



**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN**

## DIPLOMARBEIT

### **Nachrechnung eines transsonischen Axialverdichters mittels Stromlinienkrümmungsverfahren**

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines Diplom-Ingenieurs  
unter der Anleitung von

Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger

E302

Institut für Energietechnik und Thermodynamik  
Forschungsbereich Strömungsmaschinen

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Shahin Modarressy, BSc

01126066

Zuckerandlgasse 38-44/3/11  
1190 Wien

Wien, im April 2018

# Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr. Reinhard Willinger recht herzlich für seine sehr zuvorkommende und freundliche Unterstützung, sowie die Ermöglichung dieser Arbeit bedanken. Er hat mein Interesse für die thermischen Turbomaschinen geweckt und war stets bemüht in einer sehr verständnisvollen und überlegten Art sein Wissen zu vermitteln.

Des Weiteren möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, die meine Studienzeit zu einer sehr einprägsamen, sowie ereignisreichen gestaltet haben.

Der größte Dank gilt meinen Eltern und meiner Schwester Mina, die mich während des gesamten Studiums in jeglicher Hinsicht unterstützt und es mir überhaupt ermöglicht haben, mein Studium abzuschließen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin Katharina, die mich speziell in der intensiven Zeit der Diplomarbeit immer herzlich unterstützt und viel Geduld entgegengebracht hat.

# Kurzfassung

Transsonische Axialverdichter sind mittlerweile aus dem Axialverdichterbau kaum mehr wegzudenken. Die Anforderung nach höheren Druckverhältnissen und Massenströmen, bei gleichzeitig niedrigen Produktionskosten, war ein treibender Faktor für die intensiven Forschungsarbeiten im Gebiet der transsonischen Gitterströmung. Neben dem Auftreten von höheren Verlusten, erschwerte sich auch die Auslegung und Nachrechnung von transsonischen Axialverdichtern, da sich durch die herrschende Überschallströmung ein äußerst hochkomplexes Strömungsbild ergab.

Ziel dieser Arbeit war es, einen transsonischen Axialverdichter mit Hilfe des Stromlinienkrümmungsverfahrens nachzurechnen. Zur Anwendung kam dabei das Berechnungsprogramm Hearsey, welches dem Institut für Energietechnik und Thermodynamik zur Verfügung steht. Im Laufe der Berechnungen zeigte sich, dass mit den ermittelten Umlenk- und Verlusteigenschaften der Schaufelgitter, auch Gittercharakteristiken genannt, keine zufriedenstellenden Ergebnisse geliefert werden konnten. Diese wurden anschließend dahingehend angepasst, dass eine Annäherung an die Messdaten erfolgen konnte. Bei der Nachrechnung wurden globale Daten, wie das Totaldruckverhältnis und der isentrope Wirkungsgrad des Transsonikverdichters ausgewertet. Es zeigten sich dabei Unterschiede innerhalb der Berechnungsergebnisse, die auf verschiedene Betriebsbedingungen zurückgeführt werden konnten. Außerdem wurden stufenspezifische Größen berechnet und interpretiert.

# Abstract

Transonic axial compressors have become indispensable in the field of axial compressor construction and engineering. The requirement for higher performance, coupled with low production costs, has been a main driver of intensive research in the field of transonic cascade flow. In addition to the occurrence of higher losses, the design and analysis of transonic axial compressors has become more difficult, since the prevailing supersonic flow resulted in an extremely complex flow pattern.

The aim of this work was to analyse a transonic axial compressor using the streamline curvature method. For the analysis the computer program Hearsey was used, which is available at the Institute for Energy Systems and Thermodynamics. In the course of the analysis, it can be seen that satisfactory results could not be obtained with the turning and loss characteristics of the cascades. These were then adjusted to approximate the measurement data. During the analysis, global data, such as the total pressure ratio and the isentropic efficiency of the transonic compressor were evaluated. There were differences within the results, which could be attributed to different operating conditions. In addition, stage specific variables were analysed and discussed.

# Nomenklatur

## Lateinische Formelzeichen

$A$	Kreisringfläche	$[\text{m}^2]$
$a$	Schallgeschwindigkeit	$[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$
$a_u$	spezifische Stufenarbeit	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}}]$
$B$	Blockage	$[-]$
$c$	Absolutgeschwindigkeit	$[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$
$c_p$	spezifische Wärmekapazität	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}]$
$D$	Diffusionsfaktor	$[-]$
$d$	Dicke des Profils	$[\text{m}]$
$h$	Enthalpie	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}]$
$i$	Inzidenzwinkel	$[\circ]$
$K_t$	Korrekturfaktor für die Dicke des Profils	$[-]$
$K_{sh}$	Korrekturfaktor für die Profilform	$[-]$
$M$	Drehmoment	$[\text{Nm}]$
$\dot{m}$	Massenstrom	$[\frac{\text{kg}}{\text{s}}]$
$Ma$	Machzahl	$[-]$
$n$	Drehzahl	$[\frac{\text{U}}{\text{min}}]$
$p$	Druck	$[\text{Pa}]$
$P_R$	Rotorleistung	$[\text{W}]$
$R$	universelle Gaskonstante	$[\frac{\text{J}}{\text{mol}\cdot\text{K}}]$
$r$	Radius	$[\text{m}]$
$s$	Sehnenlänge	$[\text{m}]$
$T$	Temperatur	$[\text{K}]$
$t$	Teilung	$[\text{m}]$
$u$	Umfangsgeschwindigkeit	$[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$

$w$	Relativgeschwindigkeit	$[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$
-----	------------------------	-------------------------------

## Griechische Formelzeichen

$\alpha$	Absolutwinkel der Strömung	$[\circ]$
$\alpha_{Ma}$	Machwinkel	$[\circ]$
$\beta$	Relativwinkel der Strömung	$[\circ]$
$\delta$	Deviationswinkel	$[\circ]$
$\delta_2$	Impulsverlustdicke	$[\text{m}]$
$\eta$	Wirkungsgrad	$[-]$
$\gamma$	Staffelungswinkel	$[\circ]$
$\kappa$	Isentropenexponent	$[-]$
$\kappa_i$	Schaufelwinkel	$[\circ]$
$\lambda$	Arbeitszahl	$[-]$
$\omega$	Winkelgeschwindigkeit	$[\frac{1}{\text{s}}]$
$\omega_T$	Totaldruckverlustbeiwert	$[-]$
$\pi_T$	Totaldruckverhältnis	$[-]$
$\psi$	Druckziffer	$[-]$
$\sigma$	Solidity	$[-]$
$\tau$	Umlenkwinkel	$[\circ]$
$\theta$	Stoßwinkel	$[\circ]$
$\varphi$	Durchflusszahl	$[-]$
$\varrho$	Dichte	$[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}]$

## Indizes

0	Umgebungsbedingung
1	Eintritts- bzw. Anfangszustand
2	Austritts- bzw. Endzustand
<i>bez</i>	bezogene Größe
<i>cor</i>	korrigierte Größe
<i>m</i>	Meridiankomponente
<i>max</i>	maximale Größe
<i>n</i>	Normalkomponente
<i>red</i>	reduzierte Größe

<i>ref</i>	Referenzgröße
<i>res</i>	resultierende Größe
<i>s</i>	isentropen Zustand
<i>T</i>	Totalzustand
<i>t</i>	Tangentialkomponente
<i>u</i>	Umfangskomponente
<i>w</i>	Relativkomponente
<i>x</i>	Axialkomponente

## Hochstellungen

*	Zustand im Auslegungspunkt in dem minimale Verluste auftreten
( $\vec{\dots}$ )	Vektor

## Abkürzungen

AP	Auslegungspunkt
BEP	Punkt maximalen Wirkungsgrades, best efficiency point
BP	Betriebspunkt
CFD	Computational Fluid Dynamics
DCA	double circular arc
MCA	multi circular arc
NLE	Nachleitreihe
PG	Pumpgrenze
PGA	Pumpgrenzabstand
VLE	Vorleitreihe

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>II</b>
<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>IV</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Strömungsmechanische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Strömungsgrößen . . . . .	3
2.2 Überschallströmung . . . . .	4
2.2.1 Senkrechter Verdichtungsstoß . . . . .	5
2.2.2 Schräger Verdichtungsstoß . . . . .	7
2.3 Energieumsetzung einer Verdichterstufe . . . . .	8
2.4 Verdichtercharakteristik . . . . .	9
2.4.1 Skalierte Größen . . . . .	9
2.4.2 Axialverdichterkennfeld . . . . .	11
2.4.3 Stufencharakteristiken . . . . .	13
2.4.4 Axiale Abstimmung . . . . .	15
2.4.5 Belastungskriterien . . . . .	16
<b>3 Transsonische Axialverdichter</b>	<b>20</b>
3.1 Definition . . . . .	20
3.2 Geschichtliche Entwicklung . . . . .	21
3.2.1 Motivation für transsonische Axialverdichter . . . . .	22
3.2.2 Erste Modelle . . . . .	22
3.3 Transsonische Gitterströmungen . . . . .	23
3.4 Verluste und Einfluss der Beschauelungsgeometrie . . . . .	26
3.4.1 Verlustquellen . . . . .	26
3.4.2 Transsonische Profilmfamilien . . . . .	27
3.4.3 Einfluss der Vorleitreihe . . . . .	29
3.5 Neueste Entwicklungen und Trends . . . . .	30
3.5.1 Pfeilung . . . . .	31
3.5.2 Tandembeschauelung . . . . .	32
3.5.3 Gehäusestrukturierung . . . . .	33

<b>4</b>	<b>Stromlinienkrümmungsverfahren</b>	<b>35</b>
4.1	S1- und S2-Stromflächen . . . . .	35
4.2	Grundgleichungen . . . . .	36
4.3	Anwendung des Stromlinienkrümmungsverfahrens . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Modellbildung und Berechnung</b>	<b>40</b>
5.1	Geometriedaten . . . . .	40
5.2	Berechnungsprogramm Hearsey . . . . .	41
5.3	Modellbildung . . . . .	43
5.4	Bestimmung der Gittercharakteristiken . . . . .	44
5.4.1	Korrelationen nach Çetin et al. . . . .	45
5.4.2	Anwendung der Korrelationen . . . . .	46
5.5	Kennfeldnachrechnung . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>51</b>
6.1	Kennfeld . . . . .	51
6.2	Stufencharakteristik . . . . .	54
6.2.1	Auslegungsdrehzahl . . . . .	54
6.2.2	Teildrehzahl . . . . .	56
6.2.3	Radiale Totaldruckverteilung . . . . .	58
6.3	Relativmachzahl $Ma_w$ . . . . .	60
6.4	Meridiangeschwindigkeit $c_m$ . . . . .	62
6.5	Belastungskriterien der Pumpgrenze . . . . .	64
6.5.1	Kriterium nach de Haller . . . . .	64
6.5.2	Diffusionsfaktor . . . . .	65
6.5.3	Totaldruckverlustbeiwert $\omega_T$ . . . . .	67
<b>7</b>	<b>Schlussfolgerungen und Ausblick</b>	<b>69</b>
<b>A</b>	<b>Hearsey Eingabedatei</b>	<b>74</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Bereich der axialen Strömungsmaschinen wurden Axialverdichter, bis in die 1950er Jahre, ausschließlich für den subsonischen Betrieb entwickelt und produziert. Insbesondere bei den Luftfahrtantrieben, aber auch bei den stationären Gasturbinen, ergaben sich so immense Steigerungspotenziale, die durch eine Erhöhung der Machzahl ausgeschöpft werden konnten. Der Grundgedanke dabei war, die vom Axialverdichter erzielte Druckerhöhung gleich zu halten, dessen Größe aber gleichzeitig zu verringern. Die dadurch erzielte Gewichtsreduktion war von großem Vorteil für Antriebe von Flugzeugen, senkte aber auch die Produktionskosten von stationären Gasturbinen.

Bei der Entwicklung von Axialverdichtern ist zunächst eine Auslegungsrechnung notwendig, die die Geometrie des Verdichters und dessen Beschau felung festlegt. Diese kann mit verschiedenen Berechnungsverfahren durchgeführt werden, von großer Beliebtheit ist dabei das Stromlinienkrümmungsverfahren, welches zu den zweidimensionalen Berechnungsverfahren zählt. Der große Vorteil des Verfahrens liegt in der enorm kurzen Rechenzeit, bei gleichzeitig qualitativ sehr guten Berechnungsergebnissen.

In einem weiteren Schritt kann man mit Hilfe des Stromlinienkrümmungsverfahrens, bei bekannter Geometrie, das Verdichterkennfeld komplett nachrechnen. Am Institut für Energietechnik und Thermodynamik wurden Arbeiten durchgeführt, bei denen Strömungsmaschinen mit Hilfe des Berechnungsprogramms Hearshey nachgerechnet wurden. Dieses Programm, welches das Stromlinienkrümmungsverfahren verwendet, wurde bisher ausschließlich für Nachrechnungen im subsonischen Bereich benützt.

Ziel dieser Arbeit ist es, das genannte Berechnungsprogramm auf einen transsonischen Axialverdichter anzuwenden und diesen komplett nachzurechnen. Bei dem Transsonikverdichter handelt es sich um einen vierstufigen Axialverdichter der Fa. BBC/Sulzer, dessen Geometriedaten frei verfügbar sind. Für die Nachrechnung wird zunächst ein möglichst realitätsnahes Modell gebildet, ein Hauptaugenmerk liegt dabei insbesondere auf der Ermittlung von Umlenk- und Verlusteigenschaften der Schaufelgitter für transsonische Strömungen. Anschließend soll das Kennfeld

des Transsonikverdichters nachgerechnet und mit Messdaten verglichen werden. Außerdem werden verschiedene Berechnungsgrößen ausgewertet, um das Verhalten des Verdichters, bzw. des Berechnungsprogramms, bei transsonischer Strömung zu überprüfen.

Neben der Modellbildung und Nachrechnung sollen auch die strömungsmechanischen Grundlagen aufgearbeitet werden, sowie eine Literaturrecherche über transsonische Axialverdichter durchgeführt werden.

## Kapitel 2

# Strömungsmechanische Grundlagen

### 2.1 Strömungsgrößen

Zur Darstellung von Strömungsgrößen innerhalb einer thermischen Turbomaschine werden Geschwindigkeitsdreiecke verwendet. Dabei werden die Absolutgeschwindigkeit  $\vec{c}$ , die Umfangsgeschwindigkeit  $\vec{u}$  und die Relativgeschwindigkeit  $\vec{w}$  in Beziehung gesetzt. Da sich zwischen den Gittern ein kompliziertes räumliches Geschwindigkeitsfeld ergibt, werden die Geschwindigkeiten in einem mittleren Schnitt durch die Beschaukelung erfasst. Wichtig ist hierbei, dass die Strömungsparameter dem Schnitt als integrale Mittelwerte zugeordnet werden können [35].

Generell lässt sich die Absolutgeschwindigkeit als Summe von Umfangs- und Relativgeschwindigkeit zu

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \quad (2.1)$$

anschreiben. Die sich dadurch ergebenden Geschwindigkeitsdreiecke sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Man erkennt die Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt des Laufrades, jeweils mit Index 1 und 2 versehen. Ebenfalls sind die Strömungswinkel der jeweiligen Geschwindigkeiten erkennbar. Dabei wird für die Absolutströmung der Winkel  $\alpha$  und für die Relativströmung der Winkel  $\beta$  verwendet. In dieser Arbeit ist die Winkelzählweise so gewählt wie sie auch durch das Berechnungsprogramm Hearshey verwendet wird. Dabei werden die Winkel von der Achsrichtung weg gezählt und der Winkel  $\alpha$  durch die Absolutgeschwindigkeit  $\vec{c}$  und der Meridiangeschwindigkeit  $c_m^{\vec{c}}$  eingeschlossen. Dieselbe Überlegung gilt für den Winkel  $\beta$ , welcher von Relativgeschwindigkeit und Meridiangeschwindigkeit eingeschlossen ist. Des Weiteren werden Rotoren durch negative Winkel, bzw. Statoren durch positive Winkel definiert.

Neben diesen Winkeln sind auch gitterspezifische Strömungsgrößen abgebildet. Dabei handelt es sich um den Inzidenzwinkel  $i$  am Eintritt und den Deviationswinkel  $\delta$  am Austritt der Schaufelreihe. Diese geben die Abweichung der Relativströmung zum Schaufelwinkel  $\kappa_i$  an, womit der Inzidenzwinkel ein Maß für die Belastung eines Schaufelprofils ist.

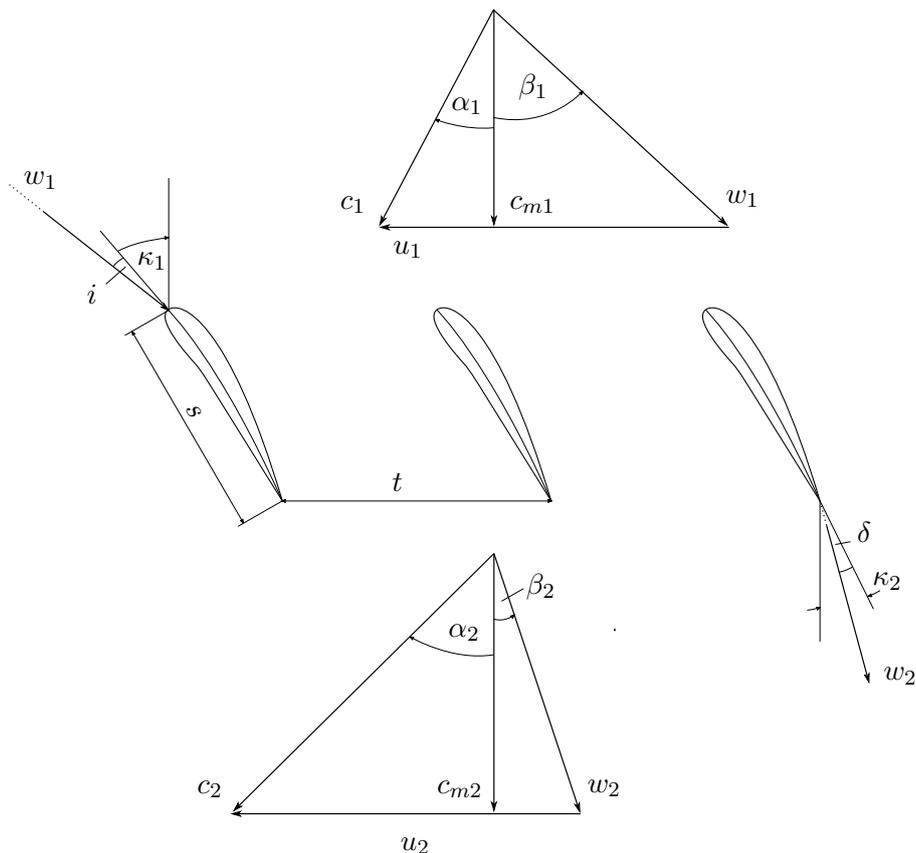


Abbildung 2.1: Strömungsgrößen in einem Verdichtergitter

## 2.2 Überschallströmung

Da die Geschwindigkeiten in transsonischen Axialverdichtern sehr hohe Werte annehmen können und dabei die Schallgrenze überschreiten, müssen insbesondere Dichte- und Druckänderungen betrachtet werden, welche nahezu sprunghaft erfolgen. Dazu werden nun verschiedene Kenngrößen betrachtet.

Die Schallgeschwindigkeit ist für ein ideales Gas als

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (2.2)$$

definiert und damit direkt proportional zur Wurzel der Temperatur. Daraus folgt, dass bei einer Steigerung der Temperatur, welche stromabwärts eines Verdichters erfolgt, die Schallgeschwindigkeit ebenfalls steigt.

Damit sinkt aber gleichzeitig die Machzahl, welche in Ihrer allgemeinen Form mit der Beziehung

$$Ma = \frac{c}{a} \quad (2.3)$$

gegeben ist. Der Wert  $Ma = 1$  kennzeichnet somit das Erreichen der Schallgrenze.

Die Ausbreitung von Schallwellen ist an das Medium gebunden, weshalb sich Druckschwankungen relativ zum Bewegungszustand des Fluids ausbreiten. Betrachtet man ein punktförmiges Objekt, welches konstant mit der Geschwindigkeit  $c$  angeströmt wird, so breiten sich die Schallwellen bei einer Machzahl  $Ma < 1$  in Strömungsrichtung mit der Geschwindigkeit  $c + a$  aus, entgegengesetzt demnach mit  $a - c$ . Wird nun die Schallgrenze überschritten, ist eine Schallausbreitung stromaufwärts nicht mehr möglich. Die Schalllinien breiten sich in Form von Kugelwellen von der Spitze des Objektes aus und bilden so den Mach'schen Kegel, welcher nur stromabwärts einen Einfluss aufweist [23]. Abbildung 2.2 zeigt die Darstellung dieses Beispiels.

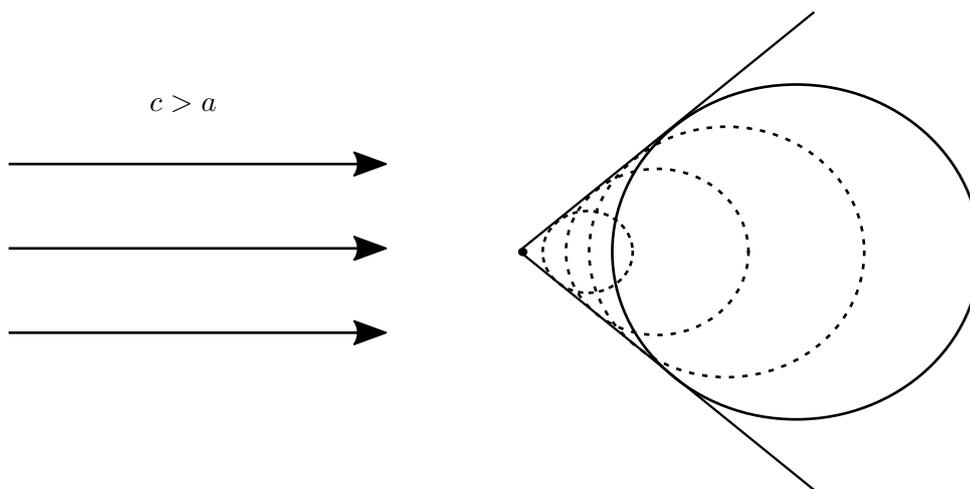


Abbildung 2.2: Mach'scher Kegel mit Öffnungswinkel  $2\alpha_{Ma}$ , modifiziert aus [23]

Der Machwinkel  $\alpha_{Ma}$  ist mit

$$\sin \alpha_{Ma} = \frac{a}{c} = \frac{1}{Ma} \quad (2.4)$$

definiert.

### 2.2.1 Senkrechter Verdichtungsstoß

Entlang des Mach'schen Kegels überlagern sich viele Schallwellen, was zu sehr großen Dichte-, Druck- und Temperaturänderungen führt. Dieses schmale Gebiet wird auch Verdichtungsstoß genannt. Es wird nun ein Verdichtungsstoß betrachtet der senkrecht zur Bewegungsrichtung der Strömung steht, welcher auch senkrechter Verdichtungsstoß genannt wird. Die Betrachtung erfolgt in einem Koordinatensystem in dem der Verdichtungsstoß stationär ist. Um die Größen

vor und nach einem Stoß zu vergleichen wird ein Stromfaden bzw. Kontrollvolumen betrachtet, welches den Verdichtungsstoß enthält. Damit ergeben sich für die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung, jeweils mit Index 1 für Größen vor und Index 2 für Größen nach dem Stoß,

$$\varrho_1 c_1 = \varrho_2 c_2, \quad (2.5a)$$

$$\varrho_1 c_1^2 + p_1 = \varrho_2 c_2^2 + p_2, \quad (2.5b)$$

$$\frac{c_1^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\varrho_1} = \frac{c_2^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\varrho_2}. \quad (2.5c)$$

Mit den Gl. (2.5a) bis (2.5c) lassen sich für gegebene Werte von  $c_1$ ,  $p_1$  und  $\varrho_1$  die Größen nach dem Stoß ermitteln. Die Temperaturen  $T_{1,2}$  können mit der Zustandsgleichung für ideale Gase

$$p = \varrho RT \quad (2.6)$$

berechnet werden.

Versucht man das Gleichungssystem zu lösen, erhält man sofort die triviale Lösung  $(c_1, p_1, \varrho_1) = (c_2, p_2, \varrho_2)$  in der kein Stoß auftritt. Für den Fall  $c_1 > a_1$  tritt der interessantere Fall mit der Lösung

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{c_2}{c_1} = 1 - \frac{2}{\kappa + 1} \left( 1 - \frac{\kappa p_1}{\varrho_1 c_1^2} \right), \quad (2.7a)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 - \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \left( \frac{\varrho_1 c_1^2}{\kappa p_1} - 1 \right) \quad (2.7b)$$

auf. Setzt man  $Ma_1 = \frac{c_1}{a_1}$  ein, so erhält man

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{c_2}{c_1} = 1 - \frac{2}{\kappa + 1} \left( 1 - \frac{1}{Ma_1^2} \right), \quad (2.8a)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 - \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (Ma_1^2 - 1), \quad (2.8b)$$

welches ein Lösungssystem für den Verdichtungsstoß ergibt. Betrachtet man für diese Lösung die Machzahl  $Ma_2$  nach dem Stoß

$$Ma_2 = \frac{c_2}{a_2} = \frac{c_2}{c_1} \frac{c_1}{a_1} \frac{a_1}{a_2} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} Ma_1 \sqrt{\frac{p_1 \varrho_2}{p_2 \varrho_1}} = Ma_1 \sqrt{\frac{p_1 \varrho_1}{p_2 \varrho_2}} = \sqrt{\frac{\kappa + 1 + (\kappa - 1)(Ma_1^2 - 1)}{\kappa + 1 + 2\kappa(Ma_1^2 - 1)}} \quad (2.9)$$

so erkennt man sofort, dass  $Ma_2$  stets kleiner als 1 ist und somit nach einem senkrechten Verdichtungsstoß das Medium mit Unterschallgeschwindigkeit weiter strömt.

### 2.2.2 Schräger Verdichtungsstoß

Bewegt sich nun ein stumpfes Objekt mit Überschallgeschwindigkeit oder wird mit supersonischen Geschwindigkeiten angeströmt, so geht der senkrechte Verdichtungsstoß seitwärts in einen schrägen Verdichtungsstoß über. Dieser unterscheidet sich zum senkrechten darin, dass die Strömungsgeschwindigkeit eine Komponente tangential zum Verdichtungsstoß hat und konstant vom Betrag ist.

Um die Größen vor und nach einem schrägen Verdichtungsstoß zu vergleichen, wird zunächst ein Koordinatensystem gewählt in dem die Anströmung parallel zur Abszisse ist. Außerdem bewegt sich das Koordinatensystem mit der tangentialen Komponente der Strömungsgeschwindigkeit. Dadurch bleibt der Stoß stationär und es ist möglich die bereits bekannten Gleichungen aus dem vorigen Abschnitt auf die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Stoß anzuwenden und die tangentialen Komponenten zu addieren. Eine beispielhafte Darstellung dieser Aufteilung zeigt Abb. 2.3.

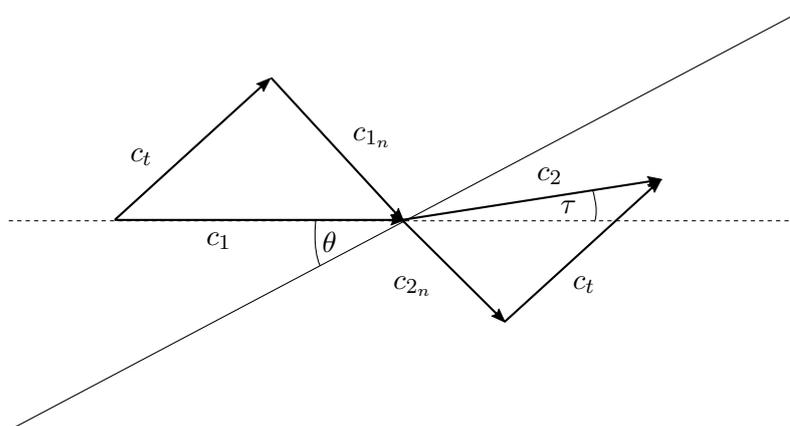


Abbildung 2.3: Schräger Verdichtungsstoß

Man erkennt, dass die Normalgeschwindigkeit nach dem Stoß kleiner ist als vor dem Stoß, also  $c_{2n} < c_{1n}$ , wodurch die Strömung um den Winkel  $\tau$  in Richtung der Stoßspitze umgelenkt wird. Mit dem Stoßwinkel  $\theta$  kann man die Normalkomponente der Geschwindigkeit  $c_1$  als

$$c_{1n} = c_1 \sin \theta \quad (2.10)$$

anschreiben. Mit den Machzahlen der Strömung senkrecht zum Stoß

$$Ma_{1n} = \frac{c_{1n}}{a_1} = Ma_1 \sin \theta, \quad (2.11a)$$

$$Ma_{2n} = \frac{c_{2n}}{a_2} = Ma_2 \sin(\theta - \tau) \quad (2.11b)$$

kann man nun die Sprungbedingungen (Gl. 2.8a und 2.8b) für den senkrechten Verdichtungsstoß anwenden, dabei wird  $Ma_i$  durch  $Ma_{i_n}$  ersetzt. Zu beachten ist beim schrägen Verdichtungsstoß die Tatsache, dass obwohl  $Ma_{2_n}$  stets kleiner als 1 ist,  $Ma_2$  sehr wohl größer als 1 bleiben kann.

Folglich kann man die Machzahlen vor und nach dem Stoß mit der Beziehung

$$Ma_2^2 \sin^2(\theta - \tau) = \frac{\kappa + 1 + (\kappa + 1)(Ma_1^2 \sin^2 \theta - 1)}{\kappa + 1 + 2\kappa(Ma_1^2 \sin^2 \theta - 1)} \quad (2.12)$$

vergleichen.

Wendet man die Kontinuitätsgleichung an und eliminiert  $Ma_2$ , so erhält man für den Umlenkwinkel  $\tau$

$$\tan \tau = \frac{2 \cot \theta (Ma_1^2 \sin^2 \theta - 1)}{2 + Ma_1^2 (\kappa + 1 - 2 \sin^2 \theta)}. \quad (2.13)$$

Für eine gegebene Machzahl  $Ma_1$  ergeben sich verschiedene Möglichkeiten von  $\theta$  und  $\tau$ . Es gibt für einen vorgegebenen Wert von  $Ma_1$  einen maximalen Umlenkwinkel  $\tau_{max}$  und dazugehörigen maximalen Stoßwinkel  $\theta_{max}$ . Sobald  $\tau > \tau_{max}$  ist, tritt ein starker Verdichtungsstoß auf und die Strömung strömt nach dem Stoß mit Unterschallgeschwindigkeit weiter, also  $Ma_2 < 1$ . Der Stoßwinkel liegt in diesem Fall nahe bei  $90^\circ$ , womit man fast einen senkrechten Verdichtungsstoß erhält. Für  $\tau < \tau_{max}$  ergibt sich ein schwacher Stoß, der durch eine Überschallströmung stromab gekennzeichnet ist. Typisch für den schwachen Verdichtungsstoß ist, dass die Normalkomponenten der Geschwindigkeit im Vergleich zu den tangentialen Komponenten relativ klein sind. Im Grenzbereich  $\tau = \tau_{max}$  erhält man auch für schwache Stöße eine Unterschallströmung nach dem Verdichtungsstoß [23].

## 2.3 Energieumsetzung einer Verdichterstufe

Die in Abschn. 2.1 vorgestellten Größen können nun verwendet werden, um die erforderliche Arbeit eines Verdichters zu ermitteln. Das resultierende Moment  $M_{res}$  eines Laufrades wird mit Hilfe des Impulssatzes zu

$$M_{res} = \dot{m} \cdot (r_2 c_2 \sin \alpha_2 - r_1 c_1 \sin \alpha_1) \quad (2.14)$$

ermittelt. Die zugehörige Rotorleistung ergibt sich anhand der Beziehung

$$P_R = M_{res} \cdot \omega \quad (2.15)$$

und der Gl. (2.14) zu

$$P_R = \dot{m} \cdot \omega (r_2 c_{2u} - r_1 c_{1u}), \quad (2.16)$$

wobei  $c_{iu} = c_i \sin \alpha_i$  ist. Mit  $u = r\omega$  folgt für die spezifische Stufenumfangsarbeit, die dem Fluid zugeführt wird

$$a_u = \frac{P_R}{\dot{m}} = u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}. \quad (2.17)$$

Gleichung (2.17) wird auch als Euler'sche Hauptgleichung der Turbomaschinen bezeichnet [6].

## 2.4 Verdichtercharakteristik

Will man nun das globale Betriebsverhalten eines Verdichters beschreiben, so ist das anhand des Kennfeldes möglich. Dazu müssen aber zunächst skalierte Größen definiert werden.

### 2.4.1 Skalierte Größen

In der Strömungsmechanik werden meist skalierte Größen zur Darstellung von Daten verwendet. Dies hat den Vorteil, dass absolute Werte auf einen Bezugs- bzw. Äquivalenzzustand bezogen werden und damit vergleichbarer sind. Die wichtigsten Größen sollen nun vorgestellt werden.

#### Totaldruckverhältnis

Die Druckerhöhung, die durch einen Verdichter erzielt wird kann mittels des Totaldruckverhältnisses

$$\pi_T = \frac{p_{T2}}{p_{T1}} \quad (2.18)$$

dargestellt werden. Dieser ist der Quotient aus dem Totaldruck  $p_{T2}$  am Austritt des Verdichters und dem Totaldruck am Eintritt  $p_{T1}$ .

### Isentroper Wirkungsgrad

Generell kann man den isentropen Wirkungsgrad als das Verhältnis der zugeführten Arbeit eines ideal arbeitenden Verdichters zur tatsächlich zugeführten Arbeit verstehen [11]. Damit ist der isentrope Wirkungsgrad ein Maß für die auftretenden Verluste des Verdichters. Dieser kann für ein ideales Gas als

$$\eta_s = \frac{\frac{p_{T2}}{p_{T1}}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{T_{T2}}{T_{T1}} - 1} \quad (2.19)$$

angeschrieben werden.

### Reduzierte Drehzahl

Eine weitere grundlegende Größe bei der Betrachtung von Verdichtern ist die Drehzahl. Diese wird als reduzierte Drehzahl angegeben und gehorcht dabei dem Machschen Ähnlichkeitsgesetz, welches besagt, dass Strömungen dann mechanisch ähnlich sind, wenn Sie geometrisch ähnliche Stromlinienbilder aufweisen [6]. Folglich sind zwei Betriebspunkte eines Verdichters ähnlich zueinander, wenn die Machzahlen innerhalb des Verdichters gleich sind. Sind beispielsweise die Umgebungsbedingungen  $p_{T0}$  und  $T_{T0}$  für zwei verschiedene Betriebstage nicht ident, so können die Betriebszustände nur miteinander verglichen werden, wenn die Machzahlen gleich sind.

Für die reduzierte Drehzahl werden gleiche Umfangsmachzahlen vorausgesetzt, woraus mit Hilfe der Gl. (2.2) und (2.3) folgt

$$Ma_u = \frac{u}{a} = \frac{u}{\sqrt{\kappa RT}} = konst. \quad (2.20)$$

Mit  $u = 2\pi rn$  und konstante Werte für  $\kappa$ ,  $R$  und  $r$  folgt für die reduzierte Drehzahl

$$n_{red} = \frac{n}{\sqrt{T_{T1}}}. \quad (2.21)$$

Dabei sind  $n$  die Betriebsdrehzahl des Verdichters und  $T_{T1}$  die Totaltemperatur am Eintritt des Systems. Für eine anschaulichere Dimension kann die reduzierte Drehzahl auf eine Referenztotaltemperatur  $T_{Tref}$  normiert werden, sodass folgt

$$n_{red} = n \sqrt{\frac{T_{Tref}}{T_{T1}}}. \quad (2.22)$$

### Reduzierter Massenstrom

Die gleichen Überlegungen gelten auch für den Massenstrom, jedoch werden im Gegensatz zur reduzierten Drehzahl beim reduzierten Massenstrom konstante Axialmachzahlen vorausgesetzt, woraus sich die Bedingung [6]

$$Ma_x = \frac{c_m}{a} = \frac{\frac{\dot{m}}{\rho A}}{\sqrt{\kappa RT}} = \frac{\dot{m}\sqrt{\kappa RT}}{A\rho\kappa} = konst. \quad (2.23)$$

ableiten lässt. Zusätzlich zu den Voraussetzungen, die bei der reduzierten Drehzahl angewendet wurden, wird der Strömungsquerschnitt  $A = konst.$  angenommen, da sich die Geometrie des Verdichters nicht ändert. Damit kann der reduzierte Massenstrom als

$$\dot{m}_{red} = \frac{\dot{m}\sqrt{T_{T1}}}{p_{T1}} \quad (2.24)$$

angeschrieben werden. Ebenso kann man die Dimension dieser Größe anpassen und den reduzierten Massenstrom auf einen Referenzdruck und eine Referenztemperatur normieren, woraus folgt

$$\dot{m}_{red} = \dot{m} \cdot \frac{p_{Tref}}{p_{T1}} \sqrt{\frac{T_{T1}}{T_{Tref}}}. \quad (2.25)$$

Referenzdruck und Referenztemperatur können beliebig gewählt werden, meist werden jedoch die Größen der Standardatmosphäre bei Normalnull verwendet:  $p_{Tref} = 1.01325bar$  und  $T_{Tref} = 288.15K$ . Bei der Darstellung eines Kennfeldes sollten die Referenzgrößen ebenfalls mit angegeben werden.

#### 2.4.2 Axialverdichter kennfeld

Wie bereits erwähnt kann man das globale Betriebsverhalten eines Axialverdichters anhand des Kennfeldes ablesen, beispielhaft dargestellt in Abb. 2.4. Dabei wird das Totaldruckverhältnis  $\pi_T$  über den reduzierten Massenstrom  $\dot{m}_{red}$  aufgetragen. Betrachtet werden verschiedene reduzierte Drehzahlen  $n_{red}$ , wobei diese so gewählt werden, dass die den Auslegungspunkt enthaltende Kennlinie bei  $n_{red} = 100\%$  läuft.

Begrenzt wird das Kennfeld auf der linken Seite durch die Pump- und auf der rechten Seite durch die Schluckgrenze. Erstgenannte ist die Verbindungslinie der Kennlinienpunkte, an der die Verdichterströmung aufgrund extremer Fehlanströmung im Überlastbereich zusammenbricht. Gezeichnet ist sie von niedrigen Massenströmen und hohen Druckverhältnissen. Anhand von  $\dot{m} = c_m \rho A$  erkennt man, dass eine Reduzierung des Massenstromes durch eine kleinere Meridiangeschwindigkeit  $c_m$  möglich ist. Das führt, mit Betrachtung der Geschwindigkeitsdreiecke und

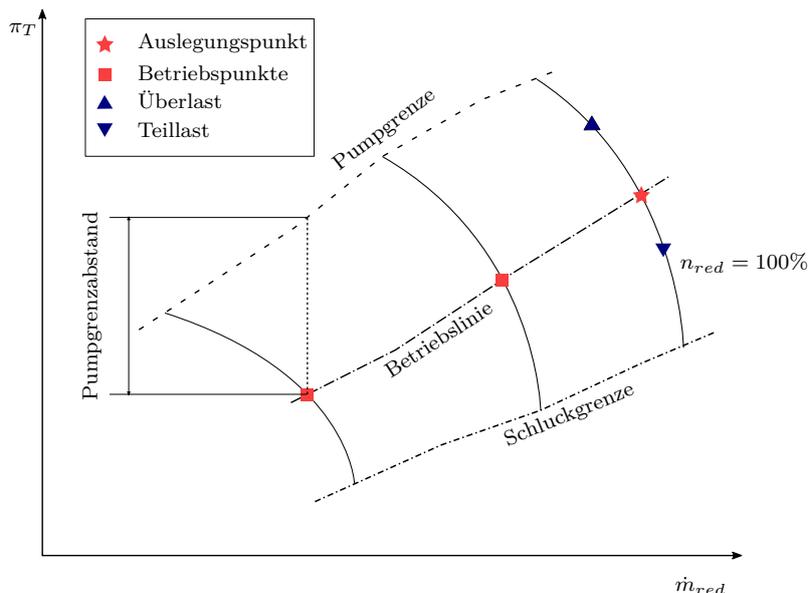


Abbildung 2.4: Axialverdichterkennfeld

der Annahme  $u = konst$ , zu positiven Inzidenzen und der bereits genannten Fehlanströmung, wodurch schließlich die Strömung an den Schaufelprofilen abreißt. In der englischsprachigen Literatur wird in diesem Fall der Begriff „stall“ verwendet. Tritt dies ein, so müssen die nachfolgenden Stufen „einspringen“ und den Druckaufbau weiterführen.

Wird weiterhin der Massenstrom reduziert, so bricht die gesamte Strömung zusammen und das Verdichterpumpen (engl. „surge“) tritt ein, womit die Pumpgrenze erreicht ist. Für einen sicheren Betrieb des Verdichters muss ein gewisser Abstand zu diesem Bereich eingehalten werden. Dementsprechend läuft der Verdichter die meiste Zeit des Betriebes in dem bereits genannten Auslegungspunkt. Um diesen Punkt zu erreichen muss der Verdichter jedoch angefahren und Bereiche durchlaufen werden, die vom optimalen Betriebspunkt abweichen. Grundsätzlich erfolgt das Anfahren des Verdichters entlang der Betriebslinie, die die Verbindung von Betriebspunkten maximalen Wirkungsgrades darstellt. Außerdem weisen Punkte entlang der Betriebslinie vergleichbare Pumpgrenzabstände auf. Letztgenannter kann dabei unterschiedlich definiert werden, eine Möglichkeit stellt die Beziehung

$$\Delta\pi_{PGA} = \frac{\pi_{PG} - \pi_{BP}}{\pi_{BP} - 1} \cdot 100\% \quad (2.26)$$

dar. Dabei sind  $\pi_{PG}$  das Druckverhältnis auf der Pumpgrenze und  $\pi_{BP}$  das zugehörige Druckverhältnis des Betriebspunktes für denselben reduzierten Massenstrom.

Der Teillastbereich tritt auf der rechten Seite des Kennfeldes auf. Bei konstant gehaltener reduzierter Drehzahl kommt es zu einer Steigerung des Massenstromes und kleineren Druckverhältnissen. Eine Erhöhung des Massenstromes ist durch eine Steigerung der Meridiangeschwindigkeit realisierbar, wodurch negative Inzidenzwinkel erzielt werden und die Belastung der Schaufeln

sinkt. Erreicht die Machzahl den Wert  $Ma = 1$ , so hat man die Schluckgrenze erreicht und der Verdichter kann keinen größeren Massenstrom mehr fördern, was durch den sehr steilen Verlauf der Kennlinie in diesem Bereich gekennzeichnet ist.

### 2.4.3 Stufencharakteristiken

Neben dem globalen Betriebsverhalten ist es auch möglich die Charakteristiken einzelner Stufen zu betrachten. Dazu ist zunächst die Definition von weiteren skalierten Größen notwendig.

- Die Durchflusszahl  $\varphi$  ist das Verhältnis der Meridiangeschwindigkeit  $c_m$  und der Umfangsgeschwindigkeit  $u$

$$\varphi = \frac{c_m}{u}. \quad (2.27)$$

Damit ist sie direkt proportional zur Meridiangeschwindigkeit und in weiterer Folge auch zum Massenstrom.

- Arbeitszahl: bezieht man die spezifische Umfangersarbeit  $a_u$  auf die Umfangsgeschwindigkeit  $u$ , so erhält man die Arbeitszahl

$$\lambda = \frac{a_u}{u^2}, \quad (2.28)$$

die ein Maß für die tatsächlich zugeführte Stufenarbeit ist.

- Druckziffer: betrachtet man das sich ergebende Stufendruckverhältnis, kann man die Druckziffer als

$$\psi = \frac{\Delta H_s}{u^2} \quad (2.29)$$

anschreiben. Dabei ist  $\Delta H_s$  die isentrope Totalenthalpieänderung. Nach einigen thermodynamischen Umformungen ist die Druckziffer als

$$\psi = \frac{c_p T_{T1}}{u^2} \left[ \left( \frac{p_{T2}}{p_{T1}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (2.30)$$

darstellbar, womit auch das Druckverhältnis in der Beziehung ersichtlich ist.

Den Definitionen nach ist das Verhältnis von Druckziffer zu Arbeitszahl nichts anderes als der isentrope Wirkungsgrad der Stufe

$$\eta_{s_i} = \frac{\psi}{\lambda}. \quad (2.31)$$

Eine beispielhafte Darstellung einer Stufencharakteristik zeigt Abb. 2.5.

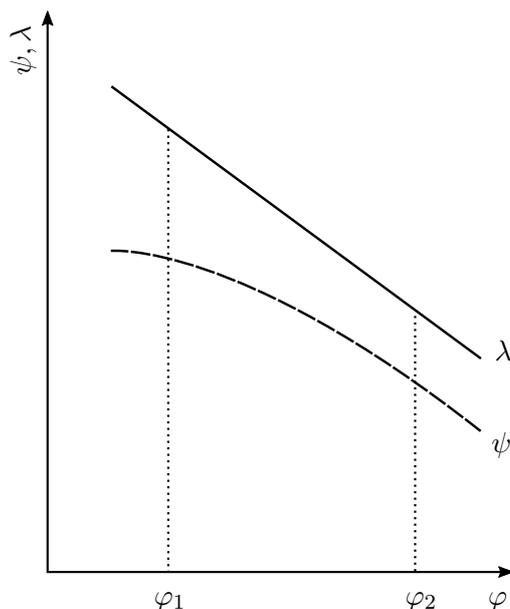


Abbildung 2.5: Stufencharakteristik

Für hohe Durchflusszahlen ergeben sich ebenfalls hohe Meridiangeschwindigkeiten und damit höhere Massenströme. Dadurch ist  $\varphi$  für den Teillastbereich ( $\varphi_2$ ) größer als im Überlastbereich ( $\varphi_1$ ). Man erkennt einen linearen Verlauf der Arbeitszahl, die hier den theoretisch möglichen Druckaufbau kennzeichnet. Der tatsächliche Druckaufbau wird hierbei von der Druckziffer  $\psi$  dargestellt. Solange die Steigung der  $\psi$ -Charakteristik negativ ist und bleibt, ist ein weiterer Druckaufbau möglich und es treten keine Strömungsgablösungen auf.

Im Überlastbereich ( $\varphi_1$ ) wird bei kleiner werdender Durchflusszahl die Fehlanströmung jedoch so groß, dass es schlussendlich zur Strömungsablösung in der Stufe kommt. Gekennzeichnet ist dieser Vorgang durch das Überrollen der  $\psi$ -Kennlinie. Die Differenz zwischen Arbeitszahl und Druckziffer wird dabei immer größer, womit auch die Verluste, die aufgrund der Strömungsgablösung auftreten, steigen. Je kleiner die Differenz zwischen den zwei Charakteristiken ist, desto höher ist auch der Stufenwirkungsgrad.

Im Auslegungspunkt laufen alle Stufen bei gleichen Durchflusszahlen, womit auch die Meridiangeschwindigkeiten gleich groß sind. Da es jedoch innerhalb des Verdichters zu einer Dichtesteigerung kommt, muss der Querschnitt kleiner werden, um die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen. Dies führt zu einer Düsenwirkung, die die Meridiangeschwindigkeit beschleunigen würde. Aufgrund des Gegendruckes am Austritt der Stufe wird dieser Beschleunigung entgegengewirkt und die Meridiangeschwindigkeit konstant gehalten.

Läuft der Verdichter nun aber bei Teildrehzahlen, so zeigt das Axialverdichterkennfeld, dass sowohl Massenstrom als auch Totaldruckverhältnis sinken. Die Verdichtung fällt geringer aus, womit der Gegendruck sinkt und es zur Beschleunigung der Meridiangeschwindigkeit kommt. Somit steigt das Niveau der Meridiangeschwindigkeit  $c_m$  entlang des Axialverdichters. Am Eintritt

des Verdichters macht sich der Rückgang des Massenstromes, mit Hinblick auf die Kontinuitätsgleichung, durch eine geringere Meridiangeschwindigkeit bemerkbar da die Eintrittsbedingungen ( $\rho_0$ ) unverändert bleiben.

Kleinere Meridiangeschwindigkeiten am Eintritt führen nun dazu, dass diese wegen zu großer positiver Inzidenz zu Strömungablösungen neigen. Das heißt, dass bei Teildrehzahlen die Strömungablösungen in den ersten Stufen beginnen werden und diese damit im Extremfall keinen Beitrag zur Drucksteigerung leisten. Da die Meridiangeschwindigkeit sich jedoch stromab wieder steigert, „springen“ die nachfolgenden Stufen ein und gewährleisten einen weiteren Betrieb des Verdichters. In den letzten Stufen kann die Meridiangeschwindigkeit so große Werte annehmen, dass eine druckseitige Strömungablösung durch zu große negative Inzidenzen auftritt. Wie bereits erwähnt sperrt in diesem Fall der Verdichter und es kann kein weiterer Massenstrom mehr gefördert werden.

Genau gegensätzlich verhält sich der Axialverdichter bei Überdrehzahlen. Neben einem höheren Massenstrom zeigt das Kennfeld auch eine Steigerung des Totaldruckverhältnisses an. Somit findet eine höhere Verdichtung statt, womit der Gegendruck am Austritt der Stufe steigt und der Beschleunigung der Meridiangeschwindigkeit stärker entgegenwirkt als im Auslegungspunkt. Der höhere Massenstrom führt in diesem Fall zu größeren Meridiangeschwindigkeiten am Eintritt des Verdichters, verglichen zum Auslegungspunkt. Dies führt dazu, dass bei Überdrehzahlen die vorderen Stufen zum Sperren neigen. Außerdem sinkt die Meridiangeschwindigkeit stromab des Verdichters und erreicht sein Minimum bei den letzten Stufen. Die saugseitige Strömungablösung tritt somit in diesem Fall zuerst in den hinteren Stufen auf.

#### 2.4.4 Axiale Abstimmung

Man erkennt, dass sich kleine Änderungen entlang des Verdichters stark auswirken können. Dementsprechend ist es von großer Bedeutung den Verdichter in axialer Richtung optimal abzustimmen. Denn bei Axialverdichtern ist der Effekt der falschen Abstimmung aufgrund der multiplikativen Änderung besonders groß. Das Gesamtdruckverhältnis kann demnach als

$$\pi_T = \pi_{T1}\pi_{T2}\dots\pi_{Tn} \quad (2.32)$$

angeschrieben werden, wonach dieses das Produkt der Stufendruckverhältnisse ist. Die Auswirkungen falscher Abstimmung sind in Abb. 2.6 graphisch dargestellt.

Neben dem Kennfeld sind auch die Stufencharakteristiken der ersten und letzten Stufe abgebildet. Betrachtet man den Auslegungspunkt (AP), so erkennt man, dass dieser bei beiden Stufen dieselbe Durchflusszahl aufweist. Dies wird durch axiale Abstimmung der einzelnen Stufen erzielt. Wandert man nun vom AP ab und kommt in den Teillastbereich (Punkt 1), so kann man ein niedrigeres Totaldruckverhältnis ablesen, was mit einer geringeren Dichtesteigerung verbunden ist, im Vergleich zum AP. Das führt zu höheren Meridiangeschwindigkeiten, eine Steigerung

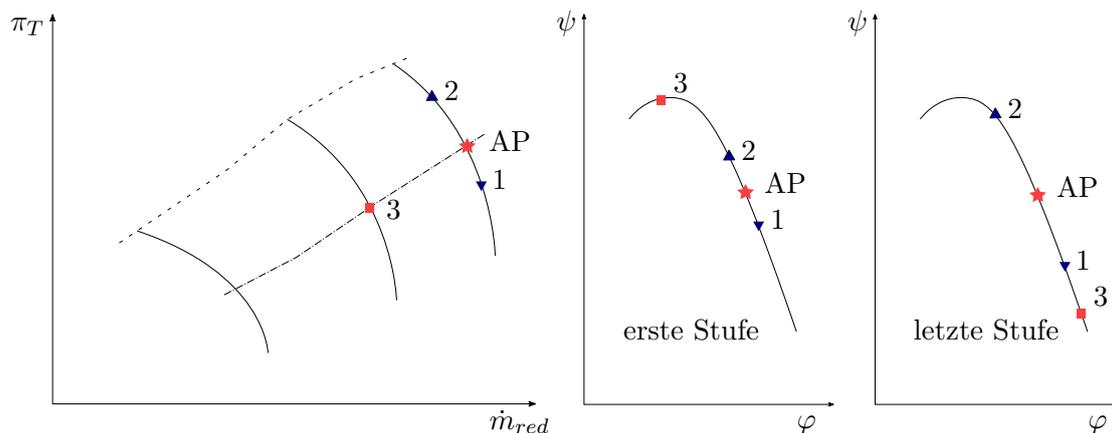


Abbildung 2.6: Axiale Abstimmung, modifiziert aus [11]

des Massenstromes und in weiterer Folge größeren Durchflusszahlen. Diese Auswirkungen verstärken sich von Stufe zu Stufe, sodass sich der multiplikative Effekt an der letzten Stufe deutlich bemerkbar macht. Im Vergleich zur ersten Stufe weist der Punkt 1 der letzten Stufe eine größere Durchflusszahl  $\varphi$  auf, welche deutlich vom AP abweicht. Dementsprechend begrenzen die hinteren Stufen den maximalen Massenstrom, der durch den Verdichter strömen kann.

Betrachtet man den gedrosselten Punkt 2 im Überlastbereich, so wirkt sich der multiplikative Effekt genau entgegengesetzt aus. Die letzten Stufen sind viel stärker angedrosselt als der AP, womit die hinteren Stufen nicht nur den maximalen Massenstrom sondern auch den minimalen Massenstrom des gesamten Verdichters begrenzen.

Der Betriebspunkt 3 läuft bei einer kleineren Drehzahl als der Auslegungspunkt, diese Auswirkungen wurden schon im vorigen Abschnitt erläutert. Zum Verdichteraustritt hin kommt es zu einer Beschleunigung der Meridiangeschwindigkeit, womit die Durchflusszahl hohe Werte annimmt. Am Eintritt nimmt die Meridiangeschwindigkeit ihr Minimum an, wodurch der Betriebspunkt 3 bei der ersten Stufe die kleinsten Durchflusszahlen aufweist.

#### 2.4.5 Belastungskriterien

Bei der Auslegung von Verdichtern ist insbesondere die Bestimmung der Lage der Pumpgrenze von großer Bedeutung. Um dies zu Erreichen, wurden experimentelle Untersuchungen an Verdichtergittern durchgeführt. Dadurch ergaben sich verschiedene Kriterien die erfüllt sein müssen, um optimale Wirkungsgrade bei gewünschten Druckverhältnissen zu erhalten. Werden diese Kriterien nicht eingehalten, führt das in den meisten Fällen zu Strömungsablösungen und einer Verschlechterung des Wirkungsgrades.

Es sollen nun zwei Belastungskriterien vorgestellt werden, die auch bei der Nachrechnung des transsonischen Axialverdichters zur Bewertung der Lage der Pumpgrenze verwendet werden sollen.

### Kriterium nach de Haller

Eines davon stellt das Kriterium nach de Haller [12] dar, welches auch als Verzögerungsverhältnis bekannt ist. Dabei werden die Grenzschichten und Strömungsablösungen an Nabe und Gehäuse berücksichtigt. In Untersuchungen am Verdichtergitter stellte de Haller fest, dass die Verzögerung im Gitter den Wert 0.7 nicht unterschreiten kann. Somit ergibt sich für das Kriterium nach de Haller:

$$\frac{w_2}{w_1} > 0.7 \quad (2.33)$$

Versucht man eine Strömung weiter zu verzögern, so bilden sich Grenzschichten an den Seitenwänden aus, die zu einer Kontraktion des Strömungskanales in axialer Richtung führen. Dies wirkt strömungstechnisch wie eine Düse, dadurch wird die Strömung beschleunigt und der Grenzwert 0.7 wieder erreicht.

Damit hat de Haller ein Kriterium definiert, dass nur von den Strömungsverhältnissen abhängig ist. Es beinhaltet keine Schaufel- bzw. Gitterparameter wie z.B. die Solidity oder die Teilung. Anzumerken sei, dass der Wert 0.7 nur im besten Fall gilt, beispielsweise bei nicht verunreinigter Strömung. Im Wesentlichen muss von Verunreinigungen ausgegangen werden, womit Verzögerungsverhältnisse zwischen 0.75 und 0.78 betrachtet werden müssen [6].

### Diffusionsfaktor nach Lieblein

Der Diffusionsfaktor nach Lieblein et al. [25] ist im Gegensatz zum Kriterium nach de Haller ein theoretisch begründetes Kriterium. Es betrachtet dabei die Verzögerung (Diffusion) der Geschwindigkeit auf der Saugseite des Profils, welche im Extremfall zu Ablösungen und damit Verlusten führen kann. Außerdem ist der Totaldruckverlust von der Grenzschicht der umströmten Profile abhängig. Dementsprechend gehen Lieblein et al. von der allgemeinen Impulsgleichung für ebene Grenzschichten aus, die nach wenigen Vereinfachungen als

$$\frac{d\delta_2}{dx} = -konst \frac{\delta_2}{w} \frac{dw}{dx} \quad (2.34)$$

angeschrieben werden kann. Dabei ist  $\delta_2$  die Impulsverlustdicke,  $x$  der zurückgelegte Weg der Strömung in axialer Richtung und  $w$  die Strömungsgeschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht. Der Diffusionsfaktor kann schließlich als

$$D = \frac{\frac{d\delta_2}{dx}}{konst} = -\frac{\delta_2}{w} \frac{dw}{dx} \quad (2.35)$$

definiert werden. Somit ist der Diffusionsfaktor proportional zum Anwachsen der Impulsverlustdicke im Punkt der beginnenden Ablösung.

Entlang eines Verdichterprofils steigt die Geschwindigkeit auf der Saugseite von  $w_1$  bis zu einem Maximalwert  $w_{max}$  an und verzögert sich anschließend auf den Austrittswert  $w_2$ . Nimmt man eine konstante Verzögerung von der Maximalgeschwindigkeit zur Austrittsgeschwindigkeit an, so ergibt sich für den Diffusionsgradienten der Ausdruck

$$-\frac{1}{w} \frac{dw}{dx} = \frac{w_{max} - w_2}{s \left(1 - \frac{x_a}{s}\right) \bar{w}}. \quad (2.36)$$

Dabei ist  $x_a$  die  $x$ -Koordinate des Punktes, bei dem die Maximalgeschwindigkeit  $w_{max}$  auftritt,  $\bar{w}$  die mittlere Geschwindigkeit entlang des Profils und  $s$  die Sehnenlänge des Profils. Die mittlere Geschwindigkeit kann nach Lieblein et al. durch die Geschwindigkeit  $w_1$  angenähert und ersetzt werden. Damit ergibt sich:

$$-\frac{1}{w} \frac{dw}{dx} = \frac{1}{s - x_a} \left[ \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \left(\frac{w_{max}}{w_1} - 1\right) \right] \quad (2.37)$$

Lieblein et al. stellten anhand von Untersuchungen an NACA 65-Profilen einen Zusammenhang zwischen Maximalgeschwindigkeit und Eintrittsgeschwindigkeit fest. Dieser lautet

$$\frac{w_{max}}{w_1} - 1 = b \frac{\Delta w_u}{\sigma w_1} + d, \quad (2.38)$$

worin  $b$  und  $d$  zwei Parameter sind, die von Profilform, Zuströmwinkel und Zuströmmachzahl abhängen, sowie das Teilungsverhältnis (engl.: solidity)  $\sigma$  beinhaltet, welches als das Verhältnis der Sehnenlänge  $s$  zur Teilung  $t$  definiert ist. Des Weiteren gehen Lieblein et al. davon aus, dass die Impulsverlustdicke  $\frac{\delta_2}{s}$  und der Ort der Maximalgeschwindigkeit  $\frac{x_a}{s}$  kaum variieren, womit der Ausdruck

$$\frac{\frac{\delta_2}{s}}{1 - \frac{x_a}{s}} = konst \quad (2.39)$$

als konstant angesehen werden kann. Des Weiteren können auch die Parameter  $b$  und  $d$  mit den Werten  $b = 0.5$  und  $d = 0.1$  als konstant angenommen werden. Mit diesen Annahmen und den bisherigen Erkenntnissen kann nun der Diffusionsfaktor in seiner endgültigen Form als

$$D = \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \frac{\Delta w_u}{2\sigma w_1} \quad (2.40)$$

definiert werden.

Man findet im ersten Term des Diffusionsfaktors das Kriterium nach de Haller wieder, der ja bekanntlich die Strömungsablösungen an den Seitenwandgrenzschichten berücksichtigt. Der zweite Term aus Gl. (2.40) bestimmt die Ablösungen, welche auf den Saug- und Druckseiten der

Schaufelprofile entstehen würden. Es hat sich gezeigt, dass ab einem Wert von  $D = 0.6$  die Verluste stark ansteigen, was ein Anzeichen für Strömungsablösungen in den Verdichtergittern ist. Dementsprechend wird  $D = 0.6$  als Grenzwert für das Erreichen der Pumpgrenze verwendet.

## Kapitel 3

# Transsonische Axialverdichter

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus Abschn. 2.2 sollen nun die Eigenschaften und Besonderheiten von transsonischen Axialverdichtern erläutert werden. Dazu bedarf es zunächst einer Definition, wodurch sich transsonische Axialverdichter auszeichnen.

### 3.1 Definition

Die Bedingungen von kompressiblen Strömungen lassen sich nach Kuhlmann [23] in vier Bereiche gliedern:

- Unterschallströmung (subsonisch,  $Ma < 1$ )
- schallnahe Strömung (transsonisch,  $Ma \approx 1$ )
- Überschallströmung (supersonisch,  $Ma > 1$ )
- ferne Überschallströmung (hypersonisch,  $Ma > 5$ )

Demnach ist eine transsonische Strömung durch Geschwindigkeiten um die Schallgrenze gekennzeichnet, wobei diese auch durchbrochen wird. Unter einem transsonischen Axialverdichter versteht man nun einen Verdichter, bei dem die Relativzuströmmachzahlen über die Schaufelhöhe hinweg den Wert 1 überschreiten. Die Relativzuströmmachzahl ist mit Hilfe der Gl. (2.3) als

$$Ma_{w_1} = \frac{w_1}{a} \quad (3.1)$$

definiert. Beim Überschreiten der Schallgrenze bilden sich lokale Überschallfelder an den Profilkonturen aus, welche mit einem Verdichtungsstoß abgeschlossen werden. Vorwiegend treten diese Felder an den Laufradspitzen der ersten Stufen auf, da hier die Umfangsgeschwindigkeiten am höchsten und die Temperaturen am niedrigsten sind.

Je nach Anordnung und Bauweise des Verdichters tritt die Überschallströmung an verschiedenen Stellen im Gitter auf. Dabei kann man drei Fälle unterscheiden, die in Abb. 3.1 dargestellt sind.

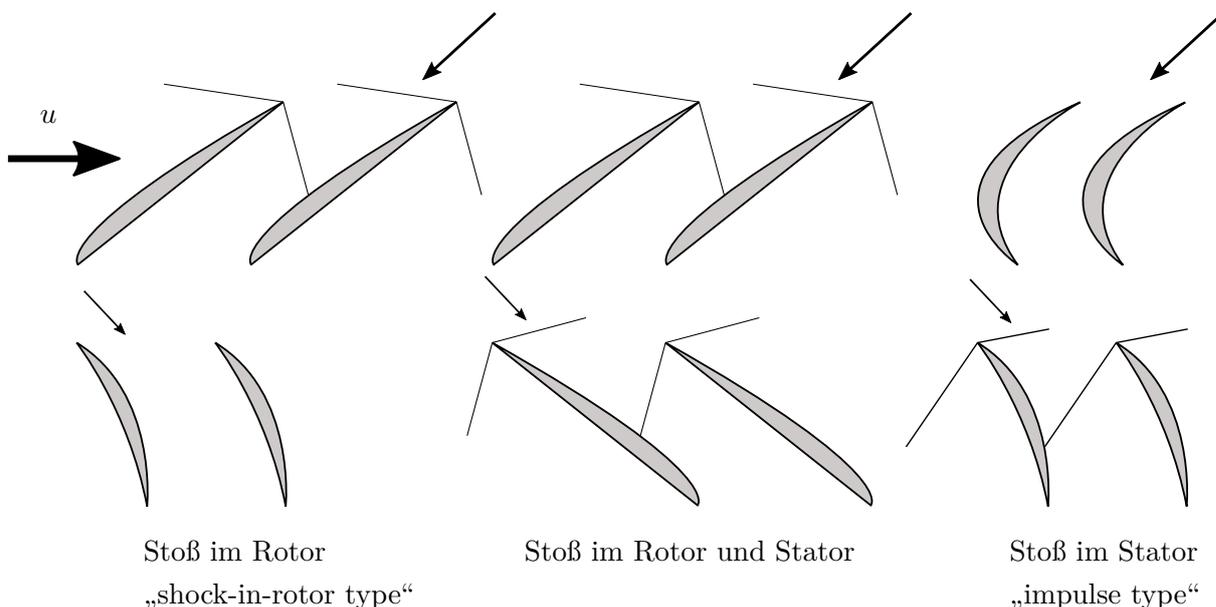


Abbildung 3.1: Bauarten transsonischer Verdichter, modifiziert aus [29]

Beim ersten Fall kommt es zu einer Überschallströmung in der Laufreihe, wo auch der Verdichtungsstoß stattfindet. Danach strömt das Medium im stromab liegenden Leitrad mit Unterschallgeschwindigkeit weiter. Wird nun nach dem Verdichtungsstoß die Geschwindigkeit wieder über die Schallgrenze beschleunigt, bildet sich eine Überschallströmung in der Leitreihe aus. Dieser zweite Fall wird durch zwei Verdichtungsstöße, jeweils einer in Lauf- und Leitreihe gekennzeichnet. Beim dritten Fall herrscht im Rotor Über- oder Unterschallströmung und es kommt zu einem einzigen Verdichtungsstoß im Stator. Die Kombination mit Überschallströmung im Rotor und Verdichtungsstoß in der Leitreihe ist gekennzeichnet durch eine hohe Umlenkung und wird in der englischsprachigen Literatur „impulse-type“ genannt. Praktische Anwendung findet jedoch nur der erste Fall mit Verdichtungsstoß in der Laufreihe (engl. „shock-in-rotor type“), da die Charakteristiken der Überschallleitgitter bis dato unbefriedigend sind [29].

## 3.2 Geschichtliche Entwicklung

Das erste Modell eines Axialverdichters welcher Relativgeschwindigkeiten im Überschallbereich aufwies wurde von Weise [31] im Jahr 1937 dokumentiert. Davor wurden laut Klapproth [20] axiale Strömungsmaschinen für Relativmachzahlen von maximal  $Ma_w = 0.7$  ausgelegt und entwickelt. Dadurch ergaben sich erhebliche Steigerungspotenziale bezüglich Massenstrom, Umfangsgeschwindigkeiten und Stufendruckverhältnisse.

### 3.2.1 Motivation für transsonische Axialverdichter

Das Potenzial lässt sich zeigen indem man die Gl. (2.17) betrachtet. Eine Erhöhung der Stufenarbeit ist durch eine Steigerung der Umfangsgeschwindigkeit möglich, wobei letztgenannte oft Grenzen hinsichtlich mechanischer Belastungen gesetzt sind. Kombiniert man nun die Euler'sche Gleichung mit dem Diffusionsfaktor aus Gl. (2.40), so ergibt sich mit der Annahme  $u_2 = u_1 = u$  folgende Beziehung [32]

$$a_u = 2u\sigma w_1 \left( D - 1 + \frac{w_2}{w_1} \right). \quad (3.2)$$

Neben der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  ist die spezifische Stufenarbeit auch direkt proportional zum Teilungsverhältnis  $\sigma$  und der Relativgeschwindigkeit  $w_1$ . Zum Diffusionsfaktor ist sie annähernd proportional, im Fall von  $\frac{w_2}{w_1} = 1$ , was einem Umlenkgeritter entsprechen würde, wäre sie direkt proportional. Eine Steigerung all dieser Faktoren würde demnach die spezifische Stufenarbeit erhöhen, was bei einem gewünschten Totaldruckverhältnis zu weniger Stufen führt, da jede Stufe mehr Arbeit verrichtet. Damit verringert sich die Größe des Axialverdichters und gleichzeitig auch das Gewicht, wodurch sich die Kosten enorm senken lassen.

All diese Erkenntnisse führten zu den intensiven Überschallverdichterentwicklungen, welche in den USA, England und Deutschland betrieben wurden. Die größte Last dieser Arbeiten wurde von der Vorgängerinstitution der NASA, die „National Advisory Committee for Aeronautics“ (NACA) getragen [29]. Die Entwicklungen zeigten keine großen Erfolge, jedoch eine wichtige Erkenntnis. Aufgrund der breiten Streuung der Forschung erkannte man, dass der shock-in-rotor type bei Teildrehzahlen und aufgrund der sich dadurch ergebenden transsonischen Bedingungen die höchsten Wirkungsgrade erreicht. Folglich verlagerte sich die Entwicklungsarbeit in den Bereich der transsonischen Gitterströmung [20].

### 3.2.2 Erste Modelle

Grundlegend für diese Forschungsarbeiten waren drei Verdichter, welche erstmalig die in Abschn. 3.1 genannten Bauarten verwendet haben.

#### Weise 1937

Der einstufige Axialverdichter von Weise hatte vergleichsweise moderate Umfangsgeschwindigkeiten, die zu einer Unterschallströmung im Laufrad führte. Diese wurde zum Austritt hin in den Überschallbereich beschleunigt, wodurch ein starker Verdichtungsstoß im Stator auftrat. Das Druckverhältnis von 1.35 war für damalige Modelle beachtlich, nur der Wirkungsgrad von 26%, der sich aufgrund der Strömungsablösung als Folge des Verdichtungsstoßes ergab, war enttäuschend.

**Kantrowitz 1946**

11 Jahre später wurde von Kantrowitz [19] ein ebenfalls einstufiger Axialverdichter entwickelt. Gekennzeichnet war er von hohen Umfangsgeschwindigkeiten und supersonischen Relativgeschwindigkeiten im Laufrad. Das Druckverhältnis von 1.8 wurde nur durch den Verdichtungsstoß im Rotor realisiert, der Stator diente zur Umlenkung der subsonischen Strömung in axiale Richtung, womit dieser Verdichter der erste shock-in-rotor type war. Im Gegensatz zu Weise konnte Kantrowitz einen hohen Wirkungsgrad von 80% erzielen, was auf die verwendete superkritische Beschauelung zurückgeführt werden konnte. Der Einfluss der Beschauelung auf transsonische Strömungen wird in Abschn. 3.4.2 behandelt.

**Klapproth et al. 1952**

Klapproth et al. [21] stellten 1952 den ersten impulse-type Axialverdichter vor, der beim Ein- und Austritt der Laufreihe supersonische Relativgeschwindigkeiten aufwies. Dabei wurde die Strömung im Rotor stark umgelenkt, um einen Verdichtungsstoß in der Laufreihe zu vermeiden. Bei einer Drehzahl von knapp 70% konnte ein maximaler Wirkungsgrad von 85% erreicht werden, bei einem Druckverhältnis von 1.83. Die Auslegungsdrehzahl lieferte zwar ein höheres Druckverhältnis von 2.6, was jedoch negative Auswirkungen auf den Wirkungsgrad hatte, der in diesem Fall nur 67% erreichte.

### 3.3 Transsonische Gitterströmungen

Durch die supersonischen bzw. transsonischen Relativgeschwindigkeiten in den Verdichtergittern ergeben sich gänzlich andere Strömungsverhältnisse, im Vergleich zu subsonischen Strömungen. Insbesondere sollen nun die sich ergebenden Eigenschaften von Schaufelreihen mit supersonischen Anströmgeschwindigkeiten betrachtet werden.

Man unterscheidet dabei nach Böls [4] zwischen zwei Fälle, die auch graphisch in Abb. 3.2 dargestellt sind:

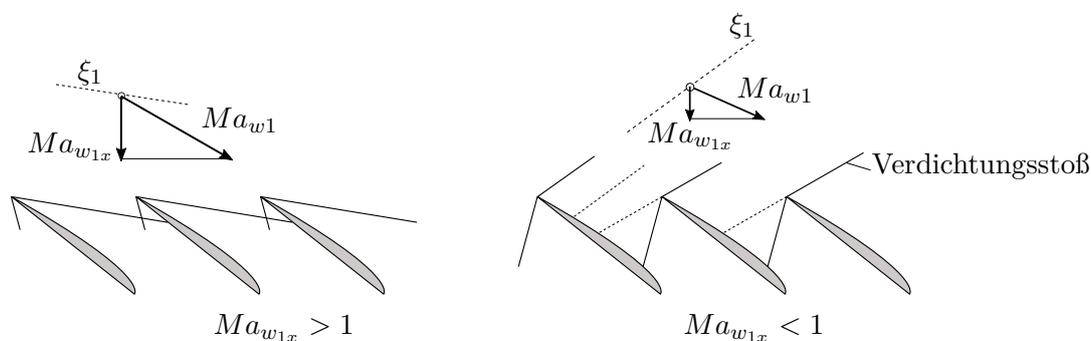


Abbildung 3.2: Einfluss der Zuströmmachzahl, modifiziert aus [4]

1.  $Ma_{w_{1x}} > 1$ : die Störungen breiten sich nur stromab aus, womit die Beschauflung keinen Einfluss auf die Strömung stromauf hat.
2.  $Ma_{w_{1x}} < 1$ : die durch die Profile verursachten Störungen breiten sich stromauf entlang der Charakteristiken aus und beeinflussen damit die Strömungsverhältnisse vor der Schaufelreihe.

Da der erste Fall in der Praxis kaum Anwendung findet, wird dieser auch nicht weiter behandelt. Erreicht die Relativmachzahl einen ausreichenden Wert, so legen sich die Stoßwellen an die Profilspitze (engl. „attached shock“). Der andere Fall, wo die Kopfwelle vom Profil abgelöst ist („detached shock“) soll nicht weiter betrachtet werden.

Für den betrachteten Fall ergibt sich nun eine Strömungszustand der als „unique incidence“ bekannt ist und in Abb. 3.3 dargestellt ist.

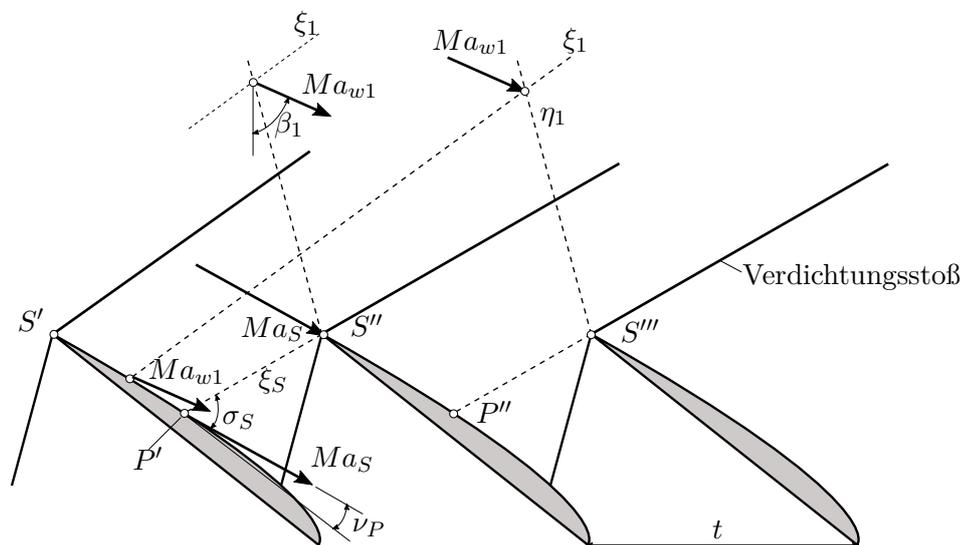


Abbildung 3.3: Unique incidence, modifiziert aus [4]

Wird ein Profil mit supersonischen Relativgeschwindigkeiten angeströmt, so wird die Strömung an der Profilspitze umgelenkt. Es kommt zu einer konkaven Strömungsumlenkung, wodurch zwei schräge Verdichtungsstöße entstehen, von denen einer auf die Saugseite des benachbarten Schaufelprofils trifft. Die Umlenkung auf der Profilloberfläche ist von konvexer Form, wodurch die sogenannten Prandtl-Meyer-Expansionsfächer auftreten. Dabei wird die Strömung kontinuierlich und verlustfrei beschleunigt.

Betrachtet man die erste Schaufel, so erhält man ein homogenes Strömungsfeld  $(Ma_{w1}, \beta_1)$  stromauf des Profils. Dies gilt nicht mehr für das benachbarte Profil, wo an der Profilspitze andere Bedingungen  $(Ma_S, \beta_S)$  gelten als für die erste Schaufel. Werden nun weitere Profile repetitiv angeordnet, so bildet sich eine periodische Strömungsbedingung beginnend mit dem zweiten Profil. Dieser Strömungszustand stellt sich nur für einen einzigen Zuströmwinkel  $\beta_1$  ein, der auch als „unique incidence“-Winkel bezeichnet wird [4].

Es ist nun möglich den Zuströmwinkel  $\beta_1$  zu bestimmen. Dazu wird zunächst der Machwinkel  $\alpha_{Ma_S}$  mit Hilfe der Gl. (2.4) und der Machzahl  $Ma_S$  an der Profilspitze S ermittelt.

$$\alpha_{Ma_S} = \arcsin \frac{1}{Ma_S} \quad (3.3)$$

Des Weiteren wird der Punkt P bestimmt, der durch eine linkslaufende Charakteristik mit der Profilspitze S verbunden ist. Entlang von Charakteristiken bleiben Machzahl und Machwinkel konstant, weshalb sich die Bedingungen

$$Ma_P = Ma_S \quad (3.4)$$

und

$$\alpha_{Ma_P} = \alpha_{Ma_S} \quad (3.5)$$

ergeben. Mit Hilfe der Tangente des Profils im Punkt P kann man den Zuströmwinkel der Profilspitze als

$$\beta_S = \beta_P = \gamma + \nu_P \quad (3.6)$$

angeben, wo  $\nu_P$  der Winkel der Tangente im Punkt P und  $\gamma$  der Staffelungswinkel der Beschau-  
felung ist.

Mit Hilfe der Massenbilanz können nun die Zuströmbedingungen ermittelt werden. Dabei gilt, dass der Massenstrom der die Strecke  $\overline{PS}$  überquert gleich dem Massenstrom stromauf der Schaufelreihe ist, der die Teilung  $t$  überqueren würde:

$$\dot{m}_{PS} = \dot{m}_1 = \rho_S w_S b_{PS} \overline{PS} \sin \sigma_S \quad (3.7)$$

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_{PS} = \rho_1 w_1 b_1 t_1 \cos \beta_1 \quad (3.8)$$

Wobei  $b_i$  dabei die jeweilige Kanalhöhe kennzeichnet. Somit kann nun für den unique incidence Winkel  $\beta_1$  die Beziehung

$$\cos \beta_1 = \frac{b_{PS} \overline{PS} \sin \sigma_S}{b_1 t_1} \frac{M_S}{M_{w1}} \left[ \frac{1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} (Ma_S^2 - 1)}{1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} (Ma_{w1}^2 - 1)} \right]^{-\frac{\kappa+1}{2(\kappa+1)}} \quad (3.9)$$

angeschrieben werden [4]. Die zwei unbekanntenen Werte  $Ma_{w1}$  und  $\beta_1$  ermitteln sich aus der Charakteristik

$$\beta_1 = \beta_S + \Theta(Ma_S) + \Theta(Ma_{w1}), \quad (3.10)$$

wo  $\Theta(Ma)$  die Prandtl-Meyer-Funktion für Expansionsfächer darstellt.

Somit kann es für eine bestimmte Machzahl  $Ma_{w1}$  nur einen einzigen Winkel  $\beta_1$  geben, bei dem sich eine periodische Strömungsbedingung für die Schaufelreihe  $(Ma_S, \sigma_S)$  ergibt.

### 3.4 Verluste und Einfluss der Beschauelungsgeometrie

Mit den transsonischen Geschwindigkeiten verändern sich die Strömungsbedingungen in Axialverdichtern vollkommen. Verglichen mit Unterschallverdichtern treten bei Transsonikverdichtern zusätzliche Verlustquellen auf, die den Gesamtverlust stark beeinflussen. Dies betrifft insbesondere Verluste in den Schaufelreihen, die bei Unterschallströmungen von kleiner Bedeutung sind, verglichen zu anderen Verlustarten.

#### 3.4.1 Verlustquellen

Die Verluste in Transsonikverdichtern können nach Weyer [33] in zwei Anteile gegliedert werden. Einerseits in den Gitterverlust, der sich wiederum in folgende Punkte unterteilen lässt:

- den Profilverlust, der aufgrund der Reibung und lokaler Ablösung auf der Profiloberfläche auftritt;
- den Stoßverlust, welcher durch Verdichtungsstöße entsteht, die auf die Saugseite von benachbarten Profilen auftreffen;
- sowie den Restverlust, welcher Verluste beinhaltet, die aufgrund der Ablösung hinter dem Verdichtungsstoß und die daraus folgende Interferenz von Stoß und Grenzschicht entsteht.

Experimente an ebenen Gittern zeigten, dass die Verluste bei niedrigen Zuströmgeschwindigkeiten nur wenig von der Machzahl abhängen. Übersteigt die Machzahl jedoch einen kritischen Wert, so steigen die Verluste stark an, da sich auf der Schaufelsaugseite lokale Überschallfelder bilden, welche mit einem Verdichtungsstoß abgeschlossen werden. Zum Anstieg der Verluste trägt einerseits der Gesamtdruckverlust im Stoß und andererseits die Wechselwirkung zwischen Stoß und Grenzschicht der Profiloberfläche bei. Der sprunghafte Druckanstieg bewirkt bei einer kritischen Machzahl eine Ablösung der Strömung auf der Saugseite des Schaufelprofils. Dieser Vorgang ist in Abb. 3.4 ersichtlich. Der Wert der kritischen Machzahl liegt dabei zwischen  $Ma_{w_{krit}} = 1.36$  und  $Ma_{w_{krit}} = 1.38$  [4].

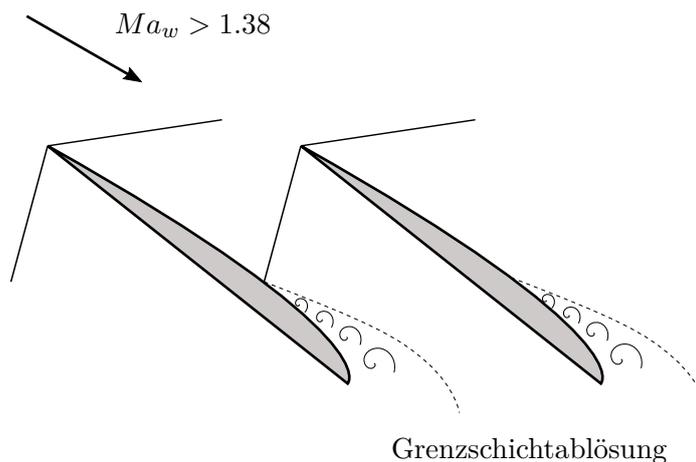


Abbildung 3.4: Grenzschichtablösung auf der Saugseite des Profils

Demnach beeinflussen den Gitterverlust hauptsächlich drei Faktoren, nämlich „Gitterparameter“, „Schaufelparameter“ und „aerodynamische Parameter“. Die wichtigsten Gitterparameter sind dabei die Schaufelteilung, die Schaufelhöhe, die Schaufelsehnenlänge, sowie der Staffelungswinkel des Schaufelgitters.

Zu den Schaufelparametern gehören alle Daten, die zur Beschreibung des Profils dienen, wie Skelettlinien, Metallwinkel am Ein- und Austritt, sowie Dickenverteilung und Lage der maximalen Dicke. Dementsprechend existieren verschiedene Profilmfamilien, die bei Axialverdichtern zur Verwendung kommen. Dazu zählen unter anderem die NACA 65-Profile, sowie die DCA- und MCA-Profile [33].

Neben dem Gitterverlust tritt in transsonischen Axialverdichtern auch der Randverlust auf. Dieser bezieht sich auf die Verluste, die in Randzonen an Nabe und Gehäuse entstehen. Dazu zählen die Reibungsverluste an den Naben- und Gehäusewänden, sowie Verluste aufgrund von Ablösungen in den Ecken von Schaufelgitter und Wand. Außerdem beinhaltet er Verluste, die durch Spaltströmungen und Sekundärströmungen entstehen.

Grundsätzlich sind die Randverluste bei Unterschallverdichtern und Transsonikverdichtern von vergleichbarer Bedeutung und Größenordnung. Den großen Unterschied in den Verlusten macht der Verdichtungsstoß und seine Wechselwirkung mit der Grenzschicht der Profilloberfläche aus.

### 3.4.2 Transsonische Profilmfamilien

Wie bereits erwähnt steigt der Stoßverlust sehr stark mit der Machzahl an. Neben dieser Größe ist die Höhe des Verlustes auch von der Auswahl der Beschaukelung abhängig.

Bei Axialverdichtern werden traditionell Profilmfamilien der C4-Serie und insbesondere NACA 65-Serie angewendet. Eine weitere oft verwendete Profilform ist die DCA (engl. „double-circular-arc“) Profilmfamilie, dessen Konturen aus Doppelkreisbögen gebildet werden.

NACA 65-Profile waren einst als Tragflügelprofile für Flugzeuge gedacht, die durch eine gewählte Kombinationen von Wölbung und Dicke einen konstanten Auftrieb von Vorderkante bis zur Hinterkante erzeugen. Die maximale Dicke des Profils liegt dabei bei 40% der Sehnenlänge.

Generell unterscheiden sich die genannten Profildfamilien durch die Dickenverteilung, die Lage der maximalen Dicke und die Form der Profilspitze. Im Vergleich zum DCA-Profil weisen NACA 65-Profile eine stumpfere Spitze auf, was die Geschwindigkeitsverteilung auf der Profilloberfläche beeinflusst. Des Weiteren verläuft die Kontur von DCA-Profilen flacher, wodurch die Geschwindigkeit auf der Profilloberfläche nicht so stark beschleunigt wird wie bei NACA 65-Profilen.

Setzt man Schaufelreihen, die jeweils mit DCA- und NACA 65-Profilen ausgestattet wurden, derselben Strömung aus, so weisen sie im unteren Machzahlbereich ähnliche Werte für die Verluste auf. Ab einer Relativmachzahl von  $Ma_w = 0.8$  steigt der Totaldruckverlustbeiwert für NACA 65-Profile sprunghaft an, was auf erste Ablösungserscheinungen der Grenzschicht hindeutet [11]. Grund dafür ist das Auftreffen des Verdichtungsstoßes auf die Saugseite des Profils. Aufgrund der Kontur der NACA 65-Profile kommt es nach der Profilspitze zu einer Überschallexpansion, wodurch die Machzahl vor dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes hohe Werte annimmt. Wie bereits erwähnt, führen höhere Machzahlen zu höheren Stoßverlusten im Schaufelgitter.

DCA-Profile hingegen beschleunigen die Strömung im Schaufelgitter geringer als NACA 65-Profile, wodurch die stoßinduzierte Ablösung der Grenzschicht bis zu Relativmachzahlen von  $Ma_w = 1.2$  vermieden werden kann. Eine Erweiterung der DCA-Profile stellen die MCA-Profile dar, die Mehrfachkreisbögen als Profilkontur verwenden. Damit ist es möglich die Kontur des Überschallbereiches gerade oder sogar leicht konkav zu gestalten, um die bereits genannte Überschallexpansion vor Auftreffen des Verdichtungsstoßes zu vermeiden [2]. Mit diesen Profilen können Relativmachzahlen bis zum kritischen Wert von  $Ma_{w_{krit}} = 1.38$  erreicht werden, ohne dass die Grenzschicht der Saugseite ablöst.

Da bei Laufreihen insbesondere die Schaufelspitzen hohen Machzahlen ausgesetzt sind, wäre eine Kombination der beiden Kreisbogenprofile erstrebenswert. Im Bereich der Nabe sollten DCA- und im Gehäusebereich MCA-Profile gewählt werden. Dies bringt jedoch Probleme in der Gestaltung der Schaufel mit sich, da der Übergang zwischen den zwei Profilen geometrisch schwer zu beschreiben ist. Des Weiteren tritt in der Kontur von MCA-Profilen ein Krümmungssprung auf, der zu unstetigen Geschwindigkeitsverläufen führt und damit die Ablösung der Grenzschicht fördert. Dementsprechend müsste bei einer Kombination der beiden Profile nicht die Kontur selbst, sondern dessen Ableitung angegeben werden, um einen stetigen Verlauf der Kontur zu gewährleisten.

Neben der Wahl der Profilkontur hat auch das Teilungsverhältnis einen großen Einfluss auf die Lage des Verdichtungsstoßes und damit auch auf die Stoßverluste. Durch eine kleinere Teilung  $t$  trifft der Verdichtungsstoß, ausgehend von der Vorderkante eines Schaufelprofils, die Saugseite des benachbarten Profil meist weiter vorne, wodurch die Überschallexpansion und damit die Stärke des Stoßes begrenzt werden.

Somit kann festgehalten werden, dass eine Verminderung der stoßinduzierten Verluste durch eine Begrenzung der Machzahl vor dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes realisierbar ist. Neben den bisher aufgezählten Maßnahmen hat auch die Vorleitreihe einen bedeutenden Einfluss auf die Machzahl.

### 3.4.3 Einfluss der Vorleitreihe

Dies betrifft insbesondere die erste Laufreihe, die auf die Vorleitreihe folgt. Eine Darstellung dieser Anordnung zeigt Abb. 3.5.

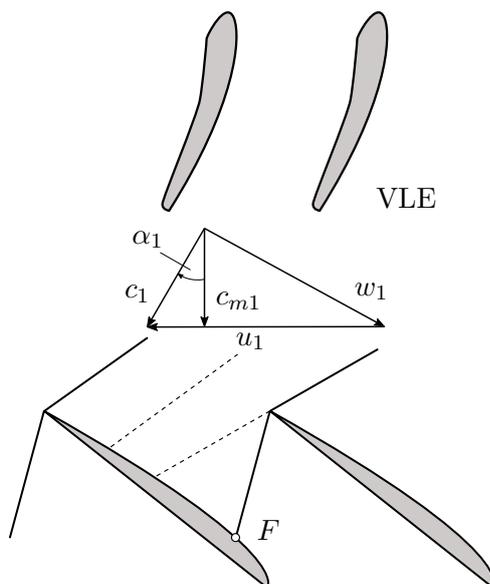


Abbildung 3.5: Vorleitreihe

Um die Auswirkungen der Vorleitreihe zu verdeutlichen, zeigte Böls [4] anhand von drei Vorleitreiheneinstellungen wie sich die Machzahl an der Vorderkante des Laufschaufelprofils, sowie unmittelbar vor dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes verändert. Einzelheiten zur betrachteten Verdichterstufe sind der genannten Literatur zu entnehmen. Die Geschwindigkeitsdreiecke und die zugehörigen Strömungsdaten sind in Abb. 3.6 ersichtlich.

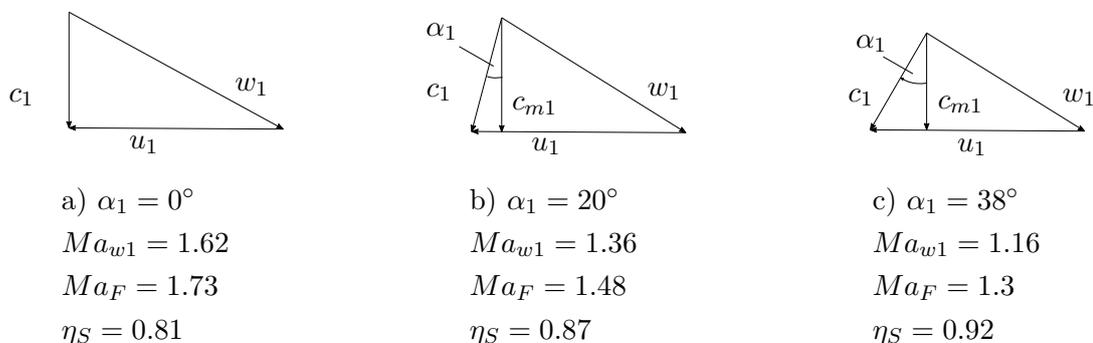


Abbildung 3.6: Auswirkung der Vorleitreihe

Der Fall a) zeigt die Variante mit geöffneter Vorleitreihe,  $\alpha_1 = 0^\circ$ . Die Relativmachzahl vor dem Eintritt in die Laufreihe hat einen hohen Wert von  $Ma_{w1} = 1.62$ , steigert sich entlang des Profils aufgrund der Überschall-expansion und erreicht vor dem Auftreffen des Stoßes den Wert  $Ma_F = 1.73$ . In diesem Zustand kommt es zu einer Ablösung der Grenzschicht auf der Saugseite des Profils. Dementsprechend niedrig ist in diesem Fall auch der isentrope Stufenwirkungsgrad.

Mit einem Abströmwinkel von  $\alpha_1 = 20^\circ$  aus der Vorleitreihe erkennt man aus dem Geschwindigkeitsdreieck, dass bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit  $u_1$  die Relativgeschwindigkeit  $w_1$  betragsmäßig kleiner wird. Dies macht sich auch in der Relativmachzahl bemerkbar, die nur mehr einen Wert von  $Ma_{w1} = 1.36$  annimmt. Ebenso sinkt die Machzahl vor dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes auf  $Ma_F = 1.48$ , womit es zu einer Senkung der stoßinduzierten Verluste und damit einer Steigerung des Stufenwirkungsgrades kommt.

Fall c) behandelt den Grenzfall der Vorleitreiheneinstellung, wo sich der Verdichtungsstoß gerade noch an die Profilspitze anlegt und sich nicht als Kopfwelle ablöst. Hier beträgt die Relativzuströmmachzahl  $Ma_{w1} = 1.16$  und erreicht vor dem Verdichtungsstoß einen nicht kritischen Wert von  $Ma_F = 1.3$ . Bei einer weiteren Steigerung des Vorleitreihenwinkels  $\alpha_1 > \alpha_{1limit}$  würde der Verdichtungsstoß von der Vorderkante des Profils ablösen und sich als Kopfwelle vor der Laufreihe ausbreiten.

Somit reduziert eine Steigerung des Vorleitreihenwinkels  $\alpha_1$  die Relativmachzahl vor dem Eintritt in die Laufreihe. In weiterer Folge nimmt die Machzahl unmittelbar vor dem Auftreffen des schrägen Verdichtungsstoßes auf die Saugseite des Profils kleinere Werte an. Neben geringeren stoßinduzierten Verlusten kommt es auch zu einer Senkung des Massenstromes, da auch die Meridiangeschwindigkeit  $c_{m1}$  aufgrund der Vorleitreihe kleinere Werte annimmt.

### 3.5 Neueste Entwicklungen und Trends

Die Nachfrage nach reduzierten Produktionskosten von Verdichtern und Senkung der Verluste sind wesentliche Treiber für Forschung in diesem Gebiet. Der erstgenannte Punkt lässt sich am einfachsten realisieren indem jede Stufe mehr Arbeit leistet, was höhere Belastungen und Geschwindigkeiten bedeutet und somit weniger Stufen für ein gewünschtes Druckverhältnis notwendig wären. Aufgrund der Tatsache, dass die Relativmachzahl wegen der stoßinduzierten Ablösung auf einen Wert von  $Ma_w \sim 1.3$  beschränkt ist, muss bei höheren Geschwindigkeiten, die sich wegen der höheren Belastung ergeben, jedoch die Machzahl vor dem Auftreffen des Stoßes reduziert werden.

Dies ist einerseits durch die sogenannte Pfeilung (engl. „sweep“) möglich, bei der nicht nur das Machzahlniveau vor dem Stoß verringert wird, sondern auch die Lage des Verdichtungsstoßes positiv beeinflusst werden kann. Außerdem konzentrieren sich Forschungsarbeiten auf die Tandembeschaufelung, die die konventionelle Schaufelreihe in vielerlei Hinsicht übertrifft. Neben

diesen beiden Entwicklungen soll zum Abschluss noch die Gehäusestrukturierung (engl. „casing treatment“) vorgestellt werden, die einen positiven Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze hat.

### 3.5.1 Pfeilung

Im Abschn. 3.4.2 wurden bereits die zweidimensionalen Profilgeometrien hinsichtlich deren Einfluss auf die transsonische Gitterströmung betrachtet. Des Weiteren ist auch die dreidimensionale Struktur der Schaufel ausschlaggebend für Lage und Stärke des Verdichtungsstoßes. Ein Beispiel für eine dreidimensionale Gestaltung der Schaufel ist die Pfeilung. Darunter versteht man die Neigung der Vorder-, bzw. Hinterkante zur axialen Anströmrichtung. Ist die Kante gegen die axiale Anströmrichtung geneigt, so spricht man von Vorwärtspfeilung (engl. „forward sweep“) und im anderen Fall von Rückwärtspfeilung („aft sweep“). Unterschieden wird des Weiteren, ob das Vorzeichen des Pfeilungswinkels über die Schaufelhöhe hinweg konstant ist. Falls dies zutrifft spricht man von geradliniger Pfeilung („constant sweep“) und anderenfalls von gemischter Pfeilung („compound sweep“) [6].

Eingesetzt wird die Pfeilung oft im Bereich der Blattspitzen, wo die Machzahlen die höchsten Werte erreichen. Ein positiver Effekt von Schaufeln mit vorwärtsgepfeilter Vorderkante ist, dass die Machzahlen vor dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes verringert werden können, was zu niedrigeren Stoßverlusten führt [7]. Abbildung 3.7 zeigt einen Vergleich der Machzahlverteilung von einem konventionellen Profil und einem mit Vorwärtspfeilung.

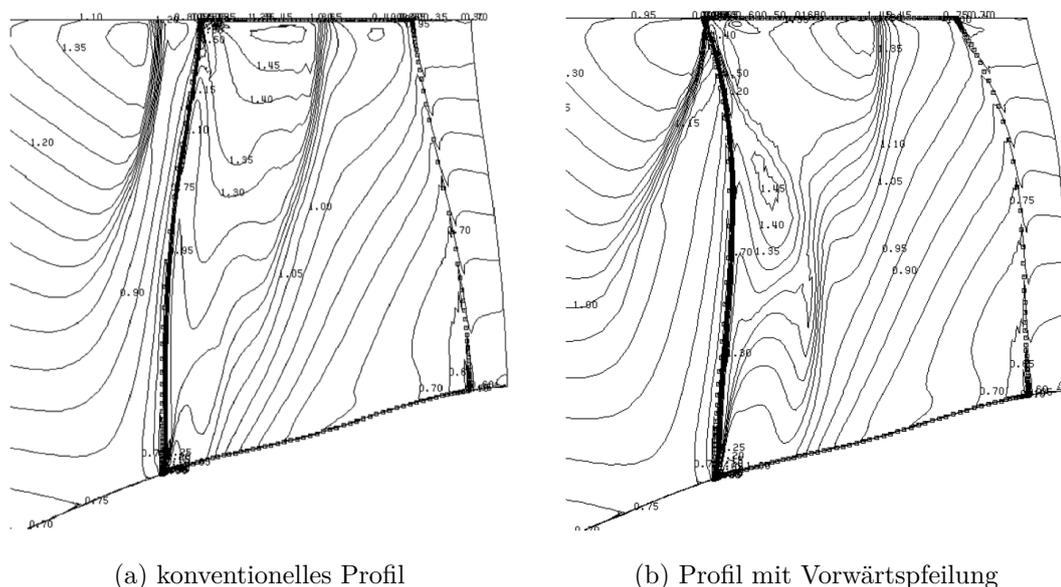


Abbildung 3.7: Vergleich der Machzahlverteilung [18]

Neben diesem Effekt wandert die Stoßfront, verglichen zu konventionellen Profilen, bei vorwärtsgepfeilten Profilen weiter in Richtung stromab. Verwendet man Rückwärtspfeilung, so kann man die Stoßfront in Richtung Vorderkante verlagern.

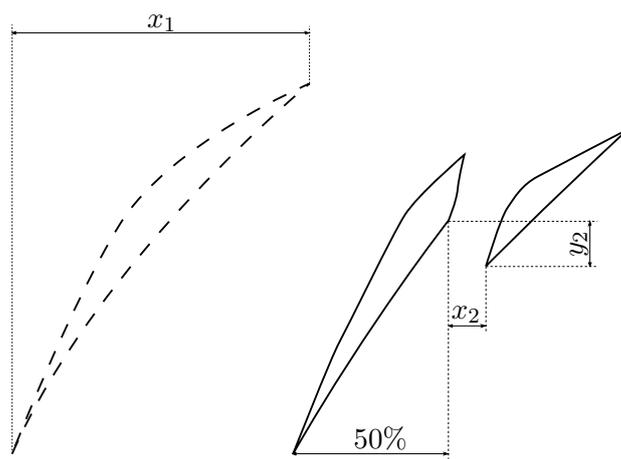
Die Kombination der beiden Phänomene führt dazu, dass die Verzögerung entlang des Profils mit weniger Verlusten behaftet ist und sich damit der Wirkungsgrad steigert. Dies führt zu einem größeren Pumpgrenzabstand, wodurch der Betriebsbereich der Stufe ausgeweitet wird und der Verdichter stärker angedrosselt werden kann [6].

### 3.5.2 Tandembeschaufelung

Eine weitere Möglichkeit das Druckverhältnis zu steigern und dabei Verluste niedrig zu halten ist die Tandembeschaufelung, die eine der neuesten Entwicklungen im Bereich des Verdichterbaus darstellt. Die Vorteile, die sich durch solche Schaufelreihen ergeben sind so ausgeprägt, dass eine mit Tandemschaufeln ausgestattete Stufe zwei konventionelle Stufen ersetzen könnte [7]. Dies würde die Länge eines Axialverdichters enorm verkürzen, was sich sehr positiv auf die Produktionskosten auswirken würde.

Grundidee von Tandemschaufeln ist, dass eine transsonische Laufschaufelreihe in zwei knapp aufeinander folgende aufgeteilt wird. Meist erfolgt die Aufsplittung unmittelbar nach dem Auftreffen des Verdichtungsstoßes auf die Saugseite des Profils. Dabei erzielt die erste Schaufelreihe den Druckaufbau ausschließlich durch den Verdichtungsstoß und die zweite Reihe ist für die erforderliche Strömungsumlenkung verantwortlich. Durch die Teilung entsteht bei der hinteren Schaufelreihe eine „frische“ Grenzschicht, sodass die bei transsonischen Strömungen kritische Umlenkung ohne Einwirken des Verdichtungsstoßes auf die Grenzschicht erfolgen kann.

Mohsen et al. [27] führten zur Veranschaulichung der Vorteile eine Studie am NASA Rotor 37 durch. Dazu wurde die ursprüngliche Schaufelreihe bei 50% der Sehnenlänge aufgeteilt und als Tandembeschaufelung ausgeführt. Abbildung 3.8 veranschaulicht die sich so ergebende Geometrie.



- axiales Überlappungsverhältnis  $AOR = \frac{x_2}{x_1}$
- tangenciales Überlappungsverhältnis  $TOR = \frac{y_2}{t}$

Abbildung 3.8: Geometrie der Tandembeschaufelung, modifiziert aus [27]

Anschließend wurde durch Variation der axialen und tangentialen Position der hinteren Schau-  
felreihe die optimale Einstellung eruiert. Diese ergab sich für ein axiales Überlappungsverhältnis  
(AOR) von 10% und ein tangenciales Überlappungsverhältnis (TOR) von 5%. Dabei konnte das  
Druckverhältnis um 20% und der Wirkungsgrad um 5% gesteigert werden. Die positiven Aus-  
wirkungen der Tandembeschaufelung sind sehr gut anhand der Machzahlverteilung ersichtlich,  
dargestellt in Abb. 3.9.

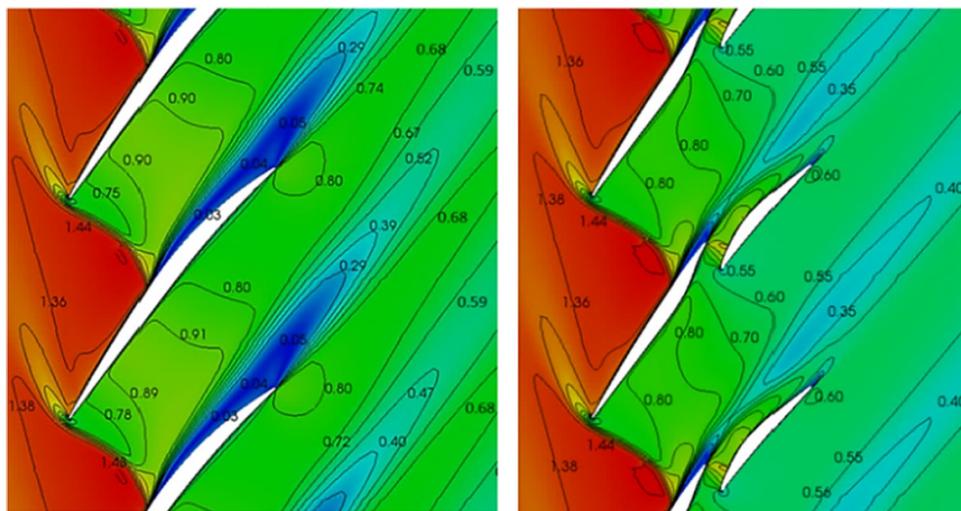


Abbildung 3.9: Vergleich der Machzahlverteilung, ursprüngliches Profil (links) und Tandemprofil  
(rechts) [27]

Das ursprüngliche Profil weist unmittelbar vor dem Verdichtungsstoß eine Relativmachzahl von  
 $Ma_w = 1.44$  auf, sodass die Grenzschicht auf der Saugseite des Profils ablöst. Mit der Tan-  
dembeschaufelung kommt es zwar auch zu einer Ablösung der Grenzschicht, diese hat jedoch  
keinen großen Einfluss, da der Verdichtungsstoß kurz vor der Hinterkante des vorderen Pro-  
fils auftritt. Das hintere Profil kann somit mit einer „neuen“ Grenzschicht die Umlenkung der  
Strömung durchführen. Des Weiteren erkennt man, dass die Machzahlen nach dem Stoß bei der  
Tandembeschaufelung niedriger sind. Dies führt zu einer Steigerung des statischen Druckes und  
schlussendlich auch des Totaldruckes.

Mohsen et al. stellten ebenfalls fest, dass eine Variation des AOR von untergeordneter Rolle  
ist. Ausschlaggebend für die Wirkung der Tandembeschaufelung ist in erster Linie die tangen-  
tiale Position der hinteren Schau-  
felreihe. Das tangential Überlappungsverhältnis sollte kleine  
Werte annehmen, da bei einer weiteren Steigerung des TOR es zu Ablösungen der hinteren  
Schaufelreihe aufgrund von negativen Inzidenzen kommt.

### 3.5.3 Gehäusestrukturierung

Neben der Beschaufelung können auch am Gehäuse passive Maßnahmen zur Leistungssteigerung  
des Verdichters gesetzt werden. Eine davon ist die Gehäusestrukturierung, bei der Nuten über  
den Laufradschaufeln in das Gehäuse eingearbeitet werden. Die Nuten können dabei in axialer

oder tangentialer Richtung oder sogar mit dem Staffelungswinkel geneigt sein. Neben Nuten können auch wabenähnliche Strukturen verwendet werden. Die verschiedenen Anordnungsmöglichkeiten sind in Abb. 3.10 dargestellt.

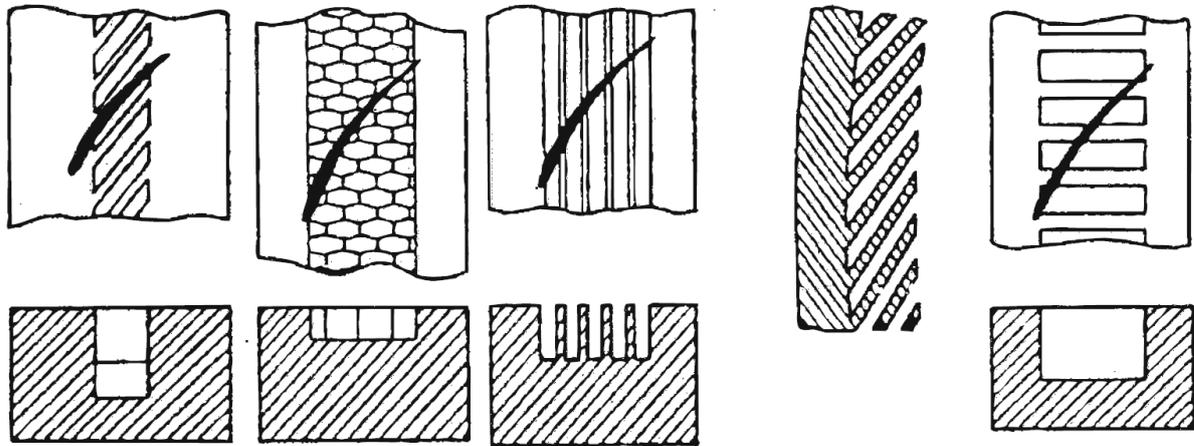


Abbildung 3.10: Möglichkeiten der Gehäusestrukturierung [6]

Bei Axialverdichtern kommt es im Bereich der Stabilitätsgrenze zur Bildung von Wirbeln in den Spaltströmungen der Laufreihen. Diese Wirbel treffen die benachbarten Schaufeln derselben Reihe an der Vorderkante und sind der Auslöser für die rotierende Ablösung. Mit den umlaufenden Nuten legt sich der Wirbel an die Saugseite des Profils und induziert keine Ablösung an der benachbarten Schaufel, wodurch sich eine positive Beeinflussung der Lage der Pumpgrenze ergibt. Biollo und Benini [3] zeigten anhand einer Gehäusestrukturierung mit fünf umlaufenden Nuten über den Schaufeln der Laufreihe, dass der Pumpgrenzabstand um mehr als 50% vergrößert werden kann, mit nur kleinen Einbußen beim Wirkungsgrad.

Anstatt Nuten nebeneinander anzuordnen, ist es auch möglich eine einzelne Nut, die sich über die gesamte Länge der Schaufelspitze erstreckt, in das Gehäuse einzuarbeiten. Dadurch kann das Fluid bei hoher Schaufelbelastung die Strömung in Umfangsrichtung verlassen und an Stellen niedrigeren Drucks wieder eintreten. Das fördert die Stabilität des Verdichters, da die Strömungsverteilung die lokale Belastung der Schaufel vermindert. Mit dieser Maßnahme können sowohl Pumpgrenzabstand als auch Wirkungsgrad verbessert werden [3].

## Kapitel 4

# Stromlinienkrümmungsverfahren

Für die Auslegung und Nachrechnung von thermischen Turbomaschinen existieren verschiedene Berechnungsverfahren, einen besonderen Stellenwert hat hierbei das Stromlinienkrümmungsverfahren. Nach Stoff [30] wird in der industriellen Anwendung bei der Berechnung der Axialverdichterströmung das Strömlinienkrümmungsverfahren am meisten verwendet. Beachtlich ist dabei, dass sich seit Hirsch und Denton [17] im Jahre 1981 wenig geändert hat. Als Grund dafür nennen Boyer und O'Brien [5], dass der Fokus auf CFD Methoden verlagert wurde. Die Entwicklung, Verbesserung und Anwendung von RANS („Reynolds-Averaged Navier-Stokes“) Verfahren dominiert die Literatur. Ein weiterer Faktor für die nach wie vor breite Verwendung ist die enorm schnelle Rechenzeit, verglichen mit aufwändigen dreidimensionalen Verfahren.

Das Stromlinienkrümmungsverfahren zählt zu den Meridianströmungsverfahren und ist eine Erweiterung des Radialen Gleichgewichts. Bei diesen numerischen Verfahren wird die dreidimensionale und instationäre Strömung in der Beschau felung in zwei verschiedenen, aber zueinander in Bezug stehenden Flächen betrachtet. Durch diese gekoppelte Betrachtungsweise von S1- und S2-Stromflächen kann die gesamte dreidimensionale Strömung dargestellt werden. Man spricht hier auch von einer quasi-dreidimensionalen Strömung [34].

### 4.1 S1- und S2-Stromflächen

Diese Stromflächen wurden erstmals 1952 von Wu [36] beschrieben. Abbildung 4.1 zeigt die Darstellung der S1- und S2-Stromflächen (Stromflächen erster und zweiter Art).

Die S1-Flächen beginnen vor der Schaufelreihe und sind als Rotationsflächen im Ringraum zwischen Nabe und Gehäuse definiert. In Axialrichtung kommt es zu Verwindungen der S1-Flächen durch Sekundärströmungen. Damit sind all jene Strömungen gemeint, die von der primären Strömungsrichtung abweichen und durch die Grenzschichten verursacht werden. Ebenfalls stromauf der Schaufelreihe beginnen die S2-Flächen, die in den Meridianebenen zwischen Nabe und Gehäuse liegen. Auch hier kommt es beim Durchgang durch die Schaufelreihen zu Verwindungen in den Flächen, die durch Druckunterschiede an Saug- und Druckseite des Profils entstehen.

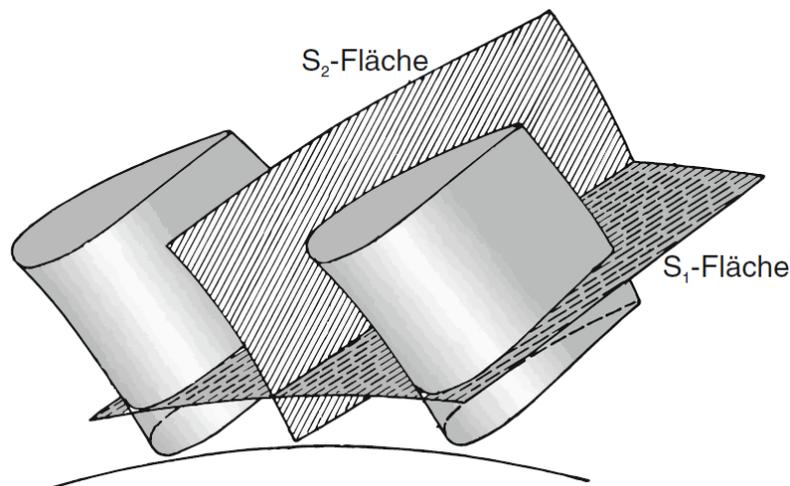


Abbildung 4.1: S1- und S2-Stromflächen [6]

Im Anwendungsfall werden zur Vereinfachung nicht alle Flächen verwendet. Einer mittleren S2-Fläche (S2m-Fläche) stehen eine gewisse Anzahl von S1-Flächen gegenüber. Dadurch lässt sich die instationäre dreidimensionale Strömung auf eine Reihe von stationären zweidimensionalen Strömungen zurückführen.

## 4.2 Grundgleichungen

Die für die Berechnung verwendeten Grundgleichungen sollen nun hergeleitet werden, die Vorgangsweise richtet sich dabei nach Willinger [34] und Cumpsty [11]. Vorausgesetzt wird eine stationäre, axialsymmetrische, reibungsfreie und adiabate Strömung. Die ersten zwei Voraussetzungen bedingen einander, denn eine Strömung durch eine Turbomaschine kann nur stationär sein, wenn sie auch axialsymmetrisch ist. Des Weiteren ist entlang einer Stromlinie die Totalenthalpie im ruhenden System

$$h + \frac{c^2}{2} \quad (4.1)$$

und im rotierenden System die Rothalpie

$$h + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} \quad (4.2)$$

konstant.

Nun muss das Koordinatensystem definiert werden, welches in Abb. 4.2 dargestellt ist.

Man erkennt links die Meridianebene, die die Stromlinie enthält und rechts eine zur Drehachse normale Ebene. Der Vektor  $\underline{e}$  liegt in der S2m-Fläche und schließt mit der Meridianebene den

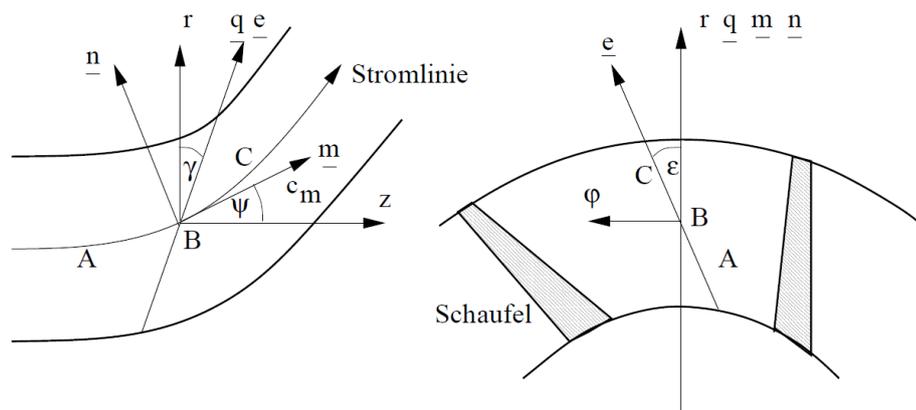


Abbildung 4.2: Koordinatensystem Stromlinienkrümmungsverfahren [34]

Winkel  $\varepsilon$  ein. Dieser Winkel entspricht somit auch der lokalen Schaufelneigung. Vektor  $\underline{q}$  liegt in der Meridianebene und ist gemeinsam mit  $\underline{e}$  um den Winkel  $\gamma$  zur Ebene  $r - \varphi$  geneigt.

Man erkennt in der Meridianebene den Tangentialvektor  $\underline{m}$  zur Stromlinie und den zu  $\underline{m}$  normal stehenden Vektor  $\underline{n}$ . Daraus folgt, dass die Vektoren  $\underline{m}$  und  $\underline{n}$  von der Lage der Stromlinie abhängig sind. Diese wird jedoch während der Berechnung iterativ bestimmt, sodass für die Aufstellung der Grundgleichung eine Richtung normal zur angenommenen Stromlinie bestimmt und nicht mehr geändert wird. Diese nennt man Quasi-Orthogonale und ist durch den Vektor  $\underline{e}$  definiert. Die Projektion von  $\underline{e}$  in der Meridianebene wird mit Vektor  $\underline{q}$  bezeichnet.

Damit kann die Bewegungsgleichung des Vektors  $\underline{e}$  mit

$$a_e = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial e} \quad (4.3)$$

angegeben werden. Dabei ist  $a_e$  die Beschleunigung in Richtung von  $\underline{e}$  und  $\frac{\partial p}{\partial e}$  der Druckgradient in Richtung der Quasi-Orthogonalen. Nun muss dieser Ausdruck durch die einzelnen Beschleunigungskomponenten gebildet werden.

Dazu wird zunächst der 1. Hauptsatz der Thermodynamik nach  $\underline{m}$  abgeleitet. Das ergibt

$$T \frac{\partial s}{\partial m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial m} - c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} - c_u \frac{\partial c_u}{\partial m}. \quad (4.4)$$

Damit folgt für die Bewegungsgleichung in Richtung von  $\underline{m}$  die Beziehung

$$a_m = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial m} = T \frac{\partial s}{\partial m} + c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} + c_u \frac{\partial c_u}{\partial m}. \quad (4.5)$$

Die weiteren Terme erfolgen aufgrund der Zentripetalbeschleunigung in Richtung von  $\underline{n}$

$$a_{z_n} = \frac{c_m^2}{r_m} \quad (4.6)$$

und in radialer Richtung

$$a_{z_r} = \frac{c_u^2}{r}. \quad (4.7)$$

Der letzte Beschleunigungsterm

$$a_u = \frac{c_m}{r} \frac{\partial(rc_u)}{\partial m} \quad (4.8)$$

ist die Umfangsbeschleunigung zufolge der Umfangskraft.

Die Beschleunigung in Richtung von  $\underline{q}$  ergibt sich aus den Beschleunigungstermen, welche durch die Gl. (4.5) bis (4.7) gegeben sind. Daraus folgt für  $a_q$

$$a_q = T \frac{\partial s}{\partial m} \sin(\gamma + \psi) + c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\gamma + \psi) + c_u \frac{\partial c_u}{\partial m} \sin(\gamma + \psi) + \frac{c_m^2}{r_m} \cos(\gamma + \psi) + \frac{c_u^2}{r} \cos \gamma. \quad (4.9)$$

Bei axialen Turbomaschinen ist insbesondere der letzte Term von Bedeutung, da die Meridianschwindigkeit annähernd konstant gehalten wird und damit die Änderung nach  $m$  klein ist, was auch auf den Winkel  $\gamma + \psi$  zutrifft, der keine großen Werte annimmt. Andererseits ist der Krümmungsradius sehr groß, wodurch der vierte Term der Gl. (4.9) klein wird.

Man kann nun die Bewegungsgleichung in Richtung der Quasi-Orthogonalen mit  $q = e \cos \varepsilon$  und Anwendung der Kettenregel anschreiben als

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial e} = a_q \cos \varepsilon + a_u \tan \varepsilon. \quad (4.10)$$

Setzt man die Beziehung

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial q} = T \frac{\partial s}{\partial q} - \frac{\partial h}{\partial q} = T \frac{\partial s}{\partial q} - \frac{\partial h_t}{\partial q} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q} (c_m^2 + c_u^2) \quad (4.11)$$

in Gl. (4.10) ein, so erhält man die Grundgleichung des Stromlinienkrümmungsverfahrens

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial c_m^2}{\partial q} &= \frac{\partial h_t}{\partial q} - T \frac{\partial s}{\partial q} + T \frac{\partial s}{\partial m} \sin(\gamma + \psi) + c_m \frac{\partial c_m}{\partial m} \sin(\gamma + \psi) + \frac{c_m^2}{r_m} \cos(\gamma + \psi) + \\ &+ \frac{c_m}{r} \frac{\partial(r c_u)}{\partial m} \tan \varepsilon + c_u \frac{\partial c_u}{\partial q} - \frac{1}{2r^2} \frac{\partial(r^2 c_u^2)}{\partial q}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Damit kann man die Meridiangeschwindigkeit bestimmen, zusätzlich dazu muss die Massenbilanz

$$\dot{m} = 2\pi(1 - B) \int_{r_i}^{r_a} \varrho(q) c_m(q) \cos(\gamma + \psi) r(q) dq \quad (4.13)$$

erfüllt sein, um den Betrag der Geschwindigkeit zu erhalten.  $B$  kennzeichnet hierbei den Anteil des Strömungsquerschnittes, welcher durch die Grenzschichten an Nabe und Gehäuse versperrt wird.

### 4.3 Anwendung des Stromlinienkrümmungsverfahrens

Das Stromlinienkrümmungsverfahren kann nun in zwei Fällen angewandt werden:

- „Design Case“: in der Auslegungsrechnung wird die Verteilung der Totalenthalpie entlang der Rechenstationen vorgegeben und dabei die erforderliche Umlenkung, bzw. die erforderlichen Geschwindigkeitsdreiecke berechnet. Aufgrund dieser Daten kann man die Geometrie der Beschaukelung erstellen.
- „Analysis Case“: im Fall der Kennfeldrechnung sind die Geometrien der Turbomaschine gegeben und es wird die erforderliche Arbeitsumsetzung ermittelt. Ziel ist es dabei, globale Daten wie Totaldruck- und Temperaturverhältnis, isentroper Wirkungsgrad und Massenstrom zu berechnen. Mithilfe dieser Daten ist die Erstellung eines Kennfeldes möglich.

In weiterer Folge wird der zweite Fall betrachtet, da dieser in Kap. 5 zur Nachrechnung des transsonischen Axialverdichters angewandt wird.

Innerhalb der Kennfeldrechnung kann man erneut zwischen zwei verschiedenen Berechnungsmethoden wählen. Unterschieden wird dabei, wo die Rechenstationen angeordnet werden. Beim „Duct-Flow-Verfahren“ werden die Rechenstationen an die Schaufelvorderkanten und Schaufelhinterkanten gelegt. Dieses Verfahren wird am häufigsten verwendet, seltener wird das „Through-Flow-Verfahren“ angewandt, wo auch im beschaukelten Ringraum Rechenstationen definiert werden [34].

# Kapitel 5

## Modellbildung und Berechnung

In diesem Kapitel sollen der nachgerechnete Axialverdichter, dessen Modellbildung und die Vorgangsweise der Berechnung vorgestellt werden. Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Ermittlung von den Umlenk- und Verlusteigenschaften der Verdichtergitter, auch Gittercharakteristiken genannt. Dazu werden Korrelationen für transsonische Gitterströmungen vorgestellt und am behandelten Axialverdichter angewendet. Es zeigt sich dabei, dass das Berechnungsprogramm mit diesen Gittercharakteristiken keine zufriedenstellende Ergebnisse liefern kann. Anschließend soll noch die Vorgangsweise zur Ermittlung von Charakteristiken gezeigt werden, die auch schlussendlich für die Nachrechnung des Axialverdichters verwendet werden.

Beim ausgewählten Transsonikverdichter handelt es sich um den vierstufigen Axialverdichter „PALÜ 1“ der Fa. BBC/Sulzer. Dieser war der erste transsonische Versuchsverdichter von BBC und sollte Erkenntnisse für die Entwicklung der GT8/GT10 Gasturbinen liefern. Weitere Versuchsverdichter, die aufbauend auf den PALÜ 1 entwickelt wurden, waren der „PALÜ 2“ sowie der „BERNINA“-Verdichter. Letztgenannter wurde dann in skalierten Versionen für die GT8 (12-stufig) und GT10 (10-stufig) Gasturbinen verwendet [13].

### 5.1 Geometriedaten

Die gesamten Geometriedaten sind dem AGARD Advisory Report Nr. 175 [17] zu entnehmen. Der behandelte Transsonikverdichter weist vier Stufen mit zusätzlich einer Vor- und Nachleitreihe auf. Bis auf die Vorleitreihe, welche mit NACA 65-Profilen beschaufelt ist, sind alle Schaufeln als DCA-Profil ausgeführt. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Schaufeldaten.

Der Verlauf der Kanalgeometrie, dargestellt in Abb. 5.1, lässt zwei Typen klar erkennen. Die vorderen zwei Stufen haben einen konstanten Gehäuseradius, wohingegen die folgenden Stufen von einem konstanten Nabenradius gekennzeichnet sind. Nach Grahl [14] haben diese zwei Typen verschiedene Auswirkungen auf das Verhalten des Axialverdichters. Bei konstantem Gehäuseradius wird generell ein niedrigerer Wirkungsgrad erzielt, dafür aber der Pumpgrenzabstand, sowie

Schaufelreihe	Vorleitreihe	Rotor 1	Stator 1	Rotor 2	Stator 2
Profiltyp	NACA 65	DCA	DCA	DCA	DCA
Schaufelanzahl	18	17	28	27	34
Schaufelreihe	Rotor 3	Stator 3	Rotor 4	Stator 4	Nachleitreihe
Profiltyp	DCA	DCA	DCA	DCA	DCA
Schaufelanzahl	31	40	37	40	36

Tabelle 5.1: Schaufel­daten

der Massenstrom gesteigert. Genau entgegengesetzt wirkt sich ein konstanter Verlauf des Nabenradius aus. Hier stehen hohen Wirkungsgraden kleinere Pumpgrenzabständen, sowie geringere Massenströme gegenüber.

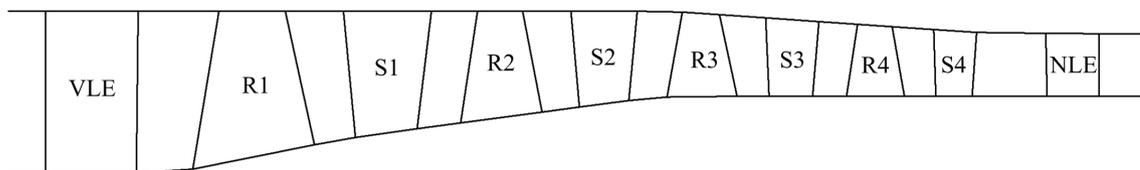


Abbildung 5.1: Kanalgeometrie BBC/Sulzer vierstufiger Transsonikverdichter

Der betrachtete Transsonikverdichter verbindet somit diese beiden Typen. Ausgenommen davon sind die Vor- und Nachleitreihe, die sich auf zylindrischen Kanalabschnitten befinden. Die starke Kontraktion des Nabenradius der ersten zwei Stufen ergibt sich im wesentlichen aus der angestrebten transsonischen Strömung.

Die Auswirkungen der Vorleitreihe wurden bereits in Abschn. 3.4.3 erläutert. Die Nachleitreihe hat den Zweck, die drallbehaftete Strömung nach der letzten Leitreihe wieder in Achsrichtung umzulenken, damit die Strömung drallfrei in die anschließende Brennkammer gelangen kann.

## 5.2 Berechnungsprogramm Hearsey

Die Nachrechnung des Axialverdichters erfolgt mit dem Berechnungsprogramm Hearsey, welches das Stromlinienkrümmungsverfahren anwendet. Für die Eingabe sind neben den Geometriedaten auch die Gittercharakteristiken notwendig, die nun beschrieben werden sollen.

Um eine Nachrechnung des gesamten Kennfeldes zu erreichen, ist die Angabe von den Umlenk- und Verlusteigenschaften der Schaufelgitter notwendig, welche folgende Größen beinhalten:

- minimaler Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$
- Referenzzuströmwinkel  $\beta_1^*$  bei dem der minimale Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$  auftritt
- Referenzabströmwinkel  $\beta_2^*$ , analog zu  $\beta_1^*$
- Zuströmwinkel  $\beta_{1_{stall}}$  und  $\beta_{1_{choke}}$ , bei denen der Totaldruckverlustbeiwert den doppelten Wert von  $\omega_T^*$  annimmt
- Änderung des Abströmwinkels mit dem Zuströmwinkel  $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$

Der minimale Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$  und die Strömungswinkel  $\beta_1^*$  und  $\beta_2^*$  treten beim Betrieb des Verdichters im Auslegungspunkt auf. Für die Nachrechnung des Kennfeldes sind nun aber Betriebspunkte bei Teil- und Überlast, sowie Teil- und Überdrehzahl zu berechnen, dies ist mit Hilfe der Gittercharakteristiken möglich.

Abbildung 5.2 zeigt den Zusammenhang dieser Größen.

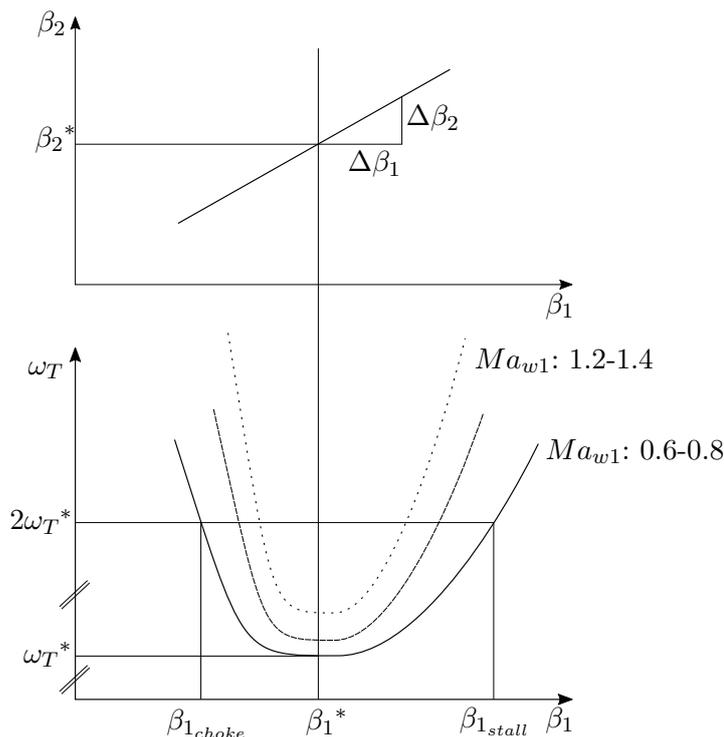


Abbildung 5.2: Gittercharakteristiken

Sobald der Axialverdichter nicht mehr im Auslegungspunkt betrieben wird, kommt es zu einer Fehlanströmung der Schaufelgitter, wie sie in Abschn. 2.4.2 beschrieben wurde. Der Verlauf des Totaldruckverlustbeiwerts ist von parabolischer Form, wobei bei steigender Fehlanströmung der Totaldruckverlustbeiwert ebenfalls ansteigt. Neben dem Zuströmwinkel ist  $\omega_T$  von der Relativzuströmmachzahl  $Ma_{w1}$  abhängig. Höhere Machzahlen bewirken einen steileren Anstieg der

Verlustkurve, wodurch der mögliche Inzidenzbereich verkleinert wird. Der Abströmwinkel  $\beta_2$  weist einen linearen Verlauf auf und steigt mit dem Zuströmwinkel  $\beta_1$ .

Der Totaldruckverlustbeiwert

$$\omega_T = \frac{p_{T1} - p_{T2}}{p_{T1} - p_1} \quad (5.1)$$

ist als Verhältnis der Totaldruckdifferenz von Gittereintritt zu Gitteraustritt und dem dynamischen Druck am Gittereintritt definiert. Hearsey ermittelt den Totaldruckverlustbeiwert für jeden Betriebspunkt mittels der Beziehung

$$\omega_T = \omega_T^* \left[ 1 + \left( \frac{\beta_1 - \beta_1^*}{\beta_{1_{stall,choke}} - \beta_1^*} \right)^2 \right]. \quad (5.2)$$

Dabei wird, je nachdem ob  $\beta_1$  größer oder kleiner als  $\beta_1^*$  ist,  $\beta_{1_{stall}}$  bzw.  $\beta_{1_{choke}}$  verwendet. Es ist anzumerken, dass diese Winkel nur angeben bei welchen Zuströmwinkeln der Totaldruckverlustbeiwert den doppelten Wert annimmt und nicht ob eine Ablösung, bzw. Verstopfung auftritt. Die Verwendung der Begriffe choke und stall sollen nur den Teil-, bzw. Überlastbereich kennzeichnen. Der Totaldruckverlustbeiwert wird meist durch einen Wert von  $\omega_{T_{max}} = 0.4 \sim 0.5$  begrenzt, Hearsey gibt einen Maximalwert von  $\omega_{T_{max}} = 0.5$  aus.

Der Abströmwinkel  $\beta_2$  wird von Hearsey mit der linearen Beziehung

$$\beta_2 = \beta_2^* + (\beta_1 - \beta_1^*) \left( \frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1} \right) \quad (5.3)$$

berechnet.

Die Bestimmung der Gittercharakteristiken kann mittels experimenteller Daten oder durch numerische Berechnung der Strömung in der S1-Stromfläche erfolgen [34].

### 5.3 Modellbildung

Die Angabe der Geometriedaten im Berechnungsprogramm erfolgt vereinfacht durch die Eingabe von Rechenstationen. Dabei wird das Duct-Flow-Verfahren angewendet, sodass an jede Schaufelvorderkante und Schaufelhinterkante eine Rechenstation gelegt wird. Jede Rechenstation wird durch zwei Punkte bestimmt, wobei jeweils ein Punkt auf der Nabenkontur und einer auf der Gehäusekontur liegt. Vor der Rechenstation der Vorleitreihe werden vier weitere Stationen definiert, wobei die erste davon für die Angabe der Eintrittsbedingungen verwendet wird. Vier weitere Rechenstationen werden nach der Nachleitreihe angeordnet, dies hat den Zweck, dass die Eintritts- und Austrittszustände nicht direkt vor, bzw. hinter einer Schaufelreihe aus-, bzw. angegeben werden sollen. Zusätzlich zu diesen 28 Rechenstationen werden sieben Stromlinien

gleichmäßig verteilt über die Kanalhöhe vorgegeben, womit sich insgesamt 196 Knotenpunkte ergeben. An diesen Punkten werden von Hearsey die lokalen Ergebnisse ausgegeben. Das gebildete Rechenetz ist in Abb. 5.3 ersichtlich.

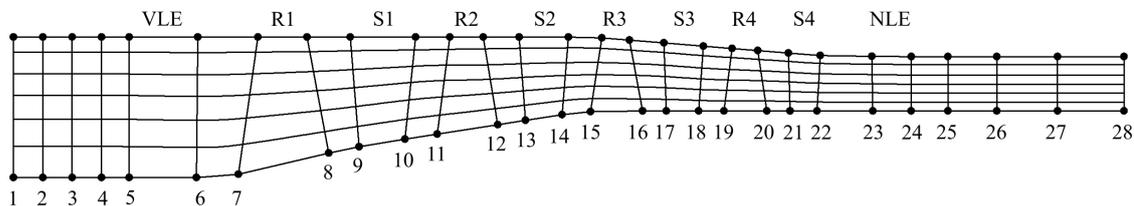


Abbildung 5.3: Rechenetz

## 5.4 Bestimmung der Gittercharakteristiken

Wie bereits erwähnt können die Gittercharakteristiken auf experimentellen oder numerischen Weg ermittelt werden. Eine numerische Bestimmung wäre zu zeitaufwändig, deshalb erfolgt die Bestimmung der Charakteristiken auf Basis von Umlenk- und Verlustkorrelationen, die experimentell ermittelt wurden. Solche Korrelationen sind in der Literatur für zahlreiche Anwendungsfälle vorhanden. Eine der meist verwendeten sind die Korrelationen nach Lieblein [24]. Diese basieren auf Untersuchungen von NACA 65- Profilen im Windkanal, eine der umfangreichsten wurden von Herrig et al. [16] durchgeführt.

Für die Ermittlung des Referenzinzidenzwinkels nach Lieblein  $i^*$  muss zunächst der Inzidenzwinkel, bei dem der minimale Totaldruckverlustbeiwert auftritt, für ein ungewölbtes NACA 65-Profil mit einem Dickenverhältnis von  $\frac{d}{s} = 10\%$  bestimmt werden. Um anschließend den Referenzinzidenzwinkel für ein beliebiges Profil zu erhalten, werden Korrekturfaktoren für die Dicke, Wölbung und Profiltyp angewendet. Damit ergibt sich für den Referenzinzidenzwinkel nach Lieblein

$$i^* = K_t K_{sh} (i_0)_{10} + n\varphi, \quad (5.4)$$

wo  $K_t$  und  $K_{sh}$  die Korrekturfaktoren für Dicke und Profiltyp,  $(i_0)_{10}$  der Inzidenzwinkel des ungewölbten Profils mit 10% Dicke,  $\varphi$  die Wölbung des Profils und  $n$  die Variation der Wölbung mit der Inzidenz sind.

### 5.4.1 Korrelationen nach Çetin et al.

Da bei Transsonikverdichtern insbesondere der Machzahleinfluss bestimmend ist, wären Korrelationen von Vorteil, die diesen berücksichtigen. Eine Lösung dafür fanden Çetin et al. [9], die Verlust- und Umlenkkorrelationen für transsonische Axialverdichter aufstellten.

Der Referenzinzidenzwinkel wird hierbei von Lieblein übernommen, jedoch um einen Korrekturfaktor, der abhängig von der Relativmachzahl und Profiltyp ist, erweitert. Für DCA-Profile erhält man folgende Beziehung für den korrigierten Referenzinzidenzwinkel:

$$i_{cor}^* = i^* + 0.7238Ma_{w1} + 7.5481. \quad (5.5)$$

Der Referenzdeviationswinkel  $\delta^*$  wird nach Çetin et al. durch die bekannte „Carter’s rule“ bestimmt und wieder für transsonische Bedingungen korrigiert. Nach Carter [8] ist der Deviationswinkel, bei dem der minimale Totaldruckverlustbeiwert auftritt, definiert als

$$\delta^* = \frac{\varphi m_c}{\sqrt{\sigma}}, \quad (5.6)$$

mit einem geometrieabhängigen Parameter  $m_c$ . Damit kann nun der korrigierte Referenzdeviationswinkel als

$$\delta_{cor} = -1.099379 + 3.0186\delta^* - 0.1988\delta^{*2} \quad (5.7)$$

angegeben werden.

Für den minimalen Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$  schlagen Çetin et al. die Korrelation nach Koch und Smith [22] vor. Dieser Verlustbeiwert beinhaltet neben dem Profilverlust auch stoßinduzierte Verluste und ist eine Funktion des Referenzinzidenzwinkels und der Machzahl. Çetin et al. verglichen mehrere Verlustmodelle mit experimentell bestimmten Daten und befanden die Korrelation von Koch und Smith als die zufriedenstellendste für transsonische Schaufelgitter. Des Weiteren berücksichtigt sie so gut wie alle Einflussfaktoren, wie zB. die Kontraktion des Strömungsquerschnittes und die Schaufeloberflächenrauheit.

Anhand von experimentell gewonnenen Daten haben Çetin et al. Regressionskurven für den Totaldruckverlustbeiwert ermittelt. Sie stellten dabei eine große Abhängigkeit von der Machzahl fest, sowie eine Abhängigkeit des Profiltypes. Die Daten für den Teillastbereich und Überlastbereich wurden getrennt behandelt und es wurde mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Beziehung

$$\omega_T = \omega_T^* + c_m (i - i_{cor}^*)^2 \quad (5.8)$$

aufgestellt.

Dabei nimmt  $c_m$ , je nachdem ob der Teil- oder Überlastbereich betrachtet wird, verschiedene Werte an, diese sind für DCA-Profile der Tab. 5.2 zu entnehmen.

Betriebsbereich	Bestimmungsgleichung
Teillast	$c_m = 0.02845Ma_{w1} - 0.01741$
Überlast	$c_m = 0.005Ma_{w1} - 0.00075$

Tabelle 5.2: Bestimmungsgleichungen  $c_m$

Damit können nun die Inzidenzwinkel, bei denen der doppelte Verlustbeiwert auftritt, mit

$$i_{stall,choke} = i_{cor}^* \pm \sqrt{\frac{\omega_T^*}{c_m}} \quad (5.9)$$

berechnet werden.

Für die Bestimmung des Abströmwinkels verwenden Çetin et al. die Korrelation nach Creveling und Carmody [10], welche eine nichtlineare Polynomfunktion hohen Grades enthält und nur vom Inzidenzwinkel abhängig ist. Damit ist diese Korrelation nicht mit dem Berechnungsprogramm Hearsey kompatibel, welches den Abströmwinkel mittels der Gl. (5.3) berechnet.

Deshalb wird für die Nachrechnung der Gradient  $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$  ebenfalls nach Lieblein ermittelt, der für den Abströmwinkel denselben analytischen Ansatz wie das Berechnungsprogramm verwendet.

#### 5.4.2 Anwendung der Korrelationen

Die ausgewählten Korrelationen können nun verwendet werden, um die Gittercharakteristiken des Transsonikverdichters zu bestimmen. Für jede Schaufelreihe werden diese an sieben Punkten entlang der Schaufelhöhe bestimmt. Dabei sei angemerkt, dass die Anzahl und Stelle der vorgegebenen Stromlinien nicht mit den Punkten übereinstimmen muss, an denen die Gittercharakteristiken bestimmt werden. Exemplarisch soll die Berechnung der Umlenkkorrelationen für den Rotor der ersten Laufreihe vorgestellt werden. Der ausgewählte Punkt befindet sich auf 50% der radialen Höhe, welcher somit auf der Schaufelmitte liegt. Die Geometriedaten für diesen Punkt sind in Tab. 5.3 aufgelistet.

Für die Anwendung der Korrelationen ist zusätzlich die Kenntnis des tatsächlichen Zuströmwinkels  $\beta_1$  im Auslegungspunkt, sowie die Relativzuströmmachzahl  $Ma_{w1}$  notwendig. Diese Werte wurden einer ersten Auslegungsrechnung entnommen und betragen für den betrachteten Punkt  $\beta_1 = -56^\circ$  und  $Ma_{w1} = 0.9$ .

Sehnenlänge $s$	105.44mm
Solidity $\sigma$	1.3171
Staffelungswinkel $\gamma$	-47.75°
Schaufelwinkel am Eintritt $\kappa_1$	-52.58°
Schaufelwinkel am Austritt $\kappa_2$	-42.92°
max. Dickenverhältnis $\frac{d}{s}$	0.04

Tabelle 5.3: Geometriedaten Rotorschaufel Stufe 1, Schaufelmitte

Viele Parameter und Korrekturwerte basieren auf empirisch gewonnenen Daten, welche aus Diagrammen, die in Lieblein [24] abgebildet sind, ausgelesen werden müssen. Dies ist sehr zeitaufwändig und nicht von hoher Genauigkeit. Abhilfe dafür schaffte Aungier [1], der für diese Werte analytische Ansatzfunktionen aufgestellt hat.

Damit kann nun der Referenzinzenzwinkel und in weiterer Folge der Referenzzuströmwinkel ermittelt werden. Der Inzenzwinkel des ungewölbten Profils mit 10% Dicke beträgt  $(i_0)_{10} = 5.60^\circ$ . Lieblein schlägt für DCA-Profile einen Profilkorrekturfaktor von  $K_{sh} = 1.1$  vor, der Korrekturfaktor für das Dickenverhältnis beträgt in diesem Fall  $K_t = 0.57$ . Die Variation der Wölbung ergibt in Abhängigkeit von  $\beta_1$  und der Solidity  $\sigma$  den Wert  $n = -0.17$ . Daraus erhält man mit der Gl. (5.4)

$$i^* = K_t K_{sh} (i_0)_{10} + n\varphi = 0.595^\circ.$$

Die Korrektur nach Çetin et al. liefert

$$i_{cor}^* = i^* + 0.7238 Ma_{w1} + 7.5481 = 8.79^\circ,$$

womit man für den Referenzzuströmwinkel

$$\beta_1^* = \kappa_1 + i_{cor}^* = -61.37^\circ$$

erhält. Anzumerken sei, dass Rotoren im Berechnungsprogramm durch negative Winkel definiert werden. Dementsprechend muss bei den Rotoren der Inzenzwinkel vom Metallwinkel abgezogen werden.

Mit Hilfe der Bestimmungsgleichungen aus Tab. 5.2 können die Werte für  $c_m$  ermittelt werden.

$$c_{m_{stall}} = 0.02845 Ma_{w1} - 0.01741 = 0.0037315$$

$$c_{m_{choke}} = 0.005 Ma_{w1} - 0.00075 = 0.018456$$

Gleichung (5.9) liefert für die Inzidenzwinkel, bei denen der doppelte Totaldruckverlustbeiwert auftritt

$$i_{stall} = i_{cor}^* + \sqrt{\frac{\omega_{T^*}}{c_{m_{stall}}}} = 11.975^\circ$$

und

$$i_{choke} = i_{cor}^* - \sqrt{\frac{\omega_{T^*}}{c_{m_{choke}}}} = 7.361^\circ.$$

Diese werden wieder auf den Schaufelwinkel  $\kappa_1$  angewendet, womit man die Zuströmwinkel  $\beta_{1_{stall}}$  und  $\beta_{1_{choke}}$  erhält.

$$\beta_{1_{stall}} = \kappa_1 + i_{stall} = -64.56^\circ$$

$$\beta_{1_{choke}} = \kappa_1 - i_{choke} = -59.94^\circ$$

Für die Berechnung des Referenzabströmwinkels muss zunächst der Referenzdeviationswinkel nach Carter ermittelt werden. Der vom Schaufelprofil und Staffelungswinkel abhängige Parameter  $m_c$  beträgt für den betrachteten Punkt  $m_c = 0.3$ . Somit ergibt sich für den Referenzdeviationswinkel

$$\delta^* = \frac{\varphi m_c}{\sqrt{\sigma}} = 2.532^\circ.$$

Die Korrektur für transsonische Gitter liefert

$$\delta_{cor} = -1.099379 + 3.0186\delta^* - 0.1988\delta^{*2} = 6.04^\circ.$$

Schließlich kann der Referenzabströmwinkel, mit Hilfe des Schaufelwinkels am Austritt  $\kappa_2$ , berechnet werden.

$$\beta_2^* = \kappa_2 + \delta_{cor}^* = -48.96^\circ$$

Der Gradient  $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$  wird in Abhängigkeit vom Zuströmwinkel  $\beta_1$  und der Solidity  $\sigma$  ermittelt und beträgt  $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1} = 0.08$ .

Alle berechneten Werte sind in Tab. 5.4 zusammengefasst, zum Vergleich sind noch die Werte für Schaufelpunkte an Nabe und Gehäuse eingetragen.

Gittercharakteristik	Nabe	Schaufelmitte	Gehäuse
minimaler Totaldruckverlustbeiwert $\omega_T^*$	0.05434	0.0378	0.0726
Referenzzuströmwinkel $\beta_1^*$	$-46.65^\circ$	$-61.37^\circ$	$-73.15^\circ$
Referenzabströmwinkel $\beta_2^*$	$-14.43^\circ$	$-48.96^\circ$	$-61.00^\circ$
„stall“-Winkel $\beta_{1_{stall}}$	$-51.38^\circ$	$-64.56^\circ$	$-77.01^\circ$
„choke“-Winkel $\beta_{1_{choke}}$	$-43.20^\circ$	$-59.94^\circ$	$-71.60^\circ$
Gradient $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$	0.03	0.08	0.26

Tabelle 5.4: Gittercharakteristiken Rotor 1 an ausgewählten Positionen entlang der Schaufelhöhe

## 5.5 Kennfeldnachrechnung

Für die Nachrechnung eines Betriebspunktes sind neben der Angabe des Rechenetzes und der Gittercharakteristiken auch die Angabe von Randbedingungen notwendig. Diese betragen für den Umgebungstotaldruck  $p_{T0} = 0.975$  bar und Umgebungstotaltemperatur  $T_{T0} = 293.15$  K.

Wie bereits erwähnt werden die Gittercharakteristiken an sieben Punkten entlang der Schaufelhöhe angegeben. Diese stimmen in diesem Fall mit den vorgegebenen Stromlinien überein, welche auf 0%, 16%, 33%, 50%, 67%, 86% und 100% der jeweiligen Ringraumhöhe liegen.

Des Weiteren werden in dieser Berechnung die Seitenwandgrenzschichten für jede Rechenstation festgelegt und dem Berechnungsprogramm vorgegeben. Diese Werte entstammen, wie die Geometriedaten, ebenfalls aus AGARD AR-175 [17].

Die Nachrechnung erfolgt für die Drehzahlen von  $n^* = \frac{n_{red}}{n_{ref}} = 68.5\%$ ,  $n^* = 90\%$ ,  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$ . Die Referenzdrehzahl beträgt dabei  $n_{ref} = 15000 \frac{U}{min}$ . Die Auswahl dieser Drehzahlen erfolgt in Anlehnung an AGARD AR-175, in dem Messergebnisse des Kennfeldes für die ausgewählten Drehzahlen enthalten sind.

Die gesamten Eingabedaten werden in einer fort.5 Datei hinterlegt und von Hearsey eingelesen. Eine gekürzte Version der Eingabedatei ist im Anhang A abgebildet. Die Ausgabe der Berechnung erfolgt durch eine sehr ausgiebige fort.6 Datei, weshalb diese hier nicht weiter behandelt wird. Weitere ausführliche Informationen zur Ein- und Ausgabe von Hearsey sind den Handbüchern [15] und [28] zu entnehmen.

Die durchgeführten Nachrechnungen liefern mit diesen Einstellungen keine zufriedenstellenden Ergebnisse hinsichtlich Massenstrom und Totaldruckverhältnis, die mit den Messungen vergleichbar sind. Generell wird sehr schwer Konvergenz erreicht, außerdem treten sehr hohe Verluste und starke Umlenkungen auf. Somit kann Hearsey mit den berechneten Gittercharakteristiken kein korrektes Kennfeld nachrechnen.

Im nächsten Schritt sollen die Charakteristiken so angepasst werden, dass eine gute Annäherung an die Messungen erzielt werden kann.

Betrachtet man zunächst die berechneten Referenzinzenzwinkel  $i_{cor}$ , so erkennt man, dass diese in einer Größenordnung von  $10^\circ$  liegen und damit relativ hoch sind. Dies lässt sich leicht durch die Korrektur für transsonische Gitterströmungen erklären. Außerdem ist der Bereich zwischen stall- und choke-Winkel sehr klein, wodurch die hohen Verluste auftreten, da es schon bei geringen Profilfehlanströmungen zu hohen Totaldruckverlustbeiwerten kommt. Deshalb wird im ersten Schritt der Referenzinzenzwinkel von Lieblein ohne Korrektur nach Çetin et al. verwendet.

Zusätzlich ist es nun notwendig die Referenzabströmwinkel  $\beta_2^*$  anzupassen, da sonst die Umlenkungen nicht mehr den tatsächlichen Gittern entsprechen. Dementsprechend werden auch hier die Korrekturen nach Çetin et al. vernachlässigt.

Für die Inzenzwinkel  $\beta_{1_{choke}}$  und  $\beta_{1_{stall}}$ , bei denen der doppelte Verlustbeiwert auftritt, zeigt sich, dass die folgende Anpassung die besten Ergebnisse liefert:

- Beibehaltung der berechneten stall- und choke-Inzenzwinkel nach Çetin et al.
- Winkel werden vertauscht angewendet, sodass der stall-Inzenzwinkel dem Schaufelwinkel abgezogen wird und somit den choke-Winkel  $\beta_{1_{choke}}$  ergibt. Selbiges gilt für den stall-Winkel  $\beta_{1_{stall}}$ , wo dem Schaufelwinkel der choke-Inzenzwinkel addiert wird.

Der minimale Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$  wird unverändert übernommen, genauso wie der Gradient  $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$ .

Tabelle 5.5 zeigt einen Vergleich zwischen den ursprünglichen und den angepassten Gittercharakteristiken.

Gittercharakteristik	angepasst	nach Çetin et al.
minimaler Totaldruckverlustbeiwert $\omega_T^*$	0.0378	0.0378
Referenzströmungswinkel $\beta_1^*$	$-53.18^\circ$	$-61.37^\circ$
Referenzabströmungswinkel $\beta_2^*$	$-45.45^\circ$	$-48.96^\circ$
„stall“-Winkel $\beta_{1_{stall}}$	$-59.94^\circ$	$-64.56^\circ$
„choke“-Winkel $\beta_{1_{choke}}$	$-40.60^\circ$	$-59.94^\circ$
Gradient $\frac{\Delta\beta_2}{\Delta\beta_1}$	0.08	0.08

Tabelle 5.5: Vergleich der Gittercharakteristiken Rotor 1 mittlere Stromlinie

Die angepassten Gittercharakteristiken liefern sehr gute Ergebnisse, die im nachfolgenden Kapitel vorgestellt werden sollen.

# Kapitel 6

## Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen nun die Ergebnisse des nachgerechneten vierstufigen Transsonikverdichters präsentiert und erläutert werden. Dabei wurden die in Abschn. 5.5 vorgenommenen Einstellungen zur Nachrechnung verwendet.

Zunächst werden die globalen Daten des Axialverdichters, wie Massenstrom, Totaldruckverhältnis und isentroper Wirkungsgrad betrachtet. Für diese Größen sind Vergleichswerte anhand von Messergebnissen verfügbar, die im AGARD Advisory Report-175 [17] enthalten sind.

Des Weiteren werden die Stufencharakteristiken der ersten und letzten Stufe dargestellt. Neben der Auslegungsdrehzahl soll auch das Verhalten bei Teildrehzahlen erläutert und der Zusammenhang zwischen Druckziffer, Arbeitszahl und isentropen Stufenwirkungsgrad aufgezeigt werden.

Anschließend erfolgt eine Betrachtung der Relativmachzahl für Ein- und Austritt aller Laufreihen. Diese ist ausschlaggebend für die auftretenden Verluste in einem transsonischen Axialverdichter.

Zuletzt wird gezeigt, wie anhand der in Kap. 2.4.5 vorgestellten Belastungskriterien das Erreichen der Pumpgrenze gekennzeichnet wird. Verwendet werden dabei der Diffusionsfaktor nach Lieblein, das Kriterium nach de Haller, sowie der Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T$ .

### 6.1 Kennfeld

Das nachgerechnete Kennfeld ist in Abb. 6.1 und Abb. 6.2 dargestellt. Zusätzlich zu den berechneten Kennlinien, sind in Abb. 6.1 die Messergebnisse aus [17] zum Vergleich abgebildet. Außerdem ist die Betriebslinie, sowie die Pumpgrenze eingetragen. Erstgenannte wurde dabei so gewählt, dass sie die Betriebspunkte maximalen Wirkungsgrades durchläuft, welche auch „best efficiency point(s)“ (BEP) genannt werden. Die Lage der Pumpgrenze wurde in einem ersten Schritt durch das Kriterium nach de Haller abgeschätzt und in weiterer Folge durch den Diffusionsfaktor und den Totaldruckverlustbeiwert bestätigt.

Das Kennfeld von Axialverdichtern ist von steilen Kennlinien gekennzeichnet. Auch im betrachteten Fall kann man dieses Verhalten erkennen, wobei hier die Steigung der Linien sehr ausgeprägt ist, insbesondere im hohen Drehzahlbereich. Beispielsweise beträgt die Differenz zwischen maximalen und minimalen Massenstrom bei der Auslegungsdrehzahl  $\Delta\dot{m}_{100} = 2.04 \frac{kg}{s}$ .

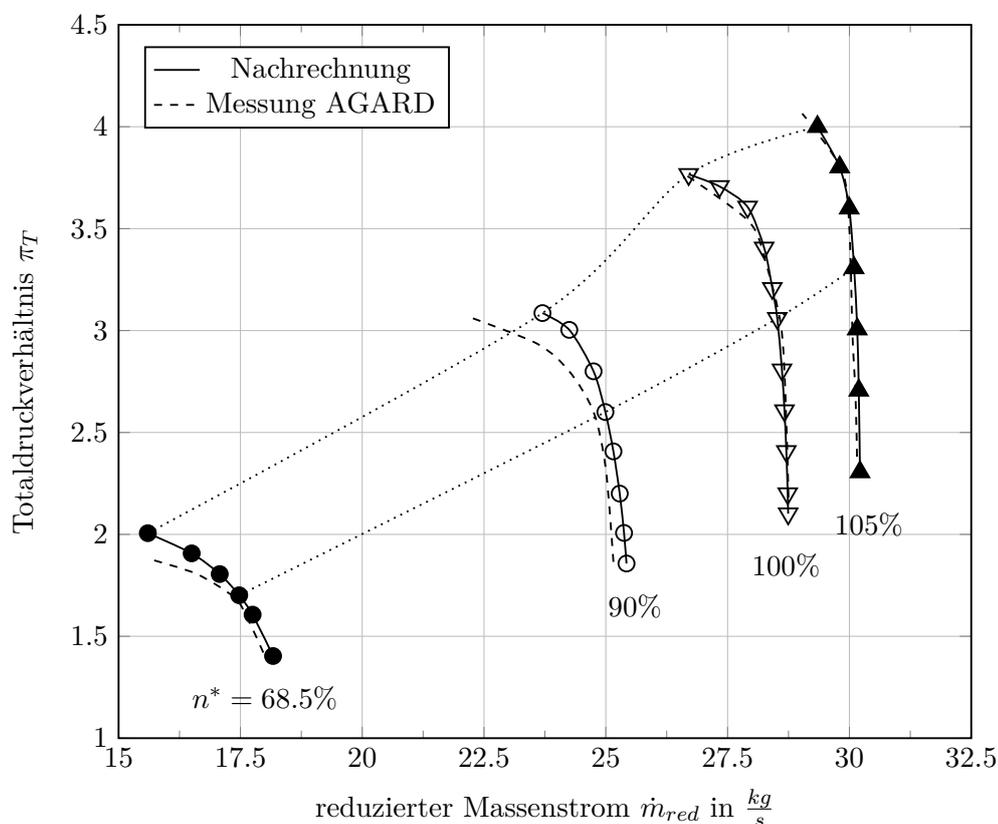


Abbildung 6.1: Totaldruckverhältnis 4-stufiger BBC/Sulzer Transsonikverdichter

Betrachtet man die Kennlinie für die Drehzahl  $n^* = 68.5\%$ , so sieht man, dass diese gut nachgerechnet wurde, lediglich im Bereich der Pumpgrenze ist ein zu hohes Totaldruckverhältnis erzielt worden.

Noch ausgeprägter ist dieses Verhalten bei der Kennlinie  $n^* = 90\%$  zu erkennen. Generell erhält man im Teildrehzahlbereich mit der Nachrechnung durch Hearsey einen gering höheren Massenstrom, sowie eine steilere Kennlinie im gedrosselten Bereich. Des Weiteren wird im Vergleich zu den Messungen relativ früh die Pumpgrenze erreicht, wodurch sich auch der leichte Knick im Verlauf der Grenze ergibt. Auf der anderen Seite wird die Schluckgrenze sehr gut bestimmt. Die Punkte auf der genannten Grenze weisen beim Eintritt zur Nachleitreihe Machzahlen von  $Ma = 1$  auf, womit der Verdichter sperrt und keinen weiteren Massenstrom mehr fördern kann.

Die Kennlinie für die Auslegungsdrehzahl  $n^* = 100\%$  weist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen auf. Insbesondere der Auslegungspunkt wurde ziemlich exakt nachgerechnet. Einzig im Pumpgrenzbereich kann man einen gering steileren Verlauf der Kennlinie

erkennen, dieser ist jedoch nicht so stark ausgeprägt wie bei den Teildrehzahlen  $n^* = 68.5\%$  und  $n^* = 90\%$ .

Im Überdrehzahlbereich konnte ebenfalls eine sehr gute Nachrechnung der Kennlinie erzielt werden. Bei  $n^* = 105\%$  ist entlang der gesamten Kennlinie keine gravierende Abweichung zur Messung erkennbar. Somit kann Hearsey für die Auslegungsdrehzahl und im Überdrehzahlbereich ein sehr gutes Kennfeld nachrechnen. Für Teildrehzahlen ergibt sich ein marginal höherer Massenstrom und steilere Kennlinien.

Um das Kennfeld zu komplettieren, wird der isentrope Wirkungsgrad  $\eta_s$  für jede Drehzahl über den reduzierten Massenstrom auftragen. Die berechneten Wirkungsgradlinien sind in Abb. 6.2 dargestellt. Wie beim Totaldruckverhältnis sind auch hier die Daten der Messung aus [17] zum Vergleich abgebildet.

Die Wirkungsgradlinien steigen dabei bis zu einem Maximum an und sinken dann wieder im entdrosselten Bereich sehr steil. Die Maxima aller Drehzahlen wurden sehr gut nachgerechnet, nur im Überlastbereich kommt es zu bemerkbaren Differenzen.

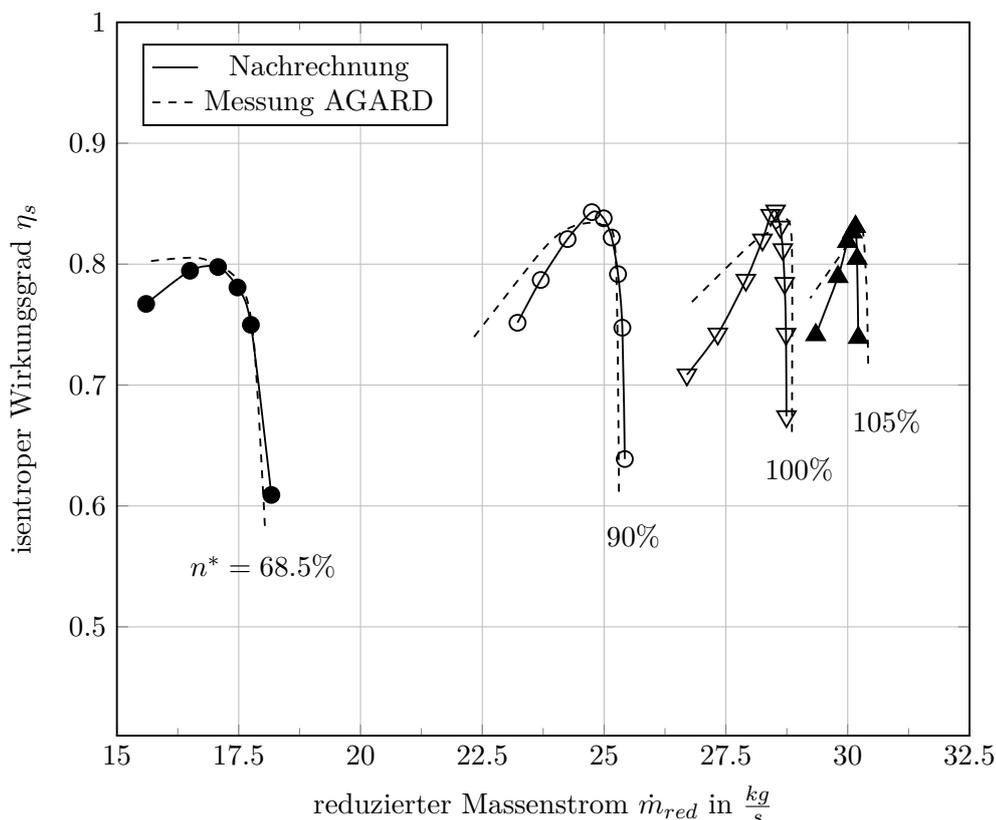


Abbildung 6.2: Isentroper Wirkungsgrad 4-stufiger BBC/Sulzer Transsonikverdichter

Die Wirkungsgradlinie der Drehzahl  $n^* = 68.5\%$  wurde sehr gut an die der Messung angenähert. Der bereits erwähnte niedrigere Wirkungsgrad im Bereich der Pumpgrenze ist hier gut ersichtlich.

Die beste Nachrechnung des Wirkungsgrades erfolgt für die Kennlinie mit der Drehzahl  $n^* = 90\%$ . Bis zum Maximum von  $\eta_s = 85\%$  verläuft die nachgerechnete Kennlinie steiler als die Wirkungsgradlinie aus den Messergebnissen. Anschließend kommt es zu einem sehr ähnlichen Verlauf der Linien.

Interessant sind die Werte für die Auslegungsdrehzahl und Überdrehzahl. Man erkennt bei beiden Verläufen zu niedrige Wirkungsgradwerte im gedrosselten Bereich, jedoch einen steileren Anstieg im Vergleich zu den Messergebnissen, womit die Maximalwerte mit den Werten der Messung übereinstimmen. Der weitere Verlauf im Teillastbereich ist, wie bei den Teildrehzahlen, mit denen der Messung vergleichbar.

Betrachtet man zusätzlich das Totaldruckverhältnis aus Abb. 6.1, so erhält man zwei Erkenntnisse. Einerseits wird der Wirkungsgrad im gedrosselten Bereich von Hearsey zu gering eingeschätzt. Dies steht auch im Einklang mit vorhergehenden Nachrechnungsergebnissen, bei denen andere Einstellungen der Gittercharakteristiken vorgenommen wurden. In diesen Fällen kam es zu einer sehr guten Nachrechnung der Wirkungsgradlinien, der Verlauf der Kennlinien im Überlastbereich war jedoch zu steil.

Andererseits weist dieses Verhalten Unterschiede innerhalb der Drehzahlbereiche auf. Bei den Teildrehzahlen  $n^* = 68.5\%$  und  $n^* = 90\%$  werden gute Werte für den Wirkungsgrad erzielt, jedoch ist ein zu steiler Verlauf der Kennlinien im Bereich der Pumpgrenze erkennbar. Auf der anderen Seite werden die Kennlinien der Drehzahlen  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$  exakt dargestellt, aber man erhält zu niedrige Werte für den Wirkungsgrad im gedrosselten Bereich. Ein Grund für dieses gegensätzliche Verhalten sind die unterschiedlichen Strömungsbedingungen. Wie später in Kap. 6.3 gezeigt wird, läuft der Verdichter bei den Teildrehzahlen ausschließlich im (hohen) subsonischen Bereich, transsonische Gitterströmungen werden erst bei  $n^* = 100\%$  erreicht.

## 6.2 Stufencharakteristik

Nun sollen die Charakteristiken der ersten und letzten Verdichterstufe genauer betrachtet werden, welche im Abschn. 2.4.3 bereits erläutert wurden. Dadurch ist es möglich erste Ablösungserscheinungen einzelner Stufen (stall) zu bestimmen, sowie auch Stufen zu identifizieren, die zum Sperren neigen.

Zunächst sollen die Ergebnisse für die Auslegungsdrehzahl vorgestellt werden. Anschließend erfolgt auch eine Diskussion der Stufencharakteristiken bei Teildrehzahlen.

### 6.2.1 Auslegungsdrehzahl

Die Charakteristiken der ersten und letzten Stufe, bei der Drehzahl  $n^* = 100\%$  sind in Abb. 6.3 dargestellt.

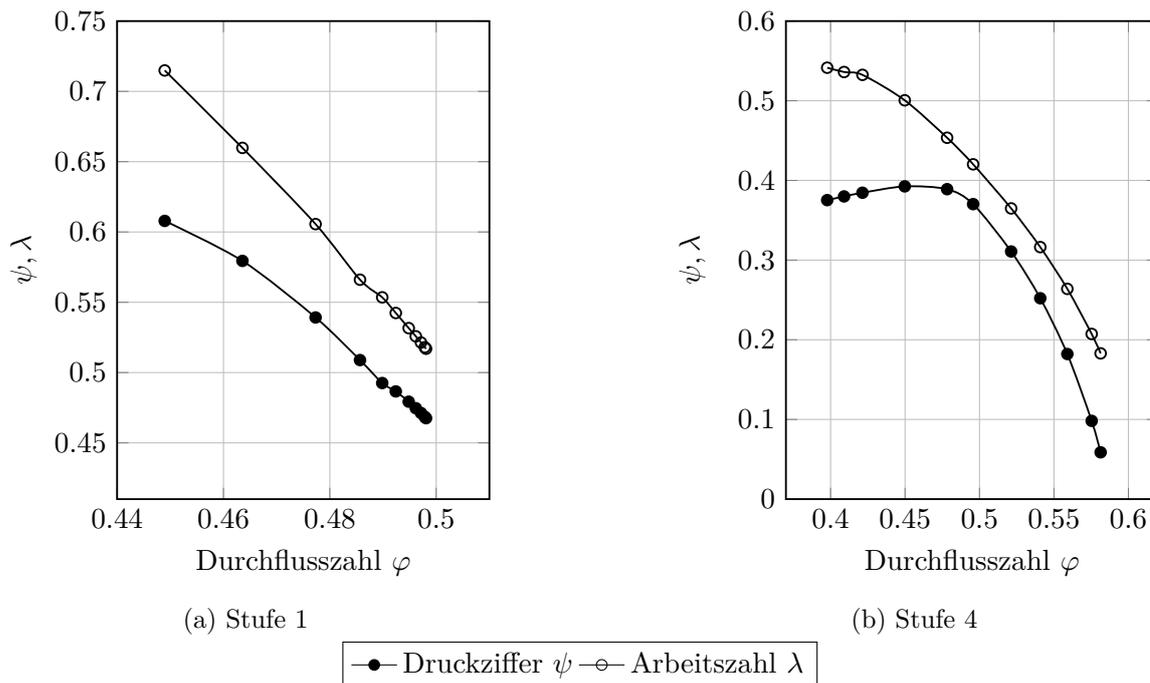


Abbildung 6.3: Stufencharakteristik 100% Drehzahl

Die Steigung der Arbeitszahl  $\lambda$  und Druckziffer  $\psi$  der ersten Stufe sind durchgehend negativ, was somit auf einen stetigen Druckaufbau von der Schluckgrenze bis hin zur Pumpgrenze hindeutet. Man erkennt, dass die  $\psi$ -Charakteristik mit absinkendem  $\varphi$ , also im gedrosselten Bereich, immer flacher wird. Trotzdem wäre ein weiterer Druckaufbau über die Pumpgrenze hinweg noch möglich, solange die Kennlinie nicht überrollt.

Dies wäre bei der letzten Stufe nicht möglich. Im Überlastbereich weist die Druckziffer eine positive Steigung auf, womit hier kein höherer Druckaufbau realisierbar ist und Ablösungen auftreten. Dies bedeutet jedoch nicht zwangsweise, dass der Verdichter ins Pumpen gerät. Solange die übrigen Stufen „einspringen“ und den Druckaufbau übernehmen, ist ein Betrieb des Verdichters möglich.

Generell erkennt man anhand der Charakteristiken der ersten und letzten Stufe sehr gut die Auswirkungen der axialen Abstimmung. Wie bereits erwähnt ist bei der ersten Stufe über den gesamten Betriebsbereich ein Druckaufbau möglich, da Abweichungen vom Auslegungspunkt noch keine signifikanten Auswirkungen haben. Diese vergrößern sich jedoch bis zur letzten Stufe, wo es im Überlastbereich zu Strömungsablösungen kommt. Betrachtet man den entdrosselten Betriebsbereich der letzten Stufe, so erkennt man, dass der Druckaufbau nur mehr minimal ausfällt und die Verluste hoch sind, was durch den kleinen Wert der Druckziffer  $\psi$  gekennzeichnet ist.

Die Bestimmung der Verluste ist durch den Vergleich der Arbeitszahl mit der Druckziffer möglich. Der Theorie nach ist deren Verhältnis nichts anderes als der isentrope Stufenwirkungsgrad.

Um diesen besser zu veranschaulichen, ist der Wirkungsgrad für die erste und letzte Stufe in Abb. 6.4 graphisch dargestellt.

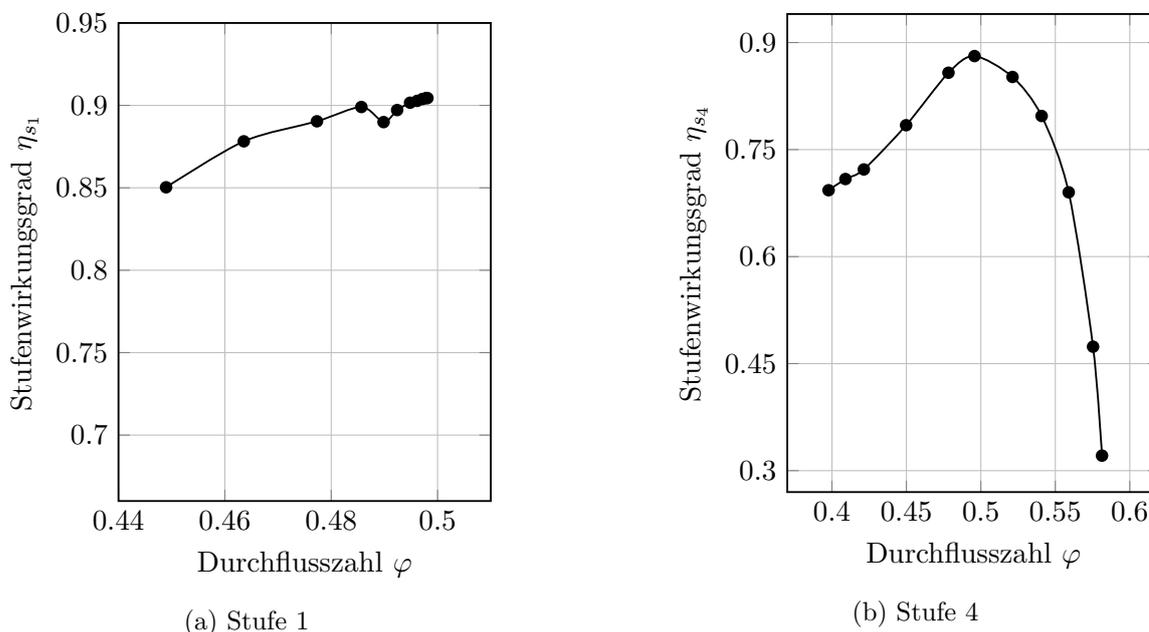


Abbildung 6.4: isentroper Stufenwirkungsgrad 100% Drehzahl

Die erste Stufe weist eine nahezu stetige positive Steigung auf, wonach im entdrosselten Bereich die höchsten Stufenwirkungsgrade auftreten und die Differenz zwischen Arbeitszahl  $\lambda$  und Druckziffer  $\psi$  am kleinsten ist. Der Stufenwirkungsgrad bleibt dabei stets höher als der Gesamtwirkungsgrad des Verdichters bei der Auslegungsdrehzahl.

Unterschiedlich verhält sich der Wirkungsgrad der vierten Stufe. Der niedrigste Wert wird hier im Bereich der Schluckgrenze erreicht, mit knapp über 30%. Im Auslegungspunkt erreicht die Stufe seinen maximalen Wirkungsgrad und weist im gedrosselten Bereich wieder höhere Verluste auf.

### 6.2.2 Teildrehzahl

Das Verhalten der ersten und letzten Verdichterstufe soll nun für die Teildrehzahlen betrachtet werden.

In Abb. 6.5 sind die Charakteristiken für  $n^* = 90\%$  dargestellt. Im Vergleich zur Auslegungsdrehzahl weist die erste Stufe eine flachere  $\psi$ -Kennlinie im Pumpgrenzbereich auf. Dies deutet auf höhere Verluste hin, die durch größer werdende Fehlanströmungen verursacht werden.

Stark bemerkbar ist dieser Effekt im entdrosselten Bereich der letzten Stufe. Hier ist kaum ein Druckaufbau möglich und der Wirkungsgrad geht dementsprechend gegen den Wert  $\eta_{s4} = 0$ . Im Bereich der Überlast kommt es zu einem Überrollen der Kennlinie, sodass auch hier Strömungsablösungen auftreten.

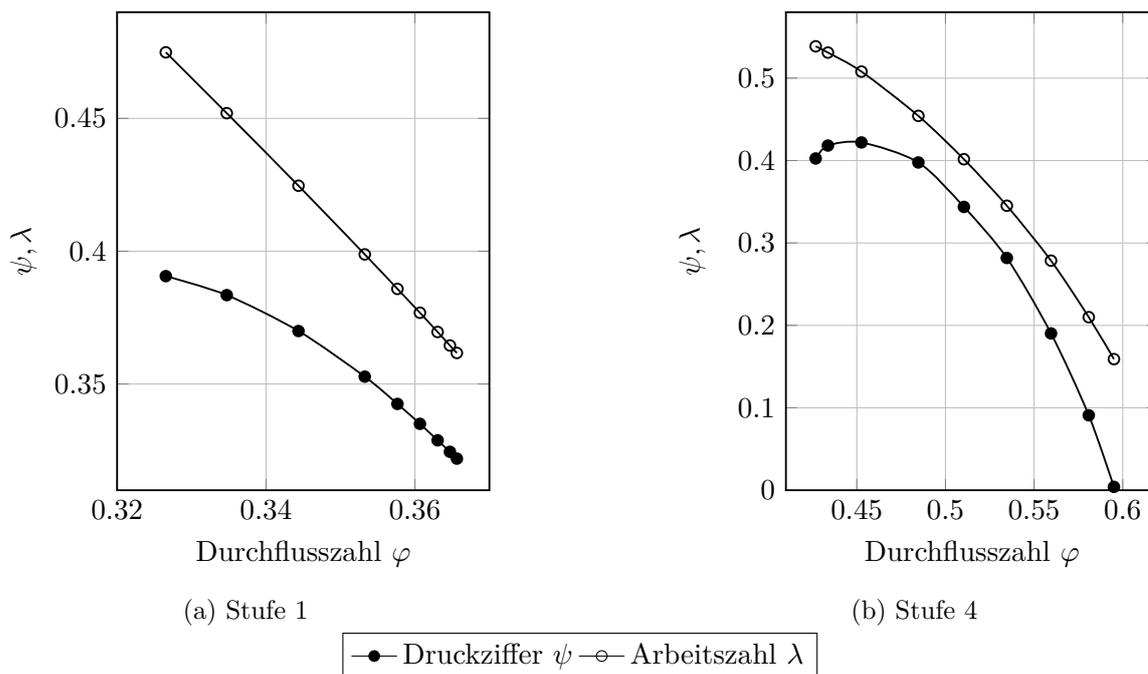


Abbildung 6.5: Stufencharakteristik 90% Drehzahl

Diese Effekte sind für die Drehzahl  $n^* = 68.5\%$  noch deutlicher erkennbar, die Charakteristiken der genannten Drehzahl sind in Abb. 6.6 dargestellt.

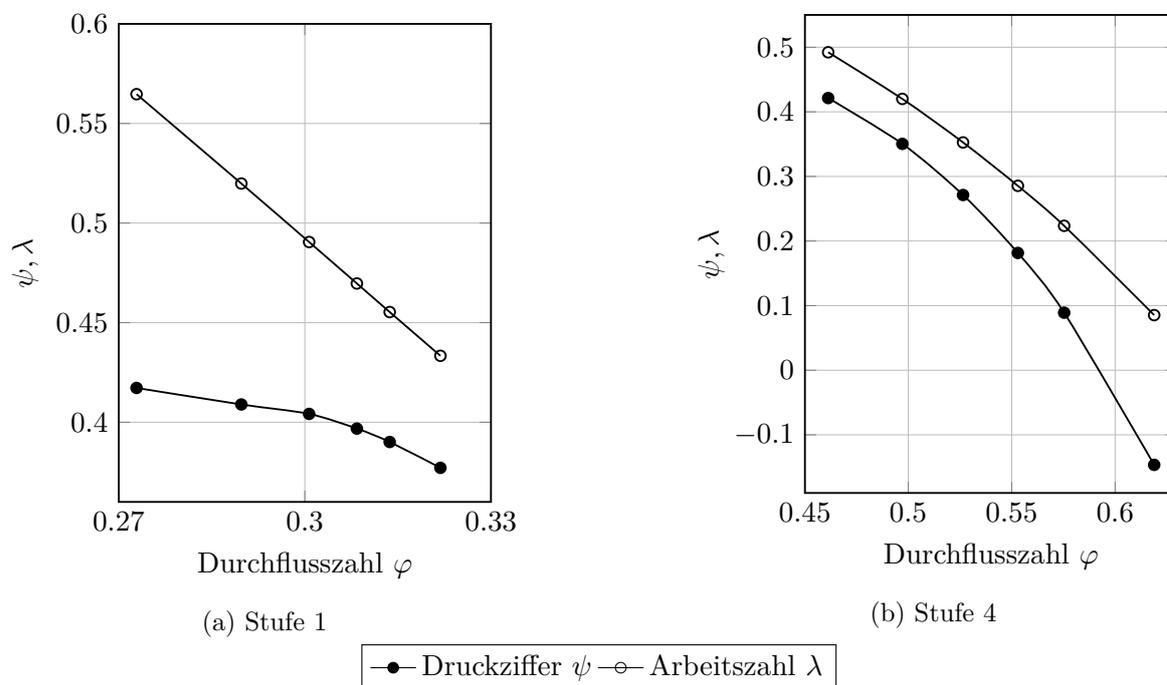


Abbildung 6.6: Stufencharakteristik 68.5% Drehzahl

Die Steigung der Druckzifferkennlinie ist noch leicht negativ, sodass eine Steigerung des Druckaufbaus möglich ist, dieser fällt jedoch sehr gering aus. Generell neigt hier die erste Stufe zu

Strömungsablösungen, dieses Verhalten wurde schon in Abschn. 2.4.3 vorhergesagt. Ebenso verhält sich die letzte Stufe gemäß den Erwartungen. Hier ist eine Strömungsablösung aufgrund negativer Inzidenzen im Bereich hoher Durchflusszahlen erkennbar.

Die Basis für den Verlauf der Druckziffer bildet dabei die radiale Druckverteilung der jeweiligen Stufe. Außerdem kann man an der Druckverteilung die Art der Strömungsablösung erkennen. Diese soll im nächsten Abschnitt genauer betrachtet werden.

### 6.2.3 Radiale Totaldruckverteilung

Maßgeblich für den Wert der  $\psi$ -Charakteristik ist das Verhältnis von Austrittstotaldruck  $p_{T3}$  zu Eintrittstotaldruck  $p_{T1}$ . Insbesondere die radiale Totaldruckverteilung liefert dabei Erkenntnisse für das jeweilige Betriebsverhalten. Dementsprechend sollen nun die radialen Totaldruckverteilungen beim Austritt aus der Leitreihe der jeweiligen Stufe über die bezogene radiale Höhe  $r_{bez}$  dargestellt werden, wobei letztgenannte als

$$r_{bez} = \frac{r - r_{nabe}}{r_{gehäuse} - r_{nabe}} \quad (6.1)$$

definiert ist.

Für die Auslegungsdrehzahl sind wieder die erste und letzte Stufe ausgewählt worden, dargestellt in Abb. 6.7.

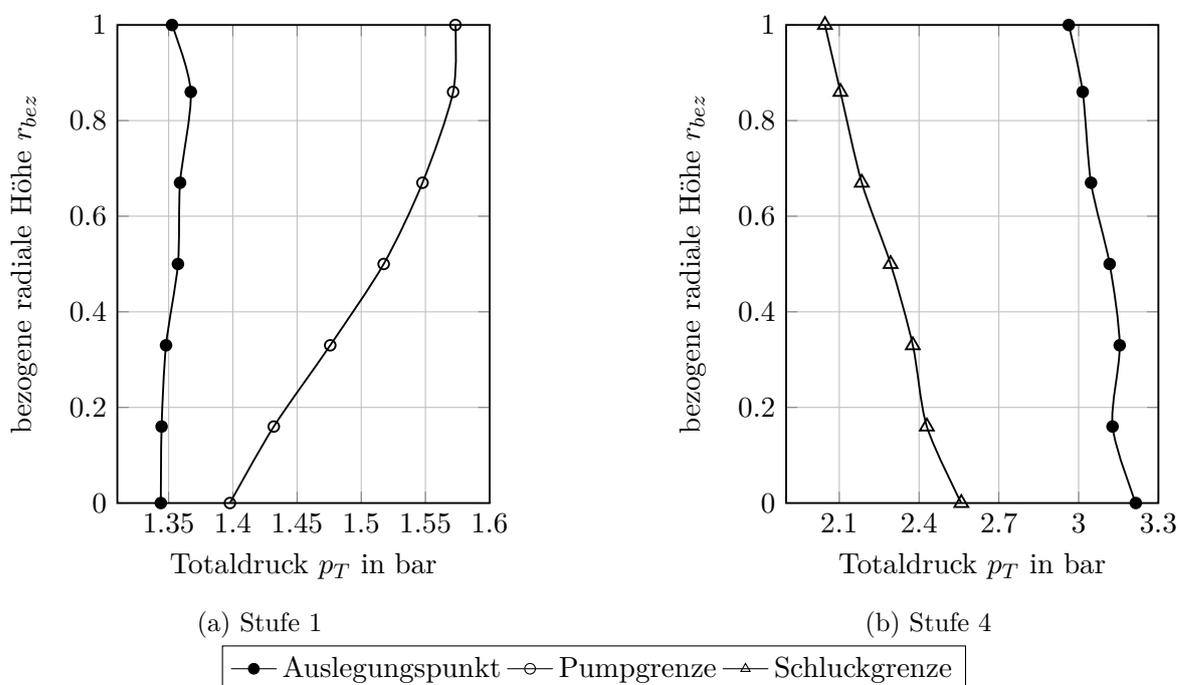


Abbildung 6.7: radiale Totaldruckverteilung 100% Drehzahl

Für die erste Stufe wurden Werte des Auslegungspunktes und der Pumpgrenze verglichen. Der Totaldruck  $p_T$  verläuft im Auslegungspunkt über die Höhe hinweg nahezu konstant, was auf eine gleichmäßige Arbeitsumsetzung der Laufreihe hindeutet. An der Pumpgrenze steigert sich der Totaldruck zum Gehäuse hin, sodass an der Schaufelspitze mehr Arbeit umgesetzt wird als an der Nabe. Das wird unter anderem durch positive Inzidenzen erzielt, die im Extremfall zu Strömungsablösungen führen können. In diesem Fall treten diese jedoch nicht auf, da die Steigung der  $\psi$ -Charakteristik im Bereich der Pumpgrenze negativ ist.

Bei der vierten Stufe sind die Druckverteilungen des Auslegungspunktes und der Schluckgrenze dargestellt. Im erstgenannten Punkt werden an der Nabe leicht höhere Totaldrücke erzielt, sodass in diesem Bereich die Arbeitsumsetzung höher ist. Dabei treten negative Inzidenzen bei den Schaufelspitzen auf, welche im entdrosselten Bereich steigen und sich dadurch der gegebene Verlauf der Druckverteilung für die Schluckgrenze ergibt.

Ähnliche Ergebnisse liefert auch die Teildrehzahl  $n^* = 90\%$ , dessen Totaldruckverteilungen in Abb. 6.8 dargestellt sind.

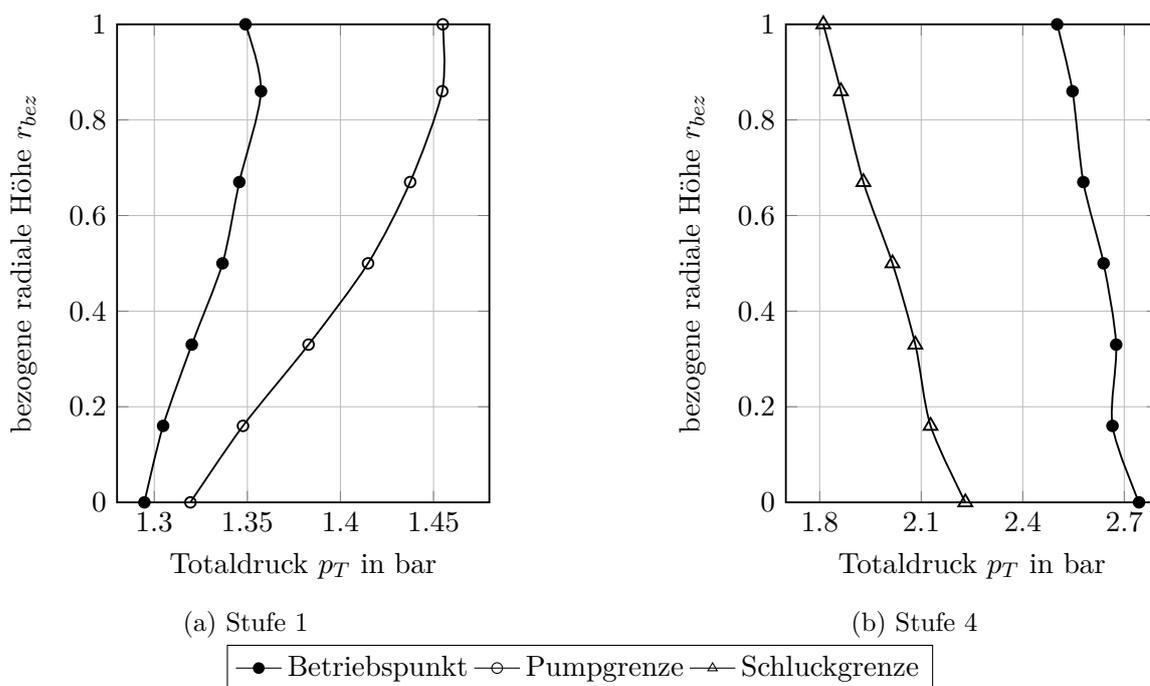


Abbildung 6.8: radiale Totaldruckverteilung 90% Drehzahl

Die nicht gleichmäßige Arbeitsumsetzung macht sich hier schon im BEP der ersten Stufe bemerkbar. Im Gehäusebereich steigt der Totaldruck, was wiederum durch positive Inzidenzen im oberen Schaufelbereich verursacht wird. Dieses Verhalten ist noch ausgeprägter an der Pumpgrenze ersichtlich, wo im Bereich des Gehäuses ein signifikant höherer Totaldruck erzielt wird, im Vergleich zur Nabenregion.

Die letzte Stufe zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf zu Abb. 6.7b. Negative Inzidenzen an der Schaufelspitze treten schon im BEP auf und steigen ebenfalls für die Schluckgrenze, wo eine

höhere Differenz der Totaldrücke entlang der Höhe erkennbar ist.

Anhand der radialen Totaldruckverteilungen erkennt man sehr gut wie die Arbeit in den Stufen umgesetzt wird. Die vorderen Stufen weisen höhere Totaldrücke im Gehäusebereich auf und sind positiven Inzidenzen ausgesetzt, wodurch ein Verzögerungsstoß entsteht, der im Extremfall zu Ablösungen führen kann. Hintere Stufen weisen bei Teildrehzahlen höhere Durchflusszahlen auf, womit sich der Inzidenzwinkel verkleinert und die Stufen weniger Arbeit umsetzen. In diesem Fall würde bei zu großer negativer Inzidenz eine Ablösung aufgrund eines Beschleunigungsstoßes auftreten.

### 6.3 Relativmachzahl $Ma_w$

In Kap. 3 wurde schon der Einfluss und die Auswirkung der Zuströmmachzahl  $Ma_{w1}$  auf die Strömungsbedingungen in Axialverdichtern behandelt. Dementsprechend sollen nun auch für den nachgerechneten Axialverdichter die Relativmachzahlen für ausgewählte Stationen betrachtet werden, um zu zeigen, in welchen Stufen transsonische Gitterströmungen auftreten.

Dabei sollen für die Stufen 1, 2 und 4 jeweils die Relativmachzahlen am Laufradeintritt und Laufradaustritt über die bezogene radiale Höhe  $r_{bez}$  ausgewertet werden. Betrachtet werden die BEPs der jeweiligen Drehzahl. Abbildung 6.9 zeigt diese für die erste Stufe.

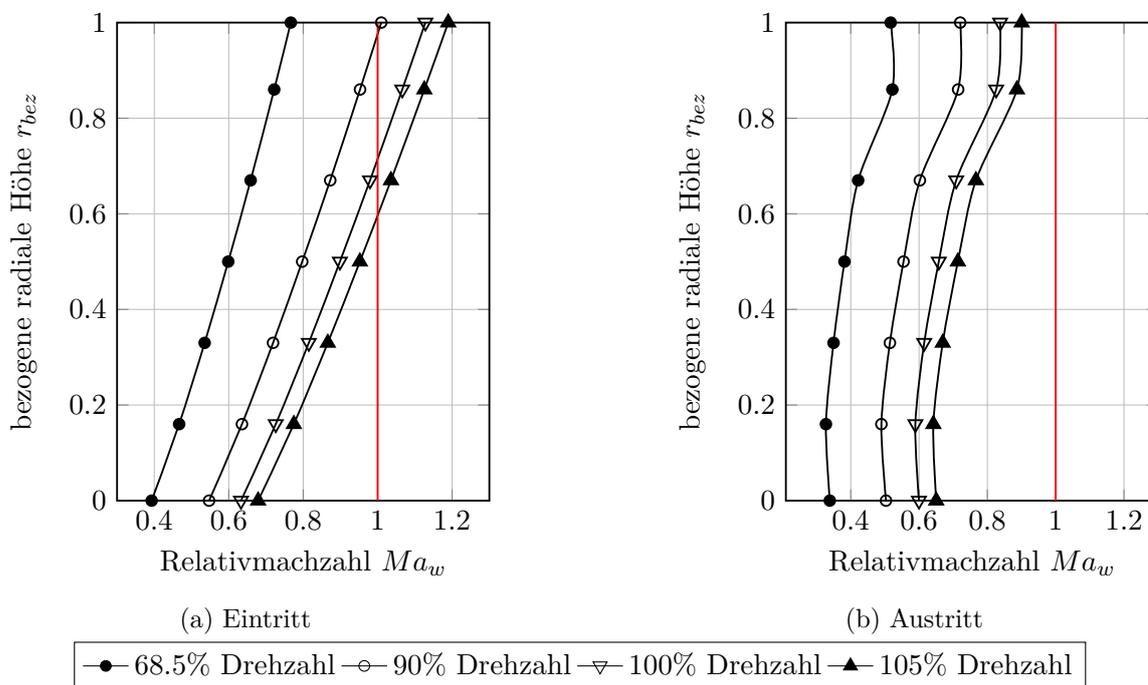


Abbildung 6.9: Relativmachzahlen  $Ma_w$  Rotor 1

Lokale Überschallfelder treten nur für die Drehzahlen  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$  auf. Dabei wird am Eintritt zur Laufreihe der Grenzwert  $Ma_w = 1$  bei der Auslegungsdrehzahl auf

knapp 70% der Schaufelhöhe überschritten, bei  $n^* = 105\%$  geschieht dies schon bei 60%. Dabei überschreitet die Relativmachzahl nicht den Wert  $Ma_w = 1.2$ , womit die kritische Zahl von  $Ma_{w_{krit}} = 1.3$  nicht erreicht wird. Bei der Auslegungsdrehzahl werden an der Schaufelspitze lediglich Relativmachzahlen von  $Ma_w = 1.15$  erreicht.

Die Teildrehzahl  $n^* = 68.5\%$  läuft nach Definition nicht im transsonischen Gebiet, da die maximale Relativmachzahl lediglich  $Ma_w = 0.8$  beträgt. Bei  $n^* = 90\%$  wird genau an der Schaufelspitze die Grenze  $Ma_w = 1$  knapp überschritten, wonach diese Teildrehzahl nicht als transsonisch eingestuft werden kann. Grund dafür ist, dass sich in diesem Fall keine lokalen Überschallfelder bilden, die mit einem Verdichtungsstoß abgeschlossen werden.

Diese treten jedoch für die Auslegungsdrehzahl und Überdrehzahl auf, wie man anhand der Auswertung der Relativmachzahlen am Laufradaustritt sieht. Für diese Drehzahlen ergibt sich ein Wert von  $Ma_w < 1$  über die gesamte Schaufelhöhe hinweg, womit in der Laufreihe ein Verdichtungsstoß auftritt und das Medium subsonisch weiterströmt. Demnach handelt es sich hierbei um einen shock-in-rotor type.

In der anschließenden Stufe ergeben sich ebenfalls transsonische Bedingungen für die Drehzahlen  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$ , siehe Abb. 6.10.

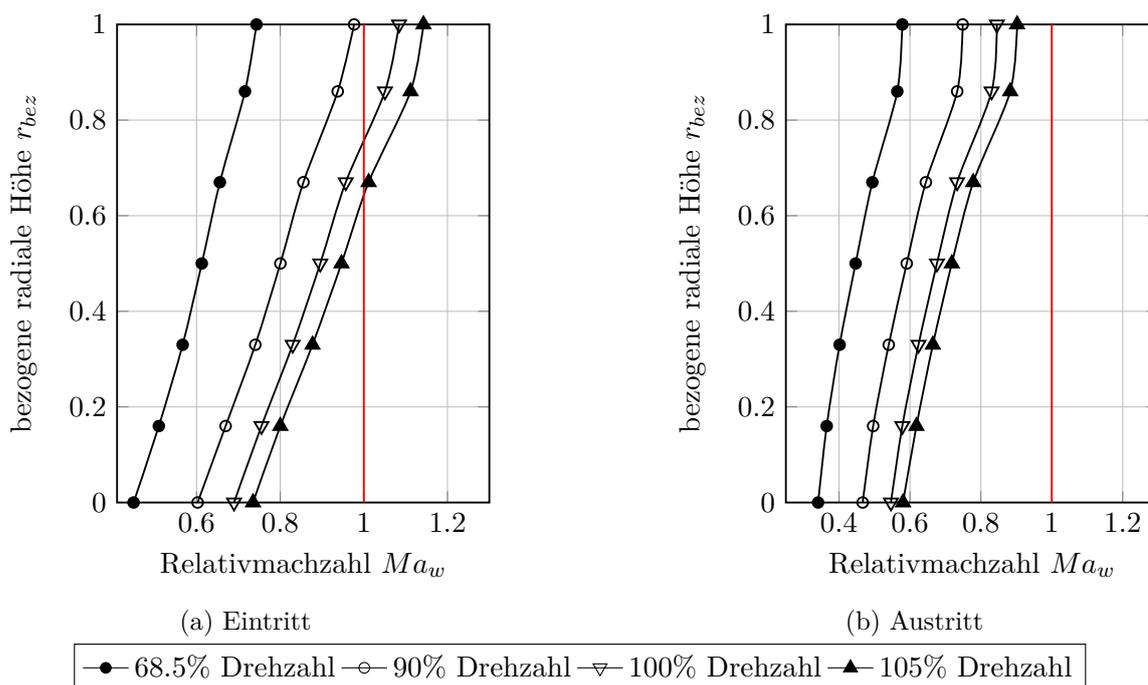


Abbildung 6.10: Relativmachzahlen  $Ma_w$  Rotor 2

Dabei nehmen die Werte der Relativmachzahl jedoch ab und das Erreichen der Grenze  $Ma_w = 1$  verlagert sich mehr in Richtung Gehäuse. Grund dafür ist die höhere Temperatur, die stromab des Verdichters herrscht und somit die Schallgeschwindigkeit steigert. Auch bei der zweiten Stufe handelt es sich um einen shock-in-rotor type, da am Austritt alle Drehzahlen Relativmachzahlen von  $Ma_w < 1$  aufweisen.

Die erwähnte Temperatursteigerung führt dazu, dass in der dritten Stufe nur mehr die Überdrehzahl als transsonisch eingestuft werden kann. Dieser Effekt wird weiter verstärkt, sodass die vierte Stufe für jegliche Drehzahlen subsonisch arbeitet, siehe Abb. 6.11.

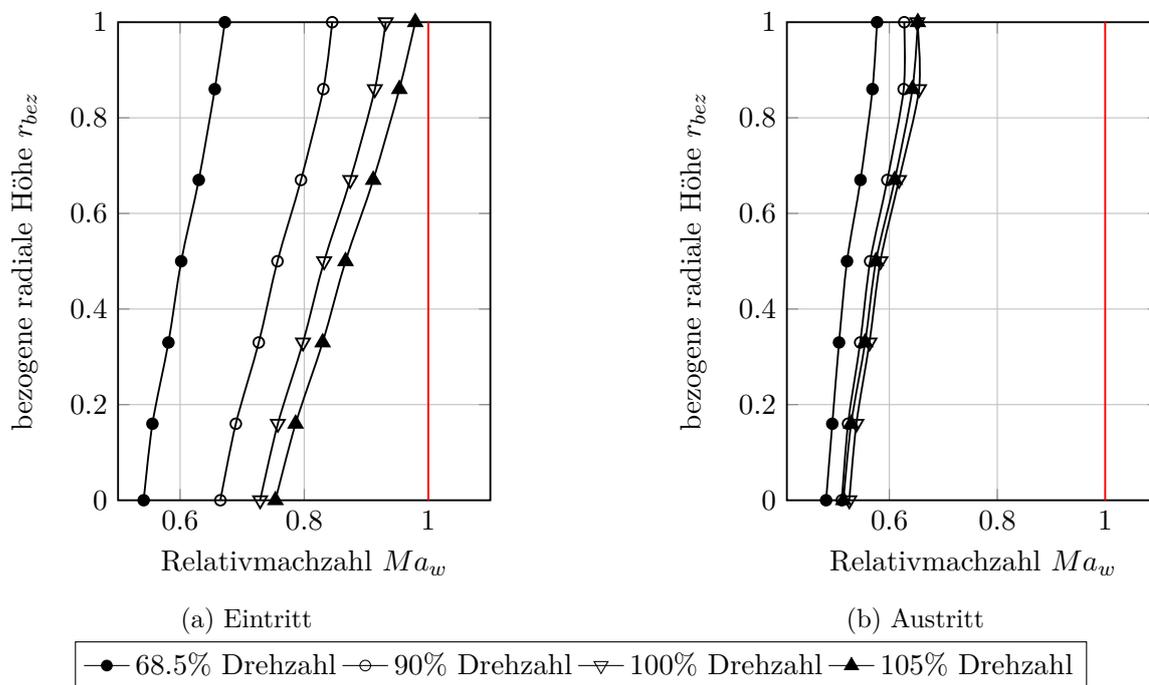


Abbildung 6.11: Relativmachzahlen  $Ma_w$  Rotor 4

Die Auslegungs- und Überdrehzahl erreichen am Rotoreintritt der vierten Stufe hohe subsonische Geschwindigkeiten. Beim Laufradaustritt erreichen alle Relativmachzahlen für den gesamten Drehzahlbereich Werte von  $Ma_w = 0.5$  bis  $Ma_w = 0.6$ .

Somit kann man festhalten, dass der Axialverdichter nur bei den Drehzahlen  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$  transsonisch betrieben wird. Bei den Teildrehzahlen wird die Schallgrenze nicht überschritten und es bilden sich keine Überschallfelder in den Schaufelgittern, womit sich gänzlich andere Strömungsbedingungen ergeben im Vergleich zur Auslegungs- und Überdrehzahl.

## 6.4 Meridiangeschwindigkeit $c_m$

Die Meridiangeschwindigkeit  $c_m$  ist bei der Betrachtung und Bewertung von Kenngrößen eines Axialverdichters ein bestimmender Faktor. Einerseits ist sie maßgeblich für den Massenstrom verantwortlich, in weiterer Folge auch für die Durchflusszahl  $\varphi$ . Des Weiteren ist sie auch ein Maß für die auftretende Inzidenz und damit auch für die Belastung der Schaufelprofile.

Anhand der radialen Verteilung der Meridiangeschwindigkeit ist es nun ebenso möglich Aussagen über den Gesamtwirkungsgrad und die Lage der Pumpgrenze zu treffen. Mertes [26] unterscheidet dabei vier Fälle, die in Abb. 6.12 dargestellt sind.

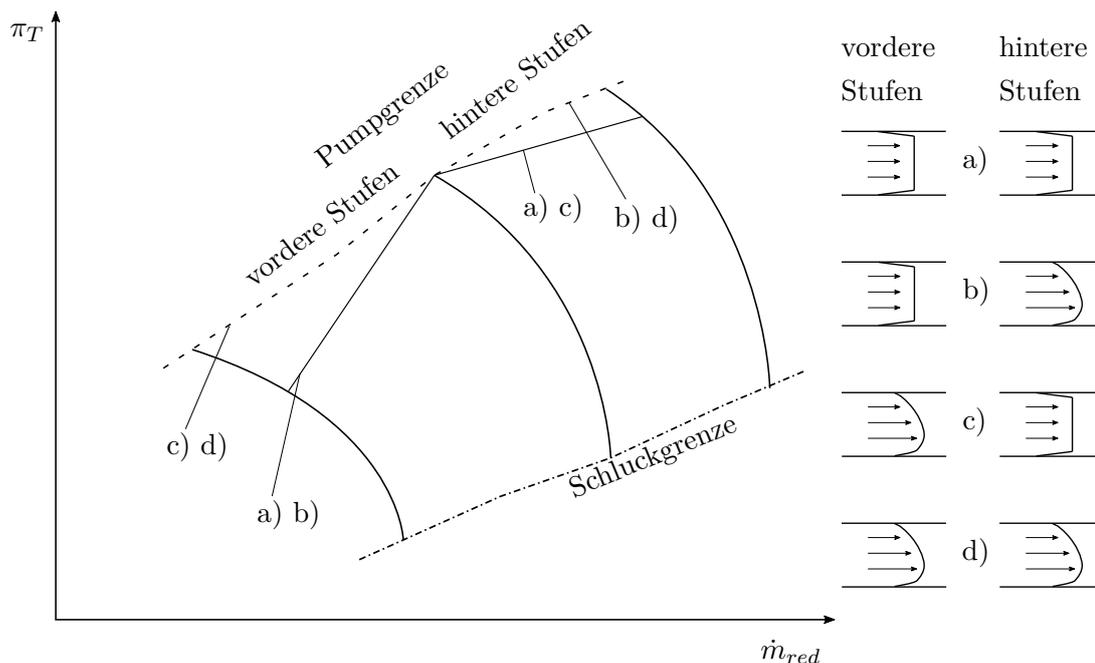


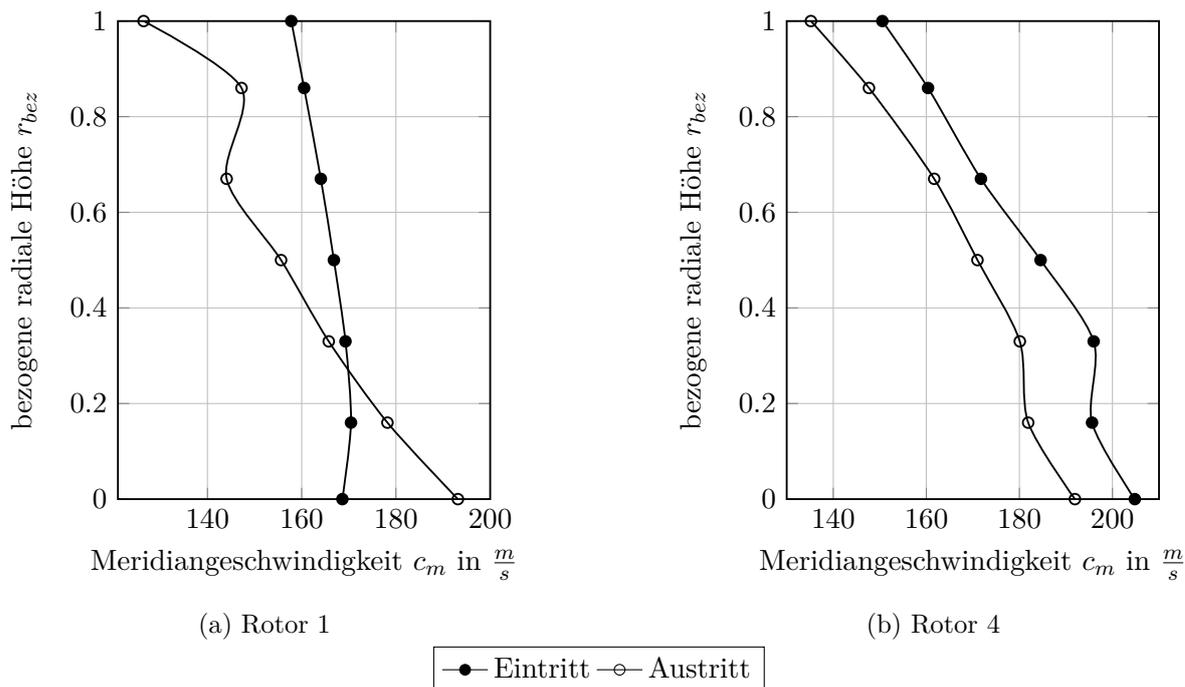
Abbildung 6.12: Auswirkungen der Meridiangeschwindigkeit  $c_m$  auf die Lage der Pumpgrenze, modifiziert aus [26]

Unterschieden wird dabei zwischen den beiden Fällen a) und d), wo sich im ersten Fall ein fülliges Geschwindigkeitsprofil der Meridiangeschwindigkeit der vorderen und hinteren Stufen ergibt. Bei dieser Verteilung werden hohe Wirkungsgrade erzielt, jedoch im gesamten Drehzahlbereich schon beim leichten Androsseln frühzeitig die Pumpgrenze erreicht. Grund dafür ist das instabile Geschwindigkeitsprofil von  $c_m$ . Von großer Bedeutung ist dieses Verhalten bei den Teildrehzahlen, da in diesem Fall die Meridiangeschwindigkeit im Allgemeinen niedrigere Werte einnimmt.

Die Verteilung d) weist nicht so hohe Gesamtwirkungsgrade auf, erreicht jedoch eine maximale Ausdehnung der Pumpgrenze. Die Stabilität der Stufen ist dabei höher, da die Geschwindigkeit und damit auch die kinetische Energie, insbesondere in der Kanalmitte, höher sind und somit den Gegendruck leichter überwinden. Bei höheren Drehzahlen ist dieser Effekt stärker ausgeprägt, sodass die möglichen Pumpgrenzenverläufe in diesem Bereich nicht so stark voneinander abweichen, wie im Teildrehzahlbereich. Zwischen den beiden Verteilungen a) und d) liegen die Fälle b) und c), für die ebenfalls der Verlauf der Pumpgrenze eingezeichnet ist.

Für den nachgerechneten Axialverdichter sind die radialen Verteilungen der Meridiangeschwindigkeit, für die erste und letzte Stufe, in Abb. 6.13 dargestellt.

Betrachtet werden dabei die Werte am Ein- und Austritt der Laufreihen, jeweils für den Auslegungspunkt. Für die erste Stufe erkennt man ein leicht gewölbtes Profil, dass als Grenzfall von b) und d) eingestuft werden kann. Die Verteilung der letzten Stufe weist ganz klar den Fall d) auf, sodass im höheren Drehzahlbereich die Pumpgrenze stabil verläuft. Betrachtet man das erhaltene Kennfeld aus Abb. 6.1, so wird nun auch der leichte Knick der Pumpgrenze beim Übergang


 Abbildung 6.13: Meridiangeschwindigkeit  $c_m$ 

zu den Teildrehzahlen verständlich. Tatsächlich müsste auch die Verteilung der vorderen Stufe eine stärkere Wölbung nach d) aufweisen, um beim Androsseln der Teildrehzahl  $n^* = 90\%$  nicht frühzeitig die Pumpgrenze zu erreichen.

## 6.5 Belastungskriterien der Pumpgrenze

Abschließend sollen verschiedene Belastungskriterien für Axialverdichter betrachtet werden, welche das Erreichen der Pumpgrenze kennzeichnen. Neben dem Kriterium nach de Haller und dem Diffusionsfaktor, welche schon in Abschn. 2.4.5 behandelt wurden, soll auch der Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T$  zur Abschätzung der Stabilitätsgrenze verwendet werden.

### 6.5.1 Kriterium nach de Haller

Das Kriterium nach de Haller ist ein beliebtes Mittel zur Vorhersage von Strömungsablösungen, da es trotz seines sehr simplen Aufbaus genaue Ergebnisse hinsichtlich des Erreichens der Pumpgrenze liefert. Wie in Abschn. 2.4.5 erwähnt tritt eine Ablösung bei einem Wert von  $\frac{w_2}{w_1} < 0.7$  auf. Für den nachgerechneten Axialverdichter sind die Verzögerungsverhältnisse für den gesamten Drehzahlbereich des ersten und letzten Laufrads in Abb. 6.14 dargestellt. Betrachtet werden dabei die Punkte an der Pumpgrenze.

Bei der Laufreihe der ersten Stufe wird nur bei der Teildrehzahl  $n^* = 68.5\%$  der Grenzwert deutlich unterschritten, womit hier bestätigt wird, dass bei Teildrehzahlen zuerst die vorderen

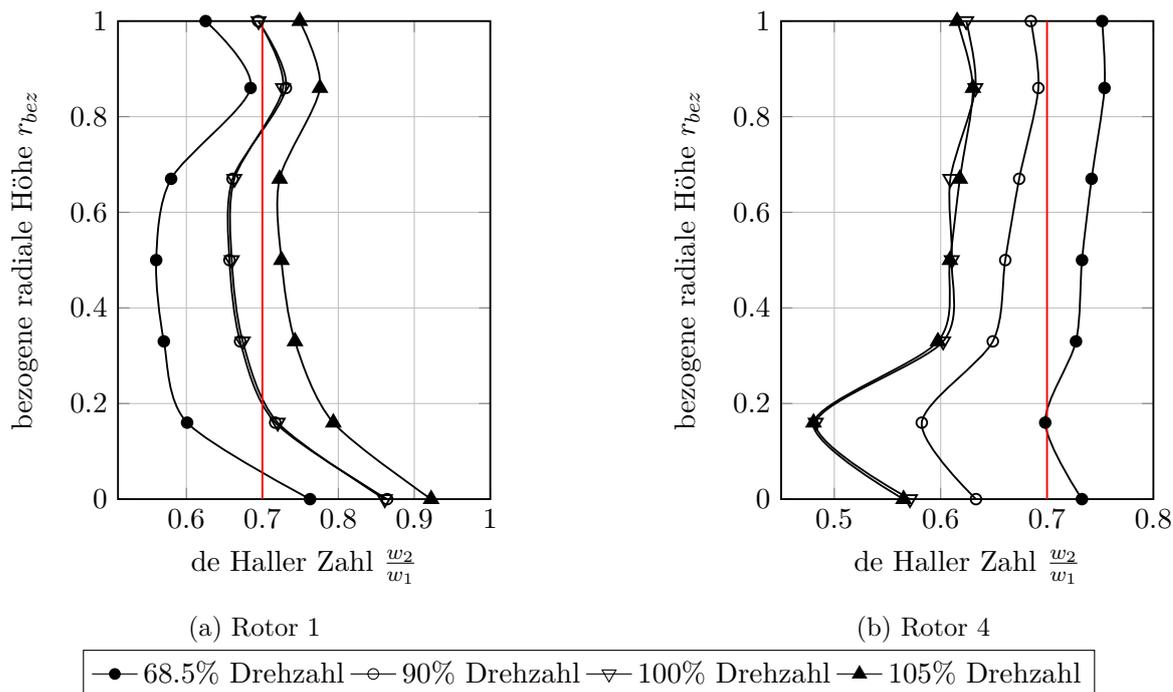


Abbildung 6.14: de Haller Zahl für Punkte an der Pumpgrenze

Stufen zu Ablösungen neigen. Die Drehzahl  $n^* = 90\%$  und die Auslegungsdrehzahl unterschreiten die kritische de Haller Zahl nicht über die gesamte Schaufelhöhe, womit keine vollständigen Ablösungen vorausgesagt werden können. Dies gilt auch für die Überdrehzahl, wo der Grenzwert über die gesamte Schaufelhöhe nicht unterschritten wird.

Für die vierte Stufe ergibt sich ein gegensätzliches Bild. Bis auf die Teildrehzahl  $n^* = 68.5\%$  unterschreiten alle anderen Drehzahlbereiche den Wert  $\frac{w_2}{w_1} < 0.7$ , womit auf Ablösungen in diesen Bereichen geschlossen werden kann. Des Weiteren ergeben sich für höhere Drehzahlen niedrigere Werte für die de Haller Zahl. Auch hier bestätigt sich die Erkenntnis aus Abschn. 2.4.3, wo hintere Stufen bei höheren Drehzahlen im Überlastbereich Ablösungen aufweisen.

### 6.5.2 Diffusionsfaktor

Der Diffusionsfaktor nach Lieblein stellt eine Erweiterung des Kriteriums nach de Haller dar. Neben den Relativgeschwindigkeiten am Eintritt und Austritt einer Schaufelreihe, wird auch der geometrieabhängige Parameter Solidity  $\sigma$  miteinbezogen.

Der Diffusionsfaktor wird von Hearsey für jede Schaufelreihe berechnet und ausgegeben. In der vorliegenden Betrachtung erfolgt diese für die Rotoren und Statoren der ersten und letzten Stufe, jeweils für Punkte an der Pumpgrenze, welche in Abb. 6.15 dargestellt sind.

Für die erste Stufe erkennt man wieder die Tendenz zur Strömungsablösung bei Teildrehzahlen. Die Drehzahl  $n^* = 68.5\%$  überschreitet in der ersten Laufreihe den Wert  $D = 0.6$  zwar nicht

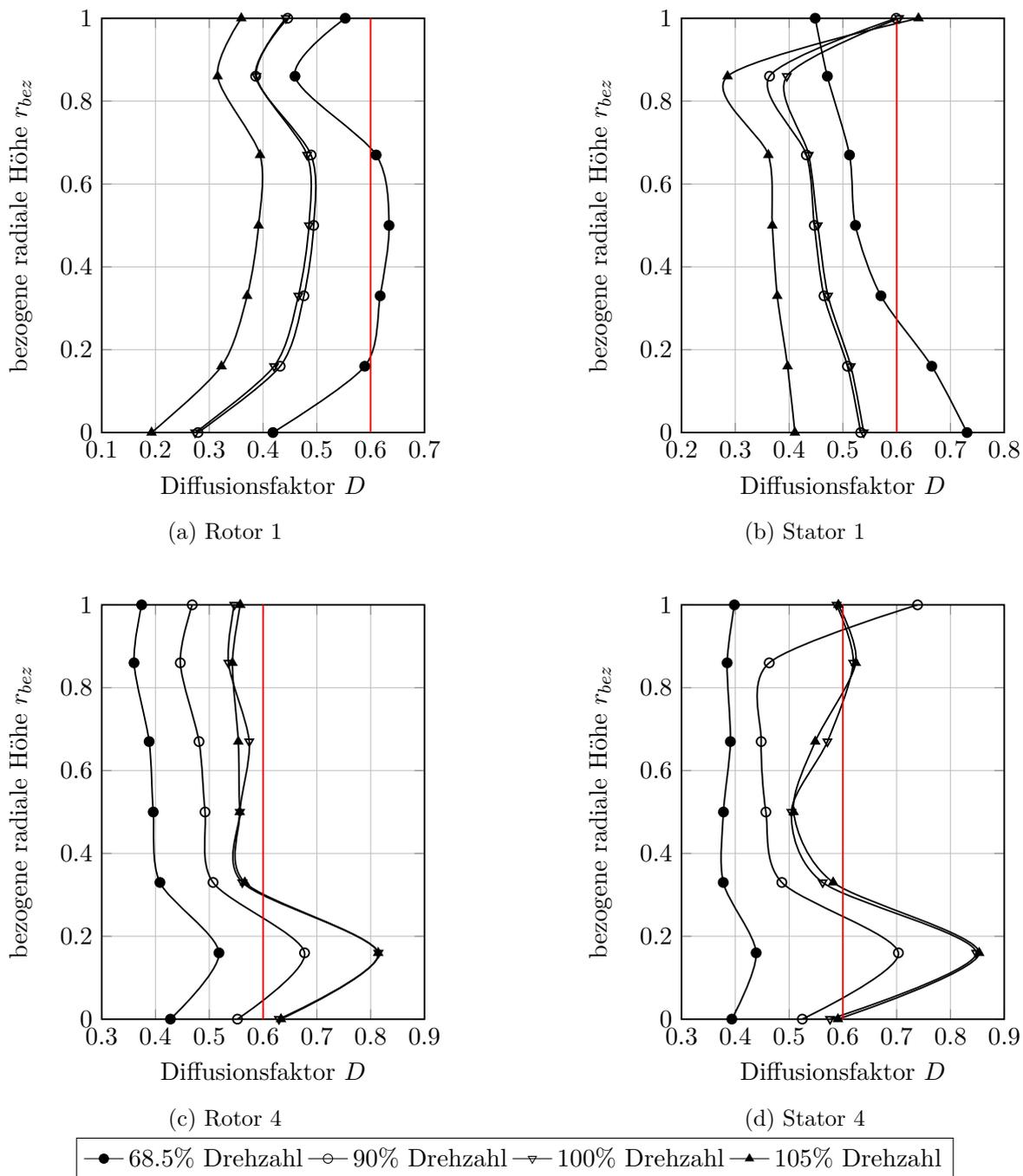


Abbildung 6.15: Diffusionsfaktor für Punkte an der Pumpgrenze

über die gesamte Schaufelhöhe, aber dafür als einzige Drehzahl. Ausgenommen ist davon die Schaufelspitze der ersten Leitreihe, wo alle Drehzahlen den kritischen Wert erreichen. Außerdem ist es ersichtlich, dass bei höheren Drehzahlen der Diffusionsfaktor kleiner wird.

Im Allgemeinen bestätigt sich hier ein Trend, den Mertes [26] schon bemerkt hat. Für den betrachteten Axialverdichter schlägt der Diffusionsfaktor als Stabilitätskriterium relativ spät aus, im Vergleich zu anderen Kriterien, wie die de Haller Zahl oder der Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T$ .

Für jegliche Verläufe in Abb. 6.15 wird der Grenzwert  $D = 0.6$  nie über die gesamte Schaufelhöhe überschritten, obwohl die Pumpgrenze bereits erreicht ist.

Dies gilt auch für die letzte Stufe, wo die hohen Drehzahlen  $n^* = 100\%$  und  $n^* = 105\%$  dem Grenzwert sehr nahe kommen, diesen aber nur im Bereich der Nabe überschreiten.

Dementsprechend kann man festhalten, dass der Diffusionsfaktor in diesem Fall zwar die Tendenzen des Kriteriums nach de Haller bestätigt, jedoch relativ spät ausschlägt.

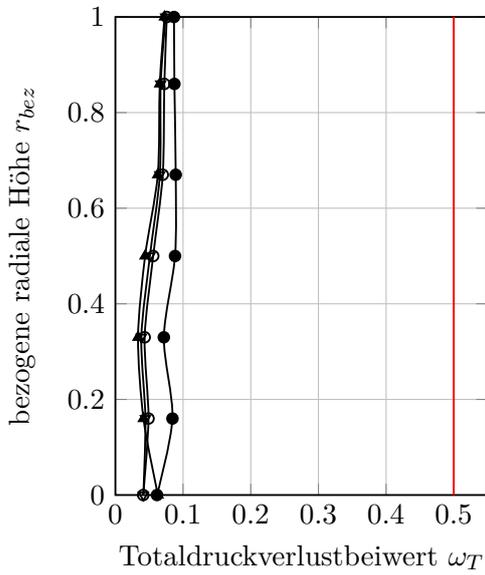
### 6.5.3 Totaldruckverlustbeiwert $\omega_T$

Als letztes Stabilitätskriterium soll der Totaldruckverlustbeiwert für den vorliegenden Transsonikverdichter ausgewertet werden. Der minimale Totaldruckverlustbeiwert  $\omega_T^*$  tritt ja bekanntlich im Auslegungspunkt auf. Jegliche Abweichungen von diesem Punkt resultieren in einer Steigerung der Verluste, womit auch der Totaldruckverlustbeiwert größer wird. Bei der Bestimmung der Gittercharakteristiken waren insbesondere die Inzidenzwinkel von Bedeutung, bei denen der doppelte minimale Verlustbeiwert auftritt. Somit ist der Totaldruckverlustbeiwert ein Indikator für die auftretende Inzidenz und kann für die Bewertung der Lage der Pumpgrenze miteinbezogen werden. Analog zum Diffusionsfaktor sind die Totaldruckverlustbeiwerte  $\omega_T$  in Abb. 6.16 dargestellt.

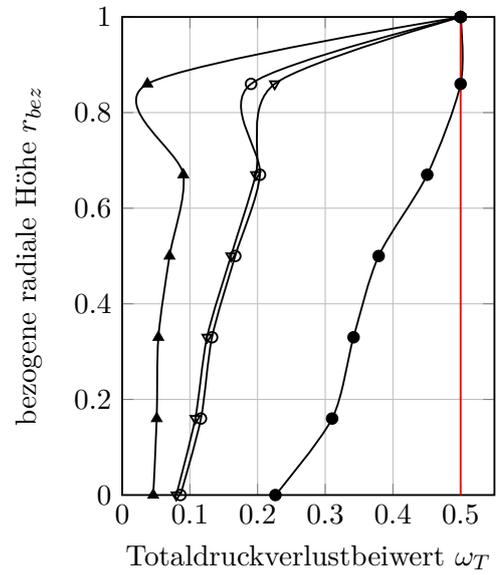
Man erkennt sofort, dass die Verlustbeiwerte für die Rotoren kaum die Minimalwerte übersteigen. Die minimalen Totaldruckverlustbeiwerte betragen für jegliche Schaufelreihen maximal  $\omega_T^* = 0.1$  bis  $\omega_T^* = 0.15$ .

Dementsprechend sind für die Bewertung der Strömungsablösung einer Stufe die jeweiligen Leitreihen zu betrachten. Bei der ersten Stufe erkennt man hohe Verlustbeiwerte für die Teildrehzahl  $n^* = 68.5\%$ , was wieder die Ablösungstendenz der vorderen Stufen bei niedrigen Drehzahlen bestätigt. Bis zur Schaufelspitze hin wird der maximale Verlustbeiwert  $\omega_{Tmax} = 0.5$  erreicht. Dies gilt ebenfalls für den restlichen Drehzahlbereich, womit insbesondere in der Nähe der Gehäusewand die Verluste stark ansteigen. Grund dafür ist auf jeden Fall die transsonische Strömung im Bereich der Schaufelspitze, wo auch der Verdichtungsstoß auftritt und damit einhergehend hohe Verluste.

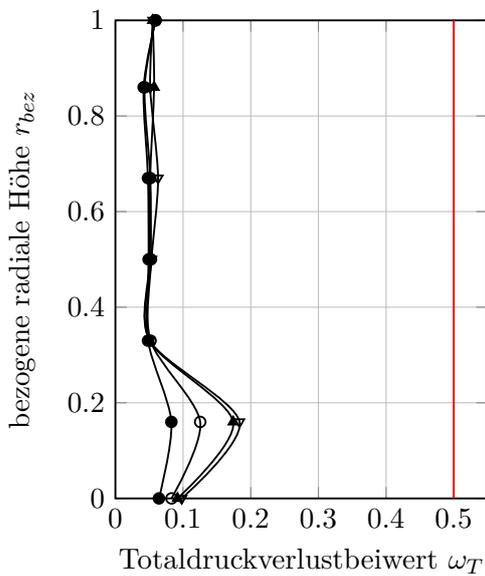
Betrachtet man die Werte für die vierte Stufe, so erkennt man hohe Verlustbeiwerte für die Auslegungsdrehzahl und Überdrehzahl. Diese erreichen in den wandnahen Bereichen den maximalen Wert von  $\omega_{Tmax} = 0.5$ , womit in Nähe von Nabe und Gehäuse Strömungsablösungen auftreten.



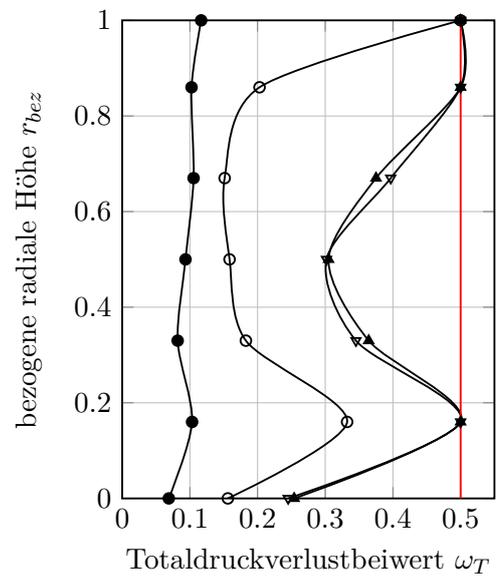
(a) Rotor 1



(b) Stator 1



(c) Rotor 4



(d) Stator 4

—●— 68.5% Drehzahl —○— 90% Drehzahl —▽— 100% Drehzahl —▲— 105% Drehzahl

Abbildung 6.16: Totaldruckverlustbeiwerte für Punkte an der Pumpgrenze

## Kapitel 7

# Schlussfolgerungen und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es eine Nachrechnung eines transsonischen Axialverdichters durchzuführen. Dazu wurden zunächst die Grundlagen und Eigenschaften von Transsonikverdichtern aufgearbeitet und erläutert. Für die anschließende Nachrechnung wurde das Stromlinienkrümmungsverfahren verwendet.

Ein Hauptaugenmerk lag dabei insbesondere auf der Auswahl, Bestimmung und Anwendung der Verlust- und Umlenkeigenschaften der Verdichtergitter, auch Gittercharakteristiken genannt. Diese sollten durch halb-empirische Korrelationen bestimmt werden, eine der bekanntesten sind jene von Lieblein. Für einen transsonischen Axialverdichter ergeben sich aufgrund von ausgeprägten Kompressibilitätseffekten gänzlich unterschiedliche Strömungsverhältnisse, im Vergleich zu subsonischen Axialverdichtern. Dementsprechend wurden für die Bestimmung der Gittercharakteristiken die Korrelationen nach Çetin et al. angewendet, da diese speziell für transsonische Gitter ausgelegt sind.

Die anschließende Nachrechnung des Axialverdichters lieferte mit Hilfe des Berechnungsprogrammes Hearshey keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Dementsprechend wurden die Korrelationen so angepasst, um bei der Nachrechnung eine gute Annäherung an das gemessene Kennfeld zu erhalten. Eine Maßnahme war dabei die Korrekturfaktoren für transsonische Gitterströmungen wegzulassen, wodurch die Verlustkurven einen größeren Inzidenzbereich aufwiesen.

Das sich ergebende Kennfeld wies innerhalb der Drehzahlbereiche zwei unterschiedliche Verhaltensmuster auf. Dabei zeigten die Kennlinien der Teildrehzahlen dieselben Tendenzen, ebenso sind Auslegungsdrehzahl und Überdrehzahl ähnlich vom Verhalten. Eine Begründung für dieses Ergebnis liefert die Betrachtung der Relativmachzahlen. Die Teildrehzahlen laufen ausschließlich im (hohen) subsonischen Bereich, wodurch sich die unterschiedlichen Verhältnisse erklären lassen. Dementsprechend könnte hier angedacht werden in Zukunft unterschiedliche Korrelationen für subsonische und transsonische Drehzahlen anzuwenden. Diese Überlegung gilt ebenfalls für die einzelnen Stufen des transsonischen Axialverdichters, da ab der dritten Stufe die Schallgrenze nicht mehr überschritten wird.

Bei der Bewertung der Stabilitätsgrenze konnte die Lage der Pumpgrenze einerseits sehr gut anhand des Kriteriums nach de Haller bestimmt werden. Andererseits konnte festgestellt werden,

dass der Diffusionsfaktor in diesem Fall kein aussagekräftiges Stabilitätskriterium darstellt, da er relativ spät ausschlägt. Es werden zwar die Tendenzen der einzelnen Stufen und Drehzahlen hinsichtlich Strömungsablösung richtig angezeigt, der Grenzwert  $D = 0.6$  wurde aber nur an einzelnen Stellen überschritten.

Für weitere Arbeiten im Bereich der transsonischen Gitterströmung und Berechnung mit Hilfe von Hearsey, sollte zunächst geklärt werden, weshalb die Korrelationen nach Çetin et al. keine zufriedenstellende Ergebnisse lieferten. Wie bereits erwähnt, könnte in weiterer Folge angedacht werden für subsonische und transsonische Strömungen unterschiedliche Korrelationen anzuwenden.

Das Berechnungsprogramm Hearsey berücksichtigt, in seiner derzeitigen Version, nicht den Austausch von Masse, Energie und Impuls in radialer Richtung, so wie es in der Realität vorkommt. Dementsprechend wäre eine Modifizierung von Hearsey hinsichtlich der Miteinbeziehung der radialen Mischung von Vorteil, um qualitativ bessere Ergebnisse zu erzielen.

Des Weiteren wäre die Einführung einer benutzerfreundlichen Programmoberfläche für Hearsey vorteilhaft. Die Arbeit mit dem Berechnungsprogramm erwies sich aufgrund der Ein- und Ausgabe durch Fortran-Textdateien als sehr aufwändig. Ein Programm mit integriertem Prä- und Postprozessor würde die Berechnungen enorm vereinfachen und Zeit ersparen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Aungier, R.: *Empirical Performance Models Based on Two-Dimensional Cascade Tests*. In: *Axial-Flow Compressors*. New York, NY: ASME, 2003. Kap. 6.
- [2] Becker, B.: *Entwicklung transsonischer Eingangsstufen für Verdichter stationärer Gasturbinen*. In: *Motortechnische Zeitschrift* 44 (1983), S. 19–24.
- [3] Biollo, R.; Benini, E.: *State-of-Art of Transonic Axial Compressors*. In: *Advances in Gas Turbine Technology*. InTech, 2011. Kap. 2.
- [4] Bölcs, A.: *Transsonic Turbomachines*. 4. Auflage. Stockholm/Lausanne: Computerized Educational Platform, Heat und Power Technology Lecture Series, 2005.
- [5] Boyer, K.; O'Brien, W.: *An improved streamline curvature approach for off-design analysis of transonic axial compression systems*. In: *Journal of Turbomachinery* 125 (2003), S. 475–481.
- [6] Bräunling, W.J.G.: *Flugzeugtriebwerke*. 4. Auflage. Berlin Heidelberg: Springer Vieweg, 2015.
- [7] Broichhausen, K.; Ziegler, K.: *Supersonic and Transonic Compressors: Past, Status and Technology Trends*. In: *ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea and Air* GT2005-69067 (2005).
- [8] Carter, A.D.S.; Hughes, H.P.: *A Theoretical Investigation into the Effect of Profile Shape on the Performance of Aerofoils in Cascade*. His Maj. Stat. Office, 1950.
- [9] Çetin, M. et al.: *Application of Modified Loss and Deviation Correlations to Transsonic Axial Compressors*. AGARD-R-745, 1987.
- [10] Creveling, H.; Carmody, R.: *Axial flow compressor computer program for calculating off design performance*. NASA CR 72427, 1968.
- [11] Cumpsty, N.: *Compressor Aerodynamics*. Harlow: Longman Scientific & Technical, 1989.
- [12] deHaller, P.: *Das Verhalten von Tragflügelgittern in Axialverdichtern und im Windkanal*. In: *Brennstoff+Wärme+Kraft* 5 (1953), S. 333–337.
- [13] Eckardt, D.: *Gas Turbine Powerhouse. The Development of the Power Generation Gas Turbine at BBC-ABB-Alstom*. 2. Auflage. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2014.
- [14] Grahl, K.: *Beitrag zur optimalen aerodynamischen Auslegung mehrstufiger Axialverdichter*. In: *Fortschritt-Berichte der VDI-Zeitschriften: Energietechnik, Wärmetechnik* 65 (1979).

- [15] Hearsey, R.: *A Revised Computer Program for Axial Compressor Design. Volume I. Theory, Descriptions, and Users Instructions*. Dayton University, 1975.
- [16] Herrig, L.; Emery, J.; Erwin, J.: *Systematic Two-Dimensional Cascade Tests of NACA 65-series Compressor Blades at Low Speeds*. NACA RM L51G31, 1951.
- [17] Hirsch, C.; Denton, J.D.: *Through Flow Calculations in Axial Turbomachines*. AGARD-AR-175, 1981.
- [18] Hoeger, M.; Engber, M.; Bergner, J.: *Impact of Transonic Compressors Rotor Leading Edge Shape on the Shock Structure Near the Casing*. ISROMAC10-2004-137. The 10th of International Symposium on Transport Phenomena und Dynamics of Rotating Machinery, 2004.
- [19] Kantrowitz, A.: *Report 974. The Supersonic Axial-Flow Compressor*. NACA-ACR-L6D02, 1946, S. 473–481.
- [20] Klapproth, J.: *A Review of Supersonic Compressor Development*. In: *Journal of Engineering for Power* 83 (1961), S. 258–268.
- [21] Klapproth, J.; Ullman, G.; Tysl, E.: *Performance of an Impulse-Type Supersonic Compressor with Stators*. NACA-RM-E52B22, 1952.
- [22] Koch, C.; Smith, L.: *Loss Sources and Magnitudes in Axial-Flow Compressors*. In: *Journal of Engineering for Power* 98 (1976), S. 411–424.
- [23] Kuhlmann, H.C.: *Strömungsmechanik*. München: Pearson Studium, 2007.
- [24] Lieblein, S.: *Incidence and Deviation-Angle Correlations for Compressors*. In: *Journal of Basic Engineering* 82 (1960), S. 575–584.
- [25] Lieblein, S.; Schwenk, F.; Broderick, L.: *Diffusion Factor for Estimating Losses and Limiting Blade Loadings in Axial-Flow Compressor Blade Elements*. NACA-RM-E53D01, 1953.
- [26] Mertes, P.: *Beeinflussung von Axialverdichter-Kennfeldern über Geometrievariationen*. Bochum: Bochumer Universitätsverlag, 2000.
- [27] Mohsen, M.; Owis, F.; Hashim, A.: *The impact of tandem rotor blades on the performance of transonic axial compressors*. In: *Aerospace Science and Technology* 67 (2017), S. 237–248.
- [28] o.V.: *HT 496 HEARSEY. Meridianstroemung im Axialverdichter mit Verlusten*. 1985.
- [29] Schäffler, A.: *Methoden zur Auslegung und Entwicklung transsonischer Axialverdichter*. In: *Motortechnische Zeitschrift* 44 (1983), S. 239–245.
- [30] Stoff, H.; Wälchi, R.: *Aerodynamische Entwurfsverfahren für transsonische Axialverdichter*. In: *Schweizer Ingenieur und Architekt* 33-34 (1990), S. 925–928.
- [31] Weise, A.: *A Supersonic Axial Compressor*. In: *Lillienthal Society* 171 (1937).
- [32] Wennerstrom, A.: *Highly Loaded Axial Flow Compressors: History and Current Developments*. In: *Journal of Turbomachinery* 112 (1990), S. 567–578.

- [33] Weyer, H.: *Untersuchungen zur Weiterentwicklung der Kennfeldberechnungsverfahren für transsonische Axialverdichter*. In: *Motortechnische Zeitschrift* 44 (1983), S. 3–8.
- [34] Willinger, R.: *Numerische Strömungsberechnung von thermischen Turbomaschinen. Skriptum zur Vorlesung*. TU Wien, 2012.
- [35] Willinger, R.: *Thermische Turbomaschinen. Skriptum zur Vorlesung*. TU Wien, 2012.
- [36] Wu, C.: *A general theory of three-dimensional flow in subsonic and supersonic turbomachines of axial-, radial, and mixed-flow types*. NACA-TN-2604, 1952.

# Anhang A

## Hearsey Eingabedatei

Diplomarbeit Modarressy

0 1 0

4S-BBC/Sulzer TS-Verdichter, n=100%, 3.06 bar, Design Point

```
0.0063      0.0
28 7 99 25 0 1 1 0 0 0 0 0 55 0 0 0 0 3 0
0.001      0.8      4.8
                                0.000015      0.7
0 0      0.0      0.0      0.6      0.06
28.530      1.0      3.0672      3.06      0.00012
2      -.27500      .13000
      -.27500      .27400
2      -.24500      .13000
      -.24500      .27400
...
...
...
1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0.2      0.97500 293.1500      0.0      0.0      0.0      0.0
0
0
0
0
7 0 0 0 6 1 -1 -1 0 0 0 0      18
0.0
.1300 27.4820 .05000      .0      .0      0.0      .0
.1622 28.1660 .05000      .0      .0      0.0      .0
.1893 28.6830 .05000      .0      .0      0.0      .0
.2132 29.0760 .05000      .0      .0      0.0      .0
.2350 29.3600 .05000      .0      .0      0.0      .0
.2551 29.6310 .05000      .0      .0      0.0      .0
```

```

    .2740  29.9000  .05000  .0  .0  0.0  .0
0
7 0 0 0 7 0 -1 -1 0 0 0 0 17
15000.
    .1334  -6.0500  .05434  .0  .0  2.0934  -38.6400
    .1444  -8.5800  .04445  .0  .0  1.8357  -39.5700
    .1838  -30.3200  .04013  .0  .0  1.5031  -46.6000
    .2166  -45.4500  .03780  .0  .0  1.3171  -53.1800
    .2459  -56.0700  .04530  .0  .0  1.1938  -59.0900
    .2728  -63.7500  .05244  .0  .0  1.1034  -63.7600
    .2740  -64.3600  .07260  .0  .0  1.0708  -64.7900
    .03  -43.20  -17.62
    .03  -45.48  -22.58
    .04  -53.06  -33.59
    .08  -59.94  -40.60
    .13  -65.92  -44.33
    .21  -70.68  -46.11
    .26  -71.60  -46.83
0
...
...
...
.02000
.02030
.02060
.02092
.02127
...
...
...
0.0 .16 .33 .5 .67 .86 1.0

```