Rotorabströmung ist damit der kritische Winkel als Funktion des Phasenversatzes zwischen der Druckinformation und dem konvektiven Pfad abschätzbar.

$$\Delta\theta_{krit} = \Delta\theta_{kon} - \Delta\theta_{p-stromab} \quad (9.1)$$

$$\Delta\theta_{krit} = \left(\frac{b}{\bar{c}_{ax}} \omega - \Delta\varphi\right) - \left(\frac{b}{\bar{a} + \bar{c}_{ax}} \omega - \Delta\varphi\right) = \left(\frac{1}{\bar{c}_{ax}} - \frac{1}{\bar{a} + \bar{c}_{ax}}\right) b\omega \quad (9.2)$$

Hier stellt  $b$  die axiale Breite des mit Drall behafteten Bereichs und  $\Delta\varphi$  den Winkelversatz durch die Schaufelstaffelung dar. Wie zu erkennen ist, hängt der kritische Winkel nach dieser Abschätzung nur von der axialen Ausdehnung, der Drehzahl und der Durchströmungsgeschwindigkeit ab. In dem hier untersuchten Fall TUD-R1 ergibt sich mit folgenden Näherungswerten:

$$n = 20000 \frac{U}{\text{min}} \rightarrow \omega = 120000 \frac{\circ}{s}; \bar{c}_{ax} \approx 120 \frac{m}{s}; b \approx 0.06m; \bar{a} \approx 345 \frac{m}{s}, \quad (9.3)$$

der kritische Winkel zu

$$\Delta\Theta_{krit, TUD-R1} \approx 45^\circ. \quad (9.4)$$

Die DLR-R030 Verdichterstufe besitzt mit,

$$n_{85\%} = 17221 \frac{U}{\text{min}} \rightarrow \omega_{85\%} = 103326 \frac{\circ}{s}, c_{ax} \approx 110 \frac{m}{s}, b \approx 0,05m; a \approx 345 \frac{m}{s}, \quad (9.5)$$

bei 85% der Auslegungsdrehzahl einen kritischen Winkel von,

$$\Delta\Theta_{krit, DLR-R030, N=85\%} \approx 36^\circ \quad (9.6)$$

und bei 100% der Auslegungsdrehzahl, mit

$$n_{100\%} = 20230 \frac{U}{\text{min}} \rightarrow \omega_{100\%} = 121560 \frac{\circ}{s}, \quad (9.7)$$

einen kritischen Winkel von

$$\Delta\Theta_{\text{krit,DLR-R030,N=100\%}} \approx 42^\circ. \quad (9.8)$$

Zur einfacheren Diskussion lässt sich Gleichung (9.2) auch mit der axialen Machzahl als,

$$\Delta\theta_{\text{krit}} = \left( \frac{1}{Ma_{ax}} - \frac{1}{1 + Ma_{ax}} \right) \frac{b\omega}{\bar{a}}, \quad (9.9)$$

ausdrücken.

Der kritische Winkel ist also, im Rahmen des Modells, nach Gleichung (9.9) nur von der Drehzahl, dem Durchsatz, der axialen Länge des drallbehafteten Bereichs und der Schallgeschwindigkeit abhängig. Für eine bestimmte Verdichterstufe bedeutet das also, dass der kritische Winkel eine Funktion der Drehzahl und des Durchsatzes ist. Der kritische Winkel steigt mit steigender Drehzahl und sinkt mit steigendem Durchsatz. Der kritische Winkel einer Verdichterstufe wird also maximal an der Stabilitätsgrenze bei maximaler Drehzahl.

Da experimentelle Daten zur Variation des Öffnungswinkels von Totaldruckstörungen nur sehr eingeschränkt öffentlich zur Verfügung stehen, kann das vorgestellte Modell nur an den von Reid 1969 [27] publizierten Kennfeldmessungen validiert werden. Die Untersuchungen wurden an einem vierstufigen Axialverdichter durchgeführt.

Abbildung 78 zeigt den von Reid gemessenen Einfluss verschiedener Öffnungswinkel auf die Pumpgrenze bei 94% und 100% der Auslegungsdrehzahl. Der von Reid gemessene kritische Winkel liegen zwischen  $45^\circ$  und  $90^\circ$ . Aufgrund der sehr groben Auflösung lassen sie sich nicht genauer bestimmen. Die durch das Modell für die TUD-R1 und die DLR-R030 vorhergesagten Winkel im Bereich von  $40^\circ$  sind etwas kleiner, aber noch in einem ähnlichen Bereich. Allerdings muss betont werden, dass das gezeigte Modell von einer idealisierten Stufe ausgeht, während Reids Messungen an einem mehrstufigen Verdichter durchführt. Der Einfluss von mehreren Stufen kann im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt werden.

Anhand von Abbildung 78 kann auch der Einfluss der Drehzahl auf den kritischen Winkel diskutiert werden. Der gleiche Öffnungswinkel der  $P_t$ -Störung hat bei 100% Drehzahl einen stärkeren Verlust von Pumpgrenzabstand zur Folge als bei 94% Drehzahl. Der stärkere Einfluss auf den Pumpgrenzabstand bei höherer Drehzahl lässt sich implizit aus dem vorgestellten Modell folgern. Zum einen steigt der kritische Winkel mit steigender Entkopplung der Störung der Strömungsgrößen an. Wie in den vorange-

gangenen Kapiteln erläutert, steigt mit steigender Entkopplung auch der gestörte Bereich nach dem Rotor und damit der Einfluss der gestörten Zuströmung. Ein größerer kritischer Winkel hat also tendenziell einen Verlust an Pumpgrenzabstand zu Folge. Da der kritische Winkel, wie Gleichung (9.9) zu entnehmen ist, mit zunehmender Drehzahl ansteigt, steigt auch der Einfluss auf den Pumpgrenzabstand. Dies deckt sich auch mit dem von Lecht [20] gemessenen Kennfeld für den hier untersuchten DLR-R030, in Abbildung 79. So wird hier die Pumpgrenze bei gestörter Zuströmung mit steigender Drehzahl im Vergleich zur Pumpgrenze bei ungestörter Zuströmung flacher.

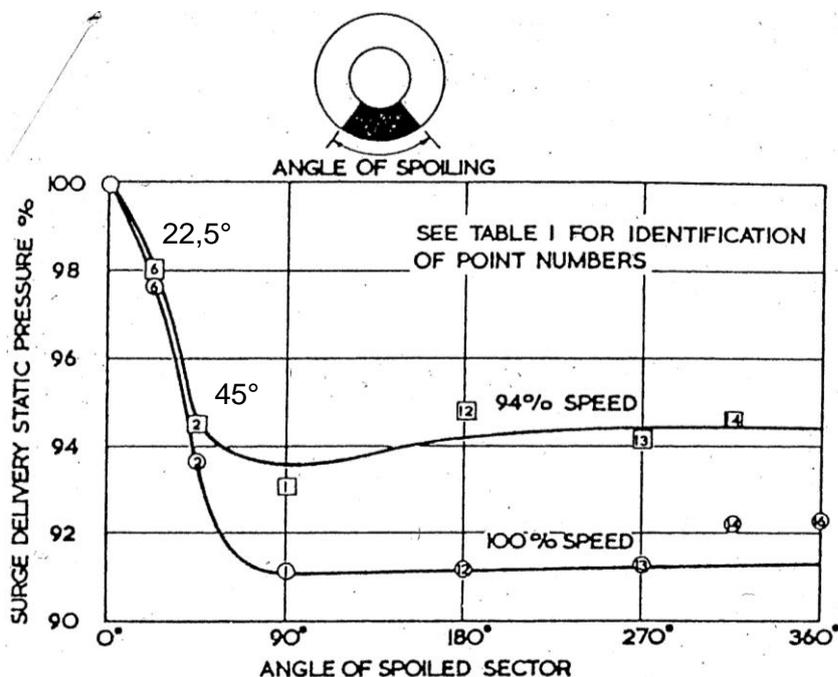


Abbildung 78: Einfluss der Variation des Öffnungswinkels auf die Pumpgrenze nach Reid [27]

Aus den von Reid gemessenen Daten ergeben sich ebenfalls Hinweise auf den Einfluss der Drehzahl auf den kritischen Winkel. Bei einem Öffnungswinkel des Störsiebs von 22,5° beträgt der Verlust an Pumpgrenzabstand bei 94% der Auslegungsdrehzahl ca. 2% und bei Auslegungsdrehzahl ca. 2,3%. Der maximale Verlust an Pumpgrenzabstand ist ca. 6,25% bei 94% Drehzahl und ca. 9% bei 100% Drehzahl. Bei einem Störwinkel von 22,5° erfährt der Verdichter also bei 94% Auslegungsdrehzahl bereits 32% seines maximalen Pumpgrenzverlustes, während bei Auslegungsdrehzahl mit dem gleichen Öffnungswinkels nur 26% erreicht werden. Deutlicher wird das Bild bei einem Öffnungswinkel von 45°. Bei 94% Auslegungsdrehzahl sind mit 5,75% Pumpgrenzverlust 92% des maximalen Verlust an Pumpgrenzabstand erreicht. Hingegen sind bei Auslegungsdrehzahl mit 6,2% erst 60% des maximalen Pumpgrenzabstand erreicht.

Zusammenfassend haben also bei der niedrigeren Drehzahl bereits kleinere Öffnungswinkel einen größeren Einfluss. Der kritische Winkel scheint also, wie in Gleichung (9.9) vorhergesagt, bei kleineren Drehzahlen kleiner zu werden.

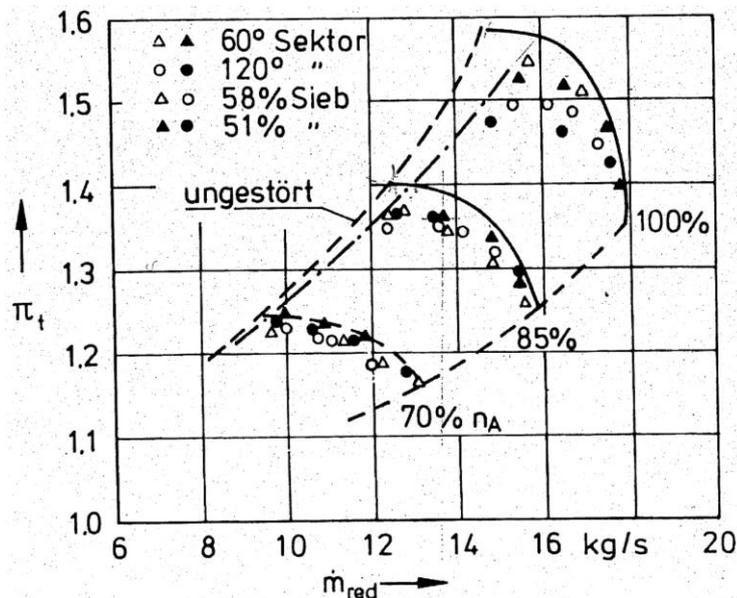


Abbildung 79: Kennfeld DLR-R030 ohne und mit Totaldruckumfangsstörung in der Zuströmung, Lecht [20]

Analog dazu lässt sich mit Hilfe des vorgestellten Modells auch Reids Beobachtung, dass eine große Störung mehr Einfluss hat als mehrere kleine, erklären (vgl. Abbildung 12). Wird der kritische Winkel nicht überschritten, erfolgt keine Separation der Interaktionszonen, und die maximale Schaufelbelastung wird nicht erreicht.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das gezeigte Modell eine einfache und schnelle analytische Abschätzung des kritischen Winkels bietet. Eine erste Validierung mit den Daten von Reid liefert gute, qualitative Ergebnisse. Allerdings muss darauf hingewiesen werden, dass die Validierung aufgrund der sehr begrenzten Datenbasis nur sehr unvollständig durchgeführt werden kann.

Die hier getroffene Abschätzung des kritischen Öffnungswinkels ist bewusst einfach gehalten und soll vor allem auf die Bedeutung der Entkopplung für die Stabilitätsmarge bei einer Variation des Öffnungswinkels hinweisen.

## 10 Zusammenfassung

Moderne, sparsame und leise Flugzeug- und Triebwerksentwürfe können Konfigurationen aufweisen, bei denen das Triebwerk permanent inhomogen mit Rumpfgrenzschicht beaufschlagt wird. Analog dazu reduziert sich bei modernen Hochbypass-Triebwerken das Potenzial des Einlaufs die Strömung zu homogenisieren, durch das äußerst geringe Verhältnis von Einlauflänge zu Triebwerksdurchmesser. Durch diese Entwicklung ist es umso wichtiger, ein sicheres Betriebsverhalten des Triebwerks auch bei inhomogenen Anströmbedingungen sicherzustellen, insbesondere was die Verdichterkomponenten anbelangt. Deshalb ist eine genaue Kenntnis der auftretenden und dominierenden Strömungsphänomene unabdingbar. Wird Grenzschicht eingesaugt oder entstehen Ablösungen an der Einlauflippe, die vom Einlauf nicht mehr homogenisiert werden können, kommt es zu einer inhomogenen Totaldruckverteilung in der Verdichteranströmung. Durch diese Störung werden Druckgradienten hervorgerufen, die zu Ausgleichströmungen, d. h. zu einer Umfangsvariation des Anströmwinkels, führen. Das Ziel der DFG-Forschergruppe FOR1066, in deren Rahmen diese Arbeit entstand, ist es daher, eine zuverlässige und genaue Simulationsmethode bereitzustellen, mit der solche Strömungsfälle zuverlässig und hochgenau numerisch vorhergesagt werden können. Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Interaktion des Verdichters mit einer gestörten Zuströmung sowie auf der Untersuchung und Validierung ihrer numerischen Vorhersage.

Mit der vorliegenden Arbeit wurden im Wesentlichen drei Ziele verfolgt:

1. Die Validierung von URANS und insbesondere des hier verwendeten Strömungslösers TRACE in Bezug auf Verdichter mit inhomogenen Zuströmungsbedingungen
2. Die detaillierte Untersuchung der Verdichterdurchströmung und der auftretenden Strömungsphänomene bei inhomogener Zuströmung
3. Die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Verdichter und Störung, insbesondere der Rückwirkung des Verdichters auf die Störung in der Zuströmung

Um diese Ziele zu erreichen, wurden zwei Verdichter mit gestörten Zuströmungsbedingungen numerisch simuliert, die Ergebnisse mit den vorhandenen experimentellen Daten validiert und relevante strömungsphysikalische Phänomene identifiziert und ausführlich analysiert. Im Allgemeinen ist die frei verfügbare experimentelle Datenlage für Verdichter mit gestörter Zuströmung sehr begrenzt. So waren zu Beginn dieser Arbeit experimentelle Daten nur zu einem Testfall für Verdichtierzuströmung mit gestörter Zuströmung frei zugänglich. Aufgrund dieser schlechten Datenlage strebte die Forscher-

gruppe die Bereitstellung eines neuen Testfalls an und führte ihn erfolgreich durch. Für diesen Testfall wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Störungsgenerator ausgelegt, der eine definierte Störung in der Zuströmung des Verdichters erzeugt. Hierbei lag sowohl bei der Definition der Störung als auch bei der Auslegung des Störungsgenerators ein besonderes Augenmerk auf der numerischen und experimentellen Untersuchbarkeit der Interaktion zwischen der Verdichterstufe, der Störung und dem Störgenerator. Dieser neue Testfall eines Verdichters mit neuartigem Störungsgenerator wurde von den Projektpartnern der TU Darmstadt experimentell und in dieser Arbeit numerisch untersucht.

Bevor allerdings die numerische Untersuchung des Verdichters mit inhomogener Strömung beginnen konnte, mussten zunächst ausführliche Untersuchungen mit homogener Anströmung stattfinden. Das Ziel dieser Studien bestand zum einen in der Validierung der numerischen Vorgehensweise und zum anderen in der wissenschaftlichen Analyse der Strömung bei homogener Zuströmung. Das numerische Verfahren, d. h. sowohl die verwendeten Rechnetze als auch der Strömungslöser mit den verwendeten Einstellungen, muss zunächst die homogene Strömung korrekt vorhersagen, damit es im nächsten Schritt zur Abbildung des weit komplexeren Falls der inhomogenen Zuströmung herangezogen werden kann. Hier ist allerdings zu beachten, dass es zwar nötig ist, die homogene Strömung korrekt vorherzusagen, dass es aber keine hinreichende Bedingung ist, um auch das Strömungsbild bei inhomogener Zuströmung korrekt vorherzusagen.

Andererseits dient die wissenschaftliche Analyse der homogenen Strömung als Fundament, um den Einfluss der Störung auf die Verdichteraerodynamik überhaupt untersuchen zu können. Die verwendete Simulationsmethodik, d. h. die Netze, die Einstellungen und der Strömungslöser, zeigten für beide Verdichterstufen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die DLR-R030-Verdichterstufe mit homogener Zuströmung wurde bereits in dem Promotionsprojekt von Iseler [85] erfolgreich validiert, weshalb die Validierung in dieser Arbeit auf ein Mindestmaß beschränkt wurde. Die TUD-R1-Verdichterstufe hingegen, die den Versuchsträger für den neuen Testfall darstellt, wurde ausführlich untersucht. In diesem Fall konnten die gemessene Kennlinie und das Strömungsbild an verschiedenen Betriebspunkten bzw. Radialpositionen numerisch in sehr guter Näherung vorhergesagt werden. Die Strömung wird, bei einer maximalen relativen Anström-Machzahl von 1,4 im Auslegungspunkt (vgl. Abbildung 25), sowohl durch ein starkes Stoßsystem als auch durch eine ausgeprägte Ra-

dialsplattströmung beherrscht. Beide werden durch die numerische Simulation sowohl qualitativ als auch quantitativ korrekt wiedergegeben.

Als erster Testfall mit inhomogener Zuströmung wurde die DLR-R030 Verdichterstufe betrachtet. Das vor der Verdichtereintrittsebene gemessene Strömungsfeld wurde der numerischen Domain als Eintrittsrandbedingung aufgeprägt, und es wurde eine dreidimensionale, instationäre Vollkranzrechnung durchgeführt. Um die auftretenden Phänomene besser einordnen zu können, wurde zunächst die Interaktion der inhomogenen Strömung mit dem Verdichter analytisch diskutiert und anschließend mit den gemessenen Ergebnissen validiert. Die analytisch vorhergesagten, numerisch berechneten und gemessenen Ergebnisse stimmen qualitativ größtenteils sehr gut überein. Trotz kleinerer Abweichungen ist auch quantitativ von einer guten Übereinstimmung zu sprechen, insbesondere angesichts der Komplexität des Problems. Eine stärkere Abweichung, auch qualitativer Art, zeigen die vorhergesagten und die experimentellen Ergebnisse am Austritt des Rotors aus dem gestörten Sektor. Es wurden mehrere mögliche Fehlerquellen diskutiert, wobei eine numerisch nicht korrekt wiedergegebene Ablösung auf der Saugseite der Rotorschauflern als am wahrscheinlichsten identifiziert wurde. Allerdings konnte mit den vorhandenen Daten keine abschließende Aussage getroffen werden.

Die Strömung in der DLR-R030 Verdichterstufe mit inhomogener Zuströmung wird vor allem durch drei Aspekte bestimmt. Zum einen verschiebt sich der Betriebspunkt im gestörten Sektor lokal in Richtung kleinerer Massenströme. Dadurch werden hier, im Unterschied zum ungestörten Sektor, mehr Arbeit und ein höheres Totaldruckverhältnis geleistet. Der lokale Betriebspunkt verlässt den im homogenen Kennfeld stabilen Arbeitsbereich, während der Verdichter selbst global stabil bleibt. Als zweites wichtiges Phänomen ist die starke Stromaufwirkung des Verdichters zu nennen. Durch diese wird die Totaldruckstörung in eine Kombination aus statischer Druckstörung und Geschwindigkeitsstörung zerlegt. Zusätzlich hat auch die Anströmwinkelstörung in ihrem Einflussbereich eine Stromaufwirkung zur Folge. Genauer gesagt, verschiebt sich das Verhältnis von Geschwindigkeit und statischem Druck in der Anströmung. Aus der Zerlegung der Totaldruckstörung in eine Druck- und eine Geschwindigkeitsstörung folgt der dritte Aspekt: die Entkopplung von Druck- und Geschwindigkeitsstörung. Durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des statischen Drucks und der Geschwindigkeit kommt es durch den vom Rotor aufgeprägten Drall zu unterschiedlichen Umfangsverschiebungen der beiden Störgrößen. Das führt wiederum zu starken Wechselwirkungen von ungestörten und gestörten Größen. Diese Wechselwirkungen

führen zu einer Asymmetrie der Störung nach dem Rotor und haben zusätzlich eine signifikante Ausweitung des gestörten Gebiets über den gesamten drallbehafteten Bereich zur Folge.

Nachdem die Untersuchung an der DLR-R030 Stufe abgeschlossen worden sind, wurde die TUD-R1-Stufe untersucht, und zwar zunächst mit generischen Umfangsstörungen. Das Ziel dieser Untersuchung bestand darin, eine breitere numerische Datenbasis darüber zu schaffen, wie die TUD-R1-Stufe auf gestörter Zuströmung reagiert. Indem u. a. dieselbe Störung in der Zuströmung (Störsektor  $120^\circ$ ) untersucht wurde, die für die DLR-R030 Stufe gemessen wurde, sollte darüber hinaus der Einfluss unterschiedlicher Verdichterauslegungen analysiert werden. Die für den DLR-R030 Testfall als relevant identifizierten Phänomene erwiesen sich auch in dem TUD-R1 Testfall als dominant. Allerdings war eine Variation der Stromaufwirkung festzustellen, was auf Unterschiede in der Schaufelbelastung zurückgeführt werden konnte. Um den Einfluss der Variation des Anströmwinkels genauer zu analysieren, wurde für die TUD-R1-Stufe des Weiteren eine  $60^\circ$ -Umfangsstörung des Totaldrucks ohne Anströmwinkelvariation untersucht. Dabei zeigte sich, dass alle wichtigen Strömungsphänomene qualitativ auch ohne die Umfangsänderung des Anströmwinkels vorhanden sind. Der Einfluss des Anströmwinkels verschiebt zwar leicht den lokalen Betriebspunkt, allerdings erwies sich der Einfluss der Totaldruckstörung als wesentlich dominanter. Für die Strömungsphänomene und für das Stabilitätsverhalten spielt die hier untersuchte Anströmwinkelstörung demnach eine sekundäre Rolle.

Das stabile Betriebsverhalten der TUD-R1-Verdichterstufe wird maßgeblich durch die Strömung in Gehäusenähe bestimmt. Die Strömung in Gehäusenähe besitzt im untersuchten Betriebspunkt Eigenschaften im Bereich des gestörten Sektors, die die Strömung bei homogener Zuströmung in einem Betriebspunkt nahe der Stabilitätsgrenze aufweist. Insbesondere im Bereich des Austritts der Rotorpassagen aus dem gestörten Sektor weisen die Ergebnisse darauf hin, dass die Durchströmung der Schaufelpassage stark blockiert ist und dass eine starke Wechselwirkung zwischen Stoß und Radialspaltwirbel herrscht. Was das Kennfeld anbelangt, so liegen die lokalen Betriebspunkte innerhalb des gestörten Sektors jenseits der homogenen Stabilitätsgrenze. Dennoch weist die Strömung weder Stall noch Spike-Verhalten auf. Die Strömung zeigt zwar typische Near-Stall-Eigenschaften, aber es kommt nicht zu den in der Literatur diskutierten Spike-Phänomenen, wie einer Umströmung der Vorderkante durch die Spaltströmung oder dergleichen. Die nachgestörte Zone ist sowohl im Fall von  $S60^\circ$  als auch im Fall von  $S120^\circ$  ungefähr gleich groß. Dies legt nahe, dass die nachgestörte

Zone nicht vom Öffnungswinkel der Störung abhängt. Vielmehr wird dessen Ausdehnung durch die Interaktion von ungestörtem Eintrittsdruck und gestörtem Fluid bestimmt.

Im Bereich der Spaltströmung zeigen sich überdies die Designunterschiede zwischen dem DLR-R030 und dem TUD-R1. Während die Ergebnisse im Mittelschnitt qualitativ die gleichen Trends zeigen, unterscheiden sie sich an der Schaufelspitze massiv. Für die DLR-R030 Stufe ist der Nabenbereich stabilitätskritisch, und der maximale Entropiegradient liegt auch im gestörten Bereich vor der Vorderkante, ohne dass die globale Stabilität beeinträchtigt wird. Im Gegensatz dazu ist die Stabilität der TUD-R1-Stufe von der Spaltströmung abhängig. Diese wird allerdings durch die Störung massiv beeinträchtigt. Aber wie bereits erwähnt, wird die Vorderkante an keiner Stelle durch Rückströmung überspült. Dagegen wird in diesem Testfall der gestörte Sektor über den Rotor stark aufgeweitet, und auch die Dreidimensionalität der Strömung wird im gestörten Bereich stark angefacht. So variiert insbesondere die Radialspaltströmung im Einflussbereich der Zuflussstörung, was auf die starke Schaufelbelastungsvariation zurückzuführen ist.

Schließlich wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Testfall für eine transsonische Verdichterstufe mit gestörter Zuflussströmung etabliert. Dafür wurden die Randbedingungen für eine zu untersuchende Störung definiert und ein Störgenerator ausgelegt. Die Verifikation der ausgelegten Störungsgeometrie, wurde sowohl numerisch als auch experimentell durch Projektpartner, siehe Lesser et al. [121], in umfassenden Voruntersuchungen sichergestellt. Nach der Auslegung und Verifikation des Störgenerators wurde dieser im Einlauf des TUD-R1 verbaut und an der TU Darmstadt experimentell untersucht. Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit ein numerisches Modell generiert und die Verdichterstufe mit dem Störgenerator zeitaufgelöst simuliert.

Das wichtigste Ergebnis der experimentellen und numerischen Untersuchungen ist die starke Stromauf-Wirkung des Verdichters. Der Nachlauf des Störgenerators, der die Störung in der Zuflussströmung darstellt, ändert sich signifikant durch die Anwesenheit der Verdichterstufe. So verringert der Verdichter im Bereich der Totaldruckstörung den statischen Druck und beschleunigt somit den Störgeneratornachlauf. Bildlich gesprochen, saugt der Verdichter im Bereich der Störung stärker an als im ungestörten Bereich. Infolgedessen beschleunigt sich das Fluid im Nachlauf. Dies verringert nicht nur die räumliche Ausdehnung, d. h. den Querschnitt des Nachlaufs, sondern es unterdrückt auch die Ausbildung einer großskaligen Wirbelstraße. Die experimentellen wie die numerischen Ergebnisse zeigen ohne Verdichter ein großskaliges Wirbelabwerfen

des Störgenerators. Mit Verdichter finden sich in den experimentellen Daten jedoch nur noch kleine Wirbelstrukturen in der Scherschicht zwischen Nachlauf und Freiströmung, die in den numerischen Ergebnissen allerdings durch das Turbulenzmodell unterdrückt werden. Vor allem in der Stromaufwirkung, aber auch im Strömungsfeld nach der Verdichterstufe, zeigen die experimentellen und numerischen Ergebnisse eine sehr gute Übereinstimmung.

Abschließend wurde ein neuer Ansatz zur Erklärung eines kritischen Öffnungswinkels des gestörten Sektors präsentiert. Die grundlegende Idee besteht darin, dass eine Störung ihren vollen Einfluss auf die Stabilitätsmarge erst dann entfalten kann, wenn die Entkopplung von statischem Druck und Geschwindigkeitsstörung maximal ist. Da diese ab einem bestimmten Öffnungswinkel des Störsektors konstant bleibt, bleibt auch der Einfluss auf die Stabilitätsmarge konstant.

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich mit Bezug auf die zu Beginn formulierten Fragestellungen folgendermaßen zusammenfassen: Der in dieser Arbeit verwendete URANS-Strömungslöser TRACE ist in der Lage qualitativ sehr gut das Verhalten der untersuchten Verdichterstufen bei inhomogener Zuströmung in den untersuchten Betriebspunkten vorherzusagen. Die Verdichterdurchströmung bei inhomogener Zuströmung wurde im Rahmen dieser Arbeit detailliert untersucht. Die maßgeblichen Strömungsphänomene konnten identifiziert werden und wurden ausführlich wissenschaftlich analysiert. Zur detaillierten Untersuchung der Interaktion von Verdichterstufe und Ursache der Störung wurde ein neuer Testfall ausgelegt, der numerisch untersucht und mit experimentellen Daten validiert wurde. Mithilfe dieser Untersuchung konnten für die Interaktion relevante, wissenschaftliche Erkenntnisse abgeleitet werden. Aus diesen Ergebnissen dieser Arbeit konnte schlussendlich ein analytisches Modell zur Vorhersage eines kritischen Öffnungswinkels abgeleitet werden.

Allerdings ergeben sich im Lichte der gesteckten Ziele auch neue offene Fragen. Der Einfluss der inhomogenen Zuströmung wurde, um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen, nur für den Betriebspunkt bei bestem Wirkungsgrad untersucht. In einem nächsten Schritt sollte unbedingt das Verhalten im Off-Design, insbesondere an der Stabilitätsgrenze, im Fokus stehen. Auch eine Validierung der hier erzielten Ergebnisse mit anderen Verdichterstufen wäre wünschenswert. Darüber hinaus ist der Einfluss der radialen Position der Störung auf die Stabilitätsgrenze von Interesse. Die Ergebnisse in Kapitel 8 legen nahe, dass die Zuströmung in dem Bereich, in dem Stall entsteht, gestört werden muss, um einen Einfluss auf die Stabilitätsgrenze des Verdichters zu ha-

ben. Auf Seiten der numerischen Simulation sind vor allem der Einfluss der Randbedingungen und der Turbulenzmodellierung noch genauer zu untersuchen. Schließlich sollte auch die Abschätzung des kritischen Öffnungswinkels des gestörten Sektors entsprechend Kapitel 9 weiter validiert werden.

Abschließend ist das vielleicht interessanteste Ergebnis dieser Arbeit, dass die analytische Abschätzung für den Mittelschnitt zu sehr guten Vorhersagen führt. Daher kann nur empfohlen werden, zukünftige numerische und experimentelle Untersuchungen stets mit analytischen Abschätzungen zu begleiten, da so in vielen Fällen die physikalische Plausibilität der Ergebnisse mit sehr einfachen Ressourcen überprüft werden kann.

## Literaturverzeichnis

- [1] Statistisches Bundesamt , 2012, “Verkehr, Luftverkehr, Fachserie 8 Reihe 6 .”, Wiesbaden
- [2] muenchen.de, "Ergebnis des Bürgerentscheids", Offizielle Stadtportal der Stadt München, Aufgerufen 13.4.2013, URL: <http://www.muenchen.de/rathaus/rathaus/Stadtpolitik/Wahlergebnisse/buergerentscheid2012/ergebnisermittlung.html>
- [3] sueddeutsche.de, ‘Drehkreuz, Dreckschleuder, Wachstumsmotor ’. Aufgerufen 26.9.2012, URL: <http://www.sueddeutsche.de/muenchen/fakten-karte-zu-muenchens-geplanter-dritter-startbahn-drehkreuz-dreckschleuder-wachstumsmotor-1.1375607>.”
- [4] Europäische Kommission, 2001, “European Aeronautics: A Vision for 2020”, Brüssel
- [5] NASA, 2010, “N+3 Aircraft Concept Designs and Trade Studies, Final Report Vol.2: Appendices-Design Methodologies for Aerodynamics, Structures, Weight, and Thermodynamic Cycles.”
- [6] NASA, 2010, “N+3 Aircraft Concept Designs and Trade Studies, Final Report, Vol.1 ”
- [7] Smith L. H., 1993, “Wake Ingestion Propulsion Benefit,” Journal of Propulsion and Power, **9**(1), pp. 74–82.
- [8] FOR1066, 2012, “Internetpräsenz der DFG Forschergruppe 1066.”, URL: <http://www.for1066.tu-bs.de>
- [9] Cousins W. T., 2004, “History, Philosophy, Physics, and Future Directions of Aircraft Propulsion System / Inlet Integration,” GT2004-54210.
- [10] Longley J. P., Greitzer E. M., 1992, “Inlet Distortion Effects in Aircraft Propulsion System Integration,” AGARD-LS-183.
- [11] Bräunling W. J. G., 2009, Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten- und Emissionen, Springer Verlag, Berlin 3.Aufl.
- [12] Cumpsty N. A., 1999, Compressor Aerodynamics, Longman Group UK Limited.
- [13] Beale D., Wieland S., Reed J., Wilhite L., 2007, “Demonstration of a Transient Total-Pressure Distortion Generator for Simulating Aircraft Inlet Distortion in Turbine Engine Ground Tests,” ASME Paper GT2007-27222.

- 
- [14] Leinhos D. C., Schmid N. R., Fottner L., 2001, "The Influence of Transient Inlet Distortions on the Instability Inception of a Low-Pressure Compressor in a Turbofan Engine," *Journal of Turbomachinery*, **123**, pp. 1–8.
- [15] Stenning A. H., 1980, "Inlet Distortion Effects in Axial Compressors," *Journal of Fluids Engineering*, **102**, pp. 7–13.
- [16] Pearson H., McKenzie A. B., 1959, "Wakes in Axial Compressors," *J. of the Royal Aeronautical Society*, **63**, pp. 415–416.
- [17] Plourde G. A., Stenning A. H., 1968, "Attenuation of Circumferential Inlet Distortion in Multistage Axial Compressors," *Journal for Aircraft*, **5**(3), pp. 236–242.
- [18] Greitzer E. M., Mazzawy R. S., Fulkerson D. A., 1978, "Flow Field Coupling Between Compression System Components in Asymmetric Flow," *Journal of Engineering for Power*, **100**, pp. 66–72.
- [19] Callahan G. M., Stenning A. H., 1971, "Attenuation of Inlet Flow Distortion Upstream of Axial Flow Compressors," *J. AIRCRAFT*, **8**(4), pp. 227–233.
- [20] Lecht M., 1983, "Beitrag zum Verhalten von Axialverdichterstufen", Dissertation, RWTH Aachen,
- [21] Lesser A., Iseler J., Niehuis R., 2011, "Numerical Investigation of a Highly Loaded Axial Compressor Stage with Inlet Distortions," ASME Paper GT2011-46457.
- [22] Hodder B. K., 1981, "An Investigation of Engine Influence On Inlet Performance", NASA , CR-166136
- [23] Athayde P. A. V., 2007, "Fan-Inlet Flowfield Interaction", Dissertation, Emmanuel College, University of Cambridge, UK
- [24] Mazzawy R. S., 1977, "Multiple Segment Parallel compressor Model for Circumferential Flow Distortion," *Journal of Engineering for Power*, **99**(2), pp. 288–297.
- [25] Yao J., Gorrell S. E., Wadia A. R., 2010, "High-Fidelity Numerical Analysis of Per-Rev-Type Inlet Distortion Transfer in Multistage Fans-Part I: Simulations With Selected Blade Rows", *Journal of Turbomachinery*, **132**(041014), pp. 1–10.
- [26] Yao J., Gorrell S. E., Wadia A. R., 2010, "High-Fidelity Numerical Analysis of Per-Rev-Type Inlet Distortion Transfer in Multistage Fans—Part II: Entire Component Simulation and Investigation", *Journal of Turbomachinery*, **132**(041015), pp. 1–17.

- [27] Reid C., 1969, "The Response of Axial Flow Compressor to Intake Flow Distortion", ASME Paper 69-GT-29.
- [28] Hynes T. P., Greitzer E. M., 1987, "A Method for Assessing Effects of Circumferential Flow Distortion on Compressor Stability" *Journal of Turbomachinery*, **109**, pp. 371–379.
- [29] Cousins W. T., 1997, "The Dynamics of Stall and Surge Behavior in Axial-Centrifugal Compressors", Dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University
- [30] SAE S-16 Committee ARP1420, 1998, "Gas Turbine Engine Inlet Flow Distortion Guidelines."
- [31] SAE Aerospace Information Report 1419, 1983, "Inlet Total-Pressure-Distortion Considerations for Gas-Turbine Engines", (AIP-1419).
- [32] SAE Aerospace Resource Document 50015, 1991, "A Current Assessment of the Inlet/Engine Temperature Distortion Problem" (ARD-500015).
- [33] Cousins W. T., Davis M. D., 2011, "Evaluating Complex Inlet Distortion with a Parallel Compressor Model: Part 1 – Concepts, Theory, Extensions, and Limitations", GT2011-45067
- [34] Ehrich F. F., 1957, "Circumferential Inlet Distortions in Axial Flow Turbomachinery", *Journal of Aeronautical Sciences*.
- [35] Mazzawy R. S., Fulkerson D. A., Haddad D. E., Clark T. A., 1978, "Parallel Compressor Computer Code and User's Manual Final Report", NASA, CR-135388
- [36] Cousins W. T., Davis M. D., 2011, "Evaluating Complex Inlet Distortion with a Parallel Compressor Model: Part 2 – Applications to Complex Patterns" ASME Paper GT2011-450.
- [37] Seidel B. S., 1964, "Asymmetric Inlet Flow in Axial Turbomachines," *Journal of Engineering for Power*, pp. 18–28.
- [38] Hawthorne W. R., Mitchell N. A., McCune J. E., Tan C. S., 1978, "Nonaxisymmetric Flow through Annular Actuator Disks: Inlet Distortion Problem" *Journal of Engineering for Power*, **100**, pp. 604–617.
- [39] Hale A., O'Brien W., 1997, "A Three-Dimensional Turbine Engine Analysis Compressor Code (TEACC) for Steady-State Inlet Distortion" ASME Paper, 97-GT-124.
- [40] Hale A., Davis M., Sirbaugh J., 2004, "A Numerical Simulation Capability for Analysis of Aircraft Inlet - Engine Compatibility" GT2004-53473.

- [41] Hah C., Sullivan D. C. R., T. J., Wadia A. R., 1998, "Effects of Inlet Distortion on the Flow Field in a Transonic Compressor Rotor", *Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 233–246.
- [42] Outa E., Kijima M., Ohta Y., Kato D., 2000, "Hysteresis of Rotating Stall in a Compressor Stage Under Uniform and Stationarily Distorted Inlet Flow Conditions", 9th International Symposium on Unsteady Aerodynamics and Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachinery (ISUAAAT).
- [43] Fidalgo V. J., Hall C. A., Colin Y., 2012, "A Study of Fan-Distortion Interaction within the NASA Rotor 67 Transonic Stage", *Journal of Turbomachinery*, **134**(051011), pp. 1–12.
- [44] Tan C. S., I. Day S. M., Wadia A., 2010, "Stall Inception, Detection, and Control", *Annual Review of Fluid Mechanics*, **42**, pp. 275–300.
- [45] Camp T. R., Day I. J., 1998, "A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor", *Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 393–401.
- [46] Simpson A. K., Longley J. P., 2007, "An Experimental Study of the Inception of Rotating Stall in a Single-Stage Low-Speed Axial Compressor", ASME Paper GT2007-27181.
- [47] Vo H. D., Tan C. S., Greitzer E. M., 2008, "Criteria for Spike Initiated Rotating Stall", *Journal of Turbomachinery*, **130**(1).
- [48] Hah C., Bergner J., Schiffer H.-P., 2006, "Short Length-Scale Rotating Stall Inception in a Transonic Axial Compressor – Criteria and Mechanics" ASME Paper GT2006-90045.
- [49] J.-P.Chen, Hathaway M. D., Herrick G. P., 2008, "Prestall Behavior of a Transonic Axial Compressor Stage via Time-Accurate Numerical Simulation" *Journal of Turbomachinery*, **130**(4).
- [50] Bennington M. A., Cameron J. D., Morris S. C., Legault C., Barrows S. T., Chen J.-P., Wadia G. S. M. A. R., 2008, "Investigation of Tip-Flow BAsed Stall Criteria Using Rotor Casing Visualization", ASME Paper GT2008-51319.
- [51] Inoue M., Kuroumaru M., Tanino T., Furukawa M., 2000, "Propagation of Multiple Short-Length-Scale Stall Cells in an Axial Compressor Rotor", *Journal of Turbomachinery*, **122**(1), pp. 45–54.
- [52] Inoue M., Kuroumaru M., Tanino T., Yoshida S., Furukawa M., 2001, "Comparative Studies on Short and Long Length-Scale Stall Cell Propagating in an Axial Compressor Rotor," *Journal of Turbomachinery*, **123**(1), pp. 24–32.
- [53] Weichert S., Day I., 2012, "Detailed Measurements of Spike Formation in an Axial Compressor", ASME Paper GT2012-68627.

- [54] N.Gourdain, S.Burguburu, G.J.Michon, N.Ouayahya, F.Leboeuf, S.Plot, 2006, "About the Numerical Simulation of Rotating Stall Mechanisms in Axial Compressors", ASME Paper GT2006-90223.
- [55] G.Pullan, Young A. M., Day I. J., Greitzer E. M., Spakovszky Z. S., 2012, "Origins and Structure of Spike-Type Rotating Stall" ASME Paper GT2012-68707.
- [56] Suder K. L., Celestina M. L., 1994, "Experimental and Computational Investigation of the Tip Clearance Flow in a Transonic Axial Compressor Rotor", NASA, TM-106711.
- [57] Khalid S. A., Khalsa A. S., Waitz I. A. W., Tan C. S., Greitzer E. M., Cumpsty N. A., Adamczyk J. J., Marble F. E., 1998, "Endwall Blockage in Axial Compressors" ASME Paper 98-GT-188.
- [58] Young A., Day I., Pullan G., 2011, "Stall Warning by Blade Pressure Signature Analysis", ASME Paper GT2011-45850.
- [59] Vo H. D., 2007, "Suppression of Short-Scale Rotating Stall Inception with Glow Discharge Actuation" ASME Paper GT2007-27673.
- [60] Baehr H. D., 2005, Thermodynamik, Springer Verlag, Berlin.
- [61] Hirsch C., 1988, Numerical Computation of Internal and External Flows Vol. 2 Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows, John Wiley & Sons Chichester UK.
- [62] Hirsch C., 1988, Numerical Computation of Internal and External Flows Vol. 1 Fundamentals of Numerical Discretization, John Wiley & Sons Chichester UK.
- [63] Eckert M., 2008, "Turbulenz – ein problemhistorischer Abriss," NTM Zeitschrift für Geschichte der Wissenschaften, Technik und Medizin, **16**(1), pp. 39–71.
- [64] Greitzer E. M., Tan C. S., Graf M. B., 2004, "Internal Flow: Concepts and Applications", Cambridge Engine Technology Series
- [65] Taylor G. I., 1935, "Statistical Theory of Turbulence. Teil I–IV," Proceedings of the Royal Society, **A151**, pp. 421–478.
- [66] Taylor G. I., 1936, "Statistical Theory of Turbulence. Teil V," Proceedings of the Royal Society, **A156**, pp. 307–317.
- [67] Kolmogorov A. N., 1941, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers," Dokl. Akad. Nauk SSSR (1941) 30(4).
- [68] Fröhlich J., 2006, Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen, B.G.Teubner Verlag.

- [69] Probst A., 2013, "Reynoldsspannungsmodellierung für das Überziehen in Flugzeugaerodynamik", Dissertation, TU Braunschweig, Institut für Strömungsmechanik."
- [70] Hah C., Voges M., Mueller M., Schiffer H.-P., 2010, "Characteristic of Tip Clearance Flow Instability in a Transonic Compressor," ASME Paper GT2010-22101
- [71] Pope S. B., 2000, "Turbulent Flows", Cambridge University Press.
- [72] Wilcox D., 1998, "Turbulence modeling for CFD", DCW Industries, Anaheim.
- [73] Jones W. P., Launder B. E., 1972, "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," International Journal of Heat and Mass Transfer, **15**, pp. 301–314.
- [74] Launder B. E., Sharma B. I., 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc," Letters in Heat and Mass, **1**(2), pp. 131–138.
- [75] Wilcox D. C., 1988, "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence," AIAA Journal, **26**(11), pp. 1299–1310.
- [76] Menter F. R., 1994, "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," AIAA Journal, **32**(8).
- [77] Roe P., 1982, "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes.," Journal of Computational Physics, **43**.
- [78] Hayase T., Humphrey J. A. C., Greif R., 1992, "A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures," Journal of Computational Physics, **98**(1), pp. 108–118.
- [79] Mulder W. A., van Leer B., 1983, "Implicit Upwind Methods for the Euler Equations," AIAA 83-1930.
- [80] Jameson A., 1991, "Time Dependent Calculations Using Multigrid with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings," AIAA 91-1596.
- [81] Crank J., Nicolson P., 1947, "A Practical Method for Numerical Evaluation of Solutions of Partial Differential Equations of the Heat Conduction Type," Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, **43**, pp. 50–64.
- [82] Yoon S., Jameson A., 1988, "Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes-Equations," AIAA Journal, **26**(9), pp. 1025–1026.
- [83] Yang H., Nürnberger D., Nicke E., Weber A., 2003, "Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms with a Conservative Mixed-Cell Approach," ASME Paper GT2003-38483.

- [84] Yang H., Nürnberger D., Weber A., 2002, "A Conservative Zonal Approach with Applications to Unsteady Turbomachinery Flows," DGLR-JT2002-073.
- [85] Iseler J., 2011, "Numerische Untersuchung des instationären Strömungs- und Leistungsverhaltens von Verdichterbeschleunigungen bei homogener und gestörter Zuströmung," Dissertation, Universität der Bundeswehr.
- [86] Barthmes S., 2012, "Simulation von Axialverdichter-Frontstufen unter Berücksichtigung von Einlaufstörungen", Diplomarbeit, Lehrstuhl für Flugantriebe, TU München
- [87] Engel K., 1997, "Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten", Dissertation, Universität Gesamthochschule Essen.
- [88] Eulitz F., 2000, "Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten." Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Germany
- [89] Nürnberger D., 2004, "Implizite Zeitintegration für die Simulation von Turbomaschinenströmungen.," DLR Forschungsbericht 2004-27.
- [90] Schwarze M., 2012, "Numerische Simulation hochbelasteter Niederdruckturbinen unter besonderer Berücksichtigung periodisch instationärer Zuströmung", Institut für Strahlantriebe", Dissertation, Universität der Bundeswehr München.
- [91] Blaim F., Niehuis R., 2012, "Unsteady Simulation of the LP Turbine Test Case T106D-EIZ Using a Transport Equation Based Transition Model ", DGLR2012-281279.
- [92] Dunker R., 1988, "Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Verdichterstoßverluste in transsonischen Axialverdichtern ", DFVLR-FB 88-38.
- [93] Dunker R. J., Hungenberg H., 1980, "Transonic axial compressor using laser anemometry and unsteady measurements," AIAA Journal, **18**.
- [94] Dunker R., Strinning P., Weyer H., 1978, "Experimental study of the flow field within a transonic axial compressor rotor by laser velocimetry and comparison with through-flow calculations.," Journal of Eng. for Power, **100**(2), pp. 279–287.
- [95] P.W.McDonald, Bolt C. R., Dunker R. J., H.B.Weyer, 1978, "A Comparison between Measured and Computed Flow Fields in a Transonic Compressor Rotor," Journal of Engineering for Power, **100**(2).
- [96] Lecht M., 1986, "Improvement of the parallel Compressor Model by Consideration of Unsteady Blade Aerodynamics," AGARD-CP-400, **10**.

- [97] Schulze G., 1996, "Betriebsverhalten eines transsonischen Axialverdichters," Dissertation, TU Darmstadt.
- [98] Biela C., Müller M. W., Schiffer H.-P., Zscherp C., 2008, "Unsteady Pressure Measurement in a Single Stage Axial Transonic Compressor Near the Stability Limit," ASME Paper, GT2008-50245.
- [99] Müller M. W., Biela C., Schiffer H.-P., Hah C., 2008, "Interaction of Rotor and Casing Treatment Flow in an Axial Single-Stage Transonic Compressor with Circumferential Grooves" ASME Paper GT2008-50135.
- [100] Bergner J., 2006, "Experimentelle Untersuchung der Strömung im Blattspitzenbereich eines transsonischen Axialverdichters nahe der Stabilitätsgrenze", Dissertation, TU Darmstadt.
- [101] Bergner J., Hennecke D. K., 2004, "Entwicklung von Verdichterrotoren für einen einstufigen, transsonischen Axialverdichterprüfstand," Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Dresden.
- [102] Ciorciari R., Lesser A., Blaim F., Niehuis R., 2012, "Numerical Investigation of Tip Clearance Effects in an Axial Transonic Compressor.", *Journal of Thermal Science*, **21**(1).
- [103] Zante D. E. V., Strazisar A. J., Wood J. R., Hathaway M. D., Okiishi T. H., 2000, "Recommendations for Achieving Accurate Numerical Simulation of Tip Clearance Flows in Transonic Compressor Rotors," *Journal of Turbomachinery*, **122**, pp. 733–742.
- [104] Cumpsty N. A., 2010, "Some Lessons Learned," *Journal of Turbomachinery*, **132**, pp. 1–7.
- [105] Menter F. R., Langtry R. B., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., Völker S., 2008, "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables— Part II: Test Cases and Industrial Applications," *Journal of Turbomachinery*, **128**(3), pp. 423–434.
- [106] Menter F. R., Langtry R. B., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., Völker S., 2008, "A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables— Part I: Model Formulation," *Journal of Turbomachinery*, **128** (3), pp. 413–422.
- [107] Kožulović D., 2007, "Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten", Dissertation, Fakultät für Maschinenbau der Ruhr-Universität Bochum.
- [108] DLR AT, 2010, "TRACE Workshop", München
- [109] Kinzel M., 2005, "Hochaufgelöste, instationäre Wanddruckmessungen am transsonischen Verdichterprüfstand," DGLR Jahrestagung.

- [110] Gunn E. J., Tooze S. E., Hall C. A., Colin Y., 2012, "An Experimental Study of Loss Sources in a Fan Operating with Continuous Inlet Stagnation Pressure Distortion", ASME Paper GT2012-68888.
- [111] Bejan A., 1982, *Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow.*, John Wiley & Sons, New York, NY, USA.
- [112] Hilgenfeld L., 2006, "Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Transsonik-Verdichtergittern unter besonderer Berücksichtigung der Verdichtungsstoß-Grenzschicht-Interferenz" Dissertation, Universität der Bundeswehr
- [113] Roach P., 1987, "The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids", *International Journal of Heat and Fluid Flow* , **8**(2), pp. 82–92.
- [114] Wu C. H., 1952, "A general theory of three-dimensional flow in subsonic or supersonic turbomachines of axial-, radial- and mixed-flow type."
- [115] Roth M., 2000, "Automatic Extraction of Vortex Core Lines and Other Line-Type Features for Scientific Visualization", Dissertation, ETH Zürich, Institute of Scientific Computing.
- [116] Schulze S., 2012, "Experimentelle Untersuchungen zur Wirbeldynamik am überziehenden Triebwerkseinlauf", Dissertation, Universität der Bundeswehr München.
- [117] Lieser J., 2011, "Persönliche Kommunikation."
- [118] Lieser J. A., Biela C., Pixberg C. T., Schiffer H.-P., Schulze S., Lesser A., Kähler C. J., Niehuis R., 2011, "Compressor Rig Test with Distorted Inflow Using Distortion Generators," *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*, Nr. 241449 .
- [119] Zanker K. J., Cousins T., 1975, "The performance and design of vortex meters," *Conference on Fluid Flow Measurement in the Mid 1970s*, Glasgow, Schottland, Paper C-3.
- [120] Berberig O., 2007, "Wirbelblendendurchflusszähler mit mikrotechnischer Signalwandlung", Dissertation, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.
- [121] Lesser A., Schulze S., Niehuis R., Kähler C., Lieser J., 2010, "Design and Numerical Simulation of an Inlet Distortion Generator" 14. STAB-Workshop.
- [122] Schwamborn D., Gerhold T., Heinrich R., 2006, "The DLR TAU-Code: Recent Applications," *European Conference on Computational Fluid Dynamics, EC-COMAS CFD 2006*, TU Delft, The Netherlands.
- [123] Thorhold R., 2012, "Auswertung experimenteller Ergebnisse einer transsonischen Axialverdichterstufe mit gestörter Zuströmung."Diplomarbeit, Universität

der Bundeswehr München

- [124] Ciorciari R., Kirik. I., Niehuis. R., 2013, "Effects of Unsteady Wakes on the Secondary Flows in the Linear T106 Turbine Cascade ", ASME Paper GT2013-94768.
- [125] Lesser A., Ciorciari R., Barthmes S., Niehuis R., 2012, "Numerical Investigation of the Effect of Inflow Distortions on Transonic Axial Compressor Stages," Third Symposium "Simulation of Wing and Nacelle Stall", Braunschweig, Germany .
- [126] Biela C., 2012, "Persönliche Kommunikation.", Technische Universität Darmstadt
- [127] Hofmann W. H., 2006, " Topologie und Entstehung von Blattspitzenwirbeln in transsonischen Verdichtertrotoren und ihr Einfluss auf die Stabilitätsgrenze", Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
- [128] Radespiel R., Francois D., Hoppmann D., Klein S., Scholz P., Wawrzinek K, Lutz T., Auerswald T., Bange J., Knigge Ch., Kelleners Ph., Heinrich R., Reuss S., Probst A., Knopp T., 2013, "Simulation of Wing Stall", AIAA 43rd Fluid Dynamics Conference
- [129] Niehuis R., Lesser A., Probst A., Radespiel R., Schulze S., Kähler Ch., Spiering F., Kroll N., Warzek F., Schiffer H.-P., 2013, "Simulation of Nacelle Stall and Engine Response", Proceedings of the XXI. International Symposium on Air Breathing Engines, Busan, Korea
- [130] Day, I. J., Cumpsty, N. A., 1978, "The Measurement and Interpretation of Flow Within Rotating Stall Cells in Axial Compressors", Journal of Mechanical Engineering Sciences, 20(2), pp. 101-114
- [131] Greitzer E. M., 1976, "Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors Part I: Theoretical Compression System Model", Journal of Engineering for Power, 98(2), pp. 190-198
- [132] Greitzer E. M., 1976, "Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors---Part II: Experimental Results and Comparison With Theory", Journal of Engineering for Power, 98(2), pp. 190-198
- [133] Emmons H. W., Pearson C. E., Grant H. P., 1955, "Compressor Surge and Stall Propagation", Transactions of the ASME, Vol.77, pp. 455-469
- [134] Athayde P.A.V, Hynes T.P., 2007, "Fan-Inlet Flow-Field Coupling", ISABE-2007-1141

