

DISS. ETH Nr. 22229

**UNTERSUCHUNG VON LAGERLOSEN
AUSSENLÄUFER-MOTOREN IN
HOCHREINEN RÜHRPROZESSEN**

Abhandlung zur Erlangung des Titels

DOKTOR DER WISSENSCHAFTEN der ETH ZÜRICH

(Dr. sc. ETH Zürich)

vorgelegt von

BERNHARD WARBERGER

Dipl.-Ing., Johannes Kepler Universität Linz

geboren am 29.03.1977

von

Österreich

angenommen auf Antrag von

Prof. Dr. Johann W. Kolar, Referent

Prof. Dr. Ralph Kennel, Korreferent

2014

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand an der Professur für Leistungselektronik und Messtechnik (PES) der ETH Zürich in Forschungszusammenarbeit mit der Fa. Levitronix.

Besonders herzlich danke ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. J.W. Kolar für das entgegengebrachte Vertrauen und die grosszügige Unterstützung dieser Arbeit. Im gleichen Masse möchte ich auch Herrn Prof. Dr. R. Kennel für die Übernahme des Korreferats danken.

Der Fa. Levitronix möchte ich für die grosse fachliche und finanzielle Unterstützung danken. Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. R. Schöb, Herrn Dr. N. Barletta, Herrn Dr. T. Nussbaumer und Herrn Dr. T. Schneeberger für die fachliche Unterstützung und die anregenden Diskussionen bedanken.

Besonderer Dank gilt auch meinen Kollegen vom PES und der Fa. Levitronix für die produktive Zusammenarbeit. Speziell möchte ich mich bei Herrn Dr. T. Reichert und Herrn T. Holenstein bedanken die mit ihrem Einsatz zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zürich, im Sommer 2014

Bernhard Warberger

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	3
Kurzfassung	9
Abstract	10
Symbolverzeichnis	13
1 Einleitung	27
1.1 Motivation	27
1.2 Aktueller Stand der Rührtechnik	29
1.3 Funktionsweise und Aufbau des lagerlosen Aussenläufers	30
1.3.1 Mechanischer Motoraufbau	30
1.3.2 Funktionsprinzip	31
1.3.3 Ansteuerung und Regelung	34
1.4 Aufbau der Arbeit	36
1.5 Publikationen	38
2 Optimierung des magnetischen Kreises	41
2.1 Optimierung des Motor mit $p = 8$	42
2.2 Verifikation der Motorauslegung bei Polpaarzahl $p = 8$	46
2.3 Optimierung Motor mit $p = 5$	49
2.4 Verifikation der Motorauslegung bei Polpaarzahl $p = 5$	49
2.5 Zusammenfassung	50
3 Sensorik	53
3.1 Einleitung	53
3.2 Mathematische Modellierung der Rotorflussdichte	54
3.3 Berechnung der Rotorposition und des Rotordrehwinkels	58
3.3.1 Berechnung der Rotorauslenkung	60
3.3.2 Berechnung des Rotordrehwinkels	61

3.4	Anzahl und Platzierung der Sensoren	61
3.5	Adaptierung der Positionsauswertung für den lagerlosen Mixer	62
3.5.1	Positionsbestimmung bei 8 Rotorpolpaaren und 6 Sensoren	63
3.5.2	Positionsbestimmung bei 5 Rotorpolpaaren und 6 Sensoren	65
3.6	Störeinflüsse	66
3.6.1	Streifeld der Statorspulen	67
3.6.2	Unterschiedliche Magnetisierung der Rotormagnete	69
3.7	Blockschaltbild der Positionssensorik	70
4	Verlustanalyse	73
4.1	Verluste in den Statorwicklungen	73
4.2	Stator–Eisenverluste	74
4.3	Verluste in der Tankwand	75
4.3.1	Allgemeine Herleitung der Spaltrohrverluste	75
4.3.2	Spaltrohrverluste beim lagerlosen Mixer	82
4.3.3	Messtechnische Verifikation der Spaltrohrverluste	86
4.4	Fluidreibungsverluste	88
4.5	Rotorverluste	93
4.6	Gesamtverluste, Wirkungsgrad und Skalierung	96
4.6.1	Skalierung der einzelnen Verlustkomponenten	98
4.6.2	Skalierung der Gesamtverluste	105
4.6.3	Wirkungsgrad	107
5	Thermisches Modell	109
5.1	Einleitung	109
5.2	Parameterbestimmung	111
5.2.1	Thermische Eigenschaften der verwendeten Materialien	111
5.2.2	Wärmeleitfähigkeit der Kupferwicklung	112
5.2.3	Wärmeübergang an der Tankwand	114
5.2.4	Wärmeübergang in der Kühlspirale	120
5.3	Platzierung und Wirkung der Kühlspirale	123
5.4	Skalierung der Motortemperatur	126
5.5	Sensitivitätsanalyse	131
5.5.1	Einfluss der Vergussmasse	131
5.5.2	Einfluss Motorgehäuse (Becher)	132

5.6	Validierung des thermischen Modells	135
5.6.1	Validierung bei natürlicher Konvektion	135
5.6.2	Validierung bei forcierter Konvektion	137
5.7	Temperaturen im Betrieb	139
6	Hydrodynamik im Rührkessel	141
6.1	Grundgleichungen und Kennzahlen	141
6.1.1	Navier–Stokes Gleichungen	141
6.1.2	Leistungskennzahl	142
6.1.3	Pumpen- oder Durchsatzkennzahl	143
6.1.4	Leistungscharakteristik	144
6.2	Turbulenz im Rührkessel	146
6.3	Mischen des Rührgutes	148
6.3.1	Mischzeitcharakteristik	149
6.3.2	Bestimmung der Mischzeit	151
6.4	Scherbeanspruchung des Rührgutes	154
6.5	Masstabsübertragung (Scale–Up)	157
6.5.1	Antriebstechnischer Scale–Up	157
6.5.2	Verfahrenstechnischer Scale–Up	158
6.5.3	Verfahrenstechnische Scale–Up–Kriterien	161
6.5.4	Einschränkungen beim Scale–Up	164
6.6	Numerische Strömungssimulation	165
6.6.1	Reynolds–Averaged–Navier–Stokes (RANS)	165
6.6.2	Evaluierung der Turbulenzmodelle	168
6.6.3	Bestimmung wichtiger Prozessparameter mit Fluid- simulation	174
6.7	Strömung im Ringspalt	178
6.7.1	Strömungsformen im Ringspalt	178
6.7.2	Axiale Strömung im Ringspalt	181
6.7.3	Ringspaltströmung im Betrieb des Mixers	184
6.7.4	Fazit	186
7	Rührtechnik	187
7.1	Einfluss der Exzentrizität	187
7.2	Einfluss des Rotorblattwinkels	189
7.3	Einfluss des Rührerdurchmessers	191
7.4	Einfluss der Flügelzahl	193
7.5	Vergleich verschiedener Rührertypen	196
7.6	Einfluss der Tankform und Einbaulage	199

8	Prototypen und Teststände	203
8.1	50 Liter Teststand	203
8.2	350 Liter Teststand	205
8.3	1500 Liter Teststand	207
8.3.1	Prototyp mit Polpaarzahl 8	208
8.3.2	Prototyp mit Polpaarzahl 5	208
8.3.3	Testtank mit 1500 Liter	210
9	Zusammenfassung und Ausblick	213
	Literaturverzeichnis	215
	Abbildungsverzeichnis	225
	Tabellenverzeichnis	229

Kurzfassung

Das Rühren von Flüssigkeiten ist ein sehr wichtiger und häufig eingesetzter Prozess in der Verfahrenstechnik. Hierzu wird in einem Tank ein Rührkopf platziert, der über eine Welle mit einem Antrieb ausserhalb des Tanks verbunden ist. Die Welle muss beim Durchtritt durch die Tankwand mechanisch gelagert und abgedichtet werden. Bei hochreinen Prozessen oder bei Anwendungen, bei denen das Rührgut nur geringen Scherbeanspruchungen ausgesetzt werden darf, treten hohe Ausschussraten auf. Das Rührgut kann durch mechanischen Abrieb oder Schmiermittele Austritt aus den Lagern kontaminiert werden. Um diese Problematik zu umgehen, setzt man in der Pharma- und Biotechnik vermehrt auf magnetgekuppelte Antriebe. Somit kann auf eine Welle verzichtet werden, jedoch muss der Rotor im Inneren des Tanks immer noch mechanisch gelagert werden. Dies geschieht meist mit hydrodynamischen Gleitlagern. Beim Gleitlagersitz treten in dem engen Spalt zwischen Rotor und Stator sehr hohe Scherkräfte auf, die das Prozessfluid nachhaltig schädigen können. Ausserdem ist bei hydrodynamischen Gleitlagern keine Trockenlaufefigenschaft gegeben, was beim Entleeren des Tanks aber sehr wichtig wäre.

Diese Probleme könnten durch den Einsatz eines lagerlosen Aussenläufermotors überwunden werden. Bei diesem Motorkonzept kann der Rotor kontaktfrei mit grossem Luftspalt nur durch magnetische Felder gelagert und angetrieben werden. Die magnetische Lagerung garantiert auch eine berührungsfreie Lagerung des Rotors im Stillstand, was grosse Vorteile beim Entleeren, Reinigen und Sterilisieren des Tanks bringt. Aus diesen Gründen wird in dieser Arbeit untersucht, ob und wie ein lagerloser Aussenläufermotor möglichst optimal in einem hochreinen und scherarmen Rührprozess eingesetzt werden kann.

In einem ersten Schritt wird die Motorgeometrie so optimiert, dass der Motor die Anforderungen an das Drehmoment und an die Rotorstabilität erfüllt. Da zwischen Stator und Rotor die Tankwand aus Edelstahl ver-

läuft, muss zudem eine Sensorik entwickelt werden, die es ermöglicht, mit Hallsensoren die Winkellage und die radiale Position des Rotors zu messen. Um die im Motor auftretenden Temperaturen abschätzen zu können, wird ein thermisches Modell entwickelt. Dazu ist es nötig alle Verlustquellen zu identifizieren und zu quantifizieren. Ausserdem muss der Zustand der Strömung in unmittelbarer Nähe zum Motor und im Spalt zwischen Stator und Rotor genau analysiert werden, um den komplexen Wärmeübergang zwischen Motor und Tankinhalt quantifizieren zu können. Mit Hilfe des thermischen Modells werden die Motorgeometrie optimiert, zusätzliche Kühlmassnahmen implementiert und die Motortemperaturen in Abhängigkeit des jeweiligen Betriebspunktes vorhergesagt.

Nach der Festlegung der Motorgeometrie werden die Rotorform und die Einbaulage des Motors im Tank mit Hilfe von Strömungssimulationen hinsichtlich Mischzeit, Leistungsbedarf und Scherkräften optimiert.

Abschliessend werden mehrere Prototypen aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Die Prototypen werden in Testtanks verschiedener Grösse eingebaut und die Rühr-Performance messtechnisch bestätigt.

Abstract

The stirring of liquids is a common and important task in process engineering. In a typical setup the agitator is connected via a shaft with the motor which is placed outside the tank. Mechanical bearings and seals are required at the location where the shaft penetrates the tank wall. The seals and bearings cause problems when high-purity or low-shear mixing is conducted. Mechanical wear and lubricants from the bearings can contaminate the delicate fluids, which results in high reject rates. To overcome these deficits magnetic couplings are often used in pharmaceutical and biotechnological applications. Thus, neither a shaft nor a sealing are required and the rotor is spatially seated by a hydrodynamic bearing inside the tank. The drawbacks of these hydrodynamic bearings are the high shear forces in the small gaps and the poor and limited dry-running capability.

All these drawbacks can be tackled by the implementation of a bearingless outer-rotor motor. This motor topology enables contact-free operation and the large possible air gap eliminates wear and pinch-off areas. Moreover, this motor setup enables unlimited dry-running and the rotor can be levitated even at zero speed, which is very useful when draining, cleaning, and sterilizing the tank. Therefore, the objective of this thesis is to investigate the possibilities of a successful implementation of a bearingless outer-rotor motor in high-purity and low-shear mixing applications.

In a first step, the motor geometry is optimized to meet the torque and stability requirements. Next, a hall-based sensor system is developed to detect the rotor angle and radial dislocation through the tank wall made of stainless steel located in the gap between rotor and stator.

To predict the motor temperatures during operation a thermal model is developed. To do so, all sources of losses must be identified and quantified. Furthermore, the complex flow regime in the vicinity of the motor and in the air gap must be evaluated in detail to predict and quantify the

heat transfer between the motor and the process fluid. With the thermal model the motor geometry is optimized and additional possibilities of motor cooling are evaluated.

When the motor setup is fixed, the agitator design and the motor placement in the tank are evaluated and optimized by means of FE-simulations with regard to mixing time, power and shear forces.

Finally, several prototypes are set up and put into operation successfully. To verify the mixing capability three test tanks with different volumes are installed. The mixing performance of the introduced bearingless outer-rotor mixing system is verified experimentally.

Symbolverzeichnis

Formelzeichen - lateinisch

a	Gewichtungsfaktor für Potenzansatz	
A	Fläche	m^2
A_L	Leiterquerschnitt	m^2
B	Flussdichte	T
B_0	Flussdichte bei zentriertem Rotor	T
B_e	Flussdichte bei ausgelenktem Rotor	T
B_k	Flussdichte der k -ten Harmonischen	T
B_{Fe}	Flussdichte im Statoreisen	T
c	spezifische Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
c	Konzentration	$1/\text{kg}$
\vec{c}	Gewichtungsvektor für Basisfunktionen	T oder T/m
c_{Ed}	Steinmetzparameter für P_{Ed}	
c_{Hy}	Steinmetzparameter für P_{Hy}	
c	Konzentration	$1/\text{kg}$
c_R	Abklingfaktor für Reset-Domain	$1/\text{s}$
c_0	Anfangskonzentration	$1/\text{kg}$
c_∞	Endkonzentration	$1/\text{kg}$
\mathbf{C}	Gewichtungsmatrix der Basisfunktionen	T oder T/m
C_{th}	thermische Kapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
d	Durchmesser allgemein	m
d_{Fe}	Schichtdicke Statorblechpaket	m
d_P	Partikeldurchmesser	m
d_{KS}	Rohrinnendurchmesser Kühlspirale	m
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
D_{KS}	Krümmungsdurchmesser Kühlspirale	m
e	Rotorauslenkung	m
e_n	normale Rotorauslenkung	m
e_t	tangentiale Rotorauslenkung	m

e_x	Rotorauslenkung in x-Richtung	m
e_y	Rotorauslenkung in y-Richtung	m
f	Frequenz	Hz
f	spezifische Kraft	N/kg
f_C	Wicklungsfüllfaktor	
f_R	Vorzeichen Innen-/Aussenläufer	
F	Kraft	N
F_G	Geometrie-Korrekturfaktor	
F_x	Kraft in x-Richtung	N
F_y	Kraft in y-Richtung	N
F_z	Kraft in z-Richtung	N
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
\mathbf{G}	Matrix der Geometrieparameter	1/T oder m/T
h	Höhe allgemein	m
h_S	Anzahl Hallsensoren	
I_i	Statorströme $i = \{1 \dots 6\}$	A
i	Index oder Laufvariable	
j	Index oder Laufvariable	
J	Stromdichte	A/m ²
k	Ordnungszahl der Harmonischen	
k	turbulente Kinetische Energie	m ² /s ²
k_{ax}	Proportionalitätskonstante	
k_{La}	volumenbezogener flüssigkeitsseitiger Stoff- übertragungskoeffizient	1/s
k_S	Anzahl Fluidsensoren	
k_x	radiale Steifigkeit in x-Richtung	N/m
k_y	radiale Steifigkeit in y-Richtung	N/m
k_z	axiale Steifigkeit	N/m
k_ϕ	Verkippungssteifigkeit	Nm/°
k_Θ	Stromsteifigkeit	Nm/A
l	Länge allgemein	m
l_F	charakteristische Anströmlänge	m
l_m	mittlere Windungslänge	m
l_W	Durchmesser eines Turbulenzwirbels	m
m_{Fe}	Masse Statoreisen	kg
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
\dot{m}_{KS}	Massenstrom in Kühlspirale	kg/s
m_{KS}	Gewichtungsfaktor	

M	Drehmoment	Nm
M_{φ}	Verkipfungsmoment	Nm
n	mechanische Drehzahl	U/min
N	Windungszahl	
p	Polpaarzahl	
p	Druck	Pa
P_{Cu}	Kupferverluste	W
P_{Ed}	Wirbelstromverluste	W
P_{F}	Fluidreibungsverluste	W
P_{Fe}	Eisenverluste	W
P_{Hy}	Hystereseverluste	W
P_{PM}	Verluste Permanentmagnet	W
P_{R}	Rotorverluste	W
P_{RR}	Verluste Rotorrückschluss	W
$P_{\text{RR,Ed}}$	Wirbelstromverluste Rotorrückschluss	W
$P_{\text{RR,Hy}}$	Hystereseverluste Rotorrückschluss	W
P_{RU}	Verluste Rotorumkapselung	W
P_{SR}	Spaltrohrverluste	W
$P_{\text{V,tot}}$	Gesamt-Verlustleistung	W
r	Radius	m
r_{a}	Aussenradius	m
r_{i}	Innenradius	m
r_{L}	Radius Leiter	m
Δr	Abstand zwischen Magnet und Hallsensor	m
R_{Cu}	Wicklungswiderstand	Ω
R_{th}	thermischer Widerstand	K/W
S	Strombelag	A/m
S	Matrix der Sensorsetup-Parameter	
S_{χ}	Quellterm der Transportgleichung für χ	1/s
t	Zeit	s
t_{V}	Verweilzeit	s
T	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_{Cu}	Wicklungstemperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_{F}	Fluid-Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_{T}	Tankwand-Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_{Umg}	Umgebungstemperatur	$^{\circ}\text{C}$
u	Fluidgeschwindigkeit	m/s
u_{U}	Umfangsgeschwindigkeit (Tip-Speed)	m/s

u'	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit	m/s
U	Uniformität	
v_{ax}	axiale Fluidgeschwindigkeit im Ringspalt	m/s
v_{KS}	Strömungsgeschwindigkeit in Kühlschleife	m/s
v_{tan}	Tangentialgeschwindigkeit	m/s
V	Tankvolumen	m ³
V_R	Rührervolumen	m ³
V_{Tracer}	Tracervolumen	m ³
W	dimensionslose Mischarbeit	
x	x -Koordinate	m
X	Skalierungsfaktor bzw. Motorgröße	
\vec{X}	Basisfunktionen	1 oder m
y	y -Koordinate	m
y^+	dimensionsloser Wandabstand	
z	z -Koordinate	m

Formelzeichen - griechisch

α	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² K)
α	mechanischer Rotordrehwinkel	rad
α_{Cu}	Temperaturkoeffizient von Kupfer	1/K
α_{Ed}	Steinmetzexponent der Frequenz für P_{Ed}	
α_{Hy}	Steinmetzexponent der Frequenz für P_{Hy}	
β_{Ed}	Steinmetzexponent der Flusssdichte für P_{Ed}	
β_{Hy}	Steinmetzexponent der Flusssdichte für P_{Hy}	
χ	beliebige skalare Variable	
δ_0	mech. Luftspalt bei zentriertem Rotor	m
δ_L	Dicke Leiterisolierung	m
ϵ	spezifische Energiedissipation	W/kg
ϕ	Winkelposition der Hallsensoren	rad
φ	Verkipfungswinkel des Rotors	°
γ	Eindringtiefe	m
$\dot{\gamma}$	Scherrate, Schergeschwindigkeit	1/s
η	dynamische Viskosität	kg/(m s)
η	Gesamtwirkungsgrad des Motors	
η_{KS}	Gewichtungsfaktor	
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m K)

λ_C	Wärmeleitfähigkeit Wicklung	W/(m K)
$\lambda_{C,\perp}$	normal zur Ebene	W/(m K)
$\lambda_{C,\parallel 1}$	in der Ebene, andere Wicklungsschicht	W/(m K)
$\lambda_{C,\parallel 2}$	in der Ebene, selbe Wicklungsschicht	W/(m K)
λ_W	Mikromassstab der Turbulenz	m
μ	Massstab, Skalierungsfaktor	
μ_{ax}	axialer Skalierungsfaktor	
μ_r	relative Permeabilität	Vs/(A m)
μ_{rad}	radialer Skalierungsfaktor	
μ_{RR}	relative Permeabilität Rotorrückschluss	Vs/(A m)
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
θ	Mischzeit	s
θ_λ	Mikromischzeit	s
θ_Λ	Makromischzeit	s
ϑ	normierte Temperaturdifferenz	
Θ	Durchflutung	A
σ_{Cu}	Leitwert Kupfer	S/m
σ_{PM}	Leitwert Permanentmagnet	S/m
σ_{RU}	Leitwert Rotorumkapselung	S/m
σ_{RR}	Leitwert Rotorrückschluss	S/m
σ_x	Streifeldkompensationsfaktor für x -Achse	m/A
σ_y	Streifeldkompensationsfaktor für y -Achse	m/A
σ_α	Streifeldkompensationsfaktor für Winkel α	rad/A
ρ	Dichte	kg/m ³
ρ_{Cu}	spezifischer Widerstand von Kupfer	Ω m
τ	Scherspannung	N/m ²
τ_P	Partikelscherung	N/m ²
τ_{th}	thermische Zeitkonstante	s
τ_w	Wandscherspannung	N/m ²
ω	mechanische Winkelgeschwindigkeit	rad/s
Ω	dimensionslose Mischzeit (Mischzeitkonstante)	
ξ_{KS}	Gewichtungsfaktor	
ζ	Richtung der Rotorauslenkung	rad

Indizes

a	aussen
ax	axial
B	Betriebsmassstab
C	Wicklung
Cu	Kupfer
e	Regelabweichung
el	elektrisch
Ed	Wirbelstrom
F	Fluid
G	Geometrie
Hy	Hysterese
i	innen
ist	Istwert
Iso	Isolierung
krit	kritisch
KS	Kühlspirale
lok	lokal
L	Leiter (Wicklung)
M	Modellmassstab
max	Maximum
mech	mechanisch
mess	Messwert
mod	modifiziert
opt	optimal
PM	Permanentmagnet
ref	Referenzwert
R	Rotor
rad	radial
RU	Rotorumkapselung
RR	Rotorrückschluss
S	Stator
SU	Statorumkapselung
SR	Spaltrohr
sim	Simulationswert
tan	tangential
th	thermisch
tot	total

T	Tank
U	Umfang
Umg	Umgebung
W	Wirbel
w	Wandnähe
x	in x -Richtung
y	in y -Richtung
0	Ausgangslage oder Startwert
1	Bezugnahme auf Rührkessel
2	Bezugnahme auf Rotor
3	Bezugnahme auf Einbaulage

Konventionen

\vec{F}	Vektor
\underline{U}	komplexe Grösse
\bar{v}	Mittelwert
\mathbf{A}	Matrix
\mathbf{A}^{-1}	Inverse der Matrix \mathbf{A}
\mathbf{A}^+	Pseudoinverse der Matrix \mathbf{A}
U	Betrag, Effektivwert
\hat{F}	Spitzenwert, Amplitude
Δr	Differenz
$ k $	Betrag oder Mächtigkeit
λ_{\perp}	normal zur Ebene
λ_{\parallel}	in der Ebene

Abkürzungen

CC	Curvature Correction
DB	Dissipationsbereich der Mikroturbulenz
FBT	Flat Blade Turbine (Flachblatt- oder Scheibenrührer $\beta_2 = 0$)
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LUT	Look-Up-Table
PBT	Pitch Blade Turbine (Schrägblattrührer $\beta_2 > 0$)
PIV	Particle Image Velocimetry
SIP	Sterilization in Process
SST	Shear Stress Transport
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RSM	Reynolds Stress Model
TB	Trägheitsunterbereich der Mikroturbulenz
ÜB	Übergangsbereich der Mikroturbulenz

Dimensionslose Kennzahlen

$\text{Ar} = \frac{d_2^3 \cdot g \cdot \Delta\rho}{\bar{\nu}^2 \cdot \bar{\rho}}$	Archimedeszahl
$C_F = \frac{F}{\rho \cdot n^2 \cdot d_2^4}$	Kraftbeiwert
$C_P = \frac{2 \cdot P_{F,0}}{\pi \cdot \rho \cdot \omega^2 \cdot r_R^4 \cdot h}$	Verlustbeiwert
$\text{Ne} = \frac{P}{\rho \cdot n^3 \cdot d_2^5}$	Newton- oder Leistungszahl
$Q = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot n \cdot d_2^3}$	Pumpenzahl
$\text{Re} = \frac{n \cdot d_2^2}{\nu}$	Rührer-Reynoldszahl
$\text{Re}_{\text{ax}} = \frac{v_{\text{ax}} \cdot 2 \cdot \delta_{\text{mech}}}{\nu}$	Spalt-Reynoldszahl
$\text{Re}_{\text{tan}} = \frac{v_{\text{tan}} \cdot \delta_{\text{mech}}}{\nu}$	Couette-Reynoldszahl
$\text{Ta} = \frac{\omega \cdot \sqrt{r_T \cdot \delta_{\text{mech}}^3}}{\nu}$	Taylorzahl
$\text{Re}_T = \frac{4 \cdot n \cdot r_T^2}{\nu(\bar{T})}$	Tankwand-Reynoldszahl
$\text{Gr} = \frac{g \cdot l_F^3 \cdot \rho \cdot (T_T) - \rho \cdot (T_F)}{\nu(\bar{T}) \cdot \rho \cdot (T_T)}$	Grashof-Zahl
$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot l_F}{\lambda}$	Nußelt-Zahl
$\text{Re}_{\text{KS}} = \frac{v_{\text{KS}} \cdot d_{\text{KS}}}{\nu}$	Rohr-Reynoldszahl
$\text{Pr} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}$	Prandtl-Zahl

Abmessungen Tankgeometrie

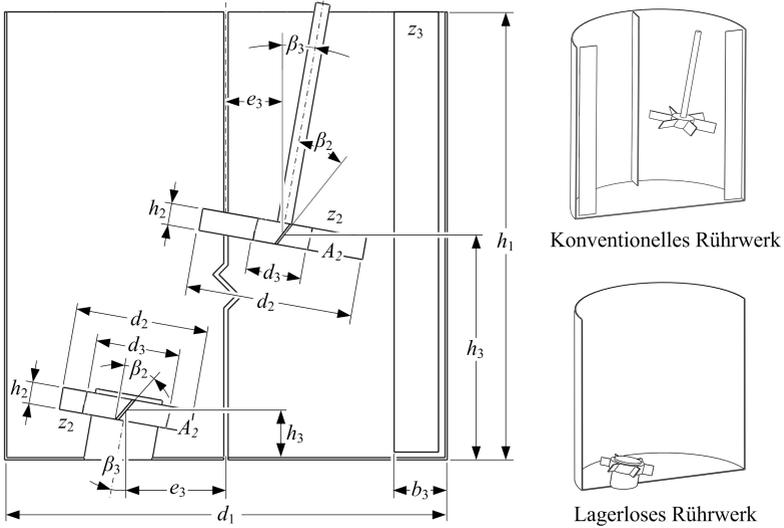


Abbildung 0.1: Schematische Darstellung und Masse eines konventionellen und lagerlosen Rührwerks.

A_2	Rotorblattfläche	m^2
b_3	Breite der Strömungsbrecher	m
d_1	Tankdurchmesser	m
d_2	Rotordurchmesser	m
d_3	Nabdurchmesser	m
e_3	Exzentrizität des Rotors	m
h_1	Füllhöhe des Tanks	m
h_2	Rotorhöhe (projizierte Blatthöhe)	m
h_3	Einbauhöhe des Rotors	m
z_2	Anzahl Rotorblätter	
z_3	Anzahl der Strömungsbrecher	
β_2	Rotorblattwinkel	$^\circ$
β_3	Neigungswinkel der Rotationsachse	$^\circ$

Abmessungen Motorgeometrie

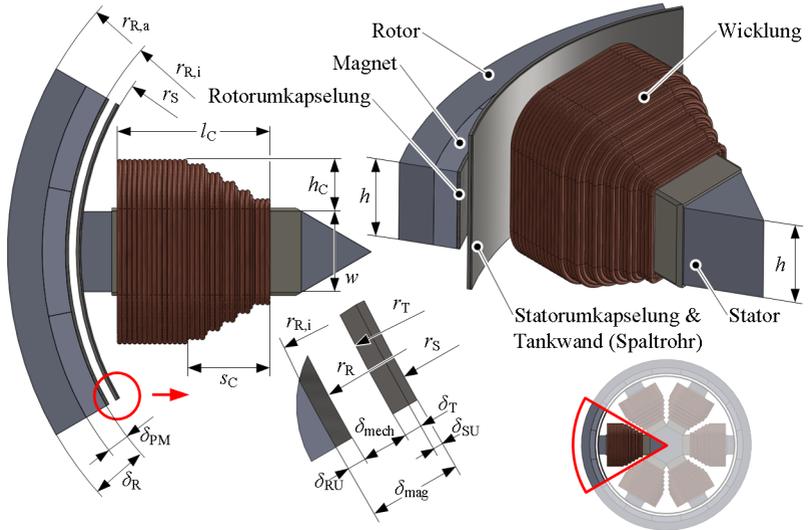


Abbildung 0.2: Abmessungen lagerloser Motor.

h	Motorhöhe	m
h_C	Höhe der Wicklung	m
l_C	Länge der Wicklung	m
r_R	Rotorinnenradius inkl. Umkapselung	m
$r_{R,a}$	Rotorausseradius excl. Umkapselung	m
$r_{R,i}$	Rotorinnenradius excl. Umkapselung	m
r_S	Statorradius	m
r_{SR}	mittlerer Spaltrohrradius $((r_T + r_S)/2)$	m
r_T	Ausseradius Tankwand (Spaltrohr)	m
s_C	Länge des abgeschrägten Teils der Wicklung	m
w	Klauenbreite	m
δ_{mag}	magnetischer Luftspalt $(r_{R,i} - r_S)$	m
δ_{mech}	mechanischer Luftspalt $(r_R - r_T)$	m
δ_{PM}	Dicke Rotormagnete	m
δ_R	Breite Rotor	m

δ_{RU}	Wanddicke Rotorumkapselung	m
δ_{SR}	Wanddicke Spaltrohr ($\delta_{SU} + \delta_T$)	m
δ_{SU}	Wanddicke Statorumkapselung (-gehäuse)	m
δ_T	Wanddicke Tankwand	m

Tensornotation/Indexschreibweise

Mit Hilfe der Indexschreibweise können Vektoren

$$u_i = \vec{u} = (u_x, u_y, u_z)^T, \quad x_i = \vec{x} = (x_x, x_y, x_z)^T$$

und Tensoren

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \text{grad } \vec{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x_x} & \frac{\partial u_x}{\partial x_y} & \frac{\partial u_x}{\partial x_z} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x_x} & \frac{\partial u_y}{\partial x_y} & \frac{\partial u_y}{\partial x_z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial x_x} & \frac{\partial u_z}{\partial x_y} & \frac{\partial u_z}{\partial x_z} \end{pmatrix}$$

sehr einfach und übersichtlich angeschrieben werden. Treten in einem Ausdruck zwei gleiche Indizes auf, wird nach Einstein'scher Summenkonvention aufsummiert, z.B.

$$u_i u_i = \vec{u} \cdot \vec{u} = u_x u_x + u_y u_y + u_z u_z$$

oder

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \text{div } \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x_x} + \frac{\partial u_y}{\partial x_y} + \frac{\partial u_z}{\partial x_z}.$$

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

In der chemischen, pharmazeutischen und in der Nahrungsmittelindustrie spielen verfahrenstechnische Rühraufgaben eine sehr grosse Rolle. Die Rührprozesse können dabei in die folgenden fünf Hauptanwendungen gegliedert werden [1, 2]:

- Homogenisieren: Mischen von ineinander löslichen Flüssigkeiten, bzw. Ausgleichen von Konzentrations- und Temperaturunterschieden.
- Suspendieren: Aufwirbeln und gleichmässiges Verteilen von Feststoffen in einem Fluid.
- Dispergieren: Herstellen einer stabilen Emulsion zweier nicht löslicher Flüssigkeiten.
- Begasen: Stoffübergang zwischen einer flüssigen und gasförmigen Phase, bzw. das Zerkleinern eines Gases in einer Flüssigkeit.
- Wärmeaustausch zwischen der Flüssigkeit und einem Wärmetauscher.

In der Pharma- und Biotechnik müssen häufig sehr schersensitive Fluide (z.B. Nährlösungen mit lebenden Zellen) verfahrenstechnisch behandelt werden. Deshalb müssen in diesen Industriezweigen die vorher genannten Rühraufgaben, insbesondere das Homogenisieren, mit einer möglichst geringen Partikelbeanspruchung erfolgen [3, 4], um hohe Ausschussraten zu verhindern. Erschwerend kommt hinzu, dass beim Prozessieren dieser Flüssigkeiten auch sehr hohe Anforderungen an die Reinheit gestellt werden.

Für Rührwerke, die beim Verarbeiten dieser schersensitiven oder hochreinen Flüssigkeiten zum Einsatz kommen sollen, lassen sich folgende Anforderungen ableiten:

- Möglichst keine schmalen Spalte bei Wellendurchführungen und bei der Lagerung der Rührköpfe, da in diesen Spalten hohe Scherkräfte auftreten. Die Spalte haben auch bei der Reinigung Nachteile, da sich hier Ablagerungen oder Rückstände bilden können.
- Vermeidung der Kontaminierung des Tankinhaltes durch Fremdpartikel oder chemische Substanzen, z.B. durch mechanischen Abrieb oder Austritt von Schmiermitteln bei Kugellagern die bei der Lagerung der Rührwelle zum Einsatz kommen.
- Der Tank sollte möglichst hermetisch abgeschlossen sein, einerseits um das Eindringen von Atmosphäregasen in den Tank, andererseits um das Entweichen von gefährlichen Substanzen zu verhindern.
- Alle Oberflächen, die mit dem Prozessfluid in Kontakt kommen, müssen nach dem Rühren durch Sterilisation (SIP) mit 130 °C heissem Dampf wieder keimfrei gemacht werden [5]. Alle eingesetzten Materialien müssen diesen Temperaturen standhalten.

Diese Anforderungen lassen sich mit herkömmlichen Rührwerken nur sehr schwer bzw. nur teilweise erfüllen, was zu hohen Ausschussraten bei der Verarbeitung der oft sehr teuren Substanzen führt [6]. Mit Hilfe eines lagerlosen Rührers in Aussenläuferbauweise könnten zumindest die mechanischen Anforderungen gänzlich erfüllt werden, da durch die zugrunde liegende Motortopologie eine

- berührungsfreie Lagerung des Rotors mit grossem Spalt,
- sowie eine hermetische Abdichtung des Tanks

ermöglicht wird.

Ziel dieser Arbeit ist es daher zu untersuchen, wie ein lagerloser Motor in Aussenläuferbauweise in einem Mischsystem für hochreine und schersensitive Flüssigkeiten optimal eingesetzt werden kann.

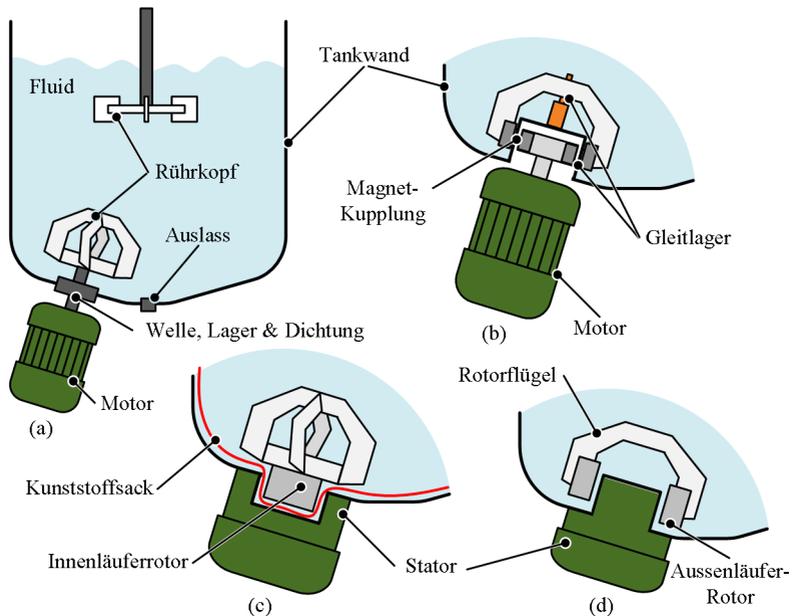


Abbildung 1.1: Übersicht Rührwerks-Topologien: (a) Konventioneller Rührer mit Wellendurchführung von oben oder unten, (b) Rührwerk ohne Welle mit Magnetkupplung und Gleitlagern, (c) lagerloser Rührer in Innenläuferbauweise und (d) lagerloser Rührer in Aussenläuferbauweise.

1.2 Aktueller Stand der Rührtechnik

In Abb. 1.1(a) ist ein konventionelles Rührwerk abgebildet, das aktuell am häufigsten zum Einsatz kommt [1, 2, 7]. Meistens ist der Rührer axial und radial in der Tankmitte platziert und der Antrieb befindet sich über dem Tank. In einigen Fällen, in denen nicht ausreichend Bauraum über dem Tank zu Verfügung steht, wird der Antrieb unter dem Tank montiert. Der Rührkopf befindet sich dann meist in Bodennähe. Nachteil dieser Anordnung ist, dass Wellendurchführungen, Lager und Dichtungen benötigt werden. Daher ist dieses Setup für schersensitives und hochreines Verarbeiten von Fluiden wenig geeignet.

Mit Hilfe einer Magnetkupplung kann auf eine Wellendurchführung ver-

zichtet werden. Somit ist eine hermetische Abdichtung des Tanks möglich. Die Lagerung des Rotors erfolgt in diesem Fall mit Hilfe von hydrodynamischen Gleitlagern. Der Nachteil ist, dass bei dieser Lagerungsmethode, bedingt durch den geringen Lagerspalt, sehr hohe Scherkräfte auftreten. Ausserdem kann es beim Entleeren des Tanks zum Trockenlaufen des Lagers kommen, was zu mechanischem Abrieb und Lagerschäden führen kann. In Abb. 1.1(b) ist der prinzipielle Aufbau eines Rührers mit Magnetkupplung dargestellt [6, 8].

Es gibt bereits kommerziell erhältliche Mischsysteme, bei denen lagerlose Motoren mit Innenläufern zum Einsatz kommen [9]. Bei diesem, in Abb. 1.1(c) dargestellten Setup, kommt es auch im Stillstand zu keinem mechanischen Kontakt zwischen Rotor und Tankwand. Ein Nachteil dieser Anordnung ist, dass sich der Rotor in einer Ausbuchtung am Tankboden befindet. Diese Ausbuchtung stellt eine Totzone während des Mischvorgangs dar und beim Entleeren des Tanks kann das darin befindliche Fluid nicht abfliessen. Aus diesem Grund wird auch bei diesem Single-Use-System [9] der Tank mit einem dünnen Kunststoff sack ausgekleidet, der mitsamt dem sich darin befindenden Impeller nach dem Rühren entsorgt wird.

In Abb. 1.1(d) ist das in dieser Arbeit vorgeschlagene Setup mit einem lagerlosen Aussenläufer dargestellt. Bei dieser Anordnung gibt es keine Totzonen und das Fluid kann beim Entleeren vollständig abfliessen. Durch die magnetische Lagerung wird eine berührungsfreie Lagerung des Rotors mit grossem Fluidspalt $\delta_{\text{mech}} \geq 2$ mm sowohl im Betrieb als auch im Stillstand gewährleistet. Durch das Wegfallen einer mechanischen Welle kann der Tank hermetisch abgedichtet werden. Alle Oberflächen können aus Edelstahl ausgeführt werden, was eine einfache Reinigung bzw. Sterilisation ermöglicht.

1.3 Funktionsweise und Aufbau des lagerlosen Aussenläufers

1.3.1 Mechanischer Motoraufbau

In Abb. 1.2 ist der mechanische Aufbau eines lagerlosen Aussenläufers abgebildet. Der Stator besteht aus einem geblechten Eisenpaket mit sechs

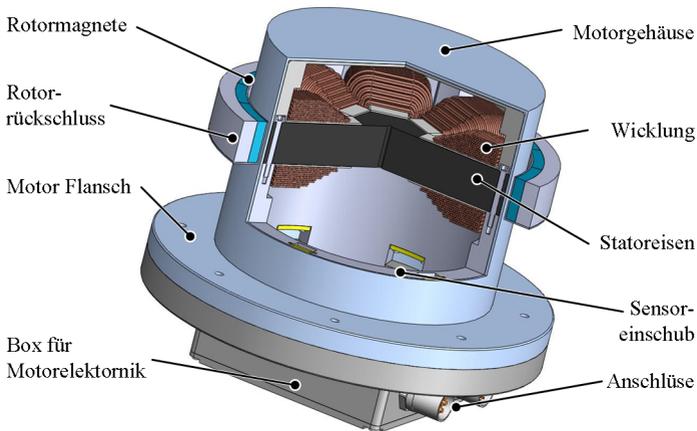


Abbildung 1.2: Mechanischer Motoraufbau.

Zähnen und sechs Antriebsspulen. Jeweils drei um 120° versetzte Motorspulen werden in Stern verschaltet und bilden mit den anderen drei Spulen zwei Dreiphasensysteme. Der Stator wird von einem dünnwandigen Gehäuse geschützt. Der Rotor ist aus einem ringförmigen Rückschluss und den Permanentmagneten zusammengesetzt. Die Hallsensoren zur Messung der Rotorposition werden in den dafür vorgesehenen Sensoreinschüben platziert. Auf der Unterseite des Motors befinden sich die Motorelektronik und die Anschlüsse.

1.3.2 Funktionsprinzip

Der lagerlose Aussenläufer beruht auf demselben Funktionsprinzip wie der lagerlose Scheibenläufer [10]. Dieser Motortyp zeichnet sich dadurch aus, dass der Rotordurchmesser viel grösser als die Rotorhöhe ist. Dadurch können die axiale Rotorauslenkung sowie die Verkipfung des Rotors durch passive Reluktanzkräfte stabilisiert werden. Die radiale Rotorposition muss durch geeignete Bestromung der Motorwicklungen aktiv geregelt werden. Die Generierung des Drehmoments erfolgt analog zu einer Synchronmaschine mit Permanentmagneten.

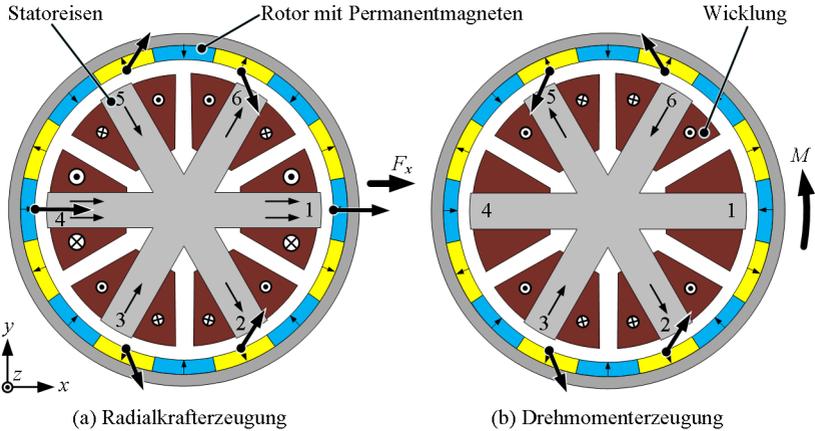


Abbildung 1.3: (a) Schematische Darstellung der Erzeugung einer Radialkraft in x -Richtung bei $\alpha_{el} = 0^\circ$. Jeweils zwei gegenüberliegende Spulen werden betragsmässig gleich bestromt, jedoch mit unterschiedlichen Vorzeichen. Die Kräfte in y -Richtung heben sich auf und es resultiert nur mehr eine Kraft in x -Richtung. (b) Darstellung der Bestromung zur Generierung des Drehmoment bei $\alpha_{el} = 0^\circ$. Jeweils zwei gegenüberliegende Spulen werden betrags- und vorzeichenmässig gleich bestromt. Dadurch heben sich alle radialen Kraftkomponenten auf. Es bleiben nur mehr Tangentialkomponenten übrig, die das Drehmoment bilden.

Zur Erzeugung von Radialkräften und Drehmoment müssen die Statorspulen in geeigneter Weise bestromt werden. Die Bestromung hängt vom elektrischen Rotorwinkel

$$\alpha_{el} = p \cdot \alpha_{mech} \tag{1.1}$$

ab. Wird in der Spule j der Lagestrom $I_{BNG} = \Theta_{BNG}/N$ eingepreßt, wird eine Kraftkomponente in x -Richtung

$$F_{x,j} = k_{x,j} \cos(\alpha_{el} + (j - 1) \cdot 60^\circ) \hat{\Theta}_{BNG} \tag{1.2}$$

generiert [11], wobei $k_{x,j}$ die Kraft–Strom–Konstante der Spule j in x -Richtung ist. Durch Aufsummieren der von den einzelnen Spulen generierten Kraftkomponenten $F_{x,j}$ erhält man die resultierende Lagerkraft

in x -Richtung

$$F_x = \sum_{j=1}^6 F_{x,j}. \quad (1.3)$$

Die Generierung der Lagerkraft F_x ist in Abb. 1.3(a) exemplarisch für einen Rotorwinkel $\alpha_{el} = 0^\circ$ dargestellt. Die Generierung der Lagerkraft in y -Richtung erfolgt analog zu Gl. 1.2 und Gl. 1.3:

$$F_{y,j} = k_{y,j} \sin(\alpha_{el} + (j-1) \cdot 60^\circ) \hat{\Theta}_{\text{BNG}} \quad (1.4)$$

und

$$F_y = \sum_{j=1}^6 F_{y,j}. \quad (1.5)$$

Um ein Drehmoment zu generieren wird der Antriebsstrom $I_{\text{DRV}} = \Theta_{\text{DRV}}/N$ in die Wicklungen eingepreßt. Die Wicklung j mit der Drehmomentkonstanten k_M trägt mit dem Teilmoment

$$M_j(\alpha_{el}) = k_M \sin^2(\alpha_{el} + (j-1) \cdot 120^\circ) \hat{\Theta}_{\text{DRV}} \quad (1.6)$$

zum Gesamtmoment

$$M = \sum_{j=1}^6 M_j = 3k_M \hat{\Theta}_{\text{DRV}} \quad (1.7)$$

bei [11]. Die Generierung des Drehmoment ist in Abb. 1.3(b) für den Fall $\alpha_{el} = 0^\circ$ graphisch dargestellt.

Um gleichzeitig radiale Lagerkräfte und ein Drehmoment generieren zu können, werden die notwendigen Durchflutungen Θ_{BNG} und Θ_{DRV} superponiert und die Statorspulen mit der resultierenden Durchflutung

$$\Theta = \Theta_{\text{BNG}} + \Theta_{\text{DRV}} \quad (1.8)$$

erregt. Durch diese Überlagerung von Lager- und Antriebsströmen in einer Wicklung können die Kupferverluste signifikant reduziert werden [12].

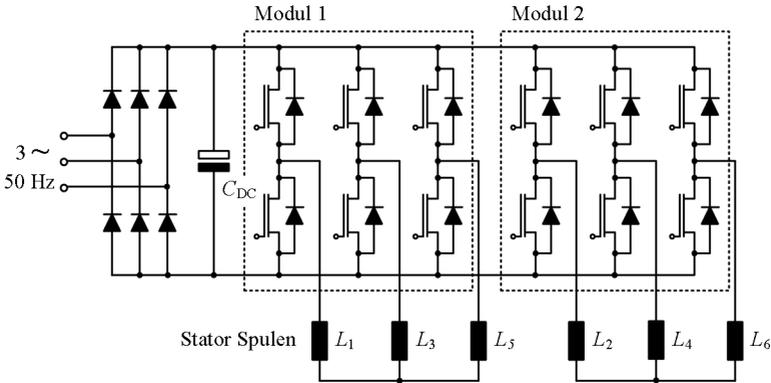


Abbildung 1.4: Prinzipschaltbild der Motoransteuerung. Über einen 3-Phasen Gleichrichter werden zwei 3-Phasen Invertermodule (Modul 1 und 2) gespeist, mit denen jeweils drei um 120° versetzte und in Stern verschaltete Motorspulen versorgt werden.

1.3.3 Ansteuerung und Regelung

Durch die Wahl von sechs Statorspulen können diese einfach mit Hilfe von zwei kommerziell erhältlichen 3-Phasen Halbbrückenmodulen angesteuert werden. Dabei versorgt jedes Modul drei um 120° räumlich versetzte und in Stern verschaltete Statorspulen. In Abb. 1.4 ist das vereinfachte Prinzipschaltbild der Leistungselektronik dargestellt.

Die Regelung des lagerlosen Motors erfolgt im Prinzip analog zur feldorientierten Regelung einer Synchronmaschine mit Permanentmagneten. Anders als bei einer herkömmlichen Synchronmaschine muss für den lagerlosen Motor noch zusätzlich eine Regelschleife für die radiale Rotorposition implementiert werden. In Abb. 1.5 ist das vereinfachte Blockschaltbild der Regelung des lagerlosen Motors dargestellt. Dieses kann in zwei Teilsysteme gegliedert werden: Eine Regelschleife für die Drehzahlregelung und eine Regelschleife für die Positionsregelung.

Die Regelung der Drehzahl erfolgt mit einem übergeordneten Drehzahlregler und einem unterlagerten Stromregler, der den Duty-Cycle für den Antriebsstrom D_{DRV} vorgibt. Analog dazu ist der Positionsregelkreis aufgebaut. Dieser besteht ebenfalls aus einem übergeordneten Positionsreg-

ler und einem unterlagerten Stromregler, der wiederum den Duty-Cycle für den Lagerstrom D_{BNG} vorgibt.

Die Regelung von Position und Drehzahl erfolgt in einem rotorfesten Koordinatensystem. Deshalb müssen D_{BNG} und D_{DRV} mit Hilfe der Transformationsmatrix $\mathbf{T}(\alpha)$ noch in das statorfeste Koordinatensystem umgerechnet werden. Diese Transformation muss neben einer Park-Transformation auch noch die Superposition von Antriebs- und Lageströmen Gl. 1.8 enthalten [11].

1.4 Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 wird die Optimierung des magnetischen Kreises für einen lagerlosen Aussenläufermotor mit einem Rotordurchmesser von 240 mm vorgestellt. Ebenso wird der Einfluss der Polpaarzahl auf das Drehmoment und die Stabilität des Rührers untersucht.

In Kapitel 3 wird gezeigt, wie mit Hilfe von sechs Hallsensoren, die am Statorumfang verteilt platziert sind, der Rotorwinkel und die radiale Rotorposition gemessen werden kann.

In Kapitel 4 werden die einzelnen Verlustquellen im Motor und Rotor identifiziert und quantifiziert. Ausserdem wird die Abhängigkeit der Verluste bzw. des Wirkungsgrades von der Drehzahl und Motorbaugrösse untersucht.

In Kapitel 5 wird ein thermisches Modell vorgestellt, das es ermöglicht, die Temperaturen im Motor und an der Tankwand für einen bestimmten Betriebspunkt vorherzusagen.

In Kapitel 6 werden die hydrodynamischen Grundlagen erarbeitet, die notwendig sind um die Performance eines lagerlosen Mixers beurteilen zu können.

In Kapitel 7 wird untersucht, wie die Geometrie des Rotors und des Tanks für einen lagerlosen Mixer mit Aussenläuferrotor im Prinzip aussehen sollte, um optimale Rührergebnisse zu erhalten.

In Kapitel 8 wird die Realisierbarkeit einer lagerlosen Mixers anhand von mehreren Prototypen in drei verschieden grossen Testsystemen gezeigt.

In Kapitel 9 werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst, wei-

ters wird und auf zukünftige Forschungs- und Entwicklungsmöglichkeiten hingewiesen.

1.5 Publikationen

Die folgende Liste enthält Publikationen, welche im Rahmen dieser Dissertation entstanden sind und ausschnittsweise Resultate daraus enthalten. Sie wurden in verschiedenen internationalen Journalen veröffentlicht oder an internationalen Konferenzen präsentiert.

Journalen

1. K. Raggl, B. Warberger, T. Nussbaumer, S. Burger und J. W. Kolar, “Robust Angle–Sensorless Control of a PMSM Bearingless Pump,” *IEEE Transaction on Industrial Electronics*, Band 56, Nr. 6, Juni 2009, S. 2076–2085.
2. B. Warberger, J. Feller, C. Guntermann, T. Nussbaumer und J. W. Kolar, “High–Dynamics Low–Cost Flow Control With Solenoid Actuator for Ultrahigh Purity Applications,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band 47, Nr. 5, Sept./Okt. 2011, S. 2268–2273.
3. B. Warberger, R. Kaelin, T. Nussbaumer und J. W. Kolar, “50–Nm/2500–W Bearingless Motor for High–Purity Pharmaceutical Mixing,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Band 59, Nr. 5, Mai 2012, S. 2239–2247.

Konferenzpublikationen

1. K. Raggl, B. Warberger, T. Nussbaumer, S. Burger und J. W. Kolar, “Robust Sensorless Control of a PMSM Bearingless Pump,” *IEEE International Symposium on Industrial Electronics (ISIE)*, 30. Juni–2. Juli 2008, Cambridge, UK, S. 538–545.
2. B. Warberger, J. Feller, C. Guntermann, T. Nussbaumer und J. W. Kolar, “High–Dynamics Low–Cost Flow Control with Solenoid Actuator for Ultra–High Purity Applications,” *5th IET International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD)*, 19.–21. April 2010, Brighton, UK.
3. B. Warberger, T. Reichert, T. Nussbaumer und J. W. Kolar, “Design Considerations of a Bearingless Motor for High–Purity Mixing

Applications,” *20th International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion (SPEEDAM)*, 14.-16. Juni 2010, Pisa, Italy.

Betreute Studentenarbeiten

Die folgende Liste enthält Studentenarbeiten, welche während dieses Doktorats entstanden sind und vom Autor mitbetreut wurden. Sie alle haben wertvolle Beiträge geliefert.

- M. Pulfer, Y. Reckinger und F. Wietor, „Analyse und Modellierung von Wirbelstromsensoren zur Positionsdetektion durch eine Edelstahlwand,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2009.
- L. Schwager und P. Spengler, „Halleffekt-basierte Positionsbestimmung für Magnetlager,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2009.
- C. Guntermann und J. Feller, „Regelung eines elektromagnetischen Aktors für einen Durchflussregler,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2009.
- R. Kaelin, „Optimierter Aussenläufer für Pharmamixer,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2010.
- S. Reist und S. Pfaffen, „Entwurf und Aufbau der Signalelektronik für hochsensible Wirbelstromsensoren,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2010.
- D. Rieke und D. Handschin, „Aufbau und Inbetriebnahme einer Sensorelektronik für einen 50 Nm / 2.5 kW lagerlosen Mixermotor,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2011.
- A. Schaubhut, „Entwicklung und Aufbau einer Schaltung zur Auswertung von Fluidsensoren,“ *Semesterarbeit*, Herbstsemester 2011.
- M. Waibel, „Thermische Auslegung eines magnetgelagerten Motors,“ *Bachelorarbeit*, Frühlingssemester 2011.
- D. Gassner, „Aufbau Testsystem für Mixerflügelräder,“ *Semesterarbeit*, Frühlingssemester 2011.
- K. Kunz und C. Egli, „Modulare Leistungselektronik für Radiallageraufsatz,“ *Semesterarbeit*, Frühlingssemester 2011.
- M. Kleint und S. Werffeli, „Lagerloser Mixermotor mit zusätzlichem Radiallager,“ *Semesterarbeit*, Frühlingssemester 2011.

- A. Hilmi, „Aufbau und thermische Charakterisierung eines lagerlosen Mixermotors für 5000–10000 Liter Tanks,“ *Bachelorarbeit*, Frühlingssemester 2012.
- S. Welschen und M. Tschampion, „Magnetisches Modell eines lagerlosen Aussenläufers,“ *Gruppenarbeit*, Frühlingssemester 2012.
- A. Hilmi, „Vergleichsstudie verschiedener hochreiner und berührungsloser Mischersysteme,“ *Focus-Arbeit*, Frühlingssemester 2012.

Kapitel 2

Optimierung des magnetischen Kreises

Die Topologie und die Optimierung eines lagerlosen Aussenläufers wird im Detail in [11, 13–15] diskutiert und in [11] mit Hilfe eines Motors der Grösse $r_S = 58\text{mm}$ verifiziert. Das typische Tankvolumen für diese Motorgrösse beträgt ca. 200–300 Liter ($\mu = 0.6$, vgl. Abs. 8.2). Ziel dieser Arbeit ist es aber, die Einsatzmöglichkeiten eines lagerlosen Aussenläufermotors in einem Tank mit ca. 1500 Litern Fassungsvermögen zu untersuchen. Dazu muss der Motor vergrössert werden und in diesem neuen Massstab $\mu = 1$ wieder optimiert werden.

Um den Optimierungsraum zu verkleinern, können vorab schon einige Designparameter festgelegt werden. Die Anzahl der Statorklauen bzw. der Spulen wird auf sechs fixiert [11]. Dadurch kann der Motor einfach mit zwei Dreiphasen–Halbbrückenmodulen angesteuert werden. Für einen Stator mit sechs Klauen sind prinzipiell Polpaarzahlen von 2, 5 oder 8 möglich [11, 15]. Polpaarzahl $p = 2$ scheidet wegen der Probleme bei der Herstellung und Montage der Rotormagnete aus. Nachfolgend werden deshalb nur mehr die Varianten mit $p = 8$ und $p = 5$ untersucht.

Wie in Gl. 4.75 gezeigt, skaliert das Motormoment mit

$$M \propto \mu^4 \text{ bzw. } M|_{h=\text{konst.}} \propto \mu^3, \quad (2.1)$$

wenn die Motorhöhe h bei der Skalierung konstant gehalten wird. Das Motormoment könnte also sehr einfach mit einem grösseren Motordurchmesser erhöht werden, um den Anforderungen eines Mischprozessen in einem 1500 Liter Tank zu genügen. Es muss jedoch beachtet werden, dass das Verhältnis zwischen Flügelraddurchmesser und Tankdurchmesser im

Bereich $d_2/d_1 \approx 0.2 \dots 0.4$ liegen soll, um optimale Mischergebnisse zu erhalten [1,2]. Aus diesem Grund wird die Aussenabmessung des Rotorrückschlusses auf $r_{R,a} = 120$ mm begrenzt, um noch ausreichend Bauraum für das Flügelrad (d_2) zu haben.

Wie in [11] gezeigt, ist die Verkippungssteifigkeit k_φ umso höher, je grösser das Verhältnis r_S/h ist. Reduziert man also die Motorhöhe h bei konstantem r_S , nimmt die Verkippungssteifigkeit zu. Mit sinkendem h nimmt jedoch das Motordrehmoment linear proportional ab. Um ein Maximum an Stabilität im Betrieb zu erreichen, wird deshalb die kleinstmögliche Motorhöhe $h = 30$ mm gewählt, mit der, wie später gezeigt, das angepeilte Drehmoment von 55 Nm bei 5 kA noch erreicht werden kann.

Da das Hauptanwendungsgebiet dieses Motors das Rühren von schersensitiven Flüssigkeiten ist, wird der mechanische Luftspalt auf $\delta_{\text{mech}} = 2$ mm festgelegt, um die Scherkräfte im Spalt gering zu halten [6]. Die Dicke der Tankwand ist von den Rührerequipmentherstellern (z.B. [6, 8]) vorgegeben und beträgt bei den hier untersuchten Tankgrössen $\delta_T = 1.5$ mm. Nimmt man für die Wandstärken der Motorumkapselung (Gehäuse) $\delta_{\text{SU}} = 1$ mm und für die Rotorumkapselung $\delta_{\text{RU}} = 0.5$ mm an, ergibt sich für den magnetischen Luftspalt

$$\delta_{\text{mag}} = \delta_{\text{SU}} + \delta_T + \delta_{\text{mech}} + \delta_{\text{RU}} = 5 \text{ mm.} \quad (2.2)$$

Mit diesen Festlegungen reduziert sich das Optimierungsproblem auf die folgenden drei Designparameter: die Statorclauenbreite w , die Dicke der Permanentmagneten δ_{PM} und den Innenradius des Rotors $r_{\text{R},i}$. Als Randbedingung wird eine maximale Statordurchflutung von $\Theta_{\text{max}} = 5$ kA gewählt, unter der Annahme, dass bei dieser Bestromung die Temperaturlimits im Motor bei aktivierter Zusatzkühlung noch eingehalten werden können. Ist die Zusatzkühlung deaktiviert, wird die Bestromung auf $0.4 \Theta_{\text{max}}$ begrenzt.

2.1 Optimierung des Motor mit $p = 8$

Zur Optimierung des Motors mit der Polpaarzahl $p = 8$ wird in einem ersten Schritt der Einfluss des inneren Rotorradius $r_{\text{R},i}$ und der Dicke der Permanentmagnete δ_{PM} untersucht. Bei der Variation von $r_{\text{R},i}$ ist ein klares Optimum zu erwarten. Bei zu kleinen Werten für $r_{\text{R},i}$ sinkt das

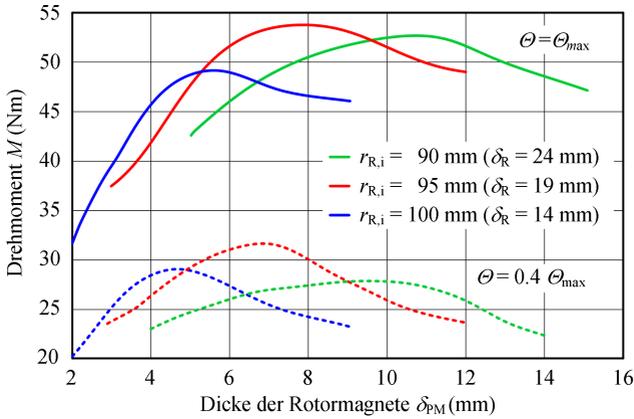


Abbildung 2.1: Optimierung der Magnetbreite δ_{PM} bei $p = 8$.

Motormoment aufgrund von Gl. 2.1 stark ab. Dieser Abfall des Moments kann nicht durch den dickeren Rotor und die damit verbundenen dickeren Magnete kompensiert werden. Wird hingegen der innere Rotorradius $r_{R,i}$ zu stark vergrößert, wird der zur Verfügung stehende Bauraum für den Rotorrückschluss und die Permanentmagnete immer kleiner. Aufgrund der daraus resultierenden immer geringeren werdenden Magnetdicke sinkt das Moment wieder ab, obwohl $r_{R,i}$ steigt.

Wird $r_{R,i}$ auf einen bestimmten Wert fixiert, muss sich auch bei der Variation die Dicke der Permanentmagnete im Rotor δ_{PM} ein klares Optimum abzeichnen. Steigt δ_{PM} an, steigt auch das Moment. Wird aber δ_{PM} über den optimalen Wert hinaus weiter vergrößert, beginnt der immer dünner werdende Rückschluss ($\delta_R - \delta_{PM}$) zu sättigen und die grössere Magnetdicke kann nicht mehr in ein höheres Moment umgesetzt werden.

Um die optimalen Motordimensionen zu finden, wurden verschiedene Wertepaare von $r_{R,i}$ und δ_{PM} simuliert. Wie die Ergebnisse in Abb. 2.1 zeigen, beträgt der optimale innere Rotorradius $r_{R,i} = 95$ mm, bzw. die optimale Rotorbreite $\delta_R = 19$ mm. Das Optimum von $r_{R,i}$ gilt sowohl für Voll- als auch für Teilbestromung der Statorspulen. Der optimale Wert für $\delta_{PM} = 7 \dots 8$ mm hängt hingegen geringfügig von der Höhe der Bestromung ab. Schlussendlich wird die Magnetdicke auf $\delta_{PM} = 7$ mm festgelegt.

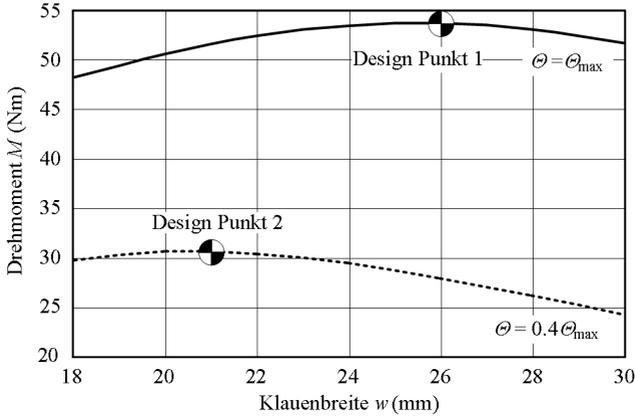


Abbildung 2.2: Optimierung der Klauenbreite w bei $p = 8$.

Der letzte verbleibende Designparameter ist die Statorklauenbreite w . In Abb. 2.2 ist der Zusammenhang von w und dem erreichbaren Motormoment bei Voll- und Teilbestromung dargestellt. Es zeigt sich, dass die optimale Klauenbreite stark von der Höhe der Bestromung abhängt. Wie zu erwarten, muss bei einer höheren Bestromung der Spulen der Querschnitt der Klauen grösser werden, um Sättigung zu vermeiden.

Um zu entscheiden, ob der Motor für Vollbestromung (Design Punkt 1) oder Teilbestromung (Design Punkt 2) optimiert werden soll, muss ein zusätzliches Entscheidungskriterium herangezogen werden. Hierzu bieten sich Verkippssteifigkeit

$$k_{\varphi} = \frac{\Delta M_{\varphi}}{\Delta \varphi} \tag{2.3}$$

und axiale Steifigkeit

$$k_z = \frac{\Delta F_z}{\Delta e_z} \tag{2.4}$$

an, da diese wesentlichen Einfluss auf die Stabilität des Rotors im Betrieb haben. In Abb. 2.3 ist der Einfluss der Klauenbreite auf die Steifigkeiten dargestellt. Man erkennt, dass sowohl die Verkippssteifigkeit als auch die axiale Steifigkeit mit grösser werdender Klauenbreite zunehmen. So-

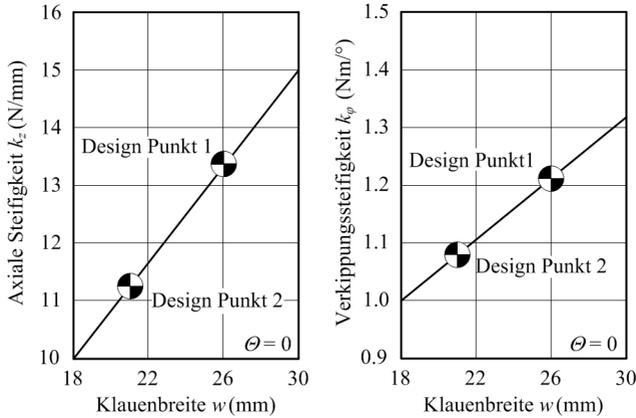


Abbildung 2.3: Einfluss der Klauenbreite w auf die axiale Steifigkeit k_z und die Verkippungssteifigkeit k_ϕ beim Motor mit $p = 8$.

mit ist klar, dass in Hinsicht auf die Stabilität die Klauenbreite $w = 26$ mm bzw. Design Punkt 1 zu wählen ist.

Die mit w zunehmende Reluktanzkraft hat aber nicht nur positive Auswirkungen. Auch die radiale Steifigkeit nimmt zu. Das bedeutet, dass das Magnetlager höhere Kräfte aufbringen muss, um den Rotor bei einer Auslenkung zurück in die Mitte zu ziehen. Es ist daher zwingend nötig zu überprüfen, ob das Magnetlager bei maximal möglicher Bestromung den Rotor von der Tankwand ($e = 2$ mm) sicher abzulösen kann.

Die radiale Steifigkeit aufgrund der Reluktanzkräfte beträgt

$$k_{x,y} = \frac{\Delta F_{x,y}}{\Delta e_{x,y}}. \quad (2.5)$$

Durch die Bestromung des Magnetlagers wird eine Kraft in Gegenrichtung aufgebaut. Die Kraft–Strom–Konstante beträgt

$$k_\Theta = \frac{\Delta F_{x,y}}{\Delta \Theta}. \quad (2.6)$$

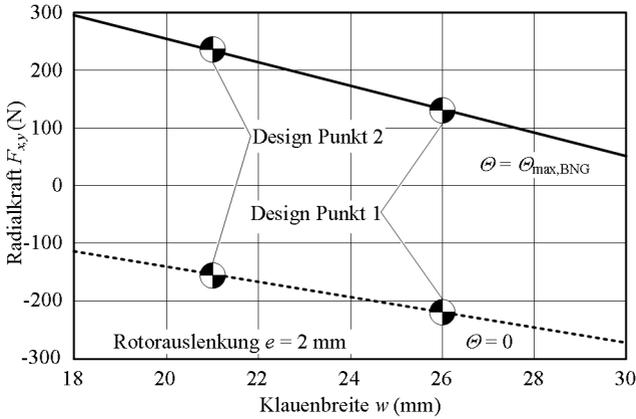


Abbildung 2.4: Radialkraft $F_{x,y}$ in Abhängigkeit der Klauenbreite w und der Bestromung Θ .

Mit Hilfe von Gl. 2.5 und Gl. 2.6 kann nun die Mindestdurchflutung

$$\Theta > \frac{k_{x,y}}{k_{\Theta}} e_{x,y} \tag{2.7}$$

berechnet werden, die notwendig ist, um den Rotor bei einer Auslenkung e zurück zur Mitte zu ziehen.

In Abb. 2.4 ist die Radialkraft $F_{x,y}$ in Abhängigkeit der Klauenbreite w dargestellt. Man erkennt, dass die Reluktanzkraft im Design Punkt 1 gegenüber Punkt 2 deutlich zunimmt, jedoch das Magnetlager immer noch in der Lage ist, bei einer Bestromung von $\Theta < \Theta_{\max}$ eine ausreichend hohe Rückstellkraft zu generieren, um den Rotor abzulösen.

2.2 Verifikation der Motorauslegung bei Polpaarzahl $p = 8$

Mit den in Abs. 2.1 gefundenen Dimensionen wurde ein Prototyp mit $p = 8$ aufgebaut (vgl. Abs. 8.3.1); an diesem Testsystem wurden statische Messungen von Drehmoment und Kräften durchgeführt. Die Verifikation im Betrieb ist in Abs. 8.3 beschrieben.

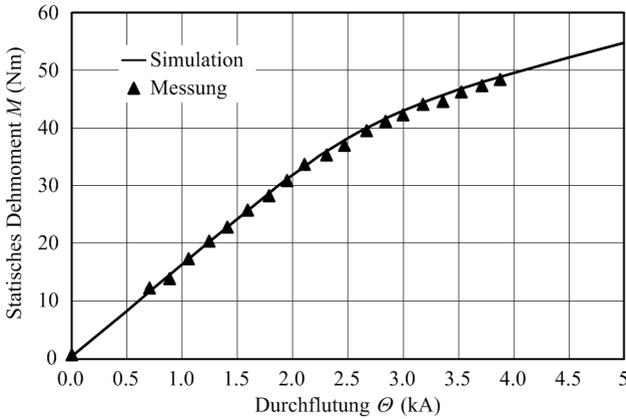


Abbildung 2.5: Simuliertes und gemessenes statisches Drehmoment M in Abhängigkeit der Statordurchflutung Θ .

In Abb. 2.5 wird das simulierte Motordrehmoment mit dem im Stillstand gemessenen Moment verglichen. Die Messungen zeigen, dass die Motorhöhe $h = 30$ mm ausreichend hoch gewählt wurde, um das angepeilte Drehmoment von 55 Nm bei einer Bestromung von 5 kA zu erreichen. Neben dem Drehmoment ist auch die Kenntnis der Axialkraft F_z für einen Mixermotor wichtig, da Flügelräder je nach Rotorblattwinkel signifikante Axialkräfte entwickeln können. In Abb. 2.6 ist die passive axiale Rückstellkraft F_z in Abhängigkeit der Motorauslenkung e_z gegeben.

Wie eingangs schon erwähnt, ist die passive Verkippssteifigkeit k_φ bzw. das passive Rückstellmoment M_φ von grosser Bedeutung für einen stabilen Betrieb des Mixers. M_φ kann nur bei aktiviertem Magnetlager gemessen werden, da sich der Rotor dazu in der Schwebe befinden muss. In Abb. 2.7 ist das experimentell bestimmte passive Rückstellmoment abgebildet. Man erkennt, dass die passive Verkippssteifigkeit bei aktiviertem Magnetlager höher ist als bei deaktiviertem Lager. Grund dafür ist, dass die Positionssensorik die Verkipfung des Rotors als Auslenkung interpretiert und dieser bei geeigneter Platzierung [16] entgegenwirkt.

Abschliessend wurden noch die generierten Radialkräfte messtechnisch verifiziert. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.8 ersichtlich.

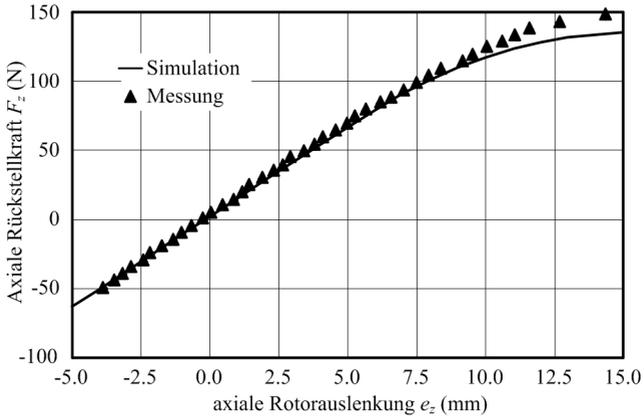


Abbildung 2.6: Simulierte und gemessene axiale Rückstellkraft F_z in Abhängigkeit der axialen Auslenkung e_z .

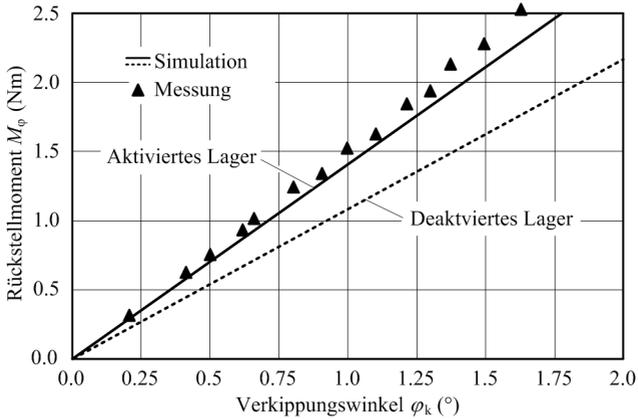


Abbildung 2.7: Rückstellmoment M_φ bei Verkipfung des Rotors bei aktiviertem und deaktiviertem Magnetlager.

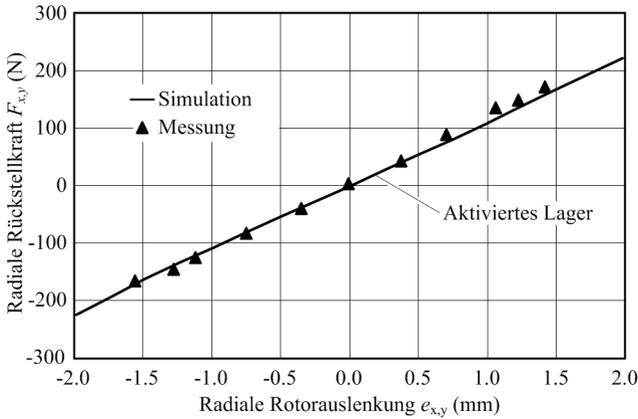


Abbildung 2.8: Simulierte und gemessene radiale Rückstellkraft $F_{x,y}$ in Abhängigkeit der Rotorauslenkung $e_{x,y}$.

2.3 Optimierung Motor mit $p = 5$

Im einem zweiten Schritt wird auch ein Motor mit der Rotorpolpaarzahl $p = 5$ untersucht. Um den gleichen mechanischen Statoraufbau verwenden zu können, wird die Statorgeometrie nicht verändert. Somit verbleibt für die Optimierung nur mehr ein Freiheitsgrad, nämlich die Dicke der Permanentmagnete δ_{PM} bzw. deren Anteil an der Rotordicke δ_{PM}/δ_R .

In Abb. 2.9 ist die Auswirkung des Parameters δ_{PM}/δ_R auf Moment, Verkippssteifigkeit und axiale Steifigkeit in normierter Form dargestellt. Das Optimum dieser drei Zielgrößen liegt nahe beieinander und es wurde das maximale Drehmoment für die Wahl der Magnetdicke herangezogen.

2.4 Verifikation der Motorauslegung bei Polpaarzahl $p = 5$

Auch beim Motor mit $p = 5$ wurden die Ergebnisse der FE-Simulationen wieder messtechnisch verifiziert. Die Messung des statischen Drehmo-

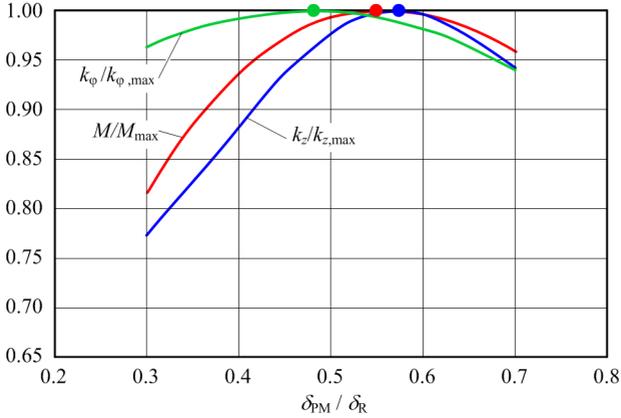


Abbildung 2.9: Optimierung des Motors mit Rotorpolpaarzahl $p = 5$.

ments ist in Abb. 2.10 ersichtlich. Die Verifikation der Motorperformance im Betrieb ist in Abs. 8.3 beschrieben.

2.5 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Motorauslegung für einen Rotor mit $p = 5$ und $p = 8$ sind in Tab. 2.1 noch einmal zusammengefasst. Die Ergebnisse zeigen, dass der Motor mit $p = 5$ nicht nur ein höheres Drehmoment bei gleicher Bestromung liefert, auch die Stabilität, d.h. Verkippungssteifigkeit und axiale Steifigkeit, sind besser als bei der Bauvariante mit $p = 8$.

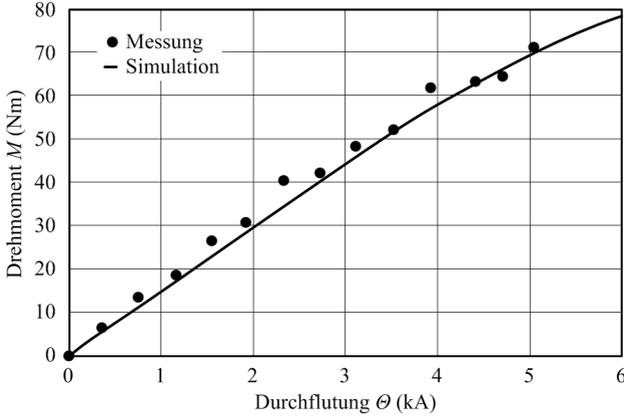


Abbildung 2.10: Drehmoment in Abhängigkeit der Statordurchflutung bei $p = 5$.

Parameter	$p = 8$	$p = 5$
Anzahl Statorklauen	6	6
Statorausserradius r_S	95 mm	95 mm
Klauenbreite w	26 mm	26 mm
Motorhöhe h	30 mm	30 mm
Rotorinnenradius $r_{R,i}$	100 mm	100 mm
Rotorausserradius $r_{R,a}$	119 mm	120 mm
Magnetbreite δ_{PM}	7 mm	11 mm
Stromsteifigkeit k_Θ	0.19 N/A	0.27 N/A
radiale Steifigkeit $k_{x,y}$	110 N/mm	77 N/mm
axiale Steifigkeit k_z	13 N/mm	21 N/mm
Verkippungssteifigkeit k_φ	1.2 Nm/°	1.6 Nm/°
Drehmoment M bei $\Theta = 5$ kA	55 Nm	70 Nm
Θ zum Ablösen bei $e_{x,y} = 2$ mm	1200 A	570 A

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Optimierungsergebnisse für den Motoraufbau im Massstab $\mu = 1$ für $p = 5$ und $p = 8$.

Kapitel 3

Sensorik

3.1 Einleitung

Um einen Motor, der auf dem Prinzip des lagerlosen Scheibenläufers [10] beruht, betreiben zu können, müssen die radiale Position des Rotors und dessen Drehwinkel bekannt sein. Position und Winkel werden über Sensoren gemessen. Bei der Applikation lagerloser Scheibenläufer (z.B. für lagerlose Pumpen [17]) hat sich eine Kombination von Hall- und Wirbelstromsensoren durchgesetzt.

Mit Hilfe der Wirbelstromsensoren kann die Rotorposition kostengünstig und unabhängig vom Rotormagnetfeld gemessen werden [18, 19]. In Abb. 3.1(a) ist die Messung der radialen Rotorauslenkung mit zwei um 90° versetzten Sensorpaaren illustriert. Die Auswertung erfolgt differentiell, um Auflösung und Linearität zu erhöhen [20].

Der aktuelle Rotordrehwinkel kann aus dem Rotormagnetfeld berechnet werden. Dazu werden zwei um 90° elektrisch versetzte Hallsensoren eingesetzt. Durch die in Abb. 3.1(a) dargestellte differentielle Auswertung werden Auflösung und Störsicherheit erhöht [21].

Die Positionsmessung mit Wirbelstromsensoren setzt eine elektrisch leitfähige Rotorumkapselung (Sensor-Target [22]) voraus. Die Statorumkapselung (Motorgehäuse) darf nicht oder nur sehr schwach elektrisch leitfähig sein, um das Sensorfeld nicht zu stark zu dämpfen. Aus diesem Grund können Wirbelstromsensoren beim lagerlosen Mixer nicht eingesetzt werden, da sich die Tankwand (2–3 mm nicht ferritischer Edelstahl, z.B. 1.4301) zwischen Sensorspule und Rotor befindet (Abb. 3.1(b)).

Folgend wird ein Konzept (Abb. 3.1(b)) vorgestellt, das es ermöglicht die radiale Rotorposition sowie den Rotordrehwinkel aus dem Rotorfeld,

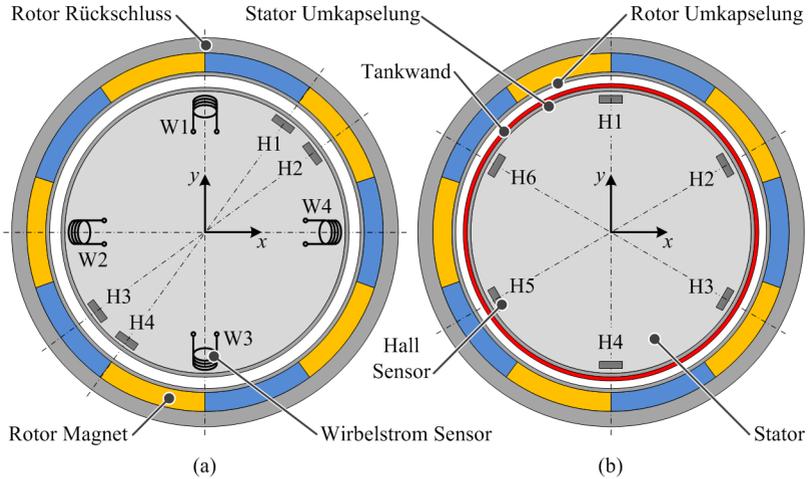


Abbildung 3.1: (a) Kombination von Wirbelstrom- (W) und Hallensoren (H) zur Messung von radialer Rotorposition bzw. Rotordrehwinkel. (b) Position- und Winkel-detektion bei elektrisch leitfähiger Tankwand oder Statorumkapselung mit mehreren am Statorumfang verteilten Hallensoren.

das mit mehreren am Statorumfang verteilten Hallensoren gemessen wird, zu berechnen. Bei dieser Methode der Positionsbestimmung spielen die gewählten Materialien von Tankwand, Stator- und Rotorumkapselung keine Rolle, solange μ_r klein ist.

3.2 Mathematische Modellierung der Rotorflussdichte

Ein Hallsensor misst nur jene Komponente der Flussdichte, die normal durch die Sensorfläche tritt. Werden die Hallensoren, wie in Abb. 3.1(b) dargestellt, tangential mit der Sensorfläche zum Rotorumfang platziert, wird nur die radiale Komponente des Rotorflussdichte gemessen. Es soll nun ein mathematischer Ausdruck gefunden werden, der es erlaubt, die von einem Sensor gemessene Flussdichte in Abhängigkeit der radialen Rotorauslenkung (\vec{e}) und Rotorverdrehung ($\alpha = \omega t$) zu berechnen.

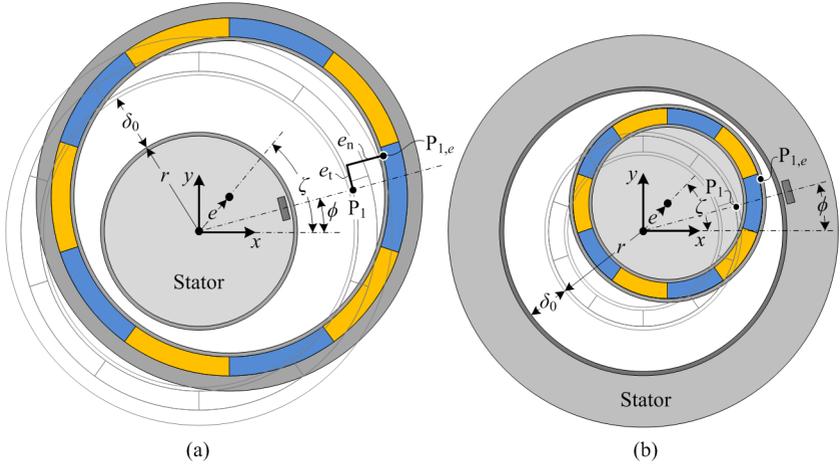


Abbildung 3.2: Rotorauslenkung bei einem (a) Aussen- und (b) Innenläufer. Der Luftspalt δ_0 ist übertrieben dargestellt. Bei einem realen Aufbau gilt $r \gg \delta_0$.

In Abb. 3.2 ist ein Aussen- und ein Innenläufer dargestellt. Bei zentriertem Rotor ($\vec{e} = \vec{0}$) wird von einem Sensor an der Winkelposition ϕ die Rotorflussdichte

$$B_0(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \hat{B}_{k,0} \cos(kp(\omega t - \phi)) \quad (3.1)$$

gemessen. Durch die Rotorauslenkung

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e \cos(\zeta) \\ e \sin(\zeta) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

wird der Punkt P_1 des Rotors an die Stelle $P_{1,e}$ verschoben. Bezogen auf einen Sensor an der Winkelposition ϕ kann diese Verschiebung in eine Normal- e_n und eine Tangentialkomponente e_t aufgesplittet werden,

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} e_n \\ e_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e \cos(\zeta - \phi) \\ e \sin(\zeta - \phi) \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Die Normalkomponente bewirkt eine Abschwächung (Aussenläufer) oder

eine Vergrößerung (Innenläufer) der Amplitude der gemessenen Flussdichte. Für kleine Auslenkungen gilt:

$$\hat{B}_{k,e} = \hat{B}_{k,0} \frac{\delta_0}{\delta_0 + f_R e_n} \approx \hat{B}_{k,0} \left(1 - f_R \frac{e_n}{\delta_0} \right) \quad (3.4)$$

$$f_R = \begin{cases} 1 & \text{für Aussenläufer} \\ -1 & \text{für Innenläufer} \end{cases}$$

Die tangentielle Verschiebung e_t schlägt sich als Phasenverschiebung

$$\Delta\phi = \arctan\left(\frac{e_t}{r + \delta_0}\right) \approx \frac{e_t}{r + \delta_0}, \quad \forall e \ll r \quad (3.5)$$

des Messsignals nieder, unabhängig davon, ob der Motor als Innen- oder Aussenläufer realisiert wird. Somit misst der Sensor an der Winkelposition ϕ bei ausgelenktem Rotor die Flussdichte

$$B_e(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \hat{B}_{k,0} \left(1 - f_R \frac{e_n}{\delta_0} \right) \cos(kp(\omega t - \phi + \Delta\phi)). \quad (3.6)$$

Wendet man die Zerlegung der Cosinusfunktion für eine Winkelsumme sowie die Vereinfachungen

$$\cos(kp\Delta\phi) \approx 1 \quad (3.7)$$

$$\sin(kp\Delta\phi) \approx kp\Delta\phi \quad (3.8)$$

$$e_n e_t \approx 0 \quad (3.9)$$

auf Gl. 3.6 an und setzt Gl. 3.3 und Gl. 3.5 ein, erhält man für die Flussdichte den Ausdruck

$$B_e(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \hat{B}_{k,0} \cos(kp(\omega t - \phi)) - \hat{B}_{k,0} \frac{f_R}{\delta_0} \cos(kp(\omega t - \phi)) e \cos(\zeta - \phi) - \hat{B}_{k,0} \frac{kp}{r + \delta_0} \sin(kp(\omega t - \phi)) e \sin(\zeta - \phi). \quad (3.10)$$

Führt man noch die Abkürzungen

$$N_k = \hat{B}_{k,0} \frac{f_R}{\delta_0} \quad \text{und} \quad (3.11)$$

$$T_k = \hat{B}_{k,0} \frac{kp}{r + \delta_0} \quad (3.12)$$

ein, erhält man für die Flussdichte

$$\begin{aligned} B_e(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \hat{B}_{k,0} \cos(kp(\omega t - \phi)) - N_k \cos(kp(\omega t - \phi)) e \cos(\zeta - \phi) - \\ - T_k \sin(kp(\omega t - \phi)) e \sin(\zeta - \phi). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Die Summe in Gl. 3.13 kann übersichtlicher als Multiplikation zweier Vektoren dargestellt werden. Dazu wird zuerst durch Anwendung der trigonometrischen Summenfunktionen Gl. 3.13 in den Ausdruck

$$\begin{aligned} B_e(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \hat{B}_{k,0} \cos(kp\phi) \cos(kp\omega t) + \\ + \hat{B}_{k,0} \sin(kp\phi) \sin(kp\omega t) + \\ + \frac{T_k - N_k}{2} \cos((kp + 1)\phi) e \cos(kp\omega t + \zeta) + \\ + \frac{T_k - N_k}{2} \sin((kp + 1)\phi) e \sin(kp\omega t + \zeta) - \\ - \frac{T_k + N_k}{2} \cos((kp - 1)\phi) e \cos(kp\omega t - \zeta) - \\ - \frac{T_k + N_k}{2} \sin((kp - 1)\phi) e \sin(kp\omega t - \zeta) \end{aligned} \quad (3.14)$$

überführt und dann in zwei Vektoren

$$B_e(\phi) = \underbrace{\begin{pmatrix} \hat{B}_{1,0} \cos(p\phi) \\ \hat{B}_{1,0} \sin(p\phi) \\ \frac{T_1 - N_1}{2} \cos((p+1)\phi) \\ \frac{T_1 - N_1}{2} \sin((p+1)\phi) \\ -\frac{T_1 + N_1}{2} \cos((p-1)\phi) \\ -\frac{T_1 + N_1}{2} \sin((p-1)\phi) \\ \vdots \\ \hat{B}_{k,0} \cos(p\phi) \\ \hat{B}_{k,0} \sin(p\phi) \\ \frac{T_k - N_k}{2} \cos((kp+1)\phi) \\ \frac{T_k - N_k}{2} \sin((kp+1)\phi) \\ -\frac{T_k + N_k}{2} \cos((kp-1)\phi) \\ -\frac{T_k + N_k}{2} \sin((kp-1)\phi) \end{pmatrix}^T}_{\vec{c}^T(\phi)} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \cos(p\omega t) \\ \sin(p\omega t) \\ e \cos(p\omega t + \zeta) \\ e \sin(p\omega t + \zeta) \\ e \cos(p\omega t - \zeta) \\ e \sin(p\omega t - \zeta) \\ \vdots \\ \cos(kp\omega t) \\ \sin(kp\omega t) \\ e \cos(kp\omega t + \zeta) \\ e \sin(kp\omega t + \zeta) \\ e \cos(kp\omega t - \zeta) \\ e \sin(kp\omega t - \zeta) \end{pmatrix}}_{\vec{X}} \quad (3.15)$$

aufgeteilt, wobei der Vektor $\vec{c}(\phi) = (c_1, c_2, \dots, c_{6|k|})^T$ für eine bestimmte Sensorposition ϕ eine Konstante ist und die Basisfunktionen im Vektor $\vec{X} = (X_1, X_2, \dots, X_{6|k|})^T$ die gesuchten Informationen, Betrag e und Richtung ζ der Auslenkung sowie Rotordrehwinkel $\alpha = \omega t$, enthalten.

3.3 Berechnung der Rotorposition und des Rotordrehwinkels

Um die Rotorposition und den Rotordrehwinkel zu bestimmen, müssen die Basisfunktionen des Vektors \vec{X} ermittelt werden. Dazu sind im Allgemeinen mehrere Sensoren notwendig. Betrachtet man ein System mit h_s Sensoren, die an den Winkelpositionen $\phi_1 \cdots \phi_{h_s}$ platziert sind, kann ein Gleichungssystem der Form

$$\vec{B} = \mathbf{C} \cdot \vec{X} \quad (3.16)$$

aufgestellt werden. Der Vektor

$$\vec{B} := \begin{pmatrix} B_e(\phi_1) \\ B_e(\phi_2) \\ \vdots \\ B_e(\phi_{h_S}) \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

enthält die von den Sensoren gemessenen Flussdichten $B_e(\phi)$ und die Matrix

$$\mathbf{C} := \begin{pmatrix} \vec{c}(\phi_1) \\ \vec{c}(\phi_2) \\ \vdots \\ \vec{c}(\phi_{h_S}) \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

enthält die zugehörigen Vektoren $\vec{c}(\phi)$.

Die Matrix $\mathbf{C} \in \mathfrak{R}^{h_S \times 6|k|}$ stellt die Abbildung der h_S Sensorsignale auf die $6|k|$ Basisfunktionen dar. Um die Rotorposition berechnen zu können, muss \mathbf{C} invertiert werden. Abhängig von der Anzahl der verwendeten Sensoren h_S und der Anzahl Harmonischer $|k|$ in der Rotorflussdichte, gibt es für Gl. 3.16 keine, genau eine oder unendlich viele Lösungen. Mit Hilfe einer Moore–Penrose Pseudoinversen \mathbf{C}^+ kann Gl. 3.16 aber unabhängig vom Rang der Matrix \mathbf{C} bzw. von der Anzahl Sensoren oder Harmonischer gelöst werden [23]:

$$\vec{X} = \mathbf{C}^+ \cdot \vec{B}. \quad (3.19)$$

Gibt es für Gl. 3.16 mehrere Lösungen, wird bei der Moore–Penrose Invertierung die Zusatzbedingung

$$\|\vec{X}\| \rightarrow \min \quad (3.20)$$

bei der Bestimmung von \mathbf{C}^+ verwendet. Somit wird das Signalrauschen nicht unnötig verstärkt.

Ist Gl. 3.16 nicht lösbar, werden mit \mathbf{C}^+ die Basisfunktionen \vec{X} so gewichtet, dass

$$\|\mathbf{C}\vec{X} - \vec{B}\| \rightarrow \min \quad (3.21)$$

gilt und der Positionsfehler so klein wie möglich wird.

Die Pseudoinverse \mathbf{C}^+ kann als Produkt zweier Matrizen

$$\mathbf{C}^+ = \mathbf{G}\mathbf{S} = \begin{pmatrix} g_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & g_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & g_{6|k|} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_{1,1} & s_{1,2} & \cdots & s_{1,h_S} \\ s_{2,1} & s_{2,2} & \cdots & s_{2,h_S} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ s_{6|k|,1} & s_{6|k|,2} & \cdots & s_{6|k|,h_S} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

angeschrieben werden. Die Matrix $\mathbf{G} \in \mathfrak{R}^{6|k| \times 6|k|}$ ist nur in der Diagonale besetzt und spiegelt den Einfluss des Motoraufbaus wieder. Die Werte in \mathbf{G} werde durch Parameter wie Remanenzflussdichte, Statordurchmesser, Abstand der Sensoren von den Magneten oder Anteil der Oberwellen aufgrund der Magnetform bestimmt. Die Matrix $\mathbf{S} \in \mathfrak{R}^{6|k| \times h_S}$ ist voll besetzt und wird durch das gewählte Sensorsetup (Anzahl und Verteilung der Sensoren am Statorumfang sowie Rotorpolpaarzahl) definiert.

3.3.1 Berechnung der Rotorauslenkung

Sind die Basisfunktionen $\vec{X} = (X_1, X_2, \dots, X_{6|k|})^T$ bekannt, kann die Rotorauslenkung berechnet werden. Die Basisfunktionen $X_3 = e \cos(p\omega t + \zeta)$ und $X_4 = e \sin(p\omega t + \zeta)$ bilden den Betrag e und die Richtung ζ der Rotorauslenkung in einem rotierenden Koordinatensystem ab. Durch die Koordinatentransformation

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(p\omega t) & \sin(p\omega t) \\ -\sin(p\omega t) & \cos(p\omega t) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X_3 \\ X_4 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

kann die Auslenkung des Rotors in einem kartesischen, statorfesten Koordinatensystem angegeben werden. Alternativ dazu kann die Rotorauslenkung auch aus den Basisfunktionen $X_5 = e \cos(p\omega t - \zeta)$ und $X_6 = e \sin(p\omega t - \zeta)$ gewonnen werden,

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(p\omega t) & \sin(p\omega t) \\ -\sin(p\omega t) & \cos(p\omega t) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X_5 \\ X_6 \end{pmatrix}. \quad (3.24)$$

Aus Gl. 3.15 ist ersichtlich, dass sich bei den Gewichtungsfaktoren c_3 und c_4 die Konstanten T_1 und N_1 destruktiv und bei den Gewichtungsfaktoren c_5 und c_6 konstruktiv überlagern. Um einen möglichst hohen Signalhub zu erreichen, sollte deshalb bei Innenläufern ($k_R = -1 \Rightarrow N_1 < 0$)

Gl. 3.23 und bei Aussenläufern ($k_R = 1 \Rightarrow \overline{N}_1 > 0$) Gl. 3.24 bevorzugt zur Berechnung der Rotorposition verwendet werden.

3.3.2 Berechnung des Rotordrehwinkels

Der aktuelle Drehwinkel des Rotors kann aus den Basisfunktionen $X_1 = \cos(p\omega t)$ und $X_2 = \sin(p\omega t)$ berechnet werden,

$$\alpha_{el} = p\omega t = \arctan\left(\frac{X_2}{X_1}\right). \quad (3.25)$$

3.4 Anzahl und Platzierung der Sensoren

Um Gl. 3.16 exakt lösen zu können muss \mathbf{C} eine reguläre Matrix ($\text{rang}(\mathbf{C}) = h_S = 6|k|$) sein. Bei einem ideal sinusförmig magnetisierten Rotor ($k = 1$) benötigt man für eine exakte Lösung 6 Hallsensoren. Ist z.B. auch die dritte Harmonische ($k = \{1, 3\} \Rightarrow |k| = 2$) vorhanden, sind 12 Hallsensoren notwendig, um Abb. 3.16 exakt lösen zu können. Bei der Platzierung der Sensoren ist darauf zu achten, dass die Sensoren abhängig von der Rotorpolpaarzahl p so platziert werden, dass deren Signale \vec{B} unabhängig sind und \mathbf{C} einen vollen Rang hat.

Für eine exakte Lösung sind also die Anzahl sowie die Verteilung der Sensoren am Statorumfang in Abhängigkeit der Oberwellen bzw. der Polpaarzahl des Rotorfeldes relevant. Bei realen Motoraufbauten ist man durch die beengten Platzverhältnisse jedoch bei der Wahl von Anzahl und Ort der Sensoren oft eingeschränkt. Verwendet man daher eine geringere Anzahl an Sensoren, kann die Position zwar mathematisch nicht mehr exakt bestimmt werden, für den Antrieb und die Lagerung des Rotors ist die erreichte Genauigkeit aber oft ausreichend.

Um die Genauigkeit der Positionsbestimmung zu erhöhen, kann man sich den Umstand zu Nutze machen, dass die Amplituden der Oberwellen \hat{B}_k im Vergleich zur Grundwelle \hat{B}_1 überproportional mit dem Abstand Δr von den Rotormagneten abnehmen. Wie in Abb. 3.3(a) ersichtlich, kann man den Störeinfluss der Oberwellen bzw. das Verhältnis \hat{B}_k/\hat{B}_1 dadurch reduzieren, indem man den Abstand zwischen Rotormagnet und Sensor erhöht. Bei einem Abstand von $\Delta r \approx 28$ mm ist der Einfluss der Oberwellen praktisch nicht mehr relevant. Bei einer Vergrößerung von

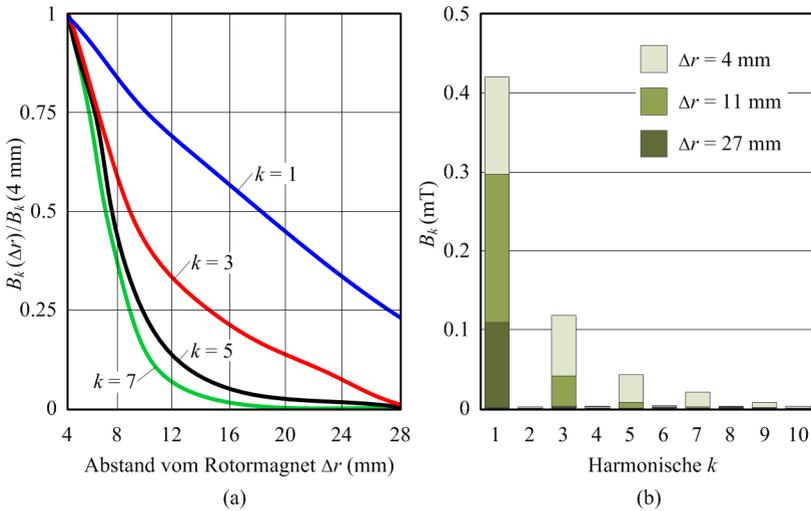


Abbildung 3.3: (a) Abnahme der Amplituden der Harmonischen k mit zunehmendem Abstand Δr vom Rotormagneten. (b) Gemessenes Amplitudenspektrum bei verschiedenen Abständen vom Rotormagneten ($p = 5$).

Δr muss aber beachtet werden, dass auch der Messwert der Grundwelle merklich abnimmt und somit das Signal-Rausch-Verhältnis verschlechtert wird.

In Abb. 3.3(b) ist das Amplitudenspektrum des Rotorfeldes eines in dieser Arbeit verwendeten Rotors ($p = 5$) dargestellt. Hält man einen Mindestabstand zwischen Magnet und Sensor ein ($\Delta r \geq 11$ mm), spielen die 5. Harmonische sowie höhere Harmonische keine Rolle mehr und es muss nur die 3. Oberwelle bei der Positionsauswertung Gl. 3.15 berücksichtigt werden ($k = \{1, 3\}$).

3.5 Adaptierung der Positionsauswertung für den lagerlosen Mixer

Bei dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Aufbau des lagerlosen Mixers wird der Grossteil des Motorquerschnitts vom Stator und den 6 Stator-

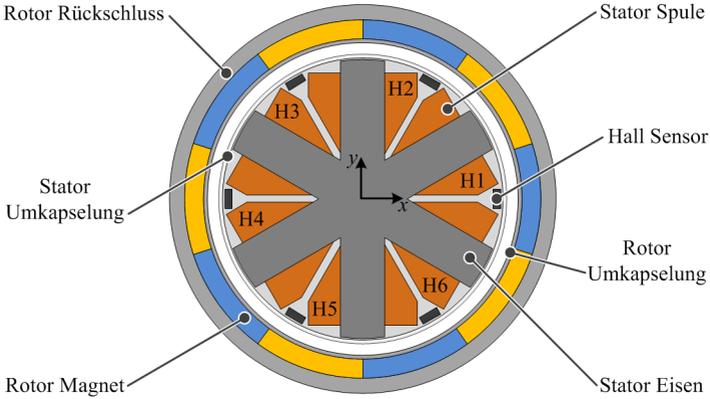


Abbildung 3.4: Zur Bestimmung der Rotorposition und des Rotordrehwinkels werden 6 Hallensensoren ($H_1 \dots H_6$) verwendet. Die Sensoren sind zwischen den Statorclawen im Abstand von 60° angeordnet.

spulen ausgefüllt. Wie in Abb. 3.4 dargestellt, werden deshalb 6 Hallensensoren $H_1 \dots H_6$ jeweils symmetrisch zwischen zwei Statorclawen platziert. Durch den grösstmöglichen Abstand der Sensoren zu den Statorclawen wird ausserdem verhindert, dass die durch die Klauen verursachte Verzerrung des Luftspaltfeldes auf die Positionsbestimmung Einfluss nimmt. Da bei dieser Arbeit Rotoren mit $p = 8$ und $p = 5$ betrachtet werden, wird nachfolgend die Positionsauswertung für diese beiden Setups diskutiert.

3.5.1 Positionsbestimmung bei 8 Rotorpolpaaren und 6 Sensoren

Zur Berechnung des Rotordrehwinkels und der Rotorposition benötigt man bei Aussenläufern die Komponenten X_1 und X_2 bzw. X_5 und X_6 des Vektors \vec{X} (vgl. Abs. 3.3.1 und Abs. 3.3.2). Bestimmt man die Matrix $\mathbf{C}^+ = \mathbf{GS}$ für die Sensorpositionen $\phi = \{0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ\}$ und für die Polpaarzahl $p = 8$ kann der Vektor \vec{X} aus den von den Hallensensoren gemessenen Flussdichten $B_e(\phi)$ berechnet werden. Im konkreten

Fall ergibt sich für die interessierenden Komponenten von \vec{X} :

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_5 \\ X_6 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} g_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_6 \end{pmatrix}}_{\mathbf{G}_{\text{reduziert}}} \underbrace{\begin{pmatrix} 2 & -1 & -1 & 2 & -1 & -1 \\ 0 & 2 & -2 & 0 & 2 & -2 \\ -2 & -1 & 1 & 2 & 1 & -1 \\ 0 & -2 & -2 & 0 & 2 & 2 \end{pmatrix}}_{\mathbf{S}_{\text{reduziert}}} \begin{pmatrix} B_e(0^\circ) \\ B_e(60^\circ) \\ B_e(120^\circ) \\ B_e(180^\circ) \\ B_e(240^\circ) \\ B_e(300^\circ) \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Wie schon in Abs. 3.3 erwähnt, bleibt \mathbf{S} für alle Motoren mit diesem Sensorsetup konstant. Abhängig von der Motorgeometrie und Stärke der Rotormagnetisierung variieren die Werte in \mathbf{G} .

In Abb. 3.5 sind die tatsächliche und die mathematisch berechnete Rotorposition dargestellt. Man erkennt, dass bei diesem Setup mit 6 Sensoren die Abweichung linear mit steigender Auslenkung zunimmt. Betrachtet man Gl. 3.26, erkennt man, dass die Signale zweier gegenüberliegender Sensoren bei der Bestimmung von X_5 und X_6 subtrahiert werden. Da bei $p = 8$ immer Nordpole oder Südpole der Rotormagnete genau gegenüberliegen, wird die 3. Oberwelle bei der Verrechnung kompensiert. Beim ausgelenktem Rotor wird die 3. Harmonische nicht mehr vollständig kompensiert und es kommt aufgrund des unterdefinierten Gleichungssystems (Gl. 3.16) zu Abweichungen.

Bei der Bestimmung des Rotordrehwinkels (X_1 und X_2) werden die Signale zweier gegenüberliegender Sensoren addiert (Gl. 3.26). Im Gegensatz zur Positionsbestimmung werden also bei der Winkelbestimmung die Amplituden konstruktiv überlagert. Somit wird auch die Amplitudendifferenz zwischen Grundwelle und 3. Harmonischer ($\hat{B}_1 - \hat{B}_3$) verdoppelt und der Einfluss der 3. Harmonischen ist daher grundsätzlich geringer als bei der Positionsbestimmung. Wenn auch nicht direkt bei der Verrechnung zweier gegenüberliegender Sensorsignale, wird bei $e = 0$ auch bei X_1 und X_2 die 3. Harmonische in Summe ausgelöscht.

Da der Rotor im Betrieb um den Arbeitspunkt $e = 0$ geregelt wird, spielt die mit e zunehmende Unschärfe bei der Positionsbestimmung eine geringe Rolle. Wichtig ist nur, dass beim Aufstarten des lagerlosen Motors bei jeder Rotorwinkellage exakt unterschieden werden kann, ob sich der Rotor rechts oder links der Mitte befindet.

Wie schon in Abs. 3.4 beschrieben, kann der Fehler bei der Positionsberechnung stark verringert werden, wenn der Abstand Δr zwischen den

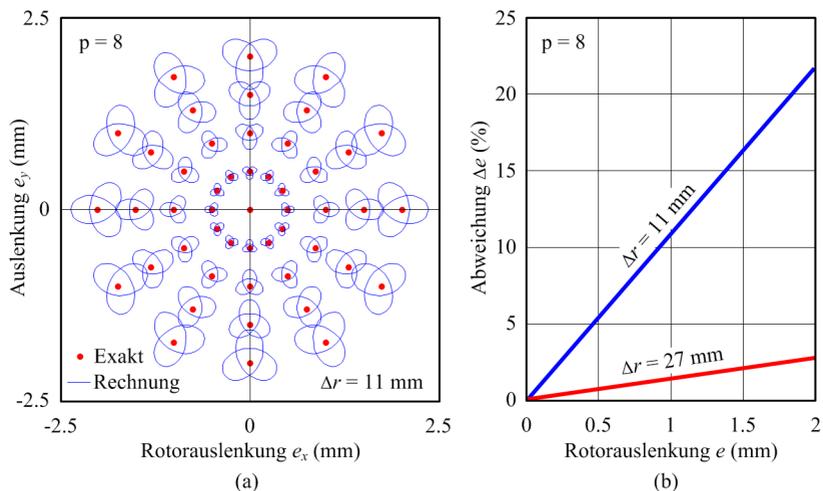


Abbildung 3.5: (a) Vergleich zwischen berechneter und exakter Rotorposition in Abhängigkeit des Rotordrehwinkels ωt bei $p=5$ und einem Abstand zwischen Sensor und Rotormagnet von $\Delta r = 11$ mm. (b) Positionsfehler Δe (bezogen auf 2 mm mech. Luftspalt) in Abhängigkeit der Auslenkung e und des Sensorabstands Δr .

Rotormagneten und den Sensoren erhöht wird, und dadurch der Einfluss der 3. Harmonischen abnimmt. Wie in Abb. 3.5(b) ersichtlich, sinkt der maximale Fehler bei einer Auslenkung von $e = 2$ mm von 22% auf 3%, wenn der Abstand Δr von 11 mm auf 27 mm erhöht wird.

3.5.2 Positionsbestimmung bei 5 Rotorpolpaaren und 6 Sensoren

Bei einer Rotorpolpaarzahl $p = 5$ sowie 6 Sensoren an den Positionen $\phi = \{0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ\}$ ergibt sich für die relevanten Kom-

ponenten von \vec{X} :

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_5 \\ X_6 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} g_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_6 \end{pmatrix}}_{\mathbf{G}_{\text{reduziert}}} \underbrace{\begin{pmatrix} 2 & 1 & -1 & -2 & -1 & 1 \\ 0 & -2 & -2 & 0 & 2 & 2 \\ -2 & 1 & 1 & -2 & 1 & 1 \\ 0 & 2 & -2 & 0 & 2 & -2 \end{pmatrix}}_{\mathbf{S}_{\text{reduziert}}} \begin{pmatrix} B_e(0^\circ) \\ B_e(60^\circ) \\ B_e(120^\circ) \\ B_e(180^\circ) \\ B_e(240^\circ) \\ B_e(300^\circ) \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Der Vergleich zwischen tatsächlicher und berechneter Rotorposition ist in Abb. 3.6(a) dargestellt. Aus Gl. 3.27 geht hervor, dass zur Berechnung von X_5 und X_6 die Signale zweier gegenüberliegender Hallsensoren addiert werden. Da bei $p = 5$ sich immer ein Nord- und ein Südpol der Rotormagnete genau gegenüberliegen, wird auch bei diesem Setup die 3. Oberwelle nur dann vollständig kompensiert, wenn sich der Rotor genau in der Mitte befindet.

Analog zum Rotor mit $p = 8$ wird auch beim Rotor mit $p = 5$ die Bestimmung des Winkels weniger von der 3. Harmonischen der Rotorflussdichte gestört, als die Bestimmung der Position. Auch hier gilt, dass der Einfluss der 3. Oberwelle bei der Berechnung von X_1 und X_2 für $e = 0$ komplett verschwindet.

Wie in Abb. 3.6(b) ersichtlich, kann der maximale Fehler bei einer Auslenkung $e = 2$ mm von 25% auf 4% reduziert werden, wenn der Abstand Δr von 11 mm auf 27 mm erhöht wird. Im Vergleich zum Rotor mit $p = 8$ ist die Berechnung der Rotorposition weniger genau (vgl. Abb. 3.5). Der Grund dafür ist, dass durch die geringere Polpaarzahl bzw. aufgrund der grösseren Polteilung die Harmonischen mit zunehmenden Δr nicht so stark abklingen wie bei $p = 8$.

3.6 Störeinflüsse

Neben den Harmonischen der Rotorflussdichte gibt es noch weitere Störeinflüsse, die bei der Bestimmung der Rotorposition mit Hallsensoren berücksichtigt werden müssen. Wie schon in Abs. 3.5 erwähnt, wird das Luftspaltfeld durch die ausgeprägten Statorklauen verzerrt. Da diese Verzerrung nur in unmittelbarer Nähe der Klauen auftritt, kann dieses Pro-

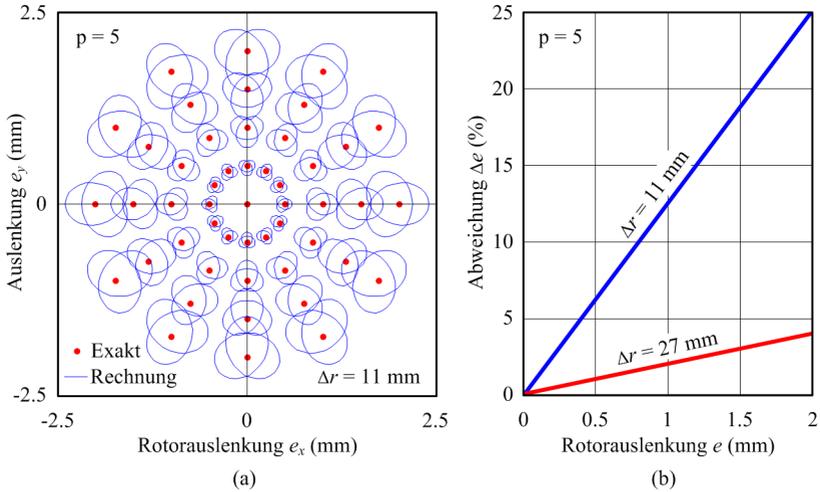


Abbildung 3.6: (a) Vergleich zwischen berechneter und exakter Rotorposition in Abhängigkeit des Rotordrehwinkels ωt bei $p=8$ und einem Abstand zwischen Sensor und Rotormagnet von $\Delta r = 11 \text{ mm}$. (b) Positionsfehler Δe (bezogen auf 2 mm mech. Luftspalt) in Abhängigkeit der Auslenkung e und des Sensorabstands Δr .

blem einfach umgangen werden, indem man die Sensoren genau in der Mitte zwischen zwei Klauen platziert (Abb. 3.4).

Weitere Einflüsse, die die Positionsbestimmung verfälschen bzw. erschweren, sind das Streufeld der Statorwicklungen sowie die fertigungsbedingten Schwankungen der Remanenzflussdichte der Rotormagnete. Diese Einflüsse können nicht mehr durch geeignete Positionierung der Sensoren ausgeglichen werden. Folgend werden mögliche Methoden der Kompensation dieser Störeinflüsse bei der Positionsberechnung aufgezeigt.

3.6.1 Streufeld der Statorspulen

Da die Hallsensoren in unmittelbarer Nähe der Statorspulen positioniert sind, messen diese auch deren Streufeld. Die 6 Statorspulen werden mit den Statorströmen I_1 bis I_6 gespeist. Die 6 Ströme sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Wicklung 1, 3 und 5, sowie Wicklung 2, 4 und 6 sind jeweils in Stern verschaltet. Die beiden Sternpunkte sind nicht

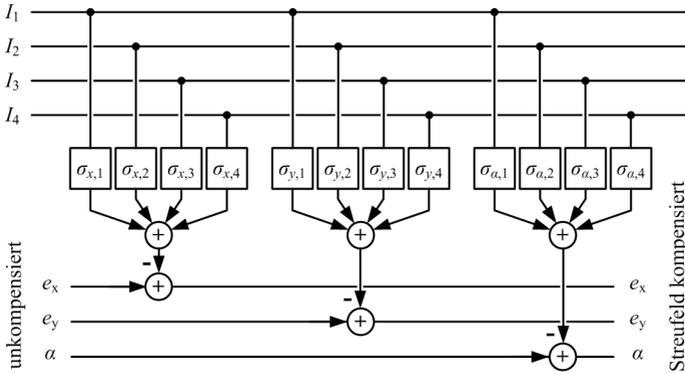


Abbildung 3.7: Blockschaltbild zur Kompensation des Einflusses des Statorstreufusses auf die Positionsbestimmung des Rotors.

miteinander verbunden. Somit muss nur der Einfluss von 4 Statorströmen auf die Positions- und Rotorwinkelbestimmung untersucht werden.

Dieser Zusammenhang kann mit Hilfe eines einfachen Experiments gefunden werden. Dazu wird der Rotor mechanisch in der Mitte ($e = 0$) fixiert, dann werden unterschiedliche Werte für I_1 , I_2 , I_3 und I_4 vorgegeben. Obwohl der Rotor zentriert ist, wird von der Sensorik eine Auslenkung (e_x und e_y) bzw. eine Verdrehung ($\alpha = \omega t$) in Abhängigkeit der vier Statorströme detektiert. Diese vermeintliche Rotorbewegung rührt alleine von den Streufeldern der Statorspulen her. Der Zusammenhang zwischen den Statorströmen und der streufeldbedingten Fehldetektion kann mit den Faktoren σ_x , σ_y und σ_α beschrieben werden, welche für die vier Ströme unterschiedliche Werte annehmen.

Sind die 12 Konstanten für einen Aufbau experimentell bestimmt, können die Auswirkungen des Streufeldes auf die Positionsmessung kompensiert werden. Das Blockschaltbild der Streufeldkompensation ist in Abb. 3.7 schematisch dargestellt.

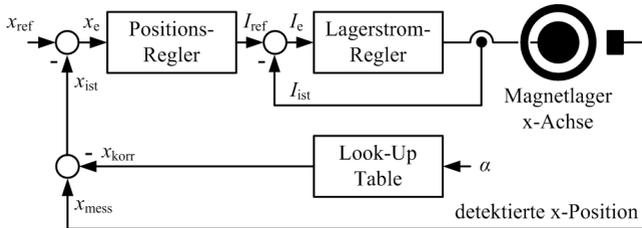


Abbildung 3.8: Exemplarische Darstellung der Kompensation der unterschiedlichen Magnetisierung der Rotormagnete für die x -Achse.

3.6.2 Unterschiedliche Magnetisierung der Rotormagnete

Aufgrund der Fertigungstoleranzen weisen die Rotormagnete unterschiedliche Remanenzflussdichten auf. Diese Flussdichteschwankungen werden von der Positionssensorik fälschlicherweise als Rotorauslenkung interpretiert, was sich in einer verminderten Laufruhe im Betrieb niederschlägt. Um die unterschiedliche Magnetisierung zu kompensieren, kann man den Rotor drehbar und zentriert ($e = 0$) lagern, und die von der Sensorik ausgewiesene Position abhängig vom Rotordrehwinkel in einer Look-Up-Tabelle (LUT) speichern. Im Betrieb wird diese, von den Remanenzflussschwankungen herrührende fiktive Auslenkung $x_{\text{korr}} = f(\alpha)$, dann von der gemessenen Position x_{mess} subtrahiert. In Abb. 3.8 ist dieses Kompensationsverfahren in einem Blockschaltbild exemplarisch für die x -Achse dargestellt.

Der Nachteil dieser Variante ist, dass eine drehbare mechanische Lagerung des Rotors notwendig ist. Alternativ dazu kann die Ermittlung der Korrekturwerte auch im Stillstand bei schwebendem Rotor erfolgen. Dazu wird, durch Änderung der Referenzlage x_{ref} , der Rotor solange verschoben, bis der Lagerstrom null wird. Die dazu nötige Änderung der Referenzlage entspricht dann dem Korrekturwert x_{korr} . Dieser Vorgang wird für mehrere Winkel α wiederholt und die ermittelten Korrekturwerte werden in der LUT ($x_{\text{korr}} = f(\alpha)$) abgespeichert. Zur radialen Verschiebung des Rotors bzw. zum Setzen der korrekten Referenzposition wird ein zusätzlicher Kompensationsregelkreis, wie in Abb. 3.9 dargestellt, im-

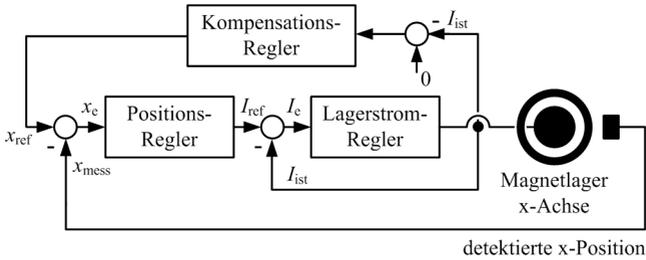


Abbildung 3.9: Zur Bestimmung der Korrekturwerte für die LUT wird eine zusätzliche Regelschleife implementiert, die dafür sorgt, dass der Lagerstrom für einen bestimmten Rotorwinkel zu null geregelt wird. Die vom Kompensationsregler vorgegebene Referenzposition x_{ref} entspricht dem Korrekturwert x_{korr} (exemplarisch nur x -Achse dargestellt).

plementiert. Diese Regelschleife dient nur zur Bestimmung der Werte für die LUT, im Betrieb erfolgt die Kompensation der Flussschwankungen dann wieder gleich, wie in Abb. 3.8 skizziert.

3.7 Blockschaltbild der Positionssensorik

In Abb. 3.10 ist das komplette Blockschaltbild für die Positionsbestimmung mit 6 Hallsensoren, inklusive Kompensation von Statorstreufeld (vgl. Abs. 3.6.1) und Magnettoleranzen (vgl. Abs. 3.6.2), für einen Rotor mit $p = 8$ sowie $p = 5$ dargestellt.

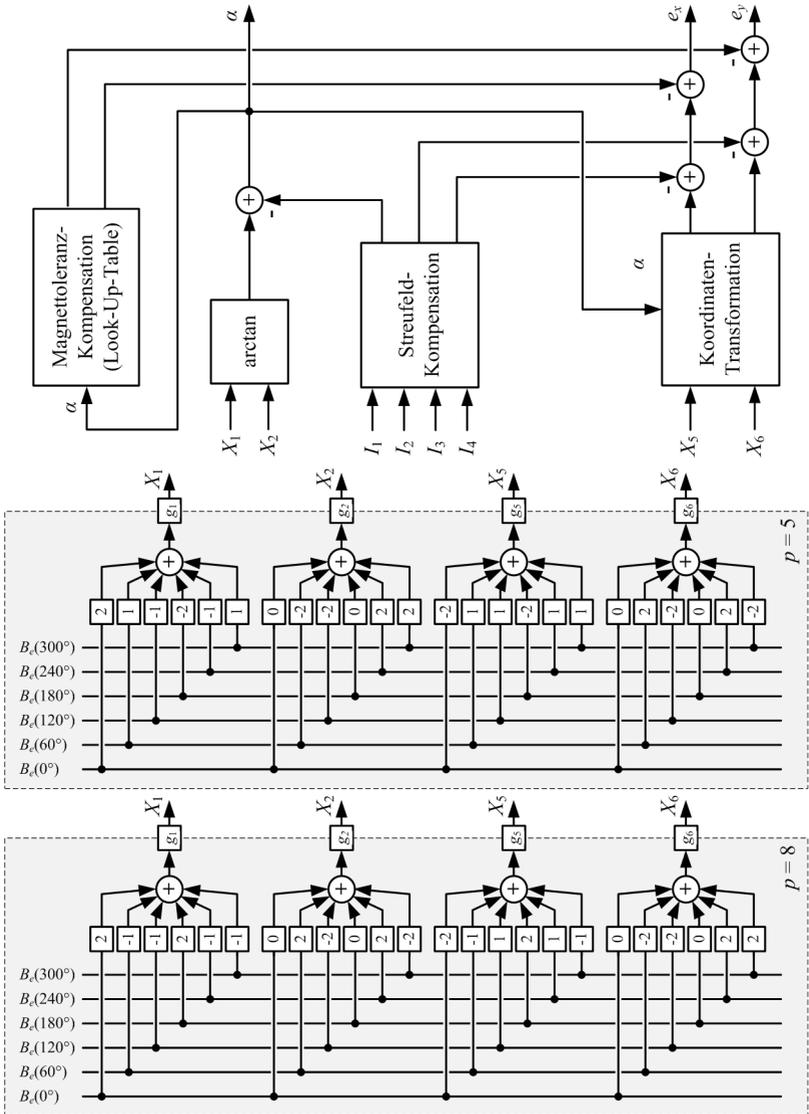


Abbildung 3.10: Blockschnittbild der Positionsbestimmung mit Hallensensoren für $p = 8$ und $p = 5$.

Kapitel 4

Verlustanalyse

Um die Temperaturentwicklung im Motor oder den Wirkungsgrad abschätzen zu können, müssen die einzelnen Verlustquellen im Aufbau identifiziert und quantifiziert werden. Im Stator müssen die Kupferverluste in den Wicklungen, die Eisenverluste im Statorblechpaket sowie die Wirbelstromverluste im Motorgehäuse bzw. in der Tankwand berücksichtigt werden. Die Rotorverluste setzen sich aus den Wirbelstromverlusten in Rotorumkapselung und Rotormagneten sowie den Eisenverlusten im Rückschluss zusammen.

4.1 Verluste in den Statorwicklungen

Die Kupferverluste

$$P_{\text{Cu}} = 6I_i^2 R_{\text{Cu}} (1 + \alpha_{\text{Cu}} (T_{\text{Cu}} - T_{\text{Um}})) \quad (4.1)$$

hängen vom Effektivwert I des Stromes in den 6 Wicklungen und dem Wicklungswiderstand R_{Cu} ab. Da bei den Statorwicklungen Temperaturen bis zu $T_{\text{Cu}} = 180^\circ\text{C}$ zulässig sind, muss die Wicklungstemperatur bei der Berechnung des Wicklungswiderstandes mitberücksichtigt werden. Der Wicklungswiderstand bei Umgebungstemperatur

$$R_{\text{Cu}} = \frac{N^2 l_m}{\sigma_{\text{Cu}} f_C A_C} \quad (4.2)$$

kann aus den Geometrieparametern der Wicklung berechnet werden. Bei der hier verwendeten Geometrie (vgl. Abb. 0.2) beträgt die Querschnitts-

fläche der Wicklung

$$A_C = h_C \frac{2l_C - s_C}{2} \quad (4.3)$$

und die mittlere Windungslänge

$$l_m = 2(w + h) + 8 \frac{h_C}{3} \frac{3l_C - 2s_C}{2l_C - s_C}. \quad (4.4)$$

Ersetzt man den Phasenstrom in Gl. 4.1 durch die Durchflutung $\Theta = NI$ und setzt noch Gl. 4.2, Gl. 4.3 und Gl. 4.4 ein, erhält man für die Kupferverluste

$$P_{Cu} = 6 \frac{\Theta^2 \left(2(w + h) + 8 \frac{h_C}{3} \frac{3l_C - 2s_C}{2l_C - s_C} \right)}{\sigma_{Cu} f_C h_C \frac{2l_C - s_C}{2}} (1 + \alpha_{Cu} (T_{Cu} - T_{Umg})), \quad (4.5)$$

welche neben der Wicklungstemperatur und der Durchflutung nur von der Spulengeometrie abhängen.

4.2 Stator–Eisenverluste

Die Eisenverluste

$$P_{Fe} = P_{Ed} + P_{Hy} \quad (4.6)$$

im Statorblechpaket (Blechdicke d_{Fe}) setzen sich aus den Wirbelstromverlusten P_{Ed} und den Hystereseverlusten P_{Hy} zusammen. Da die Flussdichte im Statorisen nicht konstant ist, wird dieses in j Segmente mit der Masse $m_{Fe,i}$ unterteilt, in denen angenommen werden kann, dass die Amplitude der Flussdichte $\hat{B}_{Fe,i}(\Theta)$ konstant ist [24–26]. Innerhalb eines Segments wird die Flussdichte als sinusförmige Zeitfunktion mit der Frequenz f_{el} angenommen. Somit können die Wirbelstromverluste

$$P_{Ed} = c_{Ed} \left(\frac{d_{Fe}}{m} \right)^2 \left(\frac{f_{el}}{\text{Hz}} \right)^{\alpha_{Ed}} \sum_{i=1}^j \left(\frac{\hat{B}_{Fe,i}(\Theta)}{T} \right)^{\beta_{Ed}} m_{Fe,i} \quad (4.7)$$

Parameter	c [W/kg]	α	β
Wirbelstromverluste (Ed)	2485	2	2.3
Hystereseverluste (Hy)	0.008	1	1.6

Tabelle 4.1: Steinmetzparameter für Statoreisen M330-50A (Gl. 4.7 und Gl. 4.8).

und die Hystereseverluste

$$P_{\text{Hy}} = c_{\text{Hy}} \left(\frac{f_{\text{el}}}{\text{Hz}} \right)^{\alpha_{\text{Hy}}} \sum_{i=1}^j \left(\frac{\hat{B}_{\text{Fe},i}(\Theta)}{\text{T}} \right)^{\beta_{\text{Hy}}} m_{\text{Fe},i} \quad (4.8)$$

mit Hilfe der Steinmetzformeln [27] abgeschätzt werden. Die Parametersätze für die Wirbelstromverluste (c_{Ed} , α_{Ed} , β_{Ed}) und für die Hystereseverluste (c_{Hy} , α_{Hy} , β_{Hy}) können den Materialdatenblättern entnommen werden. Die Werte für das hier verwendete Statoreisen (M330-50A, $d_{\text{Fe}} = 0.5$ mm, $m_{\text{Fe}} = 2$ kg) sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Die Wirbelstromverluste P_{Ed} steigen quadratisch mit der Drehzahl an, die Hystereseverluste P_{Hy} nur linear. Da für die Berechnung der Eisenverluste P_{Fe} die elektrische Frequenz f_{el} eingesetzt werden muss, sind diese auch abhängig von der Polpaarzahl bzw. nehmen mit steigender Polpaarzahl zu.

4.3 Verluste in der Tankwand

Im Gegensatz zu einem herkömmlichen Elektromotor befinden sich beim lagerlosen Aussenläufer das Motorgehäuse und bei Verwendung als Mischermotor auch die Tankwand im Luftspalt zwischen Stator und Rotor. Ist die Tankwand oder das Gehäuse (nachfolgend Spaltrohr genannt) aus einem leitfähigen Material, werden aufgrund des rotierenden Feldes Wirbelströme induziert.

4.3.1 Allgemeine Herleitung der Spaltrohrverluste

Für die allgemeine Herleitung der Wirbelstromverluste wird ein Spaltrohr mit dem Radius r_{SR} , mit einer Wanddicke δ_{SR} und mit einer axia-

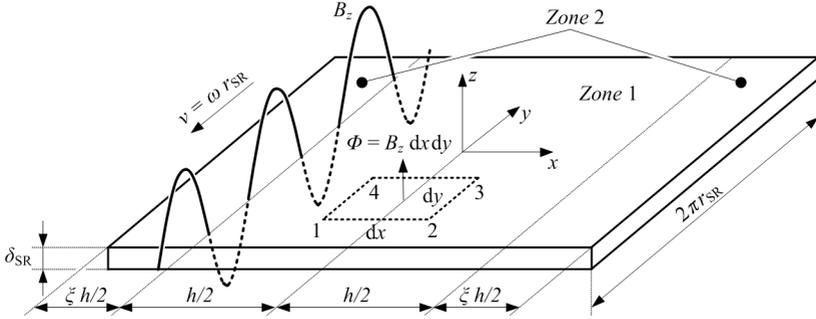


Abbildung 4.1: Abgewickeltes Spaltrohr (Durchmesser $2r_{\text{SR}}$, axiale Länge $h(1 + \xi)$ und Wanddicke δ_{SR}): Nur Zone 1 ist vom Luftspaltfeld durchsetzt, im Überhang (Zone 2) ist das Luftspaltfeld null. Aus Sicht des Rotors ist die Flussdichte im Luftspalt eine stehende Welle, durch die sich das Spaltrohr mit der Geschwindigkeit $v = \omega r_{\text{SR}}$ bewegt [28].

len Länge $h(1 + \xi)$ betrachtet. Gilt $r_{\text{SR}} \gg \delta_{\text{SR}}$, kann das zylindrische Spaltrohr, wie in Abb. 4.1 dargestellt, zu einer dünnwandigen Platte mit der Breite $2\pi r_{\text{SR}}$ abgewickelt werden. Der Zusammenhang zwischen dem Drehwinkel α und der y -Koordinate des gewählten Referenzsystems ist $y = -\alpha r_{\text{SR}}$. Wegen der geringen Dicke δ_{SR} der Platte kann die Berechnung der Wirbelstromverluste in guter Näherung als zweidimensionales Problem ($\partial/\partial z \approx 0$) betrachtet werden [28–31].

Da die axiale Ausdehnung des Spaltrohres die des Motors überschreiten kann, wird die Platte in Abb. 4.1 in zwei Bereiche unterteilt [28]. Zone 1 ($|x| < h/2$) wird vom Luftspaltfeld des Motors durchsetzt. Unter Annahme einer sinusförmigen Feldverteilung, erhält man an der Stelle y den Wert

$$\vec{B} = (0, 0, B_z)^T = \left(0, 0, \hat{B} \cos\left(\frac{p}{r_{\text{SR}}}y + p\omega t\right) \right). \quad (4.9)$$

Der überstehende Teil des Spaltrohres ($h/2 < |x| < h/2(1 + \xi)$) wird als feldfrei ($\vec{B} = \vec{0}$) angenommen und ist in Abb. 4.1 als Zone 2 gekennzeichnet.

Die in der Platte induzierte Spannung kann mit Hilfe des Induktions-

gesetztes

$$\oint E ds = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (4.10)$$

beschrieben werden. Folgt man dem in Abb. 4.1 eingezeichneten Integrationsweg (1-4), erhält man

$$\underbrace{E_x dx}_{1-2} + \underbrace{\left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx\right) dy}_{2-3} - \underbrace{\left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy\right) dx}_{3-4} - \underbrace{E_y dy}_{4-1} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} dx dy. \quad (4.11)$$

Setzt man in Gl. 4.11 die Stromdichten $J_x = \sigma_x E_x$ und $J_y = \sigma_y E_y$ ein erhält man,

$$\frac{1}{\sigma_y} \frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{1}{\sigma_x} \frac{\partial J_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (4.12)$$

Wie bei allen Leitern muss auch in jedem Punkt der Platte

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (4.13)$$

gelten [28]. Substituiert man mit Gl. 4.13 einmal J_y und einmal J_x in Gl. 4.12, erhält man die Gleichungen

$$\frac{1}{\sigma_y} \frac{\partial^2 J_x}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_x} \frac{\partial^2 J_x}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 B_z}{\partial y \partial t} \quad (4.14)$$

und

$$\frac{1}{\sigma_y} \frac{\partial^2 J_y}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_x} \frac{\partial^2 J_y}{\partial y^2} = -\frac{\partial^2 B_z}{\partial x \partial t}. \quad (4.15)$$

In Zone 1 (Index 1) ergibt sich für Gl. 4.14

$$\frac{1}{\sigma_{y,1}} \frac{\partial^2 J_{x,1}}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_{x,1}} \frac{\partial^2 J_{x,1}}{\partial y^2} = -\left(\frac{p^2 \omega \hat{B}}{r_{SR}}\right) \hat{B} \cos\left(\frac{p}{r_{SR}} y + p\omega t\right) \quad (4.16)$$

und für Gl. 4.15

$$\frac{1}{\sigma_{y,1}} \frac{\partial^2 J_{y,1}}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_{x,1}} \frac{\partial^2 J_{y,1}}{\partial y^2} = 0. \quad (4.17)$$

Für den Überhang bzw. Zone 2 (Index 2) erhält man für Gl. 4.14 und Gl. 4.15 die Gleichungen

$$\frac{1}{\sigma_{y,2}} \frac{\partial^2 J_{x,2}}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_{x,2}} \frac{\partial^2 J_{x,2}}{\partial y^2} = 0 \quad (4.18)$$

und

$$\frac{1}{\sigma_{y,2}} \frac{\partial^2 J_{y,2}}{\partial x^2} + \frac{1}{\sigma_{x,2}} \frac{\partial^2 J_{y,2}}{\partial y^2} = 0. \quad (4.19)$$

Beim Übergang von Zone 1 auf Zone 2 müssen noch die Kontinuitätsbedingungen

$$E_{y,1} = E_{y,2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{J_{y,1}}{\sigma_{y,1}} = \frac{J_{y,2}}{\sigma_{y,2}} \quad (4.20)$$

sowie

$$J_{x,1} = J_{x,2} \quad (4.21)$$

eingehalten werden. Da kein Strom aus der Platte fließen kann, d.h. keine Normalkomponenten der Stromdichte an den Rändern des Spaltrohres ($|x| = l(1 + \xi)$) auftreten können, muss für Zone 2 noch zusätzlich die Bedingung

$$J_{x,2} \Big|_{|x|=h/2(1+\xi)} = 0 \quad (4.22)$$

gelten [28].

Löst man das Differenzialgleichungssystem Gl. 4.16–Gl. 4.19 mit den Randbedingungen Gl. 4.20–Gl. 4.22 und führt man noch die Vereinfachung für die Leitfähigkeit

$$\sigma_{x,1} = \sigma_{y,1} = \sigma_{x,2} = \sigma_{y,2} = \sigma \quad (4.23)$$

ein, erhält man für die Stromdichte in Zone 1

$$\vec{J}_1 = \begin{pmatrix} \omega\sigma r_{\text{SR}} \hat{B} \cos\left(\frac{py}{r_{\text{SR}}} + p\omega t\right) \left(1 - \frac{\cosh\left(\frac{px_1}{r_{\text{SR}}}\right)}{\left(1 + \tanh\left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}}\right) \tanh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)\right) \cosh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)}\right) \\ \omega\sigma r_{\text{SR}} \hat{B} \sin\left(\frac{py}{r_{\text{SR}}} + p\omega t\right) \left(1 - \frac{\sinh\left(\frac{px_1}{r_{\text{SR}}}\right)}{\left(1 + \tanh\left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}}\right) \tanh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)\right) \cosh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)}\right) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

und in Zone 2

$$\vec{J}_2 = \begin{pmatrix} -\omega\sigma r_{\text{SR}} \hat{B} \cos\left(\frac{py}{r_{\text{SR}}} + p\omega t\right) \left(1 - \frac{\sinh\left(\frac{p}{r_{\text{SR}}}(x_2 - (1+\xi)h/2)\right)}{\left(1 + \frac{1}{\tanh\left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}}\right)} \tanh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)\right) \sinh\left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}}\right)}\right) \\ \omega\sigma r_{\text{SR}} \hat{B} \sin\left(\frac{py}{r_{\text{SR}}} + p\omega t\right) \left(1 - \frac{\cosh\left(\frac{p\pi}{b}(x_2 - (1+\xi)h/2)\right)}{\left(1 + \frac{1}{\tanh\left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}}\right)} \tanh\left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}}\right)\right) \sinh\left(\frac{ph\xi}{r_{\text{SR}}}\right)}\right) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.25)$$

Ist die Stromdichte bekannt, können die Spaltrohrverluste durch Integration des Vektorprodukts $\vec{E} \cdot \vec{J}$ über das Spaltrohrvolumen ermittelt werden [28]:

$$P_{\text{SR}} = \int_x \int_y \int_z \vec{E} \cdot \vec{J} \, dx \, dy \, dz. \quad (4.26)$$

Aus Sicht des Rotors ist die Flussdichte \vec{B} räumlich und zeitlich fix und die Tankwand bewegt sich mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ r_{\text{SR}}\omega \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

in Umfangs- bzw. in y -Richtung (vgl. Abb. 4.1). Dank dieser Betrachtungsweise kann das elektrische Feld einfach als Kreuzprodukt

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.28)$$

angeschrieben werden und für die Verluste ergibt sich

$$P_{\text{SR}} = \int_x \int_y \int_z (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{J} dx dy dz = \delta_{\text{SR}} \int_x \int_y (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{J} dx dy. \quad (4.29)$$

Da für Zone 2 $\vec{B} = \vec{0}$ gilt, muss das Integral Gl. 4.29 nur für Zone 1 ausgewertet werden [28]. Mit

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{J}_1 = \begin{pmatrix} J_{x,1} \\ J_{y,1} \\ 0 \end{pmatrix}$$

reduziert sich Gl. 4.29 auf den Ausdruck

$$P_{\text{SR}} = \delta_{\text{SR}} \int_x \int_y v_y B_z J_{x,1} dx dy. \quad (4.30)$$

Setzt man noch Gl. 4.9, Gl. 4.24 und Gl. 4.27 ein und wendet die Integrationsgrenzen von Zone 1 an, erhält man für die Wirbelstromverluste in der Platte [28]:

$$\begin{aligned} P_{\text{SR}} &= \delta_{\text{SR}} \sigma \omega^2 r_{\text{SR}}^2 \hat{B}^2 \int_{-\pi r_{\text{SR}}}^{\pi r_{\text{SR}}} \cos^2 \left(\frac{p}{r_{\text{SR}}} y + p \omega t \right) dy \\ &\cdot \int_{-h/2}^{h/2} \left(1 - \frac{\cosh \left(\frac{px}{r_{\text{SR}}} \right)}{\left(1 + \tanh \left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}} \right) \tanh \left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}} \right) \right) \cosh \left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}} \right)} \right) dx \\ &= \underbrace{\delta_{\text{SR}} \sigma h \pi \omega^2 r_{\text{SR}}^3 \hat{B}^2}_{P_{\text{S},0}} \underbrace{\left(1 - \frac{\tanh \left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}} \right)}{\left(1 + \tanh \left(\frac{ph\xi}{2r_{\text{SR}}} \right) \tanh \left(\frac{ph}{2r_{\text{SR}}} \right) \right) \frac{ph}{2r_{\text{SR}}}} \right)}_{K_{\text{S}}} \\ &= P_0 K_{\text{S}}(\xi). \end{aligned} \quad (4.31)$$

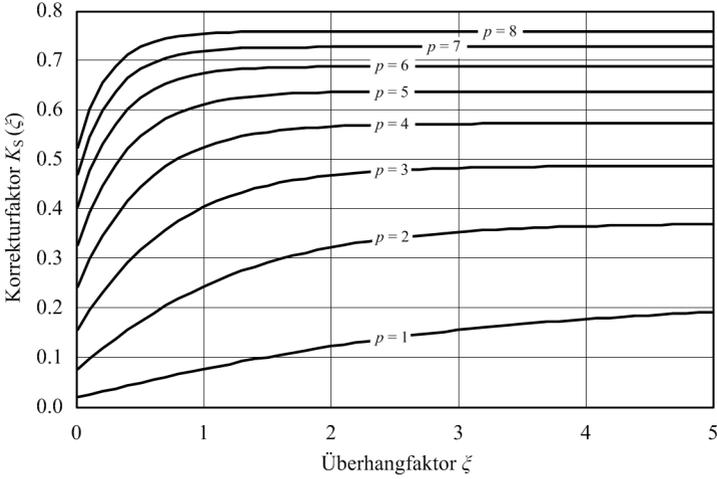


Abbildung 4.2: Korrekturfaktor $K_S(\xi)$ in Abhängigkeit des Überhangs ξ und der Polpaarzahl p bei $h/r_{SR} = 0.5$.

Die Verlustleistung P_0 entspricht genau jenen Verlusten, die auftreten würden, wenn sich bei einer Platte bzw. einem Spaltrohr ohne Überhang ($\xi = 0$) an den Rändern $|x| = h/2$ unendlich leitfähige Ringe befinden würden [28, 29]. Bei einem Spaltrohr ohne Endringe und ohne Überhang betragen die Wirbelstromverluste $P_0 K_S(\xi = 0)$, nimmt der Überhang zu, steigen auch die Verluste. Es gilt dabei folgender Zusammenhang:

$$P_0 > P_0 K_S(\xi \rightarrow \infty) > P_0 K_S(\xi) > P_0 K_S(\xi = 0). \quad (4.32)$$

Betrachtet man Gl. 4.31 erkennt man, dass die Verluste P_0 nicht von der Polpaarzahl p abhängen. P_0 steigt quadratisch mit der mechanischen Winkelgeschwindigkeit des Rotors ω an. Die Polpaarzahl geht lediglich in den Korrekturterm für den Überhang $K_S(\xi)$ ein. In Abb. 4.2 ist der Korrekturfaktor $K_S(\xi)$ für verschiedene Werte von ξ und Polpaarzahlen p dargestellt. Je höher die Polpaarzahl ist, desto geringer ist der Einfluss des Überhangs auf P_{SR} bzw. desto früher wird der Endwert $K_S(\xi \rightarrow \infty) = K_{S,\infty}$ erreicht. Der Endwert des Korrekturfaktors $K_{S,\infty}$ selbst nimmt mit steigender Polpaarzahl zu. Der Zusammenhang zwischen Endwert $K_{S,\infty}$ und Polpaarzahl ist in Abb. 4.3 dargestellt.

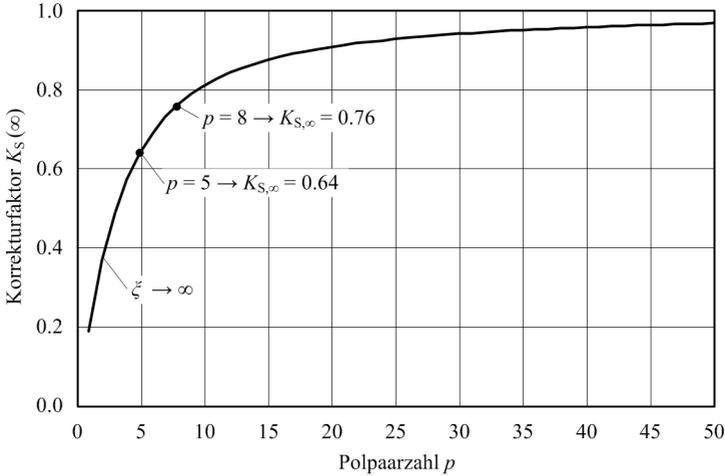


Abbildung 4.3: Abhängigkeit von $K_{S,\infty}$ von der Polpaarzahl p bei $h/r_{SR} = 0.5$.

4.3.2 Spaltrohrverluste beim lagerlosen Mixer

Da beim lagerlosen Mixer sowohl das Motorgehäuse (δ_{SU}) als auch die Tankwand (δ_T) aus Edelstahl gefertigt sind, werden beide zum Spaltrohr mit der Dicke $\delta_{SR} = \delta_{SU} + \delta_T$ zusammengefasst. In Abb. 4.4 ist das radial vom Feld durchsetzte Spaltrohr mit den dadurch induzierten Wirbelströmen dargestellt. Da bei allen Baugrößen $\delta_{SR} \ll r_{SR}$ gilt, kann auch für das zylinderförmige Spaltrohr der in Abs. 4.3.1 hergeleitete Ansatz zur Berechnung der Verluste verwendet werden. Mit Hilfe von Gl. 4.31 können die Spaltrohrverluste für ein sinusförmiges Feld berechnet werden. Das Luftspaltfeld beim lagerlosen Mixer ist nicht sinusförmig, deshalb müssen alle relevanten Oberwellen bei der Berechnung der Spaltrohrverluste berücksichtigt werden. Somit erweitert sich Gl. 4.31 zu

$$P_{SR} = \sum_i P_{0,i} K_{S,i}(\xi) = \delta_{SR} \sigma h \pi \omega^2 r_{SR}^3 \sum_i \hat{B}_i^2 K_{S,i}(\xi). \quad (4.33)$$

Der Überhangfaktor kann für die hier untersuchten Geometrien auf $\xi = 3$ fixiert werden.

Der Verlauf des radialen Luftspaltfeldes (siehe Abb. 4.5) wird im We-

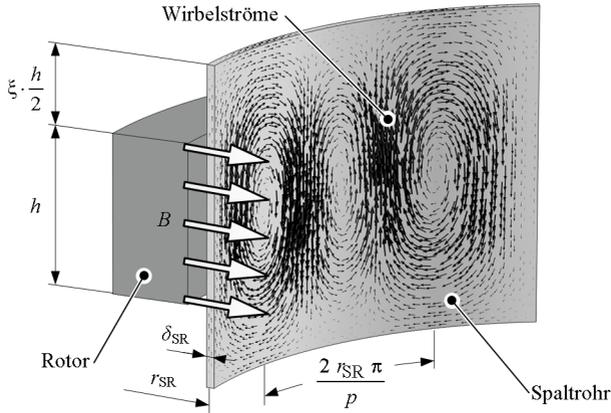


Abbildung 4.4: Wirbelströme im Spaltrohr beim lagerlosen Mixer (Tankwand und Motorgehäuse werden zum Spaltrohr zusammengefasst).

sentlichen von den Rotormagneten, der Bestromung der Spulen sowie der Verzerrung durch das Statoreisen definiert. Zur Bestimmung des Spektrums \hat{B}_i wurde das Feld simuliert und eine FFT-Analyse durchgeführt. Das Spektrum des Luftspaltfeldes für einen Motor mit $p = 5$ und $p = 8$ ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Eine genaue Analyse des in Abb. 4.6 dargestellten Spektrums zeigt, dass das Feld der Permanentmagnete das Luftspaltfeld dominiert und nur einige Oberwellen von der Bestromung der Spulen beeinflusst werden. In Abb. 4.6 ist das Spektrum für einen elektrischen Winkel von $\alpha_{el} = 0^\circ$ dargestellt. Streng genommen weist das Spektrum auch eine Abhängigkeit vom Rotorwinkel auf, daher müssten die Spaltrohrverluste über einen Bereich von $\alpha_{el} = [0^\circ \dots 360^\circ]$ gemittelt werden. Eine quantitative Analyse zeigt aber, dass sich die Amplituden des Spektrums nur geringfügig ändern, sodass diese in weiterer Folge für die Berechnung der Spaltrohrverluste als konstant bzw. als unabhängig vom Rotorwinkel angenommen werden können.

Mit der Kenntnis der Amplituden der radialen Luftspaltflussdichte \hat{B}_i können nun mit Hilfe von Gl. 4.33 die Spaltrohrverluste für den lagerlo-

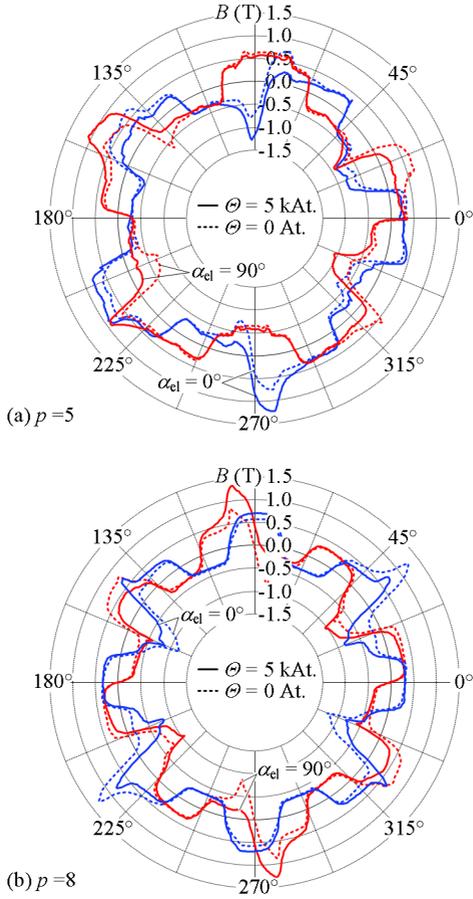


Abbildung 4.5: Radiales Luftspaltfeld für einen lagerlosen Motor mit Polpaarzahl (a) $p = 5$ und (b) $p = 8$, jeweils für Maximalbestromung und stromlosen Zustand ($\mu = 1$, $r_T = 97.5$ mm).

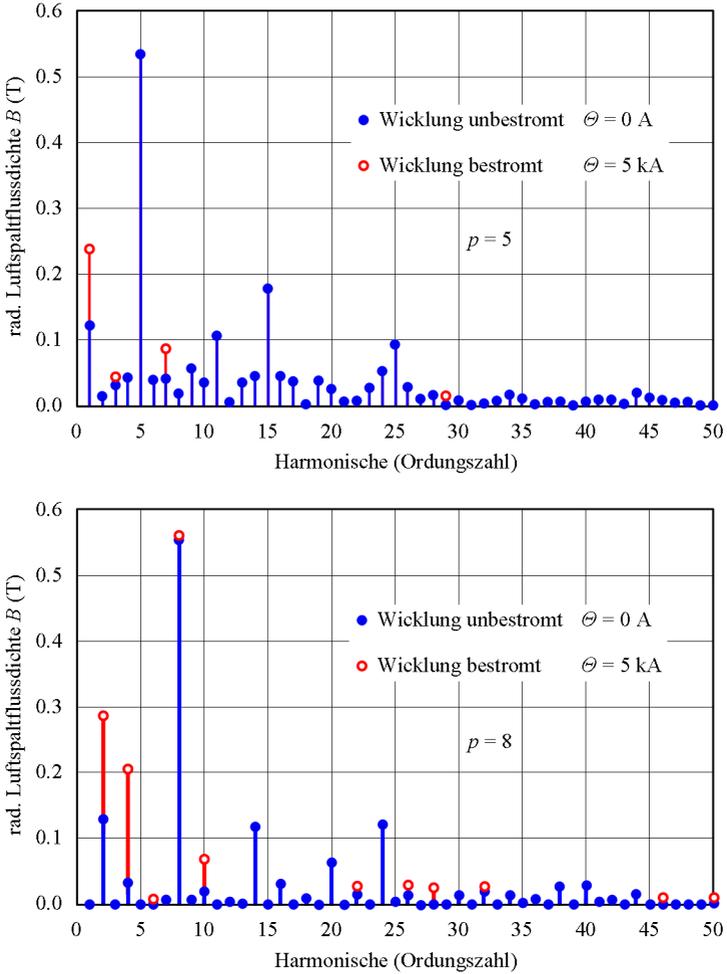


Abbildung 4.6: FFT-Analyse des radialen Luftspaltfeldes für einen lagerlosen Motor mit Polpaarzahl (a) $p = 5$ und (b) $p = 8$, jeweils für Maximalbestromung und stromlosen Zustand ($\mu = 1$, $r_T = 97.5$ mm und $\alpha_{el.} = 0^\circ$).

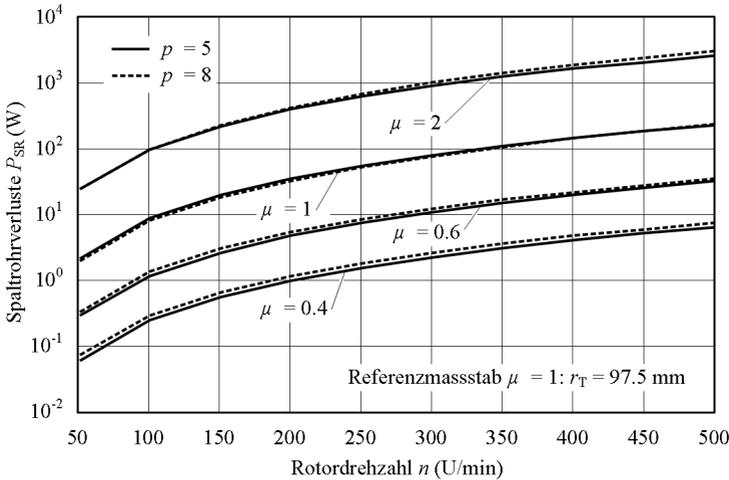


Abbildung 4.7: Spaltröhrrverluste beim lagerlosen Mixer in Abhängigkeit der Rotordrehzahl für verschiedene Baugrößen. Referenzgeometrie: $\mu = 1$, $r_T = 97.5$ mm, $\delta_{SU} = 1.5$ mm Edelstahl und $\Theta_{max} = 5$ kA. Skalierungsbedingungen: $\Theta \propto \mu^2 n^2$, $r_T \propto \mu$ und $\delta_{SU} \propto \mu$. Die Luftspaltflussdichte B wird für alle Baugrößen als konstant angenommen.

sen Mixer berechnet werden. In Abb. 4.7 sind die Spaltröhrrverluste in Abhängigkeit der Drehzahl für verschiedene Baugrößen dargestellt. Es zeigt sich, dass die Polpaarzahl nur geringfügigen Einfluss auf die Spaltröhrrverluste hat (die Polpaarzahl geht nur in den Korrekturterm für den Überhang K_S ein (vgl. Gl. 4.31)).

4.3.3 Messtechnische Verifikation der Spaltröhrrverluste

Die Spaltröhrrverluste können bei einem sich im Betrieb befindlichen lagerlosen Mixer nicht direkt gemessen werden. Zur Verifikation der Herleitung in Abs. 4.3.1 und der dort getroffenen Annahmen, dass

- das Spaltröhrr δ_{SR} so dünn ist, dass die magnetische Flussdichte in radialer Richtung im Spaltröhrr als konstant angenommen werden kann und

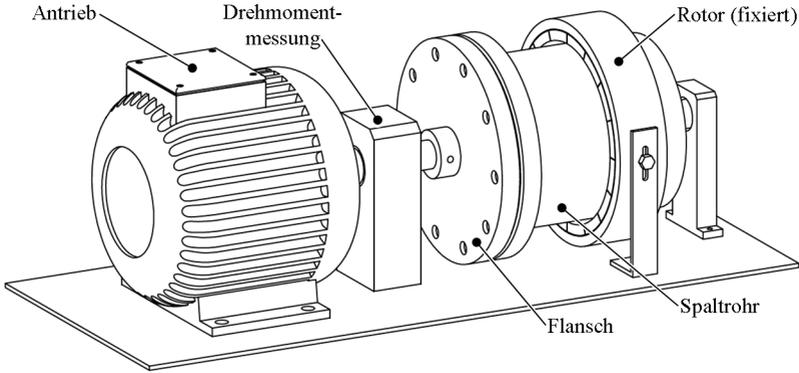


Abbildung 4.8: Messaufbau zur experimentellen Bestimmung der Spaltrohrverluste. Der Rotor wurde räumlich fixiert und das Spaltrohr über einen Antrieb in Rotation versetzt. Die Bestimmung der Wirbelstromverluste erfolgte über die Messung des Bremsmomentes.

- die Tangential- und die Axialkomponente der Flussdichte im Spaltrohr vernachlässigt werden kann,

wurden die Spaltrohrverluste separat in einem eigens dafür vorgesehenen Aufbau messtechnisch verifiziert.

In Abb. 4.8 ist der Messaufbau dargestellt. Der Rotor wurde räumlich fixiert und die Tankwand über einen zusätzlichen Antrieb in Rotation versetzt. Die Bestimmung der Wirbelstromverluste im Spaltrohr erfolgte über die Messung des auftretenden Bremsmomentes $M_{SR} = P_{SR}/\omega$. Um messtechnisch nur die Spaltrohrverluste zu erfassen, war bei den Messungen kein Stator vorhanden. Das Experiment wurde mehrfach mit verschiedenen Rotoren und verschiedenen dicken Spaltrohren bei variierenden Drehzahlen durchgeführt (siehe Tab. 4.2).

Die Berechnung der Wirbelstromverluste erfolgte nach Gl. 4.33. Hierfür muss wieder die Luftspaltinduktion bekannt sein. Diese wurde mit Hall-Sensoren messtechnisch erfasst und mit Hilfe einer FFT-Analyse wurde das Frequenzspektrum bestimmt. In Tab. 4.2 sind die Amplituden der Grundwelle und die Amplituden der ersten beiden Oberwellen der Luftspaltinduktion für die verwendeten Rotoren mit der Polpaarzahl $p = 5$ und $p = 8$ angegeben. Da hier das Luftspaltfeld nicht noch zusätzlich

Rotor	$r_{R,i}$ (mm)	$r_{R,a}$ (mm)	p	\hat{B}_1 (mT)	\hat{B}_3 (mT)	\hat{B}_5 (mT)
R1	74	63	8	407	68	16
R2	74	63	5	333	109	39
R3	80	63	5	411	102	33
R4	80	62	5	474	129	47

Spaltrohr	r_S (mm)	r_T (mm)	r_{SR} (mm)	δ_{SR} (mm)	Material	σ_{SR} (S/m)
SR1	58.0	58.6	58.3	0.6	1.4301	$1.4 \cdot 10^6$
SR2	58.0	59.6	58.8	1.6	1.4301	$1.4 \cdot 10^6$

Tabelle 4.2: Testsetups zur messtechnischen Verifikation der Spaltrohrverluste. Die radiale Rotorflussdichte wurde an der Stelle $r = r_{SR}$ gemessen. Mit Hilfe einer FFT-Analyse wurden die Amplitude der Grundwelle (\hat{B}_1) sowie der dominierenden Harmonischen (\hat{B}_3 und \hat{B}_5) ermittelt.

durch den Stator verzerrt wird, sind die Grundwelle und die ersten beiden Oberwellen der Luftspaltinduktion für die Berechnung der Verluste ausreichend.

In Abb. 4.9 und Abb. 4.10 wird das gemessene Bremsmoment $M_{SR} = P_{SR}/\omega$ in Abhängigkeit der Drehzahl mit den nach Gl. 4.33 berechneten Werten für verschiedene Setups verglichen. Es zeigt sich, dass die getroffenen Annahmen zulässig sind und die Verluste mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden können.

4.4 Fluidreibungsverluste

Im Ringspalt zwischen der Tankwand und der Innenfläche des Rotor $A = 2 \cdot \pi \cdot r_R \cdot h$ die sich mit der Geschwindigkeit $v_{\tan} = \omega \cdot r_R$ bewegt, wird das Fluid geschert ($\tau = \eta \cdot \dot{\gamma}$) und somit treten Reibungsverluste auf. Bei laminarer Strömung und geringer Spaltbreite δ_{mech} kann eine lineare Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = v_{\tan}/\delta_{\text{mech}}$ im Spalt angenommen werden. In diesem Fall betragen die Fluidreibungsverluste

$$P_{F,0} = \omega \cdot r_R \cdot F = 2 \cdot \pi \cdot r_R^2 \cdot \omega \cdot h \cdot \eta \cdot \dot{\gamma}. \quad (4.34)$$

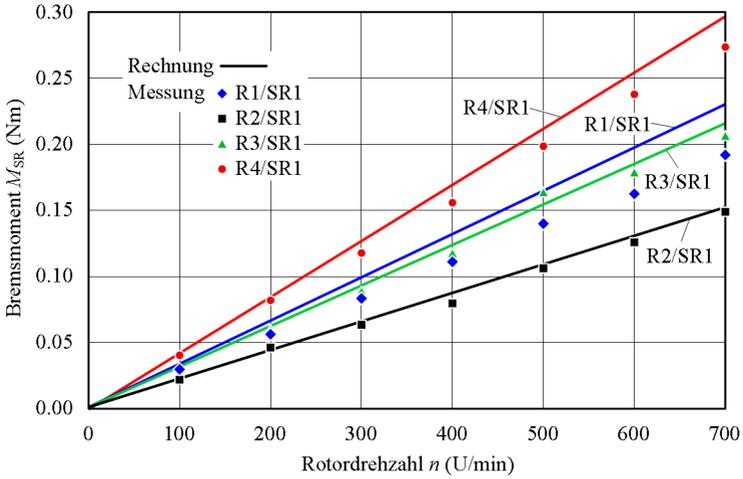


Abbildung 4.9: Messtechnische Verifikation der Spaltrohrverluste.

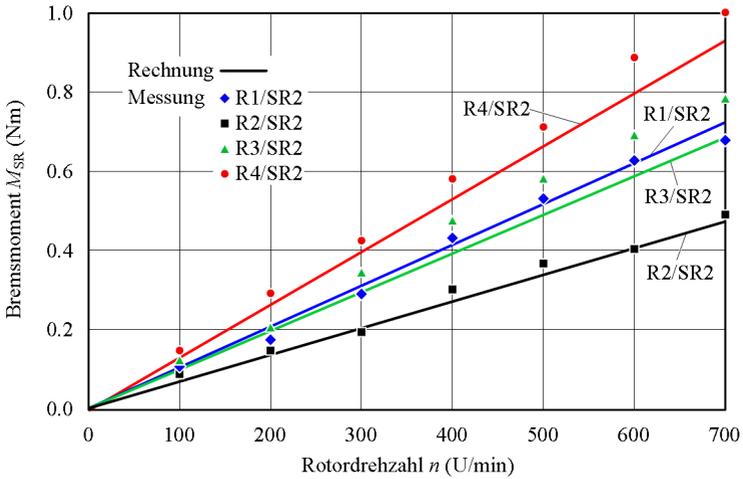


Abbildung 4.10: Messtechnische Verifikation der Spaltrohrverluste.

Re_{tan}	g_1	g_2	g_3
≤ 64	10	0.3	-1
$64 \dots 500$	2	0.3	-0.6
$500 \dots 10^4$	1.03	0.3	-0.5
$> 10^4$	0.065	0.3	-0.2

Tabelle 4.3: Strömungsabhängige Koeffizienten zur Berechnung des Verlustbeiwertes C_P bzw. der Fluidreibungsverluste $P_{F,0}$ (Quelle [33]).

Wird die Strömung im Spalt hingegen turbulent oder treten Taylorwirbel auf, verliert Gl. 4.34 ihre Gültigkeit und die Fluidreibungsverluste müssen mit Hilfe von empirischen Korrelationen bestimmt werden.

Schlichting [32] leitet mit Hilfe der Dimensionsanalyse einen Zusammenhang zwischen den Fluidreibungsverlusten und der Spaltgeometrie her und definiert den dimensionslosen Verlustbeiwert

$$C_P = \frac{2 \cdot P_{F,0}}{\pi \cdot \rho \cdot \omega^3 \cdot r_R^4 \cdot h} = f\left(\frac{\delta_{\text{mech}}}{r_T}, \text{Re}_{\text{tan}}\right), \quad (4.35)$$

welcher eine Funktion der relativen Spaltbreite δ_{mech}/r_R und der Couette-Reynoldszahl

$$\text{Re}_{\text{tan}} = \frac{\omega \cdot r_R \cdot \delta_{\text{mech}}}{\nu} = \frac{v_{\text{tan}} \cdot \delta_{\text{mech}}}{\nu} \quad (4.36)$$

ist. Für den Verlustbeiwert C_P , der durch Messung bestimmt werden muss, sind zahlreiche Korrelationen in der Literatur [33–36] zu finden, teilweise jedoch mit erheblichen quantitativen Unterschieden. Zur Evaluierung der einzelnen Korrelationen wurden die Verluste mit Hilfe von FE-Simulationen bestimmt; nachfolgend wurde jene Korrelation [33] ausgewählt, die am besten mit den Simulationsergebnissen übereinstimmt (siehe Abb. 4.11).

In [33] wird der Verlustbeiwert in der Form

$$C_P = g_1 \cdot \left(\frac{\delta_{\text{mech}}}{r_T}\right)^{g_2} \cdot \text{Re}_{\text{tan}}^{g_3} \quad (4.37)$$

angegeben. Die Koeffizienten g_1 , g_2 und g_3 sind abhängig von der Couette-Reynoldszahl Re_{tan} und sind in Tab. 4.3 gegeben.

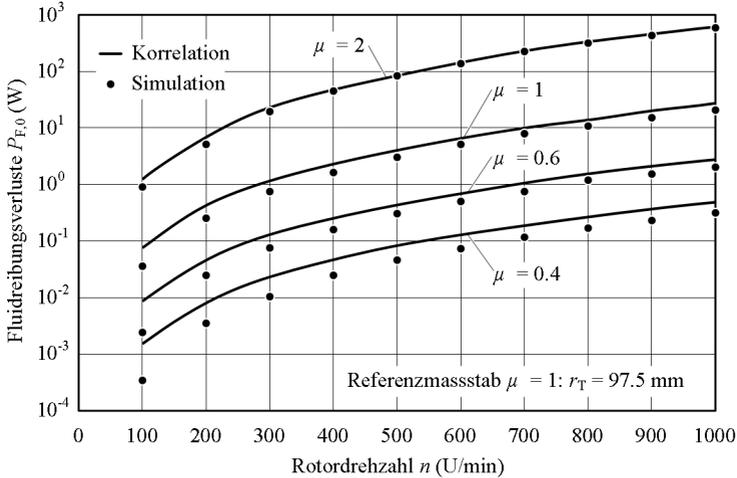


Abbildung 4.11: Fluidreibungsverluste $P_{F,0}$ in Abhängigkeit der Drehzahl bei verschiedenen Motorgrößen μ . Vergleich von Simulation und Korrelation nach [33] (als Referenzmassstab $\mu = 1$ wurde der Mixer der Grösse $r_T = 97.5$ mm gewählt).

Bei der Wahl der Spaltbreite $\delta_{\text{mech}} = 2$ mm waren Überlegungen hinsichtlich der Scherbeanspruchung und Kühlung ausschlaggebend. Die Auswirkung der Spaltbreite auf die Fluidreibungsverluste wurde bei der Fixierung der Spaltbreite noch nicht berücksichtigt. Daher stellt sich nun die Frage, welchen Einfluss die Spaltbreite auf die Fluidreibungsverluste hat, bzw. ob diese in die Überlegungen zur Wahl von δ_{mech} miteinbezogen werden müssen. Unter Verwendung von Gl. 4.37 wurden die Verluste in Abhängigkeit der Spaltbreite berechnet. Die Ergebnisse wurden wieder durch Simulationen verifiziert und sind in Abb. 4.12 dargestellt. Im Bereich technisch sinnvoller Spaltbreiten $\delta_{\text{mech}} = \{0.5 \dots 4\}$ mm sind die Fluidreibungsverluste bei allen untersuchten Mixergrößen praktisch unabhängig von der Spaltbreite und müssen bei deren Festlegung somit nicht berücksichtigt werden.

Die in Gl. 4.35 bis Gl. 4.37 vorgestellten Berechnungen der Fluidreibungsverluste $P_{F,0} = P_F(v_{\text{ax}} = 0)$ beruhen auf der Annahme, dass es keinen axialen Druckgradienten im Spalt gibt. Beim lagerlosen Mixer treten jedoch Axialgeschwindigkeiten v_{ax} auf, die in der Größenordnung der Umfangsgeschwindigkeit v_{tan} liegen. Um den Einfluss dieser zusätz-

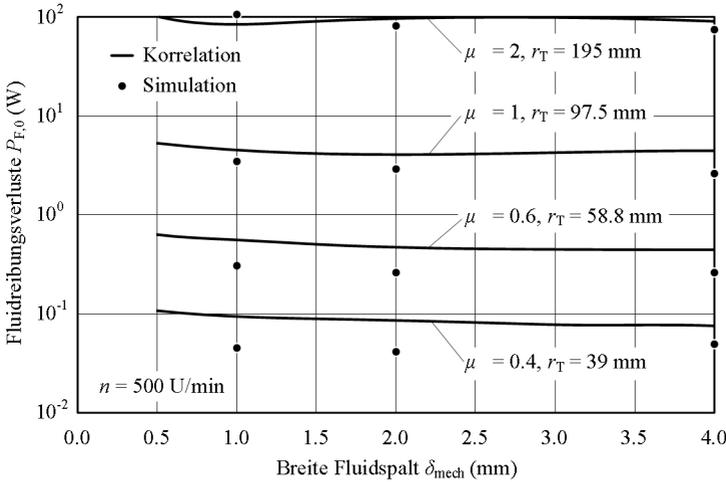


Abbildung 4.12: Fluidreibungsverluste $P_{F,0}$ in Abhängigkeit der Breite des Fluidspalts δ_{mech} . Vergleich von Simulation und Korrelation nach [33] (Als Referenzmassstab $\mu = 1$ wurde der Mixer der Grösse $r_T = 97.5$ mm gewählt).

lichen Geschwindigkeitskomponente zu ermitteln muss auf Simulationen zurückgegriffen werden, da in der Literatur zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine Korrelationen für die Fluidreibungsverluste unter der Bedingung $v_{\text{ax}} \neq 0$ gefunden werden konnten. Die Ergebnisse in Abb. 4.13 zeigen, dass die Fluidreibungsverluste, unabhängig von der Baugrösse des Mixers, näherungsweise linear mit der axialen Durchströmung v_{ax} ansteigen:

$$\frac{P_F}{P_{F,0}} \approx 3.6 \frac{v_{\text{ax}}}{v_{\text{tan}}} + 1. \tag{4.38}$$

In Abs. 6.7.2 wurde ein allgemeiner Zusammenhang für $v_{\text{ax}}/v_{\text{tan}}$ hergeleitet. Setzt man Gl. 6.52 in Gl. 4.38 ein, erhält man für die Fluidreibungsverluste

$$\frac{P_F}{P_{F,0}} \approx 1.8 \cdot k_{\text{ax}} \cdot Q \sqrt{\frac{\delta_{\text{mech}}}{r_T}} + 1. \tag{4.39}$$

Die Auswertung von Gl. 4.39 für verschiedene Mixer-Setups zeigt, dass

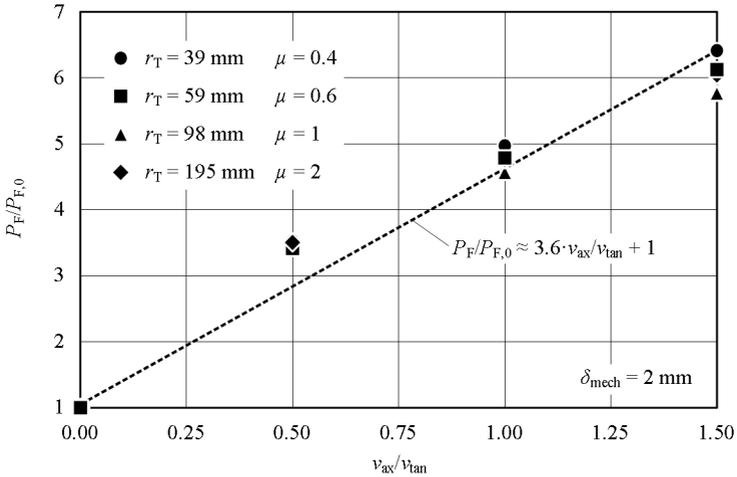


Abbildung 4.13: Erhöhung der Fluidreibungsverluste P_F durch eine axiale Geschwindigkeitskomponente v_{ax} im Spalt.

die Approximation

$$\frac{P_F}{P_{F,0}} \approx \begin{cases} 5, & \text{pumpt nach oben} \\ 3, & \text{pumpt nach unten} \end{cases} \quad (4.40)$$

bei der Berechnung der Fluidreibungsverluste mit hinreichender Genauigkeit verwendet werden kann.

4.5 Rotorverluste

Das Feld der Permanentmagnete und das Feld, das von den Antriebspulen erzeugt wird, drehen synchron mit dem Rotor und verursachen somit keine Verluste im Rotor. Jedoch führt das Statoreisen zu Verzerrungen des Luftspaltfeldes, die in Feldschwankungen im Rotor resultieren. Diese Schwankungen führen zu Wirbelstromverlusten im Rotor.

Die Rotorverluste P_R setzen sich aus den Wirbelstromverlusten in der Rotorumkapselung P_{RU} , den Wirbelstromverlusten in den Permanentma-

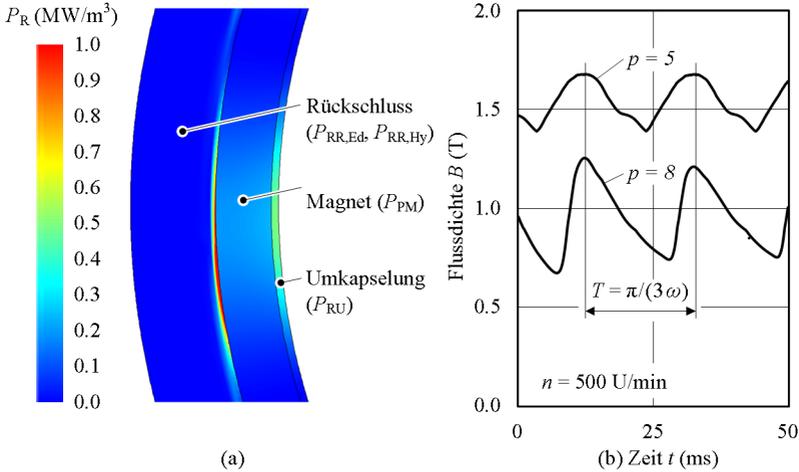


Abbildung 4.14: (a) Simulation der Verlustdichte im Rotor. (b) Simulierte gemittelte Feldschwankung in einem 36° -Rotorsegment.

geneten P_{PM} und aus den Wirbelstromverlusten $P_{RR,Ed}$ sowie den Hystereseverlusten $P_{RR,Hy}$ im Rotorrückschluss zusammen (siehe Abb. 4.14(a)). Die simulierte gemittelte Schwankung der Flussdichte im Rotor ist in Abb. 4.14(b) dargestellt. Aufgrund der sechs Statorklauen weist die Grundschiwingung dieser Feldschwankungen eine Frequenz auf, die das Sechsfache der mechanischen Drehzahl beträgt ($p = 6$).

Zur Abschätzung der Rotorverluste wurde dieselbe Methodik wie für die Berechnung der Spaltröhverluste herangezogen (vgl. Abs. 4.3.2). Dabei wurden folgende Vereinfachungen bzw. Annahmen getroffen:

- Es wird nur die Grundschiwingung der Feldschwankung im Rotor für die Berechnung herangezogen (vgl. Abb. 4.14(b)).
- Die Amplitude der Feldschwankung wird im Rotorsegment als konstant angenommen.
- Die Axial- und Tangentialkomponenten der Schwankungsflussdichte werden in der Umkapselung und den Permanentmagneten vernachlässigt.

- Der Überhangfaktor beträgt $\xi = 0$. Für $p = 6$ ergibt sich somit ein Überhang-Korrekturfaktor von $K_S = 0.4$ (vgl. Abb. 4.2).

Wendet man diese Vereinfachungen bzw. Annahmen auf Gl. 4.33 an, erhält man für die Wirbelstromverluste in der Rotorumkapselung

$$P_{RU} \approx \delta_{RU} \sigma_{RU} h \pi \omega^2 (r_R + \delta_{RU}/2)^3 \hat{B}^2 0.4. \quad (4.41)$$

Analog dazu erhält man für die Wirbelstromverluste in den Permanentmagneten

$$P_{PM} \approx \delta_{PM} \sigma_{PM} h \pi \omega^2 (r_{R,i} + \delta_{PM}/2)^3 \hat{B}^2 0.4. \quad (4.42)$$

Bei den Wirbelstromverlusten im massiv ausgeführten Rückschlussring können die tangentialen Feldkomponenten nicht mehr vernachlässigt werden. In diesem Fall können die Wirbelstromverluste wie folgt berechnet werden [37, 38]:

$$P_{RR,Ed} = \frac{\gamma \sigma_{RR} v_{\tan}^2 \hat{B}^2}{4} A_{RR} \quad (4.43)$$

Hierbei ist

$$A_{RR} = 2\pi (r_{R,i} + \delta_{PM}) h \quad (4.44)$$

die Innenfläche des Rückschlussringes,

$$v_{\tan} = \omega (r_{R,i} + \delta_{PM}) \quad (4.45)$$

die Tangentialgeschwindigkeit an der Innenseite des Rückschlussringes und

$$\gamma = \sqrt{\frac{2}{\sigma_{RR} \mu_0 \mu_{RR} \omega p}} \quad (4.46)$$

die Eindringtiefe. Setzt man Gl. 4.44 und Gl. 4.45 in Gl. 4.43 ein, erhält man

$$P_{RR,Ed} = \gamma \sigma_{RR} h \pi \omega^2 (r_{R,i} + \delta_{PM})^3 \hat{B}^2 0.5. \quad (4.47)$$

Vergleicht man Gl. 4.47 mit Gl. 4.33 erkennt man, dass die Verluste im Rückschlussring im Prinzip analog wie in Abs. 4.3.2 berechnet werden können. Anstelle der Wandstärke δ muss jedoch die Eindringtiefe γ eingesetzt werden. Bei einem Mixer der Baugröße $\mu = 1$ bzw. $r_T = 97.5$ mm beträgt die Eindringtiefe bei einer Drehzahl von $n = 500$ U/min ca. $\gamma \approx 1$ mm.

Die Hystereseverluste im Rotorrückschluss können analog nach Gl. 4.8

abgeschätzt werden

$$P_{RR,Hy} = c_{Hy} \left(\frac{f_{el}}{\text{Hz}} \right)^{\alpha_{Hy}} \left(\frac{\hat{B}}{\text{T}} \right)^{\beta_{Hy}} m_{RR}. \quad (4.48)$$

Für die Masse wird $m_{RR} = 2\pi r_{R,i} h \gamma$ eingesetzt und die Frequenz beträgt $f_{el} = pn/5$.

Die Gesamtverluste im Rotor betragen demnach

$$P_R = P_{RU} + P_{PM} + P_{RR,Ed} + P_{RR,Hy}. \quad (4.49)$$

Um sicherzustellen, dass die Rotorverluste mit den Abschätzungen Gl. 4.41, Gl. 4.42 und Gl. 4.47 sowie Gl. 4.48 ausreichend genau berechnet werden können, wurden die Rotorverluste mit Hilfe von Simulationen bestimmt (vgl. Abb. 4.14(a)). Die Ergebnisse für einen Rotor mit $p = 5$ und $p = 8$ sind in Abb. 4.15 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Rotorverluste mit diesen einfachen Abschätzungen bis zur Nenndrehzahl von $n = 500$ U/min mit guter Genauigkeit berechnet werden können. Obwohl bei einem Rotor mit $p = 8$ die Magnetdicke geringer ist, treten bei diesem Rotor die höheren Gesamtverluste auf, da die Schwankung der Flussdichte im Rotor bei $p = 8$ höher ist, als bei $p = 5$ (vgl. Abb. 4.14(b)). Die Hystereseverluste $P_{RR,Hy}$ können in allen Fällen vernachlässigt werden.

In Abb. 4.16 sind die gesamten Rotorverluste in ihre einzelnen Komponenten für verschiedene Drehzahlen aufgeschlüsselt. Es zeigt sich, dass bei Nenndrehzahl lediglich ca. 20 % der Verluste im Rückschlussring generiert werden. Aus diesem Grund macht es wenig Sinn den Rückschluss geblecht auszuführen, was zudem konstruktiv aufwendiger wäre.

4.6 Gesamtverluste, Wirkungsgrad und Skalierung

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie die einzelnen Verlustkomponenten, die Gesamtverluste und der Wirkungsgrad mit der Baugröße des Motors μ skalieren. Dabei werden nicht nur die Auswirkungen eines globalen Skalierungsfaktors $\mu = \mu_{rad} = \mu_{ax}$ untersucht, bei dem sich die radiale und axiale Ausdehnung des Motors gleichermaßen ändern, son-

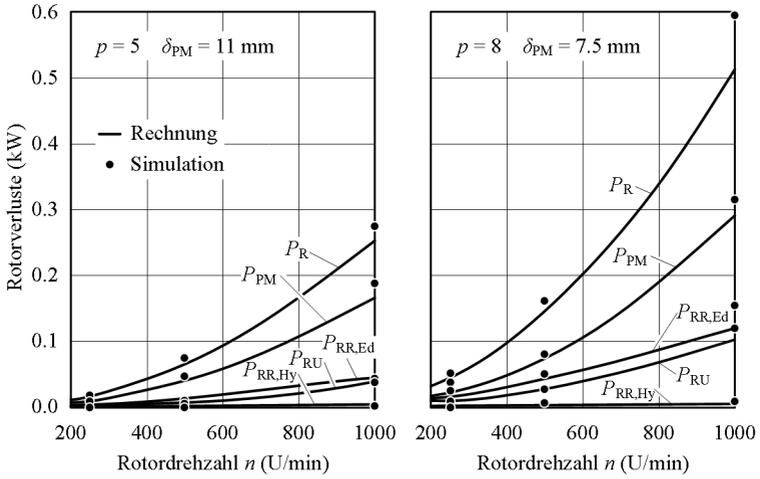


Abbildung 4.15: Vergleich zwischen simulierten und berechneten Rotorverlusten für einen Motor mit $p = 5$ und $p = 8$ ($r_T = 97.5 \text{ mm}$ und $h = 35 \text{ mm}$).

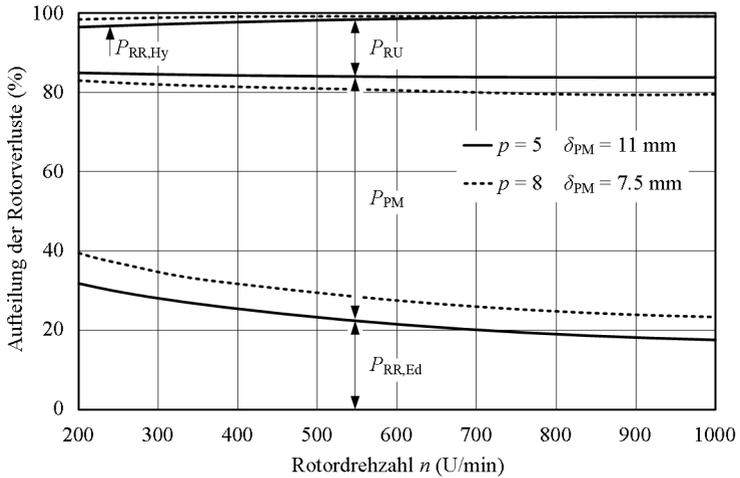


Abbildung 4.16: Aufteilung der Rotorverluste in die einzelnen Komponenten in Abhängigkeit der Rotordrehzahl.

dern auch die Auswirkungen einer voneinander unabhängigen radialen und axialen Skalierung, μ_{rad} und μ_{ax} .

4.6.1 Skalierung der einzelnen Verlustkomponenten

Kupferverluste

In Abs. 4.1 werden die Kupferverluste (Gl. 4.5) hergeleitet. Unter Annahme einer konstanten Stromdichte skaliert die Durchflutung mit $\Theta \propto \mu_{\text{rad}}^2$. Alle Geometrieparameter skalieren mit μ_{rad} , bis auf die Eisenhöhe, welche mit $h \propto \mu_{\text{ax}}$ skaliert. Wendet man diese Skalierungsbedingungen auf Gl. 4.5 an, erhält man das Skalierungsgesetz für die Kupferverluste bei Umgebungstemperatur

$$\frac{P_{\text{Cu}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{Cu}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \underbrace{\frac{w + g_C}{w + h + g_C}}_{\text{Wickelkopf, 71\%}} \mu_{\text{rad}}^3 + \underbrace{\frac{h}{w + h + g_C}}_{\text{ax. Anteil, 29\%}} \mu_{\text{rad}}^2 \mu_{\text{ax}}, \quad (4.50)$$

wobei

$$g_C = \frac{4h_C}{3} \frac{3l_C - 2s_C}{2l_C - s_C} \quad (4.51)$$

eine Geometrie konstante ist, die durch die Spulengeometrie definiert wird. Wird der Motor gleichermaßen radial wie axial skaliert ($\mu = \mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}}$), reduziert sich Gl. 4.50 zu

$$\frac{P_{\text{Cu}}(\mu)}{P_{\text{Cu}}(\mu = 1)} = \mu^3. \quad (4.52)$$

Häufig wird für die Skalierung der Kupferverluste bzw. für die Berechnung des Wicklungswiderstandes nur der axiale Teil der Wicklung herangezogen. Der radiale Teil der Wicklung (Wickelkopf) wird vernachlässigt. Bei der hier zugrunde liegenden Motorgeometrie ist dies jedoch nicht zulässig, da der Grossteil der Kupferverluste (ca. 70 %) im Wickelkopf generiert wird.

Betrachtet man Gl. 4.50, erkennt man, dass die Kupferverluste im Wickelkopf unabhängig von der Bauhöhe des Motors (μ_{ax}) sind und mit der dritten Potenz des Motorradius (μ_{rad}) skalieren. Die Verluste im axialen Teil der Wicklung hängen linear mit der Bauhöhe und quadratisch mit

dem Motorradius zusammen. Betrachtet man nur die Kupferverluste, ist es also besser einen hohen Motor mit geringem Radius zu verwenden, um den Anteil der Verluste im Wickelkopf zu verringern.

Skalierung der Stator–Eisenverluste

In Abs. 4.2 sind die Statoreisenverluste gegeben (Gl. 4.6). Unter der Annahme einer konstanten Flussdichte B und konstanter Blechdicke d_{Fe} hängen die Statoreisenverluste nur von der Statormasse m_{Fe} ab. Somit lautet das Skalierungsgesetz der Eisenverluste im Stator

$$\frac{P_{\text{Fe}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{Fe}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^2 \mu_{\text{ax}}. \quad (4.53)$$

Wird der Motor global skaliert ($\mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}} = \mu$), reduziert sich Gl. 4.53 auf

$$\frac{P_{\text{Fe}}(\mu)}{P_{\text{Fe}}(\mu = 1)} = \mu^3. \quad (4.54)$$

Skalierung der Spaltrrohrverluste

In Gl. 4.31 sind die Spaltrrohrverluste gegeben. Für die Herleitung des Skalierungsgesetzes wird wieder angenommen, dass die Flussdichte B über alle Baugrößen konstant bleibt. Weiter skaliert die Eisenhöhe mit $h \propto \mu_{\text{ax}}$ und der mittlere Spaltrrohrradius mit $r_{\text{SR}} \propto \mu_{\text{rad}}$. Die Dicke des Spaltrrohres kann entweder als konstant (z.B. genormte Tankwanddicke) oder proportional zu $\delta_{\text{SR}} \propto \mu_{\text{rad}}$ angenommen werden. Die letzte Größe in Gl. 4.31, die noch von den Geometrieverhältnissen abhängt, ist der Korrekturfaktor für den Überhang K_{S} . Aufgrund der Nichtlinearität der tanh–Funktion kann hier die Abhängigkeit von μ_{ax} und μ_{rad} nicht direkt angegeben werden. Ausserdem ist die Abhängigkeit auch von der verwendeten Polpaarzahl p abhängig. Die Skalierung des Überhangfaktors

$$\frac{K_{\text{S}}(\mu_{\text{ax}}, \mu_{\text{rad}})}{K_{\text{S}}(\mu_{\text{ax}} = 1, \mu_{\text{rad}} = 1)} = f(\mu_{\text{ax}}, \mu_{\text{rad}}, p) \quad (4.55)$$

kann aus Abb. 4.17 für die Polpaarzahlen $p = 5$ und $p = 8$ entnommen werden. Wird die Skalierung des Motors unter der Bedingung ($\mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}} = \mu$) durchgeführt, ist der Überhangfaktor (vgl. Gl. 4.31) unabhängig

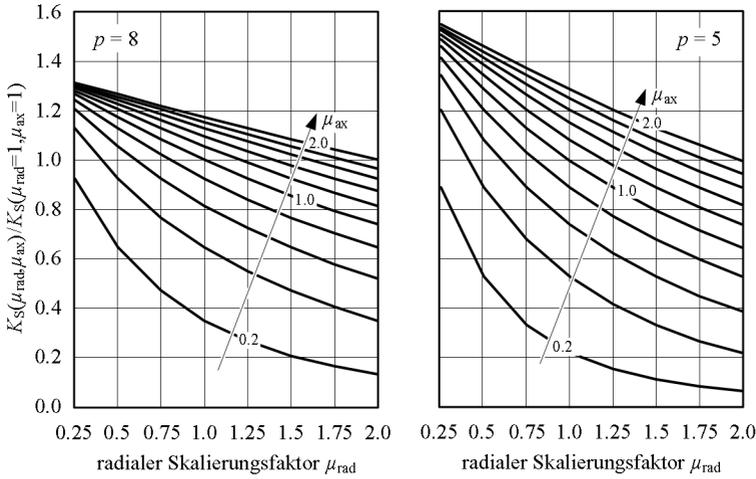


Abbildung 4.17: Korrekturfaktor für den Überhang K_S in Abhängigkeit des radialen μ_{rad} und axialen Skalierungsfaktors μ_{ax} für $p = 8$ und $p = 5$ (Berechnung für $\xi = 3$ und $h/r_{\text{SR}} = 0.43$).

von der Baugröße und es gilt

$$\frac{K_S(\mu)}{K_S(\mu = 1)} = 1. \tag{4.56}$$

Wird die Dicke der Tankwand mitskaliert ($\delta_{\text{SR}} \propto \mu_{\text{rad}}$), ergibt somit folgendes Skalierungsgesetz für die Spaltrohrverluste

$$\frac{P_{\text{SR}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{SR}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^4 \mu_{\text{ax}} \cdot \frac{K_S(\mu_{\text{ax}}, \mu_{\text{rad}})}{K_S(\mu_{\text{ax}} = 1, \mu_{\text{rad}} = 1)}. \tag{4.57}$$

Für eine gleichförmige Skalierung unter der Bedingung $\mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}} = \mu$ reduziert sich Gl. 4.57 zu

$$\frac{P_{\text{SR}}(\mu)}{P_{\text{SR}}(\mu = 1)} = \mu^5. \tag{4.58}$$

Wird hingegen die Spaltrohrdicke δ_{SR} konstant gehalten, ändert sich

Gl. 4.57 auf

$$\frac{P_{\text{SR}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{SR}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^3 \mu_{\text{ax}} \cdot \frac{K_{\text{S}}(\mu_{\text{ax}}, \mu_{\text{rad}})}{K_{\text{S}}(\mu_{\text{ax}} = 1, \mu_{\text{rad}} = 1)}. \quad (4.59)$$

und Gl. 4.58 auf

$$\frac{P_{\text{SR}}(\mu)}{P_{\text{SR}}(\mu = 1)} = \mu^4. \quad (4.60)$$

Skalierung der Fluidreibungsverluste

Die Berechnung der Fluidreibungsverluste wird in Abs. 4.4 beschrieben. Für die Herleitung des Skalierungsgesetzes müssen Gl. 4.35, Gl. 4.36 und Gl. 4.37 berücksichtigt werden. Für die Skalierung gelten folgende Bedingungen:

- Die Breite des Fluidspalts δ_{mech} wird über alle Baugrößen konstant gehalten (Partikelbeanspruchung).
- Der Aussenradius der Tankwand r_{T} und der Innenradius des Rotors r_{R} skalieren mit μ_{rad} .
- Die Höhe des Fluidspalts h skaliert mit μ_{ax} .

Setzt man diese Abhängigkeiten in Gl. 4.35 bis Gl. 4.37 ein, erhält man für das Skalierungsgesetz der Fluidreibung

$$\frac{P_{\text{F}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{F}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^{(4-g_2+g_3)} \mu_{\text{ax}}. \quad (4.61)$$

Da in den meisten Fällen eine Couette-Reynoldzahl von $500 < \text{Re}_{\text{tan}} < 10^4$ herrscht, ergibt sich für die Koeffizienten $g_2 = 0.3$ und $g_3 = -0.5$ (vgl. Tab. 4.3). Damit vereinfacht sich Gl. 4.61 zu

$$\frac{P_{\text{F}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{F}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^{3.2} \mu_{\text{ax}}. \quad (4.62)$$

Für eine Skalierung unter der Bedingung $\mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}} = \mu$ lautet das Skalierungsgesetz

$$\frac{P_{\text{F}}(\mu)}{P_{\text{F}}(\mu = 1)} = \mu^{(5-g_2+g_3)} = \mu^{4.2}. \quad (4.63)$$

Skalierung der Rotorverluste

Für die Herleitung des Skalierungsgesetzes für die Rotorverluste kommen folgende Regeln zur Anwendung:

- Die Dicke der Rotorumkapselung δ_{RU} sowie die Dicke der Rotormagnete δ_{PM} skalieren mit μ_{rad} .
- Die Rotorhöhe h skaliert mit μ_{ax} .
- Der mittlere Radius der Rotorumkapselung $r_{\text{R}} + \delta_{\text{RU}}/2$, der mittlere Radius der Rotormagnete $r_{\text{R},i} + \delta_{\text{PM}}/2$ sowie der Innenradius des Rotorrückschlusses $r_{\text{R},i} + \delta_{\text{PM}}$ skalieren mit μ_{rad} .
- Die Flussdichte B wird wieder als konstant angenommen.
- Die Hystereseverluste im Rotor werden vernachlässigt.

Das Skalierungsgesetz für die Verluste in der Rotorumkapselung Gl. 4.41 lautet somit

$$\frac{P_{\text{RU}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{RU}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^4 \mu_{\text{ax}}, \quad (4.64)$$

das Skalierungsgesetz für die Verluste in den Permanentmagneten Gl. 4.42 lautet

$$\frac{P_{\text{PM}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{PM}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^4 \mu_{\text{ax}} \quad (4.65)$$

und das Skalierungsgesetz für die Verluste im Rotorrückschluss Gl. 4.47 lautet

$$\frac{P_{\text{RR}}(\mu_{\text{rad}}, \mu_{\text{ax}})}{P_{\text{RR}}(\mu_{\text{rad}} = 1, \mu_{\text{ax}} = 1)} = \mu_{\text{rad}}^3 \mu_{\text{ax}}. \quad (4.66)$$

Die Verluste in der Rotorumkapselung und in den Permanentmagneten skalieren mit μ_{rad}^4 , wohingegen die Verluste im Rotorrückschluss nur mit μ_{rad}^3 skalieren. Der Grund dafür ist, dass die Dicke der Umkapselung und die Dicke der Permanentmagnete mit μ_{rad} skalieren. Die Eindringtiefe γ (vgl. Gl. 4.46), die für die Berechnung der Verluste im Rückschluss herangezogen wird, ist bis auf die Polpaarzahl jedoch unabhängig von der Geometrie (siehe Abs. 4.5).

Für eine gleichförmige Skalierung mit der Bedingung $\mu_{\text{rad}} = \mu_{\text{ax}} = \mu$ vereinfachen sich die Skalierungsgesetze für die Verluste in der Rotorumkapselung Gl. 4.64 zu

$$\frac{P_{\text{RU}}(\mu)}{P_{\text{RU}}(\mu = 1)} = \mu^5, \quad (4.67)$$

Verlust-Komponente	Skalierung			
Wicklung (Gl. 4.50, 4.52)	$\mu_{\text{rad}}^3, \mu_{\text{rad}}^2$	μ_{ax}	μ^3	n^4
Statoreisen (Gl. 4.53, 4.54)	μ_{rad}^2	μ_{ax}	μ^3	n, n^2
Spaltrohr ($\delta_{\text{SR}} \propto \mu_{\text{rad}}$, Gl. 4.57, 4.58)	μ_{rad}^4	μ_{ax}	μ^5	n^2
Spaltrohr ($\delta_{\text{SR}} = \text{konst.}$, Gl. 4.59, 4.60)	μ_{rad}^3	μ_{ax}	μ^4	n^2
Fluidreibung (Gl. 4.62, 4.63)	$\mu_{\text{rad}}^{3.2}$	μ_{ax}	$\mu^{4.2}$	$n^{2.5}$
Rotorumkapselung (Gl. 4.64, 4.67)	μ_{rad}^4	μ_{ax}	μ^5	n^2
Magnete (Gl. 4.65, 4.68)	μ_{rad}^4	μ_{ax}	μ^5	n^2
Rotorrückschluss (Gl. 4.66, 4.69)	μ_{rad}^3	μ_{ax}	μ^4	$n^{1.5}$

Tabelle 4.4: Übersicht über die Wachstumsgesetze der einzelnen Verlustkomponenten in Abhängigkeit des radialen μ_{rad} , des axialen μ_{ax} und des globalen Skalierungsfaktors μ sowie der Drehzahl n . Bei den Fluidreibungsverlusten ist die Skalierung des Korrekturfaktors K_S nicht mitberücksichtigt.

für die Verluste in den Permanentmagneten Gl. 4.65 zu

$$\frac{P_{\text{PM}}(\mu)}{P_{\text{PM}}(\mu = 1)} = \mu^5 \quad (4.68)$$

und für die Verluste im Rotorrückschluss Gl. 4.66 zu

$$\frac{P_{\text{RR}}(\mu)}{P_{\text{RR}}(\mu = 1)} = \mu^4. \quad (4.69)$$

Übersicht Skalierung Verlustkomponenten

In Tab. 4.4 sind die Abhängigkeiten der einzelnen Verlustkomponenten vom radialen μ_{rad} , vom axialen μ_{ax} und vom globalen Skalierungsfaktor μ zusammengefasst.

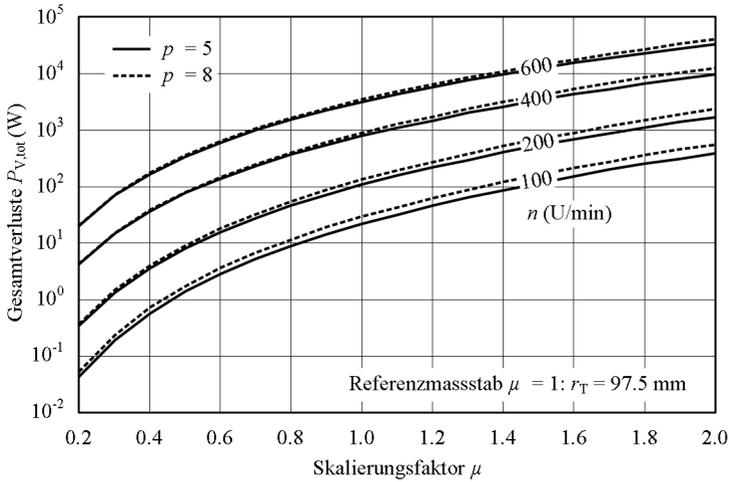


Abbildung 4.18: Skalierung der Gesamtverluste $P_{V,tot}$ mit der Baugröße $\mu = \mu_{rad} = \mu_{ax}$ bei verschiedenen Drehzahlen n für Polpaarzahl $p = 5$ und $p = 8$ (Annahmen: $T_{Wdg} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Theta \propto n^2$ und $B = \text{konst.}$, $h/r_T = 0.5$).

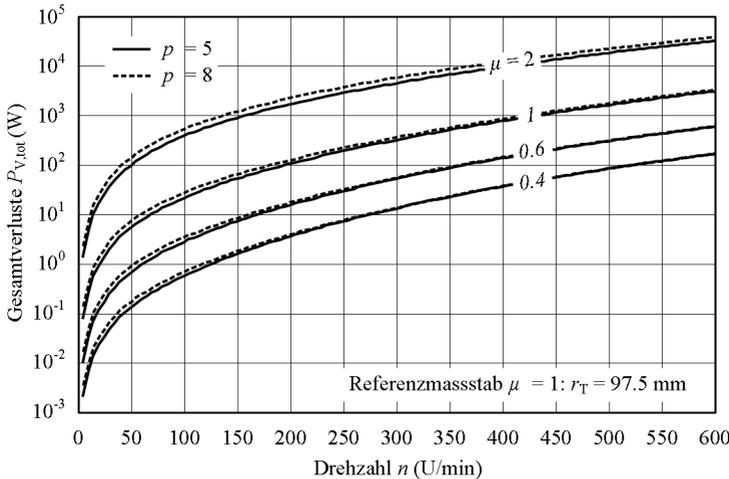


Abbildung 4.19: Skalierung der Gesamtverluste $P_{V,tot}$ mit der Drehzahl n bei verschiedenen Baugrößen $\mu = \mu_{rad} = \mu_{ax}$ für Polpaarzahl $p = 5$ und $p = 8$ (Annahmen: $T_{Wdg} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Theta \propto n^2$ und $B = \text{konst.}$, $h/r_T = 0.5$).

4.6.2 Skalierung der Gesamtverluste

Die Gesamtverluste

$$P_{V,\text{tot}} = P_{\text{Cu}} + P_{\text{Fe}} + P_{\text{SR}} + P_{\text{F}} + \underbrace{P_{\text{RU}} + P_{\text{PM}} + P_{\text{RR}}}_{P_{\text{R}}} \quad (4.70)$$

ergeben sich aus der Summation der Kupfer-, der Statoreisen-, der Spaltrohr- und der Fluidreibungsverluste sowie der Verluste in der Rotorumkapselung, in den Rotormagneten und im Rotorrückschluss.

Zur Berechnung der Gesamtverluste $P_{V,\text{tot}}$ muss auch der Zusammenhang zwischen Drehzahl n , Drehmoment M , Durchflutung Θ und Baugröße μ bekannt sein. Dazu kann die Formel für die Kraft auf einen stromdurchflossenen Leiter

$$F \propto B\Theta h \Rightarrow M \propto B\Theta hr \quad (4.71)$$

herangezogen werden. Setzt man für die Skalierung eine konstante Stromdichte

$$J = \frac{\Theta}{A_C} \quad (4.72)$$

voraus, erhält man für Gl. 4.71

$$M \propto BJA_C hr. \quad (4.73)$$

Für ein konstantes B ergeben sich aus Gl. 4.71 und Gl. 4.73 die Zusammenhänge

$$M \propto \Theta \quad (4.74)$$

und

$$M \propto \mu_{\text{rad}}^3 \mu_{\text{ax}}. \quad (4.75)$$

Aus Gl. 4.72 erkennt man, dass bei konstanter Stromdichte

$$\Theta \propto \mu_{\text{rad}}^2. \quad (4.76)$$

gilt. Der Zusammenhang zwischen Drehzahl und notwendigem Drehmoment

$$M \propto n^2 \quad (4.77)$$

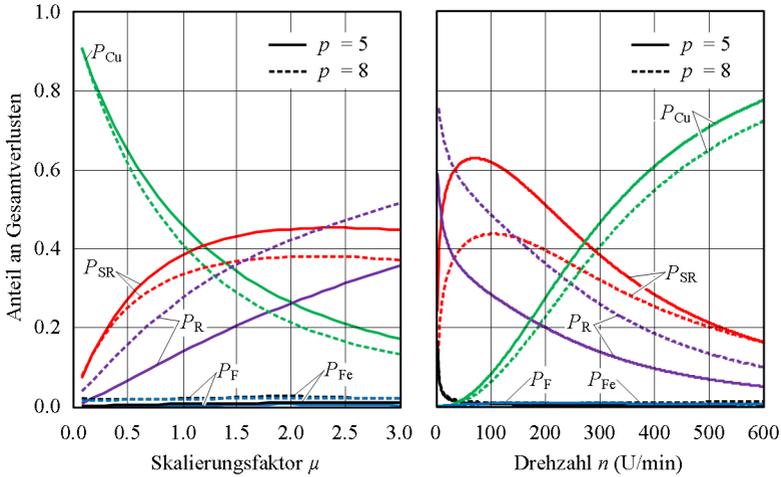


Abbildung 4.20: Anteil der einzelnen Verlustkomponenten (P_{Cu} , P_{Fe} , P_{SR} , P_F und P_R) an den Gesamtverlusten ($P_{V,tot}$) in Abhängigkeit der Drehzahl n , der Baugröße μ und der Polpaarzahl p .

kann für einen Rührer aus der Newton- bzw. Leistungszahl Gl. 6.8 abgeleitet werden.

Mit den Zusammenhängen Gl. 4.74–Gl. 4.75 und Gl. 4.70 können nun die Gesamtverluste für den Mixer in Abhängigkeit der Baugröße (Abb. 4.18) und der Drehzahl (Abb. 4.19) bestimmt werden. Es zeigt sich, dass sich der Anteil der einzelnen Verlustkomponenten (vgl. Gl. 4.70) stark mit der Drehzahl n und der Baugröße μ ändert. Wie in Abb. 4.20 ersichtlich, dominieren für Baugrößen $\mu < 1$ die Kupferverluste. Bei größeren Rührwerken dominieren die Spaltrohrverluste. Betrachtet man den Anteil der Verlustkomponenten an den Gesamtverlusten in Abhängigkeit der Drehzahl, ergibt sich ein umgekehrtes Bild. Bei niedrigen Drehzahlen dominieren die Spaltrohrverluste, bei hohen Drehzahlen die Kupferverluste. Die Fluidreibungsverluste sowie die Statoreisenverluste haben nur einen vernachlässigbaren Anteil an den Gesamtverlusten (vgl. Abb. 4.20).

Durch Regression konnten für die Gesamtverluste folgende Skalierungs-

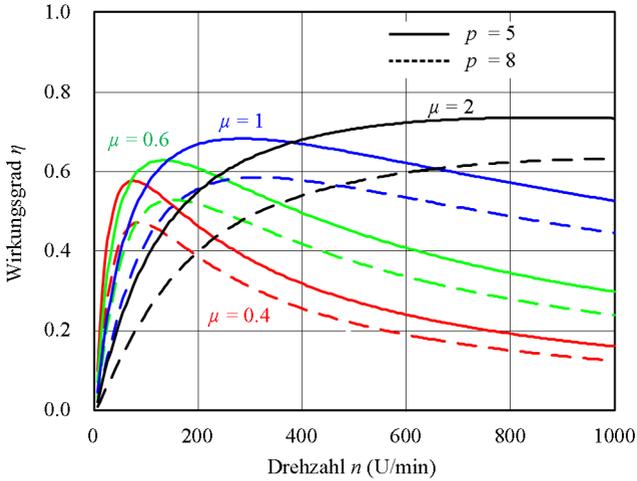


Abbildung 4.21: Gesamtwirkungsgrad des Motors η in Abhängigkeit der Baugröße μ und der Drehzahl n (Skalierung mit konstantem Strombelag).

gesetze in Abhängigkeit der Baugröße

$$P_{V,\text{tot}} \propto \mu^{4.34-1.5410^{-3}n} \text{ für } p = 5, \quad P_{V,\text{tot}} \propto \mu^{4.49-1.4510^{-3}n} \text{ für } p = 8 \quad (4.78)$$

und der Drehzahl

$$P_{V,\text{tot}} \propto n^{4.01-0.30\mu} \text{ für } p = 5, \quad P_{V,\text{tot}} \propto n^{4.05-0.40\mu} \text{ für } p = 8 \quad (4.79)$$

bestimmt werden.

4.6.3 Wirkungsgrad

Mit Kenntnis der Gesamtverluste in Abhängigkeit der Baugröße Gl. 4.78 und der Drehzahl Gl. 4.79 kann der Wirkungsgrad des Motors

$$\eta(\mu, n) = \frac{P_{\text{ab}}}{P_{\text{zu}}} = \frac{P_{\text{mech}}}{P_{V,\text{tot}}(\mu, n) + P_{\text{mech}}} = \frac{\omega M}{P_{V,\text{tot}}(\mu, n) + \omega M} \quad (4.80)$$

berechnet werden.

In Abb. 4.21 ist der Wirkungsgrad η in Abhängigkeit der Drehzahl n für verschiedene Baugrößen μ dargestellt. Man erkennt, dass es für jede Baugröße μ eine optimale Drehzahl n_{opt} gibt, bei der der Wirkungsgrad η maximal wird. Mit zunehmender Baugröße μ steigen sowohl die optimale Drehzahl n_{opt} sowie der maximal erreichbare Wirkungsgrad η_{max} .

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Motor der Grösse $\mu = 1$ beträgt die optimale Drehzahl ca. $n_{\text{opt}} = 300$ U/min und der maximal erzielbare Wirkungsgrad ca. $\eta_{\text{max}} = 70$ %. Dieser relativ geringe Wirkungsgrad in Bezug auf herkömmliche Synchronmotoren lässt sich hauptsächlich auf den anwendungsbedingten grossen magnetischen Luftspalt δ_{max} sowie auf die Magnetlagerung des Rotors zurückführen.

Kapitel 5

Thermisches Modell

5.1 Einleitung

Die mechanische Leistung des Mixers wird im Wesentlichen durch die maximal zulässigen Temperaturen im Motor limitiert. Um die im jeweiligen Betriebszustand auftretenden Temperaturen vorhersagen zu können, ist eine thermische Modellierung des Motors unumgänglich. Mit Hilfe eines thermischen Modells wird der Zusammenhang zwischen der Verlustleistung und den Motortemperaturen hergestellt und somit können die folgenden Problemstellungen geklärt werden:

- Definieren von Leistungslimits, um unzulässig hohe Motortemperaturen auszuschliessen.
- Einfluss der Materialwahl auf die Motortemperaturen.
- Geeignete Platzierung von temperaturempfindlichen elektronischen Komponenten.
- Auftretende Motortemperaturen beim Dampf-Sterilisieren (SIP, [39]).
- Beurteilung und Überprüfung der Wirksamkeit der aktiven und passiven Motorkühlung.
- Untersuchung der Abhängigkeit zwischen Motortemperatur und Baugrösse.

Ein thermisches Modell kann entweder numerisch mit Hilfe von FE-Simulationen oder mittels eines an elektrische Kreise angelehnten thermischen Ersatzschaltbildes realisiert werden. Bei der hier vorliegenden komplexen Motorgeometrie können die Temperaturen jedoch nur mit Hilfe von FE-Simulationen ausreichend genau bestimmt werden. Trotzdem

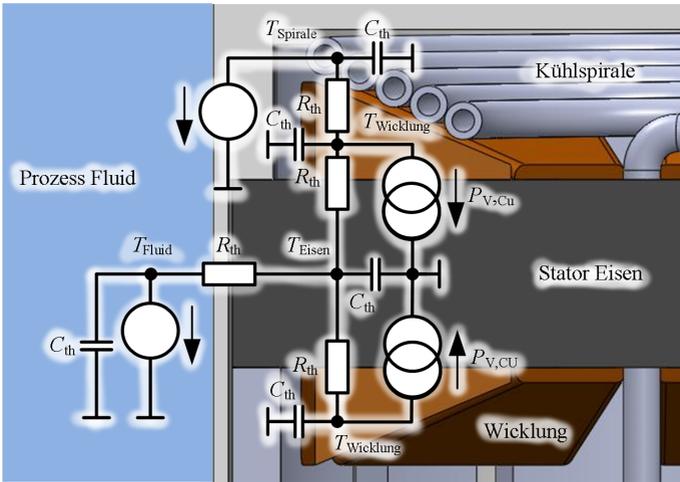


Abbildung 5.1: Exemplarisches thermisches Ersatzschaltbild für den Mixermotor.

lohnt es sich, bei gewissen Problemstellungen auf ein thermisches Ersatzschaltbild zurückzugreifen, da damit Zusammenhänge und Gesetzmässigkeiten einfach und leicht begrifflich dargestellt werden können.

In Abb. 5.1 ist ein einfaches thermisches Ersatzschaltbild dargestellt. Hierbei werden die elektrischen Grössen durch die folgenden thermischen Grössen ersetzt

$$U \rightarrow T, \quad I \rightarrow P_V, \quad R \rightarrow R_{\text{th}} \quad \text{und} \quad C \rightarrow m c_p.$$

Beim Wärmeübergang durch ein Materialstück mit dem Querschnitt A , der Länge l und mit der Wärmeleitfähigkeit λ ergibt sich für den thermischen Widerstand

$$R_{\text{th}} = \frac{l}{\lambda A}. \quad (5.1)$$

Der Wärmeübergang von einer Oberfläche A auf ein flüssiges oder gasförmiges Medium wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten α quantifiziert. In diesem Fall ergibt sich für den thermischen Übergangswiderstand

$$R_{\text{th}} = \frac{1}{\alpha A}. \quad (5.2)$$

Material	$c_p \left(\frac{\text{J}}{\text{kg K}} \right)$	$\lambda \left(\frac{\text{W}}{\text{m K}} \right)$
Edelstahl 1.4301	500	15
Kupfer	380	350
Lack/Harz (Isolierung)	1500	0.5–0.8
PA HAST	1400	0.7
Trafoblech M 270-35 A ()	400	30
Trafoblech M 270-35 A (\perp)	400	6
Vergussmasse H3004	1300	1
Stahl C50	500	30
Magnet NdFeBr	440	8
Gummi	1670	0.15
PCB Fr4	1600	0.29
Luft @ 25°C	1000	0.03
Wasser @ 25°C	4182	0.7

Tabelle 5.1: Thermische Eigenschaften der verwendeten Materialien: isobare spezifische Wärmekapazität c_p und Wärmeleitfähigkeit λ .

5.2 Parameterbestimmung

In den folgenden Abschnitten wird die Bestimmung der für das thermische Modell notwendigen Stoffwerte und Parameter diskutiert.

5.2.1 Thermische Eigenschaften der verwendeten Materialien

In Tab. 5.1 sind die thermischen Eigenschaften (λ und c_p) für die im Mixer verwendeten Materialien aufgelistet. Bei den meisten Materialien kann die Wärmeleitfähigkeit als isotrop angenommen werden. Ausgenommen davon sind das Statorblechpaket und die Wicklung. Das Statorblechpaket (Trafoblech, vgl. Tab. 5.1) weist aufgrund der Isolierung zwischen den Blechschichten normal zur Blechung (\perp) eine geringere Wärmeleitfähigkeit auf als parallel zur Blechung (||). Auch bei den Spulen können keine isotropen Materialeigenschaften angenommen werden. Aufgrund des komplexen Aufbaus der Spulen werden diese in Abs. 5.2.2 detailliert untersucht.

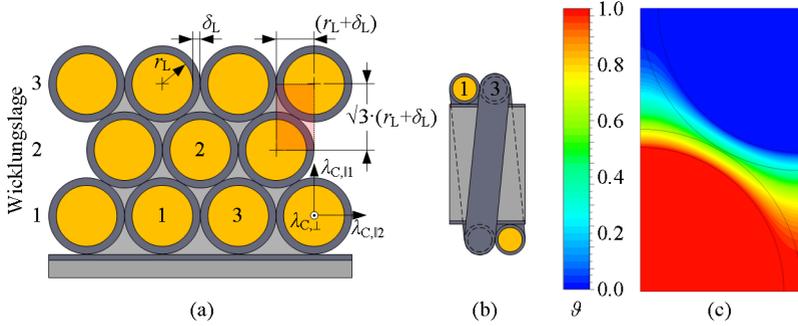


Abbildung 5.2: (a und b) Geometrie eines orthozyklischen Wicklungsaufbaus. (c) Temperaturverlauf beim Wärmeübergang zwischen zwei benachbarten Leitern der Motorwicklung (normierte Temperaturdifferenz $\vartheta = (T - T_{\text{ref}})/(T_{\text{max}} - T_{\text{ref}})$).

5.2.2 Wärmeleitfähigkeit der Kupferwicklung

Zur Bestimmung der thermischen Ersatzparameter der vergossenen Wicklung $c_{p,C}$ und λ_C muss der Wicklungsaufbau genauer betrachtet werden. In Abb. 5.2(a, b) ist der Aufbau einer orthozyklischen Wicklung schematisch dargestellt. Für Leiter mit dem Radius r_L und einer Isolierschicht mit der Dicke δ_L ergibt sich für den Kupferfüllfaktor der Wicklung

$$f_C = \frac{\pi}{\sqrt{12}} \left(\frac{r_L}{r_L + \delta_L} \right)^2 \approx \frac{\pi}{\sqrt{12}} \frac{1}{1 + 2\frac{\delta_L}{r_L}}. \quad (5.3)$$

Ist der Kupferfüllfaktor bekannt, kann die Ersatzwärmekapazität der Wicklung

$$c_{p,C} = \frac{f_C c_{p,Cu} \rho_{Cu} + (1 - f_C) c_{p,Iso} \rho_{Iso}}{f_C \rho_{Cu} + (1 - f_C) \rho_{Iso}} \quad (5.4)$$

berechnet werden.

Die Wärmeleitfähigkeit der vergossenen Wicklung ist stark richtungsabhängig. Die Wärmeleitfähigkeit normal zur Leiterquerschnittsfläche beträgt

$$\lambda_{C,\perp} \approx \lambda_{Cu}. \quad (5.5)$$

In radialer Richtung sinkt die Wärmeleitfähigkeit aufgrund der Isolie-

rung drastisch. Für den Wärmeübergang zwischen zwei benachbarten Leiterquerschnitten auf verschiedenen Wicklungslagen (z.B. 1 \rightarrow 2, siehe Abb. 5.2(a)) finden sich in der Literatur eine Vielzahl von Abschätzungen [40–42]. Diese weisen jedoch hohe quantitative Unterschiede auf, sodass die einzelnen Berechnungsmethoden mit FE-Simulationen (vgl. Abb. 5.2(c)) evaluiert werden mussten. Die beste Übereinstimmung mit den numerisch ermittelten Werten liefert die einfache Abschätzung aus [42]:

$$\lambda_{C,\parallel 1} \approx \lambda_{\text{Isolierung}} \left(\frac{r_L}{\delta_L} + \frac{\delta_L}{r_L + \delta_L} \right). \quad (5.6)$$

Bei der Berechnung der Wärmeleitfähigkeit nach Gl. 5.6 wird von in sich geschlossenen Leiterschleifen ausgegangen. Diese Annahme ist zulässig, wenn sich die betrachteten Leiter auf verschiedenen Wicklungslagen befinden. Beim Wärmeübergang zwischen zwei Leitern der gleichen Wicklungslage (z.B. 1 \rightarrow 3, siehe Abb. 5.2(a)) ist diese Annahmen nicht mehr zulässig. Wie in Abb. 5.2(b) dargestellt, sind die Querschnitte von Leiter 1 und Leiter 3 über ein Drahtstück der Länge l_m miteinander verbunden. Um diese zusätzliche Wärmebrücke zu berücksichtigen, wird der thermische Widerstand des Drahtstückes

$$R_{\text{th},l_m} = \frac{l_m}{\lambda_{\text{Cu}} \pi r_L^2} \quad (5.7)$$

in einfacher Näherung dem radialen Übergangswiderstand

$$R_{\text{th},\parallel 1} = \frac{2r_L}{2\lambda_{C,\parallel 1} r_L l_m} = \frac{1}{\lambda_{C,\parallel 1} l_m} \quad (5.8)$$

zweier geschlossener Leiterschleifen parallelgeschaltet. Somit ergibt sich für den resultierenden radialen Widerstand innerhalb derselben Wicklungslage

$$R_{\text{th},\parallel 2} = \frac{1}{\lambda_{C,\parallel 2} l_m} = \frac{R_{\text{th},l_m} R_{\text{th},\parallel 1}}{R_{\text{th},l_m} + R_{\text{th},\parallel 1}}. \quad (5.9)$$

Setzt man jetzt noch Gl. 5.7 und Gl. 5.8 in Gl. 5.9 ein, erhält man als Abschätzung der radialen Wärmeleitfähigkeit innerhalb einer Wicklungslage

$$\lambda_{C,\parallel 2} \approx \lambda_{\text{Cu}} \pi \left(\frac{r_L}{l_m} \right)^2 + \lambda_{C,\parallel 1}. \quad (5.10)$$

Parameter	Wert	Einheit
$c_{p,C}$...Wärmekapazität	430	J/(kg K)
Wärmeleitfähigkeit:		
$\lambda_{C,\perp}$...normal zum Spulenquerschnitt	350	W/(m K)
$\lambda_{C,\parallel 1}$...radial, unterschiedliche Wicklungslagen	2.7 (2.2)	W/(m K)
$\lambda_{C,\parallel 2}$...radial, selbe Wicklungslage	2.8	W/(m K)

Tabelle 5.2: Thermische Ersatzparameter der vergossenen Spule (Massstab $\mu = 1$) berechnet nach Gl. 5.3–Gl. 5.10. Die durch Simulation ermittelten Werte sind in Klammern angegeben.

Gl. 5.10 zeigt, dass der Beitrag der zusätzlichen Wärmebrücke (Drahtstück l_m) am radialen Wärmeübergang innerhalb derselben Wicklungslage im Wesentlichen vom Verhältnis r_L/l_m abhängt.

In Tab. 5.2 sind die thermischen Ersatzparameter für die hier zum Einsatz kommende Spulengeometrie (Massstab $\mu = 1$) zusammengefasst.

5.2.3 Wärmeübergang an der Tankwand

Die in Motor und Tankwand auftretende Verlustwärme wird hauptsächlich über die Tankwand in den Kesselinhalt abgegeben. Deshalb ist dieser thermische Übergangswiderstand von entscheidender Bedeutung für die Berechnung der Temperaturen im Motor. Dieser Übergangswiderstand bzw. Wärmeübergangskoeffizient α ist kein Materialparameter, sondern wird im Wesentlichen von drei Faktoren bestimmt:

- Die Drehzahl und Form des Rotors bestimmen massgeblich die Geschwindigkeit, mit der das Prozessfluid die Motorausbuchung in der Tankwand umströmt. Ändert sich die Drehzahl oder die Pumpenzahl des Rotors, wird nicht nur der Absolutbetrag, sondern auch das Verhältnis zwischen axialer, radialer und tangentialer Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe geändert. Je höher die Strömungsgeschwindigkeit bzw. die axiale Komponente ist, umso besser und grösser wird der Wärmeübergangskoeffizient an der Tankwand.
- Die Temperatur der Oberfläche der Tankwand T_T und die Fluidtemperatur im Rührkessel T_F beeinflussen die Stoffwerte des Fluids (λ , ν und ρ) in der Grenzschicht und somit auch den Wärmeüber-

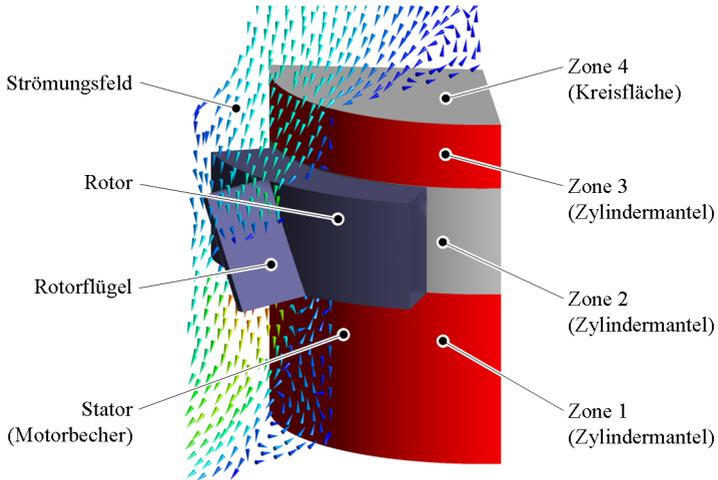


Abbildung 5.3: Unterteilung der Tankwand in verschiedene Zonen. Die Zonen sind so gewählt, dass der Wärmeübergangskoeffizient α innerhalb einer Zone in guter Näherung als konstant angenommen werden kann.

gangskoeffizienten α . Mit steigender Wandtemperatur steigt auch der Wärmeübergangskoeffizient.

- Die Abmessungen der Motorausbuchtung beeinflussen einerseits die Überströmungslänge bzw. die Grösse der am Wärmeübergang beteiligten Oberflächen sowie die tangentielle Komponente der Fluidgeschwindigkeit an der Tankwand $v_{\text{tan}} = \omega r_{\text{T}}$.

In der Literatur finden sich eine Vielzahl von Korrelationen für die Berechnung des Wärmeübergangs an überströmten Flächen (z.B. [43]). Da aufgrund der komplexen, von zahlreichen Parametern abhängigen Anströmung der Motorausbuchtung keine bestehenden Korrelationen herangezogen werden konnten, wurde der Wärmeübergangskoeffizient α mit Hilfe von Simulationen bestimmt. Dazu wird die Oberfläche der Tankwand in Zonen aufgeteilt (siehe Abb. 5.3), in denen α mit ausreichender Genauigkeit als konstant angenommen werden kann. Für jede einzelne Zone wurden eine Vielzahl von Simulationen mit verschiedenen Drehzahlen, Baugrößen und Wandtemperaturen durchgeführt und jeweils der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt. Um den dabei ermittelten komplexen

Zusammenhang

$$\alpha = f(n, r_T, T_T, T_F) \quad (5.11)$$

möglichst einfach und geschlossen anschreiben zu können, werden zu dessen Beschreibung die dimensionslose Nußelt-Zahl Nu , die Tankwand-Reynoldszahl Re_T , die Grashof-Zahl Gr sowie die Prantl-Zahl Pr verwendet. Somit lautet Gl. 5.11 in dimensionsloser Form

$$Nu = f(Re_T, Gr, Pr). \quad (5.12)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α kann in dimensionsloser Form durch die Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha l_F}{\lambda} = \frac{\text{effektive Wärmeleitfähigkeit}}{\text{Wärmeleitfähigkeit ruhendes Fluid}} \quad (5.13)$$

ausgedrückt werden. Diese dimensionslose Kennzahl ist ein Mass dafür, wie sich die effektive Wärmeleitfähigkeit des Fluids in der Randschicht durch die Anströmung (Stofftransport) gegenüber der Wärmeleitfähigkeit des stehenden Fluids verbessert. Zur Berechnung der Nußelt-Zahl Nu wird eine charakteristische Anströmlänge

$$l_F = \frac{\text{Flächeninhalt der angeströmten Oberfläche}}{\text{Projektion des Flächenumfangs in Strömungsrichtung}} \quad (5.14)$$

eingeführt. Bei einer umströmten Mantelfläche eines Zylinders (Zone 1, 2 und 3) mit der Höhe h und dem Durchmesser d beträgt die Anströmlänge somit

$$l_F = \frac{d\pi h}{d\pi} = h, \quad (5.15)$$

wohingegen die Anströmlänge einer horizontalen Kreisfläche mit dem Durchmesser d (Zone 4)

$$l_F = \frac{d^2\pi}{4d\pi} = \frac{d}{4} \quad (5.16)$$

beträgt.

Wärmeübergang bei forcierter Konvektion

Forcierte Konvektion tritt auf, wenn das Fluid durch das rotierende Flügelrad in Bewegung versetzt wird. In diesem Fall wird der Wärmeüber-

gangskoeffizient α bzw. dessen dimensionsloses Pendant Nu (vgl. Gl. 5.13) massgeblich von der Baugrösse r_T und der Drehzahl n beeinflusst. Bildet man deshalb aus diesen Grössen die dimensionslose Tankwand-Reynoldszahl

$$\text{Re}_T = \frac{4nr_T^2}{\nu(\bar{T})} \quad (5.17)$$

kann der einfache Potenzansatz

$$\text{Nu} = a_1 \text{Re}_T^{a_2} \text{Pr}(\bar{T})^{a_3} \quad (5.18)$$

für die Korrelation des Wärmeübergangs verwendet werden. Die Temperaturabhängigkeit des Wärmeübergangs wird durch die dimensionslose Prandtl-Zahl Pr berücksichtigt, die wie die anderen Stoffwerte des Fluides ν und λ für die mittlere Temperatur in der Fluidgrenzschicht

$$\bar{T} = \frac{T_T + T_F}{2} \quad (5.19)$$

bestimmt wird. Die Simulationsergebnisse für forcierte Konvektion ($n > 0$) sind in Abb. 5.4 graphisch dargestellt. Die dabei gefundenen Faktoren $a_1 \dots a_3$ für die Korrelation Gl. 5.18 sind in Tab. 5.3 aufgelistet.

Wärmeübergang bei natürlicher Konvektion

Steht der Rotor, wird das Fluid in der Grenzschicht nur durch temperaturbedingte Dichteunterschiede in Bewegung versetzt. Anstelle der Tankwand-Reynoldszahl Re_T tritt im Fall der natürlichen Konvektion ($n = 0$) die dimensionslose Grashof-Zahl

$$\text{Gr} = \frac{gl_F^3}{\nu(\bar{T})} \frac{\rho(T_T) - \rho(T_F)}{\rho(T_T)}, \quad (5.20)$$

mit deren Hilfe der Potenzansatz

$$\text{Nu} = a_1 \text{Gr}^{a_2} \text{Pr}(\bar{T})^{a_3} \quad (5.21)$$

verwendet werden kann, um die Simulationsergebnisse zu korrelieren. Die Bestimmung der Stoffwerte ν , λ und Pr des Prozessfluides werden auch in diesem Fall wieder mit der mittleren Temperatur \bar{T} (vgl. Gl. 5.19) durch-

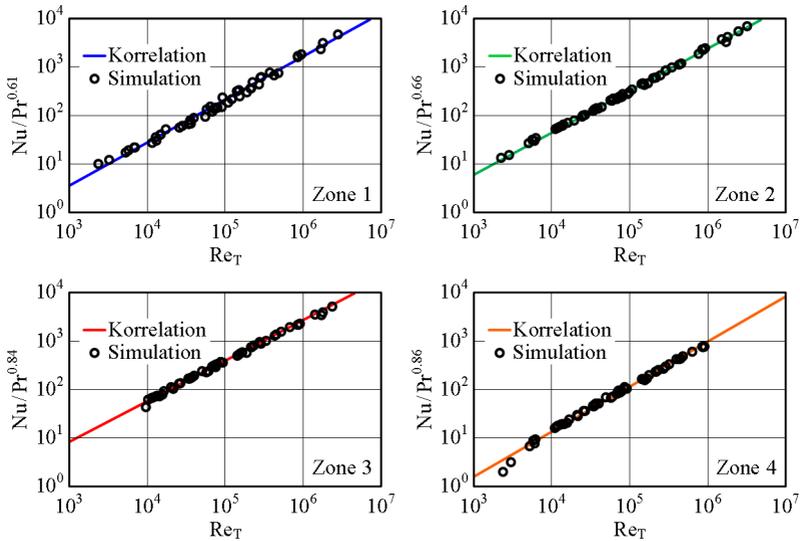


Abbildung 5.4: Simulationsergebnisse für den Wärmeübergang an der Tankwand bei forcierter Konvektion $Nu = f(Re_T, Pr)$ für die in Abb. 5.3 definierten Zonen.

geführt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 5.5 dargestellt und in Tab. 5.3 sind die dabei ermittelten Koeffizienten für Gl. 5.21 angeführt.

Einfluss der Rührergeometrie

Die Ergebnisse für den Wärmeübergang Gl. 5.18 und Gl. 5.21 beruhen auf Simulationen, die stets mit derselben Rührergeometrie durchgeführt wurden ($d_2/r_T = \text{konst.}$, $h_2/r_T = \text{konst.}$, $z_2 = 5$, $\beta_2 = 20^\circ$ und $Q = 0.25$). Wie bereits eingangs erwähnt, hat natürlich auch die Geometrie des Rotors und dessen Pumpenzahl Q Einfluss auf die Umströmung der Motorausbuchtung und somit auch auf den Wärmeübergangskoeffizienten α .

Um diesen Einfluss zu quantifizieren, wurden mehrere verschiedene Rotorgeometrien untersucht, welche in zwei Gruppen eingeteilt werden können. Bei der ersten Gruppe von Rotoren wurde die Pumpenzahl Q nur durch Variation des Rotordurchmessers d_2 verändert. Alle anderen Para-

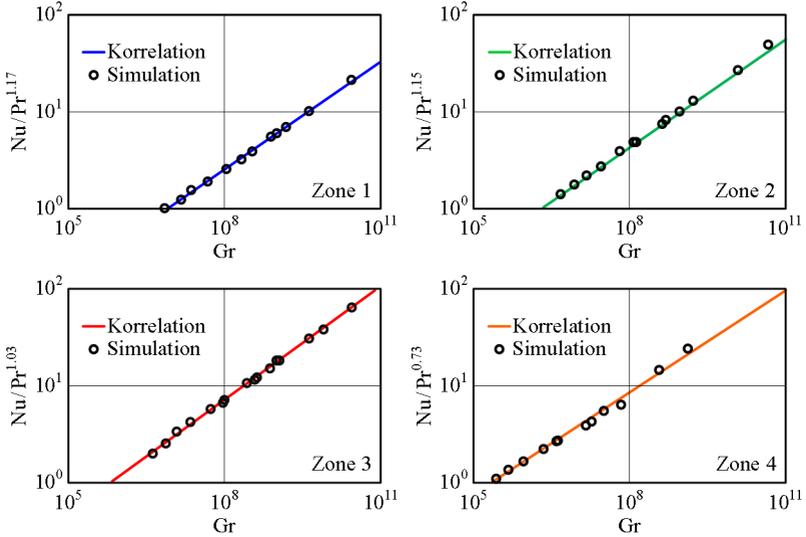


Abbildung 5.5: Simulationsergebnisse für den Wärmeübergang an der Tankwand bei natürlicher Konvektion $Nu = f(Gr, Pr)$ für die in Abb. 5.3 definierten Zonen.

	forc. Konvektion $n > 0$			nat. Konvektion $n = 0$		
	a_1	a_2	a_3	a_1	a_2	a_3
Zone 1	0.0078	0.8784	0.6053	0.0029	0.3681	1.1655
Zone 2	0.0153	0.8645	0.6607	0.0039	0.3816	1.1529
Zone 3	0.0236	0.8363	0.8374	0.0053	0.3910	1.0251
Zone 4	0.0027	0.9228	0.8649	0.0123	0.3523	0.7324

Tabelle 5.3: Durch Simulation bestimmte Faktoren für die Potenzansätze Gl. 5.21 und Gl. 5.18 zur Beschreibung der natürlichen und erzwungenen Konvektion an der Tankwand in den Zonen 1 bis 4.

meter wie z_2 , h_2 oder β_2 wurden beim jeweiligen Rührer nicht verändert. Bei der zweiten Gruppe wurde hingegen der jeweilige Rotordurchmesser d_2 konstant gehalten und die Pumpenzahl mit unterschiedlichen Werten für z_2 , h_2 oder β_2 variiert.

Wie in Abb. 5.6 ersichtlich, ist der über alle vier Zonen gemittelte Wärmeübergang Nu_{avg} bei der ersten Gruppe der untersuchten Geometrien nahezu unabhängig von der Pumpenzahl Q . Das bedeutet, dass wenn die Änderung der Pumpenzahl Q rein durch eine Änderung des Rührerdurchmessers d_2 erfolgt, sich zwar der Massendurchsatz ändert, die wandnahe Strömung davon aber nur geringfügig beeinflusst wird und es gilt

$$\frac{\text{Nu}_{\text{avg}}(Q)}{\text{Nu}_{\text{avg}}(0.25)} \approx \text{konst.} \quad (5.22)$$

Bei der zweiten Gruppe, bei der der Rührerdurchmesser konstant bleibt und der Massenstrom durch unterschiedliche Werte für Flügelzahl, Anstellwinkel und Rührerhöhe verstellt wird, ändert sich auch der Wärmeübergang merklich. Aus den empirisch ermittelten Werten (Abb. 5.6) kann folgende Faustformel abgeleitet werden: Für $Q > 0.25$ gilt

$$\frac{\text{Nu}_{\text{avg}}(Q)}{\text{Nu}_{\text{avg}}(0.25)} > 7Q - \frac{3}{4} \quad (5.23)$$

und für $Q < 0.25$ gilt wieder Gl. 5.22.

Die grobe Abschätzungen Gl. 5.22 und Gl. 5.23 sind nur gültig, wenn die Rührerform nicht zu stark von der zugrundeliegenden Referenzgeometrie abweicht. Bei ausgefallenen Rührergeometrien (z.B. „ZeroG“ [6]) muss der Wärmeübergang mit der Originalgeometrie im Einzelfall entweder durch Messung oder Simulation ermittelt werden.

5.2.4 Wärmeübergang in der Kühlschleife

Zur zusätzlichen Kühlung des Motors ist eine interne Kühlschleife vorgesehen. Diese spiralförmig gewickelte Rohrwendel kann bei Bedarf mit Luft, Wasser oder einem sonstigen Kühlfluid durchströmt werden (vgl. Abb. 5.7(a)). Der Wärmeübergang kann wieder mit Hilfe der dimensionslosen Beziehung

$$\text{Nu}_{\text{KS}} = f(\text{Re}_{\text{KS}}, \text{Pr}) \quad (5.24)$$

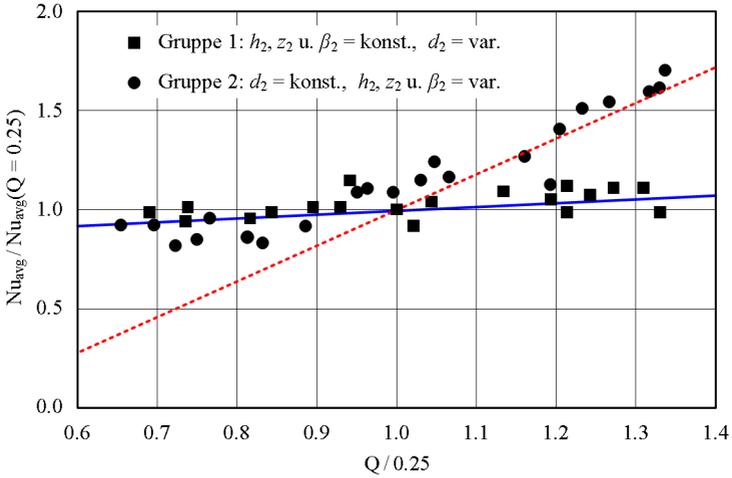


Abbildung 5.6: Untersuchung des Einflusses der Rührergeometrie auf den mittleren Wärmeübergang an der Tankwand. Zugrundeliegende Referenzgeometrie: $d_2/r_T = \text{konst.}, h_2/r_T = \text{konst.}, z_2 = 5, \beta_2 = 20^\circ$ und $Q = 0.25$.

dargestellt werden. Bei einem durchströmten Rohr sind Nußelt-Zahl und Reynoldszahl wie folgt definiert:

$$Nu_{\text{KS}} = \frac{\alpha d_{\text{KS}}}{\lambda} \quad (5.25)$$

und

$$Re_{\text{KS}} = \frac{v_{\text{KS}} d_{\text{KS}}}{\nu} = \frac{4 \dot{m}_{\text{KS}}}{\pi \eta d_{\text{KS}}} \quad (5.26)$$

Der Wärmeübergang in Rohrleitungen (Gl. 5.24) ist bereits sehr gut untersucht und dokumentiert [44, 45]. Weist die Rohrleitung, wie in diesem Fall, starke Krümmungsradien auf (Rohrwendel), muss beachtet werden, dass aufgrund der dadurch auftretenden Fliehkräfte Sekundärströmungen auftreten, die den Wärmeübergang in nicht zu vernachlässigender Weise beeinflussen [46–48]. Bei Rohrwendeln sind Wärmeübergang aber auch Druckverlust höher als bei geraden Rohrleitungen. Auch der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung verschiebt sich zu höheren Reynoldszahlen. In [43] sind die folgenden Zusammenhänge zwischen

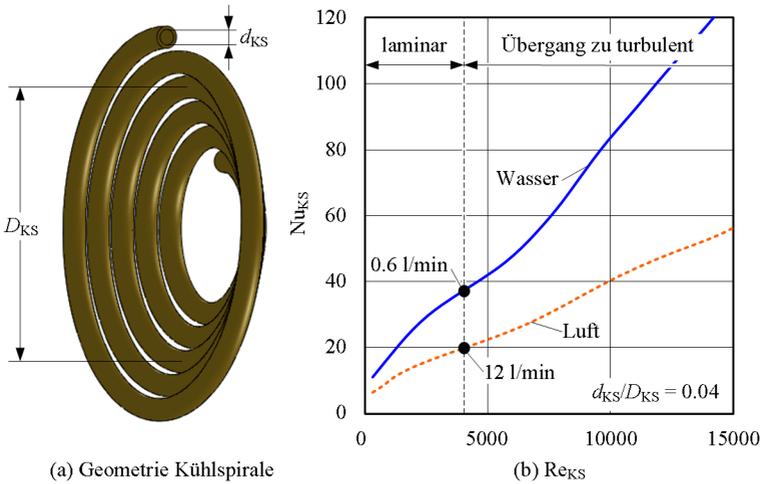


Abbildung 5.7: (a) Geometrie der Kühlschleife: mittlerer Krümmungsdurchmesser D_{KS} und Rohrdurchmesser d_{KS} . (b) Nußelt-Zahl Nu_{KS} in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re_{KS} für Luft- und Wasserkühlung ($d_{KS} = 4$ mm).

Wärmeübergang und Strömungsgeschwindigkeit bzw. Reynoldszahl in einer Rohrwendel gegeben:

Ist die Reynoldszahl kleiner als die kritische Reynoldszahl

$$Re_{KS,krit} = 2300 \left[1 + 8.6 \left(\frac{d_{KS}}{D_{KS}} \right)^{0.45} \right], \quad (5.27)$$

ist die Strömung laminar. In diesem Bereich gilt für die Nußelt-Zahl

$$Nu_{KS} = \left(3.66 + 0.08 \left[1 + 0.8 \left(\frac{d_{KS}}{D_{KS}} \right)^{0.9} Re_{KS}^{m_{KS}} Pr^{0.33} \right] \right) \quad (5.28)$$

mit

$$m_{KS} = 0.5 + 0.29 \left(\frac{d_{KS}}{D_{KS}} \right)^{0.194}. \quad (5.29)$$

Ist die Strömung in der Kühlschleife turbulent ($Re_{KS} > 22000$), beträgt

die Nußelt-Zahl

$$\text{Nu}_{\text{KS}} = \frac{\xi_{\text{KS}}/8\text{Re}_{\text{KS}}\text{Pr}}{1 + 12.7\sqrt{\xi_{\text{KS}}/8}(\text{Pr}^{2/3} - 1)}, \quad (5.30)$$

wobei

$$\xi_{\text{KS}} = \frac{0.3164}{\text{Re}_{\text{KS}}^{0.25}} + 0.03 \frac{d_{\text{KS}}^{0.5}}{D_{\text{KS}}} \quad (5.31)$$

ist. Im Übergangsbereich ($\text{Re}_{\text{KS,krit}} < \text{Re}_{\text{KS}} < 22000$) wird zwischen Gl. 5.28 und Gl. 5.30 interpoliert. Für die Nußelt-Zahl ergibt sich

$$\text{Nu}_{\text{KS}} = \eta_{\text{KS}}\text{Nu}_{\text{KS}}(\text{Re}_{\text{KS,krit}}) + (1 - \eta_{\text{KS}})\text{Nu}_{\text{KS}}(22000) \quad (5.32)$$

mit dem Gewichtungsfaktor

$$\eta_{\text{KS}} = \frac{22000 - \text{Re}_{\text{KS}}}{22000 - \text{Re}_{\text{KS,krit}}}. \quad (5.33)$$

Für alle obigen Gleichungen (Gl. 5.24– Gl. 5.33) sind die Stoffwerte für den Mittelwert der Temperatur der Rohrschlangenwand und des Kühlfluids einzusetzen.

In Abb. 5.7(b) sind die Nußeltzahlen (Gl. 5.28 und Gl. 5.32) für die Kühlung mit Wasser und Luft berechnet. Es zeigt sich, dass sich bei technisch sinnvollen Kühlmittel-Volumenströmen (Wasser: 0.5-2 l/min) keine vollturbulente Strömung ausbildet. Bei der Kühlung mit Luft ist zu beachten, dass hier der Wärmeübergangskoeffizient α circa um den Faktor 40 geringer ist als bei Wasser.

5.3 Platzierung und Wirkung der Kühlspirale

Reicht die Kühlung über die Motoroberfläche nicht aus, kann der Motor zusätzlich intern mit einer von Wasser oder Luft durchströmten Kühlspirale gekühlt werden. Am wirkungsvollsten ist es die Spirale so nahe wie möglich an der Hauptverlustquelle im Motor, den Motorwicklungen, zu platzieren. Spiralen können entweder unterhalb, oberhalb oder an der Ober- und der Unterseite der Wicklungen platziert werden. Durch den

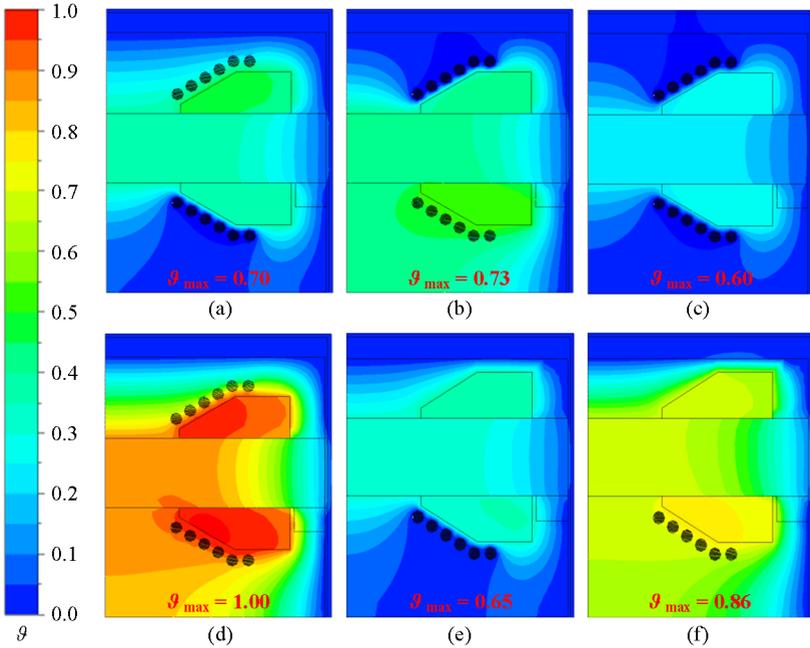


Abbildung 5.8: Platzierung und Wirkung der Kühlspiralen: (a) Zwei Kühlspiralen, nur untere aktiv ($\vartheta = 0.70$); (a) zwei Kühlspiralen, nur obere aktiv ($\vartheta = 0.73$); (c) zwei Kühlspiralen, beide aktiv ($\vartheta = 0.60$); (d) zwei Kühlspiralen, keine aktiv ($\vartheta = 1.00$); (e) eine Kühlspirale, aktiv ($\vartheta = 0.65$); (f) eine Kühlspirale, inaktiv ($\vartheta = 0.86$). Normierte Temperaturdifferenz: $\vartheta = (T - T_{\text{ref}})/(T_{\text{max}} - T_{\text{ref}})$.

Einbau einer zweiten Kühlspirale oberhalb der Wicklung würden einige Nachteile auftreten, wie z.B.:

- Zusatzkosten durch Fertigung und Einbau einer weiteren Kühlspirale.
- Durch die zusätzliche Kühlspirale baut der Motor höher.
- Beide Spiralen können nicht aus einem Rohrstück gefertigt bzw. als ein Teil eingebaut werden. Deshalb wäre eine zusätzliche Verbindung innerhalb oder ausserhalb des Motors zwischen den Spiralen nötig.
- Der Wickelraum kann nicht voll ausgenutzt werden, da der Zu- und

Ablauf der oberen Spirale an den Wicklungen vorbeigeführt werden muss.

Aus diesen Gründen wird nachfolgend untersucht, ob eine zweite Kühlschnecke zwingend notwendig ist, bzw. ob die erhöhte Kühlwirkung den Zusatzaufwand rechtfertigt. Auch wenn Kühlschnecken eingebaut sind, werden diese nicht zwingend in jedem Anwendungsfall aktiviert. Deshalb muss auch sichergestellt werden, dass durch den Einbau der Kühlschnecken die passive Kühlung über die Außenfläche des Motors nicht beeinträchtigt wird. Dazu wurden sechs verschiedene Setups mittels FE-Simulationen untersucht. Bei der ersten Serie sind zwei Kühlschnecken vorgesehen. Dabei ist entweder nur die untere (Abb. 5.8(a)), nur die obere (Abb. 5.8(b)), beide (Abb. 5.8(c)) oder keine (Abb. 5.8(d)) Schnecke in Betrieb. Bei der zweiten Serie wird nur eine Kühlschnecke verbaut, die entweder aktiv (Abb. 5.8(e)) oder inaktiv (Abb. 5.8(f)) ist.

Wie die Resultate in Abb. 5.8 zeigen, wirkt sich eine zusätzliche obere Kühlschnecke negativ auf die passive Kühlung aus. Um für die zusätzliche Schnecke Platz zu schaffen, muss der Abstand zwischen den Wicklungen und dem angrenzenden Motorgehäuse vergrößert werden, wodurch auch der thermische Übergangswiderstand in den Tank erheblich steigt. Durch den Verzicht auf die obere Schnecke kann die passive Kühlwirkung um ca. 14 Prozentpunkte verbessert werden, da die Wicklungen näher an der gekühlten Oberfläche platziert werden können.

Auch bei aktiver Motorkühlung bietet die Variante mit zwei Schnecken keinen überzeugenden Vorteil, der den Zusatzaufwand rechtfertigen würde. Durch die Verwendung von zwei Schnecken, würde die maximale Motortemperatur lediglich um 5 Prozentpunkte gegenüber der Variante mit nur einer Schnecke sinken.

Aufbauend auf die Ergebnisse dieser Untersuchung, werden die Prototypen mit einer Kühlschnecke ausgestattet, die unterhalb der Antriebswicklungen platziert wird. Der Abstand zwischen den Antriebswicklungen und dem darüber liegenden Motorgehäuse wird so klein wie möglich ausgeführt. Mit diesen Massnahmen kann eine optimale passive Kühlwirkung erzielt werden und bei aktiver Kühlung können die Motortemperaturen um ca. 25 % verringert werden (vgl. Abb. 5.8(e) und (f)).

5.4 Skalierung der Motortemperatur

Zur Bestimmung der Skalierungsgesetze für die Motortemperatur kann man auf ein einfaches thermisches Ersatzschaltbild (vgl. Abb. 5.1) zurückgreifen. Die maximale Temperaturerhöhung im Motor ΔT wird im Wesentlichen von den Kupferverlusten P_{Cu} bestimmt. Diese werden von den Spulen über den inneren Motoraufbau ($R_{\text{th},\lambda}$) zur Tankwand geleitet und von dort in das vorbeiströmende Fluid abgegeben ($R_{\text{th},\alpha}$). Die Motortemperatur beträgt somit

$$\Delta T = P_{\text{Cu}}(R_{\text{th},\lambda} + R_{\text{th},\alpha}) = P_{V,\text{Cu}} \left(\frac{l}{\lambda A} + \frac{1}{\alpha A} \right). \quad (5.34)$$

Der innere Übergangswiderstand skaliert mit

$$R_{\text{th},\lambda} = \frac{l}{\lambda A} \propto \mu^{-1} \quad (5.35)$$

und wird nur durch die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Materialien definiert. Der Übergangswiderstand von der Tankwand ins Fluid hingegen hängt stark von den vorherrschenden Strömungsbedingungen ab. In Abs. 5.2.3 wurde der Zusammenhang zwischen Wärmeübergang und Strömung mit Hilfe des Potenzansatzes Gl. 5.18

$$\text{Nu} = a_1 \text{Re}_T^{a_2} \text{Pr}(\bar{T})^{a_3}$$

beschrieben. Für die Skalierung kann der Ansatz Gl. 5.18 in guter Näherung ($a_2 \approx 7/8$, vgl. Tab. 5.3) zu

$$\text{Nu} \propto \text{Re}_T^{7/8} \quad (5.36)$$

vereinfacht werden. Setzt man noch für die Nußelt- (Gl. 5.13) und Reynoldszahl (Gl. 5.17) in Gl. 5.36 ein, erhält man die Skalierungsbedingung für den Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\frac{\alpha l_{\text{F}}}{\lambda} \propto \left(\frac{4nr_{\text{T}}^2}{\nu} \right)^{7/8} \Rightarrow \alpha \propto n^{7/8} \mu^{6/8} \quad (5.37)$$

Mit Hilfe von Gl. 5.37 kann nun die Skalierungsbedingung für den thermischen Übergangswiderstand an der Tankwand

$$R_{\text{th},\alpha} = \frac{1}{\alpha A} \propto n^{-6/8} \mu^{-22/8} \quad (5.38)$$

hergeleitet werden.

Aus Gl. 5.34 wird ersichtlich, dass die Skalierung der Temperatur auch vom Verhältnis der beiden Widerstände $R_{\text{th},\lambda}/R_{\text{th},\alpha}$ abhängt. Da dieses Grössenverhältnis vorab nicht bekannt ist, werden die folgenden zwei Grenzfälle, $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$ und $R_{\text{th},\lambda} \ll R_{\text{th},\alpha}$, betrachtet.

Skalierung bei $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$

Gilt $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$ reduziert sich Gl. 5.34 auf

$$\Delta T = P_{\text{Cu}} R_{\text{th},\lambda} = \Theta^2 R_{\text{Cu}} R_{\text{th},\lambda}. \quad (5.39)$$

Da $R_{\text{Cu}} \propto \mu^{-1}$ gilt, skaliert die Motortemperatur in diesem Fall mit

$$\Delta T \propto \Theta^2 \mu^{-2}. \quad (5.40)$$

Da die Temperatur über alle Baugrössen konstant bleiben soll, darf die Durchflutung maximal mit

$$\Theta \propto \mu \quad (5.41)$$

skalieren. D.h. die Stromdichte muss mit

$$J = \frac{\Theta}{A} \Rightarrow J \propto \mu^{-1} \quad (5.42)$$

skalieren bzw. der Strombelag muss

$$S = \frac{\Theta}{r_S \pi / 3} \Rightarrow S \propto \mu^0 \quad (5.43)$$

konstant bleiben. In Abb. 5.9 wird die Temperaturskalierung Gl. 5.40 für einen idealisierten Motoraufbau $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$ und den realen Motoraufbau dargestellt, bzw. miteinander verglichen.

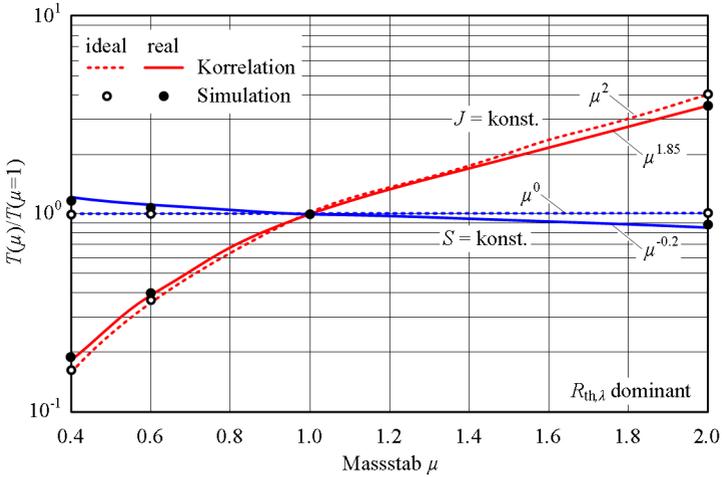


Abbildung 5.9: Skalierung der Motortemperatur in Abhängigkeit des Baugröße μ beim realen und idealisierten ($R_{th,\lambda} \gg R_{th,\alpha}$) Motoraufbau, jeweils für $J = \text{konst.}$ und $S = \text{konst.}$

Skalierung bei $R_{th,\alpha} \gg R_{th,\lambda}$

Für den Fall, dass $R_{th,\alpha} \gg R_{th,\lambda}$ gilt, kann unter Zuhilfenahme von Gl. 5.34 und Gl. 5.38 folgendes Skalierungsgesetz für die Motortemperatur

$$\Delta T = P_{Cu} R_{th,\alpha} = \Theta^2 R_{Cu} R_{th,\alpha} \Rightarrow \Delta T \propto \Theta^2 n^{-7/8} \mu^{-30/8} \tag{5.44}$$

ermittelt werden. Damit die Motortemperatur konstant bleibt, muss die Durchflutung daher mit

$$\Theta \propto n^{7/16} \mu^{15/8} \tag{5.45}$$

skalieren. Daraus lassen sich analog zu Gl. 5.42 und Gl. 5.43 die Skalierungsbedingungen für Stromdichte

$$J \propto n^{7/16} \mu^{-1/8} \tag{5.46}$$

bzw. Strombelag

$$S \propto n^{7/16} \mu^{7/8} \tag{5.47}$$

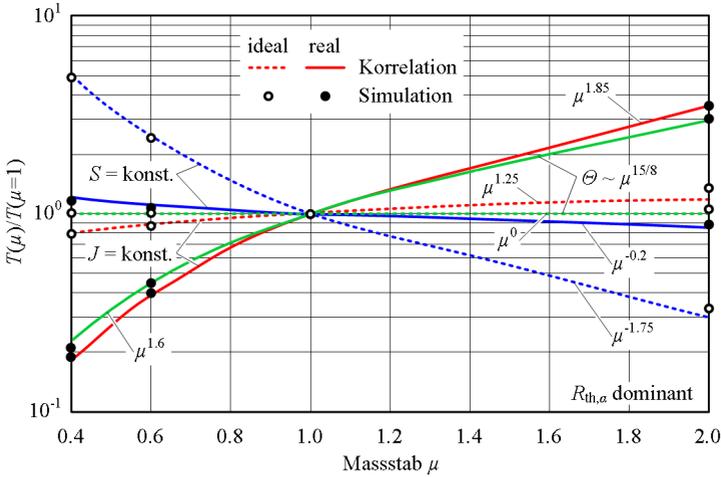


Abbildung 5.10: Skalierung der Motortemperatur in Abhängigkeit des Baugröße μ beim realen und idealisierten ($R_{th,\alpha} \gg R_{th,\lambda}$) Motoraufbau, jeweils für $J = \text{konst.}$, $S = \text{konst.}$ und $\Theta \propto \mu^{15/8}$.

ableiten. In Abb. 5.10 wird die Temperaturskalierung Gl. 5.44 für den Fall $R_{th,\alpha} \gg R_{th,\lambda}$ dargestellt und mit der Skalierung des Aufbaus verglichen.

Zusammenfassung & Fazit

Der Vergleich von Abb. 5.9 und Abb. 5.10 macht deutlich, dass der Grenzfall $R_{th,\lambda} \gg R_{th,\alpha}$ sehr nahe an der Skalierung des realen Aufbaus liegt. Das bedeutet, dass der innere Übergangswiderstand $R_{th,\lambda}$ für die Temperaturerhöhung im Motor ausschlaggebend ist. Eine detaillierte Untersuchung zeigt, dass für die Kupferverluste das Verhältnis der Widerstände den Wert $R_{th,\lambda}/R_{th,\alpha} > 10$ annimmt. Selbst für die Spaltrohrverluste, die unmittelbar in der Tankwand generiert werden, beträgt dieses Verhältnis immer noch $R_{th,\lambda}/R_{th,\alpha} > 2$. Dies hat zur Folge, dass bei der Skalierung des Motors nicht mit einer konstanten Stromdichte gerechnet werden kann. Um die Motortemperatur über alle Baugrößen konstant zu halten, muss mit konstantem Strombelag bzw. mit $\Theta \propto \mu$ skaliert werden.

	$R_{\text{th},\lambda}$ dominant	$R_{\text{th},\alpha}$ dominant
Temperatur T	μ^0	μ^0
Übergangswiderstand R_{th}	μ^{-1}	$n^{-7/8} \mu^{-22/8}$
Kupferverluste P_{Cu}	μ^1	$n^{7/8} \mu^{22/8}$
Durchflutung Θ	μ^1	$n^{7/16} \mu^{15/8}$
Stromdichte J	μ^{-1}	$n^{7/16} \mu^{-1/8}$
Strombelag S	μ^0	$n^{7/16} \mu^{7/8}$
Drehmoment M	μ^3	$n^{7/16} \mu^{31/8}$
Leistung P_{mech}	$n\mu^3$	$n^{23/16} \mu^{31/8}$
Newtonzahl Ne	$n^{-2} \mu^{-2}$	$n^{25/16} \mu^{-9/8}$
Leistungseintrag P_{mech}/V	$n\mu^0$	$n^{23/16} \mu^{7/8}$
Drehzahl n ($Ne \equiv \text{idem}$)	μ^{-1}	$\mu^{-18/25}$

Tabelle 5.4: Skalierungsgesetze für die Bedingung $T = \text{konst.}$ Die Skalierung für den Grenzfall $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$ entspricht in guter Näherung der Skalierung des realen Aufbaus.

Der zweite Grenzfall ($R_{\text{th},\lambda} \ll R_{\text{th},\alpha}$) zeigt, dass selbst wenn man die Wärmeleitfähigkeit der im Motorinneren verwendeten Materialien stark erhöht keine konstante Stromdichte, d.h. $\Theta \propto \mu^2$, für die Skalierung angenommen werden darf. Selbst für $\lambda \rightarrow \infty$ darf die Durchflutung nur mit $\Theta \propto \mu^{15/8}$ wachsen.

In Tab. 5.4 sind die Skalierungsgesetze für die beiden Grenzfälle $R_{\text{th},\lambda} \gg R_{\text{th},\alpha}$ und $R_{\text{th},\lambda} \ll R_{\text{th},\alpha}$ unter der Bedingung einer konstanten Motortemperatur aufgelistet.

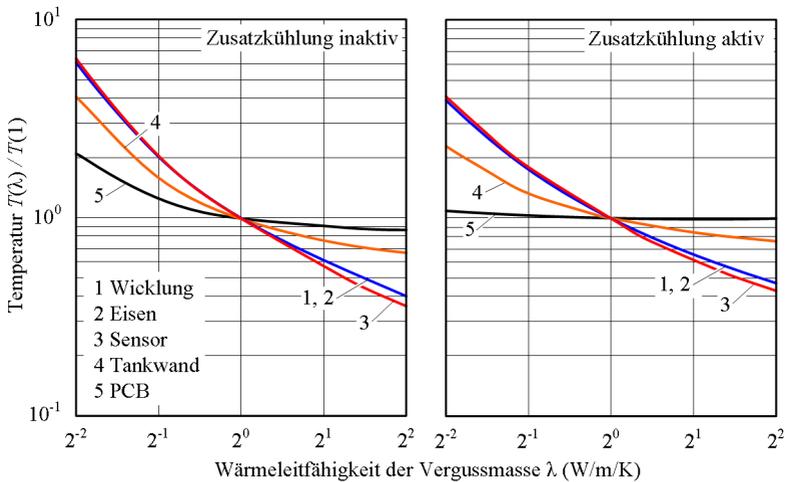


Abbildung 5.11: Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Vergussmasse auf die Temperaturentwicklung im gekühlten und ungekühlten Motor.

5.5 Sensitivitätsanalyse

Die Leitfähigkeit der Vergussmasse und des Materials des Gehäuses haben grossen Einfluss auf die Temperaturentwicklung im Motor. Aus diesem Grund wird dieser Einfluss in den folgenden Abschnitten genauer untersucht, um das optimale Material wählen zu können.

5.5.1 Einfluss der Vergussmasse

Wie aus Abb. 5.11 deutlich hervorgeht, hat die Leitfähigkeit der Vergussmasse einen sehr hohen Einfluss auf die Temperaturen im Motor. Eine Verdoppelung der Wärmeleitfähigkeit würde fast zu einer Halbierung der Motortemperaturen führen. Leider weisen die heute kommerziell erhältlichen Vergussmassen kaum Wärmeleitfähigkeiten von $\lambda > 1$ W/m/K auf. Zudem haben Vergussmassen mit höherem λ oft eine hohe Sprödigkeit und einen hohen Wärmeausdehnungskoeffizienten, was zu Sprüngen im Verguss bzw. zu Beschädigungen der Wicklung oder der Sensorkabel führen kann.

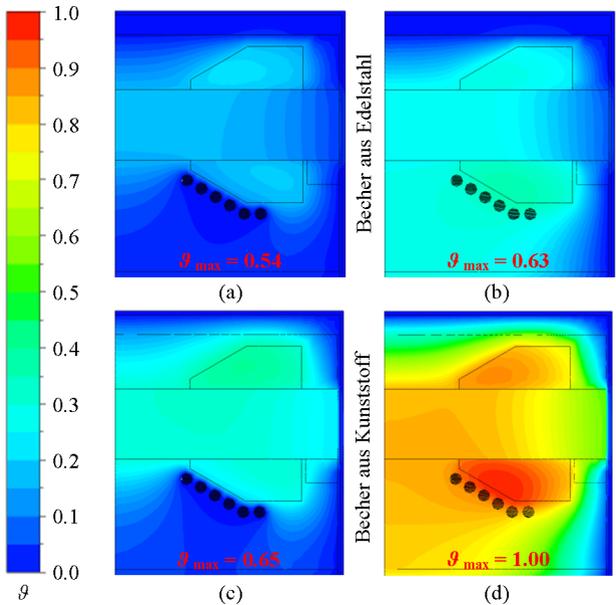


Abbildung 5.12: Einfluss des Bechermaterials auf die Motortemperaturen: (a) Becher aus Edelstahl mit aktiver Wasserkühlung, (b) Becher aus Edelstahl ohne zusätzlicher Wasserkühlung, (c) Kunststoffbecher mit aktiver Wasserkühlung und (d) Kunststoffbecher ohne zusätzlicher Wasserkühlung ($\vartheta = (T - T_{\text{ref}})/(T_{\text{max}} - T_{\text{ref}})$).

5.5.2 Einfluss Motorgehäuse (Becher)

Da das Rührsystem chemieresistent sein soll, ist eine Tankwand aus Edelstahl unumgänglich. Der Becher (Motorgehäuse) kommt nicht mit dem Tankinhalt in Berührung und könnte daher auch aus einem anderen Material gefertigt werden. Wird der Becher auch aus Metall gefertigt, entstehen zwar höhere Wirbelstromverluste, der thermische Übergangswiderstand zwischen Motor und Tankinhalt ist dafür aber klein. Bei einem Kunststoffbecher beschränken sich die Wirbelstromverluste nur auf die Tankwand. Aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit von Kunststoffen steigt der thermische Übergangswiderstand aber erheblich.

Mit Hilfe von Simulationen wurde evaluiert, wie hoch der Einfluss des verwendeten Bechermaterials ist. Dazu wurden die zwei folgenden

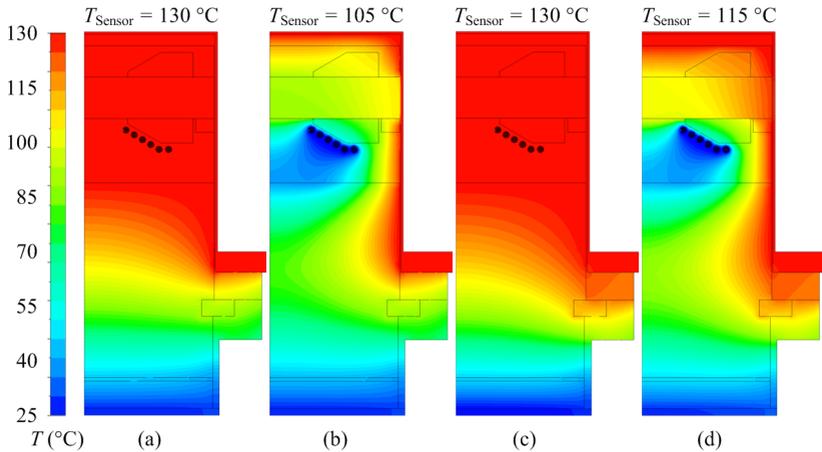


Abbildung 5.13: Motortemperaturen beim Sterilisieren (SIP) bei (a) einem Kunststoffbecher ohne Zusatzkühlung, (b) einem Kunststoffbecher mit Zusatzkühlung, (c) einem Edelstahlbecher ohne Zusatzkühlung und (d) einem Edelstahlbecher mit Zusatzkühlung.

Extremwerte betrachtet: Ein Becher aus Edelstahl mit $\lambda = 15 \text{ W}/(\text{m K})$ und ein Kunststoffbecher mit $\lambda = 0.7 \text{ W}/(\text{m K})$. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.12 dargestellt. Durch den Einsatz eines Kunststoffbechers steigt die maximale Motortemperatur bei aktivierter Zusatzkühlung um ca. 20 % gegenüber der Verwendung eines Edelstahlbeckers an (vgl. Abb. 5.12(a) und (c)). Wird die zusätzliche Kühlung deaktiviert, wird der Einfluss des Bechermaterials höher, da hier die gesamte Verlustleistung durch den Becher in den Tank abgeführt wird. In diesem Fall steigt die Motortemperatur um ca. 59 % an (vgl. Abb. 5.12(b) und (d)).

Der Einfluss der höheren Wärmeleitfähigkeit des Bechermaterials kann nicht durch die geringeren Wirbelstromverluste kompensiert werden. Generell haben die Wirbelstromverluste einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Temperaturentwicklung, da diese in unmittelbarer Nähe (geringerer Übergangswiderstand) zum kühlenden Tankinhalt generiert werden und aufgrund moderater Drehzahlen einen kleinen Verlustanteil ausmachen. Die Tankwandtemperatur bleibt von der Wahl des Bechermaterials so gut wie unbeeinflusst.

Während man sich im Betrieb wünscht, dass der thermische Übergangswiderstand des Bechers gering ist, wäre eine isolierende Wirkung beim Sterilisieren des Tanks (SIP 130 °C) vorteilhaft, um das Innere des Motors vor den hohen Temperaturen zu schützen. In Abb. 5.13 ist der eingeschwungene Temperaturzustand im Motor beim Sterilisieren dargestellt. Es zeigt sich, dass sich im ungekühlten Fall die Temperaturen bei einem Kunststoffbecher (Abb. 5.13(a)) und einem Becher aus Edelstahl (Abb. 5.13(c)) kaum unterscheiden. Ist die Wasserkühlung aktiv, ist der Sensor beim Kunststoffbecher (Abb. 5.13(b)) einer um ca. 10 °C geringeren Temperatur ausgesetzt als bei einem Edelstahlbecher (Abb. 5.13(d)). Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.13 zeigen weiter, dass in jedem Fall die Zusatzkühlung während des Sterilisierens aktiviert werden muss, um die Sensortemperatur unter der zulässigen Höchstgrenze von 125 °C zu halten.

Abschliessend kann das Fazit gezogen werden, dass auch das Motorgehäuse aus Edelstahl bzw. einem Material mit hoher Wärmeleitfähigkeit gefertigt werden sollte, da dies zu einer wesentlich besseren Kühlwirkung im Betrieb führt, bei nur sehr geringen Nachteilen beim Sterilisieren.

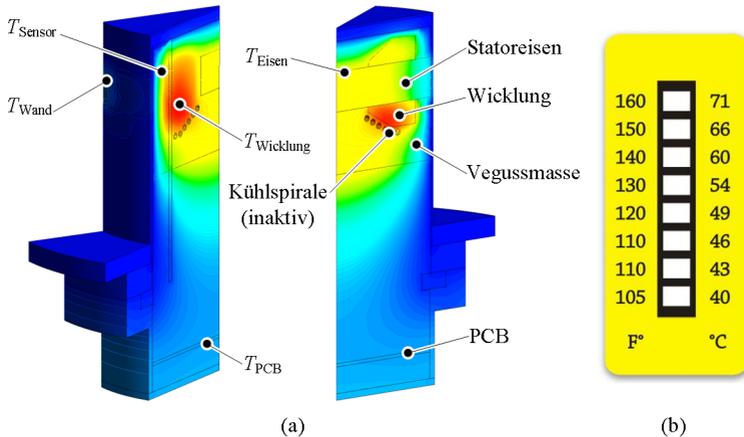


Abbildung 5.14: Zur Messung der Wicklungs-, Eisen-, Sensor- und PCB-Temperatur wurden Thermocouples (Type K) im Motor an den abgebildeten Positionen (a) verbaut. Zur Messung der Wandtemperatur wurden wasserfeste, irreversible Temperaturmessstreifen (b) verwendet.

5.6 Validierung des thermischen Modells

Zur Verifizierung des thermischen Modells bzw. der Simulationsergebnisse wurden im Mixermotor an den in Abb. 5.14(a) abgebildeten Positionen Temperatursensoren (Thermocouples) mitverbaut, um die Wicklungs-, Eisen-, Sensor- und PCB-Temperatur zu messen. Zur Messung der Wandtemperatur wurden Temperaturmessstreifen (Abb. 5.14(b)) auf der Tankwand vor den Statorclauen appliziert, da hier die höchsten Wandtemperaturen auftreten.

5.6.1 Validierung bei natürlicher Konvektion

Bei stehendem Rotor erfolgt der Wärmeübergang zwischen Tankwand und Fluid ausschliesslich durch natürliche Konvektion. Um zu überprüfen, ob auch in diesem Betriebsfall mit dem hier vorgestellten thermischen Modell genaue Vorhersagen für die Motortemperaturen getroffen werden können, wurden Messungen bei einem Prototyp (Tankwand und Becher

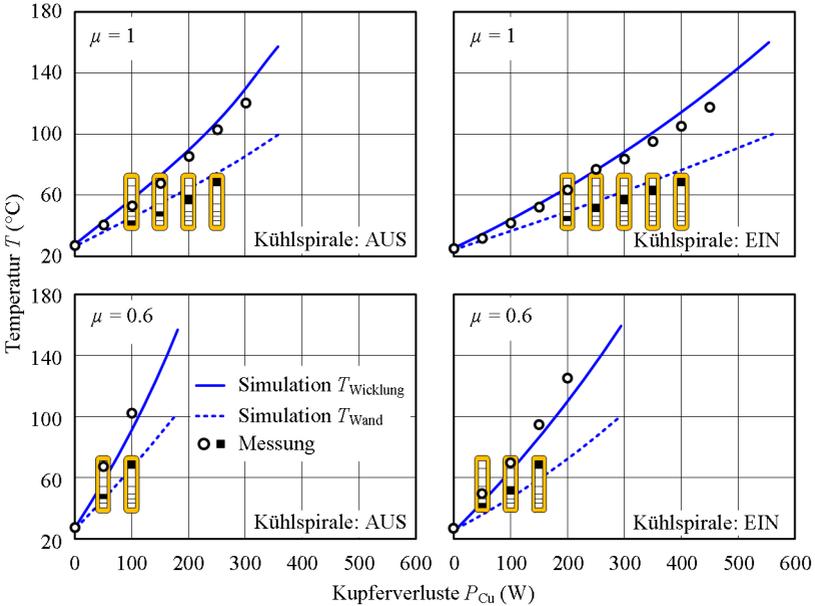


Abbildung 5.15: Verifikation des thermischen Modells bei natürlicher Konvektion ($n = 0$) im Massstab $\mu = 1$ und $\mu = 0.6$. Die Messung der Wandtemperaturen erfolgte mit den in Abb. 5.14(b) dargestellten Temperaturmessstreifen.

aus Edelstahl) im Massstab $\mu = 1$ und $\mu = 0.6$ durchgeführt. Dazu wurde bei $n = 0$ die Verlustleistung in den Spulen variiert und es wurden die dabei auftretenden Motortemperaturen (Wicklung und Tankwand) gemessen. Die Resultate sind in Abb. 5.15 jeweils für aktivierte und deaktivierte Zusatzkühlung dargestellt.

Bei natürlicher Konvektion ist der Wärmeübergang zwischen Tankwand und Tankinhalt im Gegensatz zur forcierten Konvektion gering. Aus diesem Grund hat die Zusatzkühlung einen hohen Einfluss auf die Motortemperaturen. Die Ergebnisse in Abb. 5.15 zeigen, dass unter der Annahme einer konstanten Motortemperatur bei aktivierter Zusatzkühlung wesentlich höhere Kupferverluste zulässig sind.

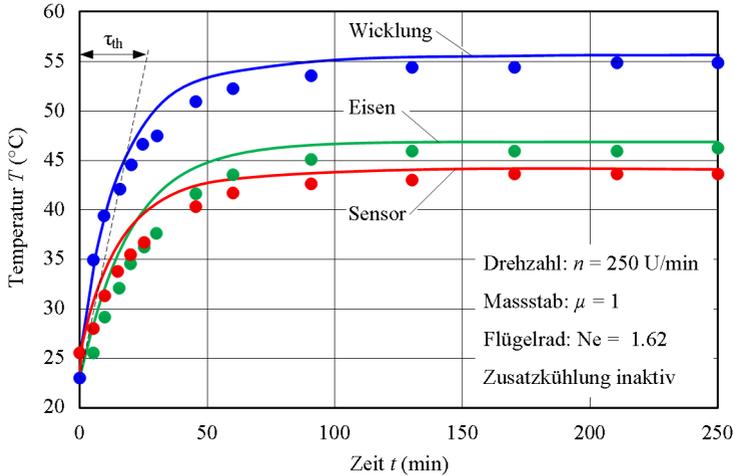


Abbildung 5.16: Verifikation des thermischen Modells bei forcierter Konvektion: Temperaturverlauf beim Einschalten des Motors ohne Zusatzkühlung. Arbeitspunkt: $n = 250$ U/min, $\mu = 1$ und $Ne = 1.62$. Die Messwerte sind als Punkte dargestellt.

5.6.2 Validierung bei forcierter Konvektion

Um den in Abs. 5.2.3 durch Simulation bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten für forcierte Konvektion zu verifizieren, wurde der Motor (vgl. Abs. 8.3.2) mit 250 U/min betrieben und der zeitliche Temperaturverlauf im Motor gemessen. Die Messergebnisse für den Fall der deaktivierten Zusatzkühlung werden in Abb. 5.16 und für den Fall der aktivierten Motorkühlung in Abb. 5.17 mit den Simulationsergebnissen verglichen. Der Vergleich zeigt, dass nicht nur die Endwerte der Temperaturen, sondern auch deren zeitlicher Verlauf mit guter Genauigkeit mit dem hier vorgestellten thermischen Motormodell vorhergesagt werden können.

Durch die zeitabhängige Messung bzw. Simulation der Motortemperaturen konnte auch, wie in Abb. 5.16 ersichtlich, die thermische Zeitkonstante des Motors zu $\tau_{th} \approx 30$ min bestimmt werden.

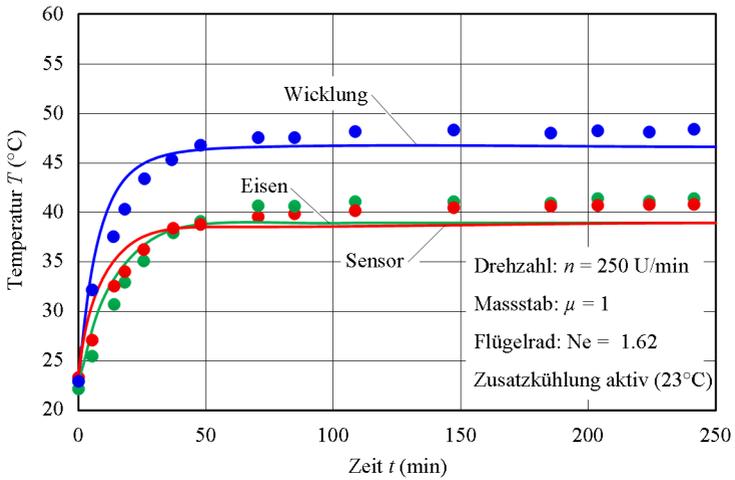


Abbildung 5.17: Verifikation des thermischen Modells bei forciertter Konvektion: Temperaturverlauf beim Einschalten des Motors mit Zusatzkühlung. Arbeitspunkt: $n = 250 \text{ U/min}$, $\mu = 1$, $Ne = 1.62$ und Vorlauftemperatur Wasserkühlung 23°C . Die Messwerte sind als Punkte dargestellt.

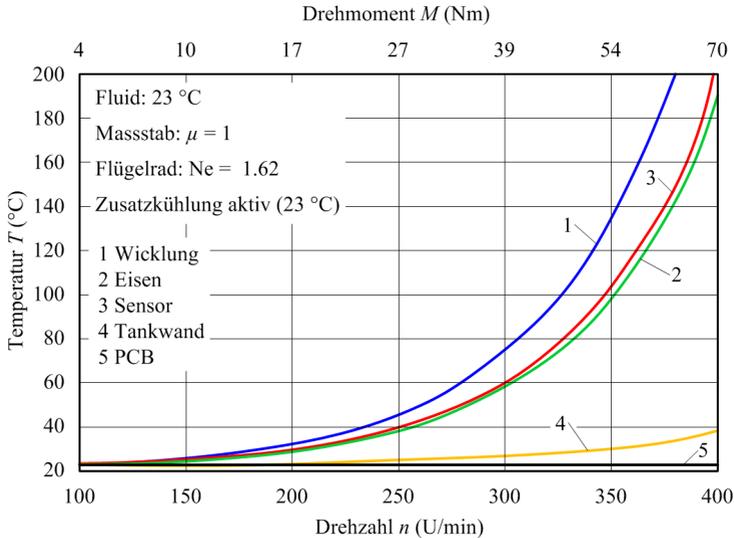


Abbildung 5.18: Motortemperaturen bei Betrieb des Mixers im Massstab $\mu = 1$ bei aktivierter Zusatzkühlung.

5.7 Temperaturen im Betrieb

In Abb. 5.18 und Abb. 5.19 sind die Motortemperaturen in Abhängigkeit der Rotordrehzahl dargestellt. Der Simulation des Temperaturverlaufs wurde ein Flügelrad mit $Ne = 1.62$ und $d_2 = 360$ mm zugrunde gelegt (vgl. Abs. 8.3.3). Geht man von einem Temperaturlimit in den Wicklungen von 160°C aus, kann im gekühlten Betrieb eine Drehzahl von ca. 370 U/min erreicht werden (siehe Abb. 5.18). Bei deaktivierter Zusatzkühlung reduziert sich die Maximaldrehzahl auf ca. 330 U/min.

Bei thermisch zulässiger Maximaldrehzahl sind die Positionssensoren einer Temperatur von ca. 120°C ausgesetzt. Die maximal zulässige Sensortemperatur beträgt 120°C . Das PCB der Motorelektronik bleibt in allen Betriebspunkten annähernd auf Umgebungstemperatur. Die maximale Wandtemperatur im Fluidspalt überschreitet in keinem Betriebspunkt unterhalb der Maximaldrehzahl 35°C .

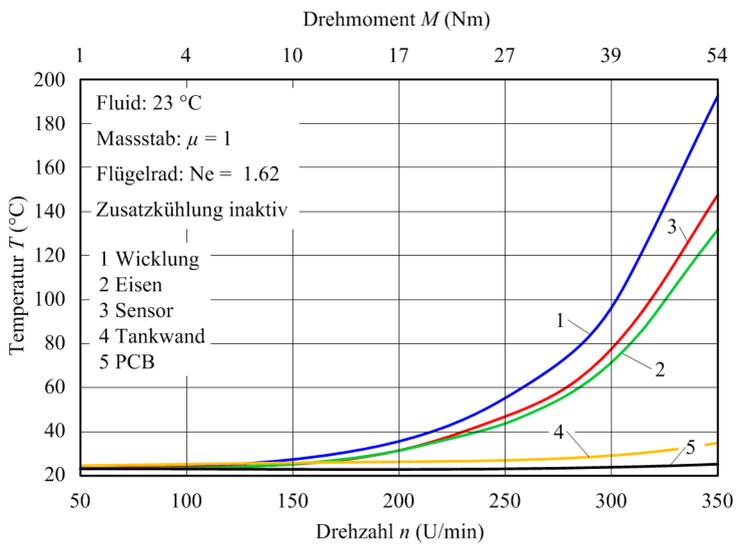


Abbildung 5.19: Motortemperaturen bei Betrieb des Mixers im Massstab $\mu = 1$ ohne Zusatzkühlung.

Kapitel 6

Hydrodynamik im Rührkessel

6.1 Grundgleichungen und Kennzahlen

6.1.1 Navier–Stokes Gleichungen

Eine Fluidströmung kann vollständig mit Hilfe der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie beschrieben werden [49, 50]. Da bei den Flüssigkeiten in Rührkesseln die Änderung der Dichte in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann, werden nachfolgend nur inkompressible Fluide betrachtet. Die Bilanzgleichungen sind in Tensornotation angegeben.

Massenerhaltung

Bei inkompressiblen Fluiden reduziert sich die Massenbilanz auf

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (6.1)$$

Impulserhaltung

Die Impulsbilanz für ein inkompressibles Fluid lautet

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_I = - \underbrace{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{II} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{III} + \nu \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{IV} + \underbrace{f_i}_V \quad (6.2)$$

- I: Lokale Geschwindigkeitsänderung
- II: Advektionsterm (Änderung der Geschwindigkeit durch Einwirkung des Umgebungsfluid)
- III: Diffusionsterm (Dämpfung durch Viskosität)
- IV: Geschwindigkeitsänderung aufgrund eines Druckgradienten
- V: Geschwindigkeitsänderung aufgrund externer Massekräfte (z.B. Gravitation).

Energieerhaltung

Vernachlässigt man den Einfluss der Temperatur auf die Dichte und die Wärmekapazität, lautet die Energiebilanz

$$\underbrace{\rho c \frac{\partial T}{\partial t}}_I = - \underbrace{\rho c u_i \frac{\partial T}{\partial x_i}}_{II} + \underbrace{\lambda \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i}}_{III} - \underbrace{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}}_{IV} - \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_V \quad (6.3)$$

- I: Lokale Änderung der Energie
- II: Energieänderung durch Konvektion
- III: Energieänderung durch Wärmeleitung
- IV: Energieänderung durch Druckarbeit
- V: Energieänderung durch Dissipation (Reibungswärme).

Diese fünf Bilanzgleichungen von Masse (Gl. 6.1), Impuls (Gl. 6.2) und Energie (Gl. 6.3) werden als Navier–Stokes Gleichungen bezeichnet (oft auch nur die Massen– und Impulsbilanz [50]). Für Rührkesselströmungen können die Navier-Stokes Gleichungen nur numerisch gelöst werden (siehe Abs. 6.6).

6.1.2 Leistungskennzahl

Die resultierende Kraft auf ein Rotorblatt ist abhängig von der Rotorblattfläche $A_2 \propto d_2^2$ und dem Staudruck $p \propto \rho \cdot u_U^2$

$$F_2 \propto d_2^2 \cdot \rho \cdot u_U^2. \quad (6.4)$$

Setzt man für die Umfangsgeschwindigkeit $u_U \propto n \cdot d_2$ in Gl. 6.4 ein, erhält man

$$F_2 \propto \rho \cdot n^2 \cdot d_2^4. \quad (6.5)$$

Aus Gl. 6.5 kann nun der dimensionslose Kraftbeiwert

$$C_F = \frac{F}{\rho \cdot n^2 \cdot d_2^4} \quad (6.6)$$

abgeleitet werden. Setzt man die Beziehungen $M \propto F_2 \cdot d_2$ und $P \propto M \cdot n$ in Gl. 6.5 ein, erhält man die Beziehung für die Rührerleistung

$$P \propto \rho \cdot n^3 \cdot d_2^5. \quad (6.7)$$

Aus Gl. 6.7 kann der dimensionslose Leistungsbeiwert (Leistungs- oder Newtonzahl)

$$\text{Ne} = \frac{P}{\rho \cdot n^3 \cdot d_2^5} = \frac{2 \cdot \pi \cdot M}{\rho \cdot n^2 \cdot d_2^5} \quad (6.8)$$

abgeleitet werden. Der Kraftbeiwert C_F bzw. die Newtonzahl Ne können nur durch Messung oder Simulation für eine bestimmte Flügelrad–Tank–Kombination ermittelt werden¹ [1, 2].

6.1.3 Pumpen- oder Durchsatzkennzahl

Die Newton- bzw. Leistungszahl Ne gibt Aufschluss über die Rührerleistung bzw. das benötigte Drehmoment. Um ein Flügelrad vollständig charakterisieren zu können, muss aber auch der vom Flügelrad generierte Massenstrom bekannt sein. Durch Messung (z.B. PIV) oder Simulation wird der durch die Bezugsfläche $A_Q = (d_2^2 - d_3^2)\pi/4$ (siehe Abb. 6.1) tretende Massenstrom bestimmt. Mit Hilfe der Dichte ρ , des Flügelraddurchmessers d_2 und der Drehzahl n kann der Massenstrom \dot{m} dimensionslos gemacht werden und man erhält die Pumpen- oder Durchsatzkennzahl des Rührers:

$$Q = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot n \cdot d_2^3}. \quad (6.9)$$

Analog zur Newtonzahl kann die Pumpenzahl Q nur experimentell oder numerisch bestimmt werden und hängt von der Geometrie des Flügelrades und dessen Einbaulage ab.

¹Nicht nur die Form des Flügelrads hat Einfluss auf Kraft und Moment, sondern auch die Einbaulage, die Tankform sowie Einbauten im Tank etc.

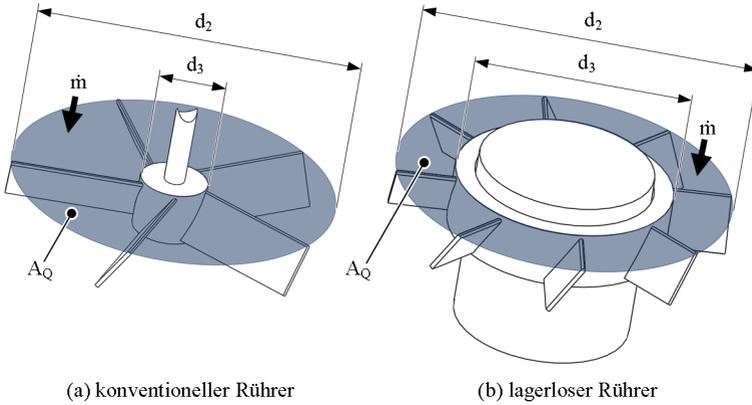


Abbildung 6.1: Bezugsflächen zur Bestimmung der Durchsatzkennzahl bzw. der Pumpenzahl bei (a) konventionellen und (b) bei lagerlosen Rührern.

6.1.4 Leistungscharakteristik

Der Zusammenhang zwischen der Rührer–Reynoldszahl

$$Re = \frac{n \cdot d_2^2}{\nu} = \frac{\rho \cdot n \cdot d_2^2}{\eta} \tag{6.10}$$

und der Newtonzahl Ne Gl. 6.8

$$Ne = f(Re) \tag{6.11}$$

wird Leistungscharakteristik genannt und ist das wesentliche Charakteristikum eines Rührers. Der Zusammenhang in Gl. 6.11 gilt für bewehrte (mit Strömungsbrecher) und auch für unbewehrte (ohne Strömungsbrecher) Rührer. Die Ausbildung eines Vortex hat beim unbewehrten Rührer keinen Einfluss auf die Newtonzahl Ne, solange der Vortex den Rührer nicht erreicht und kein Gas in die Flüssigkeit eingebracht wird [1].

In Abb. 6.2 ist die Leistungscharakteristik eines konventionellen, in der Tankmitte platzierten Blattrührers abgebildet [1]. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Leistungscharakteristik für einen bewehrten und unbewehrten Behälter stark unterscheidet. Bei niedrigen Reynoldszahlen

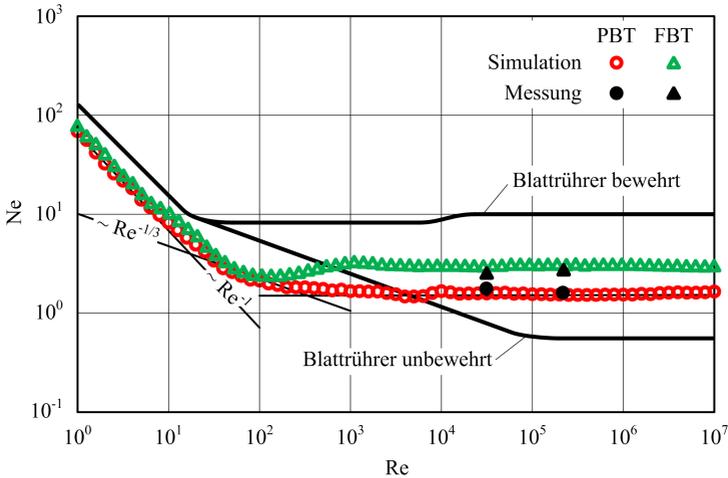


Abbildung 6.2: Vergleich der Leistungscharakteristik eines konventionellen Blattrührers (Daten aus [1]) mit einem lagerlosen PBT- und FBT-Mixer (45° -PBT und FBT: $d_2/d_1 = 0.35$, $h_2/d_2 = 0.2$, $h_3/h_1 = 0.1$, $e_3/d_1 = 0.25$, $z_2 = 4$, $z_3 = 0$; Blattrührer: $d_2/d_1 = 0.5$, $h_2/d_2 = 1$, $h_3/h_1 = 0.45$, $e_3/d_1 = 0$, $z_2 = 2$).

gilt sowohl für den bewehrten und unbewehrten Blattrührer $Ne \propto Re^{-1}$. Bei steigender Reynoldszahl wird beim bewehrten Rührer die Newtonzahl konstant. Beim unbewehrten Rührer tritt ein grosses Übergangsbereich ($200 < Re < 10^5$) auf, in dem $Ne \propto Re^{-1/3}$ gilt. Erst bei sehr hohen Reynoldszahlen ($Ne > 10^5$) wird die Newtonzahl beim unbewehrten Blattrührer unabhängig von der Reynoldszahl.

Beim lagerlosen Mixer werden keine Strömungsbrecher eingesetzt. Durch die exzentrische Platzierung des Rotors wird jedoch eine Quasi-Bewehrung erreicht und der Vortex unterdrückt bzw. verringert. Da für diesen Rührertyp noch keine Daten in der Literatur zur Verfügung stehen, wurde die Leistungscharakteristik für einen lagerlosen Flach- (FBT) und Schrägblattrührer (PBT) mittels Simulation ermittelt. Die Charakteristiken der beiden lagerlosen Rührer sind in Abb. 6.2 dargestellt. Auch hier können wieder drei Bereiche unterschieden werden [1]:

- Im *laminaren Bereich* ($Re < 20 \dots 30$) gilt $Ne \propto Re^{-1}$. Somit ergibt

sich für die Leistung und das Drehmoment die Beziehung

$$P \propto \eta \cdot n^2 \cdot d^3 \quad \text{bzw.} \quad M \propto \eta \cdot n \cdot d^3. \quad (6.12)$$

In diesem Bereich hat die Dichte keinen Einfluss auf die Leistung bzw. das Moment.

- Der *Übergangsbereich* ($20 \dots 30 < \text{Re} < 10^3 \dots 10^4$) ist nicht so ausgeprägt wie bei konventionellen unbewehrten Rührern. Auch ein Zusammenhang $\text{Ne} \propto \text{Re}^{-1/3}$ konnte beim lagerlosen Rührer nicht beobachtet werden. In diesem Bereich haben sowohl die Dichte als auch die Viskosität einen Einfluss auf die Newtonzahl.
- Im *turbulenten Bereich* der Hauptströmung ($\text{Re} > 10^3 \dots 10^4$) ist die Newtonzahl unabhängig von der Reynoldszahl. In diesem Bereich ist die Viskosität nicht relevant und es gilt

$$P \propto \rho \cdot n^3 \cdot d^5 \quad \text{bzw.} \quad M \propto \rho \cdot n^2 \cdot d^5. \quad (6.13)$$

Die zwei Kurven in Abb. 6.2 stellen die Leistungscharakteristik eines lagerlosen Flachblattührers und Schrägblattührers dar. Der einzige Unterschied zwischen beiden Rührern ist der unterschiedliche Rotorblattwinkel (FBT: $\beta_2 = 0^\circ$, PBT: $\beta_2 = 45^\circ$). Mit abnehmender Reynoldszahl nimmt der Unterschied zwischen den Newtonzahlen der beiden Rührer ab. D. h. im laminaren Bereich spielt der Rotorblattwinkel β_2 eine verschwindende Rolle. Die Newtonzahl Ne wird nur durch den Rotordurchmesser d_2 und die Rotorblatthöhe h_2 definiert.

6.2 Turbulenz im Rührkessel

Ein Haupteinsatzgebiet des lagerlosen Mixers ist das Vermischen niederviskoser (wasserähnlicher) Flüssigkeiten. Die besten Mischergebnisse werden bei turbulenter Strömung im Rührkessel erreicht ($\text{Re} > 10^4$). Eine turbulente Strömung zeichnet sich durch zeitlich und örtlich instationäre dreidimensionale Verwirbelungen aus. Zur Aufrechterhaltung dieser Turbulenzen muss stetig Energie über den Rührer zugeführt werden. Der Energietransport erfolgt kaskadenartig, wobei grosse Wirbel in immer kleinere Wirbel zerfallen, bis schliesslich die kinetische Energie durch

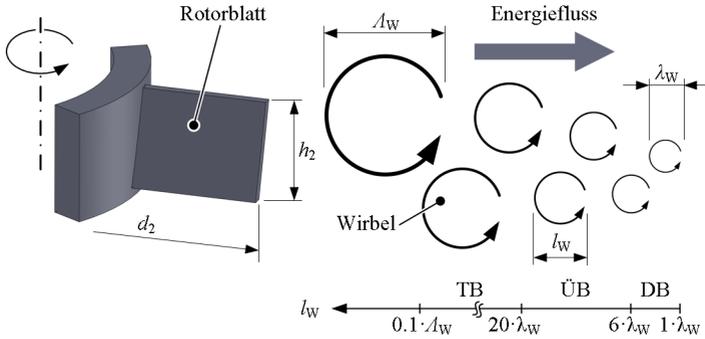


Abbildung 6.3: Verschiedenen Wirbelgrößen bei turbulenter Rührkesselströmung.

Dissipation in Wärme umgewandelt wird. Eine solche Turbulenzkaskade ist in Abb. 6.3 schematisch dargestellt.

Bei freier Turbulenz² haben die grössten auftretenden Wirbel (Makromassstab Λ_W) die gleiche Dimension wie der turbulenz erzeugende Rotor [1, 51, 52]

$$\Lambda_W \approx d_2. \quad (6.14)$$

Diese grossen Wirbel zerfallen und geben ihre kinetische Energie kaskadenartig und unabhängig von der Viskosität an kleinere Wirbel weiter. Erst bei sehr kleinen Wirbeln dominieren die Viskositätskräfte über die Trägheitskräfte und die Energie der Strömung wird in Wärme dissipiert. Die Dimension der kleinsten Wirbel die in einer turbulenten Strömung auftreten können (Kolmogorov'scher Mikromassstab) können mit Hilfe der Viskosität ν und der massebezogenen Rührleistung $\epsilon = P/(\rho V)$ bestimmt werden [1, 51, 52]

$$\lambda_W = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}}. \quad (6.15)$$

Diese kleinen Wirbel sind bestimmend für die Scherbeanspruchung des Rührgutes (vgl. Abs. 6.4), die Mikromischung (vgl. Abs. 6.3) sowie für die Grösse der Tropfen bzw. Partikel beim Dispergieren.

²Turbulenz, die nicht durch Wände beeinflusst wird (Gegensatz: wandbegrenzte Turbulenz).

Mit kleiner werdender Wirbelgrösse l_W geht die Richtungsabhängigkeit verloren und die Mikroturbulenz wird statistisch unabhängig von der Hauptströmung (lokale Isotropie). Nach der Theorie der isotropen Turbulenz von Kolmogorov unterscheidet man folgende drei Bereiche der Mikroturbulenz [52]:

- *Trägheitsunterbereich* (TB): Im Bereich $20 \cdot \lambda_W < l_W < 0.1 \cdot \Lambda_W$ sind die Wirbel in sich turbulent und der Energietransport erfolgt hauptsächlich durch die Trägheitskräfte.
- *Dissipationsunterbereich* (DB): Bei den kleinsten Wirbeln ($\lambda_W < l_W < 6 \cdot \lambda_W$) dominiert die Viskosität über die Trägheitskräfte. Diese Wirbel fließen laminar und ihre Bewegungsenergie wird in Wärme dissipiert.
- *Übergangsbereich* (ÜE): Der Übergang zwischen turbulent und laminar fließenden Wirbeln erfolgt nicht schlagartig. Der Übergang erfolgt im Bereich von $\lambda_W < l_W < 6 \cdot \lambda_W$.

Damit sich der Trägheitsunterbereich ausbilden kann, muss ein gewisser Abstand zwischen dem Mikro- (λ_W) und Makromassstab (Λ_W) eingehalten werden. Sind die Bedingungen

$$\frac{\Lambda_W}{\lambda_W} > 150 \dots 200 \quad \text{und} \quad \text{Re} = \frac{n \cdot d_2}{\nu} > 10^4 \quad (6.16)$$

erfüllt, spricht man von *vollausgebildeter Turbulenz* im Rührkessel [52]. D.h. das Strömungsfeld sowie die Turbulenz werden nicht von der Viskosität ν beeinflusst bzw. sind unabhängig von Re. Die Einhaltung dieser Bedingungen (Gl. 6.16) ist Grundvoraussetzung für die Anwendung von Scale-Up-Gesetzen (vgl. Abs. 6.5).

6.3 Mischen des Rührgutes

Die wichtigste und häufigste Rühraufgabe ist das Homogenisieren. Beim Homogenisieren werden Konzentrationsunterschiede im Behälter durch Rühren ausgeglichen. Der Prozess des Homogenisierens kann als Kombination zweier Teilprozesse (Makro- und Mikromischung) betrachtet werden [1, 52, 53].

Der Makromischvorgang beschreibt die Grobmischung. Die anfänglichen Konzentrationsunterschiede werden schnell durch die Hauptströ-

mung abgebaut. Die turbulenten Wirbel (siehe Abb. 6.3) zerkleinern die homogenen Fluidballen immer weiter. Durch die turbulenten Wirbel können die in sich homogenen Fluidballen (Tropfen- oder Teilchengröße bei Emulsionen bzw. Suspensionen) aber nur bis zu einer Grösse von $\lambda_W = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ zerkleinert werden. Die Mischung innerhalb der kleinsten Fluidballen erfolgt durch Diffusion (Mikromischung). Die Mikromischzeit kann mit

$$\theta_\lambda = \frac{\lambda_W^2}{D} = \sqrt{\frac{\nu^3}{\epsilon \cdot D^2}} \quad (6.17)$$

berechnet werden. Der Diffusionskoeffizient für wasserähnliche Flüssigkeiten ist $D \approx 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ [1].

Für einen lagerlosen Mixer (2500 W), der in einem 1500 Liter Tank eingesetzt wird, ergibt sich eine Mikromischzeit (Gl. 6.17) von $\theta_\lambda \approx 0.8 \text{ s}$. Die experimentell ermittelte Mischzeit θ für einen Tank dieser Grösse liegt im Minutenbereich. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Mikromischzeit vernachlässigt werden kann und die vom Rotor initiierte Makromischung für die Geschwindigkeit des Homogenisierungsprozesses bestimmend ist [1]. Die maximale Gesamtmischzeit

$$\theta \leq \theta_\lambda + \theta_\Lambda \quad (6.18)$$

kann als die Summe der Mikro- und Makromischzeit approximiert werden.

6.3.1 Mischzeitcharakteristik

Bei Stoffsystemen mit keinen oder nur geringen Dichte- und Viskositätsunterschieden wird die Mischzeit durch die Newton- und Reynoldszahl beeinflusst. In der Mischzeitcharakteristik

$$\Omega = n \cdot \theta = f(\text{Re}) \quad (6.19)$$

wird die dimensionslose Mischzeit $n \cdot \theta$ als Funktion der Reynoldszahl aufgetragen. Bei Stoffsystemen mit grossen Dichteunterschieden erweitert sich die Mischzeitcharakteristik zu

$$\Omega = n \cdot \theta = f(\text{Re}, \text{Ar}). \quad (6.20)$$

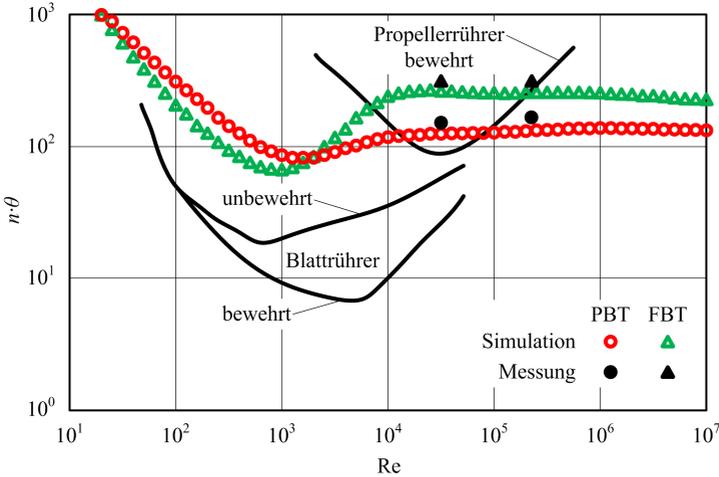


Abbildung 6.4: Vergleich der Mischzeitcharakteristik eines lagerlosen Schrägblatt- (PBT) und Flachblattührers (FBT) mit einem konventionellen Blattrührer bzw. Propellerrührer (45°-PBT und FBT: $d_2/d_1 = 0.35$, $h_2/d_2 = 0.2$, $h_3/h_1 = 0.1$, $e_3/d_1 = 0.25$, $z_2 = 4$, $z_3 = 0$; Blattrührer: $d_2/d_1 = 0.5$, $h_2/d_2 = 1$, $h_3/h_1 = 0.45$, $e_3/d_1 = 0$, $z_2 = 2$; Propellerrührer: $d_2/d_1 = 0.3$, $h_3/h_1 = 0.45$, $e_3/d_1 = 0$, $z_2 = 3$, $\beta_2 = 65^\circ$); Daten für Blatt- und Propellerrührer aus [1]).

Die dimensionslose Archimedeszahl

$$\text{Ar} = \frac{d_2^3 \cdot g \cdot \Delta \rho}{\bar{\nu}^2 \cdot \bar{\rho}} \tag{6.21}$$

berücksichtigt dabei die unterschiedlichen Stoffeigenschaften [1].

In Abb. 6.4 wird die Mischzeitcharakteristik eines lagerlosen Flachblatt- und 45°-Schrägblattührers mit der eines konventionellen Blattrührers bzw. Propellerrührers verglichen. Je nach Rotorform und Einbaulage können die Charakteristika stark voneinander abweichen. Beim lagerlosen Rührer kann man drei Bereiche definieren:

- Bei $\text{Re} < 10^2$ gilt für die dimensionslose Mischzeitkonstante $n \cdot \theta \propto \text{Re}^{-1}$ und die Mischzeit

$$\theta \propto \frac{\nu}{(n \cdot d_2)^2} \tag{6.22}$$

nimmt mit dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit ab.

- Im Bereich $10^2 < \text{Re} < 10^4$ tritt bei lagerlosen Mixern das Minimum der Mischzeitkonstante auf. Darüber hinaus können keine generellen Angaben zum Zusammenhang von Re und $n \cdot \theta$ für diesen Bereich getroffen werden.
- Bei $\text{Re} > 10^4$ kann die Mischzeitkonstante Ω für lagerlose Systeme als konstant angenommen werden. Die Mischzeit

$$\theta \propto \frac{1}{n} \quad (6.23)$$

nimmt in diesem Bereich direkt proportional zur Drehzahl ab.

6.3.2 Bestimmung der Mischzeit

In der Literatur [1, 7, 51, 54–56] werden eine Vielzahl verschiedener Methoden zur experimentellen Bestimmung der Mischzeit angeführt. In der vorliegenden Arbeit wird eine elektrochemische Methode verwendet. Zur Bestimmung der Mischzeit wird eine elektrisch leitfähige Tracer-Flüssigkeit (NaCl, Kochsalzlösung) in den Tank injiziert und die Leitfähigkeitsänderung mit Hilfe von Sonden an mehreren Punkten im Tank gemessen. Die gemessene Leitfähigkeit entspricht der Konzentration des Tracers an den Messpunkten ($\kappa = \Lambda_0 \cdot c$).

Mit Hilfe der gemessenen Tracer-Konzentrationen $c_i(t)$ an den k_S Messpunkten kann nun die momentane Uniformität

$$U(t) = 1 - \frac{\max |c_i(t) - c_\infty|_{i=1 \dots k_S}}{c_0 - c_\infty} \quad (6.24)$$

der Mischung berechnet werden [55]. Dabei ist c_0 die Anfangskonzentration der Tracer-Flüssigkeit. Die Endkonzentration im Tank nach dem Homogenisieren ist

$$c_\infty = \frac{c_0 \cdot V_{\text{Tracer}}}{V_{\text{Tracer}} + V_{\text{Tank}}} \quad (6.25)$$

Aufgrund der Messunsicherheit kann nicht genau bestimmt werden, wann vollständige Homogenität $U = 1$ erreicht wird. Deshalb wird die Mischzeit θ_Δ als jene Zeit definiert, die benötigt wird um eine gewisse Annäherung Δ (z.B. 95%) an die vollständige Homogenität zu erreichen. Die

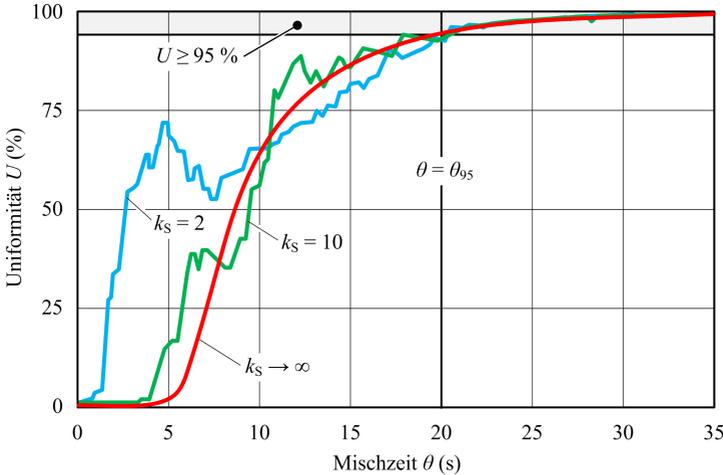


Abbildung 6.5: Exemplarischer Verlauf der Uniformität bei verschiedener Anzahl von Messpunkten k_S . Erst bei $U \geq 95\%$ macht eine Auswertung der Mischzeit einen Sinn, da erst am Ende der Messung der Einfluss der Anzahl der diskreten Messpunkte vernachlässigbar wird.

erreichte Uniformität wird als Index³ bei der Mischzeit angegeben

$$\Delta = U(t = \theta_\Delta) \quad (\text{z.B. } 0.95 = U(t = \theta_{95})). \quad (6.26)$$

In Abb. 6.5 ist der Verlauf der Uniformität über der Zeit bei einem Homogenisierungsvorgang bei verschiedenen Sensorkonfigurationen dargestellt. Unabhängig von der Anfangskonzentration und der Konzentrationsdifferenz vor und nach der Mischung ist der Wertebereich der Uniformität auf $U \in [0 \dots 1]$ beschränkt.

Besonders bei exzentrisch montierten Mixern hängt die Mischzeit sehr stark vom jeweiligen Einfüllpunkt des Tracers ab [55, 57]. Zudem ändert sich die Lage des optimalen Einfüllpunktes mit dem Mixertyp, der Drehrichtung des Rotors, den Einbaubedingungen und der Füllhöhe. Exemplarisch ist in Abb. 6.6 die Abhängigkeit der Mischzeit vom Ort der Tracerinjektion dargestellt. Bildet sich ein Vortex aus, kann der Tracer auch direkt in den Vortex appliziert werden. Dadurch gelangt der Tra-

³Das Prozentzeichen beim Uniformitätswert wird in der Literatur meist weggelassen.

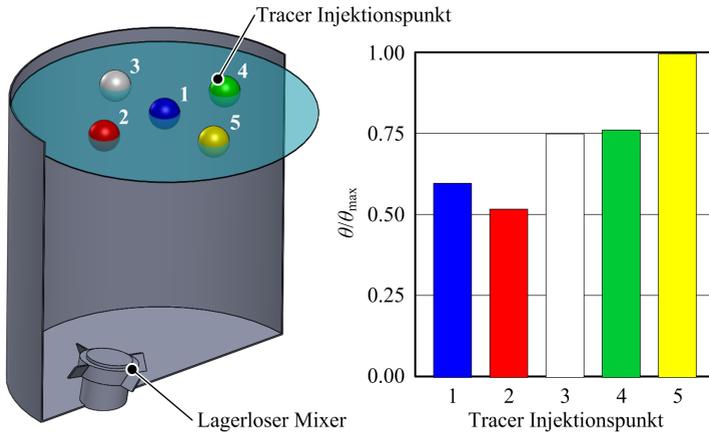


Abbildung 6.6: Die durch Experiment oder Simulation ermittelte Mischzeit hängt stark von der jeweiligen Injektionsstelle des Tracers ab. Bei dieser Simulation ($d_2/d_1 = 0.3$, $h_3/h_1 = 0.1$, $e_3/d_1 = 0.25$, $z_2 = 6$, $\beta_2 = 20^\circ$) wurde der Tracer an fünf verschiedenen Stellen appliziert und die jeweilige Mischzeit bestimmt.

cer direkt zum Rotor und die Mischzeit sinkt dramatisch. Daher ist ein Vergleich der Mischzeiten verschiedener Mixersetups nur sinnvoll bzw. möglich, wenn die Bedingungen der Tracerzugabe so exakt wie möglich beibehalten werden. Um der Variation des optimalen Einfüllpunktes bei verschiedenen Setups Rechnung zu tragen, wurde in dieser Arbeit der Tracer bei der Mischzeitbestimmung anstatt an einem Punkt möglichst grossflächig an der Oberfläche appliziert.

Neben dem Einfüllpunkt hängt die Mischzeit auch vom Volumen der zugegebenen Tracerflüssigkeit ab [58]. In Abb. 6.7 wurde die Abhängigkeit der Mischzeit vom Tracervolumen bezogen auf das Tankvolumen ($V_{\text{Tracer}}/V_{\text{Tank}}$) durch Simulation ermittelt. Um vergleichbare Mischzeiten zu erhalten muss also auch der Parameter $V_{\text{Tracer}}/V_{\text{Tank}}$ konstant gehalten werden.

Neben diesen quantitativen Methoden kann die Mischfähigkeit eines Mixersetups auch qualitativ mittels der Verweilzeit beurteilt werden. Dabei wird die Verweilzeitverteilung im Rührkessel durch Simulation er-

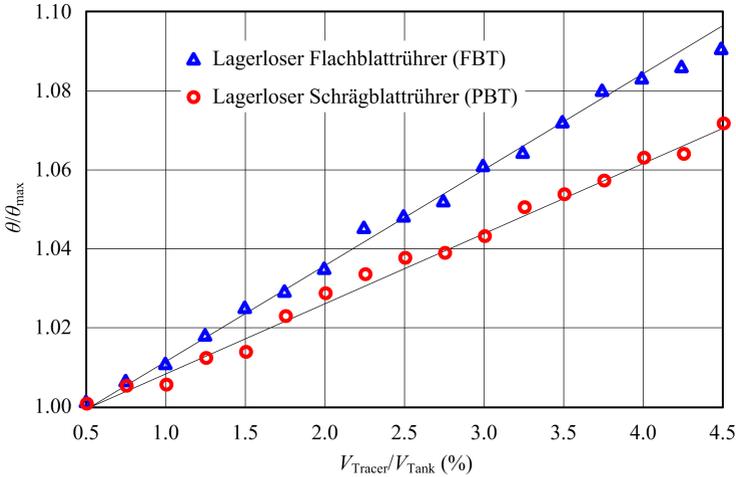


Abbildung 6.7: Simulation der Mischzeit in Abhängigkeit des applizierten Tracervolumens. Mit steigendem Tracervolumen V_{Tracer} steigt auch die Mischzeit. Dieser Effekt ist bei einem Flachblattrührer stärker ausgeprägt als bei einem Schrägblattrührer ($d_2/d_1 = 0.35$, $h_2/d_2 = 0.2$, $h_3/h_1 = 0.1$, $e_3/d_1 = 0.25$, $z_2 = 4$, $\beta_2 = 0^\circ/45^\circ$).

mittelt (siehe Abs. 6.6); weiters werden durch die Simulationen schlecht durchströmte Gebiete bzw. Totwassergebiete graphisch sichtbar gemacht.

6.4 Scherbeanspruchung des Rührgutes

Die Scherbeanspruchung des Rührgutes ist ein sehr wichtiger Prozessparameter. Beim Dispergieren benötigt man möglichst hohe Scherkräfte, um die zu dispergierende Phase in möglichst kleine Partikel bzw. Tropfen zu zerteilen und somit z.B. eine stabile Emulsion zu gewährleisten. Bei Bioreaktoren hingegen muss der Rührprozess möglichst scherarm sein, um die teils empfindlichen Zellen oder Mikroorganismen nicht irreversibel zu beschädigen [1, 59–61].

Für die Partikelbeanspruchung in Reaktoren ist nicht die mittlere Fluidgeschwindigkeit (Hauptströmung) relevant, sondern Turbulenzwirbel mit vergleichbarer Grösse zum Partikel bestimmend. Je nach eingetragener

Rührleistung P/V und Partikelgrösse d_P sind Wirbel des Trägheitsunter- und Dissipationsunterbereiches massgebend [3].

In der Literatur finden sich eine Vielzahl von Ansätzen zur quantitativen Berechnung der Partikelscherung τ_P , teilweise jedoch mit erheblichen Unterschieden [3, 53, 62–66]. Mühle und Domasch [67] haben den qualitativen Zusammenhang zwischen τ_P und der Partikelgrösse d_P dimensionsanalytisch hergeleitet:

$$\tau_P \propto \rho \cdot (\epsilon \cdot d_P)^{\frac{2}{3}} \quad (d_P > 58 \cdot \lambda_W) \quad (6.27)$$

$$\tau_P \propto \rho \cdot d_P \cdot \sqrt[4]{\frac{\epsilon^3}{\nu}} \quad (7 \cdot \lambda_W < d_P \leq 58 \cdot \lambda_W) \quad (6.28)$$

$$\tau_P \propto \frac{\rho \cdot \epsilon \cdot d_P^2}{\nu} \quad (3 \cdot \lambda_W < d_P \leq 7 \cdot \lambda_W) \quad (6.29)$$

$$\tau_P \propto \rho \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \nu} \quad (d_P \leq 3 \cdot \lambda_W). \quad (6.30)$$

Es zeigt sich, dass die Partikelbeanspruchung massgeblich von der Energiedissipation ϵ beeinflusst wird. Deshalb wird oft das Verhältnis der lokalen zur mittleren Energiedissipation $\epsilon_{\text{lok}}/\bar{\epsilon}$ als Beurteilungsgrundlage der Partikelbeanspruchung herangezogen. Für Bioreaktoren wird eine möglichst gleichmässige Energiedissipation im Tank gefordert ($\epsilon_{\text{lok}}/\bar{\epsilon} \approx 1$), bei Dispergieraufgaben hingegen soll $\epsilon_{\text{lok}}/\bar{\epsilon}$ möglichst hoch sein [2, 61].

Die Bestimmung der lokalen Dissipation ist problematisch. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen dissipierter Energie und lokaler turbulenter Geschwindigkeitsfluktuation $\epsilon_{\text{lok}} \propto u^3$ kann ϵ_{lok} im Tank experimentell⁴ bestimmt werden [2, 52, 61]. Im Bereich des Rotors ist die Messung aber nicht möglich, aber gerade hier treten die höchsten Scherkräfte bzw. die höchste Dissipation auf. Wollny [61] schlägt vor, ϵ_{lok} mit Hilfe von CFD Simulationen zu bestimmen. Wie in dieser Arbeit aber gezeigt wird (siehe Abs. 6.6), ist diese Methode kritisch zu betrachten, da ϵ_{lok} mit Hilfe von kommerzieller Simulationstechnik nicht genau genug bestimmt werden kann.

Eine Möglichkeit die Partikelbeanspruchung experimentell zu untersuchen ist der Einsatz von Flockensystemen (z.B. Blauton oder synthetischer Polymere). Dabei werden Flocken (Zusammenballung von Feststoffpartikeln) in den Rührkessel gegeben. Je nach Höhe der vorherrschenden

⁴Z. B. mit Laser Doppler Anemometrie (LDA) oder Particle Image Velocimetry (PIV).

den Scherkräfte werden die Flocken immer weiter aufgebrochen, bis sich eine Endgrösse der Flocken (Vergleichsflockendurchmesser d_F) einstellt. Mit einer Vergleichsmessung mit einem Rotations- bzw. Ringspaltviskosimeters mit definierter Scherspannung, kann dann ein Zusammenhang zwischen Vergleichsflockendurchmesser d_F und Scherbeanspruchung τ_P hergestellt werden [60].

Biedermann [60, 68, 69] hat sehr umfangreiche Untersuchungen der Scherbeanspruchung in Rührkesseln unter Zuhilfenahme eines Flockensystems durchgeführt. Die wichtigsten Resultate sind hier kurz zusammengefasst:

- Der Vergleichsflockendurchmesser bzw. die Scherbeanspruchung

$$\tau_P \propto \frac{P}{V_R} \tag{6.31}$$

skalieren mit der eingetragenen Rührleistung P bezogen auf das Rührervolumen $V_R = (d_2^2 - d_3^2) \cdot \pi \cdot h_2 / 4$. Ein Zusammenhang zwischen Scherbeanspruchung und Rührerumfangsgeschwindigkeit besteht nicht!

- Die Zirkulationszeit im Tank (Sekunden) ist verglichen mit der Prozesszeit (Tage) sehr gering. Daher durchlaufen die Partikel den scherintensiven Rotorbereich sehr oft. Die Scherspannungen in Bioreaktoren müssen daher auf ein Mass begrenzt werden, dem die Zellen oder Organismen dauerhaft widerstehen können.
- Die Einbauhöhe des Rührers (h_3/h_1) sowie die Form des Tankbodens (z.B. Klöpperboden) haben keinen erkennbaren Einfluss auf die Scherbeanspruchung des Rührgutes.
- Bei radiaalfördernden Rührern nimmt die Scherbelastung mit steigenden Werten von h_2/d_2 , d_2/d_1 und Ne ab. Das Durchmesserverhältnis d_2/d_1 hat dabei den grössten Einfluss.
- Axialfördernde Rührer zeigten eine höhere Scherbelastung als die radiaalfördernden. Der Parameter d_2/d_1 hat bei axialfördernden Rührern nur einen sehr geringen Einfluss.
- Eine höhere Anzahl Rotorblätter z_2 wirkt sich positiv auf die Scherbelastung aus. Durch die höhere Blattzahl werden die Nachlaufwirbel verringert, in denen erhebliche Scherkräfte auftreten können.
- Bei vergleichbarem Leistungseintrag (P/V) ist die Scherbelastung

in unbewehrten Behältern höher als in bewehrten. Grund dafür ist die laminare Grenzschicht die sich an der Kesselwand ausbildet [70].

Bei einem lagerlosen Mixer treten hohe Scherkräfte nicht nur im Bereich der Rotorblätter auf, auch der Fluidspalt zwischen Rotor und Stator muss genauer betrachtet werden [60]. In Abs. 6.7 wird gezeigt, dass im Betrieb die Strömung im Spalt als turbulent betrachtet werden kann. Daher können auch im Spalt die Gleichungen 6.27–6.30 zur Beschreibung der Scherkräfte herangezogen werden.

6.5 Masstabsübertragung (Scale-Up)

In der Rührtechnik wird der Scale-Up mit zwei grundsätzlichen Zielsetzungen durchgeführt. Ein Ziel ist es, Kriterien zu finden, die es erlauben antriebstechnisch relevante Parameter (z.B. Leistung oder Drehmoment) von Flügelrädern zwischen Systemen verschiedener Grösse umzurechnen. Somit ist es möglich, neuentwickelte Flügelräder kostengünstig im kleinen Massstab zu testen sowie messtechnisch zu evaluieren und die so gewonnenen Daten dann auf die Betriebsgrösse umzurechnen (antriebstechnischer Scale-Up).

Die zweite Art von Scale-Up ist viel komplexer und zielt auf die gesamte Rühraufgabe, inklusive der damit verbundenen chemischen oder biologischen Prozesse. Hier wird versucht Kriterien und Regeln zu finden, um sicherzustellen dass die im Labor entwickelten und getesteten Prozesse oder Reaktionen im Betriebsmassstab zu den gleichen Ergebnissen führen (verfahrenstechnischer Scale-Up).

6.5.1 Antriebstechnischer Scale-Up

Wird die Ähnlichkeitstheorie bzw. die Dimensionsanalyse [71, 72] korrekt angewendet, sind die Kennzahlen und Charakteristiken von geometrisch ähnlichen Rührkesseln massstabsunabhängig [1, 2]. Somit ist es möglich, die in einem Laborversuch (Modellmassstab) ermittelten Werte (z.B. Drehmoment oder Leistung) auf einen Rührkessel in Grossausführung (Betriebsmassstab) umzurechnen. Bei newtonschen Fluiden muss die Umrechnung unter der Bedingung

$$\text{Re} \equiv \text{idem} \quad \text{und} \quad \text{Ne} \equiv \text{idem} \tag{6.32}$$

erfolgen. Bei nicht-newtonischen Fluiden muss zusätzlich die Bedingung

$$\nu = f(n) \tag{6.33}$$

berücksichtigt werden.

Die Vorgehensweise bei der Umrechnung wird anhand des folgenden Beispiels kurz erläutert: In einem Tank (1500 Liter, $d_{2,B} = 0.4$ m, $\nu_B = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) soll eine Nährlösung mit einer Drehzahl $n_B = 200$ U/min gerührt werden. Um zu ermitteln, welches Drehmoment M_B dazu notwendig ist, wird ein verkleinerter aber, massstabsgetreuer mit Wasser befüllter Modelltank aufgebaut (50 Liter, $d_{2,M} = 0.128$ m, $\nu_M = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Mit der Bedingung für einen gleichen Strömungszustand⁵ in beiden Tanks

$$\text{Re} = \frac{n_B \cdot d_{2,B}}{\nu_B} = \frac{n_M \cdot d_{2,M}}{\nu_M}$$

kann die notwendige Drehzahl $n_M = 651$ U/min für den Modellversuch ermittelt werden. Die Messung im Modellversuch ergibt $M_B = 2$ Nm. Mit

$$\text{Ne} = \frac{2 \cdot \pi \cdot M_M}{\rho \cdot n_M^2 \cdot d_{2,M}^5} = \frac{2 \cdot \pi \cdot M_B}{\rho \cdot n_B^2 \cdot d_{2,B}^5}$$

kann nun das Moment im Betriebsmassstab $M_B = 17$ Nm berechnet werden.

6.5.2 Verfahrenstechnischer Scale-Up

Das vom Strömungszustand unabhängige Scale-Up-Kriterium für geometrisch ähnliche Rührsysteme ist in Gl. 6.32 gegeben. Ist sichergestellt, dass sowohl im Modell- als auch im Betriebsmassstab die Turbulenz voll ausgeprägt ist ($\text{Re} > 10^4 \dots 10^5$), kann man die Umrechnungsbedingung in Gl. 6.32 auf

$$\text{Ne} \equiv \text{idem} \tag{6.34}$$

reduzieren, da bei voll turbulenter Strömung die Newtonzahl oder die Mischzeitkonstante nicht mehr von Re abhängen bzw. konstant sind (vgl. Abb. 6.2 und Abb. 6.4). Anstelle von $\text{Re} = \text{idem}$ kann dann ein weiteres,

⁵Ob der Zustand $\text{Re} = \text{idem}$ mit Hilfe einer Drehzahlvariation, Viskositätsvariation oder einer Kombination aus Beidem erreicht wird, spielt keine Rolle [1].

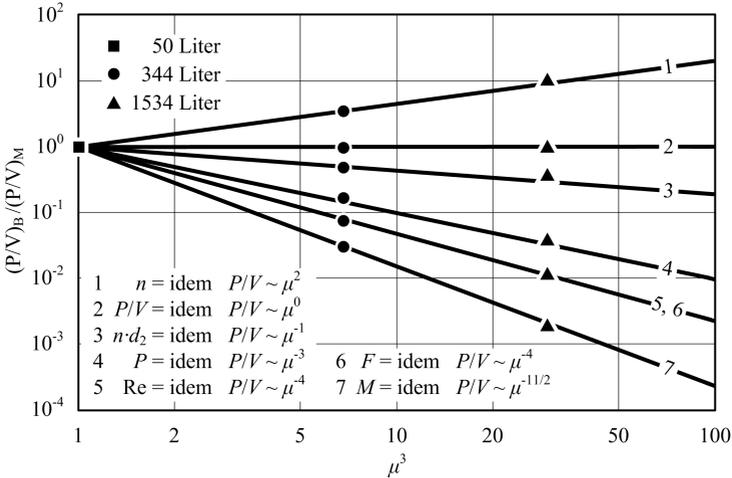


Abbildung 6.8: Penney-Diagramm: Darstellung von $P/V = f(\mu^x)$ für verschiedene verfahrenstechnische Scale-Up-Kriterien. Die Skalierung wurde mit Simulationen anhand dreier Testsysteme unterschiedlicher Grösse verifiziert.

verfahrenstechnisch relevantes Scale-Up-Kriterium (z.B. konstante Umfangsgeschwindigkeit beim Suspensieren) gewählt werden. Im sogenannten Penney-Diagramm [2, 7] werden antriebstechnisch relevante Parameter wie Rührleistung P/V (Abb. 6.8), Rotordrehmoment M (Abb. 6.9), oder die auf ein Rotorblatt wirkende Kraft F (Abb. 6.10) in Abhängigkeit des Massstabes

$$\mu = \frac{d_{2,B}}{d_{2,M}} \quad (6.35)$$

für verschiedene verfahrenstechnische Scale-Up-Kriterium graphisch dargestellt.

Man erkennt sofort, dass bei einigen verfahrenstechnischen Scale-Up-Kriterien (z.B. $n = \text{idem}$ oder $P/V = \text{idem}$) M und F mit zunehmendem Tankvolumen sehr stark anwachsen. Bei konventionellen Rührwerken spielt dieser Umstand oft nur eine untergeordnete Rolle, da sich Motor und Getriebe ausserhalb befinden und der Antrieb bei Bedarf grösser gewählt werden kann. Bei lagerlosen Mixern ist der Motordurchmesser begrenzt, da der Motor in einer Einbuchtung im Tankboden platziert ist.

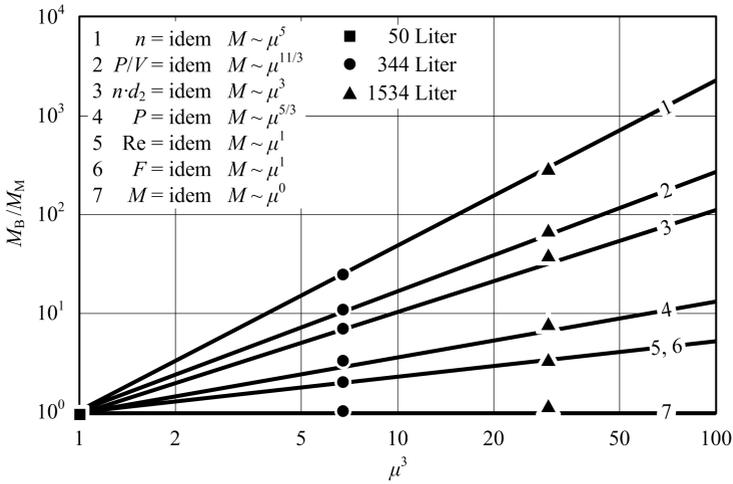


Abbildung 6.9: Penney–Diagramm: Darstellung von $M = f(\mu^x)$ für verschiedene verfahrenstechnische Scale–Up–Kriterien. Die Skalierung wurde mit Simulationen anhand dreier Testsysteme unterschiedlicher Größe verifiziert.

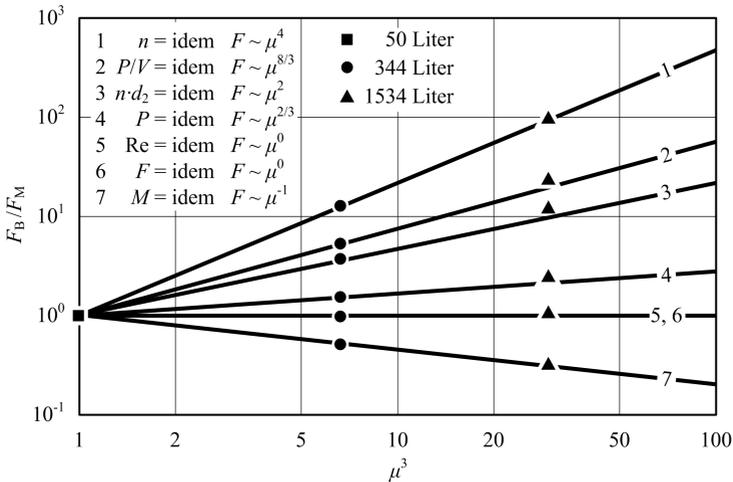


Abbildung 6.10: Penney–Diagramm: Darstellung von $F = f(\mu^x)$ für verschiedene verfahrenstechnische Scale–Up–Kriterien. Die Skalierung wurde mit Simulationen anhand dreier Testsysteme unterschiedlicher Größe verifiziert.

Für praktische Anwendungen kann das Moment des lagerlosen Motors maximal mit $M \propto \mu^3$ und die Axialkraft maximal mit $F \propto \mu^1$ wachsen (vgl. Kapitel 2). Würde man für einen Prozess das Scale-Up-Kriterium $n = \text{idem}$ anwenden, würde das geforderter Moment mit $M \propto \mu^5$ steigen, das zur Verfügung stehende Motormoment skaliert aber nur mit $M \propto \mu^3$. Der Motordurchmesser müsste daher überproportional anwachsen und würde sehr schnell den Tankdurchmesser überschreiten. Analog dazu kann bei Schrägblattrührern das maximal mögliche Wachstum der Axialkraft beim verfahrenstechnischen Scale-Up limitierend sein.

Aus diesem Grund muss untersucht werden, welche verfahrenstechnischen Scale-Up-Kriterien mit einem lagerlosen Mixer eingehalten werden können. Dazu wurde ein Scale-Up mit der Bedingung $M \propto \mu^3$ und $F \propto \mu^1$ durchgeführt; die Ergebnisse sind in Abb. 6.11 bzw. Abb. 6.12 dargestellt. Ist das Moment der limitierende Faktor, können Rühraufgaben skaliert werden, bei denen die Bedingung $P = \text{idem}$, $\text{Re} = \text{idem}$ oder $n \cdot d_2 = \text{idem}$ eingehalten werden muss. Bei Rührern, bei denen die Axialkraft limitierend ist, können die Bedingungen $P = \text{idem}$ und $\text{Re} = \text{idem}$ für beliebige Tankgrößen eingehalten werden. Die verfahrenstechnische Skalierbarkeit von Prozessen, die $n = \text{idem}$ oder $P/V = \text{idem}$ verlangen, ist hingegen nur bis zu einer gewissen Tankgrösse möglich.

6.5.3 Verfahrenstechnische Scale-Up-Kriterien

Betrachtet man das Penney-Diagramm (Abb. 6.8), erkennt man sofort, dass kein allgemeines Scale-Up-Kriterium für die Skalierung von Rührprozessen gefunden werden kann. In der Praxis identifiziert man deshalb ein Hauptkriterium für die jeweilige verfahrenstechnische Aufgabe, das dann für den Scale-Up herangezogen wird. In der folgenden Aufzählung werden die wichtigsten verfahrenstechnischen Scale-Up-Kriterien kurz diskutiert [2]:

- Beim **Homogenisieren** ist $n \cdot \theta = \text{idem}$ (konstante Mischzeit) kein praktikables Scale-Up-Kriterium, da das notwendige Drehmoment mit der fünften Potenz des Behälterdurchmessers ($M \propto \mu^5$) zunimmt. In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass bei sehr vielen Homogenisierungsaufgaben die Mischzeit im Betriebsmassstab um den Faktor fünf grösser sein darf als im Modellmassstab. Somit

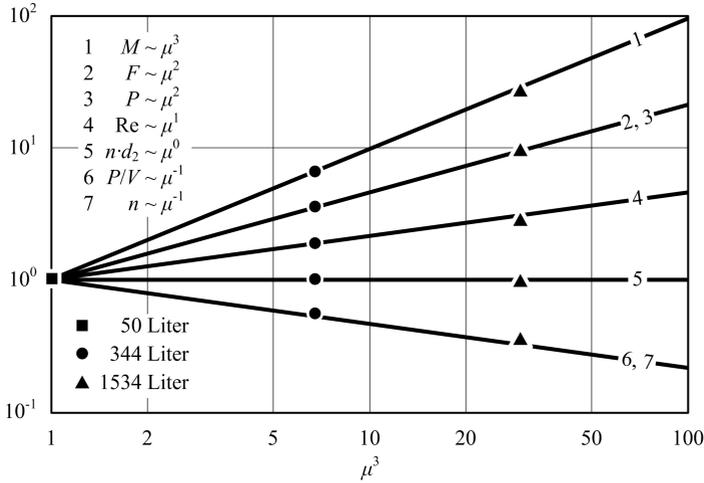


Abbildung 6.11: Skalierung verschiedener verfahrenstechnischer Parameter unter der Bedingung $M \propto \mu^3$. Die Skalierung wurde mit Simulationen anhand dreier Testsysteme unterschiedlicher Größe verifiziert.

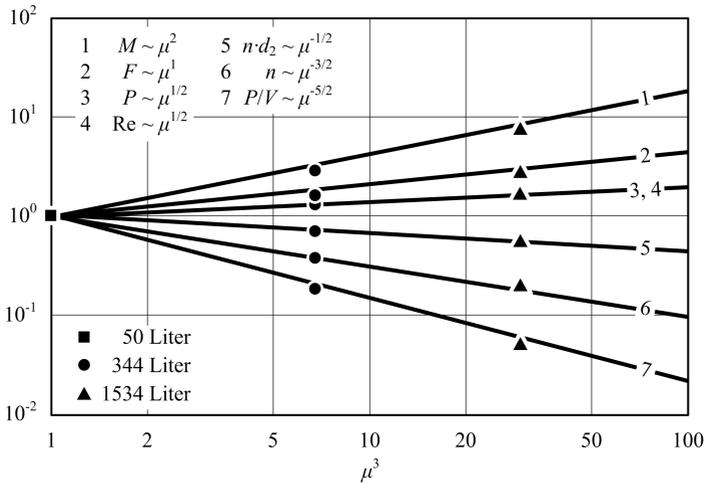


Abbildung 6.12: Skalierung verschiedener verfahrenstechnischer Parameter unter der Bedingung $F \propto \mu$. Die Skalierung wurde mit Simulationen anhand dreier Testsysteme unterschiedlicher Größe verifiziert.

kann das notwendige Drehmoment im Grossmassstab um den Faktor 25 reduziert werden.

- Beim **Suspendieren** hängt die Wahl des geeigneten Scale-Up-Kriteriums von der Sinkgeschwindigkeit der Partikel ab. Bei hohen Sinkgeschwindigkeiten wird $P/V = \text{idem}$, und bei geringen Sinkgeschwindigkeiten wird eine konstante Umfangsgeschwindigkeit $n \cdot d_2 = \text{idem}$ empfohlen.
- Da beim **Dispergieren** die Tropfen- bzw. Partikelgrösse von der spezifischen Rührleistung ϵ (vgl. Abs. 6.2) abhängt, ist $P/V = \text{idem}$ ein häufig verwendetes Kriterium. Da es aber neben ϵ noch eine Vielzahl weiterer Einflussfaktoren (z.B. Koaleszenz) gibt, kann es mitunter zu erheblichen Abweichungen kommen.
- Bei Bioreaktoren spielen die **Scherkräfte** eine wesentliche Rolle. Einige Autoren (z.B. [73]) korrelieren die Scherkräfte mit der Umfangsgeschwindigkeit. Somit wäre $n \cdot d_2 = \text{idem}$ das geeigneter Skalierungskriterium. Biedermann [60] hat jedoch nachgewiesen, dass die Scherbeanspruchung mit P/V skaliert und daher $P/V = \text{idem}$ beim Scale-Up anzuwenden ist.
- Ein sehr wichtiger Parameter in begasten Bioreaktoren ist der **volumenbezogene flüssigkeitsseitige Stofftransportkoeffizient** $k_L a$. Für diesen Parameter⁶ kann dimensionsanalytisch kein Kriterium hergeleitet werden. In solchen Fällen muss das Skalierungsgesetz mit Hilfe von Versuchen in Tanks unterschiedlicher Grösse bestimmt werden. Zlokarnik [1] gibt als Scale-Up-Kriterium

$$k_L a \propto \left(\frac{P}{V} \right)^{f_1} \cdot \nu^{f_2} \quad (6.36)$$

an, wobei die Exponenten f_1 und f_2 von der Gesamtionenstärke des Stoffsystems abhängen.

- Finden im Tank auch noch **chemische- oder biochemische Reaktionen** statt, können noch weitere, oft sehr komplexe Skalierungsbedingungen relevant werden [3, 59].

⁶ $k_L a$ beschreibt den Sauerstofftransport zwischen den Gasblasen und den Zellen bzw. Mikroorganismen.

6.5.4 Einschränkungen beim Scale-Up

Der antriebstechnische Scale-Up ist einfach und unproblematisch durchzuführen. Jedoch weist Zlokarnik [1] darauf hin, dass bei der Wahl des Labortanks (Modellmassstab) eine gewisse Mindestgrösse eingehalten werden muss. Bei kleinen Tanks ist die Messgenauigkeit eingeschränkt und aufgrund von Randeffekten an der Tankwand kann sich die Turbulenz oft nicht voll ausbilden. Dies kann zu erheblichen Fehlern beim antriebstechnischen Scale-Up führen. Der kleinste in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Tank hat ein Volumen von 50 Litern. Um zu überprüfen, ob diese Grösse ausreichend ist, wurden die Wachstumsgesetze (Abb. 6.8 bis Abb. 6.12) auch zusätzlich experimentell validiert.

Beim verfahrenstechnischen Scale-Up können zusätzlich zu den in Abs. 6.5.3 angeführten Kriterien noch weitere massstabsunabhängige Phänomene oder zusätzliche Einschränkungen auftreten, die eine erfolgreiche Übertragung der Ergebnisse vom Modellmassstab zum Betriebsmassstab erschweren [2]:

- Die geometrische Ähnlichkeit zwischen Labormodell und industrieller Anwendung kann in der Praxis oft nicht genau eingehalten werden.
- Befinden sich Feststoffpartikel im Rührgut, muss eine Mindestdrehzahl eingehalten werden, um die Partikel vom Tankboden aufwirbeln zu können. Um der Erosion der Rotorblätter vorzubeugen, wird auch oft die maximale Drehzahl beschränkt.
- Das Verhalten von Schwebstoffen kann sich bei verschiedenen Behältergrössen ändern.
- Bei Sedimentation besteht im Grossmassstab die Gefahr, dass das Wiederanfahen des Rührers nicht mehr möglich ist.
- Die Genauigkeit der Messung im Labormassstab hat grossen Einfluss auf den Erfolg des Scale-Up-Prozesses.
- Bei begasten Systemen kann es durch Variation der Tankgrösse zur Überflutung des Rotors (Rotor läuft in Gasblase) kommen.

Aus diesen Gründen wird beim verfahrenstechnischen Scale-Up oft auf Erfahrungswerte zurückgegriffen, oder es werden mehrere Versuche in verschieden grossen Labortanks unternommen. Es kann auch vorkommen, dass ein Scale-Up überhaupt nicht möglich bzw. zu riskant ist. In

diesen Fällen werden dann mehrere kleine Reaktoren parallel nebeneinander betrieben. Am besten lassen sich Homogenisierungsaufgaben mit niederviskosen Fluiden mit geringen Dichte- und Viskositätsunterscheiden skalieren. Heutzutage werden jedoch viele Scale-Up-Prozesse mit Hilfe von CFD-Simulationen durchgeführt oder es wird zumindest der herkömmliche Scale-Up damit validiert [1, 2].

6.6 Numerische Strömungssimulation

Bei der numerischen Strömungssimulation werden die Navier–Stokes Gleichungen (Gl. 6.1, Gl. 6.3 und Gl. 6.2) diskretisiert und numerisch gelöst. Je nachdem wie fein das Rechennetz gewählt wird, unterscheidet man folgende Simulationsarten (vgl. Abb. 6.13):

DNS (Direct Numerical Simulation) Hier werden selbst die kleinsten Turbulenzwirbel mit dem Rechennetz aufgelöst. Wegen des sehr grossen Netzes und der damit verbundenen hohen Rechenzeit, wird DNS nur bei sehr kleinen Geometrien im akademischen Umfeld eingesetzt.

LES (Large Eddy Simulation) Bei dieser Simulationsart werden neben der Hauptströmung auch noch grosse bis mittlere Turbulenzwirbel mit dem Rechennetz aufgelöst. Die kleineren Wirbel werden mit einem statistischen Modell berücksichtigt. Gegenüber DNS ist die Netzgrösse bzw. die Rechenzeit geringer, für industriellen Einsatz aber immer noch viel zu hoch.

RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) Wie aus dem Namen hervorgeht, wird hier nur eine zeitlich gemittelte Strömung (Hauptströmungsfeld) mit dem Rechennetz aufgelöst. Alle Turbulenzwirbel werden nur mit einem statistischen Modell berücksichtigt. Diese Simulationsmethode bietet kurze Rechenzeiten, bei ausreichender Genauigkeit und wird standardmässig in industriellen Simulationen eingesetzt.

6.6.1 Reynolds–Averaged–Navier–Stokes (RANS)

Wie bereits weiter oben erwähnt, ist es nicht praktikabel das Rechennetz so fein zu wählen, dass man auch die kleinsten Wirbel auflösen kann. Aus

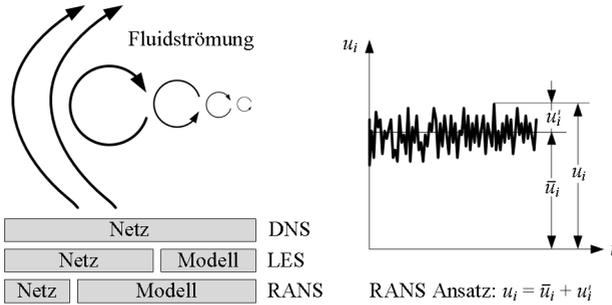


Abbildung 6.13: Graphische Darstellung des RANS Ansatzes.

diesem Grund wird die tatsächliche Fluidgeschwindigkeit

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \tag{6.37}$$

in eine mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_i und in eine turbulente Schwangungs-
geschwindigkeit u'_i zerlegt (vgl. Abb. 6.13), wobei der zeitliche Mittelwert
 $\overline{u'_i} = 0$ dieser stochastischen Fluktuationen per Definition null ergibt.
Analog dazu ergibt die Mittelung für den Druck

$$p = \bar{p} + p'. \tag{6.38}$$

Setzt man die Ansätze Gl. 6.37 und Gl. 6.38 in die Massenbilanz Gl. 6.1
und die Impulsbilanz Gl. 6.2 ein, erhält man die Reynolds-gemittelten
Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \tag{6.39}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{f}_i + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j})}_{\text{Turbulenz}}. \tag{6.40}$$

Vergleicht man die Impulsbilanz Gl. 6.2 und die Reynolds-gemittelte

Impulsbilanz Gl. 6.40 erkennt man, dass die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit nur mit einem zusätzlichen Term eingehen. Der Tensor $(\overline{u'_i u'_j})$ ist symmetrisch und enthält die 6 unbekanntenen Reynoldsspannungen. Aufgrund dieser zusätzlichen 6 Unbekannten ist das Gleichungssystem unterdefiniert. Mit Hilfe unterschiedlicher Turbulenzmodelle, kann das Gleichungssystem jedoch wieder geschlossen werden [74, 75].

Es gibt eine Vielzahl von verschiedenen Turbulenzmodellen. Die am häufigsten in der Industrie verwendeten Modelle sind in der folgenden Aufzählung angeführt:

- k- ϵ** Dieses robuste und effiziente Modell ist das am häufigsten eingesetzte Zweigleichungsmodell. Zur Beschreibung der Turbulenz werden zwei gekoppelte Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k sowie für die turbulente Energiedissipation ϵ gelöst. Dabei wird angenommen, dass die Reynoldsspannungen $(\overline{u'_i u'_j})$ in allen Richtungen gleich gross sind. Diese werden dann mit einem einzigen skalaren Wert, der turbulenten Wirbelzähigkeit ν_t , beschrieben [74–77].
- k- ω** Dieses Zweigleichungsmodell ist ebenfalls weit verbreitet und besteht aus zwei gekoppelten Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und für die charakteristische Frequenz der Wirbel ω . Dieses Modell liefert genauere Werte in Strömungsrandschichten als das k - ϵ -Modell [74–77].
- SST** Das Shear Stress Transport Modell kombiniert die Vorteile des k - ϵ - und des k - ω -Modells. In wandnahen Gebieten wird das k - ω -Modell verwendet und im wandfernen Strömungsfeld wird das k - ϵ -Modell verwendet [77, 78].
- RSM** (Reynolds–Spannungs–Modell) Besonders bei Strömungsfelder mit hohem Drall oder hohem rotativen Anteil (z.B. unbewehrte Rührkessel) ist die Annahme, dass alle 6 Reynoldsspannungen $(\overline{u'_i u'_j})$ gleich gross sind und nur durch ν_t beschrieben werden können, nicht mehr zulässig [76]. Beim Reynolds–Spannungs–Modell werden deshalb separate Transportgleichungen für alle 6 Komponenten des Reynolds–Spannungs–Tensors gelöst. Deshalb ist der Rechenaufwand auch wesentlich höher und die numerische Stabilität geringer als bei Zweigleichungsmodellen [74, 77, 79].

6.6.2 Evaluierung der Turbulenzmodelle

In der Literatur finden sich unzählige Beiträge zur numerischen Simulation des Strömungsfeldes in konventionellen, bewehrten Rührkesseln [80–84]. Vereinzelt finden sich auch noch Beiträge zur Strömung in Rührkesseln, bei denen die Rührwelle exzentrisch im Tank platziert wurde [85–88]. Einige Hersteller bieten jedoch schon länger Rührsysteme an, bei denen der Rotor exzentrisch am Tankboden, z.B. via Magnetkuppelung, betrieben wird [6, 8, 9]. Dieser Entwicklung wird im akademischen Bereich noch keine Aufmerksamkeit geschenkt und es wurde im Rahmen der Literaturrecherche für diese Arbeit keine Publikation gefunden, die sich mit der Strömungssimulation von exzentrisch am Boden platzierten Rührern befasst.

Geschwindigkeitsfeld und Drehmoment

Um zu evaluieren, welches Turbulenzmodell am besten für die Simulation von lagerlosen Mixern geeignet ist, wurde zuerst untersucht, ob das Geschwindigkeitsprofil im Tank korrekt wiedergegeben wird. Haque [89] hat die Geschwindigkeitskomponenten in einem unbewehrten Tank mittels Particle Imaging Velocimetry (PIV) bestimmt. Der von Haque [89] verwendete Tank wurde exakt nachgebildet und das Strömungsfeld mit verschiedenen Turbulenzmodellen simuliert. In Abb. 6.14 ist die normierte tangential Geschwindigkeitskomponente $u_{\text{tan}}/u_{\text{U}}$ als Funktion der normierten radialen Position abgebildet. Es zeigt sich, dass das k - ϵ - und das SST-Modell bei dieser stark rotierenden Strömung besonders im Randbereich völlig versagen. Das RSM-Modell liefert sehr genau Ergebnisse, benötigt jedoch viel Rechenzeit und weist Konvergenzprobleme auf.

Um auch ein Zweigleichungsmodell für die Simulation der Strömung im unbewehrten Behälter verwenden zu können, wurde von Sparlat und Shur [90, 91] eine empirische Korrekturfunktion vorgeschlagen (Curvature Correction). Wendet man diese Korrekturfunktion auf das SST-Modell an (SST CC), kann man auch mit diesem schnellen und robusten Zweigleichungsmodell die Strömungsgeschwindigkeit mit ausreichender Genauigkeit simulieren (vgl. Abb. 6.14).

Neben der korrekten Wiedergabe des Strömungsprofils ist auch die betragsmässige Bestimmung des Drehmoments bzw. der Rührleistung wichtig. Die Rührleistung kann bei der numerischen Simulation auf zwei

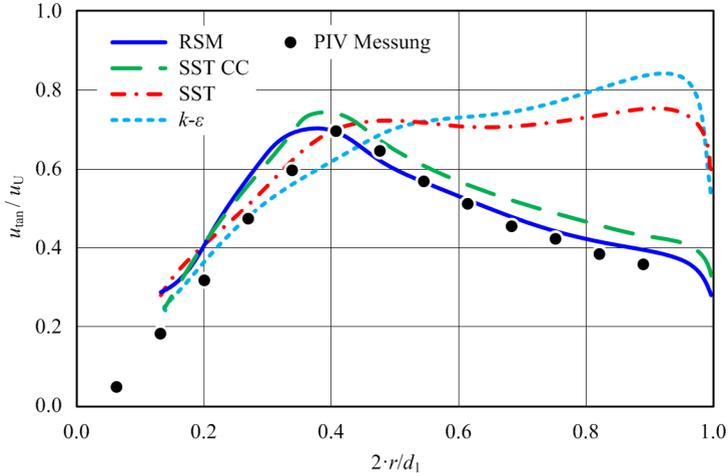


Abbildung 6.14: Simulierte tangentielle Geschwindigkeitsverteilung bei verschiedenen Turbulenzmodellen. Die tangentielle Geschwindigkeitskomponente u_{tan} wurde auf die Umfangsgeschwindigkeit u_U normiert. Das Geschwindigkeitsprofil wurde bei $2/3$ der Tankhöhe aufgenommen. PIV-Messdaten von Haque [89].

Turbulenzmodell	Ne via ϵ	Ne via p
$k-\epsilon$	1.29	1.59
SST	0.89	1.23
SST-CC	0.34	0.48
RSM	0.45	0.61
Messung [89, 92]	0.50	

Tabelle 6.1: Vergleich der durch Simulation bestimmten Newtonzahl unter Anwendung verschiedener Turbulenzmodelle für den Testfall von Haque [89].

Arten bestimmt werden. Die im Tank dissipierte Energie muss über den Rührer zugeführt werden. Daher kann die Rührleistung

$$P = \rho \int_V \epsilon \, dV \quad (6.41)$$

mit Hilfe der Energiedissipation ϵ berechnet werden. Die genauere Variante die Leistung zu bestimmen ist die Integration der Druckkräfte über

die Rotoroberfläche.

$$P = \omega M = \omega \int_A rp \, dA \quad (6.42)$$

In Tab. 6.1 sind die Ergebnisse für den Testfall von Haque [89] aufgelistet. Mit dem SST-CC Turbulenzmodell kann die Newtonzahl (bzw. Drehmoment oder Leistung) am genauesten bestimmt werden. Es zeigt sich, dass bei allen Turbulenzmodellen die Berechnung von Ne über die Energiedissipation ϵ zu kleine Werte liefert.

Wärmeübergang

Neben dem Drehmoment hängt auch die Simulationsgenauigkeit des Wärmeübergangs von einer umströmten Oberfläche ins Fluid stark vom verwendeten Turbulenzmodell ab [93]. Besonders bei der Bestimmung des Wärmeübergangs vom Motor in das Fluid (Tankinhalt) sind genaue Simulationsergebnisse essentiell, da eine experimentelle Bestimmung im Rührkessel im laufenden Betrieb äusserst schwierig wäre.

Zur Evaluierung der Simulationsgenauigkeit sind jedoch Messdaten unabdingbar. Daher wurden veröffentlichte Daten eines quer angeströmten Zylinders in Wandnähe [43] herangezogen, da diese Geometrie am ehesten der Motor-Ausbuchtung in der Tankwand entspricht (siehe Abb. 6.15). Abb. 6.16 zeigt den Vergleich der Messdaten mit den Simulationsergebnissen unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle. Das SST-Modell (mit und ohne CC) und das $k-\omega$ -Modell liefern sehr gute Ergebnisse, wohingegen die Simulationsergebnisse bei Verwendung des RSM- und des $k-\epsilon$ -Modells viel zu hohe Werte liefern.

Bei der Simulation des Wärmeübergangs (natürliche oder forcierte Konvektion) muss neben der Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells auch darauf geachtet werden, dass die Rand- bzw. Grenzschicht des Fluids mit dem Rechenetz ausreichend fein aufgelöst wird (siehe Abb. 6.15), da in diesem Bereich die grössten Temperaturgradienten auftreten [95]. Zur Unterteilung dieser Grenzschicht wird der dimensionslose Wandabstand

$$y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad (6.43)$$

herangezogen [96], welcher aus dem absoluten Wandabstand y und der Wandschubgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ berechnet werden kann.

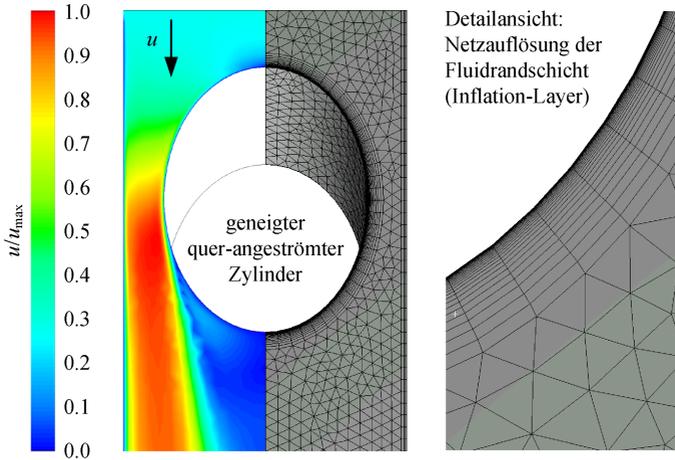


Abbildung 6.15: Testgeometrie (schräg angeströmter Zylinder, vgl. [43, 94]) zur Ermittlung geeigneter Simulationsparameter (Netzauflösung sowie Turbulenzmodell) für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α .

Die Grenzschicht wird in die folgenden drei Bereiche eingeteilt [97, 98]:

- laminare Unterschicht: $0 < y^+ < 5$
- Übergangsbereich: $5 < y^+ < 60$
- vollturbulenter Bereich: $60 < y^+ < 350$.

Die laminare Unterschicht hat eine geringere thermische Leitfähigkeit als der Übergangsbereich bzw. der vollturbulente Bereich, da hier der Wärmetransport ausschliesslich über molekulare Wärmeleitung erfolgt. In den turbulenten Schichten wird der Wärmetransport durch die turbulenzbedingten makroskopischen Mischbewegungen (Stofftransport) verstärkt bzw. dominiert [95].

Der thermische Übergangswiderstand zwischen der Oberfläche und dem vorbeiströmenden Fluid wird also hauptsächlich von der schlecht leitenden laminaren Unterschicht definiert. Wie in Abb. 6.16(b) ersichtlich, darf eine Netzauflösung von $y^+ \leq 1$ nicht überschritten werden, um eine akzeptable Simulationsgenauigkeit zu erreichen. Das bedeutet, dass die laminare Unterschicht mit mindestens fünf Netzelementen (Inflation Layers, vgl. Abb. 6.15, unterteilt werden muss.

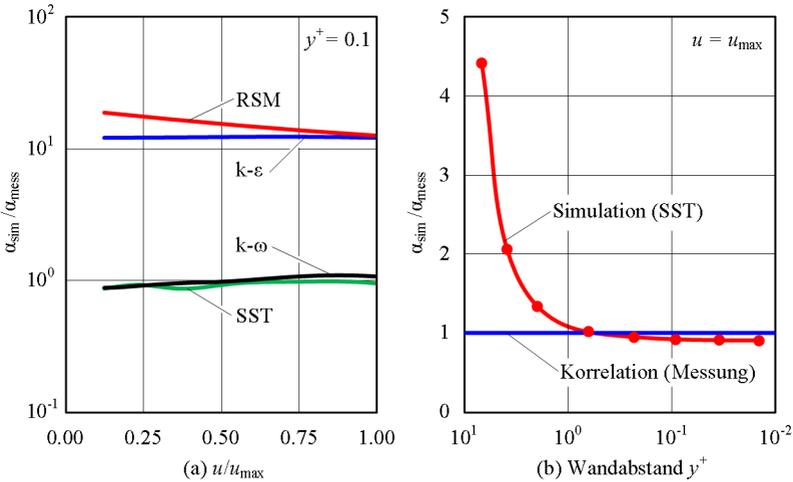


Abbildung 6.16: (a) Simulierter Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit des gewählten Turbulenzmodells und der Strömungsgeschwindigkeit v . (b) Vergleich zwischen simulierten und gemessenen [43] Wärmeübergangskoeffizienten α in Abhängigkeit der Auflösung der Fluidrandschicht. Der dimensionslose Wandabstand y^+ beschreibt dabei die Strecke zwischen Wand und erstem Knoten des Rechnetzes.

Fazit

Bei dieser Arbeit wird für die Drehmoment-Simulation von bewehrten Rührkesseln das $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell angewendet. Bei lagerlosen Mixern die in unbewehrten Tanks exzentrisch verbaut werden, wird wegen dem hohen rotativen Geschwindigkeitsanteil das SST-CC-Turbulenzmodell verwendet. Um die Tauglichkeit der gewählten Turbulenzmodelle zu verifizieren, wurden Vergleichsmessungen im 50 Liter Labortank durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.17 und Abb. 6.18 dargestellt.

Bei der Simulation von Wärmeübergängen mittels forcierter oder natürlicher Konvektion wird in allen Fällen das SST-CC-Turbulenzmodell mit einer Netzauflösung von $y^+ \approx 1$ verwendet. Eine noch feinere Auflösung bringt keine Vorteile mehr, sondern würde nur die Rechenzeit erhöhen, welche linear mit der Anzahl der Netzknoten steigt.

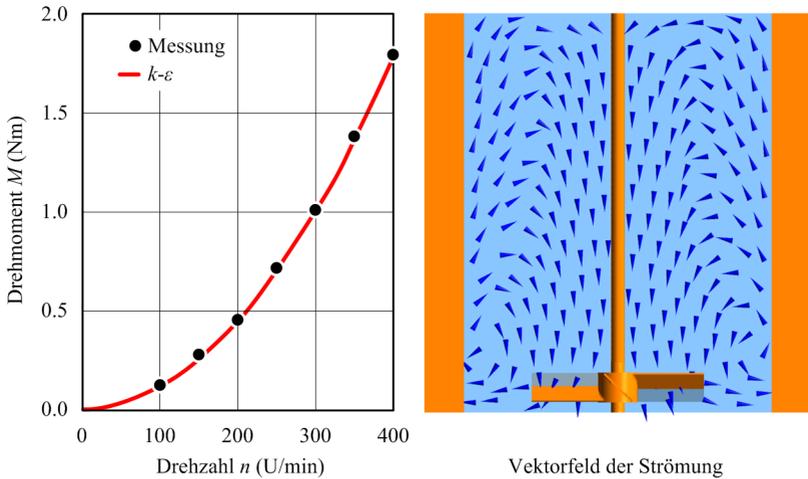


Abbildung 6.17: Verifikation des $k-\epsilon$ -Turbulenzmodells bei bewehrtem Rührkessel. Die experimentelle Bestimmung des Drehmoments wurde im 50 Liter Labortank durchgeführt.

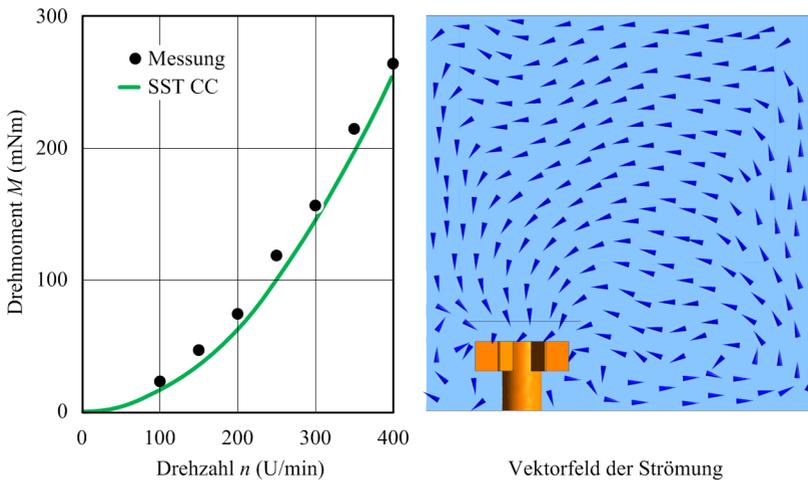


Abbildung 6.18: Verifikation des SST-CC-Turbulenzmodells bei exzentrisch in Bodennähe positioniertem Rotor. Die experimentelle Bestimmung des Drehmoments wurde im 50 Liter Labortank durchgeführt.

6.6.3 Bestimmung wichtiger Prozessparameter mit Fluidsimulation

Neben dem Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit können noch weitere, für die Charakterisierung eines Mischsystems wichtige Parameter mit Hilfe von Fluidsimulationen bestimmt werden. Bei dieser Arbeit wurde die kommerzielle Fluidsimulationssoftware ANSYS CFX-5.7 [99] eingesetzt.

Drehmoment und Rührerleistung

Die Momente und Kräfte, die auf den Rotor wirken, können über das Flächenintegral des Druckes berechnet werden.

Mischzeit

Die Simulation der Durchmischung im Tank kann auf zwei Arten erfolgen. Entweder durch Lösen einer Transportgleichung für eine zusätzliche Variable (Skalar) oder durch eine 2-Phasen Simulation:

- Transportgleichung für zusätzliche Variable:
Die allgemeine Transportgleichung für einen Skalar χ unter Vernachlässigung der Diffusion (vgl. Abs. 6.3) lautet:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i \chi)}{\partial x_i} + S_\chi \quad (6.44)$$

Der Skalar χ kann als Konzentration einer masselosen Indikatorflüssigkeit (Tracer) interpretiert werden, welche verlustfrei durch die Strömung im Tank verteilt wird. Der Quellterm $S_\chi = 0$ wird nicht benötigt, da die Injektion des Tracers mit Hilfe von Rand- bzw. Anfangsbedingungen modelliert wird.

- 2-Phasen Simulation:
Sollen auch die unterschiedlichen Fluideigenschaften (Dichte und Viskosität) und die Interaktion des Tracers mit dem Tankinhalt mitberücksichtigt werden, muss eine 2-Phasen Simulation durchgeführt werden. Dabei wird je ein Strömungsfeld für die beiden Fluide im Tank gelöst. In Abb. 6.19 ist das Injizieren einer Salzlösung in einen mit Wasser befüllten Tank dargestellt.

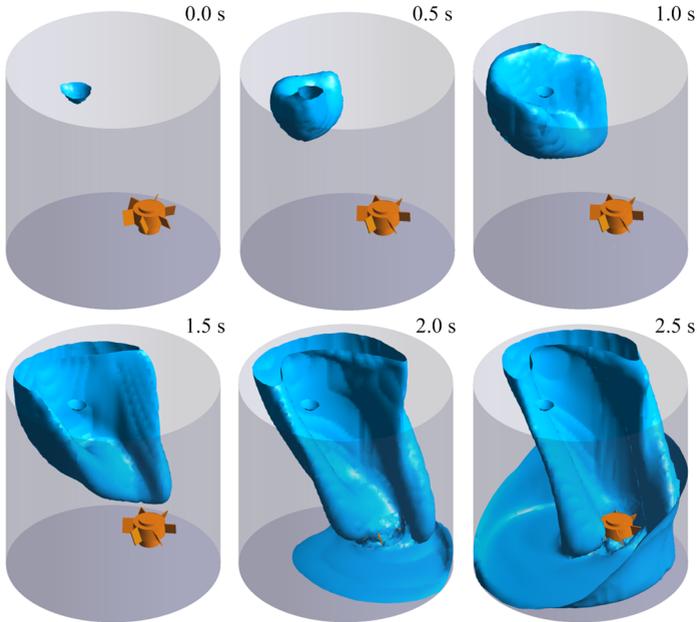


Abbildung 6.19: Mischung von zwei Flüssigkeiten mit einer 2-Phasen Simulation. Die zweite Flüssigkeit (Tracer) hat eine um ca. 10% höhere Dichte und wird über einen Einlass an der Tankoberseite in den ersten 0.5 s der Simulation zugeführt. Die Abbildung zeigt die Einhüllende der zugegebenen Tracerflüssigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten.

Die Bestimmung der Mischzeit erfolgt analog zur experimentellen Messung. Die Konzentration des Tracers kann an mehreren Stellen im Tank (Monitor Points) ausgewertet werden und anschliessend die Uniformität nach Gl. 6.24 bestimmt werden. Der Vorteil bei der numerischen Simulation ist, dass auch das Maximum und das Minimum der Tracer-Konzentration im Tank zu jedem Zeitpunkt bekannt ist. Diese zwei Extremwerte sind für die Berechnung der Uniformität ausreichend.

Wie aus Abb. 6.20 hervorgeht, kann die Mischzeit mit einer 2-Phasen Simulation besser abgeschätzt werden. Besonders bei niedrigen Drehzahlen macht sich die höhere Dichte der Tracerflüssigkeit (Salzlösung) bemerkbar. Die Durchführung der 2-Phasen Simulation ist sehr rechenzei-

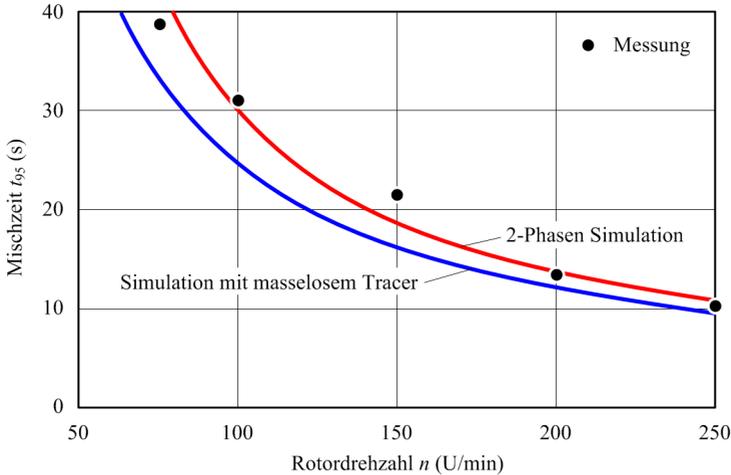


Abbildung 6.20: Zur Bestimmung der Mischzeit wurde einerseits die Verteilung eines masselosen Tracers im Tank simuliert, andererseits wurde auch eine 2-Phasensimulation durchgeführt, die den Dichteunterschied der Salzlösung berücksichtigt. Die Ergebnisse wurden mit Messungen im 50 Liter Labortank verifiziert.

tintensiv, wohingegen die Lösung einer zusätzlichen Transportgleichung kaum ins Gewicht fällt. Die Mischzeitbestimmung mit dem masselosen Tracer ist zwar nicht so genau, für den quantitativen Vergleich verschiedener Rührsysteme aber völlig ausreichend.

Verweilzeit

Mit Hilfe der Verweilzeit t_V können Totgebiete oder schlecht zirkulierte Bereiche im Rührkessel visualisiert werden. Auch die Verweilzeit wird mit Hilfe einer zusätzlichen Variable $\chi = t_V$ und durch Lösen der dazugehörigen Transportgleichung (Gl. 6.44) bestimmt. Im Gegensatz zur Mischzeitbestimmung ist es nicht ausreichend die Verteilung der Tracerflüssigkeit im Tank zu simulieren. Auch die Alterung des Tracerfluids muss implementiert werden. Dies geschieht mit dem Quellterm $S_\chi = \partial\chi/\partial t = 1$.

Dieser Ansatz ist jedoch nur bei Systemen praktikabel, die über einen Zu- und Abfluss verfügen. Bei abgeschlossenen Systemen wie dem Rührkessel würde die Verweilzeit der Simulationszeit bzw. der Betriebszeit

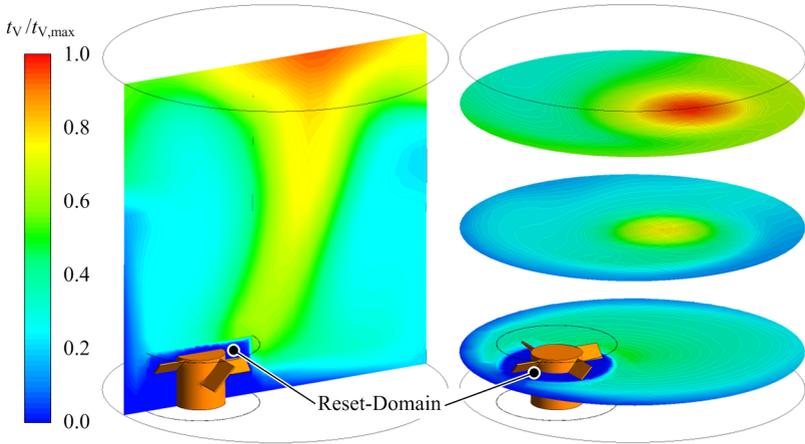


Abbildung 6.21: Simulation der Verweilzeit t_V in einem abgeschlossenen System. In der Rotordomain (Reset-Domain) wird die Verweilzeit wieder auf null gesetzt.

entsprechen und somit keine Aussagekraft haben. Aus diesem Grund wird der Rührkessel in zwei Bereiche (Domains) aufgeteilt. Eine Domain stellt den Bereich um den Rotor dar. Das restliche Gebiet wird als Tank-Domain bezeichnet. In der Tank-Domain wird weiterhin der Quellterm $S_\chi = \partial\chi/\partial t = 1$ verwendet. Gelangt ein Tracerteilchen in die Rotor-Domain, soll die Verweilzeit dieses Teilchens wieder auf null gesetzt werden (Reset-Domain [100]). Dies wird mit dem Quellterm

$$S_\chi = \frac{\partial\chi}{\partial t} = -c_R\chi \quad (6.45)$$

erreicht. Bei der Wahl des Faktors c_R muss darauf geachtet werden, sodass dieser gross genug ist, dass sich die Verweilzeit in der Reset-Domain sicher zu null reduzieren wird. Wird c_R jedoch zu gross gewählt, können Konvergenzprobleme bei der numerischen Lösung auftreten.

Die in Abb. 6.21 graphisch dargestellte Verweilzeit t_V entspricht also jener Zeit, die ein Fluidteilchen seit dem Durchlaufen der Rotor-Domain (Reset-Domain) im Tank verbringt.

Scherbeanspruchung

Ist das Vektorfeld der Strömung bekannt, kann die Scherrate

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6.46)$$

einfach berechnet werden. Diese kann für eine Beurteilung der Scherbeanspruchung aber nicht herangezogen werden. Zum einen ist u_i nicht bekannt, da beim RANS-Ansatz (Gl. 6.37) die Erhaltungsgleichungen nur für eine fiktive mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_i gelöst werden. Zum anderen hängt die Scherbeanspruchung der Partikel massgeblich von den turbulenten Wirbeln vergleichbarer Grösse ab (vgl. Abs. 6.4).

Auch die von Soos [101] vorgeschlagene quantitative Berechnung der Scherbeanspruchung $\tau_P = f(\epsilon)$ ist kritisch zu sehen, da die Energiedissipation ϵ mit den zur Verfügung stehenden Turbulenzmodellen nur unzureichend genau bestimmt werden kann (vgl. Tab. 6.1).

Wie von Biedermann [60] vorgeschlagen (vgl. Abs. 6.4), erfolgt in der vorliegenden Arbeit die Beurteilung der Scherbeanspruchung des Rührgutes über die auf das Rührervolumen bezogene Rührleistung P/V_R .

6.7 Strömung im Ringspalt

Beim lagerlosen Mixer ist der mechanische Luftspalt zwischen Rotor und Stator δ_{mech} mit dem Prozessfluid geflutet. Um beurteilen zu können, welchen Temperaturen und Scherbeanspruchungen das Fluid dort ausgesetzt ist, ist die genaue Kenntnis der Strömungsverhältnisse im Ringspalt notwendig.

6.7.1 Strömungsformen im Ringspalt

Die Strömung im Ringspalt wird neben der Spaltbreite δ_{mech} im Wesentlichen von zwei Faktoren bestimmt, der Rotordrehzahl n und der axialen Strömungsgeschwindigkeit im Spalt v_{ax} . Durch die Rotation des Flügelrades können sich ab einer gewissen Drehzahl Taylorwirbel im Spalt ausbilden [102]. Um beurteilen zu können ob Wirbel auftreten, wird die

Taylorzahl

$$\text{Ta} = \frac{\omega \sqrt{r_T \cdot \delta_{\text{mech}}^3}}{\nu} \quad (6.47)$$

herangezogen. Hierbei handelt es sich um eine dimensionslose Drehzahl, wobei die Winkelgeschwindigkeit ω mit Hilfe des Radius des inneren Zylinders des Ringspalts (Tankwand) r_T , der Spaltbreite δ_{mech} und der Viskosität des Fluids ν dimensionslos gemacht wird. Überschreitet die Taylorzahl einen kritischen Wert $\text{Ta} > \text{Ta}_{\text{krit}}$ können sich Wirbel ausbilden. Bei Taylorwirbeln handelt es sich um Makrowirbel deren Durchmesser ungefähr der Spaltbreite δ_{mech} entspricht (vgl. Abb. 6.22(b-3)).

Der zweite Faktor der den Strömungszustand im Spalt bestimmt, ist die axiale Strömungsgeschwindigkeit v_{ax} . Die Unterscheidung zwischen laminarer und turbulenter Strömung erfolgt mit der Reynoldszahl für einen schmalen Spalt

$$\text{Re}_{\text{ax}} = \frac{v_{\text{ax}} \cdot 2 \cdot \delta_{\text{mech}}}{\nu}. \quad (6.48)$$

Übersteigt die Reynoldszahl einen kritischen Wert $\text{Re}_{\text{ax}} > \text{Re}_{\text{krit}}$, wird die Strömung im Spalt turbulent (Mikrowirbel).

Wie in Abb. 6.22(a) dargestellt, kann mit Hilfe der Taylorzahl Ta und der Reynoldszahl Re_{ax} der Strömungszustand im Ringspalt in vier Bereiche eingeteilt werden [103, 104]:

- laminar
- laminar mit Taylorwirbel
- turbulent
- turbulent mit Taylorwirbel.

Die Grenzen Ta_{krit} und Re_{krit} sind dabei nicht konstant und müssen durch Messung oder Simulation bestimmt werden. Es gilt

$$\text{Ta}_{\text{krit}} = f(\text{Re}_{\text{ax}}) \text{ und } \text{Re}_{\text{krit}} = f(\text{Ta}). \quad (6.49)$$

Wie aus Abb. 6.22(a) ersichtlich, wird durch eine axiale Strömung im Spalt die Bildung von Taylorwirbeln unterdrückt bzw. die Grenze Ta_{krit} zu höheren Drehzahlen verschoben. Im Gegensatz dazu wirken sich die Rotation bzw. Taylorwirbel positiv auf die Bildung von Turbulenzen aus und mit steigender Drehzahl erfolgt der Übergang von laminarer auf tur-

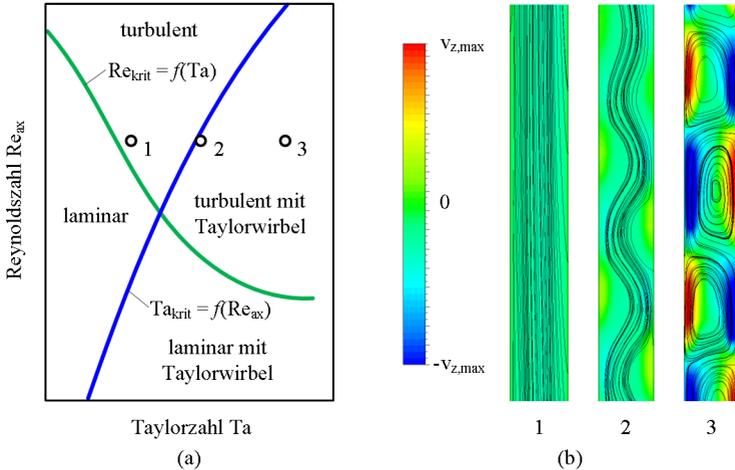


Abbildung 6.22: (a) Einteilung der Strömungszustände im Ringspalt mit Hilfe von Ta und Re_{ax} [103, 104]. (b) Graphische Visualisierung der Entstehung von Taylorwirbeln im Ringspalt mit Hilfe von CFD. Bei Taylorwirbeln handelt es sich um Makrowirbel in der Größenordnung von δ_{mech} .

bulenter Strömung Re_{krit} bereits bei niedrigeren Axialgeschwindigkeiten v_{ax} [103, 104].

Der jeweilige Strömungszustand im Ringspalt ist ausschlaggebend für die Wärmeabfuhr bzw. die Temperaturentwicklung im Spalt. Je nachdem welche der vier möglichen Strömungszustände (vgl. Abb. 6.22(a)) vorherrscht, können die folgenden qualitativen Aussagen getroffen werden. Eine Quantifizierung der Temperaturen in diesem Bereich kann jedoch nur durch Simulation oder Messung erfolgen.

Laminar ($Ta < Ta_{krit}$ und $Re_{ax} < Re_{krit}$) Der Wärmeübergang von einer Oberfläche (Tankwand) in das Fluid im Spalt ist bei laminarer Strömung wesentlich schlechter als bei turbulenter Strömung [105]. Ausserdem ist der laminare Strömungszustand ein Indiz für einen geringen axialen Durchfluss. Die Verlustwärme des Stators wird radial und axial nur schlecht durch den Spalt abgeführt. Dies kann zu hohen Tankwand- und Fluidtemperaturen im Spalt führen.

Laminar mit Taylorwirbel ($Ta > Ta_{krit}$ und $Re_{ax} < Re_{krit}$) Durch die

Taylorwirbel findet ein radialer Massentransport im Spalt statt (vgl. Abb. 6.22(b-3)). Dadurch nimmt der effektive radiale thermische Widerstand des Spalts massiv ab [106, 107] und es stellt sich ein hoher Wärmestrom ein, der vom Stator durch den Spalt in den Rotor fließt. Somit kann die Temperatur im Spalt noch höhere Werte erreichen als bei rein laminarer Strömung.

Turbulent ($Ta < Ta_{krit}$ und $Re_{ax} > Re_{krit}$) Ist die Strömung im Spalt turbulent, ist der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha \propto 1/R_{th}$ an der Tankwand deutlich höher als bei laminarer Strömung [105]. Verglichen mit den anderen Strömungszuständen (vgl. Abb. 6.22(a)) ist der axiale Durchfluss hoch und die Verlustwärme im Spalt wird rasch axial in den Tank abgeführt. Dieser turbulente Strömungszustand ist für die Kühlung des Motors ideal.

Turbulent mit Taylorwirbel ($Ta > Ta_{krit}$ und $Re_{ax} > Re_{krit}$) Bei diesem Strömungszustand ist die Drehzahl hoch genug, damit Taylorwirbel auftreten. Zum einen bedeutet das eine unerwünschte verstärkte radiale Wärmeleitung. Zum anderen wird durch die Rotation die kritische Reynoldszahl Re_{krit} abgesenkt. Dies führt dazu, dass trotz turbulenter Strömung der axiale Durchfluss und der damit verbundene axiale Wärmetransport nicht zwingend hoch sein müssen und somit die Temperaturen im Spalt hoch sein können.

Der Strömungszustand im Spalt beeinflusst nicht nur die Temperaturentwicklung sondern auch die Scherbeanspruchung des Rührgutes. Ist die Strömung turbulent, gelten die gleichen Überlegungen wie bereits in Abs. 6.4 besprochen. Die Taylorwirbel haben keinen grossen Einfluss auf die Scherbeanspruchung, da es sich dabei um Makrowirbel handelt die viel grösser sind als die betroffenen Partikel bzw. Zellen (vgl. Abs. 6.2). Eine laminare Strömung ist bei niedrigen Drehzahlen unproblematisch, tritt diese jedoch auch bei hohen Drehzahlen auf, können sehr hohe Scherkräfte auftreten. In diesem Fall kann die Partikelbeanspruchung sogar höher sein als bei einer turbulenten Strömung [70].

6.7.2 Axiale Strömung im Ringspalt

Um beurteilen zu können, welche Strömungsform im Spalt vorherrscht, müssen die Taylorzahl Ta und die Reynoldszahl Re_{ax} bekannt sein (vgl. Abs. 6.7.1). Da die Drehzahl bekannt ist, kann die Taylorzahl problem-

los berechnet werden. Für die Berechnung der Reynoldszahl Re_{ax} wird jedoch die axiale Fluidgeschwindigkeit v_{ax} im Spalt benötigt. Diese hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab, hauptsächlich von:

- der Drehzahl n ,
- der Drehrichtung (Mixer pumpt noch oben oder nach unten),
- der Grösse des Mixers r_T ,
- dem Anstellwinkel der Rotorflügel α_2 und
- der Anzahl der Rotorflügel z_2 .

Lediglich die Breite des Fluidspalts $\delta_{mech} = 2 \text{ mm}$ wird für alle Setups als konstant angenommen.

Die axiale Fluidgeschwindigkeit im Spalt kann nicht analytisch berechnet werden. Aus diesem Grund müsste diese für jedes Mixer-Setup durch Simulation oder Messung bestimmt werden. Da dies nicht praktikabel ist, wurde versucht eine möglichst allgemeine Korrelation für die axiale Geschwindigkeit im Spalt zu finden. Dabei stellt sich die Frage, mit welchen Parametern v_{ax} sinnvoll zu korrelieren ist.

Es ist anzunehmen, dass die Durchströmung im Spalt massgeblich vom Massenstrom \dot{m} , der durch den Rotor tritt, bestimmt wird. Der Massenstrom selbst ist wiederum abhängig von der Geometrie des Mixer-Setups sowie von der Drehzahl n . Um den Zusammenhang zwischen dem Massenstrom und der Geometrie des Rührers zu beschreiben, bietet sich die Pumpenzahl Q an (vgl. Abs. 6.1.3, Gl. 6.9). Somit könnte

$$v_{ax} \propto \dot{m} \propto Q \cdot n \tag{6.50}$$

eine sinnvolle Korrelation darstellen. Um Gl. 6.50 dimensionslos zu machen, kann man anstelle der Drehzahl n die Taylorzahl Ta und anstelle der axialen Fluidgeschwindigkeit im Spalt v_{ax} die Reynoldszahl Re_{ax} einsetzen und man erhält

$$Re_{ax} \propto Q \cdot Ta. \tag{6.51}$$

Um den Zusammenhang in Gl. 6.51 zu verifizieren, wurde für eine Vielzahl von verschiedenen Mixer-Setups die Geschwindigkeit v_{ax} durch Simulation bestimmt. Die Resultate sind in Abb. 6.23 dargestellt. Man erkennt, dass bis auf die Drehrichtung des Rotors alle Parametervariationen mit Q und Ta gut abgedeckt werden können. Für die axiale Geschwindigkeit im Ringspalt konnte somit der folgende einfache empirische

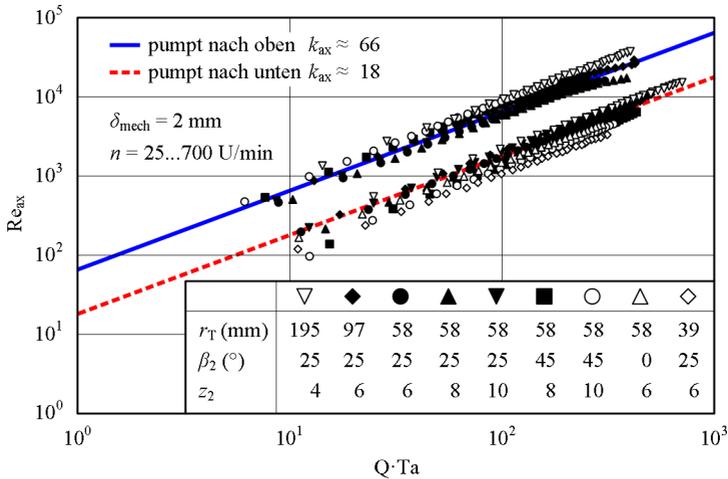


Abbildung 6.23: Ermittlung des Zusammenhangs von Re_{ax} und $Q \cdot \text{Ta}$ durch Simulation verschiedener Mixer-Setups. Die axiale Fluidgeschwindigkeit im Ringspalt v_{ax} ist unabhängig von der Drehrichtung immer nach unten gerichtet.

Zusammenhang gewonnen werden:

$$\text{Re}_{\text{ax}} = k_{\text{ax}} \cdot Q \cdot \text{Ta} \quad \text{mit} \quad k_{\text{ax}} = \begin{cases} 66, & \text{pumpt nach oben} \\ 18, & \text{pumpt nach unten} \end{cases} \quad (6.52)$$

Wie in Abs. 5.2.3 ausgeführt, ist der Massenstrom \dot{m} der axial durch das Flügelrad tritt immer nach unten gerichtet und betragsmässig von der Drehrichtung abhängig. Pumpst der Mixer nach unten, ist der Massenstrom grösser als wenn der Mixer nach oben pumpt. Diese Information ist bereits in der Pumpenzahl Q (vgl. Gl. 6.9) enthalten, da diese jeweils für beide Drehrichtungen bestimmt wird ($Q_{\text{ab}} > Q_{\text{auf}}$). Dennoch ergibt sich für die Berechnung der axialen Fluidgeschwindigkeit im Spalt nach Gl. 6.52 ein drehrichtungsabhängiger Proportionalitätsfaktor k_{ax} . Zudem ist dieser beim Nach–Oben–Pumpen grösser, obwohl sich bei dieser Drehrichtung der geringere Massenstrom einstellt.

Die Auswertung der Simulationsergebnisse zeigt, dass Re_{ax} bzw. v_{ax} zwar proportional dem Massenstrom \dot{m} sind, jedoch auch wesentlich von den Druckverhältnissen unter dem Rotor abhängen. Generell ist der

Druck unter dem Rotor beim Aufwärtspumpen geringer als beim Abwärtspumpen. Dies führt dazu, dass beim Aufwärtspumpen die Druckdifferenz am Ringspalt höher ist und sich somit höhere Werte für v_{ax} ergeben.

6.7.3 Ringspaltströmung im Betrieb des Mixers

Zur Beurteilung des Strömungszustandes im Ringspalt, müssen die einzelnen Betriebspunkte im Re-Ta-Diagramm (vgl. Abb. 6.23) eingetragen werden. Um eine möglichst allgemein gültige Aussage treffen zu können, wurden die folgenden Geometrien und Betriebspunkte

- Drehzahl: $n = \pm \{25 \dots 700\}$ U/min
- Mixergrösse: $r_T = \{39, 59, 98, 195\}$ mm
- Anzahl Rotorblätter: $z_2 = \{4, 6, 8, 10\}$
- Anstellwinkel der Flügel: $\beta_2 = \{0, 25, 45\}^\circ$

im Re-Ta-Diagramm (vgl. Abb. 6.24) eingetragen. Es zeigt sich, dass im Betrieb des Mixers, unabhängig von der Drehzahl, keine Taylorwirbel auftreten. Bei typischen Betriebsdrehzahlen des Mixers ist die Strömung turbulent, was den Optimalfall für die Wärmeabfuhr darstellt (vgl. Abs. 6.7.1). Lediglich bei sehr niedrigen Drehzahlen ist die Strömung im Spalt laminar.

Um abschätzen zu können, ab welcher Drehzahl bei einer bestimmten Mixergeometrie die Strömung turbulent wird, wird die Grenze $Re_{krit} = f(Ta)$ mit der Geraden

$$Re_{krit} = -8 \cdot Ta + 2300 \quad (6.53)$$

approximiert (vgl. Abb. 6.24). Setzt man noch den Korrelation Gl. 6.52 in die Geradengleichung Gl. 6.53 ein, erhält man eine Abschätzung für die Mindestdrehzahl bzw. für die minimale Taylorzahl

$$Ta > \frac{2300}{k_{ax} \cdot Q - 8}, \quad (6.54)$$

bei der die Strömung im Spalt turbulent wird.

Streng genommen dürfen nur geometrisch ähnliche Ringspalte in einem Re-Ta-Diagramm verglichen werden. Geometrische Ähnlichkeit ist dann

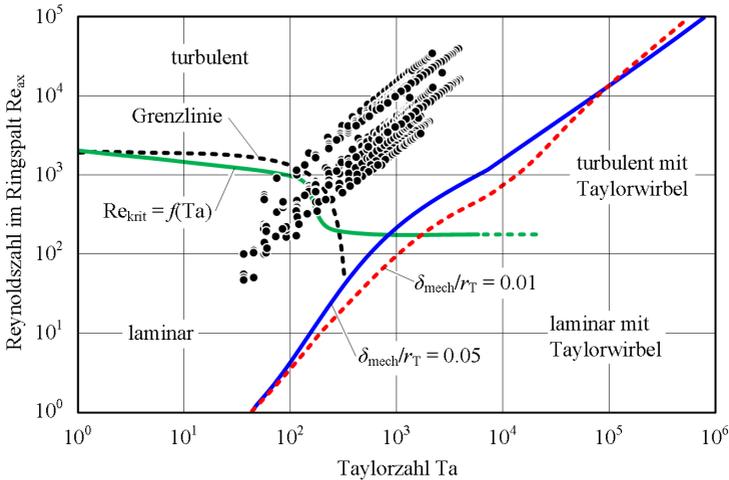


Abbildung 6.24: Simulation der Betriebspunkte (Re_{ax}, Ta) verschiedener Mixer-Setups zur Bestimmung des Strömungszustandes im Ringspalt zwischen Rotor und Stator. Der Grenzbereich für Taylorwirbel wurde ebenfalls mit Simulationen für das grösste und kleinste auftretende Verhältnis von δ_{mech}/r_T bestimmt.

gegeben, wenn

$$\frac{r_T + \delta_{mech}}{r_T} = \text{konst.} \quad (6.55)$$

gilt. Da hier jedoch die Spaltbreite bei allen untersuchten Mixern konstant mit $\delta_{mech} = 2$ mm angenommen wird, ist keine geometrische Ähnlichkeit im Sinne von Gl. 6.55 gegeben. Um dennoch alle Baugrössen in einem Diagramm vergleichen zu können, muss anstelle der Taylorzahl eine modifizierte Taylorzahl [103]

$$Ta_{mod} = F_G \cdot Ta \quad (6.56)$$

herangezogen werden. In [103] ist ein Korrekturfaktor

$$F_G = f\left(\frac{\delta_{mech}}{r_T}\right) \quad (6.57)$$

angegeben, der die abweichende Geometrie berücksichtigt und im Wesentlichen von der relativen Spaltbreite δ_{mech}/r_T abhängt. Bestimmt man

den Geometrie-Korrekturfaktor für die hier untersuchten Mixerbaugrößen, erkennt man, dass aufgrund des geringen Verhältnisses $\delta_{\text{mech}}/r_T = \{0.05 \dots 0.01\}$ der Korrekturfaktor für alle Geometrien $F_G \approx 1$ ist und somit die in diesem Abschnitt angewendete Vereinfachung

$$\text{Ta}_{\text{mod}} \approx \text{Ta} \quad (6.58)$$

zulässig ist.

6.7.4 Fazit

Mit Hilfe der hier gefundenen Korrelation für die axiale Strömungsgeschwindigkeit (Gl. 6.52) konnte eine Abschätzformel (Gl. 6.54) hergeleitet werden, die es erlaubt jene Drehzahl zu bestimmen, bei der die Strömung im Ringspalt turbulent wird. Der Umschlag in eine turbulente Strömung erfolgt bei relativ niedrigen Drehzahlen, die deutlich unter den Betriebsdrehzahlen liegen. Betrachtet man beispielsweise einen Mixer mit der Grösse $r_T = 97$ mm, dessen Betriebsdrehzahl zwischen 300 und 500 U/min liegt, ergibt sich eine Grenzdrehzahl nach Gl. 6.54 von ca. 100 U/min.

Aus Abb. 6.24 wird ersichtlich, dass das Auftreten von Taylorwirbeln ($\Lambda_W = \delta_{\text{mech}}$) ausgeschlossen werden kann. Damit ist im Mixbetrieb neben Gl. 6.54 auch die zweite Bedingung $\Lambda_W/\lambda_W > 150 \dots 200$ (vgl. Abb. 6.16, Abs. 6.2) für eine voll ausgeprägte turbulente Strömung im Spalt erfüllt. Voll ausgebildete Turbulenz ist nicht nur optimal für die Wärmeabfuhr im Spalt, sie ist auch Grundvoraussetzung für die Beschreibung der Turbulenz mit Hilfe von Gl. 6.27–Gl. 6.30 und in weiterer Folge für die Zulässigkeit des hier verwendeten Kriteriums Gl. 6.31 zur Beurteilung der Scherbeanspruchung.

Kapitel 7

Rührtechnik

In der Literatur finden sich eine Vielzahl von Design-Vorschlägen für Flügelräder [1, 2]. Diese beziehen sich aber immer auf konventionelle Rührsysteme bei denen der Rührer axial sowie radial mittig im Tank platziert ist. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel mit Hilfe von FE-Simulationen ein Flügelrad für ein lagerloses Rührsystem in Aussenläuferbauweise entwickelt bzw. optimiert. Zum Schluss wird der Entwurf mit ähnlichen kommerziell erhältlichen Rührsystemen verglichen.

7.1 Einfluss der Exzentrizität

Bei einer konventionellen Rühreranordnung wird der Rotor zentrisch in der Mitte ($e_3 = 0$) des Tanks platziert, der mit meist vier Strömungsbrechern bewehrt ist ($z_3 = 4$). Bei Bioreaktoren möchte man auf Strömungsbrecher verzichten, da es an den Kanten zu Wirbelablösungen kommt (hohe Scherkräfte) und sich im Totgebiet der Strömungsbrecher Rückstände und Ablagerungen bilden können [108]. Würde man die Strömungsbrecher einfach entfernen und den Rotor in der Mitte belassen, würde der gesamte Tankinhalt mit der Zeit wie ein Festkörper zu rotieren beginnen und es würde zu so gut wie keiner Durchmischung kommen. In [109, 110] wird vorgeschlagen den Rotor exzentrisch zu platzieren, um somit eine Art Bewehrung zu erhalten. Diese Untersuchungen beziehen sich aber wieder auf einen Rührer der auf halber Tankhöhe ($h_3/h_1 = 0.5$) platziert ist.

Im folgenden Abschnitt wird untersucht, ob auch bei einem in Bodennähe ($h_3/h_1 = 0.1$) platziertem lagerlosen Rührer das Fehlen der Strömungsbrecher mit einer radialen Exzentrizität e_3 ganz oder teilweise

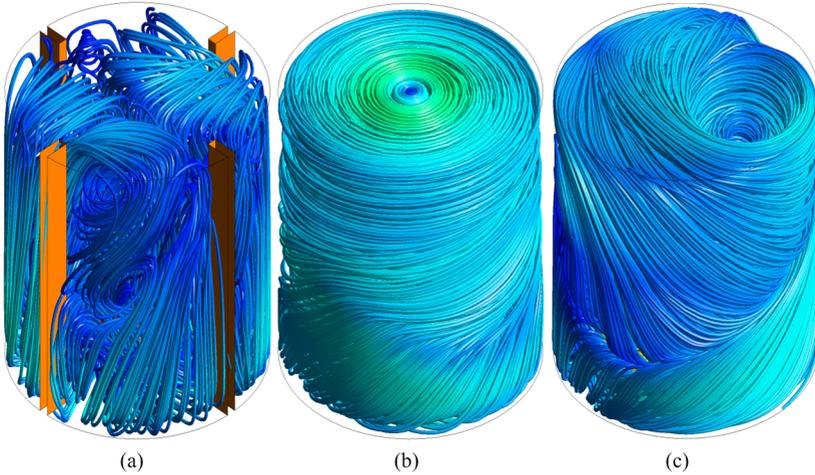


Abbildung 7.1: Verlauf der Strömungslinien bei (a) zentriertem Rotor $e_3 = 0$ und Strömungsbrecher $z_3 = 4$, (b) zentriertem Rotor $e_3 = 0$ ohne Strömungsbrecher $z_3 = 0$ und (c) exzentrisch platziertem Rotor $e_3/d_1 = 0.25$ ohne Strömungsbrecher $z_3 = 0$ ($h_2/d_2 = 0.3$, $h_3/h_1 = 0.1$, $d_2/d_1 = 0.25$ und $h_1/d_1 = 1$).

kompensiert werden kann. Als Referenz wurde der in Abb. 7.1(a) dargestellte Rührer mit vier Strömungsbrechern herangezogen. Die Stromlinien zeigen, dass durch die Strömungsbrecher ein Rotieren des Tankinhalts verhindert wird und es zu starkem axialem Fluidaustausch kommt, der massgeblich für ein gute Durchmischung des Tankinhalts verantwortlich ist. Werden beim gleichen Setup die Strömungsbrecher wie in Abb. 7.1(b) dargestellt eliminiert, rotiert der gesamte Tankinhalt und der axiale Fluidaustausch ist verschwindend klein. In Abb. 7.1(c) wurde der Rührer mit einer Exzentrizität $e_3/d_1 = 0.25$ platziert. Man erkennt sofort, dass diese Asymmetrie einen axialen Fluidaustausch im Tank hervorruft.

Um zu quantifizieren, wie weit sich die Rührer-Performance durch das Hinzufügen einer Exzentrizität verbessern lässt, wurden die Leistungszahl Ne und die Mischzeit Ω mit Hilfe von FE-Simulationen in Abhängigkeit der Exzentrizität bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.2 dargestellt. Mit steigender Exzentrizität e_3 nimmt die Mischzeit Ω ab und die Leistungszahl Ne steigt an. Bei einer relativen Exzentrizität von

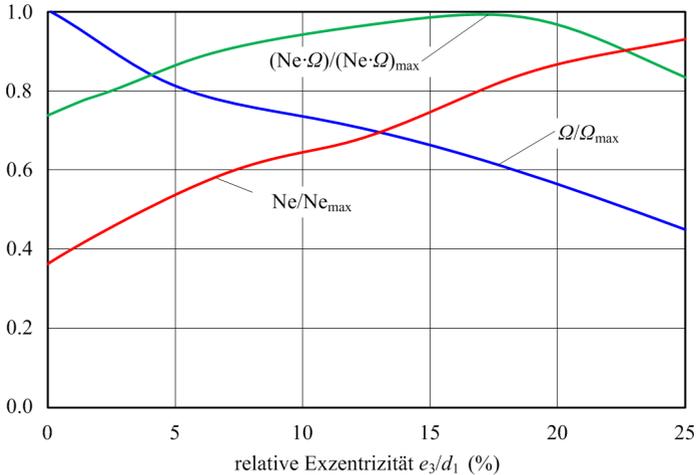


Abbildung 7.2: Leistungszahl Ne , Mischzeit Ω und Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ in Abhängigkeit der relativen Exzentrizität des Rührers e_3/d_1 in einem unbewährten Tank ($z_3 = 0$). Die maximale Leistungszahl $Ne/Ne_{max} = 1$ wird bei einem Tank mit $z_3 = 4$ Strömungsbrechern erreicht ($e_3 = 0$).

$e_3/d_1 = 0.25$ (Abb. 7.1(c)) wird ca. 93% der Rührerleistung des mit Strömungsbrechern ausgestatteten Referenzsetups (Abb. 7.1(a)) erreicht. Aufgrund dieser Ergebnisse werden die Prototypen mit einer relativen Exzentrizität von $e_3/d_1 = 0.25$ aufgebaut.

7.2 Einfluss des Rotorblattwinkels

In Abb. 7.3 ist der Einfluss des Rotorblattwinkels β_2 auf die Rührer-Performance für einen exzentrisch in Bodennähe platzierten lagerlosen Mixer dargestellt. Bei einem Rotorblattwinkel $\beta_2 = 0^\circ$ spricht man von einem Flachblattrührer (FBT), bei $\beta_2 > 0^\circ$ von einem Schrägblattrührer (PBT).

Wie die Simulationsergebnisse in Abb. 7.3 zeigen, nehmen die Leistungszahl Ne und die Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ mit zunehmendem Rotorblattwinkel β_2 ab. Im Bereich $\beta_2 < 45^\circ$ nimmt auch die Mischzeit Ω mit

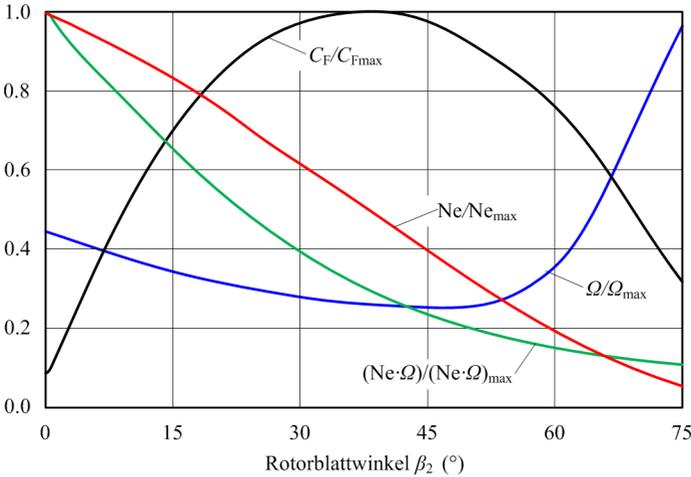


Abbildung 7.3: Einfluss des Rotorblattwinkels β_2 auf Leistungszahl Ne , Mischzeit Ω , Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ und Kraftbeiwert C_F ($d_2/d_1 = 0.35$, $e_3/d_1 = 0.25$, $h_3/h_1 = 0.15$ und $d_1/h_1 = 1$).

steigendem β_2 ab. Im Bereich $\beta_2 > 45^\circ$ nimmt die Mischzeit Ω wieder stark zu und würde bei $\beta_2 = 90^\circ$ theoretisch gegen Unendlich gehen. Der Kraftbeiwert C_F ist sowohl ein Mass für die Axialkraft F_z als auch für die Verkippungsmomente M_x und M_y . C_F erreicht bei ca. $\beta_2 = 40^\circ$ sein Maximum.

Für die Wahl des Rotorblattwinkels für einen lagerlosen Rührer scheidet der Bereich um $\beta_2 = 40^\circ$ aus, da hier die grössten Axial- und Verkippungskräfte auftreten. Zur Auswahl bleibt daher nur mehr ein sehr kleiner oder ein sehr grosser Rotorblattwinkel. Bei einem sehr kleine Rotorblattwinkel ist die Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ hoch, jedoch ist die Mischzeit Ω relativ gering. Bei sehr hohen Werten von β_2 ist die Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ gering, jedoch nimmt die Mischzeit Ω überproportional zu. Ohne also die Anwendung bzw. den Prozess genau zu kennen, kann hier keine klare Aussage zu Wahl des optimalen Rotorblattwinkels getroffen werden. Betrachtet man hingegen nur die Stabilität, muss ein Flachblattrührer $\beta_2 = 0^\circ$ gewählt werden, da hier Axial- und Verkippungskräfte nahezu verschwinden und die Mischzeit relativ gering ist. Um die Vergleichbarkeit mit kommerziell

erhältlichen hydrodynamisch gelagerte Rührern [6, 8, 9] zu erhalten, wird auch für die hier vorgestellten Prototypen ein kleiner Rotorblattwinkel $\beta_2 \approx 15^\circ$ gewählt.

7.3 Einfluss des Rührerdurchmessers

Für konventionelle Rührwerke ($e_3 = 0$, $h_3/h_1 = 0.5$) ist der Einfluss des Rührerdurchmessers d_2 auf die Mischperformance gut dokumentiert [1, 111, 112]. Um die Mischarbeit zu minimieren, wird in [1] für Propeller- oder Schrägblattrührer ein Durchmesser Verhältnis von $d_2/d_1 = 0.3$ und für Flachblattrührer ein Verhältnis von $d_2/d_1 = 0.5$ empfohlen. Eine Untersuchung für einen Rührkopf der exzentrisch ($e_3/d_1 = 0.25$) am Tankboden ($h_3/h_1 = 0.15$) platziert ist, konnte in der Literatur bis zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht gefunden werden.

Um den Einfluss des Rührerdurchmessers d_2 und auch der Rührerhöhe h_2 bei einem lagerlosen Mixer zu untersuchen, wurden mehrere Simulationen mit variierendem d_2 und h_2 durchgeführt. Die Drehzahl n wird dabei immer so angepasst, dass die Rührerleistung P konstant bleibt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.4 ersichtlich.

Wie sich die Leistungszahl Ne mit dem Rührerdurchmesser d_2 ändert, hängt mit der Blatthöhe h_2 zusammen und ist in Abb. 7.4(a) dargestellt. Ist die Blatthöhe hoch, nimmt Ne mit steigendem d_2 linear ab. Bei sehr kleinen Blatthöhen h_2 hingegen, ist Ne fast unabhängig von d_2 . Dieses Phänomen kann auch bei konventionellen Rührwerken beobachtet werden [1].

In Abb. 7.4(b) ist die dimensionslose Mischzeit Ω in Abhängigkeit des Rührerdurchmessers d_2 dargestellt. Im Bereich $d_2/d_1 < 0.25$ nimmt die Mischzeit mit steigendem Rührerdurchmesser stark ab. Im Bereich $d_2/d_1 > 0.25$ ist die Mischzeit unabhängig vom Rührerdurchmesser. Der Einfluss der Rotorblatthöhe h_2 ist im gesamten Bereich gering.

Die dimensionslose Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ ist in Abb. 7.4(c) dargestellt. Im Bereich $d_2/d_1 < 0.25$ ist die Mischarbeit stark von Rotordurchmesser h_2 und Blatthöhe h_2 abhängig. Die Mischarbeit nimmt mit steigendem Rotordurchmesser und sinkender Blatthöhe ab. Im Bereich $d_2/d_1 > 0.25$ ist die Mischarbeit unabhängig von Blatthöhe und Rotordurchmesser.

Bei allen Versuchen wurde die Drehzahl jeweils so gewählt, dass $P =$

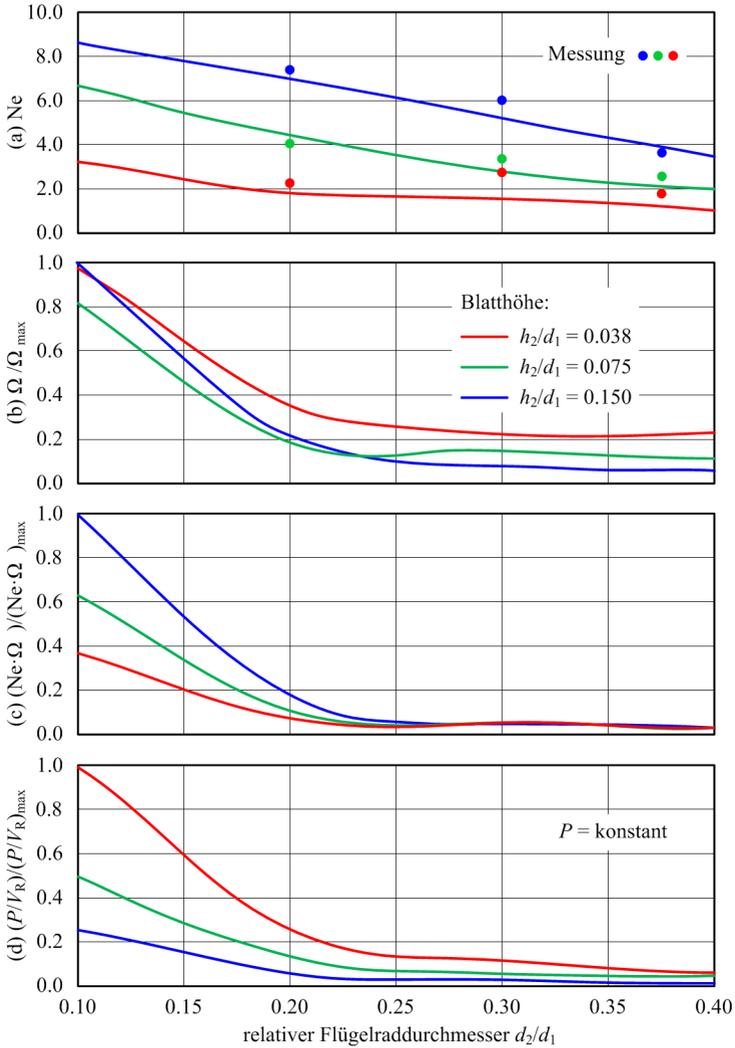


Abbildung 7.4: (a) Leistungszahl Ne , (b) Mischzeit Ω , (c) Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ und Leistungseintrag P/V_R in Abhängigkeit des relativen Rührerdurchmessers d_2/d_1 bei verschiedenen relativen Rührerblatthöhen h_2/d_1 ($e_3/d_1 = 0.25$, $h_3/h_1 = 0.1$, $d_1 = h_1$, $z_2 = 4$ und $P = \text{konstant}$).

kontant gilt. Da das einhüllende Rührervolumen V_R mit steigendem Rotordurchmesser d_2 und steigender Blatthöhe zunimmt, nimmt das Kriterium für die Scherbeanspruchung des Rührergutes P/V_R mit steigendem h_2 bzw. d_2 ab (Abb. 7.4(d)).

Sinkt der Rotordurchmesser unter den kritischen Wert $d_2/d_1 \approx 0.25$ steigen die Mischzeit Ω und die Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ stark an. Grund dafür ist, dass bei zu kleinem Rotordurchmesser die Strömung in Tank abreisst. Wie in Abb. 7.5 ersichtlich wird das Fluid bei einem zu kleinen Rotor nur mehr in unmittelbarer Umgebung vom Rührer beschleunigt. Der restliche Tankinhalt bleibt von der Primärströmung fast unbeeinflusst. Bei einem ausreichend grossen Rührer wird hingegen der ganze Tank von der vom Rotor generierten Primärströmung durchsetzt.

Für den lagerlosen Mixer sollte somit ein Flügelrad mit einem Durchmesser Verhältnis von $d_2/d_1 > 0.25$ gewählt werden. Für eine konstante Mischarbeit kann in diesem Bereich die Drehzahl mit steigendem Rotordurchmesser unter Einhaltung der Bedingung

$$n^2 \cdot d_2^5 = \text{konst.}, \quad \forall \frac{d_2}{d_1} > 0.25 \quad (7.1)$$

unabhängig von der Rotorblatthöhe h_2 reduziert werden.

7.4 Einfluss der Flügelzahl

In der Literatur wird der Einfluss der Blattzahl z_2 meist expliziert nur beim Dispergieren erwähnt, wo der Einfluss von z_2 auf die Tropfengrösse der Dispersion untersucht wird [113]. Lagerlose Rührwerke kommen jedoch nur bei scherarmen Homogenisierungsprozessen zum Einsatz. Zum Homogenisieren finden sich zwar genügend Untersuchungen, diese beziehen sich aber meist lediglich auf die Wahl des geeignetsten Rührertyps für eine bestimmte Mischaufgabe [1, 114] und nicht explizit auf die Blattzahl. Allen Literaturquellen ist zudem gemein, dass nur Setups untersucht werden, bei denen der Rührer axial ($h_3/h_1 = 0.5$) und radial ($e_3 = 0$) mittig im Tank platziert ist. Für einen exzentrisch in Bodennähe platzierten Rührer konnte zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine veröffentlichte Untersuchung gefunden werden.

Um festzustellen, welche Flügelzahl z_2 für einen exzentrisch $e_3/d_1 =$

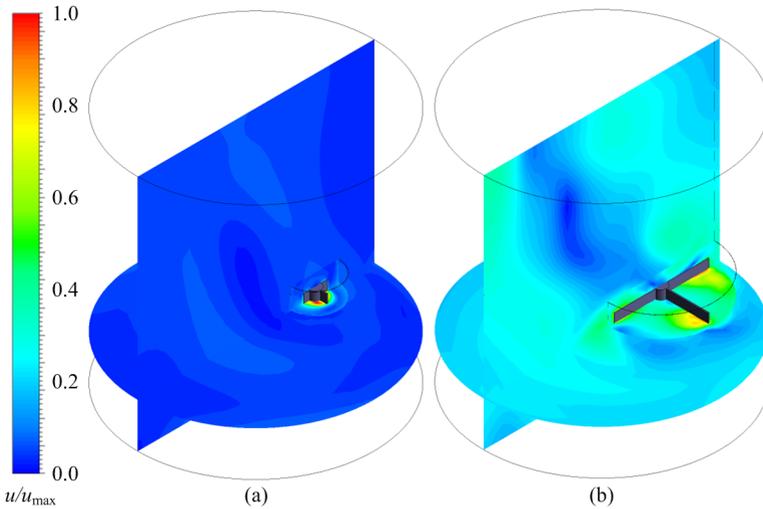


Abbildung 7.5: Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Tank bei unterschiedlichen Rotordurchmessern (a) $d_2/d_1 = 0.1$ und (b) $d_2/d_1 = 0.4$ ($P = \text{konst.}$).

0.25 in Bodennähe $h_3/d_1 = 0.1$ positionierten Rührer mit dem Durchmesser $d_2/d_1 = 0.3$ am besten geeignet ist, wurde eine Reihe von Simulationen für die Flügelzahlen $z_2 = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\}$ durchgeführt. Die Ergebnisse wurden auch für $z_2 = \{2, 4, 6, 8\}$ mit Hilfe des 50 Liter Testsystems (vgl. Abs. 8.1) messtechnisch verifiziert.

In Abb. 7.6 ist das Strömungsfeld in unmittelbarer Nähe des Rührkopfs für verschiedene Flügelzahlen dargestellt. Man erkennt, dass bei kleinen Blattzahlen der Nachlaufwirbel eines Flügels noch vollständig vor dem darauffolgenden Flügel abgebaut wird. Bei höheren Blattzahlen ist das nicht mehr der Fall. Bei sehr hohen Blattzahlen ist der ganze Rotor von der Wirbelblase eingeschlossen und die Fluidgeschwindigkeit ausserhalb des Rotorvolumens bleibt gering. Dies legt den Schluss nahe, dass bei zu hohen Blattzahlen die Rührwirkung verloren geht und der Rotor nur mehr als rotierender Vollzylinder zu betrachten ist.

Um diesen Umstand genauer zu untersuchen wird auch die Leistungszahl Ne und die Mischzeit Ω für die verschiedenen Flügelzahlen in Abb. 7.7 ausgewertet. Es zeigt sich, dass die Rührerleistung Ne mit steigender Flü-

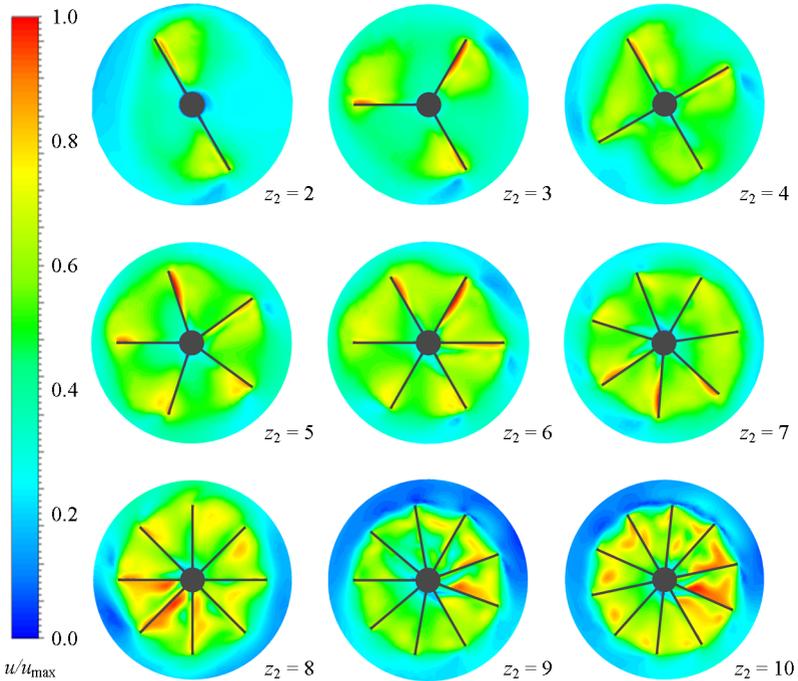


Abbildung 7.6: Simulation von Rotoren mit unterschiedlicher Blattzahl z_2 . Es ist nur die Rotordomäne dargestellt. Der Rotor ist exzentrisch mit $e_3/d_1 = 0.25$ platziert.

gelzahl zuerst noch ansteigt, sich aber ab einer Flügelzahl von $z_2 = 7$ kaum noch ändert. Die Mischzeit nimmt zuerst bei steigender Flügelzahl ab, erreicht bei $z_2 = 6$ ihr Minimum und nimmt für höhere Blattzahlen wieder zu. Die Mischarbeit $Ne \cdot \Omega$ bleibt bis $z_2 = 6$ annähernd konstant und nimmt danach mit steigender Flügelzahl zu.

Die Ergebnisse in Abb. 7.6 und Abb. 7.7 legen den Schluss nahe, dass für lagerlose Mixer eine Flügelzahl zwischen 4 und 6 optimal ist, da hier bei geringer Mischarbeit in kurzer Zeit der Tankinhalt homogenisiert werden kann. Ist nicht die Mischzeit sondern die Scherbeanspruchung des Rührgutes für einen Prozess ausschlaggebend, muss das Kriterium P/V_R herangezogen werden (siehe Abs. 6). Da alle untersuchten Rührer das

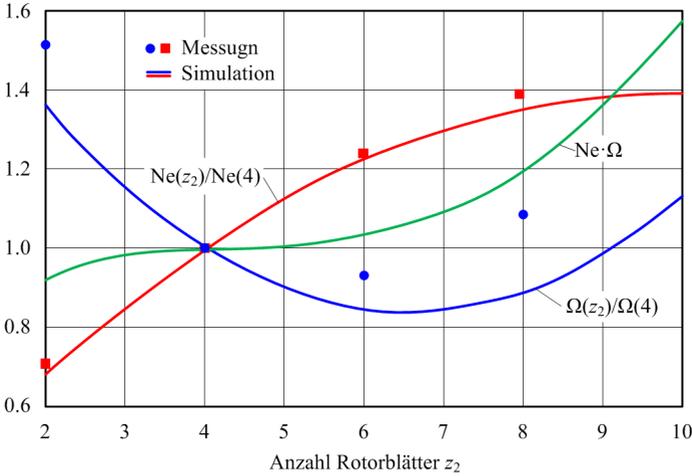


Abbildung 7.7: Simulation von Rotoren mit unterschiedlicher Blattzahl z_2 .

gleiche Volumen V_R einschliessen, gilt hier $P/V_R \propto Ne$. Wie in Abb. 7.7 ersichtlich müsste somit für ein schersensitives Rührgut eine möglichst geringe Blattzahl gewählt werden.

7.5 Vergleich verschiedener Rührertypen

Aufbauend auf den vorherigen Ergebnissen wurde ein Flügelrad ($d_2/d_1 = 0.3$, $e_3/d_1 = 0.25$, $\beta_2 = 15^\circ$ und $z_2 = 5$) für den lagerlosen Mixer optimiert und die Performance mit den folgenden Rührern verglichen:

- Abb. 7.8(a): Hydrodynamisch gelagerter Rührer mit Magnetkuppelung der Fa. Alafa Laval [8].
- Abb. 7.8(b): Hydrodynamisch gelagerter Rührer mit Magnetkuppelung der Fa. Metenova (ZeroG) [6].
- Abb. 7.8(d): Low-Shear Prototyp der Fa. Metenova [6] in Kombination mit dem in dieser Arbeit vorgestellten lagerlosen Aussenläufermotors.
- Abb. 7.8(e): Lagerloser Single-Use Innenläufer der Fa. Millipore [9].

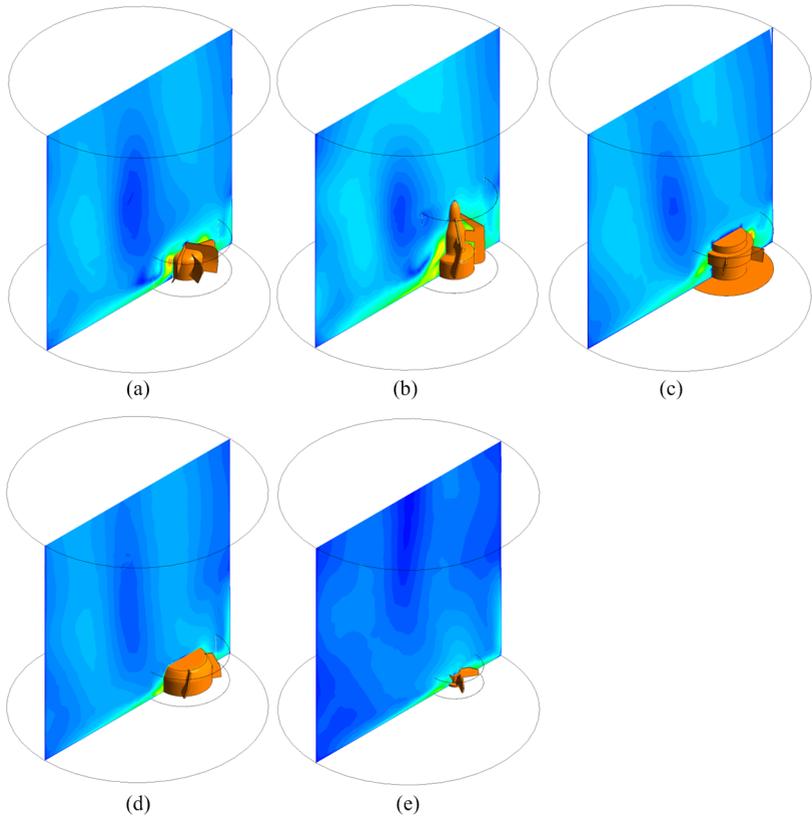


Abbildung 7.8: Vergleich verschiedener Rührertypen: (a) Alfa Laval (hydrodynamisches Lager) [8], (b) Metenova ZeroG (hydrodynamisches Lager) [6], (c) eigener Prototyp (Magnetlager), (d) Metenova Low-Shear Prototyp (Magnetlager) [6] und (e) Millipore (Magnetlager) [9].

Die Ergebnisse sind in Tab. 7.1 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass der hier entwickelte Prototyp eines lagerlosen Rührsystems in Aussenläuferbauweise zu den am Markt erhältliche Rührsystemen konkurrenzfähig ist. Von den untersuchten Rührern weist der eigene Prototyp die zweitniedrigste Mischzeitkonstante auf. Nur der ZeroG-Rührer der Fa. Metenova hat eine noch geringere Mischzeitkonstante. Der ZeroG-Rührer erreicht

Rühertyp			d_2/d_1	Ne/Ne_{\max}	Ω/Ω_{\max}
Alfa Laval	[8]	Abb. 7.8(a)	0.25	1.00	0.45
ZeroG	[6]	Abb. 7.8(b)	0.24	0.98	0.38
eigener Prototyp		Abb. 7.8(c)	0.30	0.36	0.44
Low-Shear	[6]	Abb. 7.8(d)	0.28	0.39	0.65
Millipore	[9]	Abb. 7.8(b)	0.20	0.27	1.00

Tabelle 7.1: Performance-Vergleich verschiedener Rührertypen.

diese Mischzeitkonstante nur mit einer wesentlich höheren Leistungszahl Ne . Zudem ist der ZeroG-Rührer hydrodynamisch gelagert und weist die damit verbundenen Nachteile (Scherkräfte, Reinigung, Trockenlauf) auf. Im direkten Vergleich mit dem Low-Shear Flügelrad, weist das in dieser Arbeit entwickelte Flügelrad bei annähernd gleichem Durchmesser und gleicher Leistungszahl eine um den Faktor 1.5 geringere Mischzeit auf.

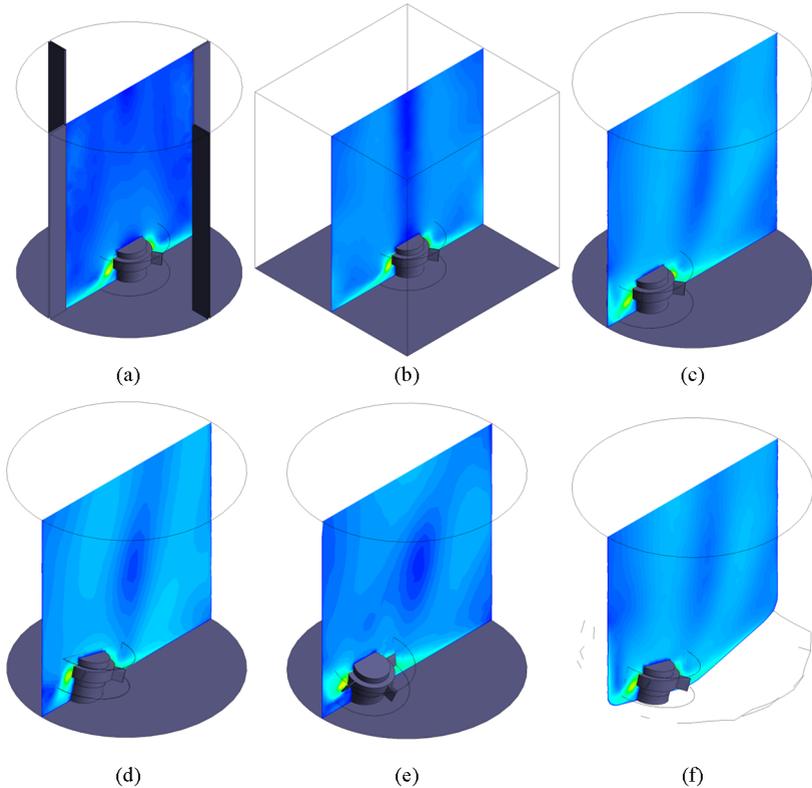


Abbildung 7.9: Vergleich von Tankform und Einbaulage: (a) Tank mit Strömungsbrechern, (b) eckiger Tank, (c) exzentrisch platzierter Rührer, (d) exzentrisch platzierter um $\beta_3 = 15^\circ$ zur Mitte geneigter Rührer, (e) exzentrisch platzierter um $\beta_3 = 15^\circ$ in Umfangsrichtung geneigter Rührer und (f) Tank mit gewölbtem Boden. Bei allen Varianten gilt: $V = \text{konst.}$, $d_2/d_1 = 0.25$, $h_2/d_1 = 1$, $z_2 = 4$ und $\beta_2 = 20^\circ$.

7.6 Einfluss der Tankform und Einbaulage

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die optimale Rührerform sowie der Einfluss der Exzentrizität e_3 detailliert untersucht. In diesem Abschnitt wird näher auf den Einfluss der Form des Rührkessels und vor allem des Einbauwinkels des Rührers β_3 eingegangen. In Abb. 7.9 sind die

Tankform/Einbaulage	Ne/Ne_{\max}	Ω/Ω_{\max}	W/W_{\max}
Abb. 7.9 (a)	1.00	0.62	0.67
Abb. 7.9 (b)	0.91	0.64	0.63
Abb. 7.9 (c)	0.95	0.84	0.87
Abb. 7.9 (d)	0.92	1.00	1.00
Abb. 7.9 (e)	0.98	0.57	0.61
Abb. 7.9 (f)	0.94	0.68	0.70

Tabelle 7.2: Newtonzahl Ne , Mischzeit Ω und Mischarbeit $W = \Omega \cdot Ne$ in Abhängigkeit der Tankform und der Einbaulage.

verschiedenen untersuchten Setups dargestellt. Als Vergleichskriterium werden wieder die Leistungs- oder Newtonzahl Ne , die Mischzeit Ω sowie die Mischarbeit $W = \Omega \cdot Ne$ herangezogen. Die Ergebnisse sind in Tab. 7.2 aufgelistet.

Als Referenz dient wieder der in Abb. 7.9(a) dargestellte runde Tank mit mittig $e_3 = 0$ platziertem Rührer und $z_3 = 4$ Strömungsbrechern mit der Breite $b_3/d_1 = 0.1$. Um auf Strömungsbrecher verzichten zu können, kann wie in Abs. 7.1 gezeigt der Rührer exzentrisch im Tank platziert werden. Eine andere Möglichkeit ist, wie in Abb. 7.9(b) dargestellt, anstelle eines runden Tanks einen eckigen Tank zu verwenden. Die Ecken wirken wie Strömungsbrecher [115] und die Mischzeit steigt nur geringfügig um ca. 3 % gegenüber dem bewehrten Tank (Abb. 7.9(a)) an.

Wird in einem runden Tank der Rührer exzentrisch ($e_3/d_1 = 0.25$) eingebaut (Abb. 7.9(c)), hat man noch die Möglichkeit den Rührer zur Mitte hin oder in Umfangsrichtung zu verkippen. Ein Verkipfung um $\beta_3 = 15^\circ$ zur Mitte hin (Abb. 7.9(d)) hat bei einem flachen Tankboden keinen positiven Einfluss auf die Performance. Wird der Rührer jedoch so in Umfangsrichtung verkippt, dass die Axialschubkomponente des Rührers der Fluidrotation im Tank entgegenwirkt (Abb. 7.9(d)), kann die Performance bei $\beta_3 = 15^\circ$ wesentlich verbessert werden und Mischzeit und Mischarbeit sinken jeweils um ca. 30 % gegenüber der Variante mit $\beta_3 = 0$ (Abb. 7.9(c)).

In der Praxis wird häufig ein gewölbter Tankboden, wie in Abb. 7.9(f) dargestellt, verwendet. Dabei wird der exzentrisch ($e_3/d_1 = 0.25$) positionierte Rührer so zur Mitte hin verkippt ($\beta_3 = 15^\circ$), dass der Impeller tangential zum Tankboden operiert. Die Simulationen haben ge-

zeigt, dass auch die Wölbung des Tankbodens einen positiven Einfluss auf die Performance hat. Gegenüber der Variante mit dem flachen Boden (Abb. 7.9(d)) sinken Mischzeit und Mischarbeit um jeweils 30 % bei annähernd gleichem Leistungseintrag.

Kapitel 8

Prototypen und Teststände

Um die Motoren und Flügelräder möglichst einsatznah erproben zu können, wurden drei Teststände aufgebaut. Das 50 Liter Testsystem verfügt über einen konventionellen Antrieb und dient vor allem dazu Flügelradvarianten in verschiedenen Einbaulagen im kleinen Massstab ($\mu = 0.4$) kostengünstig und schnell zu evaluieren. Das 350 Liter und das 1500 Liter Testsystem werden eingesetzt, um lagerlose Motoren im Massstab $\mu = 0.6$ bzw. $\mu = 1$ zu betreiben.

8.1 50 Liter Teststand

In Abb. 8.1(a) ist der 50 Liter Teststand dargestellt. Der Acrylglastank hat einen Durchmesser vom 400 mm und kann wahlweise mit Strömungsbrechern ausgestattet werden. Der zu testende Rührkopf wird über eine Welle mit einem drehzahlgeregelten Synchronmotor mit integrierter Momentmessung angetrieben. Die Mischzeit kann entweder elektrochemisch oder optisch bestimmt werden. Im ersten Fall wird die Leitfähigkeit des Tankfluids durch Zugabe einer Salzlösung (Tracerfluid) verändert. Mit den in Abb. 8.1(b) dargestellten Sensoren kann die Leitfähigkeit bzw. die Tracerkonzentration an mehreren Punkten im Tank gemessen werden. Mit der eigens dafür entwickelten Auswertelektronik können die Signale von bis zu 10 Sensoren gleichzeitig ausgewertet und an einen PC übertragen werden. Dank des durchsichtigen Tanks kann die Mischzeit auch optisch abgeschätzt werden. Wie in Abb. 8.1(c) dargestellt, wird dazu das Tracerfluid eingefärbt.

Um auch testen zu können, welchen Einfluss ein exzentrisch platzierter Rührer hat, wurde der Teststand, wie in Abb. 8.1(d) ersichtlich, mit meh-

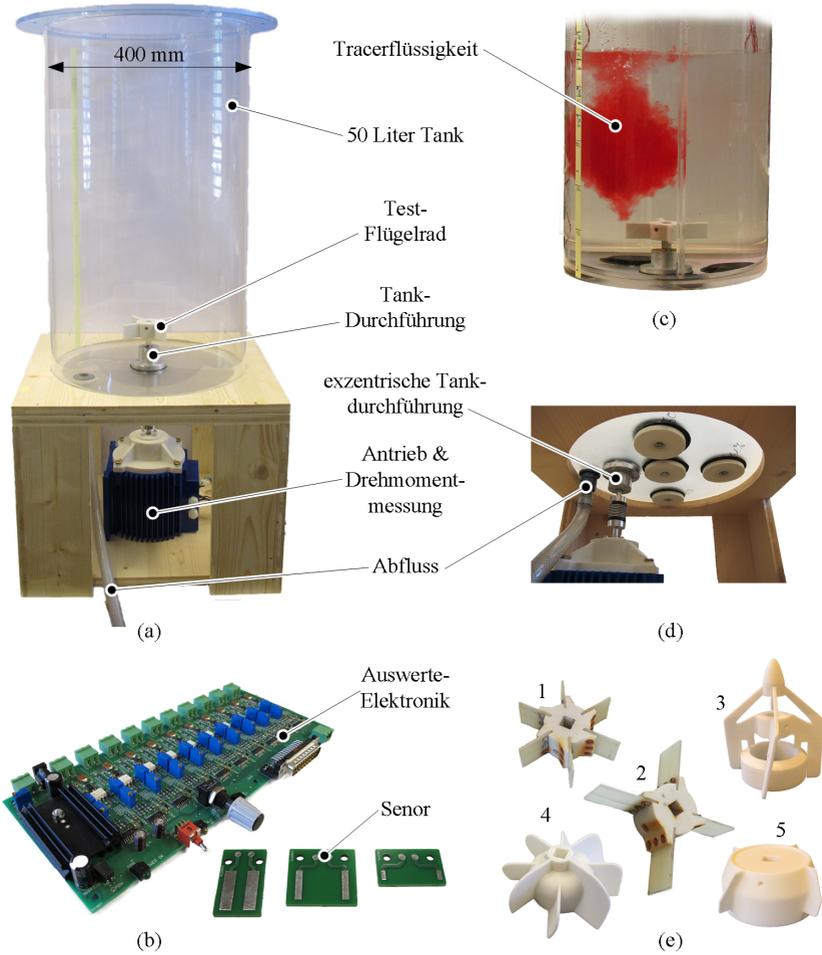


Abbildung 8.1: 50 Liter Teststand.

ren exzentrischen Wellendurchführungen am Tankboden ausgestattet. Ausserdem kann die Antriebswelle mit Hilfe eines Adapters auf die volle Tankhöhe erweitert werden. Damit ist es möglich die Performance von Rührköpfen zu testen, die axial auf z.B. halber Tankhöhe platziert sind.

Abb. 8.1(e) zeigt eine Auswahl der getesteten Rührköpfe. Um schnell die Grösse und Anzahl der Flügel variieren zu können, wurden hauptsächlich Adapter (Abb. 8.1(e1) und (e2)) verwendet, bei denen verschieden zugeschnittene Rotorblätter einfach montiert bzw. gewechselt werden können. Abb. 8.1(e3) und Abb. 8.1(e4) zeigen massstabsgetreue Nachbildungen von hydrodynamisch gelagerten Rührköpfen der Fa. Metenova [6] bzw. Fa. Alfa Laval [8], die im gleichen Marktsegment kommerziell eingesetzt werden. In Abb. 8.1(e5) ist ein Low-Shear Rührkopf abgebildet, der sich noch in der Erprobungsphase befindet und vor allem in Bioreaktoren zum Einsatz kommen soll.

8.2 350 Liter Teststand

Der in Abb. 8.2(a) gezeigte 350 Liter Testtank mit einem Durchmesser von 760 mm dient vor allem dazu, die Performance des in dieser Arbeit vorgestellten lagerlosen Mischsystems mit kommerziell erhältlichen Mischsystemen direkt zu vergleichen. Die Fa. Millipore [9] bietet eine Einweglösung an, bei der das Fluid in einem Kunststoffsack mit Hilfe eines lagerlosen Innenläufers gerührt wird. Die Firmen Metenova [6] und Alfa Laval [8] hingegen vertreiben Rührwerke mit hydrodynamisch gelagerten Rotoren. Alle diese Systeme sind für Tankgrössen im Bereich 200–400 Liter erhältlich und sollen als Referenz für das hier neu entwickelte Rührsystem dienen.

Da in einer kommerziellen Anwendung der Tankboden gewölbt ist (Klöppelboden), muss ein exzentrisch und bodennah eingesetzter Rührer in leicht gekippter Lage verbaut werden. Um die einwandfreie Funktion des lagerlosen Rührers in gekippter Lage zu verifizieren, wurde auch im Versuchsaufbau der Motor mit Hilfe eines Spezialflansches um ca. $\beta_3 = 10^\circ$ zur Mittelachse gekippt verbaut (Abb. 8.2(b)).

Der in Abb. 8.2(c) und (d) gezeigte Motor verfügt über ein zusätzliches Kühlsystem und ein Motorgehäuse aus Edelstahl. Der den Motor umschliessende Teil der Tankwand ist ebenfalls aus Edelstahl gefertigt. Der restliche Tank besteht aus Kunststoff.

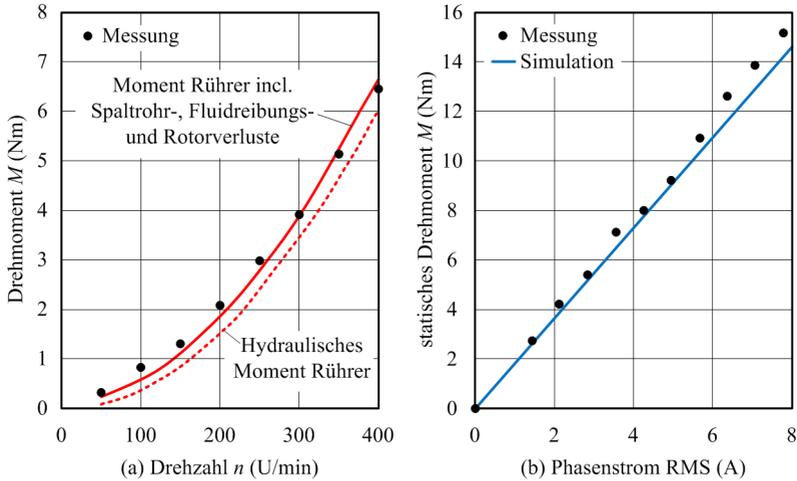


Abbildung 8.3: (a) Vergleich zwischen simuliertem Rührerdrehmoment (inkl. Spaltrohr-, Fluidreibungs- und Rotorverluste) und gemessenem Moment bei Betrieb des Motors im 350 Liter Testaufbau. (b) Vergleich zwischen simuliertem (elektromagnetisch) und gemessenem statischem Drehmoment beim Mixermotor im Massstab $\mu = 0.6$.

Der Prototyp im Massstab $\mu = 0.6$ ($r_T = 58\text{mm}$) wurde aufbauend auf den Erkenntnissen aus [11] aufgebaut, jedoch aufgrund des Spaltrohres aus Edelstahl mit einer auf Hallsensoren basierenden Positionssensorik versehen. Zum Testen wurde der Motor mit einem Low-Shear Flügelrad (Abb. 8.2(e)) ausgestattet und bei verschiedenen Drehzahlen in Wasser betrieben. Wie Abb. 8.4 zeigt, konnte das durch Simulation vorhergesagte Drehmoment im Betrieb (a) und das vorhergesagte statische Drehmoment (b) durch Messungen bestätigt werden.

8.3 1500 Liter Teststand

Das 1500 Liter Testsystem dient zur experimentellen Verifikation der in dieser Arbeit vorgestellten lagerlosen Mixermotoren im Massstab $\mu = 1$ ($r_T = 98.5\text{mm}$). In Abs. 8.3.1 wird der Prototyp mit $p = 8$ und in

Abs. 8.3.2 der Prototyp mit $p = 5$ und in Abs. 8.3.3 der Aufbau des Versuchstanks vorgestellt.

8.3.1 Prototyp mit Polpaarzahl 8

Der Prototyp im Massstab $\mu = 1$ mit $p = 8$ wurde basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 2 aufgebaut. In Abb. 8.4(a) ist der Motoraufbau skizziert. Abb. 8.4(b) zeigt den Einbau der Wicklungen in den noch unvergossenen Motor. Der Motor verfügt über eine Kühlspirale, deren Anschlüsse, wie in Abb. 8.4(c) ersichtlich, auf der Unterseite des Motors herausgeführt werden. Bei diesem Aufbau bestehen das Motorgehäuse und der den Motor umschliessende Teil der Tankwand aus einem Stück, welches aus Kunststoff ausgeführt wurde. Auch dieser Motor wurde mit einem einfachen Flachblattrührer mit vier Blättern ausgestattet (siehe Abb. 8.4(d)).

Aufgrund des Spaltrohrs aus Kunststoff wurde dieser Prototyp noch mit einer Wirbelstrom-Positionssensorik ausgestattet. Die gemessene Rotorposition sowie der Antriebsstrom beim Betrieb des Mixers bei 500 U/min in Luft sind in Abb. 8.4(e) dargestellt.

8.3.2 Prototyp mit Polpaarzahl 5

Der Prototyp im Massstab $\mu = 1$ mit $p = 5$ weist die exakt gleichen Statorabmessungen (Statoreisen und Spulen, siehe Abb. 8.5(a)) wie sein Pendant mit $p = 8$ auf. Die Rotorgeometrie wurde wie in Kapitel 2 beschrieben an die neue Polpaarzahl angepasst. Es wurde eine Kühlspirale verbaut und die Sensoraufnahmen wurden so adaptiert, dass die Unterbringung von Hallsensoren möglich ist (Abb. 8.5(b)). Da bei diesem Prototyp das Gehäuse und die Tankwand aus Edelstahl gefertigt sind ((Abb. 8.5(c) und (d)), ist die Verwendung einer Hallsensor-basierten Positionserfassung (siehe Abs. 3) unumgänglich.

In Abb. 8.5(e) ist die radiale Rotorauslenkung und in Abb. 8.5(f) der Lagerstrom sowie der Antriebsstrom des Motors bei Betrieb in Wasser bei 250 U/min dargestellt. Trotz der sehr starken seitlichen Anströmung des Rotors und den damit verbundenen hohen Quer- und Verkippungskräften ist ein berührungsfreier Betrieb gewährleistet, da die maximale

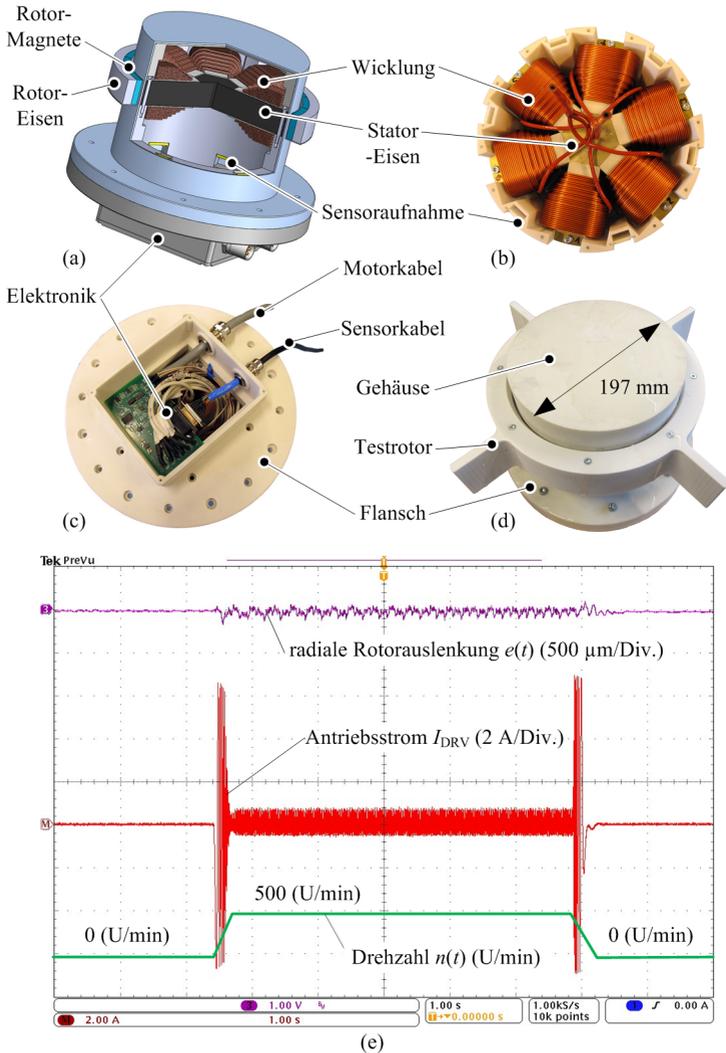


Abbildung 8.4: Prototyp des Mixermotors mit $p = 8$: (a–d) Aufbau des Prototypen und (e) radiale Position und Antriebsstrom bei 500 U/min in Luft.

Rotorauslenkung weniger als 0.5 mm beträgt. Der gesamte mechanische Luftspalt ist bei diesem Aufbau 2.5 mm breit.

8.3.3 Testtank mit 1500 Liter

Für den Betrieb der Motoren im Massstab $\mu = 1$ wurde der in Abb. 8.6(a) dargestellte Tank mit einem Nominalvolumen von 1500 Litern und einem Durchmesser von 1250 mm aufgebaut. Abb. 8.6(b) zeigt die Platzierung des Motors mit einer Exzentrizität von $e_3/d_1 = 0.25$. Es besteht auch die Möglichkeit den Motor mittig am Tankboden zu platzieren. In diesem Fall wären jedoch Strömungsbrecher notwendig.

Für die praktischen Rührtests wurde das in Abb. 8.6(d) abgebildete Flügelrad verwendet, dessen Form aus den in Abs. 7 gewonnenen Erkenntnissen abgeleitet wurde. Das Flügelrad hat einen Durchmesser von $d_2 = 360$ mm und weist eine Leistungszahl von $Ne = 1.62$ auf. Das durch Simulation geschätzte Drehmoment dieses Rührers konnte durch die in Abb. 8.6(e) dargestellten Messergebnisse bestätigt werden.

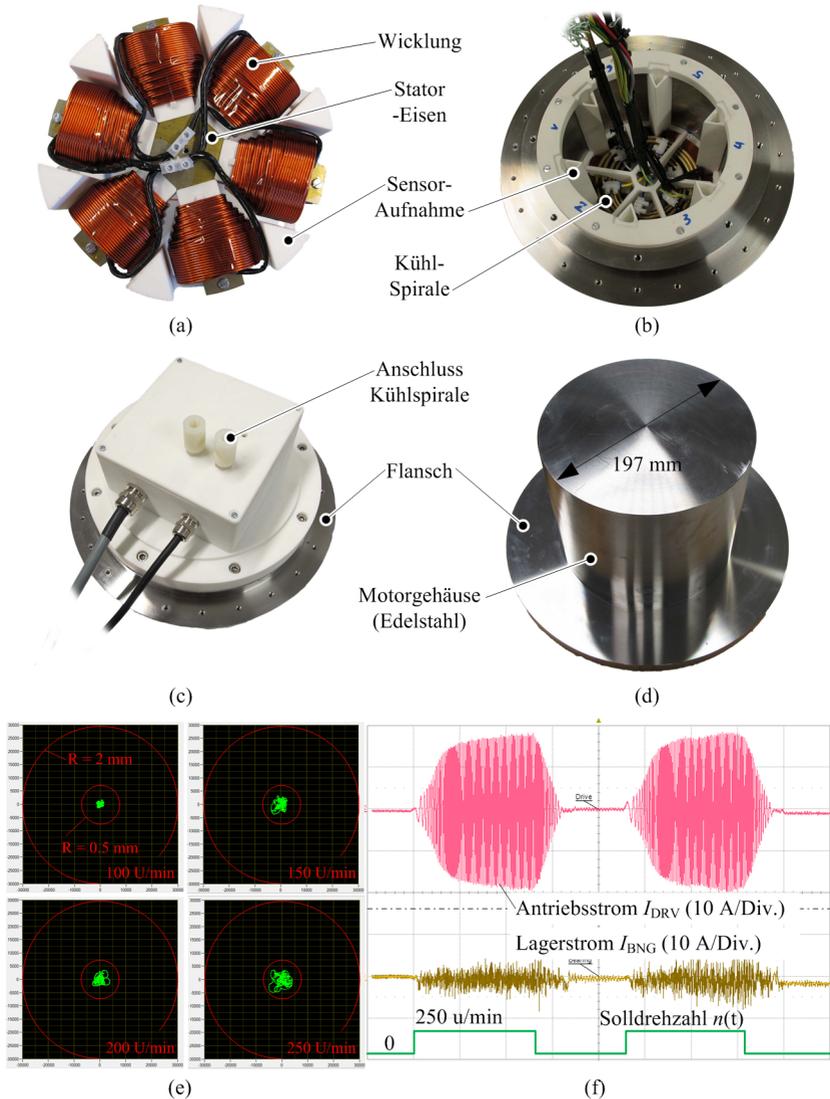


Abbildung 8.5: Prototyp des Mixermotors mit $p = 5$: (a)–(d) Motoraufbau, (e) radiale Rotorposition und (f) Ströme bei Betrieb des Motors in Wasser bei 250 U/min (Flügelrad $N_e = 1.62$).

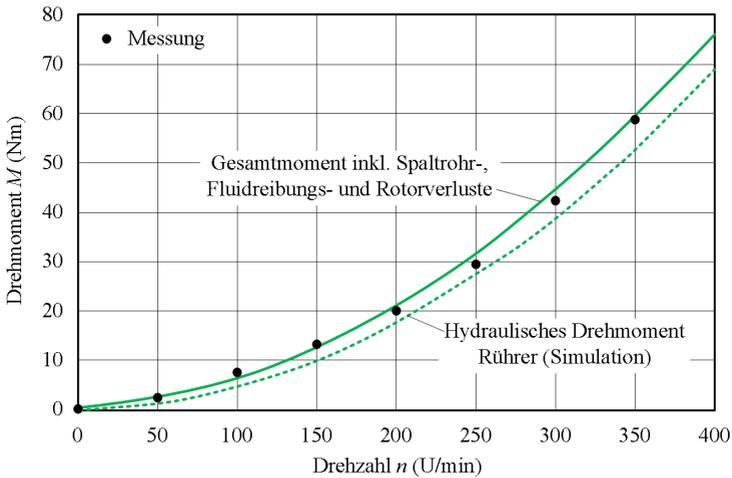


Abbildung 8.6: 1500 Liter Teststand: (a) Testtank, (b) Einbaulage des Rührers, (c) Rührkopf, (d) Verifikation des simulierten Drehmoments mit Hilfe von Messungen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte die Geometrie eines lagerlosen Aussenläufermotors so ausgelegt und optimiert werden, dass der geforderte Leistungseintrag von ca. 1 kW/m^3 für schersensitive Rührprozesse sicher erreicht wird.

Es ist gelungen eine Sensorelektronik zu entwickeln und in Betrieb zu nehmen, die es ermöglicht mit sechs Hallsensoren den Rotorwinkel sowie die radiale Rotorauslenkung durch die elektrisch leitfähige Tankwand hindurch zu detektieren.

Alle Verlustquellen im Motor und im Rotor wurden identifiziert und quantifiziert, sowie hinsichtlich Abhängigkeit von Drehzahl und Baugröße untersucht.

Mit Kenntnis der Verluste konnte ein thermisches Motormodell vorgestellt werden, das es ermöglicht die Temperaturen im Betrieb mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen. Das thermische Modell wurde auch dazu verwendet, um die Motorkühlung so zu optimieren, dass die bei der geforderten mechanischen Leistung auftretenden Verluste sicher abgeführt werden können und der Motor nicht überhitzt.

Mit Hilfe von FE-Simulationen konnten einerseits Designrichtlinien für den Entwurf eines Rührkopfes für einen lagerlosen Aussenläufermotor abgeleitet werden, andererseits konnte die Einbaulage bzw. Position des Motors im Tank optimiert werden.

Mit dem optimierten Motor- und Rotordesign wurden mehrere Prototypen aufgebaut und in Tanks bis zu 1500 Litern Fassungsvermögen erfolgreich in Betrieb genommen. Die Motorperformance sowie die rührtech-

nische Performance des gesamten lagerlosen Rührsystems wurden durch Messungen verifiziert.

Trotz der umfangreichen Betrachtung des lagerlosen Rührsystems lassen sich noch die folgenden interessanten Anknüpfungspunkte für zukünftige Forschungsarbeiten erkennen:

- Durch eine Halbach–Magnetisierung des Rotors könnte sich das Drehmoment des Motors weiter steigern lassen bzw. könnte der Rotorrückschluss eliminiert oder zumindest verkleinert werden.
- In einem weiteren Schritt könnte das Kühlkonzept noch weiter verbessert werden. Würde es gelingen z.B. das Statorblechpaket thermisch an die Kühlspirale anzubinden, könnte die Motortemperatur noch signifikant gesenkt werden, bzw. die mechanisch abgegebene Leistung bei gleicher Motortemperatur weiter erhöht werden.
- Für die Auslegung des Flügelrades wurde hauptsächlich die Mischzeit beim Homogenisieren als Kriterium herangezogen. Interessant wäre zu erforschen, ob dieses lagerlose Rührsystem auch für das Begasen von Flüssigkeiten oder das Aufwirbeln von Feststoffen geeignet ist und somit das Anwendungsspektrum weiter ausgedehnt werden könnte.
- Um zu beurteilen, welche Scherkräfte auftreten, wurde hier das Kriterium P/V_R herangezogen. Schlussendlich können die auftretenden Scherkräfte jedoch nur sicher mit Versuchsreihen mit einem Flockensystem oder direkt mit lebenden Zellen bestimmt werden.
- Ein interessantes Marktsegment für das lagerlose Rührsystem sind die meist 50 Liter fassenden Labormixer, die häufig in Chemie– und Biotechlabors verwendet werden. Dazu müsste der Motor auf den Massstab $\mu = 0.4$ verkleinert werden, was hinsichtlich der Verkippssteifigkeit einer Herausforderung darstellt.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Zlokarnik, *Rührtechnik: Theorie und Praxis*. Springer Verlag, Berlin, 1999.
- [2] *Handbuch der Rührtechnik*. Eigenverlag EKATO Rühr- und Mischtechnik GmbH, 2000.
- [3] M. Pohlscheidt, B. Bödeker, U. Langer, H. Apeler, H.-D. Hörlein, H. Rübsamen-Waigmann, U. Reichel, und H.-J. Henzler, “Auslegungsunterlagen für Bioreaktoren zur Maßstabsvergrößerung [sic.] eines microcarrierbasierenden Virusproduktionsprozesses,” *Chemie Ingenieur Technik*, Band 80, Nr. 6, 2008, S. 821–830.  
- [4] M. S. Croughan, “Hydrodynamic Effects on Animal Cells in Microcarrier Bioreactors,” Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1988.
- [5] S. Katoh und F. Yoshida, *Biochemical Engineering: A Textbook for Engineers, Chemist and Biologists*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KG, 2011.
- [6] Metenova. (2012) Molndal, Schweden. Online: <http://www.metenova.com>.
- [7] E. Paul, V. A. Atiemo-Obeng, und S. M. Kresta, *Handbook of Industrial Mixing: Science and Practice*. John Wiley & Sons, Inc., 2004.
- [8] Alfa Laval. (2012) Rudeboksvägen, Schweden. Online: <http://www.alfalaval.com>.
- [9] Millipore. (2012) Billerica, USA. Online: <http://www.millipore.com>.
- [10] N. Barletta, “Der lagerlose Scheibenläufermotor,” Dissertation, Nr. 12870, ETH Zürich, Schweiz, 1998.  
- [11] T. Reichert, “The Bearingless Mixer in Exterior Rotor Construction,” Dissertation, ETH Zurich, 2012. 

- [12] R. Raggl, T. Nussbaumer, und J. W. Kolar, "Comparison of Separated and Combined Winding Concepts for Bearingless Centrifugal Pumps," *IEEE Transactions on Power Electronics*, Band 9, Nr. 2, 2009, S. 243–258. 
- [13] T. Reichert, T. Nussbaumer, und J. W. Kolar, "Split Ratio Optimization for High-Torque PM Motors Considering Global and Local Thermal Limitations," *IEEE Transactions on Energy Conversion*, Band 28, Nr. 3, 2013, S. 493–501.  
- [14] T. Reichert, T. Nussbaumer, und J. W. Kolar, "Stator Tooth Design Study for Bearingless Exterior Rotor PMSM," *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band 49, Nr. 4, 2013, S. 1515–1522.  
- [15] T. Reichert, T. Nussbaumer, und J. W. Kolar, "Investigation of Exterior Rotor Bearingless Motor Topologies for High-Quality Mixing Applications," *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band 48, Nr. 6, 2012, S. 2206–2216.  
- [16] W. Gruber, "Beiträge zum lagerlosen Segmentmotor," Dissertation, JKU Linz, 2009.
- [17] Levitronix GmbH. (2012) Zürich, Schweiz. Online: www.levitronix.com.
- [18] W.-J. Becker, "Induktive Wirbelstrom-Aufnehmer mit temperaturkompensiertem Spulensystem," *Archiv für Elektrotechnik*, Band 73, 1990, S. 181–192. 
- [19] G. Landvogt, "Abstandmessung mit dem Wirbelstromverfahren," *Elektro-Anzeiger*, Band 33, Nr. 19, 1980, S. 35–37. 
- [20] P. Imoberdorf, "Ultrakompakter Antrieb mit radial und axial kombiniertem Magnetlager," Dissertation, Nr. 19763, ETH Zürich, Schweiz, 2011.
- [21] S.-J. Jung und K. Nam, "PMSM Control Based on Edge-Field Hall Sensor Signals through ANF-PLL Processing," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Band 58, Nr. 11, 2011, S. 5121–5129.  
- [22] I. Dufour und D. Placko, "An Original Approach to Eddy Current Problems through a Complex Electrical Image Concept," *IEEE Transactions on Magnetics*, Band 32, Nr. 2, 1996, S. 348. 

- [23] S. Roman, *Advanced Linear Algebra*. Springer Verlag, New York, 2008.
- [24] M. T. Bartholet, T. Nussbaumer, S. Silber, und J. W. Kolar, “Comparative Evaluation of Polyphase Bearingless Slice Motors for Fluid-Handling Applications,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band 45, Nr. 5, 2009, S. 1821–1830.  
- [25] Z. Gmyrek, A. Boglietti, und A. Cavagnino, “Iron Loss Prediction with PWM Supply using Low- and High-Frequency Measurements: Analysis and Results Comparison,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Band 55, Nr. 4, 2008, S. 1722–1728.  
- [26] Z. Gmyrek, A. Boglietti, und A. Cavagnino, “Estimation of Iron Losses in Induction Motors: Calculation Method, Results, and Analysis,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Band 57, Nr. 1, 2010, S. 161–171.  
- [27] C. P. Steinmetz, “On the Law of Hysteresis,,” *American Institute of Electrical Engineers Transaction*, Band 9, 1892, S. 3–64. 
- [28] R. L. Russell und K. H. Norsworthy, “Eddy Currents and Wall Losses in Screened-Rotor Induction Motors,” *Proceedings of the IEE - Part A: Power Engineering*, Band 105, Nr. 20, 1958, S. 163–175.  
- [29] R. C. Robinson, I. Rowe, und L. E. Donelan, “The Calculation of Can Losses in Canned Motors,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Band 76, Nr. 3, 1957, S. 312–315. 
- [30] R. Neumaier, *Hermetische Pumpen*. W. H. Faragalah Verlag und Bildarchiv, Sulzbach, 1994.
- [31] R. L. Fillmore, “Calculation of Eddy Current Paths in Drag-Cup Induction Motor Rotors,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Band 75, Nr. 3, 1956, S. 922–926. 
- [32] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, 6. Auflage. McGraw-Hill, New York, 1968.
- [33] E. Bilgen und R. Boulos, “Functional Dependence of Torque Coefficient of Coaxial Cylinders on Gap Width and Reynolds Numbers,” *J. Fluids Eng.*, Band 95, Nr. 1, 1973, S. 122–126.  
- [34] M. Mack, “Luftreibungsverluste bei elektrischen Maschinen kleiner Baugröße,” Dissertation, Universität Stuttgart, 1967.

- [35] J. T. Stuart, "On The Non-Linear Mechanics of Hydrodynamic Stability," *Journal of Fluid Mechanics*, Band 4, 1958, S. 1–21.  
- [36] F. Wendt, "Turbulente Strömungen zwischen zwei rotierenden koaxialen Zylindern," *Ingenieur-Archiv*, Band 4, 1933, S. 577–595. 
- [37] H. Polinder, M. Hoeijmakers, und M. Scuotto, "Eddy-Current Losses in the Solid Back-Iron of PM Machines for Different Concentrated Fractional Pitch Windings," *Electric Machines & Drives Conference*, Band 1, 2007, S. 652–657.  
- [38] P. Lawrenson, P. Reece, und M. Ralph, "Tooth-Ripple Losses in Solid Poles," *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, Band 113, Nr. 4, 1966, S. 657–662.  
- [39] Y. Christi und M. Moo-Young, "Clean-in-Place Systems for Industrial Bioreactors: Design, Validation and Operation," *Journal of Industrial Microbiology*, Band 13, 1994, S. 201–207. 
- [40] M. Jaritz und J. Biela, "Analytical Model for the Thermal Resistance of Windings Consisting of Solid or Litz Wire," *15th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*, 2013.  
- [41] N. Simpson, R. Wrobel, und H. Mellor, "Estimation of Equivalent Thermal Parameters of Impregnated Electrical Windings," *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band 46, Nr. 6, 2013, S. 2505–2515.  
- [42] J. Pyrhönen, T. Jokinen, und V. Hrabovacova, *Design of Rotating Electrical Machines*. John Wiley & Sons, Ltd., 2008.
- [43] VDI Gesellschaft, *VDI-Wärmeatlas*. Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [44] W. A. Stein, "Eine neue Gleichung für den Wärme- und den Stoffübergang in durchströmten Rohren (Teil 1)," *Forschung im Ingenieurwesen*, Band 54, Nr. 4, 1988, S. 117–122.  
- [45] W. A. Stein, "Eine neue Gleichung für den Wärme- und den Stoffübergang in durchströmten Rohren (Teil 2)," *Forschung im Ingenieurwesen*, Band 54, Nr. 5, 1988, S. 161–168.  
- [46] E. F. Schmidt, "Wärmeübergang und Druckverlust in Rohrschlangen," *Chemie Ingenieur Technik*, Band 39, Nr. 13, 1967, S. 781–832.  

- [47] G. F. Rogers und Y. R. Mayhew, "Heat Transfer and Pressure Loss in Helically Coiled Tubes with Turbulent Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Band 7, 1967, S. 1207–1216.  
- [48] R. A. Seban und E. F. McLaughlin, "Heat Transfer in Tube Coils with Laminar and Turbulent Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Band 6, 1963, S. 387–395.  
- [49] E. Laurien und H. Oertel, *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [50] S. Lecheler, *Numerische Strömungsberechnung*. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [51] M. Kraume, *Mischen und Rühren: Grundlagen der modernen Verfahren*. WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2003.
- [52] F. Liepe, *Rührwerke, Theoretische Grundlagen, Auslegung und Bewertung*. Eigenverlag Fachhochschule Köthen, 1998.
- [53] R. Geiser, A. Mersmann, und H. Voit, "Makro- und Mikromischung im Rührkessel," *Chemie Ingenieur Technik*, Band 60, 1988, S. 947–955. 
- [54] H. Wurian, "Mischzeitbestimmung bei Rührvorgängen," Dissertation, Technische Universität Wien, 1976.
- [55] M. Lundén, O. Stenberg, und B. Andersson, "Evaluation of a Method for Measuring Mixing Time using Numerical Simulation and Experimental Data," *Chemical Engineering Communications*, Band 139, 1995, S. 115–136. 
- [56] J. Hiby, "Definition und Messung der Mischgüte in flüssigen Gemischen," *Chemie Ingenieur Technik*, Band 51, Nr. 7, 1979, S. 704–709. 
- [57] J. M. Bujalski, Z. Joworski, W. Bujalski, und A. W. Nienow, "The Influence of the Addition Position of a Tracer on CFD Simulated Mixing Times in a Vessel Agitated by a Rushton Turbine," *Trans. IChemE*, Band 80, 2002, S. 824–831. 
- [58] G. M. Madhu, A. J. Cirish, P. R. Ganesh, S. S. Agarwal, R. Kacker, und K. S. Akshaya, "Energy Efficiency and Mixing Time Calculations in Mechanically agitated Liquid Liquid Contactors," *Asian J. Exp. Sci.*, Band 23, Nr. 1, 2009, S. 157–164. 
- [59] J. A. Asenjo und J. C. Merchuk, *Bioreactor System Design*. Marcel Dekker, Inc., New York, 1995.

- [60] A. Biedermann, "Scherbeanspruchung in Bioreaktoren," Dissertation, Universität Köln, 1994.
- [61] S. Wollny, "Experimentelle und numerische Untersuchung zur Partikelbeanspruchung in gerührten (Bio-)Reaktoren," Dissertation, Technische Universität Berlin, 2010.
- [62] M. Soos, A. S. Moussa, L. Ehrl, J. Sefcik, H. Wu, und M. Morbidelli, "Effect of Shear Rate on Aggregate Size and Morphology investigated under Turbulent Conditions in Stirred Tank," *Journal of Colloid and Interface Science*, Band 319, 2008, S. 577–589.  
- [63] H. Schubert und K. Mühle, "The Role of Turbulence in Unit Operations of Particle Technology," *Advanced Powder Technology*, Band 2, Nr. 4, 1991, S. 295–306. 
- [64] D. D. Sowana, D. R. G. Williams, E. H. Dunlop, B. B. Dally, B. K. O'Neill, und D. F. Fletcher, "Turbulent Shear Stress Effects on Plant Cell Suspension Cultures," *Trans. IChemE*, Band 79, 2001, S. 867–875. 
- [65] H.-J. Henzler, "Particle Stress in Bioreactors," *Advances in Biochemical Engineering/Biotechnology*, Band 67, 2000, S. 35–82. 
- [66] F. Liepe, *Verfahrenstechnische Berechnungsmethoden*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1988.
- [67] K. Mühle und K. Domasch, "Stability of Particle Aggregates in Flocculation with Polymers," *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Band 29, 1991, S. 1–8. 
- [68] A. Biedermann und H. J. Henzler, "Beanspruchung von Partikeln in Rührreaktoren," *Chemie Ingenieur Technik*, Band 66, 1994, S. 209–211. 
- [69] H. J. Henzler und A. Biedermann, "Modelluntersuchung zur Partikelbeanspruchung in Reaktoren," *Chemie Ingenieur Technik*, Band 68, 1996, S. 1546–1561. 
- [70] K. Wichterle, L. Zak, und P. Mitschka, "Shear Stresses on the Walls of Agitated Vessels," *Chemical Engineering Communications*, Band 32, 1985, S. 289–305. 
- [71] M. Zlokarnik, *Scale-up: Modellübertragung in der Verfahrenstechnik*. WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2005.
- [72] J. Pawlowski, *Die Ähnlichkeitstheorie in der physikalisch-*

- technischen Forschung: Grundlagen und Anwendungen*. Springer Verlag, Berlin/Heidelberg, 1971.
- [73] S. Perez, E. M. Rodriguez, J. L. C. Lopez, J. M. Fernandez Sevilla, und Y. Chisti, "Shear Rate in Stirred Tank and Bubble Column Bioreactors," *Chemical Engineering Journal*, Band 124, 2006, S. 1–5.  
- [74] S. B. Pope, *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- [75] P. A. Davidson, *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University Press, Oxford, 2004.
- [76] F. R. Menter, "Two–Equation Eddy–Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, Band 32, Nr. 8, 1994, S. 1598–1605. 
- [77] *ANSYS CFX–Solver Theory Guide*, 13. Auflage, ANSYS, Inc., Canonsburg, 2010. Online: www.ansys.com.
- [78] F. R. Menter, "Review of the Shear–Stress Transport Turbulence Model Experience from an Industrial Perspective," *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Band 23, Nr. 4, 2009, S. 305–316.  
- [79] N. Qi, H. Wang, und H. Zhang, "Numerical Simulation of Fluid Dynamics in the Stirred Tank by the SSG Reynolds Stress Model," *Front. Chem. Eng. China*, Band 4, Nr. 4, 2010, S. 506–514.  
- [80] M. Sommerfeld und S. Decker, "State of the Art and Future Trends in CFD Simulation of Stirred Vessel Hydrodynamics," *Chemical Engineering & Technology*, Band 27, Nr. 3, 2004, S. 215–224.  
- [81] V. R. Deshpande und V. V. Ranade, "Simulation of Flows in Stirred Vessels Agitated by Dual Rushton Impellers using Computational Snapshot Approach," *Chemical Engineering Communications*, Band 190, Nr. 2, 2003, S. 236–253.  
- [82] J. B. Joshi, N. K. Nere, C. V. Rane, B. N. Muthy, C. S. Mathpati, A. W. Patwardhan, und V. V. Ranade, "CFD Simulation of Stirred Tanks: Comparison of Turbulence Models. Part I: Radial Flow Impellers," *Canadian Journal of Chemical Engineering*, Band 89, Nr. 1, 2011, S. 23–82.  
- [83] J. B. Joshi, N. K. Nere, C. V. Rane, B. N. Muthy, C. S. Mathpati, A. W. Patwardhan, und V. V. Ranade, "CFD Simulation of Stirred

- Tanks: Comparison of Turbulence Models.Part II: Axial Flow Impellers, Multiple Impellers and Multiphase Dispersions,” *Canadian Journal of Chemical Engineering*, Band 89, Nr. 4, 2011, S. 754–816.  
- [84] M. Ljungqvist und A. Rasmuson, “Numerical Simulation of the Two-Phase Flow in an Axially Stirred Vessel,” *Chemical Engineering Research and Design*, Band 79, 2001, S. 533–546. 
- [85] J. Karcz, M. Cudak, und J. Szoplik, “Stirring of a Liquid in a Stirred Tank with an Eccentrically Located Impeller,” *Chemical Engineering Science*, Band 60, 2005, S. 2369–2380.  
- [86] B. Gicala, “Computational Fluid Dynamics Modelling of a Suspension of Solid Particles in a Full Scale Unbaffled Vessel,” *Chemical and Process Engineering*, Band 30, 2009, S. 475–484. 
- [87] A. Hidalgo-Millán, E. Soto, und G. Ascanio, “Effect of Eccentricity on the Pumping Capacity in an Unbaffled Vessel,” *Canadian Journal of Chemical Engineering*, Band 89, Nr. 5, 2011, S. 1051–1058.  
- [88] G. Montante, A. Bakker, A. Pagliante, und F. Magelli, “Effect of the Shaft Eccentricity on the Hydrodynamics of Unbaffled Stirred Tanks,” *Chemical Engineering Science*, Band 61, 2006, S. 2808–2814.  
- [89] J. N. Haque, T. Mahmum, und K. J. Roberts, “Modelling Turbulent Flows with Free-Surface in Unbaffled Agitated Vessels,” *Ind. Eng. Chem. Res.*, Band 45, 2006, S. 2881–2891.  
- [90] P. R. Spalart und M. Shur, “On the Sensitization of Turbulence Models to Rotation and Curvature,” *Aerospace Science and Technology*, Band 5, 1997, S. 297–302. 
- [91] P. E. Smirnov und F. R. Menter, “Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term,” *Journal of Turbomachinery*, Band 131, 2009, S. 1–8.  
- [92] S. Nagata, *Mixing: Principles and Applications*. John Wiley & Sons, New–York, 1975.
- [93] T. Defraeye, B. Blocken, und J. Carmeliet, “CFD Analysis of Convective Heat Transfer at the Surfaces of a Cube Immersed in a Turbulent Boundary Layer,” *International Journal of Heat and Mass*

- Transfer*, Band 53, 2010, S. 297–308.  
- [94] A. Zukauskas, “Heat Transfer from Tubes in Crossflow,” *Advances in Heat Transfer*, Band 18, 1987, S. 87–159. 
- [95] H. Herwig und A. Moschallski, *Wärmeübertragung*. Vieweg & Sohn, Wiesbaden, 2006.
- [96] H. Oertel, M. Böhle, und U. Dorhmann, *Strömungsmechanik*. Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden, 2006.
- [97] R. A. Antonia, H. Q. Danh, und A. Prabhu, “Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Heat Flux,” *Journal of Fluid Mechanics*, Band 80, Nr. 1, 1977, S. 153–177.  
- [98] D. Baehr und K. Stephan, *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [99] ANSYS Inc. (2012) Cononsburg, USA. Online: <http://www.ansys.com>.
- [100] T. Jongen, “Extension of the Age-of-Fluid Method to Unsteady and Closed-Flow Systems,” *AIChE Journal*, Band 50, Nr. 9, 2004, S. 2020–2037.  
- [101] M. Soos, L. Ehrl, U. Bäßler, und M. Morbidelli, “Aggregate Break-up in a Contracting Nozzle,” *Langmair*, Band 26, Nr. 1, 2010, S. 10–18.  
- [102] G. I. Taylor, “Stability of a Viscous Liquid Contained between Two Rotating Cylinders,” *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, Band 223, 1923, S. 289–343.  
- [103] J. Kaye und E. C. Elgar, “Modes of Adiabatic and Diabatic Fluid Flow in an Annulus with an Inner Rotating Cylinder,” *Journal of Heat Transfer*, Band 80, Nr. 5, 1958, S. 753–765. 
- [104] M. Fénot, Y. Bertin, E. Dorignac, und G. Lalizel, “A Review of Heat Transfer between Concentric Rotating Cylinders with or without Axial Flow,” *International Journal of Thermal Sciences*, Band 50, Nr. 7, 2011, S. 1138–1155.  
- [105] K. Stephan, “Wärmeübergang bei turbulenter und bei laminarer Strömung in Ringspalten,” *Chemie Ingenieur Technik*, Band 34, Nr. 3, 1962, S. 207–212.  
- [106] K. M. Becker und J. Kaye, “Measurements of Diabatic Flow in an Annulus with an Inner Rotating Cylinder,” *Journal of Heat*

- Transfer*, Band 84, Nr. 2, 1962, S. 97–104.  
- [107] C. Gazely, “Heat-Transfer Characteristics of the Rotational and Axial Flow between Concentric Cylinders,” *Trans. ASME*, Band 80, 1958, S. 79–90. 
- [108] M. I. Cervantes, F. J. Lacombe, J. Muzzio, und M. M. Alvarez, “Novel Bioreactor Design for the Culture of Suspended Mammalian Cells. Part I: Mixing Characterization,” *Chemical Engineering Science*, Band 61, Nr. 24, 2006, S. 8075–8084.  
- [109] M. Nishikawa, K. Ashiwake, N. Hashimoto, und S. Nagate, “Agitation Power and Mixing Time in Off-Centring Mixing,” *International Chemical Engineering*, Band 19, Nr. 1, 1979, S. 153–159. 
- [110] C. Galletti und E. Brunazzi, “On the Main Flow Features and Instabilities in an Unbaffled Vessel Agitated with an Eccentrically Located Impeller,” *Chemical Engineering Science*, Band 63, Nr. 18, 2008, S. 4494–4505.  
- [111] K. Bittins und P. Zehner, “Power and Discharge Numbers of Radial-Flow Impellers - Fluid-Dynamic Interactions between Impeller and Baffles,” *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Band 33, Nr. 4, 1994, S. 295–301.  
- [112] W. Bujalski, A. W. Nienow, S. Chatwin, und M. Cooke, “The Dependency on Scale of Power Numbers of Rushton Disc Turbines,” *Chemical Engineering Science*, Band 42, Nr. 2, 1987, S. 317–326.  
- [113] A. Giapos, C. Pachatouridis, und M. Stamatoudis, “Effect of the Number of Impeller Blades on the Drop Size in Agitated Dispersions,” *Trans. IChemE*, Band 83, 2005, S. 1425–1430.  
- [114] T. Kumaresan und B. Joshi, “Effect of Impeller Design on the Flow Pattern and Mixing in Stirred Tanks,” *Chemical Engineering Journal*, Band 115, Nr. 3, 2006, S. 173–193.  
- [115] S. M. Kresta, D. Mao, und V. Roussinova, “Batch Blend Time in Square Stirred Tanks,” *Chemical Engineering Science*, Band 61, 2006, S. 2823–2825.  

Abbildungsverzeichnis

0.1	Rührwerk-Abmessungen	22
0.2	Rührwerk-Abmessungen	23
1.1	Übersicht Mixer-Topologien	29
1.2	Motoraufbau	31
1.3	Erzeugung von Radialkräften und Drehmoment	32
1.4	Prinzipschaltung zur Motorspeisung	34
1.5	Vereinfachtes Regelschema	35
2.1	Optimierung der Magnetbreite	43
2.2	Optimierung der Klauenbreite	44
2.3	Optimierung der Verkippssteifigkeit	45
2.4	Radialkräfte in Abhängigkeit der Klauenbreite	46
2.5	Messung und Simulation des statischen Drehmoments	47
2.6	Axiale Rückstellkraft	48
2.7	Verkippssteifigkeit bei aktiviertem und deaktiviertem Lager	48
2.8	Verifikation der Radialkräfte	49
2.9	Optimierung Motor mit $p = 5$	50
2.10	Drehmoment beim Motor mit $p = 5$	51
3.1	Positionserfassung mit Hall- und Wirbelstromsensoren	54
3.2	Rotorauslenkung beim Innen- und Aussenläufer	55
3.3	Spektrum des Luftspaltfeldes	62
3.4	Platzierung der Hallsensoren	63
3.5	Berechnung der Rotorposition bei $p = 8$	65
3.6	Berechnung der Rotorposition bei $p = 5$	67
3.7	Blockschaltbild Streufeldkompensation	68
3.8	Blockschaltbild für Kompensation Remanenzflusschwankungen	69
3.9	Blockschaltbild Kompensationsregler	70
3.10	Blockschaltbild Positionsbestimmung mit Hallsensoren	71
4.1	Herleitung der Wirbelstromverluste im Spaltrohr	76
4.2	Korrekturfaktor in Abhängigkeit des Überhanges	81
4.3	Korrekturfaktor in Abhängigkeit der Polpaarzahl	82
4.4	Wirbelströme im Spaltrohr	83

4.5	Polarplot radiales Luftspaltfeld	84
4.6	FFT-Analyse Luftspaltfeld	85
4.7	Spaltrrohrverluste beim lagerlosen Mixer	86
4.8	Experimentelle Bestimmung der Spaltrrohrverluste	87
4.9	Verifikation der Spaltrrohrverluste	89
4.10	Verifikation der Spaltrrohrverluste	89
4.11	Fluidreibungsverluste in Abhängigkeit der Drehzahl	91
4.12	Fluidreibungsverluste in Abhängigkeit der Spaltbreite	92
4.13	Fluidreibungsverluste in Abhängigkeit der Axialgeschwindigkeit	93
4.14	Simulation der Verlustdichte im Rotor	94
4.15	Simulation der Rotorverluste	97
4.16	Aufteilung der Rotorverluste	97
4.17	Skalierung des Korrekturfaktors für den Überhang	100
4.18	Gesamtverluste in Abhängigkeit der Baugrösse	104
4.19	Gesamtverluste in Abhängigkeit der Drehzahl	104
4.20	Anteil der einzelnen Verlustkomponenten an den Gesamtverlusten	106
4.21	Motorwirkungsgrad	107
5.1	Thermisches Ersatzschaltbild	110
5.2	Wicklungsaufbau und Temperaturverlauf	112
5.3	Zonenaufteilung bei der Simulation von α	115
5.4	Wärmeübergang bei forcierter Konvektion	118
5.5	Wärmeübergang bei natürlicher Konvektion	119
5.6	Einfluss der Pumpenzahl auf den Wärmeübergang	121
5.7	Geometrie und Nußelt-Zahl der Kühlspirale	122
5.8	Platzierung und Wirkung der Kühlspiralen	124
5.9	Skalierung der Motortemperatur bei dominierendem $R_{th,\lambda}$	128
5.10	Skalierung der Motortemperatur bei dominierendem $R_{th,\alpha}$	129
5.11	Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Vergussmasse	131
5.12	Einfluss Bechermaterial	132
5.13	Motortemperaturen beim SIP	133
5.14	Temperatur-Messpunkte	135
5.15	Verifikation bei natürlicher Konvektion	136
5.16	Temperatur-Sprungantwort beim ungekühltem Motor	137
5.17	Temperatur-Sprungantwort beim gekühltem Motor	138
5.18	Temperaturen im Betrieb mit Kühlung	139
5.19	Temperaturen im Betrieb ohne Kühlung	140
6.1	Bezugsflächen zur Bestimmung der Durchsatzkennzahl	144
6.2	Vergleich Leistungscharakteristik eines lagerlosen und konventionellen Mixers	145
6.3	Turbulenzkaskade	147

6.4	Mischzeitcharakteristik eines lagerlosen Mixers	150
6.5	Uniformität in Abhängigkeit der Mischzeit	152
6.6	Einfluss des Tracerinjektionspunktes auf die Mischzeit	153
6.7	Mischzeit in Abhängigkeit des Tracervolumens	154
6.8	Penney-Diagramm (P/V)	159
6.9	Penney-Diagramm (F)	160
6.10	Penney-Diagramm (M)	160
6.11	Penney-Diagramm ($M \propto \mu^3$)	162
6.12	Penney-Diagramm ($F \propto \mu$)	162
6.13	RANS Ansatz	166
6.14	Vergleich Turbulenzmodelle	169
6.15	Netzauflösung Fluidrandschicht	171
6.16	Evaluierung Turbulenzmodell und Auflösung Randschicht	172
6.17	Verifikation der Simulation mit $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell	173
6.18	Verifikation der Simulation SST-CC-Turbulenzmodell	173
6.19	Tracer-Verteilung im Rührkessel	175
6.20	Vergleich von simulierter und gemessener Mischzeit	176
6.21	Verweilzeitsimulation im Rührkessel	177
6.22	Einteilung Strömungsform im Ringspalt	180
6.23	Korrelation der Fluidgeschwindigkeit im Ringspalt	183
6.24	Ringspaltströmung im Mixbetrieb	185
7.1	Strömungslinien bei zentrischem und exzentrischem Rotor	188
7.2	Rührerperformance bei exzentrisch platziertem Rotor	189
7.3	Einfluss des Rotorblattanstellwinkels	190
7.4	Einfluss des Rührerdurchmessers	192
7.5	Strömungsfeld im Tank bei verschiedenen Flügelraddimensionen	194
7.6	Einfluss der Blattzahl auf die Strömung	195
7.7	Einfluss der Blattzahl auf Mischzeit und Leistung	196
7.8	Vergleich verschiedener Impellertypen	197
7.9	Vergleich Tankform und Einbaulage	199
8.1	50 Liter Teststand	204
8.2	350 Liter Teststand	206
8.3	Drehmoment im 350 Liter Tank	207
8.4	Mixermotor mit $p = 8$	209
8.5	Mixermotor mit $p = 5$	211
8.6	1500 Liter Teststand	212

Tabellenverzeichnis

2.1	Optimierungsergebnisse	51
4.1	Steinmetzparameter	75
4.2	Testsetup für Verifikation Spaltrrohrverluste	88
4.3	Koeffizienten für Verlustbeiwert	90
4.4	Zusammenfassung Skalierung	103
5.1	Thermische Materialeigenschaften	111
5.2	Thermische Ersatzparameter der Spulen	114
5.3	Koeffizienten für Potenzansätze für den Wärmeübergangskoeffizienten	119
5.4	Skalierungsgesetze für konstante Motortemperatur	130
6.1	Evaluierung Turbulenzmodelle	169
7.1	Performance-Vergleich verschiedener Rührertypen	198
7.2	Vergleich Tankform und Einbaulage	200

