

Physikalische Modelle und Skalierungsmethoden zur effizienteren Applikation von Turboladern

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs
(Dr.-Ing.)

genehmigte

D I S S E R T A T I O N

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Mehdi Nakhjiri

aus Langrud

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Peter F. Pelz
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer
Tag der Einreichung:	06.05.2014
Tag der mündlichen Prüfung:	24.06.2014

Darmstadt 2014

D 17

Vorwort des Herausgebers

Kontext

Die Kohlendioxidemissionen von Personenkraftfahrzeugen sollen im Mittel bis 2020 auf 95 g/km gesenkt werden. Da der Wirkungsgrad der motorischen Verbrennung monoton mit der volumenspezifischen Leistung steigt, gelingt dies am wirkungsvollsten durch Hubraumverkleinerung bei gleichzeitiger Erhöhung des Luftdruckes, d.h. durch Aufladung. Es ist zu erwarten, dass in den nächsten Jahren praktisch jeder Motor aufgeladen und die Zylinderanzahl reduziert sein wird. Dabei konkurriert die Aufladung durch Turbolader mit anderen Aufladekonzepten. Diese sind elektromotorisch angetriebene Verdichter (Turbo- oder Verdrängermaschine). Einfache, rein passive Resonanzaufladungen werden heute weniger verfolgt. Der Nachteil von elektromotorisch angetriebenen Verdichtern ist u.a. die heute noch vorhandene Limitierung durch das Bordnetz. Neben der Regelung der Einspritzmenge wird das Betriebsverhalten des turboaufgeladenen Motors durch das Stellen von Luft- und Abgasventilen geregelt. Die hierfür notwendigen Linearaktuatoren sind zumeist robuste, pneumatische Steller.

Der heutige Verbrennungsmotor ist ein herausragend positives Beispiel für die Optimierung und „mechatronische Veredelung“ eines Systems, das um das Jahr 1985 als ausgereift galt. Die vergangenen 30 Jahre haben demgegenüber eine rasante Systemverbesserung, insbesondere durch den konsequenten Nutzen der Mechatronik, gesehen. Es ist aus meiner Sicht abzusehen, dass in den kommenden Jahren die im Verbrennungsmotor bereits gemachte Entwicklung auch auf andere Bereiche wie Energie- und Wasserversorgung sowie Klimatisierung übertragen werden.

Fahrzeuge sind heute derart entwickelt, dass bis in der Größenordnung 10^5 Parameter pro Fahrzeug im Applikationsprozess bedatet werden müssen. Traditionell geschieht dies durch Versuche am Motorprüfstand. Verständlicherweise ist dieses Vorgehen zeit- und kostenintensiv, so dass der Wunsch entsteht, den Applikationsprozess mittels „Hardware in the Loop“-Verfahren zu beschleunigen. Dabei ist das Steuergerät als Hard- und Software vorhanden, der Verbrennungsmotor inkl. Aufladung ist jedoch virtuell in einer Berechnungsumgebung abgebildet.

Dabei ist das Gesamtsystem nur so gut wie die Beschreibung der Komponenten. Beim Turbolader liegen vom Turboladerhersteller gemessene Kennfelder für den Applikationsprozess zur Verfügung.

Forschungsfrage

Aus dem Kontext leiten sich die Forschungsfragen für die wissenschaftliche Arbeit von Herrn Nakhjiri ab:

Lässt sich ein physikalisches Modell eines Turboladers angeben, welches mit möglichst wenigen geometrischen Parametern das Betriebsverhalten mit ausreichender Genauigkeit beschreibt?

Um das Ergebnis vorwegzunehmen: Herrn Nakhjiri gelingt es, ein physikalisches Modell aufzustellen, dass die obige Frage hinsichtlich Druckänderung auf der Verdichter- und Turbinenseite sehr gut beschreibt. Im Vergleich mit den vom Turboladerhersteller angegebenen Wirkungsgraden und von Herrn Nakhjiri simulierten Wirkungsgraden, zeigt sich jedoch eine große Abweichung. Nun ist die Frage: Ist das Modell oder die Messung fehlerbehaftet? Hier ist letzteres richtig. Traditionell gibt der Turboladerhersteller einen Wirkungsgrad an, der unter nicht-adiabaten Bedingungen gemessen wird. Damit ist dieser Wirkungsgrad als scheinbarer Wirkungsgrad zu bezeichnen. Daraus folgt unmittelbar die zweite Forschungsfrage für Herrn Nakhjiri:

Wie lässt sich auf einfachem Wege der scheinbare Wirkungsgrad zum adiabaten Wirkungsgrad korrigieren?

Methoden und Ergebnisse

Herrn Nakhjiri gelingt es überzeugend, ein physikalisches Modell sowohl für die Turbine als auch den Verdichter aufzustellen. Beide Teilmodelle werden durch jeweils ca. 20 geometrische Parameter beschrieben, die durch eine geometrische Vermessung des Turboladers gewonnen werden.

Das strömungsmechanische Modell beinhaltet den ersten Hauptsatz, Drallsatz sowie eine Vielzahl von bekannten Verlustmodellen. Auf der Verdichter- und Turbinenseite werden die Druckverhältnisse von drei unterschiedlichen Turboladern erstaunlich gut wiedergegeben. Im zweiten Teil der Arbeit gelingt Herrn Nakhjiri ein wichtiger Beitrag zur Begriffsbildung bei Turboladern. Wie bereits oben beschrieben, ist der vom Turboladerhersteller angegebene Wirkungsgrad als scheinbarer Wirkungsgrad zu bezeichnen, da er nicht unter adiabaten Bedingungen gemessen wird und damit eher zur Verwirrung als zur Arbeitserleichterung im Applikationsprozess beiträgt.

Herr Nakhjiri misst in seiner Arbeit den Wärmestrom zwischen Turbine und Verdichter. Bei Kenntnis des Wärmestroms gelingt es, den scheinbaren Wirkungsgrad zum adiabaten Wirkungsgrad zu korrigieren. Dieses Vorgehen ist experimentell aufwändig und im Applikationsprozess nicht durchführbar. Daher entwickelt Herr Nakhjiri zwei alternative Methoden zur Korrektur des

scheinbaren Wirkungsgrades. Von besonderer Eleganz ist die Verschiebung der gesamten Wirkungsgradkurve. Herr Nakhjiri argumentiert, dass alle Wirkungsgradoptima auf einer Geraden in der Wirkungsgrad-Durchflusszahl-Ebene zu finden sein müssen. Scharparameter ist die Maschinendrehzahl oder dimensionslos die Mach-Zahl. Das Verschieben in der Wirkungsgrad-Durchflusszahl-Ebene nennt Herr Nakhjiri sinnigerweise Skalierung, da dadurch der Mach-Zahl-Einfluss richtig wiedergegeben wird. Die Verluste in einer Maschine skalieren mit dem Quadrat der Mach-Zahl, wie eine bisher unveröffentlichte Arbeit des Instituts zu Verlusten an geraden Schaufelgittern zeigt, so dass der Skalierungsansatz von Herrn Nakhjiri auch axiomatisch begründet ist.

Neben diesen beiden Hauptsträngen der Arbeit adressiert Herr Nakhjiri noch den Einfluss der Krümmerströmung bei zweistufiger Aufladung. Darüber hinaus spricht er sehr kurz einen erarbeiteten neuen Ansatz an, der die periodische Beaufschlagung gerade bei geringer Zylinderanzahl berücksichtigt.

Gemeinsam mit einer analytischen Vorhersage der Verdichterpumpgrenze sind damit drei Aspekte für eine weiterführende Forschung genannt. Doch bereits mit dem jetzt Erreichten, kann der Applikationsprozess zielgerichteter und damit schneller und kostengünstiger gestaltet werden.

Peter Pelz

Darmstadt, am 08.06.2015

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Fluidsystemtechnik der Technischen Universität Darmstadt.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter und zugleich meinem Doktorvater, Herrn Professor Peter Pelz, für die fachliche Betreuung und die zahlreichen Anregungen. Dazu gehört auch die durch ihn initiierte, sehr interessante und herausfordernde Fragestellung meiner Doktorarbeit, aus der mehrere internationale und nationale Veröffentlichungen hervorgegangen sind. Rückblickend bleibt mir nur zu sagen: Ich habe viel von Ihnen gelernt!

Herrn Professor H.-P. Schiffer, Leiter des Fachgebiets Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe, danke ich herzlich für die Übernahme des Koreferats. Hervorheben möchte ich seine Unterstützung bei der Beschaffung wichtiger Messdaten für meine Arbeit.

Meinen Dank richte ich auch an die IAV GmbH für die Finanzierung des Forschungsvorhabens, insbesondere an die Herren Schultalbers, Horn und Frase für das entgegengebrachte Vertrauen. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. Däubler für die kontinuierlichen und inspirierenden Fachgespräche bedanken.

Meinen Kollegen am Institut danke ich nicht nur für den stetigen fachlichen Austausch, sondern auch für das angenehme Arbeitsklima über die Jahre hinweg. Herrn Matyschok gilt mein Dank für seine besondere Hilfsbereitschaft und Unterstützung. Danken möchte ich auch meinen Studenten und HiWis für ihre tolle Mitarbeit, allen voran Thibaut.

Meinen Eltern danke ich dafür, dass sie mir diesen Werdegang ermöglicht haben. Meiner Lebensgefährtin, Anna-Lena Schultz, danke ich für ihre Geduld und ihren Rückhalt.

Mehdi Nakhjiri
Darmstadt, im Frühjahr 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Vorgehensweise	4
2	Literaturüberblick	7
3	Physikalische Modellierung	11
3.1	Modellierungsansatz	12
3.2	Grundlagengleichungen	15
3.3	Dimensionslose Kennzahlen	20
3.4	Verdichter	25
3.4.1	Verluste	25
3.4.2	Parasitäre Effekte	30
3.4.3	Simulationsergebnisse	32
3.4.4	Dimensionslose Kennlinien	38
3.5	Turbine	43
3.5.1	Verluste	43
3.5.2	Simulationsergebnisse	45
4	Experimentelle Untersuchung der Wärmeströme	49
4.1	Scheinbarer Verdichterwirkungsgrad	53
4.1.1	Erste Methode: Skalierung	58
4.1.2	Zweite Methode: Adiabate Leistungszahl über Durchflusszahl	61
4.1.3	Dritte Methode: Wärmemodell	63
4.2	Scheinbarer Turbinenwirkungsgrad	65
4.3	Wärmemodell	70
4.3.1	Wärmewiderstände im Verdichter	73
4.3.2	Wärmewiderstände in der Turbine	75
4.3.3	Wärmewiderstände im Lagergehäuse	75

4.3.4	Berechnung der Wärmeströme	77
4.3.5	Weitere Erkenntnisse mit dem Wärmemodell	84
5	Experimentelle Untersuchung am Motorprüfstand	87
5.1	Messkonzept	88
5.1.1	Prüfstands Aufbau	88
5.1.2	Messprogramm	91
5.2	Auswertung	92
5.2.1	Stationäre Messergebnisse	92
5.2.2	Instationäre Messergebnisse	96
6	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Literaturverzeichnis	109
A	Messunsicherheit	117
A.1	Messgrößen	118
A.2	Kennfelder	119
B	Mechanischer Wirkungsgrad	120

Symbolverzeichnis

Die Symbole der ersten Spalte werden in der zweiten Spalte beschrieben. Die dritte Spalte, wenn vorhanden, gibt die Dimension als Monom mit den Basisgrößen Länge (L), Masse (M), Zeit (T), Temperatur (Θ) und Stoffmenge (N) an.

Lateinische Buchstaben:

Symbol	Beschreibung	Dimension
A	Fläche	L^2
a	Schallgeschwindigkeit	LT^{-1}
B	Breite, Schaufelhöhe	L
c	Geschwindigkeit, Absolutgeschwindigkeit	LT^{-1}
c_p	spez. Wärmekapazität bei konst. Druck	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$
c_v	spez. Wärmekapazität bei konst. Volumen	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$
D	Durchmesser	L
D_f	Diffusionsfaktor	
E	Volumen-Elastizitätsmodul	$L^{-1}MT^{-2}$
e	innere Energie	L^2T^{-2}
g	Erdbeschleunigung	LT^{-2}
Gr	Grashof-Zahl	
H	Höhe, Kanalweite	L
h	spez. Enthalpie	L^2T^{-2}
i	Inzidenzwinkel	
L	Länge	L
M	Drehmoment	L^2MT^{-2}
Ma	Mach-Zahl	
n	Drehzahl	T^{-1}
Nu	Nusselt-Zahl	
\dot{m}	Massenstrom	MT^{-1}

Symbol	Beschreibung	Dimension
P	Leistung	L^2MT^{-3}
p	Druck	$L^{-1}MT^{-2}$
Pr	Prandtl-Zahl	
\dot{Q}	Volumenstrom	L^3T^{-1}
\dot{Q}	Wärmestrom	L^2MT^{-3}
q	spez. Wärmemenge	L^2T^{-2}
R	Gaskonstante	$L^2T^{-2}\Theta$
R	Wärmewiderstand	$L^{-2}M^{-1}T^3\Theta$
Re	Reynolds-Zahl	
r	Radius	L
S	Spaltweite	L
s	spezifische Entropie	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$
T	Schaufeldicke	L
T	Temperatur	Θ
t	Schaufelteilung	
t	Zeit	T
u	Umfangsgeschwindigkeit	LT^{-1}
v	spezifisches Volumen	L^3M^{-1}
w	Relativgeschwindigkeit	LT^{-1}
w	Arbeit	L^2T^{-2}
z	Schaufelzahl	

Griechische Buchstaben:

Symbol	Beschreibung	Dimension
α	Wärmeübergangskoeffizient	$MT^{-3}\Theta^{-1}$
α	Winkel der Absolutgeschwindigkeit	
β	Winkel der Relativgeschwindigkeit	
γ	Isentropenexponent	
δ	Öffnungswinkel	
ϵ	Dämpfungsfaktor	
ϵ	Emmissionsgrad	
η	Wirkungsgrad	
λ	Leistungszahl	
λ	Reibungsbeiwert	
λ	Wärmeleitfähigkeit	$LMT^{-2}\Theta^{-1}$
μ	dynamische Viskosität	$L^{-1}MT^{-1}$

Symbol	Beschreibung	Dimension
μ	Minderumlenkungsfaktor	
ν	kinematische Viskosität	L^2T^{-1}
Π	Druckverhältnis	
π	Kreiszahl	
ρ	Dichte	$L^{-3}M$
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$MT^{-3}\Theta^{-4}$
φ	Durchflusszahl	
ϕ	Winkel	
ψ	Druckzahl	
ω	Winkelgeschwindigkeit	T^{-1}
ζ	Verlustziffer	

Indices:

Index	Beschreibung
0	Umgebung
1	Eintritt einer Komponente, Verdichtereintritt
2	Austritt einer Komponente, Verdichteraustritt
3	Turbineneintritt
4	Turbinenaustritt
ad	adiabat
app	scheinbar
C	Carnot
D	Drall
eff	effektiv
fkonv	erzwungene Konvektion
G	gesamt
H	Hinterkante
h	hydraulisch
I	Inzidenz
ideal	ideal
K	Kanal
konv	konvektiv
leit	Leitung
LG	Lagergehäuse
LGa	Lagergehäuse Außen
LGi	Lagergehäuse Innen

Index Beschreibung

M	meridionaler Stoß
M	mechanisch
max	maximal
mittel	mittlerer Wert
nkonv	natürliche Konvektion
Oel	Öl
opt	optimal
par	parasitär
R	Reibung
r	radial
red	reduzierte Größe
ref	Referenzgröße
RS	Radseitenraum
RZ	Rezirkulation
S	Spalt
s	isentrop
str	Strahlung
T	Turbine
t	Totalgröße
th	theoretisch
TG	Turbinengehäuse
TM	kombiniert (Turbine und Lagergehäuse)
u	Umfangskomponente
umg	Umgebung
V	Verlust, Verdichter
VG	Verdichtergehäuse
VSp	Verdichterspiralgehäuse
W	Welle
W	Wand
Welle	Welle

Operatoren:

Δ Differenz

rot Rotation

Kapitel 1

Einleitung

Vom Schweizer Maschineningenieur Alfred Büchi (geb. 1879 in Winterthur) entwickelt und in 1905 patentiert finden Abgasturbolader seit den 70er Jahren im PKW-Motorenbau verstärkt Verwendung. Getrieben durch immer höhere Anforderungen an Kraftstoffverbrauch und Schadstoffemission von Verbrennungsmotoren schafft die Turboaufladung erst in den 90er Jahren den Durchbruch, der mit der Einführung von Mechatronik im Luftsystem der Verbrennungsmotoren einhergeht. Mit folgenden Vorteilen bilden turboaufgeladene Motoren die Grundlage heutiger Downsizing-Strategien:

- Höhere Leistung bei kleinerem Hubraum gegenüber einem vergleichbaren Saugmotor,
- Höhere Drehmomente im niedrigen Drehzahlbereich,
- Gewichtseinsparung durch kleinere Motoren,
- Geringerer spezifischer Kraftstoffverbrauch,
- Besseres Beschleunigungs- und Bremsverhalten.

1.1 Motivation

In PKW übernehmen heutige Motorsteuergeräte die Regelung aller relevanten Aktuatorik, u.a. für das Kraftstoffsystem inkl. Einspritzung sowie Turboladerregelung. Eine charakteristische Eigenschaft der Steuergeräte ist die hohe Wiederverwendbarkeit der Regelalgorithmen. Sie können durch die Anpassung von einigen relevanten Schlüsselparametern an unterschiedliche Auto-

Alfred Büchi. Patent Nr. 35259.
1 Blatt.

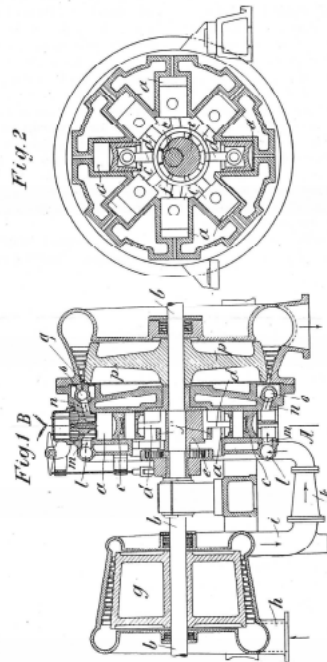


Abbildung 1.1: Zeichnungen der Patentschrift von Alfred Büchi, 1905 (Quelle: Stadt Winterthur).

und/oder Motorkonzepte adaptiert werden. Diese auto- bzw. motorspezifische Parameteranpassung wird Applikation genannt.

Ein weiterer Meilenstein in der Entwicklung von Motorregelkonzepten ist die Einführung der modellbasierten Regelstrategien. Hierbei werden die erforderlichen Eingangssignale der Aktuatorik ermittelt, indem die relevanten physikalischen nulldimensionalen und stationären Gleichungen in Echtzeit gelöst werden (z.B. Druckverluste über Drosselstellen, Turboladerleistung, Massenströme). Modellbasierte Regelstrategien haben weniger komplexe Parameterstrukturen, so dass der Applikationsaufwand reduziert wird. Dabei erreichen sie eine höhere Regelgenauigkeit bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen.

Bedingt durch die rasant steigenden Anforderungen an Autos, nimmt die Zahl

der unterschiedlichen Funktionen zu, die durch die Steuergeräte für die Luftstrecke des Verbrennungsmotors bereitgestellt werden. Alle Anforderungen hinsichtlich Einhaltung der Abgasnormen, höherer Leistungsdichte und besseren Ansprechverhaltens des Motors, Erhöhung der Lebensdauer von Motor und Turbolader, geringerer Geräuschemission usw. müssen gleichzeitig erfüllt werden. Somit geht die Funktionalität der Regelalgorithmen über die reine Regelung des Solldruckes für einen vorgegebenen Lastwechsel im klassischen Sinne hinaus. Die Solldruckvorgabe selbst ändert sich mit der Fahrstrategie und kann von einer Vielzahl von inneren Zuständen im Luftsystem abhängen. Deshalb ist für die Entwicklung und Applikation modellbasierter Regelstrategien in der Luftstrecke turboaufgeladener Motoren eine genaue Kenntnis des Betriebsverhaltens von Abgasturboladern als wichtigste und komplexeste Komponente neben dem Motor essentiell.

Für die Beschreibung des Betriebsverhaltens von einem Turbolader liegen den Applikationsingenieuren in der Regel die vom Turboladerhersteller unter Laborbedingungen messtechnisch erfassten Kennfelder des Verdichters und der Turbine vor. Die Erfahrung zeigt jedoch, dass der Informationsgehalt dieser Kennfelder für die Anwendung im Auto - Applikation und Bedatung der Steuergeräte - mit großen Unsicherheiten verbunden ist. Diese Unsicherheiten sind hauptsächlich auf drei Ursachen zurückzuführen. Erstens, im Labor weisen Turboladerprüfstände nahezu optimale Zu- und Abströmbedingungen auf, während der Einbau im Auto aufgrund strikter Vorgaben nur unter Einsatz von Krümmern realisiert werden kann. Zweitens, am Turboladerprüfstand wird das stationäre Betriebsverhalten des Turboladers erfasst. Im Fahrzeug wird der Turbolader jedoch aufgrund des periodischen Ventilspiels des Motors instationär betrieben. Drittens, der Turbolader arbeitet nicht adiabat. Für die Berechnung der Turboladerkennfelder werden jedoch Annahmen adiabater Zustandsänderungen getroffen, die zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen. Hinzu kommt, dass sich die Betriebsbedingungen im Labor und im Fahrzeug stark unterscheiden.

Um diese Unsicherheiten zu umgehen, sind Applikationsingenieure auf zeit- und kostenintensive Prüfstands- und Fahrzeugversuche angewiesen. Auf diese Weise wird eine konsistente Applikation und Bedatung des Steuergerätes für ein gegebenes Motorkonzept erreicht. Eine Wiederverwendbarkeit der aufwändig erarbeiteten Ergebnisse auf andere Motorkonzepte ist dennoch nicht sichergestellt. Sogar kleine Änderungen in der Luftstrecke des Motors erfordern oftmals eine Wiederholung weiter Teile des Applikationsprozesses. So können die oben genannten großen Vorteile modellbasierter Regelstrategien, nämlich Reduzierung des Applikationsaufwands und Wiederverwendbarkeit der Ergebnisse, gar nicht ausgespielt werden. Um dem entgegenzuwirken,

müssen die erwähnten Unsicherheiten verstanden und systematisch korrigiert werden.

1.2 Vorgehensweise

Der Ansatz dieser Arbeit ist Systemverständnis durch physikalische Modellierung und Nutzung von abstrahierenden Werkzeugen wie Dimensionsanalyse verbunden mit einer systematischen Untersuchung des Informationsgehalts der vom Turboladerhersteller gemessenen Kennfelder. Nur auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass die Ergebnisse anschließend mit überschaubarem Aufwand steuergerätauglich verarbeitet werden können. So wird auch die Einbindung in einen Hardware-in-the-Loop-Prüfstand und die Echtzeitfähigkeit erleichtert.

Physikalisch motivierte Methoden zur Kalibrierung müssen auf folgende Anforderungen eingehen:

- Kalibrierung der Wirkungsgradkennfelder mittels Messungen ist mit großem Zeit- und Ressourcenaufwand verbunden. Die Prozesse müssen beschleunigt werden.
- Prüfstandsversuche reflektieren nicht den gesamten Betriebsbereich des Turboladers. Das Ziel ist die Beschreibung eines erweiterten Betriebsbereichs, ohne auf Extrapolationsmethoden angewiesen zu sein.
- Bei kleinen Änderungen in der Turboladergeometrie muss der Turbolader neu vermessen werden. Mithilfe eines Turboladermodells können die erwarteten Änderungen im Druckaufbau und Wirkungsgrad untersucht werden.
- Modellieren geht mit einem erhöhten Systemverständnis einher. Durch die Modellierung der relevanten physikalischen Zusammenhänge erhalten Applikationsingenieure einen tieferen Einblick in die Strömungsmechanik und Thermodynamik des Turboladers. Das wiederum spielt eine Schlüsselrolle bei der Entwicklung neuer bzw. Verbesserung bereits bestehender Regelstrategien. Auf diese Weise sollen modellbasierte Regelstrategien der Luftstrecke einen höheren Grad an Genauigkeit und Zuverlässigkeit erreichen.

Das in dieser Arbeit präsentierte physikalische Modell für Abgasturbolader wird als 'virtueller Abgasturbolader' getauft und als vATL abgekürzt. Das

physikalische Modell soll mit Hilfe möglichst weniger Geometrie- und Materialparameter fundierte Ergebnisvoraussagen bzgl. Druckverhältnis, Verluste und Wirkungsgrad treffen. Ziel ist es, Modelle für eine computergestützte Kalibrierung und Parameteranpassung im Gesamtsystem Luftpfad des Verbrennungsmotors bereitzustellen. Modellergebnisse werden mit Herstellerkennfeldern verglichen. Dieser Vergleich hat einen bilateralen Charakter. Einerseits geht es hierbei um die Bewertung und Validierung der Modellergebnisse, andererseits wird überprüft, inwieweit die Informationen in den Herstellerkennfeldern physikalisch begründet werden können.

Dieser Vergleich macht eine systematische Untersuchung der standardisierten Mess- und Auswertemethodik an Turboladerprüfständen erforderlich. Die kritische Analyse des Informationsgehalts der Herstellerkennfelder enthüllt Unsicherheiten in der thermodynamischen Bilanzierung. Der Turbolader wird am Prüfstand unter Laborbedingungen nicht-adiabat vermessen, die Kennfelder jedoch mit adiabaten Annahmen berechnet. In dieser Arbeit werden Wärmeströme mit verschiedenen Methoden berechnet. Es wird gezeigt, wie den Unsicherheiten entgegenzuwirken ist, die durch Wärmeströme hervorgerufen werden.

Zuletzt werden die gewonnenen Erkenntnisse zum Betriebsverhalten des Turboladers und das Verständnis der Unsicherheiten verwendet, um das Betriebsverhalten unter realen Bedingungen zu erläutern. Hierzu erfolgt eine umfangreiche experimentelle Untersuchung des Turboladers in der Anwendung. Eine zweistufige Turboladerbaugruppe wird am Motorprüfstand vermessen. Auf diese Weise werden möglichst realistische Betriebsbedingungen nachgestellt. Zugleich können nahezu beliebige Betriebspunkte gefahren werden.

Kapitel 2

Literaturüberblick

Turboladermodellierung

Zur Vorhersage des Betriebsverhaltens von Turboladern werden geeignete Modelle für Verdichter und Turbine benötigt.

Eine Reihe von Modellen für die Beschreibung von Verdichter und Turbine nutzen Messdaten, um die Modellparameter zu fitten, z.B. [1] oder streben eine polynomiale Annäherung der Kennlinien an, z.B. [2, 3]. Viele Autoren setzen mit 0D oder 1D Modellen an und verwenden empirische Korrelationen, um die aerodynamischen Verluste zu beschreiben, [4–6] für Verdichter und [7–9] für Turbine.

In [10] wird ein Überblick über Verluste in Turbomaschinen sowie deren Quelle und Effekte gegeben. Eine Reihe von Autoren präsentieren empirische und semi-empirische Korrelationen zur Verlustmodellierung, siehe [4, 11–15]. Für einen Verlustmechanismus werden in der Literatur häufig verschiedene Korrelationen vorgeschlagen. Einige stellen eine Weiterentwicklung älterer Korrelationen dar. Viele der Korrelationen liefern nur für die Maschinen, an denen sie entwickelt worden sind, gute Ergebnisse. Oh et al. [5] stellt aus den bis dato veröffentlichten Verlustkorrelationen für Radialverdichter einen optimalen Satz zusammen. Der Vergleich der Ergebnisse mit Messdaten von vier Rotoren zeigt insgesamt gute Ergebnisse, jedoch Unterschiede in der Güte der Vorhersage bei den unterschiedlichen Rotoren.

Wärmestromuntersuchungen

Erste detaillierte Untersuchungen zur nicht-adiabaten Kompression und Expansion bei Turboladern werden Anfang der 80er Jahre von Rautenberg et al. [16] durchgeführt. Ein Wärmefluss von der Turbine zum Verdichter führt dazu, dass die Strömungstemperatur am Austritt des Verdichterrisors höher und die Austrittstemperatur der Strömung aus der Turbine niedriger ist. Inzwischen haben sich zahlreiche Autoren damit beschäftigt, den Wärmestromeinfluss auf die Verdichter- und die Turbinenleistung genauer zu untersuchen und Methoden zu entwickeln, um die Wärmeströme zwischen Turbine und Verdichter zu berechnen.

Bohn et al. [17,18] führen sowohl eine experimentelle als auch eine dreidimensionale numerische Untersuchung des Turboladers durch. Durch die gewonnenen Erkenntnisse leiten sie ein eindimensionales Modell zur Beschreibung der Wärmeflüsse an den Verdichter ab. Aus den numerischen Ergebnissen ermitteln sie eine Nusselt-Beziehung, die die Wärmeflüsse am Verdichter in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl der Strömung und der Verdichtergeometrie ausdrückt. Aus den experimentellen Untersuchungen werden die Emissivitätskoeffizienten für die Wärmestrahlung vom Turboladergehäuse an die Umgebung ermittelt. Ein Modell zur Berechnung der Wärmeflüsse von der Turbine an das Lagergehäuse und von dem Lagergehäuse an das Öl liefert auch Shaaban in [19]. Zur thermischen Bilanzierung im Lagergehäuse wird eine eindimensionale Differentialgleichung aufgestellt.

Cormerais et al. [20] und Baines et al. [21] modellieren die Wärmeflüsse mit einem analogen elektrischen Netzwerk. Die Methode erfordert eine Diskretisierung des Turboladers, so dass die Energiebilanzen nur an den Knotenpunkten des Netzwerks erfüllt sind. Sie ist jedoch einfach, wenig zeitaufwändig und kann mit einfachen Rechenprogrammen durchgeführt werden. In beiden Arbeiten werden die Wärmewiderstände mit Hilfe von Nusselt-Beziehungen aus [22] bestimmt. Die Koeffizienten der Nusselt-Beziehungen werden mittels Messungen an einem kalten und einem heißen Prüfstand gefittet. Der kalte Prüfstand hat niedrige Abgastemperaturen, im Bereich der Umgebungs- oder Öltemperatur. Diese Messungen werden als nahezu adiabat angenommen.

Romagnoli et al. [23] führen Experimente an einem Turbolader unter realen Bedingungen durch und verwenden ein iteratives Wärmestrommodell. Zu den Startparametern der Iteration gehören die adiabate Leistung des Turboladers, wofür Messungen an einem kalten Prüfstand erforderlich sind.

Casey und Fesich [24] nehmen konstante Wärmeströme für den Verdichter

an und bestimmen sie iterativ aus Messdaten mit Annahme einer polytropen Zustandsänderung. Sie untersuchen den Einfluss der Wärmeströme auf den Wirkungsgrad des Verdichters. Sirakov und Casey [25] erweitern die Analyse der Wärmestromeffekte auf den Wirkungsgrad der Turbine. Die kombinierten Turbinenwirkungsgrade (das Produkt aus dem isentropen Turbinenwirkungsgrad und dem mechanischen Wirkungsgrad) der niedrigen Drehzahlen werden mit der adiabaten Verdichterarbeit korrigiert. Weiterhin wird angenommen, dass der Gesamtwirkungsgrad des Turboladers im adiabaten und nicht-adiabaten Fall unverändert bleibt. Der Wärmestromverlust der Turbine wird hierbei vernachlässigt.

Periodische Beaufschlagung

Es sind bereits viele Versuche unternommen worden, sowohl experimentell als auch analytisch, um den bestehenden Unterschied zwischen Turbinenbetriebsverhalten an einem stationären Prüfstand gegenüber einem Motorprüfstand nachzuvollziehen. Baines [26] gibt einen vollständigen Überblick zum Stand der Technik über das Betriebsverhalten der Turboladerturbinen bei pulsierender Strömung und dessen Modellierung.

Bei der Behandlung der pulsierenden Strömung in Turboladern müssen im Vorfeld zwei grundsätzliche Fragen beantwortet werden. Die erste Frage bezieht sich auf die physikalische Quelle der pulsierenden Strömung. Einige Arbeiten wurden bereits durchgeführt, z.B. von Winterbone und Pearson [27], Karamanis et al. [28], Ehrlich et al. [29], um zu zeigen, ob die pulsierende Strömung eine Folge der Konvektion ist oder ob sie durch den Einfluss der Druckwellen hervorgerufen wird. Ehrlich [30] zeigt auf Basis experimenteller Ergebnisse, dass beide Effekte signifikant sind. Druckfluktuationen sind auf das Phänomen der Wellenausbreitung zurückzuführen, während Temperaturfluktuationen als Folge der Konvektion der heißen Abgase angenommen werden. Szymko et al. [31] verwenden zwei unterschiedliche modifizierte Strouhal-Zahlen, um Rückschlüsse auf die Entstehung der Instationarität aufgrund der Gas- und Druckwellengeschwindigkeiten zu ziehen. Grenzfrequenzen für die Stationarität werden auf Basis von Annahmen für charakteristische Längen sowie mit einem kritischen Wert von 0.1 für die Strouhal-Zahl gebildet. Die Ergebnisse zeigen drei Modi für das Betriebsverhalten der Turbine bei pulsierender Beaufschlagung. Die Autoren schlagen eine quasi-stationäre Vorgehensweise für Strouhal-Zahlen unterhalb 0.1 vor, welche auch für den Schaufelkanal des Turbinenrotors im gesamten Arbeitsbereich des (untersuchten) Verbrennungsmotors gelten soll. Das untermauert die Signi-

fikanz der Konvektion in der pulsierenden Strömung und motiviert eine 0D-Analyse als geeignete Vorgehensweise.

Die zweite Frage bezieht sich auf die allgemeine Annahme der stationären Modellierung des Rotors in 0D- und 1D-Ansätzen. Hu und Lawless [32] und Costall et al. [33] stellen instationäre Bilanzgleichungen mit eingebetteten quasi-stationären Rotormodellen auf. Das ist auf den Mangel an zuverlässigen Korrelationen für die transiente Strömung in Turbinenrotoren zurückzuführen.

Weiterhin untersuchen Abidat et al. [34] den Einfluss von Amplitude und Frequenz der periodischen Anströmung auf den Druck. Die Schlussfolgerung ist, dass die Phasendifferenz zwischen dem Massenstrom und dem Druckverhältnis schrumpft, wenn die Frequenz abnimmt. Deshalb nähert sich der Turbinenbetrieb für Frequenzen gegen Null dem stationären Verhalten, was auch erwartet wird (Dies wurde auch in [31] beobachtet). Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass im Gegensatz zur Amplitude der Anströmung der Einfluss der Frequenz auf den Mittelwert des Massenstroms vernachlässigbar ist. Die mittlere Turbinenarbeit ist jedoch abhängig von sowohl der Frequenz als auch der Amplitude der pulsierenden Anströmung. Abschließend weisen Abidat et al. [34] eine Übereinstimmung zwischen dem mittleren Massenstrom sowie der Turbinenarbeit bei transientem und quasi-stationärem Betrieb nach, was die Motivation für die Annahme des quasi-stationären Rotorverhaltens in dieser Arbeit ist. Auf Pelz geht ein Modellierungsansatz zurück [35], der mit konstruierten Signalen und der Mittelung der Erhaltungsgleichungen in zeitlicher Periode die dimensionslosen Kennzahlen der Turbomaschinen neu definiert. Die darin befindlichen zusätzlichen Terme reflektieren den Einfluss des periodischen Teils der instationären Größen. Auf diese Weise wird eine axiomatische Beziehung zwischen quasi-stationärem und transientem Betrieb im zeitlichen Mittel geliefert.

Kapitel 3

Physikalische Modellierung

Die Strömung besitzt in Turbomaschinen einen komplexen räumlichen Charakter. Sie lässt sich mit Hilfe der Navier-Stokesschen Gleichung, der Energiegleichung, der Kontinuitätsgleichung und dem Drallsatz beschreiben. Dadurch ergibt sich vor allem im Falle der kompressiblen reibungsbehafteten Strömung ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen, das sich nicht ohne Weiteres lösen lässt. Auch zwei- oder dreidimensionale numerische Berechnungsverfahren können die Realität nicht vollständig beschreiben. Vor allem müssen sämtliche zulässige Vereinfachungen ausgeschöpft werden, wenn der Rechenaufwand reduziert werden soll. Daher kommen der Abstraktion und Konzentration eines Problems auf die wesentlichen Aspekte eine zentrale Bedeutung zu. Gleichzeitig ist das ein notwendiger Schritt zum besseren Verständnis des physikalischen Prozesses/Systems. Gerade die beiden Aspekte Systemverständnis und Kosten erlangen hohe Priorität in den automotiven Problemstellungen. Insbesondere stellen Zeit- und Ressourcenaufwand sowie Echtzeitfähigkeit an HiL-Prüfständen oder gar im Steuergerät die Anforderungen des aktuellen Problems dar.

Der Ansatz ist daher die Echtzeit-Simulation auf Basis physikalischer 0D/1D Modelle zu realisieren, um den Rechenaufwand minimal zu halten. Es werden Idealisierungen für die Strömungen aufgestellt, die sich unter vereinfachenden Annahmen aus den Erhaltungsgleichungen ergeben. Allein mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen kann die verlustbehaftete kompressible Strömung in Turbomaschinen jedoch nicht beschrieben werden. Es liegt ein unterbestimmtes Gleichungssystem vor. Der Umweg über eine thermodynamisch ideale Prozessführung und anschließende Abwertung des Prozesses mit Implementierung von Verlustmechanismen soll hier Abhilfe schaffen.

Dieses Kapitel beginnt mit dem Modellierungsansatz und der Modellstruktur. Die notwendigen Erhaltungsgleichungen werden vorgestellt. Der thermodynamisch ideale Prozess wird beschrieben. Es wird gezeigt, wie die Verluste in das Modell integriert werden und die Erhaltungsgleichungen zu ergänzen sind, um das reale Betriebsverhalten aus dem idealen Prozess abzubilden. Die ausgeführten physikalischen Grundlagen sind angelehnt an die Standardwerke der Strömungsmechanik und Thermodynamik [36–38]. Zuletzt werden im Rahmen der Validierung Simulationsergebnisse mit Herstellerkennfeldern (als Referenzabbild der realen Prozesse) verglichen und diskutiert.

3.1 Modellierungsansatz

Wie bereits erwähnt, müssen im Sinne der Vereinfachung idealisierte Annahmen für das Strömungsproblem getroffen werden, um eine kostengünstige Rechenbarkeit zu realisieren. In der Regel werden solche Vereinfachungen unter den Gesichtspunkten Dynamik, Kinematik und Materialgesetz durchgeführt. Unter Dynamik ist hier die Annahme stationärer Betriebsführung einzuordnen. Zur Kinematik gehören die vereinfachenden Annahmen der Stromfadentheorie, die auf eine eindimensionale Beschreibung der Strömung führen. Selbiges gilt auch für die Berücksichtigung konzentrierter Parameter, um das Problem von 1D auf 0D zu reduzieren. Die Annahme isentroper Zustandsänderung oder reibungsfreier Strömung lassen sich auf Materialgesetze zurückführen.

Beim virtuellen Turbolader (vATL) handelt es sich um ein Werkzeug, welches vorrangig das stationäre Betriebsverhalten eines beliebigen Turboladers zuverlässig vorhersagen soll. Dafür müssen beispielsweise Druckverhältnis und Wirkungsgrad einer Stufe in Abhängigkeit vom Durchsatz ermittelt werden, was die Modellierung und Simulation des Verdichters und der Turbine und darüber hinaus eine Abschätzung der mechanischen Verluste im Lagergehäuse erforderlich macht. Hierbei sind die a priori Kenntnisse minimal zu halten. Am kritischsten sind die Eingabeparameter hinsichtlich Gestalt, die mangels CAD und technischer Zeichnungen (typisches Szenario in der Kalibrierung bzw. Funktionsentwicklung bei OEMs oder Zulieferern) nur eingeschränkt aufbereitet werden können. Der zweckmäßige 0D Ansatz benötigt beispielsweise den genauen Verlauf der Stromröhre im Laufrad nicht. Die Nulldimensionalität bedeutet, dass die Strömungsgrößen lediglich an den Kontrollflächen einzelner Komponenten bekannt sind, z.B. der Druckverlauf durch eine Strömungsröhre liegt nicht vor.

Für die 1D Beschreibung wird das ganze Strömungsgebiet als eine einzige Strömungsröhre angenommen, dessen Strömungsverhalten durch die mittlere Stromlinie charakterisiert wird. Es wird also angenommen, dass die Strömungsgrößen über den Querschnitt der Stromröhre konstant sind. Die Bilanzgleichungen gelten dann um so besser, je kleiner der Querschnitt der Stromröhre gewählt wird. Andernfalls müssen geeignete Mittelwerte über den Querschnitt gebildet werden. Dennoch ist bei schnell veränderlichen Querschnitten das Modellieren auf Basis dieser Annahme mit Unsicherheiten verbunden. Die hinreichende und gerechtfertigte Bedingung ist, dass die Strömung stückweise ausgeglichen ist und sich in Stromlinienrichtung nicht zu stark ändert. Für die 0D Modellierung wird die Annahme der stückweisen Ausgeglichenheit der Strömung auf ganze Komponenten innerhalb einer Maschine ausgedehnt. Hierbei weist die Strömung zwischen den ausgeglichenen Abschnitten durchaus dreidimensionalen Charakter auf.

Für die Modellierung des vATL werden folgende Annahmen getroffen:

- konzentrierte Parameter (0D),
- im zeitlichen Mittel stationäre Strömung,
- thermisch und kalorisch ideales Gas und isentrope Zustandsänderung als idealer Prozess,
- adiabater Prozess.

Die ersten drei Annahmen sind rein modellierungstechnisch relevant. Sie dienen der Vereinfachung des Problems und können eine erhöhte Ungenauigkeit bei der Lösung des Problems herbeiführen. Diesbezüglich muss stets ein Kompromiss zwischen Rechenaufwand und erzielbarer Genauigkeit entsprechend der Anforderung getroffen werden. Die Annahme eines adiabaten Prozesses spielt jedoch darüber hinaus bei der Bewertung des Modells eine entscheidende Rolle, wenn ein Vergleich mit realen Messdaten herangezogen wird. Der Konflikt besteht darin, dass die Messungen in der Regel nicht-adiabat durchgeführt werden, während die Berechnung des Wirkungsgrads auf der Annahme eines adiabaten Prozesses beruht. Es gilt allgemein, dass die Verdichtung der Luft als eine adiabate Zustandsänderung bezeichnet werden kann. Wenn der Verdichtungsprozess mit genügend hoher Geschwindigkeit durchgeführt wird, ist eine deutliche Temperaturerhöhung festzustellen. Die verrichtete Arbeit erhöht direkt die innere Energie und damit die Temperatur der Luftmenge. Dabei wird zuerst keine Wärmeenergie an die Peripherie abgegeben bzw. von ihr aufgenommen. Es wird angenommen, dass ein Fluss der Wärmeenergie erst nach Vollendung des Prozesses stattfindet. Auf die Wärmestromeffekte von Verdichter und Turbine wird bei der Validierung des

vATL am Ende dieses Kapitels und letztendlich im Abschnitt 4 detailliert eingegangen.

Zur Modellierung werden Verdichter und Turbine in strömungsmechanisch sinnvolle Teilkomponenten unterteilt (siehe Abb. 3.1 am Beispiel eines Radialverdichters). Jede Komponente wird mit Hilfe eines Gleichungssystems beschrieben, siehe auch [39]. In dieser bottom-up Strategie wird eine Bibliothek der Komponenten erstellt, die Modelle für Düse, Rotor, Diffusor sowie Radialdiffusor und Spiralgehäuse beinhaltet. Zur Ausführung des Gesamtsystems des Verdichters bzw. der Turbine werden die einzelnen Komponenten zusammengesetzt und miteinander verbunden (siehe Abb. 3.2 wieder am Beispiel des Verdichters). Es ist anzumerken, dass die Komponenten Rotor und Spiralgehäuse nicht lediglich durch Umkehr der Strömungsrichtung für sowohl Verdichter als auch Turbine implementiert werden können. Das Verdichterrad als Verzögerungsgitter und das Turbinenrad als Beschleunigungsgitter besitzen unterschiedlichen physikalischen Charakter. Mit der Strömungsrichtung ändern sich auch die Verlustmechanismen. Daher werden diese beiden Komponenten jeweils für Verdichter und Turbine unterschiedlich spezifiziert und modelliert.

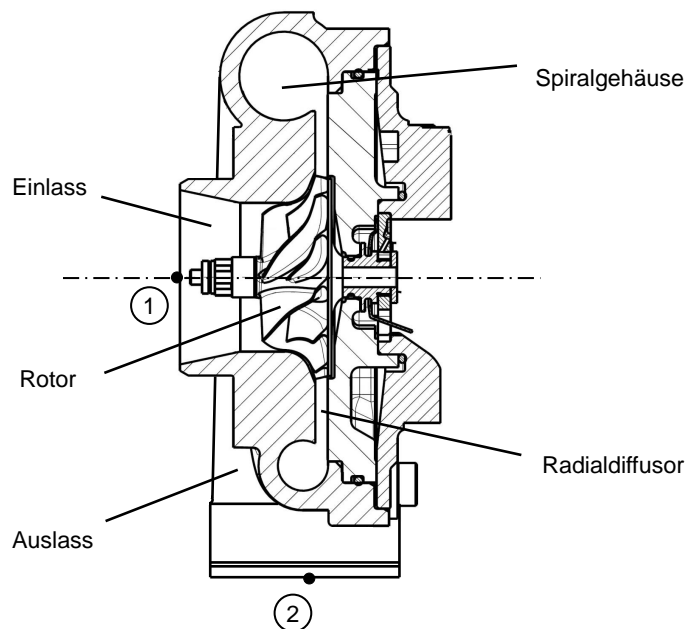


Abbildung 3.1: Schnittbild eines Radialverdichters.

Zur Simulation werden der thermodynamische Zustand des eintretenden Mediums (Luft und Abgas), der Massenstrom sowie die Turboladerdrehzahl vorgegeben. Des Weiteren werden eine Reihe von Geometrieparametern des zu simulierenden Turboladers benötigt. Im Hinblick auf den Anwendungsbereich des virtuellen Turboladers sind die Anzahl der benötigten Geometrieparameter möglichst klein gehalten (22 Parameter für den Verdichter und 20 für die Turbine).

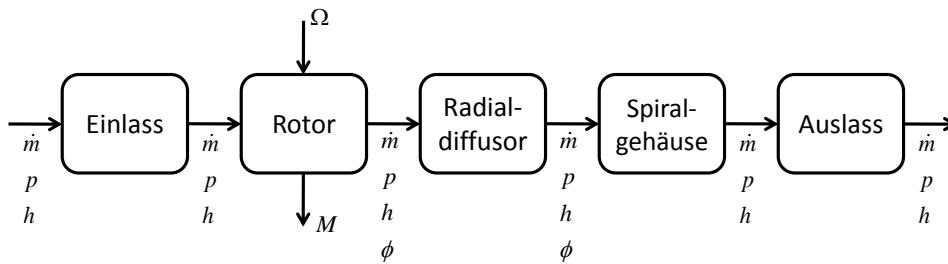


Abbildung 3.2: Verdichterkomponenten als Teilmodelle.

3.2 Grundlagengleichungen

Auf Basis der oben getroffenen Annahmen werden zur Modellierung jeder Komponente Erhaltungsgleichungen herangezogen, die in diesem Abschnitt präsentiert werden. Es ist anzumerken, dass der Index 1 sich auf das in das Kontrollvolumen jeder Komponente einströmende Gas und der Index 2 sich auf das ausströmende Gas bezieht.

Erhaltung der Masse

Der Erhaltungssatz der Masse lässt sich mit Hilfe des Reynoldsschen Transporttheorems allgemein in integraler Form aufstellen. Die für die Stromfadentheorie oder 0D Modellierung zweckmäßige Form der Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\int_0^L \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} dx - \rho_1 c_1 A_1 + \rho_2 c_2 A_2 = 0, \quad (3.1)$$

und gilt für massenundurchlässige und zeitlich unveränderliche Wandung. Bei stationärer Strömung verschwindet das Integral in Gl. 3.1:

$$\rho_1 c_1 A_1 = \rho_2 c_2 A_2 = \dot{m}, \quad (3.2)$$

wonach dem offenen System pro Zeiteinheit genau so viel Masse zufließt, wie aus ihm abfließt. In dieser Form wird die Kontinuitätsgleichung auf jede Komponente des vATL angewendet.

Eulersche Turbinengleichung

Aus der Bilanz des Dralls lässt sich die Eulersche Turbinengleichung mit Annahme homogenen Dralls $r c_u$ über den Umfang und unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung ableiten. Für einen rotationssymmetrischen Rotor erhält sie lediglich eine Komponente in Richtung der Symmetrieachse. Die axiale Komponente des Drehmoments am Rotor vereinfacht sich somit zu:

$$d\dot{m}(r_2 c_{u2} - r_1 c_{u1}) = dM_z, \quad (3.3)$$

bzw.

$$u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} = \frac{dM_z \omega}{d\dot{m}} = \frac{dP_W}{d\dot{m}} = w_{th}. \quad (3.4)$$

Mit der Eulerschen Turbinengleichung lässt sich die spezifische Arbeit, die von der Strömung dem Rotor zugeführt oder entnommen wird, für den Idealfall der schaufelkongruenten Abströmung rein kinematisch bestimmen.

Energieerhaltung

Axiomatisch beschreibt die Bilanz der Energie die zeitliche Änderung der gesamten Energie eines Körpers als Summe der Leistung der äußeren Kräfte und der von außen pro Zeiteinheit zugeführten Energie:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \rho \left(e + \frac{c^2}{2} \right) dV = P + \dot{Q}. \quad (3.5)$$

Für den stationären Fall folgt:

$$\dot{m} \left(e_2 - e_1 + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) = \dot{m} \left(\frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} \right) + P_W + \dot{Q}, \quad (3.6)$$

wobei P_W der Anteil der Gesamtleistung P ist, der über die Welle übertragen wird. Der restliche Anteil der Gesamtleistung ist dem Enthalpiefluss zuzuschreiben. Mit Einführung der Totalenthalpie $h_t = e + p/\rho + c^2/2$ lässt sich die obige Gleichung in die folgende Form überführen:

$$\dot{m}(h_{t2} - h_{t1}) = P_W + \dot{Q}. \quad (3.7)$$

In dieser Form wird die Energiegleichung auf jede Komponente des vATL angewendet, wobei eine Leistungsaufnahme oder -abgabe nur im Rotor stattfindet. Des Weiteren wird bei adiabater Prozessführung \dot{Q} gleich Null gesetzt.

Thermodynamisch ideale Prozessführung

Die obigen Bilanzgleichungen ergeben ein unterbestimmtes Gleichungssystem und sind allein nicht ausreichend, um die verlustbehaftete kompressible Strömung in Turbomaschinen abzubilden. Es ist weiterhin notwendig, Annahmen über das Strömungsmedium zu treffen und thermodynamische Zusammenhänge heranzuziehen, die in diesem Abschnitt geschildert werden. Der Begriff Systemgrenze wird hier äquivalent zu Kontrollvolumen in der Strömungsmechanik verwendet. In einem Strömungsfeld sind Druckgradienten die treibende Kraft und mit dem Druck ändern sich die Dichte und der gesamte thermodynamische Zustand des strömenden Gases. Die klassische Thermodynamik befasst sich zwar mit Gleichgewichtszuständen von Systemen, diese können jedoch unter bestimmten Annahmen auch auf strömende Gase übertragen werden. Für die Modellierung werden thermisch ideale Gase und isentrope Zustandsänderung als idealer Prozess angenommen, was die Grundlage für die Beschreibung der Zustandsänderung innerhalb jeder Komponente bildet.

Für thermisch ideale Gase lässt sich die thermische Zustandsgleichung eines geschlossenen Systems in der Form:

$$p/\rho = RT, \quad (3.8)$$

schreiben. Sie beinhaltet lediglich intensive bzw. spezifische Zustandsgrößen. R ist die auf die Boltzmannkonstante zurückzuführende spezifische Gaskonstante.

Eine Zustandsänderung findet in einem thermodynamischen Prozess statt, der das System von einem thermischen Ausgangszustand in einen Endzustand überführt. Währenddessen befindet sich das System im allgemeinen nicht im Gleichgewicht, da sich das Gas bewegt. Also ist das Gas aufgrund lokaler Unterschiede von Dichte, Temperatur usw. inhomogen. Lediglich bei einer unendlich langsamen Prozessführung kann angenommen werden, dass das System lauter Gleichgewichtszustände durchläuft. Ein solcher Prozess kann als ideal gekennzeichnet werden.

Für einen Idealprozess besagt der Energieerhaltungssatz, dass die Änderung der inneren Energie e des Systems bei der Zustandsänderung gleich der Sum-

me der am System geleisteten Arbeit w und der dem System zugeführten spezifischen Wärmemenge q ist. Ein idealer Prozess an einem adiabaten System (wärmeundurchlässig) ist reversibel. Mit Hilfe der extensiven Zustandsgröße Entropie wird eine solche Zustandsänderung dadurch gekennzeichnet, dass der Entropiegehalt des Systems unverändert bleibt, d.h. sie ist isentrop. Somit bildet sich die Zustandsänderung als Isentrope in der Zustandsebene ab. Sie ist auf das Differential der kanonischen Zustandsgleichung $h = h(s, p)$ zurückzuführen, deren graphische Darstellung das Mollier-Diagramm ist. Darin ist die Enthalpie als Funktion der Entropie mit dem Scharparameter Druck aufgetragen. Für einen idealen Prozess längs einer Isentrope $s = \text{const}$ lassen sich Druck und spezifisches Volumen aus dem Vergleich des Differentials der kanonischen Zustandsgleichung mit der Gibbsschen Relation numerisch oder graphisch ermitteln.

Für eine reversible adiabate Zustandsänderung ist die Beziehung zwischen Druck und spezifischem Volumen nach dem Poissonschen Gesetz gegeben:

$$pv^\gamma = \frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const.} \quad (3.9)$$

Sie gilt auf den Isentropen idealer Gase ohne Beschränkung der Allgemeinheit. Dabei ist γ der Isentropenexponent und ergibt sich aus der Gibbsschen Relation mit der thermischen und kalorischen Zustandsgleichung:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}. \quad (3.10)$$

Er ist das Verhältnis der isobaren und der isochoren Wärmekapazität. Für ein ideales zweiatomiges Gas ist $\gamma = 1.4$. Für thermisch ideale Gase sind c_p und c_v temperaturabhängig.

Es ist zuletzt anzumerken, dass die soweit angeführten Relationen zunächst auf Gleichgewichtszuständen basieren und somit für ruhende Gase gelten. Die Gleichgewichtsthermodynamik der ruhenden Gase kann jedoch mit der Annahme der Abgeschlossenheit der Gasmenge und der Gültigkeit der sogenannten lokalen Gleichgewichtshypothese auf strömende Gase übertragen werden.

Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Geschwindigkeit sowie die thermodynamischen Größen des Gases an verschiedenen Stellen im System, auch innerhalb einer Komponente, unterschiedliche Werte annehmen. Mit anderen Worten ist das Gas innerhalb der abgeschlossenen Gasmenge nicht homogen. Bei stationärer Strömung besteht lediglich eine Abhängigkeit vom Ort.

Verlustbehaftete Strömung und Dissipationsmodell

Allgemein werden alle Strömungsphänomene, die den Wirkungsgrad einer Strömungsmaschine beeinträchtigen, als Verluste bezeichnet. Bevor jedoch die für radiale Turbomaschinen eines Abgastuboladers relevanten Verlustmechanismen vorgestellt und diskutiert werden, ist es notwendig einen geeigneten Ansatz für die allgemeine Modellierung der Verluste zu wählen.

Wie im letzten Abschnitt beschrieben wird der ideale Prozess durch die isentrope Zustandsänderung definiert. Im Umkehrschluss werden durch Verluste bzw. Dissipation Entropie erzeugt. Aus diesem Grund kann nur die Entropieerzeugung das am Besten geeignete Verlustmaß sein. Ein zweckmäßiger Verlustkoeffizient, der auch von Denton [10] vorgeschlagen wird, bezieht die Entropieerzeugung ds bei lokaler Temperatur T auf die spezifische kinetische Energie am Eintritt. Mit Annahme kleiner Differenzen Δs lässt sich der Entropieverlustkoeffizient wie folgt angeben:

$$\zeta := \frac{T\Delta s}{h_{t1} - h_1} = \frac{T\Delta s}{1/2c_1^2}. \quad (3.11)$$

Grundlegend ist die obige Gleichung in Übereinstimmung mit der Definition des Widerstandsbeiwerts in der Aerodynamik. Weiterhin ist die Entropieerzeugung umgekehrt proportional zur lokalen Temperatur. Denton führt diesbezüglich an, es ist unwahrscheinlich, dass der Verlustkoeffizient ζ abhängig von der Temperatur ist. Dann wird in einer Strömung mit einem festen Wert für ζ und c_1 bei einer höheren Temperatur weniger Entropie erzeugt als bei einer niedrigeren Temperatur. Die Entropie kann jedoch nicht direkt gemessen werden, sondern lediglich aus anderen thermodynamischen Größen abgeleitet werden. Beispielsweise für den Fall konstanter Totalenthalpie kann die Entropieerhöhung unter Annahme kalorischer Gase aus der Totaldruckänderung abgeschätzt werden.

In der Literatur der Turbomaschinen wird der Energie- bzw. Enthalpieverlustkoeffizient für die Quantifizierung dissipativer Phänomene in kompressiblen Strömungen herangezogen, der wie folgt angegeben wird:

$$\zeta := \frac{h_2 - h_{2,s}}{h_{t1} - h_1} = \frac{h_V}{1/2c_1^2}. \quad (3.12)$$

Darin beschreibt $h_{2,s}$ den Zustand nach einer isentropen Verdichtung bzw. Expansion auf den selben statischen Druck wie im realen Prozess. Für den einfachen Fall der konstanten Totalenthalpie zeigt das h-s-Diagramm in Abb. 3.3, wie die statische Enthalpieerhöhung auf einer Isobaren zur Änderung

des Totaldrucks führt, wenn entsprechend der Verlust der kinetischen Energie durch eine Verlustenthalpie $h_V = h_2 - h_{2,s}$ charakterisiert wird. Durch Dissipation wird mechanische Energie in innere Energie umgewandelt. Dies erhöht die Temperatur des Mediums oder ein entsprechender Wärmestrom muss über die Systemgrenze abgeführt werden. Aus der Überlagerung dieser beiden Effekte lässt sich eine Eigentemperatur der Strömung definieren, die proportional zum Quadrat der mittleren Geschwindigkeit ist [40]. Mit dieser Modellvorstellung kann der Prozess der Wärmeübertragung, insbesondere in der Größenordnung der Dissipationswärme, als ein isobarer Prozess angesehen werden. Wird nun ein adiabater Prozess angenommen, bleibt die Dissipationswärme innerhalb der Systemgrenze und führt zur Temperaturerhöhung der Luft. Mit der Gibbsschen Relation für eine adiabate isobare Zustandsänderung $dh/ds = T$, hängen die Entropieerzeugung und der Enthalpieanstieg zusammen. Im Hinblick auf das h - s -Diagramm ist diese charakteristische Temperatur die lokale statische Temperatur und zugleich die Steigung der Isobaren. Mit Annahme kleiner Differenzen $\Delta h/\Delta s = T$ sind die Gleichungen 3.12 und 3.11 äquivalent. Auch Denton [10] führt an, dass die Differenz der Definitionen von Größenordnung 10^{-3} und daher vernachlässigbar ist. Dass die Enthalpieerhöhung auf die Isobare des statischen Druckes bezogen werden kann, ist dadurch gerechtfertigt, dass die Umrechnung zwischen dem statischen Druck und dem Totaldruck nach Definition isentrop beschrieben wird. Brown [41] zeigte, dass der Energieverlustkoeffizient verglichen mit dem Totaldruckverlustkoeffizient eine viel kleinere Abhängigkeit von der Mach-Zahl aufweist. Denton [10] führt weiterhin an, dass alle Verlustkoeffizienten bei kleinen Geschwindigkeiten bzw. relativen Mach-Zahlen ähnlich gute Ergebnisse liefern.

Mit dem beschriebenen Verlustmodell nach Gl. 3.12 nimmt die Energiegleichung aus Gl. 3.7 für einen adiabaten Prozess die folgende Form an:

$$h_{t2} - h_{t1} = h_{t2s} + h_V - h_{t1} = w_{th}. \quad (3.13)$$

3.3 Dimensionslose Kennzahlen

Die Dimensionsanalyse beruht auf dem Bridgman-Postulat „der absoluten Bedeutung relativer Größen“ und führt i.A. in eine Reduktion der Anzahl der Variablen. Mit dem sogenannten von Buckingham 1914 definierten Π -Theorem lassen sich dimensionslose Produkte der physikalischen Größen definieren, die zu einem besseren Verständnis oder gar zu einer exakten Lösung eines Problems beitragen können (siehe [42]). Auch das Betriebsverhalten der

wenig berücksichtigt.

Druckzahl ist die dimensionslose Förderhöhe bzw. die am Fluid verrichtete Arbeit in einer Arbeitsmaschine und die dem Fluid entnommene Arbeit in einer Kraftmaschine. Sie wird mit dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit dimensionslos gemacht. Im Hinblick auf die Differenz der Bernoulli-Konstanten $C = c^2/2 + P$ mit der Druckfunktion $P = \int dp/\rho$ wird die gemessene Druckänderungsarbeit mit Hilfe eines isentropen Vergleichsprozesses beschrieben:

$$gH := y := \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} + P_2 - P_1 = \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} + h_{2s} - h_1 = h_{t2s} - h_{t1}. \quad (3.15)$$

Somit lässt sich die Druckzahl wie folgt angeben:

$$\psi := \frac{2(h_{t2s} - h_{t1})}{u^2}. \quad (3.16)$$

Leistungszahl ist die dimensionslose spezifische zu- bzw. abgeführte Arbeit (Wellenarbeit) und entspricht, unter Annahme adiabater Strömung, der Totalenthalpieänderung über der Maschine gemäß dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Sie wird ebenfalls mit dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit entdimensioniert:

$$\lambda := \frac{2(h_{t2} - h_{t1})}{u^2}. \quad (3.17)$$

Wirkungsgrad ist ein dimensionsloses Maß für Dissipation innerhalb einer Maschine und wird als Verhältnis der Nutzleistung zur zugeführten Leistung definiert (bei adiabater Prozessführung):

$$\eta^{\pm 1} := \frac{\dot{m}y}{P_W} = \frac{h_{t2s} - h_{t1}}{h_{t2} - h_{t1}}. \quad (3.18)$$

Diese Definition des Wirkungsgrads ist auch als isentroper Wirkungsgrad bekannt. Im Folgenden wird der isentrope Wirkungsgrad auch wahrer Wirkungsgrad im Gegensatz zum später zu differenzierenden scheinbaren Wirkungsgrad genannt. Der Wirkungsgrad kann auch mit Hilfe der dimensionslosen Kennzahlen ausgedrückt werden:

$$\eta^{\pm 1} := \frac{\psi}{\lambda}. \quad (3.19)$$

Hierbei steht das positive Vorzeichen in der Potenz für eine Arbeitsmaschine (Verdichter) und das negative Vorzeichen für eine Kraftmaschine (Turbine).

Unter Verwendung von dimensionslosen Kennlinien lässt sich das Kennfeld einer Strömungsmaschine in der Regel auf eine Kennlinie reduzieren, wenn keine Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl besteht, d.h. wenn die Maschine im hydraulisch glatten Bereich in Bezug auf das Colebrook-Diagramm arbeitet. Sobald jedoch die Kompressibilität eine Rolle spielt, ist die Reynolds-Ähnlichkeit nicht mehr ausreichend. Diesem Sachverhalt wird im Folgenden Rechnung getragen, indem die Einflussparameter der dimensionslosen Kennlinien diskutiert werden. Die Erörterung geschieht stellvertretend anhand einer Arbeitsmaschine, kann jedoch auch auf Kraftmaschinen übertragen werden.

Die charakteristischen Größen sind die Förderhöhe bzw. die spezifische Fluidarbeit gH und der Volumenstrom Q . Weiterhin müssen aufgrund der Kompressibilität Materialeigenschaften

- Viskosität $\mu = \mu(p, \rho)$,
- Wärmeleitfähigkeit $\lambda = \lambda(p, \rho)$

sowie thermodynamische Zustandsgleichungen

- thermische Zustandsgleichung $T = T(p, \rho)$,
- kalorische Zustandsgleichung $e = e(p, \rho)$,

betrachtet werden, so dass sich der folgende Zusammenhang ergibt:

$$Fn(gH, Q, P_W, p, \rho, n, \mu, \lambda, c_v, R, D) = 0. \quad (3.20)$$

Gleichung 3.20 ist äquivalent zu:

$$Fn(\psi, \varphi, \eta, Re, Ma, Pr, \gamma) = 0. \quad (3.21)$$

Darin kann der Einfluss der Reynolds-Zahl $Re = \rho\pi nD^2/\mu = \rho uD/\mu$ vernachlässigt werden, wenn sie ausreichend große Werte annimmt. Hier gilt der Grenzfall $Re \rightarrow \infty$, d.h. Reibungsspannungen sind üblicherweise viel kleiner als Drucknormalspannungen. Die durch starke Druckänderungen verursachten Dichteänderungen sind mit der Mach-Zahl $Ma = u/a$ erfasst. Somit können die Einflussfaktoren auf die dimensionslosen Kennlinien für gleiche Medien, d.h. $\gamma = \text{const}$ und $Pr = \text{const}$ wie folgt charakterisiert werden:

$$\psi = \psi(\varphi, Ma), \quad (3.22)$$

$$\eta = \eta(\varphi, Ma). \quad (3.23)$$

Diese Gleichungen gelten für unterschiedliche Drehzahlen derselben Maschine und könnten darüber hinaus auch geometrisch ähnliche Maschinen abbilden, solange die Ähnlichkeit bezüglich des Mach-Zahl-Verlaufs nicht verletzt wird.

Für die graphische Darstellung des Betriebsverhaltens von thermischen Turbomaschinen ist es häufig praktischer die folgende Gleichung anstelle von Gl. 3.20 zu verwenden:

$$Fn(\dot{m}, p_{t1}, p_{t2}, P_W, a_1, n, D, \gamma) = 0, \quad (3.24)$$

die äquivalent ist zu:

$$Fn\left(\frac{p_{t2}}{p_{t1}}, \frac{\dot{m}a_1}{p_{t1}D^2}, \frac{nD}{a_1}, \frac{\dot{m}a^2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{t2}}{p_{t1}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] P_W^{-1}, \gamma\right) = 0. \quad (3.25)$$

Daraus folgt:

$$\Pi = \Pi(\dot{m}_+, n_+), \quad (3.26)$$

$$\eta = \eta(\dot{m}_+, n_+), \quad (3.27)$$

mit dem Totaldruckverhältnis:

$$\Pi := \frac{p_{t2}}{p_{t1}} \sim \psi Ma^2, \quad (3.28)$$

sowie dem dimensionslosen Massenstrom:

$$\dot{m}_+ := \frac{\dot{m}a_1}{p_{t1}D^2} \sim \varphi Ma, \quad (3.29)$$

sowie der dimensionslosen Drehzahl:

$$n_+ := Ma. \quad (3.30)$$

Die aus der Literatur der thermischen Turbomaschinen bekannten dimensionsbehafteten reduzierten Größen sind mit $a_1 := \sqrt{\gamma RT_{t1}}$ ebenso äquivalent zu den obigen dimensionslosen Größen:

$$\dot{m}_{\text{red}} = \dot{m} \frac{p_{\text{ref}}}{p_{t1}} \sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{\text{ref}}}} \sim \dot{m}_+, \quad (3.31)$$

$$n_{\text{red}} = n \sqrt{\frac{T_{\text{ref}}}{T_{t1}}} \sim n_+, \quad (3.32)$$

wobei p_{ref} und T_{ref} einen Referenzzustand beschreiben. Mit der idealen Gasgleichung lässt sich der reduzierte Massenstrom Gl. 3.31 in die Gleichung für den reduzierten Volumenstrom überführen:

$$Q_{\text{red}} = Q \sqrt{\frac{T_{\text{ref}}}{T_{t1}}}. \quad (3.33)$$

Von Turboladerherstellern wird für die Darstellung des Betriebsverhaltens des Verdichters in der Regel das Totaldruckverhältnis Gl. 3.28 und der isentrope Wirkungsgrad Gl. 3.18 in Abhängigkeit von dem reduzierten Volumenstrom Gl. 3.33 und der reduzierten Drehzahl Gl. 3.32 aufgetragen. Für die Turbine wird der reduzierte Massenstrom verwendet.

3.4 Verdichter

In diesem Abschnitt wird zunächst auf die Verlustmechanismen des Verdichters eingegangen. Anschließend wird anhand von Simulationsergebnissen das Zusammenspiel des vorgestellten Modellierungsansatzes mit den ausgewählten Verlustmodellen aufgezeigt. Die Ergebnisse werden mit Kennfeld-daten des Turboladerherstellers verglichen.

3.4.1 Verluste

Zur Beschreibung der Verluste werden zusätzliche Gleichungen benötigt, die hauptsächlich auf den Verlustansätzen in der Literatur der Turbomaschinen basieren. Für einen Verlustmechanismus finden sich häufig eine Reihe von Modellen, die zwar auf dem gleichen physikalischen Hintergrund basieren, jedoch anwendungsspezifisch optimiert sind. Ein typisches Szenario ist dann, dass sich diese Modelle entweder geringfügig voneinander unterscheiden oder nur für begrenzte Maschinentypen fundierte Ergebnisse liefern. Deshalb wird in dieser Arbeit möglichst auf die einfachen und bewährten Modelle zurückgegriffen, die physikalisch nachvollziehbar sind.

Es ist zu beachten, dass die Anwendung dieser Verlustkorrelationen aus mehreren Gründen mit Unsicherheiten verbunden ist. Die Verlustmechanismen sind in der Regel abhängig voneinander, dennoch werden sie in der Literatur aufgliedert. Eine weitere Unsicherheit besteht darin, dass die spezifizierten Verlustkorrelationen häufig für den Auslegungspunkt gelten und nicht den gesamten Betriebsbereich exakt beschreiben. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die Verlustkorrelationen häufig auf Basis inkompressibler Strömungen bzw. kleiner Mach-Zahl-Änderungen hergeleitet werden.

Reibungsverluste

Die einzelnen Komponenten des Verdichters werden als Strömungskanäle behandelt, so dass für Reibungsverluste hinsichtlich der Wandschubspannung gilt:

$$h_{\text{R}} = \frac{\lambda L}{D_{\text{h}}} \frac{c^2}{2}. \quad (3.34)$$

Der Reibungsbeiwert λ und der hydraulische Durchmesser D_{h} werden am Eintritt und Austritt jeder Komponente berechnet und gemittelt. Ersterer

wird abhängig von der Reynolds-Zahl dem Moody Diagramm entnommen. Im Falle der Strömungsgeschwindigkeit wird der Mittelwert des Quadrats der Geschwindigkeiten gebildet, der die mittlere kinetische Energie repräsentiert. In der angegebenen Form in Gl. 3.34 wird der Reibungsverlust in der Einlassdüse und im Druckstutzen (Auslass) beschrieben.

Mit der Annahme eines Schaufelkanals im Rotor wird für die Länge des Strömungskanals der Mittelwert einer maximalen und einer minimalen Länge ermittelt. Fixiert man einen Punkt auf dem mittleren Stromfaden jeweils am Eintritt und am Austritt des Schaufelkanals, ist die Länge des Verbindungsvektors die minimale Lauflänge, während die maximale Lauflänge aus der Summe der Beträge der einzelnen Koordinaten resultiert. Weiterhin wird der Rotor wie ein Laufrad mit abgedeckter Beschaukelung behandelt. D.h., die Verluste an der Gehäusewand werden nicht separat ermittelt sondern sie werden als Teil der Verluste im Schaufelkanal betrachtet. Im Spiralgehäuse wird eine lineare Querschnittsänderung angenommen, wobei der Querschnitt selbst kreisförmig ist.

Die Reibung im Radialdiffusor wird auf den Drallverlust zurückgeführt. Die Umfangskomponente der Geschwindigkeit auf einem beliebigen Radius im Radialdiffusor wird in [43] angegeben:

$$c_{u2} = \frac{4f(D)}{D_2 \left[f^2(D) - \frac{1}{Z^2} \right]}, \quad (3.35)$$

mit

$$f(D) = e^{\frac{\lambda(D_2 - D_1)}{8B_1}} \left[\frac{2}{c_{u1} D_1} + \sqrt{\frac{1}{Z^2} + \frac{4}{(c_{u1} D_1)^2}} \right], \quad (3.36)$$

$$Z = \frac{Q}{2\pi B_1}. \quad (3.37)$$

Die Umfangskomponente der Geschwindigkeit in Gl. 3.35 unterscheidet sich von der Geschwindigkeit, die sich aus dem Drallsatz im verlustfreien Fall ergibt (d.h. $c_u = \frac{D_i}{D} c_{u,i}$). Diese Differenz kann als Dissipation der kinetischen Energie durch Reibung angesehen werden, die zu einer Enthalpieerhöhung der Strömung führt.

Fehlanströmung

Ein klassisches Modell für die Fehlanströmung oder Inzidenz impliziert, dass die Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit beim Eintritt in den Rotor, also ein Teil der kinetischen Energie dissipiert wird, siehe Abb. 3.4. Der

Ansatz ist physikalisch begründet (siehe [44]) und basiert auf empirischen Studien:

$$h_I = \frac{1}{2}(w_{u1} - w_{u1,opt})^2. \quad (3.38)$$

Dabei ist $w_{u1,opt} = \dot{m}/\rho_1 A_1 \tan \beta_{1,geo}$ die optimale Umfangskomponente

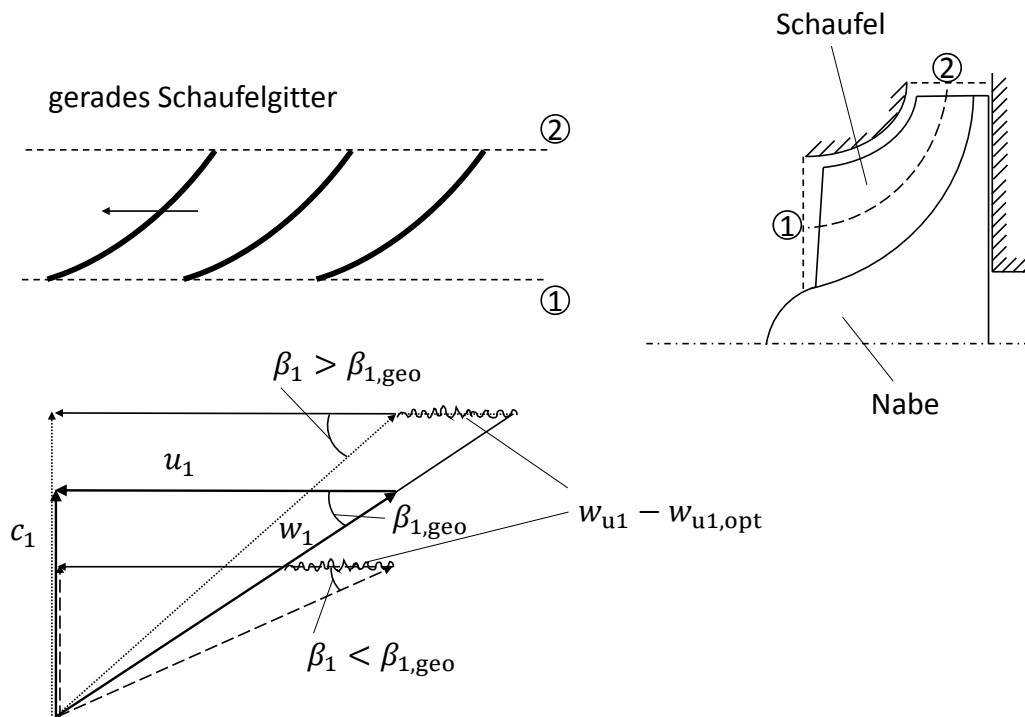


Abbildung 3.4: Schnittbild des Rotors und das Geschwindigkeitsdreieck am Rotoreintritt für drallfreie Zuströmung bei optimaler Anströmung $\beta_1 = \beta_{1,geo}$, positiver Inzidenz $\beta_1 < \beta_{1,geo}$ (Strömungsablösung auf der Saugseite) sowie negativer Inzidenz $\beta_1 > \beta_{1,geo}$.

der Relativgeschwindigkeit. Die tatsächliche Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit w_{u1} ergibt sich aus dem Geschwindigkeitsdreieck am Rotoreintritt für den jeweiligen Betriebspunkt. Bei drallfreier Zuströmung entspricht sie gerade der Umfangsgeschwindigkeit. Die Fehlanströmung an Splitter-Vanes wird vernachlässigt. Es wird angenommen, dass die Strömung der Krümmung des Schaufelkanals so folgt, dass die Strömungsrichtung mit der geometrischen Anströmung der Splitter-Vanes übereinstimmt.

Spaltverluste

Verluste, die durch die Umströmung der Schaufel zwischen der Druck- und Saugseite verursacht werden, werden mit der folgenden empirischen Korrelation beschrieben:

$$h_S = \begin{cases} 0.6 \left(\frac{S}{B_2} - 0.013 \right) \frac{u_2^2}{2}, & \text{für } \frac{S}{B_2} > 0.013, \\ 0, & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.39)$$

die von Traupel [11] vorgeschlagen wird und auf Dean [45] zurückgeht. Die Berücksichtigung der Spaltverluste wird insbesondere für großen relativen Spalt empfohlen, der gerade bei Turboladern im Fahrzeugeinsatz vorhanden ist. In Gl. 3.39 ist B_2 die Schaufelhöhe am Rotoraustritt und S die mittlere Spaltweite, während u_2 für die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors am Austritt steht.

Stoßverluste nach Carnot

Für jede Querschnittserweiterung in den Strömungskanälen werden Carnotsche Stoßverluste berücksichtigt:

$$h_C = \frac{1}{2} \epsilon_C (c_1 - c_2)^2. \quad (3.40)$$

Beim Übergang vom Rotor in den unbeschauften Radialdiffusor liegt eine plötzliche Querschnittserweiterung vor. Im Radialdiffusor selbst wird die verlustbehaftete Verzögerung der Radialkomponente der Geschwindigkeit mit Carnotschem Stoßverlust beschrieben. Im Spiralgehäuse zeigt die Strömung beim Eintritt eine hohe Umfangskomponente, während die aus der Kontinuität resultierende Geschwindigkeit am Austritt des Spiralgehäuses deutlich kleiner ist. Auch diese dissipative Verzögerung wird mit Carnotschem Stoßverlust behandelt. Der Auslassstutzen repräsentiert einen klassischen Diffusor mit einem Öffnungswinkel $\delta < 10^\circ$. Der Carnotsche Stoßverlust wird mit einem Dämpfungsfaktor ϵ versehen, der einen Wert abhängig vom Öffnungswinkel annimmt. Sonst wird der Dämpfungsfaktor ϵ_C zu 1 gesetzt.

Die Verzögerung der Strömung im Relativsystem des Rotors führt ebenso zur Dissipation der kinetischen Energie. Hierzu wird in dieser Arbeit der Carnotsche Stoßverlust mit der Relativgeschwindigkeit im Rotor gebildet. Die Dissipation der kinetischen Energie im Rotor wird zusätzlich durch die Strömungsumlenkung verstärkt, so dass in einschlägiger Literatur auch die vollständige Umwandlung der kinetischen Energie (Relativgeschwindigkeit am Rotoreintritt) in innere Energie angesetzt wird (siehe z.B. Eck [46]).

Hinterkantenverluste

Bei der Umströmung der Schaufelhinterkante können Totwassergebiete entstehen. Die Energie zu deren Aufrechterhaltung wird nach [47] als dissipierte spezifische Enthalpie definiert:

$$h_H = \epsilon_H \frac{T_2}{t_2 \sin \beta_2} \frac{w_2^2}{2}. \quad (3.41)$$

In [47] und [10] wird $0.15 < \epsilon_H < 0.2$ empfohlen. t_2 ist die Schaufelteilung am Rotoraustritt, während T_2 für die Schaufeldicke steht.

Weitere Verlustmechanismen

Am Rotoreintritt wird die Strömung durch die Nabe und die verwinkelten Schaufeln blockiert. Um die resultierende Dissipation zu charakterisieren, wird der Impulssatz für ein Kontrollvolumen bestehend aus der Nabe und der Schaufelvorderkante aufgestellt. Die Wirkkraft wird auf den Totaldruck im Staupunkt der Nabe bezogen. Zusammen mit der Kontinuität, Energiebilanz und der idealen Gasgleichung lässt sich eine Enthalpieänderung berechnen. Die Differenz zur isentropen Zustandsänderung kann auf die kinetische Energie am Eintritt bezogen werden, so dass sich hier gemäß Gl. 3.12 ein Verlustkoeffizient ergibt.

Ein weiterer Verlustmechanismus bezieht sich auf das Spiralgehäuse, das die Radialkomponente der Anströmgeschwindigkeit c_{r1} nicht verwerten kann. Das führt zur Dissipation der kinetischen Energie, die in [14] als meridionaler Stoßverlust vorgestellt wird und auf die Arbeiten in [48] und [49] zurückzuführen ist:

$$h_M = \frac{c_{r1}^2}{2}. \quad (3.42)$$

Mach-Zahl-abhängige Korrektur

Die verwendeten Verlustkoeffizienten aus der Literatur der Turbomaschinen sind häufig für inkompressible oder schwach kompressible Strömungen geeignet. Im Verdichter eines Turboladers werden jedoch Umfangs-Mach-Zahlen weit höher als eins erreicht. Deshalb ist für die Beschreibung dieser Betriebspunkte ein Mach-Zahl-abhängiger Korrekturfaktor notwendig, der die Kompressibilität berücksichtigt. Beispielsweise wird in [50] durch Kennlinienanalysen eine Abhängigkeit der Verluste von der Mach-Zahl beobachtet. In dieser

Arbeit wird die signifikante Dichteänderung im Rotor, die mit der Änderung der Mach-Zahl durch die Maschine einhergeht, für die Herleitung eines Korrekturfaktors herangezogen.

Per Definition gilt für die Schallgeschwindigkeit:

$$a^2 := \frac{dp}{d\rho} = \frac{E}{\rho}, \quad (3.43)$$

wobei $E = \rho a^2$ allgemein der Volumen-Elastizitätsmodul eines Gases ist. Des Weiteren gilt, dass die Größenordnung der Druckänderung in der Strömung dem dynamischen Druck $\rho c^2/2$ bzw. der vorhandenen kinetischen Energie entspricht. Im Verdichter wird als charakteristische Geschwindigkeit die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors genutzt. Somit gilt:

$$\frac{d\rho}{\rho} \approx \frac{\rho u^2}{2 E} = \frac{\rho u^2}{2 \rho a^2}. \quad (3.44)$$

Dabei bezieht sich ρ auf den Referenzzustand, hier Verdichtereintritt. Mit Einführung von Differenzen ergibt sich:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_1} \approx \frac{1}{2} Ma^2, \quad (3.45)$$

oder

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \approx 1 + \frac{1}{2} Ma^2. \quad (3.46)$$

Dieser Faktor wird multiplikativ für die Aufwertung der Verluste im Laufrad verwendet.

3.4.2 Parasitäre Effekte

Als parasitäre Effekte werden alle dissipativen Effekte bezeichnet, die nicht zu einer Beeinträchtigung des Druckaufbaus führen, sowie alle nicht dissipativen Effekte, die eine Beeinträchtigung des Druckaufbaus hervorrufen.

Minderumlenkung

Die endliche Schaufelzahl im Rotor verursacht einen Abströmwinkel abweichend vom schaufelkongruenten Abströmwinkel. Die dadurch hervorgerufene

kleinere Umfangkomponente der Absolutgeschwindigkeit $c_{u,\text{eff}} = \mu c_u$ mindert die Rotorarbeit im Hinblick auf die Eulersche Turbinengleichung, ohne dissipativ zu wirken. Sie wird nach [43] beschrieben:

$$\mu^{-1} = 1 + \frac{H}{H_{\text{eff}}} \frac{\pi}{2z(1 - D_1/D_2)} \sin \beta_{2,\text{geo}}. \quad (3.47)$$

Für die effektive Kanalweite wird $H_{\text{eff}} = 0.8H$ vorgeschlagen, die die Reibungseinflüsse und die ungleichmäßige Entwicklung der Grenzschicht auf der Druck- und Saugseite beschreiben soll. Somit ist die Minderumlenkung lediglich eine Funktion der Geometrie und für alle Betriebspunkte einer Maschine konstant. Die Minderumlenkung ist auf die Coriolis Kraft und die daraus resultierenden relativen Wirbel (mit einer -2ω Rotation, um $\text{rot}\vec{c} = 0$ im Absolutsystem sicherzustellen) zurückzuführen, die eine Differenzgeschwindigkeit zwischen der Druckseite und der Saugseite des Schaufelkanals hervorrufen. Des Weiteren ist die reibungsbehaftete Strömung abhängig von der Grenzschicht, die sich aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten auf beiden Seiten des Schaufelkanals ungleichmäßig entwickelt. In [25] wird die Minderumlenkung aus Messdaten von Turboladern zurückgerechnet. Im Rahmen der dort getroffenen Annahmen wird gezeigt, dass die Minderumlenkung mit guter Näherung als konstant über alle Betriebspunkte angesehen werden kann.

Radseitenreibung

Die Radseitenreibung findet im engen Raum zwischen der Rotorscheibe und dem Gehäuse statt. Das Reibmoment wird nach dem Ansatz von Daily und Nece bestimmt (siehe [51] und [52]):

$$M_{\text{RS}} = \frac{1}{32} K_{\text{RS}} \rho_2 u_2^2 D_2^3, \quad (3.48)$$

mit

$$K_{\text{RS}} = \begin{cases} 3.7 \left(\frac{2S_{\text{RS}}}{D_2}\right)^{0.1} Re^{-0.5}, & \text{für } Re < 10^5, \\ 0.0102 \left(\frac{2S_{\text{RS}}}{D_2}\right)^{0.1} Re^{-0.2}, & \text{für } Re > 10^5. \end{cases} \quad (3.49)$$

S_{RS} ist die Spaltweite im Radseitenraum. Die Reynolds-Zahl wird mit dem thermodynamischen Zustand der Luft am Rotoraustritt und der mittleren Umfangsgeschwindigkeit gebildet. Die Radseitenreibung hat keinen Einfluss auf die Druckänderungsarbeit durch die Rotorscheufel. Die Reibleistung muss jedoch überwunden werden, wenn eine bestimmte Rotordrehzahl erreicht werden soll. Mit anderen Worten, sie erhöht die Wellenleistung bzw. verschlechtert den Wirkungsgrad.

Tabelle 3.1: Geometrien der verwendeten Turboladerverdichter.

Parameter	Turbolader I	Turbolader II	Turbolader III
Öffnungsverhältnis	64%	74%	75%
Schaufelabströmwinkel zur Umfangsrichtung	60°	69°	58°
Schaufelzahl	6+6	6+6	5+5
Rotoraußendurchmesser	66 mm	60 mm	38 mm
Spalt	0.5 mm	0.36 mm	0.14 mm
Durchmesser Verhältnis im Radialdiffusor	1.5	1.43	1.48

Rezirkulation

Bei kleinen Massenströmen ist die kinetische Energie zu klein, um große Druckgradienten überwinden zu können. In diesem Fall bilden sich u.a. am Rotorausritt Rezirkulationszonen, die keinen Beitrag zum Druckaufbau im Verdichter leisten. Die Rezirkulation impliziert eine zusätzliche Erhöhung der Totalenthalpie. Die Ansätze in der Literatur berücksichtigen in der Regel die Schaufelbelastung und den Abströmwinkel des Rotors [4], [53], [5]. In dieser Arbeit wird der Ansatz von Oh et al. [5] verwendet:

$$h_{RZ} = 8 \cdot 10^{-5} \sinh(3.5\alpha_2^3) Df^2 u_2^2, \quad (3.50)$$

mit

$$Df = 1 - \frac{w_2}{w_1} + \frac{0.75w_{th}/u_2^2}{w_1/w_2 [(1 - D_1/D_2)z/\pi + 2D_1/D_2]}. \quad (3.51)$$

3.4.3 Simulationsergebnisse

Um das Verdichtermodell zu validieren, werden drei verschiedene PKW-Turbolader mit den Herstellerkennfeldern als Referenz herangezogen. Einige allgemeine Geometrieparameter dieser Turbolader sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Mangels CAD-Daten oder technischen Zeichnungen müssen die 22 notwendigen Geometrieparameter für den Verdichter manuell vermessen werden. Um diese Unsicherheiten zu minimieren, erfolgt eine dreidimensionale Erfassung der Turbolader mittels eines stereoskopischen Verfahrens (siehe Abb. 3.5) mit einer Genauigkeit bis zu 0.01% im Millimeterbereich. Die Simulationsergebnisse sind als Totaldruckverhältnis Gl. 3.28 und isentropen

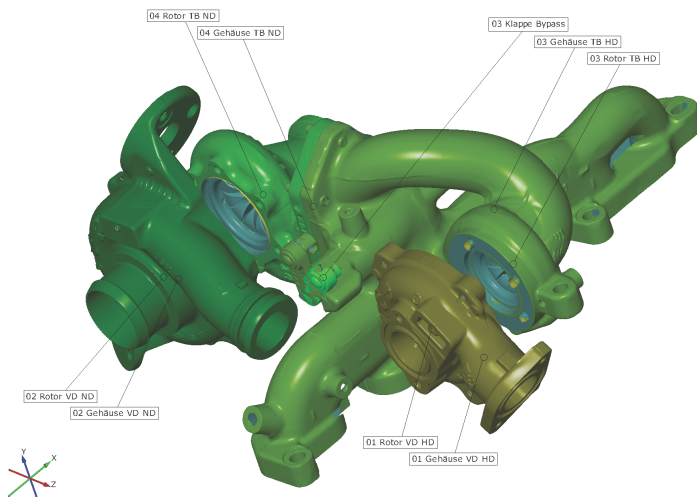


Abbildung 3.5: Stereoskopische Aufnahme einer Turboladerbaugruppe.

Wirkungsgrad Gl. 3.18 gegen den reduzierten Volumenstrom Gl. 3.33 dargestellt. Der Scharparameter ist die reduzierte Umfangsgeschwindigkeit, die mit der reduzierten Drehzahl Gl. 3.32 gebildet wird.

In Abb. 3.6 bis 3.11 sind die Simulationsergebnisse durch durchgezogene Linien gekennzeichnet, während die Herstellerkennfelder mit Symbolen abgebildet sind. Abbildungen 3.6, 3.8 und 3.10 zeigen, dass das Modell in der Lage ist, für jeden simulierten Turbolader das Totaldruckverhältnis im gesamten Arbeitsbereich des Verdichters zuverlässig vorherzusagen. Darüber hinaus kann das Modell auch Arbeitspunkte bei Drehzahlen unterhalb der kleinsten im Herstellerkennfeld abgebildeten Drehzahl identifizieren. Auf diese Weise lässt sich ein erweitertes Kennfeld aufstellen, ohne Anwendung von Extrapolationsmethoden auf das Herstellerkennfeld. Die systematische Erkennung der Pumpgrenze ist im Modell nicht vorgesehen, es ist jedoch möglich, mit Hilfe des Diffusionsfaktors, Gl. 3.51 geht zurück auf Rodgers [54], eine Vorhersage der Instabilität zu treffen. Der Diffusionsfaktor ist ein Maß für die Schaufelbelastung, Verzögerung und Umlenkung in der Meridianebene. In der Literatur werden kritische Werte von 0.6 bis 0.8 für den Diffusionsfaktor an der Pumpgrenze angegeben. In dieser Arbeit wurden kritische Werte von 0.7, 0.65 und 0.6 für die Turbolader I bis III identifiziert, die in den Abbildungen 3.6, 3.8 und 3.10 mit Kreisen gekennzeichnet sind. Diese kritischen Werte korrelieren mit der Größe der Verdichter, da Turbolader I den größten

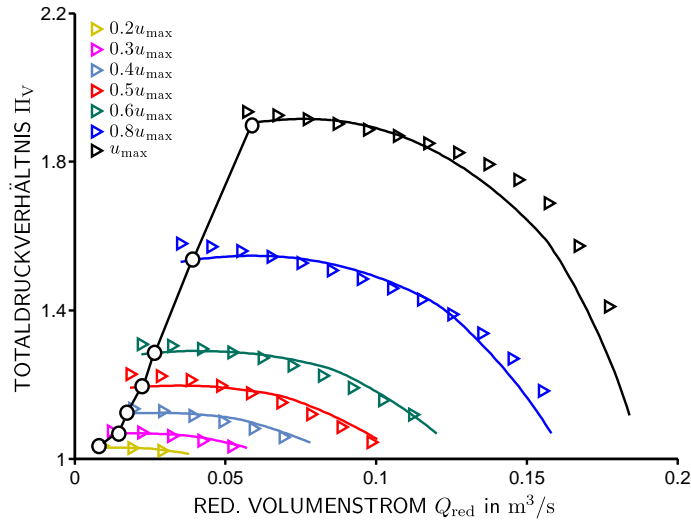


Abbildung 3.6: Totaldruckverhältnis am Verdichter I; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 0.35$.

Rotor und Turbolader III den kleinsten Rotor besitzt.

Für jeden Turbolader werden auch die simulierten Wirkungsgrade mit den Herstellerdaten verglichen. Abbildung 3.7 präsentiert die Ergebnisse für Turbolader I und zeigt insgesamt eine gute Übereinstimmung zwischen den Simulations- und den Referenzdaten hinsichtlich der Kennlinienverläufe. Vom Betrag her sind deutliche Abweichungen mit sinkender Drehzahl auszumachen. Die Kennlinie $0.2u_{\max}$ zeigt die maximale Abweichung. Ein ähnliches Bild liefert auch der Vergleich der Wirkungsgrade für Turbolader II. Die größten Abweichungen im Hinblick auf die Kennlinienverläufe weisen die Ergebnisse für Turbolader III in Abb. 3.11 auf. Die Diskrepanz zwischen den simulierten isentropen Wirkungsgraden und den Referenzdaten hat zwei wesentliche Gründe. Die Unsicherheit ist sowohl auf der Seite des Modells als auch bei den Referenzdaten zu suchen. Natürlich sind die Abweichungen u.a. darauf zurückzuführen, dass einerseits die Dissipation vereinfacht als isobare Wärmezufuhr nach einer isentropen Zustandsänderung modelliert ist und andererseits die Verlustmodelle selbst durch sehr einfache Beziehungen aufgestellt sind. In Abb. 3.12 sind die Enthalpieverluste im Rotor exemplarisch für eine Drehzahl dargestellt. Der Verlauf der Gesamtenthalpieverluste ist hauptsächlich durch die Inzidenz bestimmt (off-design). Weitere signifikante Verlustmechanismen sind Spaltverlust und Reibungsverlust. Stoßverluste nach Carnot schrumpfen mit der Durchflusszahl, da eine kleinere Verzögerung durch den Schaufelkanal erreicht wird. Hinterkantenverluste nehmen ledig-

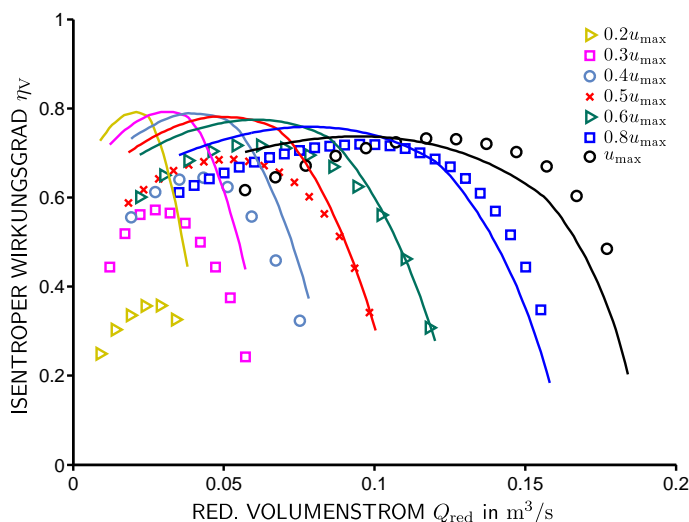


Abbildung 3.7: Isentroper Wirkungsgrad am Verdichter I; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 0.35$.

lich in Richtung Stopfgrenze relevante Werte an. Es ist anzumerken, dass die Verlustmodelle nicht alle die Realität genau wiedergeben können. Einige Verluste können über- oder unterschätzt werden. Es wird jedoch angenommen, dass die Gesamtverluste in Summe eine gute Näherung der Realität ohne substantielle Abweichung darstellen. Neben dem Betrag des Wirkungsgrads ist die Position der Wirkungsgradoptima durch die verschiedenen Verlustmechanismen bestimmt, insbesondere durch die Inzidenz. Die Inzidenz wird durch Fertigungstoleranzen, Teillastbetrieb, inhomogene Anströmung und Wandgrenzschicht verursacht, das Inzidenzverlustmodell berücksichtigt jedoch nur Teillastbetrieb unter der Annahme von homogener Anströmung. Darüber hinaus wird die Position des Optimums auch durch andere Verluste beeinflusst, die das Optimum vom stoßfreien Betriebspunkt verschieben, siehe Abb. 3.12. Die vereinfachten Verlustansätze, z.B. für die Reibung, die in jeder Komponente eine Rolle spielt, können zu einer unzureichenden Verschiebung des Optimums führen. Die Einschränkung durch die Nulldimensionalität und die begrenzte Anzahl der Geometrieparameter zeigt sich auch in Richtung Stopfgrenze, wo die Abweichungen sowohl im Druckaufbau als auch im Wirkungsgrad wachsen. Der Verdichter stopft, wenn die Strömung lokal die Mach-Zahl eins erreicht. Das passiert beim engsten effektiven Querschnitt, der sich am Rotoreintritt oder kurz danach befindet. Wenn er sich im Inneren des Schaufelkanals befindet, kann er im nulldimensionalen Modell nicht berücksichtigt werden. Die Unsicherheit ist um so gravierender, je

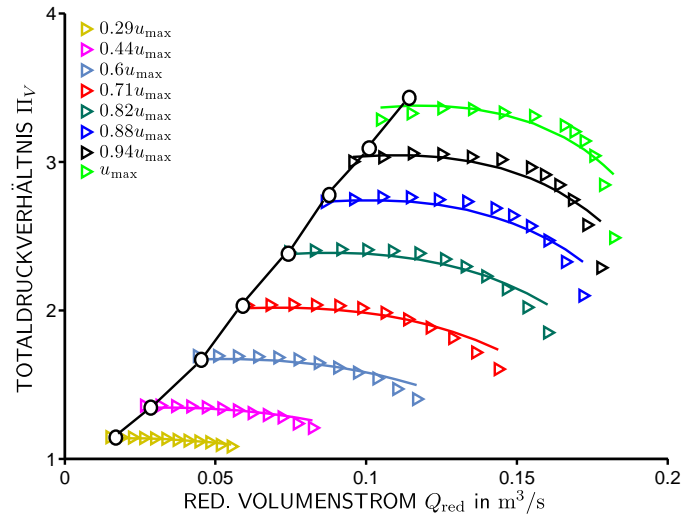


Abbildung 3.8: Totaldruckverhältnis am Verdichter II; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 1.52$.

größer die effektive Querschnittsverengung nach dem Laufradeintritt ist.

Allerdings müssen an dieser Stelle auch die Referenzdaten kritisch hinterfragt werden. Die Herstellerwirkungsgrade werden zwar per Definition als isentrope Wirkungsgrade bestimmt, die zugrunde liegenden Messdaten sind jedoch wärmestrombehaftet. Eine genaue Temperaturmessung ist essentiell für die Ermittlung der Wellenleistung $P_W = \dot{m}(c_{p2}T_{t2} - c_{p1}T_{t1})$. Eine wärmestrombehaftete Temperaturmessung bedeutet eine Überschätzung der Temperatur T_{t2} und somit eine Überschätzung der Leistung. Folglich wird der Wirkungsgrad unterschätzt. Der Wärmestrom spielt vor allem im niedrigen Drehzahlbereich eine große Rolle, wo die Strömung aufgrund der kleineren Verdichtungsarbeit eine kleine Temperaturerhöhung erfährt. Vor allem im Hinblick auf die gute Übereinstimmung zwischen den simulierten Totaldruckverhältnissen und den Referenzdaten sowie der größeren Diskrepanz der Wirkungsgradkennlinien im niedrigen Drehzahlbereich werden die Wärmestromeffekte als die signifikante Quelle der Unsicherheit identifiziert.

Wärmeströme am Turbolader werden in der einschlägigen Literatur behandelt. Es werden unterschiedliche Ansätze präsentiert, um die Wärmeströme zu ermitteln. Deren Einfluss auf das Betriebsverhalten des Verdichters und der Turbine wird jedoch kaum thematisiert. In dieser Arbeit wird simulativ eine Studie durchgeführt, um den Einfluss der Wärmeströme zu beleuchten. Es werden verschiedene Wärmestrommodelle aus [17, 20, 21] und als Alterna-

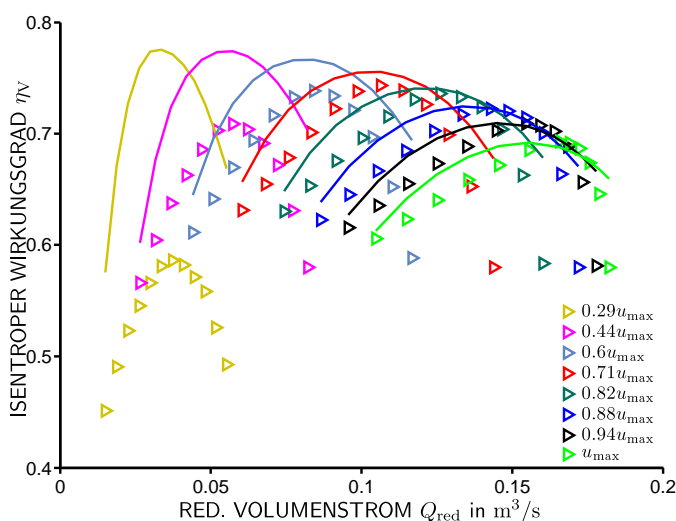


Abbildung 3.9: Isentroper Wirkungsgrad am Verdichter II; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 1.52$.

tive auch eine konstante spezifische Wärmemenge für alle Drehzahlen herangezogen und folgende Erkenntnisse gewonnen:

1. Die unterschiedlichen Modelle ergeben unterschiedliche Wärmeströme.
2. Die spezifische Wärmemenge wird dem Verdichter am Rotoreintritt, also vor dem Verdichtungsprozess hinzugefügt. Der Druckaufbau bleibt bei kleinen Wärmeströmen unverändert. Bei großen Wärmeströmen geht der Druckaufbau zurück, was durch die Spreizung der Isobaren begründet ist. Der Wirkungsgrad bleibt nahezu unverändert. Das zeigt, dass die Verluste unabhängig von der Temperatur sind.
3. Der Wärmefluss erfolgt nach dem Verdichtungsprozess. Der Druckaufbau bleibt unverändert, aber der Wirkungsgrad wird schlechter.
4. Die spezifische Arbeit an der Welle wird um den Beitrag der spezifischen Wärmemenge erhöht, um die gemessene wärmestrombehaftete Wellenarbeit zu simulieren. In diesem Fall ergibt sich ein erhöhter Druckaufbau. Dieser Fall ist allerdings unphysikalisch, da Wärme keine Exergie ist und nicht vollständig in Arbeit umgewandelt werden kann.

Deshalb wird die Hypothese aufgestellt, dass die Wärmeströme die Leistungsbestimmung verfälschen und die Verschlechterung des Wirkungsgrads eine Art Artefakt ist. Im Umkehrschluss bedeutet das, dass die simulierten Wirkungsgrade im kleinen Drehzahlbereich möglicherweise der Realität näher

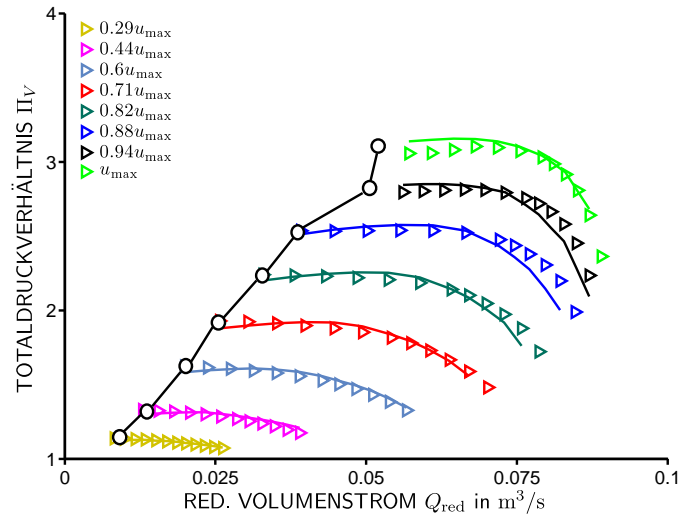


Abbildung 3.10: Totaldruckverhältnis am Verdichter III; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 1.52$.

kommen als die gemessenen Wirkungsgrade im Herstellerkennfeld. Dies wird im Kapitel 4 mit einer systematischen experimentellen Untersuchung verifiziert. Die gemessenen Wirkungsgrade werden als scheinbare Wirkungsgrade bezeichnet. Darüber hinaus werden drei Methoden vorgestellt, um die Wärmeströme aus den Herstellerdaten herauszurechnen.

3.4.4 Dimensionslose Kennlinien

In diesem Abschnitt werden die Simulationsergebnisse dimensionsanalytisch untersucht und vor allem im Hinblick auf die Wärmestromeffekte und auf den Einfluss der Mach-Zahl-Änderung durch den Verdichter diskutiert.

Abbildung 3.13 zeigt die Leistungszahl λ ohne Berücksichtigung der parasitären Verluste und der Wärmestromeffekte über der Durchflusszahl φ_1 am Eintritt. Es lässt sich ein Anstieg der Leistungszahl mit der Drehzahl festhalten, die auf den ersten Blick nicht mit der Theorie der Turbomaschinen übereinstimmt. Gemäß Eulerscher Turbinengleichung wird erwartet, dass die Leistungszahl einer Maschine eine einheitliche Gerade darstellt $\lambda = 2\mu(1 - \varphi \cot \beta)$. Dabei ist μ der Minderumlenkungsfaktor. Im Falle des Verdichters muss jedoch die große Machzahl-Änderung zusätzlich berücksichtigt werden. Durch die hohe Kompressionsarbeit ändert sich die Dichte der Strömung signifikant, so dass die Machsche Ähnlichkeit zwischen den Kennlinien un-

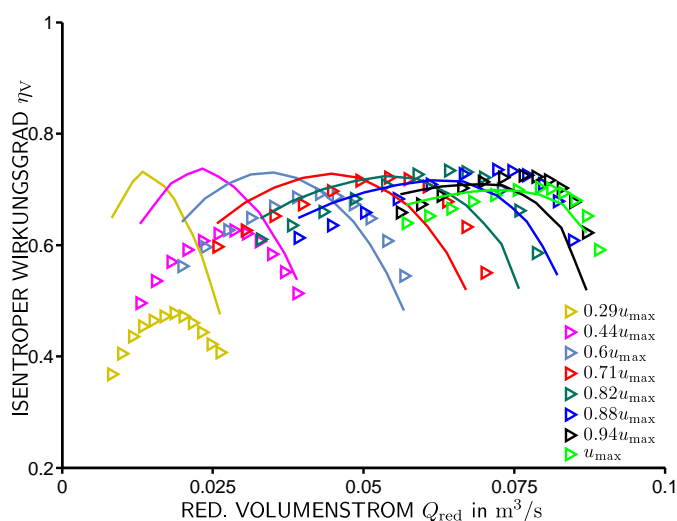


Abbildung 3.11: Isentroper Wirkungsgrad am Verdichter III; Simulation (Symbol) und Referenz (Linie); $Ma_{\max} = 1.52$.

terschiedlicher Drehzahlen nicht mehr gewährleistet ist. Für die Bestimmung der Leistungszahl wird das Geschwindigkeitsdreieck am Rotoraustritt gebildet. Das heißt, die Durchflusszahl φ muss dort mit dem Volumenstrom am Austritt der Maschine gebildet werden. Der Volumenstrom am Austritt ist aufgrund der Dichteänderung kleiner als der Volumenstrom am Eintritt. In der Literatur der Turbomaschinen wird die Durchflusszahl eingeführt, um Betriebspunkte mit gleichen Anströmbedingungen miteinander zu vergleichen. Mit anderen Worten, für jeden Wert von φ_1 ergibt sich ein ähnliches Geschwindigkeitsdreieck am Rotoreintritt über alle Drehzahlen. Auf dieser Basis werden dann Ähnlichkeitsbeziehungen für die Maschinen aufgestellt und diskutiert. Der in der Durchflusszahl am Eintritt vorhandene Informationsgehalt ist jedoch nicht ausreichend für kompressible Maschinen und muss um die Mach-Zahl-Änderung erweitert werden. Um das zu erreichen, wird in dieser Arbeit die Durchflusszahl auf den thermodynamischen Zustand am Verdichterausritt bezogen. Auf diese Weise ergibt sich dann wieder das bekannte Bild der Euler-Geraden für alle Drehzahlen, Abb. 3.14. Wird in der Leistungszahl die gesamte Wellenarbeit, also die Summe der Eulerarbeit und der parasitären Verluste berücksichtigt, steigt die Leistungszahl mit sinkender Durchflusszahl stärker an, vergleiche Abb. 3.14 und 3.15. Parasitäre Verluste verbrauchen Exergie und erhöhen die dem Verdichterroter zugeführte Arbeit. Dadurch wird die Leistungszahl angehoben und weicht von einer Geraden ab.

Anhand der Leistungszahl lässt sich auch der Einfluss der Wärmeströme

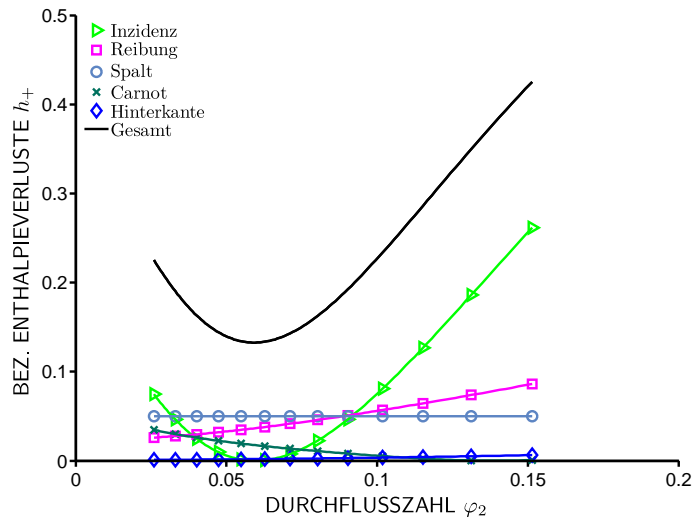


Abbildung 3.12: Übersicht der Rotorverluste am Turbolader I.

abbilden. Auch durch die Wärmezufuhr wird die Leistungszahl angehoben, siehe Abb. 3.16. Um die Effekte separieren zu können, werden bei der Bildung der Leistungszahl in Abb. 3.16 die parasitären Verluste außen vorgelassen. Im Gegensatz zu den parasitären Verlusten ist der Effekt der Wärmeströme bei kleinen Drehzahlen dominant. Der Wärmestrom impliziert keinen Exergieverbrauch und erhöht auch die aerodynamischen Verluste im Verdichter nicht. Hierauf wird im Kapitel 4 weiter eingegangen.

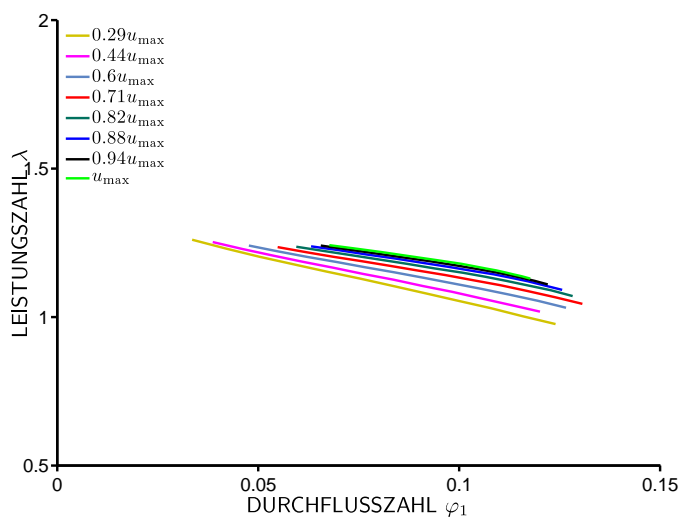


Abbildung 3.13: Adiabate Leistungszahl über Durchflusszahl am Eintritt ohne Berücksichtigung von Radseitenreibung und Rezirkulation.

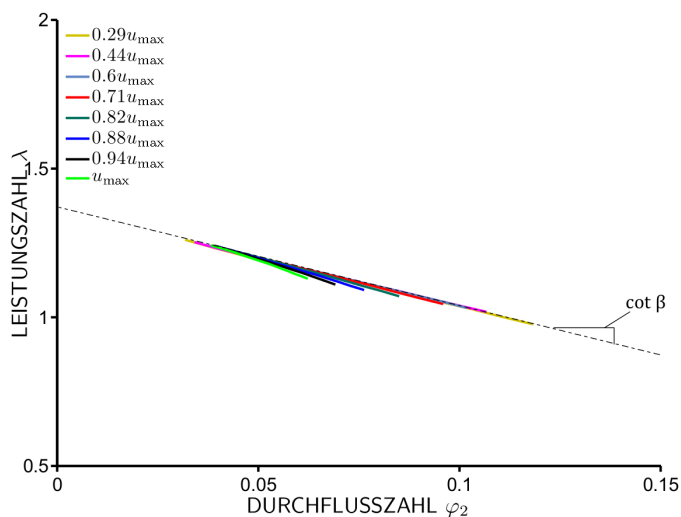


Abbildung 3.14: Adiabate Leistungszahl über Durchflusszahl am Austritt ohne Berücksichtigung von Radseitenreibung und Rezirkulation.

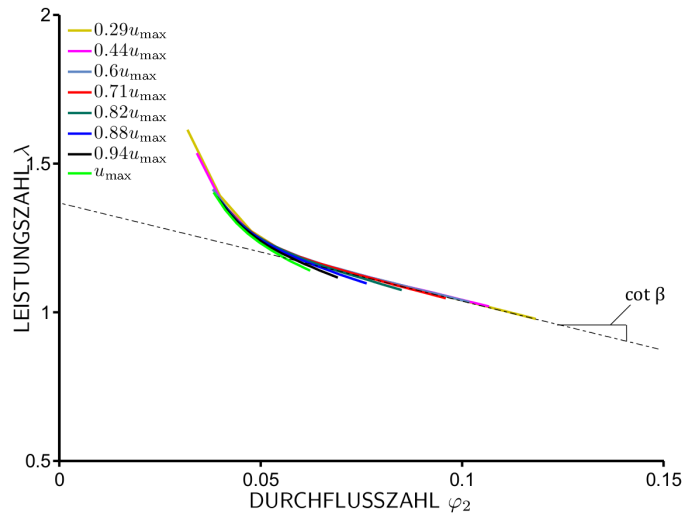


Abbildung 3.15: Adiabate Leistungszahl über Durchflusszahl am Austritt mit Berücksichtigung von Radseitenreibung und Rezirkulation.

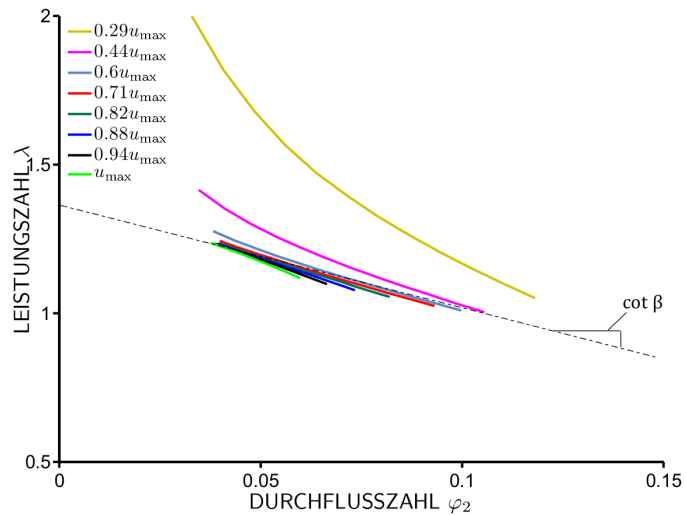


Abbildung 3.16: Wärmestrombehaftete Leistungszahl über Durchflusszahl am Austritt ohne Berücksichtigung von Radseitenreibung und Rezirkulation.

3.5 Turbine

Die Modellierung der Turbine erfolgt analog zum Verdichter. Im Fokus sind Radialturbinen ohne variable Turbinengeometrie. In diesem Abschnitt wird zunächst auf die Verlustmechanismen der Turbine eingegangen. Anschließend wird anhand von Simulationsergebnissen das Zusammenspiel des vorgestellten Modellierungsansatzes mit den ausgewählten Verlustmodellen aufgezeigt. Die Ergebnisse werden mit Kennfelddaten des Turboladerherstellers verglichen.

3.5.1 Verluste

Im Folgenden werden die Hauptverlustmechanismen im Rotor und Spiralgehäuse aufgeführt. Diese sind für den Rotor die Inzidenzverluste durch die Fehlanströmung, Kanalverluste und Spaltverluste. Im Spiralgehäuse findet eine Drallminderung durch Reibung statt. Die Reibungsverluste in der Einlassdüse der Turbine werden wie im Verdichter nach Gl.3.34 abgebildet. Auch für die Radseitenreibung kommt dieselbe Korrelation zum Einsatz wie für den Verdichter.

Fehlanströmung

Im Gegensatz zum Radialverdichter ist die optimale Anströmung bei einer Radialturbine nicht schaufelkongruent. Nach [55] ist der optimale Anströmwinkel zwischen 110° und 120° (gemessen zur tangentialen Richtung), bei dem der maximale Wirkungsgrad erreicht wird. Die Begründung ist analog zur Minderumlenkung des Radialverdichters und geht auf den Relativwirbel aufgrund der Coriolisbeschleunigung zurück. Einer der ersten empirischen Ansätze zur Bestimmung des optimalen Anströmwinkels, der bis heute Verwendung findet, sieht eine optimale Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit vor:

$$\frac{c_{u1,opt}}{u_1} = 1 - \frac{0.63\pi}{z}. \quad (3.52)$$

Darin ist z die Schaufelzahl und u_1 Umfangsgeschwindigkeit am Rotoreintritt. Aus dem Geschwindigkeitsdreieck am Rotoreintritt mit der optimalen Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit ergibt sich dann der optimale Anströmwinkel der Relativgeschwindigkeit $\beta_{1,opt}$. Die Differenz zum

tatsächlichen Anströmwinkel ist der Inzidenzwinkel $i = \beta_1 - \beta_{1,\text{opt}}$. Die Verlustenthalpie entspricht nach dem NASA-Ansatz dem Verlust der kinetischen Energie infolge der Fehlanströmung:

$$h_I = \frac{1}{2} w_1^2 \sin^2 i. \quad (3.53)$$

Kanalverluste

In den Kanalverlusten sind alle Verluste durch Reibung, Sekundärströmung und Vermischungseffekte zusammengefasst. Eine sehr weit verbreitete Korrelation für die Beschreibung der Kanalverluste stammt von NASA (siehe [55]) und sieht die Dissipation der radialen relativen kinetischen Energie am Rotoreintritt und der gesamten relativen kinetischen Energie am Rotoraustritt vor:

$$h_K = \frac{1}{2} \epsilon_K (w_1^2 \cos^2 i + w_2^2). \quad (3.54)$$

Darin ist ϵ_K ein mit Messdaten gefitteter Faktor.

Spaltverluste

Unter der Annahme, dass die Spaltströmung die gleiche Beschleunigung im Rotor erfährt wie die Hauptströmung, jedoch ohne Arbeit zu leisten, wird in [56] die folgende Beziehung für die Spaltverluste vorgeschlagen:

$$h_S = \frac{\dot{m}_S}{\dot{m}} w_{\text{th}} = \frac{S_r}{D_2} w_{\text{th}}. \quad (3.55)$$

Darin ist S_r die radiale Spaltweite und D_2 der Außendurchmesser am Austritt.

Drallminderung

Im Spiralgehäuse erfährt die Strömung eine Drallerhöhung. Infolge der Reibung ergibt sich eine kleinere Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Austritt der Spirale im Vergleich zum idealen Fall. Die Drallminderung wird mit einem Drallkoeffizienten ϵ_D im Drallsatz berücksichtigt:

$$D_2 c_{u2} = \epsilon_D D_1 c_{u1}. \quad (3.56)$$

Die Durchmesser und Umfangsgeschwindigkeiten beziehen sich auf den Eintritt und Austritt vom Spiralgehäuse. Für den Drallkoeffizienten ϵ_D werden in [55] Werte zwischen 0.85 und 0.95 empfohlen. Die Verlustenthalpie entspricht der Differenz der kinetischen Energien:

$$h_D = \frac{c_{u2,ideal}}{2} - \frac{c_{u2}}{2}. \quad (3.57)$$

3.5.2 Simulationsergebnisse

Zur Validierung des Turbinenmodells werden Herstellerkennfelder herangezogen. Geometrien der verwendeten Turbinen sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Der Scharparameter ist die reduzierte Umfangsgeschwindigkeit. Im Gegensatz zum Verdichter wird jedoch auf der Abszisse das Druckverhältnis $\Pi_T = p_{t3}/p_4$ aufgetragen. Dabei liegt am Austritt lediglich der statische Druck vor, da am Brennkammerprüfstand die Temperatur der drallbehafteten Strömung am Turbinenaustritt nicht gemessen wird. Auf der Ordinate werden der reduzierte Massenstrom und der Wirkungsgrad aufgetragen. Der in Herstellerkennfeldern verwendete reduzierte Massenstrom $\dot{m}_{T,red} = \dot{m}_T(\sqrt{T_{t3}}/p_{t3})$ unterscheidet sich von Gl. 3.31 darin, dass hier kein Referenzzustand herangezogen wird. Sie sind somit äquivalent. Abbildung 3.17 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und den Herstellerdaten. In den Wirkungsgraden, Abb. 3.18, sind jedoch deutliche Abweichungen festzustellen. Dies liegt vor allem daran, dass die vom Hersteller angegebenen Wirkungsgrade keine reinen Turbinenwirkungsgrade sind. Wie bereits erwähnt wird am Brennkammerprüfstand die Temperatur am Turbinenaustritt nicht gemessen. Deshalb kann die Totalenthalpiedifferenz der Turbine nicht gebildet werden. Stattdessen wird die Systemgrenze der Turbine bis zum Verdichterrotor erweitert. Die am Verdichter gemessene Totalenthalpiedifferenz wird auf die isentrope Arbeit der Turbine bezogen und auf diese Weise ein kombinierter Wirkungsgrad definiert $\eta_{TM} = \eta_T \eta_M = \eta_G / \eta_V$, der auch die mechanischen Verluste im Lagergehäuse beinhaltet. Es ist zu beachten, dass die kombinierten Wirkungsgrade simulativ nicht gebildet werden können, da die zugehörigen Verdichterbetriebspunkte nicht bekannt sind, um die Verdichterarbeit mit dem Verdichtermodell zu ermitteln. Die in Abb. 3.18 dargestellten simulierten Wirkungsgrade sind mit Gl. 3.18 gebildet, jedoch mit statischen Größen am Austritt der Turbine.

Mit einer Überschlagsrechnung lässt sich allerdings zeigen, dass die simulierten Wirkungsgrade der Realität sehr nah kommen. Hierfür wird die höchste Drehzahl in Abb. 3.18 herangezogen. Aufgrund der sehr hohen Reynoldszahl des Öls im Lagergehäuse kann für den mechanischen Wirkungsgrad

Tabelle 3.2: Geometrien der verwendeten Turboladerturbinen.

Parameter	Turbolader II	Turbolader III
Durchmesser Verhältnis	119%	112%
Schaufelanströmwinkel	90°	90°
Schaufelzahl	12	9
Rotoreintrittsdurchmesser	50 mm	35 mm
Radialer Spalt	0.32 mm	0.22 mm
Schaufelhöhe	5.5 mm	4.3 mm

etwa $\eta_M = 0.9$ angenommen werden¹. Der simulierte isentrope Wirkungsgrad der Turbine liegt bei $\eta_T = 0.8$, so dass das Produkt $\eta_T \eta_M = 0.72$ ergibt. Dem Herstellerkennfeld wird der kombinierte Wirkungsgrad $\eta_{TM} = 0.65$ entnommen. In den Ausführungen im nächsten Kapitel wird gezeigt, dass die vom Hersteller angegebenen kombinierten Wirkungsgrade aufgrund von Wärmestromeffekten scheinbare Wirkungsgrade sind. Die wahren Wirkungsgrade erhält man durch die Bereinigung der Wärmestromeffekte. Dadurch können sie im hohen Drehzahlbereich um ca. 5 Prozentpunkte auf 0.7 angehoben werden.

¹Der Verlauf des mechanischen Wirkungsgrads in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl des Öls ist im Anhang B für verschiedene Drehzahlen und Turbineneintrittstemperaturen dargestellt. Die Verläufe sind aus den dieser Arbeit zugrunde liegenden Messdaten abgeleitet.

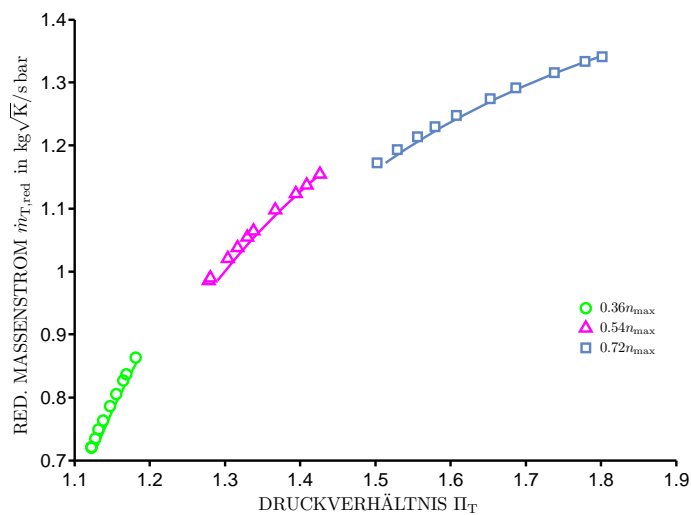


Abbildung 3.17: Reduzierter Massenstrom über Druckverhältnis der Turbine von Turbolader II; Simulation (Linie) und Referenz (Symbole).

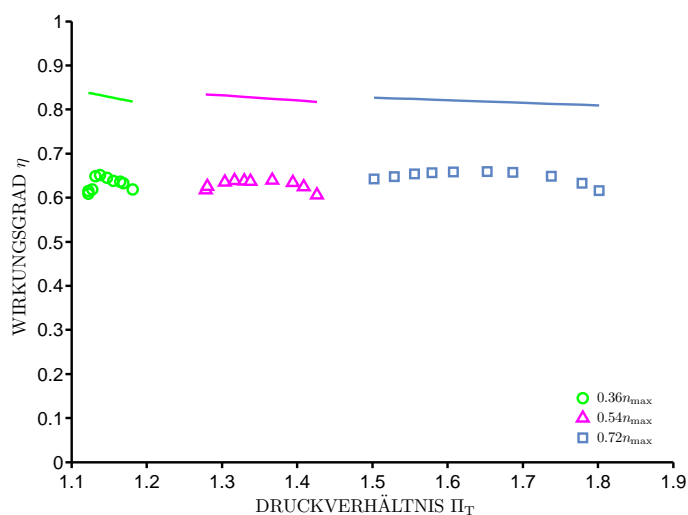


Abbildung 3.18: Isentroper Wirkungsgrad (Simulation, Linie) und kombinierter Wirkungsgrad (Referenz, Symbole) über Druckverhältnis am Turbolader II.

Kapitel 4

Experimentelle Untersuchung der Wärmeströme

Herstellerkennfelder resultieren aus der Messung von Temperatur, Druck und Massenstrom am Kontrollvolumen des Prüfstandes. Da die Wärmeströme nicht berücksichtigt werden, ist der auf diese Weise ermittelte Wirkungsgrad ein „scheinbarer Wirkungsgrad“.

Aufgrund der Temperaturdifferenz zwischen der Turbine und der Umgebung bzw. zwischen der Turbine und dem Verdichter und der daraus resultierenden Wärmeströme kann der Turboladerbetrieb nicht als adiabat bezeichnet werden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die gemessenen Totalenthalpiedifferenzen auch einen Beitrag der Wärmeströme beinhalten. Das stellt eine Unsicherheit dar und verfälscht den Wirkungsgrad des Verdichters:

- Die Wellenarbeit, also die zugeführte Arbeit wird durch die erhöhte gemessene Totalenthalpiedifferenz überschätzt.
- Das gemessene Totaldruckverhältnis bzw. die aerodynamische Performance des Verdichters bleibt unverändert.

Für die Turbine besteht die Unsicherheit darin, dass der Exergiegehalt des Abgases durch die Wärmeabfuhr noch vor dem Expansionsprozess vermindert wird. Auch hier spiegelt sich das in einer Verfälschung der Wirkungsgrade wider. Daher sind die vom Hersteller gemessenen Wirkungsgrade, unter der Annahme, dass keine Wärmeströme über das Kontrollvolumen des Prüfstandes stattfinden, als scheinbare Wirkungsgrade η_{app} zu bezeichnen:

$$\eta_{\text{app}} = \eta, \quad \text{für } \dot{Q} = 0,$$

$$\eta_{\text{app}} \neq \eta, \quad \text{für } \dot{Q} \neq 0. \quad (4.1)$$

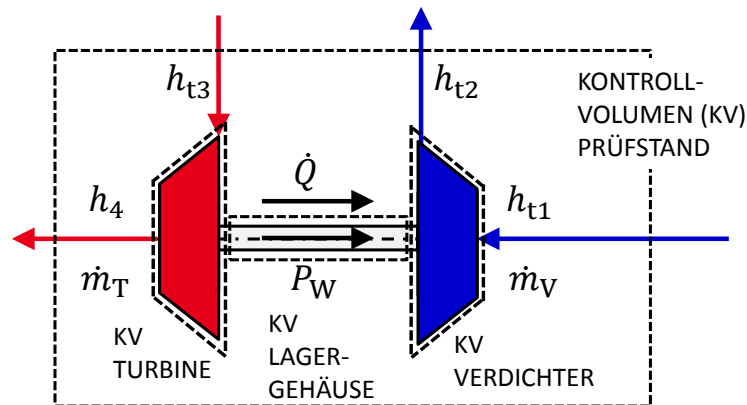


Abbildung 4.1: Kontrollvolumen des Prüfstands und Kontrollvolumen von Turbine, Lagergehäuse und Verdichter.

Um Wärmestromeffekte bei der Vermessung und Auswertung von Turboladerkennfeldern zu vermeiden, müssen geeignete Kontrollvolumen für jede einzelne Komponente definiert werden, wie es z.B. in Abb. 4.1 skizziert ist. Weiterhin müssen Wärmeströme durch Lagergehäuse unterbunden oder zumindest signifikant minimiert werden. Das stellt eine technische Herausforderung dar bzw. es ist unwirtschaftlich, da für die Vermessung jedes Turboladers der Isolierungsaufwand individuell erbracht werden müsste. Eine Alternative stellt ein physikalisch basiertes Verfahren dar, um die wahren Wirkungsgradkennfelder des Verdichters und der Turbine rückwärts aus den konventionell gemessenen Kennfeldern zu generieren (inverses Verfahren).

Die Signifikanz eines solchen inversen Verfahrens zur Korrektur der gemessenen Wirkungsgrade ist aus zwei Perspektiven zu betrachten. Einerseits wird die Leistungsfähigkeit des Turboladers aus den konventionell gemessenen Kennfeldern in einem großen Betriebsbereich nicht richtig wiedergegeben. Wie im letzten Kapitel gesehen, stellt das auch bei der Plausibilisierung und Validierung von Turboladermodellen ein Problem dar. Andererseits sind die scheinbaren Wirkungsgrade auch eine Ursache für das Mismatching bei der Kalibrierung des Luftsystems turboaufgeladener Verbrennungsmotoren. Deshalb kann der Hersteller den Anforderungen des Anwenders besser gerecht werden, wenn zuverlässigere Informationen hinsichtlich der Leistungsfähigkeit des Turboladers bzw. des Verdichters und der Turbine zur

Verfügung gestellt werden können.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Einfluss der Wärmeströme auf das Betriebsverhalten von Verdichter und Turbine und stellt Methoden vor, die die Kennfelder des Turboladers in einem inversen Verfahren entsprechend der Kontrollvolumen des Verdichters und der Turbine (siehe Abb. 4.1) korrigieren. Die Methoden greifen auf die Herstellerkennfelder zurück, die scheinbare Werte entsprechend des Kontrollvolumens des Brennkammerprüfstandes beinhalten. Um den Einfluss der Wärmeströme grundlegend zu untersuchen, werden Messungen an einem Brennkammerprüfstand durchgeführt. Es werden drei Turbolader bei drei verschiedenen Turbineneintrittstemperaturen 800°C , 600°C und 300°C gemessen. Messtechnik und Normwerte für die Erfassung der Betriebspunkte des Turboladers richten sich nach SAE J922. In jeder Messebene wird der statische Druck über den Umfang gemittelt. Die Totaltemperatur wird mit einer Sonde in der Kanalmitte erfasst¹. Die Drehzahl wird induktiv am Verdichterroter gemessen. Zusätzlich zu den typischen Messgrößen zur Beschreibung der Betriebspunkte des Turboladers werden Oberflächentemperaturen mit Mantelthermoelementen Typ K erfasst. Die Oberfläche des Turboladers wird mit zwölf Messstellen diskretisiert, fünf am Verdichter, drei am Lagergehäuse und vier an der Turbine. Die Anordnung ist schematisch in Abb. 4.2 skizziert. In der Schnittebene entlang der Welle sind drei Messstellen auf der Rückseite nicht sichtbar.

Für die Auswertung werden alle relevanten Kennfeldgrößen am Eintritt und Austritt der Verdichter und der Turbinen aus den gemessenen Größen ermittelt. Ausgehend von der Definition der Totaltemperatur und mit dem gemessenen Massenstrom wird die statische Temperatur ermittelt:

$$T_t = T + \frac{1}{2} \frac{c^2}{c_p} = T + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}R}{Ap c_p} \right)^2 T^2. \quad (4.2)$$

Die so berechnete statische Temperatur wird noch um den Recovery-Faktor² korrigiert und die Dichte ρ und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit c folgen aus der idealen Gasgleichung und der Definition des Massenstroms. Mit

¹Aufgrund der stark inhomogenen Strömung am Turbinenaustritt wird dort typischerweise keine Temperatur gemessen.

²Der Recovery-Faktor r berücksichtigt die aerodynamische Aufheizung des Sensors infolge isentroper Kompression (Aufstau) und Reibung. Dieser Einflussparameter kann über die Prandtl-Zahl abgeschätzt werden ([57], [58]). Die benötigten Stoffwerte für Luft oder Abgas werden über einen temperaturabhängigen Polynomansatz, zum Teil aus dem Motorsteuergerät bzw. aus [59], bestimmt.

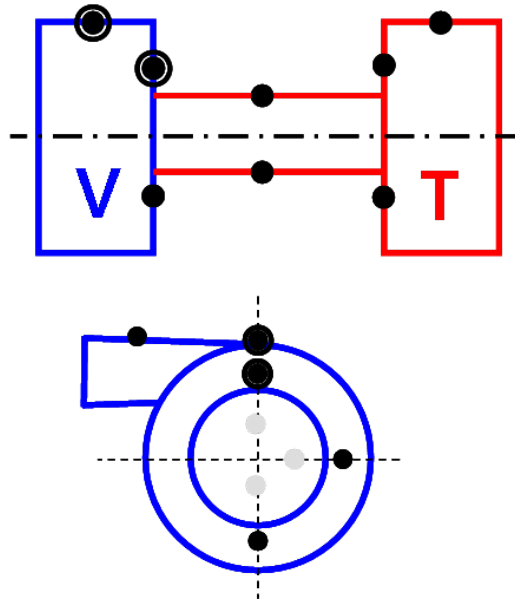


Abbildung 4.2: Anordnung der Oberflächentemperaturen auf dem Turboladergehäuse, 5 am Verdichter, 3 am Lagergehäuse und 4 an der Turbine.

dem gemessenen statischen Druck lässt sich der Totaldruck ermitteln:

$$p_t = p + \frac{1}{2}\rho c^2. \quad (4.3)$$

Die Analysen in diesem Kapitel werden beispielhaft an einem Turbolader demonstriert. Abbildung 4.3 zeigt Verdichtermessungen bei drei unterschiedlichen Turbineneintrittstemperaturen. Die Abgastemperatur charakterisiert die Wärmequelle und generiert unterschiedliche Wärmestromniveaus \dot{Q} . Aus den Messdaten ist nahezu kein Einfluss der Wärmeströme \dot{Q} auf den Druckaufbau des Verdichters $\Pi_V = p_{t2}/p_{t1}$ zu erkennen. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Temperaturerhöhung der Verdichterströmung infolge der Wärmeströme hauptsächlich nach dem Verdichtungsprozess stattfindet. Ein signifikanter Wärmeübergang vor dem Verdichtungsprozess oder während dessen würde die Verdichtungsarbeit erschweren, so dass bei gleicher Drehzahl und somit gleicher spezifischer Arbeit aufgrund der Eulerschen Turbinengleichung sich ein kleinerer Druckaufbau ergeben würde. Die erschwerte Verdichtungsarbeit ist auf die Spreizung der Isobaren im h-s-Diagramm zurückzuführen. Eine höhere gemessene Temperatur und somit eine höhere spezifische Totalenthalpie am Austritt führt zu einer Überschätzung der aufgenommenen Arbeit $(h_{t2} - h_{t1})_{\text{diabat}} > (h_{t2} - h_{t1})_{\text{adiabat}}$. Das wird als scheinbare Arbeit bezeichnet und führt zur Unterschätzung des Wirkungsgrades

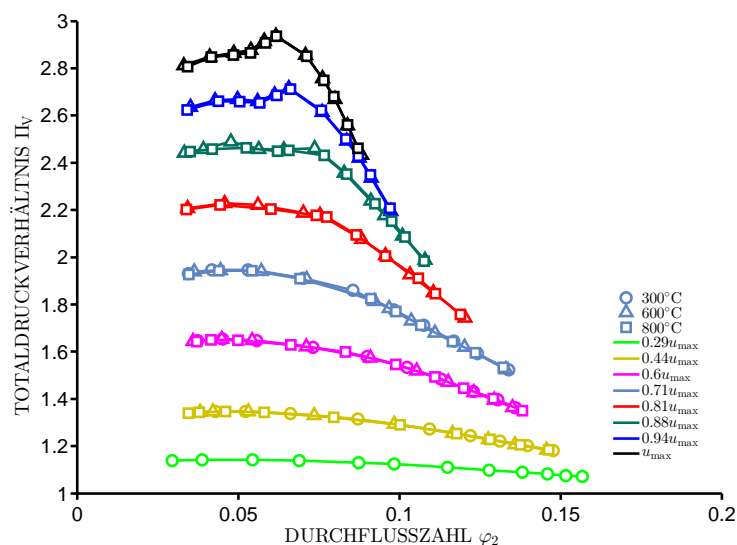


Abbildung 4.3: Verdichter Totaldruckverhältnis über der Durchflusszahl am Austritt bei drei verschiedenen Turbineneintrittstemperaturen; $Ma_{max} = 1.52$.

im kleinen Drehzahlbereich. Deshalb ist es notwendig, die auf den Verdichter übertragene spezifische Wärmemenge aus der gemessenen Eingangsarbeit $(h_{t2} - h_{t1})_{diabat}$ heraus zu korrigieren, um den wahren Verdichterwirkungsgrad zu ermitteln.

Die Überlegungen hinsichtlich der Wärmeströme gelten auch für die Turbine. Unterschiedliche Motorlastpunkte generieren unterschiedliche Abgastemperaturen und -drücke. Die Abgastemperatur hängt direkt mit der Arbeitsfähigkeit des Abgases zusammen. Die Turbine gibt Wärme an die Umgebung und das Lagergehäuse ab, wodurch die Arbeitsfähigkeit des Abgases sinkt. Das hat Konsequenzen für die abgegebene Arbeit der Turbine und deren Wirkungsgrad.

4.1 Scheinbarer Verdichterwirkungsgrad

Auf Basis des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik lässt sich die dimensionslose aufgenommene Arbeit des Verdichters, d.h. die Leistungszahl wie

folgt angeben:

$$\lambda_{\text{app}} := \frac{2(h_{t2} - h_{t1})}{u_2^2} = \frac{2}{u_2^2}(w_{\text{th}} + w_{\text{par}} + q_V), \quad (4.4)$$

$$\lambda_{\text{app}} = \lambda_{\text{th}} + \lambda_{\text{par}} + q_{V+}. \quad (4.5)$$

Hier ist die Wellenarbeit die Summe aus der theoretischen Arbeit und der parasitären Arbeit; also ist die Wellenleistung $P_W = \dot{m}(w_{\text{th}} + w_{\text{par}})$. Die theoretische Arbeit entspricht der spezifischen Förderhöhe der Stufe und die parasitäre Arbeit bezieht sich auf die Verluste aufgrund von Radseitenreibung, Rezirkulation und Leckage, die die Totalenthalpie des Rotors erhöhen ohne einen Beitrag zum Druckaufbau zu leisten. Der Wärmefluss von der Turbine auf den Verdichter ist $\dot{Q}_V = \dot{m}q_V$.

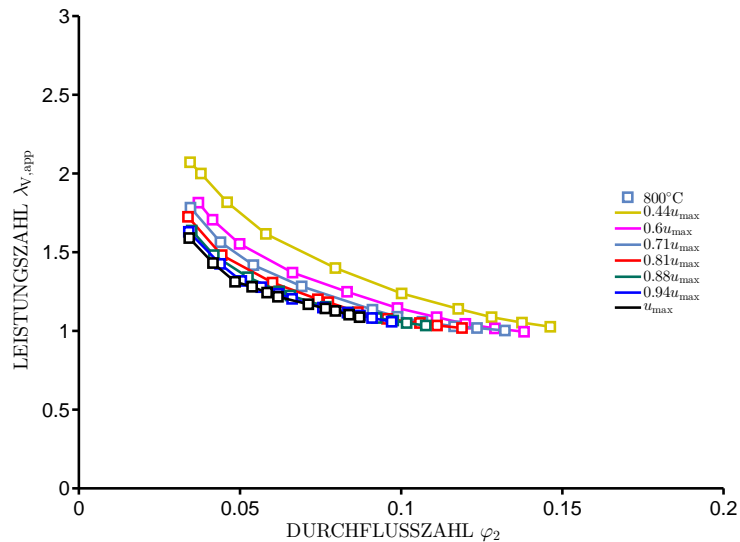


Abbildung 4.4: Leistungszahl des Verdichters; Messungen bei $T_{t3} = 800^\circ\text{C}$.

Abbildung 4.4 zeigt die gemessene Leistungszahl des Verdichters bei einer Turbineneintrittstemperatur von $T_{t3} = 800^\circ\text{C}$ gegenüber der Durchflusszahl am Austritt $\varphi = 4\dot{m}/\rho_2 u_2 \pi D_2^2$. In Gl. 4.5 bezieht sich λ_{th} auf die theoretische Arbeit einer Maschine gemäß Eulerscher Turbinengleichung. Für eine bestimmte Maschine ergibt sich in der Regel eine charakteristische Gerade. Die in Abb. 4.4 gezeigten Kurven haben jedoch unterschiedliche Formen! Die erhöhte Steigung der Kurven in Richtung kleiner Durchflusszahlen ist auf die parasitären Verluste zurückzuführen, die zu einer höheren aufgenommenen spezifischen Arbeit bei kleinen Durchflusszahlen führen (siehe

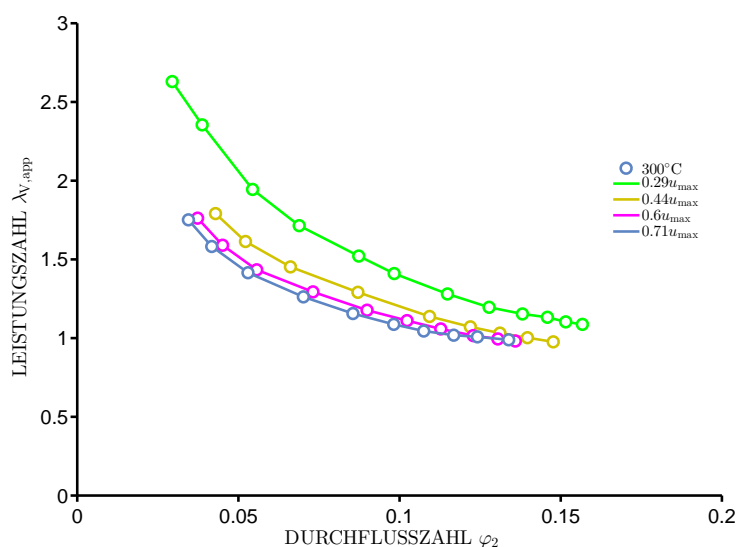


Abbildung 4.5: Leistungszahl des Verdichters; Messungen bei $T_{t3} = 300^\circ\text{C}$.

auch [5] und [60]). Weiterhin ist Abb. 4.4 zu entnehmen, dass die Leistungszahl mit kleiner werdender Drehzahl steigt. Der Grund dafür ist nicht eine Reynolds- oder Mach-Zahl-Abhängigkeit der parasitären Verluste. Vielmehr ist dieser Effekt auf folgende zwei Aspekte zurückzuführen: Erstens ist die Dichteänderung aufgrund vom Druckaufbau im Rotor und die unterschiedliche Druckrückgewinnung bei unterschiedlichen Drehzahlen im unbeschauften Diffusor anzusprechen. Die Dichteänderung steht im direkten Zusammenhang mit der Drehzahl und ergibt verschiedene Werte für die Austrittsdurchflusszahl bei verschiedenen Drehzahlen. Das impliziert eine horizontale Verschiebung der Leistungszahlkurven bei unterschiedlichen Drehzahlen, was den Eindruck der erhöhten Leistungszahl hinterlässt. Der zweite Aspekt ist die Wärmeübertragung auf die Verdichterströmung. Wärmeströme aufgrund von nicht-adiabatem Turboladerbetrieb sind bei kleinen Drehzahlen der dominante Effekt, was aus dem Vergleich der Abbildungen 4.4 und 4.5 deutlich hervorgeht. Es ist zu beachten, dass der Wärmestrom zu einer scheinbaren Erhöhung der aufgenommenen Arbeit führt, während parasitäre Verluste einen höheren Leistungsverbrauch verursachen, wodurch die wahre aufgenommene Arbeit angehoben wird. Um das nachzuweisen, müssen sowohl die aufgenommene Arbeit als auch die abgegebene Arbeit des Verdichters bei unterschiedlichen Wärmestromniveaus untersucht werden. Den Abbildungen 4.4 und 4.5 wird entnommen, dass sich eine höhere Leistungszahl bei höherer Turbineneintrittstemperatur ergibt. Unter der Annahme, dass die parasitären Verluste unabhängig von der Temperatur sind, ist die

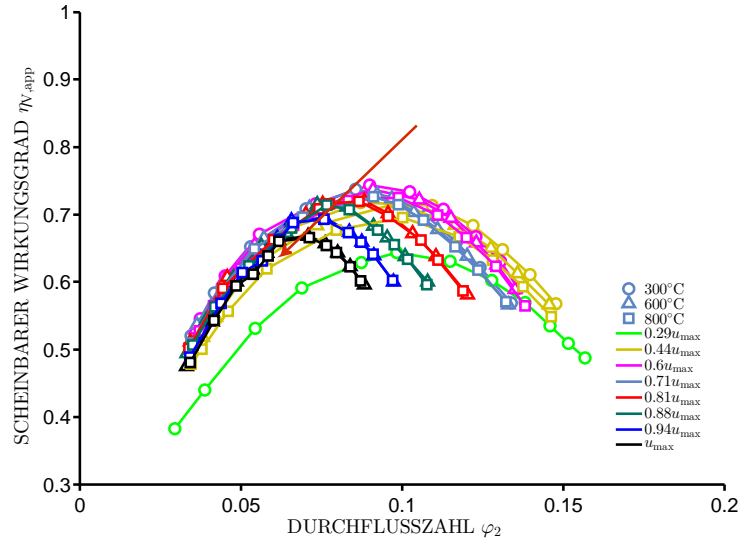


Abbildung 4.6: Scheinbarer Verdichterwirkungsgrad bei Turbineneintrittstemperaturen von $T_{t3} = 800^\circ\text{C}$, 600°C , 300°C .

höhere Leistungszahl allein auf die Wärmeströme zurückzuführen. Auf der anderen Seite ändert sich die abgegebene Arbeit des Verdichters nicht, die durch das Totaldruckverhältnis in Abb. 4.3 charakterisiert wird. Die erhöhte Leistungszahl aufgrund der Wärmezufuhr bedeutet also keine Nutzarbeit, was die Hypothese hinsichtlich einer scheinbaren Erhöhung der aufgenommenen Arbeit untermauert. Des Weiteren lässt sich daraus schließen, dass die Luft hauptsächlich nach dem Verdichtungsprozess erwärmt wird. Andernfalls würde man eine Einbuße im Druckaufbau erwarten, die in der Spreizung der Isobaren im h - s -Diagramm begründet wäre. Aus dem unveränderten Totaldruckverhältnis mit der entsprechenden isentropen Zustandsänderung resultieren unveränderte Druckzahlen, so dass eine scheinbare Verschlechterung des Wirkungsgrades die Folge der scheinbaren Erhöhung der Leistungszahl ist (siehe Abb. 4.6):

$$\eta_{N,\text{app}} := \frac{h_{t2s} - h_{t1}}{h_{t2} - h_{t1}} = \frac{\psi}{\lambda_{\text{app}}} = \frac{\psi}{\lambda_{\text{th}} + \lambda_{\text{par}} + q_{V+}}. \quad (4.6)$$

In Abb. 4.6 ist zu erkennen, dass der Einfluss der Wärmeströme auf den Wirkungsgrad mit steigender Drehzahl sinkt. Bei hohen Drehzahlen ist keine Variation der Wirkungsgradkurven mit der Turbineneintrittstemperatur festzustellen. Das lässt sich dadurch erklären, dass die Strömungstemperatur bereits aufgrund der Verdichtung erheblich erhöht wird und die Temperaturänderung durch Wärmeströme vernachlässigbar klein ist. Die scheinba-

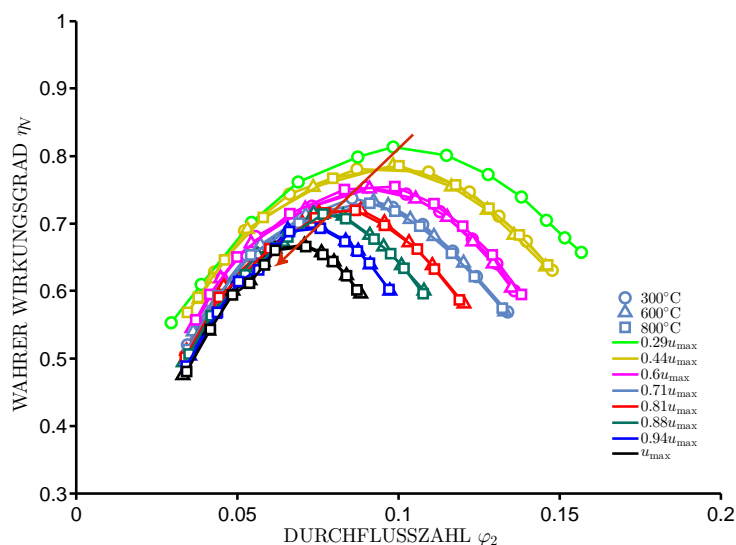


Abbildung 4.7: Wahrer Verdichterwirkungsgrad; korrigiertes gemessenes Kennfeld aus Abb. 4.6 mittels Skalierung; $Ma_{\max} = 1.52$, $Re_{\min} = 5e6$.

re Verschlechterung des Wirkungsgrads aufgrund von Wärmeströmen ist im kleinen Drehzahlbereich maximal. Weiterhin wird eine vertikale Verschiebung der Wirkungsgradoptima η_{opt} jeder Drehzahlkennlinie mit der Turbineneintrittstemperatur identifiziert. Somit gibt der Wirkungsgrad bei $T_{t3} = 300^\circ\text{C}$ den wahren Wirkungsgrad, d.h. den adiabaten Wirkungsgrad, am besten wieder, da der Wärmefluss auf den Verdichter aufgrund kleinerer Temperaturdifferenzen niedriger ist. Tatsächlich existiert auch bei $T_{t3} = 300^\circ\text{C}$ eine signifikante Wärmezufuhr im kleinen Drehzahlbereich (siehe auch Abb. 4.5). Das bedeutet, dass der wahre Wirkungsgrad noch höhere Werte annehmen würde. Es wird also erwartet, dass die Drehzahlkennlinien im adiabaten Fall eine weitere Verschiebung erfahren würden. Um das wahre Wirkungsgradoptimum η_{opt} zu erhalten, ist daher zumindest erforderlich, eine obere Grenze für die vertikale Verschiebung zu definieren. In den nächsten Abschnitten werden drei Methoden vorgestellt, um den wahren Wirkungsgrad aus dem Herstellerkennfeld zu generieren.

1. Die erste Methode ist sehr einfach in der Anwendung. Sie basiert auf der Erfahrung, dass die wahren Wirkungsgradoptima sich auf einer Geraden in der η - φ -Ebene einordnen. Abbildung 4.7 resultiert aus Abb. 4.6 durch eine solche Skalierung.
2. Die zweite Methode sieht eine adiabate Leistungszahl über der Durchflusszahl als Referenz vor. Diese Referenz ergibt sich aus experimentel-

len Untersuchungen bei unterschiedlichen Turbineneintrittstemperaturen und Drehzahlen.

3. Die dritte Methode berechnet die Wärmeströme direkt auf Basis von Fouriers Wärmeleitungsgesetz.

Alle drei Methoden werden angewendet und diskutiert. Der Aufwand, der mit der jeweiligen Methode in der Anwendung verbunden ist, ist sehr unterschiedlich. Die erste Methode benötigt lediglich das Kennfeld der scheinbaren Wirkungsgrade über der Durchflusszahl am Austritt. Diese Information kann vom Turboladerhersteller zur Verfügung gestellt werden oder aus dem Standard-Kennfeld des Herstellers mit sehr guter Näherung ermittelt werden. Bemerkenswert ist die Einfachheit dieser Methode in der Anwendung. Die zweite Methode benötigt Leistungszahlen gemessen bei unterschiedlichen Wärmestromniveaus. Diese Information steht in der Regel auch dem Hersteller im Rahmen seiner standardisierten Kennfeldmessungen nicht zur Verfügung und muss zusätzlich beschafft werden. Die dritte Methode erfordert Oberflächentemperaturen der Verdichter- und Turbinenstrukturen, die in der Regel auch nicht zur Verfügung stehen. Das erweiterte Modell der Wärmeströme kommt ohne Oberflächentemperaturen aus, benötigt stattdessen weitere Geometrieparameter für den Verdichter, die Turbine und im Lagergehäuse. Diese Geometrieparameter können einfach erfasst werden, wenn das Bauteil vorhanden ist. Grundlegend ist die Tatsache, dass alle drei Methoden ähnlich gute Ergebnisse im Hinblick auf die Validierung liefern (siehe Testfälle in Abb. 4.9 oder 4.10).

4.1.1 Erste Methode: Skalierung

Für die Wirkungsgradoptima bei hohen Drehzahlen lässt sich eine Gerade ausmachen, auf der sich die Wirkungsgradoptima anordnen, wie es in Abb. 4.6 zu sehen ist. An dieser Stelle soll diese Beobachtung allgemein festgehalten werden, während die kleinen Drehzahlen zunächst ignoriert werden. Später wird gezeigt, wie die kleinen Drehzahlen in das Gesamtbild hineinpassen, wenn die wahren Wirkungsgrade berücksichtigt werden. Um die Beobachtung weiter zu konkretisieren, kann eine lineare Verschiebung der Position der Wirkungsgradoptima η_{opt} in Richtung kleiner Durchflusszahlen mit steigender Drehzahl bzw. Umfangs-Mach-Zahl identifiziert werden. In einem Punkt besteht eine Übereinstimmung mit der Aufwertetheorie von Pelz et al. [61] (siehe auch [62] und [63]): Höhere Wirkungsgradoptima werden bei höheren Durchflusszahlen erreicht. In dieser Arbeit spielt jedoch nicht die Reynolds-Zahl sondern die Mach-Zahl die dominante Rolle.

Durch die signifikante Druckänderungsarbeit im Rotor ändert sich die Dichte bzw. der Volumenstrom maßgeblich. Bei gleichen Bedingungen am Eintritt, d.h. ähnliche Geschwindigkeitsdreiecke durch gleiche Werte für Durchflusszahl am Eintritt, ergeben sich unterschiedliche Geschwindigkeitsdreiecke am Austritt des Rotors. Wird nun, wie in Abb. 4.6 gezeigt, das Kennfeld über der Durchflusszahl am Austritt aufgetragen, liegen bei einem festen Wert von φ_2 ähnliche Geschwindigkeitsdreiecke am Rotoraustritt, jedoch aufgrund der Dichteänderung unterschiedliche Geschwindigkeitsdreiecke am Eintritt vor. Somit ergibt sich auch eine Änderung der Fehlanströmung am Rotoreintritt. Damit die Fehlanströmung kleiner wird, muss der Durchsatz wieder verringert werden, weshalb sich das Wirkungsgradoptimum in Richtung kleiner Durchsätze verschiebt. Je höher die Drehzahl desto größer ist auch das Druckverhältnis und das damit einhergehende Dichteverhältnis. Da die Durchflusszahlen am Eintritt und Austritt über das Dichteverhältnis miteinander gekoppelt sind $\varphi_2 = \varphi_1 \rho_1 / \rho_2$, wird die Verschiebung des Optimums mit der Drehzahl größer. Darüber hinaus ist die Verschlechterung des Wirkungsgrads mit der Drehzahl auf die Mach-Zahl-Abhängigkeit der Verluste im Laufrad zurückzuführen. Der im Kapitel 3 vorgestellte Korrekturfaktor vervollständigt das Gesamtbild.

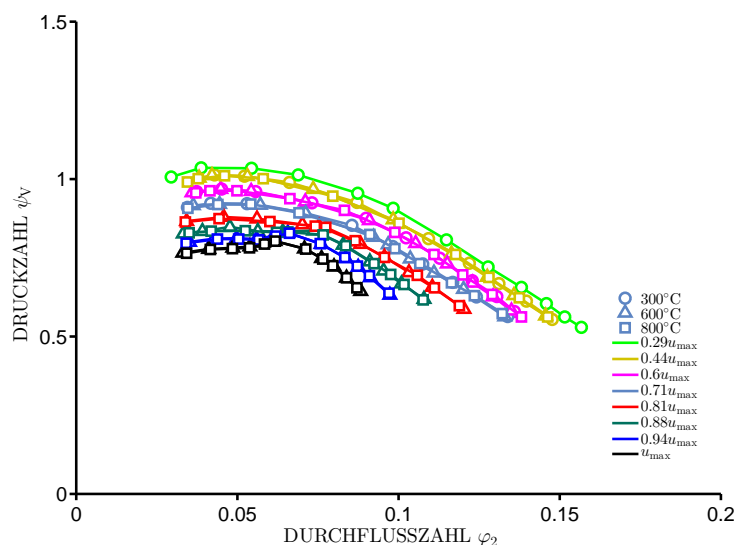


Abbildung 4.8: Druckzahl des Verdichters auf Basis der Totaldruckverhältnisse in Abb. 4.3.

Nun lässt sich das tatsächliche Level der Wirkungsgrade im kleinen Drehzahlbereich aus dem linearen Trend der Wirkungsgradoptima bei hohen Drehzah-

len (markiert mit einer Geraden in Abb. 4.6) schließen. Hier wird die Hypothese aufgestellt, dass das Wirkungsgradoptimum η_{opt} mit kleiner werdenden Drehzahlen steigt, während die Verschiebung der Wirkungsgradoptima linear erfolgt. Der Abfall der Wirkungsgrade der kleinen Drehzahlen bis $0.59u_{\text{max}}$ in Abb. 4.6 ist nicht infolge erhöhter Dissipation entstanden sondern sie ist eine scheinbare Verschlechterung aufgrund von Wärmeflüssen von der Turbine auf den Verdichter. Deshalb wird der höchste Wirkungsgrad bei der kleinsten Drehzahl erwartet (Vergleiche Abb. 4.6 mit 4.7). Aus diesen Überlegungen lässt sich eine Faustregel definieren, um den wahren Verdichterwirkungsgrad im niedrigen Drehzahlbereich direkt aus dem Herstellerkennfeld zu ermitteln:

Zunächst sollen die gemessenen Wirkungsgrade über die Durchflusszahl am Austritt geplottet werden. Da der Effekt der Wärmeströme bei hohen Drehzahlen vernachlässigbar ist, sollen die Wirkungsgradoptima im hohen Drehzahlbereich miteinander verbunden werden (wofür mindestens zwei Kennlinien notwendig sind). Das ergibt automatisch eine gerade Linie durch alle Wirkungsgradoptima, die nicht von Wärmeströmen beeinträchtigt sind. Die Wirkungsgradoptima der kleinen Drehzahlen hingegen befinden sich unterhalb dieser Verbindungsgeraden. Um die wahren Wirkungsgrade zu erhalten, müssen diese Wirkungsgradkennlinien lediglich vertikal verschoben werden, bis ihre Optima die Verbindungsgerade berühren. Die Abszissen, d.h. die Werte der Durchflusszahlen der Wirkungsgradoptima, ändern sich nicht.

Eine Unsicherheit bei der vertikalen Verschiebung kann in der Annahme liegen, dass sich die Form der Wirkungsgradkennlinien durch die Wärmeströme nicht ändert. D.h. es wird bei dieser Vorgehensweise stillschweigend angenommen, dass die Form der korrigierten wahren Kennlinien exakt der Form der gemessenen scheinbaren Wirkungsgradkennlinien entsprechen. Die Konsistenz beim Vergleich der drei Methoden in Abb. 4.9 und 4.10 und die Untersuchung mit Hilfe des Wärmestrommodells später in diesem Kapitel zeigen, dass diese Annahme im Rahmen einer vertretbaren Größenordnung der Unsicherheit bleibt.

Die präsentierte Faustregel liefert eine sehr einfache Vorgehensweise, um eine schnelle und zuverlässige Vorhersage der wahren Wirkungsgrade im niedrigen Drehzahlbereich auf Basis des Herstellerkennfelds und ohne jegliche a priori Kenntnisse zu treffen. Es ist zuletzt zu beachten, dass die Wirkungsgradoptima η_{opt} mit sinkender Drehzahl nicht über alle Grenzen wachsen können. Denn die Werte von $\Delta\eta_{\text{opt}}$ werden mit sinkender Drehzahl ebenso kleiner, da auch $\Delta\varphi_{\text{opt}}$ aufgrund von immer niedrigerem Druckaufbau abnimmt. Im Anhang sind die Ergebnisse weiterer Turbolader abgebildet.

4.1.2 Zweite Methode: Adiabate Leistungszahl über Durchflusszahl

Die zweite Methode benötigt weiterreichendere Messdaten als im Herstellerkennfeld vorhanden. Der Turbolader muss bei unterschiedlichen Turbineneintrittstemperaturen und Drehzahlen vermessen werden. Ein Vergleich der erhöhten Leistungszahlen durch Wärmezufuhr (Abb. 4.4) mit adiabaten Leistungszahlen führt dann zur Korrektur der Wirkungsgradkennlinien im kleinen Drehzahlbereich. Die adiabate Leistungszahl beinhaltet die theoretische Wellenarbeit und die zusätzliche Arbeit zur Überwindung der parasitären Verluste und somit die gesamte dem Rotor zugeführte Arbeit:

$$\lambda_{\text{ad}} := \lambda_{\text{th}} + \lambda_{\text{par}} = \lambda_{\text{app}} - q_{V+}. \quad (4.7)$$

Mit der adiabaten Leistungszahl wird der wahre wärmestrombereinigte Wirkungsgrad wie folgt definiert:

$$\eta_V := \frac{\psi}{\lambda_{\text{ad}}} = \frac{\psi}{\lambda_{\text{app}} - q_{V+}}. \quad (4.8)$$

Eine Korrektur der Wirkungsgrade mit Hilfe der Leistungszahlen wurde auch in anderen wissenschaftlichen Arbeiten durchgeführt. Sirakov und Casey [25] schlagen eine iterative Vorgehensweise vor, bei der die adiabate Leistungszahl mit der Näherungsmethode von Casey und Schlegel [64] ermittelt wird. Die Grundlage dieser Vorgehensweise ist die Eulersche Turbinengleichung mit zusätzlicher Berücksichtigung von der Radseitenreibung. Sie weist vor allem folgende zwei Nachteile auf. Erstens, die beiden Hauptbestandteile der parasitären Verluste werden vernachlässigt. Quellen wie Oh et al. [5] und Qiu et al. [60] heben die Dominanz der Rezirkulationsverluste und Leckage gegenüber der Radseitenreibung besonders hervor. Zweitens, die Vorgehensweise in [25] verwendet einen konstanten dimensionslosen Koeffizienten für den Wärmestrom, was auch in selbiger Arbeit von den Autoren als kritisch angesehen wird. Denn dieser konstante Wert soll für alle Betriebspunkte eines Turboladers gelten.

Die hier vorgeschlagene zweite Methode basiert auf Messdaten bei drei unterschiedlichen Wärmestromniveaus. Die Korrektur erfolgt aus dem Vergleich der Leistungszahlen bei den drei Wärmestromniveaus. Beim Vergleich lässt sich die Kennlinie bei $0.71u_{\text{max}}$ als die kritische Kennlinie charakterisieren, bei der der Wirkungsgrad noch von Wärmeströmen unbeeinflusst bleibt. Diese kritische Drehzahl gilt lediglich für den herangezogenen Turbolader und kann abhängig von Design und Größe des Turboladers variieren. Sie kann

immer den Messdaten entnommen werden. Es ist anzumerken, dass Diskrepanzen auch in Leistungszahlkennlinien höherer Drehzahlen vorhanden sind, die jedoch nicht auf Wärmestromeffekte zurückzuführen sind. Sie entstehen aufgrund der Änderung der Dichte bzw. der Mach-Zahl durch die Maschine und der daraus resultierten Änderung der Durchflusszahl am Austritt. Sie ergeben sich gleichermaßen in allen Kennfeldmessungen unabhängig vom Wärmestromniveau (von der Turbineneintrittstemperatur).

Des Weiteren ist der Turbolader bei einer Turbineneintrittstemperatur von $T_{t3} = 300^\circ\text{C}$ einem deutlich kleineren Wärmestromniveau ausgesetzt verglichen mit dem Betrieb bei 600°C oder 800°C . Auch da sind die Prozesse jedoch im kleinen Drehzahlbereich nicht adiabat. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 4.5 deutlich, in dem die gemessenen Leistungszahlkennlinien bei $0.44u_{\max}$ und insbesondere bei $0.28u_{\max}$ deutlich höhere Werte aufweisen als die Kennlinien höherer Drehzahlen. Dennoch können die Messungen bei $T_{t3} = 300^\circ\text{C}$ für die Schätzung der adiabaten Leistungszahlkennlinie kleinerer Drehzahlen Hilfe leisten. Wie bereits diskutiert ist die gemessene Leistungszahlkennlinie bei $0.71u_{\max}$ nahezu frei von Wärmestromeffekten und beinhaltet darüber hinaus noch die gesamte dem Rotor zugeführte Arbeit (die theoretische Arbeit gemäß der Eulerschen Turbinengleichung und die parasitären Verluste). Deshalb kann diese Leistungszahlkennlinie für alle kleineren Drehzahlen als die adiabate Leistungszahlkennlinie verwendet werden, unter der Annahme, dass die Mach-Zahl-Abhängigkeit der kleineren Drehzahlen vernachlässigbar ist. Die adiabate Leistungszahl eingesetzt in Gl. 4.8 ergibt den wahren Wirkungsgrad. Abbildung 4.7 zeigt das korrigierte Wirkungsgradkennfeld. Zusätzlich ist die Verbindungslinie der Wirkungsgradoptima η_{opt} eingezeichnet, die exakt mit der Verbindungslinie in Abb. 4.6 übereinstimmt. Die fundamentale Aussage an dieser Stelle ist, dass die Verbindungsgrade auch die Wirkungsgradoptima der kleinen Drehzahlen durchläuft.

Es ist zu beachten, dass die Wahl der adiabaten Kennlinie im Rahmen des vorhandenen Messumfangs geschieht. Mit anderen Worten ist diese Methode sehr abhängig von der Güte und von der Anzahl der gemessenen Kennlinien im Kennfeld. Je mehr Drehzahlen aufgenommen werden, desto präziser kann die kritische Drehzahl und somit auch die adiabate Drehzahl identifiziert werden. Gleiches gilt auch für die Feinstufung der Wärmestromniveaus mit Hilfe der Turbineneintrittstemperatur.

4.1.3 Dritte Methode: Wärmemodell

In diesem Abschnitt wird der Wärmestrom auf Basis des Fourierschen Gesetzes für Wärmeleitung direkt aus der Messung der Oberflächentemperaturen am Turboladegerhäuse ermittelt. Auf das Wärmemodell wird später in diesem Kapitel detailliert eingegangen. Die wichtige Aussage an dieser Stelle ist, dass auch diese Methode vergleichbar gute Ergebnisse liefert, wenn die Gegenüberstellung aller drei Methoden in Abb. 4.10 herangezogen wird. Es ist lediglich eine vernachlässigbar kleine Abweichung zwischen den korrigierten Wirkungsgradkennlinien mittels Methode 1 und Methode 3 festzustellen. Eine höhere Diskrepanz hinsichtlich der Form der Kennlinien (Krümmung) ist bei der Methode 2 zu sehen, insbesondere mit steigendem Durchsatz. Dennoch können alle drei Methoden eingesetzt werden, um die scheinbaren Wirkungsgrade im niedrigen Drehzahlbereich zu korrigieren. Die wahren Wirkungsgrade können bei kleinsten Drehzahlen bis über 20 Prozentpunkte über den scheinbaren Wirkungsgraden liegen. Dort kann die Unsicherheit bis zu $\pm 3\%$ betragen. In der Regel sind die Unsicherheiten in der Nähe der Optima am kleinsten und an den Rändern der Kennlinien am Größten.

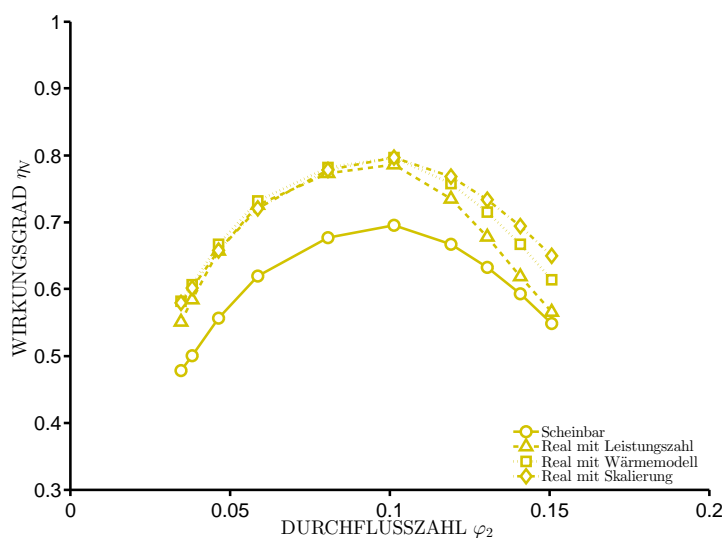


Abbildung 4.9: Vergleich der drei Methoden an der Kennlinie $0.59u_{\max}$; Korrektur mittels Skalierung, Korrektur mit der adiabaten Leistungszahl und mit Hilfe des Wärmemodells.

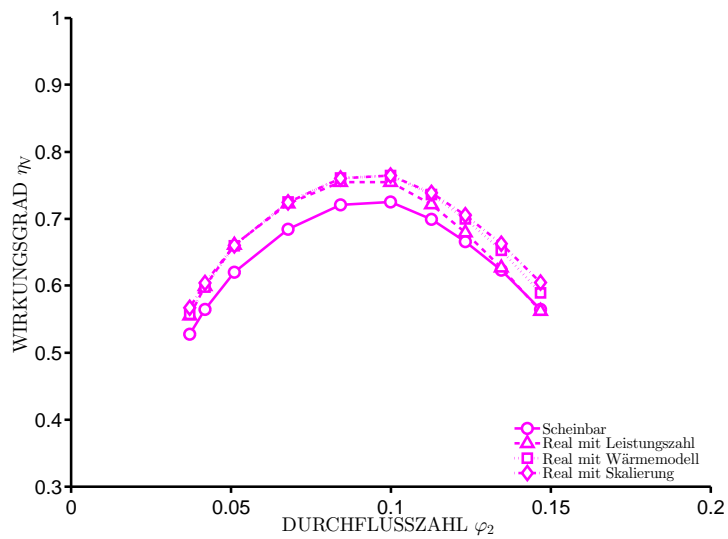


Abbildung 4.10: Vergleich der drei Methoden an der Kennlinie $0.44u_{\max}$; Korrektur mittels Skalierung, Korrektur mit der adiabaten Leistungszahl und mit Hilfe des Wärmemodells.

4.2 Scheinbarer Turbinenwirkungsgrad

Der Gesamtwirkungsgrad des Turboladers basiert per Definition auf der Annahme adiabater Strömungen und lässt sich im Hinblick auf das Kontrollvolumen in Abb. 4.1 als Quotient der isentropen Verdichterarbeit zur isentropen Turbinenarbeit angeben:

$$\eta_{G,\text{app}} := \frac{\dot{m}_V(h_{t2's} - h_{t1})}{\dot{m}_T(h_{t3'} - h_{t4's})}. \quad (4.9)$$

Der Strich-Index (') bezieht sich auf die scheinbaren Werte, d.h. nicht adiabatisch gemessene Größen am Austritt des Verdichters sowie stromaufwärts und -abwärts der Turbine (siehe auch Abb. 4.11). Der kombinierte Turbinenwirkungsgrad ergibt sich per Definition aus dem Gesamtwirkungsgrad des Turboladers und dem Verdichter Wirkungsgrad. Er beinhaltet die aerodynamischen Verluste der Turbine und die mechanischen Verluste im Lagergehäuse:

$$\eta_{TM,\text{app}} := \frac{\eta_{G,\text{app}}}{\eta_{V,\text{app}}} = \frac{\dot{m}_V(h_{t2'} - h_{t1})}{\dot{m}_T(h_{t3'} - h_{t4's})}. \quad (4.10)$$

Diese Definition des Wirkungsgrads berücksichtigt lediglich die übertragene Arbeit, ohne die Wärmeströme in Betracht zu ziehen. Mit anderen Worten, sie basiert auf der impliziten Annahme, dass die Totalenthalpiedifferenz zwischen den Messebenen stromaufwärts und -abwärts der Turbine vollständig im Rotor in Arbeit umgewandelt werden. Deshalb ist die temperaturbasierte Ermittlung der Leistung und Wirkungsgrade mit Unsicherheiten verbunden. Auf der einen Seite ist der wahre Wirkungsgrad des Verdichters zu beachten. Auf der anderen Seite ist die Wärmeabfuhr über das Turbinengehäuse an die Umgebung und das Lagergehäuse zu berücksichtigen, die die Arbeitsfähigkeit des Abgases noch vor dem Expansionsprozess mindern. Im nächsten Abschnitt werden die Modelle für die Berechnung der Wärmeströme präsentiert. Unter der Annahme, dass Wärmeströme hauptsächlich im Spiralgehäuse der Turbine stattfinden, werden die mit den Modellen ermittelten Wärmeströme hier vorausgesetzt. Die Wärmeabfuhr nimmt für den gesamten Betriebsbereich der Turbine beträchtliche Werte an. Auch das wird im nächsten Abschnitt in Abb. 4.23 mit der auf die charakteristische Wellenarbeit bezogene Wärmeabfuhr gezeigt. Wie im Falle des Verdichters sind die relativen spezifischen Wärmemengen im niedrigen Drehzahlbereich dominant. Allerdings bleibt die damit verbundene Minderung der Arbeitsfähigkeit des Abgases für alle Drehzahlen nahezu gleich. Dies wird im Folgenden diskutiert. Es wird zunächst untersucht, welchen Einfluss die Wärmeabgabe auf die Strömungsgrößen der Turbine hat. Hierzu wird der Gesamtprozess

in der Turbine in zwei seriell geschaltete Stufen unterteilt, siehe Abb. 4.11. In der ersten Stufe wird eine verlustfreie und wärmestrombehaftete Rohr-

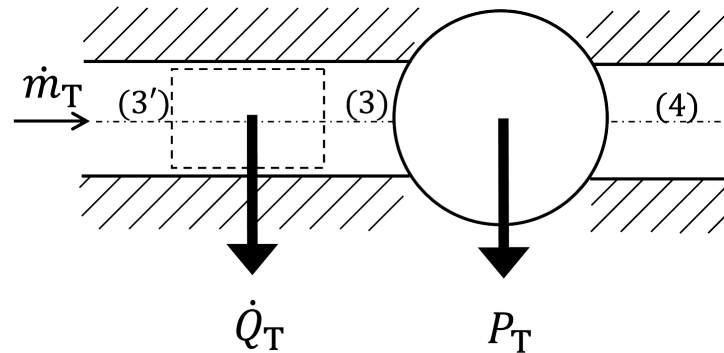


Abbildung 4.11: Wärmestrombehaftete Rohrströmung und adiabate Expansion in Serie; 3' ist die Messstelle am Turbineneintritt und 4 die Messstelle am Turbinenaustritt.

strömung angenommen, die vereinfacht die Verhältnisse im Spiralgehäuse abbilden soll. Anschließend erfolgt die adiabate Expansion im Rotor. Werden auf das Kontrollvolumen die Energie-, Impuls und Massenbilanz angewendet, lässt sich die Zustandsänderung beschreiben. Es zeigt sich, dass die Änderung des Druckes infolge der Wärmeabgabe vernachlässigbar klein ist, so dass die Wärmeabgabe isobar modelliert werden kann, siehe auch [65]. Das bedeutet, dass das Expansionsverhältnis in der Turbine sich aufgrund der Wärmeströme nicht ändert. Das gemessene Expansionsverhältnis muss jedoch auf eine reduzierte Totalenthalpiedifferenz bezogen werden. Das ist durch die Spreizung der Isobaren begründet wie in Abb. 4.12 dargestellt. Die reduzierte Totalenthalpiedifferenz bedeutet eine verminderte Arbeitsabgabe an der Welle und beeinflusst den Turbinenwirkungsgrad. Um vom scheinbaren Wirkungsgrad zum wahren Wirkungsgrad der Turbine zu gelangen, müssen gemäß Gl. 4.10 zwei Aspekte in Erwägung gezogen werden:

1. Der wahre Verdichterwirkungsgrad, d.h. die wahre Verdichterarbeit, die zu einer Verschlechterung des kombinierten Turbinenwirkungsgrads führt. Der Grund ist, dass die wahre Verdichterarbeit kleiner als die scheinbare Arbeit ist. Abbildung 4.13 zeigt die neu berechneten Wirkungsgrade mit Dreiecken gekennzeichnet.
2. Wärmeabfuhr, die die Arbeitsfähigkeit der Turbine vor der Expansion reduziert. Das bedeutet eine reduzierte Energiezufuhr in den Turbinenrotor für das gemessene Expansionsverhältnis. Mit der Totaltemperatur am Rotoreintritt und dem gemessenen Druckverhältnis ist die isentrope

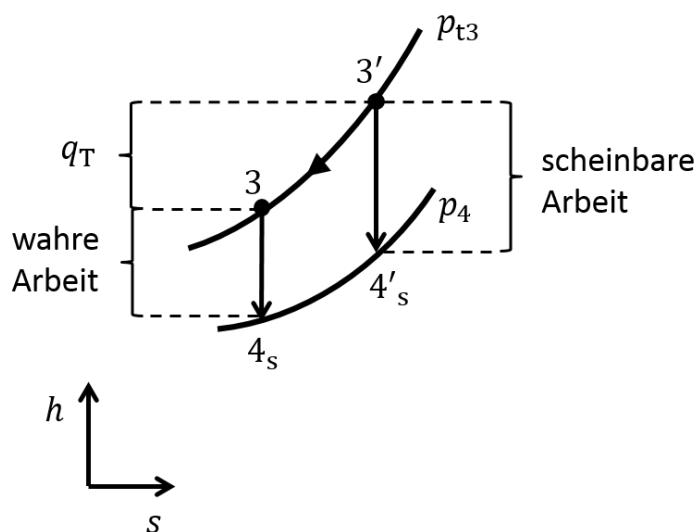


Abbildung 4.12: h-s Diagramm für isobare Wärmeabfuhr und anschließende adiabate Expansion.

Zustandsänderung am Rotor eindeutig bestimmt, die die ideale Turbinenarbeit charakterisiert. Gemäß der Definition erhält der wahre kombinierte Wirkungsgrad dann höhere Werte (Vergleiche Kennlinien mit Rechtecken und Dreiecken in Abb. 4.13).

Abbildung 4.13 vergleicht den scheinbaren Turbinenwirkungsgrad mit dem wahren Turbinenwirkungsgrad. Der Einfluss der wahren Verdichterarbeit und der Wärmeabgabe der Turbine sind ersichtlich. Unter Berücksichtigung des reduzierten Energieeintritts in den Rotor aufgrund der Wärmeabfuhr ist im mittleren und hohen Drehzahlbereich eine Verbesserung des wahren Wirkungsgrads gegenüber dem scheinbaren Wirkungsgrad festzustellen. Im niedrigen Drehzahlbereich dominiert der Einfluss der scheinbaren Verdichterarbeit auf den scheinbaren kombinierten Turbinenwirkungsgrad, der höhere Werte annimmt als der wahre kombinierte Turbinenwirkungsgrad.

Ein weiterer Aspekt ist, dass die Größenordnung der Differenzen zwischen dem wahren und dem scheinbaren kombinierten Turbinenwirkungsgrad nicht vergleichbar mit den auf die Rotorarbeit bezogenen spez. Wärmemengen in Abb. 4.23 sind. Das ist auf die Krümmung der Isobaren p_4 zurückzuführen. Das h-s Diagramm in Abb. 4.14 beschreibt den Expansionsprozess für konstante Eintrittsenthalpie h_{t3} , während die Expansion bei hoher Drehzahl von einem höheren Druckniveau aus stattfindet. Es ist zu beachten, dass es eine Differenz zwischen den Enthalpien nach der Expansion gibt $\Delta h_4 = h_{4's} - h_{4s}$,

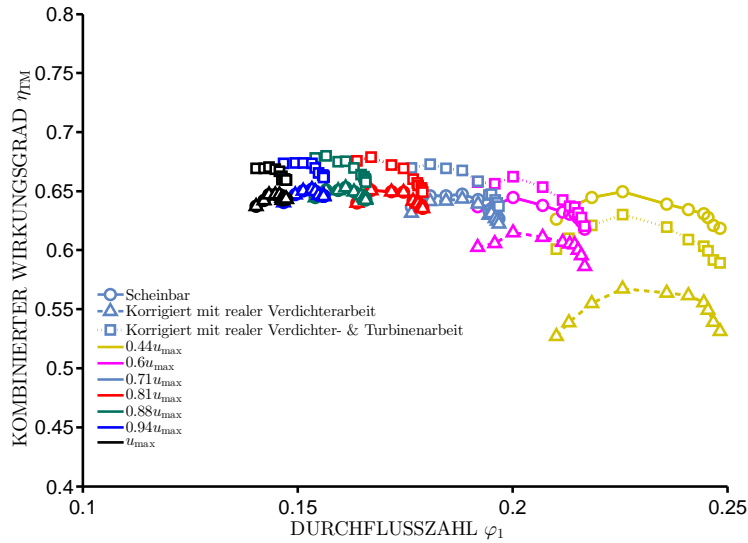


Abbildung 4.13: Turbinenwirkungsgrad über Durchflusszahl am Eintritt auf Basis von Messungen bei $T_{t3} = 800^\circ\text{C}$; Originaldaten (Kreise), korrigiert mit der wahren Verdichterarbeit (Dreiecke) und mit sowohl der Verdichterarbeit als auch der Wärmeabgabe der Turbine (Rechtecke).

wenn die Fälle mit und ohne Wärmeabgabe miteinander verglichen werden. Diese Differenz ist bei kleiner Drehzahl höher und relativiert den Effekt der Wärmeabgabe auf die Turbinenarbeit und den Wirkungsgrad, wenn hohe und niedrige Drehzahlen gegenübergestellt werden. Deshalb erreicht die Größenordnung der Wirkungsgradkorrektur bei kleiner Drehzahl nicht die Größenordnung der bezogenen Wärmeabfuhr in Abb. 4.23.

Der wahre kombinierte Turbinenwirkungsgrad kann nach der folgenden Beziehung ermittelt werden:

$$\eta_{\text{TM}} := \frac{\dot{m}_V(h_{t2'} - q_V - h_{t1})}{\dot{m}_T(h_{t3'} - q_T) \left[1 - \Pi_T^{(1-\gamma)/\gamma} \right]}. \quad (4.11)$$

Darin ist $\Pi_T = p_{t3}/p_4$ das gemessene Expansionsverhältnis der Turbine. Der Nenner wird entsprechend dem h-s Diagramm in Abb. 4.12 ermittelt, d.h. isobare Zustandsänderung $3' \rightarrow 3$ und anschließend isentrope Zustandsänderung $3 \rightarrow 4s$. Der Zähler berücksichtigt die wahre Verdichterarbeit.

Bei den wahren Wirkungsgraden der Turbine kann grundsätzlich beobachtet werden, dass sie mit kleiner werdender Drehzahl sinken. Das ist auf die Reynolds-Abhängigkeit der Reibung im Lagergehäuse zurückzuführen. Wie

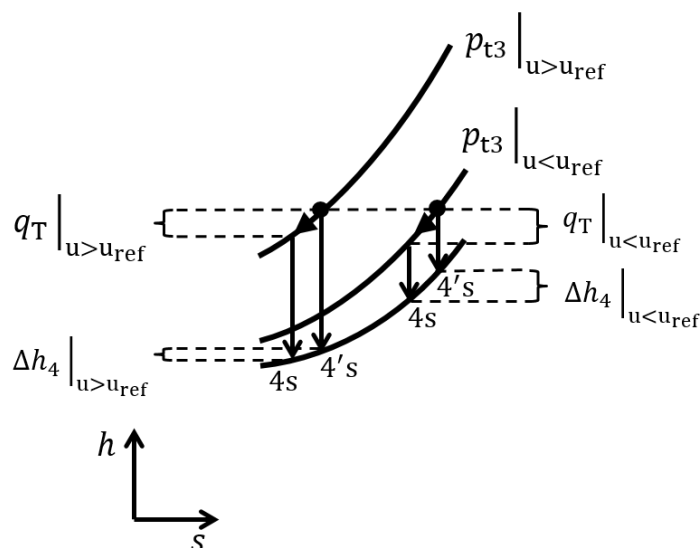


Abbildung 4.14: h-s Diagramm für isobare Wärmeabfuhr und anschließende adiabate Expansion für niedrige und hohe Drehzahl.

bereits erwähnt, beinhaltet der kombinierte Turbinenwirkungsgrad die Verluste der Turbine und des Lagergehäuses. Die folgende Analyse mittels polynomialer Annäherung macht die genannte Reynolds-Abhängigkeit sichtbar. Zunächst werden am Beispiel der Messungen bei der Eintrittstemperatur von 800°C die ermittelten wahren Wirkungsgrade der Turbine über der Turbinenlaufzahl $u_T/c_s = \psi_T^{-1/2}$ geplottet, Abb. 4.15. Dabei ist c_s die Geschwindigkeit der kinetischen Energie, die äquivalent zur isentropen Expansion über der Turbinenstufe ist. Es wird angenommen, dass die mit der Wellenumfangsgeschwindigkeit gebildete Reynolds-Zahl des Öls im Lagergehäuse bei den beiden höchsten Drehzahlen so groß ist, dass die dimensionslose Reibungszahl minimal und somit der mechanische Wirkungsgrad maximal ist. Anschließend werden die beiden höchsten Drehzahlkennlinien durch eine quadratische Funktion approximiert und die Polynome durch eine lineare Extrapolation für die kleinen Drehzahlen erweitert, Abb. 4.16. Wird der mechanische Wirkungsgrad der höchsten Drehzahl als eins angenommen, charakterisieren die Polynome die reinen Turbinenwirkungsgrade. Der Quotient aus den kombinierten Wirkungsgraden und den Polynomen ergibt dann die mechanischen Wirkungsgrade.

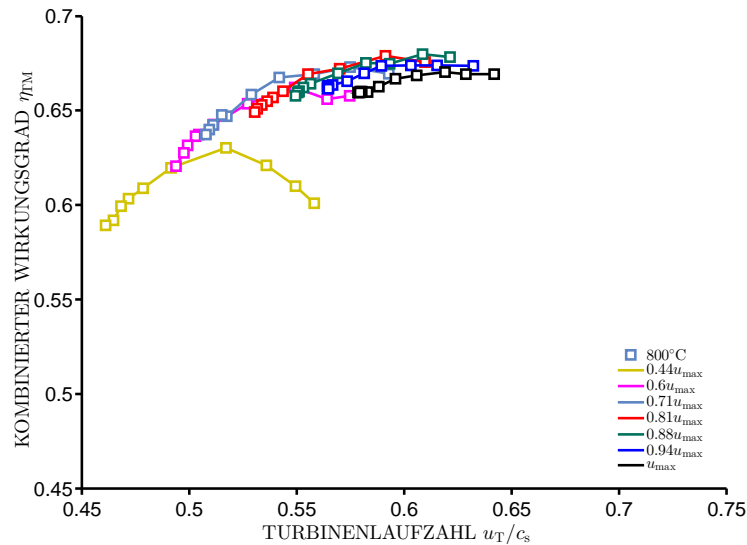


Abbildung 4.15: Wahrer kombinierter Turbinenwirkungsgrad über der Turbinenlaufzahl.

Abbildung 4.17 zeigt den Verlauf der mechanischen Wirkungsgrade über der Reynolds-Zahl des Öls. Der Abfall des mechanischen Wirkungsgrades mit sinkender Reynolds-Zahl (gekennzeichnet durch die durchgezogene Linie) bestätigt die vermutete Reynolds-Ähnlichkeit gemäß Moody-Diagramm. Werden die Näherungspolynome auf die kombinierten Wirkungsgrade gemessen bei 600°C oder 300°C angewendet, folgen die mechanischen Wirkungsgrade ebenso der charakteristischen durchgezogenen Linie in Abb. 4.17, siehe Anhang B.

4.3 Wärmemodell

Wie in Abb. 4.1 skizziert, erfolgt die für die Bilanzierung der Energie relevante Wärmeübertragung hauptsächlich vom heißen Abgas in der Turbine über das Lagergehäuse zur kälteren Luftströmung im Verdichter. Die tatsächlichen Wärmestromvorgänge sind weitaus komplexer. Wärmeströme erfolgen zunächst durch erzwungene Konvektion vom Abgas an die umgebenden Teile, Gehäuse und Rotor. Ein Großteil dieser Wärmeströme wird an die Umgebung (natürliche Konvektion und Strahlung) bzw. über das Lagergehäuse an das Öl (erzwungene Konvektion) abgegeben. Ein kleiner Teil kommt am Verdichtergehäuse an und wird durch erzwungene Konvektion an

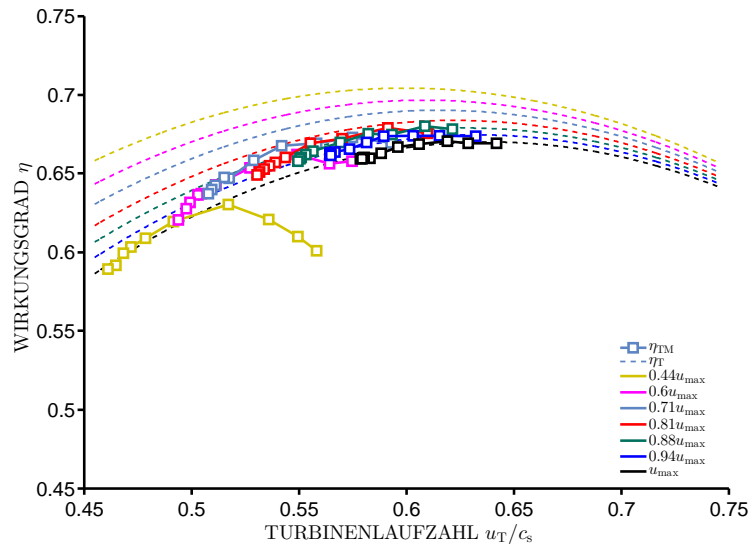


Abbildung 4.16: Polynomisierung der Wirkungsgrade der höchsten Drehzahlen und Erweiterung der Polynome auf niedrige Drehzahlen durch Extrapolation.

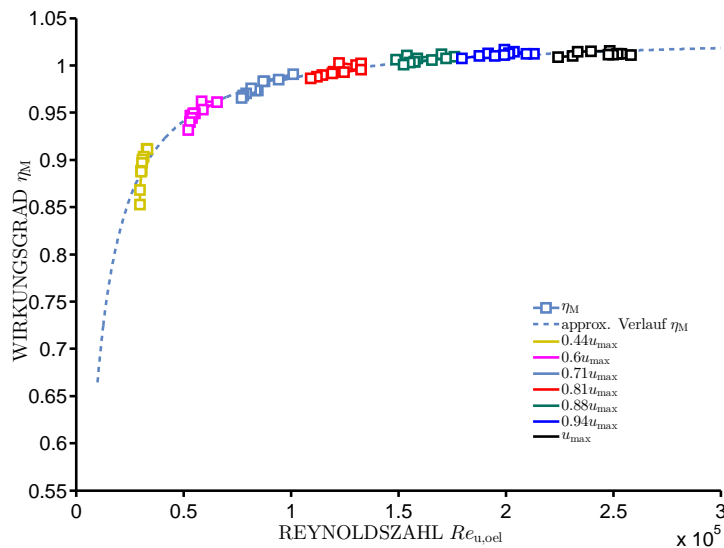


Abbildung 4.17: Berechnete mechanische Wirkungsgrade durch polynomiale Annäherung der Turbinenwirkungsgrade bei 800°C Turbineneintrittstemperatur.

die Luftströmung abgeführt.

Folgende Annahmen werden getroffen, um den Aufwand für die Modellierung der Wärmeströme zu reduzieren:

1. Der Wärmeaustausch mit der Strömung (Abgas oder Luft) findet jeweils in der Spirale statt. Somit werden die Prozesse der Verdichtung bzw. Expansion und der Wärmeübertragung entkoppelt. Wie in den Abschnitten zu scheinbaren Wirkungsgraden bereits diskutiert, ist diese Entkopplung physikalisch begründet.
2. Die Temperaturverläufe im Gehäuse werden in radialer Richtung und in Umfangsrichtung als konstant angenommen. D.h. Wärmeleitung findet nur in axialer Richtung statt. Dadurch vereinfacht sich die Modellierung auf eine eindimensionale Betrachtung.
3. Die Wärmeleitung zwischen Turbinenrotor und Verdichterroter über die Welle wird vernachlässigt.
4. Die Wärmeleitfähigkeit vom Gehäuse wird allgemein als konstant angenommen.
5. Es wird immer von einer ausgebildeten Strömung ausgegangen.

In Anlehnung an die Analogie zwischen der Wärmelehre und der Elektrizitätslehre wird ein Modell aufgestellt, in dem die Wärmeströme mittels Wärmewiderstände und bekannter Temperaturen berechnet werden. Das entsprechende Schaltbild wird in Abb. 4.18 gezeigt.

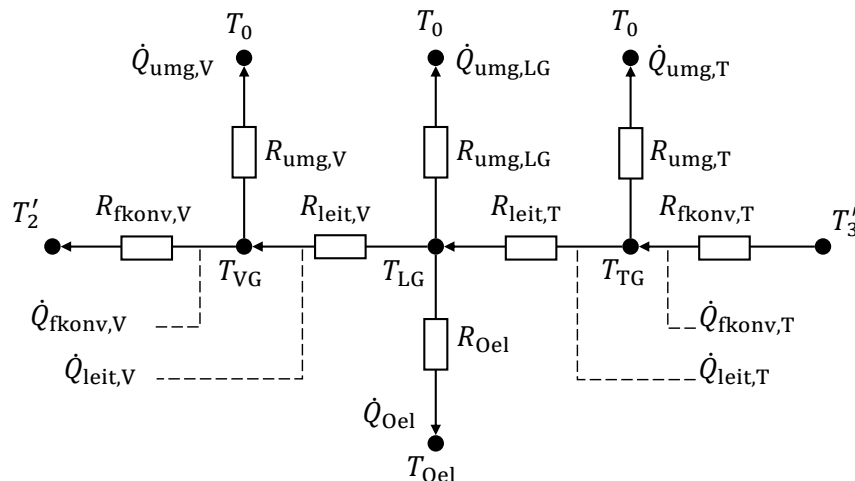


Abbildung 4.18: Analoges elektrisches Schaltbild der Wärmeströme im Turbolader.

Bekannt sind die Geometrie des Turboladers, die Temperatur T'_2 am Verdichteraustritt, die Abgastemperatur T'_3 am Turbineneintritt, die Öltemperatur T_{Oel} und die Umgebungstemperatur T_0 . Die Wärmewiderstände sind aus der Literatur bekannt. Die Gehäusetemperaturen T_{VG} , T_{LG} und T_{TG} sind zwar aus den Messungen bekannt, werden jedoch als unbekannte Größen in die Modellierung eingebunden, da diese Information in der Regel in der Anwendung nicht zur Verfügung steht. Die Gehäusetemperaturen und die Wärmeströme sind letztlich die gesuchten Größen. Im nächsten Abschnitt wird näher auf die Wärmewiderstände im Turbolader eingegangen. Sie sind mehrheitlich auf Basis der Ähnlichkeitsgesetze der Literatur der Wärmelehre entnommen. Der Wärmewiderstand für Konvektion und Strahlung ist allgemein wie folgt definiert:

$$R_{\text{konv o. str}} = \frac{1}{\alpha A}, \quad (4.12)$$

wobei α der Wärmeübergangskoeffizient und A die charakteristische Fläche der Wärmeübertragung sind. Der Wärmeleitungswiderstand lässt sich angeben als:

$$R_{\text{leit}} = \frac{L}{\lambda A}, \quad (4.13)$$

wobei λ die Wärmeleitfähigkeit und L die charakteristische Länge für die Wärmeleitung ist.

4.3.1 Wärmewiderstände im Verdichter

An dieser Stelle werden die Wärmewiderstände für die Beschreibung der Wärmeübertragungsvorgänge am Verdichter definiert, die gemäß obiger Annahmen nach dem Verdichtungsprozess im Spiralgehäuse stattfinden. Vor allem werden die hierfür benötigten Geometrieparameter charakterisiert.

Der Wärmeaustausch zwischen dem Spiralgehäuse und der darin strömenden Luft lässt sich mit der erzwungenen Konvektion gemäß Gl. 4.12 beschreiben. Die charakteristische Fläche ist $A_{\text{fkonv,V}} = \pi D_{\text{VSp}} L_{\text{VSp}}$. Dabei ist D_{VSp} der mittlere Durchmesser der Spirale und L_{VSp} die aufgerollte Länge der Spirale. Für die genaue Ermittlung der Geometrieparameter wird auf [66] verwiesen. Der entsprechende Wärmeübergangskoeffizient ergibt sich aus der Nusselt-Zahl $Nu = \alpha L \lambda^{-1}$, die empirisch für unterschiedliche Strömungsfälle in der Literatur als Funktion von der Reynolds-Zahl und der Prandtl-Zahl bekannt ist. Die charakteristische Länge ist der mittlere Durchmesser vom Spiralgehäuse $L = D_{\text{VSp}}$. Mit Annahme von ausgebildeter Rohrströmung im Spiralgehäuse und unter Berücksichtigung turbulenter Strömung wird die

folgende Beziehung vorgeschlagen (siehe z.B. [67]):

$$Nu_{\text{fkonv,V}} = \frac{(\zeta/8) Re_{\text{fkonv,V}} Pr_{\text{fkonv,V}}}{1 + 12.7 \sqrt{\zeta/8} (Pr_{\text{fkonv,V}}^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{D_{\text{VSp}}}{L_{\text{VSp}}} \right)^{2/3} \right]. \quad (4.14)$$

Hierfür werden die Reynolds-Zahl und die Prandtl-Zahl wie folgt gebildet:

$$Re_{\text{fkonv,V}} = \frac{\rho_2 c_{2,\text{mittel}} D_{\text{VSp}}}{\mu_2}, \quad (4.15)$$

$$Pr_{\text{fkonv,V}} = \frac{\mu_2 c_{p2}}{\lambda_2}. \quad (4.16)$$

Die Stoffwerte werden mit dem thermodynamischen Zustand der Luft am Verdichteraustritt gebildet. Die mittlere Geschwindigkeit $c_{2,\text{mittel}}$ wird mit der folgenden Beziehung angenähert:

$$c_{2,\text{mittel}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}_V}{\rho_2 A_{\text{VSp}}} + u_2 \right). \quad (4.17)$$

Darin ist $A_{\text{VSp}} = \pi D_{\text{VSp}}^2/4$. Weiterhin gilt für den Widerstandsbeiwert ζ in Gl. 4.14:

$$\zeta = (0.78 \ln Re_{\text{fkonv,V}} - 1.5)^{-2}. \quad (4.18)$$

Des Weiteren findet Wärmeaustausch zwischen dem Verdichtergehäuse und der Umgebung über die natürliche Konvektion und Strahlung statt. Beim Verdichterspiralgehäuse wird von einem zylindrischen Körper ausgegangen. Die Nusselt-Zahl für die freie Konvektion in einem horizontalen Zylinder lässt sich mit der folgenden Beziehung ermitteln [59]:

$$Nu_{\text{nkonv,V}} = [0.752 + 0.387(|Gr| Pr f(Pr))^{1/6}]^2, \quad (4.19)$$

mit

$$f(Pr) = \left[1 + \left(\frac{0.559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/9}. \quad (4.20)$$

Für die Grashof-Zahl gilt:

$$Gr = -\beta_0 (T_W - T_0) \frac{gL^3}{\nu^2}, \quad (4.21)$$

wobei g die Erdbeschleunigung und $\beta_0 = 1/T_0$ der isobare thermische Ausdehnungskoeffizient der Umgebungsluft sind. Die kinematische Viskosität ν der Umgebungsluft sowie die anderen Stoffwerte zur Ermittlung der Prandtl-Zahl werden mit der mittleren Temperatur $(T_W + T_0)/2$ errechnet. Da die

Wandtemperatur des Verdichtergehäuses als unbekannt gilt (bzw. später eliminiert werden soll), wird die am Austritt gemessene Strömungstemperatur T_{t2} verwendet, die nah an der Gehäusetemperatur liegt $T_W = T_{t2}$.

Somit steht der Wärmewiderstand der natürlichen Konvektion gemäß Gl. 4.12 mit dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = Nu_{\text{konv},V} \lambda L^{-1}$ fest. Die charakteristische Anströmlänge L entspricht dem halben Umfang des Zylinders $L = \pi D_{VG}/2$ und die Übertragungsfläche ist $A_{\text{konv},V} = \pi D_{VG}(D_{VSp} + 2t_{VG})$. Dabei ist D_{VG} der Durchmesser des Verdichtergehäuse und t_{VG} dessen mittlere Wandstärke.

Auch der Wärmewiderstand für die Wärmestrahlung ist gemäß Gl. 4.12 gegeben. Die Geometrieparameter stimmen mit denen der natürlichen Konvektion überein. Der entsprechende Wärmeübergangskoeffizient lautet [67]:

$$\alpha_{\text{str}} = \sigma \epsilon_{VG} \frac{T_W^4 - T_0^4}{T_W - T_0}. \quad (4.22)$$

Darin ist σ die Stefan-Boltzmann-Konstante. Weiterhin wird wieder $T_W = T_{t2}$ gesetzt. Der Emmissionsgrad des Verdichtergehäuses $\epsilon_{VG} = 0.64$ folgt aus der experimentellen Untersuchung in [18].

Die Wärmeabgabe durch natürliche Konvektion und durch Wärmestrahlung erfolgt parallel von der gleichen Quelle zur gleichen Senke, also mit der gleichen Potentialdifferenz. In der Elektrizitätslehre entspricht das der Parallelschaltung der Widerstände. Der Wärmewiderstand für den gesamten Wärmestrom an die Umgebung ergibt sich daher als Ersatzwiderstand dieser Parallelschaltung.

4.3.2 Wärmewiderstände in der Turbine

Aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit des Verdichters und der Turbine wird die für den Verdichter hergeleitete Methodik analog auf die Turbine angewendet. Für die genaue Ermittlung der Geometrieparameter wird auf [66] verwiesen.

4.3.3 Wärmewiderstände im Lagergehäuse

Im Lagergehäuse findet neben Wärmeleitung auch erzwungene Konvektion an das Öl und Wärmestrahlung an die Umgebung statt. Zur Bestimmung der Wärmeströme werden folgende Annahmen getroffen:

1. Die turbinen- und verdichterseitige Temperatur des Lagergehäuses entsprechen jeweils der Temperatur des Turbinen- und des Verdichtergehäuses.
2. Die Wärmeabgabe an das Öl und an die Umgebung findet konzentriert an einer festen Stelle des Lagergehäuses statt. Dort herrscht eine Lagergehäusetemperatur T_{LG} . Davor und dahinter findet nur Wärmeleitung statt.
3. Die Temperatur T_{LG} wird in der Mitte des Lagergehäuses angesetzt.
4. Die Wärmeleitfähigkeit des Lagergehäuses ist konstant.

Der Wärmeleitungswiderstand im Lagergehäuse wird verdichterseitig und turbinenseitig jeweils bis zur Mitte vom Spiralgehäuse – zur Stelle der herrschenden Temperatur T_{LG} – definiert. Hierfür wird Gl. 4.13 herangezogen, wobei als charakteristische Länge die halbe Länge des Lagergehäuses einzusetzen ist. Für die charakteristische Fläche gilt $A_{LG} = \pi(D_{LGa}^2 - D_{LGi}^2)/4$, wobei D_{LGa} und D_{LGi} jeweils der Außen- und Innendurchmesser vom Lagergehäuse sind.

Die erzwungene Konvektion wird vereinfacht betrachtet und auf den Spalt zwischen der Innenwand des Lagergehäuses und der Welle bezogen. Es wird eine homogene Temperaturverteilung im gesamten Lagergehäuse angenommen. Im realen Fall ist der Wärmestrom ins Öl in der Nähe der Turbine größer als in der Nähe des Verdichters. Mit dieser Annahme wird der berechnete Wärmestrom als Mittelwert dieser beiden Extremen verstanden. Die charakteristische Fläche für die Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten ist $A_{\text{fkonv,LG}} = \pi D_{LGi} L_{LG}$. Dabei ist L_{LG} die Länge vom Lagergehäuse (Abstand zwischen Turbinen- und Verdichterrückwand). Die Nusselt-Zahl wird [19] entnommen:

$$Nu_{\text{fkonv,LG}} = 0.795 \frac{Re_{\text{Oel}}^{3.62} Re_{\text{u,Oel}}^{1.82} F_{\text{Oel}}}{Pr_{\text{Oel}}^{2.1}}, \quad (4.23)$$

mit

$$F_{\text{Oel}} = \exp \left[-0.61 \left(Re_{\text{Oel}}^{0.32} Re_{\text{u,Oel}}^{0.077} Pr_{\text{Oel}}^{0.237} - \frac{57.4}{(1 + Re_{\text{u,Oel}})^{0.46}} \right) \right]. \quad (4.24)$$

Re_{Oel} wird mit der Ölgeschwindigkeit entsprechend dessen Volumenstroms und $Re_{\text{u,Oel}}$ mit der Umfangsgeschwindigkeit der Welle gebildet:

$$Re_{\text{Oel}} = \frac{\rho_5 c_{\text{Oel}} L}{\mu_5}, \quad (4.25)$$

$$Re_{\text{u,Oel}} = \frac{\rho_5 u_{\text{Oel}} L}{\mu_5}. \quad (4.26)$$

Die charakteristische Länge L , die Strömungsgeschwindigkeit c_{Oel} und die Umfangsgeschwindigkeit u_{Oel} werden wie folgt gebildet:

$$L = D_{\text{LGi}} - D_{\text{Welle}}, \quad (4.27)$$

$$c_{\text{Oel}} = \frac{4\dot{m}_{\text{Oel}}}{\rho_5 \pi (D_{\text{LGi}}^2 - D_{\text{Welle}}^2)}, \quad (4.28)$$

$$u_{\text{Oel}} = u_{\text{Welle}} = \pi D_{\text{Welle}} n. \quad (4.29)$$

Die Stoffwerte werden bei der Temperatur T_{Oel} bestimmt. Für die Berechnung der Wärmeabgabe an die Umgebungsluft werden die bereits für Verdichter und Turbine vorgestellten Nusseltbeziehungen für freie Konvektion und Strahlung herangezogen. Die charakteristische Fläche und Länge werden wie folgt ermittelt:

$$A_{\text{LG,umg}} = \pi D_{\text{LG,a}} L_{\text{LG}}, \quad (4.30)$$

$$L = \frac{1}{2} \pi D_{\text{LG,a}}. \quad (4.31)$$

Der Emissionsgrad wird der Arbeit [18] entnommen: $\epsilon_{\text{LG}} = 0.93$.

4.3.4 Berechnung der Wärmeströme

Mit den präsentierten Beziehungen für Wärmewiderstände und dem folgenden Gleichungssystem werden die Wärmeströme am Turbolader berechnet:

$$\dot{Q}_{\text{fkonv,T}} = 1/R_{\text{fkonv,T}}(T_3 - T_{\text{TG}}), \quad (4.32)$$

$$\dot{Q}_{\text{umg,T}} = 1/R_{\text{umg,T}}(T_{\text{TG}} - T_0), \quad (4.33)$$

$$\dot{Q}_{\text{leit,T}} = 1/R_{\text{leit,T}}(T_{\text{TG}} - T_{\text{LG}}), \quad (4.34)$$

$$\dot{Q}_{\text{umg,LG}} = 1/R_{\text{umg,LG}}(T_{\text{LG}} - T_0), \quad (4.35)$$

$$\dot{Q}_{\text{Oel}} = 1/R_{\text{Oel}}(T_{\text{LG}} - T_{\text{Oel}}), \quad (4.36)$$

$$\dot{Q}_{\text{leit,V}} = 1/R_{\text{leit,V}}(T_{\text{LG}} - T_{\text{VG}}), \quad (4.37)$$

$$\dot{Q}_{\text{umg,V}} = 1/R_{\text{umg,V}}(T_{\text{VG}} - T_0), \quad (4.38)$$

$$\dot{Q}_{\text{fkonv,V}} = 1/R_{\text{fkonv,V}}(T_{\text{VG}} - T_2), \quad (4.39)$$

$$\dot{Q}_{\text{fkonv,T}} = \dot{Q}_{\text{umg,T}} + \dot{Q}_{\text{leit,T}}, \quad (4.40)$$

$$\dot{Q}_{\text{leit,T}} = \dot{Q}_{\text{umg,LG}} + \dot{Q}_{\text{Oel}} + \dot{Q}_{\text{leit,V}}, \quad (4.41)$$

$$\dot{Q}_{\text{leit,V}} = \dot{Q}_{\text{umg,V}} + \dot{Q}_{\text{fkonv,V}}. \quad (4.42)$$

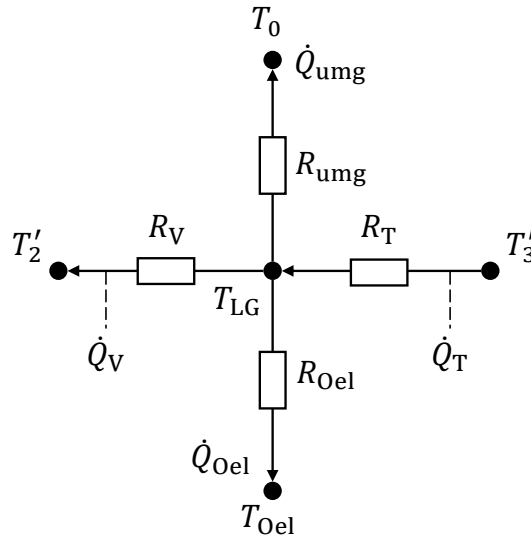


Abbildung 4.19: Analoges elektrisches Schaltbild der Wärmeströme im Turbolader.

Dabei deuten die Wärmewiderstände und -ströme mit dem Index *umg* auf die resultierenden Größen aus der Parallelschaltung der natürlichen Konvektion und Strahlung.

Mit Knoten- und Maschenregeln lässt sich die analoge elektrische Schaltung der Wärmeübertragung in die vereinfachte Schaltung in Abb. 4.19 überführen, wobei die Gehäusetemperaturen von Verdichter und Turbine eliminiert werden. Dabei sind \dot{Q}_V und \dot{Q}_T die mit der Strömung des Verdichters und der Turbine ausgetauschten Wärmeströme und \dot{Q}_{umg} die gesamten mit der Umgebung ausgetauschten Wärmeströme. Die Wärmewiderstände sind im Folgenden gegeben:

$$R_V = R_{fkonv,V} \frac{1/R_{leit,V} + 1/R_{fkonv,V} + 1/R_{umg,V}}{1/R_{leit,V} + 1/R_{umg,V}(T_0 - T_2)/(T_{LG} - T_2)}, \quad (4.43)$$

$$R_T = R_{fkonv,T} \frac{1/R_{leit,T} + 1/R_{fkonv,T} + 1/R_{umg,T}}{1/R_{leit,T} + 1/R_{umg,T}(T_3 - T_0)/(T_3 - T_{LG})}, \quad (4.44)$$

$$R_{umg} = \frac{1}{1/R_{umg,1} + 1/R_{umg,2} + 1/R_{umg,LG}}, \quad (4.45)$$

mit

$$R_{\text{umg},1} = R_{\text{umg},V} \frac{1/R_{\text{leit},V} + 1/R_{\text{fkonv},V} + 1/R_{\text{umg},V}}{1/R_{\text{leit},V} + 1/R_{\text{fkonv},V}(T_2 - T_0)/(T_{\text{LG}} - T_0)}, \quad (4.46)$$

$$R_{\text{umg},2} = R_{\text{umg},T} \frac{1/R_{\text{leit},T} + 1/R_{\text{fkonv},T} + 1/R_{\text{umg},T}}{1/R_{\text{leit},T} + 1/R_{\text{fkonv},V}(T_3 - T_0)/(T_{\text{LG}} - T_0)}. \quad (4.47)$$

Wird die unbekannte Lagergehäusetemperatur mit dem Mittelwert der charakteristischen Temperaturen am Turbolader abgeschätzt $T_{\text{LG}} = (T_2 + T_3 + T_0)/3$, ergeben sich die Wärmeströme zu:

$$\dot{Q}_{\text{T}} = 1/R_{\text{T}}(T_3 - T_{\text{LG}}), \quad (4.48)$$

$$\dot{Q}_{\text{umg}} = 1/R_{\text{umg}}(T_{\text{LG}} - T_0), \quad (4.49)$$

$$\dot{Q}_{\text{Oel}} = 1/R_{\text{Oel}}(T_{\text{LG}} - T_{\text{Oel}}), \quad (4.50)$$

$$\dot{Q}_{\text{V}} = 1/R_{\text{V}}(T_{\text{LG}} - T_2), \quad (4.51)$$

$$\dot{Q}_{\text{T}} = \dot{Q}_{\text{V}} + \dot{Q}_{\text{Oel}} + \dot{Q}_{\text{umg}}. \quad (4.52)$$

Abbildung 4.20 zeigt den Verdichterwärmestrom \dot{Q}_{V} in Abhängigkeit von

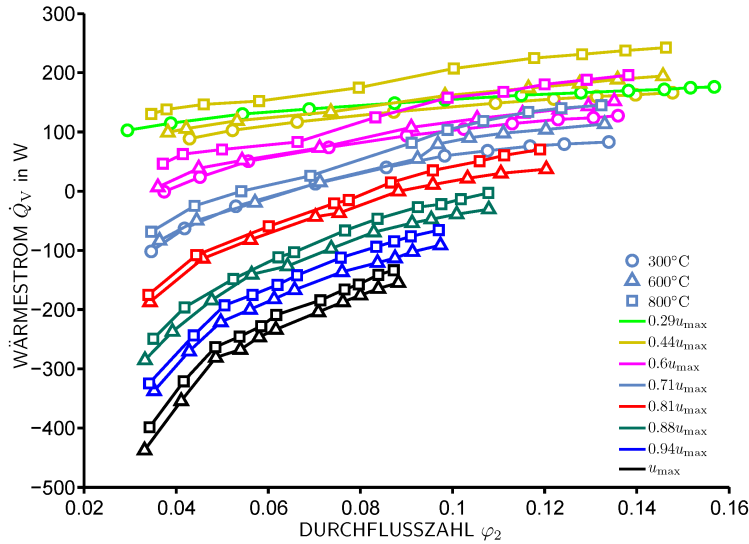


Abbildung 4.20: Wärmeaustausch mit der verdichteten Luft für den gesamten Kennfeldbereich bei Variation der Turbineneintrittstemperatur.

der Durchflusszahl am Verdichteraustritt φ_2 , der Drehzahl und Turbineneintrittstemperatur. Der Wärmestrom nimmt im niedrigen Drehzahlbereich positive Werte an und wird mit steigender Drehzahl negativ. Ein negativer

Wärmestrom bedeutet, dass die verdichtete Luft eine höhere Temperatur als das Verdichtergehäuse besitzt, so dass der Strömung Wärme entzogen wird. Zweckmäßig ist es, die übertragene spezifische Wärmemenge auf die gleiche Weise zu normieren wie die im Rotor umgesetzte Arbeit. Abbildung 4.21 zeigt, dass die auf die Rotorarbeit bezogene spezifische Wärmemenge gerade mit sinkender Drehzahl relevante Werte annimmt. Dort erfährt die Strömung aufgrund der kleineren Verdichtungsarbeit einen kleineren Temperaturanstieg. Relativ dazu ist der Temperaturanstieg durch die Wärmeströme größer. Das ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der scheinbaren Wirkungsgrade des Verdichters im kleinen Drehzahlbereich.

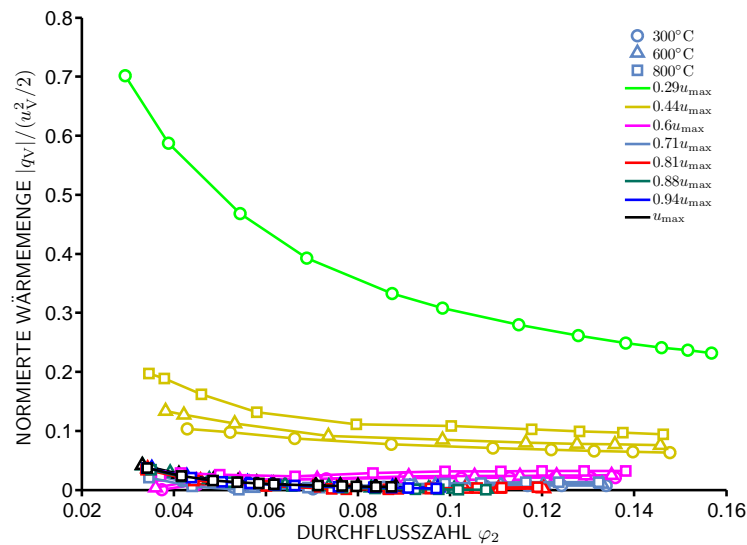


Abbildung 4.21: Betrag der spezifischen Wärmemenge des Verdichters bezogen auf die charakteristische Wellenarbeit.

Abbildung 4.22 zeigt die gesamten von der Turbine (aufgrund von der erzwungenen Konvektion an das Gehäuse) abgegebenen Wärmeströme. Die Wärmeströme steigen mit größer werdendem Expansionsverhältnis, was mit wachsendem Massenstrom einhergeht. Die größten Wärmeströme sind bei der größten Turbineneintrittstemperatur zu verzeichnen. Bezogen auf die charakteristische Rotorarbeit dominiert die Wärmeströme auch im Falle der Turbine bei kleinen Drehzahlen. Im Gegensatz zum Verdichter bleiben die Wärmeströme auch im höheren Drehzahlbereich relevant.

Die soweit gezeigten Wärmeströme resultieren aus den Gl. 4.32 bis 4.42 mit Hilfe gemessener Oberflächentemperaturen. Werden die Wärmeströme mit

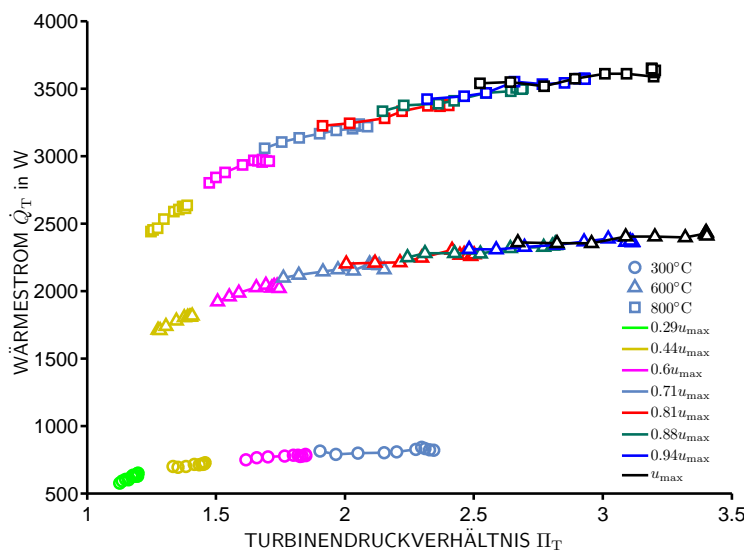


Abbildung 4.22: Vom Abgas an das Turbinengehäuse abgegebene Wärmeströme für den gesamten Kennfeldbereich bei Variation der Turbineneintrittstemperatur.

Verzichtet auf gemessene Oberflächentemperaturen entsprechend des vereinfachten Schaltbilds in Abb. 4.19 ermittelt, bleiben die relativen Abweichungen in einem vertretbaren Rahmen. Da die Wärmeströme selbst nicht als Messgröße vorliegen, können die relativen Abweichungen nur indirekt an gemessenen Oberflächentemperaturen untersucht werden. Hierzu werden die mit dem vereinfachten Modell (Abb. 4.19) berechneten Wärmeströme in die Gleichungen des komplexeren Modells (Abb. 4.18) eingesetzt, um die Gehäusetemperaturen zu ermitteln. Die relative Abweichung zwischen den auf diese Weise rekonstruierten Gehäusetemperaturen und den gemessenen Werten wird mittels Boxplots (graphische Darstellung von Median und Quartilen) in Abb. 4.24 und 4.25 quantifiziert. Exemplarisch sind die Temperaturen von Turbinengehäuse und Lagergehäuse für kleine Drehzahlen abgebildet, wobei die relative Abweichung unterhalb von 20% bleibt.

In der einschlägigen Literatur zu Turboladern werden verschiedene Modelle zur Ermittlung der Wärmeströme vorgeschlagen, z.B. [19–21], auf die im Folgenden eingegangen wird. In [19] ergeben sich die Wärmeströme durch das Lösen einer Differentialgleichung infolge der Energiebilanz um ein Volumenelement des Lagergehäuses. Für die Ermittlung der Nusselt-Beziehungen werden eine Reihe von Konstanten als Funktion von Reynolds-Zahl und Prandtl-Zahl vom Öl eingeführt, die mittels Parameteroptimierung gesetzt werden.

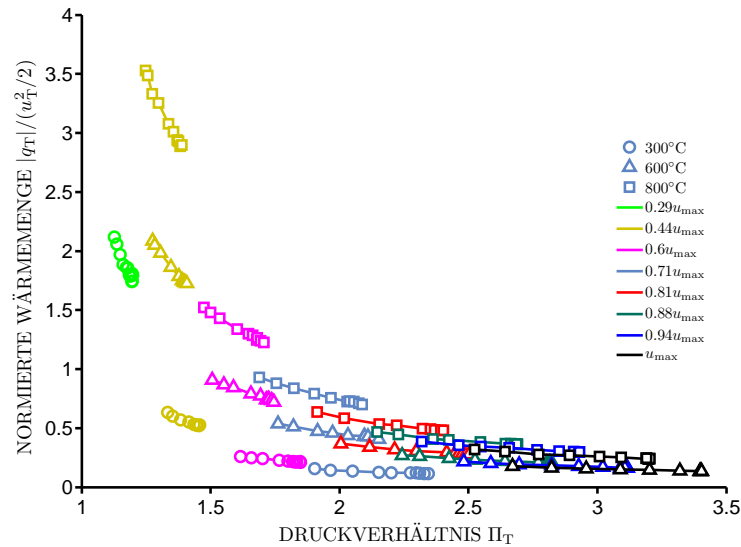


Abbildung 4.23: Die von der Turbine abgegebene spezifische Wärmemenge bezogen auf die charakteristische Wellenarbeit.

Die Anwendung der dort vorgeschlagenen Wärmewiderstände auf die dieser Arbeit vorliegenden Turbolader führt zu Wärmeströmen, die durchaus um den Faktor 1000 größer sind. Der Grund hierfür ist, dass der in [19] anhand von Reynolds-Zahl und Prandtl-Zahl angegebene Gültigkeitsbereich der Beziehungen bereits für kleine Drehzahlen verlassen wird. Eine Ausnahme ist die für das Öl vorgeschlagene Nusselt-Beziehung, die auch in dieser Arbeit Verwendung findet. In [20] wird ein einfacheres analoges Schaltbild für die Wärmeströme präsentiert als in dieser Arbeit verwendet. Die Nusselt-Beziehungen werden in Form von $Nu = aRe^bPr^c$ aufgestellt und die Koeffizienten mittels Fitting an Messdaten gesetzt. Angewendet auf die vorhandenen Turbolader liefert das in [20] vorgeschlagene Modell Werte, die mit den Ergebnissen dieser Arbeit vergleichbar sind. Eine Unplausibilität besteht jedoch dahingehend, dass die Wärmeströme am Verdichter mit steigender Drehzahl größer werden. Im Hinblick auf die erhöhte Verdichtungsarbeit mit steigender Drehzahl und den damit einhergehenden Temperaturanstieg der Strömung, müssen die Wärmeströme aufgrund kleinerer Temperaturdifferenzen sinken. In [21] werden die Nusselt-Beziehungen auf die gleiche Weise aufgestellt wie in [20]. Für die natürliche Konvektion wird jedoch anstelle der Reynolds-Zahl die Grashof-Zahl herangezogen. Des Weiteren wird kein Schaltplan für die Verschaltung der Wärmewiderstände vorgegeben. Die Verwendung der vorgeschlagenen Wärmewiderstände auf den in dieser Arbeit verwendeten Schaltplan führt zu Wärmeströmen, die vergleichbar mit den Ergebnissen

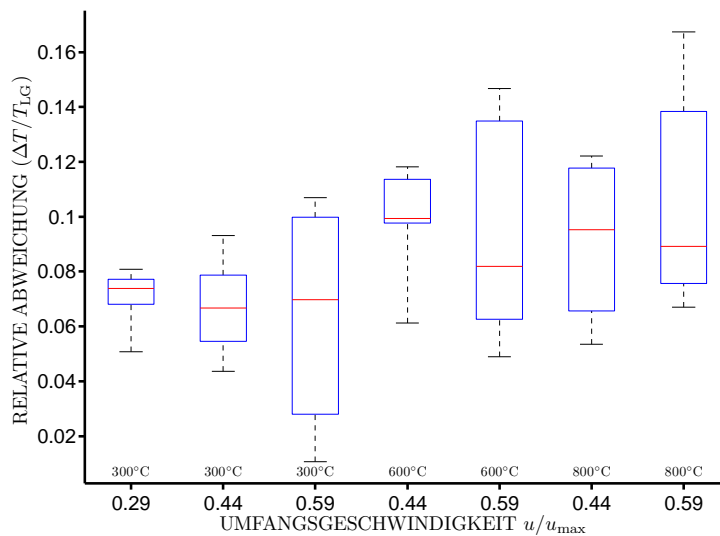


Abbildung 4.24: Relative Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Lagergehäusetemperaturen.

in [20] sind, was auf die Ähnlichkeit der beiden Ansätze zurückzuführen ist.

Aus der Gegenüberstellung mit den oben genannten Modellen können folgende Vor- und Nachteile des in dieser Arbeit aufgestellten Modells für die Wärmeströme abgeleitet werden:

- + Durch die Vereinfachung der Geometrie sind die verwendeten Nusselt-Beziehungen in den meisten Lehrbüchern der Wärmeübertragung vorhanden. Eine Ausnahme stellt die Gleichung für die erzwungene Konvektion an das Öl dar.
- + Somit wird auf ein Fitting der Nusselt-Beziehungen verzichtet, das in der Regel aufgrund der Randbedingungen eine Einschränkung des Gültigkeitsbereichs der Beziehungen herbeiführt.
- + Mit dem Modell lassen sich auch die Gehäusetemperaturen mit guter Genauigkeit abschätzen.
- Der Modellaufbau und die Ermittlung der Widerstände ist aufwändig.
- Dennoch bedeutet die Aufstellung der Bilanzgleichung an diskreten Knotenpunkten eine extreme Vereinfachung des realen Prozesses. Die Aufstellung einer kontinuierlichen Bilanzgleichung unter der Anwendung des Fourier'schen Wärmeleitungsgesetzes würde die Realität besser beschreiben. Das Problem kann dadurch jedoch unüberschaubar

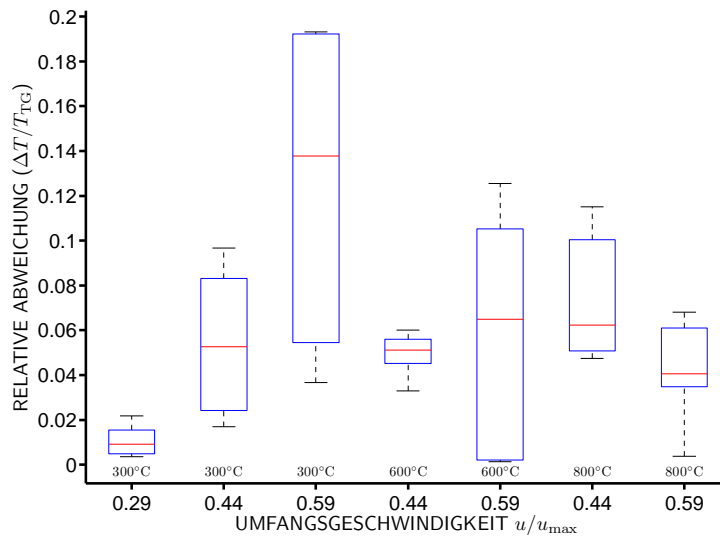


Abbildung 4.25: Relative Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Turbinengehäusetemperaturen.

werden (siehe [19]).

4.3.5 Weitere Erkenntnisse mit dem Wärmemodell

Die berechneten Wärmeströme mit Hilfe des vorgestellten Modells werden herangezogen, um die Annahmen der Skalierungsmethode zu überprüfen.

Bei der Skalierungsmethode für den Verdichter wird vernachlässigt, dass sich die Durchflusszahl durch die Dichteänderung infolge der Wärmeübertragung ändert. Nun wird die Größenordnung der Änderung der Durchflusszahl abgeschätzt, indem die Dichteänderung durch eine isobare Wärmezufuhr nach dem Verdichtungsprozess ermittelt wird. Die relative Änderung der Durchflusszahl bleibt unterhalb von 2.5%, siehe Abb. 4.26. Der Höchstwert wird bei der kleinsten Drehzahl erreicht. Das bedeutet, dass eine Verschiebung der wahren Wirkungsgradkennlinien nach links und eine Formänderung der Kennlinie möglich sind. Abbildung 4.27, in der die Skalierungsmethode noch einmal mit der veränderten Durchflusszahl angewendet wird, zeigt, dass sowohl die Verschiebung als auch die Verformung vernachlässigbar klein bleiben. Die Abweichung beträgt absolut etwa 0.5% bei der kleinsten Drehzahl und wird mit steigender Drehzahl kleiner. Somit kann die Skalierungsmethode ohne Berücksichtigung der Änderung der Durchflusszahl aufgrund der Wärmezufuhr mit sehr guter Näherung angewendet werden.

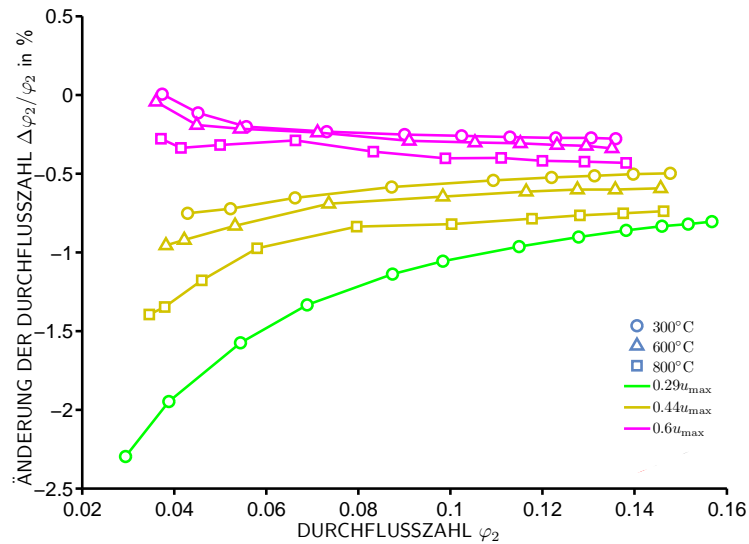


Abbildung 4.26: Relative Änderung der Durchflusszahl aufgrund der Wärmezufuhr.

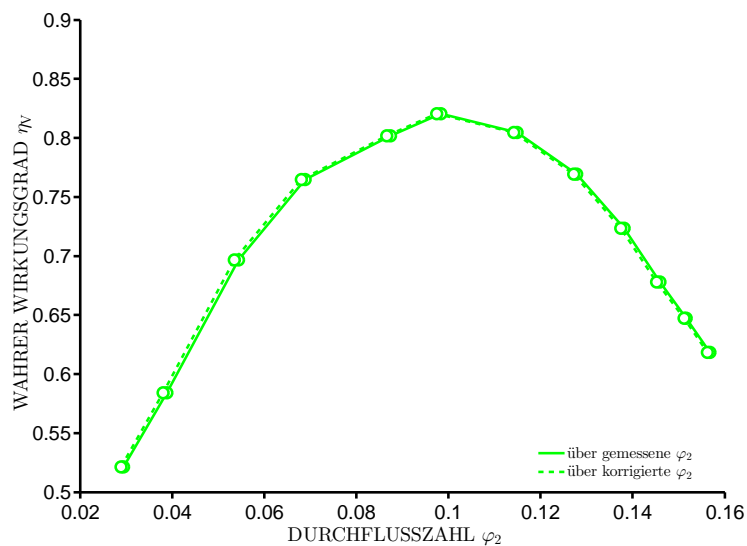


Abbildung 4.27: Änderung des wahren Wirkungsgrades durch die Änderung der Durchflusszahl aufgrund von Wärmezufuhr beim Einsatz der Skalierungsmethode.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchung am Motorprüfstand

Zwischen den Prüfstandsbedingungen des Herstellers und den tatsächlichen Zuständen am Motor bestehen signifikante physikalische Unterschiede. So liegt am Motor eine instationäre Strömung vor, die durch das periodische Arbeitsspiel der Motorventile während des Ladungswechsels geprägt ist. Die Wärmestromeffekte hängen von der Abgastemperatur ab, die sich mit dem Motorlastpunkt ändert, während die Turbineneintrittstemperatur am Herstellerprüfstand konstant gehalten wird. Krümmerströmung stromaufwärts und stromabwärts der Turbolader können deren Betriebsverhalten beeinträchtigen. Die gegenüber dem Herstellerprüfstand veränderten Speichervolumina verschieben möglicherweise auch die Pumpgrenze des Verdichters. Das ist jedoch nicht Gegenstand der Untersuchung hier.

Um zu untersuchen, inwieweit die Herstellerkennfelder das Betriebsverhalten des Turboladers unter realen Bedingungen abbilden können, werden Messungen an einem Motorprüfstand mit zweistufiger Aufladung (Biturbo) durchgeführt. Dieser entspricht dem realen Aufbau des Verbrennungsmotors und der Peripherie im Fahrzeug.

Der BiTurbo ist ein zweistufiges Aufladesystem, das sich aus einer in Serie geschalteten Niederdruckstufe (NDS) und Hochdruckstufe (HDS) zusammensetzt. Ziel der zweistufigen Aufladung ist in erster Linie, ein erhöhtes Anfahr Drehmoment bei gleichzeitiger Erhöhung der Nennleistung bereitzustellen. Der Ladedruckaufbau des BiTurbos erfolgt bei niedrigen Motordrehzahlen vollständig mittels der HDS. Hierbei dreht die NDS zwar mit, trägt aber nur unwesentlich zur Druckerhöhung bei. Im mittleren Drehzahlbereich

arbeiten beide Stufen in Serie. Im Bereich hoher Motordrehzahlen sorgt nur die NDS für den benötigten Ladedruck des Motors und die HDS wird über die vorgesehenen Ventile überbrückt.

5.1 Messkonzept

Für die experimentelle Untersuchung wird ein zweistufig aufgeladener 2-Liter-Motor auf einem Prüfstand mit einer statischen Belastungsmaschine und der entsprechenden Prüfstandssteuerung betrieben. Abbildung 5.1 zeigt das Motorkennfeld mit jeweils der Abgastemperatur und dem Frischluftmassenstrom als dritte Dimension. Diese beiden Parameter charakterisieren hauptsächlich den Betriebspunkt des Turboladers. Eine Erhöhung der Abgastemperatur ist hauptsächlich mit dem Motormoment also mit der Last auszumachen. Der Frischluftmassenstrom steigt einerseits mit der Motordrehzahl, da der Volumenstrom einer Verdrängermaschine (Motor) typischerweise von ihrer Drehzahl abhängt. Andererseits ist auch ein Anstieg des Durchsatzes mit dem Motormoment festzustellen. Das ist ein Effekt der Aufladung; mit der Motorlast erhöht sich die Verdichtungsarbeit des Turboladerverdichters (höhere Dichte).

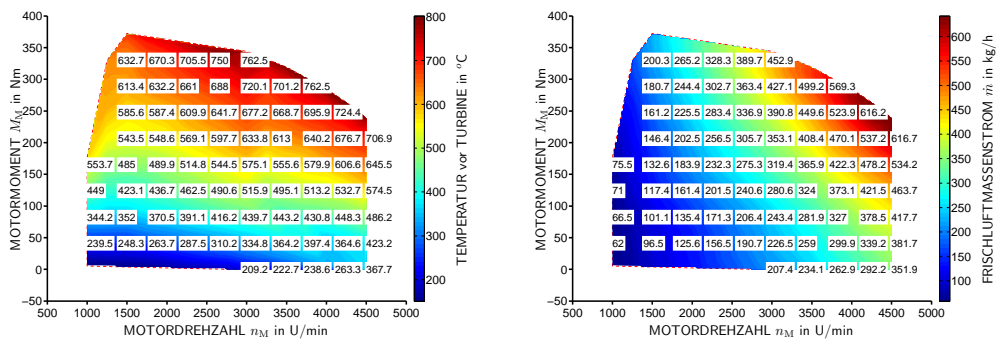


Abbildung 5.1: Motorkennfeld mit der Abgastemperatur (links) und dem Frischluftmassenstrom (rechts) als dritte Dimension.

5.1.1 Prüfstandsaufbau

Abbildung 5.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Motorprüfstands, der an die Norm EN ISO 10628 angelehnt ist.

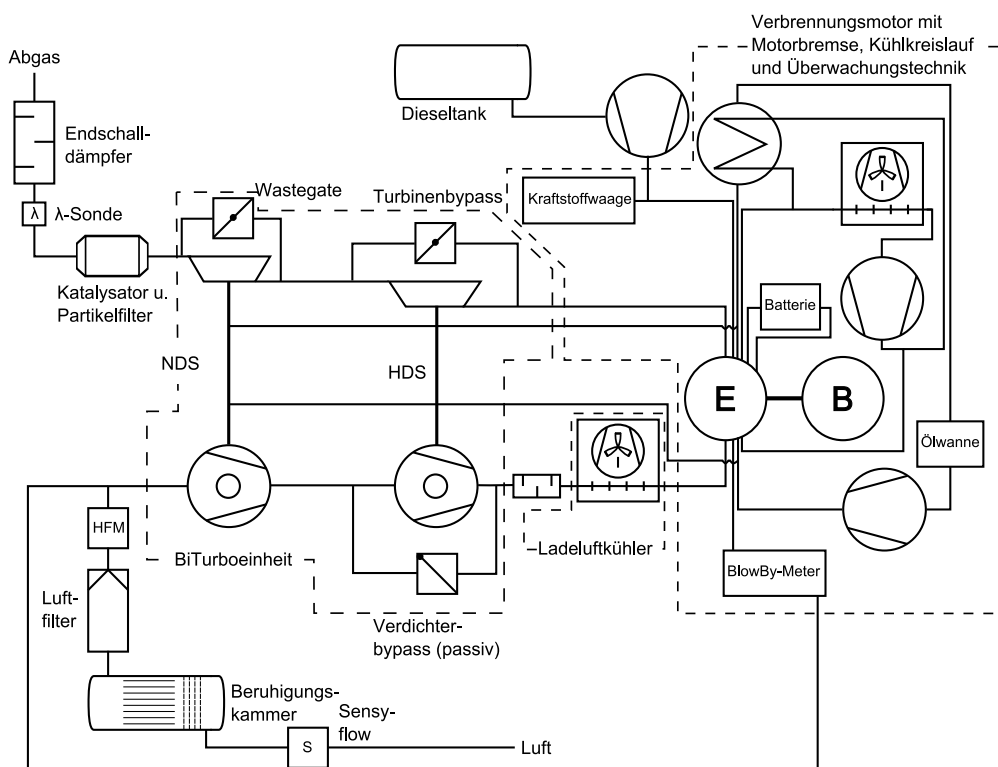


Abbildung 5.2: Aufbau des Motorprüfstands nach EN ISO 10628 (Quelle: IAV GmbH).

Der Frischluftmassenstrom wird über einen Filter in das Rohrleitungssystem angesaugt. Von dort gelangt der Massenstrom zum Hitzdraht-Anemometer (Thermische Anemometrie) und wird messtechnisch erfasst. Die beiden Verdichter des BiTurbos stellen den gewünschten Ladedruck bereit und fördern die komprimierte Luft über einen Schalldämpfer und Ladeluftkühler bis zum Motor. Nach der Verbrennung werden die heißen Abgase über die beiden Turbinen geleitet und gelangen nach dem Katalysator und Partikelfilter in den Endschalldämpfer und strömen von dort in die Umgebung. Der Kraftstoffmassenstrom wird über eine Kraftstoffwaage gemessen. Die Motorkühlung übernehmen zwei Kühlkreisläufe mit Wasser und Öl. Der Ölkreislauf versorgt zusätzlich noch die beiden Turbolader mit Kühl- und Schmierleistung.

Abbildung 5.3 zeigt den Messstellenplan des BiTurbos mit allen notwendigen Größen, um das Betriebsverhalten jedes Turboladers zu identifizieren. Die Zuordnung der Buchstaben im Messstellenplan ist wie folgt:

- M für Feuchte,

- S für Drehzahl,
- P für Druck,
- T für Temperatur,
- λ für das Signal der Lambdasonde,
- F für Massenstrom,
- Mo für Moment,
- B für Motorbremse und
- E für Verbrennungskraftmaschine.

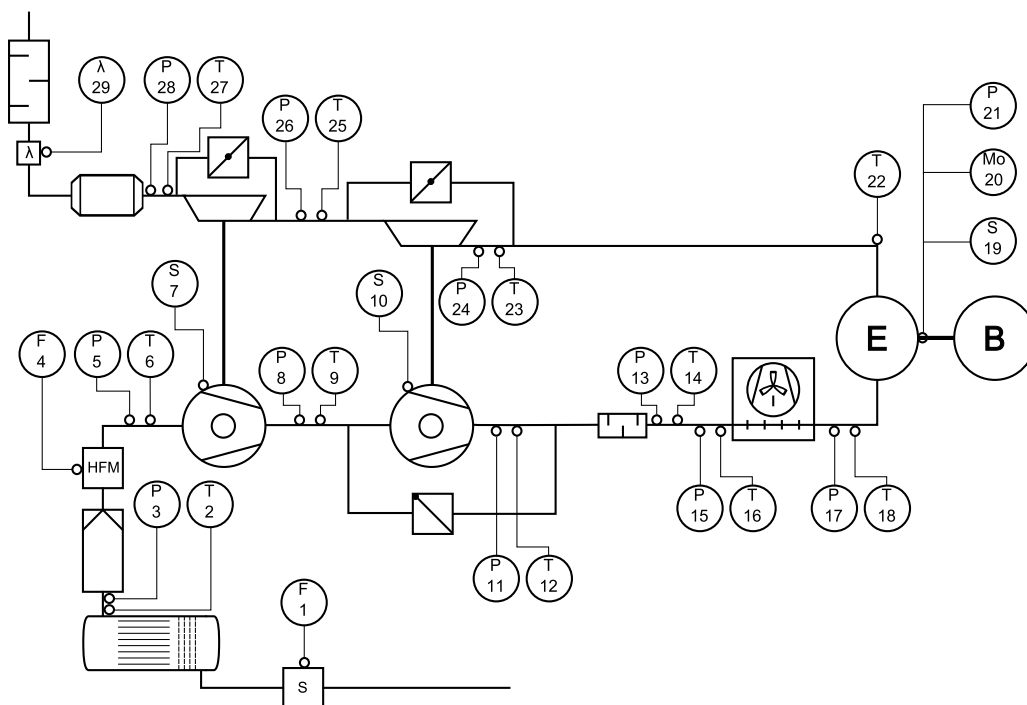


Abbildung 5.3: Messstellenplan des Biturbos.

Die Bestimmung des Luftmassenstroms basiert auf dem thermoelektrischen Messprinzip, wobei zwei Lösungen der Firma ABB *SensyFlow* und Bosch *HFM* verwendet werden. Der Abgasmassenstrom ergibt sich aus dem Luftmassenstrom und der eingespritzten Kraftstoffmenge. Weiterhin werden statische Drücke über Wanddruckbohrungen piezoresistiv gemessen. Der entsprechende Totaldruck wird aus dem statischen Druck, dem Massenstrom und

der Temperatur ermittelt. Die Temperaturerfassung erfolgt je nach vorliegendem Temperaturbereich mit Platinmesswiderständen (PT-100) oder mit Thermoelementen aus NiCr-Ni vom Typ K. Zur Erfassung der beiden Turboladerdrehzahlen kommt ein induktiver Impulsgeber zum Einsatz (Messbereich 200-400000 U/min).

5.1.2 Messprogramm

Das Messprogramm sieht drei Pakete vor:

- Schwarz-Weiß-Messung der beiden Turbolader (ungeregelt),
- Messung von Drossellinien (ungeregelt) und
- Messungen im Fahrbetrieb (geregelt).

Gemessen wird an konstanten Motorlastpunkten. Bei der sog. Schwarz-Weiß-Messung werden die beiden Turbolader möglichst unabhängig voneinander betrieben, indem die Ventile und Klappen am Biturbo manuell angesteuert werden. Soll beispielsweise die NDS vermessen werden, wird das Wastegate der HDS komplett geöffnet. So nimmt der Abgasmassenstrom den Weg des geringsten Widerstandes und die HDS-Turbine wird überbrückt. Dadurch wird auf den Verdichter der HDS kaum Leistung übertragen und der Verdichterbypass öffnet sich. Durch anschließendes Abfahren der einzelnen Messpunkte im Motorkennfeld werden die beiden Stufen untersucht. Hierbei wird ein mäanderförmiges Raster des Motorkennfeldes gewählt. Auf diese Weise werden die Temperatursprünge zwischen benachbarten Messpunkten minimal gehalten, wie es auch in der Abb. 5.1(a) am Beispiel der Abgastemperatur ersichtlich ist. Da die Temperatursensoren die längsten Einschwingzeiten haben, verkürzt dieses Verfahren die Beharrzeit erheblich.

Die Messung von Drossellinien, wie sie vom Brennkammerprüfstand bekannt sind, ist am Motorprüfstand schwer realisierbar, insbesondere wenn die Abgastemperatur konstant gehalten werden soll. Letzteres kann nur erreicht werden, wenn die innermotorische Verbrennung entweder manuell (durch Variation von eingespritzter Kraftstoffmenge und Einspritzzeitpunkt) beeinflusst wird oder beispielsweise durch das Regenerationsprogramm für den Rußpartikelfilter. Als Drosselventil fungiert der Motor selbst. Um die Drehzahl des Turboladers zu regulieren, muss der Turbinenmassenstrom angepasst werden. Dies geschieht durch das Öffnen und Schließen der Wastegateklappe an der jeweiligen Turbine. Da in diesem Fall nicht mehr der gesamte Abgasmassenstrom über die Turbine geleitet wird, ist eine Bestimmung der Turbinendaten

nicht mehr möglich. Drossellinien des Verdichters können jedoch problemlos ausgewertet werden.

Bei der Messung im normalen Fahrbetrieb werden die Ventile vom Motorsteuergerät geregelt, um den Ladedrucksollwert zu erreichen. Diese Messung wird vor allem der Vollständigkeit halber durchgeführt, damit das Motorkennfeld komplett gerastert ist. Bei der Messung der einzelnen Stufen und der Drossellinienmessung können nicht alle Bereiche des Motorkennfeldes abgefahren werden, da eine einzelne Stufe den benötigten Ladedruck nicht aufbringen kann. Ähnlich wie bei der Drossellinienmessung erfolgt auch hier keine Auswertung der Turbinen, da der Massenstrom über eine Turbine nicht exakt bestimmbar ist.

5.2 Auswertung

Im Folgenden werden einige Messergebnisse exemplarisch dargestellt, die repräsentativ für die physikalischen Zusammenhänge sind. Um Unterschiede zwischen dem Brennkammerprüfstand und dem Motorprüfstand zu adressieren, werden Herstellerkennfelder als Referenz herangezogen. Hierbei wird jede Stufe des Biturbos einzeln betrachtet.

5.2.1 Stationäre Messergebnisse

Niederdruckstufe

In Abb. 5.4 und 5.5 sind alle im Rahmen der Schwarz-Weiß-Messung aufgenommenen Betriebspunkte aufgetragen (Punkt). Zusätzlich sind die Punkte der gleichen reduzierten Drehzahl mit einer Toleranz von $\pm 1\%$ mit Symbolen gekennzeichnet. Der Totaldruckaufbau zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Betriebspunkten vom stationären Prüfstand des Herstellers. Für den Wirkungsgrad lässt sich bei hohen Drehzahlen eine gute Übereinstimmung mit dem Herstellerkennfeld feststellen. Bei mittleren Drehzahlen nehmen die am Motorprüfstand gemessenen Wirkungsgrade höhere Werte an, wenn die Symbole und die zugehörigen Drehzahlkennlinien verglichen werden. Aufgrund der verschiedenen Lastpunkte des Verbrennungsmotors und der sich daraus ergebenden Abgastemperaturen (die auch unterhalb 200°C fallen) unterscheidet sich das Niveau der Wärmeströme am Motorprüfstand von den Wärmeströmen am Herstellerprüfstand (konstant 600°C oder 800°C). Deshalb nähert sich der am Motorprüfstand gemessene

Wirkungsgrad im mittleren Drehzahlbereich besser dem wahren isentropen Wirkungsgrad aus dem Kapitel 4. Im linken Kennfeldrand gibt es Punkte sehr kleiner Drehzahlen, die sehr niedrige Wirkungsgrade aufweisen. Das ist erneut auf Wärmestromeffekte zurückzuführen, da die Verdichtungsarbeit und die damit einhergehende Temperaturerhöhung der Strömung sehr gering ausfällt, so dass die kleinen Abgastemperaturen dort dennoch eine dominante Rolle spielen.

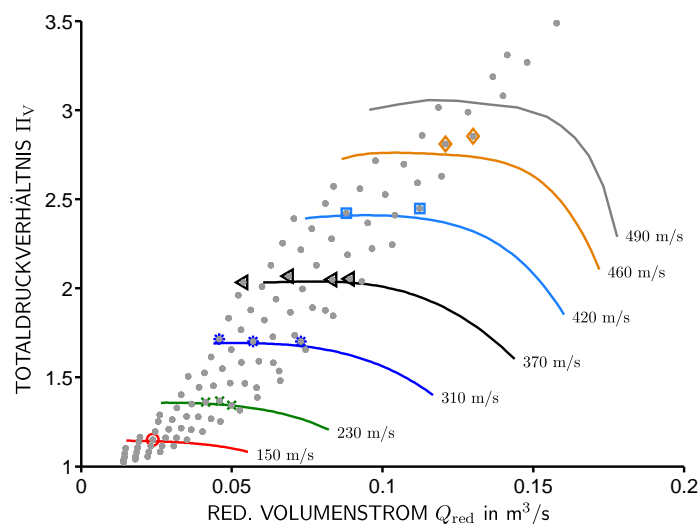


Abbildung 5.4: Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Volumenstrom des Niederdruckverdichters gemessen am Motorprüfstand (Punkte und Symbole) im Vergleich mit Herstellerdaten (durchgezogene Linie).

In Abb. 5.6 sind die Messergebnisse der Niederdruckturbine abgebildet. Der am transienten Motorprüfstand bei konstanten Lastpunkten stationär gemessene reduzierte Massenstrom über dem Expansionsverhältnis zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Referenzdaten vom stationären Herstellerprüfstand. Der gemessene kombinierte Turbinenwirkungsgrad nimmt insbesondere bei kleinen Drehzahlen größere Werte an als vom Hersteller angegeben. Diese Beobachtung lässt sich u.a. dadurch erklären, dass der gemessene kombinierte Turbinenwirkungsgrad Wärmestromeffekte des Verdichters beinhaltet. Per Definition wird der kombinierte Turbinenwirkungsgrad mit der gemessenen Verdichterarbeit im Zähler gebildet. Die gemessene Verdichterarbeit ist gemäß Kapitel 4 eine scheinbare Arbeit und führt zu einer künstlichen Erhöhung des berechneten Turbinenwirkungsgrades. Dieser Sachverhalt wird klarer, wenn Abb. 5.5 zusätzlich herangezogen wird. Der dort unterschätzte Verdichterwirkungsgrad (Punkte im linken Kennfeldrand) steht im direkten

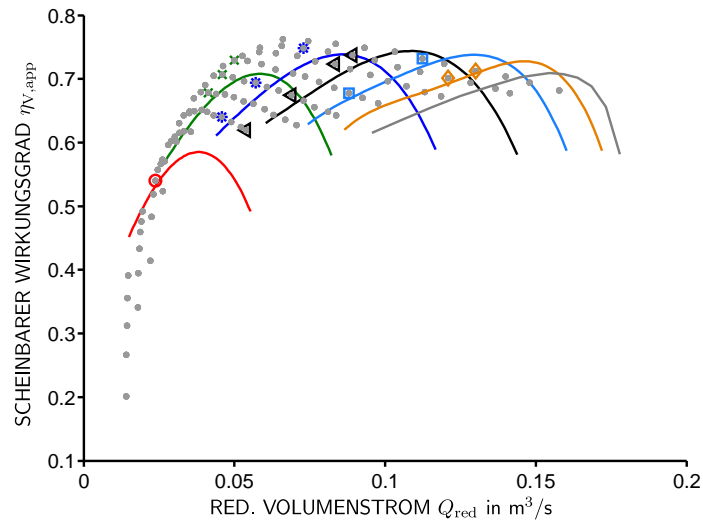


Abbildung 5.5: Isentroper Wirkungsgrad über dem reduzierten Volumenstrom des Niederdruckverdichters gemessen am Motorprüfstand (Punkte und Symbole) im Vergleich mit Herstellerdaten (durchgezogene Linie).

Zusammenhang mit der Überschätzung des kombinierten Turbinenwirkungsgrads. Der wahre kombinierte Turbinenwirkungsgrad nimmt im kleinen Drehzahlbereich kleinere Werte an, da der mechanische Wirkungsgrad aufgrund der Reynolds-Abhängigkeit der Reibungsverluste deutlich abfällt (siehe Kapitel 4).

Den Abb. 5.4 bis 5.7 kann entnommen werden, dass das Druckverhältnis des Verdichters und der Turbine der NDS zuverlässig auf Basis der Herstellerkennfelder vorhergesagt werden können. Der Unterschied zwischen den am Motorprüfstand gemessenen Wirkungsgraden und den Herstellerangaben wächst mit sinkender Drehzahl.

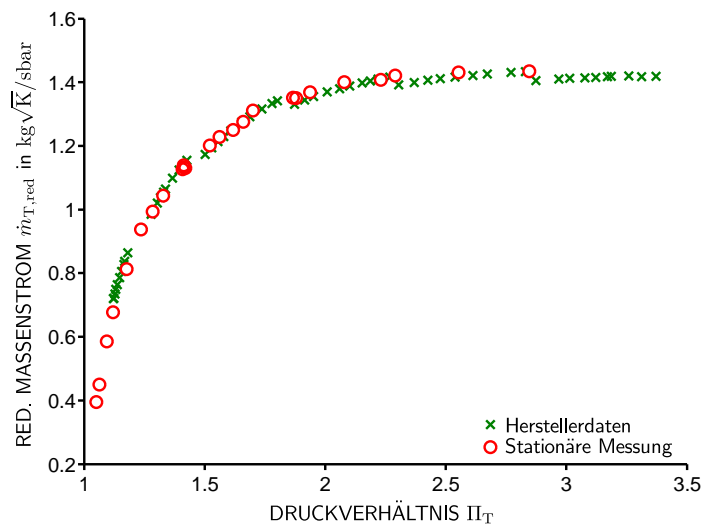


Abbildung 5.6: Reduzierter Massenstrom über dem Expansionsverhältnis der Niederdruckturbinen bei verschiedenen Drehzahlen gemessen am Motorprüfstand im Vergleich mit Herstellerdaten.

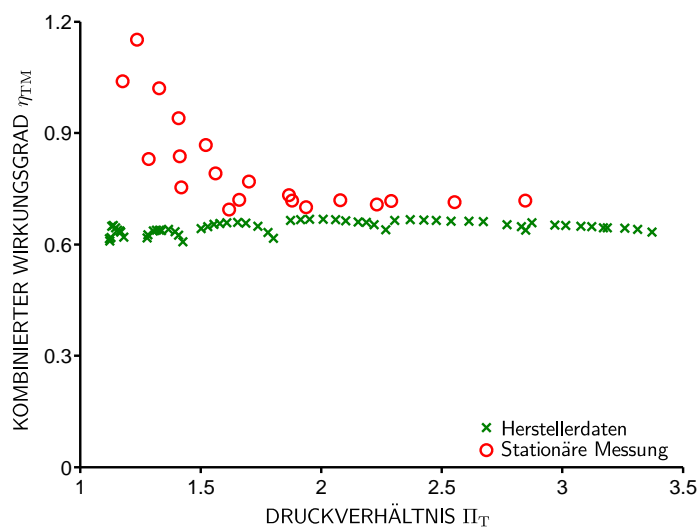


Abbildung 5.7: Kombiniertes Turbinenwirkungsgrad über dem Expansionsverhältnis der Niederdruckturbinen bei verschiedenen Drehzahlen gemessen am Motorprüfstand im Vergleich mit Herstellerdaten.

Hochdruckstufe

In diesem Abschnitt werden die Messergebnisse an der Hochdruckstufe anhand einer gemessenen Verdichterkennlinie (konstante Turboladerdrehzahl) am Motorprüfstand diskutiert. Hierzu wird der Motorbetriebspunkt so variiert, dass die tatsächliche Umfangsgeschwindigkeit des Turboladers auf $u = 310\text{m/s}$ konstant gehalten wird. Weiterhin wird durch die Einflussnahme auf die Verbrennung mittels Nachspritzung und Winkelvariation eine nahezu konstante Abgastemperatur von 300°C erzielt, um die Wärmestromeffekte vergleichbar mit dem Turboladerprüfstand zu halten. Es ist zu beachten, dass die Ansaugluft der Hochdruckstufe im Biturbo zunächst durch die Niederdruckstufe eine Vorverdichtung erfährt. Wird die Temperatur der Ansaugluft für jeden gemessenen Betriebspunkt zur Reduzierung der Kenndaten genutzt, ergibt das eine reduzierte Umfangsgeschwindigkeit von nahezu $u_{\text{red}} = 290\text{m/s}$ für alle Messpunkte der angestrebten Kennlinie. Somit ordnet sich die gemessene Kennlinie zwischen den Herstellerkennlinien der reduzierten Umfangsgeschwindigkeiten von $u_{\text{red}} = 230\text{m/s}$ und von $u_{\text{red}} = 310\text{m/s}$ ein, siehe Abb. 5.8 und 5.9. Ein Vergleich dieser drei Kennlinien zeigt, dass die Diskrepanz im Druckaufbau zwischen den Kennlinien $u_{\text{red}} = 290\text{m/s}$ und $u_{\text{red}} = 310\text{m/s}$ größer ist als erwartet. Dies ist in der nicht optimalen Strömungsführung in dem 90° -Krümmer zwischen der Nieder- und Hochdruckstufe begründet. Die Messstelle zwischen den beiden Verdichterstufen ist aufgrund der Einschränkungen am Motorprüfstand stromaufwärts des Krümmers angeordnet, so dass die Krümmerverluste zwischen den beiden Messebenen der Hochdruckstufe anfallen. Somit ist der ansaugseitig gemessene Totaldruck größer als der tatsächlich unmittelbar am Eintritt der Hochdruckstufe vorhandene Totaldruck. Folglich ist das gemessene Totaldruckverhältnis kleiner als das tatsächliche Totaldruckverhältnis. Hinzu kommt, dass die Strecke zwischen dem Krümmer und Laufradeintritt gar kürzer ist als das Dreifache des Rohrdurchmessers, so dass sich die Krümmerströmung bis in den Laufradeintritt erstreckt. Dies führt zur Verschiebung des Inzidenzwinkels oder gar Teilversperrung der Laufradbeaufschlagung und beeinträchtigt den Druckaufbau im Laufrad zusätzlich. Ein ähnliches Verhalten wird auch bei der Untersuchung von Niederdruck-Abgasrückführung in [68] beobachtet und näher untersucht.

5.2.2 Instationäre Messergebnisse

Zusätzlich wird das obige Messprogramm mit teilweise instationärer Messtechnik vermessen. Hierbei werden lediglich die Drücke mit Kistler Sensoren

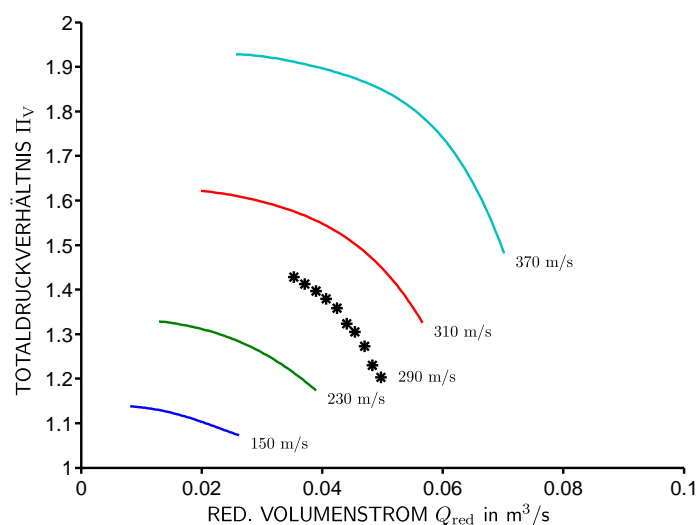


Abbildung 5.8: Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Volumenstrom bei gleicher tatsächlicher Geschwindigkeit des Hochdruckverdichters gemessen am Motorprüfstand (Symbole) im Vergleich mit Herstellerdaten (durchgezogene Linie).

zeitlich hochaufgelöst gemessen (Abtastfrequenz 1 kHz). Die restliche stationäre Messtechnik wird beibehalten. Eine Erweiterung der Messtechnik (z.B. Temperatur oder Massenstrom) war im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgesehen und bietet ein Potential für weitere Untersuchungen.

Für die Auswertung wird der Druck an jeder Messstelle im zeitlichen Mittel betrachtet. Hierfür wird zunächst das Drucksignal auf eine Periode reduziert, um anschließend den Mittelwert über eine Periode zu bilden. Die Ergebnisse der Niederdruckturbine sind in der Abb. 5.10 abgebildet. Es ist festzuhalten, dass die Werte aus der Messung mit der stationären Messtechnik am Motorprüfstand sowie die Werte aus der instationären Druckmessung sehr genau die stationären Kennlinien des Herstellers treffen. Auch hier können Betriebspunkte gleicher reduzierter Geschwindigkeit identifiziert werden, die in der Abb. 5.11 veranschaulicht sind. Es ist dennoch zu beachten, dass lediglich der statische Druck zeitlich hochauflösend gemessen wird, während der Totaldruck aus dem zeitlich gemittelten statischen Druck und der/dem stationär gemessenen Temperatur und Massenstrom resultiert. Daher sind weitere Untersuchungen empfehlenswert. Die allgemeine Aussage an dieser Stelle ist, dass der periodische Betrieb an konstanten Lastpunkten des Motors zuverlässig mit stationärer Messtechnik abgebildet werden kann. Die stationäre Messtechnik mit entsprechenden Druckleitungen kann wie eine

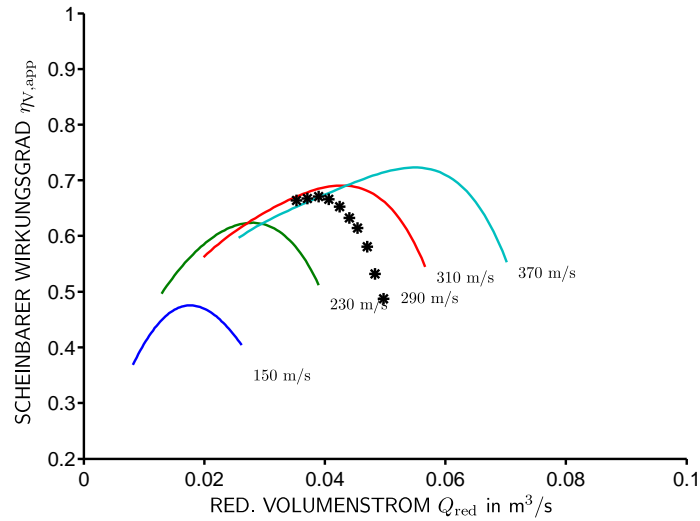


Abbildung 5.9: Scheinbarer Wirkungsgrad über dem reduzierten Volumenstrom bei gleicher tatsächlicher Geschwindigkeit des Hochdruckverdichters gemessen am Motorprüfstand (Symbole) im Vergleich mit Herstellerdaten (durchgezogene Linie).

implizite Mittelung der Pulse interpretiert werden und gibt den zeitlich gemittelten Druck aus. Deshalb ist die Kalibrierung des Luftpfads im Motorsystem auf Basis stationärer Informationen für den quasi-stationären Betrieb nicht nur vertretbar sondern auch sinnvoll. Eine viel größere Unsicherheit im Kalibrierungsprozess stellen die Wärmeströme dar.

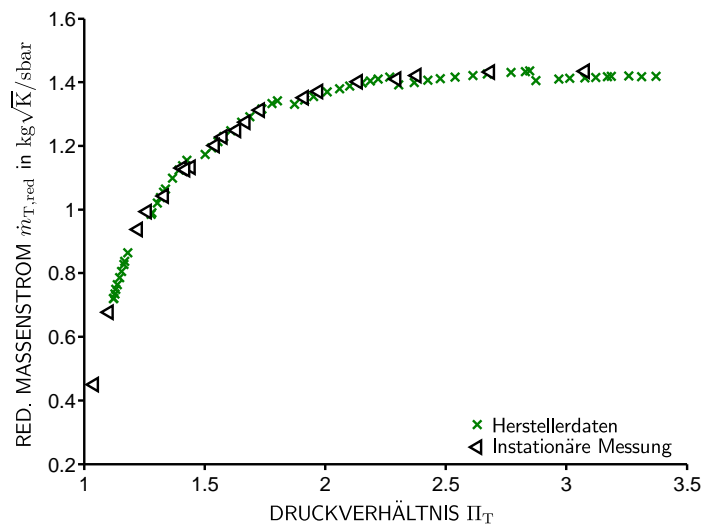


Abbildung 5.10: Reduzierter Massenstrom über dem Expansionsverhältnis der Niederdruckturbine bei verschiedenen Drehzahlen am Motorprüfstand mit hochauflöser Druckmessung.

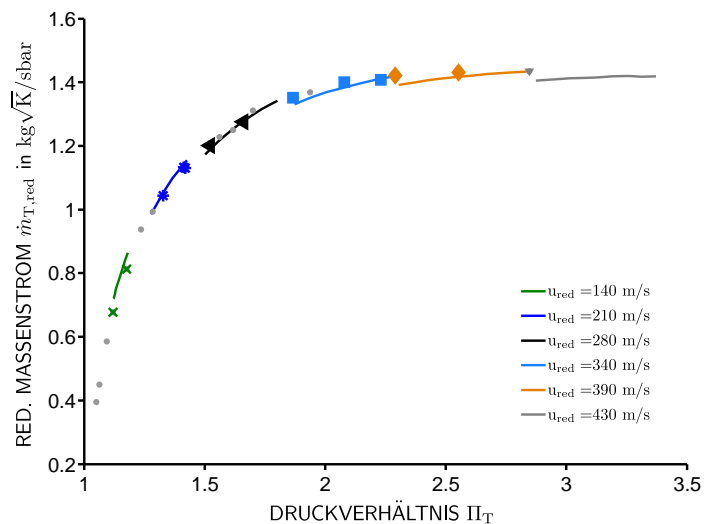


Abbildung 5.11: Reduzierter Massenstrom über dem Expansionsverhältnis der Niederdruckturbine bei verschiedenen Drehzahlen am Motorprüfstand mit hochauflöser Druckmessung; sortierte Drehzahlen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit ist die Identifizierung und die Bewertung von vorhandenen Unsicherheiten beim Prozess der Applikation eines turboaufgeladenen Verbrennungsmotors. Die modellbasierten Regelstrategien für Turbolader in kraftfahrzeugtechnischen Anwendungen basieren auf dem stationären Energieerhaltungssatz und greifen auf Wirkungsgradkennfelder als zentrale physikalische Parameter zurück. Zwar werden diese Kennfelder vom Turboladerhersteller mitgeliefert, sie sind jedoch nicht unmittelbar auf die Betriebsbedingungen im Fahrzeug übertragbar. Deshalb werden diese Kennfelder anwendungsbezogen kalibriert. Hierbei sind Prüfstands- und Fahrzeugtests und darauffolgende offline Analysen die gängigen Vorgehensweisen. Dieser Prozess der Kalibrierung und Bedatung der Steuergeräte, auch Applikationsprozess genannt, ist aufwändig und eine Wiederverwendbarkeit der Ergebnisse auf andere Motorkonzepte in der Regel nicht sichergestellt. Die Wiederverwendbarkeit der kalibrierten Kennfelder ist nur dann möglich, wenn der Prozess der Kalibrierung axiomatisch erfolgt.

Der Applikation und den Herausforderungen, die sich dort stellen, wird in den letzten Jahren eine immer höhere Bedeutung beigemessen. Eine gesamtheitliche Betrachtung der verschiedenen Zusammenhänge und der zu bekämpfenden Unsicherheiten fehlt jedoch in der einschlägigen Literatur und wird in dieser Arbeit berücksichtigt. Mittels physikalischer Modellbildung, Dimensionsanalyse und experimenteller Untersuchung wird Systemverständnis aufgebaut und lösungsorientiert eingesetzt.

Entsprechend setzt sich diese Arbeit inhaltlich aus drei Schwerpunkten zusammen: physikalische 0D Modellierung des Betriebsverhaltens des Turboladers (vATL), systematische Untersuchung der Wärmeströme am Turbolader,

experimentelle Untersuchung des Turboladers am Motorprüfstand.

vATL

Bei der Modellierung des Betriebsverhaltens des Turboladers wird bewusst auf die Methoden der numerischen Strömungsmechanik verzichtet. Um die Komplexität des Modells signifikant zu reduzieren, erfolgt die Modellierung nulldimensional mit konzentrierten Parametern. Ein großer Nachteil der prominenten Finite-Volumen-Methode ist die Abhängigkeit von Rechengittern. Eine Variation der Geometrieparameter erfordert in der Regel eine erneute Vernetzung oder eine Verfeinerung der bestehenden Rechengitter. Zudem liegt die genaue Geometrie eines Turboladers in Form von technischen Zeichnungen oder CAD-Dateien dem Anwender in der Regel nicht vor. Deshalb ist die Anforderung, eine fundierte Aussage über das Betriebsverhalten mit möglichst wenigen Geometrieparametern zu erreichen. Ein weiterer Nachteil der FVM ist die hohe Rechenzeit. Da sind physikalische 0D-Modelle flexibler und agiler. Die Rechenzeit ist ein grundlegender Aspekt hinsichtlich der Echtzeitkapazität des Modells in HiL-Simulationen oder on-board Anwendungen. Zugleich bedeutet der Einsatz von 0D-Modellen einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand. Die erzielten Ergebnisse rechtfertigen letztlich die gewählte Vorgehensweise. Es wird gezeigt, dass mit 22 Geometrieparametern beim Verdichter und 20 bei der Turbine zuverlässige und anforderungsgerechte Aussagen zum Betriebsverhalten des Turboladers gemacht werden können. Weitere Eingangsparameter für die Berechnung sind der Massenstrom, die Drehzahl und der thermodynamische Zustand der Luft am Verdichtereintritt bzw. des Abgases am Turbineneintritt. Die Verlustmechanismen werden mit analytischen oder halbempirischen Verlustkorrelationen abgebildet, die die ideale Prozessführung - isentrope Zustandsänderung - beeinträchtigen. Das Maß für die isentrop verrichtete bzw. entnommene Arbeit ist axiomatisch durch die Eulersche Turbinengleichung gegeben. Folgende Schlussfolgerungen werden beim Vergleich der Modellergebnisse mit Herstellerkennfeldern getroffen:

- Beim Druckverhältnis ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Modellergebnissen und den Herstellerdaten zu erkennen. Das gilt sowohl für den Verdichter als auch für die Turbine.
- Hinsichtlich der Wirkungsgrade sind größere Abweichungen zwischen Modellergebnissen und Herstellerdaten auszumachen. Die Abweichungen wachsen mit sinkender Drehzahl.

Die genaue Untersuchung der Wirkungsgrade zeigt, dass sich die vorhandenen Abweichungen im kleinen Drehzahlbereich nicht durch entsprechende Verlustmechanismen beschreiben lassen. Es wird die Hypothese aufgestellt, dass die Abweichungen in den Wirkungsgraden Artefakte sind, die durch Wärmeübertragungsphänomene hervorgerufen werden. Diese Hypothese lässt sich bereits mit den 0D-Modellen des Turboladers untermauern. Um die Zusammenhänge jedoch umfassender darzulegen und zu verifizieren, werden die Wärmestromeffekte experimentell untersucht.

Wärmestromuntersuchung

Per Definition wird der Wirkungsgrad adiabat und als Verhältnis der Totalenthalpiedifferenzen bei idealer Prozessführung (isentrop) und bei realer Prozessführung gebildet. Die Enthalpiedifferenz der realen Prozessführung wird wiederum mit gemessenen Temperaturen gebildet. Die Temperaturmessung ist in der Regel mit Unsicherheiten verbunden und im Falle des Turboladers wird sie zusätzlich von Wärmeströmen am Turbolader beeinflusst. Die Wärmeströme resultieren aus der Temperaturdifferenz zwischen der Turbine und der Umgebung sowie zwischen der Turbine und dem Verdichter. Folglich ist der Turboladerbetrieb als nicht adiabat zu bezeichnen. Die am Turboladerprüfstand gemessenen Wirkungsgrade sind deshalb scheinbare Wirkungsgrade.

Um die Wärmestromeffekte systematisch zu untersuchen, werden drei verschiedene Turbolader jeweils bei drei unterschiedlichen Wärmestromniveaus am Turboladerprüfstand normgerecht vermessen. Dabei werden die verschiedenen Wärmestromniveaus durch die Turbineneintrittstemperatur erzielt.

Der Druckaufbau des Verdichters und damit die vom Verdichter abgegebene Arbeit bleiben bei unterschiedlichen Wärmestromniveaus unverändert. Die Schlussfolgerung ist, dass die Wärmezufuhr an die Verdichterströmung isobar und überwiegend nach dem Verdichtungsprozess stattfinden muss. Andernfalls müsste aufgrund der Spreizung der Isobaren im h - s -Diagramm ein kleinerer Druckaufbau beobachtet werden. Während die Druckänderungsarbeit gleich bleibt, führt der Wärmefluss auf die Verdichterluft zu einer scheinbaren Erhöhung der gemessenen Wellenarbeit des Verdichters. Sie nimmt vor allem in kleinen Drehzahlbereichen signifikante Werte an. Dort ist auch eine scheinbare Verschlechterung des Wirkungsgrades durch Wärmeströme auszumachen. Bei hohen Drehzahlen bleiben die Wirkungsgrade unverändert. Die wahren Verdichterwirkungsgrade sind also die adiabaten Wirkungsgra-

de. Mit $vATL$ können sie direkt ermittelt werden. Darüber hinaus werden in dieser Arbeit drei weitere Methoden vorgestellt, um die wahren adiabaten Wirkungsgrade nachträglich aus den wärmestrombehafteten Herstellerdaten zu ermitteln:

1. Skalierung; die Methode macht von der Dimensionsanalyse und den Ähnlichkeitsgesetzen der Turbomaschinen Gebrauch. Es wird eine lineare Verschiebung der Wirkungsgradoptima verschiedener Drehzahlkennlinien mit der Durchflusszahl aufgezeigt, die auf die Änderung der Machzahl durch den Verdichter zurückzuführen ist. Auf dieser Basis wird eine einfache und zuverlässige Faustregel vorgestellt, um die wahren Verdichterwirkungsgrade ohne apriori Kenntnisse aus dem Herstellerkennfeld zu gewinnen.
2. Adiabate Leistungszahl; die Methode nutzt die dimensionslose Leistungszahl und Durchflusszahl. Die wärmestrombehafteten Wirkungsgrade werden mit einer adiabaten Leistungszahl korrigiert, die sich aus dem Vergleich von Messergebnissen bei unterschiedlichen Turbineneintrittstemperaturen und Drehzahlen ergibt. Hierfür ist ein zusätzlicher Messaufwand erforderlich.
3. Modellierung der Wärmeströme; die Methode basiert auf den Fourierischen Ansatz und benötigt gemessene Oberflächentemperaturen und weitere Geometrieparameter. Somit ist sie die aufwändigste Methode.

Die fundamentale Aussage hier ist, dass alle drei Methoden die oben aufgestellte Hypothese hinsichtlich des Einflusses der Wärmeströme auf den Verdichterwirkungsgrad verifizieren.

Der kombinierte Turbinenwirkungsgrad beinhaltet sowohl die aerodynamischen Verluste der Turbine als auch die mechanischen Verluste der Welle im Lagergehäuse. Sie wird als Verhältnis der dem Verdichter zugeführten Arbeit und der isentropen Turbinenarbeit gebildet. Diese Definition des Turbinenwirkungsgrads nimmt implizit an, dass die gesamte Enthalpedifferenz zwischen den beiden Messebenen stromaufwärts und stromabwärts der Turbine im Rotor umgesetzt wird. Vor dem Expansionsprozess im Rotor kommt es jedoch zu einer isobaren Wärmeabfuhr an die Umgebung und das Lagergehäuse, der die Arbeitsfähigkeit des Abgases mindert. Um den wahren Turbinenwirkungsgrad zu ermitteln, muss neben der Wärmeabfuhr auch die dem Verdichter zugeführte scheinbare Wellenarbeit berücksichtigt werden:

- Im hohen Drehzahlbereich dominiert der Effekt der Wärmeabfuhr und der wahre Turbinenwirkungsgrad ist höher als der im Herstellerkennfeld gegebene scheinbare Wirkungsgrad.

- Im kleinen Drehzahlbereich sind beide oben genannten Effekte signifikant. Hier kann der wahre Turbinenwirkungsgrad kleinere Werte annehmen als im Herstellerkennfeld gegeben.

Motorprüfstandsversuche

Zur Validierung aber auch Anwendung der physikalischen Modelle und der gewonnenen Erkenntnisse aus der Wärmestromuntersuchung wird eine zwei-stufige Turboladerbaugruppe an einem Motorprüfstand vermessen. Wesentliche Unterschiede zum Turboladerprüfstand sind

- nicht optimale Zu- und Abströmverhältnisse aufgrund von Bauraumrestriktionen,
- kleinere Wärmeströme aufgrund von Motorkühlung und Ventilation,
- periodische Beaufschlagung der Turbine sowie periodischer Widerstand am Verdichter aufgrund vom Ventilspiel des Verbrennungsmotors.

Gemessen wird quasi-stationär. Das Betriebsverhalten des Verdichters und der Turbine werden an konstanten Lastpunkten des Motors ermittelt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung beim Druckverhältnis zwischen quasi-stationärer Vermessung und Herstellerkennfeld der Niederdruckstufe. Gleiches gilt auch für Wirkungsgrade der hohen Turboladerdrehzahlen. Aufgrund niedrigerer Abgastemperaturen und damit einhergehender kleinerer Wärmeströme kommen die gemessenen Wirkungsgrade der kleinen Drehzahlen den wahren Wirkungsgraden näher. Daher ist es notwendig, die wahren Wirkungsgrade des Turboladers im Sinne einer sauberen Leistungsbilanzierung heranzuziehen. Anderenfalls führt es zu den bereits thematisierten Unsicherheiten bei der Applikation und zu Regelabweichungen bei der Erreichung von Solldruckvorgaben. Die Hochdruckstufe gibt zwar ein ähnliches Bild ab, allerdings gilt der Informationsgehalt der Herstellerkennfelder nicht für die Hochdruckstufe eines Biturbos. Einerseits bedeutet die saugseitig vorhandene Krümmerströmung zusätzliche Druckverluste. Andererseits verhindert sie eine homogene Beaufschlagung der Schaufeln und beeinträchtigt den Druckaufbau im Rotor maßgeblich. Dahingegen werden die Herstellerkennfelder mit einem Ersatzgehäuse mit optimaler Zu- und Abströmung erfasst.

Insgesamt lautet die Schlussfolgerung, dass

- die Krümmerströmung zusätzlich in das Kennfeld der Hochdruckstufe eingebunden werden muss.
- Wärmeströme insgesamt eine signifikante Rolle spielen. Sie hängen von der Abgastemperatur und Turboladerdrehzahl ab.
- die periodische Beaufschlagung bei der quasi-stationären Betrachtung in den gemessenen Kennfeldbereichen sehr gut durch stationär generierte Informationen zu beschreiben ist. Diese Beobachtung ist konform mit dem von Nakhjiri und Pelz [35] hergeleiteten Ansatz zur Behandlung der Periodizität in der Strömung.

Ausblick

Als eine ausstehende Arbeit gilt es, die gesamte Applikation auf Basis der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse durchzuführen. Letztendlich kann die Effektivität der Methoden anhand der bleibenden Regelabweichung bewertet werden, wenn es in Fahrversuchen die vorgegebenen Solldrücke zu erreichen gilt. In Njoya et al. [69] wird erstmalig die in dieser Arbeit vorgestellte Skalierungsmethode für die Bereinigung der Herstellerkennfelder von Wärmeströmen in den Applikationsprozess eingebunden. Es wird gezeigt, dass die durch die Skalierung korrigierte Bilanzierung der Leistung die Regelabweichung in den relevanten Kennfeldbereichen erheblich reduzieren kann.

In dieser Arbeit werden lediglich Turbolader mit fester Turbinengeometrie in die Untersuchungen einbezogen. Viele gewonnene Ergebnisse z.B. hinsichtlich der Wärmeströme können uneingeschränkt oder mit einer kleinen Modifikation auf Turbolader mit variabler Turbinengeometrie angewendet werden. Es bedarf jedoch einer Erweiterung des physikalischen Modells vATL. Darüber hinaus ist auch eine Modellierung der Ventile und der Krümmerströmung in einer zweistufigen Aufladung notwendig, um die Applikation vollständig durchführen zu können.

Eine weitere ausstehende Arbeit ist die Untersuchung der periodischen Beaufschlagung des Turboladers, insbesondere mit dem in [35] präsentierten Ansatz einer modifizierten Euler-Arbeit. In diesem Zusammenhang sind einerseits kritische Kennfeldbereiche näher zu beleuchten. Andererseits wird der Effekt der Periodizität relevanter, wenn auch das Volumen des Abgaskrümmers im Hinblick auf den immer stärker getriebenen Downsizing-Trend weiter reduziert wird.

Zur Forschung auf dem Gebiet der Turbomaschinen sind vor allem zwei Aspekte sehr interessant. Der Pumpgrenze von Verdichtern und deren Erkennung wird zwar in der Literatur der Turbomaschinen große Beachtung beigemessen. Es mangelt jedoch an einer einfachen Methode nach dem Vorbild der in dieser Arbeit vorgestellten Skalierungsmethode. Die Methode muss mit einer geringen Anzahl von Anlagenparametern auf verschiedene Motorkonzepte zu applizieren und echtzeitfähig sein. Ziel ist neben der Reduzierung des Applikationsaufwands auch eine Erweiterung des nutzbaren Kennfeldbereichs (Kennfeldbreite). Die hier dimensionsanalytisch aufgezeigten Zusammenhänge, vor allem der Informationsgehalt der am Verdichteraustritt gebildeten Durchflusszahl, können in diesem Zusammenhang vom großen Nutzen sein. Der zweite Aspekt bezieht sich auf die diskutierten Ähnlichkeitsbeziehungen bei Turbomaschinen. Die in dieser Arbeit beschriebene lineare Verschiebung der Wirkungsgradoptima des Verdichters bei einer Auftragung über der Durchflusszahl am Austritt ist näher zu durchleuchten. Im Vordergrund steht die Machzahländerung durch die Maschine, die gleichbedeutend mit einer Änderung der charakteristischen Geschwindigkeiten in der Maschine ist und den Betrag der Verluste beeinflusst.

Literaturverzeichnis

- [1] CHESSE, P. ; HETET, J. F. ; TAUZIA, X.: Performance Simulation of Sequentially Turbocharged Marine Diesel Engines with Application to Compressor Surge. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 122, pp. 562-569 (2000)
- [2] HILD, O. ; SCHLOSSER, A. ; FIEWEGER, K. ; DEUTSCH, G.: PKW-Dieselmotor mit Abgasturbolaufladung, VTG/Abgasrückführung. In: *Abschlussbericht FVV 651* (1998)
- [3] STAUDACHER, S. ; LINKE, A. ; FIOLA, R.: A Comparison of Methods for the Extrapolation of Turbomachinery Performance Maps for the Use in Performance Synthesis Programs. In: *5th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics* (2003)
- [4] AUNGIER, R. H.: Mean Streamline Aerodynamic Performance Analysis of Centrifugal Compressors. In: *Trans. ASME J. Turbomachinery*, 117, 360-366 (1995)
- [5] OH, H. W. ; YOON, E. S. ; CHUNG, M. K.: An Optimum Set of Loss Models for Performance Prediction of Centrifugal Compressors. In: *Proc. IMechE, Vol. 211 Part A: J. Power and Energy*, pp. 331-338 (1997)
- [6] MOTAVALLI, S. M. ; HAJILOUY-BENISI, A. ; NILI-AHMADABADI, M.: Experimental and Theoretical Investigation of Centrifugal Compressor Performance Characteristics. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-50939* (2008)
- [7] CHEN, H. ; WINTERBONE, D. E.: A Method to Predict Performance of Vaneless Radial Turbines under Steady and Unsteady Flow Conditions. In: *IMechE 4th International Conference on Turbocharging and Turbochargers, Paper No. C405/008* (1990)

- [8] BAINES, N. C.: A Meanline Prediction Method for Radial Turbine Efficiency. In: *6th International Conference on Turbocharging and Air Management Systems, IMechE, London, Paper No. C554/006/98* (1998)
- [9] MAMAT, A. M.I. B. ; MARTINEZ-BOTAS, R. F.: Mean Line Flow Model of Steady and Pulsating Flow of a Mixed-Flow Turbine Turbocharger. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2010-22441* (2010)
- [10] DENTON, J. D.: Loss Mechanisms in Turbomachines. In: *Journal of Turbomachinery. Vol. 115/621. Cambridge* (1993)
- [11] TRAUPEL, W.: *Thermische Turbomaschinen*. Berlin : Springer, 1977
- [12] JAPIKSE, D.: *Centrifugal Compressor Design and Performance*. ISBN 0 933283 03 2 : Concepts ETI, 1996
- [13] SENOO, Y. ; ISHIDA, M.: Deterioration of Compressor Performance due to Tip Clearance of Centrifugal Impellers. In: *ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 109, pp. 50-60* (1987)
- [14] BRAEMBUSSCHE, R. A. Van D.: Flow and Loss Mechanisms in Volute of Centrifugal Pumps. In: *Educational Notes RTO-EN-AVT-143, Paper 12* (2006)
- [15] STANITZ, J. D.: One-Dimensional Compressible Flow in Vaneless Diffusers of Radial and Mixed-Flow Centrifugal Compressors Including Effects of Friction, Heat Transfer and Area Change. In: *NACA TN 2610* (1952)
- [16] RAUTENBERG, M. ; MOBARAK, A. ; MOLABABIC, M.: Influence of Heat Transfer between Turbine and Compressor on the Performance of Small Turbochargers. In: *International Gas Turbine Congress* (1983)
- [17] BOHN, D. ; HEUER, T. ; KUSTERER, K.: Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbocharger: Part I: Numerical Results. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, GT2003-38445* (2003)
- [18] BOHN, D. ; MORITZ, N. ; WOLFF, M.: Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbocharger: Part II: Experimental Results. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, GT2003-38445* (2003)
- [19] SHAABAN, S.: Experimental Investigation and Extended Simulation of Turbocharger Non-Adiabatic Performance. In: *Dissertation, Universität Hannover* (2004)

- [20] CORMERAIS, M. ; CHESSE, P. ; HETET, F.: Turbocharger Heat Transfer Modeling Under Steady and Transient Conditions. In: *International Journal of Thermodynamics, Bd. 12, Nr. 4, 193 – 202* (2009)
- [21] BAINES, N. ; WYGANT, K. ; DRIS, A.: The Analysis of Heat Transfer in Automotive Turbochargers. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo* (2009)
- [22] DEPCIK, C. ; ASSANIS, D.: A Universal Heat Transfer Correlation for Intake and Exhaust Flows in a Spark-Ignition Internal Combustion Engine. In: *SAE paper 2002-01-0372* (2002)
- [23] ROMAGNOLI, A. ; MARTINEZ-BOTAS, R.: Heat Transfer on a Turbocharger Under Constant Load Points. In: *ASME Conference Proceedings, Bd. 2009, Nr. 48869, 163–174* (2009)
- [24] CASEY, M. V. ; FESICH, T. M.: The Efficiency of Turbocharger Compressors With Diabatic Flows. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 132* (2010)
- [25] SIRAKOV, B. ; CASEY, M. V.: Evaluation of Heat Transfer Effects on Turbocharger Performance. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, GT2011-45887, Vancouver*. (2011)
- [26] BAINES, N. C.: Turbocharger Turbine Pulse Flow Performance and Modelling - 25 Years on. In: *9th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, IMechE, London* (2010)
- [27] WINTERBONE, D. E. ; PEARSON, R. J.: Turbocharger Turbine Performance under Unsteady Flow - a Review of Experimental Results and Proposed Models. In: *Turbocharging and Air Management Systems, IMechE, pp. 193-206* (1998)
- [28] KARAMANIS, N. ; MARTINEZ-BOTAS, R. F. ; SU, C. C.: Mixed Flow Turbines: Inlet and Exit Flow under Steady and Pulsating Conditions. In: *ASME Journal of Turbomachinery 123: 359-371* (2001)
- [29] EHRLICH, A. D. ; LAWLESS, P. B. ; FLEETER, S.: On-Engine Turbocharger Turbine Inlet Flow Characterization. In: *SAE paper 971565* (1997)
- [30] EHRLICH, A. D.: Characterization of Unsteady on-Engine Turbocharger Turbine Performance. In: *Ph.D. Dissertation, Purdue University, West Lafayette, IN* (1998)

- [31] SZYMKO, S. ; MARTINEZ-BOTAS, R. F. ; PULLEN, K. R.: Experimental Evaluation of Turbocharger Turbine Performance under Pulsating Flow Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2005-68878* (2005)
- [32] HU, X. ; LAWLESS, P. B.: Predictions of on-Engine Efficiency for the Radial Turbine of a Pulse Turbocharged Engine. In: *SAE paper 2001-01-1238* (2001)
- [33] COSTALL, A. ; SZYMKO, S. ; MARTINEZ-BOTAS, R. F. ; FILSINGER, D. ; NINKOVIC, D.: Assessment of Unsteady Behavior in Turbocharger Turbines. In: *ASME paper GT2006-90348* (2006)
- [34] ABIDAT, M. ; HACHEMI, M. ; HAMIDOU, M. K. ; BAINES, N. C.: Prediction of Steady and Non-steady Flow Performance of a Highly Loaded Mixed Flow Turbine. In: *Proc. IMechE, Part A: Journal of Power and Energy, Vol. 212, No. 3, 173-184* (1998)
- [35] NAKHJIRI, M. ; PELZ, P.: Turbomachines under Periodic Admission - Axiomatic Performance Prediction. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2012-68398* (2012)
- [36] SPURK, J. H. ; AKSEL, N.: *Fluid Mechanics*. Berlin : Springer, 2008
- [37] BECKER, E.: *Technische Strömungslehre*. Stuttgart : Teubner, 1993
- [38] BECKER, E.: *Technische Thermodynamik*. Stuttgart : Teubner, 1985
- [39] STONJEK, S.: *Modellierung des Verdichters eines Abgasturboladers*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [40] GERSTEN, K. ; HERWIG, H.: *Strömungsmechanik*. Wiesbaden : Vieweg, 1992
- [41] BROWN, L. E.: Axial Flow Compressor and Turbine Loss Coefficients: A Comparison of Several Parameters. In: *ASME Paper No. 72-GT-18*. (1972)
- [42] SPURK, J. H.: *Dimensionsanalyse in der Strömungslehre*. Berlin : Springer, 1992
- [43] ECKERT, B. ; SCHNELL, E.: *Axial- und Radialkompressoren*. Berlin : Springer, 1980
- [44] PFLEIDERER, C. ; PETERMANN, H.: *Strömungsmaschinen*. Berlin : Springer, 2004

- [45] DEAN, R. C.: The Fluid Dynamic Design of Advanced Centrifugal Compressors. In: *Creare Tech. Note 185. Hanover/New Hampshire* (1975)
- [46] ECK, B.: *Ventilatoren*. Berlin : Springer, 2002
- [47] BAMMERT, K. ; FIEDLER, K.: Hinterkanten- und Reibungsverlust in Turbinenschaufelgittern. In: *Forschung im Ingenieurwesen Vol. 32, VDI-Duesseldorf* (1966)
- [48] JAPIKSE, D.: Advanced Diffusion Levels in Turbocharger Compressors and Component Matching. In: *Proceeding of the first International Conference on Turbocharging and Turbochargers. London: IMechE* (1982)
- [49] WEBER, R. C. ; KORONOWSKI, M. E.: Meanline Performance Prediction of Volutes in Centrifugal Compressors. In: *ASME Paper No. 86-GT-216* (1986)
- [50] KOTZUR, J.: *Analyse und Umrechnung von Radialverdichterkennlinien*. Dissertation, Ruhruniversität Bochum, 1978
- [51] DIXON, S. L.: *Fluid Mechanics, Thermodynamics of Turbomachinery. 4. Auflage*. Oxford, United Kingdom: Butterworth-Heinemann, 1998
- [52] DAILY, J. W. ; NECE, R. E.: Chamber Dimension Effects on Induced Flow and Frictional Resistance of Enclosed Rotating Disks. In: *Trans. ASME J. Basic Engng., 82, 217-232* (1960)
- [53] COPPAGE, J. E. ; DALLENBACH, F. ; EICHENBERGER, H. P. ; HLAVAKA, G. E. ; KNOERNSCHILD, E. M. ; LEE, N. V.: Study of Supersonic Radial Compressors for Refrigeration and Pressurization Systems. In: *WADC Report, 55-257* (1956)
- [54] RODGERS, C.: A Diffusion Factor Correlation for Centrifugal Impeller Stalling. In: *ASME-Paper 78-GT-61* (1978)
- [55] JAPIKSE, D. ; BAINES, N. C.: *Introduction to Turbomachinery, 1. Auflage*. Concepts ETI, 1997
- [56] ROHLIK, H. E.: Analytical Determination of Radial Inflow Turbine Design Geometry for Maximum Efficiency. In: *National Aeronautics and Space Administration, NASA TN D-4384, Washington, D.C.* (1968)
- [57] WEHLE, F. ; BRANDT, F.: *Einfluß der Temperturabhängigkeit der Stoffwerte auf den Wärmeübergang an der laminar überströmten ebenen Platte*. Springer, 1982
- [58] NITSCHKE, W. ; BRUNN, A.: *Strömungsmesstechnik*. Springer, 2006

- [59] WÄRMEATLAS, VDI: *VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen*. Springer, 2006
- [60] QIU, X. ; JAPIKSE, D. ; ANDERSON, M.: A Meanline Theory for Impeller Flow Recirculation. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2008-51349, Berlin (2008)*
- [61] PELZ, P. ; STONJEK, S. ; MATYSCHOK, B.: The Influence of Reynolds Number and Roughness on the Efficiency of Axial and Centrifugal Fans – a Physically Based Scaling Method. In: *Fan 2012 International Conference (2012)*
- [62] HESS, M.: Aufwertung bei Axialventilatoren - Einfluss von Reynolds-Zahl, Rauheit, Spalt und Betriebspunkt auf Wirkungsgrad und Druckziffer. In: *Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2010)*
- [63] ROTZOLL, R.: Untersuchungen an einer langsam-läufigen Kreiselpumpe bei verschiedenen Reynolds-Zahlen. In: *Konstruktion im Maschinen-, Apparate- und Gebäudebau, 10/4 (1958) 121-130 (1958)*
- [64] CASEY, M. V. ; SCHLEGEL, M.: Estimation of the Performance of Turbocharger Compressors at Extremely Low Pressure Ratios. In: *Proc. IMechE, Vol. 224 Part A: J. Power and Energy, pp. 239-250. (2010)*
- [65] NAKHJIRI, M. ; PELZ, P. ; MATYSCHOK, B. ; DÄUBLER, L. ; HORN, A.: Apparent and Real Efficiency of Turbochargers under Influence of Heat Flow. In: *14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-14 (2012)*
- [66] NJOYA, T.: *Wahrer und scheinbarer Wirkungsgrad bei Turboladern – analytische Modellierung der Wärmeströme und Validierung*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2002
- [67] BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Wiesbaden : Gabler Wissenschaftsverlage, 2010
- [68] BRUNE, K.-H.: *Numerische und experimentelle Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Abgasturboladerverdichters im Niederdruckabgasrückfuhrbetrieb*. Darmstadt : Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2010
- [69] NJOYA, T. ; NAKHJIRI, M. ; PELZ, P. ; FRASE, R.: Scaling Methods for Matching Tasks in Turbocharged Engines. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2014-25224 (2014)*

- [70] HOFFMANN, J.: *Taschenbuch der Messtechnik*. Fachbuchverlag, Berlin, 2. Aufl., 2002

Anhang A

Messunsicherheit

Bei der Messung von physikalischen Größen liegen in der Regel Messunsicherheiten vor, wobei der wahre Wert der Messgröße mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Unsicherheitsintervall liegt. Generell werden zwei Arten von Messabweichungen unterschieden, die systematische und die statistische Messabweichung. Eine systematische Messabweichung ist eine reproduzierbare Differenz von einem als wahr angenommenen Wert der Messgröße bei wiederholten Messungen. Aufgrund der Reproduzierbarkeit kann die Messabweichung korrigiert werden. Bei der statistischen Messabweichung handelt es sich um zufällige Abweichungen, die bei wiederholten Messungen um einen Mittelwert streuen. Da die statistischen Abweichungen nicht reproduzierbar sind, können sie nur mit statistischen Mitteln beschrieben werden. Dabei wird in der Regel von einer Normalverteilung der Messwerte um den entsprechenden Mittelwert ausgegangen. Für eine vertiefende Untersuchung der Messunsicherheit wird auf die einschlägige Literatur z.B. [70] verwiesen.

Die Kenngrößen des Turboladers wie Totaldruckverhältnis oder Wirkungsgrad werden nicht direkt messtechnisch erfasst. Sie werden aus den Messwerten für Druck und Temperatur errechnet. Somit setzen sich die Messabweichungen auf die Ergebnisgrößen fort, die mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung abgeschätzt werden. Im Folgenden werden die Messunsicherheiten am Brennkammerprüfstand exemplarisch dargestellt. Die Abbildungen A.1 bis A.4 stellen die Messwerte T_{t2} und p_{t2} und die Ergebniswerte Π_V und η_V bei der Abgastemperatur 800°C mit den entsprechenden Vertrauensintervallen graphisch dar. Die Wirkungsgrade sind als wahre Wirkungsgrade abgebildet. Da die Korrektur durch die Skalierung erfolgt ist, entsprechen die Vertrauensintervalle denen der scheinbaren Wirkungsgrade.

A.1 Messgrößen

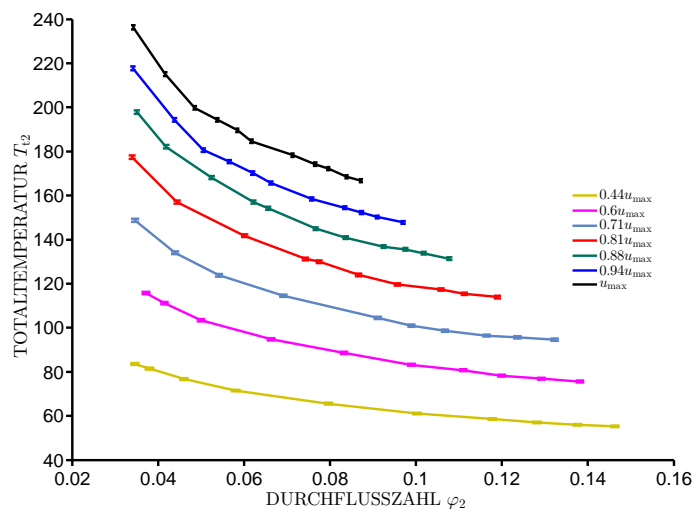


Abbildung A.1: T_{t2} mit Vertrauensintervall bei 800°C.

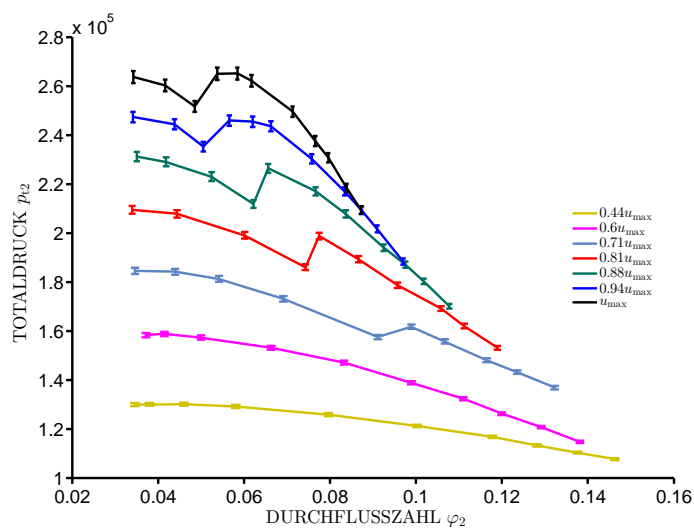


Abbildung A.2: p_{t2} mit Vertrauensintervall bei 800°C.

A.2 Kennfelder

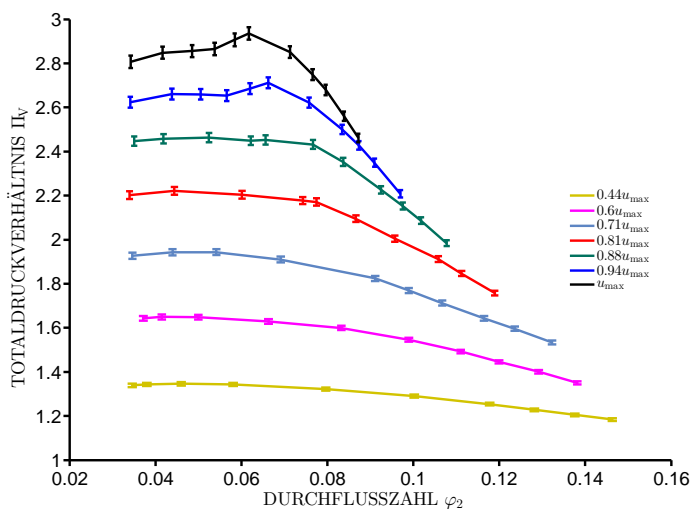


Abbildung A.3: Π_V mit Vertrauensintervall bei 800°C.

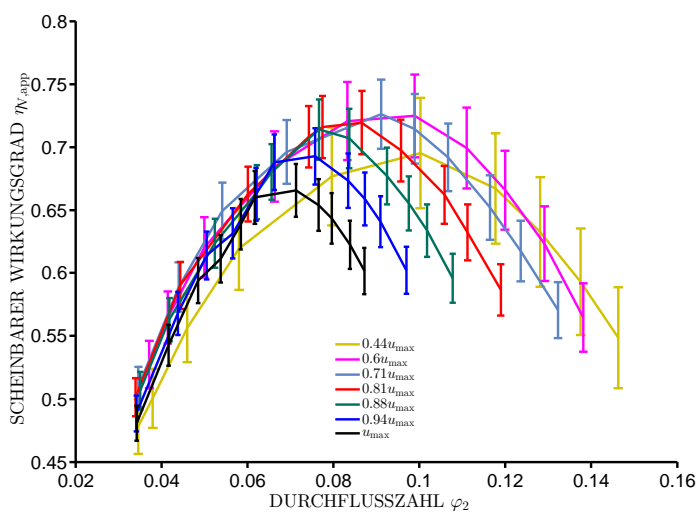


Abbildung A.4: η_V mit Vertrauensintervall bei 800°C.

Anhang B

Mechanischer Wirkungsgrad

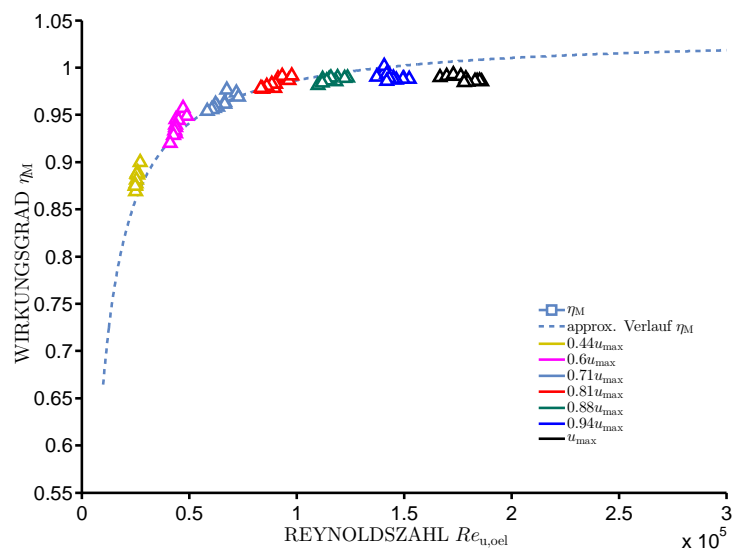


Abbildung B.1: Berechnete mechanische Wirkungsgrade durch polynomiale Annäherung der Turbinenwirkungsgrade bei 600°C Turbineneintrittstemperatur.

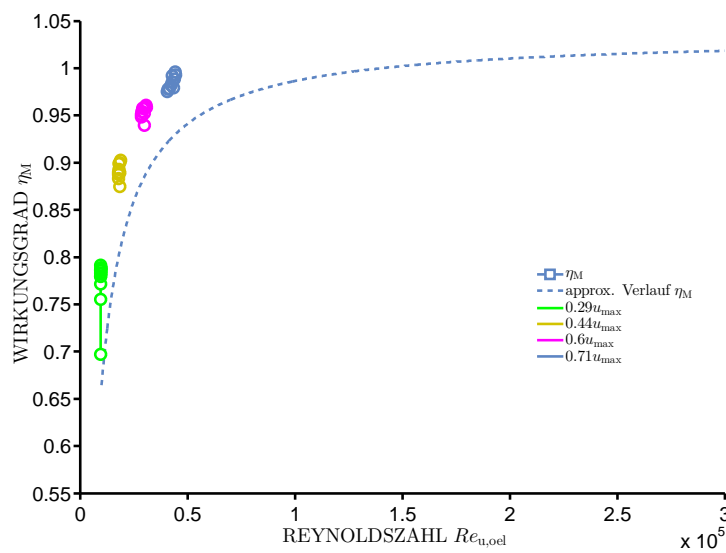


Abbildung B.2: Berechnete mechanische Wirkungsgrade durch polynomiale Annäherung der Turbinenwirkungsgrade bei 300°C Turbineneintrittstemperatur.