

Strömung und reibungsinduzierte Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Torsten Geis
aus Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung:

16. Juli 2002

Hauptreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c mult. Sigmar Wittig

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Martin Gabi

Strömung und reibungsinduzierte Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen

von

Dipl.-Ing. Torsten Geis

Karlsruhe 2002

Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, daß die methodischen Lösungsansätze, die neuen Meßtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten - hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen - genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, daß alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band der Veröffentlichungsreihe stellt Herr Geis in Fortführung früherer Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen experimentelle Untersuchungen der reibungsbehafteten (Sekundär-)Luftströmung in den Radseitenräumen von Gasturbinen vor. Die Charakterisierung der Strömung und die Erfassung der maßgeblichen Mechanismen für erhöhte Kühllufttemperaturen - der Eintritt heißer Abgase aus dem Primärkanal und Reibungseffekte stehen hierbei im Vordergrund - erfolgt mit Hilfe von Standard-Meßverfahren, die Herr Geis weiterentwickelt und für den schwierigen Einsatz in Rotor-Stator Anordnungen anpaßt. Die gewonnenen Ergebnissen sowie die daraus entwickelten Auslegungsrichtlinien zeigen Möglichkeiten zur Absenkung der Kühllufttemperaturen und zur Verbesserung des Sekundärluftsystems auf.

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH).

Herrn o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c mult. S. Wittig gilt mein besonderer Dank für die Unterstützung dieser Arbeit, für sein entgegengebrachtes Vertrauen und für die Übernahme des Hauptreferates.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Gabi für seine spontane Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates und für sein freundliches Interesse an dieser Arbeit.

Bei all meinen Kollegen möchte ich mich für die stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft bedanken, die mir speziell in der Anfangsphase zur Bewältigung einiger Probleme verholfen hat. Stellvertretend möchte ich hier Herrn Dipl.-Ing. A. Wiebelt nennen, der mit seiner Diplomarbeit einen ersten Beitrag für diese Arbeit geliefert hat, sowie Herrn Dipl.-Ing. J. Ebner, der in seiner unermüdlichen Art entscheidend an der erfolgreichen Anwendung der LDA-Meßtechnik in dieser Arbeit beteiligt war. Stets konnte ich mich auch auf den vorbehaltlosen Rat der Herren Dr.-Ing. K. Dullenkopf und Dr.-Ing. A. Schulz sowie das uneingeschränkte Vertrauen des Leiters der Komponentengruppe, Herrn Dr.-Ing. S. Kim verlassen.

In besonderem Maße hervorheben möchte ich die enge Zusammenarbeit mit Herrn Dipl.-Ing. M. Dittmann, ohne dessen Unterstützung ich meine Arbeiten an anderen Projekten nicht hätte bewältigen können. Dank gebührt auch meinem langjährigen Bürokollegen, Herrn Dr.-Ing. G. Rottenkolber, für viele motivierende Diskussionen sowie meinem ehemaligen Betreuer Herrn Dr.-Ing. A. Glahn für zahlreiche Anregungen und für die Durchsicht des Manuskripts.

Ohne intensive Unterstützung, die ich bei dem Aufbau des Prüfstandes und der Versuchsträger von allen Mitarbeitern der Werkstätten des Instituts erfahren habe, wäre die vorliegende Arbeit ebenfalls nicht möglich gewesen. Mein herzlicher Dank richtet sich an Herrn E. Schäfer, von dessen herausragendem Arbeitseinsatz und handwerklichem Geschick ich sehr profitiert habe. Ebenso möchte ich mich an dieser Stelle bei allen studentischen Mitarbeitern bedanken, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten an dieser Arbeit mitgewirkt haben, sowie den Technik-, Rechner- und Verwaltungsabteilungen des Instituts, ohne deren Zutun die Arbeit gleichfalls nur schwer realisierbar gewesen wäre.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre endlose Geduld, den für sie selbstverständlichen Rückhalt und die konsequente Unterstützung meiner Ausbildung bedanken.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	iv
Tabellen	viii
Symbole	ix
1 Einführung - Das Sekundärluftsystem in einem Flugtriebwerk	1
2 Problemstellung und Kenntnisstand	5
2.1 Einleitende Bemerkungen	5
2.2 Freie Scheibe - Grundgleichungen und Reibungsmoment	6
2.3 Die rotierende Scheibe im Gehäuse	12
2.4 Das Rotor-Stator System mit überlagerter Strömung	19
2.4.1 Bestimmung des Reibmomentes	20
2.4.2 Störung durch Rauigkeitselemente	25
2.4.3 Heißgaseintritt	29
2.4.4 Vordralldüsensysteme	35
3 Zielsetzung der Arbeit	41
4 Meßstrecke	43
4.1 Modell eines Rotor-Stator Systems	43
4.1.1 Beschreibung der Versuchsträger	44
4.1.1.1 Radial durchströmter Radseitenraum	44
4.1.1.2 Axial überströmter Radseitenraum - Vordralldüsensystem	47
4.1.2 Rotorauslegung	50
4.1.2.1 Radial durchströmter Radseitenraum	50
4.1.2.2 Axial überströmter Radseitenraum	52
4.1.3 Versuchsanlage	54
4.1.3.1 Luftversorgung	54
4.1.3.2 Antrieb	56

5	Meßsysteme	58
5.1	Meßgrößen	58
5.2	Meßwerterfassung	59
5.3	Geschwindigkeitsmessungen - Laser Doppler Anemometrie	60
5.4	Geschwindigkeitsmessungen - Particle Image Velocimetry	65
5.4.1	Funktion und Anwendungen	65
5.4.2	Anpassung des Standard PIV-Systems für die Messung der Strömungsgeschwindigkeiten in einem Rotor-Stator System	66
5.4.2.1	Bildaufnahmesystem	66
5.4.2.2	Fehlereinflüsse	70
5.5	Detektion eines Heißgaseinbruchs	73
5.5.1	Existierende Meßmethoden	73
5.5.1.1	Druckkriterium	73
5.5.1.2	Strömungsvisualisierung	74
5.5.1.3	Gaskonzentrationsmessung	74
5.5.2	Detektion von Streulicht - Die IDLS-Methode	75
5.5.2.1	Theoretischer Hintergrund	77
5.5.2.2	Funktion und Aufbau der Kalibrierstrecke	79
5.5.2.3	Aufbereitung des Meßsignals	81
5.5.2.4	Kalibrierung	82
5.5.2.5	Grenzen der IDLS-Methode	84
5.5.3	Anpassung an ein Rotor-Stator System	86
5.5.3.1	Änderungen am Versuchsträger	86
5.5.3.2	Versuchsdurchführung	88
5.6	Messung totaler Zustandsgrößen: Temperaturen und Drücke	90
5.6.1	Geeignete Sonden	90
5.6.2	Aufbereitung der Meßsignale	92
5.7	Instrumentierung der Versuchsträger	94
5.8	Drehmomentenmessung	98
6	Ergebnisse und Diskussion	99
6.1	Radial durchströmter Radseitenraum	99
6.1.1	Charakterisierung der Strömung mit und ohne Rotortaschen	99

6.1.2	Kriterien zur Vermeidung von Heißgaseinbruch in den Rotor-Stator Zwischenraum	108
6.1.2.1	Einfluß der Störelemente am Rotor	112
6.1.2.2	Einfluß der Störelemente am Stator	115
6.1.3	Einfluß geometrischer Veränderungen des Radseitenraums auf die Verlustleistung	117
6.1.3.1	Einfluß der Störelemente am Rotor	122
6.1.3.2	Einfluß der Störelemente am Stator	125
6.2	Axial überströmter Radseitenraum - Vordralldüsenystem	127
6.2.1	Strömungsgeschwindigkeiten in der äußeren Radseitenkammer des Vordralldüsenystems	127
6.2.1.1	Charakteristische Strömungsstrukturen	127
6.2.1.2	Mittlere Geschwindigkeiten und Effektivitäten	133
6.2.2	Beeinflussung der Kühllufttemperatur durch die verlustbehaftete Strömung in der Vordrallkammer	136
7	Zusammenfassung	146
	Literatur	149
	Anhang	161
A.1	Auslegung der Labyrinthdichtung und der Rotorbohrungen	161
A.2	Korrektur des Drehmomentenmeßwertes	164
A.2.1	Lagerreibung	164
A.2.1.1	Lagerreibung in einem einzelnen Lager	164
A.2.1.2	Lagerreibung in der gewählten O-Anordnung	165
A.2.2	Auswuchtbohrungen	167
A.2.3	Antrieb	168
A.2.4	Bemerkungen zur Auswahl der Drehmomentenmeßwellen	169
A.3	Transformation der Geschwindigkeiten	171

Abbildungsverzeichnis

1.1	Hochdruckturbine eines Zweiwellentriebwerks (Quelle: Rolls-Royce Deutschland)	2
2.1	Freie Scheibe, geschlossenes und durchströmtes Rotor-Stator System	5
2.2	Strömung an der rotierenden, freien Scheibe (links) und Geschwindigkeitsprofile in der Rotorgrenzschicht (rechts), vgl. Abb. 2.1, links	8
2.3	Reibung an einer rotierenden freien Scheibe	11
2.4	c_M in Abhängigkeit von G (links) und optimales Radseitenraumverhältnis $G_{optimal}$ (rechts)	15
2.5	Unterteilung der Strömungszustände in einem geschlossenen Rotor-Stator System nach Daily und Nece (1960)	17
2.6	Kernrotationsfaktor β in einem durchströmten Rotor-Stator System	22
2.7	Drehmomentenbeiwert in Abhängigkeit des turbulenten Strömungsparameters	24
2.8	Unterschiedliche Dichtungstypen - Einteilung nach Phadke und Owen (1983, 1988a)	30
2.9	Geschwindigkeitsplan für ein Vordralldüsenensystem	36
2.10	Verlauf der Totaltemperatur am Rotor in Abhängigkeit von der Rotorgeschwindigkeit u_R und der isentropen Strömungsgeschwindigkeit c_1 am Düsenaustritt	37
2.11	Praktische Ausführungen eines Vordralldüsenensystems	38
4.1	Radial durchströmter Radseitenraum im Axialschnitt	46
4.2	Variationen des äußeren Radseitenraums	46
4.3	Original und Modell des äußeren Radseitenraums eines Rotor-Stator Systems	47
4.4	Axialschnitt des überströmten Radseitenraums / Vordralldüsenensystems	48
4.5	Sperrluftversorgung des Stufenlabyrinths	49
4.6	Von Mises Vergleichsspannung und radiale Dehnung in einer Scheibe mit konstanter Breite und Mittelloch bei einer Drehzahl von $n = 10000$ U/min	52
4.7	Von Mises Vergleichsspannung und radiale Dehnung bei einem Druckverhältnis von $\pi = 1.5$ und einer Drehzahl von $n = 10000$ U/min	53
4.8	Anlagenschema	55
5.1	Standardmeßkette mit Erweiterung zur telemetrischen Übertragung der Meßsignale aus dem rotierenden Bezugssystem	59

5.2	Anordnung des LDA zur Messung des dreidimensionalen Strömungsfeldes im radial durchströmten Radseitenraum	61
5.3	Anordnung der Meße Ebene im Versuchsträger	63
5.4	Verkleinerung des Meßvolumens für die Messung im wandnahen Bereich / modifizierter LDA-Aufbau	64
5.5	PIV-Setup	67
5.6	Positionierung und Größe des Meßvolumens	68
5.7	Unterschiedliche Positionierung der Meßbereiche innerhalb der Vordralldüsenkammer	69
5.8	Fehlereinfluß einer axialen Geschwindigkeitskomponente	72
5.9	Streuleistung $(i_1 + i_2)/2$ in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d	77
5.10	Mittlere Streuleistung $(\overline{i_1 + i_2})/2$ in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d bzw. d_g	79
5.11	Prinzipieller Aufbau des IDLS-Meßsystems	80
5.12	Streuleistung $(i_1 + i_2)/2$ in Abhängigkeit des Streuwinkels θ	80
5.13	Spannungssignal am Ausgang des Photomultipliers U_{PhM} und am Austritt des Integrators U_{Int}	81
5.14	Ausgangsspannung des Photomultipliers U_{PhM} in Abhängigkeit von der Anzahlkonzentration N	84
5.15	Prozentuale Abschwächung der Lichtintensität $(1 - I/I_0)$ als Funktion der Partikelkonzentration N	86
5.16	Realisierung der IDLS-Methode im Radseitenraum eines Rotor-Stator Systems	87
5.17	Bestimmung der Dichteffektivität ϕ in einer Rotor-Stator Anordnung mit glattem Stator und glattem Rotor (Abb. 4.2, Konfiguration "a")	89
5.18	Schnitt und Ansicht der eingesetzten zylindrischen Meßsonden	91
5.19	Recoveryfaktoren dreier baugleicher Totaltemperatursonden	93
5.20	Instrumentierung des radial durchströmten Radseitenraums	94
5.21	Instrumentierung des Vordralldüsen systems	95
5.22	Instrumentierung der Receiverbohrungen	97
5.23	Anordnung der Drehmomentenmeßwelle	98
6.1	Systematisierung der Ergebnisse	99
6.2	Kernrotation bei einer Umfangs-Reynoldszahl $Re_\varphi \approx 1.26 \cdot 10^6$ (a) ohne bzw. (b) mit überlagerter Luftströmung ($\lambda_{turb} = 0.29$)	101

6.3	Kernrotation bei einer Umfangs-Reynoldszahl $Re_\varphi \approx 2.5 \cdot 10^6$ ($\lambda_{turb} \approx 0.17$) - (a) mit bzw. (b) ohne Rotortaschen	103
6.4	Strömungsgeschwindigkeiten im Wandbereich des Rotors - $Re_\varphi \approx 2.4 \cdot 10^6$; $\lambda_{turb} \approx 0.17$	104
6.5	Auf unterschiedlichen Radien $x = r/R$ gemessene tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten - Auftragung über dem axialen Abstand zur Rotorscheibe z/s	105
6.6	Durch die Rotortaschen hervorgerufene Störungen in der Hauptströmung - $Re_\varphi \approx 2.4 \cdot 10^6$; $\lambda_{turb} \approx 0.17$	106
6.7	Druckschwingungen im Bereich der äußeren Spaltdichtung	107
6.8	Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit glattem Rotor und glattem Stator	109
6.9	Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ in Abhängigkeit von Re_φ und der dimensionslosen, inneren Spaltweite $G_{c,i}$ - Konfiguration mit glattem Rotor und glattem Stator	111
6.10	Radialer Druckverlauf innerhalb des Radseitenraums bei einer Variation der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und der inneren Spaltweite $G_{c,i}$ ($G_c = 0.04$)	112
6.11	Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit berippter Rotorwand und glattem Stator	113
6.12	Radialer Verlauf des Druckbeiwertes c_p in Abhängigkeit der Drehgeschwindigkeit $\Omega \cdot R$, der dimensionslosen Durchflußrate c_w und der Rotorgeometrie	114
6.13	Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit glattem Rotor und rauhem Stator	116
6.14	Drehmoment als Funktion der Scheibendrehgeschwindigkeit $\Omega \cdot R$ und des durchgesetzten Kühlluftmassenstroms \dot{m}	118
6.15	Drehmomentenbeiwert c_M ohne Durchfluß - Vergleich mit einem geschlossenen Rotor-Stator System	118
6.16	Drehmomentenbeiwert c_M als Funktion der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und des Kühlluftstroms c_w ($\lambda_{turb} < 0.219$)	119
6.17	Drehmomentenbeiwert c_M als Funktion der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und des Kühlluftstroms c_w ($\lambda_{turb} > 0.219$)	120
6.18	Einfluß der inneren Spaltdichtung	121
6.19	Prozentuale Erhöhung des Momentes als Folge der Rotortaschen - Einfluß der Kammertiefe und des Kantenradius	123

6.20	Einfluß der Spaltweite $s_{a,a}$ ohne (links) und mit (rechts) Berücksichtigung der Dichteänderung im Rotor-Stator Zwischenraum	124
6.21	Drehmomentenbeiwert c_M in einer Konfiguration mit Rotortaschen der Tiefe 20 mm und mit scharfer Eintrittskante	124
6.22	Drehmomentenbeiwert c_M in einer Konfiguration mit Rotortaschen der Tiefe 20 mm und mit Kantenradius $r = 1.6$ mm	125
6.23	Prozentuale Änderung des Momentes als Folge der Schraubenköpfe	126
6.24	Am Austritt der Rotorbohrungen gemessener Totaldruckunterschied	128
6.25	Strömungsvektoren mit Kernrotation in der Vordrallkammer - Endoskopposition "1"	129
6.26	Strömungsvektoren mit Kernrotation in der Vordrallkammer - Endoskopposition "2" (Düsenaustritt)	130
6.27	Radiale Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit des dimensionslosen Abstandes von der Vordralldüse $\xi/d_{Düse}$ bei $Re_\varphi = 2.46 \cdot 10^6$ ($\Omega \cdot r_m = 138.2$ m/s), $\pi = 1.67$, $\lambda_{turb} = 0.38$	131
6.28	Mittlere Umfangsgeschwindigkeiten im ruhenden (links) und im mitbewegten (rechts) Bezugssystem	134
6.29	Vergleich mit der isentropen und polytropen Düsenaustrittsgeschwindigkeit (links) und effektive Drallzahl (rechts)	134
6.30	Verlust des Gesamtsystems (links) und Vordrallkammerwirkungsgrade für verschiedene Gesamtdruckverhältnisse (rechts)	135
6.31	Im rotierenden Bezugssystem gemessene Totaltemperaturen bei $N = 12$ (Düse und Bohrung), $s = 10$ mm und $c/d = 0.04$	137
6.32	Vergleich zwischen theoretisch berechneter und gemessener Totaltemperaturabsenkung	138
6.33	Kühleffektivität des verlustbehafteten Vordralldüsenystems	139
6.34	Vergleich zwischen theoretischer und gemessener Totaltemperatur - Berücksichtigung von η_{Kammer} und M_{Rotor}	141
6.35	Temperaturanstieg infolge Rotorreibung	142
6.36	Kühleffektivität in Abhängigkeit des turbulenten Strömungsparameters λ_{turb}	144
A.1	Reibung eines Lagerpaares bei axialer Beanspruchung	165
A.2	Aufbau zur Bestimmung der Lagerreibung	166
A.3	Einfluß der Bohrungen auf das Meßsignal	167
A.4	Einfluß der Motorsteuerung und mechanischer Schwingungen auf das Meßsignal	168
A.5	Kennzeichnung der Winkel für die Berechnung der Transformationskoordinaten	171

Tabellenverzeichnis

4.1	Dimensionslose Strömungsgrößen	43
4.2	Abmessungen der Versuchsträger	45
5.1	Meßgrößen und Meßsysteme	58
5.2	Meßvolumenlänge und -durchmesser im konventionellen Rückstreuverfahren	63
5.3	Positionierung der Meßstellen im Vordralldüsensystem	96
6.1	Liste der untersuchten Strömungsparameter	127
A.1	Eingesetzte Drehmomentenmeßwellen	170

Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Physikalische Größe
<i>Lateinische Symbole</i>		
A	m^2	Fläche
a_{ij}	–	Koeffizienten der Transformationsmatrix
b	m	Breite
C	As/V	elektrische Kapazität
C_0	N	statische Tragzahl
C_D	–	Durchflußbeiwert
c	m/s	Strömungsgeschwindigkeit im Düsenstrahl
c	m	Fase
c_M	–	dimensionsloser Momentenkoeffizient $c_M = \frac{2M}{\rho\Omega^2 R^5}$
c_f	–	Reibungsbeiwert
c_p	$J/(kg \cdot K)$	spezifische Wärmekapazität
c_p	–	Druckbeiwert $c_p = \rho R^2(p - p_U)/\mu^2$
c_w	–	dimensionsloser Sperr-/Kühlluftmassenstrom $c_w = \frac{\dot{m}}{\mu R}$
$c_{w,min}$	–	minimal notwendiger Sperrluftmassenstrom zum vollständigen Abdichten des Radseitenraums
D	m	Strahlabstand
D	m^2/s	Diffusionskoeffizient
DN	m	Nennweite
d	m	Durchmesser
d	m	Weglänge normal zum Lichtschnitt
d_g	m	geometrischer Mittelwert der Verteilung
d_m	m	Teilkreisdurchmesser
E_{kin}	J	kinetische Energie
e	m	Abstand zum Zentrum des detektierten Meßbereichs (innerhalb der Lichtschnittebene)
F	N	Kraft
f	m	Brennweite
f	$1/s$	Frequenz
f_0	–	Reibungsbeiwert
G	–	Radseitenraumverhältnis $G = s/R$
G_c	–	dimensionslose Spaltweite $G_c = s_{a,a}/R$

$G_{c,i}$	–	dimensionslose innere Spaltweite $G_{c,i} = s_{a,i}/R$
h	m	Höhe
I	W/m^2	Lichtintensität
I_0	W/m^2	Primärlichtintensität
i_1, i_2	–	dimensionslose Lichtintensität, Intensitätskomponenten der Streustrahlung eines homogenen Kügelchens senkrecht und parallel zur Ausbreitungsebene der Lichtwelle
k	–	Verstärkung
k_s	m	Sandraueheitshöhe
l	m	Länge
M	Nm	Drehmoment
M	–	Machzahl
m	–	Brechungsindex
m	–	Querdehnungszahl
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
N	–	Anzahl
N	$1/m^3$	Partikeldichte
n	min^{-1}	Drehzahl
P	W	Leistung
Pr	–	Prandtl-Zahl $Pr = \mu c_p / \lambda$
P_0	N	statisch äquivalente Belastung
$p(d)$	$1/m$	Verteilungsfunktion (logarithmische Normalverteilung)
p	N/m^2	Druck
\dot{Q}	$\sqrt{kgK/kJ}$	reduzierter Durchfluß
Q_{ext}	–	Extinktionskoeffizient
R	m	Außenradius der Rotorscheibe
R	V/A	elektrischer Widerstand
R	$kJ/(kgK)$	spezifische Gaskonstante
R	–	Recovery-Faktor
R	m	Abstand des Partikels zum Beobachter
Re_{ax}	–	axiale Reynoldszahl $Re_{ax} = \frac{v_{ax} R}{\nu}$
Re_s	–	Spalt-Reynoldszahl $Re_s = \frac{\Omega s^2}{\nu}$
Re_φ	–	Umfangs-Reynoldszahl $Re_\varphi = \frac{\Omega R^2}{\nu}$
$R_{p0.2}$	N/mm^2	0.2 %-Dehngrenze
r	m	Radius
r_m	m	Teilkreisradius der Kühlluft einlaßbohrungen
s	m	Spaltweite
s	m	Abstand zwischen Rotor und Stator

$s_{a,a}$	m	äußere Axialspaltweite
$s_{a,i}$	m	innere Axialspaltweite
s_r	m	radiale Spaltweite
T	K	Temperatur
T	s	Schwingungsdauer
t	m	Tiefe der Rotortaschen
t	s	Zeit
U	V	elektrische Spannung
u	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
u_R	m/s	Umfangsgeschwindigkeit der Kühlluft einlaßbohrung (engl.: Receiver) $u_R = \Omega \cdot r_m$
v	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
v_τ	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit $v_\tau = (\tau_w/\rho)^{0.5}$
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit im mitbewegten Bezugssystem
x	—	dimensionsloser Radius $x = r/R$
x	m	Abstand zur Bohrungsmitte
x	m	Abstand des Endoskops zum Lichtschnitt
x, y, z	m	kartesische Koordinaten
x_c	—	dimensionsloser Radius, ab dem $\beta = 0$ wird, $x_c = 1.793 \cdot \lambda_{turb}^{5/13}$
z	m	Abstand zur Rotorscheibe
z_0	m	axiale Überlappung

Griechische Symbole

α	$^\circ$	Neigungswinkel der Vordralldüse
α	$^\circ$	Druckwinkel
α^*	$^\circ$	Winkel der Sonde 2 (grün/blau) zur r, z -Ebene
β	—	Kernrotationsfaktor, Drallzahl $\beta = v_t/(\Omega \cdot r)$
β	$^\circ$	Lastwinkel $\beta = \arctan(F_{ax}/F_r)$
γ	—	Extinktionsexponent
Δ	—	Kroneckersymbol
$\Delta\mu$	$^\circ$	Winkel beider LDA-Sonden zur r, φ -Ebene
δ	m	Grenzschichtdicke
δ, ϵ, η	$^\circ$	Winkel im r, φ, z -Koordinatensystem
δ_x	μm	Meßvolumendurchmesser
δ_z	m	Meßvolumenlänge

η	—	Effektivität, Wirkungsgrad
η^*	°	Winkel der Sonde 1 (violett) zur r,z -Ebene
Θ	—	ideale Vordralleffektivität
θ	°	Streuwinkel
κ	—	Isentropenexponent
λ	$W/(mK)$	Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Wellenlänge
λ_{lam}	—	laminares Strömungsparameter $\lambda_{lam} = c_w \cdot Re_\varphi^{-1/2}$
λ_{turb}	—	turbulenter Strömungsparameter $\lambda_{turb} = c_w \cdot Re_\varphi^{-4/5}$
μ	Ns/m^2	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität $\nu = \mu/\rho$
ξ	m	Abstand vom Düsenaustritt
π	—	Druckverhältnis
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	N/mm^2	mechanische Spannung
σ_g	—	geometrische Standardabweichung
σ_V	N/mm^2	Vergleichsspannung nach der Gestaltänderungsenergiehypothese (v. Mises-Hypothese)
τ	N/m^2	Schubspannung
ϕ	—	Dichteffektivität
Ω	$1/s$	Winkelgeschwindigkeit des Rotors $\Omega = 2\pi n \cdot 60^{-1}$
ω	$1/s$	Winkelgeschwindigkeit des Fluids außerhalb der Grenzschicht

Indizes

0	in der Bildebene
0	Zustand vor der Düse
1	in der Objektebene
1	Zustand nach der Düse
2	Zustand am Austritt der Rotorbohrungen
1, 2, 3	Detektionsrichtungen der LDA-Sonden
a	außen
a, ax	axial
abs	im ruhenden Bezugssystem
B	Bohrung
D	Düse

<i>eff</i>	Effektivwert
<i>g</i>	im gesamten Meßbereich gemittelt
<i>I</i>	Integrator
<i>Int</i>	Ausgang des elektronischen Integrators
<i>i</i>	innen
<i>L</i>	Luft
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>PhM</i>	physikalischer Ausgang des Photomultipliers
<i>R</i>	Rotor, Receiver
<i>r</i>	radial
<i>ref</i>	Referenzwert, Schwellwert
<i>rel</i>	im mitbewegten Bezugssystem
<i>S</i>	Streulicht
<i>S</i>	Versorgung (engl.: Supply)
<i>s</i>	statisch
<i>t</i>	tangential
<i>tot</i>	total, aufgestauter Zustand
<i>turb</i>	turbulent
<i>U</i>	Umgebung
<i>w</i>	Wand
φ	tangential
∞	im Fernfeld

Exponenten

—	gemittelt
', ", "'	bezüglich r, φ, z

1 Einführung - Das Sekundärluftsystem in einem Flugtriebwerk

Effizienz ist der Schlüsselparameter für eine moderne Turbomaschine und steht daher bei heutigen und zukünftigen Entwicklungen von Flugtriebwerken, aber auch von stationären Gasturbinen im Mittelpunkt jeglicher Anstrengungen.

Die prinzipiellen thermodynamischen Vorteile, die durch stetig gesteigerte Turbineneintrittstemperaturen und erhöhte Druckverhältnisse geschaffen werden, können der Maschine nur dann zu einem verbesserten Gesamtwirkungsgrad verhelfen, wenn Strömungsverluste in Kompressor und Turbine klein gehalten werden können. Neben der Strömung im Hauptkanal der Maschine gewinnt bei hohen Turbineneintrittstemperaturen auch die interne Luftführung, welche für Kühlzwecke benötigt wird und bis zu 20 % des Luftmassenstroms durch das Kerntriebwerk betragen kann, zunehmend an Bedeutung. Einen Leistungsverlust und Wirkungsgradeinbußen erleidet die Maschine in diesem Fall durch die bloße Entnahme der Kühlluftmenge, die üblicherweise am Austritt des Verdichters und damit auf prinzipiell hohem Druckniveau erfolgt (siehe Abb. 1.1). Der vom thermodynamischen Kreisprozeß entkoppelte Massenstrom wird an rotierenden Wellen entlang und durch Wellen- und Scheibenbohrungen den kritischen Turbinenkomponenten zugeführt, bevor er der Hauptströmung mit erhöhter Entropie wieder zugemischt wird. Verluste entstehen zunächst hauptsächlich in Form von Totaldruckverlusten beim Durchströmen der Bohrungen und Wellendurchführungen (Wittig et al., 1996). Der Konstrukteur muß die betroffenen Komponenten so auslegen, daß Druckverluste möglichst gering sind und somit eine Entnahme der Verdichterluft auf geringstmöglichem Druckniveau erfolgen kann. Nachteilige Effekte entstehen zwischen Verdichter und Turbine aber auch durch nicht adiabate, irreversible Strömungsvorgänge, welche die Totalenthalpie bzw. -temperatur erhöhen. Eine Erwärmung der Kühlluft kann einerseits durch Wärmestrahlung in Kombination mit -konvektion in unmittelbarer Umgebung der Brennkammer, andererseits durch Reibungserwärmung in engen Spalten entstehen.

Abb. 1.1 zeigt den mit Sekundärluft intensiv durchströmten Hochdruckteil der Turbine eines modernen Zweiwellentriebwerks in einem Axialschnitt. Neben der Kühlung der thermisch beanspruchten Leit- und Laufschaufeln, der Lagerkammerwände und weiterer wärmeempfindlicher Komponenten hat die Sekundärluft innerhalb der ersten Turbinenstufen die maßgebliche Aufgabe, die zwischen Rotorscheiben und angrenzenden Statoren liegenden Radseitenräume gegen ein Einströmen der heißen Abgase aus der Hauptströmung abzudichten. Die an den Konstrukteur gestellten Aufgaben bestehen darin, den hierfür erforderlichen Sperrluftmassenstrom durch die Wahl einer geeigneten Kühlluftführung und durch die Wahl effizienter Dichtungen auf ein Minimum zu senken, ohne dabei die thermische Beanspruchung der Rotorscheiben zu erhöhen und somit deren Lebensdauer zu verkürzen. Letztere Forderung wird durch die zwischen rotierenden und stehenden Komponenten stets vorhandenen Geschwindigkeitsgradienten und die damit verbundene Erwärmung der Kühlluft infolge Reibung (engl.: windage heating) erschwert. Rauhe

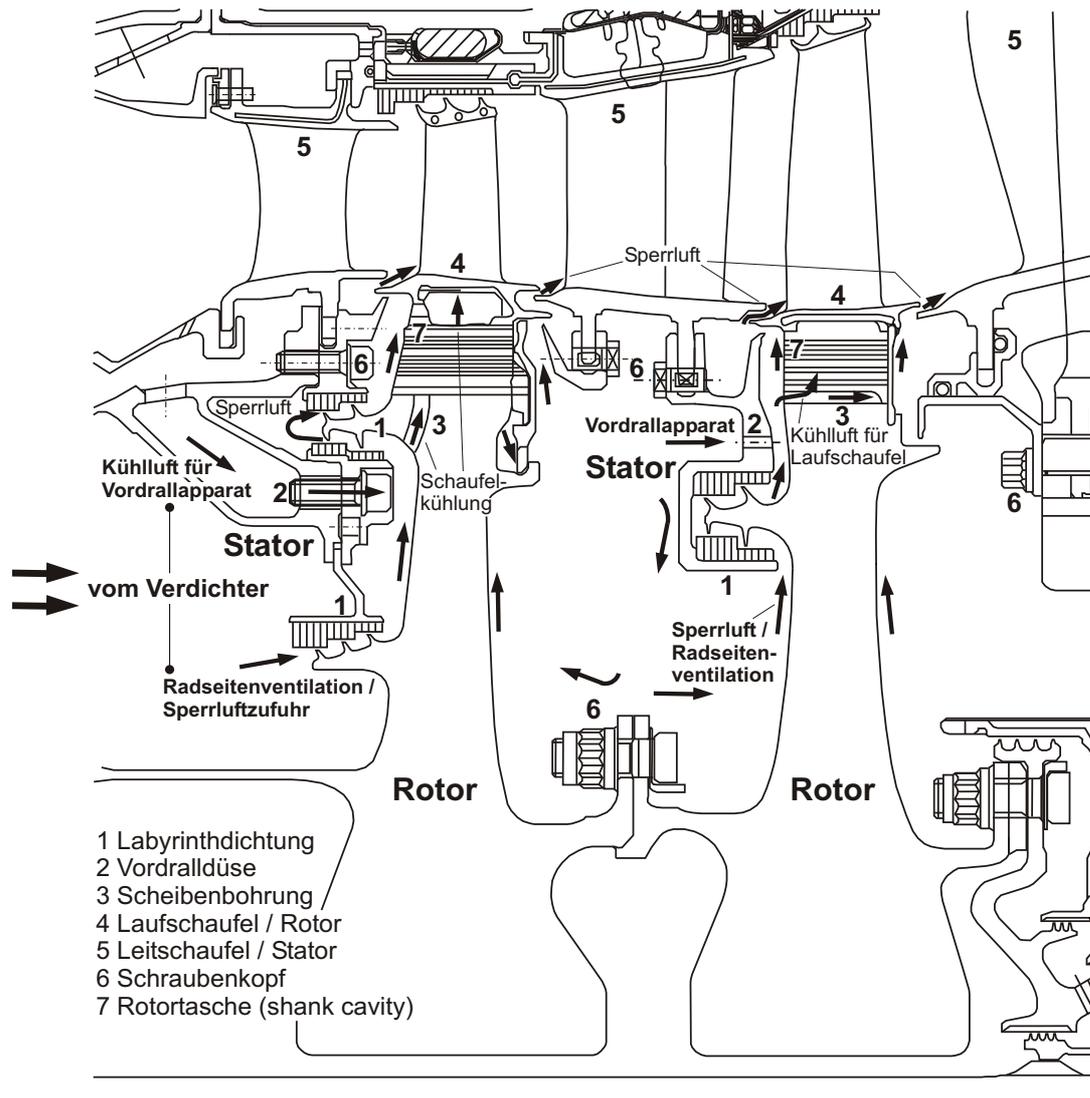


Abb. 1.1: Hochdruckturbinenstufe eines Zweiwellentriebwerks (Quelle: Rolls-Royce Deutschland)

Wände können die auf Viskositätseffekte innerhalb der Grenzschicht zurückzuführenden Verluste und damit die Radseitenerwärmung zusätzlich forcieren. Um letztlich den erhöhten Leistungsbedarf infolge ansteigender Reibmomente besser voraussagen zu können, muß sich der Konstrukteur auch mit Fragestellungen zur turbulenten Grenzschichtströmung und deren Beeinflussung durch rauhe bzw. mit Rippen und Bohrungen versehenen Wandoberflächen beschäftigen.

Die Kühlluftzuführung für die Laufschaufeln erfolgt in Abb. 1.1 über Bohrungen, die entweder innerhalb der Rotorscheibe oder direkt im Schaufelfuß und damit in unmittelbarer Umgebung der äußeren Radseitenraumdichtung angebracht sind. Um optimale, d.h. verlustfreie Einstrombedingungen zu schaffen, und um die Kühllufttemperatur maximal zu senken, werden diese Bohrungen häufig über sogenannte Vordralldüsen angeströmt. Berücksichtigt werden muß bei dieser Methode jedoch, daß für die Expansion bzw. Be-

schleunigung des Fluids in Drehrichtung des Rotors ein entsprechendes Druckverhältnis über den Vordrallapparat erforderlich ist. Um einen Heißgaseintritt in die Vordrallkammer zu vermeiden, muß der Radseitenraum nach wie vor mit zusätzlicher Kühlluft gespült werden. Verluste entstehen in einem solch komplexen System infolge einer Vermischung beider Teilströme, die letztlich zu einer Erwärmung der für die Schaufeln vorgesehenen Kühlluft führt. Weitere Wirkungsgradeinbußen kann ein Vordralldüsen-System durch Totdruckverluste im Vordrallapparat und durch Reibungsverluste beim Überströmen der Vordrallkammer erleiden.

Bei der Betrachtung von Verlustmechanismen spielen auch die vielfältigen Labyrinthdichtungen in einer Gasturbine eine entscheidende Rolle. Dabei bilden vor allem das Durchfluß- und Wärmeübergangsverhalten dieser Komponenten einen eigenen Themenkomplex, der bereits im Mittelpunkt zahlreicher Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsarbeiten stand (Schramm et al., 2002, Waschka et al., 1992, Willenborg et al., 2002, Wittig et al., 1983, 1987b, 1988).

Die in einer rotierenden Labyrinthdichtung erzeugte Reibungswärme kann speziell im Falle kleiner Durchflußraten zu einer spürbaren Erhöhung der Kühllufttemperatur führen und muß daher insbesondere bei einer beabsichtigten weiteren Einsparung der Sekundärluft in zunehmendem Maße berücksichtigt werden (dies gilt selbstverständlich auch für die durchströmten Rotor-Stator Zwischenräume). Die genauen funktionalen Zusammenhänge zwischen zugeführtem Massenstrom, Rotordrehzahl, konvektivem Wärmeübergang, Reibungsaufheizung und Leistungsverlust sind bei der Auslegung effizienter Kühlsysteme von großer Bedeutung. Ein gutes Auslegungsverfahren greift dabei auf ein kontinuierlich erweitertes und verbessertes Verständnis der zumeist hochgradig komplexen Strömungsmechanik und Thermodynamik zurück (Denton, 1993).

Im Fall der mit Kühlluft durchströmten Rotor-Stator Zwischenräume können selbst geringe Veränderungen der geometrischen Randbedingungen drastische Veränderungen in der Strömung bewirken. So können beispielsweise Störelemente auf der Oberfläche einer Rotorscheibe bei einer Drehzahl des Hochdruckläufers von $n > 14000$ U/min eine Erwärmung der Kühlluft um mehr als 100 K verursachen (Haaser et al., 1987). Um die Auswirkung ähnlicher konstruktiver Eingriffe besser abschätzen zu können, und um Fehler bei Neuentwicklungen a priori zu vermeiden, müssen die voll dreidimensionalen und komplizierten Strömungsvorgänge in Rotor-Stator Systemen weiter erforscht werden. Dies gilt speziell für die unterschiedlichen Rauigkeitselemente in Rotor-Stator Zwischenräumen, über deren Auswirkung auf die Strömung bislang nur wenig veröffentlicht wurde. Wenig wurde bislang auch über die häufig eingesetzten und in ihrer konstruktiven Form sehr unterschiedlich realisierten Vordralldüsen-Systeme publiziert.

Hilfestellung bei diesen Anstrengungen können die sich in einer permanenten Weiterentwicklung befindlichen CFD Verfahren leisten. Da diese jedoch bei der Simulation der technisch relevanten turbulenten Strömungen immer noch auf vereinfachende Modelle zurückgreifen müssen, muß ihr Einsatz bei der Gewinnung quantitativer Ergebnisse kritisch beurteilt werden. Unverzichtbar für die Validierung numerisch ermittelter Datensätze sind deshalb nach wie vor experimentelle Meßergebnisse. Deren Genauigkeit ist lediglich durch

die jeweils zur Verfügung stehende Meßtechnik begrenzt. Dank der Entwicklung und Verbreitung berührungsloser, optoelektronischer Verfahren für die Geschwindigkeitsmessung in dreidimensionalen, turbulenten Strömungen wie z.B. der Laser Doppler Anemometrie (LDA), der Phasen Doppler Anemometrie (PDA) und der Particle Image Velocimetry (PIV) befindet sich diese generell auf einem hohen Standard. Der Ingenieur ist wiederum dort gefordert, wo die Meßtechnik an ihre Grenzen stößt. Hieraus ergibt sich die zentrale Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit, die - wie in den nachfolgenden Kapiteln eingehend beschrieben - dem grundlegenden Verständnis der Strömung und der reibungsinduzierten Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen dient.

2 Problemstellung und Kenntnisstand

2.1 Einleitende Bemerkungen

Als Grundlage für die Beschreibung der Strömung in Rotor-Stator Zwischenräumen sowie zur Verdeutlichung der maßgeblichen Mechanismen in der Rotorgrenzschicht dient zunächst die in einer freien Umgebung rotierende Scheibe. Dieser einfache Testfall wird dann um ein stationäres Gehäuse erweitert, welches mit der rotierenden Scheibe eine vollständig geschlossene oder auch offene Rotor-Stator Kombination bildet (s. Abb. 2.1). Obwohl für die Praxis eher von untergeordnetem Interesse, kann mit diesen Modellen der Einfluß einer stationären Wand auf die Radseitenströmung sehr gut beschrieben werden. Praktische Anwendung findet schließlich das durchströmte Rotor-Stator System mit Dichtspalt. In einer solchen Anordnung muß geklärt werden, wie stark sich die durchgesetzte Kühlluft aufheizt und unter welchen Bedingungen ein Austausch mit der umgebenden Luft, d.h. ein Einströmen externer Luft erfolgen kann. Aufgrund ihrer Häufigkeit werden radial von innen nach außen durchströmte Radseitenräume in diesem Kapitel behandelt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Fluids ist hier stets kleiner als die Scheibendrehgeschwindigkeit. Der Rotor muß daher Arbeit leisten. Der zuvor angesprochene Effekt der Wandrauigkeit besitzt ebenfalls praktische Relevanz und darf deshalb speziell bei der Betrachtung des Leistungsverlustes nicht vernachlässigt werden. Während hier im Bereich der Sandkornrauigkeiten die frühen Arbeiten von Nikuradse (1933) im Hinblick auf das zu erwartende Reibmoment Hilfestellung geben, muß im Falle makroskopischer Rauigkeitselemente die Anwendung allgemeingültiger Regeln noch überprüft werden. Den Schluß bilden die Arbeiten, die sich mit der Strömung in Vordralldüsensystemen auseinandersetzen. Die Diskussion über mögliche Verluste als Folge von Reibung und Mischungseffekten, als auch Fragestellungen zum Thema periodisch instationärer Strömungseffekte und deren Einfluß

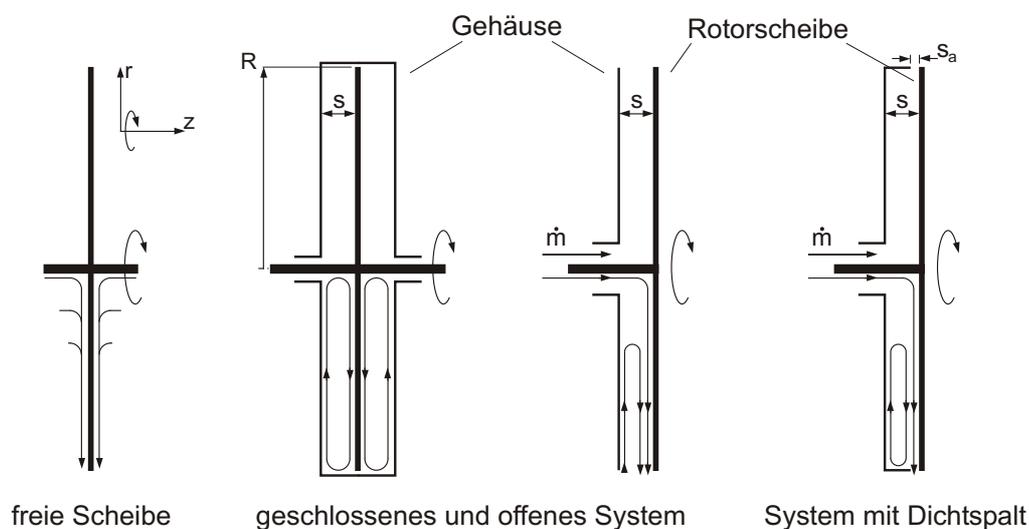


Abb. 2.1: Freie Scheibe, geschlossenes und durchströmtes Rotor-Stator System

auf den Heißgaseintritt stehen hier im Mittelpunkt.

Unberücksichtigt bleibt in dieser Arbeit der Wärmeübergang an rotierenden Scheiben. Dem interessierten Leser seien neben den Veröffentlichungen von Dorfman (1963) und Owen und Rogers (1989, 1995) beispielsweise die Untersuchungen von Metzger (1970), Metzger und Grochowsky (1977), Owen (1971), Haynes und Owen (1975), Northrop und Owen (1988), Dibelius und Heinen (1990), Bunker et al. (1992a,b) und Platzter et al. (1992) genannt. Die im Grundlagenteil der Arbeit beschriebenen Untersuchungen erfolgten größtenteils an Versuchsträgern, die mit Hilfe entsprechender Materialien oder infolge dicker Wände annähernd adiabate Voraussetzungen erfüllen. Der Einfluß von Wärmeübergangseffekten auf die Strömung kann somit in guter Näherung ausgeschlossen werden. Dennoch soll nicht unerwähnt bleiben, daß in der Realität ein konvektiver Wärmeübergang an den heißen Wänden die Kühlluft zusätzlich aufheizt. Die Kenntnis entsprechender Nusseltzahlen ist außerdem im Hinblick auf die notwendige Scheibekühlung dringend erforderlich.

2.2 Freie Scheibe - Grundgleichungen und Reibungsmoment

Strömung und Wärmeübergang an einer rotierenden Scheibe können mit Hilfe der drei Grundgleichungen der Strömungsmechanik, d.h. der Kontinuitäts-, der Impuls- und der Energiegleichung vollständig beschrieben werden. Eine mathematische Lösung ist jedoch aufgrund des nichtlinearen Charakters der Gleichungen nur in Sonderfällen unter vereinfachenden Annahmen möglich. Die in ruhender und bewegter Umgebung rotierende Scheibe ohne Gehäuse zählt dabei zu den wenigen Strömungsfällen, für die die Navier-Stokes-Gleichungen im Falle moderater Umfangs-Reynoldszahlen, d.h. laminarer Strömungen exakt gelöst werden können (Schlichting und Gersten, 1997). Eine Diskussion der laminaren Lösung ist an dieser Stelle sinnvoll, da sie den prinzipiellen Charakter der Strömung an einer rotierenden Scheibe sehr gut wiedergibt. Einige allgemeingültige Beobachtungen, wie z.B. die Strömungsform an der Scheibenoberfläche können auch auf den turbulenten Fall übertragen werden. Desweiteren greifen auch die für geschlossene und offene Rotor-Stator Systeme entwickelten Modelle zur Berechnung des Reibmomentes auf reduzierte Formen der in allgemeiner Form geschriebenen Bewegungsgleichungen zurück.

Für Newtonsche Fluide können die Bewegungsgleichungen in für rotierende Systeme sinnvollen zylindrischen Koordinaten und in Abhängigkeit der viskosen Spannungen angegeben werden (Bird et al., 1960):

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial \varphi} - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right) + \rho g_r \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{r\varphi}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{\varphi z}}{\partial z} \right) + \rho g_\varphi \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\varphi z}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \rho g_z \quad (2.3)$$

Die in Gl. 2.1 bis 2.3 eingesetzten Komponenten des viskosen Spannungstensors können in zylindrischen Koordinaten wie folgt angegeben werden:

$$\begin{aligned} \tau_{rr} &= -\mu \left[2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \right] & \tau_{r\varphi} &= \tau_{\varphi r} = -\mu \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} \right] \\ \tau_{\varphi\varphi} &= -\mu \left[2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r}{r} \right) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \right] & \tau_{\varphi z} &= \tau_{z\varphi} = -\mu \left[\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} \right] \\ \tau_{zz} &= -\mu \left[2 \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \right] & \tau_{zr} &= \tau_{rz} = -\mu \left[\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Die Kontinuitätsgleichung in allgemeingültiger Form lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\rho v_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (2.5)$$

Für eine rotierende Scheibe können zunächst rotationssymmetrische Strömungsbedingungen vorausgesetzt werden. Gl. 2.1 bis 2.3 vereinfachen sich damit durch den Wegfall aller partieller Ableitungen nach der Umfangskoordinate φ . Bei konstanter Drehzahl des Rotors n sowie bei Vernachlässigung der Gravitationseinflüsse verschwinden außerdem alle partiellen Ableitungen nach der Zeit t und die Glieder mit g . Zur Lösung des Differentialgleichungssystems setzen Kármán (1921) und Cochran (1934) außerdem ein inkompressibles Strömungsmedium mit konstanter Dichte ρ und konstanter Viskosität μ voraus. Einflüsse der Temperatur auf die Wärmeleitfähigkeit λ werden ebenfalls vernachlässigt. Als Lösungsansatz drückt Kármán die Umfangs- und Radialgeschwindigkeitskomponente als Funktion der Scheibenumfangsgeschwindigkeit $r \cdot \Omega$ und zweier dimensionsloser Wandfunktionen $G(\zeta)$ und $F(\zeta)$ aus. Letztere sind wiederum Funktionen eines dimensionslosen Wandabstandes ζ , der proportional zu z/δ ist. Eine Abschätzung der Grenzschichtdicke δ durch eine Kräftebilanz in Umfangs- und Radialrichtung liefert hierfür den Ausdruck $\zeta = z(\Omega/\nu)^{0.5}$. Die Grenzschichtdicke δ ist proportional zu $(\nu/\Omega)^{0.5}$ und damit unabhängig vom Scheibenradius. Während δ mit steigender Scheibengeschwindigkeit abnimmt, wird aus den Überlegungen von Kármán zusätzlich klar, daß die axiale Zuströmgeschwindigkeit v_z mit der Drehzahl zunimmt ($v_z \sim (\nu\Omega)^{0.5}$). Die Variablen v_z und Druck p erscheinen als Funktion der dimensionslosen Wandfunktionen $H(\zeta)$ und $P(\zeta)$:

$$v_r = r\Omega F(\zeta), \quad v_\varphi = r\Omega G(\zeta), \quad v_z = \sqrt{\nu\Omega} H(\zeta), \quad p = -\rho\nu\Omega P(\zeta) \quad (2.6)$$

Durch Substitution in Gl. 2.1 bis 2.3 und 2.5 sowie durch Setzen geltender Randbedingungen wie z.B. der Haftbedingungen auf der Scheibenoberfläche, und unter Vernachlässigung axialer Geschwindigkeiten innerhalb der Grenzschicht werden die Bewegungsgleichungen in die Grenzschichtgleichungen überführt. Deren Lösung kann letztlich mit Hilfe einer Potenzreihenentwicklung in der Form $F, G, H = f(e^{-kc\zeta})$, $k = 1 \dots n$, $c = \text{konstant}$ bzw. $f(\zeta^k)$ in unmittelbarer Wandnähe durch numerische Integration erfolgen (siehe z.B.

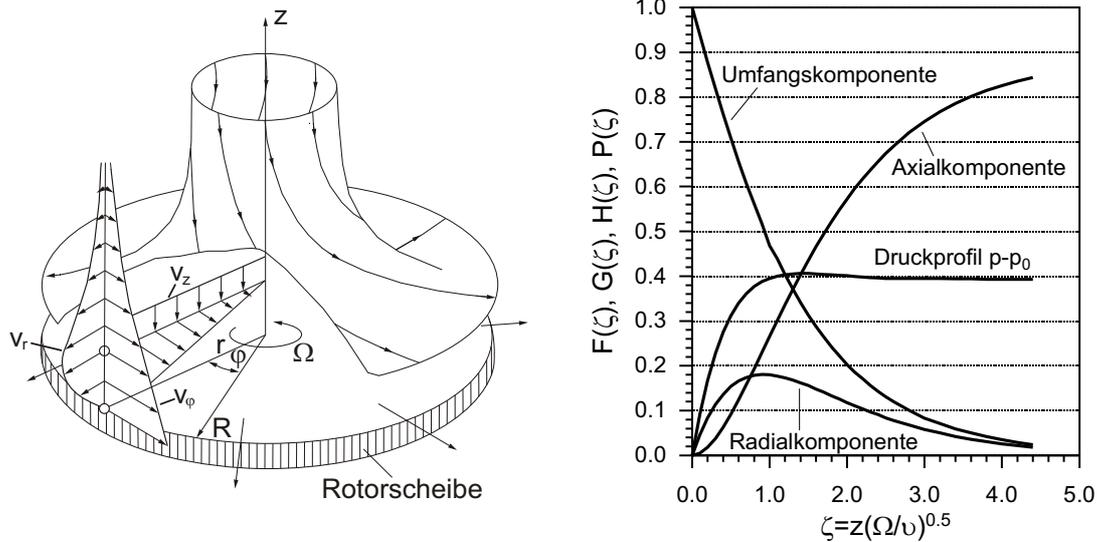


Abb. 2.2: Strömung an der rotierenden, freien Scheibe (links) und Geschwindigkeitsprofile in der Rotorgrenzschicht (rechts), vgl. Abb. 2.1, links

Cochran, 1934). Die in Abb. 2.2 dargestellten Geschwindigkeitsprofile sind in guter Übereinstimmung mit experimentellen Meßdaten von Gregory et al. (1955) (siehe auch Dorfman, 1963). Sie verdeutlichen, daß innerhalb der Rotorgrenzschicht eine Strömung nur in radiale und tangentialer Richtung stattfindet. Die Wirkung der Reibung ist auf diese wandnahe Schicht begrenzt. Außerhalb der Grenzschicht bewegt sich die Luft axial in Richtung Scheibenoberfläche. Das Fluid wird von der Scheibe angesaugt, bevor es schließlich infolge der Scheibenreibung in Umfangsrichtung beschleunigt und in einem begrenzten Bereich zwischen Scheibenoberfläche und umgebendem Fluid radial von innen nach außen zentrifugiert wird. Die Scheibe übt auf das Strömungsmedium eine Pumpwirkung aus. In unmittelbarer Umgebung der Scheibe stehen dabei die Reib- und Trägheitskräfte mit den in tangentialer und radialer Richtung wirkenden Scherkräften im Gleichgewicht.

Aus Gl. 2.4 und 2.6 läßt sich die in Umfangsrichtung wirkende Schubspannung $\tau_{z\varphi}$ ableiten:

$$\tau_{z\varphi} = \mu \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) = \rho r \nu^{0.5} \Omega^{1.5} G'(0) \quad (2.7)$$

Obwohl die Ergebnisse für eine unendlich ausgedehnte Scheibe gelten, kann unter Vernachlässigung von Reibungseffekten am äußeren Scheibenrand das Moment der einseitig benetzten Scheibe durch Integration des Ansatzes $dM = -2\pi r dr r \tau_{z\varphi}$ von 0 bis zum Scheibenradius R ermittelt werden. Für den bekannten dimensionslosen Momentenkoeffizienten c_M folgt schließlich

$$c_M = \frac{M}{\frac{\rho}{2} \Omega^2 R^5} = 1.935 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.5} \quad , \quad \text{Re}_\varphi = \frac{R^2 \Omega}{\nu} \quad \text{eine Scheibenseite, laminar.} \quad (2.8)$$

Werden auf der rechten Seite von Gl. 2.1 die Terme mit $\partial v_\varphi / \partial r$ und v_φ / r gegenüber den Ableitungen nach z vernachlässigt und auf der linken Seite die Beschleunigungsterme gemittelt, so kann eine Näherungslösung für den Momentenkoeffizienten angegeben werden,

die nur geringfügig vom exakten Wert abweicht (Dorfman, 1963):

$$c_M = 1.91 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.5} \quad (2.9)$$

Eine Näherungslösung für die in Richtung der Drehachse angeblasene Rotorscheibe liefern Schlichting und Truckenbrodt (1952). Eine grundlegende Erkenntnis ihrer Arbeit ist, daß das Drehmoment bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe u mit wachsender Anströmgeschwindigkeit v_∞ stark zunimmt. Die Autoren beobachten mit wachsender Anströmung eine abnehmende Grenzschichtdicke in Verbindung mit stärkeren Geschwindigkeitsgradienten. Für Verhältnisse $v_\infty/u > 1$ geben sie folgende Bestimmungsgleichung für den Momentenkoeffizienten an:

$$c_M = 2.513 \cdot (v_\infty/u)^{0.5} \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.5} \quad \text{eine Scheibenseite, laminar.} \quad (2.10)$$

Durch die Wirkung der Reibung wachsen auch die Zentrifugalkräfte und damit die in der Grenzschicht radial abströmende bzw. die aus der Umgebung zuströmende Luftmenge. Weitere Lösungen existieren für eine in axiale Richtung abgesaugte Strömung (Stuart, 1954) sowie für plötzlich und allmählich beschleunigte und verzögerte Scheibenbewegungen (siehe Dorfman, 1963).

Bei höheren Drehgeschwindigkeiten unterschätzen die für laminare Strömungen aufgestellten Formeln das tatsächlich gemessene Reibmoment einer rotierenden Scheibe (z.B. Theodorsen und Regier, 1944). Ursache hierfür ist der mit steigender Rotordrehzahl zunehmend ungeordnete und durch höhere Verluste gekennzeichnete Charakter der Grenzschichtströmung. Um die dreidimensionale, turbulente Grenzschicht an einer rotierenden Scheibe numerisch zu berechnen, können die in Gl. 2.1 bis 2.3 angegebenen Bewegungsgleichungen durch zeitliche Mittelung der Strömungsgrößen in die sogenannten Reynolds-gleichungen überführt werden (siehe hierzu z.B. Schlichting und Gersten, 1997). Eine Strömungsberechnung setzt in diesem Fall jedoch eine Modellierung der durch die Schwankungsterme verursachten Reynoldsspannungen in Form geeigneter Turbulenzmodelle voraus. Ein Beispiel für eine Modellbildung mit Hilfe der sogenannten Wirbelviskosität geben Cebeci und Abbott (1975), deren Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Daten sind.

Einfacher in der Handhabung sind jedoch die schon in früher Zeit entwickelten Integralverfahren nach Kármán und Pohlhausen. Um das Reibmoment einer rotierenden Scheibe bei turbulenter Bewegung des umgebenden Fluids zu berechnen, wendet Kármán (1921) ein Näherungsverfahren an. Um die Impulsgleichungen in radialer und tangentialer Richtung zu erhalten, integriert er die zu den Grenzschichtgleichungen vereinfachten Bewegungsgleichungen (Gl. 2.1 und 2.2) über die zunächst unbekannte Grenzschichtdicke δ . Im weiteren Verlauf der Lösung setzt er die Gültigkeit des für die Strömung in glatten Rohren empirisch ermittelten Widerstandsgesetzes nach Blasius voraus, wonach die Schubspannung auf der Rotoroberfläche mit der $7/4$ -Potenz der in der Grenzschicht durchgesetzten Durchflußmenge anwächst (Blasius, 1913). Den Geschwindigkeitsprofilen innerhalb der turbulenten Grenzschicht wird außerdem eine ursprünglich für die Rohr- und Plattenströmung ermittelte Verteilung nach dem $1/7$ -Potenzgesetz zugrundegelegt (Prandtl, 1927,

Nikuradse, 1932). Nach numerischer Lösung der so erhaltenen Differentialgleichungen folgt schließlich für den dimensionslosen Momentenbeiwert:

$$c_M = 0.07288 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.11)$$

Im Gegensatz zum laminaren Strömungsfall wächst die turbulente Grenzschichtdicke mit steigendem Scheibenradius. Kármán gibt eine Proportionalität $\delta_{turb} \sim r^{0.6}(\nu/\Omega)^{0.2}$ an.

Bei hohen Umfangs-Reynoldszahlen $\text{Re}_\varphi > 10^6$ unterschätzt die von Kármán vorgeschlagene Lösung die experimentell ermittelten Daten für den Momentenkoeffizienten c_M geringfügig (siehe Abb. 2.3). Eine Anpassung an die Meßdaten könnte in einer allgemeineren Beschreibung der Geschwindigkeitsprofile beispielsweise durch die Wahl eines angepaßten Exponenten (z.B. 1/10 anstatt 1/7) erfolgen. Einen anderen Lösungsweg verfolgt Goldstein (1935) durch die Verwendung eines universellen logarithmischen Wandgesetzes in der Form $v(z)/v_\tau = A \cdot \ln(v_\tau \cdot z/\nu) + B$, das zudem die Eigenschaft besitzt, beim Übergang von der Grenzschicht zur Außenströmung stetig differenzierbar zu sein. A und B sind empirisch ermittelte Konstanten, v_τ ist die Wandschubspannungsgeschwindigkeit ($= (\tau_w/\rho)^{0.5}$). Da sich die Lösung von Goldstein jedoch auf Experimente stützt, deren Genauigkeit angezweifelt wird (Hinweis hierzu in Owen und Rogers, 1989), greift Dorfman (1963) das Konzept der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilungen auf und liefert eine verbesserte Beziehung für den dimensionslosen Momentenbeiwert:

$$c_M = 0.491 \cdot (\log_{10}(\text{Re}_\varphi))^{-2.58} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.12)$$

Die Formel ist für Umfangs-Reynoldszahlen im Bereich $10^6 < \text{Re}_\varphi < 10^7$ in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Meßwerten von Theodorsen und Regier (1944) (siehe Abb. 2.3). Für kleinere Reynoldszahlen befinden sich die Meßwerte der letztgenannten Autoren im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung.

Owen (1969) führt in seiner Arbeit Experimente an einer rotierenden freien Scheibe durch und korreliert seine Meßergebnisse im Bereich $2 \cdot 10^5 < \text{Re}_\varphi < 4 \cdot 10^6$:

$$c_M = 0.0655 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.186} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.13)$$

Die Kurve liegt über den Meßwerten von Theodorsen und Regier (siehe Abb. 2.3) und beschreibt eine vollständig turbulente Strömung.

Der Fall einer in Richtung der Drehachse angeströmten rotierenden Scheibe wird von Truckenbrodt (1954) für die turbulente Strömung behandelt. Die Arbeit stellt eine Erweiterung des in Schlichting und Truckenbrodt (1952) behandelten laminaren Strömungsfalles dar. Um Grenzschicht und Reibmoment zu berechnen, benutzt Truckenbrodt das von Kármán (1921) eingeführte Impulsverfahren. Für die Geschwindigkeitsverteilungen in Wandnähe, d.h. für die Radial- und Tangentialkomponente legt er dabei das Potenzgesetz mit variablem Exponenten zugrunde. Die Formulierung des für die Berechnung der Wandschubspannungen benötigten Widerstandsgesetzes erfolgt in einer für unterschiedliche Geschwindigkeitsprofile gültigen Form. Die Ergebnisse gibt Truckenbrodt in Abhängigkeit unterschiedlicher Exponenten und Geschwindigkeitsverhältnisse von Scheibendrehgeschwindigkeit u zu Anströmgeschwindigkeit v_∞ an. Bei konstanter Scheibendrehzahl nimmt die turbulente Grenzschichtdicke δ_{turb} mit wachsender Anströmgeschwindigkeit

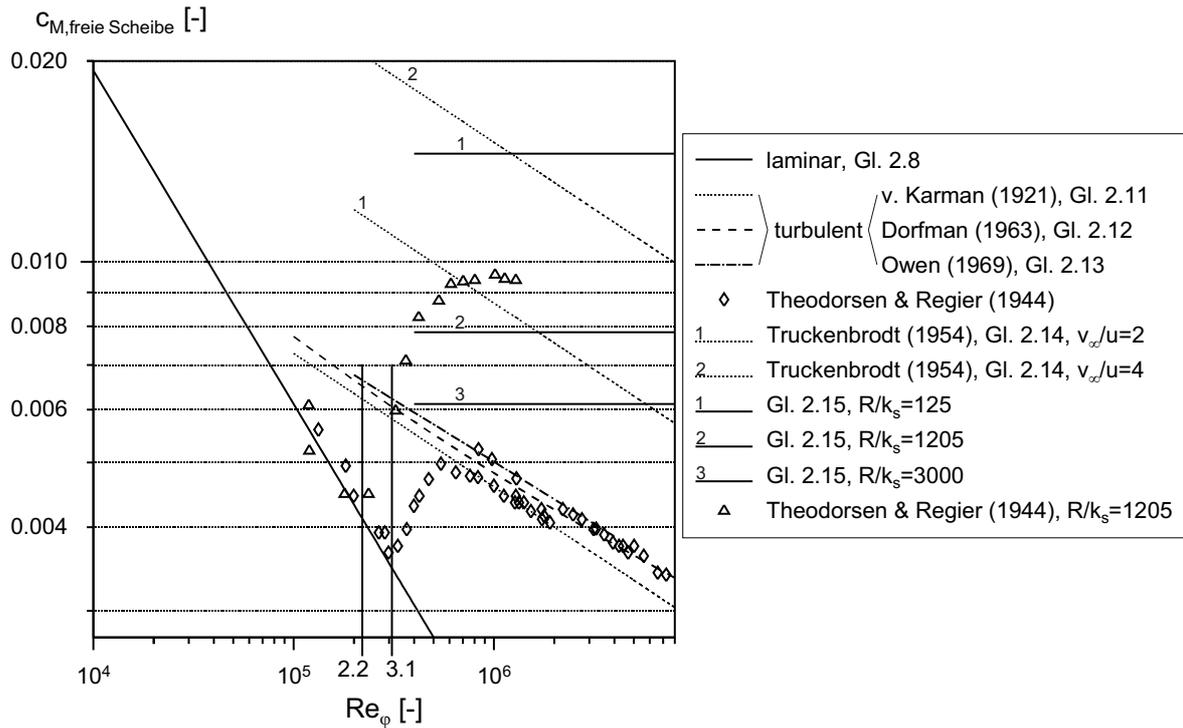


Abb. 2.3: Reibung an einer rotierenden freien Scheibe

sehr stark ab. Die Schubspannungen wachsen den steileren Geschwindigkeitsgradienten folgend wie im laminaren Fall mit der axialen Zuströmung. Ein Anstieg der in tangentialer Richtung wirkenden Schubspannung ist auch bei steigender Drehgeschwindigkeit und konstanter Anströmgeschwindigkeit zu beobachten. Die Grenzschichtdicke sowie die radial wirkende Schubspannung werden durch die Drehzahl des Rotors hingegen nur geringfügig beeinflusst. Wird ein Exponent für die Wandfunktion von $1/7$ vorausgesetzt, dann läßt sich der dimensionslose Momentenkoeffizient c_M für Anströmgeschwindigkeiten $v_{\infty} \gg u$ durch folgende Gleichung approximieren:

$$c_M = 0.079 \cdot (v_{\infty}/u)^{0.8} \cdot Re_{\varphi}^{-0.2} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.14)$$

Im Vergleich mit Gl. 2.10 ändert sich der Drehmomentenbeiwert nahezu linear mit dem Verhältnis von Anström- zur Scheibengeschwindigkeit.

Im Falle turbulenter Strömungen und rauher Wandoberflächen vergrößert sich der Reibwiderstand, wenn die Rauheitselemente aus der sogenannten reinviskosen, laminaren Unterschicht herausragen (im Falle laminarer Strömungen hat die Rauigkeit keinen Einfluß). Die Grenze, ab der sich Rauigkeitseffekte bemerkbar machen, liegt bei $k_s \cdot v_{\tau}/\nu = 5$ (Schlichting und Gersten, 1997). Die Sandrauheitshöhe k_s stellt dabei das bekannte Maß für die Oberflächenrauheit der Wand dar. Unterhalb dieses Grenzwertes wird die Oberfläche als hydraulisch glatt bezeichnet. Für Werte $k_s \cdot v_{\tau}/\nu > 70$ und unter Voraussetzung dichtester Packung der Rauigkeitselemente ragen letztere aus der gesamten Wandschicht heraus. Im sogenannten vollrauen Bereich wächst der Reibwiderstand lediglich mit der Sandrauigkeit. Während Verluste durch Ablösung und Verwirbelung entstehen, findet ei-

ne Beeinflussung durch die Reynoldszahl aufgrund der verschwindenden Viskositätseffekte praktisch nicht mehr statt.

Um den Einfluß rauher Oberflächen auf das Reibmoment in Luft oder Freon rotierender Scheiben und Wellen zu untersuchen, initiierten Theodorsen und Regier (1944) eine experimentelle Studie. Bei polierter Scheibenoberfläche bestimmen die Autoren zunächst die kritische Umfangs-Reynoldszahl, bei der ein Umschlag von der laminaren zur turbulenten Strömung stattfindet. Der Maximalwert liegt bei $Re_\varphi \approx 3.1 \cdot 10^5$. Bei einer rauhen Sandoberfläche beginnt der Umschlag bei $Re_\varphi \approx 2.2 \cdot 10^5$. Während eine Variation der Sandrauheitshöhe im Fall der Scheibe auf einen einzigen Wert beschränkt bleibt ($k_s/R = 1/1205$), bestätigen die Autoren für einen rotierenden Zylinder allgemeingültige Aussagen über den Einfluß der Rauigkeit. Bei dichtester Packung nimmt der Widerstand mit der Sandkornhöhe zu. Die kritische Reynoldszahl kann mit größer werdender Rauigkeit zu kleineren Werten verschoben werden. Eine Unabhängigkeit von der Umfangs-Reynoldszahl existiert nur dann, wenn die Dichte der Rauigkeitselemente maximal ist. Bei einer geringeren Packung nähert sich die Kurve des dimensionslosen Widerstandsbeiwertes zunehmend der des glatten Zylinders.

Mit Hilfe des Integralverfahrens und mit dem Ansatz eines für rauhe Rohre ermittelten logarithmischen Wandgesetzes in der Form $u(z)/u_\tau = A \cdot \ln(z/k_s) + B$ berechnet Dorfman (1958) für eine vollständig rauhe Scheibe den Momentenbeiwert c_M . Die von Dorfman aufgestellte Formel

$$c_M = 0.054 \cdot \left(\frac{k_s}{R} \right)^{0.272} \quad \text{eine Scheibenseite, } 125 < R/k_s < 3000. \quad (2.15)$$

unterschätzt die experimentellen Meßwerte von Theodorsen und Regier um 15 %.

Die angeführten Arbeiten erklären die Entstehung der Strömung und des Reibmomentes an einer rotierenden freien Scheibe. Die einflußnehmenden Parameter sind die Scheibengeschwindigkeit, die Bewegung des umgebenden Fluids und die Rauheit der Wandoberfläche. In Turbomaschinen ist die Scheibe in einem Gehäuse integriert, wodurch die Strömung zusätzlich beeinflusst wird. Der folgende Abschnitt soll dazu dienen, die hierbei auftretenden Effekte zu beschreiben.

2.3 Die rotierende Scheibe im Gehäuse

Um den Reibungswiderstand rotierender ebener Scheiben in engen Gehäusen zu untersuchen, startete Schultz-Grunow (1935) eine Studie auf der Grundlage theoretischer Überlegungen. Letztere werden gestützt durch eigene Geschwindigkeits- und Widerstandsmessungen, sowie durch einen Vergleich mit experimentellen Daten anderer Autoren. Die Scheibe befindet sich dabei in einem geschlossenen Gehäuse, bestehend aus zwei parallelen Wänden in variablem Abstand s zum Rotor und einem zylindrischen Mantel (siehe Abb. 2.1). Der Durchmesser des Mantels ist nahezu gleich dem der Rotorscheibe. Für kleine Umfang-Reynoldszahlen $Re_\varphi < 10^5$ und Spaltverhältnisse $G = s/R$ löst

Schultz-Grunow die vereinfachten Bewegungsgleichungen (Grenzschichtgleichungen) und setzt hierbei voraus, daß Axial- und Radialgeschwindigkeiten im Spalt vernachlässigbar sind. Mit dem Ergebnis einer linearen, tangentialen Geschwindigkeitsverteilung zwischen Rotor und Stator läßt sich der Momentenkoeffizient c_M berechnen, der sich umgekehrt proportional zur Umfangs-Reynoldszahl Re_φ verhält und in guter Übereinstimmung mit den Meßdaten ist:

$$c_M = \pi \cdot G^{-1} \cdot Re_\varphi^{-1} \quad \text{eine Scheibenseite, laminar.} \quad (2.16)$$

Für höhere Reynoldszahlen gibt Schultz-Grunow Korrekturglieder für Gl. 2.16 an, die das Auftreten axialer und radialer Geschwindigkeiten berücksichtigen. Deren Handhabung erscheint jedoch kompliziert, so daß hier der theoretisch ermittelten Formel von Soo (1958) Vorzug gewährt wird:

$$c_M = 0.0308 \cdot G^{-0.25} \cdot Re_\varphi^{-0.25} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.17)$$

Die zunehmende Unstimmigkeit zwischen Gl. 2.16 und experimentellen Ergebnissen bei größeren Reynoldszahlen begründet Schultz-Grunow mit einer veränderten Strömung. Den Geschwindigkeitsmessungen folgend sieht diese so aus, daß im Gegensatz zur Couette-Strömung, die durch ein lineares Geschwindigkeitsprofil gekennzeichnet ist, zwei voneinander getrennte Grenzschichten an Rotor und Stator entstehen. Die Luft wird in unmittelbarer Umgebung des Rotors (wie im Fall der in ruhender Umgebung bewegten, freien Scheibe) in Umfangsrichtung beschleunigt und innerhalb der Rotorgrenzschicht nach außen zentrifugiert. Zwischen den beiden Grenzschichten an Rotor und Stator befindet sich ein als Starrkörper rotierender Kern, in dem sich ein radialer Druckgradient proportional zum Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit v_φ ausbildet. Gemäß den Voraussetzungen nach Prandtl (1927), wonach sich der Druck in der Außenströmung der Grenzschicht aufprägt, erfolgt durch die reibungsbedingte Verzögerung der Strömung auf der langsamer bewegten Fläche (hier der Stator) eine entgegengerichtete, d.h. radial einwärts gerichtete Strömung. Letztere Beobachtungen werden unter anderem von Bödewadt (1940) und von Batchelor (1951) bestätigt.

Bei der Beantwortung der Frage, welche Strömungsform sich zwischen zwei parallel zueinander angeordneter Scheiben einstellt, treffen Batchelor (1951) und Stewartson (1953) teilweise widersprüchliche Aussagen. Batchelor (1951) geht in seiner qualitativen Beschreibung der Strömung bei großen Spalt-Reynoldszahlen $Re_s = \Omega s^2 / \nu$ stets von voneinander getrennten Grenzschichten sowie eines (oder im Fall gegenläufiger Scheiben zweier) rotierender Kernbereiche aus, in denen Reibung keine Rolle spielt. Stewartson (1953) hingegen findet für das offene, nicht durchströmte Rotor-Stator eine andere Lösung. Danach wachsen die Grenzschichten für kleine Spalt-Reynoldszahlen zusammen. Für $Re_s > 100$ existiert eine Grenzschicht lediglich am Rotor, eine Bewegung der Außenströmung ist wie im Fall der freien Scheibe zu vernachlässigen. Letztere Beobachtung wird von Stewartson mit Hilfe eines in die Strömung gehaltenen Fadens experimentell bestätigt. Aus den Überlegungen von Stewartson folgt unmittelbar, daß eine radiale Bewegung in der Rotorgrenzschicht ebenfalls nicht stattfinden kann, da ansonsten das Gesetz der Kontinuität

verletzt würde (in der Lösung von Batchelor kann ein Ausgleich in der Grenzschicht der stationären Scheibe erfolgen). Die hierzu widersprüchlichen Beobachtungen von Schultz-Grunow (1935) begründen die Autoren mit dem zylindrischen Mantel, durch den der in der Rotorgrenzschicht nach außen transportierte Luftstrom möglicherweise am Scheibenrand in Richtung des Stators umgelenkt wird und sich dort zu einer radial einwärts gerichteten Grenzschichtströmung formt.

Daß auch im Falle offener Rotor-Stator Systeme eine Einwärtsströmung auf der Statorseite stattfinden kann, zeigen letztlich Mellor et al. (1968) auf numerische und experimentelle Weise. Die Autoren zeigen ferner, daß die in allgemeiner Form geschriebenen Grenzschichtgleichungen mehrere Lösungen besitzen. Wenngleich eine Strömung sowohl nach Stewartson als auch nach Batchelor möglich ist, so kann mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie jedoch lediglich der letztgenannte Strömungsfall praktisch nachgewiesen werden. In der Untersuchung von Mellor et al. beträgt der dimensionslose Spaltabstand $G = 0.0291$. Bei den getesteten Spalt-Reynoldszahlen $Re_s = 50$ und $Re_s = 100$ herrschen laminare Strömungsbedingungen. Störungen, die selbst im laminaren Bereich der Strömung und bei höheren Reynoldszahlen in Form wohlgeordneter, spiralförmiger Wirbel in Erscheinung treten können (Wimmer, 1978), werden im Verlauf der Hitzdrahtmessungen nicht beobachtet.

Die Arbeiten von Dijkstra und van Heijst (1983) und Pearson (1965) bestätigen den rotierenden Kern. Darüber hinaus zeigt sich im Falle eines rotierenden Mantels, daß die Strömung im Außenbereich der Scheibe in Umfangsrichtung zunehmend beschleunigt wird, d.h. der Kernrotationsfaktor β keine vom Radius r unabhängige Größe ist. Die hierzu naheliegende Schlussfolgerung, daß die Strömung im Falle eines nicht bewegten Mantels verzögert wird, können die Autoren für ein Radseitenraumverhältnis von $G = 0.073$ jedoch nicht bestätigen.

Die bremsende Wirkung eines stationären Mantels auf die Radseitenströmung geht jedoch aus der experimentellen Arbeit von Pantell (1950) eindeutig hervor. In der umfassenden Studie wird die Reibwirkung und der Leistungsverlust einer rotierenden, ebenen Scheibe behandelt, welche in einem ruhenden, mit Flüssigkeit gefüllten zylindrischen Gehäuse mit variablem Axialspalt s rotiert. Die Umfangs-Reynoldszahl Re_φ befindet sich dabei in dem technisch relevanten turbulenten Bereich zwischen $6.3 \cdot 10^5$ und $4.2 \cdot 10^7$. In einer Anordnung mit poliertem Rotor und glattem Stator variiert Pantell das Radseitenraumverhältnis $G = s/R$ von $G = 0.02$ bis 0.37 und beschreibt den Einfluß des axialen Abstandes s mit der folgenden empirischen Gleichung für den Momentenkoeffizienten:

$$c_M = \frac{0.3017}{(s/R)^2 \cdot Re_\varphi^{1.2}} + \frac{1.02 + s/R}{6 \cdot (6 + s/R) \cdot Re_\varphi^{0.182}} \quad \text{eine Scheibenseite, turbulent.} \quad (2.18)$$

Bei konstanter Drehbewegung der Scheibe fällt demnach das Reibmoment zunächst mit größer werdendem Radseitenraumverhältnis, erreicht ein Minimum, und wächst dann fortlaufend an (siehe Abb. 2.4). Wenngleich Pantell (1950) keine Geschwindigkeitsmessungen durchführt und den Verlauf nicht weiter kommentiert, so liegt dennoch folgende Erklärung nahe: Bei kleinen Radseitenraumverhältnissen und Umfangs-Reynoldszahlen liegt eine

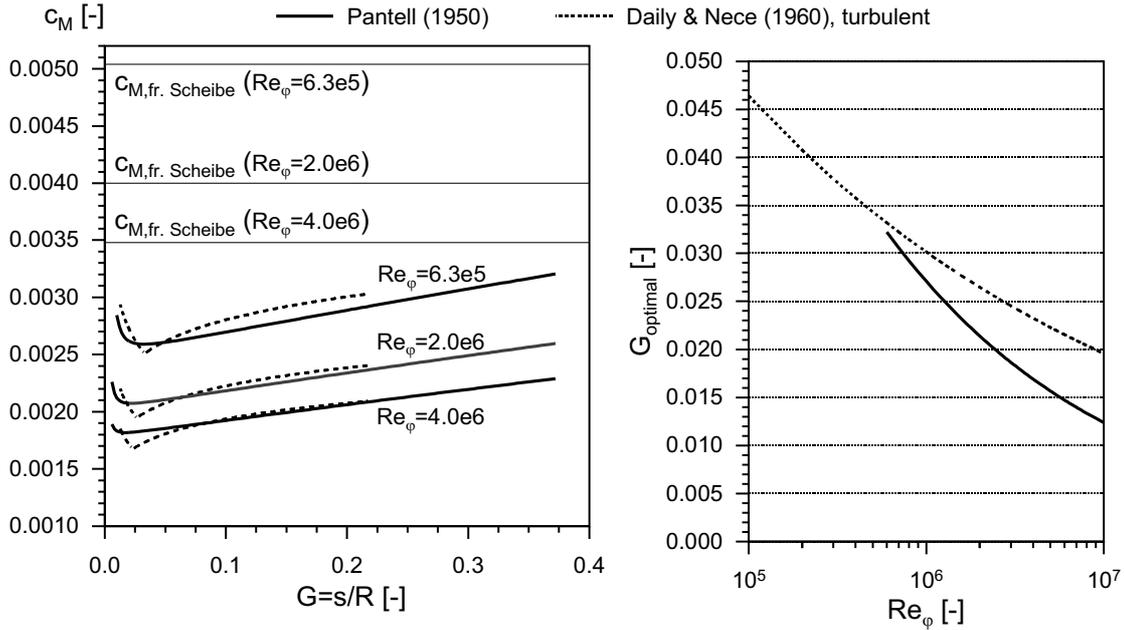


Abb. 2.4: c_M in Abhängigkeit von G (links) und optimales Radseitenraumverhältnis $G_{optimal}$ (rechts)

Couette-Strömung mit einem linearen Geschwindigkeitsprofil vor. Die Steigung des Profils $\Omega \cdot r/s$ nimmt bei größeren Wandabständen ab, und damit auch das durch einen flacheren Geschwindigkeitsgradienten verursachte Reibmoment. Bei noch größeren Abständen zwischen Rotor und Stator existiert eine Strömung in der von Batchelor beschriebenen Form, und der zylindrische Mantel macht sich jetzt zunehmend durch eine Bremswirkung des zwischen Rotor und Stator möglicherweise als Festkörper rotierenden Fluidkerns bemerkbar. Eine verminderte Kernrotation ist letztlich für größere Geschwindigkeitsgradienten in der Rotorgrenzschicht und damit für einen Zuwachs der Reibung verantwortlich. Aus Gl. 2.18 folgt unmittelbar eine Empfehlung für die optimale Gestaltung der Radseitengeometrie. Ein minimaler Leistungsverlust ist demnach bei Radseitenraumverhältnissen von

$$G_{optimal} = 2.97 \cdot Re_\varphi^{-0.34} \quad (2.19)$$

zu erwarten. Wie in Abb. 2.4 demonstriert, bewegt sich das Minimum für steigende Umfangs-Reynoldszahlen zu kleineren Werten von G . Die Autoren bestätigen unter anderem einen annähernd quadratischen Anstieg des Druckes im Radseitenraum mit der Rotordrehzahl. Dabei ist der Druck auf der Rotorseite (aufgrund der geringfügig höheren Umfangsgeschwindigkeiten des Fluids) stets höher als auf der Statorseite.

Der rein empirische Ansatz von Pantell verbietet die Anwendung von Gl. 2.18 außerhalb des angegebenen Gültigkeitsbereichs. Im Vergleich hierzu zeigen Daily und Nece (1960) einen Lösungsweg, der die Physik der Strömung vollständig berücksichtigt. Die Arbeit gibt somit einen fundierteren Einblick in die Strömung in geschlossenen Rotor-Stator Systemen. Für Umfangs-Reynoldszahlen zwischen $Re_\varphi = 10^3$ und 10^7 , sowie für Radseitenraumverhältnisse zwischen $G = 0.0127$ und 0.217 stellen die Autoren zunächst

die notwendige Theorie zur Beschreibung der Strömung und des Reibmomentes auf und überprüfen diese anschließend mit Hilfe eigener Meßdaten. Dabei wird letztlich die Annahme bestätigt, daß die Radseitenströmung lediglich von dem Radseitenraumverhältnis G und der Reynoldszahl Re_φ abhängt. Für zwei der insgesamt vier Strömungszustände liegt eine Couette-Strömung mit linearem, tangentialem Geschwindigkeitsprofil, und ohne Radial- bzw. Axialgeschwindigkeitsanteilen vor. Das Reibmoment kann unter diesen Umständen mit Gl. 2.16 (Regime 1, laminar) und Gl. 2.17 (Regime 3, turbulent) beschrieben werden. Im Gegensatz zu den theoretischen Überlegungen von Schultz-Grunow (1935) entwickeln Daily und Nece für Regime 2 (laminar) und 4 (turbulent, Strömung entsprechend der Beschreibung nach Batchelor) ein Modell, welches die Reibung an der zylindrischen Wand und damit auch in Übereinstimmung mit der Arbeit von Pantell den Einfluß des Abstandes zwischen Rotor und Stator berücksichtigt. Die Autoren lösen die Grenzschichtgleichungen aller drei Oberflächen mit Hilfe des bekannten Integralverfahrens (siehe Kármán, 1921) und gehen dabei von einem Gleichgewicht zwischen dem Rotormoment, welches auf die Strömung wirkt, und dem Moment auf der gesamten Statoroberfläche aus. Die Grenzschichtdicke an der zylindrischen Wand wird vereinfacht mit derjenigen am Außenrand der Rotorscheibe gleichgesetzt. Im Fall der laminaren Strömung (Regime 2) werden parabolische Geschwindigkeitsprofile, für den turbulenten Fall eine tangentielle Verteilung nach dem 1/7-Potenzgesetz gewählt. Die radialen Geschwindigkeitsverteilungen sind an die speziellen Randbedingungen angepaßt. Die Untersuchung zeigt, daß der dimensionslose Momentenbeiwert c_M proportional zu $Re_\varphi^{-0.5}$ (laminar) bzw. $Re_\varphi^{-0.2}$ (turbulent) verläuft, daß mit wachsendem Abstand s und konstanter Scheibendrehgeschwindigkeit die Kernrotation ab- und das Reibmoment zunimmt. Gleichermaßen gilt, daß der Verlauf von c_M die Strömungsform eindeutig bestimmt. Welche Formen in der Praxis tatsächlich auftreten, hängt von G und Re_φ ab. Für Radseitenraumverhältnisse von ungefähr $G > 0.05$ existieren Regime 2 und 4 nahezu über den gesamten Bereich der untersuchten Umfangs-Reynoldszahlen (siehe Abb. 2.5). Daily und Nece (1960) korrelieren ihre Drehmomentenmessungen und geben folgende Formeln an:

$$c_M = 1.85 \cdot (s/R)^{0.1} \cdot Re_\varphi^{-0.5} \quad \text{eine Scheibenseite, Regime 2.} \quad (2.20)$$

$$c_M = 0.04 \cdot (s/R)^{-0.167} \cdot Re_\varphi^{-0.25} \quad \text{eine Scheibenseite, Regime 3.} \quad (2.21)$$

$$c_M = 0.051 \cdot (s/R)^{0.1} \cdot Re_\varphi^{-0.2} \quad \text{eine Scheibenseite, Regime 4.} \quad (2.22)$$

Die Diskrepanz zwischen Gl. 2.21 und Gl. 2.17 führen die Autoren auf die getroffene Annahme bei der Entwicklung des theoretischen Modells für Regime 3 zurück, wonach im Spalt radiale Geschwindigkeiten nicht vorhanden sind (Soo, 1958). Geschwindigkeitsmessungen von Daily und Nece (1960) widerlegen diese Annahme. Geringe radiale Geschwindigkeiten messen die Autoren auch in Regime 4 innerhalb des rotierenden Kerns. Durch Gleichsetzen der Formeln für Regime 1 und 2, bzw. 3 und 4 können der minimale Momentenkoeffizient $c_{M,min}$ und das optimale Radseitenraumverhältnis $G_{optimal}$ bestimmt werden. Für den turbulenten Strömungsfall wird

$$G_{optimal} = 0.402 \cdot Re_\varphi^{-0.1875} \quad (2.23)$$

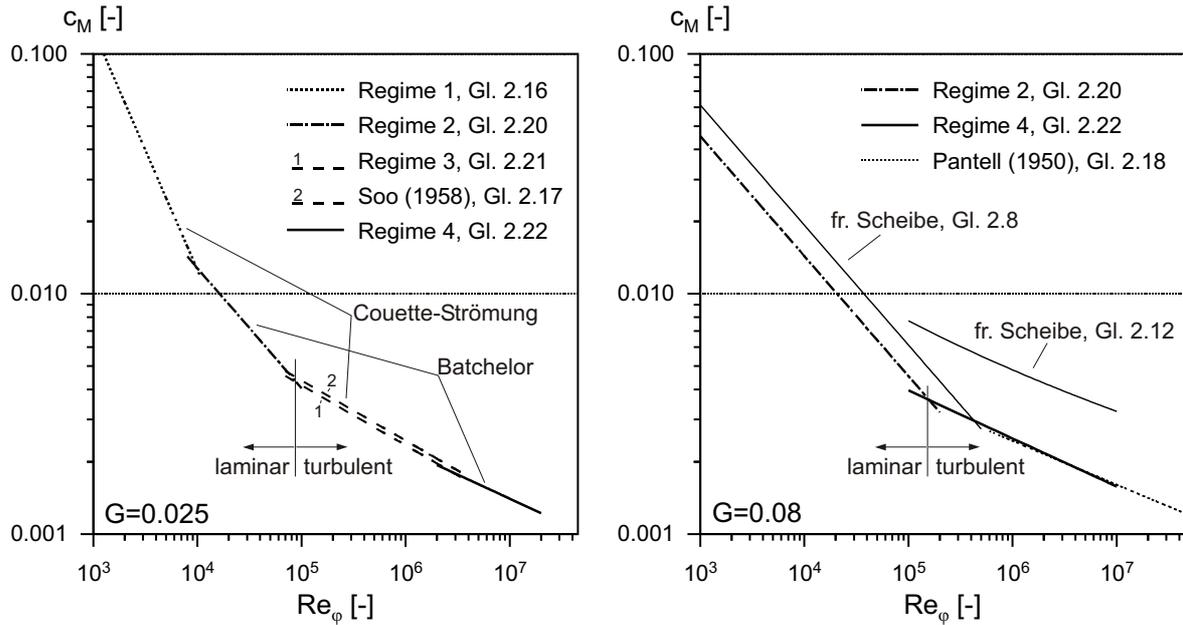


Abb. 2.5: Unterteilung der Strömungszustände in einem geschlossenen Rotor-Stator System nach Daily und Nece (1960)

(vergleiche Gl. 2.19, Abb. 2.4). Der minimale Momentenbeiwert $c_{M,min}$ beträgt ca. 50% des Wertes für die freie Scheibe (Gl. 2.11) und liegt nur geringfügig unterhalb der von Gl. 2.18 beschriebenen Kurve.

Untersuchungen zum Einfluß rauher Wände auf den Leistungsverlust und das Reibmoment werden von Pantell (1950), Nece und Daily (1960) und Kurokawa et al. (1978) durchgeführt.

Pantell nimmt roh abgedrehte und mit einer unbearbeiteten Gußhaut versehene Oberflächen in sein umfassendes Versuchsprogramm auf. Den Ergebnissen zufolge wird der Momentenbeiwert c_M sowohl durch eine Rauigkeit am Rotor als auch an den Gehäusewänden drastisch erhöht. Nece und Daily verwenden Sandpapier mit Sandkornrauigkeiten zwischen $R/k_s = 1000$ und 3200 , welches auf den Rotor und die umliegenden Statoren geklebt wird. Im Fall des kleinsten Wertes $R/k_s = 1000$ wird zusätzlich eine Konfiguration mit glattem Stator untersucht. Versuche werden bei Umfangs-Reynoldszahlen im Bereich $4 \cdot 10^3 < Re_\varphi < 6 \cdot 10^6$ und bei den Abständen $G = 0.0227, 0.0609$ und 0.112 durchgeführt. Als Strömungsmedium dient Wasser oder Schmieröl.

Im Fall der vollständigen Rauigkeit (der "turbulent-rauhe" Bereich erstreckt sich über die gesamte Rotorscheibe) verliert der Momentenbeiwert seine Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Nece und Daily geben unabhängig von der Fragestellung, ob eine Strömung entsprechend Regime 3 oder 4 vorliegt, folgende Bestimmungsgleichung für den dimensionslosen Momentenbeiwert für eine Scheibenseite an:

$$c_M = \left(-5.374 \cdot \log_{10} \cdot \left(\frac{k_s}{R} \right) - 3.394 \cdot G^{0.25} \right)^{-2} \quad 1000 < R/k_s < 3200. \quad (2.24)$$

Die Formel gilt für den Fall, daß sowohl Rotor als auch Gehäuse mit einer rauhen Ober-

fläche versehen sind. Im Vergleich hierzu können die Autoren bei der Konfiguration mit glattem Gehäuse eine Unabhängigkeit von der Rotordrehzahl nicht bestätigen. Die Momentenwerte liegen zwischen denjenigen, die mit einer vollständig rauhen und vollständig glatten Konfiguration gemessen werden. Die untere Grenze, ab der sich Rauigkeitseffekte bemerkbar machen, sowie die untere Grenze des Gültigkeitsbereichs von Gl. 2.24 werden durch die folgenden Ausdrücke definiert:

$$\operatorname{Re}_\varphi \cdot c_M^{-0.5} = 1556 \cdot \left(\frac{k_s}{R}\right)^{-0.4} \quad \text{beginnende Rauigkeit,} \quad (2.25)$$

$$\operatorname{Re}_\varphi \cdot c_M^{-0.5} = 16263 \cdot \left(\frac{k_s}{R}\right)^{-0.1} \quad \text{Beginn der vollständigen Rauigkeit} \quad (2.26)$$

Um den Einfluß rauher Wände auf das Strömungsfeld außerhalb der Stator- und Rotorgrenzschicht zu untersuchen, führen Kurokawa et al. (1978) Geschwindigkeitsmessungen in einem geschlossenen Rotor-Stator System ($G = 0.078$, $\operatorname{Re}_\varphi = 3.1 \cdot 10^6$, $820 < R/k_s < 8700$) durch und können dabei Rotor und Stator unabhängig voneinander mit rauhen Oberflächen versehen. Die experimentellen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen auf der Grundlage eines Integralverfahrens mit logarithmischem Wandprofil. Sie zeigen, daß die Drehgeschwindigkeit des Fluidkerns in einer Konfiguration mit glattem Stator und rauhem Rotor zunimmt, und im entgegengesetzten Fall (rauhes Stator, glatter Rotor) die Kernrotation abgebremst wird. Der Einfluß der Rauigkeit ist den hohen Umfangsgeschwindigkeiten entsprechend am äußeren Rand des Rotors zunächst am größten. Der Kernrotationsfaktor β verliert jedoch seine Abhängigkeit vom Radius r , wenn bei genügend hohen Reynoldszahlen eine vollständige, d.h. über die gesamte Rotorscheibe wirkende Rauigkeit einsetzt. Die Autoren geben für die beidseitig glatte Anordnung einen Wert $\beta \simeq 0.43$ und für die Anordnung des rauhen Rotors im glatten Gehäuse bei vollständiger Rauigkeit einen Wert von $\beta \simeq 0.58$ an. Sowohl Kernrotation als auch der bei größeren β steiler verlaufende radiale Druckgradient bleiben bei rauhem Rotor und rauhem Stator nahezu unbeeinflusst.

Die Untersuchungen in geschlossenen Rotor-Stator Systemen zeigen eine im Vergleich mit der freien Scheibe zunehmend komplexere Strömung. Trotz der insgesamt vier möglichen Strömungszustände werden in der Praxis jedoch nur die beiden turbulenten Formen von Interesse sein. Bei hohen Umfangs-Reynoldszahlen wird sich zwischen Rotor- und Statorgrenzschicht ein Kern bilden, in dem radiale und axiale Strömungsgeschwindigkeiten vernachlässigbar sind. Die tangentielle Geschwindigkeit dieses nahezu als Starrkörper rotierenden Wirbels bestimmt bei glatter Oberfläche maßgeblich die Wandschubspannungen und damit das Reibmoment des Rotors. Da der Kernrotationsfaktor in dem hier beschriebenen System stets größer als null ist ($0 < \beta < 1$), liegt der Momentenkoeffizient unter dem der freien Scheibe. Eine Beeinflussung kann durch rauhe Wandoberflächen, aber auch durch den axialen Abstand zwischen bewegter und ruhender Wand stattfinden. Die Arbeiten von Pantell (1950) und Daily und Nece (1960) haben darüber hinaus gezeigt, daß durch die richtige Wahl dieses Abstandes eine Optimierung der Radseitengeometrie vorgenommen werden kann. Das Reibmoment beträgt dann ca. 50 % des Wertes einer

freien Scheibe. Sämtliche in diesem Kapitel angestellten Überlegungen gelten in erster Linie für einen nicht durchströmten Radseitenraum. Der nachfolgende Abschnitt soll zeigen, welche zusätzlichen Effekte im Falle einer überlagerten Strömung zu berücksichtigen sind.

2.4 Das Rotor-Stator System mit überlagerter Strömung

Die im Hochdruckteil moderner Gasturbinen realisierten Rotor-Stator Zwischenräume werden fast ausnahmslos mit Kühlluft durchströmt. Die Strömungsrichtung erfolgt dabei in den meisten Fällen von innen nach außen und nur selten in umgekehrter Richtung. In letzterem Fall kann der Kernrotationsfaktor β von außen nach innen ansteigen (Bayley und Conway, 1964) oder gar Werte größer als eins annehmen (Dibelius et al., 1982), wodurch die auf den Rotor wirkende Reibleistung drastisch gesenkt wird. Dieser Vorteil kann jedoch aus konstruktionstechnischen Gründen nicht oft genutzt werden. Die in Bezug auf die Kühllufterwärmung kritischere Variante stellt daher die Durchströmung von innen nach außen dar (z.B. Etemad et al., 1992). Sie soll hier bevorzugt behandelt werden.

In Abhängigkeit von der zugeführten Kühlluftmenge werden die in Daily und Nece (1960) für ein geschlossenes Rotor-Stator System definierten Grenzen der vier möglichen Strömungsformen zunehmend verschoben. Der Umschlagpunkt zur turbulenten Strömung wird dabei in einem durchströmten System mit glatten Wänden nicht alleine durch die Umfangs-Reynoldszahl Re_φ , sondern zusätzlich durch den dimensionslosen Kühlluftmassenstrom c_w bestimmt. Neben den Konsequenzen, die sich für die aufzubringende Reibleistung und damit für die Kühllufterwärmung ergeben, gewinnt auch die Druckverteilung in einem durchströmten Radseitenraum an Bedeutung. Diese sollte so geartet sein, daß ein Zuströmen der heißen Rauchgase aus dem Hauptkanal minimiert oder gar vollständig vermieden wird. In der Praxis dient deshalb eine im Gehäuse vorhandene Spaltdichtung in Verbindung mit einer minimal notwendigen, der Pumpmenge des Rotors angepaßten Sperrluftmenge dazu, ein gegenüber der Außenströmung positives Druckverhältnis zu wahren und damit eine einwärts gerichtete Strömung zu verhindern (siehe Bayley und Owen, 1970). Offene Systeme ohne Dichtspalt werden in diesem Zusammenhang ausnahmslos vermieden.

In den nachfolgenden Abschnitten werden anhand bislang veröffentlichter Forschungsarbeiten sowohl die Einflüsse einer überlagerten Kühlluftströmung auf das Reibmoment, als auch der im Falle durchströmter Rotor-Stator Systeme zu berücksichtigende Aspekt des Heißgaseintritts detailliert diskutiert. Neben den Arbeiten, die an vereinfachten Geometrien durchgeführt wurden, werden insbesondere auch solche berücksichtigt, deren Inhalt die Beschreibung komplexerer Systeme ist. Im Mittelpunkt des Interesses stehen dabei unterschiedliche makroskopische Rauigkeitselemente und sogenannte Vordralldüsensysteme mit einer Kühlluftzuführung, die an der Peripherie des Rotor-Stator Systems erfolgt.

2.4.1 Bestimmung des Reibmomentes

Bayley und Owen (1969) untersuchen den Einfluß eines radial überlagerten Kühlluftmassenstroms auf die Strömung zwischen einer rotierenden und einer stehenden Scheibe. Für Rotor und Stator des offenen Systems ohne Dichtspalt lösen die Autoren die Grenzschichtgleichungen mit Hilfe eines numerischen Näherungsverfahrens und gehen dabei bei Reynoldszahlen $Re_\varphi > 3 \cdot 10^5$ von einer rein turbulenten Strömung aus. Die Durchflußrate ist so gewählt, daß die Strömung an jeder Stelle innerhalb des Spaltes radial nach außen gerichtet ist. Die auf theoretischem Weg ermittelten Ergebnisse sowie eigene Drehmomentenmessungen zeigen, daß der Drehmomentenbeiwert c_M mit der Durchflußrate c_w wächst und bei den gewählten Radseitenraumverhältnissen $G = 0.008$ und 0.03 über dem Moment der freien Scheibe (Gl. 2.13) liegt. Ein vergleichbares Resultat ist aus der Untersuchung an einer axial angeströmten Scheibe von Truckenbrodt (1954) bekannt, der den Effekt mit einer geringeren Grenzschichtdicke und steileren tangentialen Geschwindigkeitsgradienten in Verbindung bringt. Das offene System ohne Dichtung wird in der Arbeit von Bayley und Owen (1970) durch eine zylindrische Wand mit einfachem Axialspalt ($G_c = 0.0033 - 0.0067$) ergänzt. Im Verlauf der Untersuchung stoßen die Autoren auf zwei gegenläufige Effekte. Wird das Rotor-Stator System ohne überlagerten Luftmassenstrom betrieben, dann liegen die Drehmomentenbeiwerte c_M bei geringer Rotordrehzahl zunächst über den Werten, die in einem nicht durchströmten, offenen System ohne Dichtung gemessen werden. Ein Teil der in der Rotorgrenzschicht nach außen getriebenen Pumpmenge verläßt den Radseitenraum durch die im Gehäuse gelegene Spaltdichtung. Aufgrund der beschleunigenden Wirkung des Spalts, hervorgerufen durch einen stark verkleinerten Strömungsquerschnitt, werden auch die auf den Rotor wirkenden Scherkräfte beeinflusst. Diese wirken am Außenradius und somit an einer Stelle, die einen entscheidenden Beitrag zum Gesamtmoment des Rotors leistet (Daily et al., 1964). Daneben führt eine aus der ruhenden Umgebung zuströmende Luftmenge zu einer Bremsung der Kernrotation und damit zu einer vergrößerten Scherwirkung auf der gesamten Rotoroberfläche (siehe auch Owen und Rogers, 1989).

Bei gesteigerter Rotordrehzahl nehmen Pumpmenge und damit auch die Stauwirkung der äußeren Dichtung stetig zu. Die Luftmenge, die im äußeren Bereich der Scheibe in Richtung Stator verstärkt umgelenkt wird, gelangt wie im geschlossenen System über die Statorgrenzschicht wieder in den Kern und erhält dessen Drehbewegung. Ein größerer Rotationsfaktor β kann den Momentenkoeffizienten c_M letztlich unter den Wert des offenen Systems ohne Dichtspalt senken. Dieser Effekt wird bei größeren Abständen zwischen Rotor und Stator verstärkt (die Kernrotation scheint im offenen System mit zunehmendem Radseitenraumverhältnis G schneller abzunehmen).

Im Falle einer radial überlagerten Luftmenge dominieren die Strömungseffekte im Bereich der Spaltdichtung. Das Drehmoment ist jetzt höher als das des offenen Systems. Die Erkenntnis, daß der Einfluß des Abstandes s zwischen Rotor und Stator in diesem Fall zu vernachlässigen ist, wird von Haynes und Owen (1975) für Radseitenraumverhältnisse $0.06 < G < 0.18$ bestätigt.

Im Vergleich mit dem von Batchelor (1951) beschriebenen Strömungsmodell (siehe Ab-

schnitt 2.3) wird in der Untersuchung von Bayley und Owen (1969) im gesamten Radseitenraum eine radial nach außen gerichtete Strömung vorausgesetzt. Gleiches gilt für die experimentellen Ergebnisse des Rotor-Stator Systems mit Dichtung (Bayley und Owen, 1970). Die Arbeit von Bayley und Owen (1970) klärt weder, welche Strömungsstrukturen bei nur mäßiger Kühllufrate auftreten, noch welche Kernrotationsfaktoren und Momentenbeiwerte im Fall eines gerade abgedichteten Systems zu erwarten sind. Im Hinblick auf eine optimierte Kühlluftführung ist jedoch gerade diese Information von großer Bedeutung. Owen (1988) entwickelt deshalb zunächst für den laminaren Fall ein theoretisches Modell, mit dessen Hilfe diese Größen berechnet werden können. Ausgehend von einer Strömungsform entsprechend Regime 1 löst Owen die sogenannten Ekman-Gleichungen, die eine linearisierte und damit stark vereinfachte Form der ursprünglichen Bewegungsgleichungen darstellen (siehe hierzu auch Owen et al., 1985). Aus einer Bilanz der Volumenströme in der Rotor- und Statorgrenzschicht (die zylindrische Wand wird dabei nicht berücksichtigt) resultiert schließlich ein funktionaler Zusammenhang zwischen Kernrotationsfaktor β , Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und Durchflußrate c_w :

$$\beta = 0.25 \cdot \left[-1 + \left(5 - 4 \cdot \frac{\lambda_{lam}}{\pi x^2} \right)^{0.5} \right]^2 \quad \lambda_{lam} = c_w \cdot Re_\varphi^{-0.5}, \quad \text{laminar.} \quad (2.27)$$

Der Gleichung zufolge wird die Kernrotation β vollständig unterdrückt, wenn die Durchflußrate c_w einen definierten Wert erreicht ($c_w = \pi \cdot Re_\varphi^{0.5} \cdot x^2$, $x = r/R$). Dieser Wert liegt in etwa 16% über der von Cochran (1934) berechneten Pumpmenge für eine freie Rotorscheibe. Oberhalb dieses Wertes, d.h. für $x < (\lambda_{lam}/\pi)^{0.5}$, entspricht die Strömung der von Stewartson (1953) beschriebenen Form mit einem radial nach außen gerichteten Kühlluftstrom innerhalb der Rotorgrenzschicht. Eine Strömung in Form von Batchelor (1951) mit einer einwärts gerichteten Strömung auf der Statorseite existiert dahingegen für Radienverhältnisse $x > (\lambda_{lam}/\pi)^{0.5}$. Für die turbulente Strömung löst Owen (1988) die nichtlinearen Bewegungsgleichungen des Rotors unter Zuhilfenahme des von Kármán (1921) beschriebenen Integralverfahrens und kombiniert diese Lösung mit der vereinfachten (linearen) Lösung für den Stator. Die Bilanzierung der Volumenströme liefert letztlich einen Zusammenhang, der für moderate Durchflußraten ($\lambda_{turb} \cdot x^{-2.6} < 0.1$, $\lambda_{turb} = c_w \cdot Re_\varphi^{-0.8}$) in guter Übereinstimmung mit numerischen Daten von Vaughan (1986) und Geschwindigkeitsmessungen von Daily et al. (1964) ist:

$$(1 - \beta)^{1.6} \cdot (1 - 0.51\beta) - 0.638\beta^{0.8} = 4.57 \cdot \lambda_{turb} \cdot x^{-2.6} \quad \text{turbulent.} \quad (2.28)$$

Daily et al. korrelieren die Ergebnisse ihrer Geschwindigkeitsmessungen und geben folgenden Ausdruck an:

$$\beta = 0.5 \cdot (1 + 12.74 \cdot \lambda_{turb} \cdot x^{-2.6})^{-1} \quad (2.29)$$

Ein Vergleich mit Gl. 2.28 zeigt, daß das theoretische Modell die tatsächlichen Strömungsverhältnisse lediglich in qualitativer Weise wiedergibt und bei Werten des turbulenten Strömungsparameters von $\lambda_{turb} > 0.1$ größere Abweichungen zu beobachten sind (siehe Abb. 2.6). Gemäß Gl. 2.28 wird die Kernrotation vollständig unterdrückt, wenn c_w der Pumpmenge einer freien Scheibe entspricht ($c_w = 0.219 \cdot Re_\varphi^{0.8} \cdot x^{2.6}$). Diesem theoretisch

ermittelten Wert $\beta = 0$ steht in Abb. 2.6 ein experimenteller Kernrotationsfaktor von $\beta \simeq 0.1$ gegenüber. Trotz der Diskrepanz beurteilt Owen (1988) die Näherung dennoch als ausreichend gut, um den dimensionslosen Momentenbeiwert c_M zu berechnen. Dabei betrachtet er den Bereich des Radseitenraums, in dem $\beta = 0$ wird, die sogenannte "source region", getrennt von einem darüber liegenden Rezirkulationsgebiet mit $\beta \geq 0$, welches der von Batchelor beschriebenen Strömungsform entspricht. Die Trennung der Teilbereiche erfolgt an der Stelle

$$x_c = 1.793 \cdot \lambda_{turb}^{5/13} \quad (2.30)$$

Unter der Voraussetzung ausreichend kleiner Durchflußraten berechnet Owen den Momentenkoeffizienten c_M . Er gibt für das Quellgebiet die Bestimmungsgleichung

$$c_{M,1} = 0.0729 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \cdot x_c^{4.6} \quad \text{eine Scheibenseite, } x < x_c, x_c \leq 1 \quad (2.31)$$

und für das darüberliegende Rezirkulationsgebiet folgende Formel an:

$$c_{M,2} = 0.0398 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \cdot [(1 - x_c^{4.6}) + 14.7 \cdot \lambda_{turb} \cdot (1 - x_c^2) + 90.4 \cdot \lambda_{turb}^2 \cdot (1 - x_c^{-0.6})] \quad (2.32)$$

eine Scheibenseite, $x > x_c, x_c \leq 1$.

Der Momentenbeiwert für die gesamte Rotorscheibe c_M setzt sich aus den Komponenten $c_{M,1}$ und $c_{M,2}$ additiv zusammen:

$$c_M = c_{M,1} + c_{M,2} \quad (2.33)$$

Eine Überprüfung der theoretisch ermittelten Gleichungen von Owen ist mit Hilfe einer von Daily et al. (1964) aufgestellten empirischen Korrelation möglich. Für kleine Durchflußraten ($\lambda_{turb} < 0.1$) erweitern die Autoren die von Daily und Nece (1960) für ein geschlossenes Rotor-Stator System angegebene Lösung (Gl. 2.22) und geben in Abhängigkeit des turbulenten Strömungsparameters folgende Bestimmungsgleichung an:

$$c_M = 0.051 \cdot (s/R)^{0.1} \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \cdot \left[1 + 13.9 \cdot \frac{\beta^* \cdot \lambda_{turb}}{(s/R)^{0.125}} \right] \quad (2.34)$$

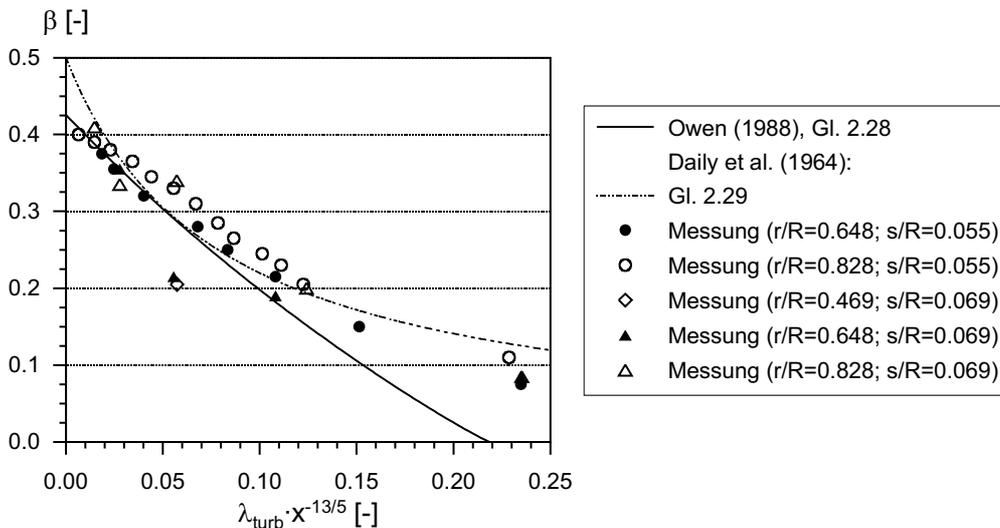


Abb. 2.6: Kernrotationsfaktor β in einem durchströmten Rotor-Stator System

Der Wert β^* bezeichnet den Kernrotationsfaktor in einem System ohne überlagerte Strömung. Er kann mit Hilfe folgender Regressionsformel bestimmt werden:

$$\beta^* = 0.49 - 0.57 \cdot s/R \quad 0.0276 < s/R < 0.1241 \quad (2.35)$$

Trotz der Vernachlässigung eines zylindrischen Mantels beträgt die Abweichung zwischen Gl. 2.33 und der empirischen Korrelation von Daily et al. (1964) (Gl. 2.34) für $\lambda_{turb} < 0.1$ nur etwa 5%. Dennoch schlägt Gärtner (1997) vor, Owens Lösung (Gl. 2.33) so zu ergänzen, daß auch das Momentengleichgewicht erfüllt ist. Ein zusätzlicher Term, der das Reibmoment der zylindrischen Wand wiedergibt, soll hierbei den Einfluß des axialen Abstandes zwischen Rotor und Stator berücksichtigen:

$$c_M = c_{M,1} + c_{M,2} + c_{M,3} \quad (2.36)$$

$$c_{M,3} = 0.18 \cdot s/R \cdot \gamma^{-0.25} \cdot \beta^{1.75} \cdot (1 - \beta)^{-0.15} \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \quad (2.37)$$

Die Herleitung erfolgt mit dem allgemeinen Ansatz $c_{M,3} = c_f \cdot \beta^2 \cdot s/R$ und unter Verwendung des turbulenten Widerstandsgesetzes nach Blasius. Die Abschätzung der benötigten Grenzschichtdicke bei einer Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht gemäß dem 1/7-Potenzgesetz ist in Owen und Rogers (1989) beschrieben. Owen und Rogers geben für γ und α :

$$\gamma = \left[\frac{81 \cdot (1 + \alpha^2)^{0.375}}{49 \cdot (23 + 37 \cdot \beta) \cdot \alpha} \right]^{0.8}, \quad \alpha = \left[\frac{2300 \cdot (1 + 8 \cdot \beta)}{49 \cdot (1789 - 409 \cdot \beta)} \right]^{0.5} \quad (2.38)$$

Den Kernrotationsfaktor β berechnet Gärtner mit einer Korrelation von Dadkhah (1989):

$$\beta = \beta^* \cdot 0.087^{(5.2(0.486 - \lambda_{turb}) - 1)} \quad \beta^* \text{ entsprechend Gl. 2.35} \quad (2.39)$$

Die Konstante 0.18 (Gl. 2.37) ist an eigene Meßdaten angepaßt.

Für den Fall $x_c > 1$, d.h. $\lambda_{turb} > 0.219$ (siehe Gl. 2.30), ist die überlagerte Kühlluftmenge größer als die Pumpmenge des Rotors, und die Geometrie am Eintritt in den Radseitenraum nimmt zunehmend Einfluß auf den weiteren Verlauf des Drehmomentes (Chew und Vaughan, 1988). Bei einer rein radialen Kühlluftzufuhr nähert sich c_M dem Wert einer freien Scheibe. Erfolgt die Zufuhr hingegen normal zur Scheibenoberfläche, dann entspricht dies der Situation eines auf eine bewegte Wand auftreffenden Jets. Wie schon in der Arbeit von Truckenbrodt (1954) für eine axial angeblasene Rotorscheibe beschrieben, übersteigt das Reibmoment jetzt den Wert einer in ruhendem Fluid bewegten, freien Scheibe. Für den Fall $\lambda_{turb} > 0.219$ gibt Owen folgende Bestimmungsgleichung an:

$$c_M = 0.333 \cdot \text{Re}_\varphi^{-0.2} \cdot \lambda_{turb} = 0.333 \cdot c_w \cdot \text{Re}_\varphi^{-1} \quad \text{eine Scheibenseite, } x_c > 1. \quad (2.40)$$

Eine Validierung dieser Formel anhand experimenteller Daten erfolgt in der Arbeit von Owen (1988) nicht. Gärtner (1997) greift die Überlegungen von Owen auf und schlägt auch hier eine Verbesserung vor. Durch diese sollen eigene Momentenbeiwerte c_M besser korreliert werden. Gärtner berücksichtigt in seiner Lösung, daß die Grenzschichtdicke

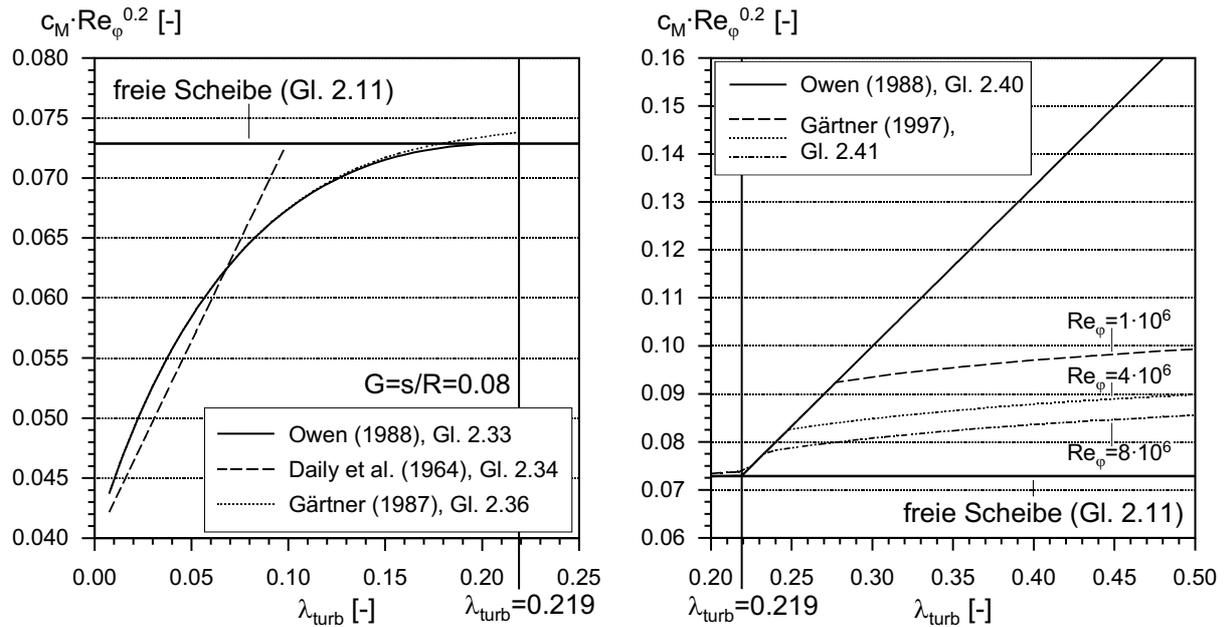


Abb. 2.7: Drehmomentenbeiwert in Abhängigkeit des turbulenten Strömungsparameters

nicht wie bei Owen größer als der Abstand zwischen Rotor und Stator werden kann. Desweiteren ungeht Gärtner durch die halb-empirische Vorgehensweise eine kritische, auf vereinfachenden Annahmen angewiesene Beschreibung der radialen Geschwindigkeitsprofile (siehe auch Chew, 1987 und Chew und Vaughan, 1988):

$$c_M^* = 0.2827 \cdot Re_\varphi^{-0.25} \cdot (s/R)^{-0.25} \int_0^1 \left[1 + \frac{0.02533 \cdot \lambda_{turb}^2 \cdot Re_\varphi^{-0.08} \cdot (s/R)^{1.14}}{(0.0017 + 0.0162 \cdot \lambda_{turb})^2} \cdot x^{-4} \right]^{0.375} \cdot x^{3.75} dx, \quad c_M = \text{Min}(\text{Gl. 2.40}; c_M^*) \quad \text{eine Scheibenseite, } x_c > 1. \quad (2.41)$$

Interessant ist bei dieser Lösung eine von Gl. 2.40 abweichende Proportionalität zwischen dem Momentenbeiwert c_M und der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ (siehe auch Abb. 2.7), die möglicherweise auf unterschiedliche Randbedingungen bei der Versuchsdurchführung bzw. Entwicklung des theoretischen Modells zurückzuführen ist. Während Owen (1988) sowie Bayley und Owen (1969, 1970) von einem Rotor-Stator System ausgehen, dessen Rotorscheibe aus einer Rohrmündung heraus entlang der Drehachse angeströmt wird, so erfolgt die Zufuhr in den von Gärtner angeführten Arbeiten (Zimmermann et al., 1986 und Dibelius et al., 1982) über einen Ringkanal. Der von Chew und Vaughan (1988) berechnete starke Einfluß der Geometrie am Eintritt in die Meßstrecke scheint sich durch den in Abb. 2.7 dargestellten, unterschiedlichen Verlauf von Gl. 2.40 und 2.41 zu bestätigen.

In einem Rotor-Stator System mit zylindrischem Gehäuse und definiertem Spalt kann das Reibmoment, sofern kein radialer Durchfluß überlagert wird, sowohl über (bei kleiner Umfangs-Reynoldszahl) als auch unter dem Wert eines offenen Systems liegen (Bayley und Owen, 1970). Bei großen Drehzahlen des Rotors findet eine zunehmende Umlenkung am Dichtspalt in Richtung Rotor statt. Die Kernrotation wird dadurch wie im geschlossenen System unterstützt. Das Reibmoment liegt unabhängig von der Art der Kühlluftzu-

führung unterhalb dem der freien Scheibe, bis die Pumpmenge des Rotors durch Zugabe großer Luftmengen überschritten wird (z.B. Owen, 1988). Unterhalb dieser Grenze, die bei $\lambda_{turb} = 0.219$ liegt, kann das tatsächliche Reibmoment mit Hilfe theoretischer Modelle mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden. Über die Wirkung des Dichtspaltes werden für kleine Durchflußraten ($\lambda_{turb} < 0.219$) keine Aussagen getroffen. Für $\lambda_{turb} > 0.219$ liegen die bei axialer Zuführung berechneten und gemessenen Werte für c_M über der freien Scheibe, und der Momentenkoeffizient c_M wächst mit der durchgesetzten Kühlluftmenge c_w und mit kleiner werdendem Dichtspalt an (Bayley und Owen, 1970). Während die Bedeutung des Abstandes zwischen Rotor und Stator s bei kleinen Dichtspaltverhältnissen G_c zunehmend in den Hintergrund rückt, so entscheidet die konstruktive Gestaltung am Eintritt in den Radseitenraum über den Verlauf der c_M -Kurve.

Die auf theoretischen Überlegungen und experimentellen Daten basierenden Bestimmungsgleichungen in diesem Abschnitt gelten für ein idealisiertes, d.h. in seiner Form einfach gehaltenes Rotor-Stator System mit glatten Wänden. Der nachfolgende Abschnitt wird zeigen, daß die Strömung durch verschieden geartete, dreidimensionale Hindernisse zusätzlich gestört werden kann.

2.4.2 Störung durch Rauigkeitselemente

In der Praxis findet eine Störung der Radseitenströmung häufig durch Verschraubungen an Statoren und bewegten Komponenten statt. Rotieren beispielsweise Bolzenköpfe in der Strömung, dann muß ein zusätzliches Antriebsmoment aufgebracht werden, und den durch diese Elemente verursachten Strömungswiderstand zu überwinden. Bei ungünstiger Anzahl, Form und Verteilung entsteht in den Zwischenräumen eine Strömung, die prinzipiell der eines Radialverdichters entspricht (z.B. Zimmermann et al., 1986). Gemäß der Eulerschen Turbinengleichung resultiert hieraus ein Mehraufwand an Leistung, die sich in einer erhöhten Totalenthalpie bzw. -temperatur des Fluids bemerkbar macht. Die Elemente verursachen weitere Verluste, die durch eine Unterbrechung und einen Neuaufbau der Rotorgrenzschicht entstehen.

In einer Rotor-Stator Anordnung mit und ohne radialem Durchfluß testen Zimmermann et al. (1986) den Einfluß rotierender Schraubköpfe und Bohrungen auf den Momentenbeiwert c_M . Als geometrische Randbedingung gelten ein Radseitenraumverhältnis von $G = 0.2375$ und ein Spaltweitenverhältnis von $G_c = 0.0125$. Die Schraubköpfe haben unterschiedliche Formen und können wahlweise abgedeckt werden. Die Position ist bei $x = 0.75$ fest, die Anzahl der Elemente beträgt maximal 36. In dem untersuchten Reynoldszahlbereich $2 \cdot 10^6 < Re_\varphi < 8 \cdot 10^6$ erhöht sich der Momentenbeiwert in Anwesenheit der Schraubköpfe maximal um den Faktor 2.5. Die Autoren beobachten diesen Anstieg ohne Durchfluß und bei einer radial überlagerten Kühlluftmenge von $c_w = 2.6 \cdot 10^4$. Eine zylindrische Wand, die vor den Schraubköpfen positioniert ist und deren Einfluß auf die Strömung verhindern soll, bringt keine Verbesserung. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Graber et al. (1987). Demnach kann das Reibmoment erst dann drastisch gesenkt werden, wenn die Elemente in dem zylindrischen

Bauteil vollständig eingeschlossen sind. Der Zuwachs im Vergleich mit der glatten Anordnung beträgt dann nur etwa 25 %. Zimmermann et al. (1986) geben für die untersuchten Bolzen und Bohrungen Formeln an, mit deren Hilfe das Reibmoment auf analytischem Weg berechnet werden kann. Zur Anwendung kommen dabei erweiterte Formen elementarer Gleichungen wie z.B. die zur Berechnung des Strömungswiderstandes einzelner Körper (siehe z.B. Zierep, 1990). Voraussetzung für deren praktischen Anwendung ist jedoch eine genaue Kenntnis der tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeiten. Diese Informationen liegen jedoch speziell für Rotor-Stator Systeme mit Rauigkeitselementen in nicht ausreichender Form vor. Eine weitere Unsicherheit resultiert daraus, daß sich die Elemente bei hoher Anzahl untereinander beeinflussen, und die aufgestellten Gleichungen deshalb mit empirisch ermittelten Korrekturfaktoren versehen werden müssen, die an die jeweiligen geometrischen Randbedingungen angepaßt sind. Um diesen Aufwand zu umgehen, wendet Gärtner (1998) eine Methode an, mit deren Hilfe das durch rotierende Schraubenköpfe verursachte Drehmoment direkt berechnet werden kann. Als Ausgangspunkt dienen dabei die integrierten Bewegungsgleichungen, die jedoch im Vergleich mit der Lösung nach Kármán (1921) um einen durch die Schraubenköpfe verursachten Schubspannungsanteil erweitert werden. Letzterer wird wie in der Arbeit von Zimmermann et al. (1986) mit einem Ansatz berechnet, der die Kenntnis eines Widerstandsbeiwertes voraussetzt. Gärtner greift hierbei auf bekannte Korrelation für einen umströmten Einzelzylinder zurück. Für die vollständige Lösung seines Ansatzes müssen passende Randbedingungen gesetzt werden, wie z.B. die Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld der Rotorscheibe, d.h. außerhalb der Rotorgrenzschicht. Da diese Information wie oben erwähnt fehlt, beschränkt Gärtner (1998) seine Untersuchung auf eine freie Scheibe in ruhender Umgebung. Ein Vergleich mit Meßdaten ergibt, daß der Einfluß der radialen Positionierung der Schraubenköpfe gut wiedergegeben wird. Der Momentenkoeffizient steigt in etwa mit der dritten Potenz des Radius r und mit dem Quadrat der Scheibengeschwindigkeit Ω an. Bei einer großen Schraubenanzahl ($N = 36$) wird der gemessene Wert jedoch um ca. 40 % überschätzt.

Millward und Robinson (1989) berücksichtigen neben rotierenden Bolzen auch solche, die auf den stationären Bauteilen montiert sind. Im Gegensatz zu den beiden vorherigen Arbeiten präsentieren Millward und Robinson lediglich experimentelle Daten. Der infolge Reibung verursachte Leistungsverlust wird dabei über eine Totaltemperaturmessung am Eintritt und am Austritt des Rotor-Stator Zwischenraums erfaßt ($P = M \cdot \Omega = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T_{tot}$). Das Testprogramm umfaßt Messungen mit Bolzen auf unterschiedlichen sowie gleichzeitig mehreren Radien und mit veränderlichem Abstand zueinander. Die maximale Anzahl beträgt $N = 36$, die maximale Umfangsgeschwindigkeit der Rauigkeitselemente $u \approx 305$ m/s. Die Versuche werden mit Luft bei Umfangs-Reynoldszahlen bis $Re_\varphi = 1.7 \cdot 10^6$ und Durchflußraten bis $c_w = 8.0 \cdot 10^4$ durchgeführt. Aus den Ergebnissen wird ersichtlich, daß die radiale Positionierung entscheidenden Einfluß auf die Temperaturerhöhung nimmt. An der Stelle $x = 0.944$ positioniert, erhöhen die rotierenden Bolzen die Kühllufttemperatur um einen Betrag, der in etwa 2 mal höher liegt als in der glatten Anordnung. Bei Maximaldrehzahl wird dabei ein Totaltemperaturanstieg

von $\Delta T_{tot} \approx 75 \text{ K}$ gemessen. Die von Millward und Robinson aufgestellte Korrelation für rotierende Schraubenköpfe berücksichtigt neben den Strömungsparametern Re_φ und c_w die radiale Position, den Bolzendurchmesser, Bolzenhöhe und -anzahl sowie den Teilungsabstand. Nicht erfaßt werden das Radseitenraumverhältnis G sowie der Einfluß einer zylindrischen Abdeckung, durch die die Reibungsaufheizung überraschend unterhalb des Wertes einer vollständig glatten Konfiguration gesenkt werden kann. Werden die Schraubenköpfe auf der Statorseite montiert, dann ist die gemessene Maximaltemperatur um den Faktor 3 geringer als bei einer Montage auf der Rotorscheibe. Die Reibung verringert sich um zusätzliche 50%, wenn die stationären Elemente von einer stromauf gelegenen, zylindrischen Wand teilweise bedeckt werden. Die Datenmenge ist nach den Aussagen von Millward und Robinson im Fall der stationären Rauigkeitselemente zu gering, als daß sie eine sichere Basis für eine Korrelation bieten würde. Der geringe Anteil stationärer Bolzen am Gesamtreibmoment wird in der Untersuchung von Haaser et al. (1987) bestätigt. Jedoch weisen letztere Autoren darauf hin, daß das Zusammenspiel rotierender und stehender Elemente zu höheren Totaltemperaturen führen kann als wenn diese nur auf der Rotorscheibe montiert sind.

Die bisher angeführten Arbeiten beschreiben die Wirkung von Rauigkeitselementen, die in Abhängigkeit ihrer geometrischen Form bis weit in den Rotor-Stator Zwischenraum hineinragen können. Erhöhtes Pumpen sowie ein entsprechender Formwiderstand der Elemente sind maßgeblich an einem größeren Antriebsmoment, höheren Totaltemperaturen und möglicherweise auch höheren Kernrotationen beteiligt. Untersuchungen zum Einfluß von Konstruktionselementen mit "negativer" Bauhöhe, d.h. solche Elemente, die in die Rotorscheibe hineinragen, sind dagegen nur schwer zu finden. Da jedoch rotierende Bohrungen sowie mit Kammern und Rippen versehene Oberflächen im Bereich der kritischen, äußeren Radseitendichtung praktische Relevanz besitzen, ist die Kenntnis über deren Wirkung auf das Drehmoment und den statischen Druck von besonderem Interesse. Die mit diesen Elementen verbundenen Strömungseffekte können bisher lediglich mit Hilfe der Veröffentlichungen über stationäre, überströmte Kammern und Nuten beschrieben werden. Im Anschluß seien jene Untersuchungen erwähnt, die nach der Meinung des Autors dieser Arbeit in direktem Zusammenhang mit seinen Ergebnissen stehen und darüber hinaus einen Beitrag bei deren Interpretation zu leisten in der Lage sind.

Haugen und Dhanak (1966) beschreiben das Problem einer turbulent überströmten Nut mit rechteckförmigen Querschnitt. Dabei unterteilen sie das gesamte Strömungsgebiet in drei Zonen auf. Stromauf der Nut sowie in definiertem Abstand darüber existiert eine turbulente Grenzschichtströmung, und innerhalb der Kammer eine von der Außenströmung getrennte Rezirkulationsströmung. Beide Zonen werden durch eine Scherschicht, der sogenannten Mischzone getrennt. Der Impulsaustausch zwischen Kammer und Außenströmung erfolgt über diese durch Reibung gekennzeichnete Schicht. Die Autoren gehen in ihrer Betrachtung von einer rein zweidimensionalen Strömung aus. Mit Hilfe der Strömungsvisualisierung untersuchen sie die Wirbelbildung innerhalb der Kammer und stellen dabei fest, daß Wirbelanzahl und -stabilität stark von der Kammertiefe abhängen. Ein Zusammenhang besteht auch zwischen Kammertiefe und Druckverteilung

auf der stromab gelegenen Kammerwand. Haugen und Dhanak stellen ferner fest, daß der Strömungswiderstand durch die turbulente Grenzschichtdicke stromauf der Kammer beeinflusst wird.

Die auftretenden Wirbelformen werden in der Arbeit von Roshko (1955) intensiv behandelt. Dabei interessiert die Autoren vor allem, welche Konsequenzen sich aus einer instabilen Wirbelformung ergeben. Roshko berichtet in diesem Zusammenhang von nicht-periodischen, regellosen Druckschwankungen, die möglicherweise auf ein wiederholtes Umschalten zwischen zwei stabilen Wirbelstrukturen zurückzuführen sind. Die Wichtigkeit dieser Beobachtungen liegt darin, daß der Strömungswiderstand durch die Druckverteilung auf der stromab gelegenen Kammerwand maßgeblich bestimmt wird. Die in der Scherzone und den Kammerwänden erzeugte Reibung ist gegenüber den Druckkräften zu vernachlässigen. Das Höhen- zu Breitenverhältnis der Kammer entscheidet über einen stabilen oder nicht stabilen Zustand. Die Untersuchungen werden durch die Arbeit von Fox (1964) unterstützt.

Um die Komplexität einer abgelösten Strömung in Kavitäten endlicher Tiefe aufzuzeigen, weisen Maull und East (1963) und Kistler und Tan (1967) auf den dreidimensionalen Charakter der Strömung hin. Letzterer verändert das Zu- und Abströmen sowie die Staudruckverteilung auf der stromab gelegenen Kammerwand derart, daß der Strömungswiderstand im Vergleich mit einer rein zweidimensionalen Anordnung steigt. Kammerhöhe, -breite und -tiefe beeinflussen die Stärke dieses Effektes, eine genaue Vorhersage ist jedoch schwierig. Ohne experimentellen Nachweis bemerken Kistler und Tan (1967), daß auch eine Rundung an den Kammerkanten beträchtlichen Einfluß auf den Strömungswiderstand nehmen kann.

In der Arbeit von Perry et al. (1969) werden letztlich entscheidende Aussagen darüber getroffen, wie die turbulente Grenzschicht im Fall mehrerer, in engem Abstand zueinander angeordneter Kavitäten beeinflusst wird. Dabei stellen die Autoren fest, daß sich das Reibverhalten solcher Kammern prinzipiell von den klassischen Beobachtungen an mit Sandpapier ausgekleideten Rohren unterscheidet. Während beispielsweise Nikuradse (1933) (siehe auch Nikuradse, 1950) bei vollständiger Rauheit die alleinige Abhängigkeit von der Sandrauheitshöhe k_s nachweist (sog. "k"-type roughness), so existiert die Gesetzmäßigkeit, wonach die Reibung mit k_s zunimmt, für einen gewissen Typ Rauigkeit nicht mehr. Dieser ist gekennzeichnet durch eine glatte Oberfläche mit einer Reihe von Senken oder Nuten, innerhalb derer die Außenströmung stabile Wirbel erzeugt. Eine in die Außenströmung weit hineinragende Störung durch eine unregelmäßige, starke Verwirbelung existiert in diesem Fall nicht. Stattdessen strömt das Fluid mit einer Art Wellenbewegung relativ ungestört über die Kammern hinweg. Perry et al. bezeichnen diese Rauheit als "d"-type roughness. Der Widerstand, den die rauhe Oberfläche der Strömung entgegensetzt, kann sowohl durch eine vertikale Verschiebung einzelner Elemente als auch durch eine Abrundung der Kanten dramatisch erhöht werden.

2.4.3 Heißgaseintritt

Die aufgezeigten Zusammenhänge zwischen Rotordrehzahl, Oberflächenrauheit und Pumpmenge, sowie zwischen Kernrotation und radialer Druckverteilung in einem mit Dichtung versehenem Rotor-Stator-System bilden die Grundlage für die Behandlung des sogenannten Heißgaseintritts. Die Möglichkeit einer einwärts gerichteten Strömung durch den Dichtspalt und die damit verbundene Gefahr einer Überhitzung von Rotor und Laufschaufel existiert im Falle genügend großer Dichtspaltweiten dann, wenn die zugeführte Kühlluftmenge c_w den in der Grenzschicht der Rotorscheibe geförderten radialen Massenstrom nicht kompensieren kann. Metzger (1970) mißt diese Pumpmenge, in dem er den zugeführten Kühlluftmassenstrom bei konstant gehaltener Umfangs-Reynoldszahl solange steigert, bis im gesamten Radseitenraum ein atmosphärischer Druck herrscht. Die Experimente werden bei einem Radseitenraumverhältnis von $G = 0.167$ und bei Reynoldszahlen bis $Re_\varphi \approx 2.1 \cdot 10^5$ durchgeführt. Ein im Vergleich zur äußeren Umgebung gemessener geringerer statischer Druck muß jedoch nicht zwangsweise mit einem Einbruch der Außenströmung in den Rotor-Stator Zwischenraum verbunden sein (Bayley und Owen, 1970). Entscheidend ist vielmehr der Druck im unmittelbaren Bereich der Spaltdichtung. Eine Vorhersage der minimal erforderlichen Kühlluftmenge $c_{w,min}$, die zum Abdichten des Rotor-Stator Systems benötigt wird, treffen die Autoren deshalb auf der Grundlage einer Druckmessung an einer Stelle, die nur wenige Millimeter vom Spalt entfernt liegt. Bayley und Owen stellen fest, daß $c_{w,min}$ linear mit Re_φ anwächst und die Spaltweite im Gegensatz zum Radseitenraumverhältnis G entscheidenden Einfluß auf die Steigung nimmt. Der lineare Zusammenhang zwischen $c_{w,min}$ und Re_φ wird von Owen und Phadke (1980) zunächst durch theoretische Überlegungen bestätigt. Aus den Ergebnissen einer experimentellen Untersuchung geht außerdem hervor, daß die Positionierung der Druckmeßstelle, mit Hilfe derer ein Druckkriterium zur Bestimmung von $c_{w,min}$ definiert wird, die Genauigkeit des Meßsystems festlegt. Um einen beginnenden Eintritt der Außenströmung in den Radseitenraum eindeutig nachzuweisen, und um Aussagen über die Genauigkeit der Druckmessungen treffen zu können, führen Owen und Phadke (1980) auch Messungen mit Hilfe der Strömungsvisualisierung durch (siehe hierzu auch Phadke, 1983 und Pincombe, 1989). Mit dieser Meßtechnik und einem Rotor-Stator System bestehend aus lichtdurchlässigem Material kann die minimal erforderliche Sperrluftmenge $c_{w,min}$ bei moderaten Strömungsgeschwindigkeiten mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Auf der Grundlage dieser Messungen geben Owen und Phadke (1980) folgenden funktionalen Zusammenhang an:

$$c_{w,min} = 0.14 \cdot G_c^{0.66} \cdot Re_\varphi \quad (2.42)$$

Die Gleichung gilt für ein Rotor-Stator System mit achsensymmetrischer Strömung und einfachem, axialem Dichtspalt (Abb. 2.8, "1") bei Spaltweiten im Bereich $0.0025 < G_c < 0.04$, und für Reynoldszahlen $2 \cdot 10^5 < Re_\varphi < 10^6$. Die Wände des Systems sind glatt, und das Radseitenraumverhältnis beträgt $G = 0.1$.

Die mit Gl. 2.42 berechneten Werte liegen maximal 27% über denen der Druckmessung. Eine Abschätzung der minimal erforderlichen Kühlluftmenge erfolgt daher mit Gl. 2.42 konservativ. Der von Owen und Phadke angegebene Zusammenhang wird in den Arbeiten

von Phadke und Owen (1983, 1988a) für Dichtungen mit komplizierterer Spaltgeometrie erweitert. Die in Abb. 2.8 mit "4b" gekennzeichnete Dichtung zeigt dabei ein Verhalten, welches entgegen den Erwartungen bei steigender Rotordrehzahl zu höheren statischen Drücken im Radseitenraum führt. Maßgebliche Ursache für diesen Druckumkehreffekt ist die an der äußeren Scheibenkante ablösende Rotorgrenzschicht, welche als "wall-jet" auf die zylindrische Gehäusewand auftrifft und dort gestaut wird. Eine zusätzliche Sperrwirkung resultiert aus einer verlustbehafteten Umlenkung in diesem Bereich. Der beschriebene Effekt tritt bei hohen Umfangs-Reynoldszahlen und Durchflußraten verstärkt in Erscheinung und führt dort zu einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen $c_{w,min}$ und Re_φ . Von allen getesteten Geometrien ist die Radialdichtung mit axialer Überlappung ("4b") die effektivste. Bei einer Spaltweite von beispielsweise $G_c = 0.004$ liegt $c_{w,min}$ ca. 30% unter dem Wert der einfachen Axialspaltdichtung ("1"). Bei kleineren Spaltweiten werden jedoch die Unterschiede zwischen den verschiedenen Dichtungstypen zunehmend schwächer.

Aufgrund der schwierigen Visualisierung bei turbulenter Strömung führen Phadke und Owen (1988a) zusätzlich Gaskonzentrationsmessungen im Innern des Radseitenraums durch. Dabei wird die Kühlluft mit einer bekannten Menge an Stickstoffdioxid (NO_2) versetzt und dem Rotor-Stator Zwischenraum mit Hilfe einer beweglichen Sonde an verschiedenen radialen und axialen Positionen entnommen. Geringere Konzentrationen von NO_2 deuten prinzipiell auf einen Einbruch "sauberer" Luft aus der Umgebung der Meßstrecke hin. Die Untersuchung dient somit auch der qualitativen Beurteilung der Strömung und zeigt, daß ein Einbruch wie erwartet auf der Statorseite erfolgt. Die Gaskonzentrationen sind dort (sowie im unmittelbaren Bereich der Dichtung) am geringsten. Auf der Rotorseite hingegen führt eine Vermischung mit der radial überlagerten, "kontaminierten" Kühlluft zu höheren NO_2 -Konzentrationen. Die exakte Bestimmung von $c_{w,min}$ hängt wie

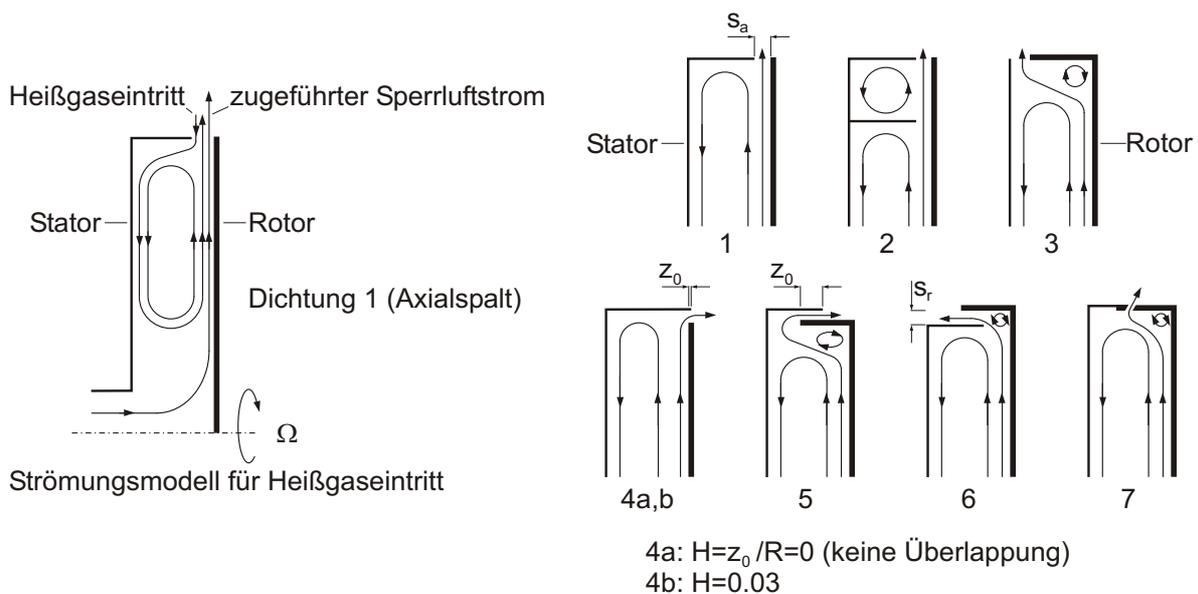


Abb. 2.8: Unterschiedliche Dichtungstypen - Einteilung nach Phadke und Owen (1983, 1988a)

bei der Druckmessung von der örtlichen Positionierung der Sonde ab. Phadke und Owen (1988a) geben deshalb eine Bestimmungsgleichung für die minimale Sperrluftmenge auf der Basis der Druck- und Visualisierungsmessungen an:

$$c_{w,\min} = C \cdot G_c^m \cdot Re_\varphi^n \quad 0.0025 < G_c < 0.04, Re_\varphi \leq 1.2 \cdot 10^6 \quad (2.43)$$

Die Koeffizienten C , m , und n richten sich nach der Meßtechnik (Druckkriterium oder Strömungsvisualisierung) und nach dem Dichtungstyp. Für den einfachen Axialspalt können der Arbeit von Phadke und Owen die Werte $C = 0.280$, $m = 0.677$ und $n = 0.956$ entnommen werden (Strömungsvisualisierung).

Treibende Kraft für einen Heißgaseintritt können neben der Pumpwirkung des Rotors auch Druckschwankungen im Hauptkanal einer Gasturbine sein. Abe et al. (1979) führen deshalb ihre Untersuchungen in einem System mit Beschaukelung durch und erzielen Ergebnisse, die die dominante Rolle der Umfangs-Reynoldszahl bei der Bestimmung von $c_{w,\min}$ erstmals in Frage stellen. Angeregt durch diese Erkenntnis dehnen Phadke und Owen (1988b) ihre Forschungsarbeit auf eine Versuchsstrecke mit geschlossenem Ringkanal ohne Beschaukelung aus und testen den Einfluß einer definierten axialen Anströmgeschwindigkeit auf das Dichtvermögen der unterschiedlichen Konfigurationen. Bei geringen Geschwindigkeiten in der Außenströmung beobachten die Autoren eine verbesserte Dichtwirkung und führen diese auf eine Verkleinerung des effektiven Spaltquerschnitts, hervorgerufen durch eine mit der Anströmgeschwindigkeit wachsende Ablöseblase an der Dichtkante, zurück. Für diese Betriebspunkte führt Gl. 2.43 zu einer konservativen Abschätzung der minimalen Sperrluftmenge $c_{w,\min}$. Die Autoren zeigen außerdem, daß der Verlauf von $c_{w,\min}$ durch die Rotordrehzahl stark beeinflusst wird. Bei forcierter Strömungsbewegung im Ringkanal ($Re_{ax} = \rho v_{ax} R / \mu > 0.5 \cdot 10^6$) verschlechtert sich jedoch das Dichtvermögen derart, daß Gl. 2.43 die tatsächlich erforderliche Sperrluftmenge, die zum vollständigen Abdichten des Systems benötigt wird, unterschätzt. Die Autoren begründen dieses Verhalten mit einer nicht achsensymmetrischen Strömung im Ringkanal der Meßstrecke (siehe auch Hamabe und Ishida, 1992). Die tangentialen Druckunterschiede sind in der Versuchsanlage nur gering und dennoch bestimmend für den progressiveren Verlauf von $c_{w,\min}$. Der Einfluß der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ rückt bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Ringkanal zunehmend in den Hintergrund. Vernachlässigbar sind in diesen Betriebspunkten auch die Unterschiede zwischen den verschiedenen Dichtungsgeometrien. Der Einfluß der Spaltweite G_c bleibt dahingegen groß.

Der Einbruch der Außenströmung in den Rotor-Stator Zwischenraum erfolgt bei nicht achsensymmetrischer Strömung nicht über den Umfang gleichmäßig verteilt, sondern an den Positionen, an denen der Druckunterschied über den Dichtspalt minimal ist. Die Autoren erzeugen in einer leicht abgeänderten Versuchsanordnung (Phadke und Owen, 1988c) bewußt Druckunterschiede im Ringkanal und beobachten eine Ausgleichsbewegung der Strömung, die quer durch den Radseitenraum verläuft. Als besonders effektiv stellt sich in diesem Zusammenhang eine Doppeldichtung heraus (siehe Abb. 2.8, Typ "2"), mit deren Hilfe die großen Druckschwankungen abgeschwächt werden und ein Einströmen in den weiter innen gelegenen Radseitenraum vermieden werden kann. Während für diesen ein

annähernd linearer Zusammenhang zwischen $c_{w,min}$ und Re_φ erhalten bleibt, steigt für alle anderen Dichtungen die minimal erforderliche Sperrluftmenge $c_{w,min}$ mit der maximalen Druckdifferenz im äußeren Ringkanal.

Die Luftmenge $c_{w,min}$ wird in Phadke und Owen (1988b,c) mit den zur Verfügung stehenden Detektionsmethoden, d.h. Druckkriterium, Strömungsvisualisierung und Gaskonzentrationsmessung redundant bestimmt. Eine Messung des statischen Druckes im Innern des Radseitenraum muß aufgrund der in tangentialer Richtung verlaufenden Druckunterschiede mit einer hohen örtlichen Auflösung erfolgen. Die Unterschiede zwischen den drei Meßtechniken bei der Bestimmung von $c_{w,min}$ wachsen mit steigender Strömungsgeschwindigkeit im Ringkanal und betragen bis zu 20 %. Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten und der instationäre Charakter der Strömung veranlassen Phadke und Owen zu einer kritischen Beurteilung aller drei Meßtechniken.

Aus Gründen der Effizienz wird in der Praxis der Sperrluftmassenstrom unter den Wert $c_{w,min}$ gesenkt und damit eine geringe Menge an eingetretenem Heißgas toleriert. Daß in einem solchen Fall nicht unbedingt mit einer wesentlich höheren "Kontaminierung" der Rotor-Stator Zwischenräume zu rechnen ist, zeigen beispielsweise die Ergebnisse von Graber et al. (1987) und Daniels et al. (1992). Die Autoren setzen eine Analogie zwischen Wärme- und Stoffübertragung voraus (siehe z.B. Jischa, 1982) und bestimmen die Stärke des Einbruchs der Hauptströmung in einen stromab der Rotorscheibe gelegenen Radseitenraum mit Hilfe von Gaskonzentrationsmessungen. Dabei werden sowohl die Sperrluft als auch die äußere Ringkanalströmung mit unterschiedlichen Mengen an Kohlendioxid (CO_2) versetzt. Eine Entnahme des Luft- CO_2 -Gemisches erfolgt im äußeren Bereich des Radseitenraums an mehreren Stellen in der Statorwand, und eine Charakterisierung des Dichtvermögens erfolgt für verschiedene Geometrien mit Hilfe der Dichteffektivität ϕ . Diese ist dimensionslos und so definiert, daß sie Werte zwischen null (im Falle eines vollständigen Einbruchs der Außenströmung) und eins (bei vollständig abgedichtetem Radseitenraum) annimmt. Den Ergebnissen zufolge verläuft ϕ exponentiell nach der Gesetzmäßigkeit

$$\phi = 1 - e^{-c\lambda_{turb}} \quad \lambda_{turb} = c_w / Re_\varphi^{0.8}, \quad (2.44)$$

wobei die Konstante c für die verschiedenen Dichtungsgeometrien experimentell bestimmt werden muß. Die Versuche werden bei Umfangs-Reynoldszahlen $Re_\varphi = 5.1 \cdot 10^6$ und bei verschiedenen Drallzahlen in der Außenströmung durchgeführt. Eine drallbehaftete Strömung beeinflusst das Dichtvermögen nur geringfügig (die axiale Geschwindigkeitskomponente im Ringkanal ist in allen Versuchen gering). Als wesentliches Resultat der Untersuchung gilt die Erkenntnis, daß selbst bei einem Drittel der Sperrluftmenge $c_{w,min}$ hohe Dichteffektivitäten zwischen 80 % und 90 % erzielt werden können. Darüber hinaus kann durch eine Verkleinerung der radialen Spaltweite zusätzlich Sperrluft (ca. 60 %!) eingespart werden.

Die prinzipielle Vorgehensweise, Dichtungen mit Hilfe der Dichteffektivität ϕ zu beurteilen, wird von Dadkhah et al. (1992) in einer weiteren experimentellen Untersuchung übernommen. Die Autoren entnehmen Luftproben jedoch nicht nur an der stationären Wand, sondern mit Hilfe einer Sonde auch an mehreren Stellen zwischen Rotor und Stator.

Durch die Erfassung der Konzentrationsverteilung in der r, φ -Ebene können die Autoren die von Phadke und Owen (1988a) getroffenen Aussagen, wonach der Heißgaseintritt bevorzugt auf der Statorseite stattfindet, bestätigen. Die (annähernd achsensymmetrische) Außenströmung scheint die Dichteffektivität der verschiedenen Dichtungsgeometrien auf unterschiedliche Weise zu beeinflussen. Die in Phadke und Owen (1988b) beschriebene starke Abhängigkeit von der Außenströmung sowie eine Unabhängigkeit von der Rotordrehgeschwindigkeit stellen Dadkhah et al. im Verlauf von $c_{w, min}$ nicht fest.

Das Bestreben einer Vielzahl weiterer Arbeiten ist einerseits dahin gerichtet, durch verbesserte Dichtungsgeometrien die Effizienz zu steigern (Chew et al., 1992, Bhavnani et al., 1992). Andererseits entsteht gerade wegen der aufgezeigten sehr komplizierten physikalischen Zusammenhänge der Trend, den Versuchsträger an reale Rotor-Stator Systeme anzupassen und darüber hinaus in einer triebwerksnahen Umgebung zu betreiben, um so repräsentativere Ergebnisse zu erzielen. Green und Turner (1992) führen eine experimentelle Untersuchung zur Bestimmung des Einflusses von Leit- und Laufschaufeln auf die Dichteffektivität ϕ durch. Das Rotor-Stator System selbst ist dabei mit glatten Wänden ausgestattet und durch eine einfache Dichtung mit axialem Spalt von der Außenströmung getrennt ($G = 0.1$, $G_c = 0.01$). Gemessen werden zeitgemittelte Drücke und Gaskonzentrationen, die Erfassung der statischen Drücke findet im ruhenden System sowohl im Innern der Meßstrecke an mehreren radialen Positionen als auch in der Außenströmung im Hinterkantenbereich zwischen zwei benachbarten Leitschaufeln statt. Wird die Meßstrecke mit Leit- aber ohne Rotorschaufeln betrieben, dann findet, verglichen mit einem System ohne Beschauflung, eine auf Druckasymmetrien zurückzuführende Verschlechterung des Dichtvermögens statt. Dieser Effekt kann sich bei einem kürzeren axialen Abstand zwischen Schaufelhinterkante und Dichtspalt verstärken (Chew et al., 1994, Bohn et al., 1995). In einer Versuchsreihe mit umlaufenden Rotorschaufeln erzielen Green und Turner Dichteffektivitäten, die zwischen denen des Systems ohne Laufschaufeln und des Systems mit achsensymmetrischer Strömung im Primärkanal liegen. Das positive Ergebnis wird letztlich auf eine ausgleichende Wirkung der Laufschaufeln zurückgeführt, wodurch die durch den Leitapparat verursachten Druckunterschiede abgeschwächt werden. Die Aussage stützt sich jedoch allein auf die Messung der Dichteffektivität ϕ . Die in Zusammenhang mit der Rotor-Stator Interaktion stehenden zeitabhängigen Größen werden in der Untersuchung leider nicht erfaßt. Ein periodisch instationärer Ein- und Ausströmvorgang kann mit Hilfe einer Gaskonzentrationsmessung nicht detektiert werden, da diese ein integrales Meßverfahren darstellt (siehe Kap. 5.5).

Mit Hilfe zweier unterschiedlicher Spaltgeometrien demonstrieren Bohn et al. (2000), daß über den Einfluß rotierender Schaufeln auf die Dichteffektivität keine allgemeingültigen Aussagen getroffen werden können. In Abhängigkeit des Spalttyps stellen die Autoren sowohl eine positive als auch negative Wirkung der Laufschaufeln fest. Die zusätzlich durchgeführten numerischen Berechnungen gestatten eine qualitative Diskussion der dreidimensionalen, instationären Effekte am Dichtspalt.

Die Untersuchungen von Green und Turner und Bohn et al. zeigen, daß der Radseitenraum auch im Fall vorhandener Laufschaufeln selbst bei hohen Sperrluftströmen c_w nicht

vollständig abgedichtet werden kann (die Dichteffektivität übersteigt bei positiven, über den Umfang gemittelten Spaltdruckverhältnissen den Wert $\phi \approx 94\%$ nicht). Green und Turner vermuten, daß ein Heißgaseinbruch durch die im Bereich der Laufschaufelvorderkante wirkenden Totaldrücke gesteuert wird, und daß die vorhandenen Druckamplituden am Umfang des Schaufelfußes bei hohen Kühlluftstraten durch komplexe Strömungsvorgänge im Ausströmbereich der Dichtung verstärkt werden. Der meßtechnische Nachweis hierfür kann jedoch mit einer zeitgemittelten Druckmessung, die zudem im stationären, d.h. nichtbewegten System erfolgt, nicht erbracht werden.

Um das instationäre Strömungsfeld am Austritt einer Spaltdichtung im Hauptkanal zwischen Stator- und Rotorbeschaufelung meßtechnisch zu erfassen, nutzen Gallier et al. (2000) die Möglichkeiten der Particle Image Velocimetry (PIV). Diese versetzt die Autoren in die Lage, die Strömungsgeschwindigkeiten in einem zweidimensionalen Feld (r, z -Ebene) zeitgleich zu messen. Durch eine spezielle Steuerung des Meßsystems wird außerdem eine Messung an definierten Rotorpositionen ermöglicht. Die Untersuchung zielt speziell auf die Strömungseffekte ab, welche die Grenzschicht am Schaufelfuß und damit auch den Wärmeübergang in diesem Bereich beeinflussen. Die zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilungen zeigen aber auch jene Positionen an, an denen eine Einwärtsströmung in den Radseitenraum stattfindet.

Detaillierte Aussagen über die Druck- und Gaskonzentrationsverteilung im Innern des Radseitenraums bei erfolgter Einwärtsströmung werden von Feiereisen et al. (2000) getroffen. Der Unterschied zu allen anderen Arbeiten besteht darin, daß zeitgemittelte Drücke und CO_2 -Gaskonzentrationen auch im rotierenden Bezugssystem gemessen werden. Druckmeß- bzw. Gasentnahmestellen sowie weitere Teile der Meßwerterfassung sind im Rotor der Versuchsstrecke installiert, eine Verbindung zur stationären, d.h. nichtbewegten Umgebung wird mit Hilfe einer speziellen, luftdichten Kupplung geschaffen. Ferner sind Rotor und Stator mit schnellen piezoresistiven Drucksensoren instrumentiert, mit deren Hilfe die durch Leit- und Laufschaufeln verursachten instationären Druckschwankungen auch im Innern des Radseitenraums registriert werden können (siehe auch Roy et al., 2001). Im Lauf der Untersuchung wird mit dieser Methode nachgewiesen, daß auch die auf eine Exzentrizität des Rotors zurückzuführenden Druckschwingungen bei der Betrachtung des Gesamtproblems berücksichtigt werden müssen. Druck- und Konzentrationsverteilung können sich außerdem ändern, wenn eine bestimmte Menge an Kühlluft durch axiale Bohrungen in der Rotorscheibe in die Laufschaufeln abströmt. Die erzielten quantitativen Ergebnisse von Feiereisen et al. gelten für eine Rotor-Stator Geometrie, die an die tatsächlichen Verhältnisse in einem Triebwerk sehr nahe kommt.

Verglichen mit der Bestimmung des Reibmomentes einer im Gehäuse umlaufenden Rotorscheibe ist die theoretische Behandlung des Heißgaseinbruchs aufgrund der geschilderten, mehrdimensionalen Problematik ungleich schwerer. Mit Hilfe von Integralverfahren kann eine achsensymmetrische Strömung im Radseitenraum einfacher Systeme mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden. Werden die Ergebnisse einer solchen Rechnung mit einem Modell gekoppelt, welches das Durchflußverhalten der jeweiligen Dichtung charakterisiert, dann können $c_{w,min}$ und die eingetretene Gasmenge abgeschätzt werden (Chew,

1989, Chew et al., 1992). Dieses semi-empirische Verfahren kann jedoch nur in solchen Fällen erfolgreich angewendet werden, in denen Druckasymmetrien im Hauptkanal und Störungen, hervorgerufen durch die Interaktion von Leit- und Laufschaufel (siehe auch Dring et al., 1982) als Ursache für einen Heißgaseinbruch ausgeschlossen werden können. Dies gilt näherungsweise dann, wenn durch eine spezielle Dichtgeometrie (Zweifachdichtung) wie von Förster et al. (2001) dokumentiert die im Primärkanal entstandenen Druckschwankungen effektiv gedämpft werden können. Letztere Effekte verleihen der Strömung einen dreidimensionalen und instationären Charakter, der mit Hilfe von Integralverfahren nicht wiedergegeben werden kann. Moderne CFD (Computational Fluid Dynamics) Verfahren hingegen sind neben der Simulation achsensymmetrischer Rotor-Stator Strömungen (Hart und Turner, 1994) durchaus dazu geeignet, um dreidimensionale Strukturen räumlich aufzulösen (Chew et al., 1994). Wird ein Segment der gesamten Turbinenstufe modelliert, dann können auch die auf eine Wechselwirkung zwischen Leit- und Laufgitter zurückzuführenden dreidimensionalen und zeitabhängigen Effekte untersucht werden (Bohn et al., 2000, Hills et al., 2001). Die Anwendbarkeit dieser numerischen Verfahren auf den jeweiligen Strömungsfall muß jedoch immer noch mit Hilfe geeigneter Meßdaten überprüft werden. An dieser Stelle bereiten insbesondere die dreidimensionalen und instationären Strömungseffekte Probleme, weil diese nur mit einem hohen meßtechnischen Aufwand erfaßt werden können. Die aus einer zunehmenden Komplexität der Rotor-Stator Systeme resultierenden diffizilen Effekte stellen darüber hinaus einen erhöhten Anspruch an die Meßgenauigkeit. Die hier beschriebenen Arbeiten haben gezeigt, daß speziell im Fall des Heißgaseintritts die etablierten Techniken, mit denen eine zeitaufgelöste Messung nicht möglich ist, diesem Anspruch nicht genügen.

2.4.4 Vordralldüsenysteme

Wie im vorangegangenen Abschnitt geschildert, können ungünstige aerodynamische und konstruktive Randbedingungen einen Einbruch heißer Abgase in den Rotor-Stator Zwischenraum zur Folge haben. Das Einströmen geringer Heißgasmengen über den zwischen Rotorscheibe und stationärem Gehäuse gelegenen Dichtspalt wird häufig geduldet, wenn die Gaskonzentrationen im Bereich des Rotors niedrig bleiben und eine Kontaminierung der für die Laufschaufeln benötigten Kühlluft ausgeschlossen werden kann. Der Druck innerhalb des Radseitenraums muß jedoch in jedem Fall auf dem Niveau gehalten werden, welches die Versorgung der Laufschaufeln mit der festgelegten minimal notwendigen Kühlluftmenge garantiert und ein Rückströmen heißer Abgase über die Schaufelbohrungen verhindert. Eine effiziente Zuführung der Kühlluft erfolgt mit geringen Totaldruckverlusten und mit möglichst niedriger Temperatur.

In einem klassischen, d.h. radial von innen nach außen durchströmten Rotor-Stator System ist die Kernrotation β stets kleiner als 1 (siehe Kap. 2.4.1). Durch den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Fluid und Rotorscheibe entstehen einerseits Einströmverluste in den rotierenden Zuführkanälen der Laufschaufeln, die mit zunehmender Schräganströmung ansteigen (z.B. McGreehan und Schotsch, 1987, Wittig et al., 1996, Jakoby et al.,

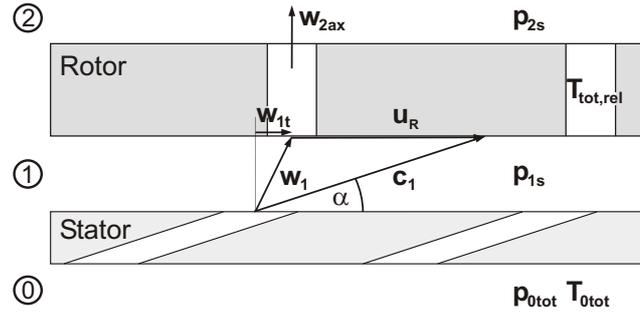


Abb. 2.9: Geschwindigkeitsplan für ein Vordralldüsen-system

1997, Maeng et al., 1998, 1999, Brillert et al., 2000). Andererseits muß Arbeit geleistet werden, um das Fluid auf Rotorgeschwindigkeit zu beschleunigen. Letzterer Vorgang äußert sich in einer verlustbehafteten Erhöhung der Totaltemperatur.

Kann die Kühlluft bei ausreichendem Versorgungsdruck über stationäre Düsen entspannt und mit hohem Impuls in den Radseitenraum eingeblasen werden, dann ergeben sich am Eintritt in den sogenannten Receiver die in Abb. 2.9 idealisiert dargestellten Strömungsgeschwindigkeiten. Unter der Voraussetzung idealen Gasverhaltens, adiabater Randbedingungen und einer reversiblen Entspannung des Kühlmediums können Totaltemperatur und -druck im Relativsystem wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{T_{1tot,rel}}{T_{1tot}} = 1 + \frac{u_R^2 - 2u_R c_{1t}}{2c_p T_{1tot}}, \quad \frac{p_{1tot,rel}}{p_{1tot}} = \left(1 + \frac{u_R^2 - 2u_R c_{1t}}{2c_p T_{1tot}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.45)$$

$$c_{1t} = c_1 \cdot \cos \alpha, \quad c_1 = \sqrt{\frac{2\kappa RT_{0tot}}{\kappa-1} \left(1 - \left(\frac{p_{1s}}{p_{0tot}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}, \quad T_{1tot} = T_{0tot} \quad (2.46)$$

Die Änderung der Totaltemperatur beim Übergang ins rotierende Bezugssystem wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch detaillierter diskutiert werden. Ihr theoretisch berechneter Verlauf ist in Abb. 2.10 in Abhängigkeit unterschiedlicher Düsenaustrittsgeschwindigkeiten c_1 graphisch dargestellt. Die maximale Absenkung der Kühllufttemperatur steigt mit zunehmendem Expansionsverhältnis über den Vordrallapparat, welches in direktem Zusammenhang mit der Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt steht (Gl 2.46). Den Schaubildern kann entnommen werden, daß eine Kühlung nur für Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen $0 < u_R/c_{1t} < 2$, d.h. für Drallzahlen $\beta > 0.5$ möglich ist (vgl. Wilson et al., 1997). Die Totaltemperaturverläufe erreichen ihr Minimum bei $\beta = 1$.

In den theoretischen Überlegungen nicht berücksichtigt werden der dreidimensionale Charakter der Strömung in der Vordrallkammer, die tangentialen Druckverteilungen stromab der Düsen und die Pumpwirkung der Rotorscheibe. Ebenso wird eine Gleichheit der Strömungsgeschwindigkeiten am Austritt des Vordrallapparates und derjenigen am Eintritt in den Rotor vorausgesetzt.

In der Praxis existieren zwei unterschiedliche Ausführungen eines solchen Vordralldüsen-systems (siehe Abb. 2.11). In der links gezeigten Variante teilt eine rotierende Deckscheibe

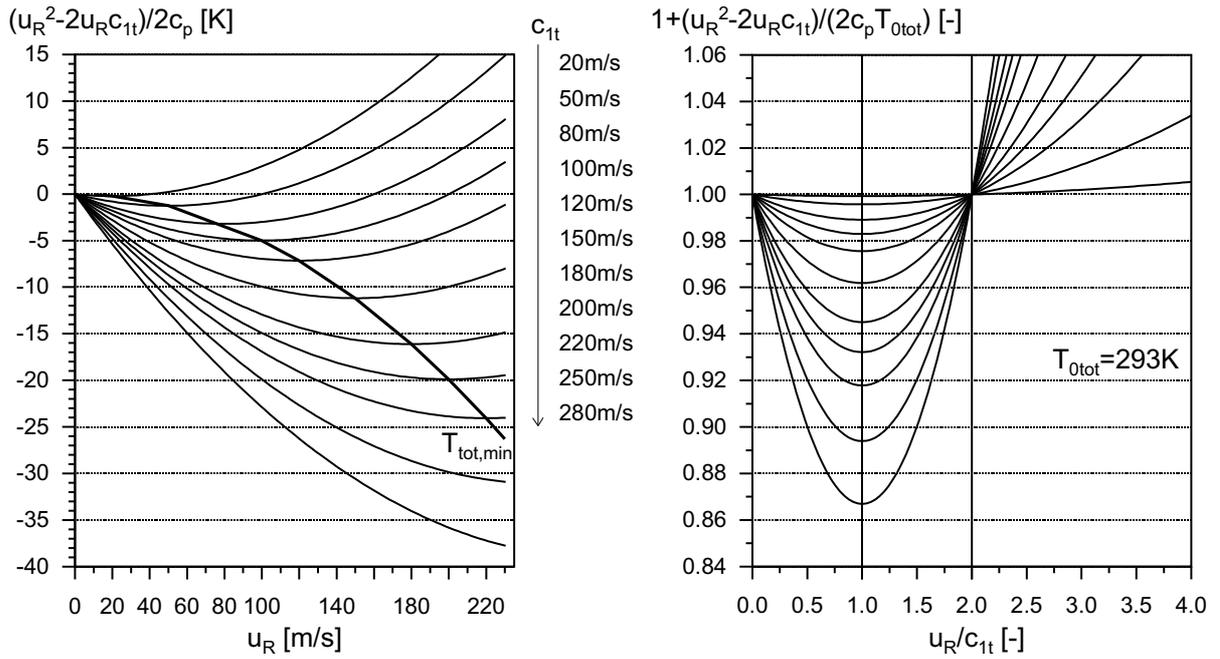


Abb. 2.10: Verlauf der Totaltemperatur am Rotor in Abhängigkeit von der Rotorge-
schwindigkeit u_R und der isentropen Strömungsgeschwindigkeit c_1 am Dü-
senaustritt

(engl.: coverplate) den Radseitenraum in zwei Funktionsbereiche. Die Dichtung des Systems erfolgt über den Rotor-Stator Zwischenraum (links), die Zufuhr der Kühlluft für die Laufschaufeln über die rechts gelegene rotierende Kammer. Beide Luftströme dienen zusätzlich der Scheibenkühlung. Die Übergabe der Kühlluft in das rotierende System erfolgt auf kleinem Radius mit dem Vorteil geringer Spaltverluste zwischen beiden Kammern. Eine Kontaminierung der Kühlluft mit Heißgas findet innerhalb der rotierenden Kammer praktisch nicht statt. Die Strömung wird dort durch den turbulenten Strömungsparameter λ_{turb} und die Drallzahl am Eintritt der Kammer β bestimmt (Karabay et al., 1999a). Für praxisrelevante Betriebspunkte ($\lambda_{turb} \approx 0.4$, Karabay et al., 2001), in denen der Durchfluß das Strömungsbild dominiert, verlieren die infolge der Rotation induzierten Sekundärströmungen ihren Einfluß und die Strömung ähnelt einem Potentialwirbel ($v_t \sim r^{-1}$, siehe auch Owen und Rogers, 1995). Der Kernrotationsfaktor ist infolge realer Verluste jedoch geringfügig kleiner als für einen idealen Wirbel berechnet (Karabay et al., 1999b). Um die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Rotor am Schaufeleintritt ($r = r_2$) gering zu halten, muß die Luft mit hohem Überdrall, d.h. $\beta > 2.5$ ($r_1/r_2 = 0.45$) in das Rotor-Rotor System eintreten. Karabay et al. (1999a) definieren die Absenkung der Totaltemperatur über die dimensionslose Vordralleffektivität Θ und leiten für ein adiabates System mit Deckscheibe folgenden theoretischen Zusammenhang her:

$$\Theta = \frac{c_p (T_{01} - T_{t2})}{0.5 \Omega^2 r_2^2} = 2\beta \cdot \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 - 1 \quad (2.47)$$

Die starke Abhängigkeit von β wird in der Arbeit von Karabay et al. (1999b) durch Meßdaten bestätigt. Die Ergebnisse zeigen darüber hinaus, daß die mit Gl. 2.47 berechneten

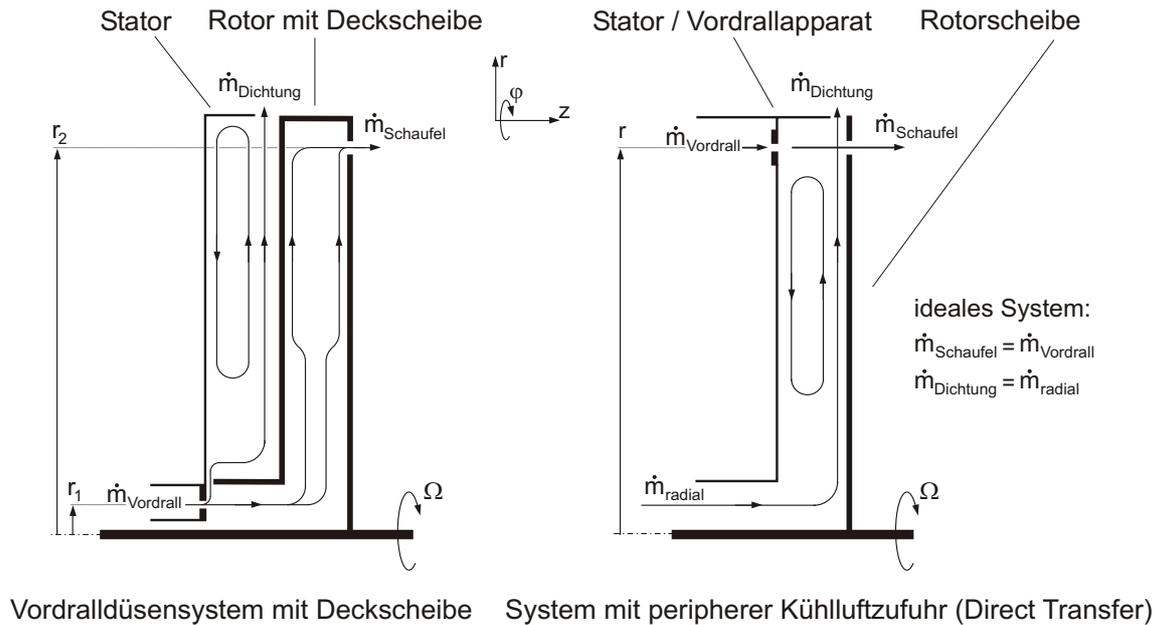


Abb. 2.11: Praktische Ausführungen eines Vordralldüsen Systems

Temperaturen unterhalb der Werte liegen, die im Falle eines Wärmeübergangs von der Rotorscheibe an das Fluid zu erwarten sind. Die Temperaturabsenkung, die in einem adiabaten System bei einer Erhöhung des Drallverhältnisses β zu erzielen ist, kann durch einen angeregten Wärmeübergang bei gesteigerter Relativbewegung zwischen Fluid und Rotorscheibe sogar vollständig kompensiert werden (siehe auch Karabay et al., 2001).

Stehen eine maximale Temperaturabsenkung und ein geringes Gewicht bei der Auslegung eines Vordralldüsen Systems im Vordergrund, dann drängt sich das rechts in Abb. 2.11 gezeigte Konzept mit peripherer Kühlluftzufuhr auf (Scricca und Moore, 1997). Im sogenannten "Direct-Transfer" System befinden sich Vordralldüsen und Rotorbohrungen auf größtmöglichem Radius und in kurzem Abstand zueinander. Die Ursachen, durch die die Effektivität nachteilig beeinflusst werden kann, sind vielfältiger, und die Realisierung eines idealen, d.h. verlustfreien Systems deshalb schwieriger als im Fall einer Anordnung mit rotierender Deckscheibe.

Meierhofer und Franklin (1981) stellen mit Hilfe von Temperaturmessungen fest, daß die Effektivität beispielsweise durch ein kleines Verhältnis von Düsen- zur Wandfläche verschlechtert werden kann. In einer Turbine ist die Austrittsfläche der Vordralldüsen durch das angestrebte Druckverhältnis und den benötigten Kühlluftmassenstrom festgelegt, so daß die Positionierung der Düsen auf größerem Radius zwangsweise mit einem kleineren, d.h. ungünstigeren Flächenverhältnis verbunden ist. Um den Wirkungsgrad zu steigern, empfehlen die Autoren deshalb, die Düsen auf kleinerem Radius zu positionieren, um somit den Abstand zweier benachbarter Düsen zu verkürzen. Meierhofer und Franklin definieren die Effektivität des Systems η über das Verhältnis aus effektiver und idealer, d.h. isentroper Vordrallgeschwindigkeit. Die Berechnung von η erfolgt mit Hilfe gemessener Temperaturen. Ohne die einflußnehmenden geometrischen Parameter des Systems

wie z.B. Kammerhöhe, radiale Position der Düsen oder Bohrungsanzahl genauer zu spezifizieren, geben die Autoren Werte zwischen $0.65 < \eta < 0.8$ an.

In einem "Direct-Transfer" System findet bauartbedingt eine Vermischung von vorgedralltem und radial überlagertem Kühlluftmassenstrom statt (El-Oun und Owen, 1988, Wilson und Owen, 1994). Der experimentellen Arbeit von El-Oun und Owen kann entnommen werden, daß ein Großteil der für Kühlzwecke der Rotorscheibe vorgesehene Massenstrom in die Kühlluftbohrungen der Laufschaufeln gelangt und dadurch die Effektivität des Vordralldüsen systems verschlechtert wird. Die Autoren entwickeln ein theoretisches Modell, mit dem die reduzierte Kernrotation und die Temperatur als Folge einer solchen Vermischung berechnet werden können. Im Modell berücksichtigt wird auch die infolge Scheibenreibung entstandene Kühllufterwärmung. Die Theorie wird durch die Ergebnisse einer Totaltemperaturmessung bestätigt. Die nachteilige Wirkung einer Vermischung ist bei nicht überlagerter Strömung (es wirkt in diesem Fall die in der Rotorgrenzschicht radial nach außen getriebene Fluidmenge) ebenso wie im Falle einer radial einwärts gerichteten Strömung nicht zu erwarten. Sämtliche Ergebnisse bleiben von einer zweiten, unterhalb der Vordralldüsen positionierten Dichtung unbeeinflusst.

Letztgenannte Autoren gehen in ihren theoretischen Überlegungen von einer achsensymmetrischen Strömung aus. Durch die räumliche Trennung der Düsen resultiert jedoch eine ungleichförmige, d.h. nicht stetige Anströmung der rotierenden Scheibenbohrungen (Wilson et al., 1997). In ähnlicher Weise wie im Primärkanal einer Gasturbine können deshalb auch innerhalb der Vordrallkammer zeitliche Druckschwankungen bzw. Druckasymmetrien erzeugt werden, durch die der Eintritt von Heißgas beeinflusst wird. In der Arbeit von El-Oun et al. (1988) wird die Beeinflussung von $c_{w,min}$ durch einen Vordrallapparat untersucht. Bei geringen Kühllufraten durch den Receiver sorgt zunächst ein Druckumkehreffekt für einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen Rotordrehzahl und benötigter Sperrluftmenge (siehe Kap. 2.4.3). Das hieraus resultierende gute Dichtverhalten verschlechtert sich jedoch bei weiterer Steigerung der Kühlluftmenge. Wie in der Arbeit von Phadke und Owen (1988c) für eine asymmetrische Außenströmung demonstriert, verliert auch hier die Rotordrehzahl zunehmend an Einfluß.

Durch eine zusätzliche Dichtung, die unterhalb der Vordralldüsen angeordnet ist, können die genannten Effekte von dem weiter stromauf, d.h. auf kleinerem Radius gelegenen Teil des Radseitenraums isoliert werden. Für diesen Teil der Meßstrecke verhält sich die Strömung in der Vordrallkammer aufgrund der hohen Anzahl an Düsen ($N = 60$) nahezu wie eine achsensymmetrische Außenströmung (vgl. Phadke und Owen, 1988b).

Die experimentellen Untersuchungen von El-Oun und Owen (1988) und El-Oun et al. (1988) werden mit einem Versuchsträger durchgeführt, der die an ein ideales System gestellten Voraussetzungen nahezu vollständig erfüllt. So wird beispielsweise durch eine hohe Anzahl an Bohrungen und Düsen (jeweils $N = 60$) eine quasi-achsensymmetrische Strömung, und durch das gewählte Verhältnis von Bohrungs- zu Düsenfläche von $A_R/A_D = 7.0$ eine maximale Temperaturabsenkung sichergestellt (zum Einfluß des Flächenverhältnisses A_R/A_D siehe auch Popp et al., 1998). Die Untersuchung kommt der Fragestellung, welche Verluste im Fall nicht idealer geometrischer Randbedingungen in einem Vordrall-

düsen system zu erwarten sind, nicht nach. Ebenso wenig liefert eine Charakterisierung der Vordralleffektivität mit Hilfe einer Bilanzierung der am Ein- und Austritt des Gesamtsystems gemessenen Totaltemperaturen detaillierte Informationen über die Entstehung von Verlusten. In der Arbeit von Zimmermann (1989) werden die Einzelkomponenten eines Vordralldüsen systems, d.h. Düsen, Vordrallkammer und Bohrungen, mit Hilfe von CFD Verfahren analysiert, um Informationen über deren Beitrag an einem Gesamtverlust zu erhalten. Dem Wunsch nach Testdaten wird jedoch erst in jüngster Zeit durch die experimentellen Ergebnisse von Dittmann et al. (2002) entsprochen. Inhalt dieser Untersuchung ist eine Charakterisierung des Durchflußverhaltens zylindrisch geformter Vordralldüsen und axial ausgerichteter Rotorbohrungen, welche auf gleichem Radius positioniert sind. Das System enthält eine im Vergleich zu El-Oun und Owen (1988) niedrigere Anzahl an Düsen ($N = 12$) und Bohrungen ($N = 4..48$), und das Flächenverhältnis beträgt $A_R/A_D = 1.56$. Die gemessenen Durchflußkennzahlen zeigen, daß Verluste in einer nicht optimal konstruierten Vordralldüse signifikant sein können. Die Autoren bestätigen damit auch die auf einer numerischen Untersuchung basierende Aussage in Popp et al. (1998), wonach die Effizienz eines Vordralldüsen systems durch eine ideal geformte Düse maßgeblich verbessert werden kann. Ein wesentlicher Teil der Arbeit von Dittmann et al. gilt jedoch der Untersuchung der Durchflußcharakteristik der Rotorbohrungen. Die Ergebnisse zeigen, daß im Falle einer Schräganströmung der Bohrungen der Druck in der Vordrallkammer ansteigt. Ein hieraus resultierender Temperaturanstieg, hervorgerufen durch ein geringeres Druckverhältnis über die Düse, sowie die entstandenen Totaldruckverluste müssen bei der Auslegung der Kühlluftversorgung berücksichtigt werden.

Die Veröffentlichung liefert einen wichtigen Beitrag zur Charakterisierung des Durchflußverhaltens. Um das System vollständig beschreiben zu können, fehlt jedoch eine Quantifizierung der am Eintritt in die Kühlluft einlaßbohrungen zu erwartenden Strömungsgeschwindigkeiten, mit Hilfe derer die Effizienz der Vordrallkammer bestimmt werden kann. Ebenfalls von Nutzen wären Informationen über die in den Rotorbohrungen tatsächlich wirkenden Totaltemperaturen und -drücke.

3 Zielsetzung der Arbeit

Die Effizienz der Kühlluftversorgung wird in den Rotor-Stator Zwischenräumen von Gasturbinen durch Reibung und durch Vermischung mit Heißgasen aus dem Primärkanal nachteilig beeinflusst. Die Beschreibung des Reibmomentes und des damit verbundenen Leistungsverlustes ist Inhalt zahlreicher Veröffentlichungen. Die aus bisherigen Untersuchungen gewonnenen Berechnungsgrundlagen gelten jedoch überwiegend für abstrahierte, d.h. stark vereinfachte Formen eines realen Turbinenscheibenzwischenraumes. Deren Anwendung auf kompliziertere Geometrien ist fraglich. Im Fall des Heißgaseintritts liegt der Schwerpunkt existierender Forschungsarbeiten in der Beschreibung der Sperrwirkung unterschiedlicher Dichtungstypen sowie in der Bestimmung des Einflusses, den eine Schaufelströmung im Primärkanal auf das Dichtvermögen ausübt. Lediglich eine geringe Anzahl experimentell nicht validierter Arbeiten beschreibt die Auswirkungen zeitlicher Druckschwankungen, die im Innern des Radseitenraums erzeugt werden.

In dieser Arbeit sollen die Strömung und die Reibung in einer modularen Meßstrecke untersucht werden, deren Geometrie und Kühlluftführung sehr gut an reale Verhältnisse angepaßt werden kann. Ziel dieser experimentellen Untersuchung ist es, unter triebwerkstypischen Betriebsbedingungen Ergebnisse zu gewinnen, mit deren Hilfe die unterschiedlichen geometrischen Einflüsse exakt beschrieben werden können. Bestandteil des komplexen Rotor-Stator Systems sind dabei auch dreidimensionale Rauigkeitslemente, die im empfindlichen Ausströmbereich angeordnet werden können. Erstmals sollen in diesem Zusammenhang auch sogenannte Rotortaschen berücksichtigt werden, welche im äußeren Randbereich der Turbinenscheibe angeordnet sind und dort die Strömung entscheidend beeinflussen können. Damit erhält der Konstrukteur wichtige Auslegungsrichtlinien.

Die systematische Darstellung der gewonnenen Ergebnisse in Form dimensionsloser globaler Kenngrößen ist im Hinblick auf eine praktische Übertragbarkeit der Meßdaten ebenso von zentraler Bedeutung wie die Ableitung einfacher mathematischer Zusammenhänge. Neben einer praxisgerechten Auftragung der Ergebnisse soll daher auch die Entwicklung von Korrelationen fester Bestandteil dieser Studie sein. Praktische Anwendung können diese in der Optimierung des Kühlluftsystems einer Gasturbine finden.

Neben einer Untersuchung auf makroskopischer Ebene, deren Ziel die Bereitstellung von Drehmomentenbeiwerten, Totaltemperaturen und minimal notwendigen Sperrluftmassenströmen ist, sollen auch detaillierte Einblicke in die jeweils zugrundeliegende Rotor-Stator Strömung gewonnen werden und dabei jene Mechanismen quantitativ erfaßt werden, welche an einer Erwärmung der Kühlluft maßgeblich beteiligt sind. Um letzterer Forderung Rechnung zu tragen, müssen in den Rotor-Stator Zwischenräumen räumlich und zeitlich aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden. Diese können jedoch wegen der vorhandenen sehr engen Spaltweiten nicht mit aerodynamischen Sonden durchgeführt werden, da diese die Strömung stören und das Meßergebnis verfälschen würden.

Die Bereitstellung erstklassiger Ergebnisse hängt in dieser Arbeit entscheidend von der erfolgreichen Anwendung der am Institut für Thermische Strömungsmaschinen zahlreich

vorhandenen berührungslosen, optoelektronischen Meßmethoden wie z.B. der Laser Doppler Anemometrie (LDA) und der Particle Image Velocimetry (PIV) ab. Deren Einsatz in geometrisch komplexen Rotor-Stator Systemen ist jedoch schwierig und kann nur durch eine Weiterentwicklung bzw. Anpassung der Meßsysteme an die speziellen Randbedingungen der Meßstrecke ermöglicht werden. In diesem Zusammenhang muß erwähnt werden, daß die Erfassung periodisch instationärer Strömungen in optisch nur schwer zugänglichen Bereichen einer Maschine, sowie in unmittelbarer Nähe lichtreflektierender, bewegter Wände trotz des hohen technischen Niveaus der ausgewählten Meßsysteme als meßtechnische Herausforderung gilt. Die klärende Diskussion der Schwierigkeiten im Fall einer Messung in rotierenden Systemen sowie die Bereitstellung geeigneter Meßverfahren für die Untersuchung der Strömung in Rotor-Stator Zwischenräumen sind daher zentrale Anliegen dieser Arbeit.

Die Erfassung der in den Radseitenraum eines Rotor-Stator Systems eingedrungenen Heißgasmenge erfolgt heute überwiegend mit einem Verfahren, welches aufgrund seiner Trägheit lediglich eine integrale Mittelung zuläßt. Im Falle einer pulsierenden Einwärtsströmung als mögliche Folge der hier untersuchten Rauigkeitselemente im Innern des Radseitenraumes könnten mit einer schnelleren Meßmethode zusätzliche und wertvolle Informationen gewonnen werden. Letztere Annahme war Grund genug, um eine Neuentwicklung vorzunehmen, mit der eine einwärts gerichtete Strömung mit einer hohen zeitlichen Auflösung detektiert werden kann.

Bei der numerischen Simulation der Strömung in Rotor-Stator Zwischenräumen zeigten Jaafar et al. (2000), daß die Entwicklung eines entsprechenden numerischen Modells, mit dessen Hilfe die Strömung befriedigend beschrieben werden kann, speziell bei niedrigen Durchflußraten große Probleme bereitet. Da auch für zukünftige Entwicklungen im Turbomaschinenbau eine effizienzsteigernde Einsparung von Kühlluft beabsichtigt ist, müssen CFD Verfahren mit Hilfe geeigneter Meßdaten sorgfältig validiert werden. Durch die Bereitstellung detaillierter Geschwindigkeitsinformationen und globaler Kenngrößen für praxisrelevante Betriebspunkte soll diese Arbeit der Forderung nach geeigneten Testfällen gerecht werden.

4 Meßstrecke

4.1 Modell eines Rotor-Stator Systems

Zentrales Ziel bei der Auslegung der Meßstrecke war es, die Komplexität und Vielfalt realer Rotor-Stator Zwischenräume möglichst exakt, jedoch gleichzeitig mit vertretbarem Aufwand nachzubilden. Der Entwurf war dabei uneingeschränkt an die wichtige und zugleich schwierige Vorgabe gebunden, trotz des vorhandenen Einflusses der geometrischen Randbedingungen eine Übertragbarkeit der im Versuch gewonnenen Ergebnisse auf Triebwerksbedingungen zu gewährleisten. Um letzteres zu ermöglichen, wurden zunächst die für Rotor-Stator Systeme typischen dimensionslosen Kenngrößen so gewählt, daß für die entsprechenden Betriebsgrößen im Versuch ähnliche Strömungsformen vorausgesetzt werden können. Im wesentlichen sind dies der turbulente Strömungsparameter λ_{turb} und die Umfangs-Reynoldszahl Re_φ (z.B. Wilson et al., 1997). Tabelle 4.1 zeigt, daß die für Radseitenströmungen relevanten dimensionslosen Strömungsparameter in weiten Grenzen variiert werden können und das Modell sehr gut die realen Verhältnisse wiedergeben kann.

Um die geforderte Flexibilität zu erreichen, wurde ein modularer Aufbau der Meßstrecke gewählt, mit dem der Einfluß einfacher geometrischer Veränderungen des Rotor-Stator Systems auf die Radseitenströmung bzw. auf die relevanten Meßgrößen quantitativ erfaßt werden kann. Entsprechend den in der Realität existierenden Möglichkeiten, die Kühlluft den Turbinenschaufeln zuzuführen, wurden darüber hinaus zwei Versuchsträger für die Untersuchungen vorbereitet. Mit Hilfe des radial auswärts durchströmten Radseitenraums ist es unter anderem möglich, die Strömung in einem aus glatter Rotor- und Statorscheibe bestehenden System zu untersuchen und damit die in früheren Untersuchungen gewählten geometrischen Randbedingungen für Vergleichsmessungen exakt einzustellen. Ausgehend

radial durchströmter Radseitenraum		
Strömungsparameter	Turbine (typisch)	Modell
Umfangs-Reynoldszahl Re_φ :	bis 10^7	$6 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^6$
Turbulenter Strömungsparameter λ_{turb} :	0.1 – 0.3	0.06 – 1.5
überströmter Radseitenraum (Vordralldüsenystem)		
Strömungsparameter	Turbine (typisch)	Modell
Umfangs-Reynoldszahl Re_φ :	bis 10^7	$4.5 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^6$
Turbulenter Strömungsparameter λ_{turb} :	0.2 – 0.4	0.04 – 1.17
Drallzahl β :	≈ 2.5 (Coverplate) ≈ 1 (Direct-Transfer)	0.5 – 6
Dimensionsloser Massenstrom c_w :	$c_{w,Vordrall} \approx c_{w,Bohrung}$	$c_{w,Vordrall} \stackrel{!}{=} c_{w,Bohrung}$

Tab. 4.1: Dimensionslose Strömungsgrößen

von diesem einfachen Rotor-Stator System, wie es beispielsweise Owen und Rogers (1989) untersucht haben, gestattet der Versuchsträger jedoch eine kontinuierliche Annäherung an die geometrischen Randbedingungen einer realen Turbine. Die Kühlluftzuführung erfolgt in diesem Modell stets auf kleinem Radius.

Wenn die Totaltemperatur der für die Turbinenschaufeln vorgesehenen Kühlluft abgesenkt werden soll, dann kann dies wie in Kap. 2.4.4 beschrieben durch eine starke Beschleunigung der Strömung in Drehrichtung des Rotors erfolgen. Die für die erwartete Absenkung der Kühllufttemperatur maßgebliche Kenngröße ist neben dem Druckverhältnis der Kernrotationsfaktor β . Nach der Expansion in der Vordralldüse überströmt die Kühlluft den zwischen Turbinenscheibe und Stator gelegenen Radseitenraum und interagiert dort mit der vorliegenden Radseitenströmung. In Abhängigkeit von den geometrischen Einflußgrößen können Strömungsgeschwindigkeit und Kühllufttemperatur, und damit die Effektivität des Systems nachteilig beeinflusst werden. Mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Vordralldüsensystems ist es möglich, diese nachteiligen Effekte quantitativ zu erfassen und eine detaillierte Charakterisierung der Strömung vorzunehmen. Die Versuchsstrecke entspricht einem sogenannten "Direct-Transfer" System, bei dem die Kühlluftzuführung in kurzem Abstand zu den Rotorbohrungen und auf großem Radius erfolgt. Das Drallverhältnis β kann in den in Tabelle 4.1 angegebenen weiten Grenzen zwischen 0.5 und 6 eingestellt werden.

Im folgenden Abschnitt soll eine ausführliche Beschreibung der Meßstrecken erfolgen. Neben der Funktionalität soll dabei auch auf konstruktive Gesichtspunkte eingegangen werden, die bei der Auslegung schnell rotierender Komponenten im Vordergrund standen.

4.1.1 Beschreibung der Versuchsträger

4.1.1.1 Radial durchströmter Radseitenraum

Um die Radseitenaufheizung in einem radial durchströmten Rotor-Stator System untersuchen zu können, wurde der in Abb. 4.1 in einem Axialschnitt dargestellte Versuchsträger aufgebaut. Die Kühlluftzuführung erfolgt in Abb. 4.1 von links nach rechts aus einem Beruhigungsbehälter, an den die Meßstrecke angeflanscht wird. Nachdem mit Hilfe eines Turbulenzgitters (6) etwaige Ungleichförmigkeiten in der Strömung ausgeglichen sind, gelangt die Kühlluft auf kleinem Radius in den inneren Radseitenraum (9). Die weitere Durchströmung erfolgt dann von innen nach außen zunächst durch eine Labyrinthdichtung (3) mit variablem Axialspalt $s_{a,i}$ (5). Im weiteren Anschluß liegt der äußere Radseitenraum (2), in dem verschiedene Rauigkeitselemente an Rotor und Stator angeordnet werden können (11 und 12). Über einen einfachen Axialspalt $s_{a,a}$ (1), dessen Weite ebenfalls stufenlos eingestellt werden kann, wird die Kühlluft letztlich der freien Umgebung zugemischt. Die Einstellung der axialen Spaltweiten erfolgt manuell und mit einer Genauigkeit von $\Delta s = 0.05$ mm.

Die in gleichbleibendem Abstand s zum Stator montierte Rotorscheibe (10) ist mittels einer Spannhülse (7) auf der Welle zentriert. Die Lagerung erfolgt mit zwei fettgeschmier-

ten Präzisionsspindellagern, die sich in O-Anordnung befinden. Die auf der Stirnseite der Scheibe angebrachten Bohrungen (4) dienen der Aufnahme von Ausgleichmassen, mit Hilfe derer der Läufer im Betrieb ausgewuchtet wird. Das Antriebsmoment wird reibschlüssig über einen zylindrischen Wellenzapfen übertragen (8). Der Versuchsträger gestattet Drehzahlen bis $n = 9300$ U/min bei einem Rotordurchmesser von $d = 496$ mm. Die maximale Scheibenumfangsgeschwindigkeit beträgt $u = 241.5$ m/s.

Wie in Abb. 4.2 und Tabelle 4.2 gezeigt, kann der äußere Bereich des Rotor-Stator Systems in seiner Geometrie variabel gestaltet werden. Ausgehend von einer Konfiguration mit innerer und äußerer Dichtung (a) kann zunächst das innen gelegene Labyrinth entfernt werden, um einen Vergleich mit einem einfachen Rotor-Stator System zu ermöglichen, welches beispielsweise von Owen und Rogers (1989) untersucht wurde (b). Durch die Möglichkeit, die Spaltweiten stufenlos einstellen zu können, und durch das Anbringen verschiedener Rauigkeitselemente im äußeren Radseitenraum wird der Versuchsträger schließlich sukzessive an reale Verhältnisse angepaßt (c und d). Wie im oberen Abschnitt von Abb. 4.3 gezeigt, können stationäre Verbindungselemente weit in den Rotor-Stator Zwischenraum hineinragen und dort die Strömung beeinflussen. Diese Elemente werden im Versuch durch Schraubenköpfe mit variabler Länge nachempfunden. Weiterhin bilden

durchströmter Radseitenraum			
Abstand zw. Rotor u. Stator s :	20 mm	Schraubenkopflänge l :	10/15 mm
Äußere axiale Spaltweite $s_{a,a}$:	0.5 – 2 mm	Kopfdurchmesser d :	6 mm
Innere axiale Spaltweite $s_{a,i}$:	0.5 – 2 mm	Höhe der Rotortaschen h :	10 mm
Radialer Spalt s_r :	2 mm	Tiefe der Rotortaschen t :	10/20 mm
Kammerhöhe außen $h_{R,a}$:	28.3 mm	Breite der Rotortaschen:	8 mm
Kammerhöhe innen $h_{R,i}$:	127.6 mm	Kantenradius r :	0/1.6 mm
Rotordurchmesser:	496 mm	Anzahl Rotortaschen:	93
Teilkreisradius Schraubenkopf:	227 mm	Anzahl Schrauben:	19
überströmter Radseitenraum			
Kammerbreite s :	5 – 24 mm	Düsendurchmesser d :	8 mm
Höhe der Vordrallkammer h :	46.8 mm	Düsenlänge:	19.6 mm
Teilkreisradius Vordralldüse (Austritt, $s = 10$ mm):	221.7 mm	Neigungswinkel α :	20°
Teilkreisradius Rotorbohrung:	220 mm	Bohrungsdurchmesser d :	10 mm*
Stator- zu Düsenfläche in der Vordrallkammer ($s = 10$ mm):	$\approx 48 : 1$	Bohrungslänge l :	40 mm
Flächenverhältnis $A_R : A_D$:	1.563	Anzahl Vordralldüsen:	12
Rotordurchmesser:	500 mm	Anzahl Rotorbohrungen:	12
* der Durchmesser instrumentierter Bohrungen beträgt $d = 11.2$ mm			

Tab. 4.2: Abmessungen der Versuchsträger

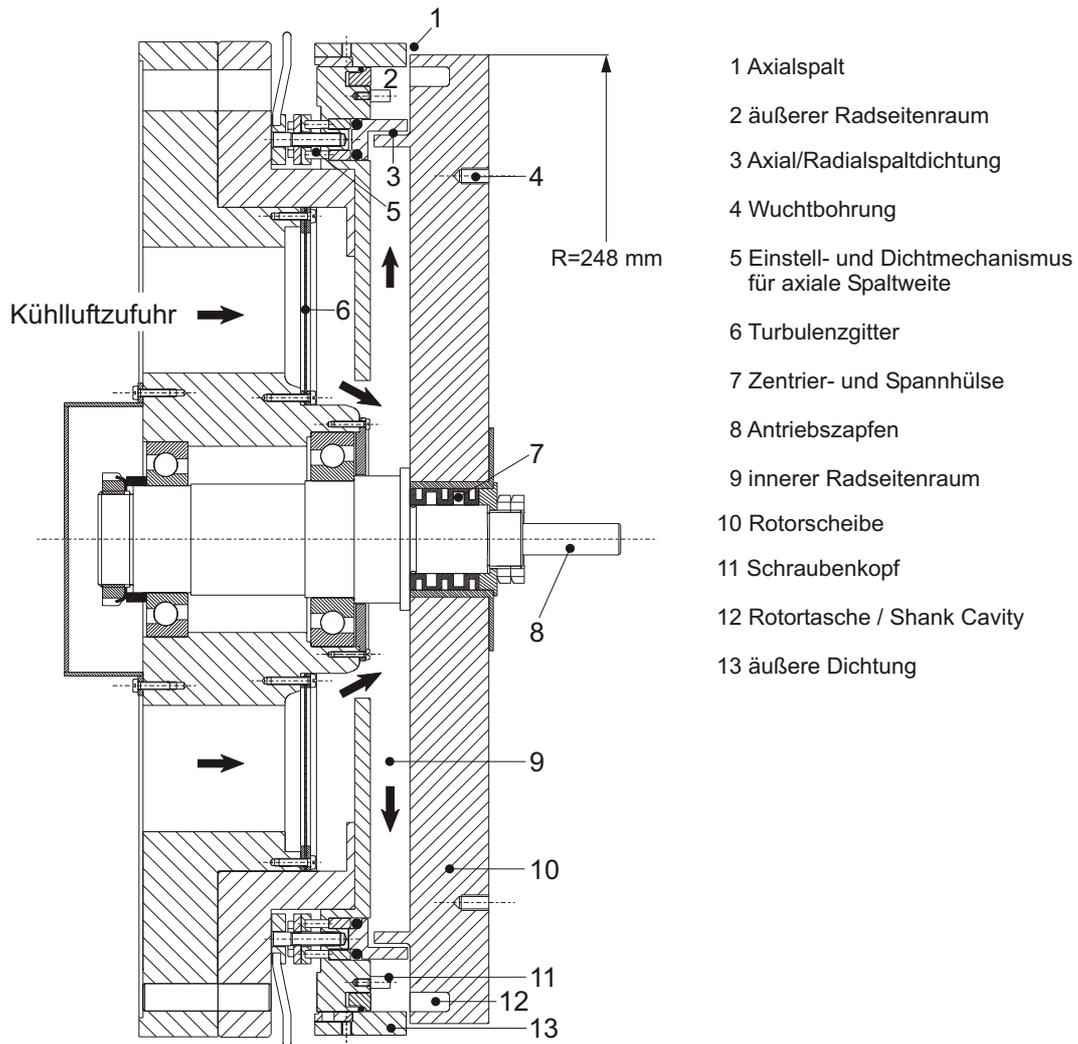
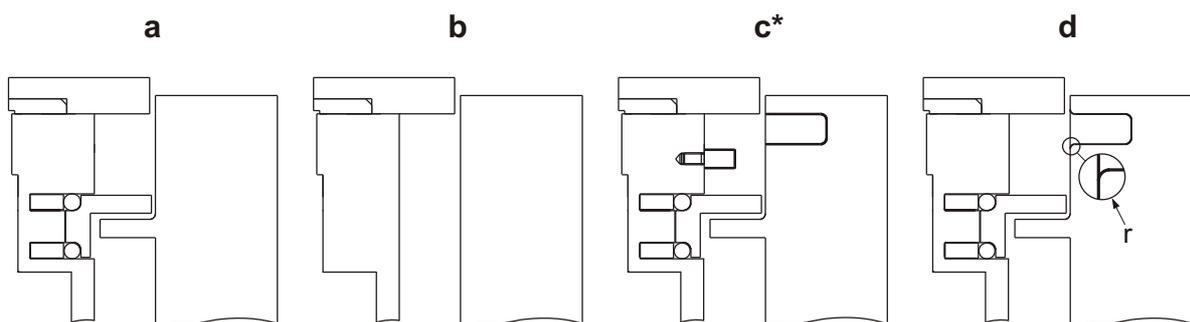


Abb. 4.1: Radial durchströmter Radseitenraum im Axialschnitt



* getestet wurden: 1. Bolzen allein; 2. Rotortaschen allein; 3. Bolzen und Rotortaschen gleichzeitig

Abb. 4.2: Variationen des äußeren Radseitenraums

Schaufelfuß und Rotorscheibe häufig Vertiefungen, welche die Strömung im thermisch hochempfindlichen Bereich der äußeren Dichtung ebenfalls beeinflussen können. Um die Wirkung dieser Rotortaschen, der sogenannten "shank cavities" zu untersuchen, wurden mehrere Scheiben mit unterschiedlicher Kammertiefe und variablem Kantenradius gefertigt.

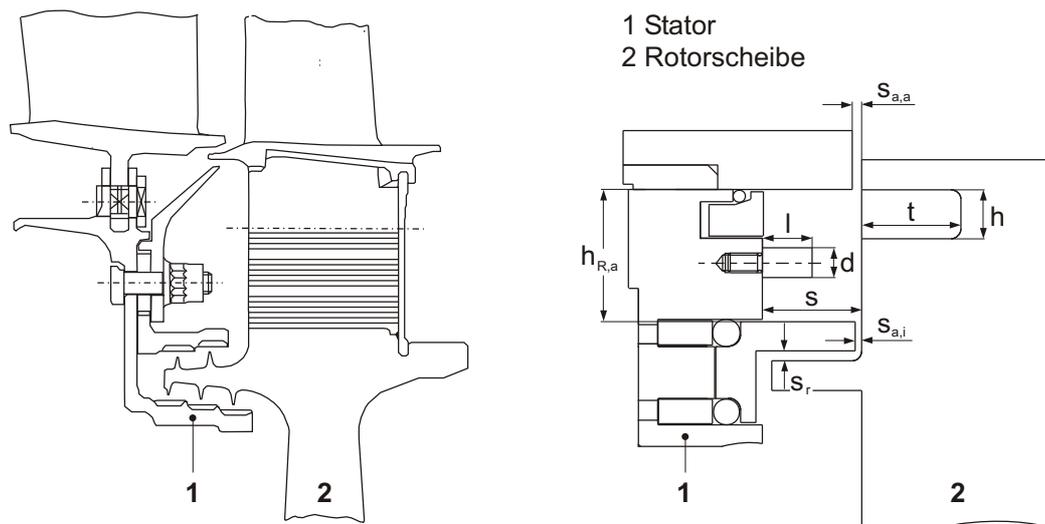


Abb. 4.3: Original und Modell des äußeren Radseitenraums eines Rotor-Stator Systems

tigt. Rotor- und Statorgeometrien konnten im Versuch beliebig kombiniert werden.

Die für die eingesetzten Elemente sowie für den gesamten äußeren Radseitenraum gewählten Abmessungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

4.1.1.2 Axial überströmter Radseitenraum - Vordralldüsensystem

Um die Totaltemperatur der für die Laufschaufeln bestimmten Kühlluft zu senken, und um Druckverluste beim Einströmen der Kühlluft in die Rotorbohrungen zu minimieren, muß die Strömung in Drehrichtung des Rotors beschleunigt werden. Die Beschleunigung kann, sofern ein hoher Fertigungsaufwand toleriert wird, in einem Schaufelgitter erfolgen. Häufig wird die Kühlluft jedoch in sogenannten Vordralldüsen expandiert, die in Umfangsrichtung geneigt und in kurzem Abstand zum Rotor positioniert sind. Neigungswinkel dieser stationären Bohrungen, deren Form, Anzahl, radiale Position und Querschnittsfläche sind neben der geometrischen Gestaltung des zwischen Rotor und Stator gelegenen Radseitenraums Parameter, die die Effektivität eines Vordralldüsensystems beeinflussen können.

Um die Temperaturabsenkung in einem mit Vordralldüsen bestückten System zu untersuchen, wurde der in Abb. 4.4 in einem Axialschnitt gezeigte Versuchsträger aufgebaut. Der Drallapparat besteht aus einer stationären Scheibe (2), die im Abstand s zur Rotorscheibe (1) positioniert ist und $N_D = 12$ Düsen mit einem zylindrischen Querschnitt ($d = 8$ mm) enthält. Der Neigungswinkel der Düsenachse zur Vertikalebene beträgt $\alpha = 20^\circ$. Position des Düsenaustritts und Strahlrichtung sind so gewählt, daß die verlängerte Längsachse einer jeweiligen Düse die Rotorscheibe auf dem Bohrungsradius ($r_m = 220$ mm) trifft. Für die Untersuchung standen mehrere Vordrallplatten mit unterschiedlichen axialen Abständen s zwischen Düsenaustritt und Rotorscheibe zur Verfügung. Die geometrischen Randbedingungen des Systems sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

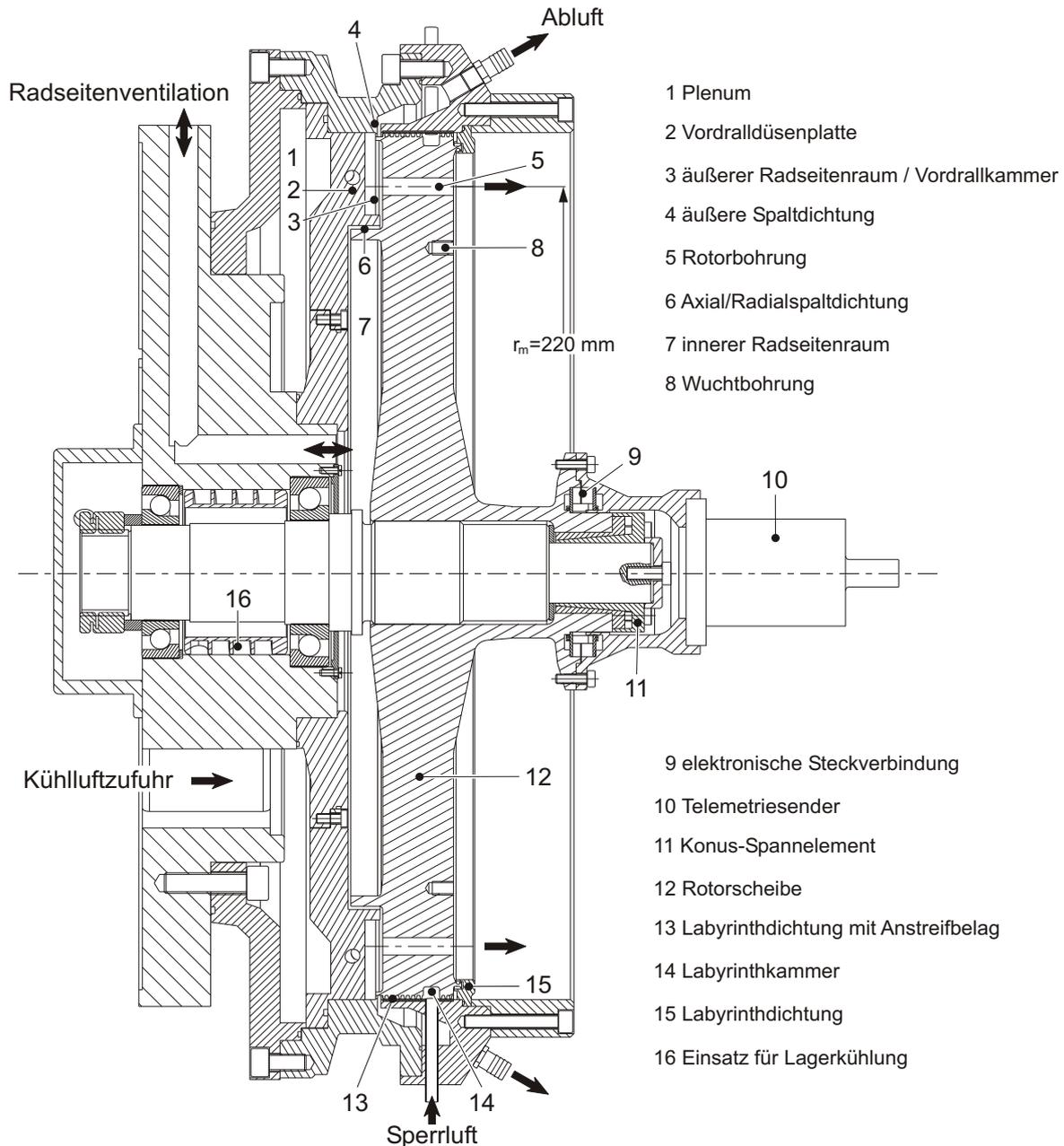


Abb. 4.4: Axialschnitt des überströmten Radseitenraums / Vordralldüsensystems

Die Kühlluftversorgung erfolgt über den Flansch des Versuchsträgers. Aus einem Beruhigungsbehälter, an dem die Meßstrecke befestigt ist, strömt die Luft zunächst in eine Kammer, die sich vor der Vordrallplatte befindet (1). Die über die Düsen expandierte Luft strömt in den zwischen Rotor und Stator gelegenen äußeren Radseitenraum (3) und kann dann die Meßstrecke auf unterschiedlichem Weg verlassen. In dieser Untersuchung wurde der gesamte vorgedrallte Massenstrom $\dot{m}_{Düse}$ durch die axialen Rotorbohrungen geleitet ($\dot{m}_{Düse} = \dot{m}_{Rotor}$). Die Strömung erfährt hierbei eine weitere Expansion auf den Umgebungsdruck p_U . Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, einen Teil des vorgedrallten Massenstroms über einen Spalt im äußeren Gehäuse (4) und/oder über den inneren

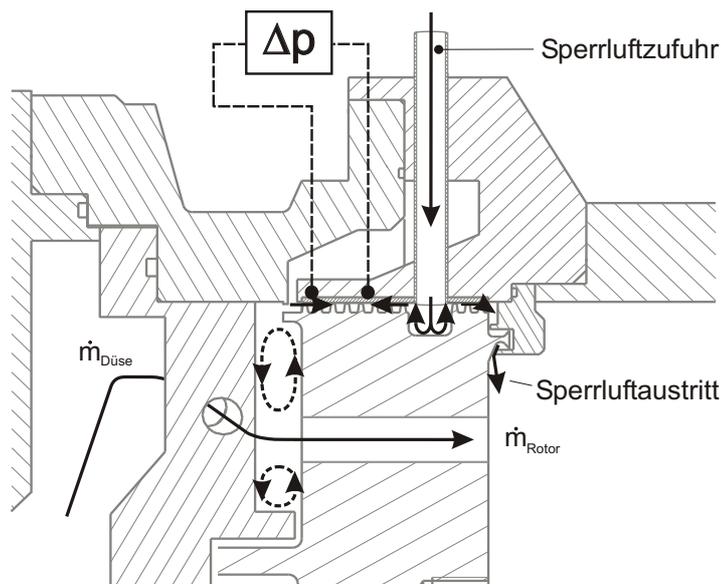


Abb. 4.5: Sperrluftversorgung des Stufenlabyrinths

Radseitenraum (7) abzuführen. Die über das Gehäuse der Versuchsstrecke zu- und abgeführten Luftmassenströme werden mittels hochgenauer Meßblenden und Heißfilmsensoren erfaßt. Die Bestimmung von \dot{m}_{Rotor} erfolgt dahingegen indirekt über eine Bilanzierung gemessener Massenströme. Um eine hohe Meßgenauigkeit bei der Bestimmung von \dot{m}_{Rotor} zu gewährleisten, mußte eine Leakage über das zwischen Rotorscheibe und Gehäuse befindliche Labyrinth (13) durch konstruktive Maßnahmen verhindert werden. Durch die Wahl eines mehrspitzigen Durchblicklabyrinths (siehe Abb. 4.5) konnte der Leakagestrom bei anliegendem Druckverhältnis gegenüber einem glatten Spalt drastisch reduziert werden. Über mehrere, am Umfang gleichmäßig verteilte Bohrungen im Gehäuse strömt außerdem Sperrluft in eine Rotorkammer (14) ein und erhöht dort den statischen Druck. Mit Hilfe einer Differenzdruckmessung, die über mehrere Stufen der Labyrinthdichtung und an mehreren Stellen am Umfang erfolgt, sowie einem zusätzlichen Stellventil wird letztlich die Regulierung der Sperrluftmenge vorgenommen. Die Leakage konnte mit dieser Maßnahme vollständig unterbunden werden. Der Nahbereich der Labyrinthdichtung mitsamt Sperrluftzuführung ist in Abb. 4.5 in einem Axialschnitt vergrößert dargestellt.

Kleine Spaltweiten zwischen der ruhenden Rotorscheibe und dem Gehäuse senken den erforderlichen Sperrluftmassenstrom. Gleichzeitig steigt jedoch die Gefahr, daß der Rotor bei starker Fliehkraftbelastung, d.h. bei hohen Drehzahlen am Gehäuse anstreift und beschädigt wird. Um die Meßstrecke bei der gewählten Spaltweite von $s = 0.2 \text{ mm}$ betreiben zu können, und um die Rotorscheibe vor Beschädigungen zu schützen, befindet sich im Statorgehäuse ein abrasiver Anlaufbelag (Loctite Al1).

Die im Flansch zusätzlich vorhandenen und am Umfang gleichmäßig verteilten radialen Bohrungen erlauben es, dem vorgedrahten Massenstrom einen weiteren Luftstrom zu überlagern. Notwendig wird eine solche Strömungsführung, wenn der Einfluß einer entlang des Rotors radial nach außen getriebenen Strömung untersucht werden soll. Der

durch die innere Dichtung (6) in den äußeren Radseitenraum eingebrachte Massenstrom \dot{m}_{radial} interagiert in diesem Fall mit $\dot{m}_{Düse}$. Er kann schließlich durch den äußeren Spalt (4) und/oder durch die Rotorbohrungen (5) in die Umgebung abströmen. Die Rotorbohrungen sind als axiale Durchgangsbohrungen ausgeführt. Über entsprechende Einsätze aus einer hochfesten Aluminiumlegierung (AlMgZnCu1,5) können Anzahl, Querschnitt und Bohrungseintritt variabel gewählt werden. Die Anzahl der Rotorbohrungen betrug für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung $N = 12$, und die Querschnittsfläche A_R dabei das 1.56-fache der Düsenfläche A_D . Um Totaltemperaturen und -drücke in der Rotorscheibe zu messen, befinden sich am Austritt von insgesamt vier Bohrungen sogenannte zylindrische Stausonden, deren genaue Funktion in Kap. 5.6 beschrieben wird. Um eine Verdrängungswirkung dieser Sonden zu kompensieren, wurde der Querschnitt der instrumentierten Rotorbohrungen angepaßt.

Die Anschlußleitungen der Temperatur- und Drucksensoren sind auf der stromab gelegenen Rotorseite in Nuten verlegt und mit einer speziell für diese Untersuchung aufgebauten Steckerleiste (9) fest verbunden. Der Anschluß an den für die Übertragung der Meßsignale erforderlichen Telemetriesender (10) erfolgt über ein paßgenaues Gegenstück. Die mit Goldkontakten ausgeführte Steckverbindung gestattet einen schnellen Umbau der Meßstrecke. Sie erwies sich während der Versuche als extrem zuverlässig.

Die Scheibe wird mit Hilfe eines Konus-Spannelementes (11) in axialem Abstand zum Rotorschwerpunkt auf der Welle befestigt. Die Vorteile, die sich aus dieser im Vergleich zum radial durchströmten Radseitenraum abgeänderten Variante der Befestigung und Zentrierung ergeben, werden im nachfolgenden Kapitel erläutert. Die Lagerung übernehmen zwei fettgeschmierte Präzisionspindellager der Baureihe *B72E* (FAG). Um die bei hohen Lagerlasten oder gesteigerten Prozeßtemperaturen erzeugte Wärme abzuführen, befindet sich in der Lagerkammer ein Einsatz (16), der über entsprechende Bohrungen im Flansch der Meßstrecke mit einer Kühlwasserversorgung verbunden ist.

4.1.2 Rotorauslegung

4.1.2.1 Radial durchströmter Radseitenraum

Die Verwendung möglichst einfach zu bearbeitender und kostengünstiger Konstruktionsmaterialien, eine schnelle Montage der Rotorscheibe und das Erreichen hoher Umfangs-Reynoldszahlen waren die Randbedingungen, die es bei der Auslegung der im Rahmen dieser Arbeit benutzten Rotoren einzuhalten galt. Bei allen Überlegungen stand dabei stets die während der Versuche zu gewährleistende Sicherheit im Mittelpunkt.

Nachdem die Abmessungen beider Meßstrecken und damit auch die äußeren Durchmesser der Rotoren auf $d \approx 500$ mm festgelegt waren, mußte zunächst die bei einer Betriebsdrehzahl von $n = 10000$ U/min zu erwartende Belastung für eine einfache Scheibenform grob abgeschätzt werden. Die im Bereich der Nabe berechneten höchsten Spannungen überstiegen im Falle einfacher Stähle die 0.2%–Dehngrenze $R_{p0.2}$. Um den gestellten Anforderungen gerecht zu werden, mußte deshalb in dieser Untersuchung auf Konstruktionsmateriali-

en mit geringerer Dichte und hoher Festigkeit zurückgegriffen werden. Im Fall des durchströmten Radseitenraums fiel die Entscheidung zugunsten einer hochfesten Aluminiumlegierung (*AlZnMgCu1,5-3.4365*), die neben der hohen Festigkeit ($R_{p0.2} = 420 \text{ N/mm}^2$) den Vorteil besitzt, als Standardwerkstoff erhältlich zu sein. Desweiteren stellt diese Legierung keine hohen Anforderungen an die spanabhebenden Bearbeitungswerkzeuge.

Um den Abstand zwischen Lagerung und Rotorscheibe möglichst kurz zu halten, wurde eine einfache Scheibenform mit Mittelbohrung und die in Abb.4.1 gezeigte Befestigung mittels Zentrierhülse gewählt. Mit einer Rotorscheibe konstanter Dicke wird außerdem eine Aufbiegung vermieden. Die im Stillstand eingestellten axialen Spaltweiten $s_{a,a}$ und $s_{a,i}$ können somit auch während des Betriebs beibehalten werden. Die im Versuch zu erwartenden mechanischen Spannungen wurden mit analytischen Hilfsmitteln bestimmt. Nach Biezeno und Grammel (1953) lassen sich Radial- und Tangentialspannung für einen ebenen Spannungszustand und für eine gelochte Scheibe konstanter Dicke mit folgenden Formeln berechnen:

$$\sigma_r = A_1 + \frac{A_2}{r^2} - \alpha \cdot \rho \cdot (\Omega \cdot r)^2 \quad , \quad \sigma_\varphi = A_2 - \frac{A_2}{r^2} - \beta \cdot \rho \cdot (\Omega \cdot r)^2 \quad (4.1)$$

mit den Stoffzahlen α und β :

$$\alpha = \frac{3m+1}{8m} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{m+3}{8m} \quad (4.2)$$

Die Konstanten A_1 und A_2 lassen sich dabei über die durch die Art der Einspannung vorgegebenen Randbedingungen am Außen- und Innenrand der Scheibe bestimmen:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sigma_{r,a} \cdot r_a^2 - \sigma_{r,i} \cdot r_i^2}{r_a^2 - r_i^2} + \alpha \cdot \rho \cdot \Omega^2 \cdot (r_a^2 + r_i^2) \\ A_2 &= -(\sigma_a - \sigma_i) \frac{r_a^2 \cdot r_i^2}{r_a^2 - r_i^2} - \alpha \cdot \rho \cdot \Omega^2 \cdot r_a^2 \cdot r_i^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die Reduktion auf eine einachsige Vergleichsspannung σ_V folgt schließlich gemäß der Gestaltänderungsenergiehypothese:

$$\sigma_V = \sqrt{\sigma_\varphi^2 + \sigma_r^2 - \sigma_\varphi \sigma_r} \quad (4.4)$$

Das Resultat einer solchen Spannungsberechnung ist in Abb. 4.6 für drei unterschiedliche Materialien gezeigt. Die Abbildung zeigt deutlich, daß selbst ein hochfester Stahl (z.B. *X20Cr13-1.4021*) für diese Anwendung nicht ausreicht. Die berechnete Maximalspannung $\sigma_{V,max}$ liegt für dieses Material im Nabebereich des Läufers über der zulässigen 0.2%-Dehngrenze. Der mit der Aluminiumlegierung erzielte Sicherheitsfaktor von $S = R_{p0.2}/\sigma_{V,max} \approx 2$ könnte mit einer spezielleren Titanlegierung (*TiAl6V4-3.7164*) hingegen gesteigert werden. Mit letzterem Material verbunden sind jedoch eine schlechtere Bearbeitbarkeit und ein höherer Preis.

Wenngleich die Festigkeit des Rotors für die angestrebten Drehzahlen ausreicht, so ist bei der gewählten einfachen Konstruktion die maximal erreichbare Drehzahl durch die starke radiale Ausdehnung des Rotors bei hoher mechanischer Beanspruchung (siehe hierzu

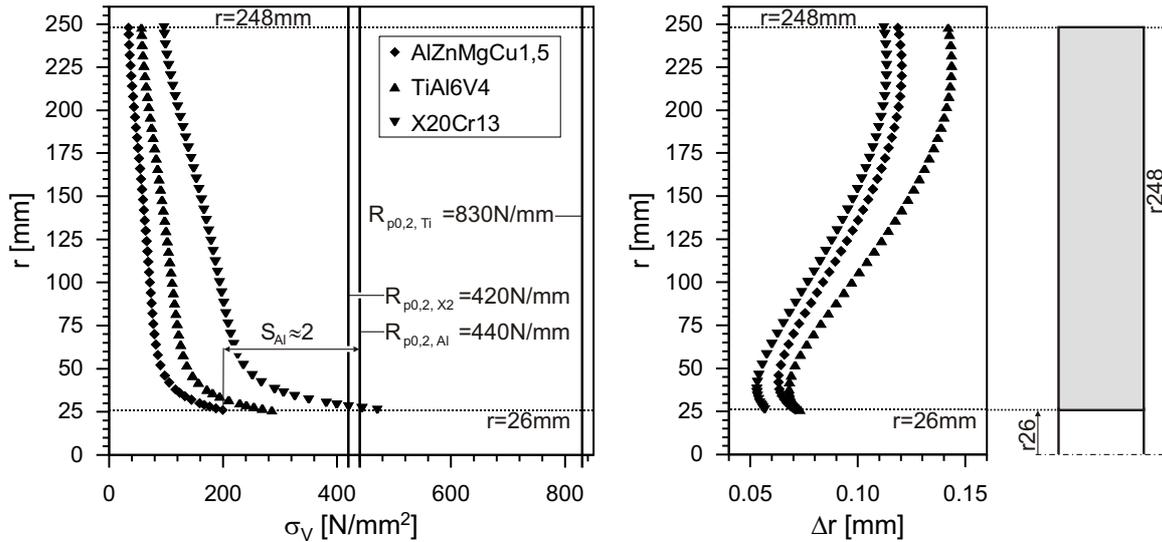


Abb. 4.6: Von Mises Vergleichsspannung und radiale Dehnung in einer Scheibe mit konstanter Breite und Mittelloch bei einer Drehzahl von $n = 10000$ U/min

Abb. 4.6) und durch den gewählten reibschlüssigen Wellensitz begrenzt. Um eine Übertragung des Antriebsmomentes bei höchsten Drehzahlen zu sichern, und um Beschädigungen am empfindlichen inneren Scheibensitz zu vermeiden, befindet sich in einer Presspassung zur Rotorscheibe ein schützender Einsatz aus Stahl. Die mit dieser Konstruktion erreichbare maximale Drehzahl liegt bei $n = 9300$ U/min ($u = 241.5$ m/s).

Da der Betrieb der Meßstrecke bei moderaten Temperaturen vorgesehen ist, konnte auf den Einsatz einer komplizierten Ölkühlung der Lager verzichtet werden. Vorteilhaft für die beabsichtigten Drehmomentenmessungen ist außerdem die mit geeigneten Lagerfetten verbundene geringe Reibung. Bei den in dieser Meßstrecke verwendeten Präzisionsspindellagern handelt es sich um die Baureihe 72C der Firma FAG. Die Lager besitzen einen Anstellwinkel von $\alpha = 15^\circ$ und erlauben bei Fettschmierung und in der gewählten Abmessung ($d = 55$ mm bzw. $d = 60$ mm) Drehzahlen bis zu $n = 12000$ U/min. Bei einer maximalen Drehzahl des Rotors von $n = 9300$ U/min und einem bei höchster Durchflußrate erzeugten Axialschub von ungefähr 9 kN befinden sich diese Lager an ihrer Leistungsgrenze. Die während der Versuche am jeweiligen Außenring gemessenen Lagertemperaturen betragen in diesen Betriebspunkten $T = 65^\circ\text{C}$.

4.1.2.2 Axial überströmter Radseitenraum

Die innerhalb des Vordralldüsen-systems eingesetzte Rotorscheibe ist mit Thermoelementen und Drucksensoren bestückt, mit deren Hilfe Temperaturen und Drücke in den Rotorbohrungen gemessen werden können. Die Anschlußleitungen dieser Sensoren sind auf der abströmseitigen Rotorseite streckenweise in Nuten verlegt und mit einem rotierenden Telemetriesender verbunden. Bei der Konstruktion mußte eine schlupffreie Übertragung der hohen Antriebs- und Bremsmomente sichergestellt werden, da eine Reaktivbewegung

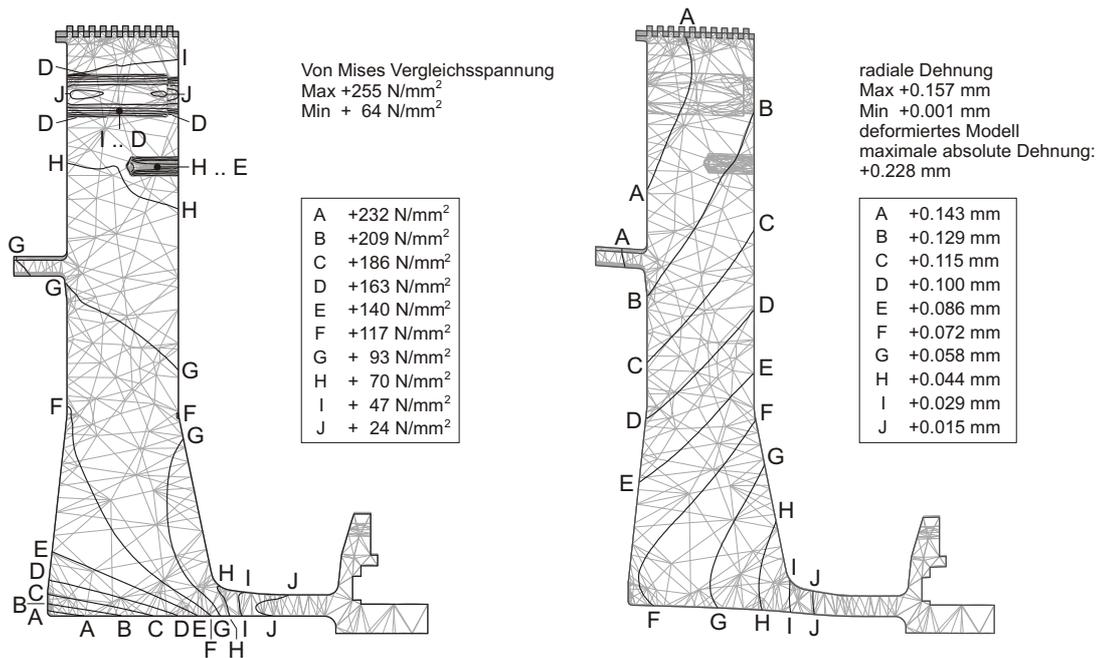


Abb. 4.7: Von Mises Vergleichsspannung und radiale Dehnung bei einem Druckverhältnis von $\pi = 1.5$ und einer Drehzahl von $n = 10000$ U/min

zwischen Telemetriesender und Rotorscheibe ein Abscheren der Sensorleitungen zur Folge hätte (vgl. Abb. 4.4 mit 4.1).

Die in der Scheibe vorhandenen, zahlreichen Durchgangsbohrungen, Nuten und Kavitäten mußten außerdem in einer Festigkeitsrechnung unbedingt berücksichtigt werden. Um die Spannungsspitzen im Bereich dieser dreidimensionalen Elemente zu erfassen, wurden sämtliche Festigkeitsrechnungen mit Hilfe einer Finiten-Elemente Methode durchgeführt. Vernetzung und Spannungsanalyse erfolgten dabei mit dem Programm PRO/MECHANICA für ein 30°-Segment der Rotorscheibe. Abb. 4.7 zeigt das Resultat einer solchen Rechnung für eine Scheibenform, die in mehreren Schritten hinsichtlich geringer Spannungen optimiert wurde. Um die Sicherheit weiter zu steigern, wurde als Konstruktionsmaterial eine hochfeste Titan-Aluminiumlegierung gewählt (*TiAl6V4* – 3.7164). Die Gestalt dieses Rotors unterscheidet sich im kritischen Nabenbereich von einer einfachen Scheibe. Grund für die konstruktiven Änderungen war im wesentlichen die Unterdrückung der zuvor angesprochenen Relativbewegung auf dem Wellensitz. Wie Abb. 4.7 zeigt, werden über einen sogenannten Dehnhals die bei einer Drehzahl von $n = 10000$ U/min entstehenden Spannungen von $\sigma_V > 200$ N/mm² bis auf $\sigma_V \approx 20$ N/mm², d.h. um eine Größenordnung, abgebaut. Drastisch herabgesenkt wird durch diese konstruktive Lösung auch die radiale Dehnung im Bauteil. Im Vergleich zur einfachen Scheibe ($\Delta r \approx 0.07$ mm, siehe auch Abb. 4.6) beträgt letztere im Bereich des von der Scheibe abgesetzten Wellensitzes nur noch $\Delta r \approx 0.01$ mm. Um die Dehnung auf Werte nahe Null zu senken, und um die im rechten Teil von Abb. 4.7 angedeutete Aufbiegung der Scheibe zu vermeiden, müßte der Dehnhals weiter verlängert werden. Diese Maßnahme hätte jedoch unter ungünstigen Betriebsbedingungen stärkere Biegemomente in einer längeren Rotorwelle und

ein schlechteres Schwingverhalten der Meßstrecke zur Folge.

Um die Zentrierung des Rotors und eine schnelle Montage sicherzustellen, befindet sich zwischen Welle und Scheibe nach wie vor ein Spannelement. Letzteres gestattet es zusätzlich, eine bei der Montage entstandene Verkippung des Rotors präzise auszuregulieren. Der Anschluß des Telemetriesenders erfolgt im spannungsarmen Bereich des Rotors. Über eine Schraubenverbindung wird die Übertragung des Antriebsmomentes sichergestellt und ein Abscheren der Sensoranschlußleitungen vermieden. Die in der optimierten Rotorscheibe berechneten Spannungen betragen bei einer Drehzahl von $n = 10000 \text{ U/min}$ maximal $\sigma_V = 255 \text{ N/mm}^2$. Die innerhalb der Bohrungen berechneten Spannungsspitzen stellen kein Problem dar. Der Sicherheitsfaktor liegt für die gewählte Titan-Aluminiumlegierung bei $S \approx 3.3$.

Die Meßstrecke wurde im nicht instrumentierten Zustand und bei einer Drehzahl von $n = 10000 \text{ U/min}$ erfolgreich in Betrieb genommen. Mit den sensiblen Miniaturdrucksensoren und Stausonden in den Rotorbohrungen und bei hohen Druckverhältnissen über die Rotorscheibe, d.h. bei hohen Axiallasten F_{ax} wurde die maximale Drehzahl auf $n = 7000 \text{ U/min}$ herabgesenkt. Auf die Möglichkeit eines Schubausgleichs zur Minimierung der Lagerlasten wurde im Rahmen dieser Arbeit bewußt verzichtet. Dieser hätte möglicherweise aggressivere Betriebsbedingungen ermöglicht, jedoch gleichzeitig den konstruktiven Aufwand massiv erhöht.

4.1.3 Versuchsanlage

Die experimentelle Untersuchung der Strömung in Rotor-Stator Zwischenräumen und deren Einfluß auf die Radseitenaufheizung erforderte eine Integration der zuvor beschriebenen Meßstrecken in eine geeignete Versuchsanlage. Diese mußte sowohl die im Betrieb geforderten Luftmassenströme als auch einen geeigneten Antrieb für die Rotoren bereitstellen. Wenngleich im Falle des Antriebs auf eine am Institut für Thermische Strömungsmaschinen schon vorhandene Einrichtung zurückgegriffen werden konnte (Wittig et al., 1994, Glahn, 1995, Jakoby, 1996), so mußte die Luftversorgung an die speziellen Meßaufgaben angepaßt und um weitere Kontroll- und Meßeinrichtungen ergänzt werden.

4.1.3.1 Luftversorgung

Die Versorgung beider Versuchsträger mit Kühlluft erfolgt aus dem sogenannten Mitteldrucknetz des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen, welches in Abb. 4.8 schematisch dargestellt ist. Ein Rotationsklappenverdichter (1), dem ein Luftkühler (3) sowie Öl- und Staubfilter (4) nachgeschaltet sind, fördert einen Luftmassenstrom von $\dot{m}_L \approx 380 \text{ g/s}$ bei einem maximalen Druckverhältnis von $\pi = 4.0$. Zusätzlich bietet die Anlage die Möglichkeit, Luft aus einem zweiten Verdichter (2) in das Mitteldrucknetz einzuspeisen. Letzterer liefert einen Massenstrom von $\dot{m}_L \approx 180 \text{ g/s}$ bei einem Druckverhältnis von $\pi = 2.8$.

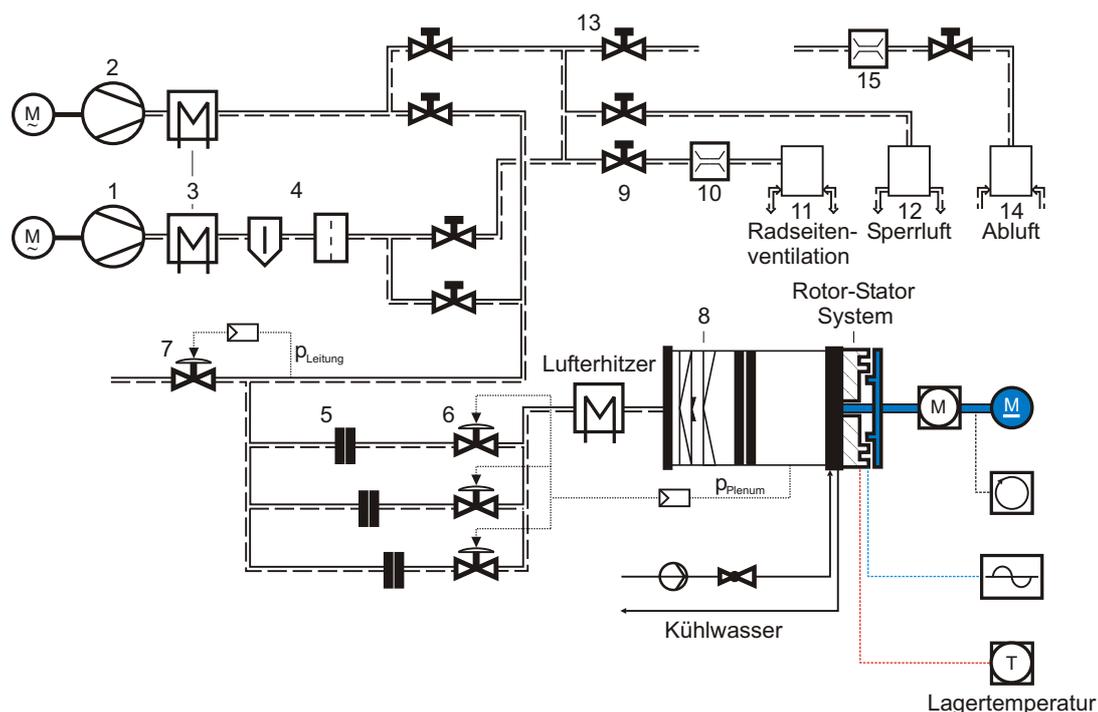


Abb. 4.8: Anlagenschema

Die Luftmassenströme werden den Versuchsträgern in separaten Leitungen zugeführt. Die über den Beruhigungsbehälter (8) zugeführte Luftmenge wird mit Hilfe dreier parallel geschalteter, kalibrierter Meßblenden gemessen (5). Das Konzept dieser Blendenwirkdruckmessung, mit der Massenströme im Bereich zwischen $1 \text{ g/s} < \dot{m}_L < 500 \text{ g/s}$ bestimmt werden können, wurde bereits in Jacobsen (1987) ausführlich beschrieben. Für diese Untersuchung wurde der mittlere ($DN = 50 \text{ mm}$, Viertelkreisdüse, $5.4 \text{ g/s} < \dot{m}_L < 76 \text{ g/s}$) und der große ($DN = 100 \text{ mm}$, Normblende, $40 \text{ g/s} < \dot{m}_L < 500 \text{ g/s}$) Meßbereich benötigt. Die Bestimmung des Luftmassenstroms erfolgt für diese Blenden gemäß *DIN1952* nach folgender Beziehung:

$$\dot{m}_L = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{2 \cdot \rho \cdot \Delta p} \quad (4.5)$$

Die Luftdichte muß dabei über eine Temperatur- und Druckmessung vor der Blende über die ideale Gasgleichung bestimmt werden. Der Wirkdruck Δp wird mit Hilfe eines Differenzdrucksensors direkt gemessen. Durchflußzahl α_{VD} und Expansionszahl ε sind Funktionen der Rohr-Reynoldszahl. Um diese Größen zu bestimmen, wurden die Blenden unter Zuhilfenahme eines geeichten Gaszählers kalibriert.

Den Meßblenden nachgeschaltet, sowie parallel dazu angeordnet, sind pneumatische Stellventile, mit deren Hilfe die Einstellung des Massenstroms automatisiert werden kann (6 und 7). Die Ventile sind mit einem pneumatischen Antrieb ausgestattet und werden über einen regelbaren Stelldruck, der auf eine Membran des Antriebs wirkt, bewegt. Der für den Antrieb der Ventile benötigte Versorgungsdruck von 5 bar wird vom Hausdrucknetz bereitgestellt. Die Ansteuerung der Druckregler geschieht mittels PID-Regler mit Stromausgang. Als Stellgröße dienen dabei die Ausgangssignale diverser Drucksensoren, die an

verschiedenen Stellen innerhalb der Anlage installiert sind. Die Regelung des parallel zu den Meßblenden angeordneten Bypass-Ventils (7), mit dem der Gegendruck der Anlage eingestellt wird, erfolgt dabei mit Hilfe des Absolutdrucks vor den Meßblenden. Eine Regulierung des Massenstroms erfolgt letztlich über die Regelung des Absolutdrucks im Beruhigungsbehälter.

Eine zusätzliche Luftversorgung wurde im Vordralldüsenystem für die Bereitstellung der Sperrluft und für Betriebspunkte, in denen der Einfluß einer radial überlagerten Strömung untersucht werden soll, benötigt. Auf den Komfort einer voll automatisierten Luftmassenregelung wurde dabei zugunsten eines platzsparenden Handbetriebs verzichtet. Die Einstellung der erforderlichen Kühlluftmenge geschieht mit Hilfe der Ventile 9 und 13. Die Massenströme am Ein- und Austritt der Meßstrecke (11 und 14) werden mit Hilfe von Heißfilm-Luftmassenstromsensoren der Firma BOSCH gemessen (10 und 15). Diese funktionieren ähnliche wie ein Hitzdraht, der nach dem Konstant-Temperatur-Prinzip betrieben wird. Der eigentliche Sensor ist hier jedoch ein auf ein Keramiksustrat aufgebrachtener Platin-Metallfilmwiderstand, dessen Temperatur über einen Heizwiderstand konstant geregelt wird. Der Heizstrom, der zur Aufrechterhaltung der Sensortemperatur benötigt wird, ist dabei ein direktes Maß für die durchströmende Luftmasse. Die eingesetzte Elektronik ermöglicht eine temperaturunabhängige Messung, eine hohe Meßempfindlichkeit und eine schnelle Reaktion bei Änderungen des Massenstroms. Im Vergleich zu einem Hitzdraht ist ein solcher Sensor unempfindlicher gegen Verschmutzung. Die Sensoren wurden in einem Eichkanal mittels Turbinenradzähler in einem Meßbereich von $4 \text{ g/s} < \dot{m}_L < 207 \text{ g/s}$ nachkalibriert. Die maximale Abweichung wurde zu $\Delta \dot{m} = 0.7 \text{ g/s}$ bestimmt. Aufgrund der hohen Meßgenauigkeit, der geringeren Baugröße und der damit verbundenen einfachen Integration in die Anlage, sowie der Vorzüge einer direkten Verarbeitung des Meßsignals stellen diese Sensoren eine ideale Ergänzung zu den Meßblenden dar.

4.1.3.2 Antrieb

Für den Antrieb der Rotoren dient ein stufenlos regelbarer, thyristorgesteuerter Gleichstrom-Nebenschlußmotor mit einer Leistung von $P = 25.2 \text{ kW}$ und einer Maximaldrehzahl von $n = 2500 \text{ U/min}$. Die Bereitstellung des Antriebsmomentes erfolgt über einen Flachriemenantrieb mit einem Übersetzungsverhältnis von ca. $6.4 : 1$. Über zwei flexible Kupplungen sowie einer zwischen Meßstrecke und Antriebswelle geschalteten Drehmomentenmeßwelle erfolgt die weitere Kraftübertragung. Die Drehzahl der Rotorscheiben wurde während der Versuche mit Hilfe einer auf der Antriebswelle angebrachten Gabellichtschranke gemessen. Unabhängig davon besteht die Möglichkeit, einen Lumineszenztaster für die Bestimmung der Scheibendrehzahl redundant einzusetzen. Dieser spezielle Sensor spricht nur auf fluoreszierende Materialien an und ist deshalb unempfindlich gegen Fremdlicht, welches auf unterschiedlich hellem oder spiegelndem Untergrund die Funktion einer herkömmlichen Lichtschranke beeinflusst. Um eine Falschmessung auf einem mit Partikelmaterial verschmutztem Untergrund zu vermeiden, wurde dieses System während

der in Kap. 6.1.1 und 6.2.1 beschriebenen Strömungsgeschwindigkeitsmessungen eingesetzt.

Zu den integralen Bestandteilen dieser Anlage zählen Einrichtungen, deren Sinn und Zweck vornehmlich in der Gewährleistung ausreichender Sicherheit liegt. Als eine solche Einrichtung ist beispielsweise die Überwachung der während des Betriebs der Versuchsträger auftretenden mechanischen Schwingungen zu nennen. Die elektrodynamischen Beschleunigungsaufnehmer, die bei dieser Überwachung permanent eingesetzt werden, erlauben in Verbindung mit einer entsprechenden Schwingungsanalyse auch Rückschlüsse auf den Zustand bzw. den Verschleiß der eingesetzten Wälzlager. Neben der Schwingungsüberwachung tragen zahlreiche weitere passive Kontrolleinrichtungen zur notwendigen Transparenz des Versuchsgeschehens bei. Als solche sind zum Beispiel die Überwachung der Lagertemperatur, der Drücke in Leitungssystem und Meßstrecke, und der Rotordrehzahl zu nennen.

5 Meßsysteme

5.1 Meßgrößen

Um die Kühllufterwärmung in den Rotor-Stator Zwischenräumen zu beschreiben, wurden verschiedene Meßtechniken eingesetzt. Neben der Erfassung derjenigen Meßgrößen, die ein direktes Maß für die Aufheizung der Kühlluft darstellen, lag ein Schwerpunkt dieser Arbeit in der Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten. Diese dienen dem detaillierten Verständnis der gemessenen Reibmomente und Totaltemperaturen und stehen in engem Zusammenhang mit den durchgeführten Messungen zum Nachweis eines Heißgaseintritts. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen wurden ausschließlich berührungslose, optoelektronische Meßtechniken eingesetzt, da diese gegenüber Sonden entscheidende Vorteile (rückwirkungsfrei, höhere Auflösung und Genauigkeit) bieten. Um den Einsatz der Laser Doppler Anemometrie und der Particle Image Velocimetry in Rotor-Stator Systemen zu ermöglichen, mußten jedoch die vorhandenen Standardaufbauten beider Meßsysteme erweitert werden. Die notwendigen Modifikationen sowie die damit verbundenen erforderlichen konstruktiven Änderungen an den Meßstrecken sollen in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben werden.

Die im Fall der Untersuchungen zum Nachweis einer Einwärtsströmung in einen Rotor-Stator Zwischenraum geforderten meßtechnischen Voraussetzungen wurden von keinem der existierenden Meßsysteme erfüllt. Um eine Einwärtsströmung mit der geforderten Schnelligkeit und Präzision detektieren zu können, wurde deshalb eine neue Meßmethode entwickelt. Der sogenannten IDLS-Methode (Ingress Determination by means of Laser-light Scattering) ist ein größerer Abschnitt gewidmet.

Während die Geschwindigkeitsmessungen und die Detektion des Heißgaseintritts an spezi-

Meßgröße		Meßmethode	Zuordnung
Betriebsparameter:	Temperaturen	NiCrNi-Thermoelement	permanent
	Drücke	Druckaufnehmer	
Totaltemperaturen		Zylindersonde / telemetrische Übertragung	
Totaldrücke		Zylindersonde / telemetrische Übertragung	
Reibmoment		Drehmomentenmeßwelle / Dehnmeßstreifen	
Heißgaseintritt		IDLS-Methode	adaptiv
Strömungsgeschwindigkeiten	2D	Particle Image Velocimetry	
	3D	Laser Doppler Anemometrie	

Tab. 5.1: Meßgrößen und Meßsysteme

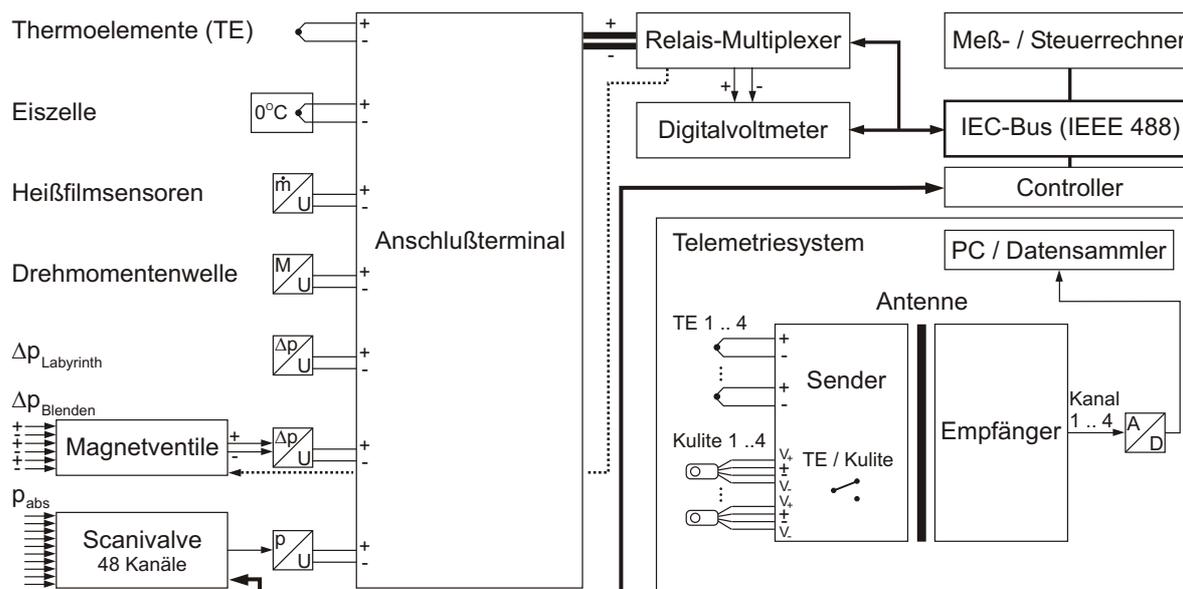


Abb. 5.1: Standardmeßkette mit Erweiterung zur telemetrischen Übertragung der Meßsignale aus dem rotierenden Bezugssystem

ell dafür vorbereiteten Meßstrecken in einem begrenzten zeitlichen Rahmen durchgeführt wurden, waren alle übrigen in Tab. 5.1 eingetragenen Systeme integraler Bestandteil des jeweiligen Versuchsträgers. Wenngleich die Bestimmung des Reibmomentes mit Hilfe von Dehnmessstreifen zu den konventionellen Meßtechniken zählt, so ist deren Betrieb in einem rotierenden System problematisch. Die Störgrößen, die den Meßwert nachteilig beeinflussen können, müssen bei einer geforderten hohen Meßgenauigkeit bekannt sein. Schließlich folgt eine Beschreibung, wie in einem rotierenden System totale Zustandsgrößen wie Drücke und Temperaturen mit hoher Genauigkeit gemessen werden können. Im Vergleich zur Temperatur- und Druckmessung mit einfachen Thermoelementen bzw. Drucksensoren, die im stationären Bezugssystem vorrangig zum Einstellen der unterschiedlichen Betriebsgrößen dienen, werden bei der Messung totaler Zustandsgrößen Sonden benötigt, in denen die Sensoren in geeigneter Weise eingebaut sind. Die Sonden müssen zur Erzielung hoher Recovery-Werte auf eine maximale Aufstauung optimiert sein und beim Einsatz in der Rotorscheibe zusätzlich eine ausreichende Stabilität besitzen.

5.2 Meßwerterfassung

Die während der Untersuchungen eingesetzte Meßwerterfassung ist modular aufgebaut und bietet eine hohe Flexibilität bei der Wahl der Meßsensorik. An ein entsprechendes Terminal (siehe Abb. 5.1) angeschlossen werden jegliche Sensoren, die ein Spannungssignal im Bereich zwischen wenigen Millivolt und einigen Volt liefern. Als solche sind die im Rahmen dieser Untersuchung verwendeten Thermoelemente, Druckaufnehmer, die Drehmomentenmeßwelle und Heißfilmsensoren zu nennen. Die Aufnehmersignale werden über einen Relais-Multiplexer an ein Digitalvoltmeter weitergeleitet. Die hohe Anzahl an zu

verarbeitenden Meßsignalen macht eine rechnergestützte Erfassung unumgänglich. Die Übertragung der Meßdaten sowie die Steuerung von Multiplexer und Digitalvoltmeter erfolgen dabei über den IEC-Bus, der die Meßgeräte über entsprechende Schnittstellen mit einem zentralen Steuer- und Meßrechner verbindet. Auf einem Personal-Computer laufen dabei die mit der graphikorientierten Programmiersprache LABVIEW modular aufgebauten Meß- und Steuerrountinen ab. Über eine entsprechende Schnittstelle gesteuert wird auch ein Scanivalve System mit 48 Kanälen, welches die statischen Druckmeßstellen auf einen Absolutdruckaufnehmer schaltet. Die Messung von Massenströmen kann mit Hilfe von kalibrierten Heißfilmsensoren erfolgen, deren Spannungsausgang an das Terminal direkt angeschlossen wird. Der durch die Meßstrecke geleitete Hauptkühlluftstrom wird hingegen über eine Blendenwirkdruckmessung erfaßt. Der Differenzdruck dreier Blenden wird dabei über mehrere Magnetventile auf einen einzelnen Differenzdrucksensor geschaltet. Die zum Schalten des jeweiligen Magnetventilpaares erforderliche Gleichspannung wird über den Relais-Multiplexer bereitgestellt.

Um die im rotierenden Bezugssystem gewonnenen Meßdaten zu verarbeiten, ist zunächst eine Übertragung der Meßsignale aus dem rotierenden ins stationäre Bezugssystem erforderlich. Die Übertragung der Meßdaten erfolgt dabei mit Hilfe eines Telemetriesystems. Das zum Einsatz gekommene Meßsystem gestattet den Anschluß von maximal vier Thermoelementen und vier piezoresistiven Miniatur-Druckaufnehmern, die wahlweise betrieben werden können. Die Umschaltung zwischen den unterschiedlichen Sensoren erfolgt ferngesteuert. Im Sender des Systems erfolgt die Spannungsversorgung der Druckaufnehmer sowie eine individuelle analoge Verstärkung der Meßsignale mit anschließender Analog-Digital-Wandlung. Nach der Übertragung der digitalisierten Daten werden diese im Empfänger in analoge Signale rückgewandelt und für die weitere Verarbeitung konditioniert. Die Wandlung und Übertragung der Meßsignale erfolgt für alle vier Kanäle mit einer Bandbreite von 40 kHz. Die Auflösung der Signale beträgt 16 bit. Die hohe Übertragungsrate führt im Fall instationärer Messungen zu großen Datenmengen und fordert eine geeignete Möglichkeit, die Daten verlustfrei zu sammeln. Die Aufnahme und Speicherung der Telemetriedaten erfolgt deshalb mit einem separaten Rechner, der mit einer schnellen Analog-Digital-Wandlerkarte ausgestattet ist. Letztere gestattet auf allen vier Kanälen gleichzeitig Bandbreiten größer als 80 kHz bei einer Auflösung von 16 bit.

5.3 Geschwindigkeitsmessungen - Laser Doppler Anemometrie

Im Vergleich zur Geschwindigkeitsmessung mit Hilfe von Drucksonden arbeiten optoelektronische Meßverfahren wie z.B. die Laser Doppler Anemometrie (LDA) absolut rückwirkungsfrei. Dank dieser Eigenschaft sowie einer nahezu vollständigen Unabhängigkeit gegenüber Druck- und Temperaturschwankungen bietet sich ein solches System an, wenn Geschwindigkeiten in komplexen Geometrien dreidimensional und mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung bestimmt werden sollen. Aufgrund der zahlreichen Veröffentlichungen, in denen die Meßtechnik sowie deren praktische Anwendung beschrieben werden (z.B. Durst et al., 1987), wird das Funktionsprinzip an dieser Stelle als bekannt vorausgesetzt.

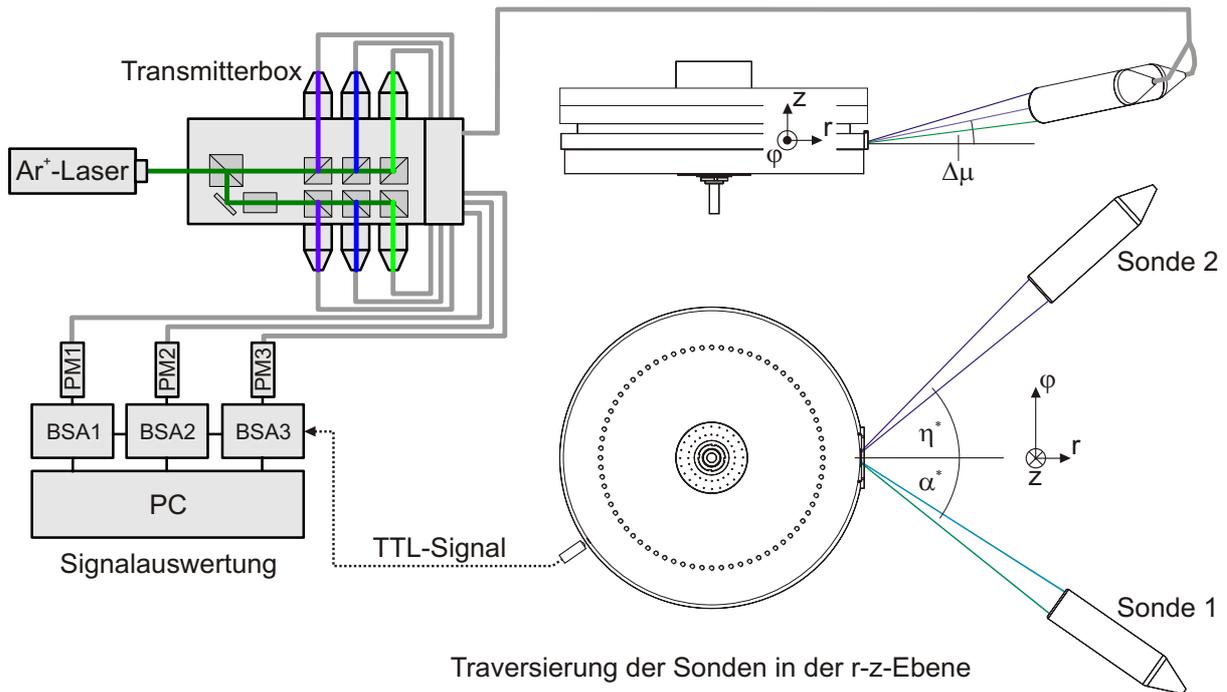


Abb. 5.2: Anordnung des LDA zur Messung des dreidimensionalen Strömungsfeldes im radial durchströmten Radseitenraum

Ziel des nachfolgenden Abschnitts ist es, die speziell in Rotor-Stator Zwischenräumen entstehenden Probleme bei der Anwendung des Meßverfahrens herauszustellen und deren Lösung zu diskutieren.

Die Messungen wurden mit einem Laser Doppler Anemometer durchgeführt, dessen Aufbau in Abb. 5.2 gezeigt ist. Das Meßsystem besteht aus einem Argon-Ionen Laser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 4 Watt, einer Transmitterbox zur Aufspaltung des Laserlichtes in drei Strahlenpaare entsprechend drei Farbkomponenten (grün = 514.5 nm, blau = 488 nm, violett = 476.5 nm). Die Transmitterbox enthält eine Bragg-Zelle zur Frequenzverschiebung der zweiten Teilstrahlen jeder Komponente und anschließender Fasereinkopplung, eine Sende- und Empfangsoptik, die bauartbedingt (Sende- und Empfangsoptik befinden sich im selben Gehäuse) im sogenannten Rückstreuverfahren betrieben wird, sowie drei Photomultiplier zur Umwandlung des empfangenen Lichtes in eine für die Signalprozessoren (engl.: Burst Spectrum Analyser oder BSA) verwertbare Analogspannung. Die beiden Sonden zur Erfassung der drei Geschwindigkeitskomponenten in den zu untersuchenden Bereichen der Meßstrecken sind auf einer 3D-Traverse angeordnet, die softwaregesteuert alle erforderlichen Meßpunkte ansteuern kann. Die Erfassung der Geschwindigkeiten erfolgte für die einzelnen Positionen der Traverse dreidimensional auf konzentrischen Kreisen. Da das Strömungsfeld im Nahfeld von Rauigkeitselementen im Rotor, wie z.B. an den in der Scheibe eingefrästen Taschen bestimmt werden sollte, war die Erlangung einer winkelaufgelösten Geschwindigkeitsinformation zwischen Rotor und Stator notwendig. Eine am Institut für Thermische Strömungsmaschinen vorgenommene und in früheren Vorhaben bereits erfolgreich eingesetzte Modifikation der bestehenden LDA-

Anlage ermöglicht diese Art der Meßwerterfassung (Jakoby et al., 1994). Mit Hilfe eines Drehgebers wird hierbei einmal pro Scheibenumdrehung ein sogenannter "Dummy-Burst" mit den eigentlichen Signaldaten aufgezeichnet. Die Kenntnis der Zeitspanne zwischen zwei Drehgebersignalen und der aufgezeichneten Zeitinformation der Meßsignale läßt mittels entsprechender Auswertelgorithmen eine genaue Rückrechnung der Winkelposition der gemessenen Geschwindigkeiten zu.

Die Durchführung von Geschwindigkeitsmessungen mit Hilfe der LDA-Meßtechnik erfordert ein möglichst geringes Grundrauschen im Meßsignal. Trotz der hochwertigen Auswertelektronik der eingesetzten BSA's mußte dies beim Aufbau des Meßsystems und während des Versuchsbetriebes beachtet werden. Bei großen Geschwindigkeitsbandbreiten (die Frequenzfilter müssen hier relativ weit geöffnet werden) kann die Leistung des Rauschens bis in den Bereich des eigentlichen Meßsignals anwachsen. Der Auswertelektronik sind trotz der großen "Toleranz gegenüber Störsignalen" Grenzen gesteckt. Die Leistung des Meßsignals kann prinzipbedingt durch das Rückstreuverfahren, das aufgrund der geometrischen Randbedingungen hier zur Anwendung kommt, gering sein. Es ist unter Umständen sogar um Größenordnungen kleiner als in den Photosensor einfallendes Streulicht von Partikelmaterial an der Wand sowie auftretenden Reflexionen. Die Optimierung von höchstmöglicher Leistung und geringstmöglichem Rauschen wird daher um so schwieriger, je näher die Messungen an der Wand erfolgen. Hinzu kommt eine Leistungsreduzierung durch verschmutzte Optiken, die je nach Art und Menge der eingesetzten Seedingpartikel beträchtlich sein kann. Die sich im Strahlengang vom Meßvolumen zu den Detektoren befindlichen Glasoberflächen müssen auch während des Betriebes regelmäßig gereinigt werden. Beim in Abb. 5.2 gezeigten Aufbau tritt intensives Streulicht als Folge der Verschmutzung der Optik mit Partikelmaterial auf. Im Fall des radial durchströmten Versuchsträgers, in dem das Strömungsfeld in einer 20 mm breiten (z-Richtung) und ca. 28 mm tiefen (r-Richtung, siehe auch Abb. 5.3) Kammer untersucht werden soll, wird das Laserlicht sowohl an der äußeren als auch an der inneren Dichtlippe verstärkt gestreut. Messungen, die näher als ca. 5 mm an der Wand durchgeführt werden, führen sofort zur Übersättigung der Photomultiplier und sind mit dem oben beschriebenen Standardaufbau zunächst nicht möglich. Eine Absenkung der Laserlichtleistung reduziert neben dem Streulicht auch die Intensität des Nutzsignals und bringt damit keine Verbesserung. Um trotzdem detaillierte Messungen in Wandnähe zu ermöglichen, mußte der optische Aufbau des LDA-Systems weiterentwickelt werden.

In Abb. 5.4 ist der Strahlengang der beiden Sende- und Empfangsoptiken, die für dreidimensionale Geschwindigkeitsmessungen benötigt werden, schematisiert dargestellt. Um der Forderung nach einer koinzidenten Messung Rechnung tragen zu können, sollen dabei die insgesamt drei Strahlenpaare zur Detektion der drei Geschwindigkeitskomponenten in genau einem Meßpunkt zusammentreffen. Beim Meßdurchgang wird dann das von den Festkörperpartikeln gestreute Licht im Rückstreuverfahren (Sende- und Empfangsfrequenz der jeweiligen Sonde gleich) von den Sonden empfangen und durch die nachfolgenden Photomultiplier verstärkt. Aus der schlechten optischen Zugänglichkeit ergeben sich im Fall dreidimensionaler Messungen zumeist ungünstige Werte für die zu wählenden Strahlenwinkel sowie Brennweite der Linsen und die in den Sonden stattfindende

Sonden-Typ (Dantec)	Farbkomponente	Meßvolumenlänge δ_z [mm]	Meßvolumendurchmesser δ_x [μm]
60x60/60x61	blau	3.88	184.3
60x60/60x61	grün	4.09	194.3
60x62/60x63	violett	2.32	110.4

Tab. 5.2: Meßvolumenlänge und -durchmesser im konventionellen Rückstreuverfahren

Strahlaufweitung. Diese Größen stehen in direktem Zusammenhang mit der Länge des effektiven Meßvolumens, das im Fall der Rückwärtsstreuung in der Größenordnung von einigen Millimetern liegt (siehe Tab. 5.2).

Im Fall der wandnahen Messungen besteht die Gefahr, daß das in diesem Meßpunkt gebündelte Laserlicht an der Wand gestreut und als übermäßiges Signalausrauschen vom Photomultiplier detektiert wird. Festgelegt durch die Geometrie der Meßstrecke, ist eine Verkleinerung des Meßvolumens nur durch eine Modifikation des ursprünglichen Aufbaus möglich. Diese Änderung besteht in einem Vertauschen der Empfangspfade der beiden Sonden, so daß der Empfang des Meßsignals nur durch die jeweils andere Sonde erfolgen kann. Resultierend aus dieser Maßnahme werden die Geschwindigkeiten nur noch in einen Teilbereich des ursprünglichen Meßvolumens erfasst (siehe Abb. 5.4). Diese Verkleinerung des Meßvolumens reduziert das Streulicht bis zu einem Wandabstand von ca. 1 bis 1.5 mm auf ein Maß, welches für die weitere Verarbeitung des Meßsignals verträglich ist ($\delta_z \approx 250 \mu m$). Ungünstiger Nebeneffekt ist jedoch, daß die Messung jetzt unbedingt unter Koinzidenzbedingungen verlaufen muß, d.h. die Meßvolumina der beiden Sonden in jedem Meßpunkt exakt aufeinander liegen müssen. Diese Forderung ist auch dann zu erfüllen, wenn sich im Detektionspfad mit Schmutzpartikeln benetzte Glasscheiben befinden sowie während des Versuchsbetriebs mechanische Schwingungen auftreten.

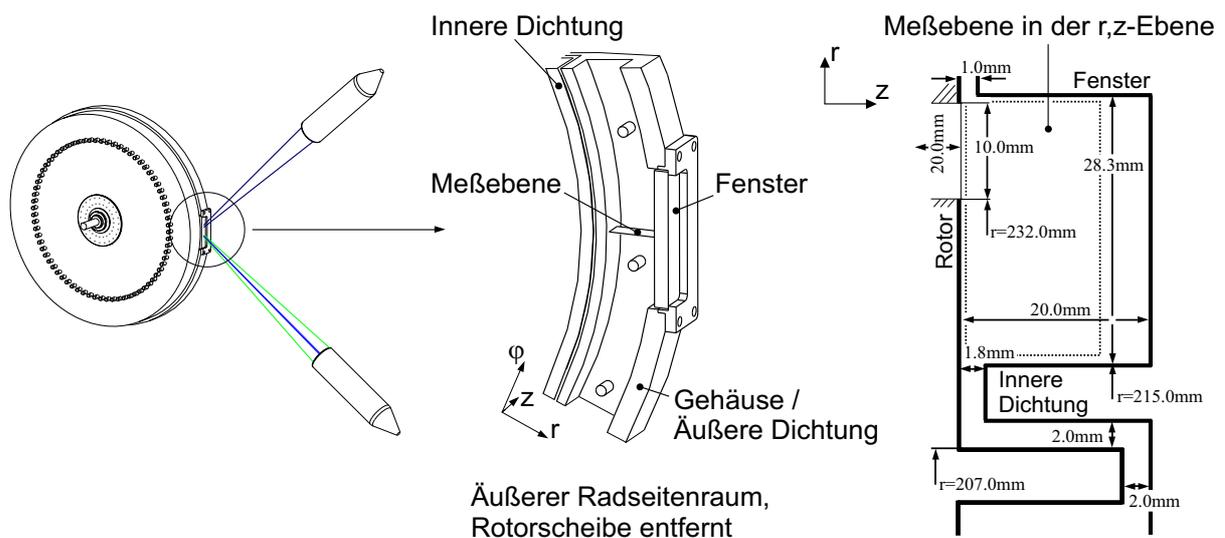


Abb. 5.3: Anordnung der Meßebeine im Versuchsträger

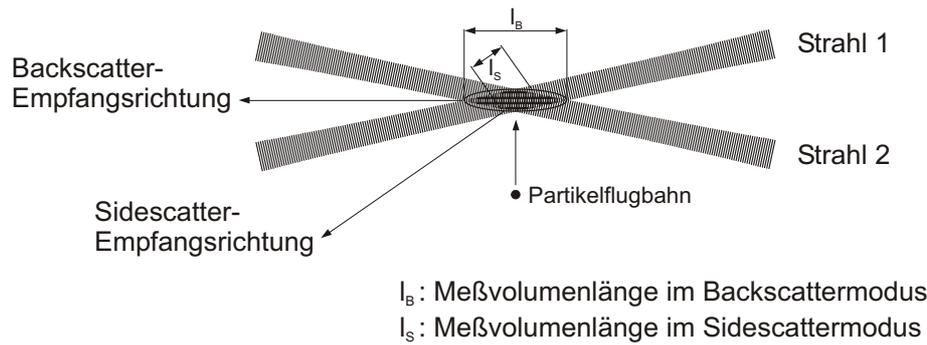


Abb. 5.4: Verkleinerung des Meßvolumens für die Messung im wandnahen Bereich / modifizierter LDA-Aufbau

Aufgrund der extremen mechanischen Belastungen während des Versuchsbetriebes können unter dem Aspekt der Gewährleistung ausreichender Sicherheit für den Rotor keine transparenten Materialien eingesetzt werden. Die kurze Welle zur Gewährleistung einer vorteilhaften Rotordynamik sowie die zahlreichen Verstellmöglichkeiten am Stator führen letztlich zu einem optischen Zugang zur Meßstrecke, der in radialer Richtung verläuft (siehe Abb. 5.3). Folge dieser geometrischen Randbedingungen in Verbindung mit der vorherrschenden Strömung ist eine gesteigerte Empfindlichkeit der Meßanordnung gegenüber Ablagerungen der eingesetzten Seeding-Partikel an der Glasscheibe. Versuche mit Wassertröpfchen sowie mit Ölnebel schlugen fehl, da sich beide Stoffe innerhalb kürzester Zeit auf den Scheiben als eine optisch dichte Schmutzschicht ablagern und Messungen damit unmöglich machen. Eine Reinigung der Glasoberflächen ist jedoch speziell im Innern der Meßstrecke äußerst schwierig. Der Verschmutzung durch Festkörperpartikel (Palas DRB5) kann dagegen unter Zuhilfenahme einer automatisierten Druckluftausbläsung entgegengewirkt werden, welche die Scheibe in regelmäßigen Abständen von etwa 30-60 Sekunden freibläst. Die LDA-Messung wird dazu kurzzeitig unterbrochen. Damit kann ein erfolgreicher Meßbetrieb über einen längeren Zeitraum aufrecht erhalten werden. Eine zwingende Forderung bei dem hier beschriebenen LDA-Aufbau war die Realisierung wandnaher Messungen. Neben der zuvor beschriebenen Verkleinerung der Meßvolumenlänge erforderte dies zusätzlich eine für den jeweils zu untersuchenden Meßbereich angepaßte Ausrichtung der Meßsonden. Die meßtechnische Erfassung der Strömungsgeschwindigkeiten erfolgt für ein solches System entlang dreidimensionaler Vektoren, die schiefwinklig zueinander bzw. zu den Hauptachsen eines r, φ, z -Systems geneigt stehen (siehe Abb. A.5). Aus der Forderung, sämtliche Geschwindigkeiten im r, φ, z -Koordinatensystem zu diskutieren, resultiert deshalb die Notwendigkeit, die gemessenen Geschwindigkeitsvektoren von einem schiefwinkligen in ein orthogonales Koordinatensystem zu transformieren. Im Anhang dieser Arbeit (A.3) ist eine solche Transformation, die im Falle einer beliebigen Ausrichtung der beiden Sonden eines Dreikomponenten LDA-Systems nicht trivial ist, beschrieben.

5.4 Geschwindigkeitsmessungen - Particle Image Velocimetry

Ein wichtiges Ziel dieser Untersuchung war es, das Strömungsfeld im äußeren Radseitenraum eines sogenannten "Direct Transfer" Vordralldüsensystems zu bestimmen. Die exakte Kenntnis der Strömungsgeschwindigkeiten gestattet es, diejenigen Effekte besser zu verstehen, die die beabsichtigte Totaltemperaturabsenkung in den Kühlluft einlaßbohrungen der Turbinenscheibe beeinflussen. Da die innerhalb der Rotorbohrungen gemessene Totaltemperatur im wesentlichen von der relativen Anströmung der Rotorscheibe abhängt, ist speziell die Umfangskomponente von besonderem Interesse. Da im Gegensatz hierzu axiale Geschwindigkeiten in dem 10 mm breiten Spalt von untergeordneter Bedeutung sind, ist die Particle Image Velocimetry (PIV) als 2D-Meßtechnik ideal für diese Untersuchung geeignet.

5.4.1 Funktion und Anwendungen

Die Particle Image Velocimetry stellt wie die in Kap. 5.3 beschriebene Laser Doppler Anemometrie ein optoelektronisches Meßverfahren zur Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten dar. Ursprünglich aus der sogenannten Speckle-Metrology entwickelt, steht heute mit PIV ein Standardmeßverfahren zur Verfügung, dessen Funktionsprinzip sich an dem der Strömungsvisualisierung anlehnt. Grundlegender Bestandteil eines modernen PIV-Systems ist dabei neben der Bildaufnahme eine computergestützte Auswertung, mit deren Hilfe die Umwandlung einer Bild- in eine Geschwindigkeitsinformation erfolgen kann. Die wichtigsten Komponenten der Bildaufnahme sind ein Laser-Lichtschnitt und eine Kamera zur Aufnahme des von Partikeln in der Strömung gestreuten Lichts. Bei der sogenannten Kreuzkorrelation werden zwei in kurzem zeitlichen Abstand aufgenommene Bilder für die rechnergestützte Auswertung benötigt. Mit Hilfe entsprechender Computeralgorithmen wird dabei zunächst die örtliche Verschiebung der Partikel in Teilbereichen des Bilderpaares bestimmt. Mit der Kenntnis des zeitlichen Abstandes zwischen der Aufnahme beider Bilder erfolgt dann die Umrechnung in eine Geschwindigkeit.

Im Gegensatz zur Laser Doppler Anemometrie werden die Geschwindigkeiten nicht punktuell, sondern zweidimensional erfaßt. Dank der Eigenschaft, ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld vollständig und zu einem definierten Zeitpunkt zu vermessen, ist das Meßsystem ideal für die Untersuchung periodisch instationärer Strömungsvorgänge geeignet. Neben der Anwendung als 2D-Standardverfahren bietet stereoskopisches PIV die Möglichkeit, Geschwindigkeiten auch dreidimensional zu erfassen (Prasad und Adrian, 1993). Darüber hinaus finden stetig Weiterentwicklungen statt, die das Meßsystem u.a. auf die Untersuchung zweiphasiger Strömungen erweitern (Rottenkolber et al., 1998, 1999). Trotz der genannten Vorzüge von PIV wurde diese Meßtechnik zur Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten in den Radseitenräumen einer Gasturbine bislang nicht eingesetzt. Mögliche Gründe hierfür liefern die mit einer solchen Messung verbundenen zahlreichen Schwierigkeiten, die in der vorliegenden Arbeit nur durch eine Erweiterung des Meßsystems und dessen geschickte Anpassung an die gegebenen Randbedingungen

gelöst werden konnten. Thema des nachfolgenden Abschnitts ist die in Verbindung mit PIV-Messungen in Rotor-Stator Systemen stehende, neue Problematik. Die Grundlagen von PIV (Adrian, 1991, Keane und Adrian, 1990, 1991, Raffel et al., 1998) werden dabei als bekannt vorausgesetzt.

5.4.2 Anpassung des Standard PIV-Systems für die Messung der Strömungsgeschwindigkeiten in einem Rotor-Stator System

Ein optisch nur schwer zugänglicher Radseitenraum, eine Messung nahe reflektierender und bewegter Wände sowie periodisch instationäre Strömungsverhältnisse sind die Randbedingungen für die Messungen in dem hier behandelten Vordralldüsensystem. Eine Erfassung der Strömungsgeschwindigkeiten ist unter diesen Umständen mit einem Standard PIV-Verfahren zunächst nicht möglich. Aufgabe dieser Arbeit war es deshalb, das am Institut für Thermische Strömungsmaschinen vorhandene Particle Image Velocimetry System an die aktuellen Randbedingungen anzupassen und damit die Voraussetzungen für eine erfolgreiche PIV-Messung zu schaffen.

Die bei hohen Druckverhältnissen mit Geschwindigkeiten von über 200 m/s aus den Düsen strömende Luft vermischt sich mit der Radseitenströmung, bevor sie durch die in der Rotorscheibe eingebrachten und in axialer Richtung verlaufenden Einlaßbohrungen abströmt. Aufgrund der geringen Anzahl über den Umfang gleichmäßig verteilter Vordralldüsen ($N = 12$) und einer damit verbundenen Varianz der Radseitenströmung in tangentialer Richtung sollten die Messungen relativ zur Düsenöffnung, an mehreren Stellen zwischen zwei benachbarten Düsen, durchgeführt werden. Um den Einfluß der Position der Rotorbohrungen auf die Spaltströmung zu untersuchen, muß die Meßtechnik darüber hinaus die Möglichkeit bieten, Messungen in definierten Winkellagen des Rotors durchführen zu können. Eine solche Messung kann durch eine Synchronisation der Bildaufnahme mit der Rotorstellung ermöglicht werden. Die Voraussetzung für eine Messung zwischen zwei benachbarten Vordralldüsen wurde durch optische Zugänge im stationären Teil der Meßstrecke geschaffen.

Neben der Aufgabe des Meßsystems, hohe Geschwindigkeiten zu erfassen, erfordern die in der Vordrallkammer erwarteten starken Geschwindigkeitsgradienten zusätzlich einen großen Dynamikbereich. Wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird, nehmen die Komponenten für die Bildaufnahme, wie z.B. Laser und Kamera, aber auch die Parametrisierung bei der Bildauswertung entscheidenden Einfluß auf die genannten Eigenschaften. Die mit dem angepaßten PIV-System erreichbaren höchsten Geschwindigkeiten und die erzielte Dynamik sowie sämtliche Einflüsse auf die Meßgenauigkeit werden in Abschnitt 5.4.2.2 diskutiert.

5.4.2.1 Bildaufnahmesystem

In Abb. 5.5 ist der Aufbau des PIV-Systems gezeigt, welcher für die Geschwindigkeitsmessungen im Vordralldüsensystem zum Einsatz kam. Als gepulste Lichtquelle diente

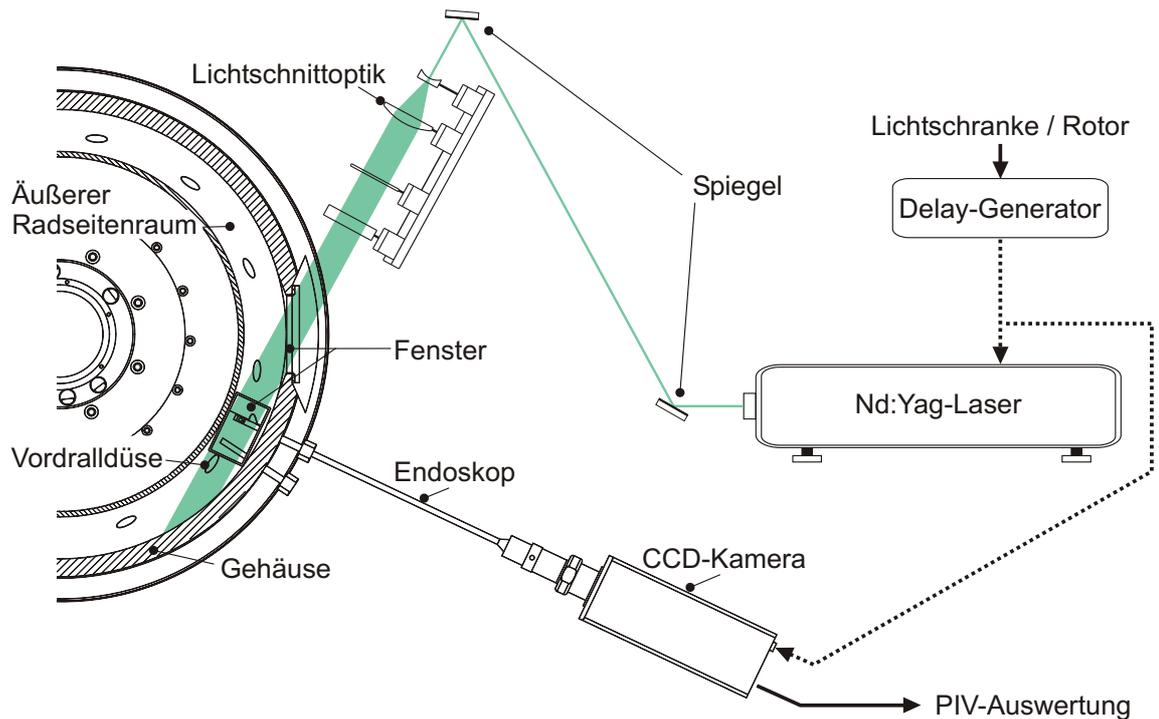


Abb. 5.5: PIV-Setup

ein Double Cavity Nd:YAG Laser (Neodym: Yttrium Aluminium Granat Laser), dessen ursprüngliche Wellenlänge (1064 nm, infrarot) mittels eines Kristalls in einen für die Kamera detektierbaren Lichtbereich (532 nm, grün) halbiert wird. Mit Hilfe der Doppelröhren und der damit verbundenen Möglichkeit, den Pulsabstand beider Laser beliebig zu verkleinern, sind prinzipiell die Voraussetzungen geschaffen, um die erwarteten hohen Strömungsgeschwindigkeiten von maximal 200 m/s und darüber messen zu können. Um Geschwindigkeitsmessungen relativ zur Rotorscheibe zu ermöglichen, wurden die PIV-Bildaufnahme als auch der Laser mit Hilfe einer Lichtschranke und eines Delaygenerators zum Rotor synchronisiert. Mit Hilfe dieser elektronischen Triggerung war es möglich, das Strömungsfeld sowohl zwischen zwei benachbarten Rotorbohrungen als auch direkt am Eintritt in eine Bohrung aufzunehmen (Abb. 5.7). Der Laser wurde mit einer Pulsenergie von ca. 100 mJ betrieben. Eine daraus resultierende mittlere Ausgangsleistung des Lasers von ca. 10 MW erforderte zwei für hohe Energien ausgelegte Spiegel, mit deren Hilfe der Laserstrahl in die Lichtschnittoptik eingekoppelt wurde (siehe Abb. 5.5).

Ein entsprechendes Linsensystem wurde so konfiguriert, daß sowohl Lichtschnitthöhe als auch -dicke variabel gestaltet werden konnten. Der optische Zugang in die Vordrallkammer erfolgte schließlich durch ein in das Gehäuse der Meßstrecke eingebautes Fenster. Um Reflexionen bzw. Streuung an den Wänden der Meßstrecke und damit ungewolltes Rauschen im Meßsignal (Pixelrauschen) zu vermeiden, wurde die Lichtschnitthöhe so angepaßt, daß ein Kontakt zwischen Laserlicht und Gehäuse bzw. innerer Dichtlippe im detektierten Bereich vermieden wurde. Die umgebenden Wände der Vordrallkammer wurden zusätzlich mit einem lichtabsorbierenden schwarzen Lack überzogen.

Die Dicke des Laserlichtschnitts wurde an die zu erwartenden Strömungsgeschwindigkeiten angepaßt und betrug zwischen 0.5 mm und 3 mm. Sinn und Zweck dieser Anpassung sowie deren Einfluß auf den Meßwert werden in Abschnitt 5.4.2.2 näher beschrieben.

Mit einer Lichtschnitthöhe von ca. 40 mm wurde fast die gesamte Kammerhöhe des äußeren Radseitenraums abgedeckt. Die Plazierung des Meßvolumens erfolgte mittig zwischen Rotorscheibe und Vordrallapparat (siehe Abb. 5.6). Um die Strömungsgeschwindigkeiten in einem zwischen Rotor und Stator gelegenen 10 mm breiten Spalt zu messen, mußte eine im Vergleich zu einem Standard PIV-System abweichende Anordnung des Detektors gewählt werden. Wie in den Abb. 5.5 und 5.6 erkennbar, war es aus Platzgründen nicht möglich, die PIV-Bilder direkt mit der Kamera aufzunehmen. Das Meßsignal gelangte vielmehr über ein radial in die Vordrallplatte eingeführtes Endoskop auf den CCD-Chip der Kamera. Aus dem gewählten Blickwinkel des Endoskops von 90° resultiert eine zum Lichtschnitt normale Detektionsrichtung. Um zusätzlich einen möglichst großen, innerhalb des Lichtschnitts gelegenen Meßbereich zu erfassen, wurde außerdem ein Endoskop mit einem Öffnungswinkel von 90° gewählt. In einem Abstand von 18.5 mm zum Lichtschnitt positioniert, können damit Geschwindigkeiten in einem kreisrunden Meßbereich mit einem Durchmesser von ungefähr 28 mm erfaßt werden.

In Abb. 5.7 sind die mittig zwischen zwei Düsen gelegene "Position 1" als auch die in kurzem Abstand zum Austritt einer Düse gelegene "Position 2" des Endoskops dargestellt. Ermöglicht werden hierdurch Geschwindigkeitsmessungen am unmittelbaren Austritt einer Düse sowie zwischen zwei benachbarten Vordralldüsen.

Im direkten Vergleich mit einem konventionellen PIV-System, bei dem das Meßsignal

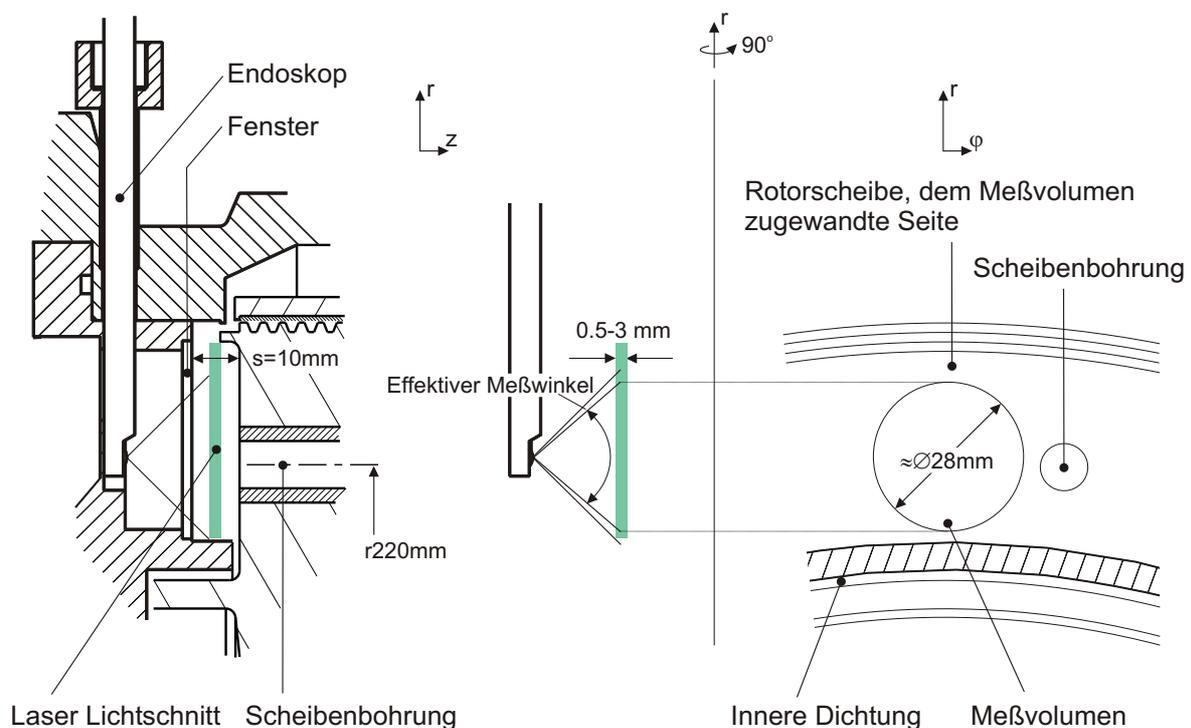


Abb. 5.6: Positionierung und Größe des Meßvolumens

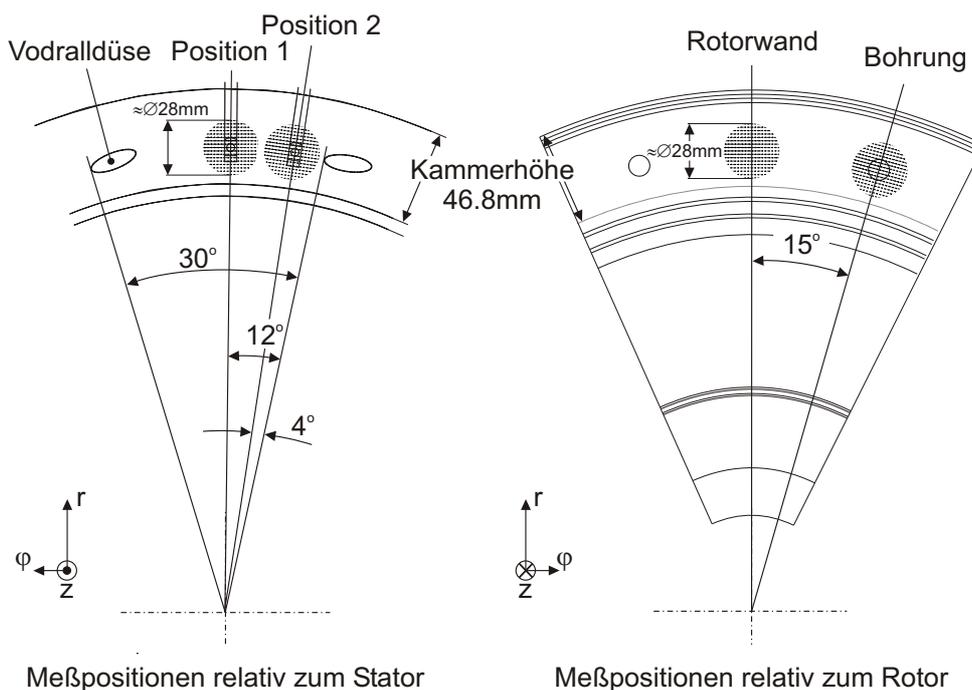


Abb. 5.7: Unterschiedliche Positionierung der Meßbereiche innerhalb der Vordralldüsenkammer

bzw. Streulicht direkt in die Kamera fällt, müssen bei endoskopischem PIV zusätzliche Anstrengungen unternommen werden, um qualitativ hochwertige Messungen zu ermöglichen. Grund hierfür ist neben der prinzipbedingten Verzerrung auch eine Abschwächung der Lichtstärke durch das Linsensystem des Endoskops (Gindele und Spicher, 1998). Um eine hohe Meßgenauigkeit zu erzielen, wurde in der vorliegenden Arbeit auf eine Softwarebasierte Entzerrung der Bilder zurückgegriffen, mit deren Hilfe eine Korrektur der gemessenen Geschwindigkeiten ermöglicht wird. Aufgrund der zur Verfügung gestellten hohen Leistung des eingesetzten Nd:YAG Lasers stellt die durch das Endoskop verursachte Abschwächung des Meßsignals kein Problem dar.

Die Auswertung der Bilder fand unter Verwendung der Software DAVIS auf einem Personal Computer statt. Als Auswerterroutine wurde dabei die Kreuzkorrelation verwendet, da diese im Vergleich zur Autokorrelation entscheidende Vorteile wie z.B. Richtungseindeutigkeit, geringeres Pixelrauschen in den Einzelbildern als auch eine größere Detektionswahrscheinlichkeit bei einer geringeren Anzahl von Partikeln im betrachteten Interrogationspot bietet (Keane und Adrian, 1992). Um die Geschwindigkeitsinformation aus jeweils zwei Einzelbildern mit Hilfe der Kreuzkorrelation zu extrahieren, muß bei der Messung hoher Geschwindigkeiten die Kamera in der Lage sein, zwei getrennte Bilder in kurzer Zeitabfolge (wenige Mikrosekunden), synchronisiert zu den beiden Laserpulsen aufzunehmen. Sollen sehr große und sehr kleine Geschwindigkeiten mit hoher Genauigkeit detektiert werden, sollte der CCD-Chip der Digitalkamera zusätzlich eine ausreichende Pixeldichte aufweisen. Die Qualität der PIV-Bilder sowie die nachfolgende Auswertung der Bilder wird außerdem durch eine größere Dynamik sowie durch ein geringes Grundrauschen des

CCD-Chips verbessert. Die während der Versuche eingesetzte Double Shutter Camera (SensiCam) ist mit einem hochauflösendem CCD-Chip ausgestattet (12 bit, 1280×1024 Pixel), der diese Anforderungen erfüllt.

Als Partikelgenerator diente der schon im Rahmen der LDA-Geschwindigkeitsmessungen eingesetzte Palas Bürstengenerator in Verbindung mit "Dolomie DRB5" Tracerpartikeln. Aufgrund eines mittleren Partikeldurchmessers von $d \approx 1 - 2 \mu m$ kann diesen Teilchen mit hinreichender Genauigkeit ein gutes Folgeverhalten bestätigt werden (Melling, 1997). Neben dem Folgevermögen der Teilchen ist auch dessen Streulichtverhalten von entscheidender Bedeutung für eine gute Messung. Ausreichende Helligkeit und ein guter Kontrast sind die Attribute für qualitativ hochwertige Bilder und prinzipielle Voraussetzung für eine erfolgreiche Anwendung der PIV-Auswertelgorithmen. Helligkeit und Kontrast können neben Laserleistung und Kameraempfindlichkeit auch über das Streuvermögen und die Dichte der zur Verfügung stehenden Partikel beeinflusst werden. Das reale Streuverhalten der zum Einsatz gekommenen Festkörperpartikel ist aufgrund der geometrisch komplexen Partikelform sowie der zu beachtenden Mie-Theorie ohne Vereinfachungen ($d \approx 0.5 - 5 \mu m$) nur schwer vorauszusagen. Trotzdem stellte sich bereits im Verlauf der LDA-Messungen heraus, daß im Vergleich mit Flüssigpartikeln kleineren Durchmessers ($d < 0.5 \mu m$) und aufgrund der Möglichkeit, die Partikeldichte höher zu wählen, größere Streuintensitäten zu erzielen sind.

5.4.2.2 Fehlereinflüsse

Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits das Folgevermögen der benutzten Festkörper-Tracerpartikel als grundlegende Voraussetzung für hochwertige Geschwindigkeitsmessungen diskutiert. Aufgrund des mittleren Durchmessers der Partikel, der zwischen $1 - 2 \mu m$ beträgt, wurde deren Eigenschaft nachgewiesen, die zu untersuchende Strömung in sehr guter Näherung zu repräsentieren. Alle weiteren Komponenten des Bildaufnahmesystems, wie z.B. CCD-Kamera und Doppelröhren-YAG Laser bieten optimale technische Voraussetzungen für die Durchführung der Geschwindigkeitsmessungen. Dennoch entstehen durch die Verwendung eines endoskopischen PIV-Systems spezielle Problemstellungen und Fehlereinflüsse, die im folgenden beschrieben werden.

Das Stablinsensystem eines starren Endoskops führt generell zu einer optischen Verzerrung, die zum Bildrand hin zunimmt. Dieser Effekt verstärkt sich, wenn der Bildbereich wie im vorliegenden Fall in kurzem Abstand zum Endoskop liegt. Um eine korrekte Berechnung der Strömungsgeschwindigkeiten zu gewährleisten, werden die Bilder vor der Bildauswertung mit Hilfe sog. Mappingfunktionen entzerrt. Notwendig hierfür ist eine in situ Kalibrierung der Optik, die mit Hilfe eines Rastermusters erfolgt, welches im Meßvolumen positioniert wird. Aus der annähernd unendlichen Tiefenschärfe des eingesetzten Endoskops sowie durch dessen auf die Rotorscheibe normal gerichteten Blicks resultiert weiterhin die Gefahr, bei verschmutzter Rotoroberfläche die Scheibenumfangsgeschwindigkeit zu detektieren. Um diesen unerwünschten Effekt zu vermeiden, muß der Lichtunterschied zwischen dem zu messenden Signal, d.h. den Tracerpartikeln im Licht-

schnitt und dem Rauschen, d.h. dem Hintergrundleuchten von der Oberfläche ausreichend groß sein. Dies konnte durch einen Überzug der Rotoroberfläche mit einem hochgradig lichtabsorbierenden Lack (Velvet Coating) realisiert werden.

Neben der Aufnahme der Tracerpartikel durch die Rotorwand wurde verstärktes Hintergrundrauschen auch durch diffuses Streulicht verursacht, welches durch die Reflexion des Laserlichtschnitts an mit Partikeln verschmutzten Glasoberflächen entsteht. Die Gläser wurden mit Hilfe von Druckluft gesäubert, die ähnlich wie im Fall der LDA-Geschwindigkeitsmessungen gezielt auf die Scheibenoberfläche geblasen wurde. Inwieweit das Hintergrundrauschen zulässig ist, läßt sich nach einer Messung mit anschließender Bildbearbeitung, d.h. vollständiger Auswertung beurteilen. Durch den Vergleich der gemessenen Geschwindigkeit mit der bekannten Scheibengeschwindigkeit kann eine Validierung der berechneten Größen durchgeführt werden.

Nachdem die prinzipiellen Voraussetzungen für die Realisierung der Geschwindigkeitsmessungen diskutiert sind, soll nun die Genauigkeit des Systems beschrieben werden. Wie zuvor erwähnt, findet die rechnergestützte Auswertung der PIV-Bilder für Teilbereiche der Meßebene, den sogenannten Interrogation Spots statt. Die Korrelation berechnet dabei einen einzigen Geschwindigkeitsvektor je Teilbereich. Da diese Vorgehensweise einer Mittelung der Geschwindigkeiten innerhalb des Spots entspricht, ist seine Fläche gleichbedeutend mit derjenigen, innerhalb derer Strömungsstrukturen aufgelöst werden können. Um eine hohe Auflösung zu erzielen, sollte deshalb die Größe der Interrogation Spots möglichst klein gewählt werden. Prinzipiell muß dabei jedoch beachtet werden, daß gleiche Partikelmuster in den Bilderpaaren vorhanden sein müssen, um eine Auswertung zu ermöglichen. Um unerwünschte Effekte wie z.B. In-Plane Loss of Pairs (ein Tracerpartikel befindet sich zu einem der beiden Bildaufnahmekzeitpunkte außerhalb des Teilbereichs) oder aber auch eine zu geringe Partikelanzahl in zu kleinen Spots zu vermeiden, muß deshalb ein Kompromiß bei der Wahl der Spotgröße getroffen werden. Während der Messungen fand eine automatische Anpassung der Spotgröße, ausgehend von 256×256 Pixeln auf dem CCD-Chip, bis auf eine Größe von 64×64 Pixeln statt. Bei einer Chipgröße von $8.6 \times 6.9 \text{ mm}^2$ (1280×1024 Pixel), der daraus resultierenden Pixeldichte des CCD-Chips von $6.7 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ sowie einem Abbildungsverhältnis von $1 : 8.55$ läßt sich die Auflösung der Strömungsstrukturen zu ca. 3.7 mm in radialer und tangentialer Richtung bestimmen. Mit einer Überlappung der Interrogation Spots von 50% wurde der Abstand zweier benachbarter Geschwindigkeitsvektoren auf 1.8 mm halbiert. Mit einer maximalen Genauigkeit digitaler Auswerterroutinen von $1/64$ Pixel sowie einem Zeitabstand zweier PIV-Bilder von $3 \mu\text{s}$ berechnet sich die minimale Auflösung des Systems zu 0.3 m/s . Geschwindigkeiten von $v_{\min} = 3 \text{ m/s}$ können somit mit einer Genauigkeit von 10% gemessen werden. Bei einer Spotgröße von 64×64 Pixeln und der Forderung eines maximal zulässigen Versatzes der Partikel innerhalb des Spots um 25% läßt sich die maximale Geschwindigkeit zu $v_{\max} = 306 \text{ m/s}$ berechnen ($\Delta t = 3 \mu\text{s}$). Der Dynamikbereich des PIV-Systems beträgt demnach $1 : 100$.

Im Falle vorhandener axialer, d.h. zur Meßebene normaler Geschwindigkeitsanteile, wie z.B. am Austritt der Vordralldüsen, mußte die Dicke des Lichtschnitts angepaßt werden.

Es galt hierbei, die während einer Messung mit dünnem Lichtschnitt zu erwartende Bewegung der Tracerpartikel aus der Meße Ebene heraus (Out-of-Plane Motion) zu vermeiden. Die Dicke betrug bei hohen Druckverhältnissen, d.h. großen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten bis zu 3 mm. Aus der Verwendung eines breiten Lichtschnitts resultiert eine prinzipiell geringere Lichtintensität, welche bei nicht ausreichender Laserleistung negativen Einfluß auf die Qualität der Messung nehmen kann. Desweiteren findet eine statistische Mittelung der gemessenen Geschwindigkeiten über die Lichtschnittdicke statt. Aus der Bewegung der Partikel normal zur Meße Ebene resultiert letztlich ein systematischer Meßfehler in der Bildebene für die Umfangs- und Radialkomponente. Die Entstehung dieses Fehlers ist in Abb. 5.8 schematisch dargestellt. Die im Lichtschnitt gelegenen Vektoren l_1 kennzeichnen jeweils Start- und Endpunkt einer "Partikelflugbahn". Die Ortsvektoren lassen sich mit der Zeitspanne Δt zwischen zwei Bildaufnahmen in Geschwindigkeitsvektoren umrechnen. Wie die Abbildung zeigt, werden Geschwindigkeitsvektoren mit ungleichem Anteil in zum Lichtschnitt senkrechter Richtung auf dem CCD-Chip der Kamera unterschiedlich abgebildet. Aus dem Strahlengang der skizzierten Optik läßt sich der relative Versatz auf dem CCD-Chip, verursacht durch die zum Lichtschnitt normale Bewegung der Partikel herleiten:

$$\frac{\Delta l_{Chip}}{l_0} = \frac{e_1 \cdot d}{l_1 (x + d)}$$

Bei einem axialen Abstand zwischen Endoskop und Lichtschnittmitte von $x = 18.5$ mm beträgt der perspektivische Fehler an der Berandung des detektierten Meßbereichs ($e_{1,max} = 14$ mm, siehe Abb. 5.6) ungefähr 20 %. Um den Axialanteil und damit die Unsicherheit abschätzen zu können, wurde hierbei am Düsenaustritt ein Abströmwinkel von $\alpha = 20^\circ$ vorausgesetzt. Die Genauigkeit der 2D-PIV Messung wächst stromab der Düsenöffnung, d.h. im Falle einer zum Lichtschnitt zunehmend parallelen Strömung sehr schnell an, bei annähernd paralleler Strömung verschwindet der beschriebene Fehlereinfluß nahezu vollständig. Letzteres gilt auch im Zentrum des Meßbereichs ($e_1 \approx 0$), und zwar unabhängig von der Größe der Axialkomponente in einer dreidimensionalen Strömung.

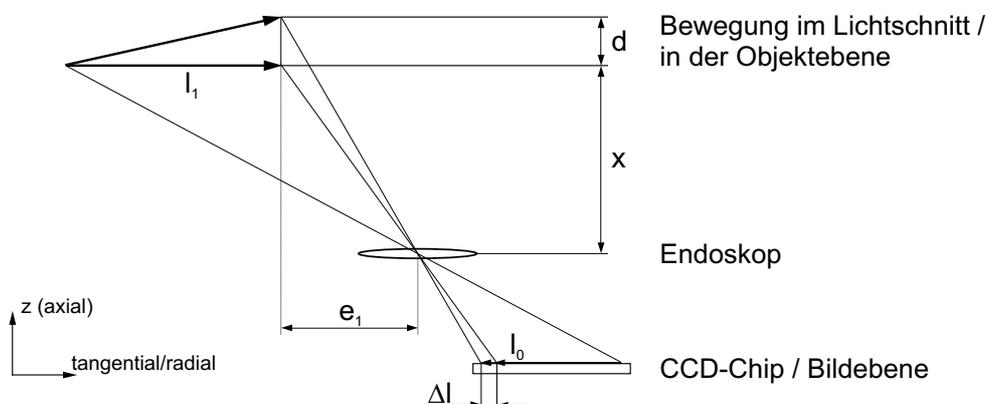


Abb. 5.8: Fehlereinfluß einer axialen Geschwindigkeitskomponente

5.5 Detektion eines Heißgaseinbruchs

5.5.1 Existierende Meßmethoden

Für die Messung einer radial einwärts gerichteten Strömung in den Radseitenraum eines Rotor-Stator Systems stehen unterschiedliche Meßprinzipien zur Verfügung. Unterschieden wird dabei zwischen einer prinzipiellen Detektion, d.h. einer qualitativen Messung von eingedrungenem Gas, und einer quantitativen Erfassung derjenigen Luftmenge, die aus dem Hauptkanal der Gasturbine in den Rotor-Stator Zwischenraum einströmt und dort die Temperatur der umliegenden kritischen Bauelemente wie z.B. der Rotorscheibe anhebt. Ein Nachweis von eingedrungenem Gas ist deshalb sowohl bei der Bestimmung des minimalen Sperrluftmassenstroms, der zum vollständigen Abdichten des Radseitenraums benötigt wird, als auch bei der Untersuchung und Ermittlung der Konzentrationsverteilung des in den Zwischenraum geströmten Heißgases wichtig.

5.5.1.1 Druckkriterium

Bei dieser Methode wird ähnlich wie bei einer Blendenwirkdruckmessung der Druckabfall gemessen, der entsteht, wenn über das zwischen Hauptkanal und Radseitenraum gelegene Labyrinth Sperrluft radial nach außen bzw. bei erfolgtem Heißgaseintritt Luft aus der Außenströmung radial einwärts strömt. In letzterem Fall wird durch einen über den Labyrinthspalt in radialer Richtung gemessenen negativen Druckgradienten eingedrungenes Gas indirekt nachgewiesen. Wenngleich ohne größeren Aufwand zu realisieren, ist diese Meßmethode jedoch aufgrund der starken Abhängigkeit des gemessenen Differenzdruckes von der Position der jeweiligen Druckmeßstellen im Vergleich zu anderen Nachweismethoden mit einer Unsicherheit verbunden und deshalb lediglich für Messungen zu verwenden, bei denen keine erhöhten Anforderungen an die Meßgenauigkeit gestellt werden. Bei Messungen an einem einfachen Axialspalt ohne Außenströmung beobachteten Owen und Phadke (1980) für große dimensionslose Spaltweiten $G_c \geq 0.02$, daß beispielsweise das Verfahren der Strömungsvisualisierung um etwa 27 % größere Werte für den minimal notwendigen Sperrluftmassenstrom liefern kann als das Druckkriterium. Im Vergleich mit dem direkten Nachweisverfahren der Strömungsvisualisierung unterschätzte das Druckkriterium den minimal erforderlichen Sperrluftmassenstrom.

Darüber hinaus werden bei einer einfachen punktuellen statischen Druckmessung vorhandene Druckschwankungen in Umfangsrichtung, die beispielsweise aus den Nachläufen der umströmten Schaufeln im Primärkanal entstehen bzw. in einem nicht vollständig achsensymmetrisch aufgebautem Primärkanal prinzipiell vorhanden sind, nicht erfaßt. In einer weiteren Meßreihe mit vorhandener Außenströmung (Phadke und Owen, 1988b) lieferte das Druckkriterium für den minimal notwendigen Sperrluftmassenstrom Werte, die etwa 20 % über denen aller anderen Meßmethoden lagen. Die Beobachtung, daß das Druckkriterium bei vorhandener Außenströmung den minimal notwendigen Sperrluftmassenstrom überschätzt, wird u.a. von Dadkhah et al. (1992) bestätigt. Eine instationäre, im Winkel hoch aufgelöste Druckmessung würde die vorhandenen Druckschwankungen in Um-

fangsrichtung mit einer bleibenden Unsicherheit erfassen, den meßtechnischen Aufwand jedoch gleichzeitig in die Höhe treiben. Um mit der geforderten hohen Präzision eine Einwärtsströmung zu detektieren, muß deshalb auf andere Nachweisverfahren zurückgegriffen werden. Diese sollten neben der Bestimmung des minimal erforderlichen Sperrluftmassenstroms, der zum vollständigen Abdichten des Radseitenraums benötigt wird, auch eine quantitative Beurteilung der zu untersuchenden Dichtkonfigurationen gestatten.

5.5.1.2 Strömungsvisualisierung

Bei dem Verfahren der Strömungsvisualisierung werden die interessierenden Stellen innerhalb eines Rotor-Stator Zwischenraumes mit Hilfe eines Laser Lichtschnittes illuminiert und in die Außenströmung des Rotor-Stator Systems Nebel oder Rauch, welches das Heißgas simulieren soll, eingeleitet. Dringen nun die Rauch- oder Nebelpartikel in den Radseitenraum ein, so wird das Laserlicht an ihnen verstärkt gestreut. Letzteres kann nun mit Hilfe geeigneter Detektoren visuell (in der Vergangenheit häufig mit Auge oder Photokamera) oder elektronisch (mit Photohalbleitern oder Photomultipliern) direkt nachgewiesen werden. Der Versuchsträger muß vorher jedoch optisch zugänglich gemacht werden, woraus im Vergleich zum Druckkriterium ein erheblicher Mehraufwand bei der Konstruktion der Meßstrecke resultieren kann. Phadke (1983), Phadke und Owen (1988a,b,c) und Bhavnani et al. (1992) fertigten einen Großteil ihrer Meßstrecken aus transparenten Materialien, um die erforderlichen optischen Zugänge zu schaffen. Aufgrund der begrenzten Lichtempfindlichkeit aller bislang eingesetzten Sensoren (Auge, Photo- und Digitalkamera) wird die Genauigkeit des Verfahrens der Strömungsvisualisierung bei der Bestimmung des minimalen Sperrluftmassenstromes, der zum Abdichten des Systems benötigt wird, durch zu geringe Partikeldichten im Falle hoher Durchflußraten begrenzt. Dennoch bleibt festzuhalten, daß der Nachweis von eingeströmtem Heißgas in der Vergangenheit besser als mit den anderen zur Verfügung stehenden Nachweisverfahren geschah (Phadke und Owen, 1988b). Der diesbezügliche Vorteil gegenüber einer Gaskonzentrationsmessung wird jedoch dadurch relativiert, daß die Bestimmung der Menge an eingedrungenem Heißgas mittels Visualisierung, d.h. Auge oder Kamera nur sehr schwer erfolgen kann.

5.5.1.3 Gaskonzentrationsmessung

Wenn die Menge des eingedrungenen Heißgases bestimmt werden soll, dann kann dies mit Hilfe einer Gaskonzentrationsmessung im Innern des Radseitenraumes mit hoher Genauigkeit erfolgen. In den meisten Fällen wird dabei dem Sperrluftmassenstrom ein Testgas bekannter Konzentration beigemischt. Strömt nun "saubere" Luft aus der Umgebung ins Innere der Meßstrecke, so findet eine Vermischung der Luft aus der Außenströmung mit der Kühlluft statt, die zu einer Verringerung der Konzentration des eingesetzten Testgases führt. Mit Hilfe von in den Radseitenraum eingesetzten Sonden (Abe et al., 1979, Green und Turner, 1992) oder aber durch Wandanbohrungen im Stator (Daniels et al., 1992, Graber et al., 1987) kann nun Luft abgesaugt und für die anschließende Gasanalyse

bereitgestellt werden. Während durch Konzentrationsmessungen an verschiedenen Stellen im Radseitenraum die lokale Verteilung des eingedrungenen Gases bestimmt werden kann, so kann aus einer integralen Mittelung der gemessenen Konzentrationen sowie einer anschließenden Bilanzierung der ursprünglich in der Kühlluft vorhandenen und nach erfolgtem Gaseintritt gemessenen Testgasmenge in der Luft die absolute Menge von eingedrunenem Gas berechnet werden. Eine Beurteilung der verschiedenen Dichtungen erfolgt dann meistens über die sogenannte Dichteffektivität ϕ , mit deren Hilfe berechnet werden kann, wieviel Heißgas in den zwischen Rotor und Stator gelegenen Zwischenraum strömt, wenn der Sperrluftmassenstrom unter den für die vollständige Abdichtung erforderlichen Massenstrom gesenkt wird.

Die Fähigkeit moderner Gasanalysegeräte, die Konzentration des eingesetzten Testgases wie z.B. Kohlendioxyd (CO_2) oder Stickstoffdioxyd (NO_2) mit hoher Genauigkeit messen zu können, macht diese Meßmethode zum Standardverfahren bei der Bestimmung der Dichteffektivitäten. Der erhebliche Mehraufwand an Meßtechnik, die geltenden Sicherheitsbestimmungen beim Einsatz der Testgase sowie die Gefahr der Beeinflussung der Strömung bei der Entnahme der Gasproben aus dem Radseitenraum stellen jedoch auch hier den Experimentator vor Probleme. Speziell bei der Untersuchung instationärer Strömungseffekte stellt das Meßprinzip der Gaskonzentrationsmessung keine Ideallösung dar, weil durch den integralen Charakter des Meßsystems etwaige Schwankungen in der Konzentrationsverteilung, hervorgerufen durch Druckschwankungen im Radseitenraum und in der Außenströmung, herausgemittelt werden.

5.5.2 Detektion von Streulicht - Die IDLS-Methode

Die Notwendigkeit, einen mit hoher Wiederholfrequenz erfolgenden Gaseintritt zu detektieren, liegt in der Natur der Außenströmung als auch in der Radseitenströmung begründet. Periodische Schwankungen im Primärkanal finden beispielsweise in den Nachlaufgebieten der Leitschaufeln, verursacht durch einen in kurzem Abstand zum Leitapparat rotierenden Laufschaufelapparat, statt (Dullenkopf, 1992). Instationäre Druckschwankungen im Innern des Radseitenraums können u.a. durch im Rotor vorhandene Rauigkeitselemente hervorgerufen werden. Als solche sind z.B. die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kammern ("shank cavities") zwischen Rotorscheibe und Schaufelfuß zu nennen. Aus einer Anzahl von 93 Kammern und einer Rotordrehzahl von $n = 16000$ U/min läßt sich die Anregfrequenz zu ca. $f = 25$ kHz berechnen (siehe auch Kap. 6.1.1).

Um den Einfluß der Außenströmung auf das Druckniveau im Radseitenraum mit Hilfe einer instationären Druckmessung zu untersuchen, verwenden Feiereisen et al. (2000) schnelle piezoresistive Drucksensoren (Kulite-Sensoren), die in der Nähe der Spaltdichtung angebracht sind. Die Meßmethode diente jedoch vorrangig der Validierung eines CFD-Modells, welches für die Vorhersage eines Heißgaseintritts entwickelt wurde. Einen genauen Rückschluß auf einen tatsächlich erfolgten Einbruch der Außenströmung ließ die Druckmessung nicht zu.

Um eine radial einwärts gerichtete Strömung zuverlässiger als bei einer Differenzdruck-

messung und schneller als bei einer Gasanalyse detektieren zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Meßtechnik entwickelt. Die IDLS-Methode ("Ingress Determination by means of Laserlight Scattering") ruht auf dem Prinzip der Strömungsvisualisierung und bietet daher wie alle laserbasierten Techniken den Vorteil einer berührungslosen Messung. Die Methode erlaubt es deshalb, das Meßvolumen in den engen Spalten der interessierenden Radseitenräume frei zu positionieren, ohne dabei die Strömung durch Sonden o.ä. zu beeinflussen. Der entscheidende Unterschied zur konventionellen Strömungsvisualisierung besteht darin, einen hochempfindlichen und mit hoher Frequenz arbeitenden Sensor zu benutzen. Dieser erfüllt neben seiner Fähigkeit, einen beginnenden Heißgaseintritt präzise detektieren zu können, außerdem die prinzipiellen Voraussetzungen, um die eingetretene "Gasmenge" quantitativ erfassen zu können. Durch letztere Eigenschaft wird eine Beurteilung unterschiedlicher Dichtspaltkonfigurationen, die üblicherweise mit Hilfe der Dichteffektivität ϕ erfolgt, ermöglicht.

Der Zusammenhang zwischen Streulichtintensität und Ausgangsspannung lautet für den eingesetzten Photomultiplier

$$U_{PhM} = m \cdot I_S \quad . \quad (5.1)$$

Die Konstante m ist von der Bauart des Sensors als auch dessen Betriebsspannung abhängig. Aufgrund seiner prinzipiellen Möglichkeit, einzelne Photonen detektieren zu können, übersteigt die Meßempfindlichkeit dieses Sensors die des menschlichen Auges oder einer Kamera bei weitem. In Verbindung mit geeigneten Tracerpartikeln, die der Außenströmung beigefügt werden sowie einem Laser innerhalb der Meßstrecke, an dem die einströmenden Partikel verstärkt Licht streuen, steht demnach ein ausgezeichnetes Meßsystem zur Verfügung, mit dem eine in den Radseitenraum eintretende Strömung detektiert werden kann. Die Bestimmung des minimalen Sperrluftmassenstroms, der für die vollständige Abdichtung eines Radseitenraumes benötigt wird, kann aufgrund der prinzipiell hohen Empfindlichkeit des Meßsystems mit der geforderten Genauigkeit erfolgen. Um die Strömung in guter Näherung zu repräsentieren, muß bei der Wahl der Tracerpartikel jedoch wie im Fall der in den Kapiteln 6.1.1 und 6.2.1 beschriebenen LDA- und PIV-Messungen auf deren Dichte und Größe geachtet werden. Für die Wahl empfehlen sich deshalb auch hier Partikel mit einem Durchmesser von wenigen Mikrometern (Melling, 1997).

Gerade im Bereich kleiner Partikel mit einem Partikeldurchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge des eingesetzten Laserlichts ($d \approx \lambda$) haben Partikelgröße und -gestalt einen großen Einfluß auf das Streuverhalten. Diese Abhängigkeit folgt den komplexen Gesetzmäßigkeiten der sog. Mie-Theorie und erschwert die Anwendung der IDLS-Methode bei der quantitativen Erfassung der in den Radseitenraum eingedrungenen Partikelmenge. Wenngleich der interessierende Zusammenhang zwischen Streupartikelanzahl und Ausgangsspannung des Photomultipliers auf experimentellem Wege ermittelt wurde, mußte die Mie-Theorie bei der Entwicklung der IDLS-Methode dennoch berücksichtigt werden. Die Mie-Theorie ermöglicht es dabei, die Grenzen und die Genauigkeit des Meßsystems im Falle polydisperser Partikel-Luftgemische sowie bei zeitlich veränderlichem Partikeldurchmesser zu bestimmen. Aufgrund der Eigenschaft, die räumliche Verteilung der Streu-

lichtintensität in Abhängigkeit der Partikelmaße vorherzusagen, bietet die Mie-Theorie darüber hinaus die Möglichkeit, eine Optimierung des optischen Aufbaus der Meßmethode durchzuführen.

5.5.2.1 Theoretischer Hintergrund

Um den Einfluß von d auf die Streuintensität zu verdeutlichen, ist in Abb. 5.9 für einen konstanten Streuwinkel θ die gesamte Streustrahlung $(i_1 + i_2)/2$ eines Einzelpartikels (Van de Hulst, 1957, Giese et al., 1962) in Abhängigkeit verschiedener Brechungsindizes m und typischer Wellenlängen λ aufgetragen. Die Berechnungen wurden mit dem in Wiscombe (1980, 1996) beschriebenen, frei verfügbaren Mie-Code durchgeführt. Dieser wurde zuvor mit Ergebnissen aus Feld (1990) validiert.

In technischen Anwendungen, d.h. im Falle polydispenser Partikel-Luftgemische ist ein Ausgleich der in Abb. 5.9 gezeigten Schwankungen zu erwarten (siehe Abb. 5.10). Dennoch resultiert aus der prinzipiellen Abhängigkeit der Streulichtintensität von der Partikelgröße eine Unsicherheit für die experimentelle Bestimmung der Anzahl- bzw. Volumenkonzentration der in den Radseitenraum einströmenden Partikelmenge. Die Unsicherheit steigt insbesondere dann, wenn der Partikeldurchmesser gänzlich unbekannt bzw. zeitlich veränderlich ist. Um den Einfluß unterschiedlicher Durchmesser-Verteilungen der Partikel zu untersuchen, wurde die mittlere Streuleistung eines einzelnen Partikels $(\overline{i_1 + i_2})/2$ in Abhängigkeit des mittleren geometrischen Durchmessers d_g und der geometrischen Stan-

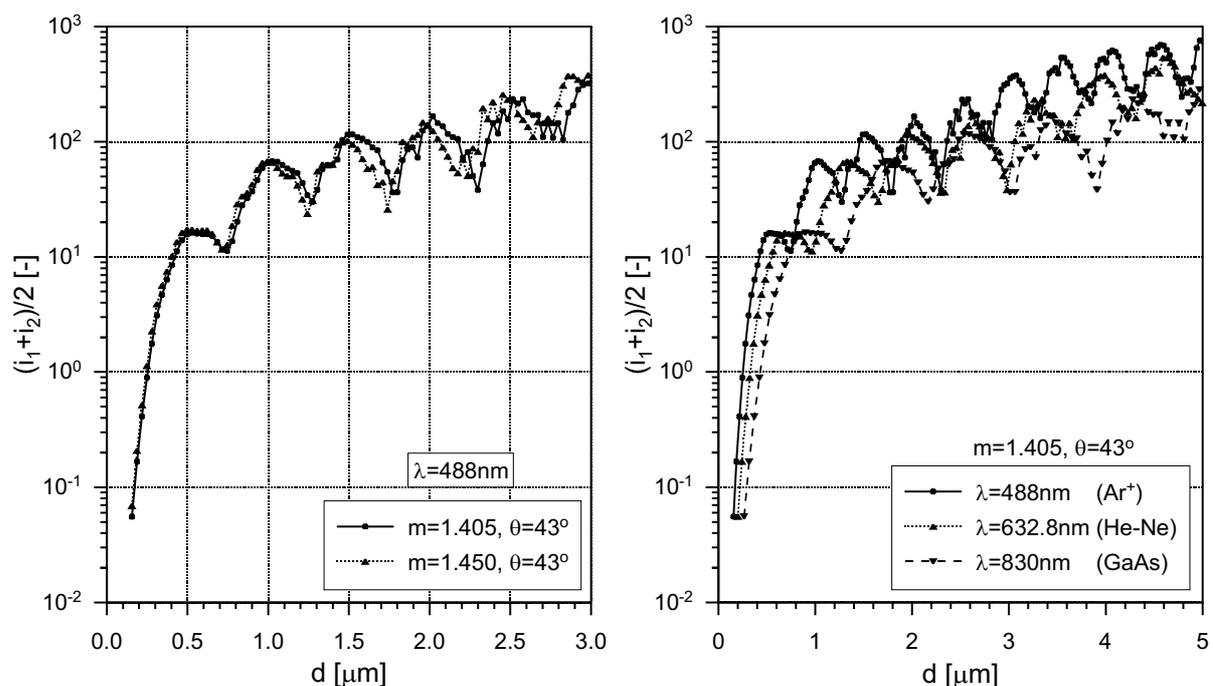


Abb. 5.9: Streuleistung $(i_1 + i_2)/2$ in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d

Standardabweichung σ_g berechnet. Der geometrische Mittelwert der Verteilung ist

$$d_g = \sqrt[N]{\left(\prod_{i=1}^N d_i\right)}, \quad (5.2)$$

und die geometrische Standardabweichung σ_g ist wie folgt definiert:

$$\sigma_g^2 = \int_0^{\infty} (\ln(d) - \ln(d_g))^2 \cdot p(d) dd \quad (5.3)$$

Bei der Berechnung der Verteilungsfunktion $p(d)$ wurde eine logarithmische Normalverteilung vorausgesetzt (siehe auch Dittmann et al., 1994):

$$p(d) = \frac{1}{\sigma_g \cdot \sqrt{2\pi} \cdot d} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(d) - \ln(d_g))^2}{2 \cdot \sigma_g^2}\right) \quad (5.4)$$

Die Größe $(\overline{i_1 + i_2})/2$ ist die mit der Verteilungsfunktion $p(d)$ gewichtete Streuleistung eines einzelnen Partikels:

$$\frac{(\overline{i_1 + i_2})}{2} = \int_{d=0}^{\infty} \frac{(i_1 + i_2)}{2}(d) \cdot p(d) dd \quad (5.5)$$

Die Streuleistung des Partikelkollektivs würde sich durch Multiplikation mit der Gesamtpartikelanzahl aller Teilchen N ergeben.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 5.10 graphisch dargestellt. Der berechneten Streuleistung bei vorhandener Verteilungsbreite ($0.4 < \sigma_g < 0.5$) gegenübergestellt sind die Werte, die für ein monodisperses Partikel-Luftgemisch ermittelt wurden ($\sigma_g = 0$). Im Falle eines polydispersen Gemisches verschwinden die für Gemische mit schmaler Durchmesser-Verteilung beobachteten starken Schwankungen zunehmend, und die Streuleistung steigt mit dem Partikeldurchmesser stetig an. Abb. 5.10 zeigt ferner, daß bei konstanter geometrischer Standardabweichung $\sigma_g = 0.45$ eine Änderung des geometrischen Durchmessers d_g von $1.5 \mu m$ auf $1.7 \mu m$ einen Anstieg der Streuleistung um ca. 25 % zur Folge hat. Eine zusätzliche Variation der Standardabweichung σ_g zwischen 0.4 und 0.5 erhöht diesen Wert auf ca. 40 %.

Wie der nachfolgende Abschnitt zeigen wird, konnte trotz des beschriebenen starken Einflusses der Partikelgröße der interessierende Zusammenhang zwischen Partikelkonzentration und Ausgangsspannung des Photomultipliers mittels einer Kalibrierung des Meßsystems experimentell bestimmt werden. Durch den parallelen Einsatz eines etablierten Meßsystems für die exakte Bestimmung der Partikelgröße und -konzentration konnte die hohe Empfindlichkeit und damit die Genauigkeit des IDLS-Systems bei der Messung des minimal erforderlichen Sperrluftmassenstroms nachgewiesen werden. Darüber hinaus wurde das Potential des Meßsystems aufgezeigt, eine Beurteilung von Dichtungen mit Hilfe der Dichteffektivität ähnlich wie im Fall der Gaskonzentrationsmessungen vornehmen zu können.

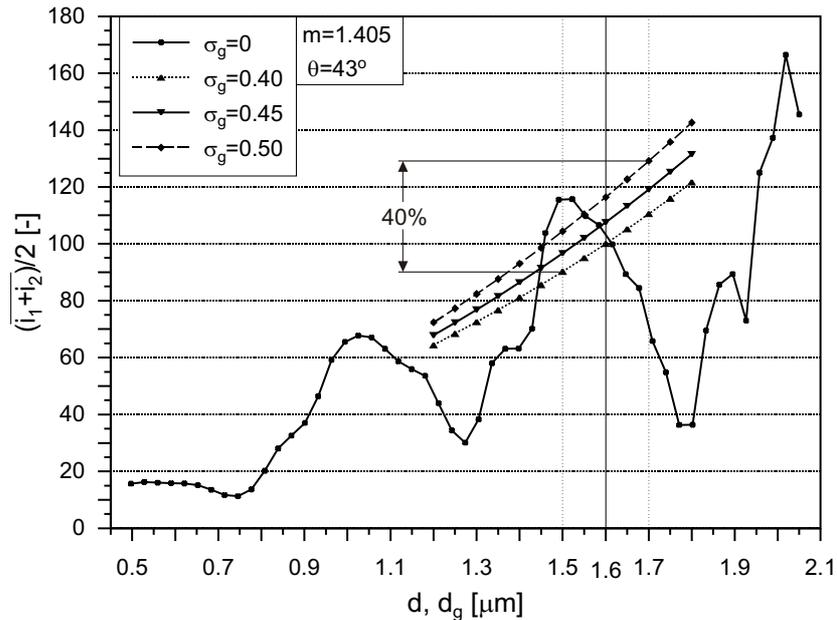


Abb. 5.10: Mittlere Streuleistung $(\overline{i_1 + i_2})/2$ in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d bzw. d_g

5.5.2.2 Funktion und Aufbau der Kalibrierstrecke

Mit der Kalibrierstrecke wurde ein optoelektronisches Meßsystem aufgebaut, mit dessen Hilfe geringe Mengen an Staub oder Flüssigpartikel in der Luft nachgewiesen werden können. In einem Rotor-Stator System eingesetzt, kann damit der minimal erforderliche Sperrluftmassenstrom bestimmt werden. Gleichzeitig gestattet das Meßsystem auch quantitative Messungen, die für die Bestimmung der Dichteffektivitäten Voraussetzung sind. In Abb. 5.11 ist die Meßstrecke schematisch dargestellt. Ein Argon-Ionen Laser mit einer maximalen Leistung von 15 mW und einer Wellenlänge $\lambda = 488 \text{ nm}$ dient in diesem Versuchsaufbau als Lichtquelle. Der Laserstrahl wird mit Hilfe einer Sammellinse ($f = 200 \text{ mm}$) im Meßvolumen fokussiert. Letzteres befindet sich in einem abgeschlossenen Glasbehälter in etwa 100 mm von der auf der Seite des Lasers gelegenen Wand und ca. 10 mm vom Boden des Behälters entfernt. Der Aufbau besitzt separate Zuführungen für Luft und Nebelpartikel als auch Abführungen für das Luft-Nebel Gemisch. Neben der Möglichkeit, mittels Luftzuführung definierte Partikeldichten einstellen zu können, dient die Druckluftzuführung dazu, das Gemisch gleichmäßig im Behälter zu verteilen. Wird der Laser an den Partikeln gestreut, so gelangt das Streulicht durch eine Öffnung im Behälterboden über ein optisches System auf die Detektorfläche des Photomultipliers. Behälter und Sensor bilden ein gegenüber der Umgebung abgeschlossenes System. Die Achsen der Photomultiplieroptik und des Lasers stehen in einem Winkel von 43° zueinander. Mit Hilfe zweier Sammellinsen und einer Blende ($d = 1.5 \text{ mm}$) wird sichergestellt, daß lediglich Streulicht aus dem Meßvolumen auf die Anode des Photomultipliers fällt. Hierdurch werden eine fokussierte Messung ermöglicht und etwaige Reflexionen in der Umgebung des Sensors unterdrückt. Die Brennpunkte der Linsen liegen im Meßvolumen

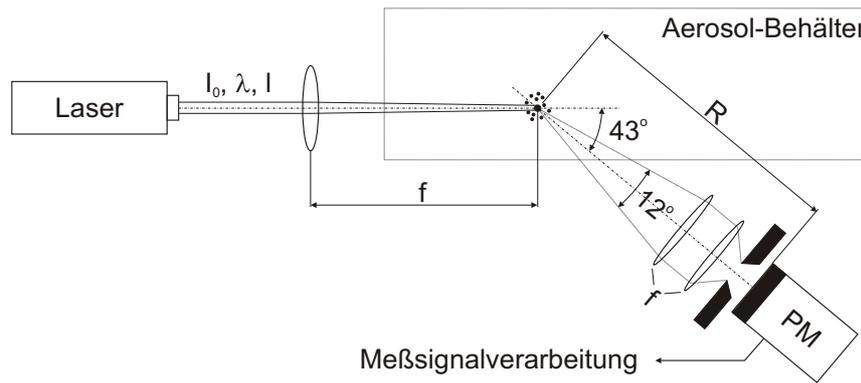


Abb. 5.11: Prinzipieller Aufbau des IDLS-Meßsystems

($f = 100 \text{ mm}$) bzw. im Loch der Blende ($f = 18 \text{ mm}$), welche das Streulicht gleichmäßig auf die Anodenoberfläche des Photomultipliers verteilt. Der Blende nachgeschaltet ist ein Filter zur Unterdrückung von Fremdlicht. Die Benetzung der Photomultiplieroptik mit Partikeln wird durch einen kleinen Luftstrahl, der direkt auf die Linse gerichtet ist, verhindert (Stavrakev, 2001).

Wenngleich die Streulichtintensität nach den Gesetzen der Mie-Theorie in Vorwärtsstreuung ihren maximalen Wert erreicht (Van de Hulst, 1957), richtete sich die Wahl des Streu- bzw. Beobachtungswinkels in dieser Arbeit nach konstruktiven Gesichtspunkten. Aufgrund der geometrischen Randbedingungen des Rotor-Stator Systems erfolgt die Detektion des Streulichtes bei einem mittleren Streuwinkel von $\theta = 43^\circ$. Die zu erwartende Streulichtintensität eines einzelnen Partikels in Abhängigkeit des Streuwinkels kann ebenfalls berechnet werden. Abb. 5.12 zeigt exemplarisch ein Ergebnis für einen Partikeldurchmesser $d = 1.6 \mu\text{m}$.

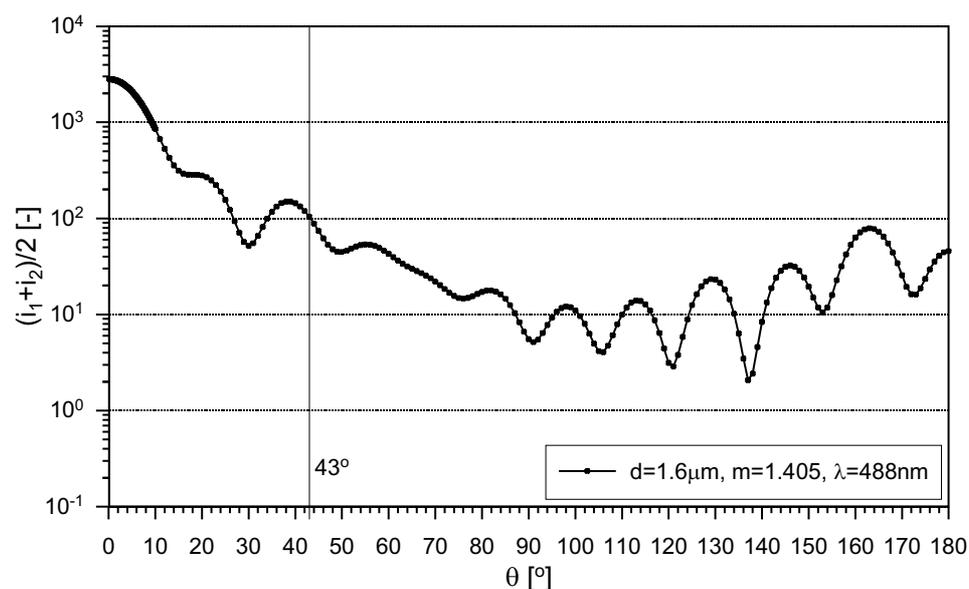


Abb. 5.12: Streuleistung $(i_1 + i_2)/2$ in Abhängigkeit des Streuwinkels θ

5.5.2.3 Aufbereitung des Meßsignals

Da die Anzahl der sich im Meßvolumen befindlichen Partikel einer zeitlichen Schwankung unterliegt, stellt die Ausgangsspannung des Photomultipliers eine zeitabhängige Größe dar. In Abhängigkeit von der Partikelanzahl ergibt sich dabei ein Spannungssignal, welches in Abb. 5.13 qualitativ dargestellt ist. Befinden sich keine Nebelpartikel im Behälter, so verursachen Photomultiplierelektronik und Verunreinigungen in der Luft ein Grundrauschen im Signal. Durch Zugabe von Nebel, der einen Heißgaseintritt simuliert, steigen mittlere Spannung als auch Spannungsschwankungen an. Letztere ergeben sich aus einem nicht vollständig homogenisiertem Nebel-Luft Gemisch, welches auch in einem Rotor-Stator System bei großen Strömungsgeschwindigkeiten und bei starker Turbulenz zu erwarten ist. Um auch sehr kurze Signalspitzen, die bei einer geringen Nebeldichte am Oszilloskop sichtbar werden, messen zu können, und um mehrere in kurzen zeitlichen Abständen aufeinanderfolgende Messungen zu ermöglichen, wurde eine für diese Anwendung speziell angepaßte Schaltung mit einer analogen Meßsignalverarbeitung aufgebaut (Wiebelt, 1998). Die negative Ausgangsspannung des Photomultipliers U_{PhM} wird in dieser invertiert einem schnellen Signalverstärker und einem daran anschließenden Integrator zugeführt. Mit Hilfe eines Komparators sowie einer elektronisch getriggerten Uhr wird die Zeitspanne Δt gemessen, die benötigt wird, bis die Ausgangsspannung des Integrators U_{Int} ausgehend von Null einen Schwellwert U_{ref} erreicht. Die in Abb. 5.13 dargestellte Fläche unter der Meßsignalkurve entspricht dem Integral der Photomultiplierausgangsspannung und ist bei konstantem Schwellwert leicht zu bestimmen:

$$A(\Delta t_{\max}) = A(\Delta t_1) = A(\Delta t_2) = \int_0^{\Delta t_i} U_{PhM} dt = \frac{U_{Int}(\Delta t_i)}{Y} = \frac{U_{ref}}{Y} \quad (5.6)$$

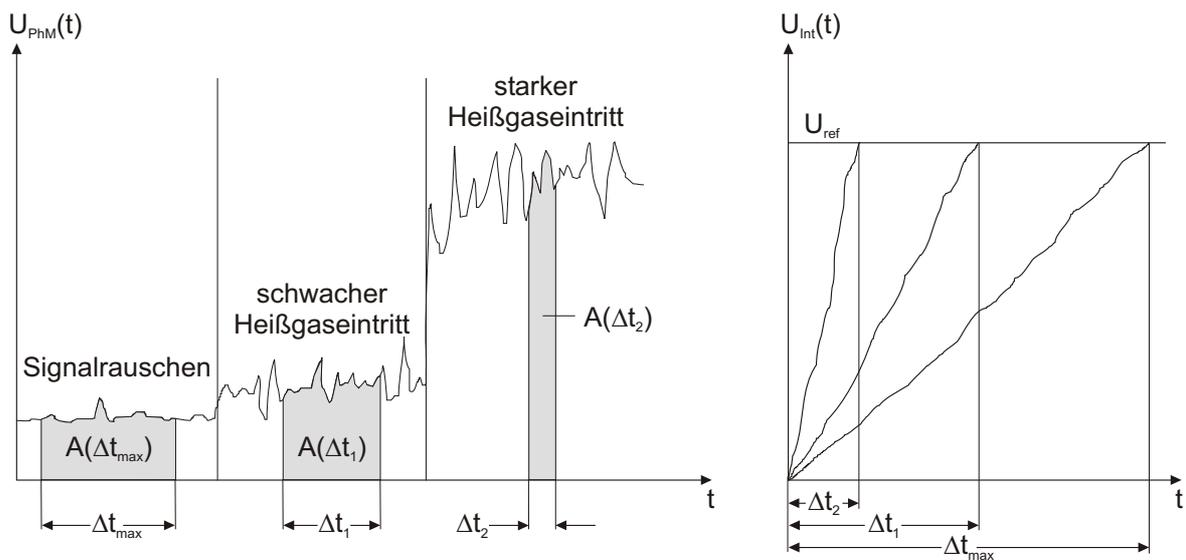


Abb. 5.13: Spannungssignal am Ausgang des Photomultipliers U_{PhM} und am Austritt des Integrators U_{Int}

Y ist dabei eine Konstante, die von der Verstärkung und der Integrationsstärke abhängt. Für die in Wiebelt (1998) entworfene elektronische Schaltung läßt sich unter der Voraussetzung, daß die Integratorspannung den Schwellwert erreicht, d.h. bei Meßende, folgende Beziehung für das Integral herleiten:

$$\int_0^{\Delta t} U_{PhM} dt = \frac{R_I C_I}{k} \cdot U_{ref} \quad (5.7)$$

Hierin ist k der Verstärkungsfaktor des Eingangsverstärkers der Schaltung und R_I mit C_I bilden das RC-Glied des elektronischen Integrators. Bei konstanter Ausgangsspannung des Photomultipliers läßt sich eine einfache Bestimmungsgleichung für das Zeitintervall Δt herleiten:

$$\Delta t = \frac{R_I C_I}{k} \cdot \frac{U_{ref}}{U_{PhM}} \quad (5.8)$$

Für ein gemessenes Zeitintervall Δt läßt sich andererseits eine einfache Bestimmungsgleichung für die mittlere Ausgangsspannung des Photomultipliers schreiben:

$$\bar{U}_{PhM} = \frac{R_I C_I}{k} \cdot \frac{U_{ref}}{\Delta t} \quad (5.9)$$

Die Größe des gemessenen Zeitintervalls Δt ist dabei umgekehrt proportional zur Ausgangsspannung des Photomultipliers und damit auch zur Streulichtintensität. Selbst ohne genaue Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Partikelanzahl und der Streuleistung des Partikelkollektivs kann Δt für die Bestimmung der Dichteffektivität genutzt werden.

Mit einem minimalen Zeitintervall Δt_{min} , welches bei maximaler Nebeldichte gemessen wird, d.h. bei einer Partikeldichte, die der äußeren Umgebung des Radseitenraums entspricht, sowie einem maximalen Zeitintervall Δt_{max} , welches ohne Nebel gemessen wird, läßt sich eine Dichteffektivität ϕ folgendermaßen definieren (siehe auch Kap. 2.4.3):

$$\phi = \frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}} \quad (5.10)$$

Gl. 5.10 kann jedoch nur dann praktischen Nutzen finden, wenn zwischen tatsächlicher Partikelkonzentration bzw. Partikelanzahl und Zeitintervall, d.h. der mittleren Ausgangsspannung des Photomultipliers ein linearer Zusammenhang besteht. Kann dieser nachgewiesen werden, dann ist der absolute Wert der Ausgangsspannung, der von der Partikelgröße stark abhängt, für die exakte Bestimmung der Dichteffektivität ϕ von untergeordneter Bedeutung. Um das in Gl. 5.10 beschriebene Verhältnis exakt bestimmen zu können, müßten lediglich an zwei Stellen, d.h. im Radseitenraum und in der Außenströmung zeitgleiche Messungen erfolgen.

5.5.2.4 Kalibrierung

Die analytische Herleitung eines funktionalen Zusammenhangs zwischen Partikelkonzentration und Ausgangsspannung des Photomultipliers U_{PhM} gestaltet sich insofern als

schwierig, als weder das Übertragungsverhalten der Photomultiplierelektronik präzise vorausbestimmt, noch die Gültigkeit einer einfachen Lichtstreuung prinzipiell vorausgesetzt werden kann. Eine Überprüfung der im Vorfeld der Untersuchung getroffenen Annahmen fand deshalb mit der in Abb. 5.11 gezeigten Meßanordnung auf experimentellem Wege statt. Neben der experimentellen Bestimmung des interessierenden Zusammenhangs zwischen Ausgangsspannung des Photomultipliers und der Partikeldichte bei bekannter Partikelgröße, Verteilungsbreite und Partikelsubstanz diente die Meßanordnung außerdem dazu, die Meßeempfindlichkeit des Systems zu spezifizieren.

Bei hohen Partikelkonzentrationen beginnend wurde das sich im Glasbehälter befindliche Aerosol sukzessive mit Frischluft verdünnt und die mittlere Ausgangsspannung des Photomultipliers simultan zur Partikeldichte bestimmt. Die in Stavrakev (2001) ausführlich beschriebene Studie erfolgte in Abhängigkeit der Laserleistung, der Versorgungsspannung des Multipliers, sowie für unterschiedliche Aerosole, d.h. für unterschiedliche Partikelgrößen und Brechungsindizes. Die exakte Bestimmung der Partikelkonzentration, d.h. Anzahl- und Volumenkonzentration erfolgte mit dem ebenfalls am Institut für Thermische Strömungsmaschinen entwickelten Dispersionsquotientenverfahren. Funktion und Anwendung des Dispersionsquotientenverfahrens sind in zahlreichen Veröffentlichungen am ITS beschrieben worden (Dittmann et al., 1994, Wittig et al., 1981, 1987a, 1993). Die Funktionsweise des DQ-Systems wird deshalb an dieser Stelle als bekannt vorausgesetzt. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung sind auszugsweise in Abb. 5.14 dargestellt. Von entscheidender Bedeutung für die praktische Anwendung der IDLS-Methode ist der in den Diagrammen erbrachte Nachweis, daß die Ausgangsspannung des eingesetzten Sensors ΔU_{PhM} linear von der Partikelkonzentration N abhängt. ΔU_{PhM} kennzeichnet die Differenz zwischen der gemessenen Ausgangsspannung bei vorhandenen Partikeln U_{PhM} und einem Offsetwert, der in reiner Luft gemessen wurde. Die in Abb. 5.14 eingetragenen Meßwerte wurden bei einer Laserleistung von 10 mW und für verschiedene Betriebsspannungen des Photomultipliers U_S ermittelt. Aus Abb. 5.14 geht ebenfalls hervor, daß die Empfindlichkeit des Sensors durch eine Variation seiner Betriebsspannung in weiten Bereichen eingestellt werden kann. Durch eine variable Empfindlichkeit des Sensors wurden Messungen bei Anzahlkonzentrationen im Bereich $2 \cdot 10^3 < N < 1 \cdot 10^6 \text{ 1/cm}^3$ ermöglicht. Der daraus resultierende Dynamikbereich des Systems beträgt ca. 1 : 500.

Der geometrische Mittelwert der Durchmesserverteilung d_g wurde für sämtliche Messungen mit Hilfe des DQ-Systems experimentell ermittelt. Der über alle Meßpunkte gemittelte Wert wurde zu $\overline{d}_g = 1.6 \mu\text{m}$ berechnet. Die zwischen den Meßreihen mit unterschiedlicher Betriebsspannung U_S gemessene maximale und minimale Abweichung vom Partikeldurchmessers \overline{d}_g betrug $\pm 0.1 \mu\text{m}$. Die geometrische Standardabweichung σ_g variierte zwischen 0.4 und 0.5. Die Änderung des Partikeldurchmessers innerhalb der für eine Messung benötigten Zeitspanne war vernachlässigbar. Weil das DQ-System unterhalb einer durch das Meßprinzip festgelegten Meßgrenze von $N \approx 2 \cdot 10^4 \text{ 1/cm}^3$ keine Partikelgrößen und damit auch keine Partikelkonzentrationen bestimmen kann, mußte die Anzahlkonzentration in einigen Betriebspunkten unter der Voraussetzung eines sich nicht ändernden Partikeldurchmessers berechnet werden. Die Änderung der Anzahlkonzentration folgt in diesem Fall proportional der mit dem DQ-System gemessenen Änderung

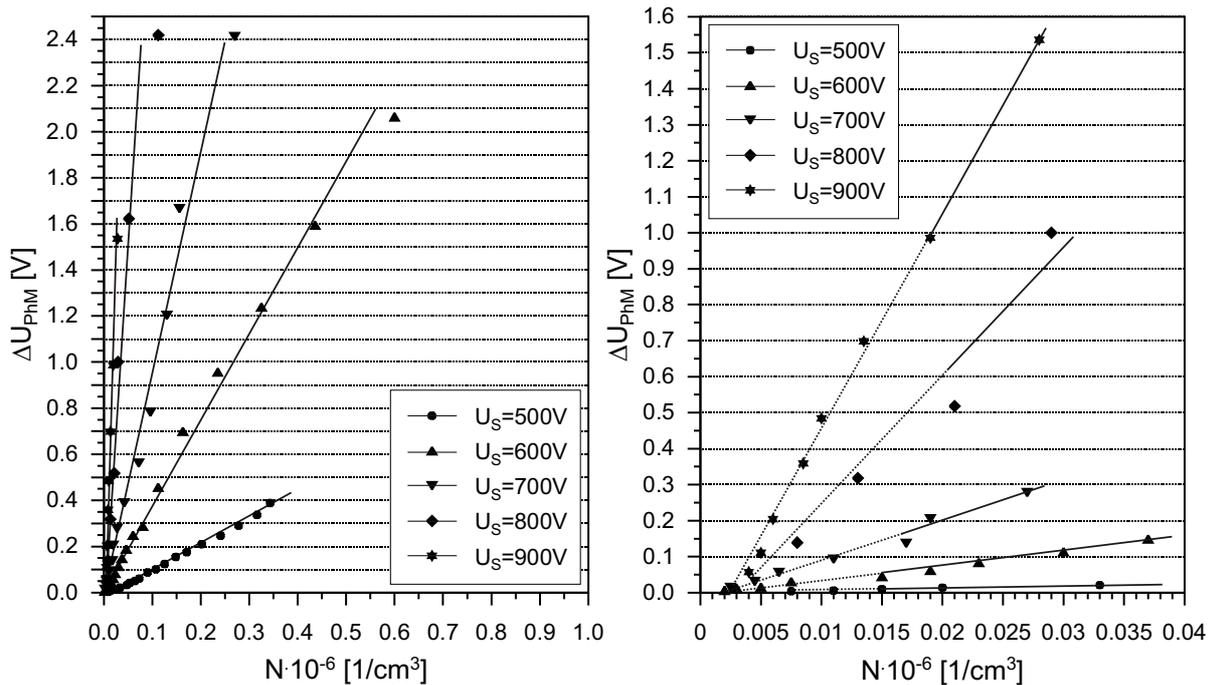


Abb. 5.14: Ausgangsspannung des Photomultipliers U_{PhM} in Abhängigkeit von der Anzahlkonzentration N

der Lichtintensität des Lasers. Der Verlauf dieser Meßwerte ist in Abb. 5.14 durch eine unterbrochene Gerade gekennzeichnet.

5.5.2.5 Grenzen der IDLS-Methode

Soll der minimale Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ bestimmt werden, der zum vollständigen Abdichten eines Rotor-Stator Zwischenraums benötigt wird, so bietet sich die IDLS-Methode aufgrund der hohen Empfindlichkeit an. Darüber hinaus erlaubt diese neue Methode im Vergleich zu allen anderen Meßmethoden eine instationäre Messung. Ein kurzzeitiges Eindringen der Hauptströmung in den Radseitenraum infolge periodischer Druckschwankungen kann prinzipbedingt nur mit der IDLS-Methode detektiert werden. Eine Charakterisierung unterschiedlicher Dichtkonfigurationen anhand der Dichteffektivität ϕ ist ebenfalls möglich. Voraussetzung hierfür ist jedoch zunächst eine Kalibrierung der Meßanordnung, mit deren Hilfe die Ausgangsspannung des sensiblen Sensors in Abhängigkeit der Partikelkonzentration bestimmt wird. Ein linearer Zusammenhang ermöglicht die präzise Bestimmung der Dichteffektivität ϕ selbst dann, wenn die Leistung des gestreuten Lichts durch Schwankungen der Partikelgröße beeinflusst wird. Dennoch sollte für die Simulation des Rauchgases ein Aerosol zur Verfügung stehen, welches unter Laborbedingungen und bei der anschließenden Verwendung in einem Rotor-Stator System die gleichen Eigenschaften besitzt, um eine Beeinflussung des Meßwertes aufgrund unterschiedlicher Partikelgrößen und -substanzen gering zu halten.

Sollen mit einem Photomultiplier Partikelkonzentrationen exakt gemessen werden, dann müssen Partikelgröße als auch Größenverteilung zu jedem Zeitpunkt einer Messung be-

kannt sein. Da sowohl die Größe der Partikel als auch die Partikelsubstanz einen erheblichen Einfluß auf die Streuleistung und damit auf den in Abb. 5.14 gezeigten Kurvenverlauf haben, mußte während der Kalibrierung des Meßsystems der Partikeldurchmesser d sowie dessen Verteilungsbreite σ_g exakt bestimmt werden. Aufgrund der Lage der eingesetzten Partikel im Bereich des eingesetzten Laserlichts ($\alpha = \pi d/\lambda \approx 1$) empfahl sich auch hier das DQ-System, welches in früheren Vorhaben vergleichbare Aufgaben (Maier et al., 1999, Tremmel et al., 1991) erfolgreich bewältigte. Ein gleichzeitiger Einsatz des DQ-Systems und der IDLS-Methode in einem Rotor-Stator System ist jedoch nicht beabsichtigt. Gründe hierfür sind ein zu hoher Meßaufwand und die aus konstruktiven Gründen erschwerte Realisierung der hierfür notwendigen optischen Zugänge. Im Fall einer Bestimmung der Partikelkonzentration mit der IDLS-Methode müssen deshalb die in Abschnitt 5.5.2.1 spezifizierten Toleranzen akzeptiert werden.

Die Ausgangsspannung des Photomultipliers U_{PhM} ist proportional zur Streulichtintensität eines einzelnen Partikels I_S . Sind mehrere Partikel im Meßvolumen vorhanden, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Partikelanzahl und Streulichtintensität und damit auch zwischen Partikelanzahl und Ausgangsspannung des Sensors, wenn eine Einfachstreuung vorausgesetzt werden kann (Van de Hulst, 1957). Diese liegt vor, wenn jedes Partikel innerhalb des Meßvolumens der vollen Leistung der Lichtquelle I_0 ausgesetzt ist und der Detektor die volle Streuleistung jedes einzelnen Partikels sieht, d.h. keine zusätzliche Streuung an benachbarten Partikeln stattfindet. Aus der Abhängigkeit der Streulichtintensität I_S von der Laserleistung I_0 resultiert die Notwendigkeit, im Falle eines dichten Partikelkollektivs die Schwächung der Lichtquelle abschätzen zu können. Eine Dämpfung erfährt auch das Streulicht auf dem Weg vom Meßvolumen zum Photodetektor. Für eine einfache Lichtstreuung läßt sich das Abklingen einer anfänglichen Lichtintensität I_0 nach einer Länge l nach dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz bestimmen:

$$I = I_0 \cdot e^{-\gamma l} \quad (5.11)$$

Der Extinktionsexponent γ ist für monodisperse Partikel folgendermaßen definiert:

$$\gamma = N \cdot \pi \frac{d^2}{4} \cdot Q_{ext} \quad (5.12)$$

N ist die Anzahl der Partikel im Meßvolumen, d der Partikeldurchmesser und Q_{ext} der Extinktionskoeffizient. Für polydisperse Partikel ergibt sich

$$\gamma = \int_0^{\infty} N \cdot \pi \frac{d^2}{4} \cdot Q_{ext}(d, \lambda, m) dd \quad (5.13)$$

Gl. 5.13 findet ihre praktische Anwendung u.a. im oben erwähnten Dispersionsquotientenverfahren. Abb. 5.15 verdeutlicht den Einfluß der Weglänge l und der sich im Meßvolumen befindlichen Partikelmenge N auf die prozentuale Abschwächung des Lichtintensität. Die Berechnungen wurden für einen Partikeldurchmesser $d = 1.6 \mu m$, einen Brechungsindex

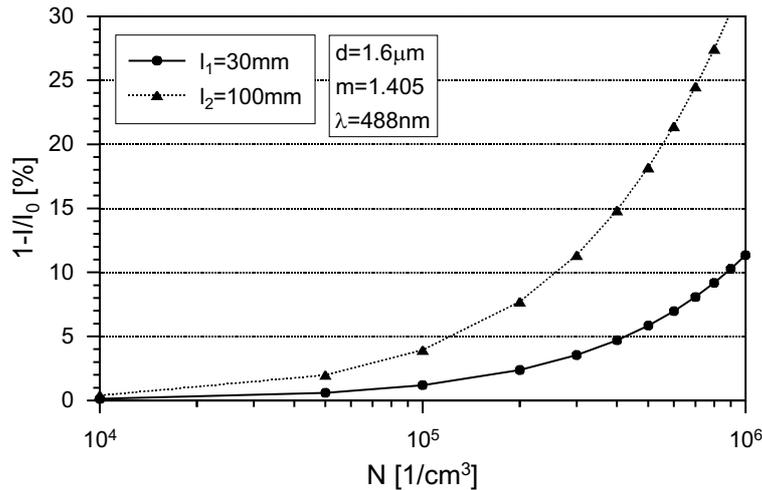


Abb. 5.15: Prozentuale Abschwächung der Lichtintensität ($1 - I/I_0$) als Funktion der Partikelkonzentration N

$m = 1.405$ und eine Lichtwellenlänge $\lambda = 488$ nm durchgeführt. Dem Kurvenverlauf ist zu entnehmen, daß bei mittleren Partikelkonzentrationen $N \approx 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und einer Lauflänge von $l_1 = 100$ mm mit einer Dämpfung des Laserlichts in der Größenordnung von 5 % zu rechnen ist. Bei einem Abstand zwischen Meßvolumen und Photodetektor von $l_2 = 30$ mm würde das Streulicht um ca. 2 % vermindert.

Eine Abhängigkeit der Streulichtintensität von der Partikelsubstanz ist ebenfalls vorhanden. Der Einfluß des Brechungsindex m auf die Genauigkeit des Meßsystems ist jedoch vernachlässigbar, da dieser hochgenau mit einem Abbe-Refractometer experimentell bestimmt wurde.

Vorhandene Toleranzen der passiven Bauteile sowie eine nicht vollständig lineare Kennlinie der eingesetzten Operationsverstärker führen in der verwendeten elektronischen Schaltung zu einer Beeinflussung der Meßgenauigkeit. Die Abweichung von der Ideallinie, d.h. Gl. 5.8 beträgt für alle Zeitkonstanten i und alle Verstärkungen k maximal 7 %. Der bei der Berechnung von \bar{U}_{PhM} entstandene tatsächliche Fehler betrug für die während der Versuche gewählten Einstellungen der Schaltung jedoch weniger als 5 % und kann durch eine strengere Auswahl der elektronischen Bauteile weiter verbessert werden. Die verursachten Verzögerungen durch den Digitalteil der Schaltung liegen in der Größenordnung von wenigen Mikrosekunden. Deren Einfluß auf die Genauigkeit der Zeitmessung ist deshalb ebenfalls zu vernachlässigen.

5.5.3 Anpassung an ein Rotor-Stator System

5.5.3.1 Änderungen am Versuchsträger

Um Messungen innerhalb eines Rotor-Stator Systems durchführen zu können, mußten im stationären Teil der Meßstrecke entsprechende optische Zugänge für einen Laser sowie den Photomultiplier geschaffen werden. Trotz der Änderungen am Versuchsträger sollten die

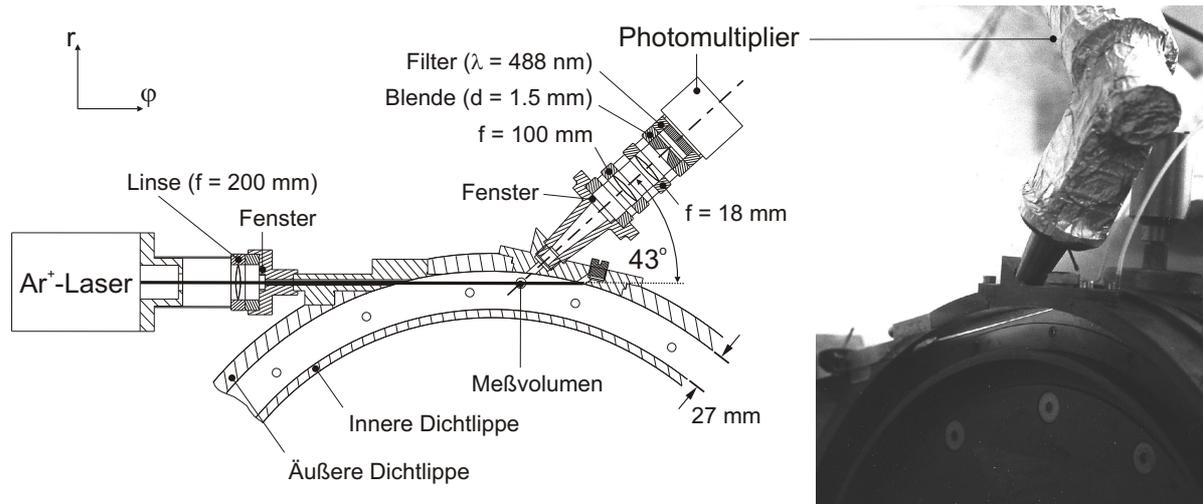


Abb. 5.16: Realisierung der IDLS-Methode im Radseitenraum eines Rotor-Stator Systems

eingesetzten Optiken, die Partikel, der Laser und der Photomultiplier jedoch ein System bilden, welches identisch ist mit demjenigen, welches unter Laborbedingungen erfolgreich getestet wurde. Hierdurch wird die Übertragbarkeit der im Laborbetrieb gewonnenen funktionalen Zusammenhänge zwischen Partikelmenge und Ausgangsspannung des Photomultipliers, die bei einer quantitativen Messung erforderlich sind, gewährleistet.

In Abb. 5.16 sind eine Schnittzeichnung in der r, φ -Ebene und eine Photographie des Stators inklusive der Meßapparatur zu sehen. Um in das Innere des Radseitenraums sehen zu können, wurde die Rotorscheibe entfernt. Der Laserstrahl des Argon-Ionen Lasers ($\lambda = 488 \text{ nm}$) gelangt über eine Wandanbohrung im Gehäuse ($d = 5 \text{ mm}$) in den äußeren Radseitenraum und wird mittels einer Sammellinse ($f = 200 \text{ mm}$) im Meßvolumen fokussiert. Die genaue Platzierung des Laserstrahls im Meßvolumen erfolgt über eine Ausrichtung des Lasers, die mit Hilfe einer zusätzlichen Wandanbohrung im Gehäuse kontrolliert durchgeführt werden kann. Das Meßvolumen befindet sich in etwa mittig zwischen Rotor und Stator gelegen lediglich an einem Punkt, in dem jedoch im Falle einer Gaskonzentrationsmessung mittlere Gaskonzentrationen bezogen auf den übrigen Radseitenraum zu erwarten wären (Hamabe und Ishida, 1992). Auf eine Traversierung des Meßvolumens innerhalb des äußeren Radseitenraums wurde nicht zuletzt auch deswegen verzichtet, um den konstruktiven Aufwand, der durch entsprechende Einstellvorrichtungen zusätzlich entstünde, in Grenzen zu halten.

Spezielle Anforderungen sind an den Partikelgenerator gestellt. Neben der Forderung, Partikel mit einem Durchmesser im Bereich weniger Mikrometer zu erzeugen, sollte dieser große Partikelmengen in unmittelbarer Umgebung des Dichtspalts bereitstellen können. Letztere Eigenschaft ist zwingend notwendig, zumal die in der Umgebung der rotierenden Scheibe vorhandene Strömung eine Verdünnung des Partikel-Luftgemisches bewirkt. Da alle für LDA- oder PIV-Anwendungen üblicherweise verwendeten Fest- oder Flüssigpartikelerzeuger diese Anforderungen nicht erfüllen, mußte zunächst ein geeigneter Generator gefunden werden. Die Wahl fiel letztlich auf einen leistungsstarken Nebelgenerator der

Firma High-End Systems (Typ F-100), der dazu geeignet ist, um in kurzer Zeit und mit hoher Wiederholfrequenz große Mengen an dichtem Nebel zu erzeugen. Als Nebelflüssigkeit wurde das von derselben Firma empfohlene "Atmosphäre Fluid" benutzt. Nebelmaschine und -fluid kamen auch während der in Abschnitt 5.5.2.4 beschriebenen Kalibrierung des Meßsystems zum Einsatz.

Die in dem Nebelgenerator erzeugten Flüssigpartikel, welche das Heißgas simulieren, werden in der Umgebung des Rotor-Stator Systems gleichmäßig über den Umfang verteilt eingeleitet. Nach erfolgtem Eintritt des Nebels in das Meßvolumen wird das Laserlicht an den Partikeln gestreut. Das Streulicht gelangt über eine zweite Wandanbohrung im Gehäuse ($d = 5 \text{ mm}$) sowie ein daran anschließendes Linsen- und Filtersystem in den Photomultiplier, der das einfallende Licht in eine zur Lichtintensität proportionalen elektrischen Spannung umwandelt. Wichtiger als im Laborbetrieb ist hierbei die Funktion der Optik, die dem Photomultiplier vorgeschaltet ist. Diese gewährleistet, daß nur Streulicht aus dem Meßvolumen zum Sensor gelangt. Durch diese Maßnahme kann mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, daß etwaige Reflexionen an den Wänden der Meßstrecke, verursacht beispielsweise durch diffuse Streuung bei starkem Nebel Eintritt, das Ausgangssignal des Photomultipliers beeinflussen. Um eine Verschmutzung der Optiken mit Partikelmaterial zu verhindern und damit gleichbleibende Sichtbedingungen während des Meßbetriebs zu schaffen, wurde eine sich vor den Linsen befindliche Glasscheibe, die den Radseitenraum luftdicht abschließt, mit einem feinen und sauberen Luftstrahl permanent freigeblasen. Die Luftmenge war dabei so bemessen, daß deren Einfluß auf die Radseitenströmung zu vernachlässigen ist. Die sich zwischen Laser und Gehäuse befindliche Sammellinse wurde auf die gleiche Art, d.h. mittels Scheibe und Luftstrahl vor einer Verschmutzung geschützt. Um eine Abschwächung des Strahls auf dem Weg zur Meßstrecke durch in der Umgebung befindliche Partikel zu verhindern, ist der Laser von der Umgebung ausreichend abgedichtet worden. Um Randbedingungen zu schaffen, die mit den unter Laborbedingungen gewählten identisch sind, stehen die Achsen des Laserstrahls und der Photomultiplieroptik auch im Rotor-Stator System in einem Winkel von 43° zueinander.

5.5.3.2 Versuchsdurchführung

Während des gesamten Testprogramms, dessen Ausgang in Kap. 6.1.2 ausführlich diskutiert wird, war die Laserleistung auf 10 mW und die Betriebsspannung des Photomultipliers auf 900 V eingestellt. Dies galt unabhängig davon, ob die minimal erforderliche Sperrluftmenge zum Abdichten des Radseitenraums oder die Dichteffektivität einer Spaltkonfiguration bestimmt wurde. Integrationskonstante i , Verstärkung k und Referenzspannung des Komparators U_{ref} wurden so eingestellt, daß bei stets vorhandenem Grundrauschen ein Zeitintervall im Bereich $10 \text{ s} < \Delta t_{max} < 15 \text{ s}$ gemessen wurde.

Im Fall der Bestimmung von $c_{w,min}$ wurde bei konstanten Sperrluftströmen die Rotordrehzahl, ausgehend von einem sicher abgedichteten System solange erhöht, bis geringste Mengen der Partikel im Radseitenraum nachgewiesen werden konnten. Die Detektion eines gerade beginnenden Einbruchs der Außenströmung erfolgte dabei für alle Versuche

dreifach. Über eine Messung der statischen Drücke in unmittelbarer Umgebung der äußeren Dichtung ($x = 0.97$) erfolgte die Definition eines Druckkriteriums. Gleichzeitig wurde das Ausgangssignal des Photomultipliers mit Hilfe eines Oszilloskops sichtbar gemacht. Unterschiede in den Signalen bei eingeschalteter und nicht eingeschalteter Nebelmaschine signalisierten für den gewählten Betriebspunkt einen beginnenden Eintritt der Partikel ins Innere der Meßstrecke. Da jedoch eine genaue Beurteilung des Experimentators durch vorhandene Verunreinigungen in der zugeführten Kühlluft und einem damit verbundenen erhöhten Grundrauschen im Meßsignal erschwert wird, wurde das Ausgangssignal des Photomultipliers zusätzlich elektronisch verarbeitet. Die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Zeitintervallmessung erfolgte dabei ebenfalls für jeden Betriebspunkt, d.h. nach jeder Erhöhung der Rotordrehzahl. Bei ausgeschalteter Nebelmaschine wurde zunächst das Ausgangssignal des Photomultipliers mehrmals integriert. Die eigentliche Messung begann, wenn die Unterschiede im gemessenen Zeitintervall Δt_{max} vernachlässigbar waren. Bei eingeschalteter Nebelmaschine erfolgte jetzt die Bestimmung des Zeitintervalls Δt und ein Vergleich mit dem vorher bestimmten kleinsten Wert des Intervalls Δt_{max} . Ein Unterschied zwischen den beiden Werten von mehr als 4% kennzeichnete dabei eindeutig einen erfolgten Einbruch der Außenströmung. Eine weitere Erhöhung der Rotordrehzahl mußte zu einer Vergrößerung der gemessenen Differenz der Zeitintervalle führen und diente der Verifizierung der vorherigen Messung.

Wenn der Sperrluftmassenstrom unter das Niveau des minimal erforderlichen Kühlluftstroms gesenkt wird, dann dient ϕ der weiteren Charakterisierung der Dichtung. Obwohl der Schwerpunkt dieser Untersuchung nicht in der Beurteilung unterschiedlicher Dichtungsgeometrien liegt, soll anhand eines Beispiels dennoch demonstriert werden, daß mit dem hier vorgestellten Meßprinzip eine solche Charakterisierung möglich ist.

Die Bestimmung der Dichteffektivität erfolgte bei unterschiedlichen axialen Spaltweiten über eine Zeitintervallmessung nach Gl. 5.10. Aufgrund einer bei starkem Nebeleintritt mit hoher Wahrscheinlichkeit stattfindenden Abschwächung der Lichtintensität ist hierbei

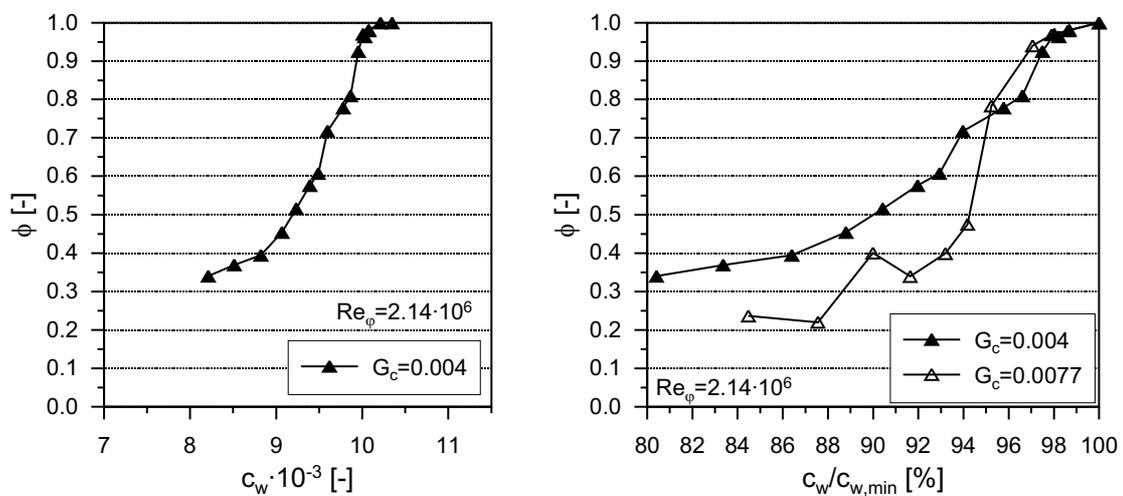


Abb. 5.17: Bestimmung der Dichteffektivität ϕ in einer Rotor-Stator Anordnung mit glattem Stator und glattem Rotor (Abb. 4.2, Konfiguration "a")

zu beachten, daß das minimale Zeitintervall Δt_{min} nicht genau gemessen werden kann. Da Δt_{min} jedoch im Falle hoher Nebelkonzentrationen gegen Null strebt, kann dieser Wert mit ausreichender Genauigkeit in Gl. 5.10 eingesetzt werden. Die Rotordrehzahl wurde während der Messungen, deren Ergebnis in Abb. 5.17 gezeigt ist, konstant gehalten. Ausgehend von einem vollständig abgedichtetem System wurde dann der Sperrluftstrom kontinuierlich reduziert und das Ausgangssignal des Photomultipliers aufgenommen. Der Verlauf von ϕ in Abhängigkeit von c_w ist im linken Teil von Abb. 5.17 dargestellt. Der Abfall der Dichteffektivität bei reduziertem Sperrluftstrom ist näherungsweise exponentiell (vgl. Gl. 2.44, Kap. 2.4.3). Auffallend ist, daß die Dichtung schon bei einer geringen Absenkung des Sperrluftstroms unter $c_{w,min}$ sehr niedrige ϕ -Werte erreicht (Abb. 5.17, rechts). Die in Graber et al. (1987) und Daniels et al. (1992) behandelten Geometrien zeigten im Vergleich hierzu ein wesentlich besseres Dichtungsvermögen. Graber et al. und Daniels et al. bestimmten bei einem Drittel von $c_{w,min}$ noch Dichteffektivitäten bis maximal 90%. Mögliche Ursachen für das schlechte Dichtverhalten der hier untersuchten Spaltgeometrie werden in Kap. 6.1.1 und 6.1.2 noch näher diskutiert.

5.6 Messung totaler Zustandsgrößen: Temperaturen und Drücke

Die Messung der Totaltemperatur gestaltet sich selbst in ruhenden oder langsam strömenden Gasen als schwierig, weil durch Wärmeleitung im Sensor und durch Wärmestrahlung an die Umgebung, in Verbindung mit einem schlechten Wärmeübergang zwischen dem Gas und dem Sensor ein Meßfehler induziert werden kann (Schoen, 1951). Befindet sich das Gas in Bewegung, so verbessert sich der Wärmeübergang prinzipiell. Dennoch mißt ein in die Strömung eingebrachter Sensor eine Temperatur, die infolge unvollständiger Aufstauung der Gasmoleküle üblicherweise zwischen den beiden Idealzuständen des Gases, d.h. zwischen dem wahren (statischen) Zustand des Gases und dem totalen, d.h. aufgestauten Zustand, liegt. Der Unterschied zwischen wahrer und totaler Temperatur ist für ein perfektes Gas und für eine vollständige, adiabate Aufstauung gegeben durch

$$T_{tot} - T = \frac{v^2}{2c_p} \quad (5.14)$$

Die Temperaturdifferenz beträgt bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $v = 100$ m/s schon 5 K.

5.6.1 Geeignete Sonden

Für eine energetische Betrachtung der Strömung in den Rotor-Stator Zwischenräumen ist die Kenntnis der totalen, d.h. aufgestauten Zustandsgrößen vorteilhaft. Während die Bestimmung des statischen und des Totaldruckes in bewegten Gasen beispielsweise mit Hilfe einer Pitot-Sonde gleichzeitig und mit hoher Genauigkeit erfolgen kann, gestaltet sich die Auswahl geeigneter Totaltemperatursonden aufgrund der zumeist eingeschränkten Eigenschaften dieser Meßinstrumente als schwierig. Der Anteil am dynamischen Temperatur-

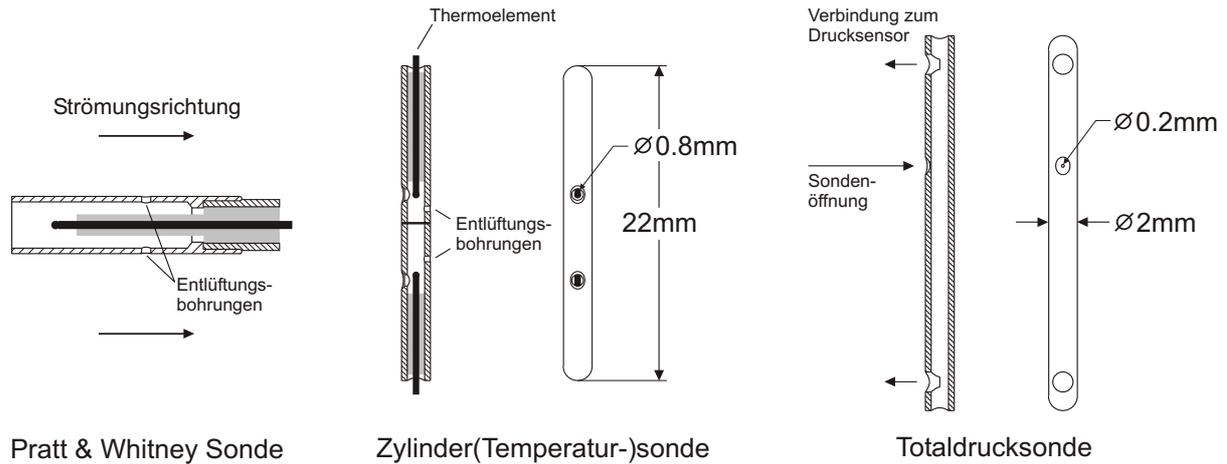


Abb. 5.18: Schnitt und Ansicht der eingesetzten zylindrischen Meßsonden

stieg $v^2/2c_p$, der von einer Temperatursonde erfaßt wird, wird durch den Recoveryfaktor R beschrieben:

$$T_{\text{Sonde}} = T + R \cdot \frac{v^2}{2c_p} \quad (5.15)$$

Gleichung 5.15 gilt dann, wenn Wärmeleitung und -strahlung ausgeschlossen werden können. Ein Recoveryfaktor von $R = 1$ würde eine vollständige Aufstauung des Fluids und damit die genaue Erfassung der Totaltemperatur ermöglichen. Ein Faktor von $R = 0$ würde die Messung der statischen, d.h. wahren Temperatur des Gases ermöglichen. Tatsächlich liegt der Recoveryfaktor R , der stark von der Bauart des Sensors bzw. der Sonde abhängt, zwischen 0 und 1. Während die Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit eindeutig nachgewiesen wurde, wird auch eine Abhängigkeit von der Reynolds- und Machzahl der Anströmung vermutet (Hottel und Kalitinsky, 1945). Die Autoren führen umfangreiche Experimente durch, um die Recoveryfaktoren für unterschiedliche Thermoelementtypen und -abmessungen in Abhängigkeit der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit zu bestimmen. Dabei werden mit "einfachen" Thermoelementen stets kleinere und weniger reproduzierbarere Recoveryfaktoren gemessen als mit speziell gestalteten Stautemperatursonden. Aufgrund der Abhängigkeit des Recoveryfaktors (und des dynamischen Temperaturanteils) von der Strömungsgeschwindigkeit setzt die Bestimmung der Totaltemperatur die genaue Kenntnis der im jeweiligen Betriebspunkt vorherrschenden Strömungsgeschwindigkeiten voraus. Gerade die Bestimmung der Geschwindigkeit kann jedoch häufig nur indirekt über eine Messung der Drücke erfolgen. Die im Anschluß an die Druckmessung stattfindende Umrechnung setzt wiederum häufig die Kenntnis der Temperatur voraus. Im Falle eines über den gesamten Geschwindigkeitsbereich verlaufenden Recoveryfaktors $R \approx 1$ kann auf eine Bestimmung der Anströmgeschwindigkeiten verzichtet und die von der Sonde angezeigte Temperatur T_{Sonde} mit der Totaltemperatur des Gases T_{tot} gleichgesetzt werden. Hottel und Kalitinsky (1945) entwickeln deshalb eine Totaltemperatursonde einfacher Bauart, deren Recoveryfaktor bei Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 30 m/s und 300 m/s bei Werten $R > 0.9$ liegt. Die sogenannte "Pratt&Whitney"-Sonde, deren prinzipieller Aufbau in Abb. 5.18 zu sehen ist, zeigt außerdem eine geringe

Abhängigkeit bezüglich Schräganströmung sowie einen kleinen Fehler infolge Wärmeabstrahlung.

Wenn die Kühllufttemperatur in einer rotierenden Scheibenbohrung gemessen werden soll, ist die Wahl einer geeigneten Totaltemperatursonde auch an konstruktive Randbedingungen geknüpft. Die Sonde mußte im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung in einer Bohrung mit einem Durchmesser von lediglich ca. 11 mm untergebracht werden. Dabei sollte sie die Kühlluftströmung nicht merklich stören. Bei der Konstruktion sowie dem Einbau waren außerdem die während des Betriebs der Meßstrecke zu erwartenden Zentrifugalbeschleunigungen zu berücksichtigen. Bei einer Drehzahl von $n = 7000 \text{ U/min}$ erfährt ein Bauteil, welches auf dem Radius der Rotorbohrungen von $r_m = 0.22 \text{ m}$ positioniert ist, die 12000-fache Erdbeschleunigung.

Für die Messungen innerhalb der Rotorbohrungen wurde deshalb eine Sondenform verwendet, wie sie in der Arbeit von Eck (1961) für die Messung des Totaldrucks beschrieben wird. Das sogenannte Zylinderstaurohr zeichnet sich neben einem geringen Platzbedarf durch eine geringe Richtungsempfindlichkeit aus. Darüber hinaus ergab eine im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Festigkeitsrechnung, daß die bei hohen Drehzahlen zu erwartende Belastung bei geschicktem Einbau der zylindrischen Sonden in den Rotorbohrungen wesentlich niedriger als bei den klassischen Sondenbauformen ist.

Das in Eck (1961) beschriebene Instrument war für eine Temperaturmessung ursprünglich nicht vorgesehen. Im Vorfeld der eigentlichen experimentellen Untersuchung mußte deshalb zunächst eine entsprechende Anpassung erdacht und im Anschluß daran die Meßgenauigkeit überprüft werden.

Die zylindrischen Sonden wurden aus Edelstahlröhrchen mit einem Außendurchmesser von $d = 2 \text{ mm}$ und einer Wandstärke von $w = 0.4 \text{ mm}$ hergestellt. Die Öffnung am Sondereintritt beträgt im Fall der Drucksonde $d = 0.2 \text{ mm}$, im Fall der Temperatursonde $d = 0.8 \text{ mm}$. Die Bearbeitung der Eintrittsbohrungen zur Minimierung der Empfindlichkeit gegenüber Schräganströmung erfolgte mit einem Kugelfräser ($d = 1.5 \text{ mm}$). Die Temperatursonde ist in zwei Kammern geteilt und kann somit zwei Thermolemente aufnehmen (siehe Abb. 5.18). Um Wärmeleitung zwischen dem Temperatursensor und der Sonde zu minimieren, sind die Thermolemente über Tefloneinsätze gegen die innere Sondenwand abgestützt. Ähnlich wie die "Pratt&Whitney"-Sonde ist auch die Zylindersonde mit zusätzlichen Bohrungen versehen, die einen begrenzten, stetigen Luftaustausch mit der Umgebung gewährleisten sollen. Die Sonde ist damit in der Lage, Temperaturänderungen in der umgebenden Luft schneller zu folgen. Der Durchmesser dieser Bohrungen beträgt $d = 0.4 \text{ mm}$.

5.6.2 Aufbereitung der Meßsignale

Um den Recoveryfaktor der Temperatursonde zu messen, wurde diese in die Rotorscheibenbohrung eingebaut und über einen Beruhigungsbehälter angeströmt. Der mit Beruhigungsbehälter und Rotorscheibenbohrung aufgebaute Eichkanal entspricht prinzipiell

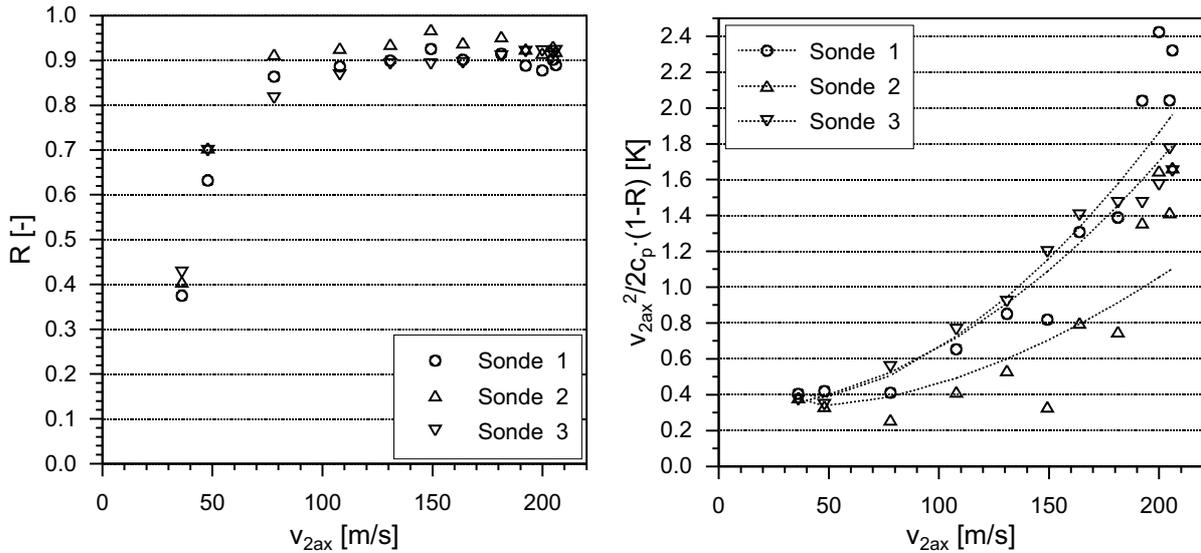


Abb. 5.19: Recoveryfaktoren dreier baugleicher Totaltemperatursonden

einer in Schoen (1951) beschriebenen Versuchsanordnung. Um eine Ablösung der Strömung am Eintritt der Rotorbohrung zu vermeiden, war dieser mit einer Fase versehen ($c/d = 0.3$). Die Messungen wurden bei stillstehender Rotorscheibe und bei vollständig abgedichtetem Labyrinthspalt zwischen Rotor und Gehäuse durchgeführt. Die Berechnung des Recoveryfaktors kann unter dieser Voraussetzung unter Zuhilfenahme von Gl. 5.16 erfolgen:

$$R = 1 - \frac{(T_{tot} - T_{Sonde} + \Delta T_{(v_{2ax}=0)}) \cdot 2c_p}{v_{2ax}^2} \quad (5.16)$$

In dieser Gleichung bedeuten T_{tot} die im Beruhigungsbehälter und T_{Sonde} die in den Sonden gemessenen Temperaturen. Der in ruhiger Luft gemessene Offset zwischen diesen Temperaturmessstellen ist durch $\Delta T_{(v_{2ax}=0)}$ gekennzeichnet. Die Anströmgeschwindigkeit der Sonden v_{2ax} wurde mit Hilfe der Kontinuitäts- und Energiegleichung sowie unter der Voraussetzung von idealem Gasverhalten berechnet. Bei bekanntem Recoveryfaktor R kann die in der rotierenden Bohrung vorhandene Totaltemperatur schließlich mit Gl. 5.17 bestimmt werden:

$$T_{tot} = T_{Sonde} + (1 - R) \frac{v_{2ax}^2}{2c_p} - \Delta T_{(v_{2ax}=0)} \quad (5.17)$$

Die getesteten Zylindersonden besitzen Recoveryfaktoren, die nur geringfügig niedriger als die von Hottel und Kalitinsky (1945) veröffentlichten Werte liegen. Im Vergleich mit der "Pratt&Whitney"-Sonde zeigen die aktuellen Daten in Abb. 5.19 jedoch eine stärkere Streuung, die möglicherweise auf Fertigungstoleranzen der Sonden zurückzuführen ist. Aus diesen Unterschieden sowie aus der vorhandenen stärkeren Varianz des Recoveryfaktors mit der Anströmgeschwindigkeit v_{2ax} resultieren letztlich die im rechten Teil von Abb. 5.19 gezeigten Korrekturglieder (Gl. 5.17) und die dazugehörigen Ausgleichskurven. Bei Strömungsgeschwindigkeiten größer als $v_{2ax} = 180$ m/s liegt die maximale Abweichung der Datenpunkte von der jeweiligen Ausgleichskurve im Bereich von einem Kelvin.

In diesem Bereich liegt auch die Unsicherheit, die durch eine ungenaue Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit am Austritt der Scheibenbohrung entstehen würde. Die bei Strömungsgeschwindigkeiten von $v > 80 \text{ m/s}$ vorhandenen hohen Recoveryfaktoren ermöglichen letztlich die im Rahmen dieser Arbeit beabsichtigte exakte Bestimmung der Totaltemperaturen im rotierenden Bezugssystem. Die eingesetzten zylindrischen Sonden ermöglichen außerdem eine Messung des Totaldruckes (Abb. 5.18, rechts).

5.7 Instrumentierung der Versuchsträger

Die Instrumentierung beider Meßstrecken erfolgte mit NiCr-Ni-Thermoelementen (Manteldurchmesser $d = 0.5 \text{ mm}$) und Druckanbohrungen mit einem Bohrungsdurchmesser von $d = 0.5 \text{ mm}$. Die meßtechnische Erfassung von Temperaturen und Drücken diente dazu, einen für eine Messung als Randbedingung fest vorgegebenen Betriebsparameter exakt einstellen zu können. Daneben wurden beispielsweise die Ergebnisse einer statischen Druckmessung innerhalb des radial durchströmten Radseitenraums benutzt, um eine Einwärtsströmung in den Radseitenraum indirekt nachzuweisen. Abb. 5.20 enthält detaillierte Informationen darüber, an welchen Positionen innerhalb der Meßstrecke Drücke und Temperaturen gemessen wurden. Die Positionierung der Druckanbohrungen innerhalb des zu untersuchenden Strömungskanals erfolgte dabei unter Berücksichtigung einer für Rotor-Stator Systeme typischen radialen Druckverteilung.

Mit Hilfe der statischen Drücke im äußeren Radseitenraum wurde ein Druckkriterium defi-

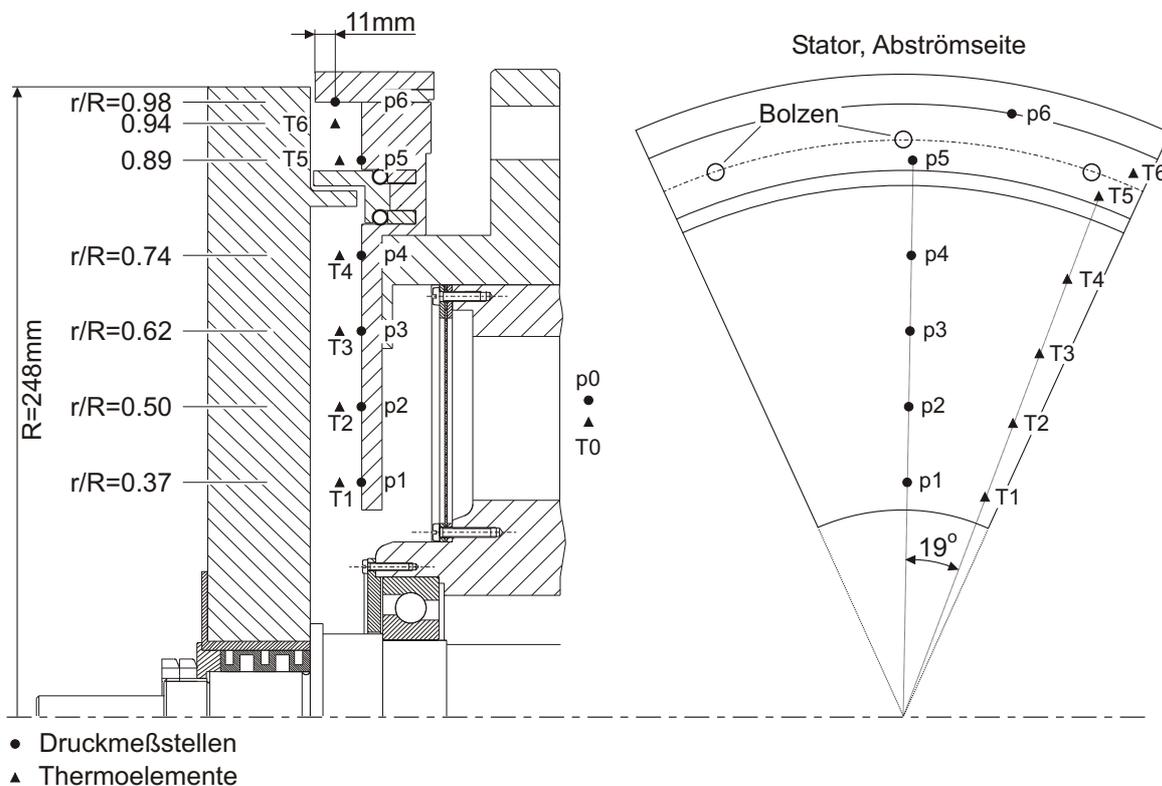


Abb. 5.20: Instrumentierung des radial durchströmten Radseitenraums

niert (Kap. 2.4.3), um den mit der IDLS-Methode durchgeführten direkten Nachweis eines Heißgaseintritts in den Radseitenraum zu unterstützen. Die Zustandsgrößen in diesem Bereich der Meßstrecke dienen außerdem der Berechnung dimensionsloser Kenngrößen wie z.B. der Umfangs-Reynoldszahl oder des Drehmomentenbeiwertes. Ebenfalls in radialer Richtung angeordnet sind mehrere Thermoelemente, mit deren Hilfe die Aufheizung der Kühlluft infolge Reibung überwacht werden kann. Angemerkt sei an dieser Stelle jedoch, daß mit Hilfe der eingesetzten Thermoelemente einfacher Bauform eine Temperatur gemessen wird, die zwischen der wahren und der totalen Temperatur liegt, und daher eine exakte energetische Beschreibung des Systems mit Hilfe dieser Temperaturmessung nicht möglich ist (vgl. Kap. 5.6). Da im Fall der vorhandenen Geschwindigkeitsgradienten und der starken Turbulenz auch eine präzise Korrektur ausgeschlossen ist, stützt sich die Beschreibung der Radseitenaufheizung gänzlich auf die Messung des Reibmomentes.

Für den axial überströmten Radseitenraum innerhalb des Vordralldüsen systems wurde die in Abb. 5.21 gezeigte Instrumentierung gewählt. Um die Strömungsgeschwindigkeit am Austritt der Vordralldüsen und damit die unter idealen Voraussetzungen zwischen Vordrallplatte und Rotorscheibe zu erwartenden Geschwindigkeiten bestimmen zu können, mußten Druck- und Temperaturmeßstellen stromauf (Totaldruck p_0 , $p_{11} - p_{16}$, Totaltemperatur $T_0 - T_2$) und stromab (statischer Druck $p_2 - p_6$, p_9) der Vordralldüse angebracht werden. Die Bestimmung der Austrittsgeschwindigkeit erfolgte mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung, der Energie- und der idealen Gasgleichung sowie unter der Annahme einer polytropen Expansion in der Düse. Druck- und Temperaturmessung stromauf der Düse

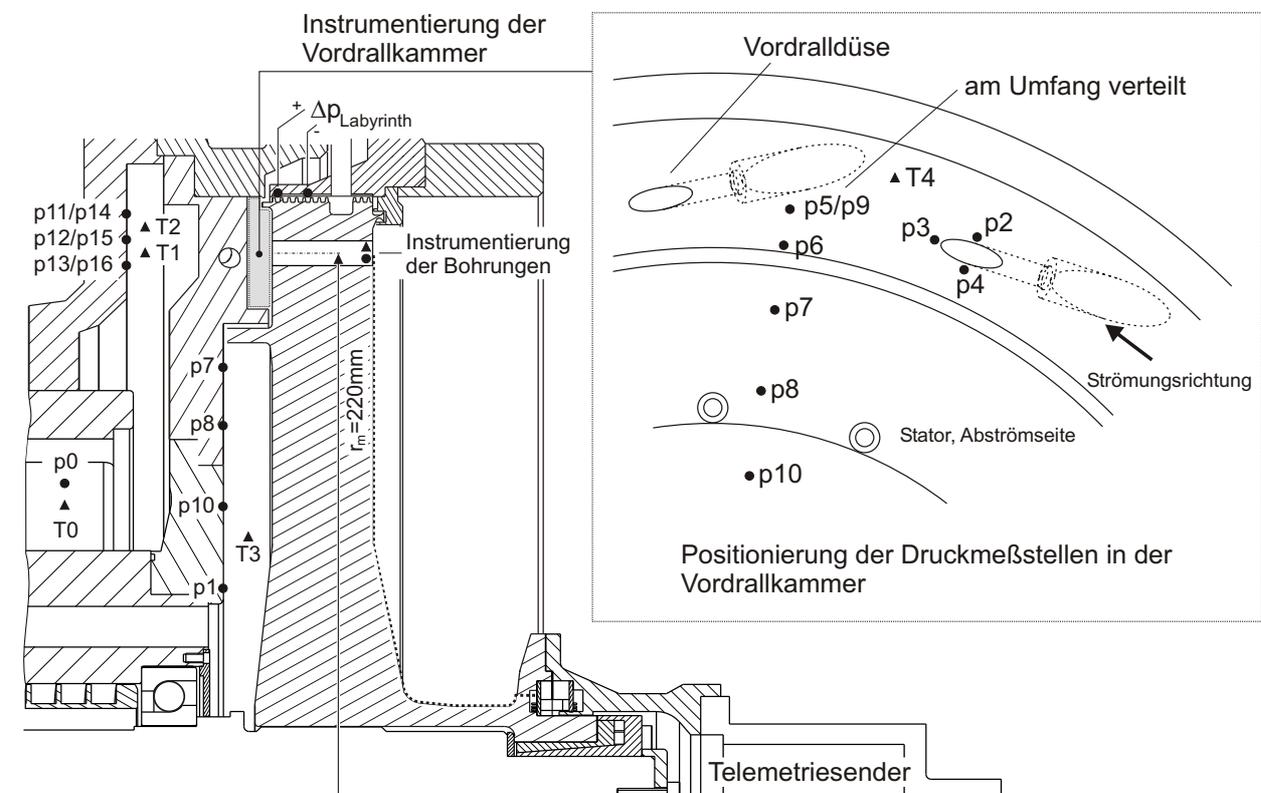


Abb. 5.21: Instrumentierung des Vordralldüsen systems

fanden auf mehreren Radien sowie an unterschiedlichen Umfangspositionen statt. Die Positionierung der stromauf gelegenen Meßstellen hatte einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Meßwert. Im Gegensatz hierzu ist in dem zwischen Vordrallplatte und Rotor gelegenen Radseitenraum durchaus mit radialen und tangentialen Druckgradienten zu rechnen. Instrumentiert wurde deshalb auf der Statorseite an mehreren radialen Positionen, im Nahbereich eines Düsenaustritts sowie zwischen zwei benachbarten Düsen. Die radiale Position des Düsenaustritts und die Position der Druckerbohrungen wurden in Abhängigkeit der untersuchten axialen Spaltweite s , d.h. des Abstandes zwischen Düsenaustritt und Rotorscheibe, variiert. Die Position der jeweiligen Druckmeßstelle kann Tabelle 5.3 entnommen werden.

Um eine Leckage über das zwischen Rotorscheibe und Gehäuse gelegene Durchblicklabyrinth zu verhindern, wurde die Meßstrecke wie in Kap. 4.1.1.2 beschrieben mit einem entsprechenden Sperrluftmassenstrom beaufschlagt. Die Mengenregulierung dieses zusätzlichen Luftstromes erfolgte unter Zuhilfenahme einer hochgenauen Differenzdruckmessung an zwei unterschiedlichen Winkelpositionen. Die für eine Differenzdruckmessung erforderlichen Druckmeßstellen sind in Abb. 5.21 ebenfalls eingezeichnet.

Die im überströmten Radseitenraum angeordneten Thermoelemente ($T3$, $T4$) dienen le-

Düse - stromauf				
Meßstelle	radiale Position $r[mm]$			Umfangsposition
$p11$	234.0			am Düseneintritt positioniert
$p12$	246.5			
$p13$	259.0			
$p14$	234.0			mittig zwischen zwei benachbarten Düsen positioniert
$p15$	246.5			
$p16$	259.0			
Düse - stromab				
Meßstelle	radiale Position $r[mm]$			Umfangsposition
	$s = 5 \text{ mm}$	$s = 10 \text{ mm}$	$s = 24 \text{ mm}$	$p9$ gegenüber $p5$ um 30° gedreht
$p3/p5/p9$	220.4	221.7	229.7	
$p6$	204.6	204.6	204.6	
$p7$	184.6	184.6	184.6	
$p8$	154.6	154.6	154.6	
$p10$	107.6	107.6	107.6	
<p>$p3$, $p5$ und $p9$ liegen auf dem jeweiligen Teilkreisradius des Düsenaustritts Weglänge von $p3$ nach $p5$ auf dem Teilkreis: 57.04 mm ($s = 10 \text{ mm}$) $p2$-$p4$ sind in einem Abstand von 1 mm von der Düsenöffnung entfernt angeordnet</p>				

Tab. 5.3: Positionierung der Meßstellen im Vordralldüsenystem

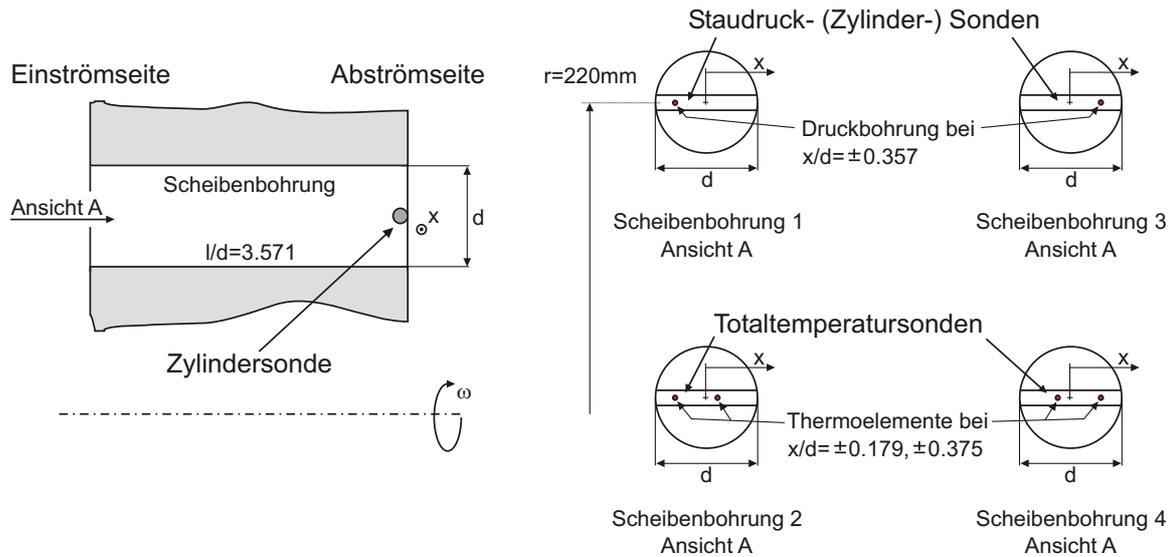


Abb. 5.22: Instrumentierung der Receiverbohrungen

diglich dem Zweck einer Überwachung. Die exakte Messung der Totaltemperatur und damit die Erfassung der Radseitenaufheizung erfolgte innerhalb der Rotorbohrungen mit Hilfe der in Kap. 5.6 beschriebenen Zylindersonden. Die Lage der beiden Totaltemperatursonden sowie die Verteilung der Sondenöffnungen am Bohrungsausritt sind Abb. 5.22 zu entnehmen. Temperaturen wurden an unterschiedlichen Positionen gemessen. Die Diskussion der Kühlluftwärmung erfolgt in Kap. 6.2.2 anhand arithmetisch gemittelter Werte.

Aus Abb. 5.22 geht ebenfalls hervor, an welchen Stellen eine Totaldruckmessung stattfand. Um die Anströmrichtung einer Rotorbohrung abschätzen zu können, erfolgte diese auf der Saug- und Druckseite einer Rotorbohrung.

Die etwa 10 mm langen, 4 mm breiten und 1.5 mm dicken Miniaturdrucksensoren vom Typ Kulite LQ-125 (1.7 barA) wurden in Bohrungseinsätze aus einer hochfesten Aluminiumlegierung eingebaut. Die Einbauorientierung der Sensormembran wurde vertikal gewählt, um den Zentrifugaleinfluß auf das Meßgebersignal auf ein vernachlässigbares Maß zu minimieren. Der Drucksensor ist durch den Aluminiumeinsatz sowie diverse Dichtungen konstruktiv von der Umgebung isoliert. Die notwendige Verbindung mit der Zylinderdrucksonde am Ende der Rotorbohrung erfolgt über entsprechende Kanäle im Aluminiumeinsatz.

Die Anschlußleitungen der Thermoelemente und der Kulite-Miniaturdrucksensoren sind in 0.6 mm breiten und 0.6 mm tiefen Nuten in der abströmseitigen Rotoroberfläche verlegt. Die Nuten verlaufen in radialer Richtung und enden auf einem Scheibenradius von ca. $r = 116$ mm. Die Leitungen sind unterhalb dieser Position auf der Rotoroberfläche verklebt und über lösbare Steckkontakte mit dem Telemetriesender verbunden.

Der experimentellen Untersuchung ging eine in situ Kalibrierung des Meßsystems voraus. Dabei wurden die Sensoren an den Telemetriesender angeschlossen, der Abgriff des Meßsignals erfolgte am Spannungsausgang des Telemetrieempfängers. Alle Kanäle

wurden auf einen Meßbereich von 0° bis 100° abgeglichen. Als Referenzstellen dienten dabei Eisbad ($T = 0^\circ C$) und siedendes Wasser ($T \approx 100^\circ C$). Die notwendige Verstärkung der Senderelektronik sowie Nullpunktgleich der Empfängerelektronik wurden für die angeschlossenen Thermolemente individuell angepaßt. Die Eichung der angeschlossenen Kulite-Drucksensoren erfolgte mit Hilfe eines Wasser-Manometers und eines weiteren Drucksensors. Die Sensoren waren während diesen Messungen in einem Druckbehälter installiert.

5.8 Drehmomentenmessung

Die Drehmomentenmessungen wurden mit zwei kommerziell erhältlichen, auf unterschiedliche Meßbereiche angepaßten Meßwellen durchgeführt (siehe Tabelle A.1, Anhang A.2.4).

Die in Abb. 5.23 gezeigte Integration der Drehmomentenmeßwelle zwischen Antrieb und Rotor erfordert eine Korrektur der Ergebnisse, da in der gewählten Anordnung der Dehnmeßstreifen das durch die Lagerreibung erzeugte Moment dem eigentlichen Meßsignal überlagert wird. Eine Beeinflussung des Meßsignals erfolgt außerdem durch die Auswuchtbohrungen, welche auf der stromab gelegenen Seite der Rotorscheiben positioniert sind. Da eine exakte Bestimmung beider Anteile auf der Grundlage von Korrelationen nicht möglich ist, mußten die Lagerreibung und das durch die Bohrungen verursachte Drehmoment im Vorfeld der eigentlichen Untersuchungen experimentell bestimmt werden.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Messungen, sowie der exakten Vorgehensweise bei der in diesem Zusammenhang stehenden Korrektur der Meßdaten erfolgt im Anhang (A.2) dieser Arbeit.

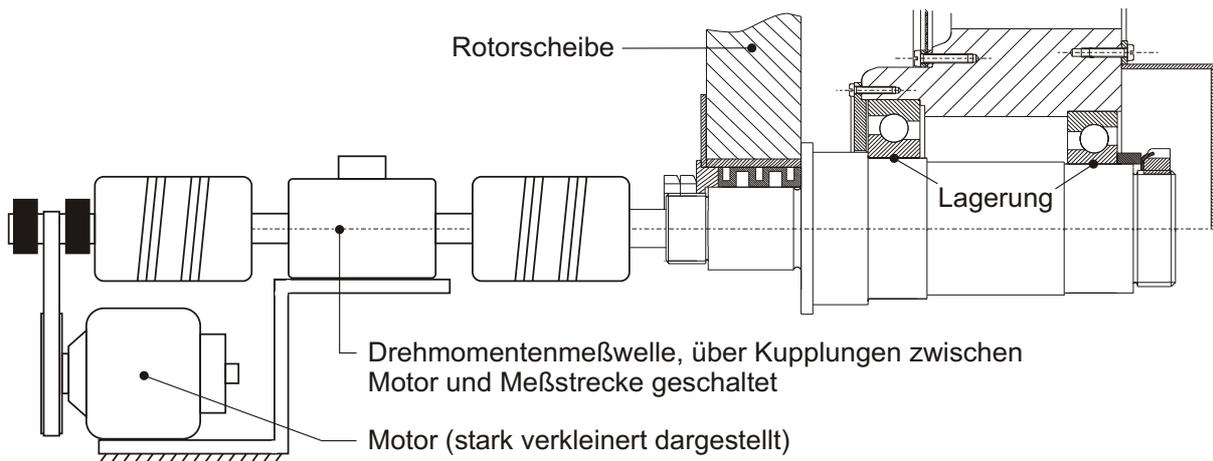


Abb. 5.23: Anordnung der Drehmomentenmeßwelle

6 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse einer experimentellen Untersuchung gezeigt, deren Inhalt die Charakterisierung der Strömung und des Reibungsverlustes in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen ist. Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt dabei getrennt für eine zentrale und eine periphere Zufuhr von Kühlluft. In den beiden Teilabschnitten "radial durchströmter Radseitenraum" und "Vordralldüsensystem" wird zunächst die jeweilige Strömung detailliert beschrieben, um anschließend die maßgeblichen Effekte und Verlustmechanismen herausstellen zu können. Diese Ergebnisse bilden die Grundlage für die abschließende Diskussion globaler Kenngrößen.

In Abb. 6.1 ist die systematische Unterteilung der experimentellen Resultate übersichtlich dargestellt. Das Schaubild kann als Orientierung zum schnellen Auffinden der interessierenden Daten genutzt werden.

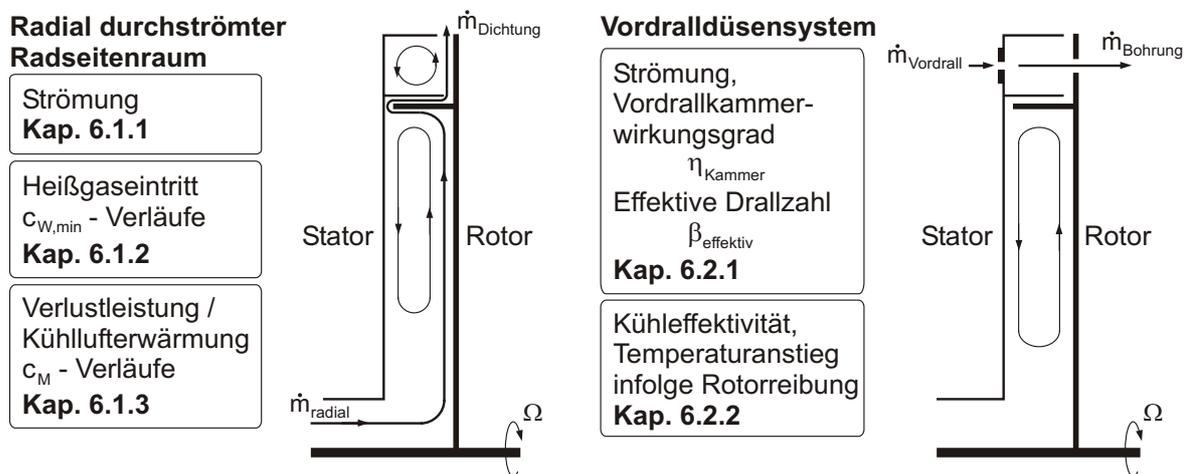


Abb. 6.1: Systematisierung der Ergebnisse

6.1 Radial durchströmter Radseitenraum

6.1.1 Charakterisierung der Strömung mit und ohne Rotortaschen

Die Messung der Strömungsgeschwindigkeiten erfolgte im radial durchströmten Rotor-Stator System in allen Betriebspunkten zwischen innerer und äußerer Dichtlippe und damit in unmittelbarer Umgebung der Rauigkeitselemente (siehe Abb. 4.1 und 5.3). Mit dem in Kap. 5.3 beschriebenen Drei-Komponenten LDA-System konnten Geschwindigkeiten in allen Raumrichtungen und darüber hinaus phasenaufgelöst erfasst werden.

Die Präsentation der Geschwindigkeitsfelder im Radseitenraum zeigt für die unterschiedlichen Betriebsparameter nachdrücklich die Anwendbarkeit der LDA-Meßtechnik in der Versuchsanlage. Die mit dieser optischen Meßmethode prinzipiell verbundenen Probleme,

wie z.B. die Ablagerung von Seedingpartikeln und dem daraus resultierenden unerwünschten Streulicht konnten durch verschiedene Optimierungsmaßnahmen gelöst werden. Speziell konnten Messungen im wandnahen Bereich durchgeführt werden, die mit dem üblichen Standardaufbau unmöglich sind. Andere Meßtechniken wie z.B. PIV (Particle Image Velocimetry) oder aber auch numerische Simulationen könnten hier die schon erlangten Erkenntnisse ausbauen bzw. komplettieren.

Die Ergebnisse zeigen, daß das dreidimensionale Strömungsfeld, welches sich aufgrund der eingesetzten Rauigkeitselemente am Stator ergibt, wegen der fixen Winkelposition der Meßebene zweidimensional erfaßt wird. Der Grund für diese Einschränkung liegt in der Zielsetzung dieser Arbeit, die in direktem Zusammenhang mit den rotierenden Kammern stehenden Effekte schwerpunktmäßig zu untersuchen. Der Erfassung lokaler Strömungsstrukturen im Nahbereich der Rotortaschen wurde daher anstelle einer vollständigen Vermessung der Bolzenumströmung der Vorzug gewährt.

Um die auf die Rotortaschen zurückzuführenden Strömungseffekte herauszustellen, bietet sich eine im Rotorwinkel aufgelöste Darstellung der Ergebnisse an. Ein kompakteres Gesamtbild der in Abhängigkeit von der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und des dimensionslosen Massenstroms c_w entstehenden Strömung ist jedoch besser zu vermitteln, wenn vorhandene Schwankungsgrößen zunächst vernachlässigt und die Strömungsgeschwindigkeiten als über den Scheibenumfang gemittelte Werte präsentiert werden. Diese Vorgehensweise ist insbesondere dann berechtigt, wenn die Störungen klein im Verhältnis zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit sind. Trotz des Zieles dieses Abschnitts, auch zeitliche Variationen in der Strömung zu lokalisieren, wurde deshalb in den nachfolgenden Abbildungen (Abb. 6.2 und Abb. 6.3) eine graphische Bearbeitung der Ergebnisse in der r,z -Ebene einer winkelaufgelösten Auftragung vorgezogen.

Die Darstellung der Axial- sowie der Radialgeschwindigkeiten erfolgt dabei im r,z -Feld in Form von Vektoren. Umfangsgeschwindigkeiten, bzw. Kernrotation und kinetische Energie erscheinen als Graustufen Konturplot. Die axiale Spaltweite beträgt in Abb. 6.2 und 6.3 außen einheitlich 1 mm ($G_c = 0.004$) und am inneren Spalt 2.2 mm ($G_{c,i} = 0.089$). Um die Wirkung von stationären Rauigkeitselementen zu demonstrieren, ist der Zwischenraum mit $N = 19$ Bolzen der Länge 10 mm sowie dem Durchmesser 6 mm bestückt.

Der meßtechnisch zugängliche Bereich erstreckt sich in radialer Richtung von der Fenster-scheibe (erster Meßpunkt im Abstand 1.7 mm vom Innenrand der Glasscheibe, $x \approx 0.97$) bis zur inneren Dichtlippe (letzter Meßpunkt im Abstand 0.6 mm!, $x \approx 0.87$). Die rotornächste axiale Meßebene befindet sich in der gewählten Anordnung der LDA-Sonden (siehe Abb. 5.2, $\Delta\mu = 0$) ca. 4 mm von der Scheibe entfernt ($z/s = 0.2$). Um Geschwindigkeitsinformationen mit hoher lokaler Auflösung zu erhalten, erfolgten die Messungen in maximal sechs axialen Ebenen (Abstand 2.2 mm), innerhalb derer jeweils 21 radiale Meßpositionen (Schrittweite 1.3 mm) angefahren wurden. Die drei Geschwindigkeitskomponenten sind als zeitlich gemittelte Werte eingetragen.

In Abb. 6.2(a) sind die bei einer Umfangs-Reynoldszahl von $Re_\varphi = 1.26 \cdot 10^6$ und einem Druckverhältnis von $\pi = 1.0$, d.h. ohne überlagerten radialen Massenstrom gemessenen Kernrotationsfaktoren $\beta = v_t/\Omega \cdot r$ dargestellt. Als Rotor wurde eine Scheibe mit Taschen

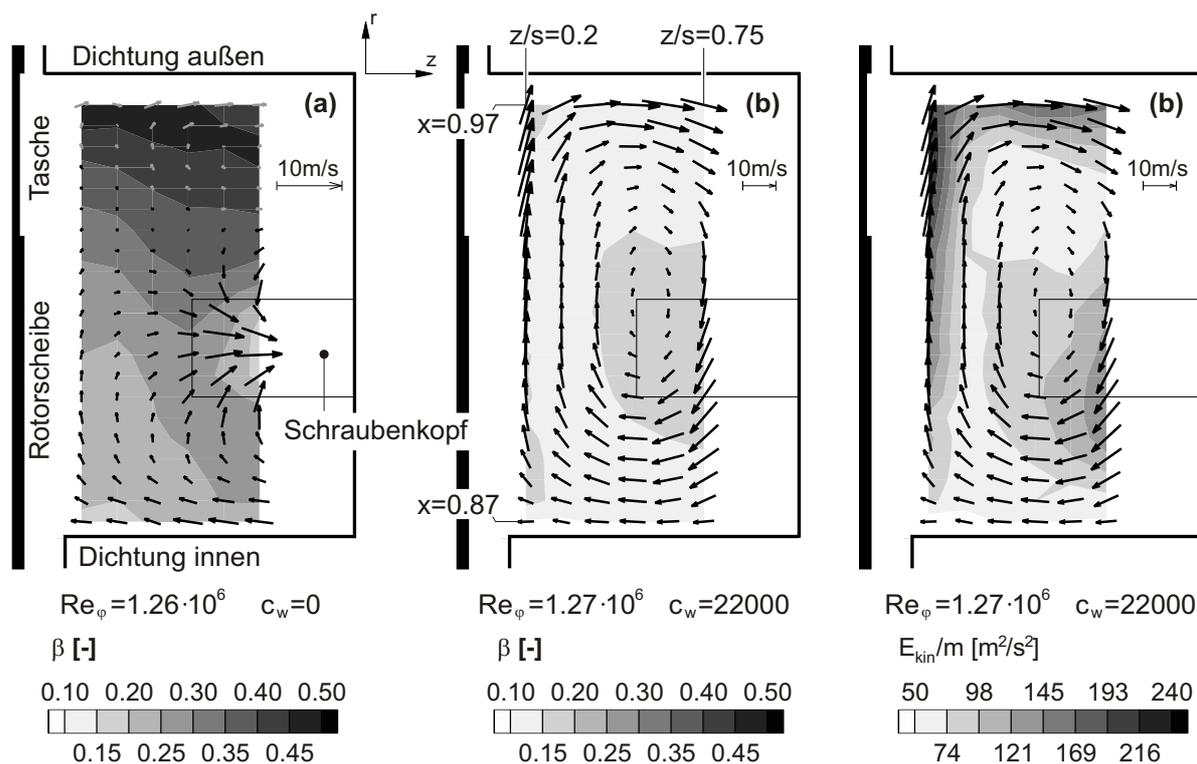


Abb. 6.2: Kernrotation bei einer Umfangs-Reynoldszahl $Re_\varphi \approx 1.26 \cdot 10^6$ (a) ohne bzw. (b) mit überlagerter Luftströmung ($\lambda_{turb} = 0.29$)

(Kammertiefe 20 mm, scharfkantig) eingesetzt.

Die Umfangsgeschwindigkeiten nehmen ausgehend von einem Minimum an der inneren Dichtlippe ($\beta \approx 0.15$) stetig zu und erreichen ihr Maximum im Bereich der äußeren Dichtlippe ($\beta \approx 0.5$). Starke Geschwindigkeitsgradienten in z -Richtung existieren nur im Einflußbereich der Schraubenköpfe. An dieser Stelle sei angemerkt, daß sich die Meßebeine in allen Versuchen an der selben Stelle befindet, d.h. die relative Position der Meßebeine zu den Bolzen nicht geändert wurde (Abb. 5.3).

Abgesehen von einer deutlichen, durch die eingesetzten Rauigkeitselemente am Stator verursachten Umlenkung zeigt Abb. 6.2(a) nur eine schwache Sekundärströmung. Diese ist durch eine Strömung im Bereich der äußeren Dichtlippe in Richtung Stator gekennzeichnet, sowie durch eine Rückströmung an der inneren Berandung in Richtung des Rotors. Eine radial nach außen gerichtete Strömung ist innerhalb der rotornächsten Axialebene nur schwach ausgeprägt. Eine Pumpwirkung der rotierenden Scheibe scheint deshalb in diesem Bereich der Meßstrecke vernachlässigbar. Weitaus interessanter ist in diesem Zusammenhang die von innen nach außen stetig abnehmende Radialkomponente in Verbindung mit einer zunehmenden Kernrotation. Aus diesem Ergebnis folgt eine starke Umlenkung bzw. Beschleunigung der nur schwach nach "außen" getriebenen Luft in Umfangsrichtung. Aus dem im Vergleich zum übrigen Meßbereich stärkeren Geschwindigkeitsgefälle im Bereich der Rotortaschen folgt außerdem, daß die Ursache des beobachteten Impuls- und Energieeintrags in diesen Rauigkeitselementen zu suchen ist.

Abb. 6.2(b) zeigt das Geschwindigkeitsfeld bei einer Umfangs-Reynoldszahl von $Re_\varphi = 1.27 \cdot 10^6$ und einer dimensionslosen Durchflußrate von $c_w = 22000$ ($\lambda_{turb} = 0.29$). Die Umfangsgeschwindigkeiten liegen in diesem Betriebspunkt im Mittel bei nur etwa 40 % des Wertes, der im Fall der freien Strömung ohne überlagertem Massenstrom ermittelt wurde. Es kann daher festgehalten werden, daß die Kernrotation als Folge der überlagerten Kühlluftströmung deutlich herabgesetzt wird, und daß diese Beobachtung in qualitativer Übereinstimmung mit Messungen in einem durchströmten Rotor-Stator System ohne innere Dichtlippe ist (vgl. Kap. 2.4.1, Abb. 2.6).

Aus Abb. 6.2(b) wird außerdem deutlich, daß durch die Überlagerung einer radialen Strömung weitaus stärkere Sekundärströmungen induziert werden. Dabei scheint das Strömungsmedium um einen zentral gelegenen Kern zu rotieren, in dem Radial- und Axialkomponenten minimiert sind, und dessen Umfangsgeschwindigkeit in etwa 50 % größer ist als in der umliegenden Berandung. Die in dieser Meßebeane komplett dreidimensional ausgebildete Strömung, die einer Spirale ähnlich ist, führt im Bereich des Kerns zu einem abgelösten Strömungsmuster und erscheint zunächst fragwürdig. Eine mögliche Erklärung ist jedoch in Abb. 6.2(b) rechts zu erkennen, in der Flächen gleicher kinetischer Energie an den Berandungen der Meßebeane aufgetragen sind. Diese könnten Indiz dafür sein, daß ein Energieeintrag nicht mehr wie im zuerst besprochenen Fall sehr direkt und ungestört verläuft, sondern durch einen "Verdrängungseffekt" des überlagerten Massenstroms entlang der Berandungslinien von äußerer Dichtlippe und Statorseite erfolgt. Die Zunahme der Kernrotation bei kleiner werdendem Radius ist somit durch die Drehimpulserhaltung in einer Strömung zu begründen, die der Form eines Potentialwirbels entspricht (siehe auch Abb. 6.4, rechts). An dieser Stelle muß nochmals betont werden, daß die Betrachtung sämtlicher Geschwindigkeiten, wenngleich sie im Bezug auf den Rotor winkelaufgelöst ermittelt werden, lediglich an einer einzigen Winkelposition relativ zu den Bolzen erfolgt. Die Ergebnisse stellen deshalb nur einen 2-D-Schnitt durch die ansonsten dreidimensionale Umströmung dieser Elemente dar. Die vollständige Beschreibung der Radseitenströmung mit Bolzen ist somit nur eingeschränkt möglich. Unsicherheiten bezüglich einer eindeutigen Aussage sind außerdem durch den auf der Statorseite eingeschränkten Meßbereich gegeben, der trotz des schweren optischen Zugangs größtmöglich ausfiel.

Abb. 6.3 beschreibt den Effekt einer höheren Reynoldszahl $Re_\varphi \approx 2.5 \cdot 10^6$ bei gleichbleibender Durchflußrate $c_w = 22000$ ($\lambda_{turb} \approx 0.17$, vgl. Abb. 6.2). Die geometrischen Randbedingungen sind identisch mit denen der beiden vorherigen Meßreihen bei $Re_\varphi \approx 1.26 \cdot 10^6$, wenngleich nur fünf axiale Meßebenen "abgefahren" wurden. Die statornächste Meßebeane (Meßebeane 5) befindet sich 3.3 mm von Meßebeane 4 entfernt.

Für den neuen Betriebspunkt stellen sich qualitativ ähnliche Sekundärströmungsstrukturen wie im zuvor untersuchten Fall bei $Re_\varphi \approx 1.26 \cdot 10^6$ ein. Der turbulente Strömungsparameter, welcher die Kernrotation maßgeblich bestimmt, liegt jedoch bei $\lambda_{turb} = 0.173$ (Rotortaschen) bzw. bei $\lambda_{turb} = 0.165$ (glatter Rotor) und damit niedriger als im zuvor diskutierten Fall. In Übereinstimmung mit der Theorie von Owen (1988) und den experimentellen Ergebnissen von Daily et al. (1964), wonach die ins Verhältnis zur Rotorgeschwindigkeit gesetzten tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten mit abnehmendem

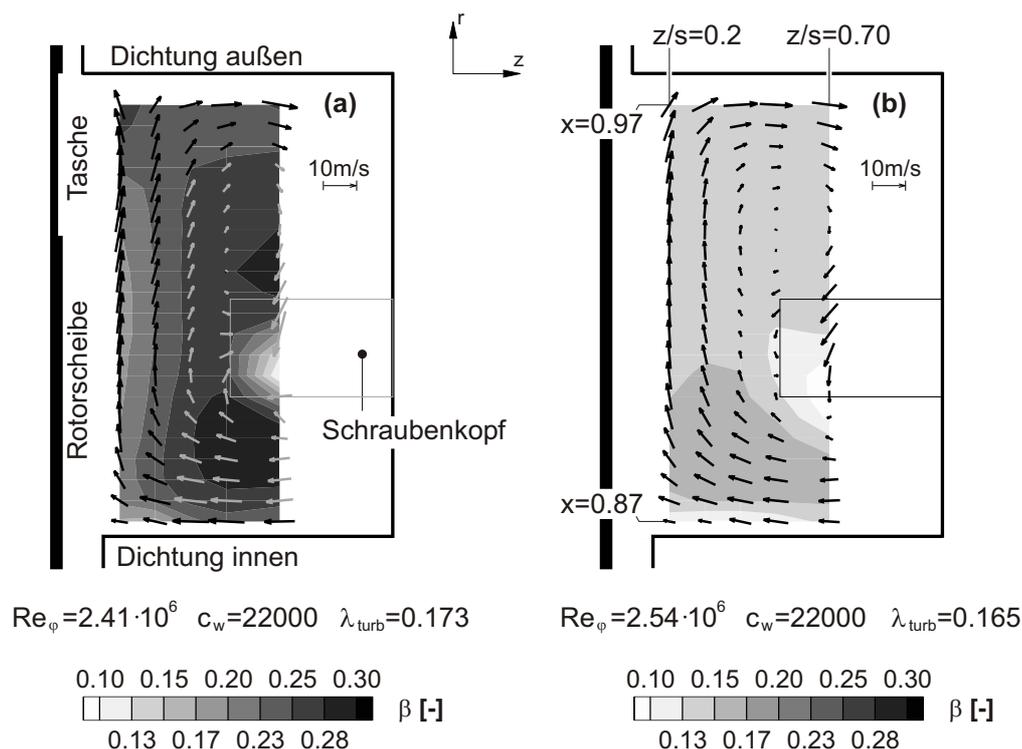


Abb. 6.3: Kernrotation bei einer Umfangs-Reynoldszahl $Re_\varphi \approx 2.5 \cdot 10^6$ ($\lambda_{turb} \approx 0.17$) - (a) mit bzw. (b) ohne Rotortaschen

Verhältnis von durchgesetztem Massenstrom zur Rotordrehzahl ($\lambda_{turb} = c_w / Re_\varphi^{0.8}$) steigen, liegen die Kernrotationsfaktoren über den in Abb. 6.2(b) gezeigten Werten.

Sehr viel deutlicher als bei einem Vergleich für verschiedene λ_{turb} wird der Unterschied zwischen den gemessenen Umfangsgeschwindigkeiten, wenn die Meßwerte der Untersuchung mit rauhem Rotor den Ergebnissen einer Messung ohne Rotortaschen gegenübergestellt werden (Abb. 6.3). Von potentieller Bedeutung für den Heißgaseintritt und die Reibleistung ist die im Vergleich zum Resultat mit rauher Scheibe stark reduzierte tangentielle Strömungsgeschwindigkeit, die maximal nur etwa 16% der Scheibengeschwindigkeit beträgt (Abb. 6.3(b)). Die Funktion der Scheibe als "Antrieb" für die Radseitenströmung ist in diesem Rotor-Stator System drastisch eingeschränkt, und die zuvor beobachtete starke Umlenkung der Strömung in Umfangsrichtung bleibt aus. Aus der in Abb. 6.3 gezeigten niedrigeren Kernrotation bei glatter Rotoroberfläche folgt ein schwächerer Energieeintrag in die Strömung, der wiederum für eine im Vergleich zur Anordnung mit Rotortaschen geringeren Radseitenerwärmung verantwortlich gezeichnet werden kann. Letzterer Effekt spiegelt sich in einer geringfügig höheren Reynoldszahl Re_φ , welche mit der innerhalb des äußeren Radseitenraums bestimmten kinematischen Viskosität ν , d.h. mit der in diesem Teil der Meßstrecke gemessenen Kühllufttemperatur berechnet wurde.

Um den Einfluß der rotierenden Kammern auf das Strömungsfeld detaillierter zu untersuchen, wurden weitere Meßreihen im Wandbereich des Rotors durchgeführt. Gleichzeitig wurden die am Stator anfänglich eingesetzten Rauheitselemente entfernt, um eine durch diese Elemente verursachte Störung der Strömung zu vermeiden. Durch eine geänderte

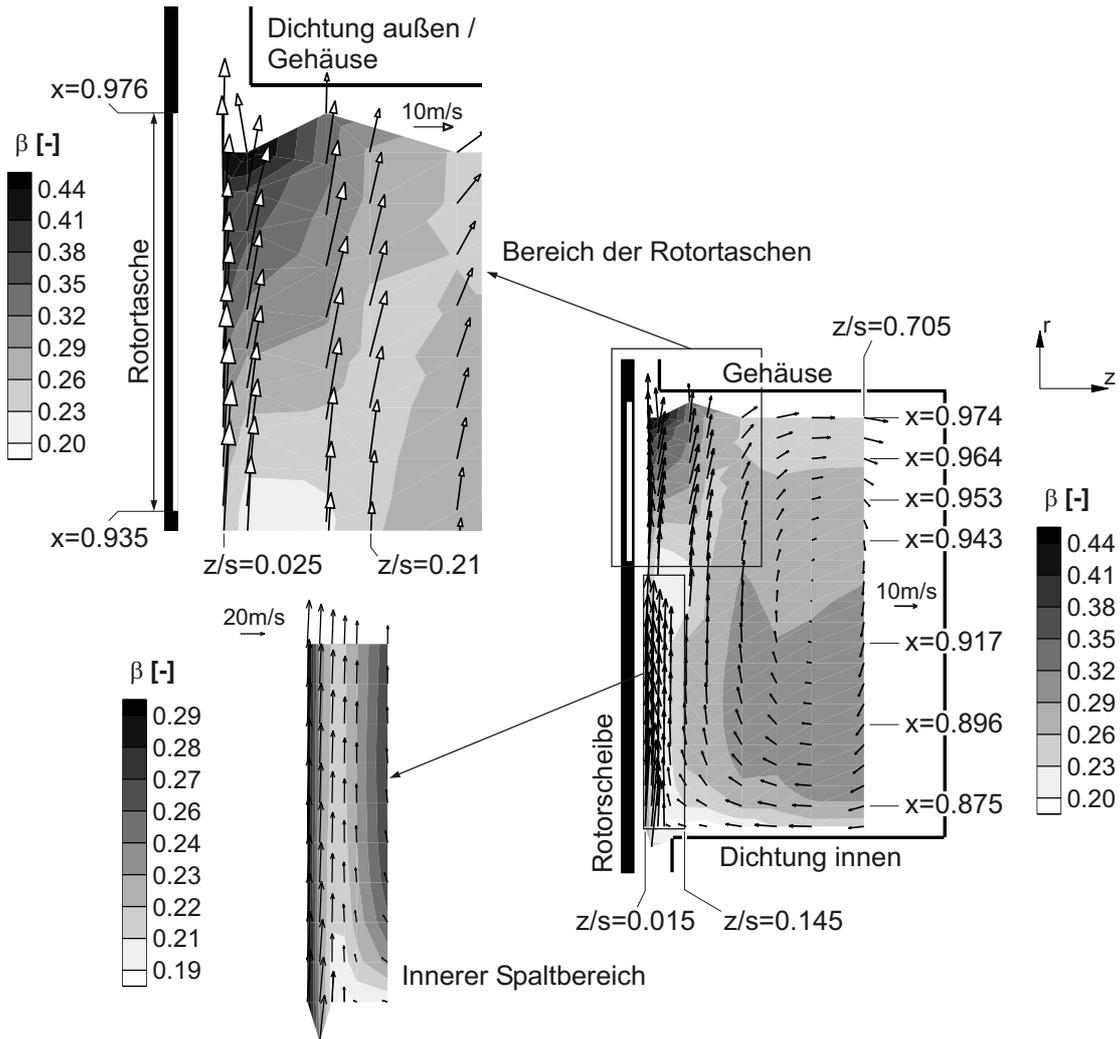


Abb. 6.4: Strömungsgeschwindigkeiten im Wandbereich des Rotors - $Re_\varphi \approx 2.4 \cdot 10^6$; $\lambda_{turb} \approx 0.17$

Anordnung der LDA-Meßsonden ($\Delta\mu > 0$, Abb. 5.2) konnte das Meßvolumen näher an der rotierenden Scheibe positioniert werden, wodurch Messungen am Austritt des inneren Dichtspalts als auch im unmittelbaren Bereich der sich im Rotor befindlichen Rauigkeitselemente ermöglicht wurden (siehe Abb. 6.4).

Im vergrößert dargestellten Kammerbereich (links oben) ist deutlicher als im Strömungskern der Einfluß der Rotortaschen auf die Umfangskomponente der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten zu erkennen. Die dargestellten r, φ -Meßebenen befinden sich in axialen Abständen von 0.5, 1.1, 3.1, 4.2 und 6.4 mm zum Rotor ($z/s = 0.025..0.32$). Die Schrittweite in radialer Richtung beträgt 1 mm.

Auf einer radialen Weglänge, die der Kammerhöhe entspricht (ca. 10 mm) wird die Strömung von knapp 35 m/s auf 65 m/s beschleunigt. Durch eine Umlenkung an der äußeren Dichtlippe wird der schon oben beschriebene toroidale Sekundärwirbel induziert. Gleichzeitig findet hierdurch ein Energieeintrag ins Innere des Radseitenraums statt, woraus im Vergleich zur Anordnung mit glattem Rotor größere Kernrotationsgeschwindigkeiten re-

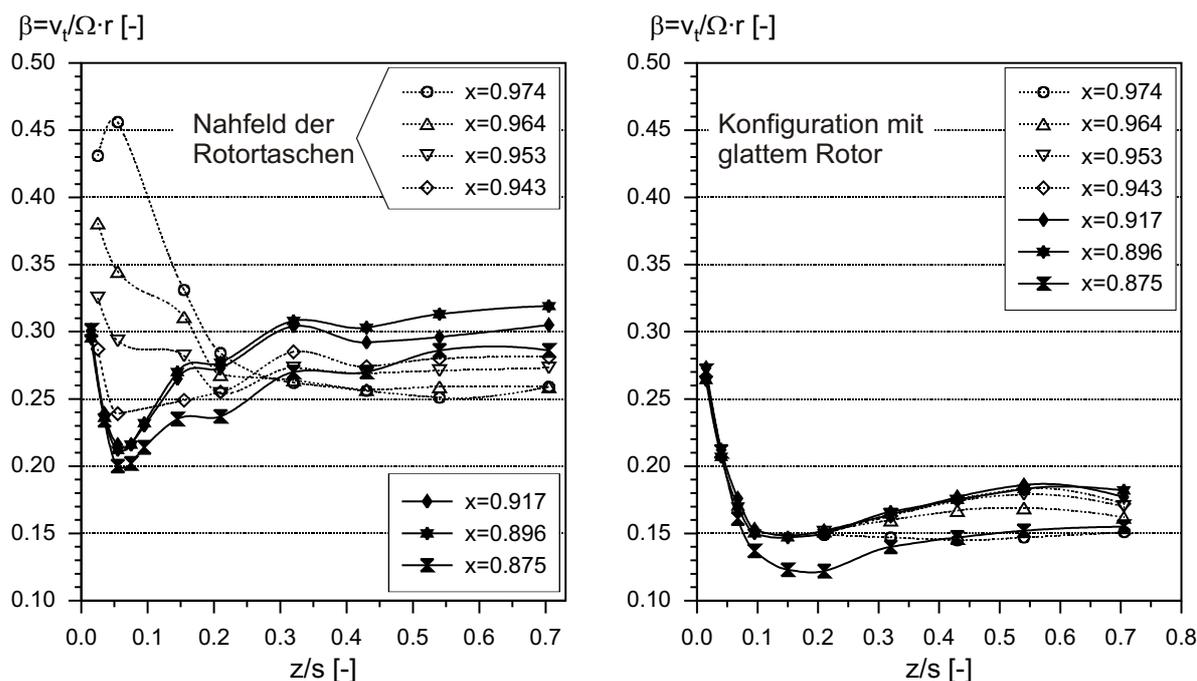


Abb. 6.5: Auf unterschiedlichen Radien $x = r/R$ gemessene tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten - Auftragung über dem axialen Abstand zur Rotorscheibe z/s

sultieren (siehe auch Abb. 6.5).

Das Ergebnis der Messung, die am Austritt des inneren Dichtspalts durchgeführt wurde, ist im unteren, linken Bildrand (Abb. 6.4) gezeigt. Der Abstand der linken Meßebeine (Meßebeine 1) zum Rotor beträgt lediglich ca. 0.3 mm ($z/s = 0.015$), der Abstand der Ebenen untereinander 0.4 mm. Die Schrittweite in radialer Richtung ist 1.3 mm.

Die Strömung, die in der Grenzschicht des Rotors noch durch hohe Umfangsgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist, wird in positiver z -Achsenrichtung zunehmend abgebremst. Maßgebliche Ursache dieser Verzögerung in Umfangsrichtung ist eine Interaktion mit dem zugeführten Kühlluftstrom. Dieser bildet am Austritt der inneren Dichtung eine Art "wall jet", in dem die Umfangskomponente minimiert und die Radialkomponente (in Abhängigkeit des durchgesetzten Massenstromes) maximal ist. Eine axiale Bewegung ist in diesem Bereich vernachlässigbar.

Aufgrund der hohen Rotationsgeschwindigkeiten des zwischen innerer und äußerer Dichtlippe gelegenen Kerns ist bei weiterer Entfernung vom Rotor ein Wiederanstieg der Umfangskomponente zu erkennen. Der aus dem Kern zuströmende Fluidanteil wird beim Übergang in den "wall jet" in Umfangsrichtung abgebremst und anschließend in radialer Richtung nach außen transportiert. Im Einflußbereich der Kammern findet letztlich eine wiederholte Beschleunigung statt.

Der Vergleich der beiden Testfälle in Abb. 6.5 (vgl. Abb. 6.3) läßt die Schlußfolgerung zu, daß die Existenz größerer Umfangsgeschwindigkeiten innerhalb des äußeren Radseitenraumes das Hauptmerkmal der Anordnung mit rauhem Rotor ist. Ursache der erhöhten Rotationsgeschwindigkeiten und der größeren Geschwindigkeitsgradienten ist die

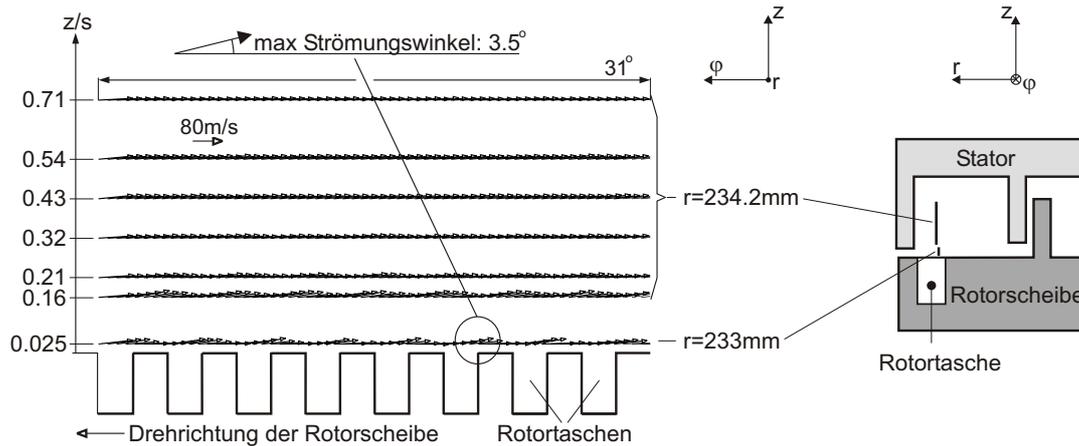


Abb. 6.6: Durch die Rotortaschen hervorgerufene Störungen in der Hauptströmung - $Re_\varphi \approx 2,4 \cdot 10^6$; $\lambda_{turb} \approx 0,17$

Interaktion der durch die Rauigkeitselemente induzierten Strömungsstrukturen mit der Rotorhauptströmung. Diese führt im äußeren Spaltbereich zu einer verstärkten Beschleunigung in Umfangsrichtung und zu einer Ablenkung der Kühlluft in Richtung Statorgehäuse. Der prinzipielle Charakter der Strömung im Kernbereich der äußeren Kammer wird durch die Kurven für $z/s > 0,3$ bestätigt. Dieser ist gekennzeichnet durch eine Zunahme der Umfangsgeschwindigkeiten mit kleiner werdendem dimensionslosen Radius zwischen $x = 0,896$ und $x = 0,974$ (Potentialwirbel) sowie einer reibungsbedingten Verzögerung der Strömung im Nahbereich der inneren Dichtung ($x = 0,875$).

Um lokale Strömungsstrukturen im Bereich der Rauigkeitselemente am Rotor sichtbar zu machen, ist in Abb. 6.6 eine Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten in der φ, z -Ebene gewählt (bei festem Radius r). Umfangs- und Axialgeschwindigkeiten sind dabei in vektorieller Form und im mitbewegten Bezugssystem dargestellt. Die Ergebnisse sind über ein Winkelsegment von 31° aufgetragen.

In kurzer Distanz zur Rotorscheibe ($z = 0,5 - 3$ mm) sind periodisch auftretende, synchron zu den Kammern verlaufende Störungen der zuvor beschriebenen Rotorströmung zu beobachten. Charakteristisch für dieses Strömungsbild ist, daß die Schwankungen auf einen wandnahen Bereich begrenzt sind und keine großen, abgelösten Verwirbelungen beobachtet werden können. Vielmehr "reitet" die Hauptströmung relativ ungestört über die Scheitelpunkte der Rauigkeitselemente. Sie gleicht daher der von Perry et al. (1969) beschriebenen "d-type rough-wall"- Strömungsform, für die die klassischen Zusammenhänge nach Nikuradse (1933) nicht mehr gelten (siehe Kap. 2.4.2). Die Beeinflussung der Strömung geht jedoch auch hier von einer durch die Taschengometrie und -anzahl festgelegten Rauigkeit aus. Mechanismen für die im Vergleich zur glatten Scheibe beobachteten höheren Umfangsgeschwindigkeiten sind die aus der Rauigkeit resultierenden höheren Scherkräfte im Bereich der Taschen als auch ein durch Ein- und Ausströmvorgänge gekennzeichnete Impulsaustausch. Der Transport der höheren Geschwindigkeiten über die Rotorgrenzschicht in den Radseitenraum der Meßstrecke wird dabei durch die in Abb. 6.6 gezeigte, durch die Rotortaschen angeregte Querbewegung in der Strömung

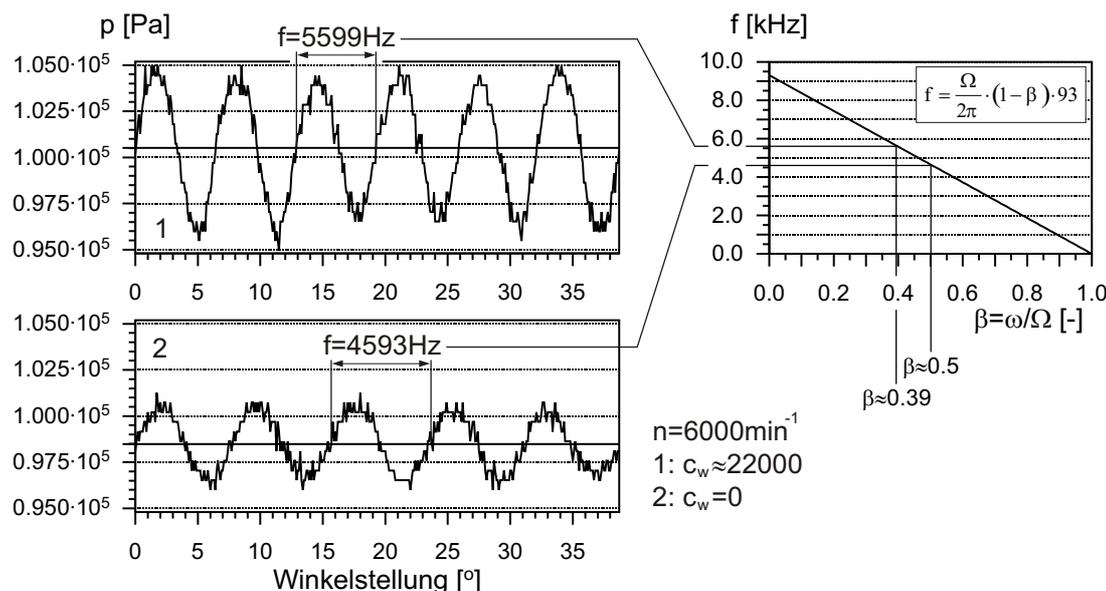


Abb. 6.7: Druckschwingungen im Bereich der äußeren Spaltdichtung

ermöglicht.

Die mit Hilfe der LDA-Meßtechnik gemessenen, periodisch auftretenden Schwankungen in der Strömungsgeschwindigkeit und ein während der Versuche mit Rotortaschen zunehmender Schallpegel sind Indizien dafür, daß in einem solchen Rotor-Stator System auch zeitliche Druckschwankungen auftreten können. Der aus dieser Tatsache resultierenden Fragestellung, inwieweit solche Effekte beispielsweise den Eintritt von Heißgas beeinflussen, wird im nachfolgenden Kapitel nachgegangen. Trotzdem seien schon an dieser Stelle Ergebnisse einer zeitlich hoch aufgelösten Druckmessung vorgestellt, aus der ein einfacher mathematischer Zusammenhang zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Schwingfrequenz hervorgeht. Desweiteren werden durch diese Ergebnisse die für eine Detektion eines Heißgaseintritts erforderlichen meßtechnischen Eigenschaften definiert.

Abb. 6.7 zeigt die bei einer Drehzahl $n = 6000 \text{ U/min}$ und bei zwei unterschiedlichen Durchflußraten c_w entstehenden Druckschwingungen zwischen innerer und äußerer Dichtung des Radseitenraums. Die Messung erfolgte mit Hilfe eines piezoresistiven Druckaufnehmers (Typ: Kulite XCS-062), der in der äußeren Dichtung installiert wurde. Das Signal des Aufnehmers wurde mit einer Analog-Digital-Wandlerkarte aufgenommen. Die Abtastrate wurde dabei so eingestellt, um das Signal bei jeweiliger Rotordrehzahl mit einer Schrittweite von 0.1° auflösen zu können. Obwohl der zeitlich gemittelte Meßwert bei vorhandenem Durchfluß ($c_w = 22000$) knapp über Umgebungsdruck liegt, existieren bei einer Schwingungsamplitude von annähernd $\Delta p = 10000 \text{ Pa}$ Bereiche, in denen der Absolutdruck mit ca. 5000 Pa weit unterhalb des Wertes liegt, bei dem ein Heißgaseintritt sicher ausgeschlossen werden kann. Soll ein kurzzeitiges Einströmen mit einer direkten Methode nachgewiesen werden (vgl. Kap. 5.5), dann muß die Arbeitsfrequenz der eingesetzten Meßapparatur über der in Abb. 6.7 gekennzeichneten Frequenz liegen. Letztere ist abhängig von der Winkelgeschwindigkeit des Rotors Ω , der Winkelgeschwindigkeit der

Strömung in unmittelbarer Umgebung der Rotortaschen ω , und der Anzahl der im Rotor befindlichen Rauigkeitselemente, die in der hier untersuchten Anordnung $N = 93$ beträgt. Die Signalfrequenz läßt sich mit folgender einfacher Gleichung beschreiben:

$$f = \frac{\Omega}{2\pi} \cdot (1 - \beta) \cdot 93 \quad (6.1)$$

Aus einer gemessenen Frequenz von $f = 5.6$ kHz folgt andererseits ein Kernrotationsfaktor von $\beta \approx 0.39$, der in guter Übereinstimmung mit den in Abb. 6.4 (linker, oberer Bildrand) gezeigten Werten ist. Ohne durchgesetzten Massenstrom ($c_w = 0$) vergrößert sich der mit Gl. 6.1 berechnete Wert auf $\beta \approx 0.5$. Ein vergleichbares Ergebnis wurde bereits in Abb. 6.2 bei geringerer Scheibengeschwindigkeit mit Hilfe der LDA-Meßtechnik experimentell ermittelt.

Die Gefahr einer Kühllufterwärmung geht in einem radial durchströmten Rotor-Stator System von einem Einbruch der heißen Rauchgase aus dem Primärkanal, als auch von Reibung an den Rotor-Stator Schnittstellen aus. Während in diesem Kapitel die charakteristischen Strömungseffekte in einem mit Rauigkeitselementen versehenen System herausgestellt wurden, muß deren quantitativer Einfluß auf die beiden Gefahrenquellen - Heißgaseintritt und Reibung - in den nachfolgenden Abschnitten noch bestimmt werden.

6.1.2 Kriterien zur Vermeidung von Heißgaseinbruch in den Rotor-Stator Zwischenraum

Die Bestimmung des minimal erforderlichen Sperrluftmassenstroms $c_{w,min}$ erfolgte zunächst für die in Abb. 4.2(a) gezeigte Geometrie des Rotor-Stator Zwischenraumes. Neben den Untersuchungen an dieser Standardkonfiguration mit glattem Stator und glattem Rotor standen außerdem zwei weitere Konfigurationen mit strukturierten bzw. dreidimensionalen Rotor- und Statoroberflächen im Vordergrund (Abb. 4.2(c)). Deren Einfluß auf die Stärke des Heißgaseintritts galt es im Verlauf dieser Testreihen zu bestimmen. Dabei wurde zunächst der glatte Stator mit einer Rotorscheibe kombiniert, in deren Oberfläche sogenannte Rotortaschen mit einer Querschnittsfläche von ca. $b \cdot h = 8 \cdot 10 \text{ mm}^2$ und einer Tiefe von $t = 20 \text{ mm}$ eingefräst sind. Für weitere Versuche mit rauhem Stator wurden Bolzen mit einer Länge $l = 10 \text{ mm}$ und einem Durchmesser $d = 6 \text{ mm}$ in die Statoroberfläche eingeschraubt. Der auf diese Weise mit Rauigkeitselementen versehene Stator wurde mit einer glatten Rotorscheibe kombiniert. Die Versuchsmatrix umfaßte für jede Rotor-Stator Kombination eine Variation der äußeren axialen Dichtspaltweiten $s_{a,a}$ ($s_{a,a} = 0,5 \text{ mm}$ bzw. $G_c = 0,002$; $s_{a,a} = 1,0 \text{ mm}$ bzw. $G_c = 0,004$ und $s_{a,a} = 1,9 \text{ mm}$ bzw. $G_c = 0,0077$). Die Versuche wurden bei Rotations-Reynoldszahlen bis $Re_\varphi = 3,65 \cdot 10^6$ durchgeführt.

Die im Fall der Standardkonfiguration, d.h. der Kombination aus glattem Rotor und glattem Stator erzielten Meßergebnisse sind in Abb. 6.8 graphisch dargestellt. Die Abbildung enthält die Daten, die mittels Druckkriterium und mit Hilfe der IDLS-Methode (Zeitintervallmessung und Detektion der Einwärtsströmung am Oszilloskop, siehe Kap. 5.5) expe-

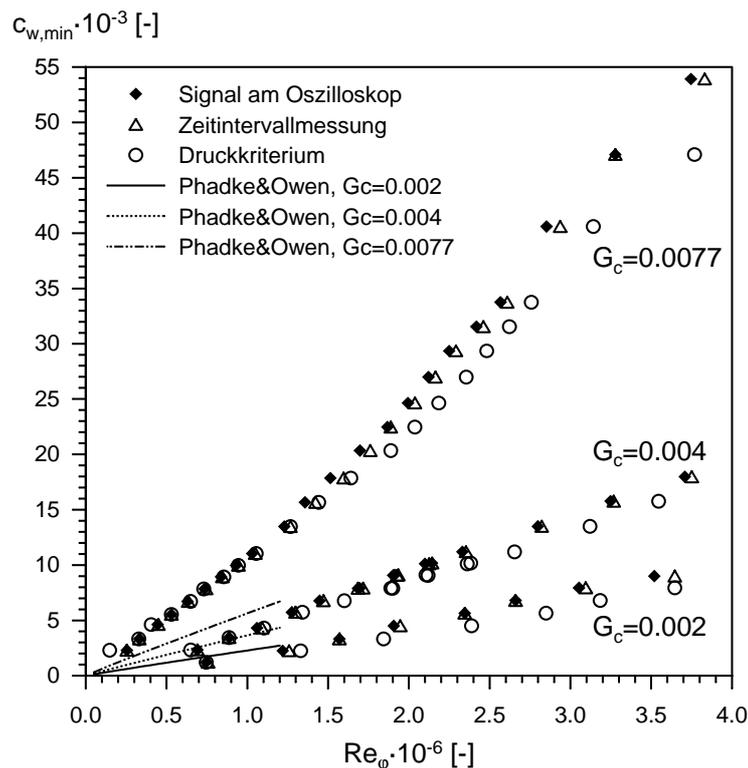


Abb. 6.8: Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit glattem Rotor und glattem Stator

rimentell ermittelt wurden. Für unterschiedliche dimensionslose axiale Spaltweiten G_c ist der dimensionslose Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ dabei über der Rotations-Reynoldszahl Re_{φ} aufgetragen. Der innere axiale Dichtspalt war in allen Versuchen gleich weit geöffnet ($G_{c,i} = 0.0073$).

Ein Vergleich der drei Detektionsmethoden zeigt, daß die mittels Zeitintervallmessung und visueller Ablesung am Oszilloskop ermittelten Ergebnisse in guter Übereinstimmung sind. Die Meßpunkte, die anhand des Druckkriteriums bestimmt wurden, weichen jedoch bei Rotations-Reynoldszahlen $Re_{\varphi} \geq 1.25 \cdot 10^6$ zunehmend von den beiden erstgenannten Meßkurven ab. Während der minimal erforderliche Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ mit der IDLS-Methode mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann, scheint das Druckkriterium bei hohen Umfangs-Reynoldszahlen den minimal notwendigen Sperrluftmassenstrom um maximal 20% zu unterschätzen. Es sei an dieser Stelle noch einmal erwähnt, daß die Druckmessung im Innern der Meßstrecke an der Stelle $x = 0.98$, d.h. in unmittelbarer Nähe des axialen Dichtspalts erfolgte, und daß die Positionierung dieser Druckmeßstelle Einfluß auf das Ergebnis nehmen kann (Owen und Phadke, 1980). Es kann daher geschlossen werden, daß die Stelle $x = 0.98$ in der aktuellen Anordnung keine optimale Wahl darstellt. Die Meßgenauigkeit könnte mit Hilfe einer Kalibrierung möglicherweise verbessert werden.

Die zum vollständigen Abdichten des Radseitenraums erforderliche Kühlluftmenge steht

in engem Zusammenhang mit der Pumpwirkung der Rotorscheibe (Bayley und Owen, 1970). Je mehr Fluid in der Grenzschicht des Rotors infolge einer zunehmenden Zentrifugalbeschleunigung nach außen strömt, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein (Druck-)Ausgleich durch eine einwärts gerichtete Strömung stattfindet. Soll der Einbruch des Heißgases in den Radseitenraum vermieden werden, muß deshalb genügend Kühlluft nachgeführt werden. In Abb. 6.8 steigt $c_{w,min}$ mit der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und der äußeren Axialspaltweite $s_{a,a}$ kontinuierlich und im Fall der beiden kleineren Spaltweiten $G_c = 0.002$ und $G_c = 0.004$ über den gesamten Bereich von Re_φ linear an. Dieses progressive Verhalten wurde u.a. von Phadke und Owen (1988a) für unterschiedliche Dichtungen beobachtet (siehe auch Owen und Rogers, 1989).

Um einen Vergleich mit älteren Daten zu ermöglichen, ist in Abb. 6.8 der Verlauf des minimal erforderlichen Sperrluftmassenstroms $c_{w,min}$ eingezeichnet, den Phadke und Owen (1988a) für einen einfachen Axialspalt voraussagen. Die von diesen Autoren aufgestellte Korrelation stützt sich dabei auf Messungen, die mittels der Strömungsvisualisierung und bei mittleren Umfangs-Reynoldszahlen bis $Re_\varphi \approx 1.2 \cdot 10^6$ durchgeführt wurden.

Die für den einfachen Axialspalt berechnete Kurve beschreibt die experimentellen Daten dieser Arbeit trotz vorhandener innerer Dichtung im Fall der beiden kleineren Spaltweiten sehr gut. Bei der großen Spaltweite ($G_c = 0.0077$) liegen die mittels Korrelation berechneten Werte jedoch deutlich unter dem minimalen Sperrluftmassenstrom, der im Rahmen dieser Arbeit für eine doppelte Spaltdichtung experimentell ermittelt wurde. Letztere benötigt im Vergleich zur einfachen Spaltdichtung einen höheren Sperrluftstrom, um den Radseitenraum gegenüber seiner äußeren Umgebung vollständig abzudichten. Für den Fall, daß die innere Spaltweite kleiner ist als die äußere Spaltweite ($G_c = 0.0077$, $G_{c,i} = 0.0073$), verschlimmert sich die Dichtwirkung, und die ursprüngliche Steigung der in Abb. 6.8 eingezeichneten Kurve nimmt einen größeren Wert an. Ursache dieser plötzlichen Änderung ist möglicherweise das Drosselverhalten einer im Verhältnis zum äußeren Spalt zunehmend kleiner werdenden inneren Spaltweite $s_{a,i}$. Insbesondere bei höheren Sperrluftmassenströmen scheint sich dieses Drosselverhalten nachteilig auf eine effektive Abdichtung des äußeren Radseitenraums auszuwirken. In einer neuen Versuchsreihe, deren Ergebnis in Abb. 6.9 zu sehen ist, sollte untersucht werden, inwieweit dieser Effekt durch eine weitere Verkleinerung des inneren Dichtspalts verstärkt wird. Die dimensionslose, innere Spaltweite wurde dabei zunächst ohne Wirkung von $G_{c,i} = 0.0073$ auf 0.004 verkleinert. Die äußere Spaltweite war in beiden Fällen $s_a = 1.0$ mm ($G_c = 0.004$). Die Ergebnisse wurden in der Standardkonfiguration, d.h. glatter Rotor mit glattem Stator, erzielt.

Bei noch kleinerer innerer Spaltweite ($G_{c,i} = 0.002$) scheint die ermittelte $c_{w,min}$ -Kurve zu divergieren. Der plötzlich steilere Anstieg bei $Re_\varphi \approx 1.5 \cdot 10^6$ bzw. $c_{w,min} = 12000$ markiert dabei die Stelle, ab der sich das Dichtvermögen der aktuellen Anordnung dramatisch verschlechtert. Als wichtiges Ergebnis bleibt festzuhalten, daß in diesem Fall ein Abdichten des äußeren Radseitenraums selbst unter Zugabe einer größeren Luftmenge praktisch nicht mehr möglich ist. Qualitative Aussagen zu diesem Effekt wurden bereits von Owen und Rogers (1989) getroffen. Die Autoren bemerkten, daß ein vollständiges Abdichten

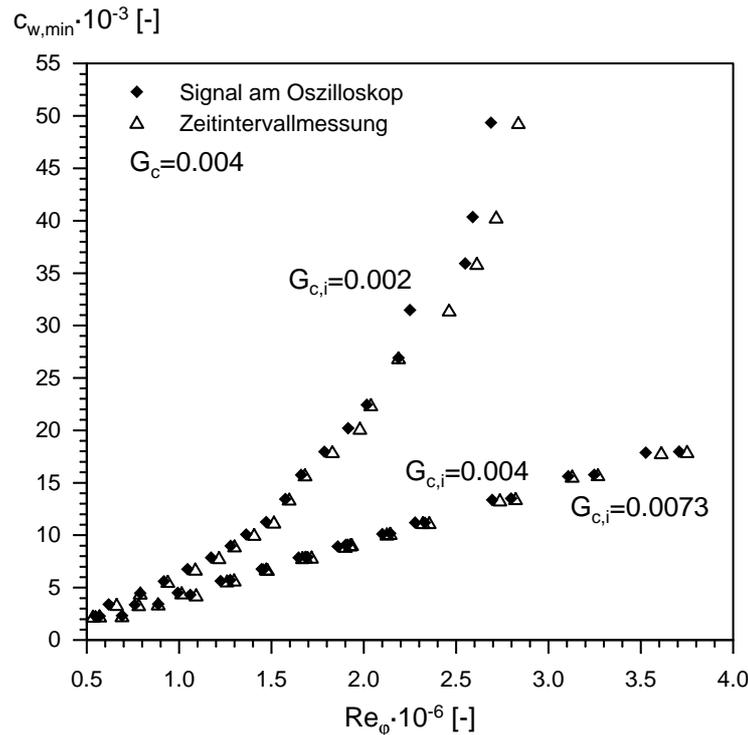


Abb. 6.9: Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ in Abhängigkeit von Re_φ und der dimensionslosen, inneren Spaltweite $G_{c,i}$ - Konfiguration mit glattem Rotor und glattem Stator

einer aus zwei Spalten bestehenden Konfiguration (siehe Abb. 2.8, Dichtung 2) genau dann nicht mehr möglich war, wenn der innere Spalt kleiner als der Äußere eingestellt wurde. In diesem Fall war ein sich im äußeren Radseitenraum bildender toroidaler Wirbel (vgl. Kap. 6.1.1) abhängig von den Strömungsbedingungen am Austritt der inneren Dichtung. Dieser Wirbel beeinflusst die Druckverteilung im Bereich des äußeren Spalts, welche maßgeblich für eine Einwärtsströmung in den äußeren Radseitenraum verantwortlich ist.

Wie stark die innere Spaltweite die radiale Druckverteilung im Innern der Meßstrecke beeinflusst, zeigt Abb. 6.10. In dieser ist das innerhalb des Radseitenraums an verschiedenen radialen Positionen gemessene Druckverhältnis $\pi = p/p_U$ in Abhängigkeit der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und der Spaltweite $G_{c,i}$ dargestellt. Position "4" befindet sich direkt vor dem inneren Spalt ($r/R = 0.74$, siehe Abb. 5.20), Position "5" zwischen innerer und äußerer Dichtung ($r/R = 0.89$) und Position "6" in der Nähe des Austritts ($r/R = 0.98$). Sämtliche statischen Drücke sind auf den Umgebungsdruck p_U bezogen.

Unter Zuhilfenahme des Druckkriteriums kann in Abb. 6.10 ein Grenzwert für Re_φ bestimmt werden, oberhalb dem eine Einwärtsströmung zu erwarten ist. Im Fall der größeren inneren Spaltweite $G_{c,i} = 0.0073$ liegt dieser Wert bei $Re_\varphi \approx 2.8 \cdot 10^6$. Bei einer Verkleinerung der inneren Spaltweite auf $G_{c,i} = 0.0036$ wächst das Druckverhältnis über die innere Dichtung. Während der statische Druck vor der Dichtung ansteigt, sinkt das Druckniveau im gesamten äußeren Radseitenraum (Position "5" und "6"). Als Folge sinkt auch der Grenzwert, die jetzt zwischen $Re_\varphi = 2.2 \cdot 10^6$ und $2.4 \cdot 10^6$ liegt.

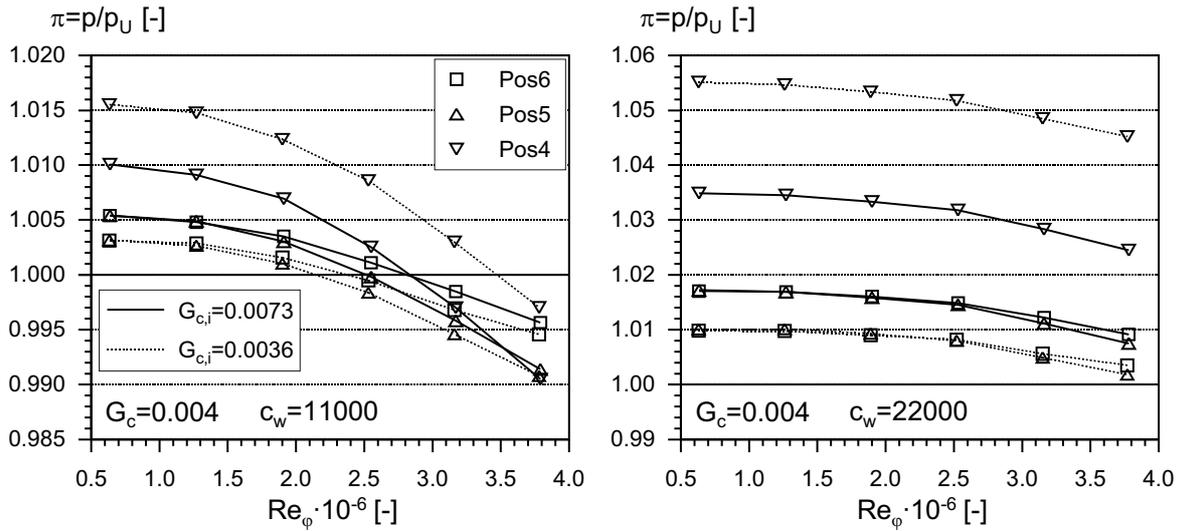


Abb. 6.10: Radialer Druckverlauf innerhalb des Radseitenraums bei einer Variation der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und der inneren Spaltweite $G_{c,i}$ ($G_c = 0.04$)

Der durch eine verstärkte Drosselung bei kleinem Spalt verursachte Druckabfall bewirkt eine Erhöhung des minimal notwendigen Sperrluftmassenstroms und damit eine Verschlechterung des Dichtverhaltens. Eine Absenkung des statischen Druckes zwischen innerer und äußerer Dichtung ist dabei ebenfalls für größere Massenströme (Abb. 6.10, rechts) zu beobachten. Während die Sicherheit gegen einen Heißgaseinbruch in den inneren Radseitenraum durch eine Verkleinerung der inneren Spaltweite $s_{a,i}$ erhöht werden kann, vergrößert sich bei einer solchen Maßnahme gleichzeitig die Gefahr einer zusätzlichen Erwärmung eines thermisch und mechanisch an der Auslegungsgrenze betriebenen äußeren Kammerbereichs.

6.1.2.1 Einfluß der Störelemente am Rotor

In Spaltnähe befinden sich häufig Verschraubungen oder strukturierte Oberflächen, die aufgrund ihres starken Einflusses auf die Strömung (siehe Kap. 6.1.1) in weiteren Versuchsreihen berücksichtigt werden mußten. Abb. 6.11 zeigt Ergebnisse für eine Rotor-Stator Anordnung, bei der die rotierende Scheibe mit Rotortaschen ausgestattet war. Die insgesamt 93 Rauigkeitselemente sind gleichmäßig am Umfang der Scheibe verteilt und an einer radialen Position nahe des äußeren Spalts angeordnet (siehe Abb. 4.1).

Bei kleinen Umfangs-Reynoldszahlen ist der dimensionslose, minimal erforderliche Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ linear abhängig von Re_φ . Dieses lineare Verhalten ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen, die mit glatter Rotorscheibe gemacht wurden. Über einen bestimmten Bereich von Re_φ , der je nach untersuchter Spaltweite variiert, kann in Abb. 6.11 jedoch ein vorübergehendes Abflachen der Kurven, gefolgt von einem plötzlichen scharfen Anstieg, beobachtet werden. Dieser Effekt tritt für eine dimensionslose Spaltweite $G_c = 0.0077$ am deutlichsten und für $G_c = 0.002$ am schwächsten in Erscheinung.

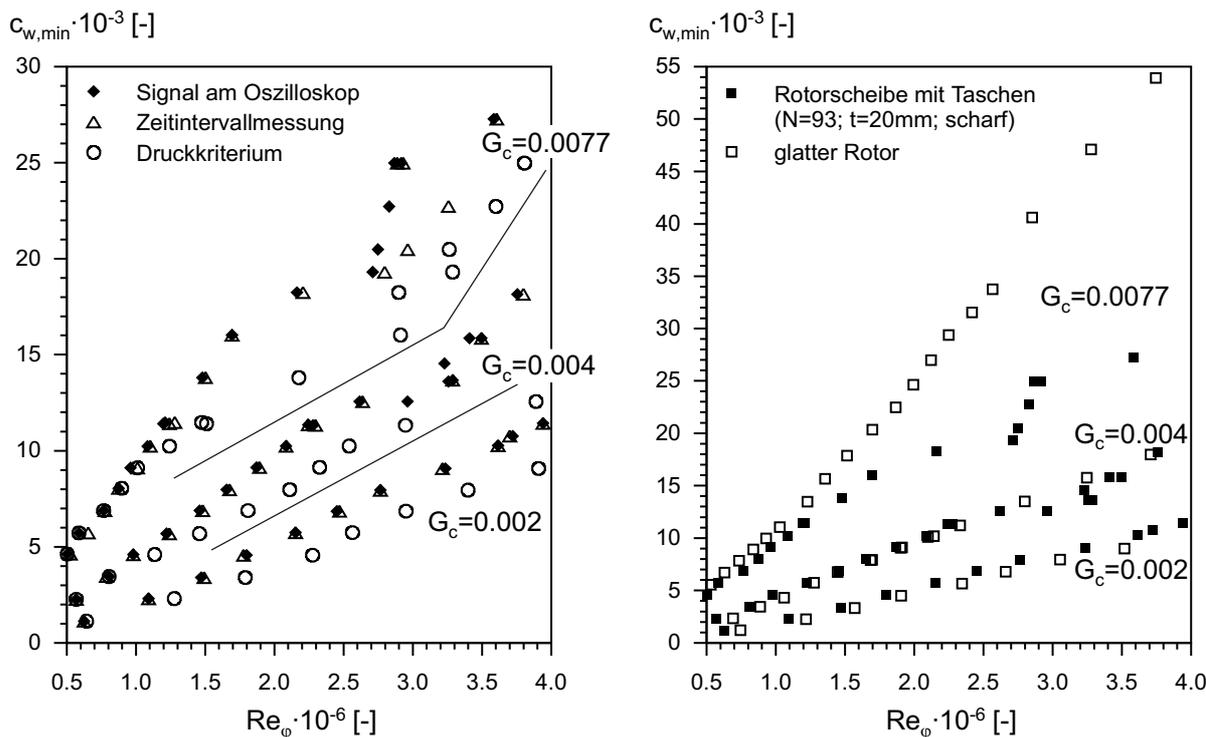


Abb. 6.11: Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit berippter Rotorwand und glatter Stator

Während der im flachen Kurvenverlauf beobachteten Verbesserung der Dichtwirkung wurden vorübergehend erhöhte statische Drücke an der Stelle $x = r/R = 0.98$ sowie steilere radiale Druckgradienten im äußeren Radseitenraum gemessen. Zusätzlich ergab eine Messung des Drehmomentes, daß in diesen Betriebspunkten ein erhöhter Energietransfer an die Strömung stattzufinden scheint (Kap. 6.1.3). Im Fall der beobachteten plötzlichen Verschlechterung der Dichtwirkung sind diese Mechanismen außer Kraft gesetzt.

Obwohl Perry et al. (1969), Kistler und Tan (1967) und Haugen und Dhanak (1966) ihre Messungen an stillstehenden Kammern durchführten, sind ihre Erkenntnisse mit hinreichender Sicherheit auch für die Interpretation der Ergebnisse aus Untersuchungen an rotierenden Kammern nutzbar. Auch in die Rotortasche wird Kühlluft einströmen, welche an der stromauf gelegenen Kammerwand (im Relativsystem betrachtet) aufgestaut wird. Während die Aufstauung für einen Druckanstieg sowie einen damit verbundenen Zuwachs des Antriebsmomentes verantwortlich ist, bewirkt ein stetiger Austausch der Kammerströmung mit der Radseitenströmung eine Beschleunigung der Kühlluft in Umfangsrichtung. Die in Anwesenheit der Rotorkammern verursachten höheren Kernrotationszahlen im äußeren Radseitenraum, welche im Rahmen dieser Arbeit mittels LDA gemessen wurden (siehe Kap. 6.1.1), sind wiederum in direktem Zusammenhang mit den gemessenen radialen Druckverläufen zu sehen (Abb. 6.12). So liegt beispielsweise das Druckniveau im nicht durchströmten Radseitenraum an allen radialen Positionen deutlich niedriger als in der Standardkonfiguration mit glatter Scheibe. Wie im rechten Teil von Abb. 6.12 an

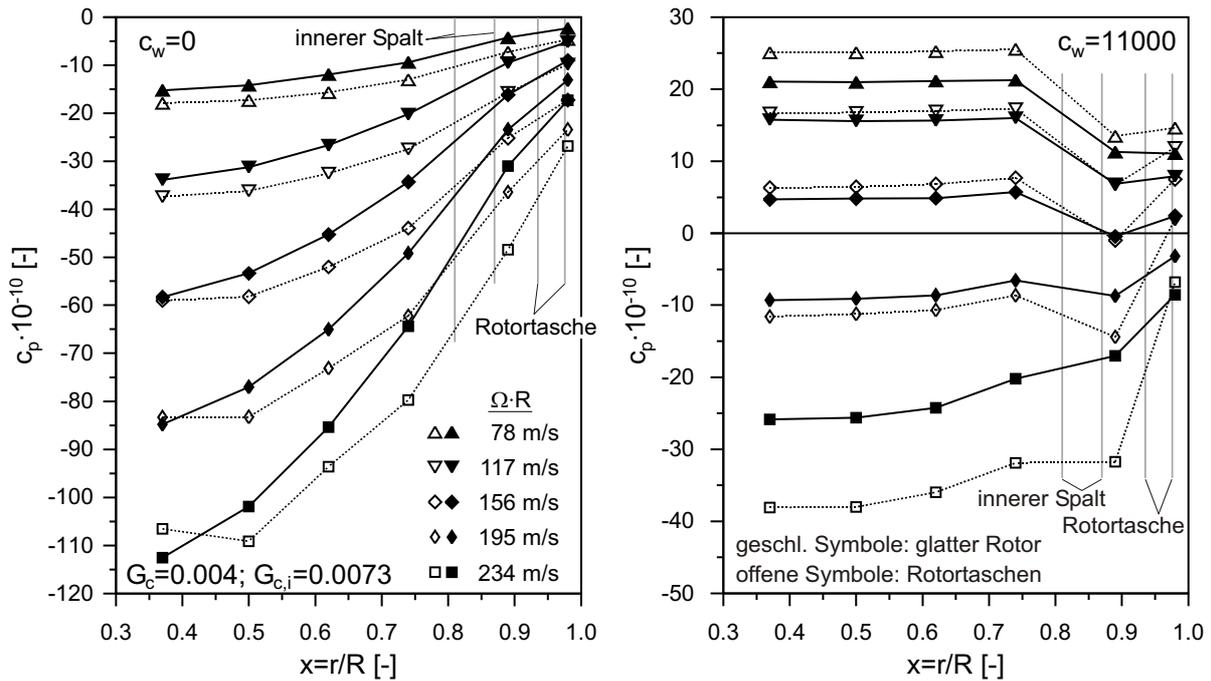


Abb. 6.12: Radialer Verlauf des Druckbeiwertes c_p in Abhängigkeit der Drehgeschwindigkeit $\Omega \cdot R$, der dimensionslosen Durchflußrate c_w und der Rotorgeometrie

den steileren Verläufen zu sehen ist, bewirken die Rotortaschen bei vorhandenem Sperrluftstrom jedoch eine Zunahme des Druckes in Spaltnähe. Darüber hinaus wächst der Druck im gesamten Radseitenraum bei noch größerer Durchflußrate stärker als in der Standardkonfiguration an. Diese Effekte sind möglicherweise auf eine durch die berippte Oberfläche hervorgerufene stärkere Umlenkung in Richtung Stator in Verbindung mit einer stärkeren Turbulenz zurückzuführen, durch die der effektive Spaltquerschnitt und damit auch der minimal erforderliche Sperrluftstrom reduziert werden. Die Wirkung der Rotortaschen ist damit mit der einer Radialdichtung mit Überlappung vergleichbar, bei der ein sogenannter Druckumkehrerffekt für ein besseres Dichtverhalten verantwortlich ist (z.B. Phadke und Owen, 1983, Kap. 2.4.3).

Abhängig von der Strömung und der Kammergeometrie können starke Druckschwankungen innerhalb und in unmittelbarer Umgebung stillstehender Rauigkeitselemente entstehen (Roshko, 1955). Gemäß Roshko ist die Ursache dieser Schwankungen in dem instabilen Charakter einer innerhalb der Kammer stattfindenden Wirbelbildung zu sehen. Ein sich änderndes Strömungsfeld innerhalb der Rotortaschen, hervorgerufen durch veränderte Randbedingungen in der Außenströmung, könnte somit auch die lokale Druckverteilung in unmittelbarer Umgebung der rotierenden Elemente und damit in der Nähe der Dichtung schlagartig verändern.

Der möglicherweise hieraus resultierende, nichtlineare und darüber hinaus nur schwer vorauszusagende Zusammenhang zwischen Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und dimensionslosem Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ relativiert die praktische Nutzung des in Abb. 6.11 (rechts) gezeigten Vorteils einer Konfiguration mit Rotortaschen, der verstärkt für größe-

re Spaltweiten in Erscheinung tritt. In positiver Hinsicht ist andererseits zu sehen, daß das Dichtvermögen durch die Rotortaschen trotz der beobachteten stark oszillierenden Drücke (siehe Abb. 6.7, Kap. 6.1.1) auch bei großen Spaltweiten nicht nachteilig beeinflusst wird. Eine Gefahr geht daher bei konventioneller Bemessung des Sperrluftstroms durch die in dieser Arbeit untersuchte berippte Rotorwand nicht aus.

Bei einer Verkleinerung von $s_{a,a}$ nehmen Beschleunigung und Reibung im äußeren Spalt zu. Die durch instationäre Strömungsvorgänge innerhalb der Meßstrecke hervorgerufenen Druckschwankungen können in einem solchen Fall ausreichend gedämpft bzw. von der äußeren Umgebung erfolgreich isoliert werden. Folglich kann für die kleinste Spaltweite ($G_c = 0.002$) der lineare Zusammenhang zwischen $c_{w,min}$ und Re_φ über den gesamten Drehzahlbereich beibehalten werden. Letzteres wird durch den direkten Vergleich der Ergebnisse beider Rotor-Stator Konfigurationen in Abb. 6.11 bestätigt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind im rechten Teil von Abb. 6.11 lediglich die Ergebnisse aufgetragen, die mit der IDLS-Methode (visuelle Ablesung am Oszilloskop) ermittelt wurden.

Ein Einströmen von Nebelpartikeln in den Radseitenraum konnte mit beiden Varianten der IDLS-Methode, d.h. Zeitintervallmessung und Signalüberwachung am Oszilloskop direkt und mit hoher Sicherheit registriert werden, obwohl beide Druckmeßstellen im Innern des Radseitenraums an den Stellen $x = 0.89$ und $x = 0.98$ einen deutlichen Überdruck gegenüber der Außenströmung anzeigten. Ursache dieser im Vergleich zur Standardkonfiguration sehr deutlichen Abweichung der Ergebnisse sind möglicherweise die zeitlichen Druckschwankungen, die im Falle einer einfachen statischen Druckmessung "herausgemittelt" werden. Ein bei "negativem" Signalanteil (siehe Abb. 6.7) kurzzeitig stattfindender und mittels IDLS-Methode detektierter Eintritt der Außenströmung würde daher zwingend zu der im linken Teil von Abb. 6.11 gezeigten Diskrepanz führen. Im Vergleich zu den beiden erstgenannten Nachweisverfahren mit Photomultiplier lieferte die indirekte Detektionsmethode mittels statischer Druckmessung im Fall hoher Umfangs-Reynoldszahlen $Re_\varphi > 1.0 \cdot 10^6$ geringere Werte für den minimal erforderlichen Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ (Abb. 6.11). Das Druckkriterium unterschätzte dabei den minimal notwendigen Sperrluftmassenstrom um bis zu 30 %. Nicht unerwähnt bleiben sollte auch die Tatsache, daß die gemessene Druckdifferenz zwischen beiden Druckmeßstellen annähernd 600 Pa betrug. Dies verdeutlicht umso mehr, daß die erfolgreiche Anwendung eines Druckkriteriums stark von der Positionierung der Druckmeßstellen abhängt. Da im Fall hoher Umfangsgeschwindigkeiten in Verbindung mit instabilen Strömungsvorgängen diese prinzipielle Unsicherheit wächst, kann nur eine schnelle und direkte Nachweismethode verlässliche Ergebnisse liefern. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und in Kap. 5.5 vorgestellte IDLS-Methode erfüllt diese Anforderungen.

6.1.2.2 Einfluß der Störelemente am Stator

Neben dem Einfluß geometrischer Variationen am Rotor sollte auch die Wirkung von Rauigkeitselementen am gegenüberliegenden Stator untersucht werden. In einer neuen Meßreihe wurden deshalb zylindrische Schraubenköpfe (19 Stück) auf einem Radius von

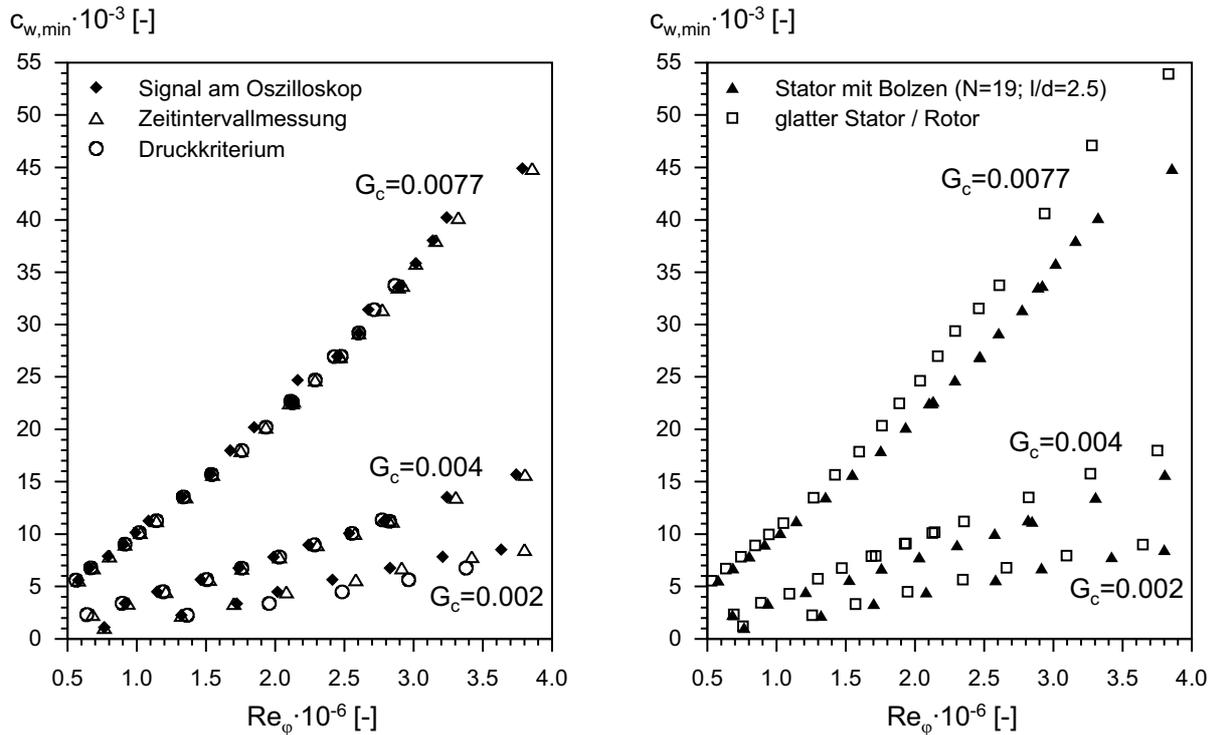


Abb. 6.13: Dimensionsloser, minimal nötiger Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ für ein radial durchströmtes Rotor-Stator System mit zweifacher Axialspaltdichtung - $G_{c,i} = 0.0073$, Konfiguration mit glattem Rotor und rauhem Stator

$r = 227$ mm angebracht und gleichmäßig über den Umfang verteilt. Deren Länge betrug $l = 15$ mm, ihr Durchmesser $d = 6$ mm.

Abb. 6.13 zeigt das Resultat für drei verschiedene, äußere dimensionslose Spaltweiten G_c . Wie im Fall der Standardkonfiguration mit glattem Stator beobachtet, zeichnet sich auch im Fall des mit Schrauben bestückten Stators das Dichtverhalten durch einen linear steigenden Verlauf aus. Demnach muß bei einer Steigerung der Rotordrehzahl der Sperrluftmassenstrom proportional erhöht werden, um das System vollständig abzudichten. Im Fall der äußeren Spaltweite $s_{a,a} = 1.9$ mm tritt jedoch der zuvor diskutierte Effekt in Erscheinung, wonach bei einer kleineren inneren Spaltweite ($s_{a,i} = 1.8$ mm) eine geringfügige Verschlechterung der Dichtwirkung beobachtet werden kann.

Ein Vergleich aller drei Detektionsmethoden untereinander zeigt, daß Unterschiede bei den Spaltweiten $G_c = 0.004$ und $G_c = 0.0077$ praktisch nicht vorhanden sind. Lediglich bei hohen Umfangs-Reynoldszahlen $Re_{\varphi} > 1.5 \cdot 10^6$ wird im Fall der kleinsten dimensionslosen Spaltweite $G_c = 0.002$ der minimal notwendige Sperrluftmassenstrom $c_{w,min}$ durch das Druckkriterium unterschätzt. Die gemessene Abweichung ist hier jedoch geringer als im Fall der beiden zuvor untersuchten Rotor-Stator Konfigurationen.

Eine naheliegende Erklärung für die Übereinstimmung ist in einem durch die Bolzen stark veränderten, voll dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld zu sehen (siehe Kap. 6.1.1). Das durch die Bolzen gestörte Geschwindigkeitsfeld beeinflusst mit hoher Wahrscheinlichkeit speziell im Nachlaufbereich der Rauigkeitselemente die statische Druckverteilung im

äußeren Radseitenraum und damit die an der jeweiligen Druckmeßstelle durchgeführte Messung. Wenngleich die Wahl der Druckmeßstelle in diesem Fall geeignet erscheint, so ist dennoch die Anwendung des Druckkriteriums aus den zuvor genannten Gründen mit Skepsis zu betrachten.

Die Mechanismen, die im Falle der Bolzen zu einer Steigerung des Dichtvermögens führen, können jedoch selbst unter Zuhilfenahme der in Kap. 6.1.1 beschriebenen Geschwindigkeitsmessungen, die an einer festen Stelle relativ zum Stator durchgeführt wurden, nicht eindeutig geklärt werden. Aus Abb. 6.13 läßt sich deshalb lediglich feststellen, daß für alle drei Spaltweiten bei größeren Umfangs-Reynoldszahlen ($Re_\varphi > 1 \cdot 10^6$) ein geringfügig besseres Dichtverhalten beobachtet werden konnte.

6.1.3 Einfluß geometrischer Veränderungen des Radseitenraums auf die Verlustleistung

Das in einem Rotor-Stator System zur Überwindung der entstehenden Reib- und Druckkräfte benötigte Antriebsmoment hebt das Energieniveau des Kühlmediums an. Die bei vorhandenem Moment zu leistende Arbeit erscheint im ersten Hauptsatz der Thermodynamik als Verlustgröße, durch die letztlich, d.h. nach erfolgter Aufstauung an der Peripherie des Radseitenraums bzw. am Eintritt in die Kühlluftbohrungen der Laufschaufeln die Totaltemperatur erhöht wird. Das in einem radial durchströmten Rotor-Stator System aufzubringende Drehmoment steht daher in direktem Zusammenhang mit der Erwärmung der Kühlluft und sollte durch konstruktive Maßnahmen aus Gründen der Sicherheit und Wirtschaftlichkeit minimiert werden.

Das zur Erfüllung dieser Aufgabenstellung erforderliche, auf experimentellen Ergebnissen aufbauende Wissen war bislang auf geometrisch einfache Radseitenräume begrenzt. Es mußte daher um die Einflüsse typischer Merkmale eines realen Turbinenscheibenzwischenraumes erweitert werden. Im folgenden werden die neuen Ergebnisse, welche die Auswirkungen einer in zunehmendem Maße veränderten Rotor-Stator Geometrie exakt beschreiben, systematisch dargestellt. Vorzugsweise berücksichtigt werden dabei die in praktischen Anwendungen häufig vorhandenen Rauigkeitselemente.

Abb. 6.14 zeigt einen typischen Verlauf des Drehmomentes M in Abhängigkeit der Scheibendrehgeschwindigkeit $\Omega \cdot R$ und des durchgesetzten Kühlluftmassenstroms \dot{m} . Die Messungen wurden an einem einfachen Rotor-Stator System mit axialem äußeren Dichtspalt ($G_c = 0.004$) durchgeführt, wie es in Abb. 4.2(b) gezeigt ist.

Die aufzubringende Antriebsleistung steigt in einem solchen System mit den Schubkräften in der Rotorgrenzschicht und daher mit der Drehgeschwindigkeit des Rotors und der Menge der Kühlluft (siehe Kap. 2.2 und 2.4). Sollen die Meßdaten dieser Untersuchung mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen verglichen werden, dann muß berücksichtigt werden, daß das in Abb. 6.14 dargestellte Drehmoment hinsichtlich Lagerreibung und Auswuchtbohrungen (siehe Anhang A.2) zwar korrigiert wurde, jedoch das Moment der freien Scheibenoberfläche und des äußeren zylindrischen Mantels beinhaltet. Das Drehmoment der rotierenden freien Scheibe und des rotierenden Zylinders können jedoch mit

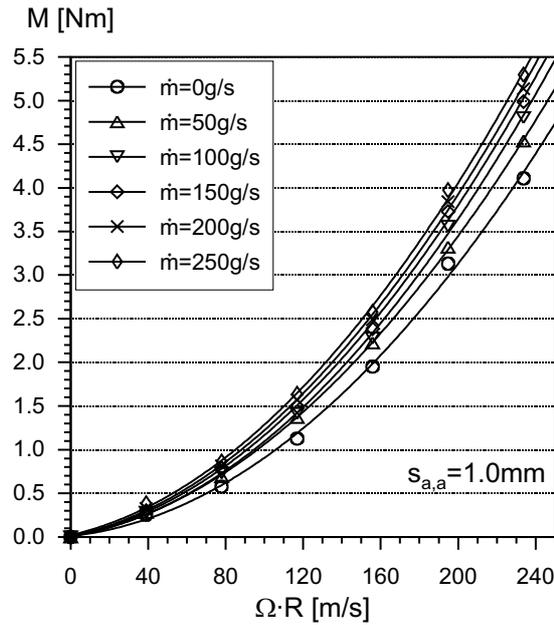


Abb. 6.14: Drehmoment als Funktion der Scheibendrehgeschwindigkeit $\Omega \cdot R$ und des durchgesetzten Kühlluftmassenstroms \dot{m}

Gl. 2.12 und den experimentellen Daten von Theodorsen und Regier (1944) mit guter Genauigkeit berechnet werden, wodurch der Weg für eine weitere Reduktion der Meßwerte in Abb.6.14 geebnet ist.

Um die Genauigkeit dieser Vorgehensweise zu testen, sind zunächst die ohne Durchfluß ermittelten Meßgrößen mit Korrelationen verglichen worden, die für ein geschlossenes

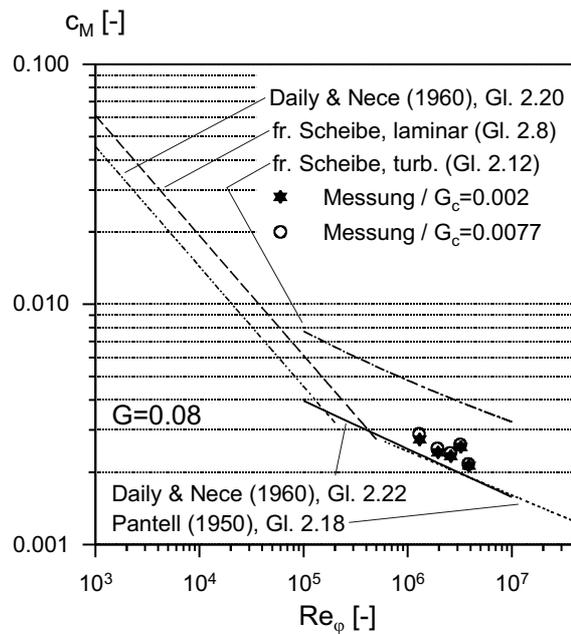


Abb. 6.15: Drehmomentenbeiwert c_M ohne Durchfluß - Vergleich mit einem geschlossenen Rotor-Stator System

Rotor-Stator System in früheren Arbeiten aufgestellt wurden. Abb. 6.15 zeigt in dimensionsloser Darstellung, daß die um die Anteile der freien Scheibe und des zylindrischen Mantels reduzierten Momentenbeiwerte c_M nur geringfügig oberhalb der Kurven liegen, die auf der Grundlage experimenteller Daten für ein vollständig geschlossenes System bei turbulenter Strömung erstellt wurden (Daily und Nece, 1960 und Pantell, 1950). Die geringe Abweichung ist durch die Tatsache begründet, daß das System in dieser Arbeit nicht vollständig geschlossen werden kann, und daß bei vorhandenem Spalt zwischen Rotor und Stator aufgrund dem existierenden Druckgefälle Luft aus der Umgebung in den Radseitenraum zuströmen kann. Als Folge dieser Zuströmung wird die Kernrotation im Innern der Meßstrecke gebremst und dadurch die in der Rotorgrenzschicht in tangentialer Richtung wirkende Schubspannung erhöht (siehe Kap. 2.4.3). Bei größer werdender Spaltweite G_c nimmt der Austausch mit der Umgebung zu, wodurch das resultierende Drehmoment näher an das der freien Scheibe rückt.

Wird das Rotor-Stator System mit Kühlluft von innen nach außen durchströmt, dann können für die Vorhersage des entstehenden Momentes die theoretischen Grundlagen von Owen (1988) und die auf halb-empirischem Wege hergeleiteten Formeln von Gärtner (1997) verwendet werden. In beiden Fällen wird in der Behandlung des Strömungsproblems unterschieden, ob die Kernrotation im Innern der Meßstrecke als Folge des durchgesetzten Massenstroms nahezu vollständig unterdrückt wird ($\lambda_{turb} > 0.219$) oder der Radseitenraum bei kleiner Durchflußrate in ein Quell- und darüber liegendes Rezirkulationsgebiet unterteilt werden kann ($\lambda_{turb} < 0.219$, vgl. Kap. 2.4). Im Falle $\lambda_{turb} < 0.219$

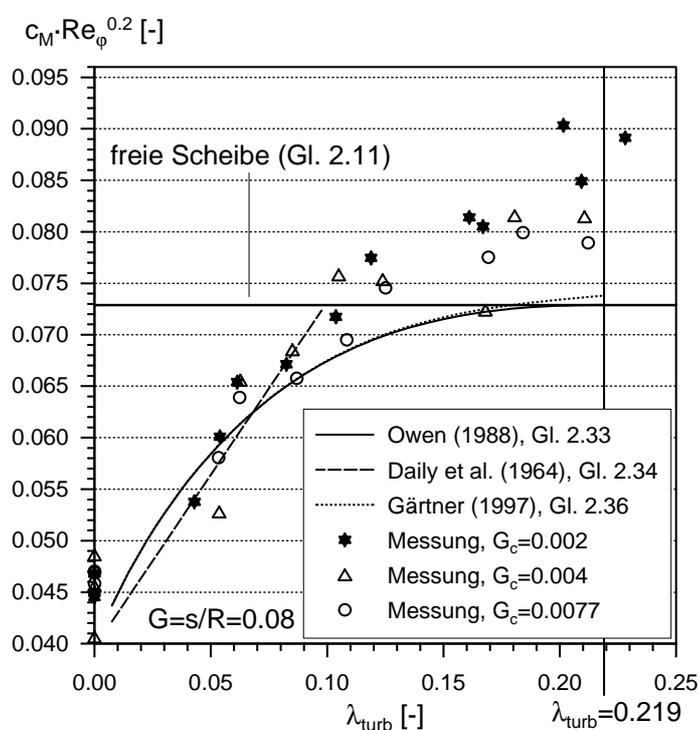


Abb. 6.16: Drehmomentenbeiwert c_M als Funktion der Umfangs-Reynoldszahl Re_ϕ und des Kühlluftstroms c_w ($\lambda_{turb} < 0.219$)

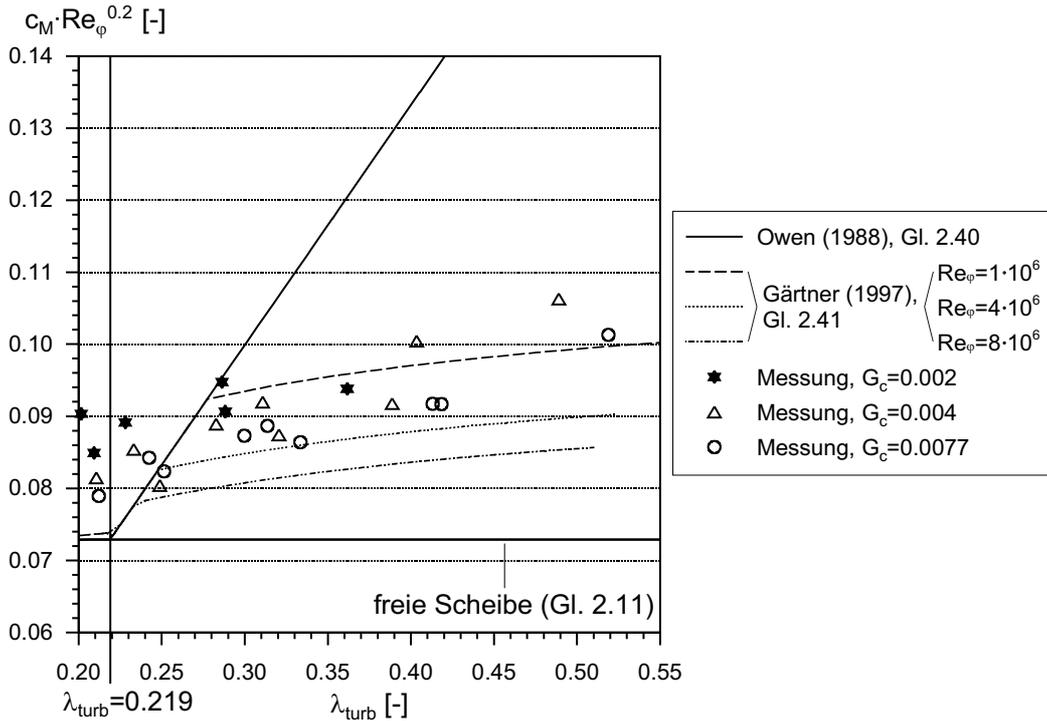


Abb. 6.17: Drehmomentenbeiwert c_M als Funktion der Umfangs-Reynoldszahl Re_ϕ und des Kühlluftstroms c_w ($\lambda_{turb} > 0.219$)

wird das Rezirkulationsgebiet bei Steigerung der Durchflußrate zunehmend verkleinert, bis der Kernrotationsfaktor $\beta = 0$ wird und das Reibmoment dem der freien Scheibe entspricht (siehe Abb. 6.16).

Für $\lambda_{turb} \leq 0.1$ befinden sich die Meßwerte in guter Übereinstimmung mit einer von Daily et al. (1964) aufgestellten empirischen Korrelation (Gl. 2.34). Im Bereich $0.1 < \lambda_{turb} < 0.219$ werden die gemessenen Werte durch Gl. 2.33 und 2.36 unterschätzt, und die äußere Spaltweite G_c scheint bei diesen Durchflußraten Einfluß auf das Ergebnis zu nehmen. Die Abweichung von der Theorie ist einerseits dadurch zu begründen, daß Owen (1988) eine zylindrische Wand, d.h. eine Dichtung in seiner Momentenbilanz nicht berücksichtigt. Daraus resultierend kann auch eine im Spaltbereich stattfindende Beschleunigung der Strömung, durch die die auf den Rotor wirkenden Scherkräfte deutlich beeinflusst werden können (Bayley und Owen, 1970), nicht erfaßt werden. Letzterer Effekt wird auch in der Arbeit von Gärtner (1997) nicht vollständig berücksichtigt. Wenngleich die zylindrische Wand der Dichtung in dem halb-empirischen Ansatz einbezogen ist, werden in seiner Arbeit keine Angaben zur Spaltweite gemacht.

Aus dem Verlauf der experimentellen Daten in Abb. 6.16 und 6.17 wird andererseits deutlich, daß in der Realität der Anstieg der Drehmomentenbeiwerte an der Stelle $\lambda_{turb} = 0.219$ nicht plötzlich, sondern entgegen der Theorie bei kleinerem λ_{turb} beginnend und fließend erfolgt. Die Meßpunkte liegen daher für $0.1 < \lambda_{turb} < 0.25$ in einem Übergangsbereich und ca. 10-20 % höher als die berechneten Werte.

Bei größeren Durchflußraten bestimmt die Art und Weise, wie die Kühlluft dem Radseitenraum zugeführt wird, den Verlauf des Drehmomentes. Owen setzt in seinen theoretischen

Überlegungen bei $\lambda_{turb} = 0.219$ eine scharfe Grenze, oberhalb der eine abrupte Änderung einsetzt. Während bei einer radialen Kühlluftzuführung das Drehmoment der freien Scheibe nicht überschritten wird, gilt im Fall einer axialen Zuströmung, die entlang der Drehachse der Rotorscheibe erfolgt, Gl. 2.40 (Abb. 6.17). In der aktuellen Untersuchung wird die Kühlluft dem Radseitenraum ähnlich wie in den Studien von Dibelius et al. (1982) und Zimmermann et al. (1986, Verweis in Gärtner, 1997) über einen Ringkanal zugeführt. Die Meßdaten befinden sich möglicherweise deshalb in besserer Übereinstimmung mit den Werten von Gärtner.

Die gezeigte Diskrepanz zwischen den Meßdaten und Gl. 2.40 legt den Schluß nahe, daß bei der Charakterisierung der Kühlluftzuführung möglicherweise auch das Radseitenraumverhältnis G und der Ort der Einblasung berücksichtigt werden müssen. Erfolgt die Zufuhr wie in dieser Meßstrecke auf kleinem Radius und bei einem großen Verhältnis $R/s = 1/G = 12.4$, dann kommt dies einer radialen Einleitung der Kühlluft sehr nahe. Die Meßdaten befinden sich daher zwischen Gl. 2.40 und der Lösung für die freie Scheibe.

Häufig werden Labyrinthdichtungen stromauf des Scheibenaußenrandes für die exakte Bemessung des Kühl- bzw. Sperrluftmassenstromes sowie als zusätzliches Schutzorgan gegen einen Eintritt heißer Abgase aus dem Primärkanal eingesetzt (siehe Abb. 1.1). Diese in sehr unterschiedlichen Ausführungen realisierte Komponente wird in den von Owen (1988) und Gärtner (1997) aufgestellten Korrelationen jedoch nicht berücksichtigt. In dem hier verwendeten Rotor-Stator System (Abb. 4.2(a)) kann die Labyrinthdichtung durch einen Ringspalt mit konstantem radialem Abstand zwischen Rotor und Stator s_r und variablem axialen Abstand $s_{a,i}$ nachgebildet werden (siehe auch Abb. 4.3). In Kap. 6.1.2 konnte

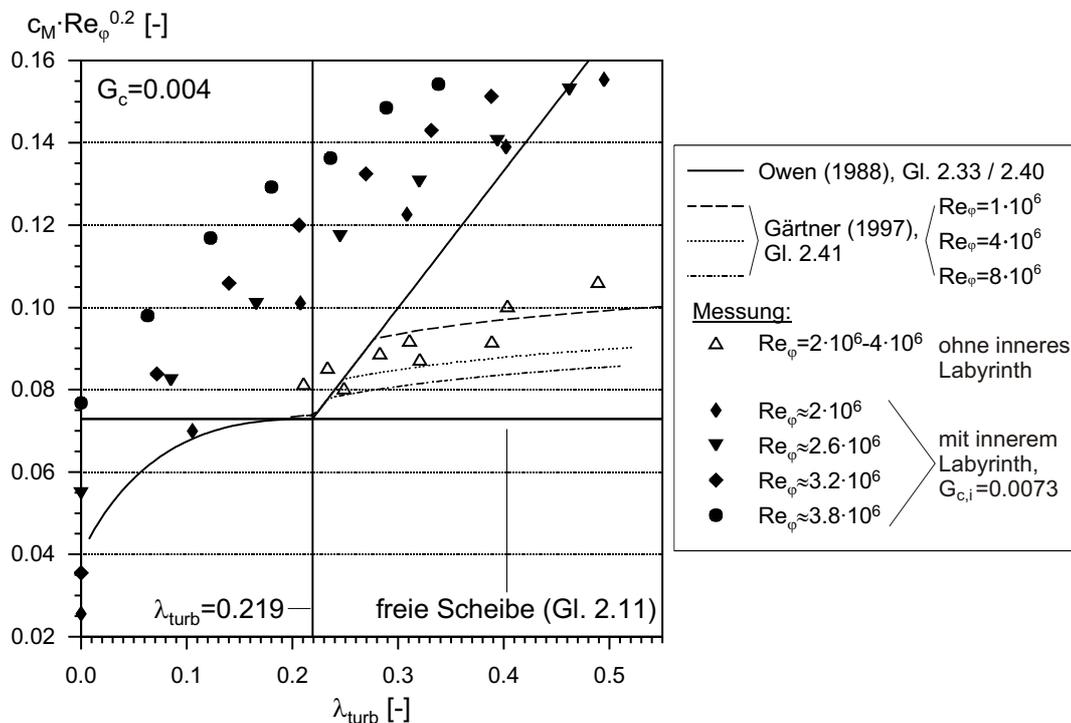


Abb. 6.18: Einfluß der inneren Spaltdichtung

bereits gezeigt werden, daß die Spaltweite $s_{a,i}$ entscheidenden Einfluß auf das Dichtvermögen des Rotor-Stator Systems nimmt. Die nachfolgenden Ergebnisse zeigen, daß auch das Antriebsmoment und daraus folgend die aus der Reibleistung resultierende Kühlluft erwärmung durch die innere Dichtung nachteilig beeinflusst werden.

In Abb. 6.18 sind die dimensionslosen Drehmomentenbeiwerte in Abhängigkeit von λ_{turb} bei konstanter äußerer und konstanter innerer Axialspaltweite ($G_c = 0.004, G_{c,i} = 0.0073$) eingetragen. Aus der Verteilung der Meßpunkte folgt, daß die von Owen auf theoretischem Weg ermittelte Gesetzmäßigkeit für ein einfaches Rotor-Stator System, wonach $c_M \sim \lambda_{turb} \cdot Re_\varphi^{-0.2}$, bei vorhandenem Spalt nicht mehr gilt. Dennoch stellen sich die für konstante Umfangs-Reynoldszahlen Re_φ zusammengefaßten Meßpunkte im Schaubild als Geraden dar. Der Anstieg von $c_M \cdot Re_\varphi^{0.2}$ erfolgt bei verändertem λ_{turb} im Vergleich zu den Meßpunkten, die ohne Labyrinth ermittelt wurden, wesentlich steiler. Die neuen Ergebnisse liegen um ca. 25 – 60 % höher.

Ein solch deutlicher Zuwachs muß als wichtiges Zwischenergebnis gewertet werden. Der starke Einfluß der Spaltdichtung wirft darüber hinaus die Frage auf, inwieweit sich ein Übergang von einem einfachen Ringspalt auf eine reale Labyrinthdichtung auswirkt. Dieser Frage soll jedoch hier nicht nachgegangen werden, da aufgrund der vielfältigen Formen von Labyrinthdichtungen deren vollständige Behandlung den Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte. Eine möglicherweise wichtigere Rolle bei der Erwärmung der Kühlluft spielen die Rauigkeitselemente, da diese auf größerem Scheibenradius und damit in einem Bereich angeordnet sind, der infolge höherer Scheibenumfangsgeschwindigkeiten und durch die unmittelbare Nähe zur äußeren Spaltdichtung durch eine stärkere Rotor-Stator Interaktion gekennzeichnet ist.

6.1.3.1 Einfluß der Störelemente am Rotor

Die Wirkung der Rotortaschen auf das Strömungsfeld und den Heißgaseintritt wurde bereits eingehend diskutiert. Im folgenden soll nun die Frage beantwortet werden, welches Drehmoment im Falle solcher Elemente aufgebracht werden muß. Die Versuche wurden mit insgesamt drei unterschiedlichen Rotoren in einem System mit innerem Dichtspalt durchgeführt (Abb. 4.2(c,d)). Während die Anzahl der Taschen einheitlich auf $N = 93$ und die Querschnittsfläche je Element auf ca. $8 \cdot 10 \text{ mm}^2$ festgelegt waren, wurden unterschiedliche Kammertiefen ($t = 10$ und $t = 20 \text{ mm}$) getestet sowie Ergebnisse mit scharkantigem und abgerundetem Kammerrand erzielt.

In Abb. 6.19 ist der prozentuale Zuwachs des Antriebsmomentes als Folge der Rotortaschen dargestellt. Die Momentenbeiwerte sind auf einen Referenzwert bezogen, der in einer Konfiguration mit "glattem" Rotor bestimmt wurde. Wie nach Abschluß der LDA-Geschwindigkeitsmessungen vermutet, stehen die in Anwesenheit der Rotortaschen gemessenen hohen Kernrotationen prinzipiell mit einer Erhöhung des Antriebsmomentes in Verbindung. Die Ergebnisse sind entgegen aller Vermutungen jedoch zusätzlich stark abhängig von der geometrischen Form der Rotortaschen, d.h. neben der Gestaltung der Eintrittskante auch von deren Tiefe.

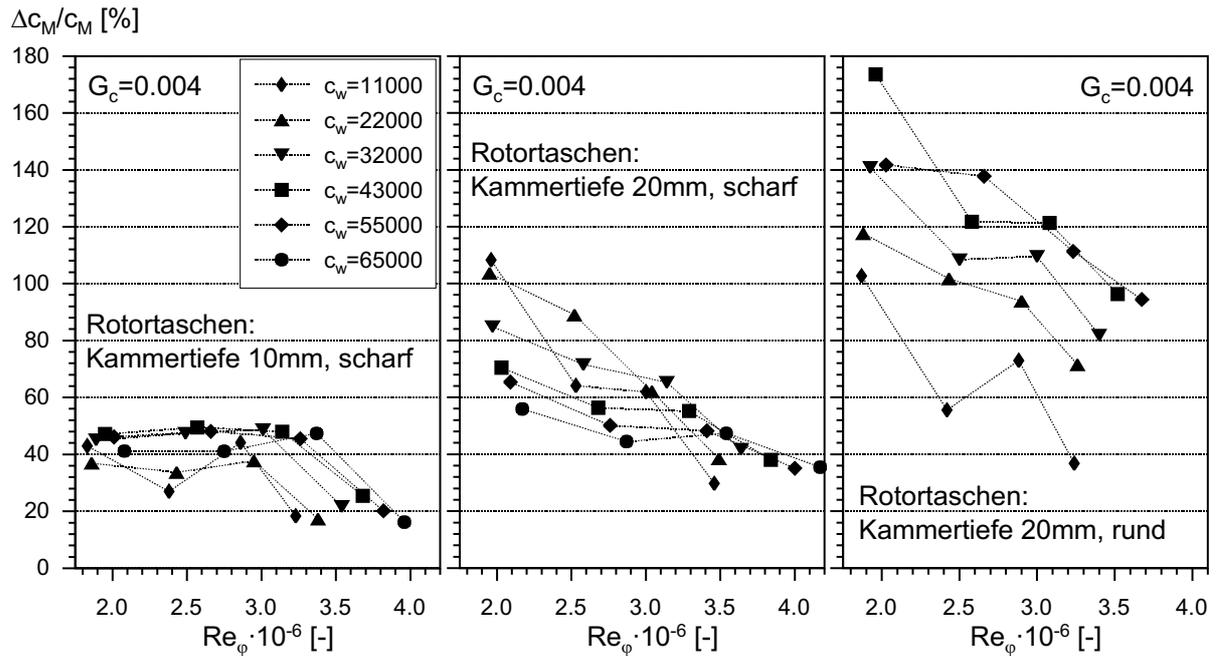


Abb. 6.19: Prozentuale Erhöhung des Momentes als Folge der Rotortaschen - Einfluß der Kammertiefe und des Kantenradius

Die Momentenbeiwerte liegen im Fall der tieferen Rotortaschen mit runder Kante im Maximum fast dreimal so hoch wie in der Referenz-Konfiguration ohne Taschen! Der Einfluß nimmt dabei mit der Durchflußrate c_w zu und mit der Umfangs-Reynoldszahl Re_ϕ ab. Bei maximaler Rotordrehzahl und maximalem Durchfluß beträgt der Zuwachs noch 100 %. Darunter befinden sich die Drehmomentenbeiwerte, die mit scharfer Kante gemessen wurden. Der relative Anstieg liegt bei einer Kammertiefe von $t = 20$ mm zwischen 40 und 100 % und bei $t = 10$ mm zwischen 20 und 50 %. Der Zusammenhang zwischen durchgesetztem Massenstrom und Antriebsmoment ist im Fall der Taschen mit scharfer Kante nicht mehr eindeutig. Die Streuung ist jedoch weniger der Meßgenauigkeit, sondern eher dem hochgradig turbulenten und instationären Charakter der Strömung zuzuschreiben. Basis für diese Folgerung bilden neben der Arbeit von Roshko (1955) die in Kap. 6.1.1 und 6.1.2 beschriebenen Ergebnisse. Anzeichen für instationäres Strömungsverhalten sind außerdem schallerzeugende Vorgänge im Innern der Meßstrecke, die im Verlauf der Versuchsreihen in einzelnen Betriebspunkten akustisch wahrgenommen wurden.

Eine Verkleinerung der äußeren oder inneren Spaltweite bewirkt einen Anstieg des gemessenen Drehmomentes. Die Zunahme ist jedoch nicht wie zuerst vermutet auf die bei kleinerem Spalt größer werdende Statorgesamtfläche, sondern auf eine Dichteänderung des Fluids zurückzuführen. Um beide Effekte voneinander zu trennen, sind die Drehmomentenbeiwerte c_M sowie alle anderen dimensionslosen Größen mit Stoffgrößen berechnet worden, die innerhalb der Meßstrecke im Nahbereich des äußeren Dichtspaltes bestimmt wurden. Die Ermittlung der Dichte ρ und der kinematischen Viskosität ν erfolgte dabei mit den an der Stelle $p5/6$ bzw. $T5/6$ gemessenen Drücke und Temperaturen (siehe Abb. 5.20). Wird der Momentenbeiwert mit diesen Größen gebildet, dann ergibt sich

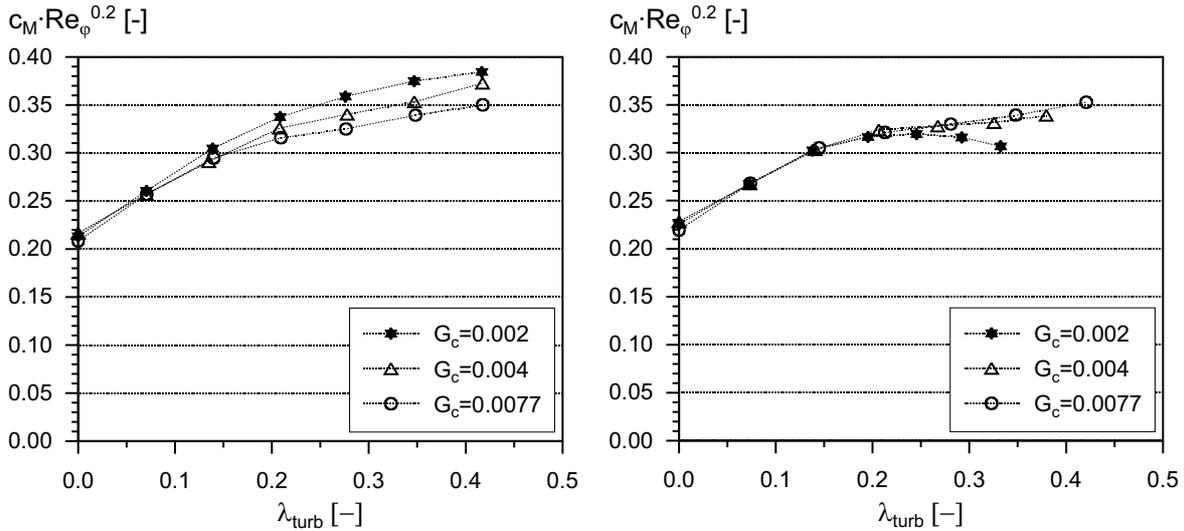


Abb. 6.20: Einfluß der Spaltweite $s_{a,a}$ ohne (links) und mit (rechts) Berücksichtigung der Dichteänderung im Rotor-Stator Zwischenraum

der im rechten Teil von Abb.6.20 dargestellte Kurvenverlauf. Der Einfluß der Spaltweite $s_{a,a}$ wächst mit dem durchgesetzten Kühlluftstrom c_w . Die gezeigte Abnahme von c_M bei reduziertem $s_{a,a}$ ist aufgrund der innerhalb der Meßstrecke vorhandenen örtlichen Dichtunterschiede jedoch nicht eindeutig. Um den Einfluß von ρ zu demonstrieren, sind die Momentenbeiwerte im linken Teil von Abb. 6.20 mit den in der freien Umgebung gemess-

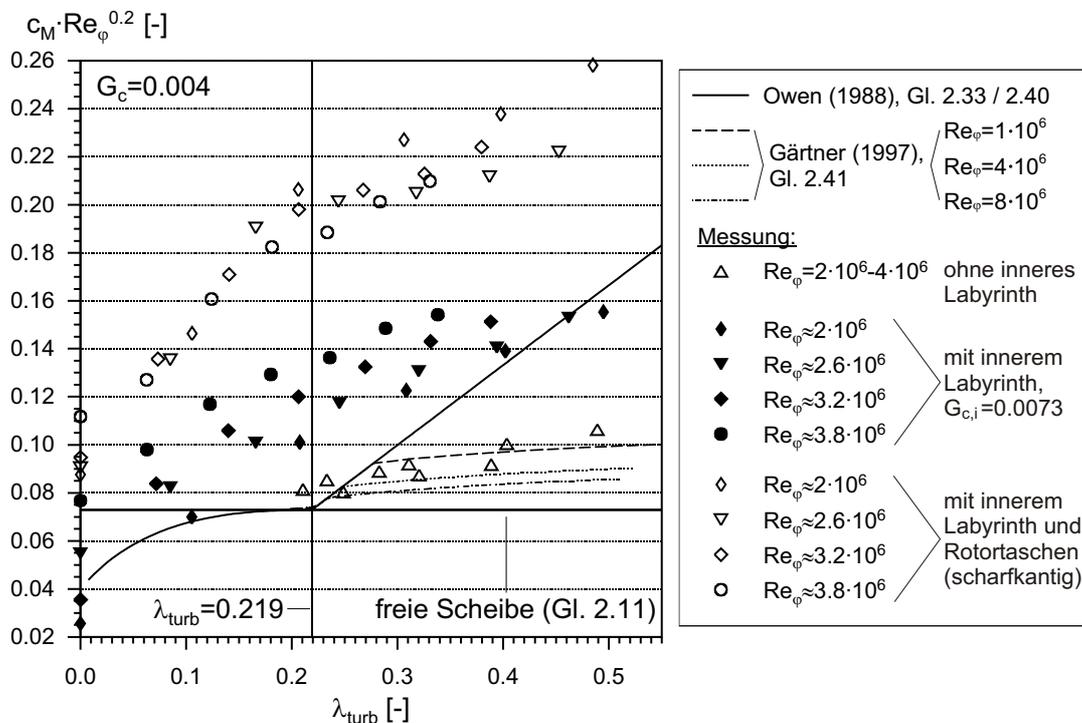


Abb. 6.21: Drehmomentenbeiwert c_M in einer Konfiguration mit Rotortaschen der Tiefe 20 mm und mit scharfer Eintrittskante

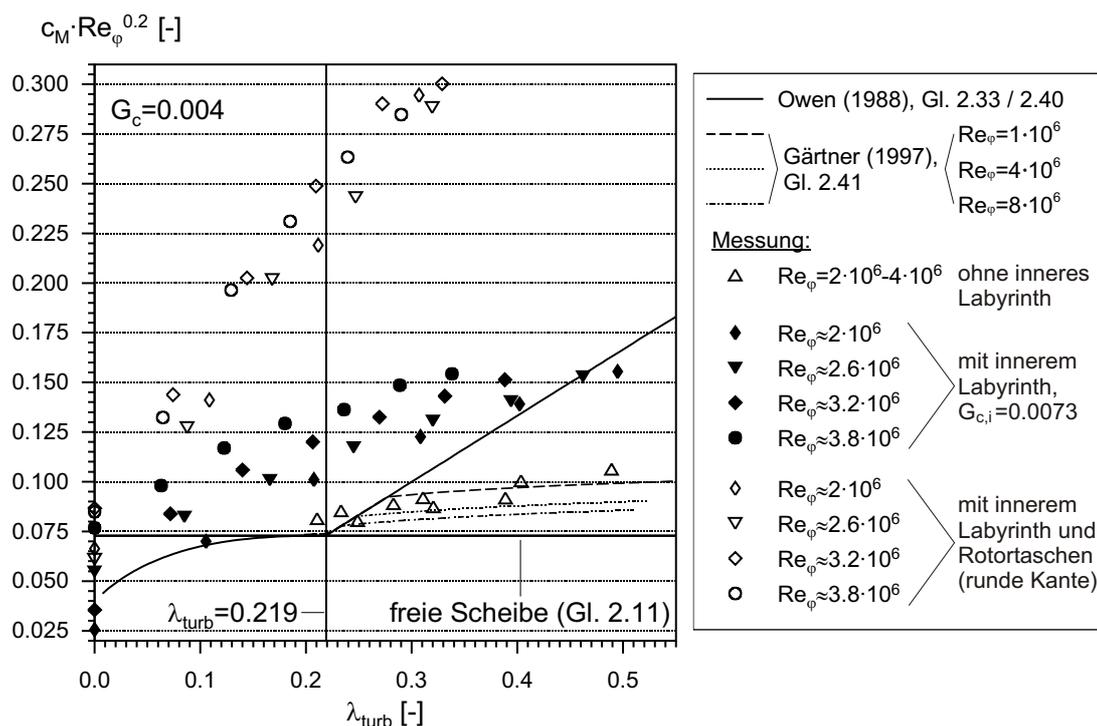


Abb. 6.22: Drehmomentenbeiwert c_M in einer Konfiguration mit Rotortaschen der Tiefe 20 mm und mit Kantenradius $r = 1.6$ mm

senen Stoffgrößen gebildet worden. In diesem Fall steigt c_M , d.h. der nicht korrigierte Meßwert, mit kleiner werdender Spaltweite an.

Die Schwierigkeiten, die sich bei der exakten Bestimmung einer für den jeweiligen Betriebspunkt repräsentativen Fluidichte ergeben, werden bei einer Variation von $s_{a,i}$ noch erhöht. Unabhängig von dieser Unsicherheit betrachtet ist der Spaltweiteneffekt im Vergleich mit der Wirkung der Rauigkeitselemente jedoch vernachlässigbar. Die Auftragung der Ergebnisse erfolgt deshalb in Abb. 6.21 und 6.22 für eine Spaltweite $G_c = 0.004$ ($s_{a,a} = 1$ mm) stellvertretend für alle weiteren Variationen im Bereich $0.002 < G_c < 0.0077$. Wie in diesen Schaubildern gezeigt, kann in einem geometrisch komplexen Rotor-Stator System mit innerer Dichtung und Rauigkeitselementen in der Rotorscheibe der Drehmomentenbeiwert um ein Mehrfaches höher liegen als in einem von Owen (1988) oder Gärtner (1997) behandelten, einfachen System. Eine starke Abhängigkeit vom turbulenten Strömungsparameter λ_{turb} bleibt dabei erhalten. Die Ergebnisse in Abb. 6.19 und 6.22 zeigen darüber hinaus, daß durch Details wie z.B. eine veränderte Kammertiefe oder eine Rundung am Eintritt der Rotortaschen das Ergebnis drastisch beeinflusst werden kann. Diese Parameter müssen daher mehr als das Radseitenraumverhältnis G oder die dimensionslose Spaltweite G_c bei der Berechnung des Momentenbeiwertes berücksichtigt werden.

6.1.3.2 Einfluß der Störelemente am Stator

Um den Einfluß von Rauigkeitselementen an der Statorwand zu untersuchen, wurden zwischen innerer und äußerer Spaltdichtung Schraubenköpfe angebracht (Abb. 4.2(c)).

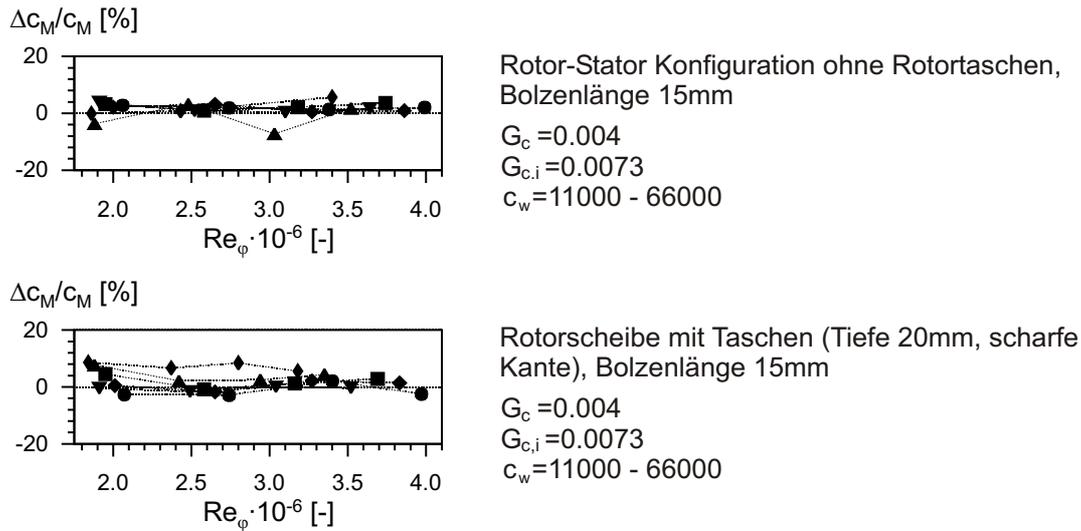


Abb. 6.23: Prozentuale Änderung des Momentes als Folge der Schraubenköpfe

Die Elemente mit zylindrischer Bauform ($N = 19$, $d = 6$ mm) wurden gleichmäßig am Umfang verteilt. Ihre Länge betrug wahlweise 10 und 15 mm. In Abb. 6.23 sind Ergebnisse für zwei Rotor-Stator Konfigurationen dargestellt, die jeweils mit einer Schraubenlänge von $l = 15$ mm erzielt wurden. Die Resultate sind repräsentativ für die gesamte Meßreihe, die neben einer Variation der Baulänge auch Versuche bei äußeren Spaltweiten zwischen $G_c = 0.002$ und 0.0077 beinhaltete.

Der Einfluß der Schraubenköpfe auf den dimensionslosen Drehmomentenbeiwert c_M ist in allen Testfällen vernachlässigbar. Die in Abb. 6.23 zu beobachtende Streuung liegt im Bereich von 10 % und damit innerhalb der Meßtoleranzen. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Millward und Robinson (1989) für den Fall, daß sich stromauf der Rauigkeitselemente eine zylindrische Wand befindet. Durch diese wird, ebenso wie in der aktuellen Meßstrecke durch die innere Spaltdichtung, die Hauptströmung in Richtung Rotorscheibe umgelenkt. Auch wenn wie in Kap. 6.1.1 gezeigt die zwischen innerer und äußerer Dichtung vorhandene Sekundärströmung durch die Verschraubungen lokal gestört wird, bleibt deren Einfluß auf die Hauptströmung also gering. Als Folge dessen bleiben auch die strömungsmechanischen Vorgänge in der Rotorgrenzschicht von den Bolzenköpfen ungestört. Letzteres scheint selbst dann zu gelten, wenn eine zusätzliche Beeinflussung der Strömung durch rotierende Rauigkeitselemente stattfindet. Trotz einer durch die Rotortaschen forcierten Kernrotation (siehe Abb. 6.5, Kap. 6.1.1) im äußeren Radseitenraum bewirken die in diesem Bereich der Meßstrecke positionierten stationären Verschraubungen keinen Anstieg des Drehmomentes. Die Erkenntnis von Haaser et al. (1987), wonach das Zusammenspiel rotierender und stehender Elemente zu erhöhten Totaltemperaturen führen kann, kann für diese Rotor-Stator Geometrie deshalb nicht bestätigt werden.

6.2 Axial überströmter Radseitenraum - Vordralldüsenystem

Die in den Abschnitten 6.1.1 bis 6.1.3 beschriebenen Ergebnisse gelten für radial auswärts durchströmte Rotor-Stator Systeme mit zentraler Zufuhr des Kühlmediums. Wird letzteres an der Peripherie des Systems eingebracht, dann geschieht dies zumeist mit Hilfe von sogenannten Vordralldüsen, durch die die Luft in tangentialer Richtung stark beschleunigt und damit den Kühlluft einlaßbohrungen der Rotorscheibe mit niedriger Temperatur bereitgestellt wird. Der im Hinblick auf eine optimale Gestaltung interessierende Strömungscharakter und die Kühleffizienz eines solchen Vordralldüsenystems stehen im Mittelpunkt der beiden nachfolgenden Abschnitte.

6.2.1 Strömungsgeschwindigkeiten in der äußeren Radseitenkammer des Vordralldüsenystems

6.2.1.1 Charakteristische Strömungsstrukturen

Abb. 6.25 und 6.26 zeigen zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder, die mittels der Particle Image Velocimetry (Kap. 5.4) innerhalb der Vordrallkammer bestimmt wurden. Radiale und tangentielle Geschwindigkeiten sind im mitbewegten Bezugssystem als Vektoren dargestellt. Als Graustufenmuster hinterlegt ist der Kernrotationsfaktor β , der das Verhältnis der gemessenen, absoluten Umfangskomponente zur Scheibendrehgeschwindigkeit beschreibt. Die Ergebnisse sind exemplarisch für ein Gesamtdruckverhältnis von $\pi = 1.67$ und für verschiedene Umfangs-Reynoldszahlen zwischen $Re_\varphi = 8.5 \cdot 10^5$ ($\Omega \cdot r_m = 46$ m/s) und $Re_\varphi = 2.8 \cdot 10^6$ ($\Omega \cdot r_m = 161$ m/s) dargestellt. Das Gesamtdruckverhältnis $\pi = \pi_{Düse} \cdot \pi_{Bohrung}$ konnte in den Versuchen wesentlich besser als das Düsendruckverhältnis eingeregelt werden, da letzteres stärker vom Durchflußverhalten der Rotorbohrungen und damit von der Rotorgeschwindigkeit abhängt. Die bei jeweiligem Gesamtdruckverhältnis erzielten Durchflußraten c_w sowie $\pi_{Düse}$ und λ_{turb} sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Um den Einfluß der Rotorstellung zu ermitteln, wurden Geschwindigkeiten sowohl am Eintritt einer Receiverbohrung als auch mittig zwischen zwei benachbarten Rotorbohrungen gemessen (siehe auch Abb. 5.7). Die Rotorbewegung erfolgt in den Schaubildern von links nach rechts. Darüber hinaus war zu überprüfen, welchen Effekt der Abstand zwischen Düsenaustritt und Bohrungseintritt hat. Abb. 6.25 zeigt deshalb das Resultat einer

Gesamtdruckverhältnis $\pi = \pi_{Düse} \cdot \pi_{Bohrung}$	Düsendruckverhältnis $\pi_{Düse}$	Durchflußrate c_w	Str.-parameter $\lambda_{turb} = c_w \cdot Re_\varphi^{-0.8}$
1.67	1.33 .. 1.37	48000 – 49000	0.33 – 1.49
1.50	1.26 .. 1.29	40000 – 41000	0.29 – 1.33
1.34	1.19 .. 1.21	31000 – 33000	0.23 – 1.11
1.18	1.09 .. 1.11	20000 – 23000	0.15 – 0.82

Tab. 6.1: Liste der untersuchten Strömungsparameter

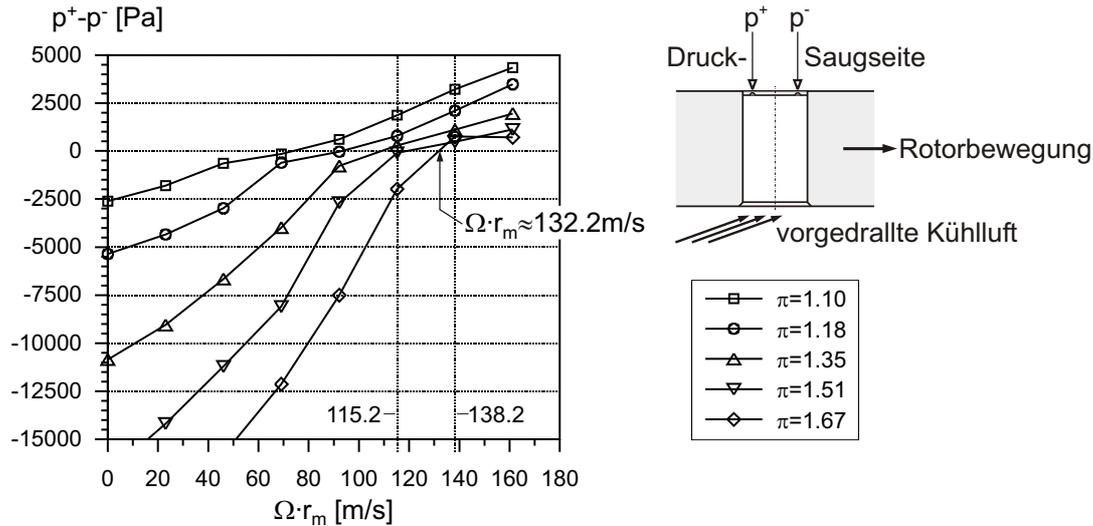
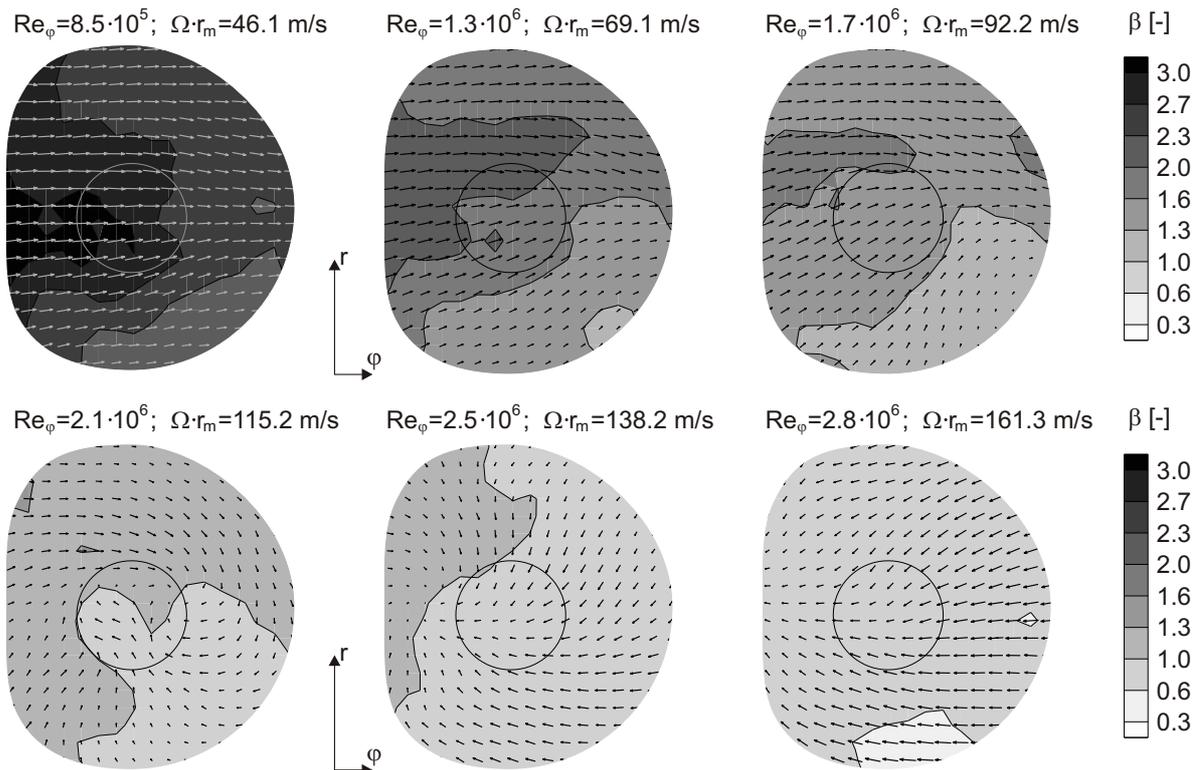
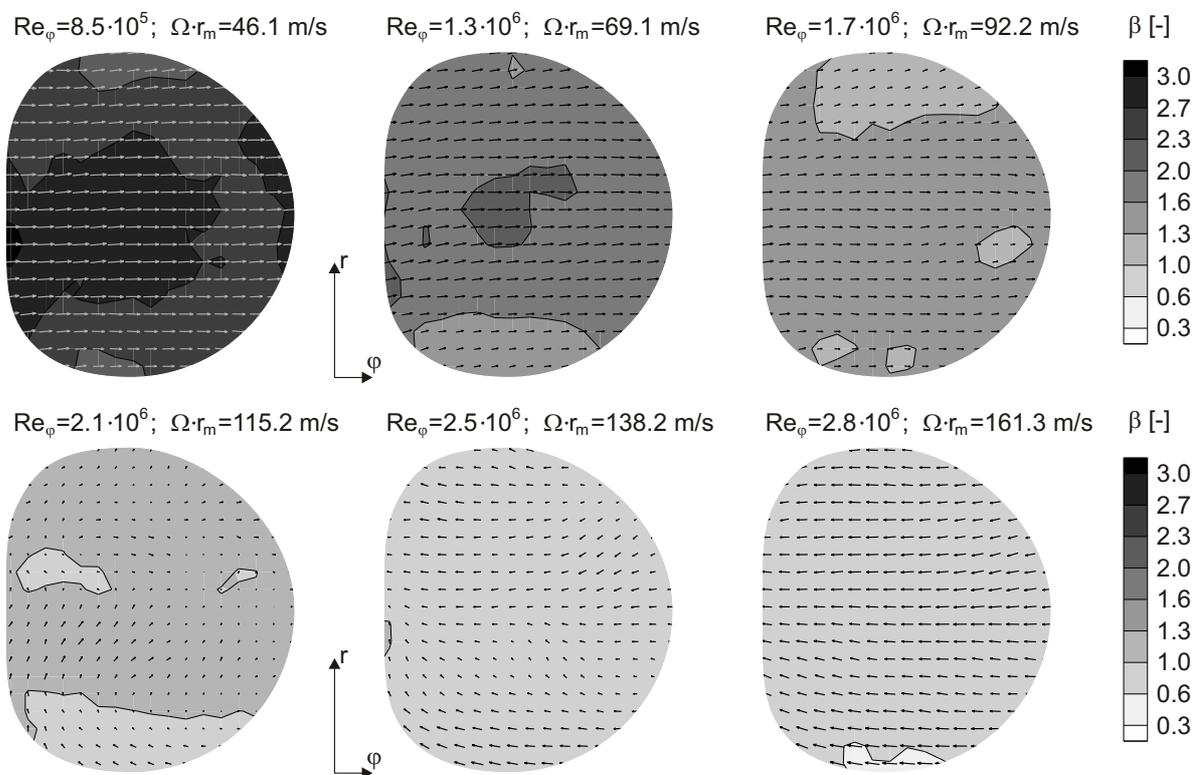


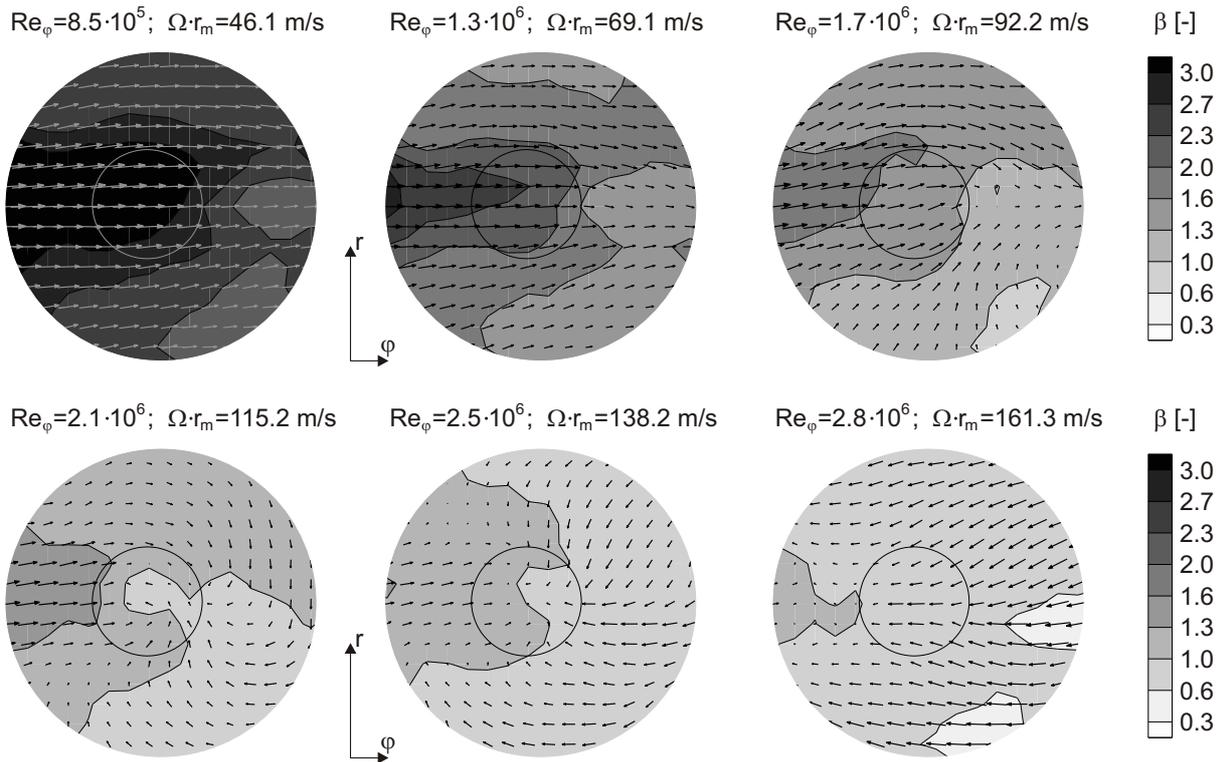
Abb. 6.24: Am Austritt der Rotorbohrungen gemessener Totaldruckunterschied

Mekreihe, bei der das Meßvolumen zwischen zwei benachbarten Vordralldüsen positioniert war (Endoskopposition 1, siehe Abb. 5.7). In Abb. 6.26 sind Ergebnisse dargestellt, die in kurzem Abstand zum Austritt einer Vordralldüse ermittelt wurden (Endoskopposition 2). Die infolge der Endoskopoptik entstandenen Verzerrungen an den Bildrändern sind in beiden Abbildungen vollständig beseitigt. Der Abstand zwischen zwei Vektoren beträgt 1.6 mm (Endoskopposition 1) und 1.84 mm (Position 2).

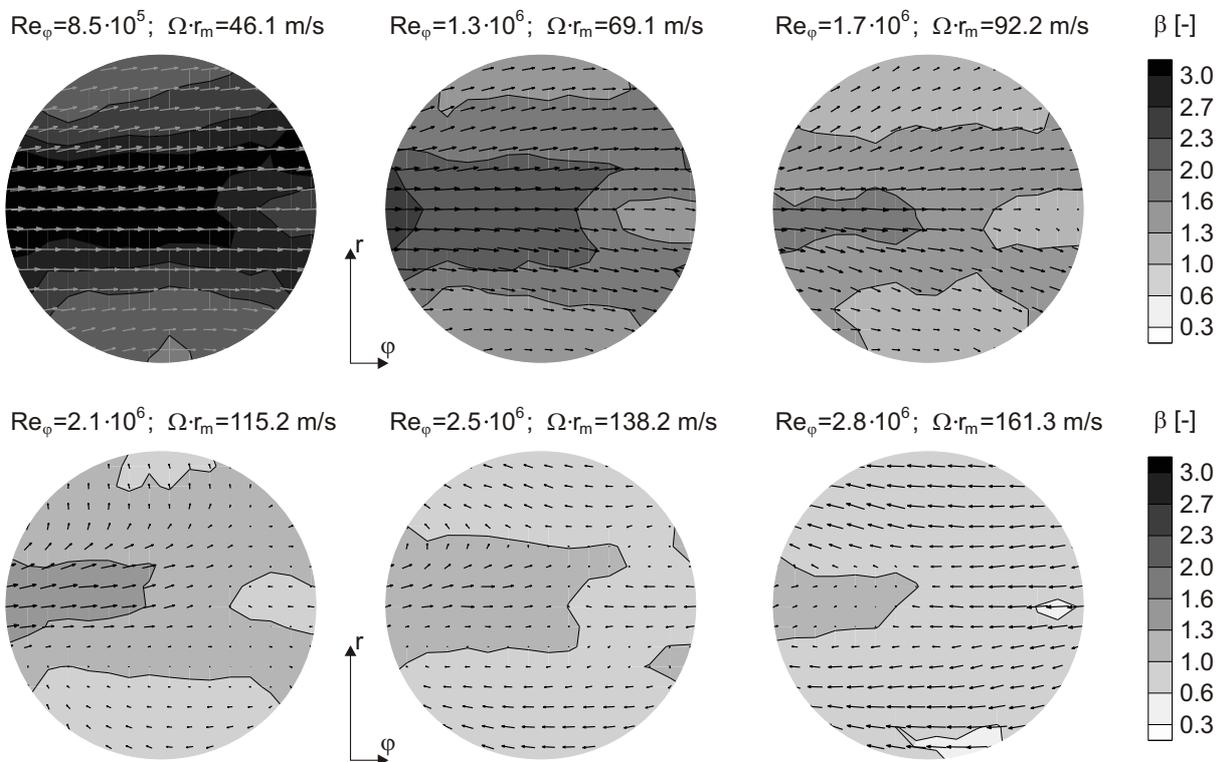
Aus der gewählten starken Entspannung der Kühlluft über die Vordralldüsen (Druckverhältnis $\pi_{Düse} \approx 1.36$, siehe Tab. 6.1) resultiert bei geringer Scheibengeschwindigkeit ($\Omega \cdot r_m = 46$ m/s) ein hoher Überdrall von $\beta \approx 3.0$. Wird die Drehgeschwindigkeit des Rotors erhöht, nimmt die Relativbewegung der Strömung und damit die in der Vordrallkammer gemessene Kernrotation ab. Der Betriebspunkt, in dem sich die Rotorbohrung annähernd mit der innerhalb des Meßvolumens erfaßten, tangentialen Strömungsgeschwindigkeit bewegt ($\beta = 1$), wird bei Umfangsgeschwindigkeiten zwischen $\Omega \cdot r_m = 115$ m/s und $\Omega \cdot r_m = 138$ m/s erreicht. Das Einströmen in die Rotorbohrung erfolgt unter diesen Bedingungen bei optimalem Anströmwinkel und daher mit geringen Verlusten (Rohde et al., 1969, Jakoby et al., 1997, Dittmann et al., 2002). Eine symmetrische Anströmung der Rotorbohrungen konnte auch mit Hilfe der in Kap. 5.6 und 5.7 beschriebenen Totaldrucksonden nachgewiesen werden (Abb. 6.24). Die Druckmessungen fanden am Austritt der Rotorbohrungen auf deren Saug- und Druckseite statt. Ein verschwindender Differenzdruck kennzeichnet in Abb. 6.24 die Betriebszustände mit symmetrischem Geschwindigkeitsprofil innerhalb der Bohrung. Letzteres zeigt an, daß die Zuströmung am Bohrungseintritt einen vernachlässigbaren Queranteil besitzt.

Das Strömungsmuster, welches im Relativsystem über der Scheibenbohrung beobachtet werden kann, ist dem einer rechtsdrehenden Wirbelsenke ähnlich. Seine Drehrichtung erhält der Wirbel aus einem in positiver, radialer Richtung verlaufenden Anstieg der absoluten Umfangskomponente, seinen Antrieb aus einem normal zur Meßebeine verlaufenden Druckgradienten (Saugwirkung der Bohrung). Die charakteristische Strömungsform tritt

Strömungsfelder am Bohrungseintritt, Druckverhältnis $\pi=1.67$ Strömungsfelder zwischen zwei benachbarten Rotorbohrungen, Druckverhältnis $\pi=1.67$ **Abb. 6.25:** Strömungsvektoren mit Kernrotation in der Vordrallkammer - Endoskopposition "1"



Strömungsfelder am Bohrungseintritt, Druckverhältnis $\pi=1.67$



Strömungsfelder zwischen zwei benachbarten Rotorbohrungen, Druckverhältnis $\pi=1.67$

Abb. 6.26: Strömungsvektoren mit Kernrotation in der Vordrallkammer - Endoskopposition "2" (Düsenaustritt)

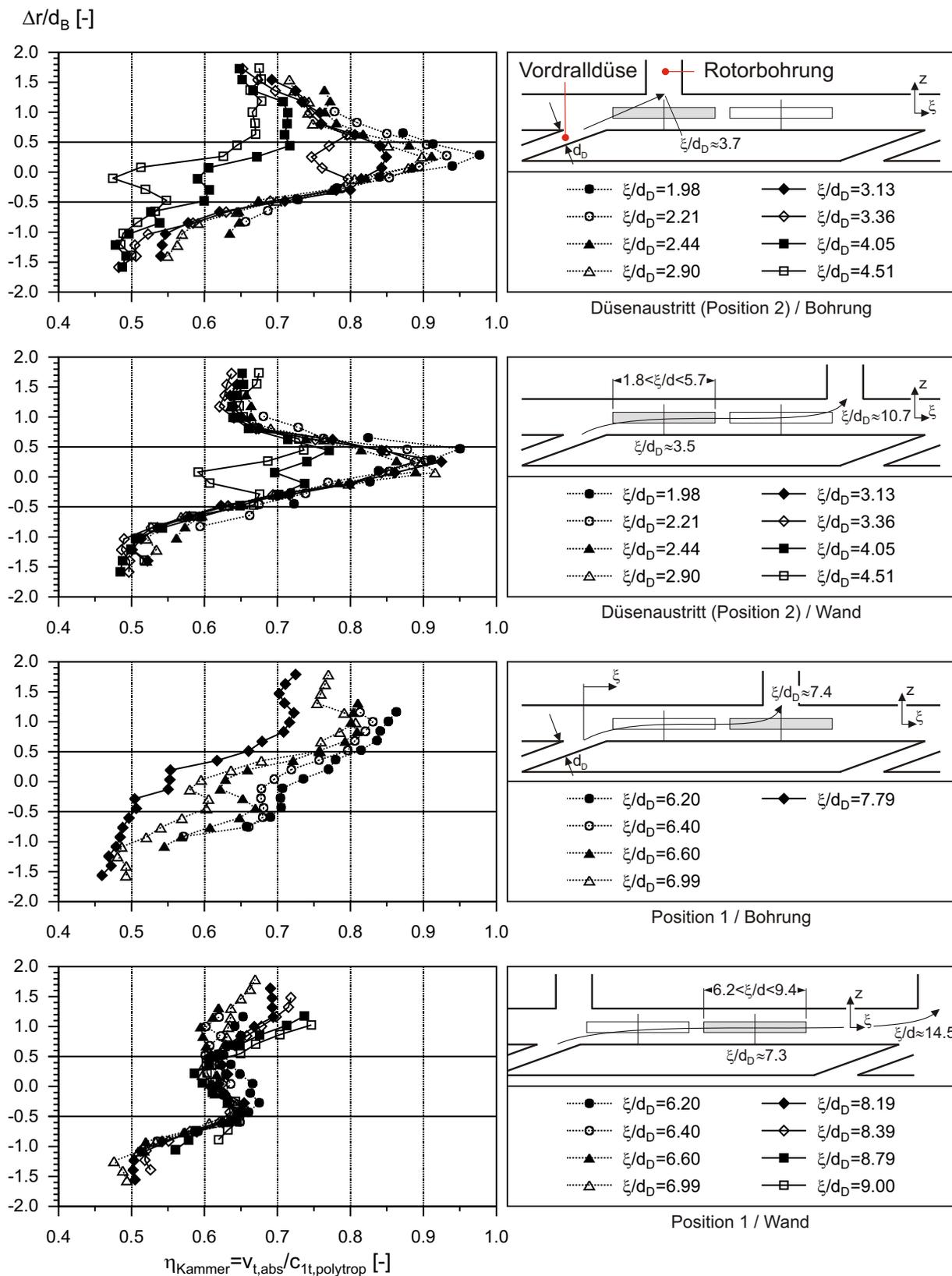


Abb. 6.27: Radiale Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit des dimensionslosen Abstandes von der Vordralldüse $\xi/d_{Düse}$ bei $Re_\varphi = 2.46 \cdot 10^6$ ($\Omega \cdot r_m = 138.2$ m/s), $\pi = 1.67$, $\lambda_{turb} = 0.38$

auch bei anderen Druckverhältnissen, jedoch nur am Bohrungseintritt auf. Ein Wirbel kann daher in den unteren Abschnitten von Abb. 6.25 und 6.26 nicht beobachtet werden. Wird die Rotorgeschwindigkeit weiter gesteigert, dann erfolgt die Anströmung des Receivers in entgegengesetzter Richtung (Unterdrall).

Durch einen Vergleich der Messungen an beiden Endoskoppositionen kann eine Aussage darüber getroffen werden, welche Änderungen die Strömung innerhalb der Vordrallkammer stromab der Düse erfährt. Dem Verlauf der Konturlinien in Abb. 6.25 und 6.26 kann diesbezüglich entnommen werden, daß die Umfangsgeschwindigkeiten am Düsenaustritt, d.h. an Position 2 prinzipiell höher als an Position 1 sind, und das Strömungsprofil hier eher dem eines Jets entspricht. Eine deutliche Verzögerung der Umfangsgeschwindigkeiten kann jedoch insbesondere am Düsenaustritt auch innerhalb der Einzelbilder beobachtet werden.

Durch reduzierte tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten wird die Effektivität der Vordrallkammer nachteilig beeinflusst und die Totaltemperatur in den Rotorbohrungen als direkte Folge der Umwandlung kinetischer Energie in Wärme angehoben (vgl. Kap. 2.4.4). Aufgrund der Bedeutung für die Kühleffektivität der Turbine soll daher die gemessene Absenkung der tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten im Radseitenraum zunächst mit Hilfe einer detaillierteren Auftragung der gemessenen Geschwindigkeitsverläufe genauer herausgestellt werden. Dies geschieht auch, um Aussagen über eine verbesserte geometrische Gestaltung der Vordrallkammer treffen zu können. Im Anschluß sollen dann durch eine Mittelung der Geschwindigkeiten die Voraussetzungen geschaffen werden, um die in den Rotorbohrungen tatsächlich zu erwartenden Totaltemperaturen abschätzen und den Temperaturen eines idealen Vordralldüsen systems gegenüberstellen zu können.

In Abb. 6.27 sind die in radialer Richtung verlaufenden Profile für unterschiedliche Entfernungen vom Düsenaustritt ξ aufgetragen. Die gemessene tangentialen Geschwindigkeit $v_{t,abs}$ ist in den Grafiken auf eine mittlere Geschwindigkeit am Düsenaustritt bezogen, welche für eine adiabate, nicht reversible Expansion über den Vordrallapparat unter Zuhilfenahme gemessener Zustands- und Prozeßgrößen berechnet werden kann. Das Geschwindigkeitsverhältnis η_{Kammer} beschreibt den Wirkungsgrad der Vordrallkammer. Die Lokalisierung der η_{Kammer} -Werte auf dem Scheibenradius erfolgt in den Schaubildern mit Hilfe der auf den Bohrungsdurchmesser d_B bezogenen radialen Auslenkung aus der Bohrungsmittelpunkt Δr . Die Ergebnisse sind für alle vier Meßpositionen, jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit nur für eine Rotorgeschwindigkeit ($\Omega \cdot r_m = 138.2 \text{ m/s}$) aufgetragen. Die Profile sind denen weiterer Betriebspunkte bei $\pi = 1.67$ sehr ähnlich.

Die Ergebnisse in der oberen Hälfte von Abb. 6.27 bestätigen die Erwartungen, wonach am Eintritt in den Receiver im Falle eines kurzen Abstandes zur Vordralldüse nur geringfügige Wirkungsgradverluste entstehen. Grundlage für diese Aussage bildet die Annahme, daß die mittig zwischen Rotorscheibe und Düsenaustrittsebene gemessenen Geschwindigkeiten für eine Charakterisierung der Verhältnisse am Bohrungseintritt herangezogen werden können (die Meßebeine befindet sich im Abstand von wenigen Millimetern von der Rotorscheibe entfernt, vgl. Kap. 5.4.2). Über der stromauf gelegenen Eintrittskante der Bohrung ($\xi/d_D \approx 3.1$) wurden Effektivitäten von $\eta_{Kammer} > 80\%$ gemessen. Der

Hauptanteil des Jets trifft in dieser Rotorstellung auf die Bohrung und strömt aus dem Radseitenraum ab. Die Tangentialkomponente im Meßvolumen nimmt daher bei weiterer Entfernung von der Düse stärker als im Fall der Messung über der Rotorwand ab. In letzterem Fall wird eine Aufweitung des Jets und damit eine Verringerung der Geschwindigkeiten durch die im Verhältnis zum Düsendurchmesser ungleich größere Kammerhöhe ($h_{Kammer}/d_D = 5.85$) ermöglicht. Die Strömungsprofile zeigen für $\xi/d_D > 4$ eine Teilung des Jets in zwei Maxima.

In der unteren Hälfte von Abb. 6.27 befindet sich die Meßebe in größerem Abstand zur Düsenöffnung ($6.2 < \xi/d_D < 9.4$). Auffälligster Unterschied zu den Ergebnissen an Position 2 ist neben den prinzipiell geringeren Effektivitäten deren radialer Verlauf. Als Folge einer vom Düsenstrahl dominierten Strömung, welche der Krümmung des Radseitenraumes nur schwer folgt, befindet sich das Geschwindigkeitsmaximum oberhalb der Rotorbohrung ($\Delta r/d_B > 0.5$). Die Versorgung des Receivers mit Kühlluft erfolgt deshalb mit höheren Verlusten, als dies bei einer optimalen Positionierung der Bohrung der Fall wäre. Die Effektivitäten liegen im vorderen Einströmbereich der Bohrung ($\xi/d_D = 6.2 - 6.4$) aufgrund der beschriebenen Beschleunigung mit ca. $\eta_{Kammer} = 70\%$ geringfügig höher als bei einer Messung vor der Rotorwand ($\eta_{Kammer} = v_{t,abs}/c_{1t,polytrop} \approx 60 - 65\%$). Über der Bohrung wird die Strömung "abgesaugt", woraus die weiter stromab gemessenen, niedrigeren tangentialen Geschwindigkeiten resultieren.

Die gemessenen Effektivitäten beschreiben ein vom Idealzustand abweichendes Vordralldüsensystem. Mögliche Ursachen für die beobachteten Verluste sind in dem großen Abstand zweier benachbarter Bohrungen bei geringer Anzahl ($N = 12$) und einer dadurch entstehenden ungünstigen Weglänge zwischen Düsenöffnung und Receivertritt zu sehen. Eine Besserung könnte neben einer höheren Bohrungs- und Düsenanzahl auch aus einer niedrigeren Kammerhöhe resultieren, durch die eine Aufweitung des Strahls möglicherweise stärker unterdrückt wird. In einer kleineren Vordrallkammer würde außerdem der Einfluß der Wandreibung abgeschwächt werden. Eine geschickte Positionierung der Düsen und Bohrungen auf dem Scheibenradius bietet letztlich eine weitere Optimierungsmöglichkeit, die jedoch unter Berücksichtigung weiterer Freiheitsgrade wie z.B. des Abstandes zwischen Rotor und Stator zu überdenken ist.

6.2.1.2 Mittlere Geschwindigkeiten und Effektivitäten

Obwohl bei einer Mittelung der im Radseitenraum gemessenen Geschwindigkeiten die zuvor beschriebenen lokalen Effekte in den Hintergrund treten, ist eine Reduktion der Datensätze insbesondere dann sinnvoll, wenn die Meßwerte einer eindimensionalen theoretischen Betrachtung gegenübergestellt werden sollen. Ziel anschließender Überlegungen ist es daher, eine für den jeweiligen Betriebspunkt repräsentative "Kammergeschwindigkeit" zu finden.

Eine arithmetische Mittelung der Umfangsgeschwindigkeiten ist sowohl im gesamten Meßbereich als auch in einem definierten Teilabschnitt der jeweiligen Meßebe (etwa nur im unmittelbaren Einströmbereich der Rotorbohrung, $r_m - d_B/2 < r < r_m + d_B/2$) vorstell-

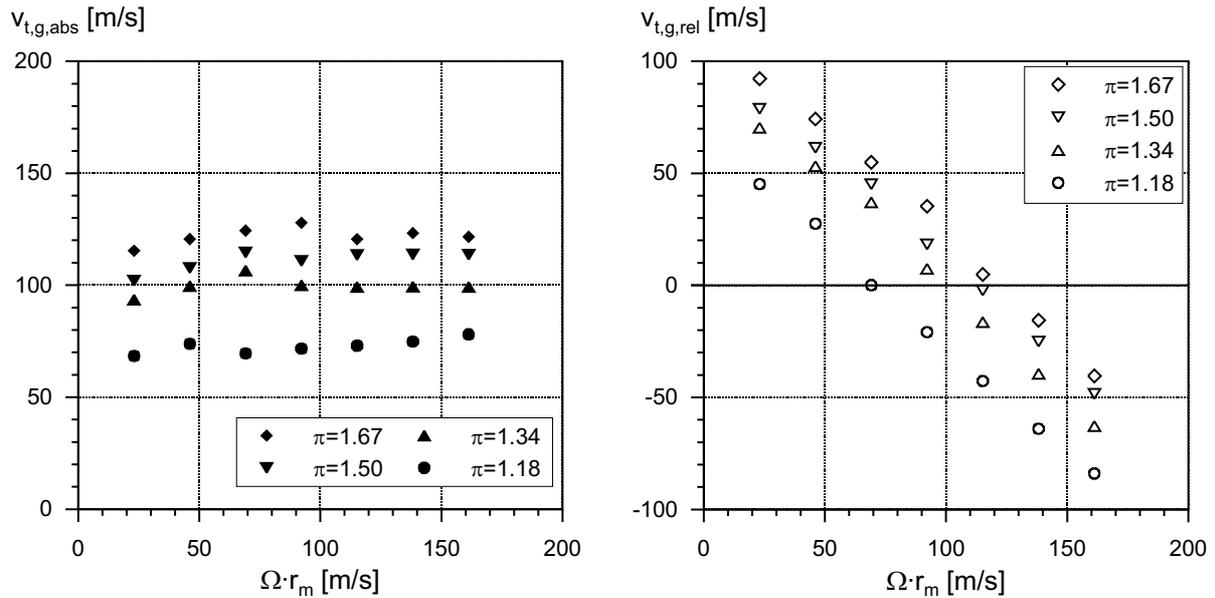


Abb. 6.28: Mittlere Umfangsgeschwindigkeiten im ruhenden (links) und im mitbewegten (rechts) Bezugssystem

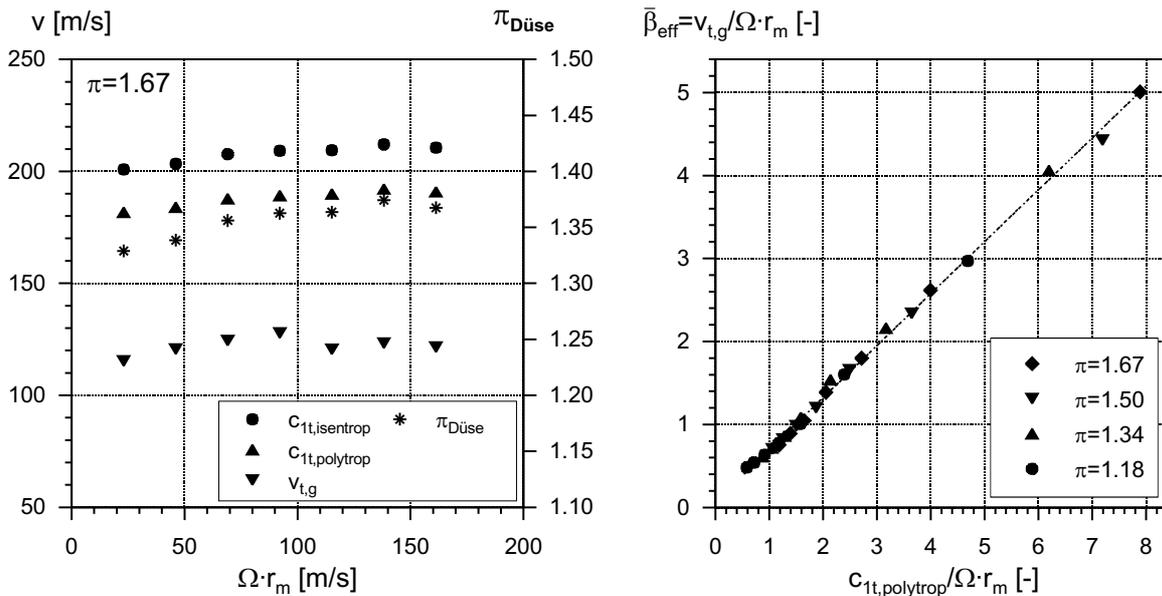


Abb. 6.29: Vergleich mit der isentropen und polytropen Düsenaustrittsgeschwindigkeit (links) und effektive Drallzahl (rechts)

bar. Bei entsprechender Auswertung der Meßdaten zeigte sich jedoch, daß eine solche Unterscheidung einen vernachlässigbaren Einfluß auf das Endergebnis nimmt. Die anschließende Diskussion erfolgt daher mit Ergebnissen, zu deren Ermittlung der gesamte Meßbereich herangezogen wurde. Letzterer erfaßt jedoch trotz der je Betriebspunkt durchgeführten vier Messungen an unterschiedlichen Positionen die innerhalb der Vordrallkammer vorliegende Strömung nicht vollständig (siehe Abb. 5.6 und 5.7, Kap. 5.4.2). Die Tatsache, daß Teilbereiche des Radseitenraums meßtechnisch nicht erfaßt werden können,

muß daher bei der Diskussion der mittleren Geschwindigkeiten v_g berücksichtigt werden. In Abb. 6.28 sind die mittleren Geschwindigkeiten $v_{t,g}$ im ruhenden und im mitbewegten Bezugssystem in Abhängigkeit der gewählten Druckverhältnisse aufgetragen. Den Erwartungen folgend nimmt die als gemittelte Größe dargestellte Tangentialkomponente der Strömungsgeschwindigkeit mit dem Expansionsverhältnis über den Vordrallapparat zu. Der geringen Variation der Absolutwerte mit der Drehgeschwindigkeit des Rotors ist zu entnehmen, daß das Druckverhältnis π die Kammerströmung dominiert, und daß die Scheibenbewegung einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Mittelwert $v_{t,g}$ nimmt. Der Vollständigkeit wegen sei jedoch erwähnt, daß bei sehr kleinen Druckverhältnissen ($\pi = 1.05$) die rotierende Wand durchaus eine beschleunigende Wirkung auf das Fluid ausübt (Geis et al., 2001).

Die gemittelten Meßgrößen bei $\pi = 1.67$ können in Abb. 6.29 mit den theoretisch möglichen Geschwindigkeiten eines idealen ($c_{1,isentrop}$) und eines durch Verluste innerhalb der Düse gekennzeichneten ($c_{1,polytrop}$) Vordralldüsensystems verglichen werden. Der im Radseitenraum des hier beschriebenen Systems ermittelte Meßwert liegt mit nur annähernd 50 % weit unterhalb der maximalen, d.h. isentropen Düsenaustrittsgeschwindigkeit.

Um den Drallverlust innerhalb der Kammer darzustellen, ist der Effektivwert $\bar{\beta}_{eff} = v_{t,g}/\Omega \cdot r_m$ im rechten Teil des Schaubildes in Abhängigkeit des am Düsenaustritt berechneten Dralls $c_{1t,polytrop}/\Omega \cdot r_m$ aufgetragen. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen ist annähernd linear. Die effektive Kernrotationszahl $\bar{\beta}_{eff}$ läßt sich für die hier untersuchte Geometrie der Vordrallkammer durch folgende Ausgleichskurve beschreiben:

$$\bar{\beta}_{eff} = 0.0708 + 0.6261 \cdot c_{1t,polytrop}/\Omega \cdot r_m \quad (6.2)$$

Die in Abb. 6.30 im linken Teilbereich dargestellten Ergebnisse verdeutlichen, daß der

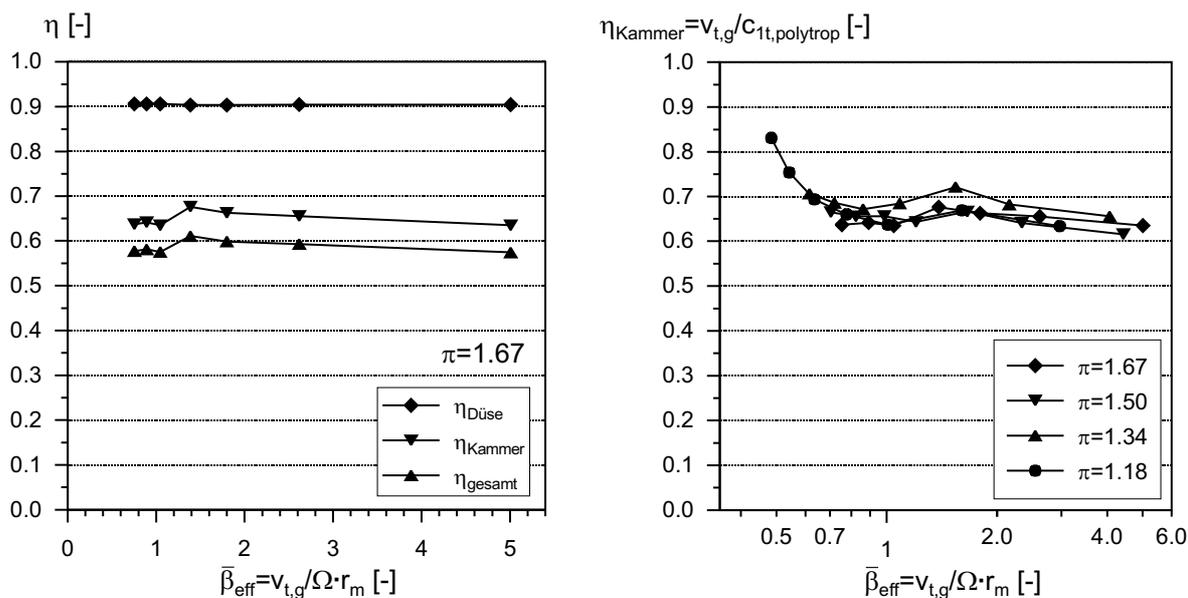


Abb. 6.30: Verlust des Gesamtsystems (links) und Vordrallkammerwirkungsgrade für verschiedene Gesamtdruckverhältnisse (rechts)

Wirkungsgrad der Vordrallkammer $\eta_{Kammer} = v_{t,g,abs}/c_{1t,polytrop}$ ebenso wie der Verlust in der Düse ($\eta_{Düse} = c_{1t,polytrop}/c_{1t,isentrop}$) bei einer Betrachtung der Verluste des Gesamtsystems $\eta_{gesamt} = \eta_{Kammer} \cdot \eta_{Düse}$ berücksichtigt werden muß. Gleichzeitig wird durch die sehr niedrigen Werte zwischen $60\% < \eta_{Kammer} < 70\%$ das Potential aufgezeigt, welches bei sorgfältiger Gestaltung von Vordrallkammer und der Kühlluftführung möglicherweise genutzt werden kann.

Rechts daneben sind die gemessenen Geschwindigkeiten $v_{t,g}$ ebenfalls auf den bei polytroper Entspannung berechneten Wert am Düsenaustritt bezogen und für weitere Gesamtdruckverhältnisse $1.18 < \pi < 1.67$ zusammengefaßt. Das Geschwindigkeitsverhältnis η_{Kammer} ist dabei wie im linken Schaubild über der dimensionslosen Drallzahl $\bar{\beta}_{eff}$, d.h. dem Verhältnis aus Strömungs- zu Scheibenumfangsgeschwindigkeit aufgetragen.

Die Werte liegen auch bei kleineren Druckverhältnissen für einen Großteil der untersuchten Drallzahlen im Bereich zwischen 60 und 70%. Einen Tiefpunkt erreichen die Kurven an der Stelle, an der das Einströmen in den Receiver mit minimalem Anströmwinkel erfolgt ($\bar{\beta}_{eff} = 1$). Eine Reduktion der tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten resultiert hier aus einem im Vergleich zu allen anderen Betriebspunkten stärkeren Umlenkung bzw. Beschleunigung der Strömung in Richtung der Bohrungslängsachse. Bei sehr kleinen Drallzahlen $\bar{\beta}_{eff} \ll 1$, d.h. bei im Vergleich zur Düsen geschwindigkeit hohen Rotorgeschwindigkeiten wirkt die Scheibenreibung in zunehmendem Maße beschleunigend auf das Kühlmedium. Dieser Effekt führt zwar zu einem höheren Geschwindigkeitsverhältnis η_{Kammer} , bei einer Betrachtung der Verluste muß jetzt jedoch ein infolge Reibung entstandener Totaltemperaturanstieg in dem Kühlmedium berücksichtigt werden. Im Gegensatz hierzu kann bei einer starken Drallzahl $\bar{\beta}_{eff} \gg 1$ das Fluid infolge Reibung an den Rotor- und Statorwänden verzögert werden. Bei zunehmender Relativbewegung zwischen Fluid und Wand, d.h. bei zunehmendem $\bar{\beta}_{eff}$ stellt sich möglicherweise deshalb der im rechten Teil von Abb. 6.30 zu beobachtende Abfall der Kurven ein.

6.2.2 Beeinflussung der Kühllufttemperatur durch die verlustbehaftete Strömung in der Vordrallkammer

Die Messungen zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeiten in der Radseitenkammer und der Totaltemperaturen in den Kühlluft einlaßbohrungen der Rotorscheibe mußten voneinander getrennt durchgeführt werden, da das für die Anwendung der Particle Image Velocimetry (PIV) erforderliche Partikelmaterial die verhältnismäßig kleinen Zu- und Abströmbohrungen der Totaltemperatursonden mit hoher Wahrscheinlichkeit verunreinigt und damit deren optimale Funktionsfähigkeit stark beeinträchtigt hätte. Da eine exakte Zuordnung zwischen den gemessenen Umfangsgeschwindigkeiten und den Temperaturen nur bei identischen Betriebspunkten möglich ist, und letztere nicht allein durch Rotordrehzahl und Gesamtdruckverhältnis festgelegt sind, mußte zunächst die Gleichheit der Randbedingungen in beiden Meßreihen nachgewiesen werden. Von besonderem Interesse war dabei das bei gewählter Rotorgeschwindigkeit gemessene Druckverhältnis über den Vordrallapparat, welches die Düsenaustrittsgeschwindigkeit maßgeblich bestimmt (Gl. 2.46).

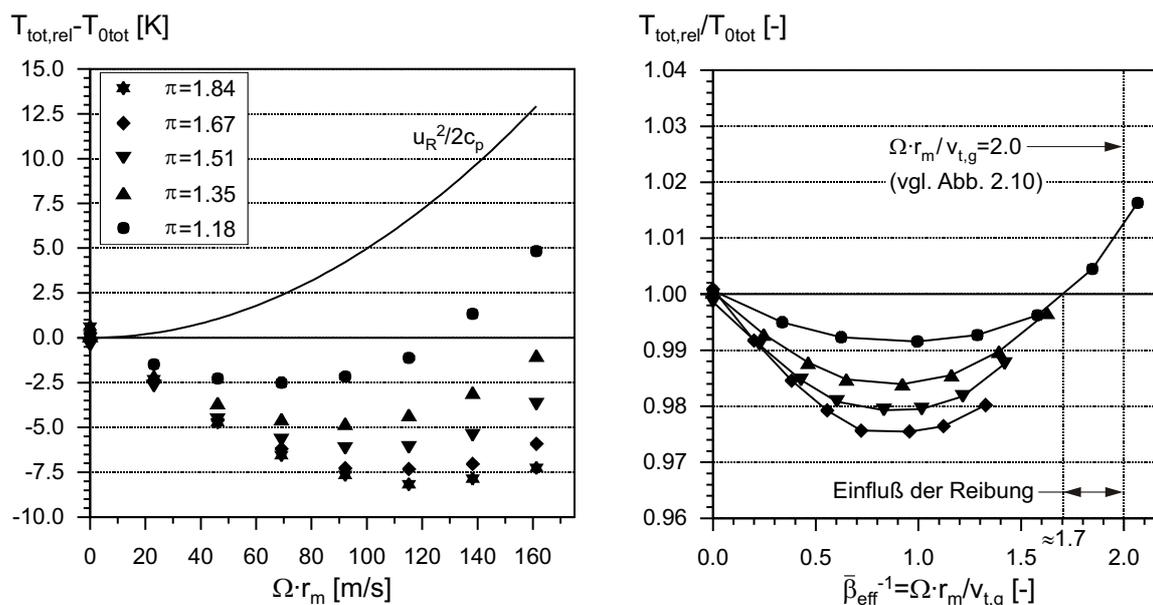


Abb. 6.31: Im rotierenden Bezugssystem gemessene Totaltemperaturen bei $N = 12$ (Düse und Bohrung), $s = 10$ mm und $c/d = 0.04$

Der Vergleich zeigte, daß der während der PIV-Messungen benutzte, lichtabsorbierende Lack auf der Rotorscheibe durchflußfördernd wirkt, d.h. den statischen Druck innerhalb der Vordrallkammer herabsenkt, und daß gleicher Effekt durch einen abgerundeten oder angeschrägten Bohrungseintritt definiert eingestellt werden kann. Die Geschwindigkeitsmessungen werden deshalb denjenigen Temperaturmessungen gegenübergestellt, die in einem System mit glatter Rotoroberfläche, jedoch mit einer Fase am Eintritt der rotierenden Bohrungen von $c/d = 0.04$ durchgeführt wurden. Dieses System erzielt annähernd gleiche Druckverhältnisse über den Vordrallapparat, sowie daraus resultierend die gleichen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten. Die dimensionslosen Strömungsgrößen wie c_w und λ_{turb} sind mit den in Tabelle 6.1 dokumentierten Werten ebenfalls direkt vergleichbar. Wenngleich während der Voruntersuchung das Interesse dem Druckniveau innerhalb der Vordrallkammer galt, so erfolgt die weitere Diskussion der Ergebnisse dennoch wie im vorangehenden Kapitel für unterschiedliche Gesamtdruckverhältnisse π .

Abb. 6.31 zeigt die Ergebnisse einer Totaltemperaturmessung in den Rotorbohrungen des hier untersuchten Rotor-Stator Systems. Die Größe $T_{tot,rel}$ stellt das jeweilige arithmetische Mittel der an unterschiedlichen Positionen innerhalb der Bohrung gemessenen Temperaturen dar (siehe Abb. 5.22). Als geometrische Randbedingungen galten eine Düsen- und Bohrungsanzahl von jeweils $N = 12$, ein Spaltabstand zwischen Düsenaustritt und Receiver von $s = 10$ mm und eine Fase am Bohrungseintritt von $c/d = 0.04$ (vgl. auch Tab. 4.2). Die gemessene Totaltemperaturabsenkung $T_{tot,rel} - T_{0tot}$ beim Übergang vom absoluten ins mitbewegte Bezugssystem ist im linken Abschnitt in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit der Bohrungen ($\Omega \cdot r_m = u_R$) gezeigt. Der Term $u_R^2/2c_p$ kennzeichnet den Anstieg, der im Falle einer nicht drallbehafteten Strömung zu erwarten wäre (siehe Kap. 2.4.4). Im rechten Teil von Abb. 6.31 sind die Meßwerte in dimensionsloser

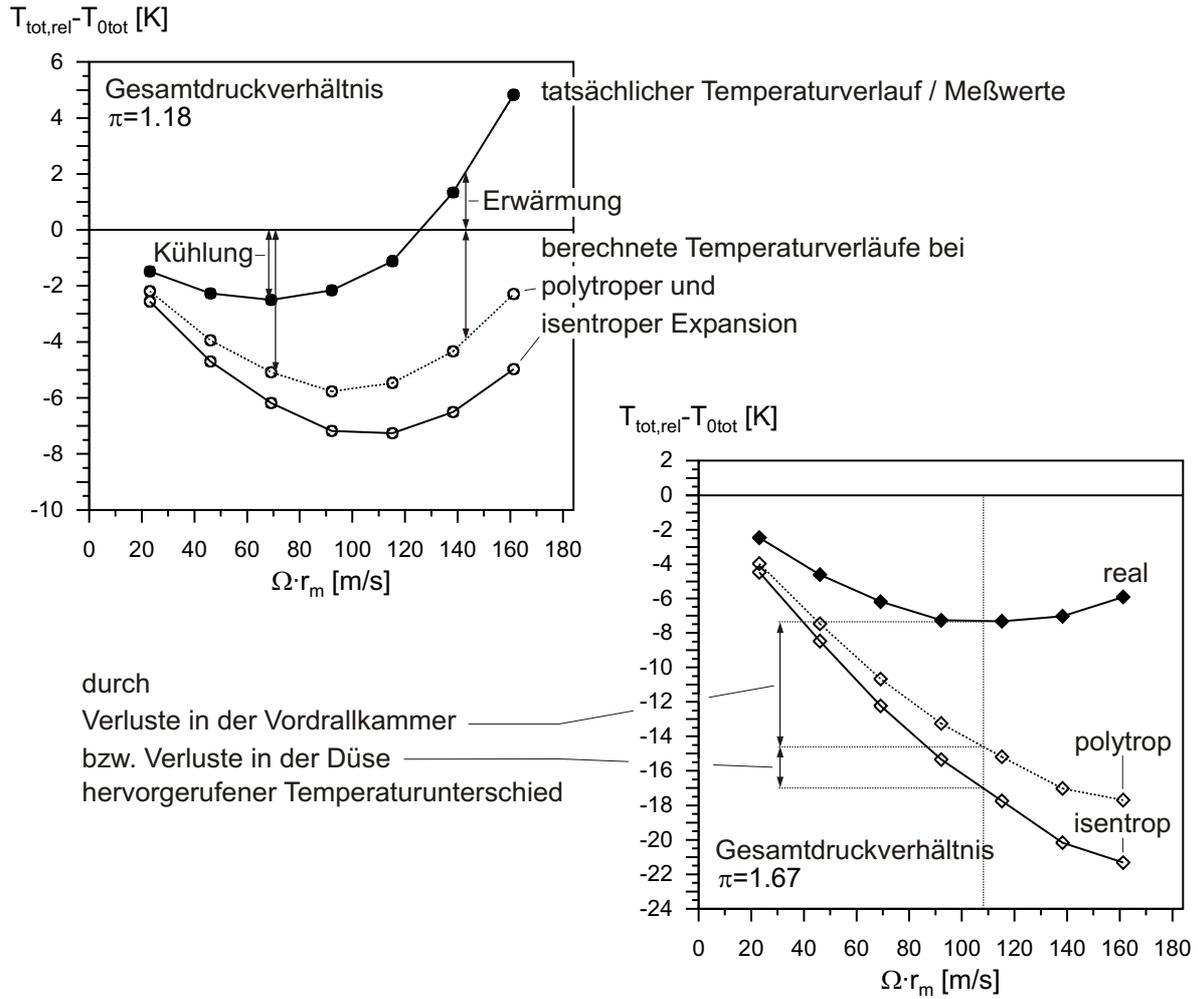


Abb. 6.32: Vergleich zwischen theoretisch berechneter und gemessener Totaltemperaturabsenkung

Form über der effektiven Drallzahl $\bar{\beta}_{eff}$ aufgetragen, welche mit Hilfe der gemessenen, mittleren Umfangsgeschwindigkeit $v_{t,g}$ berechnet wurde. Die niedrigsten Temperaturen sind bei hohen Expansionsverhältnissen zu erwarten. Sie liegen bei einem Gesamtdruckverhältnis von $\pi = 1.84$ und bei verschwindender Relativbewegung zwischen Fluid und Rotorscheibe in etwa 8 K niedriger als der Wert T_{0tot} , der stromauf der Düsen gemessen wurde. Obwohl die Lage des Minimums bei $\bar{\beta}_{eff} \approx 1$ mit der in Kap. 2.4.4 beschriebenen Theorie, d.h. Gl. 2.45 in guter Übereinstimmung ist, schneiden die im rechten Teil von Abb. 6.31 eingetragenen Meßkurven die Horizontale $T_{tot,rel}/T_{0tot} = 1$ bei einem im Vergleich mit Abb. 2.10 kleineren Geschwindigkeitsverhältnis $\Omega \cdot r_m/v_{t,g} < 2$. Da die in der Vordrallkammer auftretenden Geschwindigkeitsverluste durch die Größe $\bar{\beta}_{eff}$ (nahezu) vollständig erfaßt werden, müssen für diesen Effekt weitere Mechanismen verantwortlich gezeichnet werden. Letztere reduzieren die maximale Scheibendrehgeschwindigkeit, bei der eine Kühlwirkung (verglichen mit T_{0tot}) gerade noch möglich ist.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird gezeigt werden, daß neben einer Reduktion der effektiven Umfangsgeschwindigkeiten $v_{t,g}$ als Ursache für eine Totaltemperaturanhebung

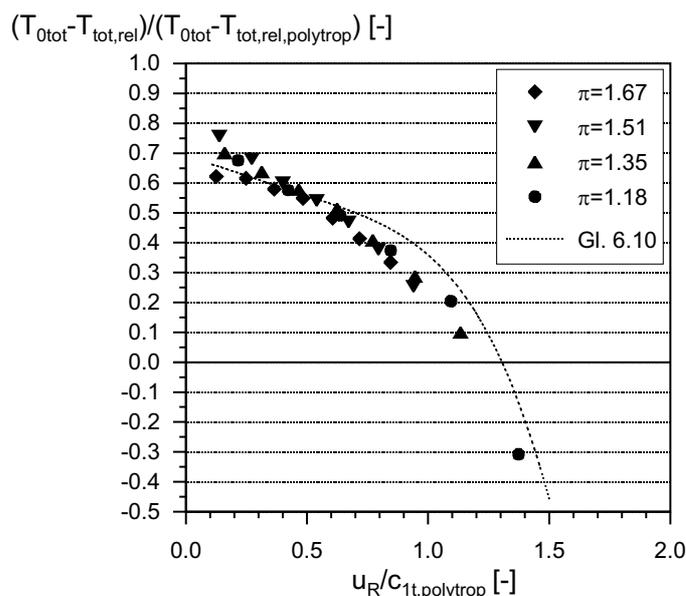


Abb. 6.33: Kühleffektivität des verlustbehafteten Vordralldüsen-systems

in bestimmten Betriebspunkten auch Reibung eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen kann.

Im Vorfeld soll jedoch zunächst anhand zweier Beispiele, ähnlich wie dies im vorangegangenen Kapitel mit Hilfe einer eindimensionalen Betrachtung für die gemessenen Geschwindigkeiten geschehen ist, der Unterschied zwischen idealem und realem Verhalten demonstriert, sowie die Effizienz des hier vorliegenden Vordralldüsen-Kühlluftsystems beschrieben werden.

In Abb. 6.32 sind die gemessenen Temperaturen und die bei gemessenem Düsendruckverhältnis $\pi_{Düse}$ (siehe Tab. 6.1) berechneten Temperaturwerte für eine polytrope und eine isentrope Expansion durch den Vordrallapparat eingetragen. Die mit "isentrop" bezeichnete Kurve kennzeichnet dabei ein System, welches weder Verluste innerhalb den Vordralldüsen, noch innerhalb der Radseitenkammer erleidet. Es erzielt im Vergleich zum "polytrophen" (Düsendruckverlust) und realen System die höchsten Umfangsgeschwindigkeiten in der Vordrallkammer und daraus resultierend die niedrigsten Kühllufttemperaturen in den rotierenden Bohrungen (vgl. Kap. 2.4.4). Beide Schaubilder verdeutlichen eindrucksvoll, daß die Temperaturdifferenz, d.h. der Temperaturanstieg als Folge realen Durchströmverhaltens mit dem Gesamtdruckverhältnis π und der Rotorumfangsgeschwindigkeit u_R wächst. Die maximale Differenz zwischen gemessener und bei idealen Voraussetzungen zu erwartender Temperatur beträgt in Abb. 6.32 $\Delta T \approx 15.5$ K ($u_R = 161$ m/s, $\pi = 1.67$).

Wird die gemessene Abkühlung mit der bei polytroper Expansion berechneten in Relation gesetzt, dann beschreibt der Quotient $T_{0tot} - T_{tot,rel} / T_{0tot} - T_{tot,rel,polytrop}$ die Kühleffektivität des hier untersuchten realen, d.h. durch Verluste in der Vordrallkammer gekennzeichneten Vordralldüsen-systems. Die Beschreibung erfolgt unabhängig vom Typ bzw. Durchflußcharakter der Düse, jedoch nach wie vor abhängig von deren Anzahl und Positionierung. In Abb. 6.33 sind die für alle Betriebspunkte ermittelten Werte in Abhän-

gigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses $u_R/c_{1t,polytrop}$ zusammengefaßt. Im Stillstand der Rotorscheibe ($u_R = 0$) strebt der Quotient $T_{0tot} - T_{tot,rel}/T_{0tot} - T_{tot,rel,polytrop}$ dem Grenzwert η_{Kammer} entgegen (vgl. auch Gl. 6.10). Die Temperaturunterschiede zwischen Absolut- und Relativsystem bzw. zwischen Düsen- und Bohrungsausstritt werden in diesem Betriebspunkt jedoch verschwindend klein (siehe Abb. 6.32). Bei kleinen Rotordrehgeschwindigkeiten u_R wirkt sich daher zunehmend eine vorhandene Meßgenauigkeit nachteilig auf die Berechnung des Quotienten aus. Letztere führt zu der in Abb. 6.33 gezeigten Streuung der Meßdaten. Eine Messung unterhalb von $u_R/c_{1t,polytrop} = 0.12$ fand nicht statt.

Die gemessene Kühleffektivität liegt bei sehr kleinen Geschwindigkeitsverhältnissen, d.h. hohen Drallzahlen zwischen 60 und 80 %. Sie fällt stetig ab und erreicht bei $u_R/c_{1t,polytrop} \approx 1.2$ die 0%-Marke. Negative Werte des Temperaturquotienten kennzeichnen Betriebspunkte, in denen die innerhalb der Rotorbohrungen gemessene Totaltemperatur diejenige stromauf des Vordrallapparates (T_{0tot}) übersteigt. Die Meßwerte in Abb. 6.33 beschreiben das tatsächliche Kühlvermögen des Systems in Abhängigkeit einer theoretisch berechneten Drallzahl ($u_R/c_{1t,polytrop}$ kennzeichnet den Kehrwert der Drallzahl), welche nur bei einem idealen Wirkungsgrad der Vordrallkammer, d.h. bei $\eta_{Kammer} = 1$ zu erwarten wäre. Hierdurch wird nachdrücklich demonstriert, mit welcher starken Abweichungen vom "Idealzustand" bei einer Mißachtung realer Verluste gerechnet werden muß. So liegt die Kühleffektivität des hier vorliegenden Systems bei einem für verlustfreie Systeme geltenden, optimalen Geschwindigkeitsverhältnis von $u_R/c_{1t,polytrop} = 1$ bei lediglich 30 %. Eine genaue Charakterisierung der hierfür maßgeblichen Effekte läßt Abb. 6.33 allerdings nicht zu. Wie der nachfolgende Abschnitt zeigen wird, resultiert der abfallende Verlauf in Abb. 6.33 nur teilweise aus den in Kap. 6.2.1 beschriebenen Phänomenen.

Die in den Rotorbohrungen gemessenen Kühllufttemperaturen können unter Zuhilfenahme der zuvor vorgestellten, gemittelten tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten mit folgendem analytischen Ansatz genähert werden (vgl. Kap. 2.4.4):

$$T_{tot,rel} = T_{1tot,abs} + \frac{u_R^2 - 2u_R\bar{v}_t}{2c_p} \quad (6.3)$$

Wird die im ruhenden Bezugssystem und innerhalb der Vordrallkammer definierte Totaltemperatur $T_{1tot,abs}$ mit dem stromauf der Düsen gemessenen Wert T_{0tot} gleichgesetzt (es gelten adiabate Randbedingungen) und \bar{v}_t durch den Meßwert $v_{t,g}$ ersetzt, dann ergibt sich der in Abb. 6.34 mit offenen Vierecksymbolen und mit unterbrochener Linie dargestellte Kurvenverlauf. Wenngleich eine Beschreibung des Meßwertes wesentlich besser als mit den bei verlustfreier Strömung berechneten Kurven gelingt, so ist die Übereinstimmung lediglich für niedrige Rotorgeschwindigkeiten (Re_φ) und große Durchflußraten (π, c_w) zufriedenstellend. Bei starkem Unterdrall, d.h. bei im Vergleich zur Radseitenströmung hohen Rotorumfangsgeschwindigkeiten beträgt die maximale Abweichung vom Meßwert $\Delta T = 5$ K. Bei der Beurteilung der Relevanz dieses Wertes ist zu berücksichtigen, daß die Umfangsgeschwindigkeiten der Kühlluftinlaßbohrungen in modernen Gasturbinen durchaus um ein mehrfaches über dem in dieser Untersuchung aus Sicherheitsgründen beschränkten Maximalwert von 161 m/s ($n = 7000$ U/min) liegen können.

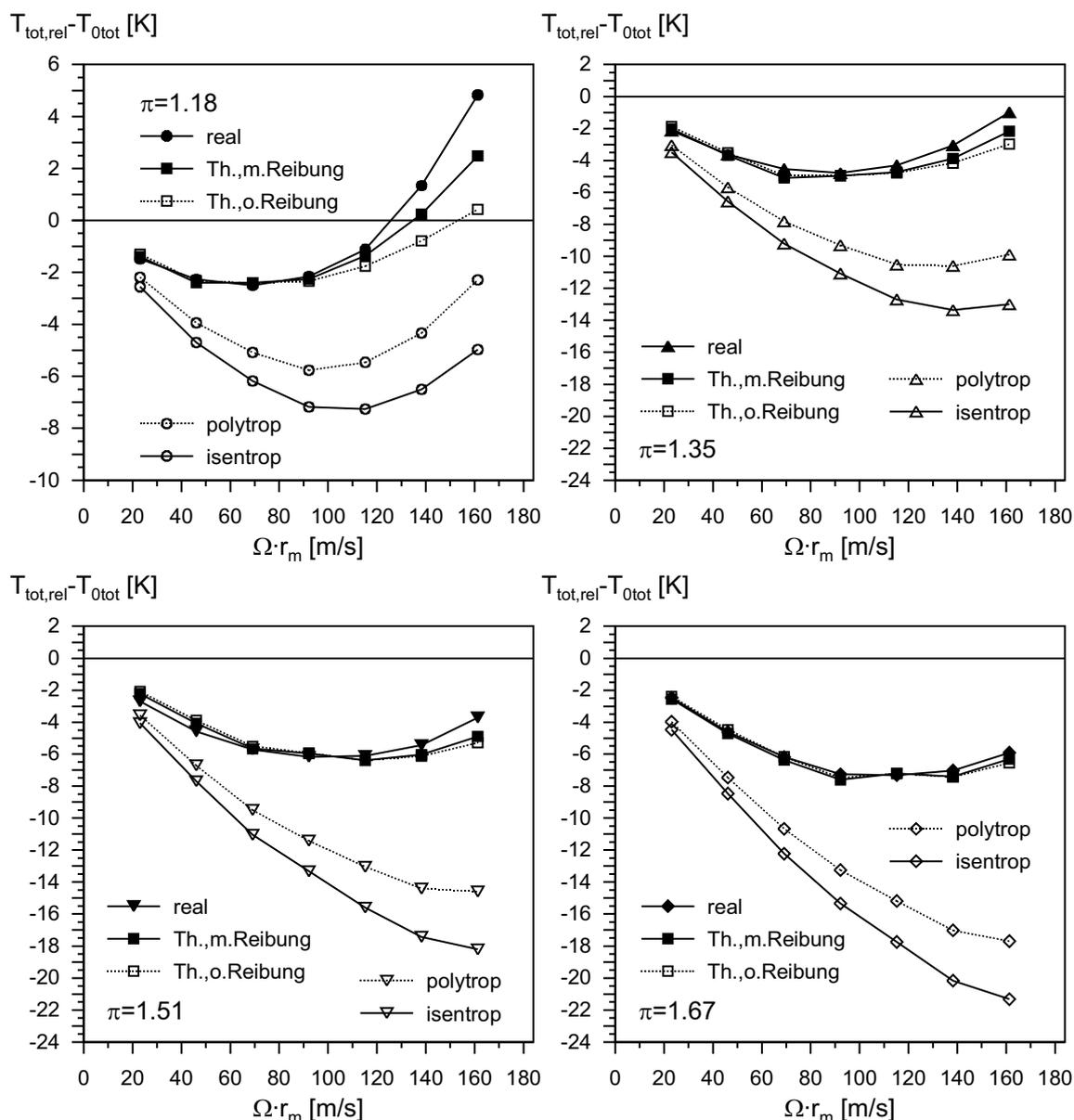


Abb. 6.34: Vergleich zwischen theoretischer und gemessener Totaltemperatur - Berücksichtigung von η_{Kammer} und M_{Rotor}

Bei solch forcierten Betriebsbedingungen werden auch größere Temperaturdifferenzen erwartet.

Die Ursache der beobachteten Abweichung liegt in den bei sehr hohen Scheibenumfangsgeschwindigkeiten und hoher Relativbewegung zwischen Fluid und Rotoroberfläche auftretenden Reibeffekten. Diese können berücksichtigt werden, wenn der durch Gl. 6.3 beschriebene Ansatz um den Reibungsterm

$$T_{1tot,abs} = T_{0tot} + \Delta T_{tot,abs,Reibung} \quad (6.4)$$

erweitert wird, wobei gilt:

$$\Delta T_{tot,abs,Reibung} = \frac{M_{Reibung} \cdot \Omega}{\dot{m} \cdot c_p} \quad (6.5)$$

Eine einfache Abschätzung des Reibmomentes kann auf analytischem Wege und für eine turbulente Strömung nach einem von Goldstein (1935) vorgestellten Integralverfahren erfolgen. Als Integrationsfläche diente in dieser Arbeit jedoch nicht eine Vollscheibe, sondern lediglich der innerhalb der Vordrallkammer liegende Teilabschnitt des Rotors. Die Herleitung fand unter der Voraussetzung statt, daß die Rotorgrenzschicht durch das 1/7-Potenzgesetz beschrieben werden kann. Desweiteren wurden Störungen der Rotorgrenzschicht, die durch einen auf die Scheibenoberfläche auftreffenden Kühlluftjet und durch die Rotorbohrungen mit hoher Wahrscheinlichkeit hervorgerufen werden, zugunsten einer einfachen Handhabung der Gleichungen vernachlässigt. Die Integration des Ansatzes $dM = 2\pi r^2 dr \tau$ über die Grenzen $r_i = 0.203 \text{ m}$ und $r_a = 0.25 \text{ m}$ lieferte schließlich den Ausdruck

$$M_{Reibung} = M_{Rotor} = 0.1676 \rho \nu^{0.2} \frac{(r_a^{4.6} - r_i^{4.6})}{4.6} \cdot \left(\Omega - \frac{\bar{v}_t}{r_m} \right)^{1.8} \quad (6.6)$$

Die Winkelgeschwindigkeit des Fluids \bar{v}_t/r_m wird hierin als über der Kammerhöhe konstante Größe vorausgesetzt.

Das Reibmoment $M_{Reibung}$ ist vorzeichenbehaftet (siehe Abb. 6.35). Im Falle einer Strömung mit Überdrall ($\beta_{eff} > 1$) wird deshalb dem Kühlmedium Wärme entzogen. Hiermit gleichbedeutend findet eine Erwärmung nur bei $\beta_{eff} < 1$ statt. Die unter Berücksichtigung dieses Sachverhalts berechneten Totaltemperaturen sind in Abb. 6.34 durch geschlossene quadratische Symbole dargestellt. Wie der Vergleich zeigt, erfolgt die Annäherung an die Meßwerte mit einer Abweichung von maximal ca. 2 K wesentlich besser als wenn bei

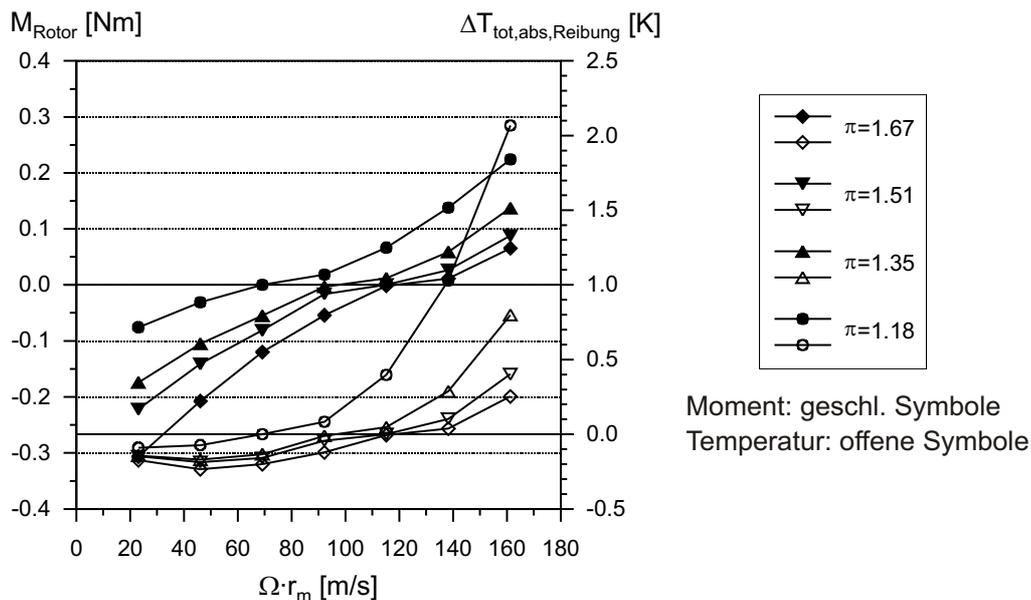


Abb. 6.35: Temperaturanstieg infolge Rotorreibung

der Berechnung der Temperaturen die Reibung nicht berücksichtigt wird. Die bleibende Diskrepanz bei niedrigem Gesamtdruckverhältnis, d.h. niedrigem Kühlluftdurchsatz und bei hoher Scheibengeschwindigkeit ist möglicherweise auf die in Gl. 6.6 eingebundenen Vereinfachungen bei der Behandlung der Rotorgrenzschicht zurückzuführen. Gleichzeitig liefert der stark dreidimensionale Charakter der Strömung Grund zur Annahme, daß die tatsächliche Turbulenz innerhalb der Vordrallkammer und damit auch das wirkende Reibmoment durch Gl. 6.6 unterschätzt werden.

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Temperaturen ist im hier untersuchten Parameterbereich sehr zufriedenstellend. Speziell im Falle größerer Umfangs-Reynoldszahlen in Verbindung mit kleinen Drallzahlen $\bar{\beta}_{eff} < 1$ zeigt die auf einem Integralverfahren basierende analytische Berechnung der Totaltemperaturen jedoch Schwächen.

Wird in Gl. 6.6 die Variable \bar{v}_t durch die mittlere Geschwindigkeit $v_{t,g}$ ersetzt, dann kann das Rotormoment umgeschrieben werden in

$$\frac{M_{Rotor}}{\dot{m} \cdot u_R \cdot r_m} = \frac{r_a^{4.6} - r_i^{4.6}}{27.446 \cdot r_m^{4.6}} \cdot (1 - \bar{\beta}_{eff})^{1.8} \cdot \lambda_{turb}^{-1} \quad , \quad (6.7)$$

wobei

$$\bar{\beta}_{eff} = \frac{v_{t,g}}{u_R} = \eta_{Kammer} \cdot \frac{c_{1t,polytrop}}{u_R} \quad \text{und} \quad \lambda_{turb}^{-1} = \frac{Re_\varphi^{0.8}}{c_w} \quad . \quad (6.8)$$

Der Anstieg der Temperatur infolge Reibung (Gl. 6.5) kann letztlich in Abhängigkeit des in Kap. 6.2.1 angegebenen Zusammenhangs für $\bar{\beta}_{eff}$, der geometrischen Randbedingungen, der Umfangs-Reynoldszahl Re_φ und des dimensionslosen Massenstroms c_w mit der Gleichung

$$\Delta T_{tot,abs,Reibung} = 2 \cdot \left(\frac{r_a^{4.6} - r_i^{4.6}}{27.446 \cdot r_m^{4.6}} \cdot (1 - \bar{\beta}_{eff})^{1.8} \cdot \lambda_{turb}^{-1} \right) \cdot \frac{u_R^2}{2c_p} \quad (6.9)$$

leicht abgeschätzt werden, und für die in Abb. 6.33 dargestellte Kühleffektivität des Systems folgt der Ausdruck

$$\frac{T_{0tot} - T_{tot,rel}}{T_{0tot} - T_{tot,rel,polytrop}} = \frac{\bar{\beta}_{eff} - \frac{1}{2} - \frac{M_{Rotor}}{\dot{m} \cdot u_R \cdot r_m}}{\frac{c_{1t,polytrop}}{u_R} - \frac{1}{2}} \quad . \quad (6.10)$$

Gl. 6.10 ist in Abb. 6.33 als unterbrochene Linie eingezeichnet. Eine noch bessere Anpassung an die Meßdaten könnte eventuell durch einen Korrekturfaktor in Gl. 6.9 erfolgen, durch den der Reibungsterm ΔT_{tot} angehoben würde. Eine solche Maßnahme erscheint jedoch im Falle der hier erzielten Abweichung von lediglich 2 K fragwürdig.

Gl. 6.9 zeigt, daß die angesprochenen Verluste genau dann nicht ignoriert werden können, wenn die Umfangs-Reynoldszahl Re_φ groß im Verhältnis zur Durchflußrate c_w ist. Eine Erwärmung des Kühlmediums findet dabei prinzipiell nur dann statt, wenn die mittlere effektive Kernrotationszahl $\bar{\beta}_{eff}$ kleiner als eins ist.

Da bei einer Anhebung des Gesamtdruckverhältnisses sowohl die effektive Drallzahl als auch der Kühlluftmassenstrom ansteigen (der Strömungsquerschnitt in den Düsen ist fest),

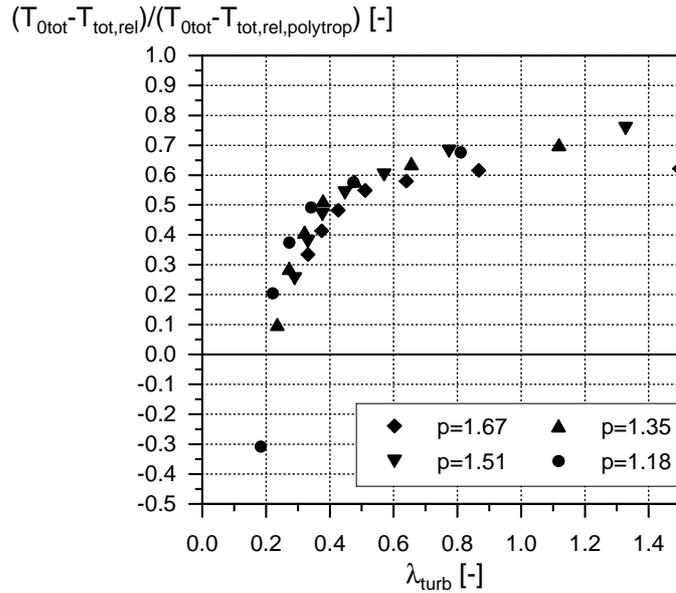


Abb. 6.36: Kühleffektivität in Abhängigkeit des turbulenten Strömungsparameters λ_{turb}

ist neben der in Abb. 6.33 gewählten Darstellung der Kühleffektivität über dem Geschwindigkeitsverhältnis $u_R/c_{1t,polytrop}$ auch eine Auftragung über dem turbulenten Strömungsparameter λ_{turb} vorstellbar (Abb. 6.36). Letzterem Schaubild kann entnommen werden, daß bei realistischen Werten des Strömungsparameters von $\lambda_{turb} \approx 0.4$ (siehe Tab. 4.1) Kühleffektivitäten von lediglich ca. 50% zu erwarten sind. Unterhalb einer Grenze, die bei $\lambda_{turb} \approx 0.8$ liegt, treten Reibungsverluste verstärkt in Erscheinung.

Insbesondere in zukünftigen Entwicklungen, die aufgrund einer angestrebten weiteren Verbesserung von thermischem Wirkungsgrad und Leistung durch noch geringere Durchflußraten c_w und höhere Umfangs-Reynoldszahlen Re_φ gekennzeichnet sein werden, wird ein Wert von $\lambda_{turb} = 0.8$ möglicherweise stärker als in aktuellen Gasturbinen unterschritten. Wenn die Lösung thermischer Problemstellungen bei der Optimierung des Kühlluftsystems im Mittelpunkt steht, dann muß daher die für den Wärmehaushalt der Maschine nachteilige reibungsbedingte Erwärmung des Kühlmediums durch einen verbesserten Kammerwirkungsgrad η_{Kammer} verhindert werden. Das hierfür notwendige Rüstzeug liefert die vorliegende Arbeit u.a. durch die Bereitstellung zeitlich und örtlich hoch aufgelöster Geschwindigkeitsinformationen, die einen genauen Rückschluß auf mögliche konstruktive Maßnahmen zur Vermeidung des Wirkungsgradverlustes in der Vordrallkammer zulassen.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts wurden in einem Vordralldüsensystem ermittelt, in dem die Kühlluft durch einen radial überlagerten wärmeren Luftstrom nicht zusätzlich aufgeheizt wird (z.B. El-Oun und Owen, 1988, Wilson et al., 1997, siehe auch Kap. 6.1.3). Trotz dieser "günstigen" Voraussetzung konnte dem System ein gegenüber einer adiabat reversiblen Strömung deutlich schlechterer Wirkungsgrad nachgewiesen werden. Die hierfür verantwortlichen Mechanismen konnten in keiner der früheren Arbeiten so klar herausgestellt werden.

Die Ergebnisse bilden darüber hinaus eine gute Grundlage für weiterführende Untersuchungen. Neben einer Optimierung des Vordralldüsen-systems hinsichtlich Reibung und Kammerwirkungsgrad könnte dabei ebenso die Bestimmung lokaler Nusseltzahlen im Mittelpunkt stehen, mit Hilfe derer der für die Scheibenkühlung wichtige konvektive Wärmeübergang genau beschrieben werden kann.

7 Zusammenfassung

Voraussetzung für ein optimales Betriebsverhalten, eine hohe Zuverlässigkeit und eine lange Lebensdauer einer Gasturbine ist eine ausreichende Versorgung mit Kühlluft. Das anhaltende Bestreben, den thermodynamischen Wirkungsgrad der Maschine durch eine Reduzierung der Sekundärluftmenge zu verbessern, führt hier zu einem Zielkonflikt und zwingt den Ingenieur zu effizienteren Kühlkonzepten. Hierfür benötigt er beispielsweise Referenzdaten und Korrelationen für die Bestimmung des Reibverlustes, der in den engen Rotor-Stator Zwischenräumen entsteht und entscheidend an einer Anhebung der Kühllufttemperatur beteiligt ist. Außerdem muß ein Eintritt heißer Abgase in den Zwischenraum durch eine wohl dosierte Menge an Sperrluft verhindert werden. Der Ingenieur wird in beiden Fällen auf Datensätze zurückgreifen wollen, die die Auswirkungen geometrischer Veränderungen exakt vorhersagen können.

Die Motivation der vorliegenden Arbeit entstand aus einem unvollständigen Wissen über die komplizierten Zusammenhänge zwischen den geometrischen Randbedingungen und der Kühllufterwärmung in einem realen Rotor-Stator System. Um die vorhandene Unsicherheit bei der Anwendung der bisher an sehr stark vereinfachten Modellen gewonnenen Kenntnisse zu beseitigen, sollten in dieser Arbeit neue Ergebnisse gewonnen werden, die die Komplexität existierender Rotor-Stator Zwischenräume bei der Charakterisierung von Strömung und Reibung stärker als bisher berücksichtigen. Die Untersuchung sollte zugleich einen breiteren Bereich an triebwerkstypischen Strömungsparametern abdecken, um dadurch die Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse auf reale Verhältnisse zu erleichtern. Zur Erfüllung dieser Zielsetzungen wurden zunächst entsprechend der in der Realität vorhandenen Möglichkeit, die Kühlluft sowohl an zentraler als auch an peripherer Stelle zuzuführen, zwei unterschiedliche Versuchsträger aufgebaut. Darüber hinaus wurden auf konstruktiver und meßtechnischer Ebene die Voraussetzungen für einen Einsatz verschiedener Meßverfahren geschaffen, die für die hier geforderte nuancierte und gleichzeitig breit gefächerte experimentelle Untersuchung unentbehrlich waren. Die in Kap. 5.4 beschriebene PIV-Erweiterung mittels Endoskop ist hierbei besonders hervorzuheben, da diese einen bislang einzigartigen, sehr detaillierten Einblick in die Kammerströmung eines Vordralldüsen systems ermöglichte. Ebenfalls unerlässlich für die Untersuchungen war die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte neue IDLS-Methode, mit deren Hilfe ein Heißgaseintritt mit einer sehr hohen zeitlichen Auflösung registriert werden kann.

Die Drehmomentenbeiwerte, die zur Charakterisierung der Kühllufterwärmung in einem radial auswärts durchströmten Rotor-Stator System bestimmt wurden, bestätigen den starken Einfluß der geometrischen Randbedingungen. Wurden in einer Konfiguration mit einfachem axialen, äußeren Dichtspalt noch Ergebnisse erzielt, die mit denen aus älteren Untersuchungen vergleichbar sind, so liegen die Werte bei vorhandenem zusätzlichem inneren Dichtspalt um bis zu 50 % höher. Der größte Zuwachs wurde mit knapp 200 % im Fall der am Scheibenrand positionierten Rotortaschen (engl.: shank cavities) registriert. Hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang, daß sowohl eine Rundung am Rand der

Taschen als auch die Kammertiefe den Meßwert massiv beeinflussen.

Mit den Ergebnissen von LDA-Geschwindigkeitsmessungen konnte gezeigt werden, daß der auf diese Rauigkeitselemente zurückzuführende Zuwachs der Antriebsleistung in enger Verbindung mit einem grundsätzlich höheren Kernrotationsfaktor β im Innern des Radseitenraums steht. Letzterer ist auch für einen in radialer Richtung verlaufenden stärkeren Druckgradienten maßgeblich verantwortlich, durch den das Dichtverhalten gegenüber einer Anordnung ohne Rotortaschen geringfügig verbessert wird. Die Bestimmung der erforderlichen Sperrluftmenge zur Unterdrückung einer einwärts gerichteten Strömung zeigte, daß eine berippte Rotorwand zwar für einen nichtlinearen Verlauf der $c_{w,min}$ -Kurven verantwortlich ist, die aus den hochfrequenten Druckschwankungen resultierenden instationären Effekte jedoch hinter die positive Wirkung einer höheren Kernrotation treten. Eine Gefahr des Eintritts heißer Abgase geht daher von den Rauigkeitselementen bei konventioneller Bemessung der Sperrluftmenge nicht aus. Folglich konnte der starke Energietransfer als alleiniger Mechanismus für die in Anwesenheit der Rotortaschen beobachtete Erhöhung der Kühllufttemperatur eindeutig nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu den rotierenden Kammern hatten Schraubenköpfe, die auf der Statorseite zwischen äußerer und innerer Dichtung angeordnet waren, einen vernachlässigbaren Einfluß auf den Leistungsverlust und die benötigte Sperrluft.

Als wesentlich kritischer in Bezug auf einen Heißgaseintritt zeigte sich eine Verkleinerung der axialen Spaltweite einer zweiten, auf kleinerem Radius gelegenen Dichtung, durch die der minimal erforderliche Sperrluftmassenstrom dramatisch ansteigen kann.

Bei peripherer Kühlluftzuführung konnte mit Hilfe von PIV-Geschwindigkeitsmessungen erstmals ein starker Drallverlust innerhalb des Radseitenraums festgestellt werden, durch den das im Fall einer starken Expansion durch einen Vordrallapparat geschaffene Kühlpotential nicht vollständig genutzt werden kann und die Effizienz des Kühlluftsystems nachteilig beeinflußt wird. Die gemessenen tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten betragen im Mittel nur etwa 60-70 % des Wertes am Düsenaustritt. Dieser Wirkungsgradverlust wurde durch eine Totaltemperaturmessung innerhalb der rotierenden Bohrungen bestätigt. Letztere Ergebnisse zeigten darüber hinaus, daß die Kühleffektivität mit steigendem Verhältnis aus Rotorumfangs- zu Strömungsgeschwindigkeit stark abfällt. Bei einem gemessenen Drallverhältnis von $\beta = 1$ lag die Effektivität des verlustbehafteten Systems bei lediglich 50 %. Bei geringer Kühllufrate, hoher Scheibenumfangsgeschwindigkeit und bei Drallverhältnissen von $\beta < 1$ wächst außerdem die Temperaturerhöhung infolge Scheibenreibung deutlich an. Als Grenzwert, unterhalb dem Reibungseffekte wirksam werden, wurde für die untersuchte Rotor-Stator Geometrie ein turbulenter Strömungsparameter von $\lambda_{turb} = 0.8$ bestimmt.

Die in der vorliegenden Arbeit präsentierten Resultate liefern neue Erkenntnisse, mit deren Hilfe sowohl bestehende Kühlkonzepte verbessert als auch zukünftigen Entwicklungen entscheidende Impulse verliehen werden können. Die Möglichkeiten bei der Optimierung eines Vordralldüsen systems sind beispielsweise durch die zahlreichen Freiheitsgrade wie Anzahl, Fläche und Form der Düsen und Bohrungen, deren radiale Positionierung, Spaltabstand und Kammerhöhe gegeben. Durch die detaillierte und systematische Be-

schreibung der maßgeblichen Verluste in einem solchen System wurden in dieser Arbeit mögliche Verbesserungsansätze aufgezeigt.

Neben einer direkten Nutzung der aus den Ergebnissen entwickelten Korrelationen und der auf analytischem Wege hergeleiteten Zusammenhänge bei der Auslegung eines hinsichtlich Wärmehaushalt optimierten Sekundärluftsystems sind die Resultate von besonderer Relevanz für die Überprüfung der numerischen Strömungssimulation. Mit Hilfe numerischer Methoden wird es zukünftig möglich sein, die Strömung in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen mit der geforderten Genauigkeit weiter zu erforschen. Bei der Verifizierung entsprechender Modelle können die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit als Datenbasis genutzt werden.

Schließlich gibt die Arbeit umfangreiche Erfahrungen bei der Auslegung und dem Betrieb schnell drehender Rotoren und bei der problematischen Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten in rotierenden Systemen weiter, die bei der Triebwerksauslegung wie in weiteren experimentellen Untersuchungen genutzt werden können.

Literaturverzeichnis

- Abe, T., Kikuchi, J. und Takeuchi, H. (1979): *An Investigation of Turbine Disk Cooling (Experimental Investigation and Observation of Hot Gas Flow Into a Wheel Space)*. 13-th International Congress on Combustion Engines.
- Adrian, R.J. (1991): *Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics*. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 23, S. 261–304.
- Batchelor, G.K. (1951): *Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow*. Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Bd. 4, S. 29–41.
- Bayley, F.J. und Conway, L. (1964): *Fluid Friction and Leakage between a Stationary and Rotating Disc*. Journal of Mechanical Engineering Science, Bd. 6, S. 164–172.
- Bayley, F.J. und Owen, J.M. (1969): *Flow between a Rotating and Stationary Disc*. The Aeronautic Quarterly, Bd. 20, S. 333–354.
- Bayley, F.J. und Owen, J.M. (1970): *The Fluid Dynamics of a Shrouded Disk System With a Radial Outflow of Coolant*. Journal of Engineering for Power, S. 335–341.
- Bödewadt, U.T. (1940): *Die Drehströmung über festem Grunde*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band 20, S. 241.
- Bhavnani, S.H., Khilnani, V.I., Tsai, L.C., Khodadadi, J.M., Goodling, J.S. und Waggott, J. (1992): *Effective Sealing of a Disk Cavity Using a Double-Toothed Rim Seal*. ASME-Paper Nr. 92-GT-379.
- Biezeno, C.B. und Grammel, R. (1953): *Technische Dynamik*. Springer.
- Bird, R.B., Stewart, W.E. und Lightfoot, E.N. (1960): *Transport Phenomena*. John Wiley & Sons, Inc.
- Blasius, H. (1913): *Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten*. Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Verein deutscher Ingenieure, Heft 131.
- Bohn, D., Johann, E. und Krüger, U. (1995): *Experimental and Numerical Investigations of Aerodynamic Aspects of Hot Gas Ingestion in Rotor-Stator Systems With Superimposed Cooling Mass Flow*. ASME-Paper Nr. 95-GT-143.
- Bohn, D., Rudzinski, B., Sürken, N. und Gärtner, W. (2000): *Experimental and Numerical Investigation of the Influence of Rotor Blades on Hot Gas Ingestion into the Upstream Cavity of an Axial Turbine Stage*. ASME-Paper Nr. 2000-GT-284.
- Brillert, D., Lieser, D., Reichert, A.W. und Simon, H. (2000): *Total Pressure Losses in Rotor Systems with Radial Inflow*. ASME-Paper Nr. 2000-GT-0283.

- Brändlein, J., Eschmann, P., Hasbargen, L. und Weigand, K. (1995): *Die Wälzlagerpraxis*. Mainz, Vereinigte Fachverlage GmbH, ISBN 3-7830-0290-7.
- Bunker, R.S., Metzger, D.E. und Wittig, S. (1992a): *Local Heat Transfer in Turbine Disk Cavities: Part1-Rotor and Stator Cooling With Hub Injection of Coolant*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 211–220.
- Bunker, R.S., Metzger, D.E. und Wittig, S. (1992b): *Local Heat Transfer in Turbine Disk Cavities: Part2-Rotor Cooling With Radial Location Injection of Coolant*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 221–228.
- Cebeci, T. und Abbott, D.E. (1975): *Boundary Layers on a Rotating Disk*. AIAA Journal, Bd. 13, S. 829–831.
- Chew, J.W. (1987): *Computation of flow and heat transfer in rotating disc systems*. Proceedings of the 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Conference, Hawaii, S. 361–367.
- Chew, J.W. (1989): *A Theoretical Study of Ingress for Shrouded Rotating Disc Systems with Radial Outflow*. ASME-Paper Nr. 89-GT-178.
- Chew, J.W., Dadkhah, S. und Turner, A.B. (1992): *Rim Sealing of Rotor-Stator Wheel-spaces in the Absence of External Flow*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 433–438.
- Chew, J.W., Green, T. und Turner, A.B. (1994): *Rim Sealing of Rotor-Stator Wheelspaces in the Presence of External Flow*. ASME-Paper Nr. 94-GT-126.
- Chew, J.W. und Vaughan, C.M. (1988): *Numerical Predictions for the Flow Induced by an Enclosed Rotating Disc*. ASME-Paper Nr. 88-GT-127.
- Cochran, W.G. (1934): *The flow due to a rotating disc*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Bd. 30, S. 365–375.
- Dadkhah, S. (1989): *Ingestion and Sealing Performance of Rim Seals in Rotor-Stator Wheelspaces*. Dissertation, University of Sussex.
- Dadkhah, S., Turner, A.B. und Chew, J.W. (1992): *Performance of Radial Clearance Rim Seals in Upstream and Downstream Rotor-Stator Wheelspaces*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 439–445.
- Daily, J.W., Ernst, W.D. und Asbedian, V.V. (1964): *Enclosed rotating disks with superimposed throughflow*. Dept. of Civil Eng. Hydrodyn. Lab. Massachusetts Inst. of Techn., Rep. No. 64.
- Daily, J.W. und Nece, R.E. (1960): *Chamber Dimension Effects on Induced Flow and Frictional Resistance of Enclosed Rotating Disks*. Journal of Basic Engineering, Bd. 82, S. 217–232.

- Daniels, W.A., Johnson, B.V., Graber, D.J. und Martin, R.J. (1992): *Rim Seal Experiments and Analysis for Turbine Applications*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 426–432.
- Denton, J.D. (1993): *Loss Mechanisms in Turbomachines*. Journal of Turbomachinery, Bd. 115, S. 621–656.
- Dibelius, G. und Heinen, M. (1990): *Wärmeübergang an einer rotierenden Scheibe*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, Bd. 51, S. 240–245.
- Dibelius, G., Radtke, F. und Ziemann, M. (1982): *Experiments on Friction, Velocity and Pressure Distribution of Rotating Discs*. 14. ICHMT Symposium, Dubrovnik.
- Dijkstra, D. und van Heijst, G.J.F. (1983): *The flow between two finite rotating disks enclosed by a cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 128, S. 123–154.
- Dittmann, M., Geis, T., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002): *Discharge Coefficients of a Pre-Swirl System in Secondary Air Systems*. Journal of Turbomachinery, Bd. 124, S. 119–124.
- Dittmann, R., Feld, H.J., Samenfink, W. und Wittig, S. (1994): *Multiple Wavelength Extinction Technique for Particle Characterization in Dense Particle Clouds*. Particle & Particle Systems Characterization, Bd. 11, S. 379–384.
- Dorfman, L.A. (1958): *Resistance of a rotating rough disc*. Zh.tekh.Fiz., 28, S. 380-386 (Translation Sov.Phys., Tech.Phys, 3, S. 353-367).
- Dorfman, L.A. (1963): *Hydrodynamic Resistance and the Heat Loss of Rotating Solids*. Oliver And Boyd LTD, Edinburgh And London.
- Dring, R.P., Joslyn, H.D., Hardin, L.W. und Wagner, J.H. (1982): *Turbine Rotor-Stator Interaction*. Journal of Engineering for Power, Bd. 104, S. 729–742.
- Dörr, L. (1985): *Modellmessungen und Berechnungen zum Durchflußverhalten von Durchblicklabyrinthen unter Berücksichtigung der Übertragbarkeit*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Dullenkopf, K. (1992): *Untersuchung zum Einfluß periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf den Wärmeübergang konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J.H. (1987): *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. G. Braun, Karlsruhe.
- Eck, B. (1961): *Technische Strömungslehre, Sechste Auflage*. Springer Verlag, Berlin.
- El-Oun, Z.B., Neller, P.H. und Turner, A.B. (1988): *Sealing of a Shrouded Rotor-Stator System with Preswirl Coolant*. Journal of Turbomachinery, Bd. 110, S. 218–225.

- El-Oun, Z.B. und Owen, J.M. (1988): *Pre-Swirl Blade-Cooling Effectiveness in an Adiabatic Rotor-Stator System*. ASME-paper Nr. 88-GT-276.
- Etemad, M.R., Pullen, K., Besant, C.B. und Baines, N. (1992): *Evaluation of windage losses for high-speed disc machinery*. Journal of Power and Energy, Bd. 206, S. 149–157.
- Feiereisen, J.M., Paolillo, R.E. und Wagner, J. (2000): *Turbine Rim Seal Ingestion and Platform Cooling Experiments*. 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 16-19, Huntsville, Al; AIAA-2000-3371.
- Feld, H.J. (1990): *Entwicklung eines Streulichtmeßverfahrens zur berührungslosen Partikelgrößenbestimmung in Brennräumen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Fox, J. (1964): *Surface pressure and turbulent airflow in transverse rectangular notches*. Technical Note TN D-2501, NASA.
- Förster, I., Martens, E., Friedl, W-H. und Peitsch, D. (2001): *Numerical Study of Hot Gas Ingestion into an Engine Type High-Pressure Turbine Rotor-Stator Cavity*. ASME-Paper Nr.2001-GT0114.
- Gallier, K.D., Lawless, P.B. und Fleeter, S. (2000): *Investigation of Seal Purge Flow Effects on the Hub Flow Field in a Turbine Stage Using Particle Image Velocimetry*. 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 16-19, Huntsville, Al; AIAA-2000-3370.
- Gärtner, W. (1997): *A Prediction Method for the Frictional Torque of a Rotating Disk in a Stationary Housing with Superimposed Radial Outflow*. ASME-Paper Nr.97-GT-204.
- Gärtner, W. (1998): *A Momentum Integral Method to Predict the Frictional Torque of a Rotating Disk with Protruding Bolts*. ASME-Paper Nr. 98-GT-138.
- Geis, T., Dittmann, M. und Wittig, S. (2001): *Final Report - Task 4: Cooling air pre-swirl systems*. Techn. Ber. BRITE EURAM - Contract No. BRPR-CT97-0553, Project No. BE97-4021 - Fluid flow and heat transfer within the rotating internal cooling air systems of gas turbines - ICAS-GT, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Giese, R.H., De Bary, E., Bullrich, K. und Vinnemann, C.D. (1962): *Abhandlungen der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, Kap. Tabellen der Streufunktionen $i_1(\varphi)$, $i_2(\varphi)$ und des Streuquerschnittes $K(\alpha, m)$ homogener Kügelchen nach der Mie'schen Theorie. Akademie-Verlag, Berlin.
- Gindele, J. und Spicher, U. (1998): *Investigation of In-Cylinder Flow Inside IC Engines using PIV with Endoskopische Optics*. Proceedings of the ninth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 13th - 16th, Lisbon, Portugal, Bd. 2, S. 31.1.1–31.1.9.

- Glahn, J.A. (1995): *Zweiphasenströmungen in Triebwerkslagerkammern-Charakterisierung der Ölfilmströmung und des Wärmeübergangs*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Goldstein, S. (1935): *On the Resistance to the Rotation of a Disc immersed in a Fluid*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Bd. 31, S. 232–241.
- Graber, D.J., Daniels, W.A. und Johnson, B.V. (1987): *Disk Pumping Test*. Final Report for Period August 1983 to February 1987, AFWAL-TR-87-2050.
- Green, T. und Turner, A.B. (1992): *Ingestion Into the Upstream Wheel-space of an Axial Turbine Stage*. ASME-Paper Nr. 92-GT-303.
- Gregory, N., Stuart, J.T. und Walker, W.S. (1955): *On the stability of three-dimensional boundary layers with application to the flow due to a rotating disc*. Phil. Trans. roy. Soc., Bd. 248, S. 155–199.
- Haaser, F., Jack, J. und McGreehan, W. (1987): *Windage Rise and Flowpath Gas Ingestion in Turbine Rim Cavities*. ASME-Paper Nr. 87-GT-164.
- Hamabe, K. und Ishida, K. (1992): *Rim Seal Experiments and Analysis of a Rotor-Stator System with Nonaxisymmetric Main Flow*. ASME-Paper Nr. 92-GT-100.
- Hart, K.J. und Turner, A.B. (1994): *Influence of Radial Inflow on Rotor-Stator Cavity Pressure Distribution*. ASME-Paper Nr. 94-GT-106.
- Haugen, R.L. und Dhanak, A.M. (1966): *Momentum Transfer in Turbulent Separated Flow Past a Rectangular Cavity*. Journal of Applied Mechanics, S. 641–646.
- Haynes, C.M. und Owen, J.M. (1975): *Heat Transfer From a Shrouded Disk System With a Radial Outflow of Coolant*. Journal of Engineering for Power, Bd. 97, S. 28–36.
- Hills, N.J., Chew, J.W. und Turner, A.B. (2001): *Computational and Mathematical Modelling of Turbine Rim Seal Ingestion*. ASME-Paper Nr. 2001-GT-0204.
- Hottel, H.C. und Kalitinsky, A. (1945): *Temperature Measurements in High-Velocity Air Streams*. Journal of applied Mechanics, S. A25–A32.
- Jaafar, A.A., Motallebi, F., Wilson, M. und Owen, J.M. (2000): *Flow and Heat Transfer in a Rotating Cavity with a Stationary Stepped Casing*. ASME-Paper Nr. 2000-GT-281.
- Jacobsen, K. (1987): *Experimentelle Untersuchung zum Durchfluß und Wärmeübergang in Durchblick- und Stufenlabyrinthen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Jakoby, R. (1996): *Untersuchung von Ringspaltströmungen mit Taylor-Wirbeln und axialer Durchströmung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.

- Jakoby, R., Benz, E., Willmann, M. und Wittig, S. (1994): *Phase Resolved LDV-Measurements in High-Speed Rotating Disk Systems With Orifices*. Fifth International Symposium On Transport Phenomena And Dynamics Of Rotating Machinery (ISROMAC-5), May 8-11, Maui, Hawaii, USA.
- Jakoby, R., Geis, T., Kim, S. und Wittig, S. (1997): *Discharge Coefficients of Rotating Orifices with Radiused Inlet Corners*. ISABE 13, 8-12 September 1997, Chattanooga, Tennessee, USA.
- Jischa, M. (1982): *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Friedr. Vieweg & Sohn.
- Karabay, H., Chen, J.-X., Pilbrow, R., Wilson, M. und Owen, J.M. (1999a): *Flow in a "Cover-Plate" Preswirl Rotor-Stator System*. Journal of Turbomachinery, Bd. 121, S. 160–166.
- Karabay, H., Owen, J.M. und Wilson, M. (2001): *Approximate Solutions for Flow and Heat Transfer in Pre-Swirl Rotating-Disc Systems*. ASME-Paper Nr. 2001-GT-0200.
- Karabay, H., Pilbrow, R., Wilson, M. und Owen, J.M. (1999b): *Performance of Pre-Swirl Rotating-Disc Systems*. To be presented at the ASME International Gas Turbine and Aerospace Congress, Indianapolis, USA, June 1999.
- Kármán, Th. v. (1921): *Hauptaufsätze über Laminare und Turbulente Reibung*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band1, Heft4, S. 233–252.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1990): *Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems*. Meas. Sci. Technol., Vol. 1, S. 1202–1215.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1991): *Optimization of particle image velocimeters. Part II: Multiple pulsed systems*. Meas. Sci. Technol., Vol. 2, S. 963–974.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1992): *Theory of Cross-Correlation Analysis of PIV Images*. Applied Scientific Research, Vol. 49, S. 191–215.
- Kistler, A.L. und Tan, F.C. (1967): *Some Properties of Turbulent Separated Flows*. The physics of Fluids Supplement, Vol.10, no.9. (II), S. 165–173.
- Kurokawa, J., Toyokura, T., Shinjo, M. und Matsuo, K. (1978): *Roughness Effects on the Flow along an Enclosed Rotating Disk*. Bulletin of the JSME, Bd. 21(162), S. 1725–1732.
- Maeng, D.J., Lee, J.S., Jakoby, R., Kim, S. und Wittig, S. (1998): *Characteristics of Discharge Coefficient in a Rotating Disk System*. ASME-paper Nr. 98-GT-266.
- Maeng, D.J., Lee, J.S., Jakoby, R., Kim, S. und Wittig, S. (1999): *Flow Characteristics of a Highly Rotating Turbine Cavity System with Discharge Hole*. ASME-Paper Nr. 99-GT-219.

- Maier, G., Ebner, J. und Wittig, S. (1999): *Bestimmung der Partikelgrößenverteilungen eines Ölnebels zur Minimalschmierung bei spanabhebender Bearbeitung mit dem Dispersionsquotientenverfahren*. Gutachten - Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Maull, D.J. und East, L.F. (1963): *Three-dimensional flow in cavities*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 16, S. 620–632.
- McGreehan, W.F. und Schotsch, M.J. (1987): *Flow Characteristics of Long Orifices With Rotation and Corner Radiusing*. ASME-Paper Nr. 87-GT-162.
- Meierhofer, B. und Franklin, C.J. (1981): *An Investigation of a Preswirled Cooling Airflow to a Turbine Disc by Measuring the Air Temperature in the Rotating Channels*. ASME-paper Nr. 81-GT-132.
- Melling, A. (1997): *Tracer particles and seeding for particle image velocimetry*. Measurement, Science and Technology, Bd. 8, S. 1406–1416.
- Mellor, G.L., Chapple, P.J. und Stokes, V.K. (1968): *On the flow between a rotating and a stationary disk*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 31(1), S. 95–112.
- Metzger, D.E. (1970): *Heat Transfer and Pumping on a Rotating Disk With Freely Induced and Forced Cooling*. Journal of Engineering for Power, S. 342–348.
- Metzger, D.E. und Grochowsky, L.D. (1977): *Heat Transfer Between an Impinging Jet and a Rotating Disk*. Journal of Heat Transfer, Bd. 99, S. 663–667.
- Millward, J.A. und Robinson, P.H. (1989): *Experimental Investigation Into the Effects of Rotating and Static Bolts on Both Windage Heating and Local Heat Transfer Coefficients in a Rotor/Stator Cavity*. ASME-Paper Nr. 89-GT-196.
- Nece, R.E. und Daily, J.W. (1960): *Roughness Effects on Frictional Resistance of Enclosed Rotating Disks*. Journal of Basic Engineering, Bd. 82, S. 553–561.
- Nikuradse, J. (1932): *Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren*. Forschungsheft 356, Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Ausgabe B, Bd. 3.
- Nikuradse, J. (1933): *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. Forschungsheft 361, Beilage zu Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Ausgabe B, Bd. 4.
- Nikuradse, J. (1950): *Laws of Flow in Rough Pipes - Translation of "Strömungsgesetze in rauhen Rohren"*. Technical Memorandum TM 1292, NACA.
- Northrop, A. und Owen, J.M. (1988): *Heat transfer measurements in rotating-disc systems Part 1: The free disc*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 9/1, S. 19–26.
- Owen, J.M. (1969): *Flow between a Rotating and a Stationary Disc*. Dissertation, University of Sussex.

- Owen, J.M. (1971): *The Reynolds Analogy applied to Flow between a Rotating and a Stationary Disc*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 14, S. 451–460.
- Owen, J.M. (1988): *An Approximate Solution for the Flow Between a Rotating and a Stationary Disc*. ASME-Paper Nr. 88-GT-293.
- Owen, J.M. und Phadke, U.P. (1980): *An Investigation of Ingress for a Simple Shrouded Rotating Disc System with a Radial Outflow of Coolant*. ASME-Paper Nr. 80-GT-49.
- Owen, J.M., Pincombe, J.R. und Rogers, R.H. (1985): *Source-Sink Flow Inside a Rotating Cylindrical Cavity*. Fluid Mechanik, Bd. 155, S. 233–265.
- Owen, J.M. und Rogers, R.H. (1989): *Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems, Volume 1: Rotor-Stator Systems*. Research Studies Press LTD.; John Wiley & Sons INC., Taunton, Somerset, England; New York.
- Owen, J.M. und Rogers, R.H. (1995): *Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems, Volume 2: Rotating Cavities*. Research Studies Press LTD.; John Wiley & Sons INC., Taunton, Somerset, England; New York.
- Pantell, K. (1950): *Versuche über Scheibenreibung*. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Bd. 16(4), S. 97–108.
- Pearson, C.E. (1965): *Numerical solutions for the time-dependent viscous flow between two rotating coaxial disks*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 21(4), S. 623–633.
- Perry, A.E., Schofield, W.H. und Joubert, P.N. (1969): *Rough Wall Turbulent Boundary Layers*. Journal of Fluid Mechanics, Vol.37, part2, S. 383–413.
- Phadke, U.P. (1983): *Flow Visualisation in a Simple Rotor-Stator System with Through-flow*, S. 728–732. Hemisphere, Washington, D.C., Springer-Verlag, New York. Proceedings of the 3rd International Symposium on Flow Visualization.
- Phadke, U.P. und Owen, J.M. (1983): *An Investigation of Ingress for an "Air-Cooled" Shrouded Rotating Disk System With Radial-Clearance Seals*. Journal of Engineering for Power, Bd. 103, S. 178–183.
- Phadke, U.P. und Owen, J.M. (1988a): *Aerodynamic Aspects of the Sealing of Gas-Turbine Rotor-Stator Systems, Part 1: The Behavior of Simple Shrouded Rotating-Disk Systems in a Quiescent Environment*. Int. J. Heat and Fluid Flow, Bd. 9, S. 98–105.
- Phadke, U.P. und Owen, J.M. (1988b): *Aerodynamic Aspects of the Sealing of Gas-Turbine Rotor-Stator Systems, Part 2: The Performance of Simple Seals in a Quasi-Axisymmetric External Flow*. Int. J. Heat and Fluid Flow, Bd. 9, S. 106–113.
- Phadke, U.P. und Owen, J.M. (1988c): *Aerodynamic Aspects of the Sealing of Gas-Turbine Rotor-Stator Systems, Part 3: The Effect of Nonaxisymmetric External Flow on Seal Performance*. Int. J. Heat and Fluid Flow, Bd. 9, S. 113–117.

- Pincombe, J.R. (1989): *Gas Turbine Disk Cooling Flows*, Kap. 33, S. 555–576. Hemisphere Publishing Corporation. Handbook of Flow Visualization.
- Platzer, K.-H., Hirsch, C., Metzger, D.E. und Wittig, S. (1992): *Computer-based areal surface temperature and local heat transfer measurements with thermochromic liquid crystals (TLC)*. Experiments in Fluids, Bd. 13, S. 26–32.
- Popp, O., Zimmermann, H. und Kutz, J. (1998): *CFD-Analysis of Coverplate Receiver Flow*. Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 43–49.
- Prandtl, L. (1927): *Über den Reibungswiderstand strömender Luft*. Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen, III.Lieferung.
- Prasad, A.K. und Adrian, R.J. (1993): *Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows*. Experiments in Fluids, Vol. 15, S. 49–60.
- Raffel, M., Willert, C.E. und Kompenhans, J. (1998): *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag, ISBN 3-540-63683-8.
- Rohde, J.E., Richards, H.T. und Metzger, G.W. (1969): *Discharge Coefficients for thick Plate Orifices with Approach Flow perpendicular and inclined to the Orifice Axis*. Technical Note TN D-5467, NASA. October.
- Roshko, A. (1955): *Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout*. Technical Note TN 3488, NACA.
- Rottenkolber, G., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998): *Two phase PIV-measurements inside the intake port of an IC-engine*. Proc. of the VSJ-SPIE Symp. on Flow Vis. and Comb., Yokohama.
- Rottenkolber, G., Gindele, J., Raposo, J., Dullenkopf, K., Hentschel, W., Wittig, S., Spicher, U. und Merzkirch, W. (1999): *Spray analysis of a gasoline direct injector by means of simultaneous two phase PIV*. Proc. of the 3rd Int. Workshop on PIV, Santa Barbara.
- Roy, R.P., Xu, G., Feng, J. und Kang, S. (2001): *Pressure Field and Main-Stream Gas Ingestion in a Rotor-Stator Disk Cavity*. ASME-Paper Nr. 2001-GT-0564.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (1997): *Grenzschicht-Theorie, 9. Auflage*. Springer-Verlag.
- Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. (1952): *Die Strömung an einer angeblasenen rotierenden Scheibe*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band 32, Heft 4/5, S. 97–111.
- Schoen, J. (1951): *Die Temperaturmessung in strömenden Gasen*. Archiv für Technisches Messen V2165-1.

- Schramm, V., Willenborg, K., Kim, S. und Wittig, S. (2002): *Influence of a Honeycomb Facing on the Flow Through a Stepped Labyrinth Seal*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 124, S. 140–146.
- Schultz-Grunow, F. (1935): *Der Reibungswiderstand rotierender Scheiben in Gehäusen*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band15, Heft4, S. 191–204.
- Scricca, J.A. und Moore, K.D. (1997): *Effects of 'Cooled' Cooling Air on Pre-Swirl Nozzle Design*. Techn. Ber. NASA/CP-98-208527, Seals/Secondary Flows Workshop 1997, NASA.
- Soo, S.L. (1958): *Laminar flow over an enclosed rotating disk*. Transactions of the ASME, Vol.80, S. 287–296.
- Stavrakev, P. (2001): *Die IDLS-Methode: Möglichkeiten und Grenzen bei der quantitativen Erfassung des Heißgaseinbruchs in ein Rotor/Stator-System*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe, ITS-Nr.412.
- Stewartson, K. (1953): *On The Flow Between Two Rotating Coaxial Disks*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Bd. 30, S. 333–341.
- Stuart, J.T. (1954): *On the effects of uniform suction on the steady flow due to a rotating disc*. Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Bd. 7, S. 446–457.
- Theodorsen, T. und Regier, A. (1944): *Experiments on Drag of Revolving Cylinders and Streamline Rods at High Speeds*. National Advisory Committee For Aeronautics, Report No. 793, S. 387–384.
- Tremmel, A., Samenfink, W., Feld, H.J., Dittmann, R. und Wittig, S. (1991): *Berührungsfreie Partikelmessungen in Rauchgasen mit einem 3-Wellenlängen Extinktionsverfahren*. 7. Tecflam Seminar, Karlsruhe, S. 35–47.
- Truckenbrodt, E. (1954): *Die turbulente Strömung an einer angeblasenen rotierenden Scheibe*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band34, Heft4/5, S. 150–162.
- Van de Hulst, H.C. (1957): *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc., New York.
- Vaughan, C.M. (1986): *A numerical investigation into the effect of an external flow field on the sealing of a rotor-stator cavity*. Dissertation, University of Sussex.
- Waschka, W. (1991): *Zum Einfluss der Rotation auf das Durchfluss- und Wärmeübergangsverhalten in Labyrinthdichtungen und Wellendurchführungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe.
- Waschka, W., Wittig, S. und Kim, S. (1992): *Influence of High Rotational Speeds on the Heat Transfer and Discharge Coefficients in Labyrinth Seals*. Journal of Turbomachinery, Bd. 114, S. 426–468.

- Wiebelt, A. (1998): *Entwicklung einer Meßmethode zur Detektion des Heißgaseinbruchs in ein Rotor/Stator-System*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe, ITS-Nr.617.
- Willenborg, K., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002): *Influence of a Honeycomb Facing on the Heat Transfer in a Stepped Labyrinth Seal*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 124, S. 133–139.
- Wilson, M und Owen, J.M. (1994): *Axisymmetric Computations of Flow and Heat Transfer in a Pre-Swirl Rotor-Stator System*. Presented at the first International Conference on Flow Interaction, Hong Kong.
- Wilson, M., Pilbrow, R. und Owen, J.M. (1997): *Flow and Heat Transfer in a Preswirl Rotor-Stator System*. Journal of Turbomachinery, Bd. 119, S. 364–373.
- Wimmer, M. (1978): *Die zähe Strömung im Spalt zwischen einer rotierenden Scheibe und einem ruhenden Gehäuse*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band58, Heft7, S. 350–353.
- Wiscombe, W.J. (1980): *Improved Mie scattering algorithms*. Applied Optics, Bd. 19, S. 1505–1509.
- Wiscombe, W.J. (1996): *Mie Scattering Calculations: Advances in Technique and Fast, Vector-Speed Computer Codes*. NCAR Technical Note, NCAR/TN-140+STR.
- Wittig, S.L.K., Dörr, L. und Kim, S. (1983): *Scaling Effects on Leakage Losses in Labyrinth Seals*. Journal of Engineering for Power, Bd. 105, S. 305–309.
- Wittig, S., Feld, H.J. und Müller, A. (1987a): *Das Dispersionsquotientenverfahren zur optischen Partikelgrößenbestimmung*. 3. Tecflam Seminar, Karlsruhe, S. 61–75.
- Wittig, S., Glahn, A. und Himmelsbach, J. (1994): *Influence of High Rotational Speeds on Heat Transfer and Oil Film Thickness in Aero-Engine Bearing Chambers*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 116.
- Wittig, S., Jacobsen, K., Schelling, U. und Kim, S. (1988): *Heat Transfer in Stepped Labyrinth Seals*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 110, S. 63–69.
- Wittig, S., Kim, S., Jakoby, R. und Weissert, I. (1996): *Experimental and Numerical Study of Orifice Discharge Coefficients in High Speed Rotating Discs*. Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 400–407.
- Wittig, S.L.K., Schelling, U., Kim, S. und Jacobsen, K. (1987b): *Numerical Predictions and Measurements of Discharge Coefficients in Labyrinth Seals*. ASME-Paper Nr. 87-GT-188.

- Wittig, S.L.K., Zahoransky, R.A. und Sakbani, K.H. (1981): *The Dispersion Quotient Technique in Submicron Particle Size Analysis*. J. Aerosol Sci., Bd. 12, S. 183–184.
- Wittig, S., Zahoransky, R., Samenfink, W. und Dittmann, R. (1993): *Neues on-line Partikelmeßsystem für den Submikron- und unteren Mikronbereich mittels drei Lasern unterschiedlicher Wellenlängen*. Lasertechnologie und Anwendungen, S. 169–172.
- Zierep, J. (1990): *Grundzüge der Strömungslehre*. Braun Verlag, Karlsruhe.
- Zimmermann, H. (1989): *Some Aerodynamic Aspects of Engine Secondary Air Systems*. ASME-Paper Nr. 89-GT-209.
- Zimmermann, H., Firsching, A., Dibelius, G.H. und Ziemann, M. (1986): *Friction Losses and Flow Distribution for Rotating Disks With Shielded and Protruding Bolts*. ASME-Paper Nr. 86-GT-158.

Anhang

A.1 Auslegung der Labyrinthdichtung und der Rotorbohrungen

Der zwischen Rotor und Gehäuse gelegene Labyrinthspalt wird im hier untersuchten Vordralldüsenystem mit Sperrluft abgedichtet. Die begrenzte Verfügbarkeit der Sperrluftmenge erforderte dabei eine genaue Auslegung der Labyrinthdichtung, die in diesem Abschnitt beschrieben werden soll. Dieselbe Auslegungsmethode wurde darüber hinaus auch bei der Dimensionierung der Rotorbohrungen und Vordralldüsen angewandt. Die Besonderheiten durchströmter rotierender Bohrungen mußten hierbei berücksichtigt werden.

Eine Charakterisierung der Labyrinthströmung kann mit Hilfe des dimensionslosen Durchflußbeiwertes C_{D0} erfolgen. Letzterer beschreibt den Vergleich zwischen Labyrinth- und einer idealen Düsenströmung, wobei die zugehörigen Luftmassenströme ins Verhältnis gesetzt werden:

$$C_{D0} = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_{ideal}} \quad (\text{A.1})$$

Der ideale Massenstrom läßt sich unter Voraussetzung einer eindimensionalen isentropen Expansion nach den Gesetzen der Thermodynamik aus

$$\dot{m}_{ideal} = \frac{\dot{Q}_{ideal} \cdot p_0 \cdot A}{\sqrt{T_{ref}}} \quad (\text{A.2})$$

mit dem reduzierten Massenstrom

$$\dot{Q}_{ideal} = \left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{R \cdot (\kappa - 1)} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (\text{A.3})$$

berechnen. Die Referenztemperatur T_{ref} sowie der Druck p_0 kennzeichnen dabei jeweils Totalgrößen vor dem Labyrinth. Der Durchflußbeiwert ist eine Größe, die aufgrund der starken Abhängigkeit vom Druckverhältnis, Labyrinthtyp und -geometrie experimentell bestimmt werden muß. Bei der Auslegung in dieser Arbeit konnte dabei auf die zahlreichen Veröffentlichungen des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen zu diesem Thema zurückgegriffen werden (Dörr, 1985, Jacobsen, 1987, Wittig et al., 1987a, Waschka, 1991). Eine Abschätzung der bei definierter Spaltweite benötigten Sperrluftmenge erfolgte zunächst unter Zuhilfenahme der in Dörr (1985) veröffentlichten Daten für stationäre Durchblicklabyrinth. Der Rotationseinfluß wurde schließlich mit den von Waschka (1991) entwickelten Korrelationen bestimmt. Waschka (1991) gibt den mit dem Ruhewert C_{D0} normierten Durchflußbeiwert C_D als Funktion des Impulsverhältnisses u_w/c_{ax} an, wobei u_w die Umfangsgeschwindigkeit der Welle und c_{ax} die axiale Geschwindigkeit am Labyrinthaustritt ist:

$$\frac{C_D}{C_{D0}} = f \left(\frac{u_w}{c_{ax}} \right) \quad (\text{A.4})$$

Für Impulsverhältnisse $\frac{u_w}{c_{ax}} \cdot K < 1$ konnte er keinen Einfluß der Rotation auf den Durchflußbeiwert feststellen. Die Durchflußcharakteristik konnte für diese Werte mit den von

Dörr (1985) bereitgestellten Basiskorrelationen für C_{D0} bestimmt werden. Die Konstante K ermittelte Waschka für mehrere Labyrinthklassen. Für ein sechsspitziges Durchblicklabyrinth beträgt $K = 1.17$.

Für die Berechnung der aufzubringenden Sperrluftmenge wurde ein C_{D0} -Wert von 0.6 zugrundegelegt. Aus der gewählten Spaltweite von 0.2 mm und einem über das Labyrinth wirkenden maximalen Druckverhältnis von $\pi = 1.4$ folgt schließlich ein realer Massenstrom von $\dot{m} = 55$ g/s. Das maximale Geschwindigkeitsverhältnis wurde bei einer Drehzahl von $n = 7000$ U/min bestimmt und beträgt bei großen Druckverhältnissen $u_w/c_{ax} = 1.25$ ($\pi = 1.4$). Obwohl der Rotationseinfluß für kleinere Druckverhältnisse stetig zunimmt, kann er in dieser Untersuchung aufgrund seiner durchflußmindernden Wirkung vernachlässigt werden.

Bei der Auslegung der Rotorbohrungen und der Vordralldüsen ging es im wesentlichen darum, die Querschnittsflächen an die angestrebten Drallverhältnisse β und damit an fest vorgegebene Druckverhältnisse anzupassen (siehe hierzu auch Tabelle 4.1). Diese Anpassung mußte unter Berücksichtigung der in der Versuchsanlage maximal zur Verfügung stehenden Kühlluftmenge \dot{m}_L erfolgen. Wie im Fall der Labyrinth kann auch diese Auslegung unter Zuhilfenahme von Gleichung A.1 bis A.3 mit den entsprechenden Durchflußbeiwerten erfolgen. Eine genaue Vorhersage des Durchflußverhaltens war jedoch schwierig, da für rotierende Bohrungen zwar eine auf experimentellen und numerischen Untersuchungen aufbauende Datenbasis existiert (Wittig et al., 1996, Jakoby et al., 1997), diese den komplizierten dreidimensionalen Charakter der Radseitenströmung in Vordralldüsen systemen aber nicht berücksichtigt. Da zu Beginn dieser Arbeit keine detaillierten Informationen über die tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeiten in Vordralldüsen systemen vorlagen, mußten bei der Auslegung vereinfachende Annahmen getroffen werden. Indem eine gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung in der Vordrallkammer vorausgesetzt wurde, konnten die in Wittig et al. (1996) und Jakoby et al. (1997) veröffentlichten Daten benutzt werden, um den Einfluß einer Schräganströmung auf die Durchflußcharakteristik abzuschätzen. Bei der Anwendung der Durchflußbeiwerte war zu beachten, daß die fördernde Wirkung (Pumpwirkung) der rotierenden Bohrungen, d.h. die vom Rotor geleistete Arbeit bei der Berechnung des idealen Massenstroms berücksichtigt werden muß. Nach den Gesetzen der Thermodynamik und unter Voraussetzung der Energieerhaltung erscheinen dann in den Gleichungen A.2 und A.3 Totaldruck und -temperatur im mitrotierenden Bezugssystem. Die Referenztemperatur T_{ref} wird durch eine von der Anströmmachzahl abhängige Größe ersetzt:

$$T_{0,rel} = T_s \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_{rel}^2 \right) \quad (\text{A.5})$$

Für den ins Relativsystem transformierten Totaldruck gilt unter Voraussetzung der Isentropie entsprechend der Zusammenhang:

$$p_{0,rel} = p_s \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_{rel}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (\text{A.6})$$

Die Machzahl wird in Jakoby et al. (1997) mit der Umfangsgeschwindigkeit der Rotorbohrungen u_R gebildet. In dem hier behandelten System mußte bei der Berechnung der relativen Anströmgeschwindigkeit zusätzlich die Entspannung der Kühlluft durch die Vordralldüsen auf eine Ausströmgeschwindigkeit c berücksichtigt werden. Mit der Umfangsgeschwindigkeit der rotierenden Bohrung u_R und der Tangentialkomponente der Düsenaustrittsgeschwindigkeit c_t , sowie mit der vereinfachenden Annahme einer gleichmäßigen Anströmung der Rotorbohrung lassen sich die Gleichungen A.5 und A.6 dann überführen in:

$$\frac{T_{0,rel}}{T_0} = 1 + \frac{u_R^2 - 2u_R c_t}{2c_p T_0} \quad , \quad \frac{p_{0,rel}}{p_0} = \left(1 + \frac{u_R^2 - 2u_R c_t}{2c_p T_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} . \quad (A.7)$$

Die relative Anströmgeschwindigkeit der Rotorbohrungen wurde unter Vernachlässigung realer Verluste innerhalb der Vordrallkammer berechnet, da diese erst mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse (siehe Kap. 6.2.1 und 6.2.2) exakt beschrieben werden können.

A.2 Korrektur des Drehmomentenmeßwertes

A.2.1 Lagerreibung

A.2.1.1 Lagerreibung in einem einzelnen Lager

Das Reibungsmoment eines einzelnen Lagers, d.h. der Widerstand, den das Lager seiner Bewegung entgegensetzt, läßt sich überschlägig ermitteln. Grundsätzlich hängt dabei das Reibungsmoment eines Wälzlagers von der Belastung, der Drehzahl sowie der Schmierstoffviskosität ab. Alle drei Bestandteile hängen außerdem stark von der Geometrie bzw. der Lagerbauart ab. Unter normalen Betriebsbedingungen, d.h. für den Fall, daß die Rollkontaktflächen durch einen tragenden Schmierfilm getrennt sind, geben Brändlein et al. (1995) folgende überschlägige Formel an:

$$M = M_0 + M_1 \quad (\text{A.8})$$

Das gesamte Reibungsmoment M setzt sich demnach aus einem lastunabhängigen Reibungsmomentanteil M_0 sowie aus einem lastabhängigen Reibungsmomentanteil M_1 zusammen. Für die Berechnung von M_0 gilt:

$$M_0 = f_0 \cdot 10^{-7} \cdot (\nu \cdot n)^{\frac{2}{3}} \cdot d_m^3 \quad (\text{A.9})$$

Hierin gehen die Betriebsviskosität und damit die Betriebstemperatur des Schmierstoffes, die Drehzahl und der Teilkreisdurchmesser des Wälzlagers ein. Der Reibungsbeiwert f_0 hängt von der Lagerbauart, der Schmierungsart und der Schmierstoffmenge ab.

Der lastabhängige Reibungsanteil M_1 beschreibt die Rollreibung sowie die Gleitreibung an den Borden des Wälzlagers. Er hängt damit u.a. stark von der Größe der Kontaktflächen und damit von der Lagerbauform ab. Für einen trennenden Schmierfilm zwischen Rollkörpern und deren Laufbahnen läßt es sich berechnen aus:

$$M_1 = f_1 \cdot P_1 \cdot d_m \quad (\text{A.10})$$

Der Beiwert f_1 ist im Falle von Kugellagern abhängig von der Druckflächenkrümmung und damit proportional zu $(P_0/C_0)^s$. Für Schrägkugellager mit einem Druckwinkel $\alpha = 15^\circ$ schlagen Brändlein et al. (1995) einen Exponenten $s = 0.5$ vor. Die Belastung P_1 in Gl. A.10 ist als Funktion des Lastwinkels $\beta = \arctan(F_{ax}/F_r)$ angegeben.

Der sogenannte Mischreibungsanteil, der in der Laufbahn, an den Borden sowie im Käfig entstehen kann, ist in der Abschätzung zu berücksichtigen, wenn im Falle kleiner Drehzahlen und großen Belastungen die Rollkontaktflächen noch nicht durch einen Schmierfilm getrennt sind. Der Mischreibungsanteil kann das Mehrfache von M betragen. Im Falle einer ungünstigen Belastung kann er nur sehr ungenau bestimmt werden.

A.2.1.2 Lagerreibung in der gewählten O-Anordnung

Mit Hilfe der Formeln für ein Einzellager läßt sich das Gesamtreibmoment der gewählten angestellten Lagerung unter folgenden Voraussetzungen berechnen:

- Beide Lager erfahren ein lastunabhängiges Reibmoment.
- Die Axiallast wird vollständig von einem einzigen Lager aufgenommen.
- Zusatzbeanspruchung, hervorgerufen durch Verkippung oder Vorspannung wird ausgeschlossen.
- Änderungen in der Viskosität des Schmierstoffes werden vernachlässigt.

Das Gesamtmoment ergibt sich demnach aus der Summation der Anteile der Einzellager. In Abb. A.1 ist der nach Gl. A.8 berechnete Verlauf der Lagerreibung in Abhängigkeit der Rotordrehzahl n und der Axiallast F_{ax} eingetragen. Um einen Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit der Realität zu ermöglichen, wurde die Lagerreibung in einer gesonderten Messung bei demontierter Rotorscheibe als Funktion der Drehzahl und der Axiallast experimentell bestimmt. Die Originallagerung, bestehend aus zwei Präzisionsspindellagern in O-Anordnung, mußte im Fall der Messungen mit Axiallast durch ein drittes Lager sowie durch einen Federmechanismus ergänzt werden, mit deren Hilfe die komplette Anordnung definiert vorgespannt wurde (siehe Abb. A.2). Die mit dem Lagerpaar, d.h. der Originallagerung gemessenen Reibmomente sind in Abb. A.1 durch geschlossene Symbole gekennzeichnet.

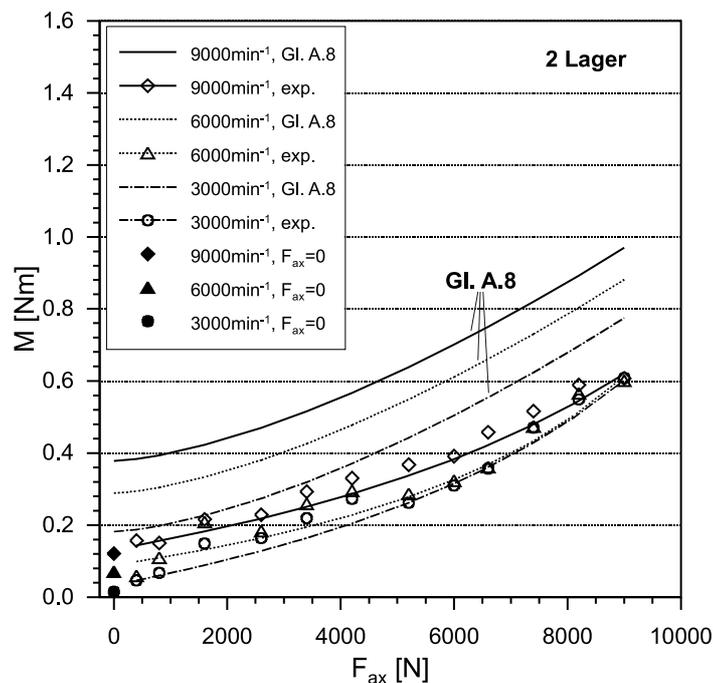


Abb. A.1: Reibung eines Lagerpaares bei axialer Beanspruchung

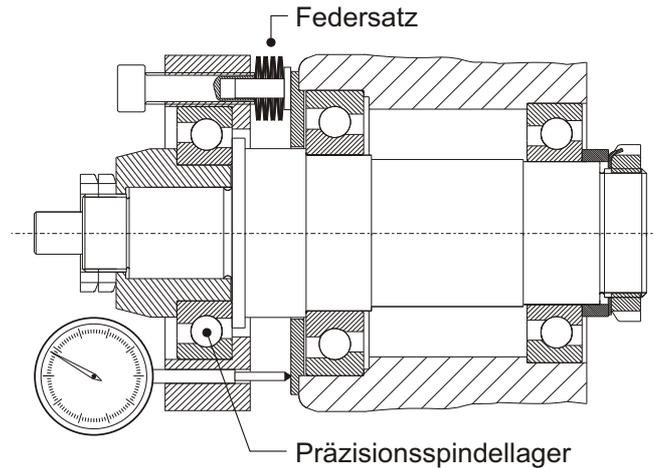


Abb. A.2: Aufbau zur Bestimmung der Lagerreibung

Im Falle hoher Axiallasten übersteigt das lastabhängige Reibmoment das lastunabhängige Moment um ein Mehrfaches. Für den speziellen Aufbau in Abb. A.2 bedeutet dies, daß der Anteil der Originallagerung am gemessenen Gesamtreibmoment in guter Näherung auf 50 % geschätzt werden kann. Die mit dieser Annahme umgerechneten, d.h. mit dem Faktor 0.5 multiplizierten Meßwerte sind in Abb. A.1 als offene Symbole eingetragen. Den Meßwerten hinterlegt sind die korrelierten Kurven, die für die spätere Korrektur der Meßwerte verwendet wurden. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment zeigt, daß eine theoretische Abschätzung der Lagerreibung nur mit mäßiger Genauigkeit erfolgen konnte. Die Korrektur der während der Messungen zu erwartenden Lagerreibung stützt sich deshalb vollständig auf die in dieser Arbeit experimentell ermittelten Daten. Die während des Versuchbetriebs mit Rotorscheibe tatsächlich auf die Lagerung wirkende Axiallast wurde mit Hilfe folgender Berechnungsformel bestimmt:

$$F_{ax} = \int_{R_1}^{R_2} (p(r) - p_U) \cdot 2\pi r \cdot dr \quad (\text{A.11})$$

Die radiale Druckverteilung innerhalb des Radseitenraumes konnte dabei mit ausreichender Genauigkeit mit Hilfe einer linearen Interpolation zwischen zwei Druckmeßstellen berechnet werden:

$$p(r) = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{R_2 - R_1} \cdot (r - R_1) \quad (\text{A.12})$$

Die Druckverteilung wurde letztlich mit den zur Verfügung stehenden Druckmeßstellen bestimmt (siehe Abb. 5.20, p_1 - p_5). Die in den Teilbereichen des Radseitenraums wirkenden Axiallasten wurden zu einer resultierenden Gesamtlast aufsummiert.

Eine Möglichkeit zur Senkung der Lagerreibung ergibt sich bei der Wahl eines geeigneten Lagerschmierstoffes. Bei dem zum Einsatz gekommenen Lagerfett handelt es sich um ein Standard-Fett für Spindellager (Typ FAG L74V, Grundöl: Esteröl/Mineralöl,

Dickungsmittel: Kalzium-Komplexseife), welches aufgrund der niedrigen Viskosität von $\nu = 23 - 24 \text{ mm}^2/\text{s}$ (bei $T = 40^\circ\text{C}$) ein geringes Drehmoment verursacht. Nach einer ausreichend langen Einlaufphase, d.h. nach erfolgter Verteilung des Fettes ist der Reibungsbeiwert so niedrig wie bei einer Öl-Minimalmengenschmierung (Brändlein et al., 1995).

A.2.2 Auswuchtbohrungen

Um einen sicheren und vibrationsarmen Betrieb der Meßstrecken zu gewährleisten, wurden sämtliche Rotoren am Prüfstand ausgewuchtet. Das Auswuchten erfolgte dabei mit Hilfe von Trariermassen, die in die freie Scheibenoberfläche eingeschraubt werden. Jeweils 72 Gewindebohrungen wurden auf gleichem Radius einer Scheibe gleichmäßig verteilt, um ein Anbringen der Trariermassen in Winkelschritten von 5° zu ermöglichen. Der Anteil der in den freien Scheibenoberflächen eingebrachten Elemente am Gesamtdrehmoment kann nicht vernachlässigt werden und wurde deshalb für alle Rotorscheiben experimentell bestimmt. Für die Ermittlung des Zuwachses wurde dabei das Drehmoment abwechselnd bei geschlossenen, d.h. überklebten, und offenen Bohrungen bei ansonst identischen Randbedingungen gemessen. Das Ergebnis der Messung an drei unterschiedlichen Rotorscheiben ist in Abb. A.3 gezeigt. Der Anstieg des Drehmomentes mit der Rotordrehzahl ist bis zu mittleren Drehzahlen für alle Rotoren nahezu identisch. Im Fall der Rotoren 2 und 3 fällt das Drehmoment bei einer Drehzahl von $n = 7500 \text{ U/min}$ jedoch schlagartig ab. Die Grenzdrehzahl, bei der das Reibmoment seinen maximalen Wert annimmt, ist offensichtlich durch die geometrische Form des Bohrungseintritts zu beeinflussen und im Fall prinzipieller Fertigungstoleranzen nur schwer vorauszusagen. Im Fall des ersten Rotors war ein Anstieg des Drehmomentes bis zu einer Drehzahl von ca. $n = 8000 \text{ U/min}$ zu beobachten. Oberhalb dieses Wertes werden die Bohrungen möglicherweise von der Rotorgrenzschicht überströmt. Diejenigen Effekte, die im Nahbereich der Bohrungen bei geringen Rotationsgeschwindigkeiten noch zu verstärkten Wechselwirkungen und damit

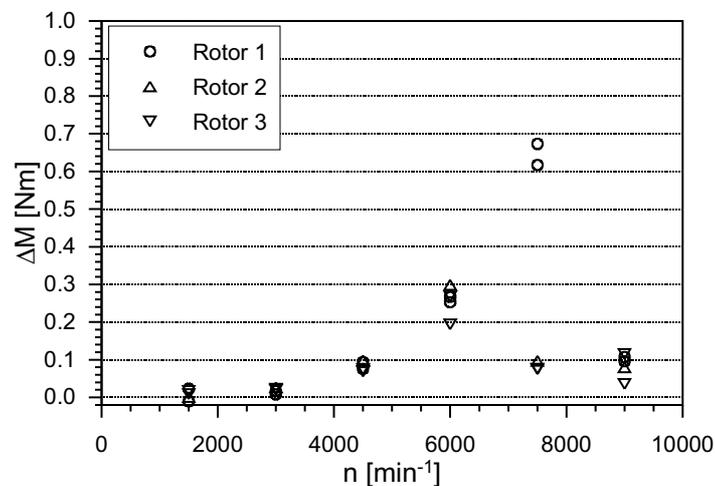


Abb. A.3: Einfluß der Bohrungen auf das Meßsignal

zu einem Reibungsanstieg führen, sind bei größeren Rotationsgeschwindigkeiten außer Kraft gesetzt.

A.2.3 Antrieb

Der Antrieb der Meßstrecke erfolgte mit Hilfe eines 25.2kW thyristorgesteuerten DC-Motors. Der zum Betrieb des Motors erforderliche Stromrichter ist vollständig analog aufgebaut, die Regelung selbst besteht aus einer PID-Drehzahlregelung mit unterlagerter PI-Stromregelung.

Abb. A.4 zeigt den bei einer Drehzahl von $n = 9000 \text{ U/min}$ mit einer Abtastrate von 6 kHz gemessenen Drehmomentenverlauf. Letzterer verdeutlicht den starken Einfluß der hier verwendeten Regelung. Ist die Drehzahl der Rotorscheibe noch nicht vollständig stabilisiert, dann bewirkt diese den im linken Teil von Abb. A.4 dargestellten Verlauf des Drehmomentes. Die Drehzahlschwankung lag während dieser Messung im Bereich weniger U/min . Um einen großen Meßfehler zu vermeiden, mußte die Drehzahl n des Rotors während sämtlicher Drehmomentmessungen innerhalb 1 U/min , d.h. besser als 0.1 % stabil gehalten werden. Darüber hinaus wurde die Integrationszeit des Digitalvoltmeters in allen Versuchen auf den größtmöglichen Wert eingestellt ($t = 10 \text{ s}$), um die im Meßsignal vorhandenen, restlichen Schankungsanteile per Tiefpaßfilterung weitestgehend zu beseitigen. Mit dieser Filterung konnten auch höherfrequente Schwingungen im Meßsignal beseitigt werden. Ursache der rechts in Abb. A.4 dargestellten Schwankungen sind Vibrationen an der Torsionstrecke, die über die flexible Kupplung von der Rotorscheibe auf die Meßwelle übertragen werden. Dieses drehzahlproportionale Signal ist einer weitaus stärkeren, niederfrequenten Schwingungsgröße aufgesetzt, deren Ursache möglicherweise auch in der Regelung des Antriebs liegt. Nicht unerwähnt bleiben sollte, daß in einigen Betriebspunkten zusätzlich Vibrationen vom Antrieb über den Sensorträger an die Meßwelle gelangen

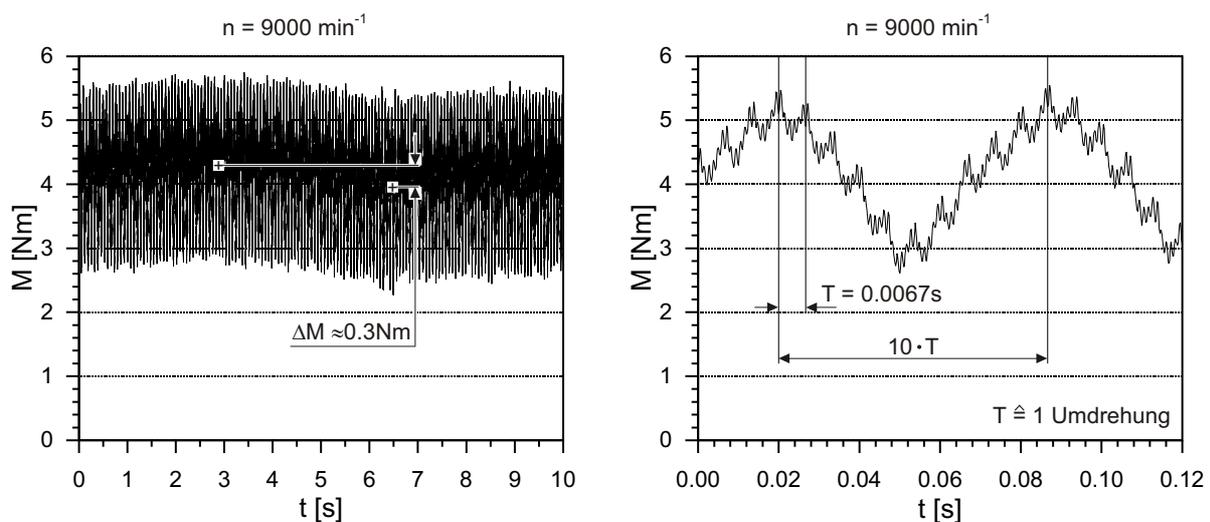


Abb. A.4: Einfluß der Motorsteuerung und mechanischer Schwingungen auf das Meßsignal

können. Letzterer Effekt ist aus Gründen der Übersichtlichkeit in Abb. A.4 jedoch nicht gezeigt.

A.2.4 Bemerkungen zur Auswahl der Drehmomentenmeßwellen

Bei der Bestimmung des Drehmomentes kann auf unterschiedliche Meßprinzipien zurückgegriffen werden. Mit Hilfe von Dehmeßstreifen wird beispielsweise die Änderung des elektrischen Widerstandes einer felexiblen Metallfolie oder eines Drahtes bei mechanischer Dehnung gemessen. Um die mechanische Beanspruchung einer Maschinenwelle zu bestimmen, müssen die Folie oder der Draht auf der Welle fixiert werden. Die Qualität der gewählten Klebverbindung legt dabei entscheidend die Genauigkeit eines Meßsystems mit Dehmeßstreifen fest. Weiterhin erforderlich für eine hohe Meßgenauigkeit sind eine Temperaturkompensation der Aufnehmer sowie eine Korrektur hinsichtlich Nichtlinearität, Langzeitdrift und Offset. Dehmeßstreifen können bei einer maximalen Temperatur von ca. $T = 150 - 200^\circ\text{C}$ eingesetzt werden. Für die Spannungsversorgung der Dehmeßstreifen, die vorzugsweise in Vollbrücke geschaltet sind, als auch die Übertragung der Meßsignale von der Rotorwelle zum Stator stehen in der Praxis zwei etablierte Verfahren zur Auswahl. Mit Hilfe der telemetrischen Übertragung erfolgen Spannungsversorgung und Meßsignalübertragung absolut berührungsfrei. Demzufolge sind solche Systeme in Kombination mit Dehmeßstreifen bei Rotordrehzahlen bis $n = 25000 \text{ U/min}$ einsetzbar. Aufgrund des hohen Anteils empfindlicher Elektronik ist jedoch auch ihr Einsatz auf Anwendungen bei Temperaturen bis maximal $T = 200^\circ\text{C}$ begrenzt. Eine individuelle Anpassung der Elektronik an den jeweiligen Anwendungsfall macht ein solches System außerdem extrem teuer.

Schleifringe sind aufgrund des Verzichts auf jegliche Elektronik kostengünstiger als ein Telemetriesystem. Mit einem Großteil verfügbarer Schleifringe können Signale bis Drehzahlen von $n = 8000 \text{ U/min}$ übertragen werden. Im Laborbetrieb sind bei entsprechender Kühlung der Kontaktflächen, d.h. der Ringe und der Bürsten, Drehzahlen bis $n = 30000 \text{ U/min}$ realisierbar.

Um die Verwindung einer Rotorwelle bei Temperaturen $T > 200^\circ\text{C}$ und bei Drehzahlen bis $n = 80000 \text{ U/min}$ mit hoher Genauigkeit messen zu können, müssen Meßverfahren zur Verfügung stehen, die auf eine Instrumentierung des Rotors verzichten. Mit Hilfe zweier, mit feinen Zähnen versehener oder perforierter Ringe, die im Abstand zueinander auf der Rotorwelle montiert sind, und einem magnetischen Impulsgeber auf dem Stator kann beispielsweise der zeitliche Versatz zwischen den Ringen direkt gemessen werden. Aufgrund der hohen Ansprüche an die Genauigkeit - extrem kleine Phasenversätze müssen detektiert werden - und dem damit verbundenen hohen Kosteneinsatz bei dem Aufbau der Statorelektronik ist ein solches System jedoch teurer als die zuvor beschriebene Kombination aus Dehmeßstreifen und Telemetrieelektronik.

Für den Einsatz in einer annähernd staub- und schmutzfreien Umgebung bietet sich zur berührungslosen Übertragung der Meßsignale eine dritte Alternative an. Diese hat den Vorteil, universell einsetzbar und auch kommerziell verfügbar zu sein. Die Messung des

Drehmomentes erfolgt wie oben beschrieben nach dem DMS-Prinzip. Die zum Betrieb der DMS erforderliche Gleichspannung wird im Stator in eine hochfrequente Wechselspannung umgewandelt und danach induktiv nach dem Transformatorprinzip auf den Rotor übertragen. Dort wird die Wechselspannung wieder gleichgerichtet und den auf der Torsionsstrecke zu einer Vollmeßbrücke zusammengeschalteten Dehnmeßstreifen zugeführt. Das Meßsignal der Brücke wird konditioniert und in eine spannungsproportionale Frequenz umgewandelt. Die Frequenz wird jetzt optisch durch ringförmig auf dem Rotor angeordnete Leuchtdioden an die äußere Elektronik übertragen. Die Signale werden mit Hilfe von Fotozellen registriert. In der äußeren Elektronik erfolgt außerdem eine Wandlung der Frequenz in eine frequenzproportionale Gleichspannung.

Das Prinzip der Meßsignalübertragung setzt eine saubere, d.h. staub- und ölfreie Umgebung voraus. Um eine Verschmutzung der Optik auszuschließen, ist deshalb das gesamte System mit dazugehöriger Elektronik und Torsionsstrecke in einem geschützten Gehäuse untergebracht. Eine nach diesem Prinzip arbeitende Drehmomentenmeßwelle wird üblicherweise zwischen Meßstrecke und zugehörigem Antrieb geschaltet (siehe Abb. 5.23).

Aufgrund der moderaten Einsatzbedingungen, d.h. Betrieb der Meßstrecke bei Umgebungstemperatur und Drehzahlen bis maximal $n = 10000$ U/min, bietet sich der Einsatz eines solchen Meßsystems auch für die Untersuchungen an den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Versuchsträgern an. Zwecks Anpassung an den jeweiligen Meßbereich kamen zwei unterschiedliche Sensortypen zum Einsatz (siehe Tab. A.1). Ein Abgleich der Elektronik zur Korrektur von Nichtlinearität, Offset und Langzeitdrift erfolgte ab Werk.

Hersteller	Typ	Seriennummer	Nenn Drehmoment M [Nm]	Genauigkeit [%]
Holger Clasen	MWA-W2-10/10V	20592515	10	0.25
Holger Clasen	MWA-W2-20/10V	20793354	20	0.25

Tab. A.1: Eingesetzte Drehmomentenmeßwellen

A.3 Transformation der Geschwindigkeiten

Für die in Abb. 5.2 gezeigte Anordnung der Meßsonden läßt sich zunächst das folgende Gleichungssystem für die interessierenden Geschwindigkeitskomponenten aufstellen. Die Variablen v_1 , v_2 und v_3 sind die mit der jeweiligen Komponente eines 3D-LDA-Systems gemessenen Geschwindigkeiten. Die Größen v_{radial} , $v_{tangential}$ und v_{axial} stellen die Geschwindigkeiten dar, die berechnet werden sollen.

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} v_{radial} \\ v_{tangential} \\ v_{axial} \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

$$A = \begin{pmatrix} \cos \varepsilon' & \cos \varepsilon'' & \cos \varepsilon''' \\ \cos \eta' & \cos \eta'' & \cos \eta''' \\ \cos \delta' & \cos \delta'' & \cos \delta''' \end{pmatrix} \tag{A.14}$$

Unter Zuhilfenahme von Abb. A.5 lassen sich die einschließenden Winkel leicht bestimmen. Die endgültige Transformationsmatrix ergibt sich schließlich aus der Lösung des

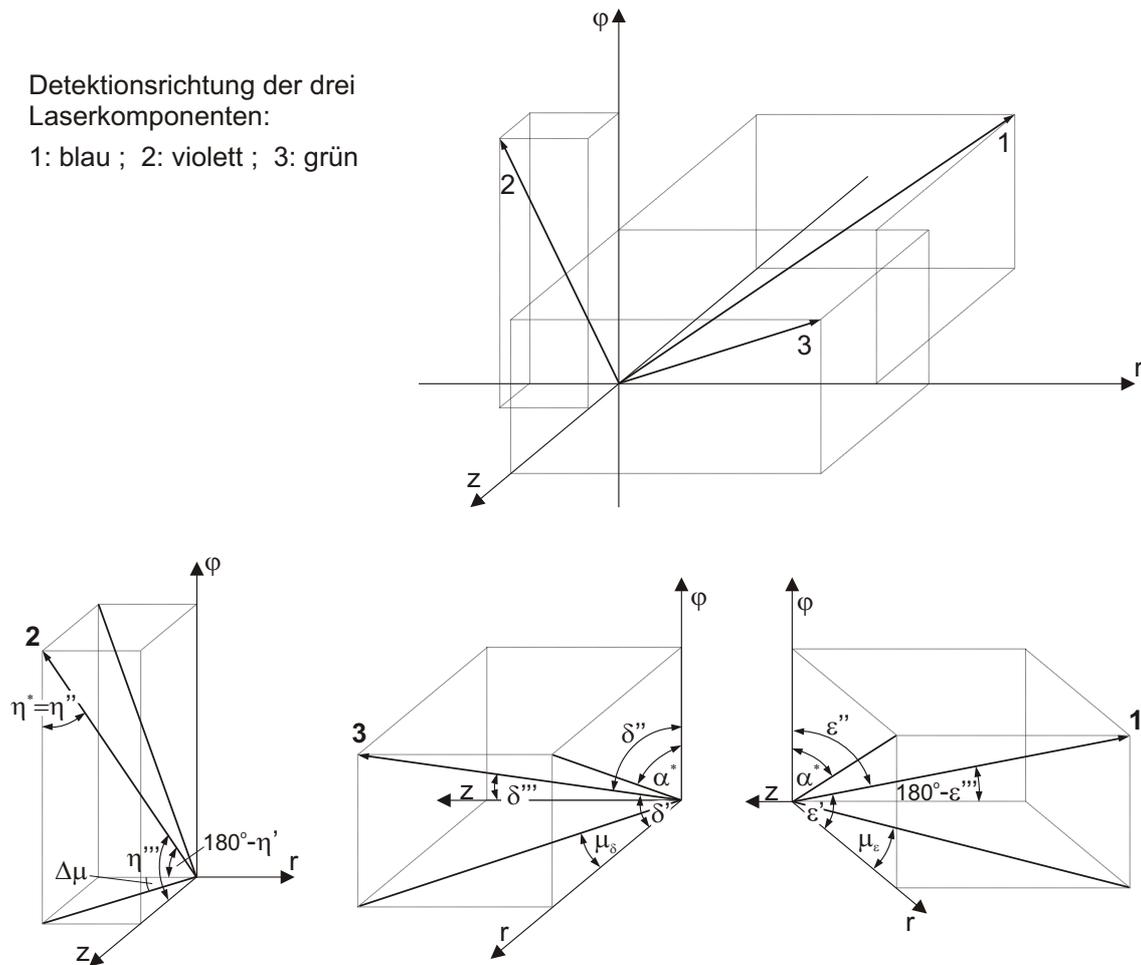


Abb. A.5: Kennzeichnung der Winkel für die Berechnung der Transformationskoordinaten

Gleichungssystem und kann für den Sonderfall $\Delta\mu = 0$ in einfacher Form angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} v_{radial} \\ v_{tangential} \\ v_{axial} \end{pmatrix} = A^{-1} \cdot \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\frac{1}{2}\sqrt{2} \cdot \cos \eta^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} & \frac{-\cos \alpha^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} & \frac{\frac{1}{2}\sqrt{2} \cdot \cos \eta^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ \frac{\frac{1}{2}\sqrt{2} \cdot \sin \eta^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} & \frac{\sin \alpha^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} & \frac{\frac{1}{2}\sqrt{2} \cdot \sin \eta^*}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ -\frac{1}{2}\sqrt{2} & 0 & \frac{1}{2}\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

Ein Großteil der Messungen wurde im sogenannten Kernbereich des äußeren Radseitenraums durchgeführt. Dieser schließt eine rechteckförmige Fläche ein, die etwa 4.2 mm vom Rotor und 5.9 mm vom Stator entfernt liegt. Der Abstand vom Fenster und der inneren Dichtung beträgt 1.7 mm bzw. 0.6 mm. Der Winkel $\Delta\mu$ war für die Messungen in diesem Bereich gleich Null. Die Winkelanstellung beider Sonden α^* und η^* konnte für alle Messungen beibehalten werden und betrug in der Summe 78° .

Für die Geschwindigkeitsmessungen im Nahfeld der Rotorscheibe wurde das Meßvolumen in einem minimalen Abstand von ca. 0.4 mm von der Rotorwand positioniert. Da der axiale Spaltabstand zwischen dem Fenster im Statorgehäuse und dem Rotor $s_{a,a} = 1$ mm betrug, konnten diese Messungen aufgrund der Strahlenwinkel der beiden Sonden nur durch eine zusätzliche Drehung beider Sonden um die φ -Achse realisiert werden (siehe Abb. 5.2). Die Winkel $\Delta\mu$, α^* und η^* wurden im Vorfeld einer Messung manuell ausgemessen.

Für den allgemeineren Fall $\Delta\mu \geq 0$ können die Koeffizienten a_{ij} der Transformationsmatrix unter Zuhilfenahme folgender Gleichungen leicht berechnet werden:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{\cos \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \sin \mu_\delta - \frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \sin \eta^* \cos \alpha^* \sin \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ a_{12} &= \frac{-\frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \cos \alpha^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot (\sin \mu_\delta + \sin \mu_\epsilon)}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ a_{13} &= \frac{\cos \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \sin \mu_\epsilon + \frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \sin \eta^* \cos \alpha^* \sin \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ a_{21} &= \frac{\sin \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \sin \mu_\delta \cos \Delta\mu + \sin \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \cos \mu_\delta \sin \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ a_{22} &= \frac{(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*) \sin \mu_\delta \cos \mu_\epsilon + (1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*) \cos \mu_\delta \sin \mu_\epsilon}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\ a_{23} &= \frac{\sin \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \sin \mu_\epsilon \cos \Delta\mu - \sin \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \cos \mu_\epsilon \sin \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{31} &= \frac{-\cos \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \cos \mu_\delta - \frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \sin \eta^* \cos \alpha^* \cos \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\
 a_{32} &= \frac{\frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \cos \alpha^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot (\cos \mu_\delta - \cos \mu_\varepsilon)}{\sin(\alpha^* + \eta^*)} \\
 a_{33} &= \frac{\cos \eta^* \sqrt{1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha^*} \cdot \cos \mu_\varepsilon + \frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot \sin \eta^* \cos \alpha^* \cos \Delta\mu}{\sin(\alpha^* + \eta^*)}
 \end{aligned}$$

mit $\mu_\delta = \arctan\left(\frac{1}{\sin \alpha^*}\right) - \Delta\mu$ und $\mu_\varepsilon = \arctan\left(\frac{1}{\sin \alpha^*}\right) + \Delta\mu$

Lebenslauf

Name: Torsten Geis

Geburtsdatum: 31. Januar 1969

Geburtsort: Mannheim

Familienstand: ledig

Schulbildung: Besuch der Grundschule in Mannheim
1975 – 1979

Besuch des Ludwig-Franck Gymnasiums in Mannheim
1979 – 1988

Bundeswehr: Oktober 1988 – September 1990

Hochschulstudium: Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der Universität
Karlsruhe (TH)
Oktober 1990 – Oktober 1996
Diplomvorprüfung: 29. September 1992
Diplomhauptprüfung: 16. Oktober 1996
mit den Hauptfächern "Technische Mechanik"
und "Thermische Strömungsmaschinen"

Berufliche Tätigkeit: Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Thermische
Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
März 1994 – Oktober 1996

Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermische
Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 1. November 1996