

Fortschritt-Berichte VDI

VDI

Reihe 7

Strömungstechnik

Nr. 504

Stephan Uhkötter, M. Sc.,
Berlin

Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in schnelllaufenden hydrodynamischen Turbinengleitlagern

Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in schnelllaufenden hydrodynamischen Turbinengleitlagern

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von

Stephan Uhkötter M.Sc.

aus Münster

Hamburg 2016

Tag der mündlichen Prüfung: 29. April 2016

Erstgutachter: Prof. Dr.-Ing. Franz Joos

Zweitgutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Stefan aus der Wiesche

Fortschritt-Berichte VDI

Reihe 7

Strömungstechnik

Stephan Uhkötter, M. Sc.,
Berlin

Nr. 504

Untersuchung der
Strömungs- und
Vermischungsphänomene
in schnelllaufenden
hydrodynamischen
Turbinengleitlagern

VDI verlag

Uhköter, Stephan

Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in schnelllaufenden hydrodynamischen Turbinengleitlagern

Fortschr.-Ber. VDI Reihe 7 Nr. 504. Düsseldorf: VDI Verlag 2016.

172 Seiten, 61 Bilder, 10 Tabellen.

ISBN 978-3-18-350407-7, ISSN 0178-9538,

€ 62,00/VDI-Mitgliederpreis € 55,80.

Für die Dokumentation: Turbinengleitlager – Radialgleitlager – Gleitlagertaschen – Strömungs- und Vermischungsphänomene – CFD-LES-Kavitation-Temperaturverhalten

Die vorliegende Arbeit zeigt eine detaillierte Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in Turbinengleitlagern. Der Fokus dieser Untersuchung liegt dabei auf den Gleitlagertaschen. Stand der bisherigen Forschung und Technik stellt die Schmierfilmtheorie mit empirischen Korrelationen dar. Diese Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie werden in dieser Arbeit durch die Verwendung einer CFD-Berechnung vermieden. Es wird so ein höherer Detaillierungsgrad erreicht.

Fragestellungen im Gleitlager, wie nach dem Maximaltemperaturverhalten in Abhängigkeit vom Vermischungsverhalten in den vorgelagerten Ölversorgungstaschen, lassen sich somit numerisch beantworten. Die Anwendung der Methodik auf ein Turbinengleitlager und ein beispielhaftes Ergebnis werden detailliert gezeigt.

Bibliographische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliographische Daten sind im Internet unter <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Bibliographic information published by the Deutsche Bibliothek

(German National Library)

The Deutsche Bibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliographie (German National Bibliography); detailed bibliographic data is available via Internet at <http://dnb.ddb.de>.

Dissertation

Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg

© VDI Verlag GmbH · Düsseldorf 2016

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Fotokopie, Mikrokopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, im Internet und das der Übersetzung, vorbehalten.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

ISSN 0178-9538

ISBN 978-3-18-350407-7

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laboratorium für Wärme-, Energie- und Motorenmechanik der Fachhochschule Münster.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Franz Joos und Prof. Dr.-Ing. habil. Stefan aus der Wiesche, die diese Arbeit durch ihre exzellente Betreuung und umfassende Unterstützung, sowie durch ihr persönliches Engagement erst ermöglicht haben.

Danken möchte ich auch Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac und Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig für die Begleitung auf meinem Weg. Bedanken möchte ich mich zudem bei der Siemens AG für die Förderung dieser Arbeit und die gute Zusammenarbeit, insbesondere Dipl.-Ing. Michael Kursch, Dr.-Ing. Stefan Janssen und Dr.-Ing. Christian Beck.

Mein Dank gilt auch dem Lehrstuhl für Produktentwicklung der Ruhr-Universität Bochum und Dipl.-Ing. Sebastian Kukla für die Bereitstellung der Messdaten, sowie den Mitarbeitern des Laboratoriums für Strömungsmaschinen der Helmut-Schmidt-Universität für ihren Einsatz.

Ein großes Dankeschön an Christian Helcig, Reiner Schönenfeld, Karsten Hasselmann, Felix Reinker, Marek Kapitz, Holger Czajka, Thorsten Kröner, Thomas Gensrich, Jürgen Lux und Prof. Dr.-Ing. Hans-Arno Jantzen für die zahlreichen inspirierenden Diskussionen und die Unterstützung während der Messungen.

Ich danke dem Stipendien-Programm der Fachhochschule Münster für die finanzielle Unterstützung, ohne die diese Arbeit nicht begonnen werden können, sowie dem DAAD für die zweimalige Bewilligung eines Stipendiums.

Ganz besonders Danke ich meiner Familie für ihre Unterstützung und meiner Frau Christina für ihre Geduld einen großen Teil unserer Zeit dieser Arbeit zu widmen.

Berlin, Juni 2016

Stephan Uhkötter

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	VII
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	2
1.2 Gegenstand der vorliegenden Untersuchung	4
2 Stand der Forschung	8
2.1 Wirkungsweise eines Turbinengleitlagers	8
2.1.1 Tribologie	12
2.1.2 Fluidmechanik	13
2.1.3 Ölzuführung zur Schmierung und Kühlung	15
2.1.4 Kavitation	17
2.2 Experimenteller Aufbau eines Turbinengleitlagerprüfstands	19
3 Modellbildung und numerische Simulation der Gleitlagerströmung	22
3.1 Modellbildung turbulenter Strömung	23
3.1.1 REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES Simulation (RANS)	25
3.1.2 Large Eddy Simulation (LES)	32
3.2 Mehrphasige Strömung und Kavitation	38
3.3 Energiegleichung und Temperaturabhängigkeiten	40
4 Gesamtgleitlagerbetrachtung	41
4.1 Numerische Ergebnisse	43
4.1.1 Thermische Bilanzierung	48
4.1.2 Druckverteilung	49
4.1.3 Füllungsgradfeld	50
4.1.4 Geschwindigkeitsverteilung	53
4.2 Validierung durch experimentelle Daten	54

5 Lagertaschenbetrachtung	59
5.1 Konfusor mit einseitig bewegter Berandung	61
5.1.1 CFD-Simulation	64
5.1.2 Experimenteller Versuchsaufbau und Messdaten	68
5.1.3 Validierung der CFD-Ergebnisse	72
5.2 Lagertaschenmodell ohne Frischölzuführung	75
5.2.1 Analytische Betrachtung	76
5.2.2 CFD-Simulation	78
5.2.3 Experimenteller Versuchsaufbau und Messdaten	83
5.2.4 Validierung und Diskussion der Ergebnisse	90
5.3 Lagertaschenmodell mit Frischölzuführung	98
5.3.1 CFD-Simulation	98
5.3.2 Experimenteller Versuchsaufbau	106
5.3.3 Validierung und Diskussion der Ergebnisse	107
5.3.4 Vermischung	110
6 Anwendung der Erkenntnisse auf Turbinengleitlager in Schwerbauweise	113
6.1 Strömungsphänomene	114
6.1.1 CFD-Simulation	114
6.1.2 Grundlegende Strömungsform der Gleitlagertasche	116
6.1.3 Zuführungsabhängige Strömungsform der Gleitlagertasche	117
6.2 Vermischungsverhalten	121
6.3 Temperaturverteilung	124
7 Resultate und Diskussion	131
8 Zusammenfassung und Ausblick	134
Literatur	136

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bezeichnung	Abschnitt
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit	3.3
a_1	-	turbulente Modellkonstante	3.1
A_0	-	turbulente Modellkonstante	3.1
A_S	-	turbulenter Modellparameter	3.1
A_μ	-	stoffabhängige Konstante	3.3, 4.1
b_1	-	turbulente Modellkonstante	3.1
B	mm	Lagerbreite	2.1, 2.2, 4.2
B_K	mm	Kanalbreite	5.0–5.3
B_μ	-	stoffabhängige Konstante	3.3, 4.1
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	3.3
$c_{p \text{ Öl}}$	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität des Öls	2.2
c_1	-	turbulente Modellkonstante	3.1
C	-	turbulente Modellkonstante	3.1
d_h	mm	hydraulischer Durchmesser	5.3
D	mm	Lagerdurchmesser	2.1
D_W	mm	Wellendurchmesser	2.2, 4.0
e	mm	Exzentrizität	2.1
f	-	turbulenter Modellparameter	3.1
F	N	Kraft	2.1
F	-	turbulenter Modellparameter	3.1
F_L	N	Lagerbelastung	2.1, 2.2

g	-	turbulenter Modellparameter	3.1
G	-	Filterkern	3.1
G_k	$\text{kg}/(\text{m s}^3)$	turbulenter Produktionsterm	3.1
h	μm	Spalthöhe	2.1, 2.2, 4.0, 4.2, 5.1
H_K	mm	Kanalhöhe	5.0–5.3
k	m^2/s^2	kinetische Turbulenzenergie	3.1, 4.1
l	m	Abstand zur nächstgelegenen Oberfläche	3.1
l_m	m	PRANDTLScher Mischungsweg	3.1
L_K	mm	Kanallänge	5.0–5.3
\dot{m}	kg/s	Massenquellterm	3.2
M	N m	Reibungsmoment	2.1
n	-	Stichprobe	3.1
n_W	min^{-1}	Antriebsdrehzahl	2.2
N	-	Gitterzellenanzahl	4.1, 5.1, 5.2, 6.1
N	-	Stichprobenumfang	3.1, 5.2
n_0	m^{-3}	Keimdichte	3.2
p	Pa	Druck	1.2, 2.1, 3.0–3.2, 4.1, 5.1, 5.2
p^+	%	normierter Druck	4.1, 4.2, 5.1
\bar{p}	%	mittlerer Lagerdruck	2.1
\check{P}	$\text{kg}/(\text{m s}^3)$	turbulenter Modellparameter (Quellterm der turbulenten kinetischen Energie)	3.1
P_{Wmax}	W	maximale Wellenleistung	2.2
q	1/s	Geschwindigkeitsskala	3.1
r_w	mm	Wellenradius	2.1
r	-	turbulenter Modellparameter	3.1
R	m	Blasenradius	3.2
$RMS_{u'_K}$	m/s	Root-Mean-Square-Wert (quadratisches Mittel) der Geschwindigkeitsschwankungen u'_K	5.2
$RMS_{v'_K}$	m/s	Root-Mean-Square-Wert (quadratisches Mittel) der Geschwindigkeitsschwankungen v'_K	5.2
S_{ij}	1/s	Deformationsgeschwindigkeitstensor	3.1
t	s	Zeit	0, 2.1, 3.0–3.3, 5.2
Δt	s	Zeitintervall	3.1, 5.3

T	K	Temperatur	1.2, 3.3, 4.1, 6.1
T_{mix}	K	Mischungstemperatur	6.1, 6.3
T_u	%	Turbulenzgrad	5.2
T^+	%	normierte Temperatur	4.1, 4.2
T_{in}	°C	Ölzuführtemperatur	2.2
u	m/s	Geschwindigkeitskomponente in Hauptrichtung	3.1, 5.1, 5.2
u'	m/s	Geschwindigkeitsschwankung in Hauptrichtung	5.2
u_K	m/s	Geschwindigkeit in Kanallängenrichtung	5.1, 5.2
u'_K	m/s	Geschwindigkeitsschwankung in Kanallängenrichtung	5.2
u_W	m/s	Wandgeschwindigkeit	5.1
u^+	-	normierte Geschwindigkeit	5.1, 5.2, 6.1
u_i	m/s	Geschwindigkeitsvektor in Indexnotation	2.1, 3.0–3.2
u_j	m/s	Geschwindigkeitsvektor in Indexnotation	2.1, 3.0, 3.1
U	m/s	Geschwindigkeitsbetrag	0, 1.2, 5.3, 6.1
U_S	m/s	Geschwindigkeit der Lagerschale	2.1
U_W	m/s	Geschwindigkeit der Welle	2.1
U^*	1/s	turbulenter Modellparameter	3.1
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit	5.2
v	m/s	Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Hauptrichtung	5.2
v'	m/s	Geschwindigkeitsschwankung senkrecht zur Hauptrichtung	5.2
v_K	m/s	Geschwindigkeit in Kanalhöhenrichtung	5.2
v'_K	m/s	Geschwindigkeitsschwankung in Kanalhöhenrichtung	5.2
\mathbf{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor	3.3, 4.0, 4.1, 5.1, 5.2
w	m/s	Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptrichtung	5.2
w'	m/s	Geschwindigkeitsschwankung quer zur Hauptrichtung	5.2
w_K	m/s	Geschwindigkeit in Kanalbreitenrichtung	5.2
f_i	J/kg	spezifische äußere potentielle Energie, Massenkraftpotential, Schwerkraftpotential	2.1, 3.0

x	m	kartesische Koordinate (Hauptrichtung)	0, 2.1, 3.1, 5.0–5.3, 6.0, 6.1
x_i	m	kartesische Koordinate in Indexnotation	2.1, 3.0, 3.1
x_j	m	kartesische Koordinate in Indexnotation	2.1, 3.0, 3.1
y	m	kartesische Koordinate (senkrecht zur Hauptrichtung)	5.0–5.3, 6.0, 6.1
y^+	-	normierter Wandabstand	5.1, 5.2
z	m	kartesische Koordinate (quer zur Hauptrichtung)	2.1, 5.0–5.3, 6.0, 6.1

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bezeichnung	Abschnitt
α	%	Füllungsgrad	1.2, 3.2, 4.1, 4.2
β	-	turbulente Modellkonstante	3.1
β^*	-	turbulente Modellkonstante	3.1
γ	°	Exzentrizitätswinkel	2.1
γ	-	turbulente Modellkonstante	3.1
$\dot{\gamma}$	1/s	Schergeschwindigkeit	2.1
δ_{ij}	-	KRONECKER-Delta	3.1
Δ	m	Filterweite	3.1
$\Delta\vartheta^+$	-	normierte Temperaturänderung	6.1–6.3
ε	m^2/s^3	turbulente Dissipation	3.1, 4.1
ζ	-	turbulenter Modellparameter	3.1
η	m	KOLMOGOROV-Länge	3.1
ι	-	Hilfsvariable zur Ermittlung turbulenter Modellkonstanten	3.1
κ_t	-	turbulente Modellkonstante (von-Kármán-Konstante)	3.1
$\lambda_{\text{Öl}}$	$\text{W}/(\text{m K})$	Wärmeleitfähigkeit des Öls	2.2

μ	Pas	dynamische Viskosität	2.1, 3.1–3.3, 4.1, 5.2
μ	-	Reibungskoeffizient	2.1
μ_t	Pas	turbulente dynamische Viskosität	3.1
$\mu_{\text{Öl}}$	Pas	dynamische Ölviskosität	2.2
ν	m^2/s	kinematische Viskosität	2.1, 3.0, 3.1, 3.3, 4.0, 5.2, 5.3
ν_t	m^2/s	turbulente kinematische Viskosität	3.1
$\check{\nu}$	m^2/s	Wirbelviskosität	3.1
ρ	kg/m^3	Dichte	0, 2.1, 3.0–3.2, 5.2, 5.3
$\rho_{\text{Öl}}$	kg/m^3	Öldichte	2.2
σ	-	turbulente Modellkonstante	3.1
τ_w	m^2/s^2	Wandschubspannung	5.2
τ_η	s	KOLMOGOROV-Zeit	3.1
τ_t	m^2/s^2	turbulente Schubspannung	3.1, 5.2
τ_{ij}	m^2/s^2	viskoser Spannungstensor	3.0
τ_{ij}^{SGS}	m^2/s^2	Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung	3.1
φ	°	Umfangswinkel	2.1, 2.2, 3.2, 4.0– 4.2, 6.3
ϕ	-	beliebige Variable	3.1
χ	-	turbulenter Modellparameter	3.1
ψ	-	relatives Lagerspiel	2.1
ω	rad/s	Umfangsgeschwindigkeit	2.1, 3.1, 6.0–6.3
ω	1/s	charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel	3.1
Ω_i	1/s	mittlere Rotation	3.1

Mathematische Symbole

Symbol	Bezeichnung
\bar{x}	Term, konventionell gemittelt
\hat{x}	LES gefilterter Term über die Filterweite Δ
\tilde{x}	LES gefilterter Term über ein Vielfaches der Filterweite Δ

Subskripte

Symbol	Bezeichnung
<i>cav</i>	Kavitation
<i>in</i>	Zuführung bzw. Einlass
<i>i</i>	laufender Index der Vektorkomponenten, $i = 1, 2, 3$ (EINSTEINSche Summenkonvention)
<i>j</i>	laufender Index der Vektorkomponenten, $j = 1, 2, 3$
<i>ij</i>	laufender Index der Tensorkomponenten, $i = 1, 2, 3, j = 1, 2, 3$
<i>h</i>	hydraulisch
<i>K</i>	Kanal
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	Lager
<i>l</i>	flüssig (liquid)
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>mix</i>	Mischung
<i>Öl</i>	Öl
<i>out</i>	Auslass
<i>p</i>	Druck
<i>Rezi</i>	Rezirkulation

<i>S</i>	Lagerschale
<i>sat</i>	Sättigungszustand
<i>t</i>	turbulent
<i>W</i>	Welle
<i>W</i>	Wand
<i>v</i>	gasförmig (vapor)
<i>Zu</i>	Zuführung

Superskripte

Symbol	Bezeichnung
<i>T</i>	Term, transponiert
<i>+</i>	Term, normiert
<i>'</i>	Schwankungsgröße

Operatoren

Symbol	Bezeichnung	
∇	Gradient:	$\nabla \equiv \frac{\partial}{\partial x_i}$
$\nabla \cdot$	Divergenz:	$\nabla \cdot \equiv \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}$
Δ	LAPLACE-Operator:	$\Delta = \nabla \cdot \nabla \equiv \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$

Dimensionslose Kennzahlen

Symbol	Bezeichnung	Definition	Abschnitt
c	COURANT-Zahl	$c = \frac{U \cdot \Delta t}{\Delta x}$	4.1
J	Impulsverhältnis	$J = \frac{U_{Zu}^2 \cdot \rho_{Zu}}{U_K^2 \cdot \rho_K}$	5.3, 6.1–6.3, 7.0
Pr_t	turbulente PRANDTL-Zahl	$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t}$	5.2
Re	REYNOLDS-Zahl	$Re = \frac{v \cdot h}{\nu}$	3.1, 4.0, 5.0–5.3, 7.0
ReR	REYNOLDSzahlenverhältnis	$ReR = \frac{ReRK}{ReRZu}$	5.3, 6.1–6.3, 7.0
Sc_t	turbulente SCHMIDT-Zahl	$Sc_t = \frac{\nu_t}{D_t}$	5.2
So	SOMMERFELD-Zahl	$So = \frac{\bar{p} \cdot \psi^2}{\mu \cdot \omega}$	2.1
Ta	TAYLOR-Zahl	$Ta = \frac{v^2 \cdot h^3}{1/2 \cdot D_W \cdot \nu^2}$	3.1, 4.0

Abkürzungen

Symbol	Bezeichnung	Abschnitt
ALP3T	Allgemeines Lagerprogramm mit dreidimensionalem Temperatureinfluss	2.1, 4.0–4.2
CAD	Computer-Aided Design	4.1
CFD	Computational Fluid Dynamics	1.2, 2.1, 2.2, 3.0–3.2, 4.0–4.2, 5.0–5.3, 6.1, 6.2, 7.0, 8.0

CHT	Conjugate Heat Transfer [gekoppelter Wärmetransport]	8.0
DDES	Delayed Detached-Eddy Simulation	3.1, 5.2
DNS	Direct Numerical Simulation [Direkte numerische Simulation]	3.1, 4.1, 5.2
DyRoBes-BePerf	Dynamics of Rotor Bearing Systems	2.1
FSI	Fluid-Structure Interaction [Fluid-Struktur-Kopplung]	8.0
FVV	Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V.	2.2
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie	5.1, 5.2
LES	Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation]	3.1, 4.1, 5.2, 5.3, 6.2, 7.0
LES-Smag	klassisches SMAGORINSKY Modell	5.2
LES-EG	Eingleichungs Modell	5.2
LDMMS	LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation	3.1, 5.2, 5.3, 6.1
RANS	REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES]	3.1, 4.1, 5.2
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations	5.1
URANS	Unsteady REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [In-stationäre REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES]	3.1
VoF	Volume-of-Fluid	3.2, 4.1
VT-FAST	Virginia Tech - Front-end Automated Simulation of Turbomachinery	2.1

Kapitel 1

Einleitung

Thermische Turbomaschinen sind Kraftmaschinen, in denen im Rahmen eines thermodynamischen Prozesses Wärme in Bewegung umgewandelt wird. Hier sind besonders die Dampfturbine, bei der die Entspannung des Dampfes zur Bewegungserzeugung genutzt wird und die Gasturbine, bei der die sequentiell angeordneten Prozesse Verdichten, Verbrennen und Expandieren die Bewegungsenergie erzeugen, zu nennen. Die einzelnen Arbeitsschritte sind über einen Hauptrotor verbunden, der entsprechend den Anforderungen der Turbomaschine ausgelegt sein muss. Diese jeweiligen Anforderungen führen unter Umständen zu relativ großen Bauformen, wie im Beispiel der stationären Dampf- und Gasturbinen der Energietechnik. Der Rotor einer Turbomaschine in Schwerbauweise verfügt über eine hohe Gesamtmasse, die aus den angebrachten Komponenten, wie beispielsweise der Beschaufelung und der Eigenmasse der Welle resultiert. Die sich dadurch ergebenden hohen Belastungen auf die Lagerung des Rotors erfordern zwingend die Bauform eines hydrodynamischen Radialgleitlagers. In der industriellen Praxis können zum heutigen Stand der Technik ausschließlich hydrodynamische Gleitlager die auftretenden radialen Kräfte des Rotors im stationären Betriebszustand der Turbomaschine in Schwerbauweise selbsttragend und verschleißfrei aufnehmen. Für einen sicheren Betrieb der Lagerung ist eine kontinuierliche Zuführung von Frischöl erforderlich. Gründe hierfür sind in den thermischen Stoffeigenschaften sowie in der Fluideodynamik des Ölfilms zu finden. Die partiell sehr starken Scherkräfte im Fluidfilm verursachen eine hohe viskose Reibung, die einen Temperaturanstieg erzeugt. Mit steigender Temperatur sinkt die Ölviskosität und die Tragfähigkeit reduziert sich bis hin zu einer Gefährdung der Funktion des Lagers. Eine kontinuierliche Zuführung von kühlem Frischöl gewährleistet die Betriebssicherheit des Gleitlagers. Diese Versorgung mit Frischöl erfolgt durch sogenannte Lagertaschen. Die Fluideodynamik der Vermischung in den Lagertaschen ist ein kritischer und komplexer Vorgang, der einer grundlegenden Untersuchung bedarf. Eine detaillierte Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in hydrodynamischen Turbinengleitlagern ist Gegenstand dieser Arbeit.

1.1 Hintergrund

Gleitlager werden zur Lagerung rotierender Bauteile unter Ausnutzung eines die Reibpartner trennenden Schmierfilms verwendet. Die Familie der Gleitlager differenziert sich zwischen hydrostatisch und hydrodynamisch wirksamen Gleitlagern, sowie Hybridlagern, die beide Konzepte miteinander kombinieren. Eine der gängigen Formen der unterschiedlichen Hybridlager ist in Abbildung 1.1 dargestellt und zeigt sehr anschaulich die verschiedenen Ölversorgungskonzepte.

Der für den Anfahrvorgang zunächst hydrostatisch wirkende Teil des Lagers wird konstruktiv in den unteren, der Belastung entgegen gerichteten Teil der Lagerschale eingebracht. Separate Leitungen des Ölsystems führen Öl unter hohem Druck zu kleinen hydrostatischen Lagertaschen, das ein Anheben des Rotors bewirkt. Ein verschleißfreies Anfahren des Lagers ist dadurch möglich.

Hybride Gleitlager nutzen das hydrostatisch wirksame Ölsystem lediglich als An- und Auslaufhilfen. Im stationären Betrieb wird der hydrodynamische Effekt des Gleitlagers zur verschleißfreien Lagerung der Welle genutzt. Durch einen konvergierenden Spalt zwischen den

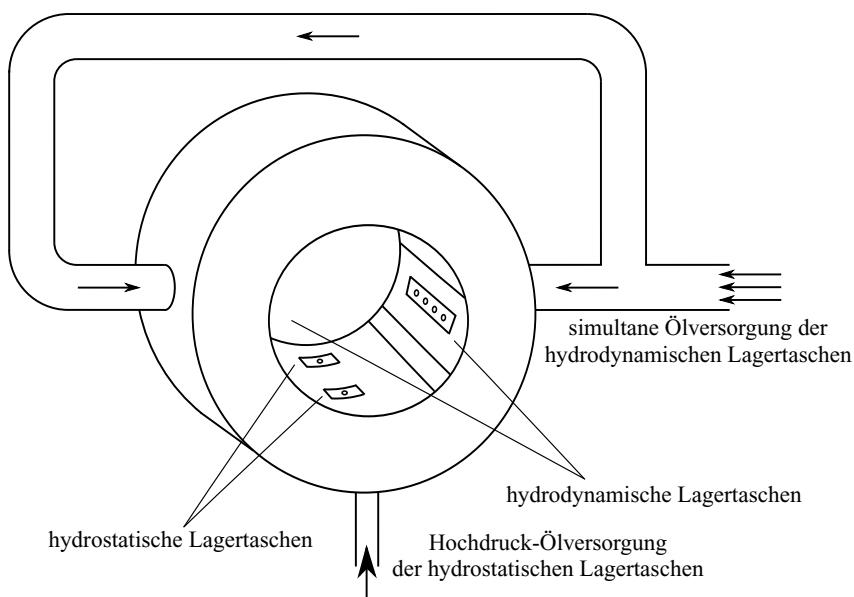


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Ölversorgung eines Gleitlagers

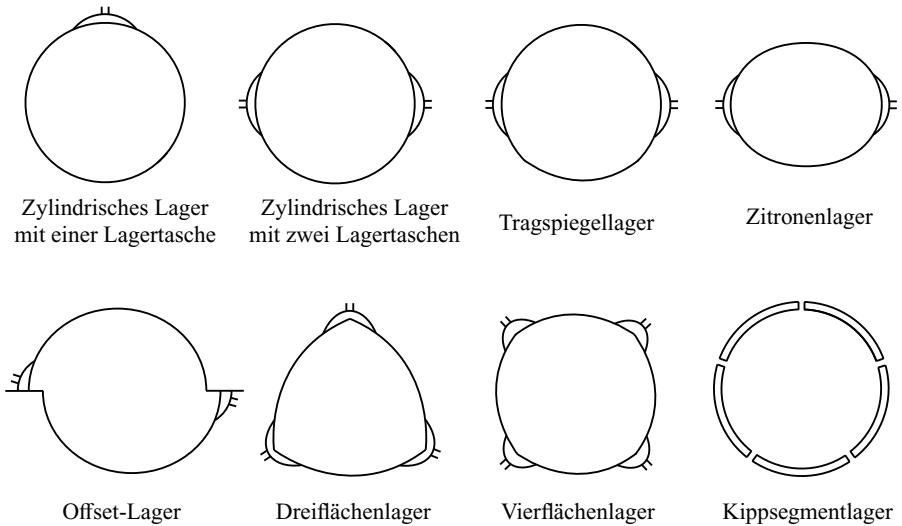


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der verschiedenen Gleitlagertypen nach [1–5]

sich relativ zueinander bewegenden Körpern, wird ein tragender Ölfilm erzeugt. Im Fall des Radialgleitlagers sind das Schale und Welle. Dazu werden über eine gemeinsame Zuführleitung simultan zumeist zwei Lagertaschen mit Öl versorgt. Eine Interaktion der Lagertaschen untereinander über die verbindende Zuführungsleitung kann dabei nicht ausgeschlossen werden. Die Lagertaschen versorgen den Schmierspalt kontinuierlich mit Frischöl und kühlen so das Lager. Die Zuverlässigkeit aber auch die Effizienz der Lagertaschen sind die Hauptkriterien ihrer Auslegung und Gestaltung. Eine Bewertung der Lagertaschen nach diesen Kriterien ist jedoch meist schwierig, weil die auftretenden Phänomene in der Vermischung unbekannt sind.

Die Form und Anordnung der Lagertaschen variieren stark und sind in der Regel mit der Gleitlagergrundform verknüpft. Beispielhaft sind in Abbildung 1.2 acht Lagerformen dargestellt. Als einfachste Bauform stellt das zylindrische Lager mit ein oder zwei Lagertaschen dar. Als eine effiziente Weiterentwicklung werden das Tragspiegellager und das Zitronenlager angesehen. Mehrflächenlager wie das Drei- oder Vierflächenlager aber auch das Kippsegmentlager weisen eine erhöhte Führungsgenauigkeit auf und die Anzahl der Lagertaschen erhöht sich zur einzelnen Versorgung jeder Gleitfläche. Der Vorteil der erhöhten Führungsgenauigkeit wird durch den über den Umfang mehrfach auftretenden konvergierenden Spalt ermöglicht. Nachteilhaft ist dabei eine verstärkte Reibleistung und die Gefahr eines schnelleren Umschlags in ein turbulentes Strömungsregime.

Die in der Industrie verwendete und an wissenschaftlichen Instituten experimentell vermessene Lagerform des Tragspiegellagers mit zwei horizontal angeordneten Zuführungstaschen wird in dieser Arbeit näher betrachtet und als Referenzlager verwendet.

1.2 Gegenstand der vorliegenden Untersuchung

In vielen Dampf- und Gasturbinen in Schwerbauweise, wie auch im Fall der in Abbildung 1.3 gezeigten Siemens Gasturbine SGT5-8000H, werden ein radial und ein axial wirkendes Gleitlager im vorderen und ein reines Radialgleitlager im hinteren Bereich verwendet. Die nähere Betrachtung des rein radial wirkenden Gleitlagers wird Gegenstand dieser Untersuchung sein.

Die Untersuchung der Strömungsphänomene in schnelllaufenden hydrodynamischen Gleitlagern zeichnet sich durch eine lange Historie aus. Basis der heutigen analytischen Gleitlagerauslegung stellt die 1886 durch REYNOLDS [6] eingeführte Differentialgleichung dar. Die REYNOLDSSche Gleichung beschreibt die Spaltströmung im Lager, eine Kombination aus COUETTE- und POISEUILLE-Strömung, die zu einem kontinuierlich tragenden Schmierfilm führt. Die Tragfähigkeit des Gleitlagers ist der Hauptaspekt eines sicheren Betriebs.

VOGELPOHL [7] beschreibt zwei Aspekte als wesentlich zur Gewährleistung der Betriebssicherheit für Gleitlager, das sind zum einen die Vermeidung eines unzulässigen Verschleißes und zum anderen die Einhaltung der Temperatur- und damit der Viskositätsgrenzen. Beide Aspekte können einander beeinflussen, lassen sich aber im Regelfall getrennt voneinander betrachten. Eine

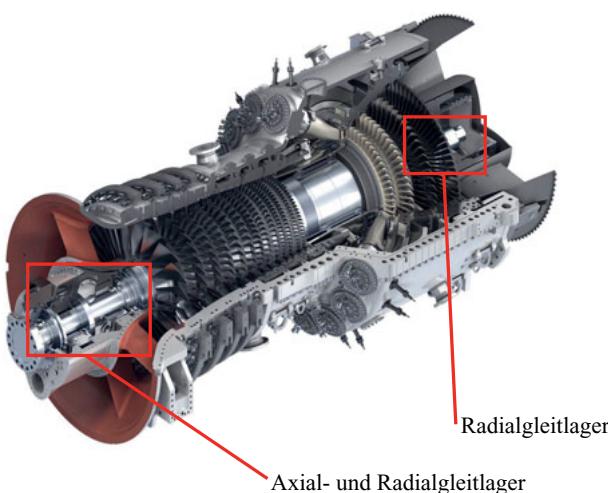


Abbildung 1.3
Siemens Gasturbine
SGT5-8000H
Quelle: Siemens AG

fokussierte Untersuchung der Temperaturentwicklung bzw. des Wärmeaushalts im Gleitlager für Dampf- und Gasturbinen in Schwerbauweise ist daher möglich.

Die gebräuchlichste Methode der Temperatur-, Druck-, Füllungsgrad- und Geschwindigkeitsberechnung stellt die Verwendung der REYNOLDSgleichung in empirischen und halb-empirischen Berechnungsprogrammen dar. Diese robuste und schnelle Form der Berechnung findet eine breite Anwendung in der Industrie, aber auch eine stetige Weiterentwicklung in der Wissenschaft. Dreidimensionale Effekte wie komplexe Strömungs- und Vermischungsvorgänge können mit dieser Form der Berechnung jedoch nicht erfasst werden und müssen durch andere Arten der numerischen Berechnung untersucht werden. Erste Arbeiten von GUO, HIRANO und KIRK [8] zeigen das Potential einer numerischen Untersuchung in Form einer Computational Fluid Dynamics (CFD) Berechnung. Diese Arbeiten verwenden allerdings einige Vereinfachungen, wie die Einphasigkeit des Fluidfilms und gehen nicht näher auf die Lagertaschenphänomene ein.

Ein detailliertes thermisches Verständnis der Turbinengleitlagerströmung bedarf einer eingehenden Untersuchung der Lagertaschen. Eine detaillierte Lagertaschenuntersuchung kann jedoch nur mit den richtigen Randbedingungen des gesamten Lagers geschehen. Um die Blockade dieser zirkulären Abhängigkeit zu durchbrechen, müssen die Fragestellungen separiert, systematisch betrachtet und die Resultate final wieder kombiniert werden. Abbildung 1.4 zeigt die Systematik der Vorgehensweise.

Zum Verständnis der grundlegenden Abläufe und zur Generierung der Randbedingungen der Lagertaschenuntersuchung wird das Gesamtgleitlager in Kapitel 4 berechnet. Ausgangspunkt ist das industriell genutzte und durch ein wissenschaftliches Institut einer Hochschule vermessene Turbinengleitlager. Die jeweiligen Abhängigkeiten der physikalischen Größen Temperatur, Druck, Füllungsgrad und Geschwindigkeit ist dabei zu berücksichtigen. Das Temperaturfeld T beeinflusst durch die Viskositätsänderung des Öls die Druckverteilung p . Die Druckverteilung ist maßgeblich für den Phasenwechsel des Öls verantwortlich und somit auch für die Änderungen des Füllungsgradfelds α . Der Füllungsgrad wiederum steht in direkter Beziehung zur Massenbilanz um somit auch zum Geschwindigkeitsfeld U . Das Geschwindigkeitsfeld verursacht aufgrund der hohen Schergeschwindigkeit im Lagerspalt eine Scherreibung und somit eine Temperaturerhöhung. So zeigt sich innerhalb der physikalischen Größen im Gleitlager eine weitere wechselseitige Abhängigkeit, ähnlich wie zwischen Gesamtlager und Lagertasche. Diese ebenfalls in Abbildung 1.4 dargestellte Abhängigkeit zwischen Temperatur, Druck, Füllungsgrad und Geschwindigkeit im Gleitlager kann innerhalb der Berechnung mit größerem numerischem Einsatz berücksichtigt werden. Aufgrund der hohen Komplexität der numerischen Berechnung sind die experimentellen Daten des Großturbinengleitlagerprüfstands, die zur Validierung der numerischen Ergebnisse dienen von großem Nutzen. Eine gleichzeitige Studie der Lagertaschenphänomene, besonders eine strukturierte Zerlegung der Phänomene innerhalb der Tasche ist unter

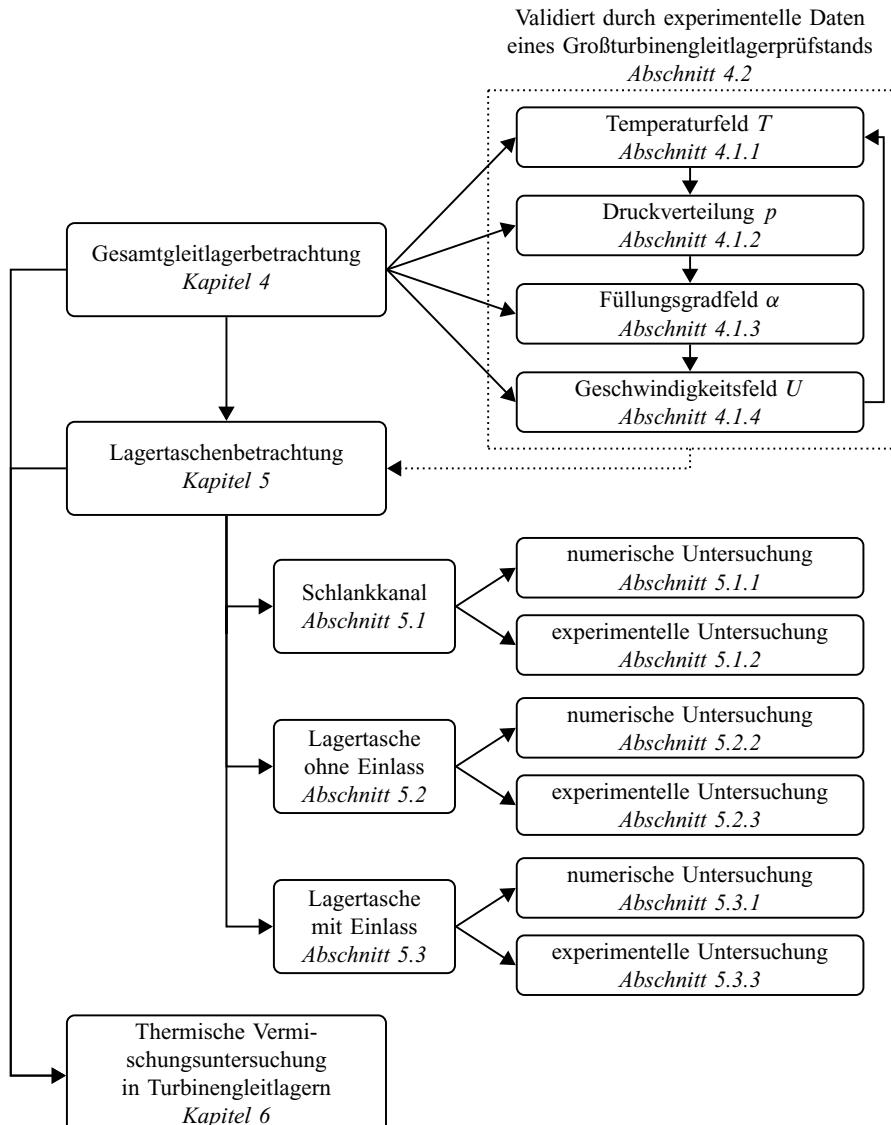


Abbildung 1.4: Übersicht der Untersuchungsstrategie

einem erhöhten numerischen Einsatz nicht sinnvoll. Eine Separierung der Lagertaschenbetrachtung ist zu bevorzugen.

Als gesonderte Untersuchung unter Berücksichtigung realistischer Randbedingungen der Gesamtlagerberechnung bietet die Lagertaschenbetrachtung in Kapitel 5 die Möglichkeit einer systematischen Zerlegung. Die Geometrie der Lagertasche in ihre Grundformen zu unterteilen und sie zu einer einfachen Gestalt eines Schlankkanals, im speziellen eines Konfusors mit bewegter Berandung zu reduzierten, ermöglicht eine analytische Betrachtung und vor allem eine ausgiebige numerische und zur Validierung geeignete experimentelle Untersuchung. Mit dem Verständnis dieser grundlegenden Geometrie kann die Form schrittweise wieder in ihrer Komplexität erhöht werden. Zunächst wird aus dem ausschließlich konvergierenden Schlankkanal ein divergierender und konvergierender Kanal. Vorübergehend werden weiterhin die numerischen und experimentellen Untersuchungen ohne einen Einlass, der die Frischölzuführung repräsentiert, durchgeführt. Abgeschlossen wird die Lagertaschenbetrachtung schließlich mit der Lagertaschengeometrie inklusive eines Einlasses. Die Ergebnisse dieser Untersuchung lassen detaillierte Rückschlüsse auf das thermische Vermischungsverhalten des Frischöls in der Lagertasche zu.

Ausschlaggebend für die Gestaltung eines zuverlässigen und effizienten Gleitlagers ist nicht alleine das Vermischungsverhalten in den Lagertaschen, sondern die Auswirkungen auf das Temperaturverhalten im tragenden Lagerspalt. Die Kombination der zunächst separierten Untersuchung des Gesamtgleitlagers und der Lagertaschen führt zur Anwendung der Erkenntnisse in Kapitel 6 in Form einer validen Berechnung des thermischen Vermischungsverhaltens in Turbinengleitlagern. Die Übertragung der Erkenntnisse und Methodik auf die maßstäbliche Geometrie und Physik des Turbinengleitlagers stellt somit den praktischen Nutzen dieser Arbeit dar.

Kapitel 2

Stand der Forschung

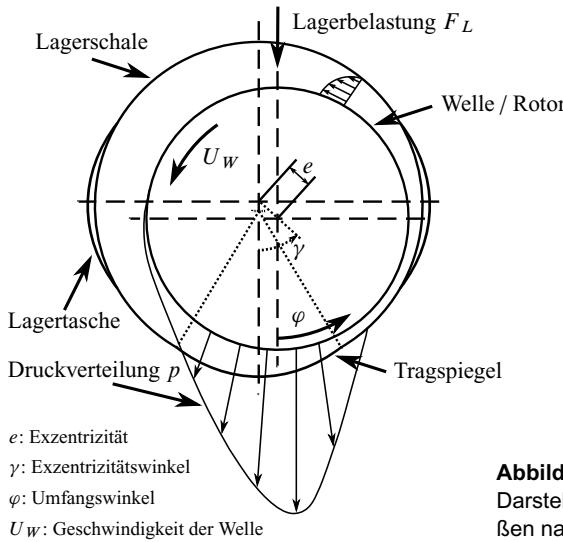
Die Lagerung drehender Bauteile zählt wohl zu einer der ersten technischen Herausforderungen, unterliegt jedoch hinsichtlich der Betriebssicherheit und Effizienz einer stetigen Weiterentwicklung. Einerseits sind die Auslegung, Konstruktion und der Bau von Turbinengleitlager ein etablierter Vorgang, in dem andererseits noch ein hohes Optimierungspotential für die noch nicht verstandenen Effekte und Vorgänge liegt. Ein Vorgang und besonderer Effekt ist die Ölströmung im Turbinengleitlager, die Gegenstand der hier vorgestellten Forschung ist. Hinreichend bekannt sind die COUETTE-Strömung im Lagerspalt, sowie die Exzentrizität in Rotationsrichtung und die damit auftretende Druckverteilung, dargestellt in Abbildung 2.1. Die Berechnung der Druckverteilung ist seit der Aufstellung der REYNOLDS-Gleichung durch Osborne REYNOLDS am Beispiel eines Gleitlagers möglich. Nicht näher untersucht ist hingegen die Strömung in der Gleitlagertasche, dem Ort, an dem das Lager mit frischem Öl versorgt wird. Daher werden die Vermischungseffekte des Frischöls mit dem Öl, welches von der Welle im Spalt mitgeschleppt wird, sehr einfach

- als vollständige Vermischung unter Berücksichtigung der Massenbilanz oder
- mit teilweise widersprüchlichen empirischen Mischungsfaktoren [9, S. 8]

beschrieben. An dieser Stelle kommen die in den nächsten Kapiteln betrachteten Forschungsergebnisse, die sich auf hochtourige Turbinengleitlager und deren typischen geometrischen, stofflichen und dynamischen Eigenschaften beziehen, zum Tragen. Eine Übertragung der Erkenntnisse auf ähnliche Gleitlager oder auf ähnliche Strukturen ist ebenfalls möglich.

2.1 Wirkungsweise eines Turbinengleitlagers

Die Verwendung von Gleitlagern findet schon seit alters statt. Eine systematische Beschreibung der physikalischen Vorgänge wurde, wie bei so vielen technischen Systemen, erst sehr viel später durchgeführt. So wurde die Grenzreibung, der Übergang von Festkörper- über Misch- zur

**Abbildung 2.1**

Darstellung der wichtigsten Gleitlagergrößen nach [1, 10–12]

Flüssigkeitsreibung, durch Guillaume AMONTONS [13], Gottfried Wilhelm LEIBNIZ [14], Leonhard EULER [15–17] und Charles Augustin COULOMB [18, 19] beschrieben und ist nach letzterem benannt worden (siehe auch [20]). Alle Autoren charakterisieren das Phänomen der Reibung mit zum Teil recht unterschiedlichen Definitionen, geblieben ist schließlich die Beschreibung, dass die Grenzreibung in Abhängigkeit von Reib- und Normalkraft steht [1]. Bereits 1883 versuchte Nikolai PETROW [21] die für ein stationär laufendes Gleitlager essentielle Flüssigkeitsreibung zu beschreiben. PETROWS Arbeit erfolgte im Zuge der in Russland aufkeimenden Naphthalindustrie (Erdölindustrie) und der damit verbundenen Suche nach einem Einsatzgebiet für die Abfallprodukte der Raffination, der Mineralöle, die als Schmiermittel in Gleitlagern eingesetzt werden konnten. PETROW beschrieb das Lager unter Beachtung der physikalischen Erkenntnisse, die u. a. NEWTON, COULOMB und POISEUILLE [22] im Bereich der Reibung gewonnen hatten. Neben diesen Arbeiten zog PETROW auch die Erkenntnisse im Bereich der Fluidmechanik durch NAVIER [23] und POISSON [24] heran. PETROWS Herleitung wird stets unter der Annahme einer mittleren Spalthöhe verwendet, ein Faktum, dass eine relativ starke Vereinfachung des Zustands darstellt. PETROW selbst sah keine gleichbleibende Spalthöhe im Lager vor, fand jedoch auch keine für die Praxis geeignete Korrelation des Lagerspaltverlaufs. Die Vereinfachung einer mittleren Spalthöhe lässt sich mit der Annahme einer zentrischen Welle gleichsetzen, die später durch Maurice COUETTE [25] 1890 analytisch und experimentell nachvollzogen worden ist. Die dabei auftretende Scherströmung wurde nach COUETTE benannt.

Erst experimentelle Untersuchungen durch Beauchamp TOWER [26] 1883 und darauf ba-

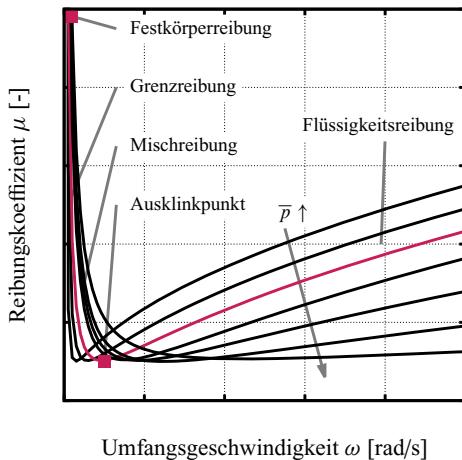


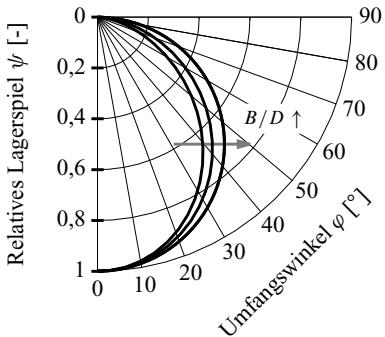
Abbildung 2.2

Kurvenschar der STRIBECK-Kurve durch Parametrisierung des mittleren Lagerdrucks \bar{p} in schematischer Darstellung nach [1, 28, 29]

sierende theoretische, analytische Beschreibungen durch Osborn REYNOLDS [6] 1886 führten zu der Annahme eines exzentrischen Gleitlagers und zur Herleitung der allgemein bekannten REYNOLDSSchen Differentialgleichung unter Berücksichtigung der Arbeiten von STOKES [27] und RAYLEIGH.

Die REYNOLDSSche Differentialgleichung beschreibt das Druckfeld p des Lagerspalts im hydrodynamisch ausgebildeten und stationären Zustand. Der stationäre Zustand der Flüssigkeitsreibung wird erst mit einer Ausklinkumfangsgeschwindigkeit erreicht und durchläuft zuvor beginnend mit einem Losbrechen des Lagers von der Festkörper- oder Haftribreibung die Phasen der Grenzreibung und Mischreibung. Im Bereich zwischen Mischreibung und Flüssigkeitsreibung findet sich im Allgemeinen der geringste Reibungskoeffizient (μ) und folglich auch der effizienteste Betriebspunkt. Die nach STRIBECK [28] benannte Kurve in Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit. Gleichzeitig zeigt die Kurvenschar aufgrund der Parametrisierung des mittleren Lagerdrucks (\bar{p}) die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten (μ). Beginnend mit einem druckunabhängigen und somit gleichen Reibungskoeffizienten der Festkörperreibung durchlaufen alle Kurven die Grenz- und Mischreibung bis hin zur Flüssigkeitsreibung. Der ansteigende mittlere Lagerdruck verursacht im Bereich der Grenz- und Mischreibung einen erhöhten Reibungskoeffizienten, senkt diesen jedoch im Bereich der Flüssigkeitsreibung herab.

Der mittlere Lagerdruck ($\bar{p} = F/(B \cdot D)$) wird neben dem relativem Lagerspiel (ψ), der dynamischen Viskosität (μ) und der Umfangsgeschwindigkeit (ω) zur Bestimmung der Som-

**Abbildung 2.3**

Kurvenschar der GÜMBEL-Kurve durch Parametrisierung der Lagerbreite zum Lagerdurchmesser Verhältnis (B/D) in schematischen Darstellung nach [1, 5, 7, 30, 31]

MERFELD-Zahl (So) verwendet.

$$So = \frac{\bar{p} \cdot \psi^2}{\mu \cdot \omega} \quad (2.1)$$

Die SOMMERFELD-Zahl (So) aus Gleichung (2.1) wird als „Näherungswert für den Reibkoeffizienten“ [1] verwendet oder auch zur Lasteinteilung der jeweiligen Lager. Ein Lager mit $So < 1$ wird als Schnelllaufager und ein Lager mit $So > 1$ als Schwerlastlager bezeichnet [7]. Nähert sich die SOMMERFELD-Zahl einem unendlich großen Wert, handelt es sich üblicherweise um ein sehr langsam laufendes Lager, eine extrem hohe Lagerbelastung oder eine Kombination aus beidem.

Zur Vermeidung von Schäden in hochbelasteten Gleitlagern durch ein Losbrechmoment beim Anfahrvorgang kommen mit Hochdruck versorgte hydrostatische Anhebungstaschen zum Einsatz, bis eine ausreichend hohe Umfangsgeschwindigkeit erreicht ist und das Lager hydrodynamisch funktioniert. Es stellt sich eine Exzentrizität in Abhängigkeit der beschriebenen SOMMERFELD-Zahl (So) ein. Die Exzentrizität wird mit einem üblicherweise in Polarkoordinaten dargestellten Verlauf wiedergegeben und als GÜMBEL-Kurve oder -Halbkreis bezeichnet. Abbildung 2.3 zeigt eine GÜMBEL-Kurvenschar mittels Parametrisierung der Lagerbreite zum Lagerdurchmesser Verhältnis (B/D). Mit steigendem Verhältnis vergrößert sich das relative Lagerspiel (ψ). Aufgrund dieses Lagerspiels bzw. der Exzentrizität bildet sich ein engster Schmierspalt. Die dadurch entstandene Keilform baut einen die Welle tragenden Druckberg auf. Eine Verkleinerung des Lagerspalts führt zu höherem Druck und einer erhöhten Tragfähigkeit. Bis zu einem gewissen Grad, der zumeist durch eine maximale Temperatur gekennzeichnet ist, stellt sich das System als stabil dar. Dabei wird das Lager kontinuierlich mit Frischöl aus Gleitlagertaschen versorgt. Die kontinuierliche Versorgung ist ein notwendiger Vorgang zur Gewährleistung des Abtransports der auftretenden Erwärmung durch Reibung des Fluids. Hierbei spielt der Term der Scherreibung die entscheidende Rolle. Die Scherreibung wird bei der numerischen Be-

trachtung anderer Systeme unter Berücksichtigung der Energiegleichung zumeist vernachlässigt. Induziert durch die sich bewegende Welle und die stillstehende Lagerschale ist jedoch in einem Gleitlager die maximale Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ mit 250 000 bis 300 000 1/s besonders hoch. Die dadurch erzeugte Reibung im Fluid verursacht besonders im Bereich des engsten Schmierspalts und in Rotationsrichtung kurz dahinter eine starke Temperaturerhöhung.

2.1.1 Tribologie

Der Begriff Tribologie (englisch: Tribology) wurde im Jahr 1966 eingeführt [32] und wird vom Wort 'reiben' (griechisch: *tribō* [τριβω]) abgeleitet [20]. Die Tribologie umfasst die Bereiche Reibung, Verschleiß und Schmierung mit dem Ziel, die beiden erstgenannten zu vermindern. Verschleißmechanismen können Adhäsion, Abrasion, Oberflächenzerrüttung oder tribochemische Reaktionen sein [33, S. 13]. Tribologie steht aber auch für das Zusammenspiel des Grundkörpers (Lagerschale), den sich bewegenden Gegenkörper (Welle oder Rotor) und dem dazwischen befindlichen Schmierstoff (Lageröl) [31, 33].

Haftreibung, Festkörperreibung, Ruhereibung, Haltreibung, Startreibung oder trockene Reibung sind einige der Bezeichnungen des Widerstands gegen eine eintretende Bewegung zweier zueinander ruhender Körper (vgl. [7]). Die Fülle der Wortfindungen zeigt schon die Bedeutung der Reibung im technischen Alltag, genauso wie für die Tribologie im Radialgleitlager. Das zu überwindende Reibungsmoment (M) ergibt sich laut SOMMERFELD [34] aus

$$M = F_L \cdot r_W \cdot \sin \gamma \quad . \quad (2.2)$$

Läuft das Gleitlager nach Überwindung des ersten Reibungsmoments durch den Bereich der Grenz- und Mischreibung in den Zustand der stationären Gleitreibung, wird für den Fall der zentrischen Welle das Reibungsmoment laut PETROW [21] aus

$$M = 2 \cdot \pi \cdot \mu \cdot r_W^2 \cdot B \cdot \frac{U_W}{h} \quad (2.3)$$

berechnet.

Der Fall einer zentrischen Welle ergibt sich jedoch nur für den Grenzfall sehr kleiner Lasten bei hoher Drehzahl. PETROW [21] beschrieb daher schon die Spalthöhe h als veränderlichen Parameter. Der Fokus der REYNOLDSCHEN Theorie der Lagerreibung liegt auf dem Fall der Gleitreibung mit variablem Spalthöhenverlauf.

2.1.2 Fluidmechanik

Die Fluidmechanik ist für die Wirkungsweise des Turbinengleitlagers von entscheidender Bedeutung. Im Hinblick auf die Erkenntnisse des achtzehnten Jahrhunderts, publiziert durch EULER [35] und BERNOULLI [36], ist besonders die dichteabhängige Kontinuitätsgleichung (siehe auch [37–41]), hier in vektorieller Form unter Berücksichtigung der EINSTEINSchen Summenkonvention

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

und die EULERSchen Gleichung, der reibungslosen und drehungsfreien Impulsgleichung [41]

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \cdot u_i) = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2.5)$$

zu nennen.

Aus diesen entwickelten NAVIER [23] und STOKES [42] im neunzehnten Jahrhundert die zähigkeitsbehaftete und inkompressible Impulsgleichung,

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] . \quad (2.6)$$

Nicht jede Strömungsform lässt sich anhand der NAVIER-STOKES-Gleichungen analytisch erfassen, aber die Scherströmung (COUETTE-Strömung) und die Druckströmung (POISEUILLE-Strömung) sind zwei prominente Strömungsformen, die durch eine analytische Betrachtung der NAVIER-STOKES-Gleichungen beschreibbar sind.

Die für diese Arbeit interessante Lagerart ist ein hydrodynamisches Radiallager, das die Tur-

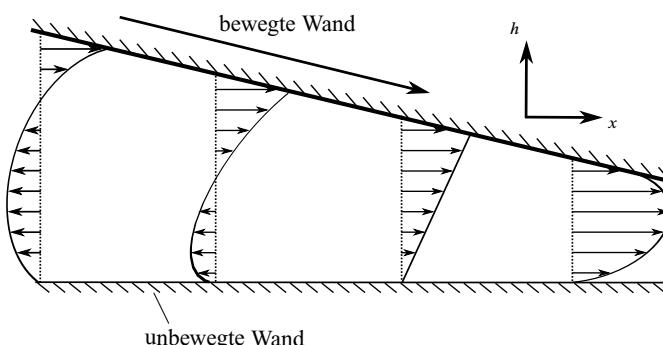


Abbildung 2.4
Gleitlagerströmung
in einem konver-
gierendem Spalt
nach [1, 30, 43]

binenwelle durch einen kontinuierlich zufließenden Schmierfilm auf der Unterschale des Lagers trägt. Bei dieser Schmierfilmströmung handelt es sich um eine Kombination aus COUETTE- und POISEUILLE-Strömung, die durch REYNOLDS [6] sowie SOMMERFELD [44] und MICHELL [45] analytisch beschrieben worden sind und in Abbildung 2.4 dargestellt ist.

Diese Beschreibung liefert unter der Verwendung einiger Vereinfachungen als Lösung der REYNOLDSSchen Gleichung für gegebene Randbedingungen das Druckfeld (p) in Gleichung (2.7).

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \cdot \mu \left[(U_S + U_W) \frac{\partial h}{\partial x} + 2 \frac{\partial h}{\partial t} \right] \quad (2.7)$$

Der im Lagerspalt auftretende Druck spielt bei der Auslegung der maximalen Tragkraft des Gleitlagers die entscheidende Rolle.

Bei der Herleitung der REYNOLDSSchen Differentialgleichung und bei der nachfolgenden Verwendung in Berechnungsprogrammen zur Gleitlagerauslegung werden jedoch in der Schmierfilmtheorie einige substantielle physikalische Annahmen getroffen [1, 46–49]:

- Vernachlässigung der Trägheit aus den Navier-Stokes-Gleichungen,
- isotherme Fluideigenschaften,
- Annahme eines unendlich langen und geraden Spaltverlaufs, da der Lagerspalt im Vergleich zum Wellen- und Lagerschalenradius sehr klein ist.
- Der Druck an den Schmierfilmrändern wird als Umgebungsdruck angenommen und
- der Zuführdruck wird gleich dem Druck in den Lagertaschen gesetzt.
- Vernachlässigung der Unterschreitung des Sättigungsdampfdrucks und damit einhergehende Kavitation oder
- Verwendung eines Kavitationsmodells.
- Annahme einer laminaren Strömung oder
- Verwendung eines empirischen Turbulenzansatzes.
- Die Oberflächen des Grundkörpers, der Lagerschale und des Gegenkörpers, der rotierenden Welle werden als hydraulisch glatt angenommen und
- Grund- und Gegenkörper sind achsparallel; es tritt keine Verkantung auf.
- Vernachlässigung der Geschwindigkeitskomponente und der Druckänderung in Richtung der Spalthöhe und

- Vernachlässigung des Geschwindigkeitsgradienten in Richtung der Spaltlänge und -breite.

Einige dieser Vereinfachungen werden nicht durch Ersatzmodelle abgebildet oder berücksichtigt, da sie kaum oder keinen Einfluss ausüben, wie z. B. der gerade Spaltverlauf. Andere Vereinfachungen werden durch substantielle physikalische Modellerweiterungen berücksichtigt und basieren zumeist auf empirischen Daten.

Die Berechnung der strömungsmechanischen und thermischen Zustände des Ölfilms in Turbinengleitlagern wird derzeit durch empirische und halb-empirische 1D/2D-Berechnungsprogramme wie VT-FAST [50], DyRoBes-BePerf [51] oder auch ALP3T [46, 52, 53] realisiert [8]. Diese Programme verwenden eine auf der REYNOLDSgleichung basierende Lösung der Strömung und ermöglichen keine 3D-CFD-Lösung. Eine 3D-CFD-Lösung bietet die Möglichkeit die Strömung in alle Raumrichtungen aufzulösen. Ein lokales Einströmen von Umgebungsluft und Ausströmen von Öl durch den Lagerspalt, Kavitation und Turbulenzphänomene können berücksichtigt werden. Dazu wird der Strömungsraum mit Hilfe eines Rechengitters in kleine Zellvolumen unterteilt und die NAVIER-STOKES-Gleichungen für jede Zelle berechnet. Eine genaue Beschreibung der Methodik und der beinhalteten Modellbildung findet sich in Kapitel 3.

Die numerische Analyse und Darstellung der Strömung im Gleitlager ohne die Verwendung der bisher üblichen Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie liegt also im Bereich des Möglichen. Der dazu verwendete CFD-Ansatz, der die Möglichkeit bietet, alle wichtigen physikalischen Phänomene abzubilden, wurde 2005 von GUO, HIRANO und KIRK [8] in einer ersten CFD-Berechnung vorgestellt. Diese Berechnung vernachlässigte jedoch die Mehrphasigkeit und die Kavitation und legte kein besonderes Augenmerk auf die turbulenten Vermischungsvorgänge in den Gleitlagertaschen. Die Realisierung einer mehrphasigen, kavitierenden, turbulenten Strömung in einer Gleitlagergeometrie ist daher ein Ziel dieser Arbeit.

2.1.3 Ölzuführung zur Schmierung und Kühlung

Hydrostatische und hydrodynamische Gleitlager unterscheiden sich grundlegend in ihrer Ölzuführung. Beide Formen der Zuführung sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Die Anforderung an die Zuführung ist zum einen, im Fall des hydrostatischen Gleitlagers, die Anhebung der Welle mittels einer Hochdruck-Ölversorgung und zum anderen, im Fall des hydrodynamischen Gleitlagers, die Schmiermittelversorgung und Kühlung des selbsttragenden Lagers mittels kontinuierlicher Ölzuführung unter geringerem Druck. Die Gestaltung unterscheidet sich aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen stark. Daher liegt der Fokus dieser Arbeit lediglich auf einer Form, der der hydrodynamisch wirksamen Gleitlager.

Der Hauptgrund kontinuierlicher Ölzuführung in ein hochbelastetes hydrodynamisches Turbinengleitlager ist die Abfuhrung der durch die Scherreibung erzeugten Wärme. Die Wärmege-

nerierung im Tragfilm des Lagers ist ein Effekt, der aus der Theorie und Empirie hinreichend etabliert und validiert ist. Der Wärmeabtransport erfolgt durch einen kontinuierlichen Austausch des erhitzten Öls im Lagerspalt durch kühleres Frischöl, das zumeist in sogenannte Lagertaschen zugeführt wird. Ein kontinuierlicher Ölfilm zur Schmierung des Lagers ließe sich auch mit deutlich geringeren Ölmengen mittels Abdichtung des Lagers bzw. direkter Rückführung des Öls gewährleisten [30, S. 142 und 207]. Die dabei erzeugte Wärmemenge kann auf diese Weise jedoch nicht abgeführt werden. Die Vermeidung einer Temperaturüberhöhung bedarf einer relativ großen Frischölmenge, die ungehindert durch den offenen Lagerspalt seitlich ausfließen kann. Das seitliche Ausfließen des Lageröls zwischen Welle und Lagerschale erfolgt dabei ungleichmäßig über den Umfang. Der Umfang lässt sich in vier Bereiche unterteilen; in den Bereich der Unterschale in dem die Welle getragen wird, dem gegenüber in den Bereich der Oberschale und in die beiden kurzen Bereiche dazwischen. In den beiden Bereichen zwischen Unter- und Oberschale fließt kaum Lageröl aus. Begründet wird dieser Zustand durch die Druckneutralität; es findet kaum ein Druckaufbau oder -abbau statt. Anders verhält es sich im Bereich der Unterschale. Der tragende Druckberg wird sukzessive durch den konvergierenden Spalt aufgebaut und es erfolgt ein seitliches Ausfließen des Lageröls. Konträr dazu findet im Bereich der Oberschale aufgrund des divergierenden Spalts ein Druckabbau statt und es kann dabei sogar ein Einströmen und somit ein Lufteinzug von außen erfolgen. Sollte ein Lufteinzug auftreten wird die Luft durch zugeführtes Frischöl wiederum seitlich aus dem Spalt gedrängt. Kann keine adäquate Frischölmenge zugeführt oder nur unzureichend mit dem erhitzten Öl aus dem Lagerspalt vermischt werden, können lokale Überschreitungen der zulässigen Temperaturen die Folge sein.

In experimentellen Arbeiten wurde gezeigt, dass die Herabsetzung der Öleintrittstemperatur bei gleichem Zuführdruck keine wesentliche Verbesserung der Tragfähigkeit des Lagers zur Folge hat [54]. Begründet wird dieses Phänomen durch die Reduktion der Viskosität bei sinkender Temperatur und der dadurch verringerte Durchsatz von Frischöl. Ein möglichst genaues Verständnis der Fluidodynamik der Fischölvermischung ist daher entscheidend zur Optimierung der Verteilung und Kühlung mittels gezielter Zuführung des Frischölbedarfs.

Die Zuführung des Öls erfolgt in Gleitlagertaschen, deren Anzahl und Anordnung Auslegungsgeichtspunkten unterworfen sind. Grundsätzlich empfiehlt es sich, das Frischöl an einer Stelle geringen Drucks zuzuführen [55, S. 3]. Dadurch kann die notwendige Pumpleistung reduziert werden oder das Lager selbst sogar als aktive Pumpe ausgelegt werden [30, S. 141].

Ein gängiges Design der Turbinengleitlager sieht eine Zuführung an einer druckneutralen Stelle vor. Der Lagertaschenmittelpunkt ist daher zwischen maximalem und minimalem Druckgebiet auf beiden Seiten des Lagers angeordnet. Konstruktiv liegt das Hauptaugenmerk zumeist auf einer gleichmäßigen Verteilung, sodass eine partielle Mangelschmierung ausgeschlossen werden kann. Weitere konstruktive Gestaltungen zur Schmiermittel- und Temperaturverteilung werden

üblicherweise zum heutigen Stand der Technik mangels tiefgehenden Verständnisses der physikalischen Vermischungssphänomene nicht durchgeführt.

Die Warmölüberschleppung und damit die Vermischung des Frischöls aus der Zuführung mit dem an der Welle haftenden Öls wird unter mit zum Teil großem Aufwand ermittelten empirischen Korrelationen beschrieben [56]. Die Vermischung wird am stärksten durch den vorherrschenden Strömungszustand und einzelne Strömungssphänomene in der Lagertasche beeinflusst.

Das für die Vermischung mitentscheidende Phänomen einer Rezirkulation wird in der Literatur auch bei sehr unterschiedlichen Geometrien geschildert, wie im Falle

- eckiger Lagertaschen
 - in Kippsegmentlagern [57] oder
 - in Mehrflächenlagern [58]
- eckiger und leicht abgerundeter Lagertaschen in hydrostatischen Radialgleitlagern [59]
- halbrunder konzentrischer Lagertaschen mit fester Taschentiefe [60].

Eine Übersicht der Lagertaschengeometrie findet sich in DIN ISO 12128:1998-07 [61] und in DIN 7477:1983-12 [62]. Alle in den Normen aufgeführten Arten der Lagertasche bieten das Potential einer rezirkulierenden Strömung. Diese Form der Strömung kann als charakteristisch beschrieben werden. Ein Vergleich mit grundlegenden Strömungsformen ist daher sinnvoll.

Im Fall der eckigen Lagertaschen liegt der Vergleich zur Nischenströmung, der Strömung in einer Kavität mit bewegter Berandung, nahe. Viele Lagertaschenformen wie z. B. eine sehr schmale sichelförmige Ausprägung der Lagertaschen lassen jedoch nicht ohne weiteres einen Vergleich zur Nischenströmung zu. Lediglich die halbrunden konzentrischen Lagertaschen mit fester Taschentiefe stellen eine Übergangsform zur Nischenströmung dar. Ein ausgiebiger Vergleich mit der Literatur findet sich in Abschnitt 5.1.1.

2.1.4 Kavitation

Mit dem Begriff Kavitation 'Hohlraum'-Bildung (lateinisch: *cavitas*) wird die durch Druckminderung verursachte Gasbildung in Flüssigkeitsströmungen bezeichnet. Hervorgerufen wird die Gasbildung durch die geringe Zugspannungsverträglichkeit des Fluids [38, 63, 64]. Kavitation findet dabei ohne thermische Energiezuführung statt, ist aber stark von Kavitationskeimen an denen eine Gasbildung beginnt – wie z. B. Partikel im Fluid – abhängig. Dagegen kann ein hochreines Fluid sehr hohe Zugspannungen ertragen [65, 66]. Auf die Gefahr eines errechneten „negativen Drucks“ in einer Strömungsmaschine wurde früh durch EULER [67, 68] hingewiesen. Die PETROW [21] zugeschriebene Annahme einer mittleren Spalthöhe vernachlässigt hingegen

einen Unterdruck und damit auftretende Kavitation. Allerdings zeigte REYNOLDS [6] in Zusammenarbeit mit Lord RAYLEIGH mit seiner analytischen Beschreibung, dass der Druck rein rechnerisch in einem Teil des Lagers negativ sein müsste, demzufolge bei „genügendem Sinken des Drucks [...] die Ölschicht zerreißen“ [69, S. 45] wird. So konnte REYNOLDS zwar das Auftreten von Kavitation vorhersehen, aber nicht in seine Theorie implementieren. REYNOLDS stellte später eine allgemeine Untersuchung zur Kavitation vor [70], wenngleich er den Begriff Kavitation noch nicht verwendete. Die Einführung dieses Begriffs erfolgte durch den Vorschlag von FROUDE, durch THORNYCROFT und BARNABY [71, 72], sowie durch PARSONS [73, 74]. Letzterer entwickelte dazu den allersten experimentellen Kavitationskanal. Erst 1903 erwähnte SKINNER [75] den Begriff Kavitation im Zusammenhang mit Schmierung, jedoch noch als irrtümliche Erkenntnis. In den folgenden Jahrzehnten beschrieb SOMMERFELD [44] das Phänomen der Kavitation als Grenze der Schmierfilmtheorie. GÜMBEL und EVERLING [30] vernachlässigten die Unterschreitung des Sättigungsdampfdrucks hingegen schlicht.

Den ausführlichen experimentellen Nachweis der Kavitation in Gleitlagern erbrachte dann u. a. VOGELPOHL [76]. Erst die Arbeiten von JAKOBSSON und FLOBERG [77, 78] bilden die Grundlage der heutigen Integration der Kavitation in die hydrodynamische Schmierfilmtheorie. Der derzeitige Stand der Modelle lässt eine korrekte Massenbilanz von Kavitation und Kondensation bzw. Diffusion der Ausgasung in die Flüssigkeit zurück zu und berücksichtigt auch thermische Effekte [79].

Dabei wird zwischen verschiedenen Kavitationsarten, namentlich Dampfkavitation, Gaskavitation und Pseudokavitation (Aeration) unterschieden [66, 80–82]. Dampfkavitation tritt erst bei Unterschreitung des Sättigungsdampfdrucks auf. Dahingegen kann Gaskavitation bei deutlich höheren Drücken auftauchen und wird beispielsweise durch eine Scherbeanspruchung, wie sie typischerweise in Gleitlagern vorkommt, unterstützt. Dabei handelt es sich bei der Gaskavitation um ein Ausgasen von gelöstem Gas und ist wie die Pseudokavitation keine Kavitation im klassischen Sinne der Dampfkavitation. Die Pseudokavitation zeigt die geringste Ähnlichkeit zur Dampfkavitation und stellt die Ausdehnung von bereits vorhandenen Gasblasen dar. Aufgrund der Tatsache, dass der Sättigungsdampfdruck von Lagerölen niedrig ist [83] und die Löslichkeit von Gasen hoch, handelt es sich im Gleitlager häufig um Gas- und Pseudokavitation, zumal Kavitationsschäden in einem der klassischen Bereiche des Unterdrucks, der Oberschale, selten zu beobachten sind. Experimentelle Untersuchungen durch VOGELPOHL [76] zeigen weiterhin keinen Zusammenbruch der Kavitationsgebiete, sondern ein Fortbestehen, wie dies bei Ausgasung üblich ist.

Auch die Form der Kavitation wird unterteilt und „[...] nach wachsendem Dampfgehalt als Wolken-, Blasen-, Schichten- und Super-Kavitation klassifiziert.“ [64] Bei Kavitation innerhalb eines Gleitlagers wird häufig von Finger- oder Strähnenbildung gesprochen [11, 84].

Trotz der großen Fortschritte in der experimentellen und analytischen Betrachtung der Kavitation in hydrodynamischen Gleitlagern sind Fragen nach der Beeinflussung der Vermischungsvorgänge innerhalb der Lagertaschen offen. Ohne eine Berücksichtigung der Kavitation, wenigstens im Bereich der Berechnung des gesamten Lagerverhaltens, ist eine Optimierung undenkbar.

2.2 Experimenteller Aufbau eines Turbinengleitlagerprüfstands

Ein experimenteller Aufbau eines Großturbinengleitlagers befindet sich an der Ruhr-Universität Bochum am Lehrstuhl für Produktentwicklung. Die dort erhobenen Messdaten standen dieser Arbeit zum Teil zur Verfügung. Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit fanden eine experimentelle Voruntersuchung, sowie ausgiebigere Studien anhand aufskalierter Großturbinengleitlagertaschen statt.

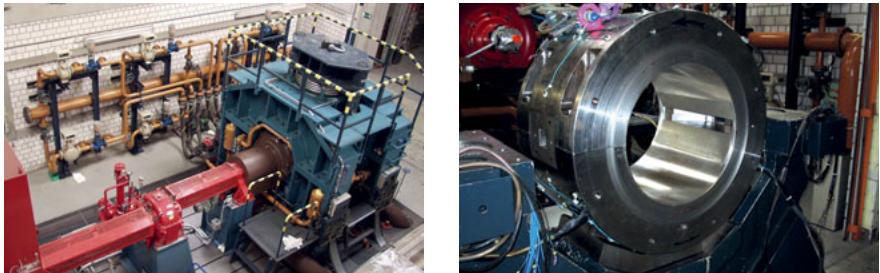
In Zusammenarbeit mit den Firmen BBC, MAN und Siemens wurde Mitte der achtziger Jahre an der Ruhr-Universität Bochum im Zuge eines von der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) finanzierten Projekts ein Gleitlagerprüfstand speziell für die Untersuchung von Großturbinengleitlagern etabliert [85].

Die in Tabelle 2.1 dargestellten Daten und Abmaße sowie Fotos des Prüfstands in Abbildung 2.5 verdeutlichen die Größe des Prüfstands, der eine maßstäbliche Validierung der Auslegungsverfahren ermöglichen sollte.

Auf der rotierenden Welle angebrachte piezoelektrische Druckaufnehmer vermessen das Druckfeld des Lagers in der vollständigen Umfangsrichtung alle $1,5^\circ$ in azimutaler Richtung.

Tabelle 2.1: Daten des Gleitlagerprüfstands an der Ruhr-Universität Bochum [85–88]

Prüfstand	Wellendurchmesser D_W	500 mm
	Lagerbreite B	500 mm
	Lagerbelastung F_L	bis 1,0 MN $\hat{=}$ 4,0 MPa
Antrieb	Maximale Wellenleistung P_{Wmax}	1,2 MW
	Antriebsdrehzahl n_W	3000 min^{-1}
Ölversorgung	Lageröl	Turbinenöl ISO VG 32
	Maximaler Ölvolumenstrom	$50 - 55 \text{ l/s}$
	Ölzuführtemperatur T_{in}	$40 - 50^\circ\text{C}$
Öleigenschaften	Öldichte $\rho_{öI}$	831 kg/m^3
	Dynamische Ölviskosität $\mu_{öI}$	$0,01869 \text{ Pa s}$
	Wärmeleitfähigkeit des Öls $\lambda_{öI}$	$0,137 \text{ W/(s K)}$
	Spezifische Wärmekapazität des Öls $c_{pöI}$	2063 J/(kg K)



(a): Prüfstand von Oben

(b): Prüflager

Abbildung 2.5: Prüfstand der Ruhr-Universität Bochum, Quelle: Dipl.-Ing. Sebastian Kukla, Lehrstuhl für Produktentwicklung, Ruhr-Universität Bochum

Durch die Verschiebung des Rotors in axialer Richtung kann die gesamte Lagerbreite an diskreten Stellen seriell vermessen werden.

Durch kapazitive Messstellen, ebenfalls auf der rotierenden Welle aufgebracht, wird das Spaltmaß und darüber auch indirekt der Füllungsgrad auf dem Prüfstand aufgenommen. Tritt wie in Abbildung 2.6 im Bereich der Oberschale ein welliges und unregelmäßiges Muster der Spalthöhe auf, ist dieses ein Hinweis auf ein Öl-Luft Gemisch. Bedingt durch die abweichende Dielektrizitätskonstante der Luft von der des Öls [47] zeigt die Spalthöhenmessung im Bereich von Kavitation oder Lufteinzug im Randbereich des Lagers ein charakteristisches Muster.

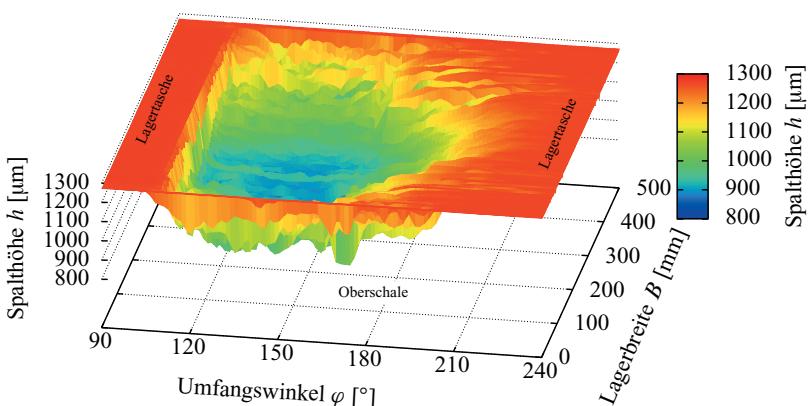


Abbildung 2.6: Muster im Spalthöhenverlauf des Lagers in Umfangsrichtung (vgl. [88])

Die Messung der Temperaturverteilung erfolgt anhand von definierten, diskreten Messbohrungen innerhalb der Lagerschalen im Abstand von ca. 1 mm zum Schmierspalt. Die begrenzte Anzahl der Messbohrungen sind über den Umfang in der Lagerschale verteilt. Daher ist die räumliche Auflösung der Temperatur über den Umfangswinkel (φ) weniger detailliert als die des Drucks oder des Lagerspalts.

Diese Untersuchung konnte auf die Daten des Prüfstands und damit auf Werte eines Großturbinengleitlagers zurückgreifen¹ und diese zur Validierung der Berechnungen des Gesamtlagers in Kapitel 4 einsetzen. Eine detaillierte Untersuchung der Lagertaschen unter Zuhilfenahme einer ausgiebigen CFD-Berechnung wurde an der Ruhr-Universität Bochum bis dato nicht durchgeführt.

¹in Kooperation mit der Firma Siemens AG

Kapitel 3

Modellbildung und numerische Simulation der Gleitlagerströmung

Seit der REYNOLDSSchen Arbeit [6] aus dem Jahr 1886 stellt die numerische Analyse von Gleitlagern eine Herausforderung dar. REYNOLDS entwickelte anhand dieser Problemstellung seine berühmte REYNOLDSSche Differentialgleichung.

Grundlage der REYNOLDSSchen Differentialgleichung (2.7) ist zum einen die bekannte NAVIER-STOKES-Gleichung (2.6), die sich unter Vernachlässigung der Volumenkräfte f_i zur Gleichung (3.1) vereinfacht und zum anderen die dichteabhängige Kontinuitätsgleichung (2.4), die in ihrer inkompressiblen Form in Gleichung (3.2) dargestellt ist. Die Erweiterung dieser Gleichungen führt neben der REYNOLDSSchen Differentialgleichung auch zur Computational Fluid Dynamics (CFD) der Gleitlagerströmung. Die Implementierung der Energiegleichung in Abschnitt 3.3 komplementiert die Berechnungsmethode.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\tau_{ij}} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

Die als inkompressibel angenommene Strömung in einem Gleitlager durchläuft dabei nicht nur das Auftreten von TAYLOR-Wirbel-Strukturen, sondern bildet bei höheren REYNOLDS- (Gleichungen (4.1) und (4.2)), bzw. TAYLOR-Zahlen (Gleichung (4.4)) „wellenähnliche Strömungsbilder“ [89, S. 25] und schließlich „eine echte turbulente Schmierspaltströmung“ [46, S. 7].

3.1 Modellbildung turbulenter Strömung

SCHLICHTING [90] beschreibt 1949 die Methode die Turbulenzentstehung mittels Verwendung der REYNOLDSschen Theorie [91] zu berechnen. Diese Theorie beschreibt die Turbulenzentstehung als einen Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung oberhalb einer kritischen REYNOLDS-Zahl. Ein detaillierter Blick auf die Phänomene der Turbulenzgenerierung zeigt jedoch weiterhin ein hochkomplexes Gebiet mit nicht nur einer kritischen REYNOLDS-Zahl.

Basis der in der Industrie üblichen numerischen Strömungsuntersuchung ist die Vorabkategorisierung in laminare oder turbulente Strömung. Für die verschiedenen Kategorien werden unterschiedliche Simulationsverfahren¹ verwendet, falls eine Bestimmung des Strömungszustands möglich ist. Diese erfolgt dabei in der Regel über kritische dimensionslose Zahlen, wie die kritische REYNOLDS-Zahl (Re_{krit}) oder die kritische TAYLOR-Zahl (Ta_{krit}), die im Kapitel 4 anhand des konkreten Beispiels eines Turbinengleitlagers näher vorgestellt werden.

Fällt die betrachtete Strömung in ein turbulentes Regime lässt sich eine Modellierung anhand verschiedener Methoden vornehmen. Eine Übersicht ausgewählter Simulationsmodelle ist in Abbildung 3.1 aufgeführt. Mit der steigenden Genauigkeit lässt sich auch eine steigende Rechenintensität der Wirbelviskositätsmodelle, REYNOLDS-Spannungsmodelle und Wirbel-Simulations-Modelle postulieren. Jedes der CFD-Simulationsmodelle bietet Vor- und Nachteile und ist häufig für spezielle Strömungsformen entwickelt worden. Aufgrund der Vielzahl der turbulenten CFD-Simulationsmodelle werden im Folgenden ausschließlich die verwendeten Modelle näher beschrieben.

REYNOLDS [94] führte die Bewegungsgleichungen für turbulente Strömungen in Analogie zur kinetischen Gastheorie nach MAXWELL [95] ein (siehe auch [96–98]). Diese REYNOLDSzerlegung ist als Summe aus zeitgemitteltem Wert und Schwankungen charakterisiert [40].

$$\phi(x_i, t) = \underbrace{\bar{\phi}(x_i)}_{\text{zeitgemittelter Wert}} + \underbrace{\phi'(x_i, t)}_{\text{Schwankungen}} \quad (3.3)$$

Die zeitliche Mittelung ist mit ihrer Funktion in Gleichung (3.4) aufgetragen.

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(x_i, t) dt \quad (3.4)$$

Die Simulation der Ölströmung in Turbinengleitlager wird anhand der Gleichungen einer in-

¹Eine Ausnahme stellt hier beispielsweise die Direct Numerical Simulation [Direkte numerische Simulation] (DNS) dar, die unter hohem numerischem Aufwand in der Lage ist sowohl laminare als auch turbulente Zustände zu berechnen.

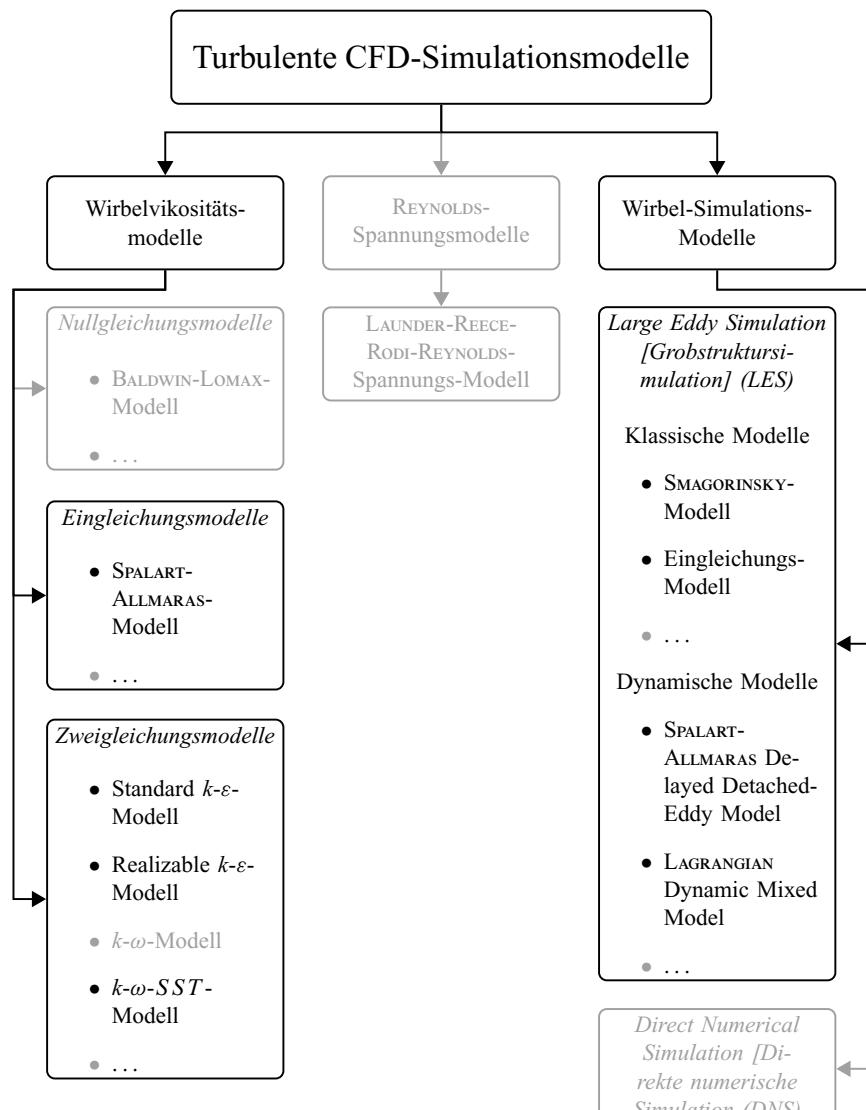


Abbildung 3.1: Übersicht ausgewählter Strömungssimulationsmodelle nach [40, 92, 93]

kompressiblen Berechnung durchgeführt, in der keine dichtegewichtete FAVRE-Mittelung [99], sondern eine REYNOLDS-Mittelung nach Gleichung (3.5) vorgenommen wird.

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (3.5)$$

Die Einführung der REYNOLDSzerlegung führt zur REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] (RANS) Simulation, mit beinhalteten turbulenten Zusatztermen.

3.1.1 REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES Simulation (RANS)

In der Forschung, aber auch in der Technik ist die REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] (RANS) oder auch die Unsteady REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [Instationäre REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] (URANS) Simulation unter Berücksichtigung der zeitlichen Ableitungen ein häufig verwendetes Werkzeug. Die hochfrequenten Turbulenzen werden in einer RANS durch Turbulenzmodelle abgebildet und das für eine Simulation notwendige Rechengitter und die Rechenzeit verringern sich auf ein akzeptables Niveau [92].

Findet die REYNOLDSzerlegung innerhalb der NAVIER-STOKES-Gleichung Anwendung, wird der Tensor der Fluktuationen u_i' und u_j' als zusätzlicher Term erzeugt.

BOUSSINESQ [100] (siehe auch [101]) schlug 1877 die Modellierung der turbulenten Glieder der NAVIER-STOKES-Gleichung mittels folgendem Ansatz aus Gleichung (3.6) vor.

$$\tau_t = \overline{u_i' u_j'} = \nu_t \cdot \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot k \cdot \delta_{ij} \quad (3.6)$$

Der Subtrahend der rechten Seite in Gleichung (3.6) wird als turbulenter Druck bezeichnet und in Form der kinetischen Turbulenzenergie (k) dargestellt. Der Term kann zum gemittelten Druck hinzugefügt werden und muss nicht gesondert modelliert werden [102, S. 106]. Dieser Ansatz steht in Analogie zum Reibungsgesetz von NEWTON [103] und beinhaltet einen einzigen weiterhin zu modellierenden Term, die turbulente kinematische Viskosität (ν_t). Wird der Term als Substitution für die turbulenten Schwankungen in der NAVIER-STOKES-Gleichung verwendet, wird die REYNOLDS-Gleichung (3.7) für turbulente Strömungen gewonnen.

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j} \cdot \overline{u_i}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \cdot \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

Die Grundgleichung (3.7) mit der dazugehörigen Kontinuitätsgleichung (3.8) bedarf zur Schließung der Gleichung einer Modellierung des turbulenten Verhaltens unter Verwendung der turbulenten kinematischen Viskosität. Einige ausgewählte und in dieser Arbeit verwendete Modelle werden hier im Weiteren kurz vorgestellt.

Standard k - ε -Modell

Das klassische *Standard k*- ε -Modell nach LAUNDER und SPALDING [104] ist eines der bekanntesten Zwei-Gleichungsmodelle. Die erste Transportgleichung (3.9) für die kinetische Turbulenzenergie (k) und die zweite Transportgleichung (3.10) für die turbulente Dissipation (ε) werden unter Verwendung eines in Tabelle 3.1 aufgeführten Konstantensatz gelöst.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.10)$$

Der turbulente Produktionsterm (G_k) wird mittels Gleichung (3.11) modelliert.

$$G_k = \mu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.11)$$

In der finalen Gleichung (3.12) wird die turbulente dynamische Viskosität (μ_t) berechnet.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.12)$$

Das klassische *Standard k*- ε -Modell wird in dieser Arbeit beispielsweise zur Berechnung des Konfusors mit bewegter Berandung in Abschnitt 5.1 verwendet und mit dem *Realizable k*- ε -Modell verglichen.

Tabelle 3.1: Konstantensatz des *Standard k*- ε -Modells

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Realizable k - ε -Modell

Das *Realizable* k - ε -Modell nach SHIH et al. [105] löst die kinetische Turbulenzenergie (k) anhand der gleichen Transportgleichung (3.9) des klassischen *Standard* k - ε -Modells. Jedoch wird die turbulente Dissipation (ε) durch eine abweichende Transportgleichung (3.13) gelöst und ein in Tabelle 3.2 aufgeführter Konstantensatz verwendet.

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \varepsilon \rho \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (3.13)$$

Auffallend ist, dass nur drei der fünf Konstanten des klassischen *Standard* k - ε -Modells in Tabelle 3.2 wiederzufinden sind. Die Koeffizienten C_μ und $C_{\varepsilon 1}$ werden durch die Gleichungen (3.14) und (3.15) berechnet.

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S \frac{k U^*}{\varepsilon}} \quad (3.14)$$

$$C_{\varepsilon 1} = \max \left(0,43; \frac{\zeta}{\zeta + 5} \right) \quad (3.15)$$

Es ergeben sich erneut Koeffizienten, wie ζ , der durch die Gleichung (3.16), A_S , der durch Gleichung (3.17) und U^* , der durch Gleichung (3.18) ermittelt wird.

$$\zeta = \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \cdot \frac{k}{\varepsilon} \quad (3.16)$$

$$A_S = \sqrt{6} \cdot \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(\sqrt{6} \cdot \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{(S_{ij} S_{ij})^{\frac{3}{2}}} \right) \right] \quad (3.17)$$

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + (\Omega_{ij} - \varepsilon_{ijk} \omega_k - 2 \cdot \varepsilon_{ijk} \omega_k) (\Omega_{ij} - \varepsilon_{ijk} \omega_k - 2 \cdot \varepsilon_{ijk} \omega_k)} \quad (3.18)$$

Tabelle 3.2: Konstantensatz des *Realizable* k - ε -Modells

$C_{\varepsilon 2}$	A_0	σ_k	σ_ε
1,9	4,0	1,0	1,2

In den Gleichungen (3.16) bis (3.18) werden der Deformationsgeschwindigkeitstensor (S_{ij}) aus Gleichung (3.19) und die mittlere Rotation (Ω_{ij}) aus Gleichung (3.20) verwendet.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.19)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.20)$$

Das *Realizable k-ε*-Modell findet nach einem Vergleich mit dem klassischen *Standard k-ε*-Modell nach LAUNDER und SPALDING [104] und dem Ein-Gleichungsmodell nach SPALART und ALLMARAS [106] seine Anwendung in der Berechnung des Konfusors mit bewegter Berandung in Abschnitt 5.1.

k-ω-SST-Modell

Das *k-ω-SST*-Modell stellt eines der populären Standard-RANS-Modelle dar. Das verwendete Modell basiert dabei auf Veröffentlichungen von MENTER und ESCH [107] (siehe auch [108–113]) und HELLSTEN [114]. Es vereint die Vorteile des *Standard k-ε*-Modells im Inneren eines Strömungsgebiets mit den meist besseren Resultaten der wandnahen Berechnungen des ursprünglichen *k-ω*-Modells [92].

Die Transportgleichung der kinetischen Turbulenzenergie (k) ist in Gleichung (3.21) und die der charakteristischen Frequenz der energietragenden Wirbel (ω) in Gleichung (3.22) aufgeführt.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho k}{\partial x_j} = \check{P} - \beta^* \cdot \rho \cdot k \cdot \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \cdot \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \rho \omega}{\partial x_j} &= \gamma \cdot \rho \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \beta \cdot \rho \cdot \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \cdot \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + 2 \cdot (1 - F_1) \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Der turbulente Modellparameter \check{P} wird anhand der Gleichung (3.23) berechnet.

$$\check{P} = \min \left[\mu_t \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right); c_1 \cdot \beta^* \cdot \rho \cdot k \cdot \omega \right] \quad (3.23)$$

Tabelle 3.3: Konstantensatz des $k-\omega-SST$ -Modells

σ_{k1} 0,85034	σ_{k2} 1,0	$\sigma_{\omega 1}$ 0,5	$\sigma_{\omega 2}$ 0,85616	β_1 0,075	β_2 0,0828
β^* 0,09	γ_1 0,5532	γ_2 0,4403	a_1 0,31	b_1 1,0	c_1 10,0

Eine Besonderheit des Konstantensatzes besteht in der speziellen Ermittlung der Konstanten anhand folgender Gleichung (3.24):

$$\iota = F_1 \cdot \iota_1 + (1 - F_1) \cdot \iota_2 \quad (3.24)$$

Die Konstanten des $k-\varepsilon$ -Modells werden für die Hilfsvariable ι_1 und die Konstanten des $k-\omega$ -Modells für die Hilfsvariable ι_2 eingesetzt und mit Hilfe der Variablen F_1 (siehe Gleichung (3.26)) gewichtet.

Es erfolgt eine Neuberechnung der turbulenten dynamischen Viskosität (μ_t) anhand der Gleichung (3.25), in welcher auch die Variable F_2 der Gleichung (3.27) Anwendung findet.

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega; \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \cdot F_2)} \quad (3.25)$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \cdot \omega l}; \frac{500v}{l^2 \cdot \omega} \right); \frac{4 \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot k}{\max \left(2 \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-10} \right) \cdot l^2} \right] \right\}^4 \quad (3.26)$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2 \cdot \sqrt{k}}{\beta^* \cdot \omega l}; \frac{500v}{l^2 \cdot \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (3.27)$$

Das $k-\omega-SST$ -Modell wird zur Strömungsberechnung der Lagertaschen in Kapitel 5 verwendet und mit verschiedenen RANS und LES verglichen.

SPALART-ALLMARAS Ein-Gleichungsmodell

SPALART und ALLMARAS [106] beschreiben 1992 in ihrer Veröffentlichung ein Ein-Gleichungsmodell, welches zwar nicht das erste seiner Klasse, aber eines der bekanntesten ist. Ursprünglich für aerodynamische Strömungsberechnungen konzipiert, ist es aufgrund der guten Resultate im Bereich Grenzschicht- und Scherströmungen interessant.

Das Ein-Gleichungsmodell beruht auf der Berechnung der Transportgleichung (3.28) anhand derer die Wirbelviskosität (\check{v}) kalkuliert wird (siehe auch [93, 115]). In der Literatur werden im Produktions- und Abbau-Term der Gleichung (3.28) zumeist die weiteren Parameter f_{t1} , f_{t2} eingeführt. Diese zusätzlichen Parameter dienen zur Wandbehandlung und zur Begrenzung. Beide sind numerisch außerhalb der Transportgleichung zu realisieren.

$$\frac{\partial \check{v}}{\partial t} + \overbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \check{v}}{\partial x_j}}^{\text{Produktion}} = \underbrace{C_{b1} \cdot \widetilde{S}_{ij} \cdot \check{v} - C_{w1} \cdot f_w \cdot \left(\frac{\check{v}}{\check{l}} \right)^2}_{\text{Senke (Abbau)}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma_v} \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \check{v}) \frac{\partial \check{v}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \left(\frac{\partial \check{v}}{\partial x_j} \right)^2 \right\}}_{\text{laminare und turbulente Diffusion}} \quad (3.28)$$

Abweichend vom ursprünglichen SPALART und ALLMARAS [106] Modell und von weiterer bekannter Literatur [115–117], wird der Term \widetilde{S}_{ij} in Gleichung (3.29) nach [118, 119] mit Hilfe des Parameters f_{v3} aus Gleichung (3.34) berechnet.

$$\widetilde{S}_{ij} = \sqrt{2 \cdot \Omega_{ij} \cdot \Omega_{ij}} \cdot f_{v3} + \frac{\check{v}}{\kappa_t^2 \cdot \check{l}^2} \cdot f_{v2} \quad (3.29)$$

Der Term Ω_{ij} entspricht der mittleren Rotation aus Gleichung (3.20).

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa_t^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma_v} \quad (3.30)$$

$$\chi \equiv \frac{\check{v}}{\nu} \quad (3.31)$$

Tabelle 3.4: Konstantensatz des SPALART-ALLMARAS Ein-Gleichungsmodell

C_{b1}	C_{b2}	C_{w2}	C_{w3}
0,1355	0,622	0,3	2,0
C_{v1}	C_{v2}	σ_v	κ_t
7,1	5,0	2/3	0,41

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (3.32)$$

Die turbulenten Parameter f_{v2} und f_{v3} werden ebenfalls abweichend nach [118, 119] durch Gleichung (3.33) und Gleichung (3.34) berechnet.

$$f_{v2} = \left(1 + \frac{\chi}{C_{v2}}\right)^{-3} \quad (3.33)$$

$$f_{v3} = \frac{(1 + \chi \cdot f_{v1}) \cdot (1 - f_{v2})}{\chi} \quad (3.34)$$

$$f_w = g \cdot \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (3.35)$$

$$g = r + C_{w2} \cdot (r^6 - r) \quad (3.36)$$

$$r \equiv \frac{\check{v}}{\widetilde{S}_{ij} \cdot \kappa_t^2 \cdot \check{l}^2} \quad (3.37)$$

$$\check{l} = \min(C_{DES} \cdot \Delta; l) \quad (3.38)$$

Die Berechnung der Wirbelviskosität erfolgt mit dem Ziel die turbulente dynamische Viskosität (μ_t) in Gleichung (3.39) mit Hilfe des Turbulenzparameters f_{v1} aus Gleichung (3.32) zu bestimmen.

$$\mu_t = f_{v1} \cdot \rho \cdot \check{v} \quad (3.39)$$

Das SPALART-ALLMARAS Ein-Gleichungsmodell wurde im direkten Vergleich mit dem *Standard k-ε*-Modell und *Realizable k-ε*-Modell zur Berechnung des Konfusors mit bewegter Berandung in Abschnitt 5.1 verwendet.

3.1.2 Large Eddy Simulation (LES)

Die Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation] (LES) wird in Zeiten fallender Rechenkosten zu einem praktikableren Werkzeug, bleibt jedoch aufwendiger als eine RANS oder URANS. Eine LES bietet aber die Möglichkeit wichtige Details aufzulösen, wie beispielsweise Geschwindigkeitsschwankungen, die für jeden Vermischungsprozess von Bedeutung sind. Im Vergleich zur Direct Numerical Simulation [Direkte numerische Simulation] (DNS) bleibt die Rechenzeit trotz der höheren Komplexität der LES in einem annehmbaren und zweckmäßigen Rahmen (vgl. Abbildung 3.2). Wichtiges Kriterium zur Erstellung einer LES ist die Betrachtung der Mikroskala von KOLMOGOROV [120, 121] für die Länge [115, S. 24]

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (3.40)$$

und Zeit [122, S. 511]

$$\tau_\eta = \left(\frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2} . \quad (3.41)$$

Da zumeist die beiden Größen für die Längen- und Zeitskala überschritten werden, handelt es sich bei der numerischen Berechnung nicht um eine DNS. Wird jedoch das räumliche Rechengitter und die dazugehörigen Zeitschritte unterhalb der „large eddys“, der großen Wirbel, aufgelöst, handelt es sich um eine Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation] (LES).

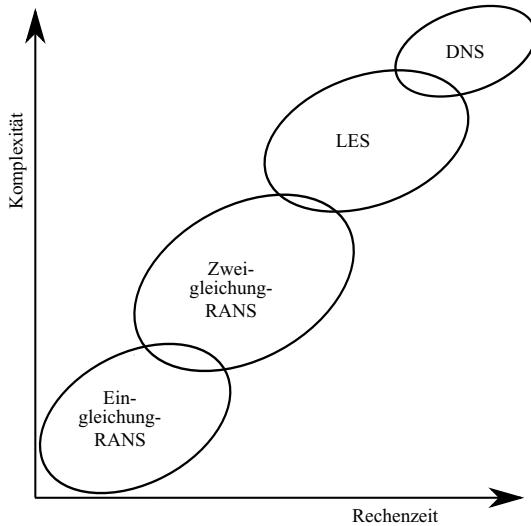
Basis der LES ist die von SMAGORINSKY [123] und später auch von LEONARD [124] vorgeschlagene Filterung des Geschwindigkeitsfelds, die eine Unterteilung zwischen aufgelösten und modellierten Wirbeln ermöglicht. In Gleichung (3.42) stellt der Term G den Filterkern und Δ die Filterweite dar.

$$\widehat{u_i}(x) = \int_{\mathbb{R}^3} G(x, x', \Delta(x)) u_i(x') dx' \quad (3.42)$$

Eine häufig verwendete Form des Filters ist der Rechteck-Filter (Index \square) der Gleichung (3.43).

$$G_{\square} = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{für } |x'| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{ansonsten} \end{cases} \quad (3.43)$$

Grundlage der LES ist die gefilterte NAVIER-STOKES-Gleichung (3.44), in diesem Fall die inkom-

**Abbildung 3.2**

Vergleich der Komplexität und Rechenzeit der unterschiedlichen Turbulenzmodellierungen nach [93, 119]

pressible Gleichung in Indexschreibweise (vgl. [40, 115, 125]) und Kontinuitätsgleichung (3.45)

$$\frac{\partial \widehat{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \cdot \left(\frac{\partial \widehat{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{u_j}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial \widehat{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad . \quad (3.45)$$

Zur Lösung der Geschwindigkeitsmultiplikation $\widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j}$ wird die Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung (τ_{ij}^{SGS}) eingeführt [115, 126, 127].

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{SGS} &= \widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j} - \widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j} \quad \text{mit } u = \widehat{u} + u' \quad \text{folgt} \\ &\Rightarrow (\widehat{u_i} + u'_i) \cdot (\widehat{u_j} + u'_j) - \widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j} \\ &= \underbrace{(\widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j} - \widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j})}_{\text{LEONHARD-Term}} + \underbrace{(\widehat{u_i} \cdot u'_j + u'_i \cdot \widehat{u_j})}_{\text{Kreuzterm}} + \underbrace{(u'_i \cdot u'_j)}_{\text{REYNOLDS-Term}} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Der LEONHARD-Term beschreibt die Spannungen der aufgelösten Bewegungsformen, der Kreuzterm die intermediären, sich gegenseitig beeinflussenden Spannungen der aufgelösten und unaufgelösten Bewegungsformen und der REYNOLDS-Term die Spannung der unaufgelösten Bewegungsformen. Im Gegensatz zur Abschätzung anhand einer Modellierung des Kreuz- und REYNOLDS-Terms erfolgt die Berechnung des LEONHARD-Terms exakt.

Die einzelnen Terme der Gleichung (3.46) sind unabhängig voneinander nicht invariant. GER-

MANO [126] stellt daher 1986 eine Zerlegung unter Berücksichtigung der GALILEI-Invarianz vor. Die dann folgende doppelte Filterung und die Unterscheidung zwischen der Filterung \widehat{u} über die Filterweite (Δ) und der Filterung \widetilde{u} über ein Vielfaches der Filterweite, den Testfilter (Δ), führt zum Ausdruck der Gleichung (3.47) [128].

$$\tau_{ij}^{SGS} = \underbrace{\left(\widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j} - \widetilde{u}_i \cdot \widetilde{u}_j \right)}_{\text{LEONHARD-Term}} + \underbrace{\left(\widehat{u_i} \cdot u_j' + u_i' \cdot \widehat{u_j} - \widetilde{u}_i \cdot \widehat{u}_j' - \widehat{u}_i' \cdot \widetilde{u}_j \right)}_{\text{Kreuzterm}} + \underbrace{\left(u_i' \cdot u_j' - \widehat{u}_i' \cdot \widehat{u}_j' \right)}_{\text{REYNOLDS-Term}} \quad (3.47)$$

Die Substitution des Terms $(\widehat{u_i} \cdot \widehat{u_j})$ in Gleichung (3.44) durch den Ausdruck $\tau_{ij}^{SGS} + \widehat{u}_i \cdot \widehat{u}_j$ ergibt eine abgewandelte NAVIER-STOKES-Gleichung (3.48).

$$\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\widehat{u}_i \cdot \widehat{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \cdot \left(\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widehat{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij}^{SGS} \right] \quad (3.48)$$

Die Lösung der Gleichung (3.48) und die Ermittlung der Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung (τ_{ij}^{SGS}) ist Aufgabe der LES.

Die LES-Modelle lassen sich in klassische und dynamische Modelle unterteilen. Die klassischen Modelle, wie das SMAGORINSKY-Modell oder das Eingleichungs-Modell verwenden konstante Parameter wohingegen in den dynamischen Modellen, wie dem SPALART-ALLMARAS Delayed Detached-Eddy Model oder dem LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model die Parameter innerhalb der Berechnungsroutinen angepasst werden. Die klassischen Modelle zeichnen sich besonders durch ihren stark dissipativen Charakter im Vergleich zu den dynamischen Modellen aus. Vorteile bieten die dynamischen Modelle besonders in Scherströmungen und in Wandnähe [40, S. 336]. Als nachteilhaft lässt sich besonders eine mögliche numerische Instabilität der dynamischen Modelle erwähnen. Im Folgenden wird auf

- die klassischen Modelle
 - SMAGORINSKY-Modell und
 - Eingleichungs-Modell, sowie auf
- die dynamischen Modelle
 - SPALART-ALLMARAS Delayed Detached-Eddy Model und
 - LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model

eingegangen.

Klassisches SMAGORINSKY-Modell

SMAGORINSKY [123] stellt 1963 sein Modell zur Berechnung atmosphärischer Strömungen vor. Sein Wirbelviskositätsmodell fand bald Einzug in die technische Strömungsberechnung [127]. Das SMAGORINSKY-Modell sieht die Berechnung der Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung (τ_{ij}^{SGS}) mit der Annahme isotroper Turbulenz vor. Die Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung wird unter Verwendung der Hypothese von BOUSSINESQ [100] (siehe auch [101]) berechnet.

$$\tau_{ij}^{SGS} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2 \cdot v_t^{SGS} \cdot \widehat{S}_{ij} \quad (3.49)$$

Der in Gleichung (3.49) beinhaltete Term S_{ij} ist der bereits in Gleichung (3.19) beschriebene Deformationsgeschwindigkeitstensor.

Die Idee dieses Modells lässt sich mit dem PRANDTLSchen Mischungsweg-Ansatz vergleichen [115, 129, 130]. Die zur Berechnung der Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung (τ_{ij}^{SGS}) notwendige turbulente kinematische Viskosität (v_t) wird ähnlich dem PRANDTLSchen Mischungsweg-Ansatz Gleichung (3.50) über eine empirisch festgelegte Mischungslänge (l_m) und über eine Geschwindigkeitsskala (q) bestimmt.

$$v_t = l_m \cdot q \quad (3.50)$$

Die SMAGORINSKY-Konstante (C_s) stellt die empirische Konstante dar und wird ursprünglich als fester Wert angenommen. Diese Annahme wird in einigen Weiterentwicklungen abgewandelt. Nach SULLIVAN, McWILLIAMS und MOENG [131, S. 251] wird die SMAGORINSKY-Konstante (C_s) durch die beiden Konstanten C_k und C_ϵ berechnet und es ergibt sich die Gleichung (3.51) zur Berechnung der turbulenten kinetischen Viskosität. Die Werte der Konstanten sind wie folgt festgelegt: $C_k = 0,094$ und $C_\epsilon = 1,048$

$$v_t^{SGS} = \underbrace{C_k \sqrt{\frac{C_k}{C_\epsilon}}}_{C_s} \cdot \Delta^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \widehat{S}_{ij} \cdot \widehat{S}_{ij}} \quad (3.51)$$

Die Voraussetzung isotroper Turbulenz, die als Annahme in das klassische SMAGORINSKY-Modell einfließt, ist in technischen Anwendungen nicht immer gegeben. Das klassische SMAGORINSKY-Modell wird in Abschnitt 5.2 angewendet, aber zugunsten des Eingleichungs-Modells nicht ausgiebig betrachtet.

Eingleichungs-Modell

Das Eingleichungs-Modell berechnet die nicht aufgelösten turbulenten Schwankungen anhand einer Transportgleichung der kinetischen Turbulenzenergie (k) [115, 132, 133].

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \widehat{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + v_t^{SGS}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \underbrace{\tau_{ij}^{SGS} \cdot \widehat{S_{ij}}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{C_\epsilon \cdot \frac{\sqrt{k^3}}{\Delta}}_{\text{Dissipation}} \quad (3.52)$$

Der in Gleichung (3.52) beinhaltete Term S_{ij} ist erneut der in Gleichung (3.19) beschriebene Deformationsgeschwindigkeitstensor. Der Term der Kleinskalen-REYNOLDS-Spannung (τ_{ij}^{SGS}) wird anhand des klassischen SMAGORINSKY-Ansatzes der Gleichung (3.49) mit der Gleichung (3.53) korreliert.

$$\tau_{ij}^{SGS} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2 \cdot v_t^{SGS} \cdot \widehat{S_{ij}} \quad (3.53)$$

Die Wirbelviskosität ergibt sich aus Gleichung (3.54).

$$v_t^{SGS} = C_k \cdot \sqrt{k} \cdot \Delta \quad (3.54)$$

Die verwendeten Konstanten des klassischen SMAGORINSKY-Modells finden sich ebenfalls in gleicher Größe mit $C_\epsilon = 1,048$ und $C_k = 0,094$ wieder.

Bedingt durch die Lösung der zusätzlichen Transportgleichung verursacht das Eingleichungs-Modell einen höheren Rechenaufwand als beispielsweise das klassische SMAGORINSKY Modell, bietet aber zum Teil eine bessere Darstellung des Strömungsbilds und wird daher in Abschnitt 5.2 verwendet.

SPALART-ALLMARAS Delayed Detached-Eddy Model

SPALART et al. [134] führen 2006 eine hybride Lösung ein, die zwischen statistischer Modellierung in Wandnähe und LES-Modellierung in der Strömungsmitte mit fließenden Übergang unterscheidet. Die SPALART-ALLMARAS Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES) basiert auf dem bereits in Abschnitt 3.1.1 vorgestelltem SPALART-ALLMARAS Ein-Gleichungsmodell.

$$r \equiv \frac{\nu_t + \nu}{\widehat{S_{ij}} \cdot \kappa_t^2 \cdot \check{l}^2} \quad (3.55)$$

Der Parameter r wird durch die Addition der kinematischen Viskosität (ν) zur turbulenten kinematischen Viskosität (ν_t) im Zähler abgewandelt. Sehr nahe der Wand wird dadurch die Größe des Parameters r größer Null gehalten.

$$f_d \equiv 1 - \tanh[(8 \cdot r)^3] \quad (3.56)$$

$$\check{l} \equiv l - f_d \max(0; l - C_{DES} \cdot \Delta) \quad (3.57)$$

Die Konstante C_{DES} ist gleich 0,65. Die SPALART-ALLMARAS DDES wird ebenfalls für die numerische Darstellung der Lagerspaltströmung in Abschnitt 5.2 verwendet.

LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model

Die LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation (LDMMS) verwendet ein dynamisches Modell der Universität Rostock [135]. Dynamische Turbulenzmodelle zeichnen sich im Gegensatz zu klassischen Turbulenzmodellen durch veränderliche Modellparameter anstelle von Modellkonstanten aus. Die Parametrisierung der Modellgrößen bietet Vorteile zur Berechnung anisotroper Turbulenz.

$$\tau_{ij}^{SGS} = \left(\widehat{\bar{u}_i \cdot \bar{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i} \cdot \widehat{\bar{u}_j} \right) - 2 \cdot C_s \cdot \Delta^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \widehat{S_{ij}} \cdot \widehat{S_{ij}} \cdot \widehat{S_{ij}}} \quad (3.58)$$

In der Gleichung (3.58) bleibt der LEONHARD-Term unmodelliert und lediglich Kreuz- und REYNOLDS-Term werden in Anlehnung an das SMAGORINSKY-Wirbelviskositäts-Modell abgebildet. Das Modell basiert auf einem dynamischen Modell von GERMANO et al. [136] und ZANG et al. [137], das durch MENEVEAU et al. [138, 139] aufgegriffen und um LAGRANGIAN-Korrekturfunktionen erweitert worden ist. Aufgrund einer mathematischen Inkonsistenz des durch ZANG et al. [137] erarbeiteten Modells wurde ein Vorschlag von VREMAN et al. [140] angewendet, die Skalenähnlichkeit und Wirbelviskosität in Abhängigkeit der Geschwindigkeit auf der gleichen Filterebene zu berechnen [141]. Das Modell bietet die Möglichkeit komplexe, nicht stetige und vollständig inhomogene Strömungen zu simulieren [139].

Die Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation] (LES) und im speziellen die LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation (LDMMS) werden zur Strömungsberechnung der Lagerschenkel in Kapitel 5 mit einem Fokus auf die Schwankungswerte verwendet. Aufgrund der exzellenten Ergebnisse wird die LDMMS auch in Kapitel 6 zur partiellen Betrachtung eines Turbinengleitlagers angewendet.

3.2 Mehrphasige Strömung und Kavitation

Mehrphasige Strömung aufgrund von Lufteinzug durch den seitlichen Lagerspalt und Kavitation im Bereich der Oberschale in Turbinengleitlagern sind bekannte Phänomene. Strömt die Flüssigkeit im Gleitlager im konvergierenden Spalt seitlich durch den zumeist nicht abgedichteten Spalt aus, kann im divergierenden Spalt Umgebungsluft angesaugt werden. Ein vergleichbares Verhalten lässt sich im Fall der Kavitation beobachten. Die Theorie nach SOMMERFELD [44] geht von einer antisymmetrischen Druckverteilung im Gleitlager aus und ist unter anderem in der Abbildung 3.3 dargestellt. Nach dieser Theorie kommt es im Bereich des divergierenden Spalts im gleichen Maße zu einem Druckabfall, wie es im konvergierenden Spalt zu einem Druckaufbau kommt. Schon in der Beschreibung seiner Theorie bemängelt SOMMERFELD [44] selbst die Stichhaltigkeit seiner Theorie aufgrund der rechnerisch zwingenden Vorhersage eines praktisch nicht existierenden „negativen Drucks“ und spricht von einem Zerreissen der Flüssigkeit, also von Kavitation. Kommt es, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, im Bereich der Oberschale, also zwischen 90° und 270° respektive -90°, zu einer Unterschreitung des Kavitationsdrucks setzt ein Phasenwechsel des Schmiermittels vom flüssigen in den gasförmigen Zustand ein. Mit dem Phasenwechsel, also der Kavitation der Flüssigkeit wird der Druckabfall gestoppt und auf einem gleichbleibenden Niveau gehalten.

Die CFD-Berechnung der Kavitation lässt sich unter Verwendung der Volume-of-Fluid Methode (VoF) nach HIRT und NICHOLS [142] durchführen. Dabei wird die Variable α eingeführt, die das Verhältnis zwischen dem Volumen einer Phase und dem Gesamtvolumens beschreibt. Dies bedeutet im konkreten Fall, dass $\alpha = 1$ (oder 100 %) eine vollständig flüssige und $\alpha = 0$ (oder

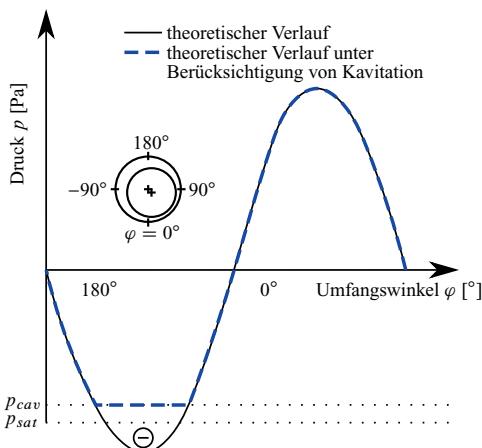


Abbildung 3.3
Druckverteilung über dem Umfangswinkel in einem Gleitlager nach [11, 44, 79]

0 %) eine vollständig gasförmige Phase signalisiert. Ein α -Wert zwischen 0 und 1 (bzw. 0 und 100 %) zeigt ein Phasengemisch an, mit dessen Hilfe sich die Stoffeigenschaften² wie folgt beschreiben lassen.

$$\rho = \alpha \cdot \rho_v + (1 - \alpha) \cdot \rho_l \quad (3.59)$$

$$\mu = \alpha \cdot \mu_v + (1 - \alpha) \cdot \mu_l \quad (3.60)$$

In Anlehnung an die Arbeiten von LORD RAYLEIGH [143] und PLESSET [144] beinhaltet das in dieser Arbeit verwendete SCHNERR und SAUER-Modell [80, 88, 145–147] folgende Transportgleichung

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha u_i}{\partial x_i} = \frac{\dot{m}}{\rho_v} , \quad (3.61)$$

in der der Quellterm

$$\dot{m} = 3 \cdot \frac{\alpha(1-\alpha)}{R} \cdot \rho_v \cdot \text{sign}(p - p_{cav}) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{p - p_{cav}}{\rho_l}} \quad (3.62)$$

beinhaltet und der Blasenradius wie folgt definiert ist

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{\frac{4}{3}\pi n_0} \cdot \frac{\alpha}{1-\alpha}} . \quad (3.63)$$

Die einzelne Blase stellt unter Berücksichtigung des Blasenradius die Basis des Kavitationsmodells dar. Die Verwendung einer Form des RAYLEIGH-PLESSET Modells oder auch anderer Modelle wie jenes von KUNZ [148] oder MERKLE [149] bergen den Nachteil, dass zum einen die Interaktion der Kavitationsblasen nicht berücksichtigt wird [150] und dass zum anderen der Kavitationsdruck p_{cav} nicht zwingenderweise dem Sättigungsdampfdruck p_{sat} entspricht, sondern abhängig von der Kavitationsart ist.

Zur Stabilisierung des numerischen Prozesses wurde bei einsetzender Kavitation die Temperatur auf den Wert der Sättigungstemperatur gesetzt [151].

²Die berechnete dynamische Viskosität (μ) der Mehrphasenströmung weicht in der Regel zwar von der Realität ab, wird aber im numerischen Modell erfolgreich verwendet.

3.3 Energiegleichung und Temperaturabhängigkeiten

Die Verwendung aller Terme der vollständigen Energiegleichung für inkompressible Strömung findet in den technischen Anwendungen selten statt. Häufig wird eine stark vereinfachte Form der Energiegleichung oder nur ausgewählte relevante Teile der vollständigen Gleichung angewendet. Letztere werden auch hier gebraucht. Aufgrund der extrem hohen Schergeschwindigkeit im konvergierten Lagerspalt ist die Reibung Haupttreiber einer Temperaturerhöhung.

Die höchsten Temperaturen im Gleitlager treten im Bereich des kleinsten Schmierspalts und auch in Rotationsrichtung dahinter auf. Die Wärmegenerierung im verbleibenden Umfang des Lagerspalts ist vernachlässigbar klein. Unter diesen verbleibenden Umfang fällt auch das Gebiet in der Kavitation auftritt, daher ist eine thermische Analyse der Grenzschicht in Abhängigkeit der Kavitationsform (wie in [152]) nicht notwendig.

Die Betrachtung der Energiegleichung geschieht in der Literatur [153, S. 19] oder in verschiedensten Formen vereinfachter in der Literatur [40, 122], hier in GIBBSScher Vektorsymbolik.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(\mathbf{v} \cdot \mathbf{T}) = a \cdot \Delta T + \frac{\nu}{c_p} \cdot (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) : \nabla \mathbf{v} \quad (3.64)$$

Eine Kopplung des Strömungsfelds zur Energiegleichung erfolgt mittels temperaturabhängiger Viskosität des Fluids. REYNOLDS definiert die Abhängigkeit der Viskosität (μ) von der Temperatur (T) in [6] als

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = e^{-A_\mu \cdot (T_1 - T_2)} \quad . \quad (3.65)$$

In der Literatur [1, 56] und in der Norm [154] sind weitere, sich gleichende Korrelationen zu finden. Diese Korrelationen bilden zumeist eine Abwandlung der von RAMAN [155] vorgeschlagenen Gleichung (3.66) mit den experimentell zu bestimmenden Variablen A_μ und B_μ

$$\mu = A_\mu \cdot e^{B_\mu / T} \quad (3.66)$$

Die Anwendbarkeit dieser Korrelation ist nur in einem gewissen Temperaturbereich gegeben, da ansonsten eine negative Viskosität berechnet werden könnte. Die Viskositätsverläufe in Abhängigkeit der Temperatur der für Turbinengleitlager in Schwerbauweise üblicherweise verwendeten Lageröle finden sich in der Norm [5, S. 29]. Diese Mineralöle werden anhand ihrer Viskosität bei 40 °C in ISO-Viskositätsklassen unterteilt. In sehr ähnlicher Form wie die Temperaturabhängigkeit der Viskosität wird auch die Druckabhängigkeit definiert [156, S. 6].

Kapitel 4

Gesamtgleitlagerbetrachtung

Die Verwendung der hydrodynamischen Schmierfilmtheorie unter Berücksichtigung der REYNOLDSSchen Differentialgleichung (2.7) und einiger empirischer Modelle (vgl. Abschnitt 2.1.2) bildet den Stand der Technik für eine schnelle und robuste konstruktive Auslegung von Turbinengleitlagern. Der Einsatz einer dreidimensionalen und mehrphasigen numerischen Strömungsmechanik (Computational Fluid Dynamics, CFD-Berechnung) und der damit einhergehenden Lösung der turbulenten REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES-Gleichung (3.7) ist aufgrund der vergleichsweise langen Rechenzeiten der vollständigen Gleitlagersimulation als ein Forschungsgebiet einzuordnen. Für einen industriellen Einsatz ist die Dauer der numerischen Berechnung häufig zu lang. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der CFD-Berechnung dargelegt und anhand eines Vergleichs mit den Ergebnissen der Schmierfilmtheorie unter Verwendung von ALP3T und Messergebnissen experimenteller Untersuchungen der Ruhr-Universität Bochum validiert¹.

Ein wichtiges Kriterium für die Untersuchung des Gesamtlagers ist die Bestimmung des Strömungszustands anhand dimensionsloser Zahlen. Die Definition der kritischen dimensionslosen Zahl als Grenze des Umschlags zwischen laminarer und turbulenter Strömung ist jedoch noch immer ein Forschungsgebiet der Stabilitätstheorie [157]. Generell ist der Zustand der Strömung für den Fall einer Turbulenzgenerierung zwischen Beginn und vollturbulentem Zustand, aber auch für das Abklingen der Wirbelstärke, als komplex zu bezeichnen. Trotz dieser Komplexität lassen sich im technisch relevanten Bereich die Grenzen des Strömungszustands sehr gut mit Hilfe von kritischen dimensionslosen Zahlen ziehen. Dabei spielen kleinste Partikel im Fluid, z. B. durch Verschmutzung im Gleitlager, eine unterstützende Rolle.

Eine vereinfachte Annahme [47, 158] der vollständigen turbulenten Strömung in Lagern mit einem Lagerdurchmesser über 400 mm soll hier nicht getroffen werden. Als Zustandskriterium der Strömung gilt die Betrachtung der kritischen dimensionslosen Kennzahlen. Es lassen sich

¹ Die gezeigten Resultate entstanden in Kooperation mit dem Gasturbinen-Sektor der Siemens AG und beinhalten aufgrund der Geheimhaltungsverpflichtung normierte Werte.

drei verschiedene Herangehensweisen unter Verwendung von dimensionslosen Zahlen und dazugehörigen kritischen Werten diskutieren. Betrachtet werden kann als erstes die REYNOLDS-Zahl nach SCHLICHTING und GERSTEN [122] als Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskraft, die auf unterschiedliche geometrische Maße bezogen wird, als ein Verhältnis des Geschwindigkeitsvektors (\mathbf{v}) und der Spalthöhe (h) zur kinematischen Viskosität (ν),

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\mathbf{v} \cdot h}{\nu} \quad (4.1)$$

mit einer kritischen REYNOLDS-Zahl (Re_{krit}) für eine COUETTE-Strömung in Höhe von 1300.

Außerdem kann die REYNOLDS-Zahl nach HAMROCK, SCHMID und JACOBSON [159] (siehe auch [160] und VDI 2204:1992-09 [5]) basierend auf der Höhe des Schmierfilms unter Berücksichtigung des Wellendurchmessers

$$Re = \frac{\mathbf{v} \cdot \pi D_W}{\nu} \left(\frac{h}{\pi D_W} \right)^2 \quad (4.2)$$

und einer kritischen REYNOLDS-Zahl

$$Re_{krit} = 41,3 \left(\frac{1/2 \cdot D_W}{h} \right)^{(1/2)} \frac{h}{\pi D_W} \quad (4.3)$$

herangezogen werden.

Die Herleitung der REYNOLDS-Zahl nach HAMROCK, SCHMID und JACOBSON [159] basiert dabei auf der Arbeit von TAYLOR [161] über die nach ihm benannte dimensionslose Kennzahl

$$Ta = \frac{\mathbf{v}^2 \cdot h^3}{1/2 \cdot D_W \cdot \nu^2} \quad (4.4)$$

und dem kritischen Wert Ta_{krit} von 1700. Der Ansatz nach TAYLOR stellt die dritte Herangehensweise dar. Obwohl die quadratische Abhängigkeit der TAYLOR- von der REYNOLDS-Zahl häufig in der Literatur [64] zu finden ist, wird auch die Quadratwurzel der TAYLOR-Zahl aus Gleichung (4.4) mit einer entsprechenden kritischen TAYLOR-Zahl (Ta_{krit}) von 41 angegeben [47, 86].

Werden die dimensionslosen Zahlen wie in Abbildung 4.1 über den Umfangswinkel (φ) aufgetragen, lassen sich die Bereiche des Über- und Unterschreitens der jeweiligen kritischen Werte gut beobachten. Die Werte der dimensionslosen Zahlen reduzieren sich aufgrund ihrer Abhängigkeiten vom Lagerspalt lediglich im Bereich der Unterschale auf einen unterkritischen Wert. Im hier betrachteten stationären Zustand hängt der Umschlagpunkt zwischen laminarem und

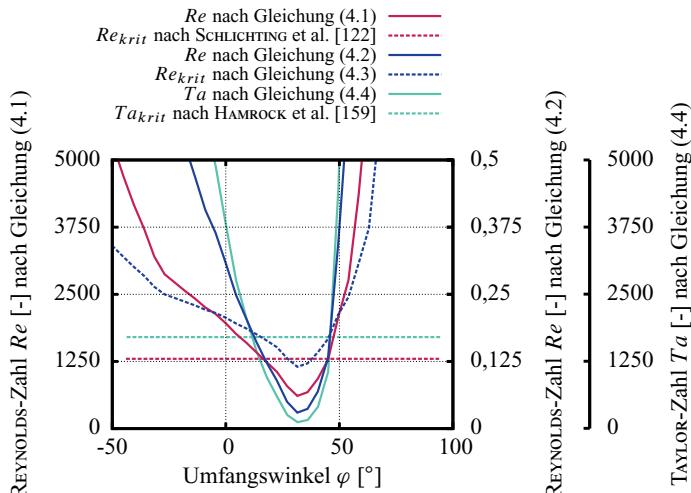


Abbildung 4.1: REYNOLDS- und TAYLOR-Zahl im Turbinengleitlager über dem Umfangswinkel

turbulentem Bereich ausschließlich von der in Umfangsrichtung veränderlichen Spalthöhe ab.

Ein Augenmerk muss dabei auf die jeweilige kritische REYNOLDS-Zahl gelegt werden. Obwohl diese nach HAMROCK, SCHMID und JACOBSON [159] spalt- und damit winkelabhängig ist und sich wie die dimensionslosen Zahlen mit dem Winkel ändert, sind die Übergangswinkel zwischen dem unter- und überkritischen Bereich $Takrit$, $Rekrit$ nach [159] und $Rekrit$ nach [122] sehr nahe beieinander.

Für alle drei Herangehensweisen zeigt Abbildung 4.1, dass sich im Lagerspalt hauptsächlich und in den Lagertaschen ausschließlich eine turbulente Strömung einstellt. Lediglich im Bereich des tragenden und kleinsten Lagerspalts könnte eine laminarisierte Strömung auftreten. Da dieser Bereich jedoch sehr klein ist, wird die numerische Betrachtung des gesamten Lagers unter Zuhilfenahme von Turbulenzmodellen durchgeführt. Der Anfahrvorgang der Turbine und das sich daraus ergebende instationäre Verhalten im Gleitlager werden nicht betrachtet.

4.1 Numerische Ergebnisse

Die im Turbinengleitlager auftretende turbulente Strömungsform lässt sich mit folgenden numerischen Verfahren in zunehmender Genauigkeit und Rechenzeit realisieren:

- REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] Simulation (RANS)

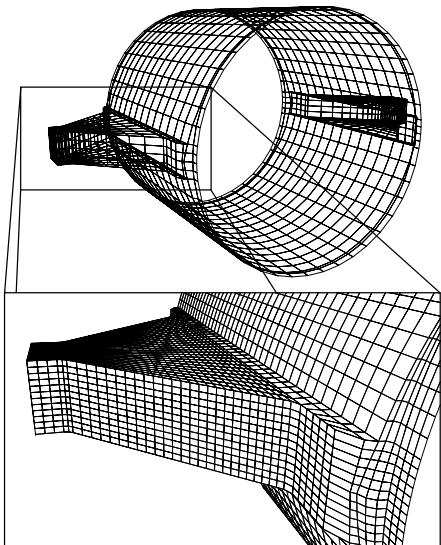
- Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation] (LES)
- Direct Numerical Simulation [Direkte numerische Simulation] (DNS)

In einem Turbinengleitlager ist das Strömungsgebiet aufgrund der stark unterschiedlichen Schergeschwindigkeiten und damit auch stark unterschiedlichen REYNOLDS-Zahlen sehr wahrscheinlich anisotrop turbulent. Ein Vergleich zwischen Lagerspalt und Lagertaschen führt zu großen Diskrepanzen der KOLMOGOROV Skalen, sodass ein vergleichsweise langer Zeitraum zur Berechnung aller Phänomene gewählt werden müsste. Eine DNS würde unter Berücksichtigung der Mikroskala von KOLMOGOROV [120, 121] aus Gleichungen (3.40) und (3.41) zu einer anhand der Literatur [10, 122] berechneten Zellgröße von $5,3 \mu\text{m}$ und einer Zeitschrittänge von $2,9 \mu\text{s}$ führen. Eine Verwendung der numerischen Werte in den Gleichungen ergibt einen ähnlichen und sogar noch kleineren Wert für die Zellgröße von $4,5 \mu\text{m}$ und eine Zeitschrittänge von $2,1 \mu\text{s}$. Die große Anzahl an notwendigen Zeitschritten in Kombination mit einer Gitterzellenanzahl von 18 – 29 Billionen stellt eine aus Sicht des heutigen Stands der Technik praktisch nicht durchführbare Aufgabe dar.

Eine allgemeinere Studie aus der Literatur [162] zum Thema TAYLOR-COUETTE Strömung zeigt ein typisches DNS Rechengitter ohne Lagertaschen und ohne Einlass von 134 Millionen Zellen.



(a): Geometrie des gesamten Lagers



(b): Rechengitter mit Detailansicht

Abbildung 4.2: Darstellung des Turbinengleitlagers Bauart Siemens AG, dass gleichzeitig auch Versuchslager der Ruhr-Universität Bochum ist [88]

Da die Berechnung des Lagers ohne Lagertaschen keinen praktischen Nutzen für diese Studie darstellt, wird von einer DNS abgesehen.

Von einer Verwendung der LES zur Berechnung des gesamten Lagers wurde aufgrund der ebenfalls relativ langen Rechenzeiten zunächst abgesehen; diese wurde erst in den Detailstudien zur Lagertaschenvermischung berücksichtigt.

Die schnellsten und robustesten Berechnungen der Druck-, Geschwindigkeits- und Füllungsgradverteilung liefert eine turbulente REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] Simulation (RANS). Aufgrund des Vergleichs der experimentellen und numerischen Werte aus der Schlankkanaluntersuchung [163] liegt die Verwendung des *Realizable k-ε* Turbulenzmodells nahe. Das *Realizable k-ε* Turbulenzmodell wird mit den in Tabelle 3.2 angegebenen Koeffizienten angewendet. Als CFD-Löser wird der *interPhaseChangeFoam* aus dem Simulationssoftwarepaket OpenFOAM 1.7.x verwendet. Dieser Löser berechnet eine

- instationäre,
- turbulente,
- inkompressible,
- aber temperaturabhängige,
- zweiphasige,
- unmischbare,
- kaviterende

Strömung unter Verwendung der Volume-of-Fluid (VoF) Methode. Zudem wird die Energiegleichung (3.64) unter Berücksichtigung der Scherkräfte zur Bestimmung der Temperatur in den Löser implementiert. Die Implementierung ermöglicht die Berechnung der Temperatur in Abhängigkeit der Scherkräfte und die Anpassung der Viskosität als Funktion der Temperatur. Zur Bestimmung

- der Temperatur,
- des Füllungsgrads,
- der Geschwindigkeit,
- der isotropen Dissipationsrate und
- der turbulenten kinetischen Energie

Tabelle 4.1: Finales Residuum der Gleitlagersimulation

Druck (p)	Füllungsgrad (α)	Temperatur (T)	Kinetische Turbulenzenergie (k)	Turbulente Dissipation (ε)
$< 1 \cdot 10^{-7}$	$< 1 \cdot 10^{-9}$	$< 1 \cdot 10^{-3}$	$< 1 \cdot 10^{-11}$	$< 1 \cdot 10^{-4}$

wird ein *preconditioned bi-conjugate gradient* Löser verwendet. Die Determinierung des Drucks erfolgt mittels *generalized geometric-algebraic multi-grid* Löser. Zur Ermittlung der konvektiven Terme wird eine *upwind GAUSS*-Diskretisierung verwendet und eine lineare Interpolation zur Bestimmung der Stoffwerte. Bei der ersten und zweiten Ableitung nach der Zeit wird ein implizites Euler-Verfahren angewandt. Die Zeitschrittweite hingegen wird in Abhängigkeit der COURANT-Zahl (c), welche nicht den Wert eins überschreiten sollte, ermittelt.

Das Konvergenzverhalten der Gleitlagerberechnungen ist aufgrund der multiplen, komplexen physikalischen Vorgänge in der temperaturabhängigen, turbulenten, mehrphasigen, kaviternden Strömung herausfordernd. Ein stabiles Konvergenzverhalten wird erreicht, wenn die Berechnung zunächst ohne einen seitlichen Lufteinzug begonnen wird und das Ergebnis dieser anfänglichen Rechnung als Grundlage für die Berechnung mit allen physikalischen Phänomenen verwendet wird. Das finale Residuum der jeweiligen Parameter der transientes Rechnung findet sich in Tabelle 4.1. Eine Konvergenz unter $1 \cdot 10^{-3}$ wird für jeden Parameter erreicht. Nichtsdestotrotz unterstreicht das herausfordernde Konvergenzverhalten die Wichtigkeit einer Validierung der Strömungssimulation durch experimentelle Daten in Abschnitt 4.2.

In einer Zusammenarbeit mit der Siemens AG konnten eine in der Praxis verwendete Geometrie und entsprechende Randbedingungen betrachtet werden. Abbildung 4.2a zeigt das von der Siemens AG bereitgestellte CAD-Modell eines typischen hochtourigen Dampf- und Gasturbinenlagers, das auch auf dem Prüfstand der Ruhr-Universität Bochum ausgiebig vermessen wurde. Eine detaillierte Beschreibung des Lagers findet sich im Abschnitt 2.2 zusammen mit der Angabe aller wichtigen Daten in Tabelle 2.1. Ausgehend von den CAD-Daten und der vermessenden Exzentrizität der Welle, wurde das Ölströmungsgebiet extrahiert und mehrere blockstrukturierte hexaedrische Gitter mit 0,1 – 2,58 Millionen Zellen erstellt.

Die Gitter mit verschiedenen Zellenanzahl lassen eine vereinfachte Betrachtung der Gitterabhängigkeit zu. Die hohen Rechenkosten der sehr großen Gitter haben zu einer abgewandelten Betrachtung der Gitterabhängigkeit nach RICHARDSON [164] [165] geführt. In Abbildung 4.3 ist das asymptotische Konvergenzverhalten in Abhängigkeit der Gittergröße aufgetragen. Als signifikante Größe wurde der maximale normierte Druck gewählt, da dieser als erste Validierungsgröße dient. Die Abschätzung des Fehlers durch eine Extrapolation des asymptotischen Verhaltens des feinsten und auch für die weiteren Ergebnisse verwendeten Gitters, ergibt eine Abweichung

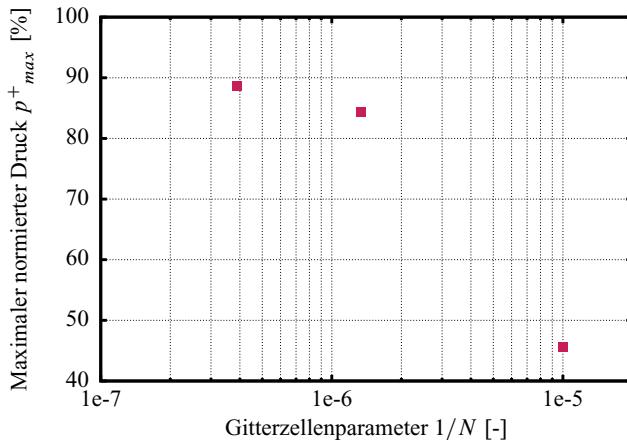


Abbildung 4.3
Konvergenzverhalten der RANS des Gesamtgleitlagers in Abhängigkeit der Gittergröße [88]

von ca. 1,5 %. Dabei liegt das maximale Aspektverhältnis, das Verhältnis der Zellkantenlängen, zwischen 141,66 – 156,72 und die maximale Schiefe zwischen 4,24 – 4,99 . Die Bereiche des sehr hohen Aspektverhältnisses liegen im sehr kleinen Lagerspalt, sind jedoch mit der Strömung ausgerichtet. Zur besseren Übersicht zeigt die Abbildung 4.2b dieses Gitter mit ca. 1000-fach weniger Knoten, als die verwendeten Gitter. Weiterhin wurde eine Spiegelung des ansonsten die Symmetrie um die Achsnormalfläche ausnutzenden Gitters als Abbildung erstellt.

Abbildung 4.2b legt einen Fokus auf die linke Lagertasche und Zuführung, die trichterförmig gestaltet ist und sich an die sichelförmige Lagertasche anschließt.

Die Oberflächen des Lagers können nach den aus der Literatur üblichen empirischen Kalkulationen als hydraulisch glatt angenommen werden.

Als Randbedingung der numerischen Berechnung wurden

- eine Hafstrandbedingung für die Lagerschale,
- eine Hafstrandbedingung mit vorgegebener Rotationsgeschwindigkeit für die Welle,
- eine vorgegebene Druckrandbedingung für die Ein- und Umgebungsdruckrandbedingungen für die Auslässe und
- eine Symmetrierandbedingung für die Achsnormalenfläche in der Mitte des Lagers

gewählt (weitere Details siehe [88]).

Eine essentielle Randbedingung, die Exzentrizität, und somit der Spaltverlauf der CFD-Berechnung wird aus der Berechnung der Schmierfilmtheorie durch ALP3T gewonnen. Eine

hybride Herangehensweise, die die Kopplung beider Verfahren unter Ausnutzung ihrer jeweiligen Vorteile beinhaltet, ist denkbar. Die Berechnung der Druck-, Geschwindigkeits- und Füllungsgradverteilung erfolgt mittels CFD-Berechnung in einer vielfach längeren Zeit, als es in der eindimensionalen Schmierfilmtheorie der Fall ist. Jedoch ist eine detailliertere und mit verringerten Annahmen behaftete Lösung das Ergebnis. Das bekräftigt die hybride Herangehensweise mit beiden Verfahren jeweils in Abhängigkeit der Aufgaben

- schnell und robust im Rahmen der bekannten Parameter das Programm ALP3T unter Verwendung der Schmierfilmtheorie oder
- genau und explorativ in einem größeren Zeitrahmen die CFD

zu nutzen.

4.1.1 Thermische Bilanzierung

Schon PETROW [21] hat in seiner Abhandlung die nachteilige Beeinflussung durch thermische Überbeanspruchung des Lageröls beschrieben. Weiterhin wusste dieser auch zu berichten, dass die Erhöhung der Temperatur zu einer Reduktion der Schmierspalthöhe führen würde. Daher ist die Betrachtung der Temperaturentwicklung und der Stoffabhängigkeit von großer Bedeutung.

Die Berechnung der Temperatur über eine geeignete Energiegleichung (3.64), die die sehr hohe Schergeschwindigkeit der COUETTE-Strömung berücksichtigt, bietet die zwingend notwendige Möglichkeit die Viskositätsänderung temperaturabhängig zu gestalten. Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität des Lageröls wiederum lässt sich durch in Abschnitt 3.3 gezeigte Korrelationen darstellen.

Eine numerische aber auch physikalische Besonderheit der temperaturabhängigen Viskositätsänderung in der Gesamtgerberechnung ergibt sich durch die Mehrphasigkeit und besonders durch den Phasenwechsel.

Die höchsten Temperaturen in einem Turbinengleitlager treten kurz nach dem engsten Schmierspalt auf. So reduziert sich der Bereich zur Beurteilung der maximalen und möglicherweise kritischen Temperatur auf die Unterschale. Im Falle der einsetzenden Kavitation lässt sich zur numerischen Stabilisierung das physikalisch interessante Phänomen des Phasenwechsels durch die Fixierung der Temperatur auf die Sättigungstemperatur vereinfachen.

Trotz dieser Vereinfachung beeinflusst der Phasenwechsel die temperaturabhängige Viskositätsberechnung. Gleichungen (3.65) und (3.66) erweitern sich so zu

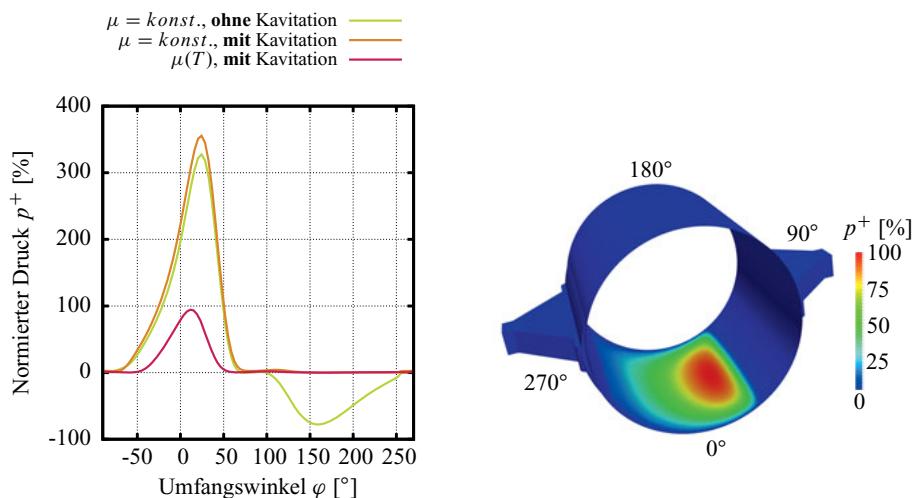
$$\mu_2 = \mu_1 \cdot \left(1 - \alpha + \alpha \cdot A_\mu \cdot e^{B_\mu/T^+} \right) . \quad (4.5)$$

Findet eine zu starke Reduktion der Viskosität durch eine Temperaturerhöhung statt, ist die Tragfähigkeit des Lagers gefährdet. Gleichzeitig besteht die Möglichkeit der Bildung von sogenannter Ölkarre oder Verkokungerscheinungen. Diese Erscheinungen sind Ablagerungen von überhitztem Öl an der Lagerschale. Beispielbilder finden sich in DIN 31 661:1983-12 [166]. Diese Art des Fouling ist im Gleitlager nicht gewünscht.

Eine detaillierte dreidimensionale Temperaturverteilung im Gleitlager ist Eigentum des beteiligten Industriepartners. Daher reduziert sich die Darstellung der Temperaturverteilung auf einen breitengemittelten Kurvenverlauf in Abbildung 4.8a und der Validierung desselben. Die temperaturabhängige Viskositätsänderung wird jedoch vollständig in der Berechnung des Gleitlagers berücksichtigt.

4.1.2 Druckverteilung

Die Hauptfunktion des Lagers ist der Aufbau einer die Welle tragenden Ölschicht. Im statio-när rotierenden Zustand erfolgt dieser Vorgang hydrodynamisch, durch den Aufbau eines Ölkeils bedingt durch die Exzentrizität der Welle. Eben diese Exzentrizität verursacht den höchsten Lagerdruck in Rotationsrichtung, gegen den Uhrzeigersinn, bei einem Umfangswinkel (φ) von 15–30° kurz nach der tiefsten Stelle des Lagers bei einem Umfangswinkel (φ) von 0°.



(a): Druckverteilung über die Lagerbreite gemittelten Werte (b): Druckverlauf der mehrphasigen temperatur-abhängigen Berechnung

Abbildung 4.4: Druckverlauf der mehrphasigen RANS im Turbinengleitlager [88]

Abbildung 4.4a zeigt die über die Lagerbreite gemittelte Druckverteilung der numerischen Berechnung. Der Druckverlauf wird dabei von der temperaturabhängigen Viskosität und der Kavitation beeinflusst. Eine Simulation ohne Kavitationsberücksichtigung führt zu einer Unterschreitung des Sättigungsdampfdrucks im Bereich der Oberschale, ein Phänomen, dass schon früh analytisch beschrieben worden ist [6]. Weiterhin stellt sich ohne die Kalkulation der temperaturabhängigen Viskosität ein zu hoher Druck ein. Erst die Berücksichtigung beider Effekte, Kavitation und temperaturabhängige Viskosität, führt zu einem sinnvollen Druckverlauf und hält einer Validierung in Abschnitt 4.2 stand. Der große Einfluss der Temperatur auf die Viskosität und damit auf den Druckverlauf zeigt sich durch die Reduktion des maximalen Drucks auf unter 30 %. Ohne diesen Einfluss ist eine Berechnung nicht sinnvoll. Alle folgenden Berechnungen werden unter Berücksichtigung der Temperatur durchgeführt.

Die dreidimensionale Darstellung dieser unter Ausnutzung der Symmetrie erstellten Berechnung des Drucks wird in Abbildung 4.4b sichtbar. Durch die Öffnung des Spalts zur Umgebung sind in der Breite des Lagers Randeffekte aufgrund einer Abnahme des Drucks auf den Umgebungsdruck sichtbar. Es stellt sich ein maximaler Druck in der Breitenmitte des Lagers ein.

Abbildung 4.4b zeigt ebenfalls den langsamen Aufbau des maximalen Drucks in Umfangsrichtung. Grund dieses Druckaufbaus ist die bereits erwähnte Exzentrizität der Welle im Lager. Dieser Aufbau wird verursacht durch den stetig konvergierenden Spalt und ist gefolgt von einer vergleichsweise abrupten Druckverminderung, bedingt durch den schneller divergierenden Spalt. Dieser divergierende Spalt stellt sich nach der Stelle des höchsten Drucks ein. Der sich so ergebende dreidimensionale Druckverlauf trägt die sich rotierende Welle im Lager.

4.1.3 Füllungsgradfeld

Das Füllungsgradfeld, also die Verteilung von flüssiger und gasförmiger Phase im Lagerfluid, spielt seit Beginn der Lagertheorie eine bedeutende Rolle. Obwohl experimentelle Daten zeigen, dass die Funktionalität eines Gleitlagers durch die Existenz einer gasförmigen Phase nicht zwangsläufig gefährdet ist [55], sind Fragen nach möglichen Schäden und die Berechnung der exakten Massenbilanz interessant. Das Füllungsgradfeld wird dabei durch zwei Effekte beeinflusst, zum einen durch den Lufteinzug im seitlichen Spalt und zum anderen durch Kavitation. Beide Effekte treten im divergierenden Spalt hauptsächlich im Bereich der Oberschale auf. Die mit der Kavitation einhergehende Volumenexpansion kann einen Lufteinzug im Spaltbereich hemmen. Im Bereich des konvergierenden Spalts hingegen finden eine Druckerhöhung und ein Ausströmen statt.

Die richtige Massenstrombestimmung im Turbinengleitlager lässt sich nur mit Hilfe eines geeigneten Kavitationsmodells realisieren. Neben dem in Abschnitt 3.2 anhand der Gleichun-

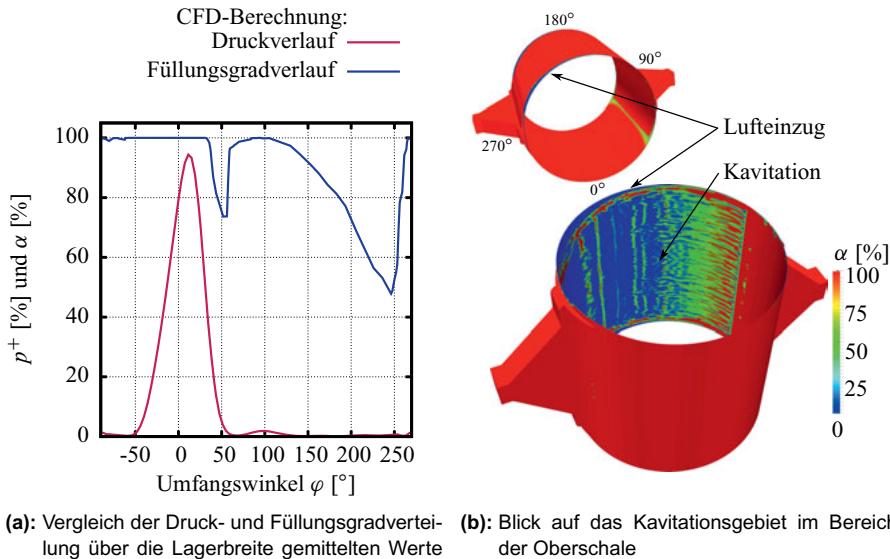


Abbildung 4.5: Mehrphasige RANS unter Verwendung des VoF-Verfahrens [88]

gen (3.61) bis (3.63) beschriebenen Kavitationsmodells nach SCHNERR und SAUER wurden auch Kavitationsmodelle nach KUNZ und nach MERKLE [149] verwendet. Dabei stellte sich jedoch das Kavitationsmodell nach SCHNERR und SAUER aufgrund eines guten Konvergenzverhaltens und validen Ergebnisses als das geeignete heraus.

Bezüglich des Kavitationsbeginns ist die Wahl des passenden Kavitationsdrucks bei einigen anderen Kavitationsstudien und andere Geometrien eine essentielle Herausforderung. Nach einer Studie mit verschiedenen Kavitationsdrücken zwischen 0 und 2300 Pa ist festzustellen, dass wegen der vergleichsweise starken geometrischen Spaltaufweitung eine vernachlässigbar kleine Winkeländerung des Kavitationsbeginns im Bereich der Oberschale zu beobachten ist. Eine Abstimmung der Berechnung auf einen genaueren Kavitationsdruck führt zu einer unmerklichen Verbesserung des Ergebnisses.

Eine Darstellung des normierten Druckverlaufes (p^+) unter Berücksichtigung der temperaturabhängiger Viskosität (μ) und Kavitation, zusammen mit einem Füllungsgradverlauf (α) ist in Abbildung 4.5a zu sehen. Deutlich ist zu erkennen, dass nach dem maximalen Druck im divergierenden Spalt der Füllungsgrad bei ca. 50° Umfangswinkel das erste Mal abnimmt; es besteht Kavitationsgefahr. Wird der Blick auf den Bereich der Oberschale zwischen 110 – 250° Umfangswinkel gerichtet, lässt sich das zweite und stärker ausgeprägte Hauptkavitations-

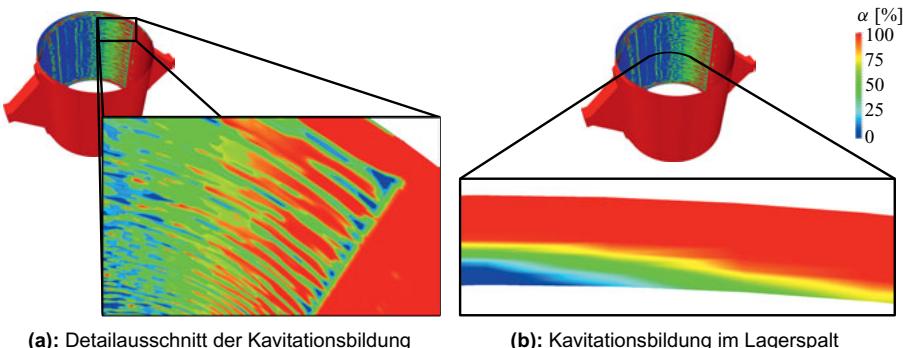


Abbildung 4.6: Verteilung der Phasen im Lagerspalt [88]

gebiet erkennen. Abbildung 4.5b zeigt den Aufbau und die Ausprägung dieses zweiten Kavitationsgebiets, das durch dessen Volumenexpansion auch merklich einen Lufteinzug durch den seitlichen Spalt verhindert. Lufteinzug und Kavitation lassen sich in Abbildung 4.5b durch ihre Ausprägung differenzieren. Der Lufteinzug findet über die gesamte Spalthöhe statt und lässt sich somit auch mit dem Blickwinkel von außen auf die Oberschale erkennen. Die obere Darstellung der Phasenverteilung zeigt eben diesen Lufteinzug, der ausschließlich im Randbereich auftritt, jedoch langsam in Richtung der Lagermitte anwächst. Berechnungen ohne Kavitation ergeben einen deutlich stärker bis in die Mitte vordringenden Lufteinzug. Aufgrund des Kavitationsgebiets wird der Lufteinzug jedoch gehemmt und im seitlichen Bereich gehalten.

Wie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, lässt sich auch in Abbildung 4.5b eine Strähnenbildung beobachten, die in Rotationsrichtung zu größeren Gasgebieten anwächst. Wird, wie in Abbildung 4.6a dargestellt, ein detaillierter Ausschnitt des Kavitationsaufbaus betrachtet, so ist eine finger- oder strähnenartige Struktur der langgezogenen Kavitationsblasen zu beobachten. Eben diese Fingerbildung wird auch in der Literatur [76, 167–173] ausgiebig beschrieben. Erst kurz vor Beginn der linken Lagertasche bricht das Kavitationsgebiet zusammen oder wird aufgefüllt.

Abbildung 4.6b zeigt einen Schnitt über die Höhe des Lagerspalts mit einer beginnenden Kavitationszone. Entgegen der Literatur [79, 174–178] ist der Ursprung der Kavitation deutlich an der Welle und nicht an der Lagerschale zu erkennen. Die in der Literatur häufig zitierte Arbeit von COYNE und ELROD [174] baut ein theoretisches Modell anhand eines gradlinigen Kanals auf und argumentiert mit einem von der Welle in das Kavitationsgebiet getragenem Ölfilm. Daher wird in der Literatur ein umgekehrtes Bild der Abbildung 4.6b gezeichnet, welches experimentell nur sehr schwer nachweisbar ist (siehe auch [175]).

Die Numerik betrachtet keinen gradlinigen, sondern gekrümmten Kanal. Bedingt durch die Normalenkomponente zur Hauptströmungsrichtung ist die Druckverteilung über der Spalthöhe

ungleichmäßig. Auf der Kreisbahn der Ölströmung stellt sich ein Radialimpuls ein, der im Vergleich zur rotierenden Welle zu einem höheren Druck an der Lagerschale führt. Daher zeigt die Abbildung 4.6b den Beginn der Kavitation an der Welle und nicht an der Lagerschale.

Welcher der beiden Effekte, die Mitnahme des Öls an der Welle oder die ungleichmäßige Druckverteilung über die Spalthöhe, der dominantere ist, ist neben der Frage nach den Kavitationskeimen diskussionswürdig. Eine praktische Relevanz dieses Unterschieds ist jedoch fragwürdig, da sich sehr schnell ein über die gesamte Spalthöhe ausgeprägter Kavitationsfinger oder -strähne einstellt.

4.1.4 Geschwindigkeitsverteilung

Die Geschwindigkeitsverteilung in einem Turbinengleitlagerspalt ist hauptsächlich durch die REYNOLDSsche Differentialgleichung als druckgetriebene Scherströmung in Form einer POISEUILLE-COUETTE-Strömung zu beschreiben. Die RANS-Berechnung für den Lagerspalt in der Breitenmitte des Lagers liefert ebenfalls dieses Ergebnis. Wird diese Geschwindigkeitsverteilung mittels Stromlinien mit Ursprung in den beiden Zuführungen dargestellt, so wird wie in Abbildung 4.7a der hohe Geschwindigkeitsgradient zwischen den beiden Zuführungen und dem Lagerspalt deutlich. Durch unterschiedliche Positionen in der Spalthöhe beeinflusst wird im Lagerspalt die Indikation der Geschwindigkeit mittels Einfärbung der Stromlinien gekennzeichnet. Ein wichtiges Detail ist die Ausströmung im Bereich der unteren Lagerschale. Durch den konvergierenden Spalt wird eine axiale Komponente aufgeprägt, die das Öl ausströmen lässt. Eine entgegengesetzt axiale Komponente bewirkt eine Kontraktion der Stromlinien, beeinflusst durch die Kavitation und den Lufteinzug im Bereich der Oberschale. Die Kontraktion zeigt sich in Abbildung 4.7a neben den beiden Rezirkulationsgebieten in den trichterförmigen Zuführungen.

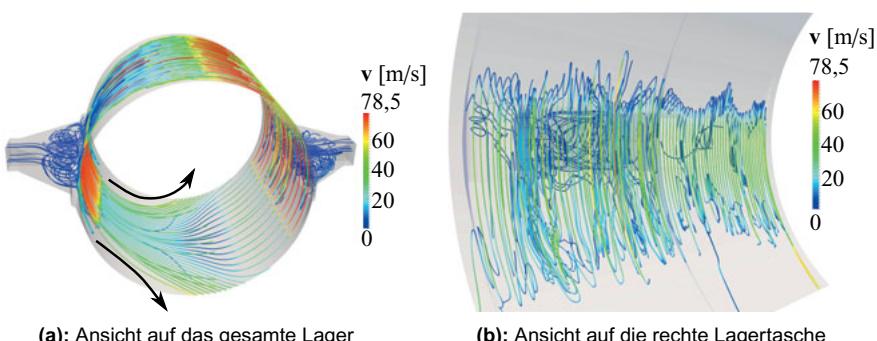


Abbildung 4.7: Stromlinien im Turbinengleitlager [88]

Wird eine der zwei Lagertaschen vom Blickwinkel innerhalb des Lagers betrachtet, wie in Abbildung 4.7b, so lässt sich diese Rezirkulation ebenfalls in den sichelförmigen Lagertaschen beobachten. Die hohe Umfangsgeschwindigkeit der Welle mit 78,54 m/s bewirkt an dessen Oberfläche eine dünne Scherschichtströmung mit einem starken Gradienten. Ein Teil des Impulses wird von der Scherströmung auf das Fluid in der Lagertasche übertragen und verursacht eine deutlich langsamere aber stabile Zirkulation des Öls. Die Rezirkulation in der Lagertasche stellt das zentrale Element der Untersuchungen in Kapitel 5 dar.

4.2 Validierung durch experimentelle Daten

Der an der Ruhr-Universität Bochum betriebene und in Abschnitt 2.2 beschriebene Turbinengleitlagerprüfstand bietet die Möglichkeit der Validierung der numerischen Daten durch experimentelle Werte. Die CFD-Berechnung und Berücksichtigung der Temperaturverteilung ist zur Bestimmung der korrekten Druckverteilung und damit der korrekten Funktionsweise durch einen tragenden Ölfilm zwingend notwendig. Die über den Umfangswinkel abgewickelte und über die Lagerbreite gemittelte Temperaturverteilung, wie in Abbildung 4.8a dargestellt, bietet aber auch die Möglichkeit der Validierung der Ergebnisse. Zu sehen sind die Temperaturverläufe bestimmt mittels CFD-Berechnung des Ölfilms im Lagerspalt, mittels Berechnung anhand der

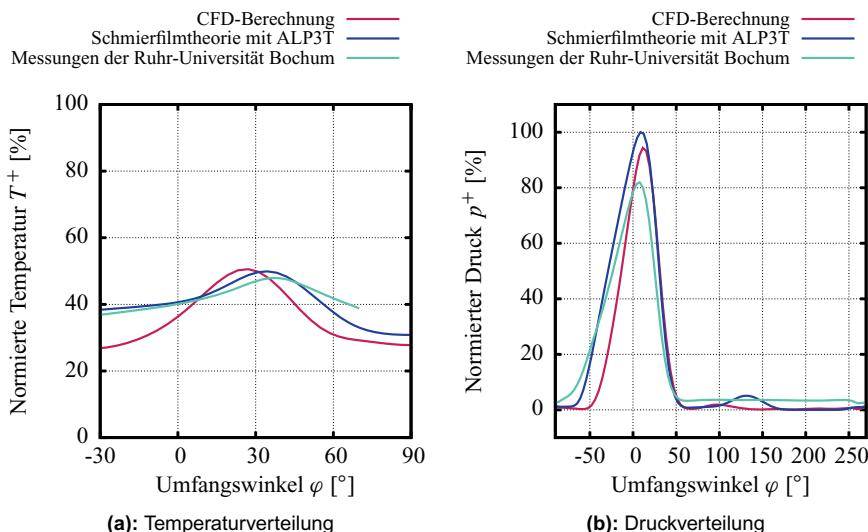


Abbildung 4.8: Vergleich der über die Lagerbreite gemittelten Werte [88]

Schmierfilmtheorie durch ALP3T und mittels Vermessung am Turbinengleitlagerprüfstand. Dabei erfolgt die Messung der Temperatur an diskreten Punkten in der Lagerschale und dient als Grundlage der Validierung.

So zeigt die Abbildung 4.8a einen Anstieg der Temperatur innerhalb der CFD-Berechnung von einem vergleichsweise niedrigen Niveau bis zu einer maximalen Temperatur kurz vor einem Umfangswinkel von 30° . Berechnet aus der Schmierfilmtheorie mit Hilfe von ALP3T, erfolgt der Anstieg der Temperaturkurve aus einem deutlich höheren Temperaturniveau heraus und bildet ein Maximum kurz nach einem Umfangswinkel von 30° . Die experimentellen Daten liefern eine Temperaturkurve, die sehr gut mit der ALP3T-Berechnung übereinstimmt. Experimentell konstatierbar ist im Vergleich zur Berechnung der Schmierfilmtheorie lediglich eine noch größere Verschiebung des Maximums in Rotationsrichtung und eine geringere Abnahme der Temperatur nach der Maximalen.

Die CFD-Berechnung der Temperatur zeigt also die größte Abweichung zum gemessenen Verlauf, erfüllt aber hinsichtlich der Reduktion des maximalen Drucks vollumfänglich ihre Aufgabe. Begründet werden kann die Abweichung durch die Messmethode mit einer Temperatursonde innerhalb der Lagerschale oder den nicht implementierten gekoppelten Wärmetransport [Conjugate Heat Transfer] (CHT) in der CFD-Berechnung.

Abbildung 4.8b zeigt drei verschiedene Druckverläufe, die auf den Maximalwert normiert sind. Die Berücksichtigung der temperaturabhängigen Viskositätsänderung reduziert den maximalen Wert des numerisch berechneten Druckverlaufs. Dieser reiht sich in der maximalen Höhe zwischen dem ALP3T- und Messwert ein. Der Umfangswinkel des maximalen Drucks mit ca. 15° und die Abnahme des Drucks liegen bei allen drei Verläufen sehr ähnlich. Der Druckaufbau des numerischen Verlaufs ist etwas verzögert, stellt sich aber ansonsten sehr äquivalent dar.

Die kapazitive Messmethodik des in Abschnitt 2.2 beschriebenen Turbinengleitlagerprüfstands ermöglicht die experimentelle Bestimmung des Kavitationsgebiets und somit die Validierung der numerischen Berechnung in Abbildung 4.9. Zur experimentellen Bestimmung des Kavitationsgebiets wird zunächst der abgewickelte Spalthöhenverlauf in Abbildung 4.10 betrachtet. Beginnend bei 0° Umfangswinkel zeigt die Abbildung 4.10 einen kontinuierlich kleiner werdenden Lagerspalt zwischen -30 bis 30° , in dessen Bereich zwei Spitzen herausragen. Die zwei Spitzen sind das Negativ der beiden hydrostatisch wirkenden Anhebungstaschen mit Zuführungskanal. Für einen verschleißfreien Anfahrvorgang werden die beiden kleinen Taschen zur Anhebung der Welle verwendet. Das Ende der beiden Spitzen zeigt dabei nicht zwingend das Ende des Hochdruckzuführungskanals, sondern das Maximum der kapazitiven Messmethode. In positiver Umfangsrichtung folgend, schließt sich der engste Lagerspalt wiederum gefolgt von einem rasch divergierenden Spalt an. Diese Spaltvergrößerung endet in Abbildung 4.10 in einem plateauar-

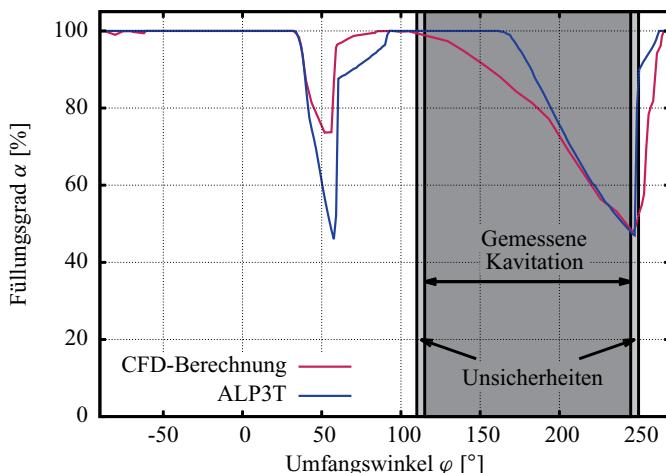


Abbildung 4.9: Vergleich des über die Lagerbreite gemittelten volumetrischen Phasanteils [88]

tigen Gebiet mit einem Umfangswinkel zwischen 60 und 110°. Dieses Gebiet zeigt die rechte Lagertasche in der, im Gegensatz zur Implikation der Abbildung 4.10, keine kontinuierliche Spalthöhe vorherrscht. Die in der Darstellung zu erkennende kontinuierliche Spalthöhe ergibt sich durch eine Deckelung des Wertes aufgrund des maximalen Messbereichs. Gefolgt von der rechten Lagertasche schließt sich zwischen 110 und 250° der Bereich der Oberschale an. Dieser ist für die Validierung des Füllungsgrads der Interessanteste, da er indirekt die Existenz eines Kavitationsgebiets widerspiegeln kann.

Tritt, wie in Abbildung 4.10, im Bereich der Oberschale ein wellenförmiges und unregelmäßiges Muster der Spalthöhe auf, ist dies ein Hinweis auf ein Öl-Luft Gemisch. Da die Dielektrizitätskonstante der Luft von der des Öls [47] abweicht, zeigt die kapazitive Spalthöhenmessung im Bereich der auftretenden Kavitation oder des Lufteinzugs im Randbereich des Lagers ein charakteristisches Muster, das ein untrügerisches Zeichen eines Kavitationsgebiets ist.

Der abgewinkelte Umfangswinkel schließt sich dann im Bereich der linken Lagertasche zwischen 250 und -60°.

Entscheidend für eine Validierung bleibt der Bereich des Kavitationsgebiets der Oberschale. Ausgehend von dieser indirekten experimentellen Implikation der Kavitation lässt sich eine Validierung der numerischen und empirischen Füllungsgradverläufe anhand der Abbildung 4.9 erstellen. Die dargestellten Kurvenverläufe bedürfen einer näheren Betrachtung und Diskussion. Wie bereits beschrieben und durch ALP3T dargestellt, nimmt der Füllungsgrad numerisch und

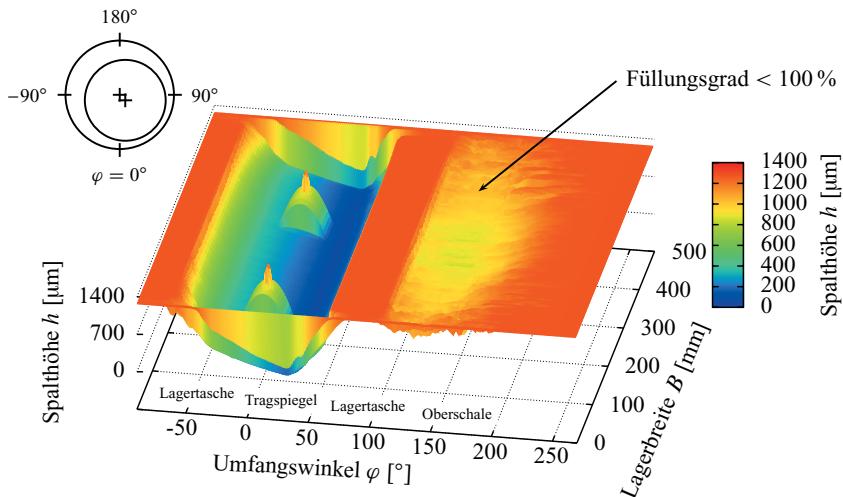


Abbildung 4.10: Gemessener Spaltverlauf des Lagers in Umfangsrichtung [88]

empirisch zum ersten Mal bei einem Umfangswinkel zwischen 35 und 90° ab. Dieser erste Bereich des abnehmenden Füllungsgrads folgt in Rotationsrichtung einem Bereich des maximalen Drucks bei ca. 15° (siehe Abbildung 4.8b) und einer maximalen Temperatur bei ca. 30°. Diesen beiden Maxima schließt sich eine empirische ermittelte Reduktion des Füllungsgrads auf unter 50 % und numerisch ermittelt auf unter 80 % an. Der kurze Winkelbereich und die geringe Reduktion deuten auf ein kleines und schwächeres Kavitationsgebiet hin. Obwohl dieses Kavitationsgebiet numerisch und empirisch angezeigt wird, lässt es sich experimentell nicht bestätigen. Gründe können in der Messmethodik liegen, z. B. durch den hohen Gradienten, also den starken Anstieg des Lagerspalts, oder es findet an dieser Stelle keine Kavitation statt.

Im Bereich der Oberschale folgt das zweite bedeutend größere Kavitationsgebiet mit einer Differenzierung des numerischen und empirischen Ergebnisses. Numerisch wird ein Kavitationsgebiet im Bereich der gesamten Oberschale zwischen 110 und 250° angezeigt, empirisch liegt es lediglich zwischen 170 und 250°. Die experimentelle Implikation bestätigt dabei das CFD-Ergebnis, das ein Kavitationsgebiet im Bereich der gesamten oberen Lagerschale vorhergesagt. Hinsichtlich der Bestimmung des Kavitationsgebiets in Abhängigkeit zum Umfangswinkel, also dem Ort der Kavitation, bildet die numerische CFD-Berechnung ein valides, dem Experiment besser entsprechendes Verfahren als das empirische Verfahren der Schmierfilmtheorie durch ALP3T.

Die Größe der Füllungsgradabnahme lässt sich über das vorgestellte experimentelle Verfahren nicht bestimmen und somit nicht validieren. Nicht unrealistisch ist die sowohl numerisch als

auch empirisch berechnete Reduktion des Füllungsgrads knapp unter 50 %, also die Vorhersage einer volumetrischen Gleichverteilung von Flüssigkeit und Gas. Zur Tragfähigkeit des Lagers spielt der Bereich der Oberschale eine untergeordnete Rolle, sodass ein entsprechend großes und starkes Kavitationsgebiet ohne Funktionseinbuße des Lagers stattfinden kann.

In Hinsicht der Validierung durch experimentelle Daten lässt sich zusammenfassend feststellen, dass sowohl CFD-, als auch ALP3T Vor- und Nachteile bieten.

- Der Temperaturverlauf der CFD-Berechnung zeigt größere Abweichungen im Vergleich zu den experimentellen Daten als der Verlauf der ALP3T-Berechnung.
- Der Druckverlauf lässt sich mit beiden Verfahren, also sowohl mit der CFD, als auch durch ALP3T sehr gut bestimmen.
- Das Füllungsgradverhalten kann mit Hilfe der CFD-Berechnung besser bestimmt werden als anhand der Schmierfilmtheorie mit ALP3T.

Ein ausschlaggebender Vorteil der nur mittels CFD-Berechnung erzielt werden kann, liegt in der detaillierten Strömungsberechnung im Turbinengleitlager. Angefangen bei der Berechnung des Ausströmungsverhaltens über den Umfangswinkel bis hin zur Mischungsströmung in den Lagertaschen führt einzig die CFD-Methode zum Erfolg.

Kapitel 5

Lagertaschenbetrachtung

Gleitlager benötigen ein Schmiermittel, zumeist Lageröl, das kontinuierlich zugeführt werden muss. Gleitlagertaschen dienen der Zuführung kühleren Frischöls in den Lagerspalt. Grund der kontinuierlichen Zuführung ist der notwendige Abtransport der durch Scherreibung erzeugten Wärme, die ansonsten durch Überhitzung des Lageröls eine Schädigung verursachen könnte. Abschnitt 2.1.3 beschreibt ausführlich die Funktion der kontinuierlichen Ölzführung und Vermischung.

In der Gesamtgerberbetrachtung, dargestellt in Abbildung 4.7, zeigt sich das Strömungs- und Vermischungsverhalten in der realen Lagertasche als komplexer Vorgang. Mittels dreidimensionaler CFD-Methoden können einige Einschränkungen der Schmierfilmtheorie (siehe Abschnitt 2.1.2) umgangen und neue Erkenntnisse gewonnen werden. Phänomene, wie die Einströmung in eine Rezirkulation, eine hohe Schergeschwindigkeit und eine Grenzschicht auf einer bewegten Berandung, der rotierenden Welle, zeigen sich in den ersten Ergebnissen der CFD-Berechnung. Eine Differenzierung der Phänomene oder deren Ursachen mittels geometrischer und physikalischer Vereinfachung ist eine Möglichkeit der systematischen Untersuchung.

Ausgangspunkt der Untersuchung sind schnelllaufende hydrodynamische Turbinengleitlager und die für diese Art der Lager verwendeten Lagertaschen. Nach DIN ISO 12128:1998-07 [61] ist die Formgebung der Lagertaschen genormt, sodass als geometrische Grundlage der Studie die übliche Gasturbinenlagertaschenform und -anzahl verwendet werden. Die fluidmechanische Grundlage der adäquaten Vermischungsuntersuchung ist die richtige Berechnung des gesamten Lagers in Kapitel 4, deren Ergebnisse als Randbedingungen der Lagertaschenbetrachtung verwendet werden.

Ausgehend von den geometrischen und fluidmechanischen Grundlagen wird die Lagertasche auf eine Basisform vereinfacht. Die Schritte der geometrischen Herleitung sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die erste Simplifizierung stellt die lokale Fokussierung auf die Lagertasche dar, wobei die geometrische Reduktion auf das Gebiet der Frischölvermischung aufgrund der zuvor er-

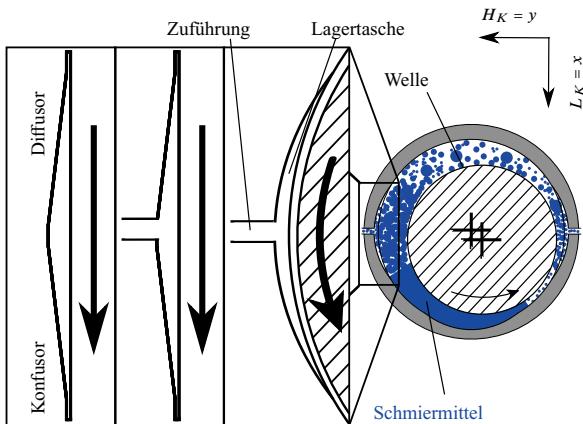


Abbildung 5.1
Herleitung des geometrischen Modells [179]

mittelten Randbedingungen zulässig ist. Zu diesen Randbedingungen zählen der Ein- und Auslassvolumenstrom, sowie die Phasen- und Druckverteilung. Das Ergebnis der Phasenbetrachtung, also der Verteilung von Öl, Öldampf und seitlich eingezogener Luft, ergibt eine zulässige Reduktion der Strömungsuntersuchung auf eine einzelne Phase, die des Gleitlageröls. Ausgehend davon, dass kein mehrphasiges Gemisch untersucht werden muss, lässt sich eine weitere und somit die zweite Vereinfachung heranziehen. Diese zweite Vereinfachung gestaltet sich durch die Aufskalierung der Geometrie und die Verwendung von Luft anstelle des Gleitlageröls. Eine Aufskalierung und Verwendung eines abweichenden Fluids im Modell ist zulässig, da es sich sowohl im realen Anwendungsfall als auch im Modell um eine vollturbulente REYNOLDS-Zahl handelt. Dabei liegen die maximale REYNOLDS-Zahl im Modell bei $Re > 6000$ und im Anwendungsfall sogar bei $Re > 100000$. In beiden Fällen weist die Stabilitätstheorie die Strömung als vollturbulent aus. Die dritte Reduktion ist neben der Aufskalierung eine weitere geometrische Veränderung, und zwar die Begradiung der bewegten und unbewegten Berandung. Wie schon in der Schmierfilmtheorie im Abschnitt 2.1.2 beschrieben, ist die Vernachlässigung der Krümmung, im konkreten Fall von $4 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ aufgrund des großen Wellen- und Lagerschalenradius zulässig. Der Winkel der unbewegten Berandung, der divergierenden und konvergierenden Wand, wird gleich dem mittleren Winkel der realen, gekrümmten Geometrie gewählt. Es ergibt sich die Struktur eines Schlankkanals, einer Diffusor-Konfusorgeometrie.

Die vereinfachte Geometrie lässt sich experimentell nachstellen und vermessen. Die experimentelle Betrachtung dient als Validierung der numerischen Methode. Zunächst wird jedoch die Geometrie des Konfusors isoliert mit bewegter Berandung und ohne Zuführung betrachtet, um das Phänomen der dominierenden Rezirkulation näher zu untersuchen. Ausgehend von der Basisform wird zudem die Geometrie ohne und mit Zuführung betrachtet. Die Entwicklung der

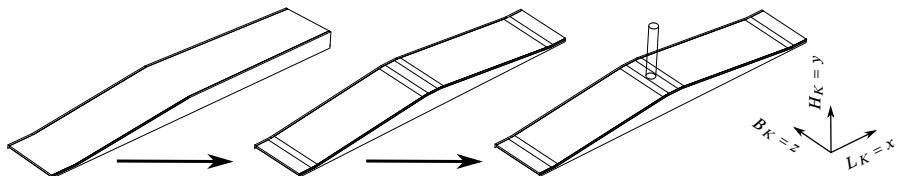


Abbildung 5.2: Entwicklung der experimentellen Lagertaschenmodelle

Lagertaschenmodelle beginnend mit der grundlegenden Form des Konfusors bis hin zur Lagertaschenform ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

5.1 Konfusor mit einseitig bewegter Berandung

Die Geometrie der zunächst sichelförmigen Lagertasche großer Turbinengleitlager zeigt unter Vernachlässigung der Krümmung Ähnlichkeit zu einem Schlangenkanal, genauer zu einer Diffusor-Konfusor-Geometrie. Wird ausschließlich der Konfusor in Abbildung 5.1 betrachtet und wird weiterhin der Rotor als gerade bewegte Berandung berücksichtigt, vereinfacht sich die Geometrie zu einem Schlangenkanal mit bewegter Berandung, der in der angeführten Literaturauswahl [10, 180] beschrieben wird. Ausgangspunkt der Lagertaschenmodellierung ist somit eine Strömungsform in einer Geometrie, die in der Literatur nicht unbekannt ist. Anhand dieser grundlegenden Form lassen sich die verwendeten Methoden, insbesondere der CFD-Ansatz, entwickeln und erste fundamentale Strömungseffekte identifizieren.

In der Literatur werden zirkulierende Strömungen in einem Konfusor mit einseitig bewegter Berandung und eine dazugehörige einfache Berechnung [159, Kapitel 8] hergeleitet. Die Beschreibungen sind häufig im Bereich der Axiallagertheorie und der keilförmigen Lagerspalten angesiedelt. Im Gegensatz zur vollturbulenten Strömung der Radiallagertaschen ist im Axiallagerspalt eine schlechende Strömung aufzufinden. So wird in der Axiallagertheorie eine Sekundärströmung vernachlässigt und die Strömung nur in einer Ebene zweidimensional betrachtet [159]. Eine Übertragung der Axiallagertheorie und der keilförmigen Gestalt auf Radiallager muss mit dem Wissen dieser Vernachlässigung erfolgen. Die Theorie beschreibt, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, einen kontinuierlichen Druckanstieg gefolgt von einem schlagartigen Druckabfall. Die gleiche Art der Druckverteilung, die die Tragfähigkeit eines Lagers ausmacht, verursacht eine Rezirkulation. Eine anschauliche Beschreibung der Druckverteilung findet sich in der Schmierfilmtheorie. Eine Übertragung dieser Erkenntnis auf eine Lagertaschengeometrie findet in der Regel nicht statt, bildet jedoch neben der Grenzschichtströmung an der bewegten Wand das dominierende Strömungsverhalten.

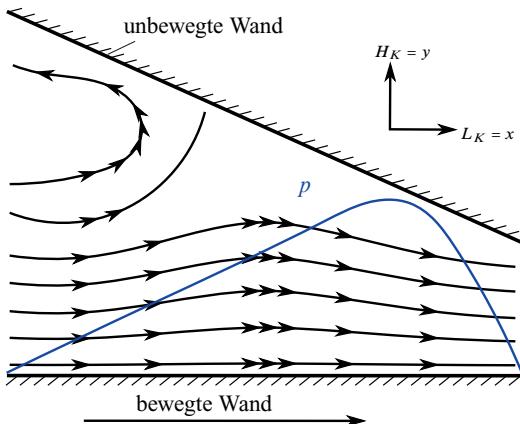


Abbildung 5.3

Strömungsgebiet in einem Konfusor mit bewegter Wand nach [10, 30, 159, 180]

Wird die einfache Korrelation, wie sie in der Literatur [159] beschrieben ist, angewendet, lassen sich Höhe und Länge des Rezirkulationsgebiets abschätzen. Die Gleichung (5.1) ermittelt die Höhe des Rezirkulationsgebiets. Unterschreitet die Rezirkulationshöhe H_{KRezi} den Wert 1, tritt, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, eine Rückströmung auf. Aufgrund der einfachen Division der Gleichung (5.1) ist deren Konsequenz leicht ersichtlich. Für den Fall, dass der Auslass h_{out} kleiner als die Versperrung durch die konvergierende Geometrie $h_{in} - h_{out}$ ist, zeigt sich eine rezirkulierende Strömung. Die Rezirkulation erstreckt sich dabei nicht über die gesamte Kanallänge, sondern endet vor dem kleinsten Spalt. Die Länge lässt sich mittels Gleichung (5.2) bestimmen. Im Falle des experimentell verwendeten Aufbaus ergibt sich ein Rezirkulationsgebiet über eine Strecke von etwa 75 % der Konfusorlänge ausgehend vom Einlass.

$$H_{KRezi} = \frac{h_{out}}{h_{in} - h_{out}} \leq 1 \quad (5.1)$$

$$L_{KRezi} \leq \frac{1 - H_{KRezi}^2}{2 \cdot H_{KRezi} + 1} \quad (5.2)$$

Der vorgelagerte Kanalabschnitt bleibt in den Berechnungen der Literatur jedoch unberücksichtigt. Eine CFD-Berechnung und experimentelle Studie eines Konfusors mit einseitig bewegter Berandung bietet die Möglichkeit einer detaillierteren Untersuchung vorhandener Strömungssphänomene. Dabei kann abweichend von der Literatur der vorgelagerte Kanalabschnitt mit betrachtet werden. Ein Vergleich der analytisch und numerisch berechneten Werte der Rezirkulationshöhe und -länge findet in Abschnitt 5.1.1 statt.

Tabelle 5.1: Daten des Konfusors mit einseitig bewegter Berandung , vgl. [163, 181]

Länge des Konfusors	650 ± 2 mm
Länge des niedrigsten Abschnitts am und Auslass	150 ± 1 mm
Länge des höchsten Abschnitts	1000 ± 3 mm
Höhe des niedrigsten Abschnitts am Auslass	13 ± 1 mm
Höhe des höchsten Abschnitts	98 ± 1 mm
Winkel des Konfusors	$7,5 \pm 1,0^\circ$
Kanalbreite B_K und Breite der bewegten Wand	300 ± 1 mm
Dicke der bewegten Wand	$2,0 \pm 0,5$ mm
Geschwindigkeit der bewegten Wand	$1,0 \pm 0,2$ m/s
Arbeitsfluid	trockene Luft bei 1 bar und 20°C
minimale REYNOLDS-Zahl nach Gleichung (4.1)	$Re_{min} = 879$
maximale REYNOLDS-Zahl nach Gleichung (4.1)	$Re_{max} = 6623$

Zu diesem Zweck wird ein Modell eines Konfusors mit bewegter Berandung und vorgelagertem Kanalabschnitt erstellt. Eine Zusammenfassung der Daten des Konfusormodells findet sich in Tabelle 5.1.

Die geometrische Auswahl des Aufbaus ergibt sich aufgrund fluidmechanischer Prinzipien. Ein Prinzip findet in der Auswahl der Einlauflänge Anwendung. Die Einlauflänge vor dem Konfusor wurde mit einer Mindestlänge der zehnfachen Kanalhöhe gewählt. Das ermöglicht die Ausbildung einer stationären COUETTE-Strömung vor dem Eintritt in den Konfusor. Das gleiche Prinzip findet im Auslauf Anwendung.

Ein weiteres Prinzip, das REYNOLDSSche Ähnlichkeitsgesetz in vollturbulenten Strömungen, zeigt sich in der Möglichkeit, Luft anstelle von Öl als Arbeitsmedium zu verwenden. Die Taschenströmung in großen Turbinengleitlagern liegt, wie in Kapitel 4 gezeigt, im vollturbulenten Bereich. Trotz unterschiedlicher und damit zum Turbinengleitlager abweichender REYNOLDS-Zahl kann im Modell ein ähnlich vollturbulenter Strömungszustand wie im maßstäblichen Anwendungsfall erzielt werden. Die exakt gleiche REYNOLDS-Zahl würde erst bei einer Bandgeschwindigkeit von $15 - 16$ m/s, d. h. weit über der zur Verfügung stehenden maximalen Bandgeschwindigkeit von 1 m/s erreicht werden.

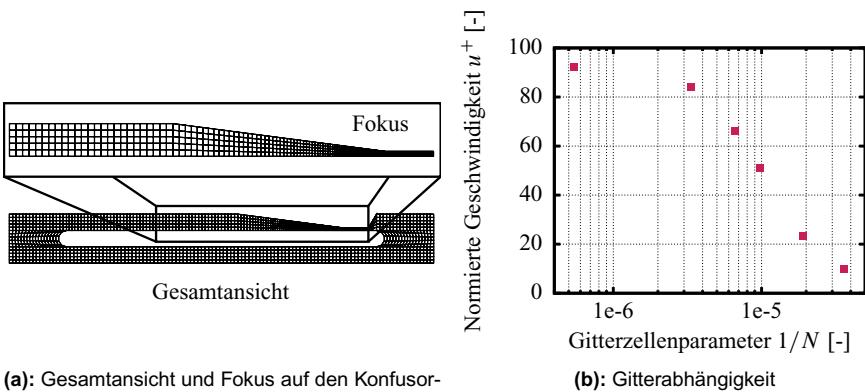
Der Winkel des Konfusors wurde gleich dem Winkel der realen Gleitlagertasche gewählt. Werte wie die Geschwindigkeit der bewegten Berandung oder die Kanalbreite, die ebenfalls deutlich schmäler gestaltet werden musste, finden ihre Grenzen im experimentellen Aufbau und können nicht erweitert werden.

5.1.1 CFD-Simulation

Die Entwicklung eines CFD-Ansatzes zur Berechnung der Strömungs- und Vermischungsvorgänge in Turbinengleitlager ist das Ziel dieser Arbeit. Die Entwicklung eines solchen Ansatzes ist nur mit der Möglichkeit einer Validierung im Rahmen einer systematischen Herangehensweise sinnvoll. Die CFD-Simulationen ist für das Verständnis der physikalischen Vorgänge und Abhängigkeiten von großer Bedeutung. Sie ermöglichen eine Verständnisverweiterung und spielt eine große Rolle ergänzend zu experimentellen Daten. Im Rahmen der modellierten Annahmen wird ein detaillierter Einblick in die physikalischen Vorgänge ermöglicht. Der numerische Ansatz bietet die Möglichkeit experimentell nur sehr schwer nachvollziehbare Phänomene, wie die Vermischung zweier Fluide, in annehmbarer Genauigkeit nachzubilden. Experimentell validierte numerische Ergebnisse dienen als Ausgangspunkt für Variationen, die zu einer Optimierung führen können.

Das Gitter zur Berechnung der Strömungsverhältnisse im Konfusor und in einem vorgelagerten Rechteckkanal wird in Abbildung 5.4a im Fokus zeigt. Der Raum vor und hinter dem Ein- und Auslass sowie um den Raum unterhalb der bewegten Berandung, dem Förderband, wurde erweitert. Die Erweiterung des Rechenraums, wie in der Gesamtansicht der Abbildung 5.4a dargestellt, bildet die korrekten Randbedingungen für die Wiedergabe der physikalischen Gegebenheiten. Zur besseren Übersicht wurde die Abbildung 5.4a mit einem 64-fach größeren Gitter als das verwendete erstellt.

Das Rechengitter mit den kleinsten Zelllängen von 0,75 mm liegt nach einer empirischen Abschätzung der KOLMOGOROV-Länge von 0,6119 mm, bzw. numerischen Abschätzung von 0,4718 mm oberhalb einer Auflösung der kleinsten Wirbel. Die kleinsten Zelllängen von



(a): Gesamtansicht und Fokus auf den Konfusorabschnitt

(b): Gitterabhängigkeit

Abbildung 5.4: Rechengitter der Konfusorberechnung, vgl. [163, 181]

0,75 mm erstrecken sich zudem nur über einen begrenzten Bereich des niedrigsten Abschnitts. Im Bereich des Rechteckkanals mit der größten Höhe liegt eine Zelllänge von 5 mm vor.

Die Berechnungen fokussierten sich auf RANS Simulationen, wofür ein blockstrukturiertes hexaedrisches Gitter verwendet wurde. Eine Besonderheit dieses Gitters sind die sich durch die Blockstruktur ergebenen Größenunterschiede der Zellen, die im Fokus der Abbildung 5.4a deutlich werden. Mit dem konvergierenden Spalt verkleinern sich die Zellen, das Seitenverhältnis bleibt allerdings konstant. Das hexaedrische Gitter folgt der Konfusorwand; es kommen aufgrund der nicht notwendigen Teilung der Zellen auch keine dreiseitigen Prismen zum Einsatz. Hexaedrische blockstrukturierte hexaedrische Zellen mit einem Aspektverhältnis von Eins führen zu einer stabilen und schnell konvergierenden Lösung.

Die Gitterabhängigkeit wird in Abbildung 5.4b deutlich und zeigt nach mehrfacher Verfeinerung des Netzes ein asymptotisches Verhalten. Als repräsentative Größe wurde die Geschwindigkeit im Randgebiet der Grenzschicht 10 mm oberhalb der bewegten Berandung in der Breitenmitte des Kanals gewählt. Dadurch ist die Grenzschichtdicke indirekt das Kriterium der Gitterabhängigkeit. Aufgrund des verspäteten asymptotischen Verhaltens der Gitterabhängigkeit wurde zur Berechnung der endgültigen Resultate ausschließlich das 1,836 Millionen Zellen Gitter verwendet.

Die numerischen Berechnungen wurden mit verschiedenen Turbulenzmodellen, wie dem klassischen *Standard k- ε -Modell* nach LAUNDER und SPALDING [104] oder dem Ein-Gleichungsmodell nach SPALART und ALLMARAS [106] unter Verwendung des allgemein bekannten SIMPLE-Verfahrens erstellt. Zudem wurde das von SHIH et al. [105] vorgeschlagene *Realizable k- ε -Modell* zur Simulation zu verwenden.

Dieses Zwei-Gleichungsmodell, das in Kapitel 3 neben weiteren Turbulenzmodellen ausführlich beschrieben wird, verwendet Parametrisierungen einiger Konstanten des *Standard k- ε -Modells*. Die Parametrisierung führt zu einer verbesserten Beschreibung der physikalischen Vorgänge.

Es hat sich gezeigt, dass erst mit Hilfe des *Realizable k- ε -Modells* eine Rückströmung physikalisch sinnvoll modellierbar ist. In Abbildung 5.5 werden die Ergebnisse dieser Modellierung dargestellt. Der Druckverlauf ist ebenso wie die Geschwindigkeitsverteilung und die Stromlinien aufgetragen. Der für eine Rückströmung ursächliche Druckverlauf ist in normierter Form mit dem analytischen Verlauf der Theorie in Abbildung 5.3 vergleichbar. Die Normierung des Druckverlaufs erfolgt auf dessen Maximum. Die Ähnlichkeit des normierten Druckverlaufs gibt einen ersten Hinweis über die Konformität zwischen Theorie und Numerik.

Dabei sind der Strömungszustand und der damit verbundene Druckverlauf im konvergierenden Spalt nicht ohne weiteres mit einer klassischen Konfusorströmung zu vergleichen. Die Grenzschichtströmung an der bewegten Berandung und die dadurch ausgelöste COUETTE-Strömung do-

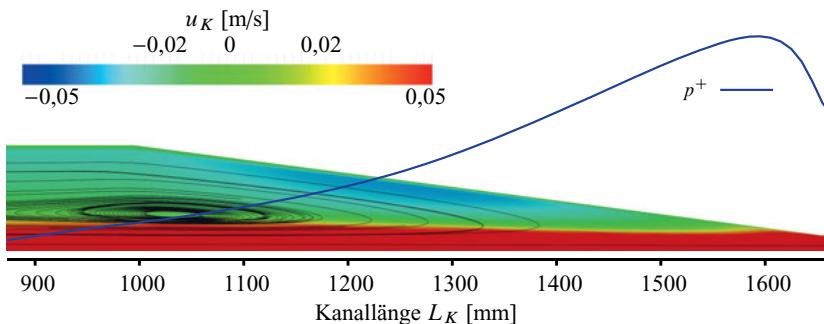


Abbildung 5.5: Darstellung der Stromlinien anhand der Geschwindigkeitsverteilung im Konfusor inklusive des normierten Druckverlaufs über der Kanallänge

minieren den Strömungszustand. Im Laufe der Einschnürung durch den konvergierenden Spalt, findet eine Erhöhung des Geschwindigkeitsgradienten in der COUETTE-Strömung statt. Erfolgt die Steigerung des Geschwindigkeitsgradienten nicht im gleichen Maße wie es zur Verkleinerung der Kanalhöhe kommt, hat diese eine Versperrung der Strömung mit einem ansteigenden Druckverlauf zur Folge. Global aus strömungsmechanischer Sicht betrachtet, findet im größeren Einlassspalt ein größerer Volumentransport mittels COUETTE-Strömung als im Auslassspalt statt. Die Kontinuität des Volumenstroms wird entweder durch eine druckgetriebene Erhöhung der Auslassgeschwindigkeit oder durch eine Hemmung der Einlassgeschwindigkeit hergestellt. Im Falle des modellierten Konfusors in Abbildung 5.5 findet eine Hemmung der Einströmung, ein Anstieg des Druckverlauf, ein dadurch ausgelöste Rückströmung und letztendlich eine Teildissipation der Strömungsbewegung statt.

Die Bestimmung der Rückströmung zeigt die gute Übereinstimmung der numerischen Länge von 76,9 % und der analytisch bestimmten Länge von 74,8 %. Bei einer Kanallänge von etwa $L_K = 1030$ mm bildet die Rückströmung, gut erkennbar anhand der Stromlinien, ein Auge oder auch einen Kern am Anfang des Konfusors oberhalb der Grenzschicht. Dieses Auge, typisch für eine Nischenströmung (englisch: lid-driven cavity) [182–185], ist seit den Anfängen von GHIA, GHIA und SHIN [186] ein numerisch intensiv untersuchtes Phänomen. So lässt sich neben der Axiallagertheorie ein zweites in der Literatur bekanntes Gebiet zur Einordnung des Strömungszustands heranziehen.

Das numerisch identifizierte Auge der Zirkulation liegt nicht in der Mitte der Kanalhöhe. Ursächlich dafür ist nach Untersuchungen von PINELLI und VACCA [187] die REYNOLDS-Zahl und im geringeren Maße die Geometrie. So verlagert sich das Auge, ausgehend von einer niedrigen REYNOLDS-Zahl mit einem Mittelpunkt nahe der bewegten Berandung, hin zum geometrischen

Mittelpunkt für den Fall einer hohen REYNOLDS-Zahl. Für den Fall der realen Lagertaschenkonfiguration mit einer höheren REYNOLDS-Zahl als im Modell, liegt eine leichte Verlagerung des Mittelpunktes des Auges daher durchaus im Bereich des Möglichen. Davon ausgehend ist jedoch eine grundsätzliche Änderung des Strömungszustands im realen Fall nicht zu erwarten, da das Strömungsregime bereits als turbulent anzusehen ist.

Geometrische Abhängigkeiten zeigen sich in der Form des Auges und damit auch in der Form der gesamten Rückströmung [188–190]. Eine rechteckige oder runde Geometrie spielt für die Ausbildung des Hauptwirbels weniger eine Rolle als für die im Bereich der Lagertaschen irrelevanten Sekundärwirbel [191]. Das Verhältnis zwischen Länge und Höhe der Geometrie beeinflusst die Form des Hauptwirbels. Wie im Fall einer nicht-quadratischen, in Richtung der bewegten Berandung gestreckten Geometrie der Lagertasche, prägt sich ein ovales Auge der Stromlinien und damit auch eine ovale Form der gesamten Zirkulation aus. Eine solche ovale Form liegt, wie in Abschnitt 5.1.2 zu sehen, experimentell, numerisch und schlussfolgernd auch im realen Anwendungsfall vor.

Neben den Stromlinien wurde in der Abbildung 5.5 auch der Geschwindigkeitsskalar zur klaren Identifizierung der Rückströmung angepasst. Eine nachteilige Folge dieser Anpassung in Form einer Reduktion auf einen Geschwindigkeitsbereich nahe eines Stillstands ist die einseitige Einfärbung des Grenzschichtverlaufs an der bewegten Berandung. Der Grenzschichtverlauf der Geschwindigkeit entspricht qualitativ der Grenzschichttheorie nach SCHLICHTING und GERTSEN [122] und wird quantitativ im Abschnitt 5.1.3 näher betrachtet. Vorteil der Skalierung ist neben der reinen Identifizierung der Rückströmung auch die Determination der Rückströmungsgeschwindigkeit. Die stärkste Rückströmung tritt im Umschlagspunkt im mittleren Bereich des Konfusors auf und nimmt entgegen der Bandbewegungsrichtung ab. Der Konfusor wirkt für die Rückströmung als Diffusor. Interessant dabei ist, dass die Rückströmung nicht eher in Kanallängenrichtung auftritt und damit die beschleunigte Rückströmung unterdrückt.

Ein dreidimensionaler Effekt einer TAYLOR-GÖRTLER Instabilität, der sich über die Kanalbreite entwickelt und wellenförmig ausbreitet, wird häufig in der Literatur beschrieben [192–195], kann aber aufgrund der verminderten Breite und aufgrund der fehlenden Krümmung der bewegten Wand in der angepassten numerischen Modellierung nicht beobachtet werden. Diese Art der TAYLOR-GÖRTLER Instabilität und die sich daraus ergebende Strömungsform muss in der Berechnung der realen Lagertaschengeometrie mit gekrümmter Berandung Rücksicht finden.

Zusammenfassend ermittelt die CFD-Simulationen einerseits, dass eine Rückströmung über eine mit der Analytik der Theorie vergleichbare Länge auftritt und andererseits, dass sich Parallelen zur sehr gut untersuchten Nischenströmung ziehen lassen.

5.1.2 Experimenteller Versuchsaufbau und Messdaten

Zur Vertiefung des Verständnisses über die vorherrschenden Strömungsvorgänge im Lagerspalt und in der Lagertasche, sowie zur Validierung der CFD-Methode dienen durchgeführte Messungen. Als Grundlage wird eine mit Hilfe des REYNOLDSSCHEN Ähnlichkeitsgesetzes aufskalierte Lagertasche verwendet. Um eine optischen Zugänglichkeit zu gewährleisten, werden die feststehenden Teile des Experiments aus Acrylglasplatten aufgebaut. Ein Förderband bildet die bewegte Berandung ab und ist in Abbildung 5.6 unterhalb des Acrylglasbaus dargestellt. Neben der qualitativen Visualisierung mittels Laserschnitt in einem Nebelfluid bietet Acrylglas die Möglichkeit detaillierte Laser-Doppler-Anemometrie-Messungen (LDA) im Strömungsgebiet durchzuführen.

Der Laserschnitt wird mit Hilfe eines Helium-Neon-Lasers mit rotem Licht, 632 nm und 18 mW Leistung und einer Rauchvisualisierung realisiert.

Detailangaben zum verwendeten und dem Stand der Technik entsprechendem LDA-System finden sich in Tabelle 5.2.

Die beiden verwendeten Messsysteme unterscheiden sich grundlegend in ihrem Zweck. Zum einen dient die Laserschnittmethode zur qualitativen Visualisierung (siehe Abbildung 5.7) und zum anderen wird eine LDA-Messung zur quantitativen Messung des Strömungsbilds eingesetzt. Der Laserschnitt in Abbildung 5.7a, befindet sich im Bereich des Kanals, der dem Konfusor vorgelagert ist. Der Laserschnitt in Abbildung 5.7b liegt innerhalb des Konfusors selbst.

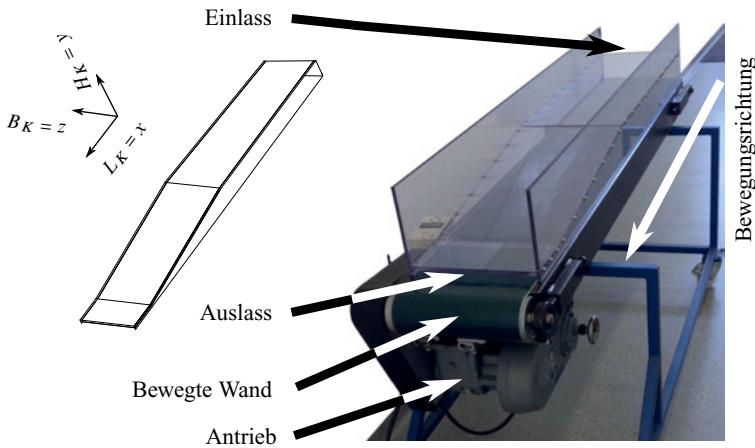


Abbildung 5.6: Experimenteller Messaufbau des Konfusors mit bewegter Berandung

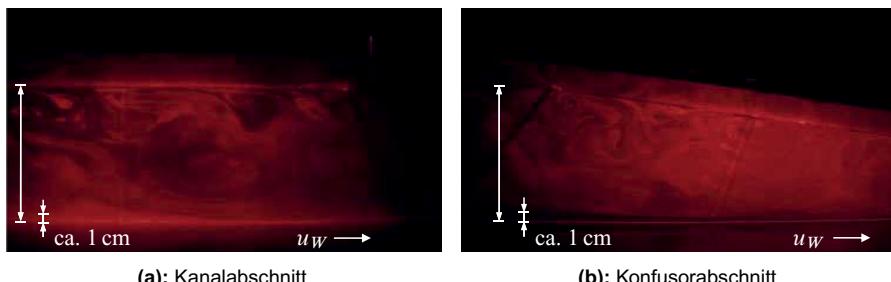
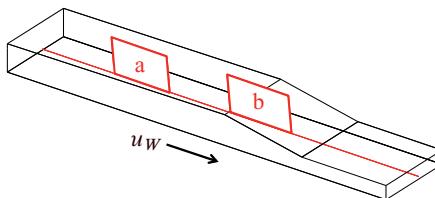


Abbildung 5.7: Laserschnitte in der Mittelebene des Konfusors mit bewegter Berandung [181]

Beide Abbildungen zeigen, eine ca. 1 cm starke Grenzschichtströmung direkt über der bewegten Berandung. Oberhalb dieser Grenzschichtströmung stellt sich ein großes Rezirkulationsgebiet in den verbleibenden 9 cm der Kanalhöhe ein. Innerhalb des Rezirkulationsgebiets lassen sich große Wirbel beobachten, die durch die Rezirkulation entgegen der Bewegungsrichtung des Förderbands transportiert werden. Trotz dieser großen Wirbel lässt sich auch im Laserschnitt die sich im Mittel einstellende Rückströmung eindeutig beobachten.

Ein anderes Ergebnis der Laserschnittmethode im Kanalabschnitt in Abbildung 5.7a und im Konfusorabschnitt in Abbildung 5.7b zeigt sich in der evidenten Existenz des Beginns der Rezirkulation im Bereich des fortgeschrittenen konvergierten Kanals. Die Grenzschichtdicke steigt leicht an und die Strömung teilt sich; die Rezirkulation beginnt. Die Wirbelbildung startet und

Tabelle 5.2: Daten der verwendeten Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Laser-Doppler-Anemometrie: Dantec Dynamics Flow Explorer Typ 9065x331 2D

Laser-Doppler Anem.
Wellenlänge: 660 nm

Messunsicherheit nach Kalibrierung: 0,07 %

Positioniergenauigkeit: 5 %

Partikel Generator: Flow Tracker 700 CE mit einem maximalem Druck von 4,0 bar

Partikel Generator: Flow-Tracer 700 CE mit einem maximalen Druck von 4,0 bar
Partikel Fluid: Glykol-Wasser Gemisch vorgeschlagen durch DOMINICK und MARTINUZZI [1961]

Anzahl der gemessenen Partikel pro Messpunkt: 5000

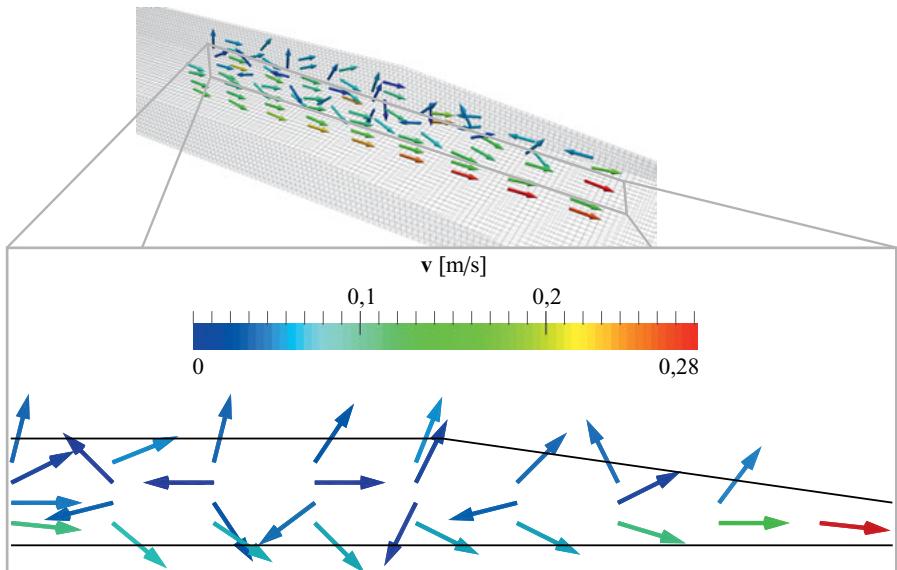


Abbildung 5.8: LDA-Messung der Geschwindigkeitsverteilung [163, 181]

die Größe der Wirbel steigt rasch an.

Die Methodik, Schnittebenen mit einem Linienlaser zu illuminieren, bietet in der räumlichen Gesamtübersicht und in der Darstellung einzelner Wirbelstrukturen ihre Vorteile und stellt eine qualitative Methodik dar. Eine quantitative Messung mittels eines LDA-Systems ist als eine komplementäre Methodik anzusehen. Die LDA-Messung des gesamten Bereichs von vorgelagertem Kanal und Konfusorabschnitt wurde an der Technischen Universität Dortmund durchgeführt¹.

Zur Reduktion des Messaufwands wurde

- die Symmetrie des Kanals ausgenutzt und
- ein Messgitter mit
 - neun Messpunkten in Kanallängenrichtung (Richtung der bewegten Berandung)
 - vier Messpunkten in Richtung der Kanalhöhe, soweit es aufgrund der einsetzenden Konfusorstruktur möglich war,

verwendet.

¹ Mangels eigenem LDA-System wurden die ersten Messungen zunächst in Kooperation mit der Technischen Universität Dortmund durchgeführt.

Ein Ergebnis der gesamten LDA-Messung ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Für jeden Messpunkt wurde die Geschwindigkeit über 5000 gemessene Partikel gemittelt. Es handelt sich um die Ergebnisse der gesamten Kanalvermessung unter Ausnutzung der Symmetrie und um einen Fokus auf die Schnittebene zwischen der Mittelebene und der unbewegten Seitenwand, 75 mm von der Seitenwand entfernt. Die ausgewählte Schnittebene zeigt die Geschwindigkeit in Vektorpfeilform. An neun Stellen entlang der bewegten Wand bis in den Konfusor hinein werden jeweils vier Messstellen in einer Höhe zwischen 20 und 80 mm in einem Abstand von 20 mm dargestellt. Die aufgrund der gleichbleibenden Distanz der Messstellen oberhalb der Geometrie und damit außerhalb des Strömungsgebiets befindlichen Messstellen werden ausgelassen. Der dargestellte Schnitt und die dadurch repräsentierte LDA-Messung dienen zur ersten Einschätzung der vorherrschenden Geschwindigkeiten. Besonders interessant für eine sich einstellende Vermischung in einem so beschaffenen Strömungsgebiet ist neben einer Zuführung das Grenzschichtverhalten. In der untersten und damit an der nächsten zur bewegten Wand gelegenen Reihe von Messergebnissen ist eine bereits auf ca. 10 % der Ausgangsgeschwindigkeit der bewegten Wand abgeschwächte Geschwindigkeit von ca. 0,1 m/s zu beobachten. Die Abschwächung resultiert aus der Messhöhe, die mit 20 mm bereits außerhalb der Grenzschicht liegt. Eine notwendige, nachgelagerte Fokussierung der Messmethodik auf tiefer gelegene und feiner aufgelöste Messgitter wird offensichtlich. Lediglich die Messstelle am rechten Rand, die am weitesten im Konfusor liegt, weist mit 0,28 m/s eine erhöhte Geschwindigkeit auf. Wie zuvor beschrieben, konnte schon in den Laserschnitten eine leichte Aufweitung der Grenzschichtströmung in Kanalhöhenrichtung am Ende des Konfusors beobachtet werden. Auch 20 mm oberhalb der bewegten Wand verursacht die Aufweitung eine erhöhte Geschwindigkeit.

Oberhalb der tiefsten Reihe liegen die Messreihen 40, 60 und 80 mm über der bewegten Wand und weisen ein relativ großes Rezirkulationsgebiet auf. Die Geschwindigkeiten dieser Messstellen liegen sehr nahe am Bereich des Stillstands, sodass dieses Gebiet zunächst als Totwasser bezeichnet wird. Das Totwassergebiet nimmt einen Großteil des Raums im Kanal vor dem Konfusor und im Konfusor selbst ein. Wird der experimentelle Aufbau oder die reale Lagertasche im Folgenden mit einer zumeist sehr langsam einfließenden Zuführung betrachtet, so liegt diese im Bereich des Totwassers. Die Interaktion der langsamen Einströmung und des leicht rezirkulierenden Totwassergebiets ist daher mit ausschlaggebend für die Vermischung und begründet eine detailliertere Vermessung und Simulation des gesamten Gebiets.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass eine analytische und experimentelle Untersuchung der Strömungsverhältnisse in einem Konfusor mit bewegter Berandung [163] die Rückströmung sowohl vor als auch im Konfusor selbst zeigt. Eine detaillierte Messung an ausgewählten Hochachsen mit einer feinen Auflösung von 1 mm in Richtung der Kanalhöhe wurde ebenfalls durchgeführt und dient als Validierungsgrundlage der numerischen Ergebnisse in Abschnitt 5.1.3.

5.1.3 Validierung der CFD-Ergebnisse

Die Beurteilung der numerischen Ergebnisse anhand experimenteller Daten ist qualitativ und quantitativ mittels Laserschnitt-Visualisierungen in Abbildung 5.9 und LDA-Messungen in Abbildung 5.10 möglich.

Die Strömungsphänomene in einem Konfusor mit bewegter Berandung erschließen sich unter Umständen erst auf den zweiten Blick. Die nicht unbedingt offensichtliche Tatsache, dass aufgrund eines Druckanstiegs im Konfusorverlauf eine Rezirkulation oberhalb der Grenzschicht mit hoher Schergeschwindigkeit auftritt, lässt sich analytisch und numerisch vorhersagen, muss aber auch experimentell nachgewiesen werden. Im Experiment erkennbar ist eine Rückströmung im Randbereich in Abbildung 5.9a, einem horizontalen Laserschnitt vor dem Konfusor im Rechteckkanal. Die eingezeichneten Strömungsvektoren ergeben sich aus der Auswertung der bewegten Aufnahmen. Erst eine zeitliche Auswertung der Einzelaufnahmen der Laserschnittmethode lässt einen Vergleich zwischen numerischer Simulation und Experiment zu. Die für einen Rechteckkanal durchaus nicht unüblichen Sekundärströmungen beeinflussen die Grundströmung. Sekundärströmungen werden durch Wand- und Eckeneffekte verursacht. Die Rückströmung im Randbereich mit einer schleichenden Strömung nahe 0 m/s im Kernbereich lässt sich auch numerisch simulieren. Die Sekundärströmung ist also numerisch abbildbar. Die Übereinstimmung zwischen experimentellem Ergebnis in Abbildung 5.9a und CFD-Berechnung in Abbildung 5.9b ist gut erkennbar.

Das Phänomen der Sekundärströmung lässt sich nicht auf die reale Lagertasche übertragen, da es sich um einen dreidimensionalen Effekt handelt, der durch die seitlichen Wandgrenzschichten des Kanals verursacht wird. Im realen Fall treten durch die vergleichsweise viel größere Breite andere Effekte auf und finden numerisch Berücksichtigung. Ein interessanter Vergleich der Sekundärströmung des Konfusors mit vorgelagertem Rechteckkanal und eines Konfusors mit vorgelagertem Diffusor findet in Abschnitt 5.2.4 statt.

Es ist die Aufgabe der Validierung die berechnete Grundströmung zu verifizieren. Daher ist die Rückströmung oberhalb einer Grenzschichtströmung auf einer bewegten Berandung Teil der qualitativen und quantitativen Validierung. Besonders für die nachfolgend näher betrachtete Vermischung spielen die quantitativen Werte eine entscheidende Rolle. Deswegen ist der Vergleich der LDA-Messungen mit der CFD-Berechnung in Abbildung 5.10 zur Beurteilung der Qualität der Berechnung ausschlaggebend.

Basierend auf dem Gesamtbild der Strömung konnten repräsentative Messstellen ausgewählt und eine detailliertere eindimensionale LDA-Messungen an der Fachhochschule Münster durchgeführt werden. Besonders im Bereich der Grenzschicht konnten die LDA Messungen der Fachhochschule Münster die gesamte Datenlage um wichtige Details entscheidend verbessern. Für

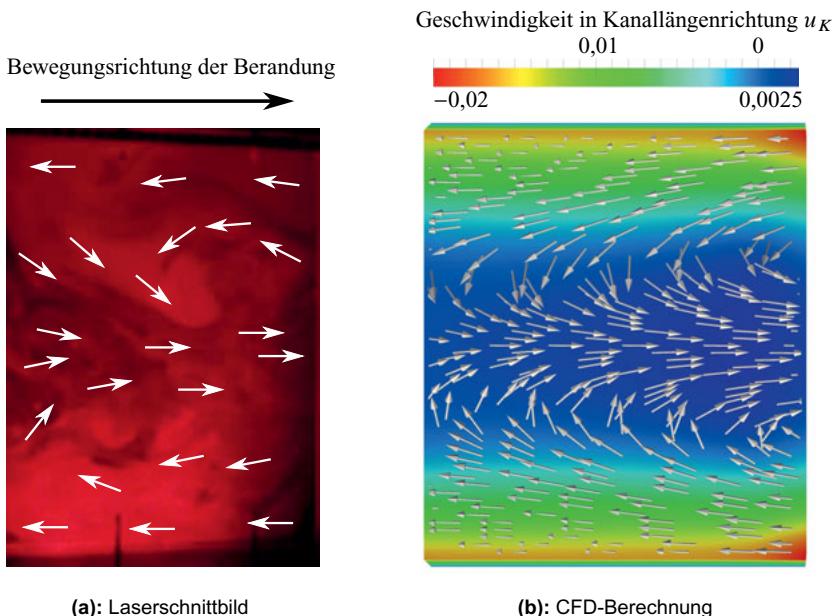


Abbildung 5.9: Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Sekundärströmungen im Bereich unmittelbar vor dem Konfusor [163, 181]

wenige ausgewählte Hochachsen wurde besonders die Grenzschicht bis zu einer Kanalhöhe von 30 mm mit einer 1 mm feinen räumlichen Auflösung vermessen. Oberhalb dieses Bereichs wurde die Messung in einem Abstand von 4 mm durchgeführt.

Die Abbildung 5.10 zeigt den Verlauf der Geschwindigkeitskomponente in Hauptrichtung (u) über eine Hochachse im Kanal unmittelbar am Konfusoranfang und 75 mm zur Seitenwand. Die Wahl einer Hochachse ermöglicht, dass die wichtigsten Strömungsbedingungen, Grenzschicht-, Scher- und Rückströmung dargestellt und überprüft werden können. Die Wahl des Ortes ist den Messbedingungen geschuldet. Zum einen kann direkt vor dem Konfusor fast die gesamte Kanalhöhe vermessen werden und zum anderen ist im ersten und letzten Viertel der Kanalbreite, jeweils 75 mm von den Seitenwänden entfernt, die Rückströmung ausgeprägt. In Abbildung 5.10a ist die Kanalhöhe (H_K) über der Geschwindigkeitskomponenten in Hauptrichtung (u) aufgetragen, vergleichbar mit einem seitlichen Blick auf den Kanal. Der Geschwindigkeitsverlauf kann so intuitiv erfasst werden; beginnend mit der mit 1 m/s bewegten Berandung in Höhe der x -Achse und endend mit dem ruhendem Fluid an der Kanaloberseite. Die Abbildung 5.10a beinhaltet die Resultate der numerischen Berechnung unter Zuhilfenahme des *Realizable k-ε*-Modells und die

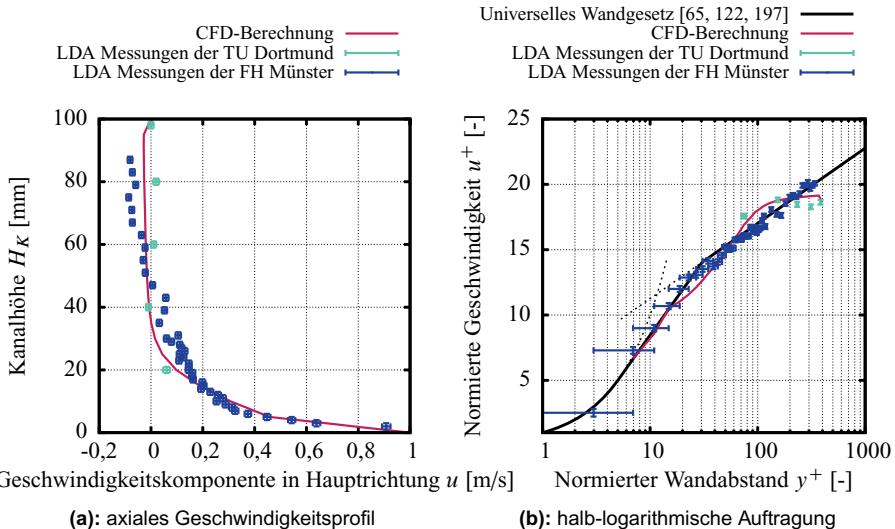


Abbildung 5.10: Mittlere Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht der Konfusor-geometrie (unmittelbar am Konfusoranfang, 75 mm Abstand zur Seiten-wand) [163, 181]

Ergebnisse der zweiten separat durchgeföhrten LDA-Messung. Die in Abschnitt 5.1.2 bereits ausführlich beschriebene zweidimensionale LDA-Messung an der Technischen Universität Dortmund diente der Gesamterfassung der Strömungsbedingung. Die Messmatrix wurde auf ein relativ grobes Gitter reduziert, das in lediglich fünf Messpunkten in einem Abstand von 20 mm für die hier ausgewählte Hochachse resultiert. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 5.10 eingeflossen.

Die Messgenauigkeit wurde mit Hilfe von Fehlerbalken der einzelnen Messpunkte visualisiert und logarithmisch aufgetragen. Die logarithmische Auftragung bewirkt eine Ausdehnung der Fehlerbalken im Bereich kleiner y^+ -Werte. Der normierte Wandabstand (y^+) ist in Gleichung (5.12) definiert. Die Messgenauigkeit verursacht durch Momentaufnahmen, zeitlich sehr kurzen Messungen mit hohen Datenraten, wird durch die Fehlerbalken nicht widergespiegelt. Diese Momentaufnahmen können einzelne große Wirbel mit von der stationären Strömung abweichenden Geschwindigkeit vermessen haben. Die LDA-Messung an der Fachhochschule Münster zeigt so Schwankungen oberhalb der Fehlerbalken. Trotz dieser Schwankungen ist jedoch ein eindeutiger Geschwindigkeitsverlauf erkennbar. Eine erweiterte Mittelung der Messung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf, unterdrückt jedoch auch die interessanten Schwankungen, die ein Hinweis auf die Instationarität der Rückströmung ist.

Die Validierung der numerischen Ergebnisse anhand des Vergleichs in Abbildung 5.10a zeigt, dass das Grenzschichtverhalten bis zu einer Kanalhöhe von 20 mm bereits sehr gut wiedergegeben wird und es lediglich im Bereich der Rückströmung zu Abweichungen kommt. Das numerische Ergebnis liegt dabei zwischen den Resultaten der beiden LDA-Messungen und bildet ebenfalls die global beobachtete Rückströmung oberhalb einer Kanalhöhe von 50 mm aus.

Abbildung 5.10b zeigt im Vergleich zur Abbildung 5.10a in getauschter Achsenausrichtung die normierte Geschwindigkeit über dem normierten Wandabstand in halblogarithmischer Form. Zusätzlich zum numerischen und experimentellen Ergebnis wurde in Abbildung 5.10b das aus der Literatur [65, 122, 197] bekannte universelle Wandgesetz der Grenzschichttheorie aufgetragen. Die Übereinstimmung des analytischen universellen Wandgesetzes mit den LDA-Messungen an der Fachhochschule Münster ist überzeugend. Die Fehlerbalken der Messung werden aufgrund der logarithmischen Darstellung im Bereich $y^+ < 10$, also im Bereich der Übergangs- und reinviskosen Unterschicht deutlich aufgeweitet. Jedoch liegen auch in diesem Bereich die Messergebnisse in guter Übereinstimmung mit der Theorie des universellen Wandgesetzes.

In Abbildung 5.10 lässt sich durchweg eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen numerischem, experimentellem und analytischem Ergebnis erkennen.

Insgesamt bietet die Betrachtung eines Konfusors mit bewegter Berandung die Möglichkeit einer analytischen Untersuchung des eindimensionalen aber auch des zweidimensionalen Strömungszustands inklusive einer Rückströmung. Weiterhin besteht die Möglichkeit eines Vergleichs mit der in der Literatur bekannten Nischenströmung. Eine die dabei auftretende spezielle Form der Sekundärströmung ist typisch für einen Rechteckkanal. Eine konkretere Betrachtung des Strömungszustands in Turbinengleitlagern lässt diese Geometrie nicht zu. Der Aufbau eines sich schließenden und zuvor sich öffnenden Kanals, einer Diffusor-Konfusor-Geometrie, ist der nächste Schritt zur Modellierung der realen Lagertaschengeometrie.

5.2 Lagertaschenmodell ohne Frischölzuführung

Ein Konfusor, der sich verjüngende Abschnitt eines Strömungsgebiets mit bewegter Wand speziell auch im Gleitlagerspalt, wird in der Literatur [10, 30, 159, 180] mit einer möglichen Rezirkulation der Strömung beschrieben und analytisch hergeleitet.

Die Lagertaschengeometrie weist neben dem Konfusor auch einen vorgelagerten Diffusor auf, Abbildung 5.1. Die Beeinflussung der Strömung im Diffusor auf das Strömungsverhalten im Konfusor und auch in entgegengesetzter Weise ist in der bereits erwähnten Literatur nicht berücksichtigt. Ein weiterer experimenteller Aufbau, der des Lagertaschenmodells, bietet die Möglichkeit diese Konfiguration der grundsätzlichen Lagertaschengeometrie zu untersuchen, bestehende

Tabelle 5.3: Daten des Lagertaschenmodells ohne Frischölzuführung [179]

Kanallänge L_K	$1750 \pm 3 \text{ mm}$
Länge des niedrigsten Abschnitts am Ein- und Auslass	$100 \pm 1 \text{ mm}$
Länge des höchsten Abschnitts in der Mitte	$100 \pm 1 \text{ mm}$
Höhe des niedrigsten Abschnitts am Ein- und Auslass	$8 \pm 1 \text{ mm}$
Höhe des höchsten Abschnitts in der Mitte	$98 \pm 1 \text{ mm}$
Winkel des Anstiegs und des Abstiegs	$7 \pm 1^\circ$
Kanalbreite B_K und Breite der bewegten Wand	$300 \pm 1 \text{ mm}$
Dicke bzw. Höhe der bewegten Wand	$2,0 \pm 0,5 \text{ mm}$
Geschwindigkeit der bewegten Wand	$1,0 \pm 0,2 \text{ m/s}$
Arbeitsfluid	trockene Luft bei 1 bar und 20°C
minimale REYNOLDS-Zahl nach Gleichung (4.1)	$Re_{min} = 530$
maximale REYNOLDS-Zahl nach Gleichung (4.1)	$Re_{max} = 6623$

Berechnungsmethoden und Abschätzungen zu validieren und neue Phänomene zu erkennen.

Das nach Abbildung 5.1 vereinfachte Lagertaschenmodell wurde aufgrund der Vernachlässigung der Krümmung als ein ebener gerader Kanal modelliert. Die wichtigsten Maße des Modells sind in der Tabelle 5.3 aufgeführt. Das Verhältnis zwischen kleinstem Spalt am Ein- und Auslass des Kanals und der größten Höhe in der Mitte orientiert sich an der realen Lagertaschengeometrie und dessen Winkel im Bereich des Diffusors bzw. Konfusors. Der Winkel des Anstiegs und des Abstiegs des Kanals wurde ähnlich des mittleren Winkels der realen Lagertasche gewählt.

Viele Gestaltungsaspekte sind den gleichen Gründen des zuvor vorgestellten Konfusors geschuldet. Die Längen des Ein- und Auslasses wurden mit einem Faktor größer 1:10 so gestaltet, dass sich eine ausgeprägte COUETTE-Strömung bildet. Zusammen mit einem kleinen Bereich mit maximaler Höhe ergibt sich so die Gesamtlänge des Modells. Ein beschränkender Faktor des Modells stellt die bewegte Wand in Form eines Förderbands dar. Die Breite des Modells wird im Vergleich zum maßstabsgerechten verkleinert, die Geschwindigkeit verringert und Luft als Arbeitsmedium verwendet. Trotz dieser Einschränkungen konnte eine REYNOLDS-Zahl mit 6623 erreicht werden, die ebenso deutlich im turbulenten Bereich von $Re \gg 1300$ [122] liegt, wie es in der realen Lagertasche der Fall ist.

5.2.1 Analytische Betrachtung

Eine analytische Vorab betrachtung der Grundströmung in der Lagertasche in Analogie zu einer Kavität mit einer bewegten Wand, einer Nischenströmung, ist vielversprechend. Innerhalb des sehr niedrigen Ein- und Auslasses bildet sich eine COUETTE-Strömung, die im Großteil des realen Lagerspalts ebenfalls existiert und sowohl laminar als auch turbulent auftritt. Eine analytische Betrachtung des Ein- und Auslasskanals ist durch die Anwendung der Differentialgleichung

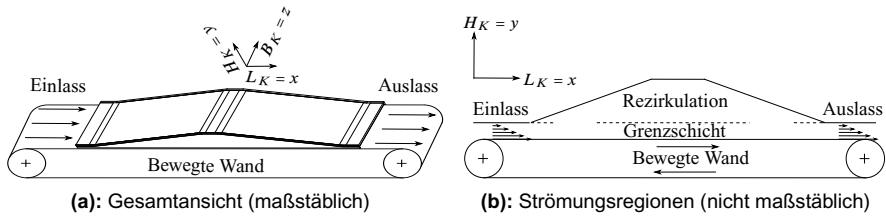


Abbildung 5.11: Schematische Darstellungen des Lagertaschenmodells ohne Frischölzuführung [198]

der Gleitlagertheorie abgedeckt und nicht notwendig. Bedingt durch die geringe Höhe ist trotz dieses Ein- und Auslasses ein Vergleich zur Nischenströmung in einer Kavität und der darin vorherrschenden Grenzschichtströmung zulässig und in der Gleitlagertheorie nicht implementiert. Die vergleichsweise einfache ungekrümmte Geometrie ohne eine zusätzliche Einströmung, wie in Abbildung 5.11a, zeigt erst auf den zweiten Blick in etwas gestauchter Form, wie in Abbildung 5.11b, ihre Ähnlichkeit zur Kavität mit bewegter Berandung. Wird die Hauptrichtungen der Lagertasche gleich den üblichen kartesischen Koordinaten gesetzt

$$L_K = x$$

$$H_K = y$$

$$B_K = z$$

und mit diesen auch die Geschwindigkeiten

$$u_K = u$$

$$v_K = v$$

$$w_K = w$$

so zeigt sich die analytische Betrachtung in einer bekannten Form.

Die Änderung der Geschwindigkeit in Richtung der Hochachse y senkrecht zur Hauptrichtung ist bedeutend größer als die Änderungen in Hauptrichtung x und stellt in einem Relativsystem nahe der bewegten Wand eine Ähnlichkeit zur Grenzschicht-Theorie dar. Oberhalb der Grenzschicht bilden sich große Wirbel aus und eine Rezirkulation wird generiert.

In der analytischen Betrachtung der Geometrie wird die Strömung als inkompressibler zweidimensionaler Fall definiert. Dabei wird die Abhängigkeit der Geschwindigkeit zur z -Richtung

als vernachlässigbar angenommen und es vereinfachen sich die REYNOLDSgemittelten NAVIER-STOKESCHEN Gleichungen zu

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \Delta u - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial uv}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \Delta v - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} \quad . \quad (5.4)$$

Weiterhin wird in klassischen Lehrbüchern wie [38, S. 195] für einen Grenzwert der unendlich hohen REYNOLDS-Zahl (Re) folgende vereinfachte Form angegeben

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\tau_t}{\rho} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \quad , \quad (5.5)$$

mit der turbulenten Schubspannung

$$\tau_t = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \quad , \quad (5.6)$$

woraus folgt

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \Rightarrow p + \rho \overline{v'^2} = p_0(x) \quad . \quad (5.7)$$

So zeigt sich in der analytischen Betrachtung der Kavität mit bewegter Berandung die Übereinstimmung mit einer Grenzschichtbetrachtung nach WIEGHARDT [38]. Infolgedessen kann wenigstens partiell mit einer dem logarithmischen Wandgesetz entsprechender Kanalströmung ausgegangen werden. Eine Beschreibung des logarithmischen Wandgesetzes findet anhand der Gleichungen (5.13) bis (5.15) statt.

5.2.2 CFD-Simulation

Die analytische Betrachtung der Strömungsvorgänge im Lagertaschenmodell führen zu einem ersten guten Kenntnisstand über das zu erwartende Grenzschichtverhalten. Mittels CFD-Berechnung ist es möglich einen vertieften Einblick über eine mögliche Rezirkulation, Wirbelausprägung und auch über den internen Vermischungsvorgang zu erlangen. Basierend auf den in Kapitel 3 vorgestellten numerischen Modellen wird im Folgenden detailliert auf die numerische

Studie der Lagertasche eingegangen.

Eine DNS zur Berechnung des Strömungsbilds im Lagertaschenmodell ist nicht das Ziel der numerischen Lagertaschenbetrachtung. Wie zuvor in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist eine DNS des gesamten Lagers oder auch nur eines Viertels mit dem heutigen Stand der Technik nicht sinnvoll. Das Lagertaschenmodell dient der Erprobung und Validierung der für das reale Lager einsetzbaren numerischen Techniken und schließt somit eine DNS aus. Jedoch ist ein LES-Einsatz technisch anwendbar und eine Abschätzung der KOLMOGOROV-Skalen somit von Interesse.

Gleichungen (3.40) und (3.41) führen zu einer anhand von Literatur [10, 122] berechneten Zellgröße von 0,6119 mm und einer Zeitschrittänge von 24,75 ms. Eine Verwendung der numerischen Werte in den Gleichungen ergibt erneut einen etwas kleineren Wert für die Zellgröße von 0,5496 mm und eine Zeitschrittänge von 19,97 ms.

Die für eine DNS notwendige Gitterzellenanzahl von 116 – 162 Millionen stellt ein im Verhältnis zur technischen Relevanz unverhältnismäßig kostenintensives Verfahren dar und liegt über den Werten der eingesetzten LES mit 0,23 – 1,86 Millionen. Ein weiterer charakteristischer Wert des Gitters ist das maximale Aspektverhältnis von 3,83 – 3,86 und die maximale Schiefe von 0,29 – 1,14. Die Randbedingungen der Simulation entsprechen denen des Experiments und dienen damit der Validierbarkeit der Ergebnisse.

Die verschiedenen REYNOLDS-averaged NAVIER-STOKES [REYNOLDS-gemittelte NAVIER-STOKES] (RANS) Simulationen unter Verwendung eines

- Standard k - ϵ -Modells,
- Realizable k - ϵ -Modells und
- k - ω SST Modells

kommen ebenso wie einige Large Eddy Simulation [Grobstruktursimulation] (LES) zur Berechnung isotroper Turbulenz unter Verwendung eines

- klassischen SMAGORINSKY Modells (LES-Smag),
- Eingleichungs-Modells (LES-EG),

sowie zur Berechnung anisotroper Turbulenz unter Verwendung eines

- SPALART-ALLMARAS Delayed Detached-Eddy Simulation (DDES) und
- LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation (LDMMS)

zum Einsatz. Eine detaillierte Beschreibung der Turbulenzmodelle findet sich in Kapitel 3.

Der Vergleich zwischen dem klassischen SMAGORINSKY Modell und dem Eingleichungs-Modell zeigt im Falle der Lagertaschenmodellgeometrie Vorteile des Eingleichungs-Modells, sodass es im Folgenden als Vertreter der isotropen LES-Berechnung verwandt wird. Im Gegensatz zum numerischen Gitter der Konfusor-Berechnung mit bewegter Berandung bietet sich ein blockstrukturiertes hexaedrisches Gitter mit einer dadurch verbundenen Größenänderung der Zellen aufgrund der eingesetzten LES nicht an. Die Besonderheit des verwendeten unstrukturierten Gitters sind die durch die Diffusor-Konfusor Struktur regelmäßig auftretenden Prismenzellen in der unbewegten Wandgrenzschicht. Die Prismenzellen sind in einem Strömungsgebiet geringer Geschwindigkeit gelegen und interagieren nicht mit großen Wirbeln. Die notwendige Verwendung von Prismenzellen kann somit toleriert werden.

Die Gitterabhängigkeit in Abbildung 5.12a zeigt ein asymptotisches Verhalten der normierten und zeitlich gemittelten Geschwindigkeit (u^+) für alle Grobstruktursimulationen und für die ausgewählte RANS Simulation. Eine Gitterunabhängigkeit stellt sich für die Grobstruktursimulationen nur hinsichtlich der zeitlich gemittelten Werte ein, sodass von einer Unabhängigkeit der Grundströmung gesprochen werden kann. Im Folgenden findet diese Art der Gitterabhängigkeitsbetrachtung für Grobstruktursimulationen stets Anwendung. Das aus einer Vielzahl von verwendeten RANS Berechnungen ausgewählte $k-\omega$ SST Modell bietet das beste Simulationsergebnis und wird repräsentativ für alle RANS Modelle aufgeführt.

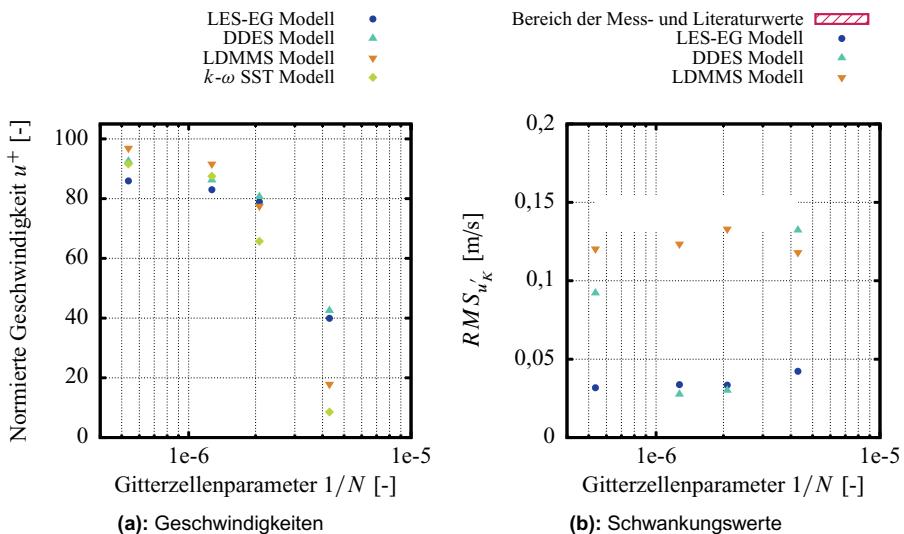


Abbildung 5.12: Gitterabhängigkeit der Lagertaschenberechnung ohne Frischölzuführung

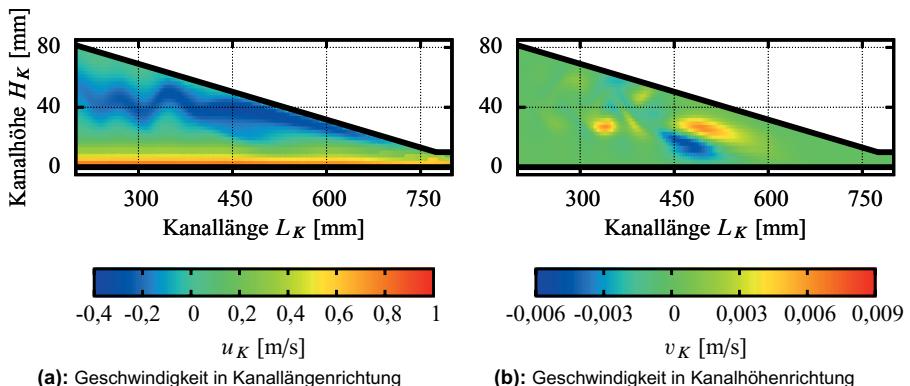


Abbildung 5.13: Geschwindigkeiten im vertikalen Schnitt durch den zulaufenden Kanalabschnitt in der Mitte der Lagertaschenbreite, nicht maßstäbliche LES Ergebnisse ($B_K = 150$ mm) [199]

Neben der normierten Geschwindigkeit (u^+) ist die Gitterabhängigkeit der Schwankungswerte für die Berechnung der Vermischung von besonderem Interesse. Abbildung 5.12b weist diese Gitterabhängigkeit der Schwankungswerte und zusätzlich den Bereich der Mess- und Literaturwerte auf. Die Schwankungswerte der LES-EG zeigen zwar ein gitterunabhängiges Verhalten, jedoch systematisch einen zu kleinen Wert. Die DDES berechnet den Schwankungswert unter Verwendung des grössten Gitters mit 232 680 Zellen im Bereich der Mess- und Literaturwerte, verringert jedoch diesen Wert mit zunehmender Zellenanzahl und fällt auf den Wertebereich der LES-EG ab. Lediglich die LDMMS berechnet den Schwankungswert gitterunabhängig im Bereich der Mess- und Literaturwerte und stellt somit die beste Wahl zur Simulation der anisotrop turbulenten Strömungsphänomene dar.

Ein besonderes Interesse wecken die Möglichkeiten einer LES hinsichtlich der auch experimentell beobachteten transienten Phänomene. Eine instationäre und ausschließlich im Anfahrvorgang experimentell beobachtete KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilität kann numerisch berechnet werden und ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Abbildung 5.13a zeigt den Konfusorabschnitt, den Ereignisort der KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilität, mit der Geschwindigkeitseinfärbung in Kanallängenrichtung, d. h. in Richtung der bewegten Berandung. Abbildung 5.13b stellt die Geschwindigkeit in Kanalhöhenrichtung, orthogonal zur bewegten Berandung dar. Beide CFD-Ergebnisse sind wie im Experiment zu einem Zeitpunkt des Anfahrvorgangs der Simulation entnommen. Obwohl beide Abbildungen 5.13a und 5.13b leicht gestaucht und somit nicht maßstäblich dargestellt sind, lässt sich die schwingende Bewegung der KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilität sehr gut konstatieren. Die Instabilität bricht die zuvor laminare Strömung auf und ist Ausgangspunkt

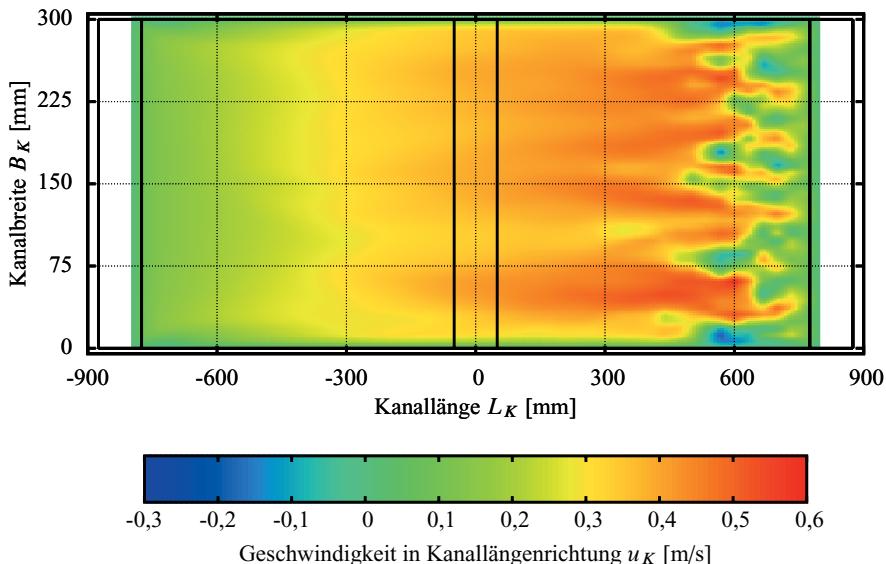


Abbildung 5.14: Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung im horizontalen Schnitt, LES Ergebnisse ($H_K = 10 \text{ mm}$), nicht maßstäblich [199]

für die stationäre Wirbelbildung im Rezirkulationsgebiet. Der stationäre Strömungszustand und die Rezirkulation oberhalb der Grenzschicht der bewegten Berandung lassen sich, neben einem LES-Verfahren, auch mittels RANS-Simulation berechnen; die Wirbelbildung ist dabei jedoch nicht reproduzierbar. Die großen Wirbel in diesem Bereich sind naturgemäß nicht stationär. Abbildung 5.14 zeigt das instationäre Ergebnis einer Momentaufnahme aus der LES Berechnung. Es handelt sich dabei um einen Schnitt 10 mm oberhalb der bewegten Berandung und bildet den Übergang der laminaren zur turbulenten Strömung ab. Weiterhin wird deutlich, dass es sich bei der Wirbelbildung und Rückströmung um einen dreidimensionalen Effekt handelt. Die Strömungscharakteristik ist jedoch über die gesamte Breite des Modells ausgeprägt und ähnlich. Eine Tatsache, die eine Abweichung zum Strömungszustand in dem zuvor beschriebenen Konfusor mit vorgelagertem Rechteckkanal in Abschnitt 5.1 darstellt. Die Strömung in einem Konfusor mit vorgelagertem Rechteckkanal ist auch in der Grundströmung dreidimensional ausgeprägt, die Diffusor-Konfusor dagegen nicht. Eine CFD-Simulation der Diffusor-Konfusor Geometrie mit anschließender experimentelle Betrachtung zur Validierung der CFD-Ergebnisse erweist sich somit als sinnvoll.

5.2.3 Experimenteller Versuchsaufbau und Messdaten

Der experimentelle Versuchsaufbau des Lagertaschenmodells ohne Frischölzuführung ist geometrisch und in seinen Fluideigenschaften bereits in Tabelle 5.3 dargestellt. Der experimentelle Versuchsaufbau der Lagertaschengeometrie ist wie zuvor auch der Konfusor zur optischen Zugänglichkeit aus Acrylglasplatten hergestellt. Das Strömungsverhalten lässt sich qualitativ durch Nebenvisualisierungen unter teilweiser Zuhilfenahme von Lichtschnitten mittels Laser und quantitativ durch LDA-Messungen erfassen. Die punktuellen LDA-Messungen werden in einem Raster anhand einer Traverse abgefahren. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

Im Vergleich zum Konfusor bietet der realitätsnahe Aufbau des Lagertaschenmodells die Möglichkeit übliche und unübliche Phänomene zu betrachten. Während des Anfahrvorgangs der bewegten Wand konnte auch experimentell eine transiente KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilität beobachtet werden. Die Instabilität ist Initiator der zeitlich folgenden Rezirkulation. Die anfänglich auftretende Instabilität ist ein ausschließlich transientes Phänomen und bleibt nicht bestehen. Sie wird durch eine kontinuierliche Rezirkulation und die Bildung großer Wirbel in der Lagertaschenmitte und GÖRTLER-Wirbel [200, 201, S. 251] im Konfusor ersetzt. Die Momentaufnahme der Abbildung 5.16 zeigt die fadenförmige GÖRTLER-Wirbelstruktur in der rechten Hälfte am Auslass des Konfusors. Das dreidimensionale Strömungsbild der GÖRTLER-Wirbel und vor al-

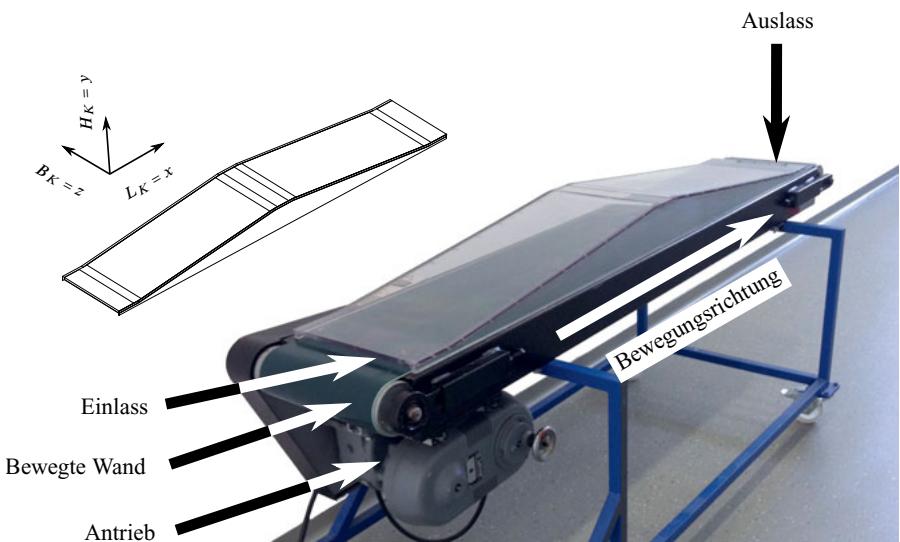


Abbildung 5.15: Experimenteller Messaufbau des Lagertaschenmodells ohne Frischölzuführung



Abbildung 5.16: Nebenvisualisierung des Strömungsvorgangs in der Lagertaschengeometrie [179]

lem der großen Wirbel innerhalb der Rezirkulationszone macht eine ebenfalls dreidimensionale Betrachtung der Strömungssimulation sinnvoll, wenn nicht sogar notwendig.

Die übliche Verwendung des Laserschnittverfahrens offenbart zusätzlich die diesmal bereits erwartete Rückströmung über einen weiten Teil der Kanallänge. Die Rückströmung erstreckt sich dabei, wie in Abbildung 5.17 ersichtlich, über einen Großteil der Kanalhöhe. Im Gegensatz zur Konfiguration des Konfusor mit vorgelagertem Rechteckkanal bildet sich keine Kernströmung, bzw. kein Totwassergebiet in der Mitte der Kanalbreite aus. Der Vergleich der Konfusor- und Lagertaschengeometrie zeigt, dass die Rückströmung im Lagertaschenmodell gleichmäßig über die gesamte Kanalbreite auftritt.

Ein vergleichbares Verhalten zeigt sich in der Aufteilung der Strömung in Grenzschichtströmung unmittelbar oberhalb der bewegten Berandung und in der darüber liegender Rezirkulationszone. Auch die prozentuale Aufteilung von 10 % Grenzschichtströmung und 90 % Rezirkulationszone ist ähnlich des Konfusorverhaltens mit bewegter Berandung.

Eine quantitativ hochgenaue Messmethode bietet die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), de-

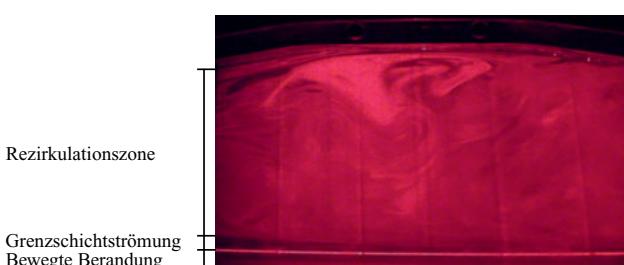


Abbildung 5.17
Laserschnitt der Mittelebene des Kanals ($B_K=150$ mm) [199]

ren Messergebnisse in Abbildung 5.18 visualisiert sind. Die Darstellung in Abbildung 5.18 beschränkt sich auf den Schnitt in der Mitte der Lagertaschenbreite und ist repräsentativ für den dreidimensional vollständig vermessenen Raum. Eine Besonderheit der Kombination aus Lagertaschenmodell und zweidimensionaler LDA-Messung sind die zwei bzw. vier zulaufenden Laserstrahlen, die ein Anwinkeln des Messkopfes zur Geschwindigkeitsaufnahme in Wandnähe notwendig machen. Eine Messanordnung mit einer Positionierung des LDA-Kopfes seitlich zur bewegten Berandung ist dabei zu bevorzugen, da ansonsten die Reflexion des Förderbands die Messung stört.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit direkt oberhalb der bewegten Berandung mittels der zweidimensionalen koinzidenten Laser-Doppler-Anemometrie muss der Messkopf aufgrund der mit einem Winkel von 5° zulaufenden Laserstrahlen um diesen Winkel angestellt werden. Die dadurch auftretende Abweichung der Geschwindigkeitsmessung senkrecht zur Hauptrichtung liegt unter Berücksichtigung der Kleinwinkel Näherung im Promillebereich und kann so vernachlässigt werden. Nichtsdestotrotz ergibt sich ein blinder Bereich unterhalb der Kanaldecke, der nicht ohne eine erneute Änderung des Anstellwinkels des Messkopfs vermessen werden kann. Ursächlich hierfür ist ein Durchlaufen eines der vier Laserstrahlen durch die Kanalabdeckung mit einer abweichenden Krümmung, sodass das Messvolumen nicht exakt getroffen werden kann. Dieser blinde Raum ist in Abbildung 5.18 in allen vier Auftragungen gut zu erkennen.

Abbildung 5.18A zeigt die Geschwindigkeitsverteilung und -richtung in Form von Vektoren. Erneut lässt sich oberhalb einer Grenzschichtströmung eine ausgeprägte Rezirkulation konstatieren. Die Ähnlichkeit zur Konfusorkonfiguration sei hier hervorgehoben, das Verhalten jedoch nicht erneut näher beschrieben.

Die Abbildung 5.18B zeigt zudem den Root-Mean-Square-Wert [quadratisches Mittel] (RMS) der Geschwindigkeitsschwankungen in Kanallängenrichtung und in Abbildung 5.18C den der Geschwindigkeitsschwankungen in Kanalhöhenrichtung, die sich folgendermaßen ergeben [202–204]

$$RMS_{u'_K} = \sqrt{\overline{u'^2_K}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u'^2_K} . \quad (5.8)$$

Als besonders interessant zeigt sich eine hohe Fluktuation der Geschwindigkeit in Kanallängenrichtung in Abbildung 5.18B, aber auch in Kanalhöhenrichtung in Abbildung 5.18C innerhalb der Übergangsschicht bei $5 < y^+ < 70$ (siehe [122]). Dieser absolute Wert der hohen Fluktuation bedeutet eine starke Vermischung in dem Bereich der Übergangsschicht. Falls ein Frischölzufluss erfolgt, ist eine korrekte Auflösung dieses Bereichs unerlässlich.

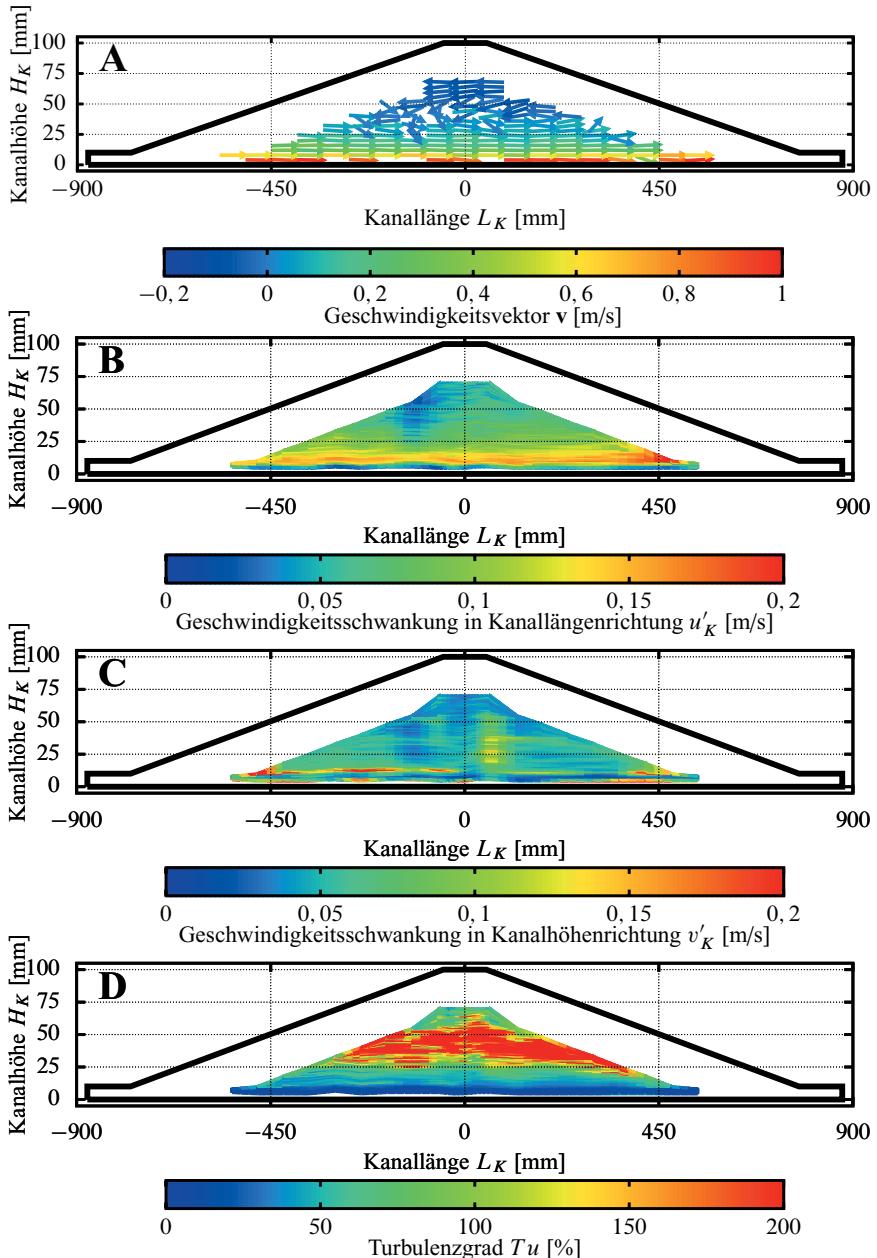


Abbildung 5.18: LDA Messergebnisse im vertikalen Schnitt in der Mitte der Lagertaschenbreite, nicht maßstäblich ($B_K = 150$ mm) [198]

Dieser absolute Wert der Fluktuation ist eminenter als der in Abbildung 5.18D dargestellte Turbulenzgrad (Tu) in Prozent, der sich aus Gleichung (5.9) ergibt (vgl. [203, 204]).

$$Tu = \sqrt{\frac{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}{u^2 + v^2 + w^2}} \quad (5.9)$$

Bedingt durch die zweidimensionale Vermessung der Strömung vereinfacht sich die Gleichung (5.9) unter der – in der Literatur [202] üblichen – Annahme, dass sich die fehlende dritte Schwankungskomponente als Mittelwert der beiden gemessenen Werte ergibt, es sich also um eine isotrope Turbulenz handelt

$$\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} = \frac{3}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (5.10)$$

und die dritte Geschwindigkeitskomponente vernachlässigbar klein ist, zur Gleichung (5.11).

$$Tu = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})}{u^2 + v^2}} \quad (5.11)$$

Der Turbulenzgrad zeigt einen relativen, von der Geschwindigkeit unabhängigen Wert. Aussagekräftig ist der Turbulenzgrad hinsichtlich der Wirbelbildung. Der Bereich des hohen Turbulenzgrads in einer mittleren Höhe des Kanals zeichnet sich in den qualitativen Laserschnitbildern ebenfalls durch eine starke Wirbelaktivität aus. Ein schwacher Einströimpuls kann in diesem Bereich des Kanals beeinflusst werden. Einen stärkeren Einströimpuls durch eine Frischölversorgung werden die Wirbel jedoch nicht hinreichend tangieren.

Zur Validierung der numerischen Turbulenzmodelle ist dieses Verhalten von besonderem Interesse.

Die Abbildung 5.19 zeigt ein detaillierteres Bild einzelner Messstellen im Kanal. Verschiedene Positionen im Kanal werden mittels dreier Diagramme A, B und C repräsentiert. Abbildung 5.19a stellt einen Auftrag der normierten Geschwindigkeit (u^+) über dem normierten Wandabstand (y^+) in einfachlogarithmischer Form dar. Abbildung 5.19b hingegen zeigt die normierten Schwankungswerte (RMS $^+$) über dem normierten Wandabstand (y^+), der in Gleichung (5.12) nach [122] definiert ist.

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{v} \quad (5.12)$$

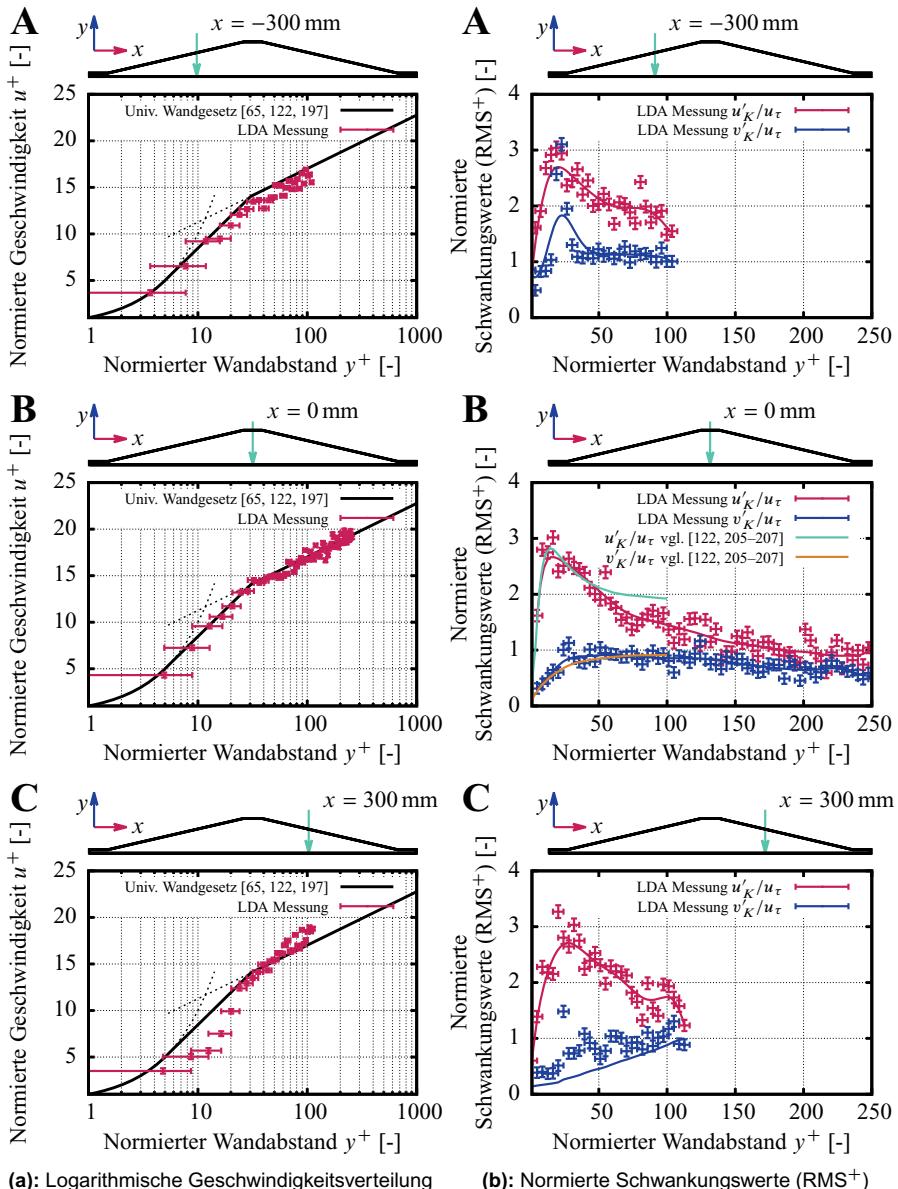


Abbildung 5.19: LDA Messergebnisse der Geschwindigkeit in Kanallängenrichtung und deren Schwankungen über der Kanalhochachse in der Mitte der Kanalbreite ($L_K = -300, 0$ und 300 mm , $B_K = 150 \text{ mm}$) [198]

In Abbildung 5.19a werden die gemessene Geschwindigkeit inklusive der Fehlerbalken und zudem das universelle Wandgesetz aus der Literatur [65, 122, 197] und somit das Wandgrenzschichtverhalten der Strömung zum Vergleich mit der Messung aufgetragen. PRANDTL [208] beschreibt in seiner theoretischen und praktischen Arbeit erstmals eine Differenzierung zwischen wandnaher reibungsbeeinflusster Grenzschicht und ungestörter Strömung einer als reibunglos angenommene Flüssigkeit fernab des Körpers.

Das universelle Wandgesetz wird in drei Bereiche unterteilt.

1. Die reinviskose Unterschicht [122] oder auch laminare Randschicht [197] im Bereich $0 \leq y^+ < 5$ als rein linearer Geschwindigkeitsverlauf ist in Gleichung (5.13) wiedergegeben.

$$u^+ = y^+ \quad (5.13)$$

2. Die Übergangsschicht im Bereich $5 < y^+ < 70$, die die Unterschicht mit der darüber liegenden Überlappungsschicht bzw. Kernströmung verbindet, wird in Gleichung (5.14) berechnet.

$$u^+ = 5,0 \ln y^+ - 3,05 \quad (5.14)$$

3. Die Überlappungsschicht [122] oder auch turbulente Kernströmung [197] im Bereich $y^+ > 70$, wird durch Gleichung (5.15) abgebildet.

$$u^+ = \frac{1}{0,4} \ln y^+ + 5,5 \quad (5.15)$$

Die Übereinstimmung des universellen Wandgesetzes mit den Messergebnissen des Gleitlagertaschenmodells ist trotz der beinhalteten Rückströmung überraschend gut. Das universelle Wandgesetz findet üblicherweise Anwendung in COUETTE- [122] und POISEUILLE-Strömung [197] ohne Rezirkulation.

Der Vergleich in Abbildung 5.19aA über der ersten der drei Hochachsen 300 mm links der Kanalmitte zeigt trotz einer leichten Unterschreitung der Messwerte im Bereich der Überlappungsschicht schon eine gute Übereinstimmung. Abbildung 5.19aB in der Kanalmitte stellt eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen der analytischen Lösung des universellen Wandgesetzes und der Messung dar. In Abbildung 5.19aC, also 300 mm rechts der Mitte, ist die größte Abweichung zu erkennen. Schlussfolgernd beeinflusst die Konfusorgeometrie die Grenzschichtströmung stärker als der Diffusor.

Die Geschwindigkeitsschwankungen in Abbildung 5.19b zeigen keine große Abhängigkeit der Messergebnisse von der Geometrie des Kanals. Abbildung 5.19bA und C zeigen aufgrund der niedrigen Kanalhöhe im Bereich 300 mm links und rechts der Kanalmitte nur knapp die Hälfte der in der Mitte möglichen Messwerte. Im Bereich innerhalb der Übergangsschicht bei $5 < y^+ < 70$ sind hohe Schwankungswerte in allen drei Diagrammen erkennbar und ähnlich.

Gut in der Literatur dokumentiert [207, Abbildung 14.8], [122, Abbildung 17.6] oder auch [205, 206, 209–211] und mit den gemessenen Werten exzellent vergleichbar ist

- der normierte Wert der Schwankung,
- der Wandabstand der maximalen Schwankungswerte und
- der Verlauf, genauso wie
- der Effekt der stärkeren Schwankungen in Richtung der bewegten Berandung (u'_K), oder anderes betrachtet in Richtung des Impulseintrags im Vergleich zur kausal nachgelagerten schwächeren Schwankung orthogonal zur Richtung des Impulseintrages (v'_K).

Für einen direkten Vergleich sind in Abbildung 5.19bB sind die aus der Literatur üblicherweise bekannten Kurven zusätzlich zu den Messwerten eingezeichnet. Eine gute Übereinstimmung ist erkennbar.

5.2.4 Validierung und Diskussion der Ergebnisse

Die globale und lokale Validierung der numerischen Ergebnisse schließt eine ausgiebige Messstudie des Lagertaschenmodells ein. Die anschließende Gegenüberstellung in Abbildung 5.20 der Simulations- und Messergebnisse erfolgt zur besseren Darstellbarkeit nicht maßstäblich. Die zeitgemittelten numerischen Ergebnisse in Abbildung 5.20a lassen sich direkt mit den Messergebnissen des LDA-Verfahrens in Abbildung 5.20b vergleichen. Trotz der bereits erwähnten Einschränkungen des Messvolumens direkt unterhalb der Modellabdeckung zeigt sich, ebenso wie in den numerischen Ergebnissen, eine ausgeprägte Rückströmung oberhalb der bereits bekannten Grenzschicht der bewegten Berandung. Die Grenzschichtdicke der Messung ist größer ausgeprägt als die numerische Simulation. Die Geschwindigkeitsabnahme in Richtung der Hochachse ist sowohl numerisch als auch experimentell ersichtlich. Ein detaillierter Vergleich lässt sich mittels eines lokalen Vergleichs der Geschwindigkeiten über eine ausgewählte Hochachse realisieren.

Dieser lokale Vergleich ermöglicht es, in Abbildung 5.21 eine Aussage über die Güte der speziellen numerischen Verfahren zu treffen. In Abbildung 5.21a ist, wie bereits in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, ähnlich eines seitlichen Blicks auf den experimentellen Aufbau die Kanalhöhe (H_K)

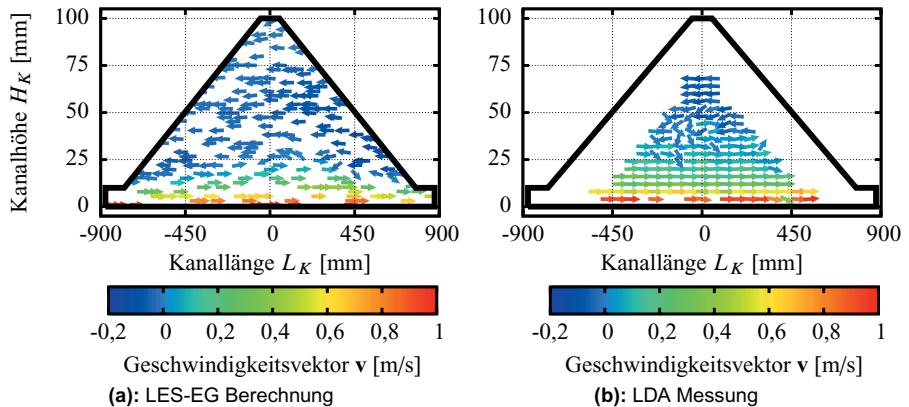


Abbildung 5.20: Geschwindigkeitsvektoren im vertikalen Schnitt in der Mitte der Lagertaschenbreite, nicht maßstäblich ($B_K = 150$ mm) [199]

über der Geschwindigkeitskomponente in Hauptrichtung (u) aufgetragen. Die ausgewählte Achse befindet sich in der Längen- und Breitenmitte des Lagertaschenmodells. Die mittels LDA-Verfahren gemessene Geschwindigkeitsverteilung zeigt eine Rezirkulation ab einer Kanalhöhe von ca. 40 mm auf.

Alle verwendeten LES-Verfahren finden sich in Abbildung 5.21 wieder. Als Vertreter der RANS-Berechnungen wurde das am besten zutreffende $k-\omega$ SST Modell ausgewählt.

Werden die numerischen Ergebnisse im direkten Vergleich zur LDA-Messung betrachtet, so ist das Resultat des $k-\omega$ SST Modells das am stärksten variierende Ergebnis. Die Geschwindigkeitsreduktion oberhalb der Grenzschicht ist geringer ausgeprägt und folglich ergibt sich eine größere Bilanz des Volumenstroms in der Mitte des Lagertaschenmodells. Das Rückströmgebiet unterhalb der Kanaldecke ist klein im Vergleich zum gemessenen. Ein anderes und hinsichtlich der Höhe der Rückströmung gegensätzlich tendierendes Bild findet sich im Vergleich des LES-EG-Ergebnisses zur Messung. Die Reduktion der Geschwindigkeit oberhalb der Grenzschicht ist, vergleichbar der Messung, stark oder sogar etwas stärker ausgeprägt. Der Beginn der negativen Strömung, der Rückströmung, erfolgt in einer Kanalhöhe von 24 mm und somit unterhalb der gemessenen Höhe von ca. 40 mm. Die maximale Rückströmungsgeschwindigkeit der LES-EG ist weniger stark ausgeprägt als die Referenz der Messung bei einer Kanalhöhe von über 60 mm.

Ein ähnliches Bild ergibt sich in der Betrachtung der DDES. Eine Abweichung zur LES-EG findet sich lediglich im Grenzschichtverhalten.

Die Berechnung der LDMMS ergibt eine beginnende Rückströmung in einer Kanalhöhe von ca. 31 mm und damit ein valides Ergebnis des numerischen Verfahrens hinsichtlich der Höhe der

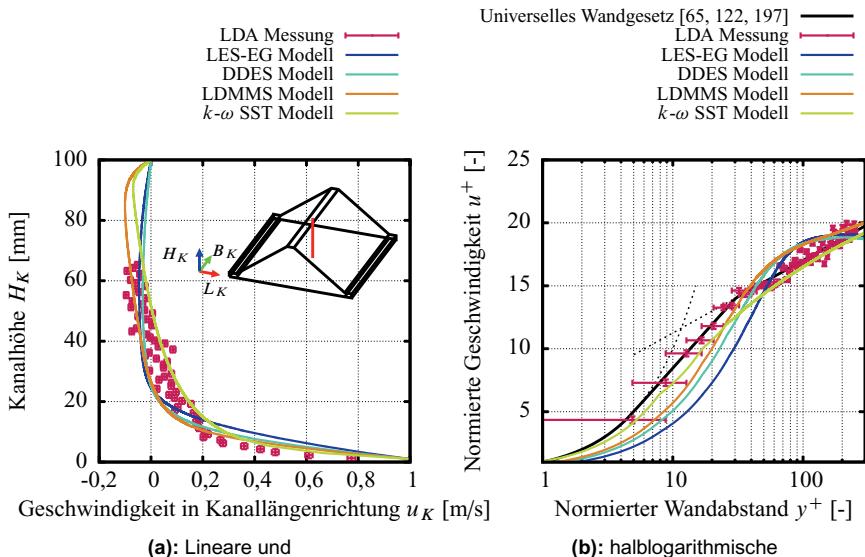


Abbildung 5.21: Geschwindigkeiten in Kanallängenrichtung über der Kanalhochachse in der Mitte der Kanalbreite ($L_K = 0$ mm, $B_K = 150$ mm) [179]

einsetzenden Rezirkulation. Die mittels LDMMS berechnete Rückströmgeschwindigkeit stimmt, soweit eine Messung vorliegt, ebenfalls mit dieser gut überein. Aufgrund der Fokussierung der Messung auf das Grenzschichtverhalten endet das Messgebiet wie bereits erwähnt in einer Kanalhöhe von 65 mm.

Ausgleichend zur Einschränkung des Messgebiets ermöglicht die exakte Vermessung der Strömungsgeschwindigkeit direkt oberhalb der bewegten Berandung eine halblogarithmische Auftragung der normierte Geschwindigkeit (u^+) über dem normierten Wandabstand (y^+). Ein in der Literatur [65, 122, 197] üblicher Vergleich zur Verteilung des universellen Wandgesetzes ist ebenfalls möglich. Trotz einer stark anwachsenden Messunsicherheit im Bereich geringer y^+ -Werte aufgrund der absoluten Positioniergenauigkeit von ca. 1 mm, zeigt sich nach einer Anpassung der Wandschubspannung (τ_w) eine exzellente Übereinstimmung zwischen Theorie des universellen Wandgesetzes und der Messung in Abbildung 5.21b.

Wie schon zuvor in Abbildung 5.21a dargestellt, gliedern sich die numerischen Ergebnisse hinsichtlich ihrer Übereinstimmung mit der Messung und in diesem Fall auch mit der Theorie in Abbildung 5.21b gleichermaßen ein. Die größte Abweichung im Rezirkulationsgebiet von allen anderen numerischen Modellen weist mit Abstand das $k-\omega$ SST Modell auf. Es zeigt jedoch die beste Übereinstimmung in Wandnähe; das Strömungsverhalten in der Übergangsschicht und in

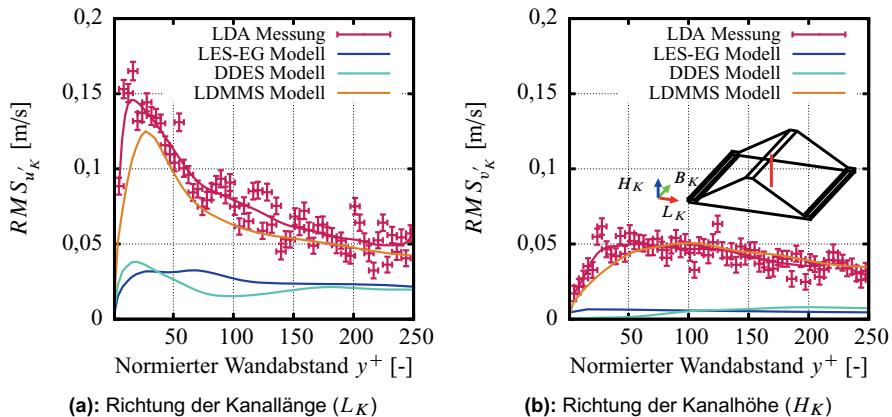


Abbildung 5.22: Geschwindigkeitsschwankungen über der Kanalhochachse in der Mitte der Kanalbreite ($L_K = 0$ mm, $B_K = 150$ mm) [179]

der turbulenten Kernströmung wird qualitativ gut getroffen. Die Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit im Rezirkulationsgebiet wird jedoch systematisch unterschätzt. Ursächlich kann der stark dissipative Charakter der RANS-Methodik sein. Die Folge ist wie bereits erwähnt eine Unterbestimmung der Strömungsberechnung hinsichtlich der Rückströmungshöhe und Geschwindigkeit.

Das Eingleichungs-Modell LES (LES-EG) stellt das andere Extremum, den Konterpart dar. Das wandnahe Grenzschichtverhalten wird wenig gut getroffen, die Geschwindigkeit wird überschätzt und im Bereich hoher y^+ -Werte zeigt sich kein stetiges Verhalten.

Die detaillierte Betrachtung der Grenzschicht hebt zusätzlich den Unterschied zwischen LES-EG und DDES hervor. Die Berechnung der DDES liegt mit dem implementierten Grenzschichtmodell näher an der Messung.

Eine insgesamt gute Übereinstimmung zeigt das Ergebnis der LDMMS auch in der normierten halblogarithmischen Auftragung. Es zeigen sich zwar Abweichungen für alle drei Bereiche, der Grenzschichtströmung, der laminaren Randschicht, der Übergangsschicht und der turbulente Kernströmung, in der sich ein stetiges Verhalten einstellt, in der Gesamtbilanz trifft das Ergebnis der LDMMS das gemessene und mit der Theorie verglichene Resultat jedoch am besten.

Neben der Validierung der numerischen Ergebnisse anhand des Vergleichs der gemessenen Geschwindigkeit ist der Vergleich der Schwankungswerte von besonderem Interesse. Abbildung 5.22a zeigt die Schwankungswerte in Längsrichtung des Modells, d. h. in Richtung der bewegten Wand und somit in Primärimpulsrichtung. Der starke Anstieg der Schwankungswerte mit einem verlangsamten, nachfolgenden Abklingverhalten konnte in Abbildung 5.19b mit

Literaturwerten im normierten Zustand verglichen werden. Der aus der Literatur bekannte und gemessene Verlauf wird lediglich von der LDMMS getroffen. Gleiches gilt auch für den Verlauf der Schwankungswerte in Richtung der Kanalhöhe orthogonal zur Hauptimpulsrichtung in Abbildung 5.22b. Die LES-EG und DDES sind nicht in der Lage die Verläufe der Schwankungswerte adäquat zu reproduzieren. Dabei ist für die Abbildung 5.22 festzuhalten, dass lediglich die LDMMS durch eine dynamische Anpassung in der Lage ist, gitterunabhängig die korrekten Schwankungswerte wiederzugeben. Sowohl das LES-EG, als auch das DDES zeigen lediglich mit einem sehr groben Gitter das dargestellte Verhalten in Abbildung 5.22 und zeigen sich mit feineren Gittern deutlich dissipativer und damit noch stärker von den Messungen abweichend. Eine gitterunabhängige Verwendung ist der LDMMS vorbehalten. Das dynamische Modell zeigt somit in der Validierung des Geschwindigkeitsverhaltens im Rezirkulationsgebiet und innerhalb der Grenzschicht, aber auch hinsichtlich der Schwankungswerte und der damit stark verknüpften Gitterunabhängigkeit, das mit der Messung am besten übereinstimmende Verhalten.

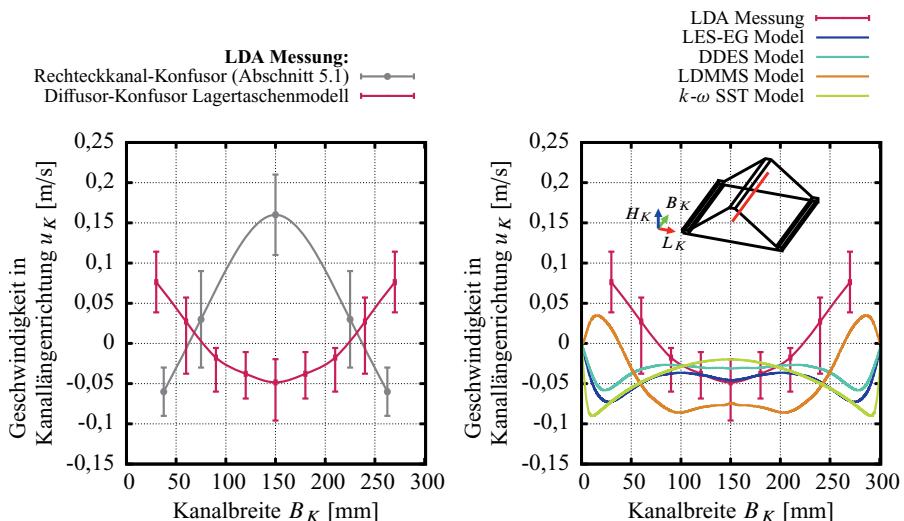
Sekundärströmung

Trotz der ausgeprägten Grenzschichtströmung und der darüber liegenden Rezirkulation lässt sich eine Sekundärströmung² beobachten. Abweichend von der analytischen Lösung der Gleichungen (5.3) bis (5.5) und (5.7) in der vertikalen Ebene, tritt die Sekundärströmung in der horizontalen Ebene auf.

Bedingt durch das schmal gestaltete Verhältnis der Breite zur Länge des Lagertaschenmodells, zeigt sich eine im Vergleich zur maßstabsgerechtenen Geometrie verstärkt in alle drei Raumrichtungen ausgeprägte Strömungsform. Die dreidimensionale Strömungsform wird im Modell erst durch die schmale Kanalgeometrie und die dadurch verstärkte Beeinflussung der geschlossenen seitlichen Kanalwände verursacht. Das Modell mit den Acrylglass-Berandungen ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

Zur besseren Übersicht ist das geometrieabhängige Verhalten der Sekundärströmung des Rechteckkanal-Konfusors in Abbildung 5.23a im direkten Vergleich mit der des Diffusor-Konfusors dargestellt. Unerwarteterweise zeigt die Konfusor-Geometrie mit vorgelagertem Rechteckkanal ein konträres Strömungsbild zur Diffusor-Konfusor-Geometrie. Zum einen bilden sich eine Kernströmung und eine damit einhergehende Rückströmung im Randbereich aus und zum anderen ist eine Rückströmung im Kern mit einem Anstieg der Geschwindigkeit im Randbereich zu vermerken. Dieses gemessene konträre Verhalten bietet einen Einblick in die Komplexität der Strömung und ihrer Abhängigkeit von Geometrieveränderungen. Eine Schrittweise

²Der scheinbar inflationär verwendete, daher in der Fachwelt diskutierte [212] und z. T. nicht eindeutige Begriff der Sekundärströmung bleibt hier der geeignete.



(a): Vergleich der mittels LDA Verfahren gemessene Sekundärströmung in verschiedenen Geometrien

(b): Validierung der numerischen Ergebnisse des Lagertaschenmodells

Abbildung 5.23: Geschwindigkeit über der Kanalquerachse im Lagertaschenmodell ohne Frischölzuführung unter Beeinflussung der geschlossenen Seitenwände

Annäherung ausgehend von grundlegenden Geometrien hin zur Gleitlagertaschenform ist höchst sinnvoll.

Zur numerischen Berechnung dieser Strömungsform stellt sich erneut die LDMMS als die geeignete Simulationsmethode heraus. Ein quantifizierter Vergleich der numerischen Modelle und der LDA-Messung über der Lagerbreite in Abbildung 5.23b zeigt die evidenten Abweichungen einiger CFD-Modelle. Die Resultate, zusammengefasst in Abbildung 5.23b, sind entlang einer Linie in der Mitte des Kanals, Kanallänge $L_K = 0$ mm und in einer Kanalhöhe von $H_K = 60$ mm dargestellt. Zur Messung wurde die Symmetrie der Geometrie ausgenutzt und zur Verdeutlichung der Schwankungen repräsentieren die Fehlerbalken in Richtung der Hochachse in dieser Abbildung die geringsten und höchsten gemessenen Geschwindigkeiten.

Wie bereits im Vergleich der Geschwindigkeiten über der Hochachse in Abbildung 5.21a beschrieben, liegt die Bilanz der Geschwindigkeit des $k-\omega$ SST Modells oberhalb der Bilanz der gemessenen Geschwindigkeitswerte. Die resultierende Massenbilanz führt zu einer verstärkten Rückströmung im Randbereich des Modells, erkenntlich in Abbildung 5.23b. Die Rückströmung im Wandrandbereich ist ebenfalls gegensätzlich zur Messung. Das Ergebnis spiegelt ein Strö-

mungsverhalten der Konfusorgeometrie mit vorgelagertem Rechteckkanal wider und ist für die Diffusor-Konfusor-Geometrie ungeeignet. Die LES-EG und DDES bilden ähnlich dem $k-\omega$ SST Modell eine verstärkte Rückströmung im Randgebiet aus und zeichnen sich dadurch ebenfalls als nicht übereinstimmend zu den Messergebnissen aus. Die LDMMS zeigt ein zur Messung ähnlichen qualitativen Verlauf der Geschwindigkeit. Beginnend mit einer trivialen Haftbedingung an der Kanalwand baut sich eine positive Geschwindigkeit im Randbereich auf, gefolgt von einer starken Rückströmung im Kern. Die LDMMS zeigt die beste Übereinstimmung zum Resultat der Messung, obwohl das quantitative Ergebnis systematisch eine zu hohe Rückströmgeschwindigkeit aufweist.

Rezirkulation und Mischungsverhalten

Das Verständnis der Grundströmung ohne eine entsprechende Einströmung im Lagertaschenmodell stellt zunächst die Basis des Mischungsverhaltens dar. Die ausgeprägte Rezirkulation und das Grenzschichtverhalten der bewegten Wand beeinflussen die Vermischung, je nach Form der Zuströmung, massiv.

Hinsichtlich der Turbinengleitlagertasche liegt ein besonderes Interesse im Vermischungsvorgang. Daher wurde zusätzlich zur Nebelvisualisierung ohne und mit Laserschnittverfahren eine Lichtintensitätsmessung vorgenommen. Der Kanal wurde zu diesem Zweck mit einem Nebelfluid geflutet und die umgekehrt proportionale Entmischung des Nebelfluids mit eintretender Frischluft aufgenommen. Die Frischluft dringt dabei durch den offenen Einlass ein, der in Abbildung 5.15 visuell erkennbar und beschriftet ist. Die abnehmende Versperrung einer Hintergrundbeleuchtung durch das Nebelfluid wurde mit einer Kamera in verschiedenen Belichtungsstufen gemessen und über die Zeit in Abbildung 5.24a aufgetragen. Eine ausgiebige Betrachtung der Messmethode und der Ergebnisse zeigt, dass viele Einflussparameter die Messung des Vermischungsvorgangs beeinflussen. So sind zum einen die Gegebenheiten des Messaufbaus selber, wie

- der Füllungsgrad des Nebelfluids im Kanal, aber auch
- die Helligkeit der Lichtquelle

als Einflussparameter zu nennen und zum anderen die Messapparatur selber in Form des optischen Sensors mit

- der Belichtungszeit,
- der Genauigkeit des Sensors und
- der Farbauswahl innerhalb der Auswertung

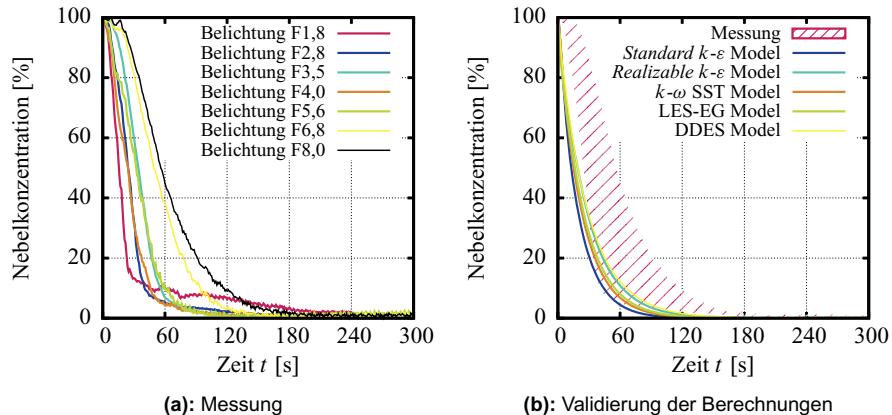


Abbildung 5.24: Visualisierung der Nebelkonzentration im Lagertaschenmodell ohne Frischölzuführung [179]

zu berücksichtigen.

Die Summe dieser Einflussparameter führt zu einer hohen Streuung der gemessenen Kurvenverläufe. Das sich dadurch ergebene Spektrum ist für eine exakte Bestimmung der Ent- bzw. Vermischung zu breit, liefert aber für den Vergleich mit den verschiedenen Turbulenzmodellen einen guten Anhaltspunkt für deren Genauigkeit in Abbildung 5.24b.

So ist diese Messmethode nur für eine quantitative Aussage nutzbar, zeigt aber auch im Vergleich zu den verschiedenen numerischen Verfahren ein vergleichbares Bild der langsamem und homogenen Vermischung. Alle verwendeten CFD-Modelle liegen dabei im Rahmen der Messunsicherheit und zeigen somit ein sehr ähnliches Verhalten. Weiterhin wurde der Einfluss der turbulenten PRANDTL-Zahl (Pr_t) bzw. der turbulenten SCHMIDT-Zahl (Sc_t) numerisch betrachtet und abweichend vom klassischen Wert 1 [47, 213] zwischen $Pr_t < 1000$ und $Pr_t > 0,001$ variiert. Ein signifikanter Einfluss konnte nicht beobachtet werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Vermischung in der Gleitlagertasche ist die Interaktion der Zuströmung mit der Grenzschichtströmung auf der bewegten Berandung. Die Grenzschichtströmung transportiert Frischluft in das mit Nebelfluid beladene Gebiet. Im gesamten Verlauf des Transports durch die Lagertasche wird die Grenzschicht nur leicht durch die deutlich langsame Rezirkulation beeinflusst. Eine einzelne lokale Interaktion ist dabei nicht zu beobachten. Die Folge ist eine gleichmäßige Mitnahme von geringen Mengen Nebelfluids über die vollständige Länge der Lagertasche. Der Fokus der Erkenntnis liegt hierbei auf der Gleichmäßigkeit, der Homogenität der Vermischung.

Zusammenfassend lässt sich postulieren, dass in einer Lagertasche ohne Frischölzuführung

die Vermischung des Fluids in der Tasche mit dem Fluid der Grenzschicht langsam, über die Taschenlänge und -breite homogen stattfindet. Eine solche Vermischung ließe sich mit empirischen Korrelationen erfassen. Eine Lagertasche dient jedoch dem Zweck einer Zuführung von Frischöl. Als Grundlage der weiteren Lageranalyse mit Frischölzuführung kann die Erkenntnis einer langsam rezirkulierenden Strömung und homogenen Vermischung in der Lagertasche verwendet werden. Unter Berücksichtigung der bisherigen Erkenntnisse könnte jedoch die Zuführung selber die Vermischung beeinflussen.

5.3 Lagertaschenmodell mit Frischölzuführung

Die Untersuchung der Lagertaschenströmung und die der Vermischung mit Zuströmung schließt die strukturierte Betrachtung unter Zuhilfenahme von aufskalierten Modellen ab. Ausgehend von einem Konfusor mit bewegter Berandung über das Lagertaschenmodell ohne Zuführung stellt das Taschenmodell mit Zuführungsleitung die der Realität am stärksten gleichende Annahme dar. Das Modell bleibt zwar aufgrund der eingeschränkten Breite eine Annahme, zeigt aber grundlegende Phänomene im Bereich der Strömung und Vermischung. Zudem lässt sich die Interaktion der Rezirkulation im Lagertaschenmodell mit der Zuführungsströmung unter unterschiedlichen Einströmbedingungen studieren. Zu diesem Zweck wurde dem Lagertaschenmodell eine Zuführungsleitung in Form eines langen, geraden Rohrs hinzugefügt.

5.3.1 CFD-Simulation

Die CFD-Simulation des aufskalierten Lagertaschenmodells mit Frischölzuführung wurde aufgrund der validen Simulationsergebnisse des Modells ohne Frischölzuführung ausschließlich mittels LES unter Verwendung der LDMMS durchgeführt. Es wurden unstrukturierte hexaedrische Gitter mit einer Zellenanzahl zwischen 212 258 und 786 600 Zellen, einem Aspektverhältnis von 3,83 und einer maximalen Schiefe von 0,74 verwendet. Die Gitterabhängigkeit ist mit dem Verhalten des Lagertaschenmodells ohne Frischölzuführung vergleichbar. Die Verwendung des 786 600 Zellen Gitters ist daraus begründet und praktikabel. Nichtsdestotrotz ist immer eine Validierung der numerischen Ergebnisse notwendig.

Die Ähnlichkeit zur Lagertaschensimulation ohne Frischölzuführung sei hier hervorgehoben, insbesondere die Rezirkulation und die Schwankungsbewegungen lassen sich analog zur Studie des Lagertaschenmodells ohne Zuführung wiederfinden. Aufgrund dieser Ähnlichkeit fokussiert sich dieses Kapitel auf die Unterschiede, hervorgerufen durch die Implementierung eines Zuführungskanals.

Die Zuführungsströmung in den Kanal hinein wurde dabei geometrisch konstant gehalten und

anhand des Volumenstroms variiert. Die Simulationsergebnisse zweier Variationen, zum einen einer moderaten Zuströmung und zum anderen einer starken Zuströmung sind in Abbildungen 5.25 und 5.26 dargestellt.

Eine Einordnung der eintretenden Strömungsinteraktion lässt sich anhand eines REYNOLDS-zahlenverhältnisses (ReR) der Gleichung (5.16) vornehmen. Das Verhältnis wird als Quotient aus Kanal-REYNOLDS-Zahl (Re_K) der Gleichung (5.17) und Zuführungs-REYNOLDS-Zahl (Re_{Zu}) aus Gleichung (5.18) beschrieben.

$$ReR = \frac{Re_K}{Re_{Zu}} \quad (5.16)$$

$$Re_K = \frac{U_K \cdot H_K}{\nu_K} \quad (5.17)$$

$$Re_{Zu} = \frac{U_{Zu} \cdot d_{hZu}}{\nu_{Zu}} \quad (5.18)$$

Die Kanal-REYNOLDS-Zahl ist in Gleichung (5.17) allgemeingültig mit einer Kanalgeschwindigkeit (U_K) und Kanalhöhe (H_K) beschrieben. Im Falle der Lagertasche wird die REYNOLDS-Zahl mittels Wand- oder Rotorgeschwindigkeit (U_W) und Lagertaschenhöhe, sowie der Viskosität des Fluids in der Lagertasche berechnet. Die Zuführungs-REYNOLDS-Zahl der Gleichung (5.18) ergibt sich aus der volumenstromgemittelten Zuführungsgeschwindigkeit (U_{Zu}) und dem hydraulischen Zuführungs durchmesser (d_{hZu}), sowie der Viskosität des zugeführten Fluids (ν_{Zu}).

Die Kanalströmung und die Zuführungsströmung sind zwar unterschiedliche Strömungsformen, zum einen eine rezirkulierende Grenzschichtströmung und zum anderen eine ausgebildete Rohrströmung, es lässt sich aber über den Vergleich ihres Impulsverhältnisses ein Wert für die Interaktion der beiden Strömungsformen finden. Das durch das REYNOLDSzahlenverhältnis (ReR) dargestellte Impulsverhältnis beschreibt mit einem kleinen Wert einen Zustand mit geringem Impuls im Kanal bzw. in der Lagertasche und einem großen Impuls in der Zuführung. Ein großer Wert für das ReR hingegen spiegelt ein gegensätzliches Verhältnis wider.

Eine weitere mögliche Einordnung der Strömungsinteraktion stellt das Impulsverhältnis von Zuströmung und Grundströmung selbst dar, das nach Gleichung (5.19) berechnet wird. Das Impulsverhältnis wird unter anderem in der Literatur [214] verwendet.

$$J = \frac{U_{Zu}^2 \cdot \rho_{Zu}}{U_K^2 \cdot \rho_K} \quad (5.19)$$

Tabelle 5.4: Vergleich des REYNOLDSzahlenverhältnisses und des Impulsverhältnisses

	REYNOLDSzahlenverhältnis	Impulsverhältnis
Lagertaschenmodell, Kapitel 5	28	$\hat{=}$ $1 \cdot 10^{-2}$
	170	$\hat{=}$ $4 \cdot 10^{-4}$
Maßstäbliche Lagertasche, Kapitel 6	5	$\hat{=}$ $17 \cdot 10^{-1}$
	10	$\hat{=}$ $8 \cdot 10^{-2}$
	18	$\hat{=}$ $7 \cdot 10^{-3}$
	36	$\hat{=}$ $5 \cdot 10^{-4}$
	63	$\hat{=}$ $5 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.4 zeigt die Werte des REYNOLDSzahlenverhältnisses und die dazugehörigen Werte des Impulsverhältnisses in einem Überblick. Ein einfacher Umrechnungsfaktor kann nicht angewendet werden und der Zusammenhang zwischen REYNOLDSzahlenverhältnis und Impulsverhältnis steht in Abhängigkeit der Geometrie, die einen Einfluss auf das REYNOLDSzahlenverhältnis ausübt.

In der Literatur [214] sind in Abhängigkeit des Impulsverhältnisses empirische Korrelationen über die Ablenkung des Strahls in der Querströmung und die maximale Eindringtiefe angegeben. Diese Korrelationen werden in einigen Anwendungen, wie zum Beispiel die Brennkammerströmung in Gasturbinen verwendet. Eine Anwendung dieser speziellen Korrelationen für die Bestimmung des Strahlverhaltens in der Lagertaschenströmung ist jedoch nicht möglich.

Die Bestimmung der Korrelationen anhand des Impulsverhältnisses ist ursprünglich für einen Strahl in einer Querströmung, die in Form einer ausgebildeten Kanalströmung vorliegt, entwickelt worden. Ein direkter Vergleich der in der Literatur beschriebenen Ergebnisse ist für den Fall der Lagertaschenströmung, die in Abbildung 5.21 dargestellt ist, nicht möglich. Die Geschwindigkeit der Querströmung ist an der Eindringstelle des Strahls zunächst sehr klein und sogar negativ und lässt somit ein tiefes Eindringen des Strahls in die Lagertasche zu. In der Nähe der bewegten Wand steigt die Geschwindigkeit jedoch stark an und der Strahl wird stark beeinflusst, insofern der Strahl bis zu dieser Stelle nicht ohnehin umgelenkt worden ist. Die Auswirkung der Querströmung in Form der Lagertaschenströmung steht in Abhängigkeit der Eindringtiefe des Strahls und ist damit abhängig vom Impulsverhältnis selbst. Diese Selbstabhängigkeit kann nur mit dem quantitativen Wissen über die vorherrschende Grundströmung aufgelöst werden.

Die Konfiguration der moderaten Zuströmung in das Gleitlagertaschenmodell aus der Abbildung 5.25 entspricht einem REYNOLDSzahlenverhältnis von 170 bzw. einem Impulsverhältnis von $4 \cdot 10^{-4}$ und die Konfiguration der starken Zuströmung aus der Abbildung 5.26 einem REYNOLDSzahlenverhältnis von 28 bzw. einem Impulsverhältnis von $1 \cdot 10^{-2}$.

Die unterschiedlichen Impuls- und REYNOLDSzahlenverhältnisse spiegeln auch die unterschied-

lichen Ergebnisse der Strömungssimulation wider. Die Ergebnisse der Strömungsuntersuchung des Lagertaschenmodells ohne Zuströmung zeigen bereits eine ausgeprägte rezirkulierende Grundströmung. Die Rezirkulation beeinflusst auch die Zuführungsströmung. Die Stärke der Beeinflussung steht dabei in Abhängigkeit des Zuführungsimpulses. Handelt es sich um einen schwächeren Zuführungsimpuls, wie im Falle der moderaten Zuführung, so wird diese durch die Rezirkulation stärker beeinflusst, als es der Fall der starken Zuführung zulässt. Die starke Zuführung bleibt jedoch auch nicht unbeeinflusst und es lässt sich somit eine Beschreibung der Abhängigkeit vornehmen.

Simplifiziert lässt sich der Strömungszustand als ein Fluidstrahl in einer Querströmung bezeichnen. Die Rezirkulation ist an der Stelle der Zuführung entgegengesetzt, parallel zur bewegten Berandung ausgeprägt und strömt somit quer zur Zuführung. Das Phänomen eines Strahls in Querströmung ist in der Literatur [215–221] und in der Technik, wie beispielsweise für Mischlufteindüsung in Brennkammern [222] aber auch für Turbinenschaufelkühlung [223] bekannt. Die Beschreibung der Einströmung in das Lagertaschenmodell kann daher auf einige der in der Literatur üblichen Bezeichnungen für die Erörterung der Strahlbeeinflussung durch die Querströmung zurückgreifen. Dabei ist zu beachten, dass der Strahl und die Interaktion mit der Querströmung stark von der Geometrie des Zuführungskanals abhängig sind. Die hier aufgeführten Vergleiche aus der Literatur verwenden einen runden Querschnitt zur Zuführung des Fluid. Gleichermaßen findet auch hier in der Studie des Lagertaschenmodells statt.

Abbildung 5.25 zeigt in der dreidimensionalen Darstellung die moderate Zuführung eines passiven Skalars, der in der experimentellen Validierung durch ein Nebelfluid substituiert wird. Der im Folgenden zur Vereinheitlichung als Nebelfluid bezeichnete passive Skalar wird zur Visualisierung der Einströmung verwendet. Die Einströmung erfolgt aus einem kreisförmigen Kanal mit einer mittleren Geschwindigkeit von 0,1 m/s und trifft auf das mit 0,08 m/s rezirkulierende Strömungsgebiet im Lagertaschenmodell. Das dreidimensionale Nebelbild ist in 15 Schichten von einer 15 bis 100 %igen Konzentration dargestellt und anhand der Geschwindigkeit eingefärbt. Das räumliche Bild lässt hauptsächlich die 15 %-ige Nebelkonzentration erkennen. Die sich ergebende Form der Nebelkonzentration im Lagertaschenmodell zeigt anschaulich die rasche Beeinflussung der Zuströmung durch die Rezirkulation in Form einer Umlenkung und einer anschließenden Ausbreitung. Die Ausbreitung findet im sogenannten Nachlaufgebiet des Strahls statt. Der Strahl teilt die Querströmung wodurch am Rand der geteilten Strömung transiente kleinere Wirbel entstehen. Dieses Phänomen wird als Hufeisenwirbelsystem [horse-shoe vortex system] bezeichnet.

Detaillierte Erkenntnisse der weiteren transienten Vorgänge lassen die waagerechten Schnitte durch die Konzentrationsschichten erkennen. Die Schnitte liegen in einer Höhe die 90 % der maximalen Kanalhöhe entspricht und somit 10 mm unterhalb der Kanaldecke bzw. ca. 88 mm

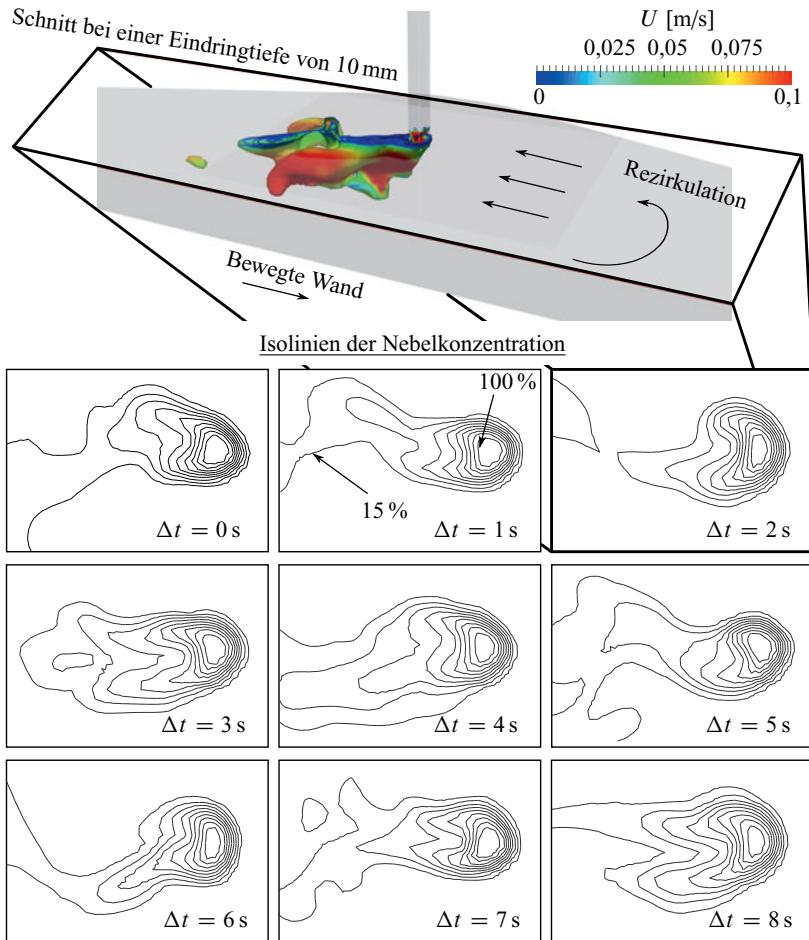


Abbildung 5.25: Nebelkonzentration mit moderater Zuströmung, $ReR = 170$, $J = 4 \cdot 10^{-4}$

oberhalb der bewegten Berandung liegt. Dabei wurde ein Zeitausschnitt von 8 s der bereits ausgeprägten Zuströmung gewählt.

Die Veränderungen zwischen den Schnitten lässt eine Schwankung der Isolinien im Nachlaufgebiet erkennen. Wenngleich die Schwankungsbewegung der Strömung einer Kármánschen Wirbelstraße ähnelt, zeigen die experimentellen Studien von FRIC und ROSHKO [215] einen deutlichen Unterschied. FRIC und ROSHKO [215] weisen dabei besonders auf die Beeinflussung durch den einfließenden Strahl auf das Grenzschichtverhalten der Querströmung an der Wand direkt neben des Strahls hin. Der Strahl bewirkt durch den Druckgradienten eine Ablösung der Grenz-

schicht und löst somit das nachlaufende Wirbelsystem aus.

In ausnahmslos allen Schnitten der moderaten Zuführung in Abbildung 5.25 zeigt sich eine nierenförmige Ausprägung die durch ein sogenanntes gegensinnig rotierendes Wirbelpaar [counter-rotating vortex pair] ausgelöst wird. Eine erste ausgeprägte Vermischung der Zuströmung mit der Grundströmung findet in diesem gegensinnig rotierenden Wirbelpaar und im Nachlaufgebiet des Strahls statt. Die Nebelkonzentration wird dabei transient unterschiedlich stark im Nachlaufgebiet aufgebrochen und vermischt. Ersichtlich durch die Auffächerung mehrerer Isolinien der Konzentration zeigt sich, dass grundsätzlich die moderate Zuströmung in Abbildung 5.25 bereits in der Höhe des Schnittes vermischt wird.

Die starke Zuführung mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis von 28 bzw. einem Impulsverhältnis von $1 \cdot 10^{-2}$ in Abbildung 5.26 wird ebenfalls in einer räumlichen Darstellung durch 15 Nebelkonzentrationsschichten dargestellt. Die Zuführung fließt mit einer mittleren Geschwindigkeit von 0,157 m/s in das mit 0,05 m/s etwas langsamer als das in der moderat zuströmenden Konfiguration rezirkulierende Strömungsgebiet. Die verstärkte Zuströmung zeigt in der Reduktion der Rezirkulationsgeschwindigkeit die erste zur moderaten Zuströmung abweichende Beeinflussung. Das dreidimensionale Bild lässt zudem eine deutlich stärkere Ausbreitung der 15 %igen Nebelkonzentration erkennen. Die stärkere Ausbreitung ist dabei nicht einer stärkeren Vermischung gleichzusetzen. Der Strahl wird im Bereich der Rezirkulation schwächer beeinflusst und prallt ohne vollständig abgelenkt zu werden auf die Grenzschichtströmung der bewegten Berandung. Die Zuströmung wird somit zum einen durch die Rezirkulation in einem Nachlaufgebiet vermischt und zum anderen durch die Grenzschichtströmung in entgegengesetzter Richtung mitgerissen und ebenfalls im stark fluktuierenden Geschwindigkeitsbereich der Übergangsschicht vermischt.

Auch die Schnitte durch die Isoflächen in der gleichen Kanalhöhe wie zuvor für die moderate Zuströmung zeigen ein abgewandeltes Bild. Die Isolinien der hohen und mittleren Konzentration liegen enger zusammen und lediglich die Isolinien der schwächeren Konzentrationen können seitlich und im Nachlaufgebiet vom Kernstrahl gelöst und somit effektiv vermischt werden. Die Isolinien der starken Zuströmung zeigen Ähnlichkeit zur moderaten Zuströmung durch die nierenförmige Ausprägung aufgrund des gegensinnig rotierenden Wirbelpaares. Diese Beeinflussung des Strahls durch das gegensinnig rotierende Wirbelpaar ist nicht in allen Schnittbildern zu beobachten und ist insgesamt schwächer ausgeprägt, jedoch nicht von der Hand zu weisen.

Zusätzlich zu den bisher aufgeführten Wirbelsysteme, die in einen Bezug zu den in der Literatur bekannten gesetzt worden sind, finden sich weiterführende Phänomene. Nicht nur die Beeinflussung des Fluidstrahls durch die Rezirkulation ist zu beobachten, sondern auch eine teilweise Änderung der Grundströmung in der Lagertasche. Diese Beeinflussung steht in Abhängigkeit des Zuführungsimpulses. Zur anschaulichen Verdeutlichung der vorherrschenden Strömungsphäno-

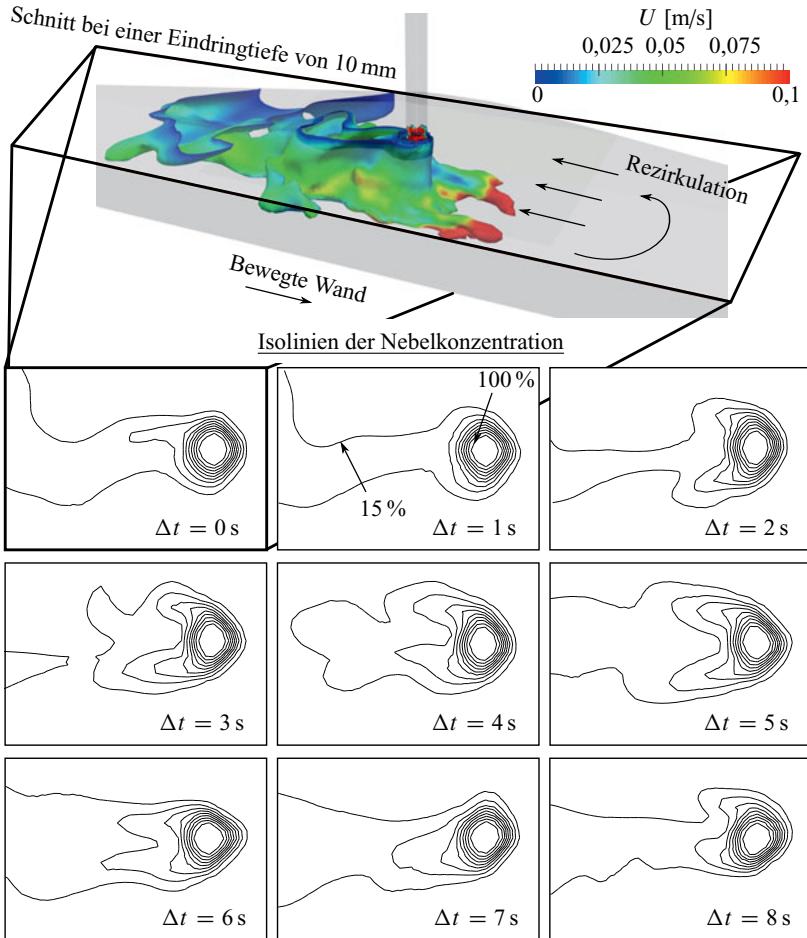
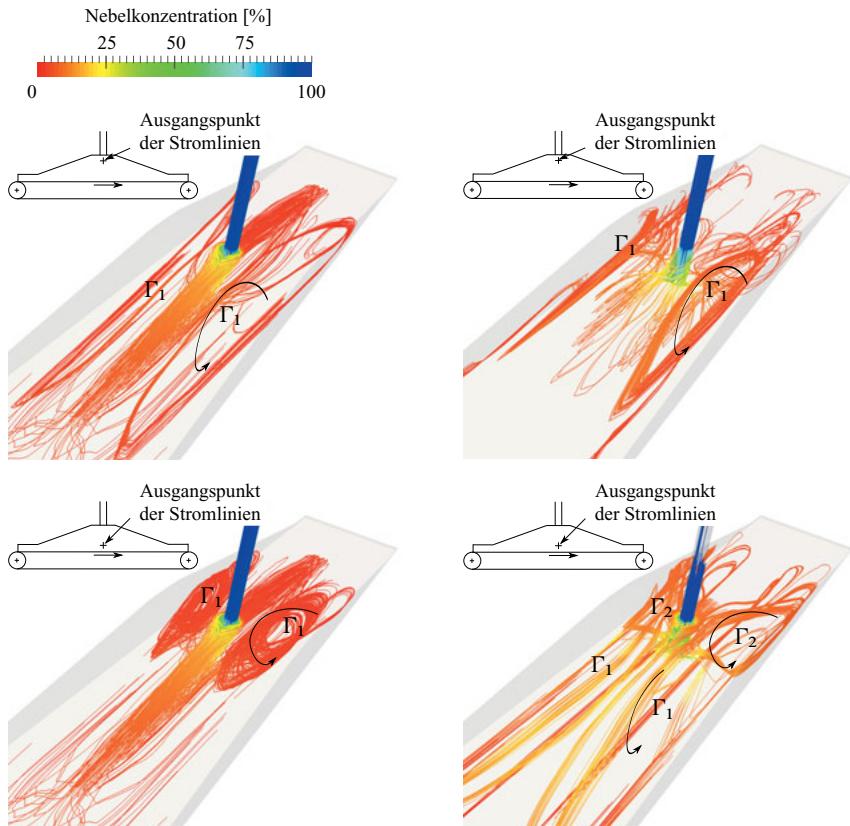


Abbildung 5.26: Nebelkonzentration mit starker Zuströmung, $ReR = 28$, $J = 1 \cdot 10^{-2}$

mene wurden die Stromlinien der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit in Abbildung 5.27 dargestellt. Die moderate Zuströmung in Abbildung 5.27a zeigt zunächst keine signifikanten Änderungen der rezirkulierenden Grundströmung Γ_1 . Die Rezirkulation wird durch die Einströmung und das damit entstehende Nachlaufgebiet geteilt. Beide Stromlinienabbildungen, sowohl die obere mit einem Ausgangspunkt der Stromlinien in der Nähe der Kanaldecke, als auch die untere mit einem Ausgangspunkt in der Nähe der bewegten Wand zeigen allerdings keine zusätzlichen Wirbel. Der Wirbelkern ist leicht in Bewegungsrichtung der bewegten Wand, und demnach in den Konfusor verschoben. Das Fluid in der Rezirkulation wird teilweise im Diffusor in die Grenz-



(a): Moderate Zuströmung, $ReR = 170$,
 $J = 4 \cdot 10^{-4}$

(b): Starke Zuströmung, $ReR = 28$, $J = 1 \cdot 10^{-2}$

Abbildung 5.27: Stromlinien der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit zeigen die Interaktion zwischen Zuströmung und Rezirkulation

schicht der bewegten Wand eingebbracht und wird somit langsam und gleichmäßig vermischt.

Abbildung 5.27b zeigt ein anderes Verhalten der Grundströmung im Zuge einer starken Zuströmung. In der oberen Abbildung ist zunächst auch die Rezirkulation Γ_1 erkennbar, diese wird aber nicht nur in der Mitte geteilt, sondern auch vom Strahl durchströmt. Der auf die bewegte Wand auftreffende Strahl verteilt sich in alle Raumrichtung, hauptsächlich aber in Richtung der Taschenlänge und -breite, weniger in Richtung der Lagertaschenhöhe. Der Impuls in Lagerbreitenrichtung in Verbindung mit der Versperrung des Rezirkulationspfads in der Lagertaschenmitte durch den Strahl erzeugt ein weiteres Wirbelpaar. Dieses gegenläufige Wirbelpaar Γ_2 ist

in der unteren Stromlinienabbildung neben der Rezirkulation erkennbar. Die Bildung weiterer Hauptwirbel im Lagertaschenmodell durch die Zuströmung ist ein bemerkenswertes Phänomen und kann die Vermischung aufgrund des stärkeren Queraustausches beeinflussen. Wesentlicher Aspekt der Vermischung bleibt jedoch die direkte Interaktion des Zuführungsstrahls mit der Hauptrezirkulationszone und der Grenzschicht, falls diese erreicht wird.

5.3.2 Experimenteller Versuchsaufbau

Das aufskalierte Lagertaschenmodell zeigt in der vorherrschenden Grundströmung eine interessante Kombination aus Grenzschicht- und Rückströmung und wirft die Frage über das Verhalten der Vermischung für den Fall einer Interaktion mit einer Zuführungsströmung auf. Abbildung 5.28 zeigt das aufskalierte Modell einer Lagertasche mit entsprechender Zuführung. Der experimentelle Aufbau in Abbildung 5.28 ist, mit Ausnahme der Zuführung, bereits anhand des Modells in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die Länge des Zuführungsrohrs wurde, zur Bildung einer ausgeprägten Rohrströmung, länger als das Zehnfache des Durchmessers gewählt. Die Position der Zuführung ist entsprechend der realen Lagertaschengeometrie determiniert und lässt das zugeführte Medium in den Bereich der Rezirkulation oberhalb der Grenzschicht fließen. Zur Visualisierung des Strömungs- und Vermischungsvorgangs wird ein Nebelfluid als Medium verwendet. Die Bestimmung des einfließenden Nebelvolumenstroms erfolgt mittels Schwebekörper-Durchflussmesser.

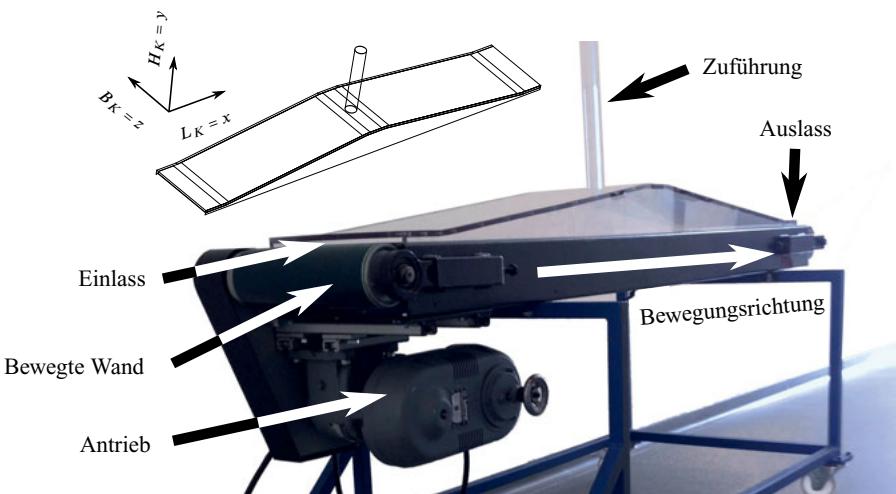


Abbildung 5.28: Experimenteller Messaufbau des Lagertaschenmodells mit Frischölzuführung

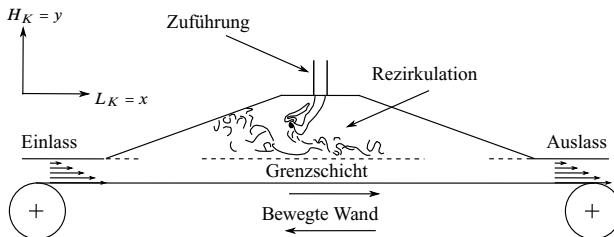


Abbildung 5.29
Schematisch
Dar-
stellung der
Strö-
mungs-
regionen,
nicht
maßstäblich [198]

Der experimentelle Versuchsaufbau ermöglicht die Identifizierung der bekannten Strömungsformen. Die bereits numerisch berechnete Interaktion der Zuführungsströmung mit der Rezirkulation lässt sich mittels Laserschnittmethode beobachten und somit auch validieren. Zu diesem Zweck wird ein Nebelfluid durch die Zuführung geführt oder umgekehrt der mit Nebel gefüllte Kanal mit Frischluft gefüllt. Eine Einordnung der verschiedenen Strömungsformen, wie eine COUETTE-Strömung im Ein- und Auslass, eine Grenzschichtströmung und eine Rezirkulation inklusive der Zuführungsströmung lässt sich anhand der nicht maßstäblichen Darstellung der Strömungsregionen in Abbildung 5.29 vornehmen.

5.3.3 Validierung und Diskussion der Ergebnisse

Zur Minimierung der maximalen Lagertemperatur ist eine inhomogene Vermischung von besonderem Interesse. Eine homogene Vermischung würde auf eine Temperaturreduktion in Abhängigkeit der Massenbilanz hinauslaufen. Dadurch könnte die Temperatur lediglich durch das Verhältnis von Temperatur und Menge des einfließenden Öls beeinflusst werden. Die inhomogene Vermischung kann den Einsatz des Frischöls minimieren und besonders partielle Bereiche des Lagers kühlen. Eine Strömung, die nur in der Lagermitte eine besonders gute, lokale Vermischung bewirkt und das schnelle Ausfließen am seitlichen Bereich des Lagers verhindert, würde die hohe Temperatur, die sich ebenfalls in der Lagermitte und in Rotationsrichtung kurz nach dem höchsten Druck einstellt, besser reduzieren, als es eine rein homogene Vermischung könnte. Eine solche Inhomogenität ist allerdings nur durch eine bestimmte Konfiguration von Geometrie und Massenstromverhältnis möglich.

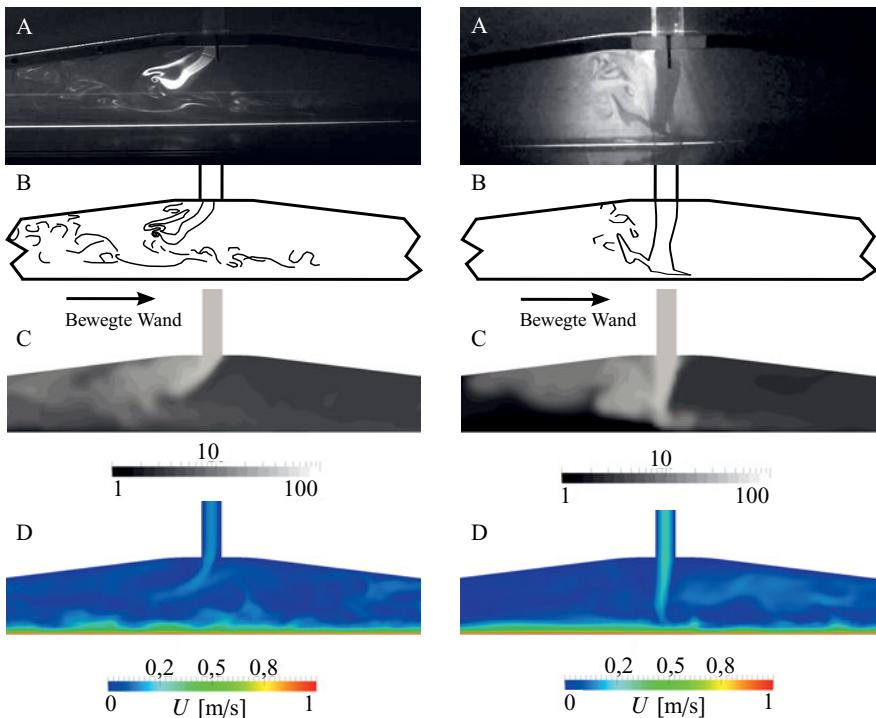
Die Abbildung 5.30 zeigt eine Variation des zugeführten Massenstroms. Abbildung 5.30a bildet eine moderate Zuströmung, d. h. einen niedrigen Wert des Impulsverhältnisses (J) bzw. einen hohen Wert des REYNOLDSzahlenverhältnisses (ReR) ab, wohingegen Abbildung 5.30b eine starke Zuströmung, d. h. einen hohen Wert des Impulsverhältnisses (J) bzw. einen niedrigen Wert des REYNOLDSzahlenverhältnisses (ReR) zeigt. Die untereinander angeordneten Abbildungen zeigen

- (A) die experimentelle Visualisierung mittels Schnittlasers des einströmenden Fluids,
- (B) die schematische Darstellung der experimentellen Ergebnisse,
- (C) eine CFD-Berechnung der Nebelkonzentration von 1 bis 100 % in einer logarithmischen Auftragung zur besseren Vergleichbarkeit mit der experimentellen Visualisierung und
- (D) die CFD-Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung.

Die Anordnung ermöglicht eine qualitative Validierung der numerischen Ergebnisse. Im Experiment wird ein Laserschnitt mit einer moderaten Zuströmung eines Nebelfluides zur Visualisierung verwendet. Dargestellt in der Momentaufnahme A der Abbildung 5.30a, zeigt der Laserschnitt eine Einströmung in das Rezirkulationsgebiet. Das einströmende Fluid wird entgegen der Bewegungsrichtung der Wand im oberen Abschnitt des Kanals von der Rückströmung mitgenommen. Es entstehen aus der Literatur [220] bekannte transiente ringförmige Wirbel [ring-like vortex]. Die Vermischung der somit entstandenen Verwirbelung mit der wandnahen Grenzschicht findet über einen weiten Bereich des Kanals im gesamten Gebiet des Strahlnachlaufs statt. Neben der mitgerissenen Fahne der Einströmung lässt die schematische Darstellung in Bild B auch den breiten Bereich der an der Vermischung hauptsächlich beteiligten Wirbel deutlich konstatieren. Diesbezüglich zeigt die Darstellung der numerisch ermittelten Fluidverteilung im Bild C eine sehr gute Übereinstimmung. Das Bild lässt auch den Abtransport der Zuströmung durch die Rezirkulation erkennen. Die Konzentration des Nebels wird nach der Einströmung in einem weiten Gebiet homogen reduziert. Darstellung D zeigt die numerisch berechnete Geschwindigkeitsverteilung. Sowohl die zum Teil instationär beeinflusste Grenzschicht, als auch die darüber liegenden großen Wirbel sind zu erkennen. Darüber hinaus wird erneut die Ablenkung des einströmenden Fluids deutlich.

Aufgrund des geringen Impulses der Einströmung und der damit verbundenen Ablenkung findet eine sehr homogene Vermischung statt. Diese prägt sich nicht nur in der Länge des Kanals aus, sondern auch in der Breite. Die Art der Vermischung wird in der Gleitlagertheorie mit einem Mischungsfaktor eingeordnet, der sich aus empirischen thermischen Taschenmischungsmodellen ergibt [86]. Mit Hilfe des CFD-Ansatzes lässt sich ebenfalls eine Bestimmung der hauptsächlich durch die Massenbilanzierung getriebene und homogene Vermischung vornehmen.

Entgegengesetzt dazu lässt sich in der Momentaufnahme A des experimentellen Abschnitts der Abbildung 5.30b ein vergleichsweise starker Strahl des Zustroms in die Lagertasche ausgezeichnet erkennen. Zur besseren Visualisierung handelt es sich um einen Luftstrahl, der in die mit Nebelfluid gefüllte Lagertasche fließt. Die ebenfalls zur einfacheren Interpretation angefertigte Skizze in Bild B zeigt das Auftreffen des Strahls auf die Grenzschicht nahe der bewegten Wand, nachdem der Strahl das Rezirkulationsgebiet ohne eine massive Ablenkung zu erfahren



(a): Moderate Zuströmung, $ReR = 170$,
 $J = 4 \cdot 10^{-4}$

(b): Starke Zuströmung, $ReR = 28$, $J = 1 \cdot 10^{-2}$

Abbildung 5.30: Qualitativer Vergleich der experimentellen (A, B) und numerischen Ergebnisse (C, D) im vertikalen und maßstäblichen Schnitt in der Mitte der Lagertaschenbreite ($B_K = 150$ mm) [224]

durchflossen hat. Lediglich ein Teil des Strahls wird von der Rezirkulation erfasst. Die CFD-Berechnung der Nebelkonzentration in der Darstellung C zeigt die Teilvermischung innerhalb der Rückströmung und eine direkte Vermischung in der Grenzschicht. Die Geschwindigkeitsverteilung in Bild D ähnelt, ausgenommen den die Rückströmung durchstoßenden Strahl, der moderaten Zuströmung.

Der stärkere Impuls führt zu einer inhomogenen Vermischung. Diese Art der Vermischung findet in der Gleitlagertheorie keine Beachtung, da es sich um einen dreidimensionalen Effekt handelt. Dieses dreidimensionale Phänomen birgt das Potential einer verbesserten Reduktion der maximalen Temperatur des Gesamtlagers und findet im Kapitel 6 Berücksichtigung.

Mit Hilfe des CFD-Ansatzes lässt sich eine genauere Bestimmung der Verteilung und damit der

globalen Vermischung, sowie eine Optimierung für den jeweiligen Anwendungsfall vornehmen.

5.3.4 Vermischung

Ein besonderes Augenmerk dieser Arbeit liegt auf der Vermischung des einströmenden Fluids mit der zum Teil komplexen Strömung in der Gleitlagertaschengeometrie. Die Anordnung der Zuströmung und der Grundströmung ist mit einer Querstrahleinmischung [214, 220] vergleichbar, wenngleich die ausgeprägte Grenzschichtströmung unterhalb des Rezirkulationsgebiets die Einströmung zusätzlich beeinflussen kann. Eine quantitative Beschreibung der Vermischung würde zwischen diesen beiden Extrema liegen; zum einen die Querstrahleinmischung in die Rezirkulation und zum anderen die Strahlvermischung in der Wandgrenzschicht der bewegten Berandung. Aufgrund der vergleichsweise schmal gestalteten Geometrie des Lagertaschenmodells ist die Vermischung über die gesamte Geometrie des Lagertaschenmodells für beide Extrema sehr ähnlich. Es findet entweder zunächst eine Ausbreitung in die Lagertaschentiefe und davon gefolgt eine Diffusion der Zuströmung in die Grenzschichtströmung der bewegten Berandung statt oder es verhält sich in der Reihenfolge umgekehrt. Die Vermischung in einer maßstäblichen Lagertasche wird sich jedoch davon nicht nur quantitativ sondern auch qualitativ unterscheiden. Die Ausprägung der Vermischung ist dann aufgrund der verschiedenen Strömungsregime in der Tasche stark abhängig vom Ort des endenden Zuführungsstrahls. Der Ort des Strahlendes steht wiederum in Abhängigkeit des Zuführungsimpulses.

Zuführung

Die Variation des Massenstroms oder der Geometrie stehen als Optionen zur Beeinflussung der Zuführung zur Verfügung. Die Variation des Massenstroms wird in der Gleitlagertheorie solange korrekt berücksichtigt, wie es zu einer homogenen Vermischung in der Lagertasche kommt. In diesen Grenzen stellt die Gleitlagertheorie eine valide Anwendung dar. Von besonderem Interesse ist daher die Erweiterung dieser Grenzen, insbesondere für eine Variation der Geometrie. Es lässt eine Optimierungsmöglichkeit ohne größeren Ölverbrauch zu. Als Möglichkeit sind beispielsweise zum einen die Querschnittsfläche und Form der Zuführungsleitung und zum anderen der Ort und Winkel der Zuführungsleitung in der Lagertasche zu nennen. Die dadurch verursachte Änderung des Impulsverhältnisses wirkt sich auf das Vermischungsverhalten des Zuführungsstrahls unmittelbar aus.

Der Strahl durchläuft abhängig vom Impulsverhältnis bis zu fünf verschiedene Querströmungsschichten.

1. Der Strahl tritt aus der Zuführungsleitung in die Lagertasche und trifft auf die reinviskose

Unterschicht, die sich an der stationären Wand im Bereich $0 \leq y_{stat}^+ < 5$ ausbildet. Ist die maximale Eindringtiefe größer als die erste reinviskose Unterschicht, dringt der Strahl in die zweite Schicht ein.

2. Gekrümmt von der Querströmung der ersten Schicht verbleibt dem Strahl der Impuls der senkrecht zur Querströmung gerichtet ist um in die zweite Schicht einzudringen. Die zweite Schicht ist die Übergangsschicht im Bereich $5 < y_{stat}^+ < 70$ der stationären Wand. Ist die maximale Eindringtiefe nach Abzug der Impulsumlenkung in der ersten Schicht größer als die Übergangsschicht, dringt der Strahl in die dritte Schicht ein.
3. Die dritte Schicht ist die Überlappungsschicht im Bereich $y_{stat}^+ > 70 > y_{bew}^+$ also im Bereich zwischen stationärer Wand und bewegter Wand. Dieser Bereich ist der Kern der Rückströmung und ist räumlich die größte Schicht, wenngleich die Folgenden Schichten deutlich höhere Querimpulse auf den Strahl ausüben. Voraussetzung dafür ist natürlich, dass die maximale Eindringtiefe des verbleibenden, senkrecht zur Querströmung ausgerichteten Impulses ausreichend groß ist.
4. Die vierte Schicht ist die Übergangsschicht im Bereich $5 < y_{bew}^+ < 70$ der bewegten Wand. Der Impuls der Querströmung erhöht sich hier exponentiell. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Strahl diese Schicht durchdringt sinkt somit deutlich.
5. Die fünfte und letzte Schicht ist die reinviskose Unterschicht im Bereich $0 \leq y_{bew}^+ < 5$ der bewegten Wand. Die Geschwindigkeit der Querströmung wird in dieser Schicht endgültig auf die Geschwindigkeit der bewegten Wand beschleunigt.

Die Veränderung des Impulsverhältnisses mittels Querschnittsflächenänderung der Zuströmung wird in der Anwendung der neuen Erkenntnisse auf Turbinengleitlager in Kapitel 6 untersucht.

Rezirkulation

Die Rezirkulation innerhalb der Lagertasche wird durch die Geometrie in Verbindung mit der bewegten Berandung verursacht und ist unabhängig von der Art und Weise der Zuführung. Die Rezirkulation ist zudem ein Strömungsphänomen, das durch verschiedene Lagertaschengeometrien, wie der eckigen, der leicht abgerundeten oder auch der halbrunden Lagertaschenform hervorgerufen wird. Die so beschaffene Grundströmung der Lagertaschengeometrie beeinflusst die Vermischung einer Zuführung mit schwachem Impuls stärker, als jene mit einem starken Einströmimpuls. Die Größe des Grundströmungsimpulses findet in der Betrachtung des REYNOLDS-zahlenverhältnisses bzw. Impulsverhältnisses Beachtung. Aufgrund der Rezirkulation implizieren die in der Praxis üblichen REYNOLDSzahlenverhältnisse bzw. Impulsverhältnisse eine starke

Beeinflussung der Vermischung, sodass von einer homogenen Vermischung über ein örtlich breites Gebiet von turbulenten Schwankungen auszugehen ist.

Turbulente Schwankung

Im Bereich der hohen turbulenten Schwankungen findet innerhalb der Übergangsschicht der Grenzschichtströmung eine sehr starke Vermischung statt. Die turbulenten Schwankungen führen zu einer Vermischung; die Aufteilung der Zuführung kann jedoch zuvor stark beeinflusst worden sein. Obwohl der größte Teil der Vermischung innerhalb der turbulenten Schwankungen stattfindet, wird die Hetero- oder Homogenität der Vermischung nicht durch die Schwankungen bestimmt, sondern durch die globale Strömungsform.

Diese drei Hauptaspekte, die Art der Zuführung, die Interaktion mit der Rezirkulation und die vorherrschenden turbulenten Schwankungen müssen in einer Vermischungsberechnung berücksichtigt und richtig abgebildet werden. Eine fundamentale Verbindung zwischen REYNOLDS-zahlenverhältnis bzw. Impulsverhältnis und Homogenität der Vermischung lässt sich aber auch qualitativ beobachten. Die Beeinflussung der Vermischung kann daher vermeidlich über die Art der Zuführung durch geometrische Variationen oder Änderung des Massenstroms erfolgen. Eine solche Beeinflussung der Vermischung und die Auswirkungen auf das Gleitlagerverhalten wird Gegenstand des folgenden Kapitels sein.

Kapitel 6

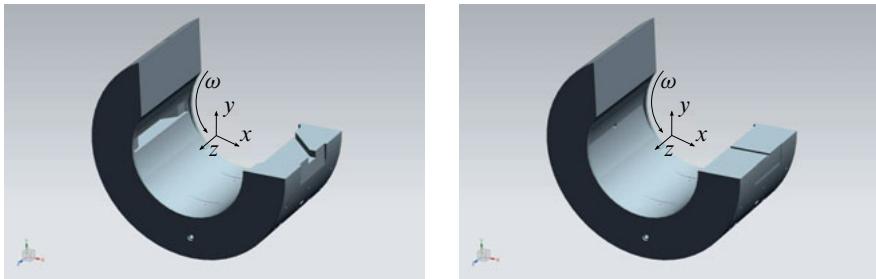
Anwendung der Erkenntnisse auf Turbinengleitlager in Schwerbauweise

Die Anwendung der bisher entwickelten Methodik zur Strömungs- und Vermischungsuntersuchung in Gleitlagertaschen wird die Auswirkungen der Lagertaschenvermischung in Hinblick auf das Lagerverhalten zeigen. Hierbei wird eine maßstabsgerechte Geometrie unter Einbeziehung eines Sektorabschnitts des Lagers verwendet.

Unter der schrittweisen Erhöhung der physikalischen und geometrischen Komplexität vom Konfusor bis hin zum Lagertaschenmodell stellen die exzellenten Ergebnisse der Lagertaschenuntersuchung eine fundierte Grundlage in der Anwendung der numerischen Methodik auf die reale Physik und Geometrie des Turbinengleitlagers in Schwerbauweise dar. Die Methodik bietet die Möglichkeit sowohl Strömungsphänomene als auch Vermischungsaspekte genauer zu studieren.

Der zuvor fokussierte Blick auf die Lagertaschengeometrie zeigt ausschließlich das Mischungsverhalten des zugeführten Frischöls und des in der Lagertasche befindlichen Öls. Der Einfluss auf die Maximaltemperatur im Lager bleibt bei dieser Betrachtung der Lagertasche unbekannt. Neben der thermischen Gesamteffizienz ist die Maximaltemperatur ein entscheidendes Auslegungskriterium der Gleitlagerkonstruktion. Eine Überschreitung der maximal zulässigen Temperatur kann zu ungewünschten Ölablagerungen und Schäden an der Lagerschale führen oder im Extremfall die Tragfähigkeit des Lagers gefährden. Der Einfluss der in der Lagertasche stattfindenden Vermischung auf die Maximaltemperatur im Bereich der tragenden unteren Lagerschale, dem Tragspiegel, ist somit ein weiterer zentraler Punkt.

Die Wahl eines Turbinengleitlagers in Schwerbauweise fällt auf das in Kapitel 4 bereits betrachtete Gleitlager der Bauart Siemens AG. Details dieses an der Ruhr-Universität Bochum experimentell untersuchten Gleitlagers finden sich in Tabelle 2.1. Ein besonderes Augenmerk wird auf die Variation der Zuströmgeometrie gelegt und eine Ausführung mit trichter- und kanal-



(a): Trichterförmige Zuströmgeometrie

(b): Rechteckförmige Zuströmgeometrie

Abbildung 6.1: Betrachteter Lagerabschnitt [224]

förmiger Gestalt ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Abweichend vom Lagertaschenmodell, das in Analogie zur Literatur des Strahls in einer Querströmung eine runde Zuführungsgeometrie verwendet, ist die Zuführung des beispielhaften Industrielagers eckig gestaltet. Die Beeinflussung der Zuführungsgeometrie auf das Gleitlagerverhalten wird im Folgenden genauestens untersucht.

6.1 Strömungsphänomene

Die Studien der Lagertaschen, unter Berücksichtigung der Randbedingungen aus der Gesamtlagerberachtung, führen zu validierten Simulationsmethoden, beschränken sich aber aufgrund des damit gewählten Fokus auf die Gleitlagertaschen. Wie zuvor im aufskalierten Modell identifiziert, sind die zu erwartenden Strömungs- und Vermischungsphänomene in der realen Gleitlagertasche ein Rezirkulationsgebiet und eine interagierender Quereinströmung. Das Vermischungsverhalten steht dabei in Abhängigkeit des Impulsverhältnisses von Grundströmung und Einströmung. Weitergehend müssen nicht nur die Strömungsphänomene in der realen Lagertasche verstanden werden, sondern auch die Strömung im nachfolgenden maßstabsgerechten Lagerspalt beherrscht werden.

6.1.1 CFD-Simulation

Die entwickelte CFD-Methode zur Berechnung der Gleitlagertaschenvermischung wird an dieser Stelle auf einen partiellen Strömungsraum im maßstabsgerechten Turbinengleitlager übertragen. Wichtige Kriterien, wie der Aufbau des Rechengitters und die Turbulenzmodellierung, werden identisch zur Lagertaschenmodellierung verwendet.

Zur Berechnung der CFD-Simulation in einem Turbinengleitlager wurden verschiedene Gitter mit einer Zellenanzahl zwischen 688 298 – 2 765 078 Zellen, einem maximalen Aspektverhältnis

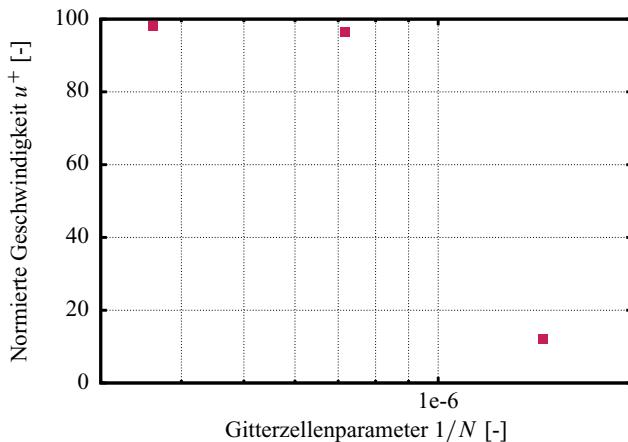


Abbildung 6.2
Gittergrößenabhängiges Konvergenzverhalten der partiellen Turbinengleitlagerberechnung

von 297,21 und einer maximalen Schiefe der Zellen von 2,36 verwendet.

Für die CFD-Berechnung der Interaktion zwischen Lagertaschen und Tragspiegel wurde ebenfalls eine Gitterabhängigkeitstudie durchgeführt. Abbildung 6.2 zeigt einen für eine Gitterunabhängigkeit typischen asymptotischen Verlauf. Eine lokale Verfeinerung des Netzes im Bereich der Zuführgeometrie bis hin zum Rotor stellt eine Besonderheit des Rechengitters dar. In Abhängigkeit der Zuführungsgestaltung ist dieser Bereich der Ort der Vermischung und eines möglichen Auftreffens eines Prallstrahls. Das begründet die notwendig gewordene lokale Verfeinerung des unstrukturierten hexaedrischen Gitters.

Die Randbedingungen und insbesondere die Größe des Rechengebiets der CFD-Berechnung liefern die in Kapitel 4 ausgearbeiteten Ergebnisse der Turbinengleitlagerberechnung. Die Füllungsgradverteilung der Turbinengleitlagerberechnung und damit die Bestimmung des Winkelabschnitts in der Oberschale an der der Lagerspalt wieder vollständig mit Öl gefüllt ist, ergibt die obere Grenze des Rechengebiets. Eine Besonderheit dieses Rechengebiets ist das Ausbleiben eines Kavitationsgebiets und eines nennenswerten seitlichen Lufteinzugs, sodass dieser Teil des Turbinengleitlagers einphasig gerechnet werden kann. Als Einlassrandbedingung kann aufgrund der nicht druckgetriebenen COUETTE-Strömung eine Umgebungsdruckrandbedingung und eine freie Einströmung gewählt werden. Die Einströmgeometrie mit einer Spaltlänge zehnmal länger als die Höhe des Spalts bildet aufgrund der Geschwindigkeitsrandbedingung der rotierenden Welle mit einer Drehzahl von 3000 min^{-1} eine ausgeprägte COUETTE-Strömung aus. Die Druck- und Temperaturverteilung der Turbinengleitlagerberechnung lassen eine Bestimmung des notwendigen Endes des Rechengebiets zu. Denn eine zweckmäßige Aussage über das Temperaturverhalten des Gleitlagers in Abhängigkeit der Ölzführungsgestaltung kann nur durch die

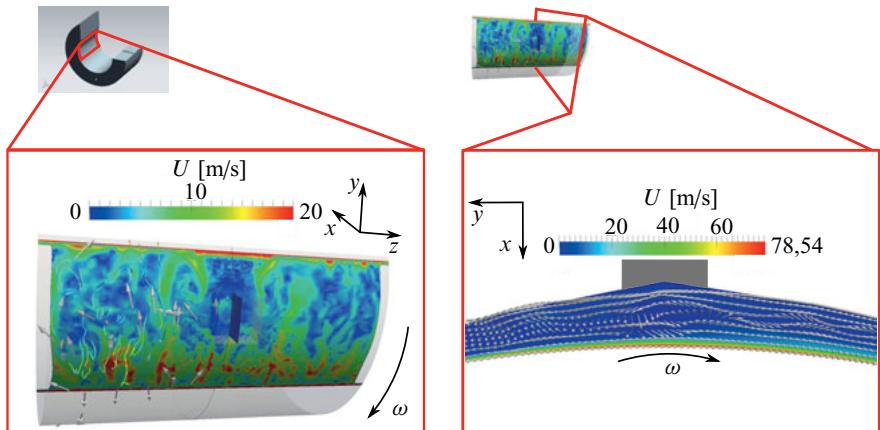
Berechnung der maximalen Temperatur kurz nach dem maximalen Druck in der Unterschale geschehen. Der Bereich des maximalen Drucks und der maximalen Temperatur wird somit Teil des Rechengebiets und stellt das untere Ende dar. In Rotationsrichtung nachgelagert kann als Austrittsrandbedingung eine Umgebungsdruckrandbedingung gewählt werden. Der Zuführvolumenstrom in der Lagertasche wiederum wird mit 2 l/s für einen nominalen Fall realitätsnah nach Norm [5] festgelegt. Für eine realistische Turbulenzmodellierung wurde auf die in Kapitel 5 validierte LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation (LDMMS) zurückgegriffen.

Die bisherige trichterförmige Zuströmgeometrie eines Gleitlagers für Dampf- und Gasturbinen in Schwerbauweise, in Abbildung 6.1a dargestellt, ist hinsichtlich der Einström-REYNOLDS-Zahl nicht eindeutig. Sowohl Geschwindigkeit und Querschnittfläche des Trichteranfangs, als auch jene des -endes können zur Definition des REYNOLDSzahlenverhältnis dienen. Zudem sind Zuführungsgeometrien in Kanalform ebenso üblich. Daher wird für die weitere Untersuchung eine rechteckförmige Zuströmgeometrie in einer Variation der geometrischen Abmessungen verwendet. Abbildung 6.1b zeigt eine solche rechteckförmige Zuströmgeometrie; genauer die der kleinsten verwendeten geometrischen Abmessungen.

6.1.2 Grundlegende Strömungsform der Gleitlagertasche

Die von einer Zuströmbedingung des Frischöls unbeeinflusste Grundströmung in der Gleitlagertasche findet sich hinsichtlich der REYNOLDS-Zahl in einer für industrielle Turbinengleitlager in Schwerbauweise typischen Höhe wieder. Wie bereits in Kapitel 5 beschrieben, kann die Lagertaschengeometrie, die in ihrer Form einer Sichel ähnelt, in Verbindung mit der rotierenden Welle mit der allgemein bekannten Nischenströmung (englisch: lid-driven cavity) verglichen werden. Die Grundströmung in der Lagertaschengeometrie ist durch die LDMMS berechnet und in Abbildung 6.3 dargestellt.

Dreidimensionale Effekte, die in der Literatur [192] beschrieben werden und Ähnlichkeit zu den bekannten GÖRTLER-Wirbeln aufweisen, zeigen sich auch in der numerischen Berechnung in Abbildung 6.3a. In dieser Berechnung der Grundströmung lassen sich jedoch keine stationären Wirbel, wie es bei TAYLOR-GÖRTLER-Wirbeln der Fall sein kann, konstatieren. Die in den aufskalierten und schmäler gestalteten experimentellen Modellen beobachteten Randeffekte spielen im vergleichsweise breiten, maßstabsgerechten Lager keine Rolle. Ein Querschnitt durch die Lagertasche in Abbildung 6.3b zeigt das bekannte Strömungsverhalten der Nischenströmung. Im Detail stellt sich eine Grenzschichtströmung über der bewegten Wand und einer darüber liegenden Rezirkulation dar. Dieses aus den aufskalierten Experimenten bekannte Verhalten zeigt sich aufgrund der REYNOLDSähnlichkeit auch hier im Realmaßstab.



(a): Ansicht von außen auf die gesamte Lagertasche

(b): Schnitt durch die Lagertasche

Abbildung 6.3: Numerische Betrachtung der linken Lagertasche [224]

6.1.3 Zuführungsabhängige Strömungsform der Gleitlagertasche

Die grundlegende Strömungsform in der Gleitlagertasche in Form der Rezirkulation lässt sich nach bisherigen Erkenntnissen durch eine geeignete Variation der Zuführungsströmung beeinflussen. Die Variation der Zuführungsströmung lässt sich in zweierlei Maße erreichen. Zum einen durch die Veränderung der Massenbilanz zwischen der Zuführungsströmung der Lagertaschenströmung durch Steigerung oder Herabsetzung der Zuführungsströmung und zum anderen durch die Verkleinerung oder Vergrößerung der Zuführungsgeometrie, also dem hydraulischen Durchmesser der Zuführung.

Variation der Massenbilanz

Die Variation der Massenbilanz ist ein erster Schritt zur umfassenden Betrachtung verschiedener Zuführungsregime. Die Geometrie der Zuführung wird konstant gehalten und der Zuführungs-massenstrom der linken Lagertasche verändert. Verschiedene Zuführungsmassenströme führen zu verschiedenen Vermischungseffekten und somit auch zu unterschiedlichen Temperaturen; eine klare Ursachentrennung der Temperaturreduktion ist jedoch nicht möglich. Aufgrund der lediglich impliziten Aussagekraft der Massenbilanzvariation liegt kein Fokus auf dieser Berechnung. Zudem ist eine Steigerung des Ölvolumenstroms zur Versorgung des Gleitlagers aus Effizienzsicht des Gesamtölsystems nicht erstrebenswert, da auch der Wirkungsgrad der nachgeschalteten

Wärmetauscher mit sinkender treibender Temperaturdifferenz abnimmt. Als einfacher Lösungsansatz zur Temperaturreduktion und als Vergleichsmaßstab ist die Variation des Massenstroms jedoch ebenfalls durchgeführt worden.

Variation der Geometrie

Ein weiterer Aspekt der Vermischungsanalyse ist die Variation der Zuführgeometrie. Hinsichtlich eines Vergleichs ist die Änderung der Geometrie besonders interessant, weil der zugeführte Massenstrom konstant bleibt. Die Geometrievariation der Zuführung ändert lediglich das REYNOLDSzahlenverhältnis (ReR) bzw. das Impulsverhältnis (J) und damit auch den Vermischungsvorgang und nicht zuletzt die Temperaturverteilung im Lager. So können aufgrund der Änderung des REYNOLDSzahlenverhältnisses die Temperatureffekte explizit beobachtet werden. Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die Variation der Geometrie beginnend mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ bzw. einem Impulsverhältnis $J = 5 \cdot 10^{-5}$ und somit einer sehr großen aber in der Anwendung nicht unüblichen Zuführungsgeometrie. Die Fläche der trichterförmigen Zuführung des in Abbildung 6.1a dargestellten Industriegleitlagers übertrifft die Fläche der Geometrie mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ sogar. Die dadurch sehr langsam einströmende Frischölversorgung mit einem kleinen Impulsverhältnis bildet in der Interaktion mit der Rückströmung der Lagertasche transiente große Wirbel in der Zuführungsgeometrie. Diese transienten Wirbel sind jedoch instabil und finden sich daher in den Stromlinien der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit in Abbildung 6.4 nicht, jedoch in Abbildung 6.5 wieder.

Abbildung 6.4 zeigt die Auswirkung der Geometrieveränderung auf das Strömungsverhalten in der Lagertasche. In den Abbildungen ist der Blickwinkel von außen auf die Lagertasche und die Zuführung gerichtet. Die Stromlinien spiegeln die über einen kurzen Zeitraum von 10 ms gemittelte Geschwindigkeit wider. Dieser Zeitraum von 10 ms entspricht einer halben Wellenumdrehung. Die Verwendung des zeitlichen Mittels bietet die Möglichkeit grundlegende oder wiederkehrende Wirbelsysteme zu identifizieren.

Alle Darstellungen in Abbildung 6.4 zeigen die normierte Temperaturänderung, die sich anhand der Gleichung (6.1) ergibt.

$$\Delta\vartheta^+ = \frac{T}{T_{mix}} - 1 \quad (6.1)$$

Die Normierung der Temperaturänderung erfolgt mit Hilfe der Mischungstemperatur (T_{mix}). Sie stellt eine berechnete Temperatur für den Fall einer vollständig homogenen Vermischung von heißem Öl aus der Oberschale und kühlerem Öl aus der Zuführung dar. Eine Abweichung in den positiven oder negativen Bereich ist demnach einer lokalen Über- oder Untertemperatur

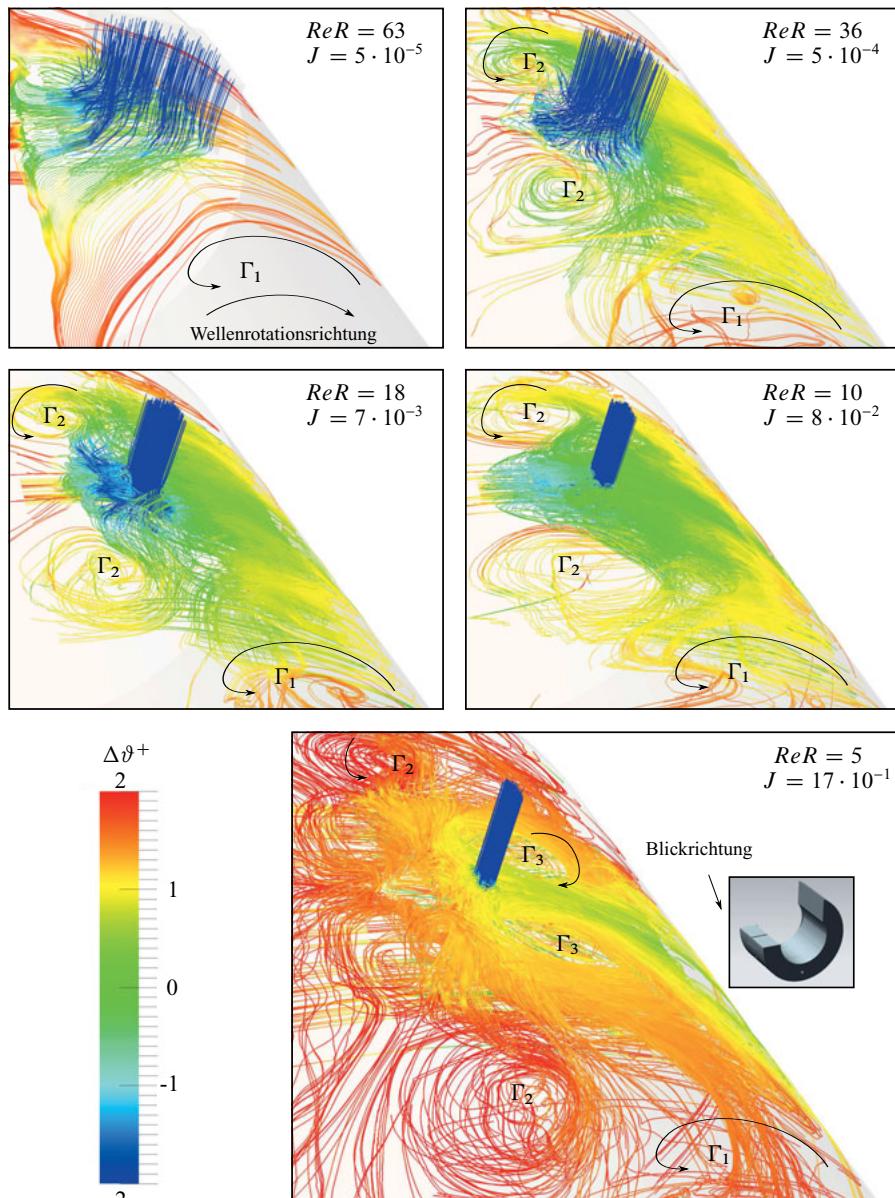


Abbildung 6.4: Stromlinien der zeitlich gemittelten Lagertaschenströmung

vom Mittelwert gleichzusetzen.

Eine Temperaturerhöhung erfolgt durch die Berechnung der Scherkräfte anhand der Gleichung (3.64). Die Scherkräfte in einem Gleitlager sind besonders hoch und stellen den größten Beitrag zur Aufheizung des Fluids dar.

Die Stromlinien des REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 63$ in Abbildung 6.4 lassen sehr gut die bereits als grundlegende Strömungsform identifizierte Rückströmung Γ_1 entgegen der Rotationsrichtung der Welle in der Lagertasche erkennen. Zudem zeigt sich die impulschwache aber kühle Einströmung in die Rezirkulation, die dadurch im Rahmen eines Hufeisenwirbelsystems [horse-shoe vortex system] geteilt und aufgefächert wird. Es entsteht ein Nachlaufgebiet hinter dem Zuführungsstrahl. In Analogie zur Beschreibung des Zuführungstrahls in die Rückströmung des Lagertaschenmodells wird der Bereich ausgehend von der Rezirkulationsrichtung hinter dem Zuführungsstrahl als Nachlaufgebiet bezeichnet. Eine Bildung stationärer weiterer Wirbel bleibt aus. Damit weist das Strömungsverhalten der Lagertaschen mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ Parallelität zur moderaten Einströmung des Lagertaschenmodells in Abbildung 5.27a. In beiden Fällen ist das Impulsverhältnis mit $J = 4 \cdot 10^{-4}$ für das Modell bzw. $J = 5 \cdot 10^{-5}$ für die maßstäbliche Lagertasche klein und die Beeinflussung auf die Grundströmung durch den Strahl ist gering, wohingegen die Beeinflussung der Grundströmung auf den Strahl sich als erheblich darstellt.

Abbildung 6.4 stellt nicht nur die größte Zuführungsgeometrie sondern auch eine schrittweise Verkleinerung der Zuführungsfläche und somit auch eine Verkleinerung des REYNOLDSzahlenverhältnisses und damit die Vergrößerung des Impulsverhältnisses dar. Schon die Stromlinien des REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 36$ zeigen die Auswirkungen der Flächenreduktion auf das Strömungsverhalten. Zwar bleibt die Rezirkulation Γ_1 stets erhalten, jedoch bilden sich weitere Wirbelsysteme. Die Einströmung erhöht aufgrund der Flächenverkleinerung bei gleichbleibendem Volumenstrom ihren Zuführungsimpuls und bringt eine stärkere axiale Strömung in die Tasche ein. Das Nachlaufgebiet bildet in Verbindung mit der Blockierung der Rückströmung durch die Zuführung ein gegensinnig rotierendes Wirbelpaar Γ_2 . Damit zeigt das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 36$ bzw. das Impulsverhältnis $J = 5 \cdot 10^{-4}$ aber auch alle anderen hochimpulsen Zuführungskonfigurationen eine Ähnlichkeit mit der starken Einströmung in das Lagertaschenmodell der Abbildung 5.27b, wenngleich in der realen Lagertasche die Breite der Tasche deutlich erhöht und damit die Ausprägung der Wirbel in axialer Richtung verstärkt ist.

Die REYNOLDSzahlenverhältnisse $ReR = 18$ und $ReR = 10$ bzw. die Impulsverhältnisse $J = 7 \cdot 10^{-3}$ und $J = 8 \cdot 10^{-2}$ zeigen ein vergleichbares Strömungsverhalten wie im Fall des REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 36$. Dabei breitet sich das neugebildete Wirbelpaar Γ_2 mit steigendem Impulsverhältnis weiter aus. Das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 10$ zeigt bereits ein verstärktes Aufprallen der Zuströmung auf die Grenzschichtströmung der rotierenden Wel-

le aufgrund des erhöhten Impulsverhältnisses von $J = 8 \cdot 10^{-2}$. Im Zuge dieses Aufprallens wird das kühлere Frischöl entgegen der Rotationsrichtung und damit zwischen das Wirbelpaar Γ_2 geföhrt und eine Ausbreitung des Wirbelpaares Γ_2 in Rotationsrichtung findet statt.

Die schrittweise Verkleinerung der Geometrie in Abbildung 6.4 führt strömungsmechanisch zu einem größeren Zuführungsimpuls und einer somit gezwungenen Durchströmung der Zuströmung durch die rezirkulierende Grundströmung der Lagertasche. Als gegensätzliche Ausführung zum REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ ist das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$ eine besonders kleine Öffnung der Zuführungsleitung und in der Praxis eher unüblich. Das Impulsverhältnis ist mit $J = 17 \cdot 10^{-1}$ mit Abstand das größte Verhältnis. Die sich einstellende Strömungsform eines Prallstahls der auf die rotierende Welle trifft, ist aber von großem Interesse für das Vermischungsverhalten und begründet die Verwendung einer solchen Geometrie.

Das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$ bzw. $J = 17 \cdot 10^{-1}$ zeigt abschließend das komplexeste Wirbelbild. Die Wirbelsysteme der höherzahligen REYNOLDSzahlenverhältnisse und kleinem Impulsverhältnis zeigen eine stärkere Ähnlichkeit zum experimentell validierten Lagertaschenmodell. Daher ist das Ergebnis des komplexen Wirbelsystems des kleinsten REYNOLDSzahlenverhältnisses und stärksten Impulsverhältnisses als explorativ anzusehen. Das durch die Teilung der Rezirkulation Γ_1 induzierte flache Wirbelpaar Γ_2 wird deutlich in axiale Richtung aufgespreizt. Dieses Wirbelpaar Γ_2 liegt somit weit axial versetzt zum Zuführungsstrahl und verdeutlicht damit den starken Impuls der Zuführung. Zusätzlich zu dieser Beeinflussung des Wirbelpaares sind weitere Wirbel entstanden. Ein deutlich ersichtliches und daher auch hier aufgeführtes Wirbelpaar Γ_3 bildet sich ebenfalls induziert durch die Versperrung aufgrund der Zuführung. Die Rezirkulation bildet in Verbindung mit dem Zuführungsstrahl dieses kompakte Wirbelpaar in unmittelbarer Nähe der Zuführung. Das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$ bzw. $J = 17 \cdot 10^{-1}$ zeigt neben den hier aufgeführten Wirbelpaaren weitere Zirkulationen insbesondere im Nachlaufgebiet des Zuführungsstrahls. Wie jedoch bereits erläutert sind die entscheidende Kontributoren der Vermischung das Auftreffen des Strahls auf die Wandgrenzschicht und die Ausbreitung des Frischöls in axialer Richtung aufgrund des Zuführungsimpulses.

6.2 Vermischungsverhalten

Die Strömungsphänomene beeinflussen maßgeblich das Vermischungsverhalten der Lagertasche. Die Fragestellung der Vermischung resultiert jedoch ursprünglich aus einer thermischen Problematik. Die CFD-Berechnung muss somit unter der Berücksichtigung einiger thermischer Randbedingungen durchgeführt werden. Der rotierenden Welle wird wegen ihrer thermischen Trägheit eine feste Temperatur vorgegeben, gleiches geschieht mit dem Zuführungsvolumen-

strom. Die Lagerschalenwände werden als adiabat angenommen und ein konjugierter Wärmetransport aufgrund der komplexeren Berechnungsmethode nicht berücksichtigt. Der Strömung aus dem Lagerspalt wird entsprechend den Ergebnissen der Gesamtlagerberechnung eine ebenfalls feste Temperatur aufgeprägt. Anhand der Temperatur wird die Viskosität des Öls bestimmt. Die Temperaturerhöhung im Lagerspalt, die der Zuführungstasche nachgelagert ist, ist ein Resultat der hohen Scherkräfte. Die Scherkräfte sind eines der nicht zu vernachlässigenden Strömungsphänomene in einem Gleitlager und werden nach Gleichung (3.64) innerhalb der Simulation berechnet.

Ein weiteres Phänomen ist die in den ausgiebigen Studien in den Abschnitten 5.3 und 6.1.3 dargestellte Grundströmung und die Interaktion mit der Frischölzuführung. Ausgehend von einem üblichen REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ bzw. Impulsverhältnis $J = 5 \cdot 10^{-5}$ im Bereich der stationären Dampf- und Gasturbinen und mit Hilfe der ausgereiften Methodik einer LES lassen sich vom Standard abweichende REYNOLDSzahlenverhältnisse bis hin zu einem Extremfall eines Strahleinlasses mit einem sehr großen Impulsverhältnis betrachten (vgl. Abbildung 6.5). Die Zuführung in Form eines Strahls wurde in der Literatur (z. B. [60]) diskutiert. Die Aufschlüsselung der Effekte konnte jedoch ohne eine genaue CFD-Berechnung nicht erreicht werden. Abbildung 6.5 stellt die schrittweise Reduktion des REYNOLDSzahlenverhältnisses bzw. Erhöhung des Impulsverhältnisses durch Verkleinerung der Zuführgeometrie bei gleichbleibendem Massenstrom dar. Die paarweise angeordneten Bilder zeigen links den Schnitt durch die Mitte der Lagertasche und des rechteckigen Zuführungskanals. Im rechten Bild ist der Bereich der Unterschale und des Tragspiegels zu erkennen. Der Spalt im Bereich der Unterschale wurde dazu in der ersten Zellschicht nahe der Welle geschnitten. Aufgrund des konvergierenden Spalts bei gleichbleibender Zellanzahl über die Spalthöhe beträgt der radiale Abstand zur Welle zwischen 0,04 mm und 0,09 mm. Alle Darstellungen in Abbildung 6.5 zeigen die normierte Temperaturänderung ($\Delta\vartheta^+$) der Gleichung (6.1).

Wird der Blick zunächst auf die Schnitte durch die Lagertasche in Abbildung 6.5 gerichtet, lässt sich im Falle eines REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 63$ beobachten, wie aufgrund der sehr langsamen Einströmung des kühleren und daher blau eingefärbten Fluids im geometrisch großen Einlass die Rückströmung als dominierender Faktor auftritt. Die Rückströmung durchzieht den Einlass mit großen aber transienten Wirbeln. Diese färben sich grün und befinden sich somit thermisch im Bereich einer homogenen Vermischung. Die aufgeheizte, rot eingefärbte Grenzschicht am Rotor ist durch das einströmende Fluid nicht direkt beeinflusst. Mit kleiner werdendem REYNOLDSzahlenverhältnis und damit größer werdendem Impulsverhältnis ändert sich diese Begebenheit.

Eine Verringerung des REYNOLDSzahlenverhältnisses auf $ReR = 36$ und Erhöhung des Impulsverhältnisses auf $J = 5 \cdot 10^{-4}$ ist bei gleichbleibendem Volumenstrom gleichbedeutend mit

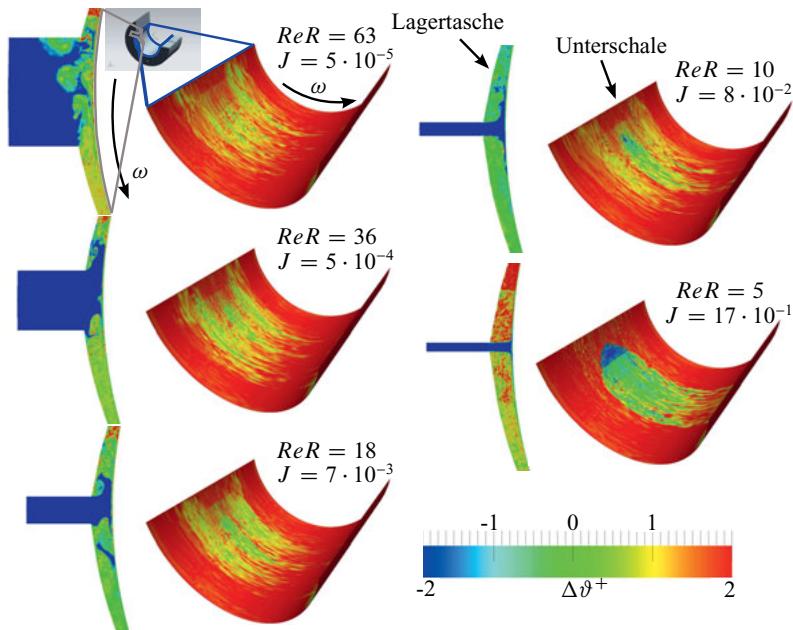


Abbildung 6.5: Normierte Temperaturänderung der linken Lagertasche und des unteren Lagerspalts [224]

einer Verkleinerung der Zuströmgeometrie; gleichzeitig vergrößert sich die Geschwindigkeit der Einströmung. Die Rezirkulation wird transient unterbrochen und kühleres Öl wird entgegen der Rotationsrichtung in Impulsen in den Schmierspalt geschleppt. Es bilden sich ringförmige Wirbel [ring-like vortex] am Übergang der Zuführungsgeometrie in die Lagertasche. Dieses aus der Literatur bekannte Phänomen konnte bereits im Lagertaschenmodell beobachtet werden. Die Grenzschicht wird weiterhin wenig beeinflusst, da diese oberhalb des Rotors sehr dünn ausgebildet ist.

Das Einström- und Vermischungsverhalten des REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 18$ bis 5 bzw. des Impulsverhältnisses $J = 7 \cdot 10^{-3}$ bis $J = 17 \cdot 10^{-1}$ nähert sich sukzessive einem Prallstrahlcharakteristikum. Die Beeinflussung durch die Rezirkulation nimmt mit der Ausprägung der Charakteristik stetig ab. Erst der Prallstrahl bringt einen entsprechend großen Impuls in die Grundströmung ein um die Grenzschicht aufzubrechen.

Das REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$ bzw. Impulsverhältnis $J = 17 \cdot 10^{-1}$ zeigt einen so starken Impuls, dass eine heterogene Kühlung in der Mitte des Lagers, aber auch eine stärkere axiale Ausbreitung stattfindet. Diese Beobachtung ist mit den sich axial ausbreitenden Wirbeln

in Abbildung 6.4 des REYNOLDSzahlenverhältnisses $ReR = 5$ kongruent.

Wird der Fokus auf die Darstellung der Unterschale gesetzt, so lässt sich die normierte Temperaturänderung in Lagerbreite beobachten. Die Auswertung der Temperaturänderung ermöglicht eine Schlussfolgerung der Einströmvariation zu ziehen. Die numerischen Ergebnisse der normierten Temperaturänderung im unteren Lagerspalt sind in Abbildung 6.5 für die jeweiligen REYNOLDSzahlenverhältnisse rechts neben den Schnitten der Lagertasche dargestellt. Ein großes REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ bzw. ein kleines Impulsverhältnis und die damit verbundene homogene Vermischung führen zu einer breiten und somit globalen Reduktion der Temperatur. Verursacht wird die globale Temperaturreduktion durch das Mitschleppen des Frischöls in das Rezirkulationsgebiet. In diesem Winkelabschnitt wird das Frischöl lange gehalten und in Lagerbreite verteilt. Sinkt das REYNOLDSzahlenverhältnis und steigt damit das Impulsverhältnis, wird die Vermischung zunehmend inhomogener; die Abkühlung gestaltet sich lokaler. Der mit sinkendem REYNOLDSzahlenverhältnis steigende Impuls der kalten Einströmung durchbricht zunehmend die thermische Grenzschicht. Die sich stetig in Richtung eines Strahls entwickelnde Einströmung wird schneller mitgerissen und weniger breit verteilt. Die Entwicklung mündet im Auftreffen eines Prallstrahls auf der Welle. Eine weitere Reduktion des REYNOLDSzahlenverhältnisses bzw. Erhöhung des Impulsverhältnisses könnte in einer erneuten Verbreiterung des Abkühlbereichs enden und wird nicht näher verfolgt. Zudem würde eine weitere Erhöhung des Einströimpulses durch nichtlinear ansteigende Strömungsverluste einen zunehmenden thermischen Eintrag zur Folge haben und stellt damit einen gegenläufigen Effekt zur lokalen Kühlung dar.

6.3 Temperaturverteilung

Eines der interessantesten Aspekte der Turbinengleitlagerberechnung ist die Temperaturverteilung. Maßgeblich beeinflusst durch die Vermischung infolge einiger komplexer Strömungsvorgänge bleibt insbesondere die maximale Temperatur ein wichtiger Parameter der Lagerauslegung. Die Temperaturverteilung im Lager ist über die Lagerbreite nicht gleichmäßig. Es kann nicht nur einen Anstieg der Temperatur in Rotationsrichtung postuliert werden, sondern auch über die Breite. Zur Verdeutlichung der Auswirkungen verschiedener Strömungsbedingungen, gekennzeichnet durch unterschiedliche REYNOLDSzahlenverhältnisse (ReR) bzw. Impulsverhältnisse (J), wurden in Abbildung 6.6 die Temperaturverläufe abgewickelt und über die Lagerbreiten 100, 200 und 500 mm (gesamte Lagerbreite) gemittelt dargestellt. Beispielhaft sind die REYNOLDSzahlenverhältnisse $ReR = 5, 10$ und 63 bzw. Impulsverhältnisse $J = 17 \cdot 10^{-1}$, $7 \cdot 10^{-3}$ und $5 \cdot 10^{-5}$ gezeigt.

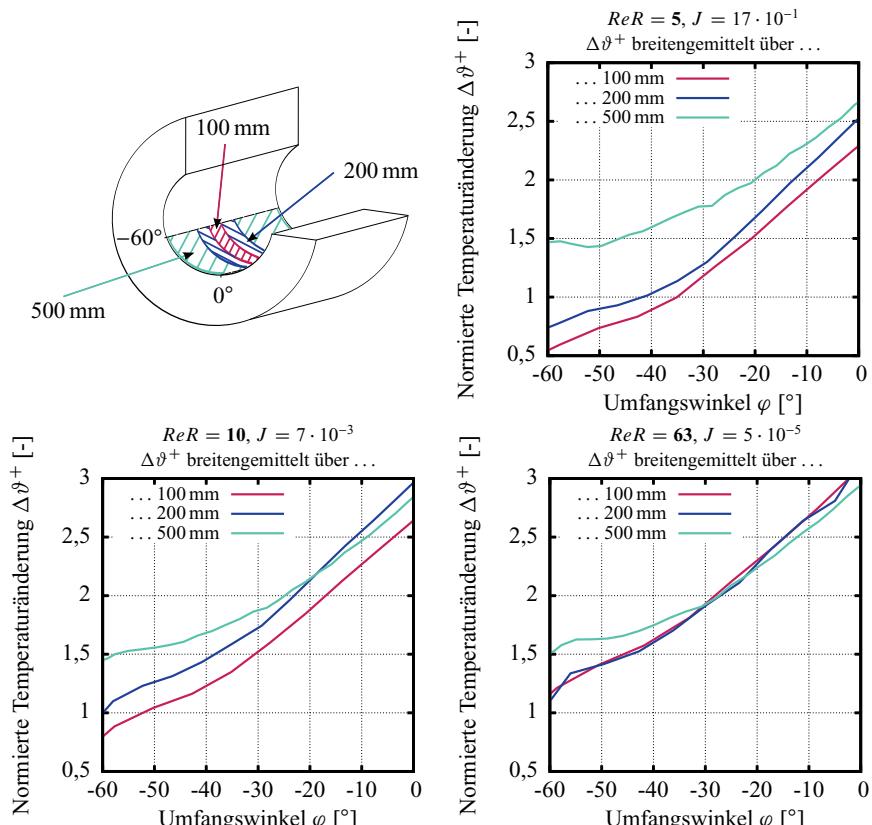


Abbildung 6.6: Normierte Temperaturänderung ($\Delta\vartheta^+$) über den Umfangswinkel (φ) für verschiedene REYNOLDSzahlenverhältnisse (ReR) bzw. Impulsverhältnisse (J) [224]

Dabei wurden in Abbildung 6.6 die normierte Temperaturänderung ($\Delta\vartheta^+$) über einen Bereich des Umfangswinkels $\varphi = -60$ bis 0° aufgetragen. Der Beginn dieses Bereichs wurde bei -60° am Ende der linken Lagertasche gewählt, um eine Beeinflussung derselben zu vermeiden. Das Ende des Bereichs liegt vor einem Abschnitt möglicher Laminarisierung der Strömung. Ein Wechsel der Berechnung vom turbulenten in den laminaren Zustand ist auch mangels experimenteller Validierung nicht vorgesehen.

Eine nähere Betrachtung der drei Kurvenverläufe für die Breitenmittelung über 100, 200 und 500 mm eines jeden Diagramms zeigt deutliche Unterschiede in Abhängigkeit des

Impuls- bzw. REYNOLDSzahlenverhältnisses. Für ein hohes Impulsverhältnis mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$ ist ein Minimum bei -60° mit der größten Auf spreitung der verschiedenen Breiten zu erkennen. Im weiteren Verlauf steigen die normalisierten Temperaturen an und die drei Mittelungen über die verschiedenen Breiten laufen zusammen. Dieses Verhalten ist zwar bei allen REYNOLDSzahlenverhältnissen ähnlich, aber deutlich unterschiedlich stark ausgeprägt. Der Vergleich der Diagramme lässt schlussfolgern, dass ausgehend von einem kleinen REYNOLDSzahlenverhältnis bzw. hohem Impulsverhältnis mit heterogenem Temperaturbild mit steigendem REYNOLDSzahlenverhältnis bzw. sinkendem Impulsverhältnis eine Homogenisierung der Temperatur über der Lagerbreite eintritt. Gleichzeitig ist auch ein Anstieg der zusammenlaufenden Kurven bei 0° Umfangswinkel mit sinkendem Impulsverhältnis oder umgekehrt ein Abfall der Temperatur mit steigendem Impulsverhältnis zu beobachten.

Zur Veranschaulichung der Temperaturrentwicklung in Abhängigkeit der Strömungsbedingung wurde in Abbildung 6.7 der Temperaturverlauf über das REYNOLDSzahlenverhältnis und über das entsprechende Impulsverhältnis aufgetragen. Für alle REYNOLDSzahlenverhältnisse wurde die Temperatur für einen Umfangswinkel von -60° ausgewertet und wiederum für die drei verschiedenen Lagerbreitenmittelungen aufgetragen. Abbildung 6.7 zeigt den Vergleich der Temperaturverläufe in Abhängigkeit der mittels Geometrie- und mittels Volumenstromvariation erzeugten REYNOLDSzahlenverhältnisse. Die zur Geometrieveränderung dazugehörigen Impulsverhältnisse unterscheiden sich von denen der Volumenstromvariation und werden deswegen auf zwei unterschiedlichen Achsen zusätzlich aufgetragen. Innerhalb des Kontextes einer Volumenstromvariation dient die Auftragung der Einordnung der Temperaturreduktion durch die Geometrieveränderung. Grund hierfür ist die Normierung des Verlaufs der volumenstromabhängigen Temperaturen. Die Normierung erfolgt durch die gleiche konstante Mischungstemperatur (T_{mix}), die für den Verlauf der geometriehängigen Temperaturen verwendet wurde. Der Einsatz einer volumenstromabhängigen Mischungstemperatur im Diagramm führt zu einer Abflachung des Temperaturverlaufs und ist einer Kontexteinbettung nicht dienlich. So zeigt die parallele Auftragung der volumenstromabhängigen Temperaturverläufe die Effektivität der geometriehängigen Temperaturreduktion.

Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf der normierten Temperaturänderung im Falle einer Volumenstromvariation. Diese Art der Variation nutzt die gleichbleibende Geometrie der Ausgangskonfiguration mit einem REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 63$ bzw. Impulsverhältnis $J = 5 \cdot 10^{-5}$ bei einem Einströmvolumenstrom von $21/\text{s}$. Die Geometrie wird in Abbildung 6.5 in der linken oberen Reihe gezeigt und wird in Anlehnung an die Praxis gewählt. Sie zeigt somit für eine Volumenstromvariation einen realistischen Kurvenverlauf. Wird der Frischölvolumenstrom gesteigert, sinkt das REYNOLDSzahlenverhältnis; der Einströimpuls wird bei gleichbleibendem Strömungsimpuls der Lagertasche gesteigert. Mit steigendem Frischöl-

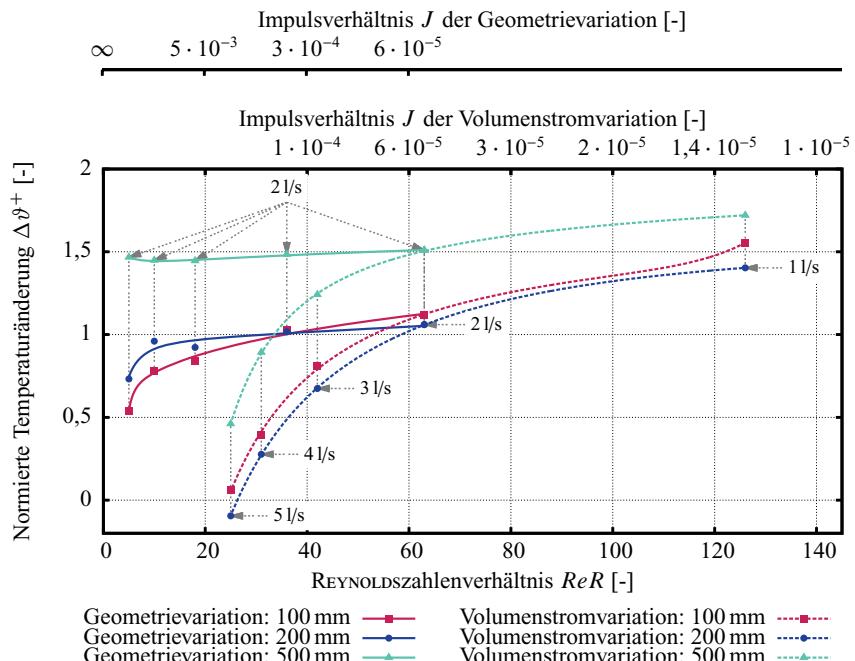


Abbildung 6.7: Normierte Temperaturänderung ($\Delta\vartheta^+$) über dem REYNOLDSzahlenverhältnis (ReR) bzw. Impulsverhältnis (J) [224]

volumenstrom wird gleichzeitig die homogene Mischungstemperatur abgesenkt. Beide Effekte, Impuls und niedrigere Mischungstemperatur, führen zu einer Reduktion der Temperatur. Diesen Trend zeigen alle drei Kurven der Mittelungen über die verschiedenen Lagerbreiten. Die Kurven der Mittelung über 100 und 200 mm laufen nahezu parallel, interessanterweise verläuft die Kurve der 100 mm-Mittelung knapp oberhalb der 200 mm-Mittelung. Abbildung 6.5 zeigt einen möglichen Grund dieses bemerkenswerten Verlaufs. Die breite Geometrie des Einströmkanals und der geringe Einströmwert lassen zahlreiche Wirbelbildungen zu. Ein Effekt, der zu einem Transport des Frischöls außerhalb der Mitte des Lagers führen kann und zu dem unerwarteten Kurvenverlauf der beiden Mittelungen.

Wiederum nahezu parallel verläuft die Mittelung über 500 mm erwartungsgemäß oberhalb der 100 und 200 mm-Mittelungen, nähert sich aber mit kleiner werdendem REYNOLDSzahlenverhältnis und somit größer werdendem Impulsverhältnis sukzessive den zwei anderen Kurven an. Eine Tatsache, die zeigt, dass für die Volumenstromvariation die Herabsetzung der homogenen Mischungstemperatur einen größeren Einfluss hat und weniger für einen Einfluss des Einströmw-

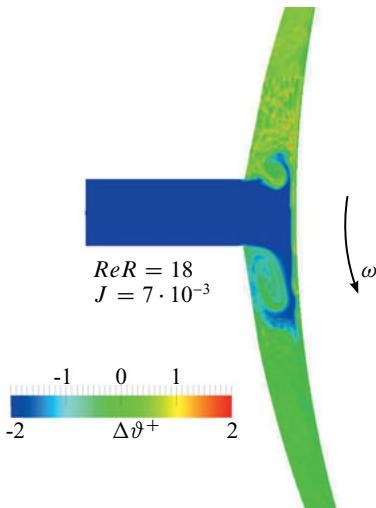
pulses mit verbesserter Vermischung in Lagermitte spricht. Die Volumenstromvariation ist eine technisch relevante und umsetzbare Möglichkeit, die die Effektivität des Lagers jedoch nicht steigert. Zur Herabsetzung der Temperatur wird ein größerer Frischölvolumenstrom benötigt und als Konsequenz wird die Temperaturdifferenz zwischen ein- und ausfließendem Öl reduziert. Im nachgelagertem Ölsystem führt die Reduktion zur Senkung der treibenden Temperaturdifferenz, z. B. im Wärmetauscher.

Im Vergleich zur Volumenstromvariation zeigen die durchgezogenen Linien den Verlauf der normierten Temperaturänderung für eine Geometrievariation. Über eine Lagerbreite von 500 mm gemittelt ist die normierte Temperaturänderung nahezu gleichbleibend. Ein Resultat der unveränderten Gesamttemperaturbilanz des kühleren Frisch- und erhitzten Schmieröls aus dem Lagerspalt. Lediglich ein verstärktes Ausströmen aufgeheizten Öls würde eine Änderung der Bilanz herbeiführen. Bei -60° Umfangswinkel findet ein Ausströmen des Öls jedoch noch nicht verstärkt statt. Konträr zum konstanten Verlauf der 500 mm-Mittelungen verlaufen die Mittelungen über 100 und 200 mm nicht gleichbleibend in Höhe einer normierten Temperaturänderung, sondern fallen mit sinkendem REYNOLDSzahlenverhältnis bzw. steigendem Impulsverhältnis. Der erhöhte Einströimpuls verdrängt in der Mitte des Lagers das aufgeheizte Öl, sodass nicht wie bei höheren REYNOLDSzahlenverhältnissen eine homogene, sondern eine inhomogene Vermischung über die Lagerbreit stattfindet. In Umfangsrichtung findet nachfolgend eine verstärkte seitliche Ausströmung des zuvor verdrängten Öls statt. Das einströmende Frischöl kann so effektiver genutzt werden.

Die größte Temperaturreduktion auf einen Wert von ca. 0,54 der normierten Temperaturänderung ergibt sich in der Mitte der Gleitlagerbreite für ein REYNOLDSzahlenverhältnis $ReR = 5$. Die Inhomogenität oder sogar Heterogenität der Vermischung für kleine REYNOLDSzahlenverhältnisse bzw. große Impulsverhältnisse wird verdeutlicht. Sie zeigt sich als vorteilhaft zur Absenkung des Temperaturmaximums in der Lagerbreitenmitte.

Zwei Einschränkungen hinsichtlich der Variation des REYNOLDSzahlenverhältnisses bei gleichbleibendem Volumenstrom müssen aber berücksichtigt werden. Zum einen wird die Strömung bei einer sehr großen Zuführungsöffnung anders beeinflusst, denn es erfolgt ein partielles Einströmen der Rückströmung in die Zuleitung, siehe Abbildung 6.5 $ReR = 63$. Eine Variation des REYNOLDSzahlenverhältnisses mittels Volumenstromänderung des Frischöls verhindert den geometrischen Effekt. Zum anderen erhitzt sich das Frischöl außerhalb der Simulation im Falle einer sehr schmalen Zuführleitung mit hoher Strömungsgeschwindigkeit stärker als in einer breiten mit langsamer Strömungsgeschwindigkeit.

Häufig ist das Ziel einer Lagerauslegung die lokale Maximaltemperatur zu senken. Abbildung 6.7 macht durch die Auftragung des volumenstromabhängigen Temperaturverlaufs zum einen deutlich, dass eine Erhöhung des Volumenstroms eine deutliche Reduktion der lokalen

**Abbildung 6.8**

Normierte Temperaturänderung der linken Lagertasche für ein REYNOLDSzahlenverhältnis von 18, bzw. ein Impulsverhältnis von $7 \cdot 10^{-3}$

Temperatur zur Folge hat. Grund hierfür ist die globale Änderung der Temperaturbilanz durch die Erhöhung der kühlenden Ölzuflößung. Zum anderen wird jedoch auch deutlich, dass ohne den Einsatz eines erhöhten Volumenstroms, also ausschließlich durch die Variation der Geometrie, eine Reduktion der Maximaltemperatur in der Mitte der Lagerbreite vergleichbar einer Reduktion durch Erhöhung des Volumenstroms um das eineinhalb- bis zweifache erreichbar ist. In diesem Fall wird die Effektivität des Kühlmediums Öl durch die Vermeidung eines Ausströmens vor der Kühlung gesteigert und eine ausschließlich lokal stattfindende Temperaturänderung ist zu beobachten.

Die Untersuchung der Vermischung in den Lagertaschen und der Beeinflussung der Temperaturverteilung in der unteren Lagerschale zeigt die Korrelation zwischen REYNOLDSzahlenverhältnis und Homogenität bzw. Inhomogenität der Vermischung. Das unterschiedliche Mischungsverhalten der REYNOLDSzahlenverhältnisse zwischen 5 und 63 bei gleichbleibendem Frischölmassestrom und die Auswirkungen auf die sich anschließende Unterschale und den Tragspiegel können betrachtet werden.

Die unterschiedlichen Effekte der Homogenität bzw. Inhomogenität in Abhängigkeiten des REYNOLDSzahlenverhältnisses bzw. des Impulsverhältnisses können zwar wiedergefunden werden, jedoch stellt sich hier zurecht die Frage, ob die Änderung der zu senkenden Maximaltemperatur einen hohen konstruktiven oder energetischen Mehraufwand z. B. durch den Einsatz einer Hochdruckpumpe zur Erzeugung eines Strahls rechtfertigt. Es bleibt die Erkenntnis, dass ein schnelles seitliches Auslaufen des Frischöls im Falle einer Zuführung über die gesamte Lagerbreite nicht zielführend ist und eine homogene Vermischung den negativen Trend des

ungenutzten Fischölauslaufens fördert. Die inhomogene Vermischung und somit die Verdrängung des aufgeheizten Schmieröls durch Frischöl in der Lagermitte führt zu einer Reduktion der Maximaltemperatur, ist jedoch nicht effektiver als eine Verdopplung des Zuführungsvolumenstroms. Doch schon eine geringe Änderung des REYNOLDSzahlenverhältnisses und damit des Impulsverhältnisses führt zur Inhomogenität der Vermischung und eine Temperaturreduktion ist zu beobachten. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Das einströmende Frischöl durchbricht die Rezirkulation und beeinflusst erfolgreich die Grenzschichtströmung trotz deutlich schwächerem Impulsverhältnis als in der vollständig ausgebildeten Prallstrahlkonfiguration. Daher bleibt die Variation der Zuführgeometrie mit geringem Aufwand bemerkenswert.

Kapitel 7

Resultate und Diskussion

Hauptergebnis dieser Arbeit ist die Erarbeitung einer systematischen Herangehensweise zur grundlegenden Verständnisverweiterung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in schnelllaufenden hydrodynamischen Turbinengleitlagern. Die systematische Herangehensweise beinhaltet

1. die Berechnung des Turbinengleitlagers als Randbedingung der dann darauf folgenden Turbinengleitlagertaschenuntersuchung,
2. die Studie der Strömungsregime in den Gleitlagertaschen und deren Auswirkungen auf die Vermischungsphänomene und
3. die Übertragung der Erkenntnisse aus der aufskalierten Gleitlagertaschenuntersuchung auf die realen Gleitlagerabmessungen.

Die Ergebnisse der ersten beiden Schritte, zum einen die Temperatur-, Druck-, Füllungsgrad- und Geschwindigkeitsverteilung im Gesamtlager und zum anderen die detaillierte Strömungs- und Vermischungsbestimmung im Gleitlagertaschenmodell, ermöglichen die Übertragung und somit die Determinierung der Vermischungseffekte in einer realen Lagergeometrie. Diese Übertragung zeigt das abschließende Ergebnis der Temperaturabhängigkeit des tragenden Ölfilms vom Impuls des einströmenden Frischöls.

Hervorzuhebendes Resultat der Gesamtlagerberechnung ist die erfolgreiche Verwendung eines dreidimensionalen turbulenten und erstmals mehrphasigen numerischen Rechenansatzes. Die Erweiterung des Modells um eine Gasphase und um ein Kavitationsmodell lässt einen notwendigen Detaillierungsgrad der Massenstrombilanz zu, der offene Fragen im Rahmen der Randbedingungsfindung der Lagertaschenberechnung beantwortet. Ein Ergebnis dieser Detailbetrachtung ist eine begründete Vernachlässigung der Gasphase im Lagertaschenmodell.

Besonders diskussionswürdig ist im Rahmen der Berechnung der Turbinengleitlagergrößen die Abweichung der numerisch ermittelten Temperaturverteilung vom experimentell gemessenen

Verlauf. Ein Grund dieser Abweichung kann die Abwesenheit eines gekoppelten Wärmetransportmodells [Conjugate Heat Transfer Model] (CHT) sein. Eine Implementierung eines solchen Modells ist denkbar, wäre aber für diese Studie mit unverhältnismäßigem Aufwand verbunden gewesen. Auswirkungen der abweichenden Temperaturverteilung wären hauptsächlich in einer Viskositätsänderung und damit in der Druckverteilung erkennbar, es lässt sich jedoch ein valides Ergebnis der Druckverteilung erzielen.

Die numerische Stabilität der Gesamtlagerberechnung stellt aufgrund des durch den kleinen Spalt verursachten hohen Aspektverhältnisses stets eine Herausforderung dar. Im Besonderen erleichtert die Möglichkeit der experimentellen Validierung der numerischen Ergebnisse die Beurteilung der Resultate.

Äußerst positiv zu erwähnen ist die im Vergleich zu den experimentellen Daten bessere Vorhersage des Füllungsgradfelds im Gesamtlager durch die CFD-Berechnung als durch die übliche Schmierfilmtheorie. Ein Zustand, der den empirischen Modellen der Schmierfilmtheorie geschuldet sein dürfte. Die CFD-Berechnung zeigt so zum Teil dem Experiment genauer entsprechende Ergebnisse als die Schmierfilmtheorie.

Wesentliches Resultat der Gleitlagertaschenuntersuchung ist die Identifizierung der einzelnen Strömungsphänomene durch eine systematische Simplifizierung der Geometrie. Ausgehend von der stark vereinfachten Geometrie des Konfusors mit bewegter Berandung lässt die Betrachtung des Lagertaschenmodells eine analytische, experimentelle und numerische Untersuchung zu. Die aufskalierte Geometrie der Lagertasche bietet die Möglichkeit eines schnell zu modifizierenden und einfach zu vermessenden experimentellen Aufbaus. Die Vergleiche zur Grenzschichttheorie, Nischenströmung und Axiallagertheorie schlüsseln das für die Vermischung wichtige Verhalten der Grenzschichtströmung genauso wie das ebenso wichtige Verhalten der Rezirkulation auf. Phänomene wie die KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilität oder GÖRTLER-Wirbel lassen sich sowohl experimentell als auch numerisch nachvollziehen. Das exzellente numerische Ergebnis wird durch ein dynamisches LES-Verfahren erzielt. Die Anwendung der LAGRANGIAN Dynamic Mixed Model Simulation findet erstmalig im Kontext einer Gleitlagerberechnung statt und stellt eine Neuerung dar. Die numerische Methodik zeigt ein valides Verhalten und kann auf einen realen Anwendungsfall übertragen werden.

Diskussionspunkte der Gleitlagertaschenbetrachtung sind im Besonderen die experimentelle Aufskalierung der Geometrie und die Verwendung eines abweichenden Fluids, der Luft. Die exakte REYNOLDS-Zahl (Re) kann nicht getroffen werden, jedoch liegt im Realfall und im Experiment eine vollturbulente Strömung vor. Das Experiment dient der Methodenentwicklung und Validierung, sodass eine Anwendung der Methodik auf den Realfall sinnvoll ist.

Wichtigstes Resultat der Variation und Simulation der realen Gleitlagergeometrie ist die Beeinflussung der Temperatur des tragenden Ölfilms durch das Impulsverhältnis von Ein- und

Grundströmung in der Lagertasche. Die Berechnung der realen Lagertasche mit dem zuvor validiertem Simulationsmodell lässt erstmals die Betrachtung der Auswirkungen verschiedener Einströmbedingungen, ausgedrückt durch die entdimensionalisierte Form des REYNOLDSzahlenverhältnisses (ReR) bzw. des Impulsverhältnisses (J), zu. Effekte aufgrund der Variation des REYNOLDSzahlenverhältnisses werden systematisch untersucht, beschrieben, analysiert und miteinander verglichen. Ein Hauptergebnis der Resultate ist eine verbesserte Kühlung der maximalen Temperatur in der Lagerschalenmitte aufgrund eines reduzierten seitlichen Ausströmens des Frischöls. Ausgehend von einer homogenen Vermischung mit einer durchschnittlichen seitlichen Ausströmung des Frischöls aus dem Lager führt eine inhomogene Vermischung zu einer Konzentrierung des Frischöls in der axialen Lagermitte. Das Fischöl verdrängt das aus dem Bereich der oberen Lagerschale fließende Öl in der Lagertasche und im Lagerspalt zu beiden Seiten; es wird so ein Ausfließen des aufgeheizten Öls verursacht. Der Effekt führt zu einer geringeren Temperaturreduktion als die Verwendung eines höheren Frischölvolumenstroms, bietet jedoch den Vorteil, dass bei gleichbleibendem Volumenstrom die mittlere Austrittstemperatur erhöht, somit die Effizienz eines nachgeschalteten Wärmetauschers gesteigert und das gesamte Ölsystem kompakt gehalten werden kann.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Die hier vorgestellte Arbeit zeigt eine detaillierte Untersuchung der Strömungs- und Vermischungsphänomene in Turbinengleitlagern. Der Fokus dieser Untersuchung liegt dabei auf den Gleitlagertaschen. Stand der bisherigen Forschung und Technik stellt die Schmierfilmtheorie mit empirischen Korrelationen dar. Diese Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie werden in dieser Arbeit durch die Verwendung einer CFD-Berechnung vermieden. Es wird so ein höherer Detailierungsgrad erreicht. Die Untersuchung strukturiert sich in

- eine Gesamtgleitlagerbetrachtung,
- eine Lagertaschenbetrachtung anhand
 - eines Schlankkanals,
 - einer Lagertasche ohne Einlass und
 - einer Lagertasche mit Einlass sowie
- einer thermischen Vermischungsuntersuchung in Turbinengleitlagern.

Als Basis der Gleitlagertaschenbetrachtung wird die CFD-Simulation der mehrphasigen, kavtierenden, turbulenten Strömung in einer vollständigen Gleitlagergeometrie erstellt. Die Ergebnisse der turbulenten CFD-Gleitlagerströmung werden mit der Schmierfilmtheorie verglichen und durch experimentelle Messergebnisse der Ruhr-Universität Bochum überprüft. Die so validierte CFD-Berechnung der Druck-, Geschwindigkeits- und Füllungsgradverteilung wird als Randbedingung der Gleitlagertaschenuntersuchung verwendet.

Im Anschluss an die Gesamtgleitlagerbetrachtung und deren Ergebnisse als Randbedingungen folgt die Detailbetrachtung der Turbinengleitlagertasche in Schwerbauweise. Eine numerische Methodenentwicklung wird mittels vereinfachter aufskalierter Geometrie und dem Ersatzfluid Luft

anstelle von Lageröl realisiert. Die Aufskalierung ermöglicht eine experimentelle Validierung der numerischen Gleitlagertaschen-Ergebnisse und eine analytische Zerlegung der auftretenden Phänomene. Eine schrittweise Erhöhung der physikalischen und geometrischen Komplexität, ausgehend von einer generischen Geometrie, des Konfusors mit einseitig bewegter Wand, über eine einfache Lagertaschengeometrie ohne und schließlich mit Zuführungsleitung ermöglicht eine systematische Identifizierung von Strömungsmechanismen und Vermischungsphänomenen.

Die erfolgreiche Nachbildung der Phänomene durch numerischer Methoden bildet den Grundstein der weiteren Anwendung in einer realen Geometrie.

Fragestellungen im realen Lager, wie nach dem Maximaltemperaturverhalten in Abhängigkeit vom Vermischungsverhalten in den vorgelagerten Ölversorgungstaschen, lassen sich somit numerisch beantworten. Die Anwendung der Methodik auf die reale Lagertasche und ein beispielhaftes Ergebnis bildet den Abschluss dieser Arbeit.

Ausblick

Einen Blick in die Zukunft zeigt die durch diese Arbeit geschaffene Möglichkeit Vermischungsphänomene beispielsweise in Abhängigkeit der Temperatur und damit der Viskosität, der Gravitation oder Zentrifugalkraft, niedriger oder hoher Umgebungsdrücke zu untersuchen.

Einen weiteren Ausblick in die Zukunft bieten schon jetzt in der Forschungswelt angedachte Fluid-Structure Interaction [Fluid-Struktur-Kopplung] (FSI) oder auch Conjugate Heat Transfer [gekoppelter Wärmetransport] (CHT) Simulationen. Besonderes der gekoppelte Wärmetransport erweist sich aufgrund der Abweichungen der aktuellen Simulation von gemessenen und theoretisch-empirisch berechneten Werten als interessant.

Die Methodik befindet sich neben dieser handhabbaren Abweichung in einem Entwicklungsstand, in dem eine Anwendung in einem Turbinengleitlager möglich ist.

Die CFD-Berechnung des gesamten Lagers bietet den Vorteil eines hohen Detaillierungsgrads unter der Bedingung, eine zeitintensive Methodik zu verwenden. Die CFD-Berechnung steht im direkten Vergleich zur deutlich schnelleren, aber durch Annahmen vereinfachten Schmierfilmtheorie. Die Idee einer hybriden Verwendung der Schmierfilmtheorie, eines schnellen aber empirisch vereinfachten Ansatzes und der CFD-Berechnung, einer rechenintensiven dafür aber exakten und explorativen Methode, wurde aufgeworfen und dem Industriepartner Siemens vorgeschlagen. Weitere Studien und eine Implementierung eines geeigneten Verfahrens können hier in Zukunft folgen.

Literatur

- [1] O. R. Lang und W. Steinhilper. *Das Gleitlager: Berechnung und Konstruktion von Gleitlagern mit konstanter und zeitlich veränderlicher Belastung*. Konstruktionsbücher. Springer-Verlag GmbH, 1978.
- [2] M. P. Boyce. *Gas Turbine Engineering Handbook*. Second Edition. Butterworth Heinemann. Butterworth-Heinemann, 2002.
- [3] G. Niemann, H. Winter und B.-R. Höhn. *Maschinenelemente, Band 1: Konstruktion und Berechnung von Verbindungen, Lagern, Wellen*. 4. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [4] DIN 31657-1:1996-03. *Hydrodynamische Radial-Gleitlager im stationären Betrieb*. Hrsg. von DIN Deutsches Institut für Normung. 1996.
- [5] VDI 2204:1992-09. *Auslegung von Gleitlagerungen. Berechnung*. Hrsg. von VDI-Ausschuß Gleitlagerberechnung. 1992.
- [6] O. Reynolds. „On the Theory of Lubrication and Its Application to Mr. Beauchamp Tower's Experiments, Including an Experimental Determination of the Viscosity of Olive Oil“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 177 (1886), S. 157–234.
- [7] G. Vogelpohl. *Betriebssichere Gleitlager*. Berechnungsverfahren für Konstruktion und Betrieb. Zweite Auflage. Bd. Erster Band. Springer-Verlag, 1967.
- [8] Z. Guo, T. Hirano und R. G. Kirk. „Application of CFD Analysis for Rotating Machinery - Part I: Hydrodynamic, Hydrostatic Bearings and Squeeze Film Damper“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 127.2 (Apr. 2005), S. 445–451.
- [9] N. Mittwollen. *Betriebsverhalten von Radialgleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und hohen thermischen Belastungen - Theoretische Untersuchungen*. Fortschritt-Berichte. Düsseldorf: VDI Verlag, 1990.
- [10] F. Durst. *Grundlagen der Strömungsmechanik*. Eine Einführung in die Theorie der Strömungen von Fluiden. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.

- [11] J. Spurk und N. Aksel. *Strömungslehre*. Einführung in die Theorie der Strömungen. 8. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [12] E. Becker. *Technische Strömungslehre*. Eine Einführung in die Grundlagen und technischen Anwendungen der Strömungsmechanik. Hrsg. von E. Piltz. 7. Auflage. Teubner Verlag Stuttgart, 1993.
- [13] G. Amontons. „De la résistance causée dans les Machines“. In: *Mémoires de mathématique et de physique, Académie royale des sciences (France)* II (1699), S. 259–286.
- [14] G. W. Leibniz. „Tentamen de Natura et Remediis Resistentiarum in Machinis, quae a corporum supercessu oriuntur, occasione dissertationis praecedentis ejusdem argumenti“. In: *Miscellanea Berolinensis ad incrementum scientiarum* 1 (1710), S. 307–317.
- [15] L. Euler. „Sur le frottement des corps solides“. In: *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* 4 (1750), S. 122–132.
- [16] L. Euler. „Sur la diminution de la resistance du frottement“. In: *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* 4 (1750), S. 133–148.
- [17] L. Euler. „Remarques sur l'effet du frottement dans l'équilibre“. In: *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* 18 (1769), S. 265–278.
- [18] C. A. Coulomb. „Mémoire sur les frottemens de la pointe des pivots“. In: *Mémoires de l'Académie des sciences* (1790), S. 448–471.
- [19] C. A. Coulomb. *Théorie des machines simples: en ayant égard au frottement de leurs parties et à la roideur des cordages*. Bachelier, 1821.
- [20] D. Dowson. *History of Tribology*. 2nd. Professional Engineering Publishing Ltd, 1998.
- [21] N. Petrow. „Neue Theorie der Reibung“. In: Hrsg. von L. Hopf. Bd. 218. Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften. Auszug aus der Übersetzung des russischen Originals (1883) von L. Wurzel, Verlag Leopold Voß, Hamburg und Leipzig, 1887. Akademische Verlagsgesellschaft, 1927. Kap. Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung, S. 1–38.
- [22] J. L. M. Poiseuille. „Recherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très petits diamètres“. In: *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* 11, 12 (1840, 1841), 961–967, 1041–1048, (1840), 112–115 (1841).
- [23] C. L. M. H. Navier. „Mémoire sur les lois du mouvement des fluids“. In: *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France* 6 (1823 (1822)), S. 389–416.

- [24] S. D. Poisson. „Sur les Equations générales de l'Equilibre et du Mouvement des Corps solides élastiques et des Fluides“. In: *Journal de l'Ecole Polytechnique* (1829).
- [25] M. Couette. *Études sur le frottement des liquides*. Hrsg. von Berthelot, Pasteur, Friedel, Bœcquerel und Mascart. Gauthier-Villars et fils, 1890.
- [26] B. Tower. „First report on friction experiments“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 34.1 (1883), S. 632–659.
- [27] B. A. for the Advancement of Science, Hrsg. *Report of the British Association for the Advancement of Science*. Bd. 54th Meeting (1884). 1831-1938 [L] ; 1864, 1886-1918, 1933[T]. Continued as: *Advancement of Science*. London, 1884, S. 1279.
- [28] R. Stribeck. *Die wesentlichen Eigenschaften der Gleit- und Rollenlager*. Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 7. Julius Springer, 1903.
- [29] H. Czichos, K. Habig, J. Celis, R. Cowan, K. Gerschwiler, A. Fischer, E. Santner und M. Woydt. *Tribologie-Handbuch: Tribometrie, Tribomaterialien, Tribotechnik*. Vieweg Teubner Verlag, 2010.
- [30] L. Gumbel und E. Everling. *Reibung und Schmierung im Maschinenbau*. M. Krayn, 1925.
- [31] W. Steinhilper und B. Sauer. *Konstruktionselemente des Maschinenbaus 2. Grundlagen von Maschinenelementen für Antriebsaufgaben*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [32] Great Britain. *Lubrication (tribology) education and research : a report on the present position and industry's needs / Department of education and science*. H.M.S.O London, 1966, viii, 80 p. :
- [33] Gesellschaft für Tribologie (GfT). *Arbeitsblatt 7: Tribologie: Verschleiß, Reibung: Definitionen, Begriffe, Prüfung*. Techn. Ber. 2002.
- [34] A. Sommerfeld. *Vorlesungen über theoretische Physik: Mechanik der deformierbaren Medien*. 6. Vorlesungen über theoretischen Physik. Verlag Harri Deutsch Thun, Frankfurt/Main, 1992.
- [35] L. Euler. „Principes généraux du mouvement des fluides“. In: *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* 11 (1757), S. 274–315.
- [36] D. Bernoulli. *Hydrodynamica sive de viribus et motibus fluidorum commentarii*. Johann Reinhold Dulsecker, 1738.
- [37] L. D. Landau und E. M. Lifshitz. „Fluid Mechanics“. In: *Course of Theoretical Physics*. 3rd Edition. Bd. 6. 1966.

- [38] K. Wieghardt. *Theoretische Strömungslehre*. 2. Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik. Univ.-Verlag Göttingen, 2005.
- [39] H. Oertel jr., M. Böhle und U. Dohrmann. *Strömungsmechanik*. Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele. 4. Auflage. Vieweg Verlag, 2006.
- [40] J. H. Ferziger und M. Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [41] E. Truckenbrodt. *Fluidmechanik. 1. Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. Klassiker Der Technik. Springer, 2008.
- [42] G. G. Stokes. „On the steady motion of incompressible fluids“. In: *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 7 (1842), S. 439–453.
- [43] H. Sigloch. *Technische Fluidmechanik*. 6. Auflage. Springer Berlin Heidelberg New York, 2008.
- [44] A. Sommerfeld. „Zur hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung“. In: Hrsg. von L. Hopf. Bd. 218. Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften. Abdruck aus der Zeitschrift für Mathematik und Physik Band 50 (1904). Akademische Verlagsgesellschaft, 1927. Kap. Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung, S. 108–201.
- [45] A. G. M. Michell. „Die Schmierung ebener Flächen“. In: Hrsg. von L. Hopf. Bd. 218. Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften. Abdruck aus der Zeitschrift für Mathematik und Physik Band 52 (1905). Akademische Verlagsgesellschaft, 1927. Kap. Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung, S. 202–224.
- [46] D.-C. Han. „Statische und dynamische Eigenschaften von Gleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und bei Verkantung“. Diss. Universität Karlsruhe (TH), 1979.
- [47] G. Hopf. „Experimentelle Untersuchungen an großen Radialgleitlagern für Turbomaschinen“. Diss. Institut für Konstruktionstechnik, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, 1989.
- [48] W. Traupel. *Thermische Turbomaschinen: Zweiter Band. Geänderte Betriebsbedingungen, Regelung, Mechanische Probleme, Temperaturprobleme*. 4. Auflage. Klassiker der Technik Bd. 2. Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [49] D. Bartel. *Simulation von Tribosystemen*. Grundlagen und Anwendungen. Springer Vieweg Verlag, 2010.
- [50] R. G. Kirk, K. V. S. Raju und K. Ramesh. „PC-Based Analysis of Turbomachinery Vibration“. In: *The Shock and Vibration Digest* 31.6 (1999), S. 449–454.

- [51] W. J. Chen und E. J. Gunter. *Introduction to Dynamics of Rotor-Bearing Systems*. Victoria, BC, Canada: Eigen technologies, Inc., 2005.
- [52] D.-C. Han. *Gleitlager-Turbulenz: Grundprogramm zur Berechnung der statischen und dynamischen Kennwerte von Turbinenlagern / Verf.: Dong-Chul Han*. Forschungsberichte Verbrennungskraftmaschinen Bd. 3. 1981.
- [53] D.-C. Han. *Gleitlager-Turbulenz: Erweitertes Programm zur Berechnung der statischen und dynamischen Kennwerte von Turbinenlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und bei Verkantung / Verf.: Dong-Chul Han*. Forschungsberichte Verbrennungskraftmaschinen Bd. 4. 1981.
- [54] K. Radermacher. „Das Instationär belastete zylindrische Gleitlager. - Experimentelle Untersuchung -“. Diss. Technische Hochschule Karlsruhe, 1962.
- [55] T. E. Carl. „Das zylindrische Gleitlager unter konstanter und sinusförmiger Belastung. eine experimentelle Untersuchung“. Diss. Technischen Hochschule Karlsruhe, 1962.
- [56] J. W. Lund und J. Tonnesen. „An Approximate Analysis of the Temperature Conditions in a Journal Bearing. Part II: Application“. In: *Journal of Tribology* 106.2 (Apr. 1984), S. 237–244.
- [57] P. Brajdic-Mitidieri, A. D. Gosman, E. Ioannides und H. A. Spikes. „CFD Analysis of a Low Friction Pocketed Pad Bearing“. In: *Journal of Tribology* 127.4 (Mai 2005), S. 803–812.
- [58] D. T. Gethin und S. B. Basri. „An Experimental and Numerical Investigation into the Thermal Behaviour of a Three-Lobe Profile Bore Bearing“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science* 205.4 (1991), S. 251–264.
- [59] M. Dzodzo, M. Braun und R. Hendricks. „Pressure and flow characteristics in a shallow hydrostatic pocket with rounded pocket/land joints“. In: *Tribology International* 29.1 (1996). <ce:title>AUSTRIB '94</ce:title>, S. 69–76.
- [60] U. Reidegeld. *Der Einfluss der konstruktiven Gestalt der Schmierstoffzführung auf den Ölaustausch und die übrigen statischen Eigenschaften schnellaufender hydrodynamischer Gleitlager: experimentelle Untersuchungen an einem kreiszylindrischen Radiallager*. Schriftenreihe. Inst. für Konstruktionstechnik, 1990.
- [61] DIN ISO 12128:1998-07. *Gleitlager: Schmierlöcher, Schmiernuten und Schmiertaschen. Maße, Formen, Bezeichnung und ihre Anwendung für Lagerbuchsen*. Hrsg. von DIN Deutsches Institut für Normung. 1998.

- [62] DIN 7477:1983-12. *Gleitlager: Schmiertaschen für dickwandige Verbundgleitlager.* Hrsg. von DIN Deutsches Institut für Normung. 1983.
- [63] C. Hirt und R. Harper. *Modeling cavitation phenomena.* Techn. Ber. FSI-89-TN21, Flow Science Inc., Los Alamos, 1989.
- [64] H. Oertel jr. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre.* Grundlagen und Phänomene. 13., überarbeitete Auflage. Springer Vieweg Verlag, 2012.
- [65] B. Eck. *Technische Strömungslehre.* 7. Auflage. Springer-Verlag, 1966.
- [66] B. Brunn. „Kavitation und die Zugfestigkeit von Flüssigkeiten“. Diss. Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Universität Darmstadt, 2006.
- [67] L. Euler. „Theorie plus complete des machines qui sont mises en mouvement par la reaction de l'eau“. In: *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* 10 (1754), S. 227–295.
- [68] L. Euler. *Vollständigere Theorie der Maschinen.* Die durch die Reaktion des Wassers in Bewegung versetzt werde. Hrsg. von E. A. Brauer und M. Winkelmann. Bd. 182. Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften. Verlag von Wilhelm Engelmann, Leipzig, 1911, 1754.
- [69] O. Reynolds. „Über die Theorie der Schmierung und ihre Anwendung auf Herrn Beauchamp Towers Versuche“. In: Hrsg. von L. Hopf. Bd. 218. Ostwald's Klassiker der Exakten Wissenschaften. Abdruck aus der Zeitschrift für Mathematik und Physik Band 50 (1904). Akademische Verlagsgesellschaft, 1886. Kap. Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung, S. 39–107.
- [70] O. Reynolds. „Experiments showing the boiling of water in an open tube at ordinary temperatures“. In: *Papers on Mechanical and Physical Subjects - British Association, Section A* (1894), S. 578–587.
- [71] J. I. Thornycroft und S. W. Barnaby. „Torpedo-boat Destroyers“. In: *Minutes of the Proceedings (Institution of Civil Engineers)* 122 (1895), S. 51–69.
- [72] S. W. Barnaby. „On the Formation of Cavities in Water by Screw Propellers at high Speeds“. In: *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects* 39 (1898), S. 139–144.
- [73] C. Parsons. „The Application of the Compound Steam Turbine to the Purpose of Marine Propulsion“. In: *Journal of the American Society for Naval Engineers* 9.2 (1897), S. 374–384.
- [74] C. Parsons. *The Steam Turbine.* Rede lecture. The University Press, Cambridge, 1911.

- [75] S. Skinner. „On the Occurrence of Cavitation in Lubrication“. In: *Proceedings of the Physical Society of London* 19 (1903), S. 73–81.
- [76] G. Vogelpohl. *Beiträge zur Kenntnis der Gleitlagerreibung. VDI-Forschungsheft 386, Beilage zu „Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens“, Ausgabe B, Band 8, Sept./Okt. 1937.* 28 S. m. 38 Abb. u. 6 Zahlentafeln. Hrsg. von M. aus dem Institut für Technische Strömungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin Leitung: Prof. Dr.-Ing. H. Fröttinger VDI. VDI-Verlag, 1937.
- [77] B. Jakobsson und L. Floberg. *The Finite Journal Bearing, Considering Vaporization: (Das Gleitlager von endlicher Breite mit Verdampfung)*. Bd. 10. Chalmers Tekniska Högskola, Transactions of Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden 190. Gumperts, 1957.
- [78] L. Floberg. *The infinite journal bearing, considering vaporization: (Das Gleitlager von unendlicher Breite mit Verdampfung)*. Bd. 10. Chalmers Tekniska Högskola, Transactions of Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden 189. Gumperts, 1957.
- [79] M. J. Braun und W. M. Hannon. „Cavitation formation and modelling for fluid film bearings: A review“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology* 224.9 (2010), S. 839–863.
- [80] J. Sauer. „Instationär kavitierende Strömungen: ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik“. Diss. Universität Karlsruhe (TH), 2000.
- [81] C. Vortmann. „Untersuchungen zur Thermodynamik des Phasenübergangs bei der numerischen Berechnung kavitierender Düsenströmungen“. Diss. Fakultät für Maschinenbau, Universität Karlsruhe (TH), 2001.
- [82] D. Findeisen. *Ölhydraulik*. Handbuch für die hydrostatische Leistungsübertragung in der Fluidtechnik. 5. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [83] H. J. Matthies und K. T. Renius. *Einführung in die Ölhydraulik*. 6. Auflage. Vieweg Teubner Verlag, 2008.
- [84] D. Dowson und C. M. Taylor. „Cavitation in Bearings“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 11.1 (1979), S. 35–65.
- [85] B. Döring, G. Hopf, T. Rudolph, D. Schüler und W. Schulte. „Große Radiallager“. Untersuchung der dynamischen Eigenschaften großer Turbinenlager. In: *FORSCHUNGSBERICHTE Verbrennungskraftmaschinen*. Heft 409. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV), 1988.

- [86] N. Mittwollen, A. Rückert, A. Schmitz und W.-D. Reinhardt. *Verbesserung der Berechnungsgrundlagen für schnellaufende, hochbelastete Mehrgleitflächen- und Radialkippsegmentlager: Abschlußbericht. BMFT - Verbundprojekt 03T0012A "Gleitlageruntersuchungen"*. Gleitlageruntersuchungen. Institut für Maschinenelemente und Fördertechnik, Technische Universität Braunschweig, 1991.
- [87] S. Kühl, D. Schüler und E. Schüler. „Messverfahren zur experimentellen Bestimmung dynamischer Koeffizienten von Gleitlagern (Method for the Experimental Determination of Dynamic Coefficients of Journal Bearings)“. In: *tm-Technisches Messen* 74.1 (2007), S. 19–28.
- [88] S. Uhkoetter, S. aus der Wiesche, M. Kursch und C. Beck. „Development and Validation of a Three-Dimensional Multiphase Flow Computational Fluid Dynamics Analysis for Journal Bearings in Steam and Heavy Duty Gas Turbines“. In: *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Proceedings ASME Turbo Expo 2012, Copenhagen, Denmark)* 134 (2012). paper-ID 102503 (8 pages).
- [89] M. Leonhard. „Experimentelle Bestimmung der statischen und dynamischen Kennlinien von Gleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten“. Diss. Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 1984.
- [90] H. Schlichting. „Über die Theorie der Turbulenzentstehung“. In: *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A* 16.3 (1949), S. 65–78.
- [91] O. Reynolds. „An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 174 (1883), S. 935–982.
- [92] S. Lecheler. *Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch ausführliche praxisrelevante Beispiele*. Studium Technik. Vieweg + Teubner, 2009.
- [93] R. Schwarze. *CFD-Modellierung*. Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen. Springer Vieweg, 2013.
- [94] O. Reynolds. „On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion“. In: *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* 186 (1895), S. 123–164.
- [95] J. C. Maxwell. „On the Dynamical Theory of Gases“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 157 (1867), S. 49–88.
- [96] H. Lamb. *Hydrodynamics*. 4th Edition. University Press, 1916.

- [97] O. Darrigol. *Worlds of Flow*. Oxford University Press, USA, 2005.
- [98] O. Darrigol. „For a Philosophy of Hydrodynamics“. In: *The Oxford Handbook of Philosophy of Physics*. Hrsg. von R. Batterman. Oxford Handbooks. Oxford University Press, USA, 2013.
- [99] A. Favre. „Statistical Equations of Turbulent Gases“. In: *Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanics, SIAM, Philadelphia* (1969), S. 231–266.
- [100] J. Boussinesq. „Essai sur la théorie des eaux courantes“. In: *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences XXIII* (1877), S. 1–680.
- [101] F. G. Schmitt. „About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity“. In: *Comptes Rendus Mecanique* 335 (2007). Joseph Boussinesq, a Scientist of bygone days and present times, S. 617–627.
- [102] H. Herwig. *Strömungsmechanik*. Eine Einführung in die Physik und die mathematische Modellierung von Strömungen. 2. Auflage. Springer Berlin Heidelberg New York, 2006.
- [103] I. Newton. *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica (Mathematische Prinzipien der Naturlehre, mit Bemerkungen und Erläuterungen herausgegeben von Jacob Philipp Wolfers)*. 1687 (deutsche Übersetzung 1872).
- [104] B. E. Launder und D. B. Spalding. „The numerical computation of turbulent flows“. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3.2 (März 1974), S. 269–289.
- [105] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang und J. Zhu. „A new $k-\varepsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows“. In: *Computers & Fluids* 24.3 (1995), S. 227–238.
- [106] P. R. Spalart und S. R. Allmaras. „A one-equation turbulence model for aerodynamic flows“. In: *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 1992, S. 1–22.
- [107] F. Menter und T. Esch. „Elements of Industrial Heat Transfer Prediction“. In: *16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering (COBEM)* (2001).
- [108] F. R. Menter. „Improved two-equation k -omega turbulence models for aerodynamic flows“. In: *NASA-TM-103975, A-92183, NAS 1.15:103975*. Fluid Mechanics and Heat Transfer (1992). Hrsg. von N. U. States.
- [109] F. R. Menter. „Assessment of higher order turbulence models for complex two- and three-dimensional flowfields“. In: *NASA-TM-103944, A-92124, NAS 1.15:103944*. Fluid Mechanics and Heat Transfer (1992). Hrsg. von N. U. States.

- [110] F. Menter und M. M. Rai. „On the Connection Between One-and Two-Equation Models of Turbulence“. In: *Tenth Symposium on Turbulent Shear Flows; 14-16 Aug. 1995; PA; United States*. Fluid Mechanics and Heat Transfer (1994). Hrsg. von C. U. S. NASA Ames Research Center; Moffett Field.
- [111] F. R. Menter. „Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications“. In: *AIAA Journal* 32.8 (Aug. 1994), S. 1598–1605.
- [112] F. Menter, J. C. Ferreira, T. Esch und B. Konno. „The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines“. In: *Proceedings of the International Gas Turbine Congress Tokyo, IGTC2003-TS-059* (2003).
- [113] F. R. Menter, M. Kuntz und R. Langtry. „Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model“. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4* (2003). Hrsg. von K. Hanjalic, Y. Nagano und M. Tummers. Hrsg. von I. Begell House.
- [114] A. Hellsten. „Some improvements in Menter's k-omega SST turbulence model“. In: *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juni 1998.
- [115] J. Fröhlich. *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner Verlag, 2006.
- [116] K. Hoffmann und S. Chiang. *Computational Fluid Dynamics*. Computational Fluid Dynamics Bd. 3. Engineering Education System, 2000.
- [117] T. Cebeci, J. Shao, F. Kafyeke und E. Laurendeau. *Computational Fluid Dynamics for Engineers: From Panel to Navier-Stokes Methods with Computer Programs*. Springer, 2005.
- [118] G. A. Ashford. „An Unstructured Grid Generation and Adaptive Solution Technique for High Reynolds Number Compressible Flows“. Diss. University of Michigan, 1996.
- [119] J. Blazek. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications: Principles and Applications*. Elsevier Science, 2001.
- [120] A. N. Kolmogorov. „Dissipation of energy in locally isotropic turbulence“. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. Bd. 32. 1. 1941, S. 16–18.
- [121] A. N. Kolmogorov. „The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers“. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. Bd. 30. 4. 1941, S. 299–303.
- [122] H. Schlichting und K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [123] J. Smagorinsky. „General Circulation Experiments with the Primitive Equations“. In: *Monthly Weather Review* 91.3 (März 1963). Hrsg. von A. M. Society, S. 99–164.

- [124] A. Leonard. „Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows“. In: *Turbulent Diffusion in Environmental Pollution Proceedings of a Symposium held at Charlottesville*. Hrsg. von F. Frenkiel und R. Munn. Bd. 18, Part A. Advances in Geophysics. Elsevier, 1975, S. 237–248.
- [125] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. 3rd. Scientific Computation. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [126] M. Germano. „A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered Navier-Stokes equations“. In: *Physics of Fluids (1958-1988)* 29.7 (1986), S. 2323–2324.
- [127] C. Fureby, G. Tabor, H. G. Weller und A. D. Gosman. „A comparative study of subgrid scale models in homogeneous isotropic turbulence“. In: *Physics of Fluids (1994-present)* 9.5 (1997), S. 1416–1429.
- [128] M. Lesieur. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Hrsg. von P. C. O. Métais. Cambridge University Press, 2005.
- [129] L. Prandtl. „Über die ausgebildete Turbulenz“. In: *Verhandlungen des II. Internationalen Kongresses für Technische Mechanik 1926*, Zürich: Füssli (1927), S. 62–75.
- [130] S. aus der Wiesche und C. Helcig. *Convective Heat Transfer From Rotating Disks Subjected To Streams Of Air*. Hrsg. von F. A. Kulacki. SpringerBriefs in Applied Sciences and Technology - Thermal Engineering and Applied Science. Springer Cham Heidelberg New York Dordrecht London, 2016.
- [131] P. Sullivan, J. McWilliams und C.-H. Moeng. „A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows“. English. In: *Boundary-Layer Meteorology* 71.3 (1994), S. 247–276.
- [132] E. de Villiers. „The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows“. Diss. Imperial College of Science London, 2006.
- [133] R. Keppeler. „Entwicklung und Evaluierung von Verbrennungsmodellen für die Large Eddy Simulation der Hochdruck-Vormischverbrennung“. Diss. Universität der Bundeswehr München, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik Institut für Thermodynamik, 2013.
- [134] P. Spalart, S. Deck, M. Shur, K. Squires, M. Strelets und A. Travin. „A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities“. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 20.3 (2006), S. 181–195.

- [135] J. Turnow, N. Kornev, S. Isaev und E. Hassel. „Vortex mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples“. In: *Heat and Mass Transfer* 47.3 (2011), S. 301–313.
- [136] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin und W. H. Cabot. „A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model“. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)* 3.7 (1991), S. 1760–1765.
- [137] Y. Zang, R. L. Street und J. R. Koseff. „A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows“. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)* 5.12 (1993), S. 3186–3196.
- [138] C. Meneveau, T. S. Lund und W. H. Cabot. „A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 319 (1996), S. 353–385.
- [139] C. Meneveau und J. Katz. „Scale-Invariance and Turbulence Models for Large-Eddy Simulation“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1 (2000), S. 1–32.
- [140] B. Vreman, B. Geurts und H. Kuerten. „On the formulation of the dynamic mixed subgrid-scale model“. In: *Physics of Fluids (1994-present)* 6.12 (1994), S. 4057–4059.
- [141] J. Turnow. „Flow structures and heat transfer on dimpled surfaces“. Diss. Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik, Universität Rostock, 2012.
- [142] C. Hirt und B. Nichols. „Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries“. In: *Journal of Computational Physics* 39.1 (1981), S. 201–225.
- [143] Lord Rayleigh. „On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 34.200 (1917), S. 94–98.
- [144] M. S. Plesset. „The dynamics of cavitation bubbles“. In: *Journal of Applied Mechanics* 16.3 (1949), S. 227–282.
- [145] J. Sauer, G. Winkler und G. H. Schnerr. „Kavitation und Kondensation – Physikalische Modellbildung und numerische Umsetzung“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 71.12 (1999), S. 1399–1402.
- [146] W. Yuan, J. Sauer und G. H. Schnerr. „Modeling and computation of unsteady cavitation flows in injection nozzles“. In: *Mecanique & Industries* 2.5 (2001), S. 383–394.
- [147] G. H. Schnerr und J. Sauer. „Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics“. In: *Proceedings ICMF-2001 – 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, USA* (2001).

- [148] R. F. Kunz, D. A. Boger, D. R. Stinebring, T. S. Chyczewski, J. W. Lindau, H. J. Gibleing, S. Venkateswaran und T. Govindan. „A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction“. In: *Computers & Fluids* 29.8 (2000), S. 849–875.
- [149] C. L. Merkle, J. Z. Feng und P. E. O. Buelow. „Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation“. In: *Third International Symposium on Cavitation, Grenoble, France* 2 (1998), S. 307–311.
- [150] S. aus der Wiesche. „Numerical simulation of cavitation effects behind obstacles and in an automotive fuel jet pump“. In: *Heat and Mass Transfer* 41.7 (2005), S. 615–624.
- [151] B. Shu, F. Dammel und P. Stephan. „Phase Change Model for Two-Phase Fluid Flow Based on the Volume of Fluid Method“. In: *ICHMT Digital Library Online* 13 (2008).
- [152] Y. Utturkar, J. Wu, G. Wang und W. Shyy. „Recent progress in modeling of cryogenic cavitation for liquid rocket propulsion“. In: *Progress in Aerospace Sciences* 41 (Okt. 2005), S. 558–608.
- [153] S. R. de Groot und P. Mazur. *Non-Equilibrium Thermodynamics*. Dover Books on Physics. Dover Publications, 1984.
- [154] DIN 53 017:1993-11. *Bestimmung des Temperaturkoeffizienten der Viskosität von Flüssigkeiten*. Hrsg. von DIN Deutsches Institut für Normung. 1993.
- [155] C. V. Raman. „A Theory of the Viscosity of Liquids“. In: *Nature* 111 (1923), S. 532–533.
- [156] VDI 2202:1970-11. *Schmierstoffe und Schmiereinrichtungen für Gleit- und Wälzlager*. Hrsg. von VDI-Fachgruppe Konstruktion (ADKI). 1970.
- [157] A. de Lozar und B. Hof. „An experimental study of the decay of turbulent puffs in pipe flow“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 367.1888 (2009), S. 589–599.
- [158] T. Suganami und A. Z. Szeri. „A Thermohydrodynamic Analysis of Journal Bearings“. In: *Journal of Tribology* 101.1 (Jan. 1979), S. 21–27.
- [159] B. J. Hamrock, S. R. Schmid und B. O. Jacobson. *Fundamentals of Fluid Film Lubrication*. Mechanical engineering. Taylor & Francis, 2004.
- [160] Dubbel. *Taschenbuch für den Maschinenbau*. Hrsg. von K.-H. Grote und J. Feldhusen. Zweifundzwanzigste Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2007.
- [161] G. I. Taylor. „Stability of a Viscous Liquid Contained between Two Rotating Cylinders“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 223.605-615 (1923), S. 289–343.

- [162] L. Shi, M. Rampp, B. Hof und M. Avila. „A Hybrid MPI-OpenMP Parallel Implementation for Simulating Taylor-Couette Flow“. In: *ArXiv e-prints* (Nov. 2013).
- [163] S. Uhkötter, A. Becker, H. Czajka, S. aus der Wiesche, S. Brasseler und P. Ehrhard. „Grundlagenuntersuchung zu den Strömungsverhältnissen in hochtourigen Turbinengleitlagern: Strömung in einem Konfusor mit einseitig bewegter Berandung“. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 76 (2012), S. 1–13.
- [164] L. Richardson. „The Approximate Arithmetical Solution by Finite Differences of Physical Problems Involving Differential Equations, with an Application to the Stresses in a Masonry Dam“. In: *Trans. Roy. Soc. London. Series A* 210 (1910), S. 307–357.
- [165] E. Laurien und j. Herbert Oertel. *Numerische Strömungsmechanik*. Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit. 3. Auflage. Vieweg + Teubner, 2009.
- [166] DIN 31 661:1983-12. *Gleitlager: Begriffe, Merkmale und Ursachen von Veränderungen und Schäden*. Hrsg. von DIN Deutsches Institut für Normung. 1983.
- [167] J. Cole und C. Hughes. „Oil flow and film extent in complete journal bearings“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 170.1 (1956), S. 499–510.
- [168] D. Dowson und C. M. Taylor. „Fundamental aspects of cavitation in bearings“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974*. Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 15–25.
- [169] L. Floberg. „Cavitation boundary conditions with regard to the number of streamers and tensile strength of the liquid“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974*. Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 31–35.
- [170] K. T. O’Brine, C. D. Jones und F. R. Mobbs. „Separation and cavitation in superlaminar flow between eccentric rotating cylinders.“ In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds*,

England, September 1974. Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 69–72.

- [171] P. H. Markho und D. Dowson. „A study of the outlet boundary of an oil film under dynamic conditions“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974.* Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 109–115.
- [172] G. Dalmaz. „The influence of air entrainment on fluid supply conditions in lubricated hertzian contacts“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974.* Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 153–157.
- [173] D. Berthe. „Cavitation and film rupture in a lubricated contact and its relation to surface degradations“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974.* Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Mechanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 153–157.
- [174] J. C. Coyne und H. G. Elrod Jr. „Conditions for the Rupture of a Lubricating Film. Part I: Theoretical Model“. In: *Journal of Tribology* 92.3 (Juli 1970), S. 451–456.
- [175] J. C. Coyne und H. G. Elrod Jr. „Conditions for the Rupture of a Lubricating Film-Part II: New Boundary Conditions for Reynolds Equation“. In: *Journal of Tribology* 93.1 (Jan. 1971), S. 156–167.
- [176] M. D. Savage. „Cavity instability“. In: *Cavitation and related phenomena in lubrication: proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering, the University of Leeds, England, September 1974.* Hrsg. von D. Dowson, M. Godet und C. M. Taylor. Published by Me-

- chanical Engineering Publications for the Institute of Tribology, Leeds University und the Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1974, S. 53–55.
- [177] M. J. Braun und R. C. Hendricks. „An experimental investigation of the vaporous/gaseous cavity characteristics of an eccentric journal bearing“. In: *American Society of Mechanical Engineers and American Society of Lubrication Engineers, Lubrication Conference, Washington, DC, ASLE 13* (1982).
- [178] D. E. Brewe, J. H. Ball und M. M. Khonsari. „Current research in cavitating fluid films“. In: *NASA STI/Recon Technical Report N 90* (Juli 1990), S. 28791.
- [179] S. Uhkoetter und S. aus der Wiesche. „Experimental and Numerical Investigation of the Turbulent Flow in a Smooth Lid-Driven Cavity“. In: *Proceedings of the ASME 2013 Fluids Engineering Division Summer Meeting, Incline Village, Nevada, USA* (2013).
- [180] H. Schade und E. Kunz. *Strömungslehre*. Hrsg. von F. Kameier und C. O. Paschereit. Berlin, Boston: Walter de Gruyter, 2007.
- [181] With kind permission from Springer Science+Business Media: *Forschung im Ingenieurwesen, Grundlagenuntersuchung zu den Strömungsverhältnissen in hochtourigen Turbinenleitlagern: Strömung in einem Konfusor mit einseitig bewegter Berandung*, 76, 2012, S. 1–13, Stephan Uhköetter and Adam Becker and Holger Czajka and Stefan aus der Wiesche and Sebastian Brasseler and Peter Ehrhard, Abbildung: 4, 5, 6, 8, 9, 10, 11 Tabelle: 1, © Springer-Verlag 2012.
- [182] F. B. Gessner und J. B. Jones. „On some aspects of fully-developed turbulent flow in rectangular channels“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 23 (04 Dez. 1965), S. 689–713.
- [183] J. R. Koseff und R. L. Street. „On End Wall Effects in a Lid-Driven Cavity Flow“. In: *Journal of Fluids Engineering* 106.4 (Dez. 1984), S. 385–389.
- [184] J. R. Koseff und R. L. Street. „The Lid-Driven Cavity Flow: A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations“. In: *Journal of Fluids Engineering* 106.4 (Dez. 1984), S. 390–398.
- [185] J. R. Koseff und R. L. Street. „Visualization Studies of a Shear Driven Three-Dimensional Recirculating Flow“. In: *Journal of Fluids Engineering* 106.1 (März 1984), S. 21–27.
- [186] U. Ghia, K. N. Ghia und C. T. Shin. „High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method“. In: *Journal of Computational Physics* 48 (Dez. 1982), S. 387–411.

- [187] A. Pinelli und A. Vacca. „Chebyshev collocation method and multidomain decomposition for the incompressible Navier-Stokes equations“. In: *International journal for numerical methods in fluids* 18.8 (1994), S. 781–799.
- [188] F. Pan und A. Acrivos. „Steady flows in rectangular cavities“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 28.4 (1967), S. 643–655.
- [189] P. Gaskell, M. Savage, J. Summers und H. Thompson. „Stokes flow in closed, rectangular domains“. In: *Applied Mathematical Modelling* 22.9 (1998), S. 727–743.
- [190] P. N. Shankar und M. D. Deshpande. „Fluid Mechanics in the Driven Cavity“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1 (2000), S. 93–136.
- [191] C. Migeon, A. Texier und G. Pineau. „Effects of Lid-Driven Cavity Shape on the Flow Establishment Phase“. In: *Journal of Fluids and Structures* 14.4 (2000), S. 469–488.
- [192] A. Mohamad und R. Viskanta. „Flow and thermal structures in a lid-driven cavity heated from below“. In: *Fluid dynamics research* 12.3 (1993), S. 173–184.
- [193] S. Albensoeder, H. C. Kuhlmann und H. J. Rath. „Three-dimensional centrifugal-flow instabilities in the lid-driven-cavity problem“. In: *Physics of Fluids (1994-present)* 13.1 (2001), S. 121–135.
- [194] S. Albensoeder und H. C. Kuhlmann. „Nonlinear three-dimensional flow in the lid-driven square cavity“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 569 (Dez. 2006), S. 465–480.
- [195] T. Siegmann-Hegerfeld, S. Albensoeder und H. C. Kuhlmann. „Two- and three-dimensional flows in nearly rectangular cavities driven by collinear motion of two facing walls“. In: *Experiments in Fluids* 45.5 (2008), S. 781–796.
- [196] J. Domnick und R. Martinuzzi. „A cheap and effective alternative for particle seeding fluid in LDA-applications“. In: *Experiments in Fluids* 16.3-4 (1994), S. 292–295.
- [197] E. R. G. Eckert. *Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch*. 3. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1966.
- [198] S. Uhkoetter und S. aus der Wiesche. „Turbulent Flow and Jet-Interaction in a Smooth Lid-Driven-Cavity“. In: *Proceedings of ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting and 12th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, Chicago, Illinois, USA* (2014).
- [199] S. Uhkoetter, F. Joos und S. aus der Wiesche. „Investigation of Flow and Mixing Phenomena in an Oil Supply Pocket of a Heavy Duty Gas Turbine Journal Bearing“. In: *Proceedings ASME Turbo Expo 2013, San Antonio, Texas, USA* (2013).

- [200] H. Bippes und H. Görtler. „Dreidimensionale Störungen in der Grenzschicht an einer konkaven Wand“. In: *Acta Mechanica* 14.4 (1972), S. 251–267.
- [201] H. Görtler. „Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden gegenüber gewissen dreidimensionalen Störungen“. In: *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 21.4 (1941), S. 250–252.
- [202] H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke und C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [203] W. Nitsche und A. Brunn. *Strömungsmesstechnik*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [204] Z. Zhang. *LDA Application Methods*. Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [205] A. Townsend. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Second Edition. Cambridge University Press, 1976.
- [206] D. Coles. „A model for flow in the viscous sublayer“. In: *Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers, Lehigh University, Bethlehem, Pa.* (1978). Hrsg. von D. Smith C.R.; Abbott, S. 462–475.
- [207] K. Gersten und H. Herwig. *Strömungsmechanik*. Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht. Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften. Vieweg, 1992.
- [208] L. Prandtl. „Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. Neuauflage 2010“. In: *Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik*. Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik. Univ.-Verlag Göttingen, 1904.
- [209] M. M. M. El Telbany und A. J. Reynolds. „Turbulence in plane channel flows“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 111 (1981), S. 283–318.
- [210] V. C. Patel, W. Rodi und G. Scheuerer. „Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: A review“. In: *AIAA Journal* 23.9 (Sep. 1985), S. 1308–1319.
- [211] S. Kim. *A Near-wall Turbulence Model and Its Application to Fully Developed Turbulent Channel and Pipe Flows*. 1988.
- [212] H. Herwig, M. Hölling und T. Eisfeld. „Sind Sekundärströmungen noch zeitgemäß?“ In: *Forschung im Ingenieurwesen* 69.2 (2005), S. 115–119.

- [213] N. Mittwollen. *Taschenlager-Optimierung: Vorhaben Nr. 339; Optimierung der Lagerbohrungsgeometrie und der Schmiertaschen von Turbinenlagern mit starkem Tascheineinfluss; Abschlußbericht; [Berichtszeitraum]: 1.8.1984-31.12.1987*. Forschungsberichte Verbrennungskraftmaschinen. FVV, 1988.
- [214] A. H. Lefebvre und D. R. Ballal. *Gas Turbine Combustion*. 3rd. CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, New York, 2010.
- [215] T. F. Fric und A. Roshko. „Vortical structure in the wake of a transverse jet“. In: *Journal of Fluid Mechanics* (1994), S. 1–47.
- [216] L. Corteletti und A. R. Karagozian. „On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 446 (2001), S. 347–373.
- [217] P. Blossey, S. Narayanan und T. Bewley. „Dynamics & Control of Jets in Crossflow“. English. In: *IUTAM Symposium on Turbulent Mixing and Combustion*. Hrsg. von A. Pollard und S. Candel. Bd. 70. Fluid Mechanics and Its Applications. Springer Netherlands, 2002, S. 45–57.
- [218] J. Fröhlich, J. A. Denev und H. Bockhorn. „Large Eddy Simulation of a Jet in Crossflow“. In: *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS, Jyväskylä, 24-28 July*. 2004.
- [219] S. Muppudi und K. Mahesh. „Two-dimensional model problem to explain counter-rotating vortex pair formation in a transverse jet“. In: *Physics of Fluids* 18 (2006).
- [220] T. Lischer. „Modifikation von statistischen Turbulenzmodellen zur verbesserten Beschreibung des turbulenten Geschwindigkeits- und Mischungsfeldes bei der Querstrahleinmischung“. Diss. Universität Karlsruhe (TH), 2009.
- [221] E. Recker, W. Bosschaerts, R. Wagemakers, P. Hendrick, H. Funke und S. Börner. „Experimental study of a round jet in cross-flow at low momentum ratio“. In: *15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 05-08 July*. 2010.
- [222] F. Joos. *Technische Verbrennung - Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen -*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [223] S. Wolff. „Aerodynamische Effekte bei Vorderkanten-Filmkühlauströmlung an hochbelasteten Turbinengittern unter dem Einfluss periodisch instationärer Zuströmung“. Diss. Universität der Bundeswehr München, 2003.

- [224] S. Uhkoetter, S. aus der Wiesche und F. Joos. „Detailed CFD Modeling of the Mixing Behavior in Oil Supply Pockets of Heavy Duty Gas and Steam Turbine Journal Bearings“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, Duesseldorf, Germany* (2014).

Online-Buchshop für Ingenieure

■■■ VDI nachrichten

Online-Shops



Fachliteratur und mehr -
jetzt bequem online recher-
chieren & bestellen unter:
www.vdi-nachrichten.com/
Der-Shop-im-Ueberblick



Täglich aktualisiert:
Neuerscheinungen
VDI-Schriftenreihen



BUCHSHOP

Im Buchshop von vdi-nachrichten.com finden Ingenieure und Techniker ein speziell auf sie zugeschnittenes, umfassendes Literaturangebot.

Mit der komfortablen Schnellsuche werden Sie in den VDI-Schriftenreihen und im Verzeichnis lieferbarer Bücher unter 1.000.000 Titeln garantiert fündig.

Im Buchshop stehen für Sie bereit:

VDI-Berichte und die Reihe **Kunststofftechnik**:

Berichte nationaler und internationaler technischer Fachtagungen der VDI-Fachgliederungen

Fortschritt-Berichte VDI:

Dissertationen, Habilitationen und Forschungsberichte aus sämtlichen ingenieurwissenschaftlichen Fachrichtungen

Newsletter „Neuerscheinungen“:

Kostenfreie Infos zu aktuellen Titeln der VDI-Schriftenreihen bequem per E-Mail

Autoren-Service:

Umfassende Betreuung bei der Veröffentlichung Ihrer Arbeit in der Reihe Fortschritt-Berichte VDI

Buch- und Medien-Service:

Beschaffung aller am Markt verfügbaren Zeitschriften, Zeitungen, Fortsetzungsreihen, Handbücher, Technische Regelwerke, elektronische Medien und vieles mehr – einzeln oder im Abo und mit weltweitem Lieferservice

VDI nachrichten

BUCHSHOP www.vdi-nachrichten.com/Der-Shop-im-Ueberblick

Die Reihen der Fortschritt-Berichte VDI:

- 1 Konstruktionstechnik/Maschinenelemente
- 2 Fertigungstechnik
- 3 Verfahrenstechnik
- 4 Bauingenieurwesen
- 5 Grund- und Werkstoffe/Kunststoffe
- 6 Energietechnik
- 7 Strömungstechnik
- 8 Mess-, Steuerungs- und Regelungstechnik
- 9 Elektronik/Mikro- und Nanotechnik
- 10 Informatik/Kommunikation
- 11 Schwingungstechnik
- 12 Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik
- 13 Fördertechnik/Logistik
- 14 Landtechnik/Lebensmitteltechnik
- 15 Umwelttechnik
- 16 Technik und Wirtschaft
- 17 Biotechnik/Medizintechnik
- 18 Mechanik/Bruchmechanik
- 19 Wärmetechnik/Kältetechnik
- 20 Rechnerunterstützte Verfahren (CAD, CAM, CAE CAQ, CIM ...)
- 21 Elektrotechnik
- 22 Mensch-Maschine-Systeme
- 23 Technische Gebäudeausrüstung

ISBN 978-3-18-350407-7