



TU Clausthal

NUMERISCHE UND EXPERIMENTELLE BEWERTUNG
VERSCHIEDENER VERDRÄNGERPUMPEN ZUR ANWENDUNG IN
AUTOMATIKGETRIEBEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von

M. Sc. Thomas Lobsinger
aus Schwäbisch Gmünd

genehmigt von der Fakultät für
Mathematik/Informatik und Maschinenbau

der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung

30.03.2022

Dekan
Prof. Dr. rer. nat. Jörg P. Müller
Vorsitzender der Promotionskommission
Prof. Dr. rer. nat. Jörg P. Müller
Betreuer
Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner
Gutachter
Jun.-Prof. Dr. rer. nat. Nina Merkert
Gutachter
Prof. Dr.-Ing. Hubert Schwarze

Dissertation Clausthal 2022
D104

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in der Business Unit Pumpe der Robert Bosch Automotive Steering GmbH in Schwäbisch Gmünd. Hiermit möchte ich mich bei allen recht herzlich bedanken, die in irgendeiner Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Jörg Eigenmann sei insbesondere für die Gelegenheit, diese Arbeit durchführen zu können und für die notwendigen Projektmittel gedankt. Die Herren Ludwig Kappel und Klaus Meyer haben durch ihre Hilfestellung und kontinuierliche Gesprächsbereitschaft für fachliche Diskussionen ebenfalls einen großen Anteil am Erfolg dieser Arbeit. Dasselbe gilt für meinen Mitdoktoranden Herrn Timm Hieronymus, der als Leidensgenosse immer an meiner Seite stand und mich inhaltlich sowie organisatorisch unterstützte. Den Studierenden Frau Lena Burkhardt und Herrn Linus Kientz sei ebenfalls herzlich für die Unterstützung bei den Messungen sowie deren Auswertung gedankt.

Weiterhin möchte ich mich auch in aller Form bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner für die Betreuung und kritische Begleitung dieser Arbeit bedanken. Dasselbe gilt für Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Schwarze und Frau Jun.-Prof. Dr. rer. nat. Nina Merkert, die freundlicherweise als weitere Gutachter zur Verfügung standen.

Herrn Dr.-Ing. Stephan Beitler und seinem Team am ITR gilt ebenso ein großer Dank für die Unterstützung bei den Messkampagnen. Für die Beschaffung der Prototypen der TMC-Pumpe und Hilfe bei den Messungen bedanke ich mich vielmals bei Herrn Dr. Marian Kacmar von Bosch CR. Mein Dank gilt auch dem Team der Eckerle Technologies GmbH für die Bereitstellung der Prototypen der Innenzahnradpumpe sowie für die Unterstützung bei der Interpretation der Messergebnisse.

Dem Team der CFX Berlin Software GmbH möchte ich ebenso für die kontinuierliche Hilfestellung bei den numerischen Simulationen der drei Verdrängermaschinen danken.

Schließlich möchte ich mich noch besonders bei meinen Eltern bedanken, die mir diesen Weg bis hierher durch ihre immerwährende Unterstützung erst ermöglicht haben.

Thomas Lobsinger

Leinfelden-Echterdingen, Mai 2022

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Stand der Forschung	3
1.2.1	Pumpen in Automatikgetrieben	3
1.2.2	Auswahl und Vergleich von Pumpenprinzipien	4
1.2.3	Entwicklungsstand Verdrängerpumpen	5
1.2.4	Mehrphasenströmung in Verdrängerpumpen	6
1.3	Zielsetzung	7
1.4	Methodisches Vorgehen	8
2	Grundlagen	9
2.1	Hydrauliksysteme in Automatikgetrieben und elektrischen Antriebssträngen	9
2.1.1	Wandlerautomatikgetriebe (AT)	9
2.1.2	Doppelkupplungsgetriebe (DCT)	11
2.1.3	Stufenlose Getriebe (CVT)	12
2.1.4	Kompakte elektrische Antriebsstränge	13
2.2	Verdrängerpumpen	14
2.2.1	Funktion und Kennzahlen	14
2.2.2	Klassifikation	19
2.3	Strömungsmechanik	20
2.3.1	Erhaltungsgleichungen	20
2.3.2	Turbulenz	21
2.3.3	Mehrphasenströmung	26
2.4	Numerische Strömungssimulation	29
2.4.1	Räumliche Diskretisierung	29
2.4.2	Zeitliche Diskretisierung	30
2.4.3	Druck-Geschwindigkeits-Kopplung	31
2.4.4	Netzgenerierung	31

3	Vorauswahl der Pumpenprinzipien	35
3.1	Systemseitige Anforderungen	36
3.1.1	Gewichtung der Anforderungen	39
3.2	Bewertung der Pumpenprinzipien	40
3.3	Ausgewählte Pumpenprinzipien	44
3.3.1	Flügelzellenpumpe (FZP)	44
3.3.2	Vollkompensierte Innenzahnradpumpe (IZP)	46
3.3.3	Tumbling Multi Chamber Pumpe (TMC)	48
3.3.4	Übersicht	50
4	Numerische und experimentelle Untersuchungen	53
4.1	Numerische Untersuchungen	53
4.1.1	Phänomenologische Betrachtung des Strömungsfelds	53
4.1.2	Vorstellung der angewandten CFD-Methoden	55
4.1.3	Grundlagenuntersuchungen am 2D-Modell der Flügelzellenpumpe	58
4.1.4	3D-Modelle und Rechnetze der untersuchten Pumpen	87
4.2	Experimentelle Untersuchungen und Validierung	95
4.2.1	Messplanung und Messaufbau	95
4.2.2	Validierung der numerischen Daten	97
4.3	Diskussion	108
5	Pumpenvergleich	111
5.1	Betrieb mit reinem Öl	111
5.2	Betrieb mit Luft im Öl	123
6	Zusammenfassung und Ausblick	141
6.1	Zusammenfassung	141
6.2	Ausblick	146
	Literaturverzeichnis	149

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ravigneaux Radsatz eines Wandlerautomatikgetriebes, aus [3]	10
2.2	Ölhydrauliksystem in einem Wandlerautomatikgetriebe, aus [3]	10
2.3	Schematischer Aufbau und Funktion eines DCTs, aus [3]	11
2.4	Schematischer Aufbau und Funktion eines CVTs, aus [3]	12
2.5	Ebene Spaltströmung	16
2.6	Typische Förderkennlinie einer Verdrängerpumpe bei zwei verschiedenen Gegendrücken $p_A < p_B$	18
2.7	Typische Drosselkennlinie einer Verdrängerpumpe bei zwei verschiedenen Drehzahlen $n_A < n_B$	18
2.8	Grundlegende Einteilung von Verdrängerpumpen	19
3.1	Optimalbereiche für Fluidenergiemaschinen, aus [15]	36
3.2	Hydraulische Anforderungen der betrachteten Anwendungsfälle	37
3.3	Gewichte der Anforderungen der vier betrachteten Anwendungsfälle	39
3.4	Hauptbauelemente der FZP mit Darstellung der Saug- (S) und Druckbereiche (D)	44
3.5	Beidseitige Steuergeometrie der FZP mit Darstellung der Saug- (S) und Druckbereiche (D)	45
3.6	Hauptbauelemente der vollkompensierten IZP mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)	46
3.7	Beidseitige Steuergeometrie der vollkompensierten IZP mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)	47
3.8	Hauptbauelemente der TMC-Pumpe mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)	48
3.9	Schnittansicht durch die TMC-Pumpe mit angedeutetem Strömungspfad (blau) sowie Leckagepfaden (rot)	49
4.1	Zylinderförmige Verlängerung des Rechengebiets im Druckbereich zur Unter- suchung der Auslassdruckpulsationen	58
4.2	Aufbau des 2D-Modells der FZP und Vernetzungsdetails	59

4.3	Parameter für die Gitterkonvergenzstudie	61
4.4	Einfluss der Gesamtzellanzahl im Rotor N auf den berechneten vol. Wirkungsgrad	61
4.5	Einfluss von N_r bei $N_c = 31$ auf den vol. Wirkungsgrad	62
4.6	Einfluss von N_c bei $N_r = 42$ auf den vol. Wirkungsgrad	62
4.7	Ersatzmodell 1 für den Radialspalt	63
4.8	Ersatzmodell 2 für den Radialspalt (ebene Couette-Poiseuille-Strömung)	64
4.9	Einfluss von N_r auf das Geschwindigkeitsprofil u_φ bei $N_c = 31$ bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$ aufgetragen über der dimensionslosen Spalthöhe r/h	65
4.10	Vergleich der num. und der analyt. Lösungen für u_φ bzw. u_x bei $\bar{p}_2 = 10$ bar und $n = 4000/\text{min}$ mit $N_r = 42$ und $N_c = 21$ aufgetragen über der dimensionslosen Spalthöhe r/h	65
4.11	Kammerinnendruckprofil der 2D-FZP bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 3000/\text{min}$	66
4.12	Einfluss von N_r auf den Druckstoß bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$	67
4.13	Einfluss der Zeitschrittweite Δt auf den vol. Wirkungsgrad bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$	68
4.14	Einfluss der Zeitschrittweite auf die Pulsation des Kammerinnendruckprofils auf dem Hochdruckplateau bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$ (Legende siehe Tabelle 4.2)	68
4.15	Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 5\%$	69
4.16	Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 10\%$	69
4.17	Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 20\%$	70
4.18	Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 40\%$	70
4.19	Einfluss von d_m auf die Massenstrompulsation am Auslass 1	71
4.20	Einfluss von d_m auf die Druckpulsation am Auslass 1	71
4.21	Einfluss der Auftriebskräfte auf die Massenstrompulsation am Auslass 1 bei $n = 500/\text{min}$	72
4.22	Einfluss der Auftriebskräfte auf die Massenstrompulsation am Auslass 1 bei $n = 1000/\text{min}$	72
4.23	Förderkennlinien bei verschiedenen \bar{p}_2	73
4.24	Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen \bar{p}_2	73

4.25	Abhängigkeit des vol. Wirkungsgrades der 2D-FZP vom Gegendruck \bar{p}_2 bei verschiedenen Drehzahlen	73
4.26	Förderkennlinien bei verschiedenen T_1 bei $\bar{p}_2 = 25$ bar	74
4.27	Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen T_1 bei $\bar{p}_2 = 25$ bar	74
4.28	Entwicklung der Dampfkavitation im Saugbereich mit steigender Drehzahl	75
4.29	Entwicklung der Dampfkavitation im Radialspalt mit steigender Drehzahl .	75
4.30	Untersuchte Varianten zur Ausrichtung der Saugkanäle	76
4.31	Vol. Wirkungsgrade der verschiedenen Saugkanalausrichtungen bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	76
4.32	Leckagepfade eines Druckbereichs in der 2D-FZP bei $\varphi = 30^\circ$	77
4.33	Leckagemassenströme in Abhängigkeit der Drehzahl bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	77
4.34	Leckagemassenströme in Abhängigkeit des Gegendrucks \bar{p}_2 bei $n = 1000/\text{min}$	77
4.35	Förderkennlinien bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar	78
4.36	Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar	78
4.37	Einfluss von α_1^d auf das Kammerinnendruckprofil bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	79
4.38	Druckpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 1000/\text{min}$	80
4.39	Druckpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 4000/\text{min}$	80
4.40	Massenstrompulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 500/\text{min}$	81
4.41	Massenstrompulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	81
4.42	Wellenleistung bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 500/\text{min}$	82
4.43	Wellenleistung bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 4000/\text{min}$	82
4.44	Leckagemassenstrom im Radialspalt 1 bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar	83
4.45	Leckagemassenstrom im Radialspalt 2 bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar	83
4.46	Luftverteilung in den Förderkammern bei $\alpha_1^d = 40\%$, $p = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	84
4.47	Verlauf der Luftvolumenfraktion in der Förderkammer bei $\alpha_1^d = 10\%$ und $\bar{p}_2 = 5$ bar für verschiedene Drehzahlen	85
4.48	Untersuchte Rotorvarianten zur Variation von ε	85
4.49	Verlauf des vol. Wirkungsgrades über α_1^d mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	86
4.50	Massenstrompulsation am Auslass 1 mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\alpha_1^d = 20\%$, $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	86

4.51	Druckpulsation am Auslass 1 mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\alpha_1^d = 20\%$, $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	86
4.52	Details der Vernetzung der FZP	88
4.53	Rechengebiet der FZP mit Randbedingungen	88
4.54	Einfluss von h_r auf das Kammerinnendruckprofil bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 4000/\text{min}$	89
4.55	Vol. Wirkungsgrad mit verschiedenen h_r bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 4000/\text{min}$	90
4.56	Mittlere Wellenleistung mit verschiedenen h_r bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 4000/\text{min}$	90
4.57	Rotornetz der IZP	91
4.58	Vernetzungsdetails der IZP	92
4.59	Rechengebiet der IZP mit Randbedingungen	92
4.60	Netz der Verdrängerkammern der TMC-Pumpe	93
4.61	Vernetzungsdetails des Innen- und Außenkugelspalts der TMC-Pumpe	94
4.62	Vernetzungsdetails der Rotorkanäle und des Welle-Rotor-Spalts der TMC-Pumpe	94
4.63	Vernetzungsdetails des Fluidvolumens in der Hohlwelle der TMC-Pumpe	95
4.64	Rechengebiet der TMC-Pumpe mit Randbedingungen	95
4.65	Schematischer hydraulischer Aufbau bei den Funktionsmessungen	96
4.66	Drucksensor im Roter der FZP zur Messung des Kammerinnendrucks	97
4.67	Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 500/\text{min}$	99
4.68	Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	99
4.69	Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 3000/\text{min}$	99
4.70	Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 5\%$	100
4.71	Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 5\%$	100
4.72	Vol. Wirkungsgrade der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	101
4.73	Vol. Wirkungsgrade der FZP bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	101
4.74	Vol. Wirkungsgrade der IZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	102
4.75	Vol. Wirkungsgrade der IZP bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	102
4.76	Vol. Wirkungsgrade der TMC-Pumpe bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	103
4.77	Vol. Wirkungsgrade der TMC-Pumpe bei $\bar{p}_2 = 15$ bar	103
4.78	Mittl. Drehmomente der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 22 bar	104
4.79	Mittl. Drehmomente der IZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 22 bar	104
4.80	Mittl. Drehmomente der TMC bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 15 bar	104
4.81	Mittl. Drehmomentabfall der FZP über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	105
4.82	Mittl. Drehmomentabfall der IZP über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	105

4.83	Mittl. Drehmomentabfall der TMC über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	105
4.84	Auslassdruckpulsation der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	106
4.85	Auslassdruckpulsation der IZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	107
4.86	Auslassdruckpulsation der TMC bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	107
5.1	Förderkennlinien bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	111
5.2	Vol. Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	112
5.3	Vol. Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	112
5.4	Isovolumina mit Dampfvolumenfraktionen $\alpha^d > 0,1$ bei $n = 4000/\text{min}$ und $\bar{p}_2 = 22$ bar	114
5.5	Vol. Wirkungsgrade für verschiedene Drehzahlen aufgetragen über \bar{p}_2	114
5.6	Kammerinnendruckprofile bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 1000/\text{min}$	115
5.7	Kammerinnendruckprofile bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 3000/\text{min}$	115
5.8	Steuergeometrie des Druckbereichs der FZP	115
5.9	Steuergeometrie des Druckbereichs der IZP	116
5.10	Steuergeometrie der TMC-Pumpe	117
5.11	Auslassdruckpulsationen bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar bei $n = 2000/\text{min}$	119
5.12	FFT der Auslassdruckpulsationen bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	119
5.13	Förderstrompulsation am Auslass bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 2000/\text{min}$	120
5.14	Förderstrompulsation am Auslass bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 4000/\text{min}$	120
5.15	Exp. Werte der hyd.-mech.-Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	121
5.16	Exp. Werte der hyd.-mech.-Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	121
5.17	Exp. Werte der Gesamtwirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar	122
5.18	Exp. Werte der Gesamtwirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar	122
5.19	Kammerinnendruckprofil der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	124
5.20	Kammerinnendruckprofil der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	125
5.21	Kammerinnendruckprofil der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	126
5.22	Auslassdruckpulsationen der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	126
5.23	Auslassdruckpulsationen der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	127
5.24	Auslassdruckpulsationen der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	127

5.25	FFTs der Auslassdruckpulsationen der FZP aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	128
5.26	FFTs der Auslassdruckpulsationen der IZP aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	129
5.27	FFTs der Auslassdruckpulsationen der TMC aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	129
5.28	Massenstrompulsationen am Auslass der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	130
5.29	Massenstrompulsationen am Auslass der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	130
5.30	Massenstrompulsationen am Auslass der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	131
5.31	Vol. Wirkungsgrade unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	132
5.32	Abfall des mittl. Drehmoments unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$	133
5.33	Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der FZP bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	134
5.34	Radiale Verläufe von α^d in der FZP über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.33) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	134
5.35	Axialer Verlauf von α^d in z-Richtung in der FZP über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.33) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	135
5.36	Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der IZP bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	136
5.37	Radiale Verläufe von α^d in der IZP über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.36) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	137
5.38	Axialer Verlauf von α^d in z-Richtung in der IZP über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.36) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	137
5.39	Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der TMC bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	138
5.40	Radiale Verläufe von α^d in der TMC über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.39) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	139
5.41	Verlauf von α^d in θ -Richtung in der TMC über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.39) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$	139

Tabellenverzeichnis

3.1	Fluiddaten von Shell L12108 ATF bei 20 °C und 1 bar	38
3.2	Bewertung der Pumpenprinzipien für e-Achsen	41
3.3	Bewertung der Pumpenprinzipien für ATs und DCs (elektr.)	41
3.4	Bewertung der Pumpenprinzipien für ATs und DCTs (mech.)	42
3.5	Bewertung der Pumpenprinzipien für CVTs	43
3.6	Grundlegende Eigenschaften und Dimensionen der untersuchten Pumpen .	51
4.1	Übersicht zu den genutzten numerischen Konfigurationen	57
4.2	Korrelation zwischen Winkelauflösung und Zeitschrittweite bei $n = 4000/\text{min}$ und Legende für Abb. 4.14	68
4.3	Spaltannahmen im Rechnernetz der FZP	87
4.4	Spaltannahmen im Rechnernetz der IZP	91
4.5	Spaltannahmen im Rechnernetz der TMC-Pumpe	93
4.6	Verwendete Messtechnik für die Funktionsmessungen	97
5.1	Ungleichförmigkeitsgrade des Förderstroms bestimmt aus den numerischen Simulationen bei $\bar{p}_2 = 22 \text{ bar}$	120
5.2	Ungleichförmigkeitsgrade des Massenstroms bestimmt aus den numerischen Simulationen bei $\bar{p}_2 = 5 \text{ bar}$ und $n = 2000/\text{min}$	131

Kurzfassung

In der Automobilindustrie allgemein und speziell bei den Antriebssträngen finden im Zuge der Elektrifizierung tiefgreifende Transformationen statt, die zu neuen und schärferen Anforderungen an die einzelnen Komponenten führen. Dies gilt auch für die Komponenten der hydraulischen Versorgung. In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Verdrängerpumpenprinzipien für die Applikation in zukünftigen Automatikgetrieben durch numerische und experimentelle Untersuchungen miteinander verglichen und bewertet. Neben der einphasigen Ölförderung wird insbesondere auch der mehrphasige Betrieb mit verschiedenen Luftvolumenfraktionen im Öl betrachtet, da diese Betriebszustände in Zukunft an Bedeutung gewinnen.

Durch die Evaluierung der systemseitigen Anforderungen der Getriebesysteme und deren Gewichtung für drei verschiedene Anwendungsfälle kann das breite Feld der Verdrängerpumpen durch eine umfangreiche theoretische und empirische Bewertungssystematik auf eine Vorauswahl von drei Pumpenprinzipien eingegrenzt werden: die doppelhubige, symmetrische Flügelzellenpumpe, die vollkompensierte Innenzahnradpumpe und die sogenannte *Tumbling Multi Chamber* (TMC)-Pumpe, eine neuartige Zahnradpumpe mit einer dreidimensionalen, axial angeordneten Verzahnung.

Für die Berechnung der dispersen Öl-Luft-Mehrphasenströmung wird eine CFD-Methode auf Grundlage eines inhomogenen Euler-Euler-Ansatzes genutzt. Herausfordernd sind hier die engen Spalte in den Verdrängerpumpen, in denen hohe Druckgradienten und Strömungsgeschwindigkeiten zu numerischen Instabilitäten führen.

Anhand eines vereinfachten 2D-Modells der Flügelzellenpumpe werden Grundlagenuntersuchungen zur Gitterkonvergenz sowie zu Modellparametern und Modellsensitivitäten durchgeführt. Dabei zeigt sich, dass vor allem der mittlere Luftblasendurchmesser der dispersen Phase einen großen Einfluss auf die numerische Lösung hat. Die grundsätzlichen Effekte in den Betriebscharakteristiken der Pumpe, die aus einer Luftvolumenfraktion im Öl resultieren, können auch anhand des 2D-Modells vorhergesagt werden. Freie Luft führt zu deutlich höheren Druck- und Massenstrompulsationen am Auslass. Weiterhin sinkt durch die erhöhte Kompressibilität des Öl-Luft-Gemischs das notwendige mittlere Antriebsdrehmoment. Es zeigt sich ebenfalls, dass die größten Luftanteile in den Förderkammern aufgrund

des radialen Druckgradienten bei den kleinsten Radien transportiert werden.

Die für die drei Pumpen anhand der numerischen Modelle vorhergesagten Charakteristiken zeigen eine gute Übereinstimmung mit den generierten experimentellen Daten. Abweichungen ergeben sich hauptsächlich durch die Annahmen für die Spalthöhen in den numerischen Simulationen. Hier zeigen sich vor allem bei den Druckpulsationen Unterschiede zwischen experimentellen und numerischen Daten. Trotzdem können mithilfe der zwei verwendeten numerischen Konfigurationen nahezu alle relevanten Charakteristiken der Pumpen vorhergesagt und miteinander verglichen werden. Zusätzlich liefern die experimentellen Daten ebenfalls ergänzende Informationen über die Betriebscharakteristiken. Für die Kalibrierung des genutzten Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodells sind experimentelle Daten unerlässlich. Eine Herausforderung bei den experimentellen Versuchen ist vor allem die Erfassung der von der Pumpe verursachten Druckpulsationen, da bei der Messung auch Schwinganteile des angeschlossenen Hydrauliksystems und des Antriebs auftreten und es zu Reflexionen im Messbereich kommen kann. Weiterhin ist die korrekte Generierung und Messung der Phasenmorphologie der dispersen Luftphase ein weiterer Punkt, an dem für eine bessere Übereinstimmung von numerischen und experimentellen Daten weiterführend gearbeitet werden sollte.

Unter Berücksichtigung aller numerischen und experimentellen Daten zeigt sich, dass vor allem die Flügelzellenpumpe und die Innenzahnrumppe für den Einsatz in zukünftigen Getriebegenerationen gut geeignet sind. Beide zeigen hohe Wirkungsgrade und geringe Volumenstrom- und Druckpulsationen. Die TMC-Pumpe erreicht aufgrund ihrer geringeren Anzahl an Verdränger-kammern, ihrer komplexen Spaltgeometrie und ihres geringen Kompressionsverhältnisses deutlich niedrigere Wirkungsgrade und weist höhere Druck- und Volumenstrompulsationen und eine wenig drucksteife Fördercharakteristik auf. Vor allem im Betrieb mit Luft wirkt sich das kleine Kompressionsverhältnis der TMC-Pumpe stark negativ aus. Grundsätzlich lässt sich aus den Untersuchungen schlussfolgern, dass für den Betrieb mit freier Luft ein möglichst großes Kompressionsverhältnis vorteilhaft ist. Weiterhin erreicht die TMC-Pumpe durch hohe Druckverluste im Saugbereich früh die Kavitationsgrenzdrehzahl und ist daher für hohe Drehzahlbereiche im jetzigen Design nicht geeignet. Der große Vorteil der TMC-Pumpe gegenüber den beiden anderen untersuchten Pumpen ist die Möglichkeit, die Pumpenbauteile aus Kunststoff zu fertigen und so eine deutliche Kosteneinsparung zu erreichen. Daher sollten mögliche Optimierungspotentiale, die zu einer vergleichbaren Leistung der TMC-Pumpe entsprechend der beiden anderen Pumpen führen, weiter untersucht werden.

Abstract

In the automotive industry in general and in the development of drivetrains of vehicles especially,

which leads to new and more stringent requirements for the individual components. This also applies to the components of the hydraulic supply. In the scope of this work, different positive displacement pump principles for application in future automatic transmission systems are evaluated and compared using numerical and experimental methods. In addition to operation with pure oil, a multiphase operation with different inlet gas volume fractions of free air in the oil is considered, as these multiphase pumping conditions will occur more frequently in the future and thus gain in importance.

By deriving the system requirements and ranking them according to their importance for three different transmission system applications, the broad field of positive displacement pumps can be narrowed down to a preselection of three pump principles by means of an extensive theoretical and empirical-based evaluation: the double-stroke, balanced vane pump, the fully compensated internal gear pump and the so-called *Tumbling Multi Chamber* (TMC) pump, a gear pump with three-dimensional, trochoidal gears, which are aligned axially.

A CFD methodology based on an inhomogeneous Euler-Euler approach is used to predict the dispersed oil-air multiphase flow. The main challenge here is presented by the narrow gaps in the positive displacement pumps, which lead to numerical instabilities due to the high occurring pressure gradients and velocities.

By using a simplified 2D model of the balanced vane pump, fundamental investigations concerning the grid convergence as well as on model parameters and sensitivities are conducted. It can be shown that especially the assumption for the mean air bubble diameter of the dispersed phase has a large impact on the numerical solution. The fundamental phenomena in the operating characteristics of the pumps resulting from an inlet gas volume fraction of free air in the oil can be predicted by the 2D model. Air in the oil leads to significantly higher outlet pressure and mass flow pulsations. Furthermore, the necessary mean driving torque decreases due to the increased mixture compressibility. It can also be shown that the highest air volume fractions in the enclosed conveying chambers are transported at the smallest radii due to the radial pressure gradient.

The operational characteristics predicted for the three pumps using the numerical models show a good fit with the obtained experimental data. Deviations are mainly caused by the assumptions for the gap heights in the numerical simulations. Here, especially the pressure pulsations show differences between experimental and numerical data. Nevertheless, with both numerical configurations used, almost all relevant operational characteristics of the pumps can be predicted and compared. In addition, the experiments also provide valuable, additional data regarding the operating characteristics. Experimental data are for example essential for the calibration of the employed Rayleigh-Plesset cavitation model. The main challenge in the experimental measurements lies in the recording of the pressure pulsations caused by the pumps since vibrations of the connected hydraulic circuit and the driving engine are also recorded in the measurement and pressure reflections can occur in the measurement section. In addition, the generation and measurement of the phase morphology of the dispersed air phase is another point on which further work should focus to achieve a better agreement of numerical and experimental data.

Considering all obtained numerical and experimental data, it can be concluded that the balanced vane pump and the internal gear pump, in particular are well suited for application in future generations of transmission systems. Both show high efficiencies and low flow and pressure pulsations. Due to its comparatively smaller number of displacement chambers, its complex gap geometry, and its low compression ratio, the TMC pump reaches significantly lower volumetric efficiencies and shows higher pressure and flow rate pulsations and a less pressure-stiff conveying characteristic than both other pumps. Especially in operation with free air, the large dead volumes in the rotor and the resulting low compression ratio of the TMC pump have a strong negative effect. In general, it can be concluded from the investigations, that a high compression ratio is advantageous for operation with free air. Furthermore, the TMC pump reaches the cavitation limit quite early due to high pressure losses in the suction area and is therefore not suitable for operation at high rotational speeds in the current development status. The major advantage of the TMC pump over the other two investigated pumps is the possibility of manufacturing its components from plastic, thus achieving significant cost savings. Therefore, possible optimization potentials leading to a comparable performance of the TMC pump in line with the other two pumps should be further investigated.

Abkürzungsverzeichnis

0D	Nulldimensional
1D	Eindimensional
2D	Zweidimensional
3D	Dreidimensional
AT	<i>Automatic Transmission</i> (Wandlerautomatikgetriebe)
ATF	<i>Automatic Transmission Fluid</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
CGG	<i>Customized Grid Generation</i>
CGS	<i>Concentration Gas System</i>
CVT	<i>Continuously Variable Transmission</i> (Stufenloses Getriebe)
D	Druckseite
DCT	<i>Dual Clutch Transmission</i> (Doppelkupplungsgetriebe)
DNS	Direkte Numerische Simulation
elektr.	Elektrisch angetriebene Pumpe
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	<i>Fast Fourier Transformation</i>
FZP	Flügelzellenpumpe
GGI	<i>General Grid Interface</i>
HEK	Herstellkosten
IGVF	<i>Inlet Gas Volume Fraction</i>
IZP	Innenzahnradpumpe
mech.	Mechanisch angetriebene Pumpe
MUSIG	<i>Multiple Size Group-Model</i>
RANS	<i>Reynolds-averaged Navier–Stokes</i>
S	Saugseite
segm.	Segmentiert (mit Segmentstück)
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
TMC	<i>Tumbling Multi Chamber Pump</i>

URANS	<i>Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes</i>
VOF	<i>Volume of Fluid</i>
vol.	Volumetrisch
vollk.	Vollkompensiert
ZGL	Zustandsgleichung

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	Grenzflächendichte
arg	Argument
A	Oberfläche
b	Spaltbreite
c	Spezifische Wärmekapazität
c_w	Widerstandsbeiwert
C	(Integrations)-Konstante
Co	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL)
d	Durchmesser
d_h	Hydraulischer Durchmesser
f	Spezifische Kraft (pro Volumeneinheit), Frequenz
F	Überblendfunktion, Kalibrierungskonstante
g	Gravitationsbeschleunigung
\vec{g}	Gravitationsvektor
h	Spalthöhe, Enthalpie
H	Förderhöhe
k	Turbulente kinetische Energie
K	Kompressionsmodul
l	Längenmaß
l_0	Charakteristisches Längenmaß
m	Masse
\dot{m}	Massenstrom
M	Drehmoment
n	Drehzahl
n_q	Spezifische Drehzahl
\vec{n}	Normalenvektor
N	Gesamtanzahl Gitterzellen im Rotor

N_c	Anzahl Gitterzellen im Spalt in Umfangsrichtung (FZP)
N_r	Anzahl radialer Gitterzellen im Spalt (FZP)
p	Statischer Druck
\bar{p}	Mittlerer statischer Druck
p_v	Sättigungsdampfdruck
P	Leistung
Q	Förderstrom, Volumenstrom
\bar{Q}	Mittlerer Förderstrom
r	Radius
\tilde{r}	Dimensionsloser Radius
R	Radius, Gaskonstante
R_{ij}	Reynoldsspannungstensor
Re	Reynoldszahl
s_h	Volumenspezifischer Enthalpiequellterm
S	Oberfläche
\mathfrak{S}	Volumenspezifischer Quellterm
t	Zeit, Flügelbreite (FZP)
T	Periodendauer, Temperatur
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor
u, v, w	Kartesische Komponenten des Geschwindigkeitsvektors
\vec{u}_w	Wandgeschwindigkeitsvektor
V	Volumen
V_{geo}	Geometrisches Verdrängungsvolumen
V_{theo}	Theoretisches Verdrängungsvolumen
x	Kartesische Koordinate
X	Modellparameter
y	Kartesische Koordinate
y^+	Dimensionsloser Wandabstand
Y	Modellparameter
z	Kartesische Koordinate
\tilde{z}	Dimensionslose Kartesische Koordinate

Griechische Symbole

α	Volumenfraktion
γ	Oberflächenspannung

Γ_D	Diffusionskoeffizient
δ_Q	Ungleichförmigkeitsgrad volumetrischer Förderstrom
δ_m	Ungleichförmigkeitsgrad Massenstrom
δ	Kronecker-Delta
Δp	Druckdifferenz
Δt	Zeitschrittweite
Δx	Räumliche Diskretisierungslänge
$\Delta \varphi$	Winkelschrittweite
ϵ	Turbulente Dissipationsrate, Kompressionsverhältnis
η_{ges}	Gesamtwirkungsgrad
η_{hm}	Hydraulisch-Mechanischer Wirkungsgrad
η_{vol}	Volumetrischer Wirkungsgrad
θ	Koordinate Umfangsrichtung
$\tilde{\theta}$	Dimensionslose Koordinate
λ	Wärmeleitfähigkeit
μ	Dynamische Viskosität
μ_t	Turbulente Wirbelviskosität
ν	Kinematische Viskosität
ρ	Dichte
σ	Turbulente Prandtl-Zahl
τ	Schubspannung
τ_w	Wandschubspannung
ϕ	Beliebige Strömungsgröße
φ	Koordinate Umfangsrichtung, Drehwinkel
χ	Phasenindikator
ω	Spezifische turbulente Dissipationsrate, Winkelgeschwindigkeit

Tiefgestellte Indizes

$()_1$	Zustand am Pumpeneintritt (Saugseite)
$()_2$	Zustand am Pumpenausritt (Druckseite)
$()_{2D}$	2D-Fall
$()_{\alpha=0}$	Ohne Luft
$()_B$	Blase
$()_{buoy}$	Statischer Auftrieb
$()_{core}$	Kernbauelemente

$()_f$	Flüssigkeit
$()_g$	Gas
$()_{hyd}$	Hydraulisch
$()_K$	Verdrängerkammer
$()_{kond}$	Kondensation
$()_{leakage}$	Leckage
$()_m$	Mittelwert
$()_{max}$	Maximalwert
$()_{min}$	Minimalwert
$()_r$	In radiale Richtung
$()_{real}$	Tatsächlicher, realer Wert
$()_{ref}$	Referenzwert
$()_{theo}$	Theoretischer Wert
$()_{turb}$	Auf turbulente Größen bezogen
$()_{verd}$	Verdampfung
$()_\varphi$	In φ -Richtung (Umfangsrichtung)

Hochgestellte Indizes

$()^c$	Kontinuierliche Phase (flüssiges Öl)
$()^d$	Disperse Phase (Luft bzw. Öldampf), Partikel (Blase)
$()^i$	Phase i
$()^{nuc}$	Keimstellen (Nukleationsstellen)

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Automobilbranche steht seit einigen Jahren vor großen Herausforderungen. Der notwendige Wandel hin zu alternativen Antriebsformen und immer strenger werdende gesetzliche Vorgaben sorgen für striktere Anforderungen an das Gesamtsystem als auch an die Teilsysteme und die einzelnen Komponenten. Ebenfalls kommen durch den sich schnell wandelnden Markt häufig neue oder modifizierte technische Anforderungen hinzu. Gleichzeitig steigen auch die Erwartungen der Endkunden, in diesem Fall der Autofahrer, bezüglich des Fahrkomforts immer weiter an. Diese Entwicklung fordert die Entwicklungsabteilungen sowohl der Automobilhersteller als auch der Zulieferer in hohem Maße.

Im Bereich der Antriebsstränge finden die größten Transformationen statt. Verbrennungsmotoren werden aufgrund ihrer klimaschädlichen Emissionen immer mehr durch elektrische Antriebsstränge verdrängt. Diese benötigen im Allgemeinen kein Getriebesystem mehr, da der Wirkungsgrad von Elektromotoren in einem viel breiteren Drehzahlband konstant hoch ist. Verbrennungsmotoren werden trotz allem im Antriebsmix noch einige Jahre eine wichtige Rolle spielen. Hier sind vor allem die verschiedenen hybridisierten Antriebsstränge zu nennen, deren Marktanteil in den nächsten Jahren stark zunehmen wird [1]. Wie schon erwähnt, spielt der Fahrkomfort bei den Endkunden eine immer wichtiger werdende Rolle. So ist es auch nicht verwunderlich, dass der Anteil an Fahrzeugen, die mit einem Automatikgetriebe ausgestattet werden, seit Jahren weltweit kontinuierlich steigt [2–4]. Dabei ist die Entwicklung zu beobachten, dass sich die Marktanteile der verschiedenen Typen von Automatikgetrieben stark ändern. Während in Europa vor allem Doppelkupplungsgetriebe (DCT) steigende Absatzzahlen verzeichnen, werden in Asien vorwiegend stufenlose Automatikgetriebe (CVT) immer beliebter. In Nordamerika dagegen sind im Wesentlichen die klassischen Wandlerautomatikgetriebe (AT) am weitesten verbreitet. [3]

Für die Kühlung, Schmierung und Aktuierung dieser Getriebesysteme sorgt üblicherweise

ein Ölhdrauliksystem. Das Herzstück dieses Systems bildet dabei eine Pumpe, die die für den Betrieb erforderlichen Drücke und Volumenströme zur Verfügung stellt [5]. Die immer strenger werdenden Emissionsgesetze führen dazu, dass auch ein verstärkter Fokus auf den Leistungsbedarf und die Effizienz dieser Nebenaggregate gelegt wird. Denn die notwendige Energie, um die Pumpe zu betreiben, muss ebenfalls vom Verbrennungsmotor oder von einem zusätzlichen Elektromotor aufgebracht werden. Dies erhöht den Treibstoffverbrauch und die CO₂-Emissionen oder führt zu einer Verringerung der Reichweite. Ebenso werden die Antriebsstränge aufgrund der zunehmenden Elektrifizierung und Hybridisierung aber auch durch große Entwicklungssprünge im Bereich der Akustik selbst immer leiser, was den Komfort für die Passagiere erhöht. Dies führt zu gestiegenen Anforderungen an die akustische Charakteristik der Pumpen, die möglichst unauffällig vom Fahrer und von Fußgängern ihre Arbeit verrichten sollen. In bestimmten Fahrsituationen kommt es systembedingt vor, dass die Getriebeölpumpen nicht nur reines Öl, sondern auch größere Mengen Luft ansaugen. Dies kann zum Beispiel passieren, wenn das Öl trotz zugesetzter Additive durch das Planschen von Zahnrädern verschäumt. Auch schwankende Flüssigkeitsspiegel im Öltank während Fahrmanövern mit hoher Beschleunigung können dazu führen, dass durch das Saugrohr der Pumpe große Anteile an Luft ansaugt werden. Weiterhin ist im Hydrauliköl immer ein gewisser Anteil gelöster Luft vorhanden. Dieser kann bei starken Druckverlusten im Strömungspfad ausgasen. Die dann vorhandene Mehrphasenströmung von Öl und freier Luft führt zu einer deutlich veränderten Förder- und Geräuschcharakteristik des Aggregats. Trotz der dabei erschwerten Betriebsbedingungen muss die Pumpe jederzeit in der Lage sein, den erforderlichen Volumenstrom und den notwendigen Druck aufrecht zu erhalten. Weitere Anforderungen, die vor allem für Getriebesysteme spezifisch sind, sind ein gutes Schnell- sowie Kaltstartverhalten, eine möglichst hohe Kavitationsgrendrehzahl, um die Pumpe ohne Kavitationsschäden bei hohen Drehzahlen betreiben zu können, geringe Förderstompulsationen sowie eine gute Verträglichkeit von Schmutzpartikeln im Öl.

Im Bereich der Elektrofahrzeuge ist der Trend zu beobachten, dass für neu entwickelte, sehr kompakte und rein elektrische Antriebsstränge mit einer hohen Leistungsdichte ebenfalls eine hydraulische Versorgung zur Kühlung und Schmierung des Systems notwendig ist [6, 7]. Ebenso sind für spezielle Anwendungsfälle elektrischer Antriebsstränge zwei- oder mehrstufige Getriebe energetisch sinnvoll oder werden benötigt, um bestimmte Fahrleistungen, wie zum Beispiel eine besonders hohe Endgeschwindigkeit oder ein hohes Anfangsdrehmoment zu erreichen [4, 7, 8]. Getriebesysteme werden daher auch nach dem Ende des Verbrennungsmotors im Automobilbau eine Rolle spielen. Ebenfalls notwendig ist dann eine hydraulische Versorgung dieser Systeme und damit auch eine entsprechende Förderpumpe [4]. Daher ist auch bei einer vollständigen Marktdurchdringung von elektrischen

Antriebssträngen in der Zukunft ein weiterer Bedarf für Getriebeölpumpen absehbar. Eine weitere Entwicklung und Optimierung dieser Aggregate mit dem Ziel, die von zukünftigen Getriebesystemen gestellten Anforderungen möglichst gut zu erfüllen, ist daher unabdingbar. Da in der Automobilindustrie ein hoher Kostendruck herrscht, spielen neben den technischen Anforderungen natürlich auch wirtschaftliche Rahmenbedingungen eine große Rolle. Das Ziel der Weiterentwicklungen ist daher auch immer eine Reduktion der Herstellkosten der Aggregate.

1.2 Stand der Forschung

1.2.1 Pumpen in Automatikgetrieben

Zum Einsatz von Verdrängerpumpen in automatisierten Fahrzeugtriebssystemen sind einige wissenschaftliche Arbeiten zu finden. Kluger et al. haben in ihrer Veröffentlichung [9] verschiedene Verdrängerpumpentypen auf Basis von experimentellen Betrachtungen miteinander verglichen und vor allem deren Einfluss auf den Kraftstoffbedarf des Fahrzeuges analysiert. Dabei wurden verschiedene Zahnradpumpentypen und auch eine Flügelzellenpumpe betrachtet. Von den Autoren wurde festgestellt, dass die Auswahl der Förderpumpe aufgrund ihres Energieverbrauchs einen signifikanten Einfluss auf den Treibstoffverbrauch des Fahrzeuges hat. Daher stellt die in der Arbeit betrachtete verstellbare Flügelzellenpumpe die energetisch beste Lösung dar. In [10] werden ebenfalls verschiedenen Pumpentypen für den Einsatz in einem stufenlosen Getriebesystem verglichen. Dabei zeigt sich, dass neben der Flügelzellenpumpe und verschiedenen Zahnradpumpen auch die Rollenzellenpumpe Vorteile bietet, die genau in diesem Anwendungsfall zum Tragen kommen. Der Vergleich der Aggregate geschieht hier anhand empirischer Bewertungen sowie analytischer und experimenteller Betrachtungen. Ebenso werden in der Arbeit von Mölle, [11] durch den Einsatz von analytischen Modellen, verschiedene Pumpenkonfigurationen und Typen für Automatikgetriebe miteinander verglichen. Dies wird in [5] in ähnlicher Weise für den Fall eines Doppelkupplungsgetriebes untersucht. Auch hier zeigt sich der Einfluss der Pumpenauswahl auf den Kraftstoffverbrauch. Eine regelbare Flügelzellenpumpe, deren Fördermenge unabhängig von der Drehzahl an den wirklichen Bedarf angepasst werden kann, schneidet hier am besten ab. In [12] kommen die Autoren zu denselben Schlüssen. Eine regelbare Pumpe scheint also für viele Anwendungen eine gute Lösung zu sein, die Effizienz zu erhöhen und den Kraftstoffverbrauch zu reduzieren. In letzter Zeit werden in modernen Automatiktriebssystemen auch oft zwei Pumpen zur hydraulischen Versorgung eingesetzt. Dies ist ein anderer Lösungsansatz zur Steigerung der Effizienz. Die mechanisch

angetriebene Hauptpumpe deckt den Grundbedarf ab. Zur Kühlung und Schmierung bei niedrigen Drehzahlen wird eine kleinere, elektrisch angetriebene Zusatzpumpe verwendet. Diese sichert die Kühlung und Schmierung des Getriebes beim Einsatz einer Start-Stopp Funktion oder beim sogenannten Segeln, wenn der Verbrennungsmotor steht. Außerdem kommt diese Zusatzpumpe bei Leistungsanforderungen zum Einsatz, die die Hauptpumpe alleine nicht abdecken kann. Daher kann die Hauptpumpe etwas kleiner dimensioniert werden. So kann der mittlere Gesamtenergieverbrauch des Pumpensystems gesenkt werden. In der Arbeit von Dong [13] wird solch ein Zweipumpensystem mithilfe von analytischen Modellen energetisch untersucht. Es zeigt sich, dass ein Zweipumpensystem deutliche Vorteile gegenüber einer Lösung mit nur einer Pumpe bietet. In der Arbeit von Liu et al. [14] wurde dieses Zweipumpensystem durch die Entwicklung von intelligenten Regelstrategien für die Pumpen weiter optimiert. Die Simulation der Autoren zeigt, dass hierdurch noch einmal ein Effizienzgewinn erwartet werden kann. Auf der Kostenseite ist ein Zweipumpensystem jedoch naturgemäß einer einzelnen Pumpe unterlegen. Aufgrund der Notwendigkeit der Energieeinsparungen bei den Nebenaggregaten geht der Trend bei denjenigen Getriebesystemen, die höhere Anforderungen an Systemdruck und Förderstrom haben, derzeit trotzdem in Richtung Zweipumpensysteme.

1.2.2 Auswahl und Vergleich von Pumpenprinzipien

Zur Auswahl und zum Vergleich verschiedener Pumpenprinzipien existieren eine Reihe von Arbeiten. Hier sind vor allem grundlegende Bücher und Artikel zu nennen, in denen die verschiedenen bekannten Pumpentypen vorgestellt und die Vor- und Nachteile aufgezählt werden. In der Arbeit von Grabow [15] wird vor allem auf einen ähnlich zu der Vorgehensweise bei Strömungsmaschinen durch dimensionslose Betrachtungen motivierte Wirkungsgradanalyse und den entsprechenden Vergleich eingegangen. Ein erweitertes Cordier-Diagramm, das die wirkungsgradtechnischen Optimalbereiche verschiedener Maschinentypen in Abhängigkeit eines dimensionslosen Betriebsparameters darstellt, dient hierfür als Grundlage [16]. In dem bekannten Standardwerk von M. und J. Ivantysyn zu Verdrängerpumpen [17] werden ebenso eine umfassende Auswahl an Pumpentypen besprochen und ihre Vor- und Nachteile gegenübergestellt. Ähnliche Betrachtungen finden sich in den Büchern sowie Beiträgen [18–24]. Es sei jedoch erwähnt, dass diese sehr allgemeinen Betrachtungen kaum auf die vorherrschenden, spezifischen Anforderungen im Bereich der Automatikgetriebesystemen eingehen. Nichtsdestotrotz bieten sie eine gute Übersicht über die grundlegenden Eigenschaften und Charakteristiken der verschiedenen Pumpentypen und deren typische Einsatzzwecke.

1.2.3 Entwicklungsstand Verdrängerpumpen

Zum aktuellen Entwicklungsstand von Verdrängerpumpen finden sich eine ganze Reihe verschiedener Veröffentlichungen. Eine Übersicht zur Flügelzellenpumpe findet sich in [25]. In [26] wird über den aktuellen Entwicklungsstand von Gerotorpumpen, einer Unterart von Zahnradpumpen, berichtet. Zum einen haben die grundlegenden Bemühungen der Weiterentwicklung von Verdrängerpumpen das Ziel der Effizienzsteigerung. In der Arbeit von Inaguma et al. [27] nutzen die Autoren experimentelle Methoden um zu untersuchen, wie sich sowohl der volumetrische als auch der hydraulisch-mechanische Wirkungsgrad einer Flügelzellenpumpe steigern lassen. Hierbei haben die Autoren Designrichtlinien herausgearbeitet, um eine Erhöhung der hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrade ohne gleichzeitiges Abfallen der volumetrischen Wirkungsgrade zu erreichen. In der Arbeit von [28] werden mithilfe von experimentellen Methoden ebenfalls Untersuchungen zur Optimierung der volumetrischen Wirkungsgrade durchgeführt. Neben dem Experiment nutzen die Autoren jedoch auch analytische Modelle für ihre Untersuchungen. Durch diese Herangehensweise können wertvolle Erkenntnisse zu den Wirkzusammenhängen zwischen Design und Wirkungsgraden gewonnen werden. Es gibt eine Reihe weiterer Veröffentlichungen, die mithilfe von nulldimensionalen (0D) oder eindimensionalen (1D) analytischen Modellen Untersuchungen an Verdrängerpumpen vorstellen. In [29] optimieren die Autoren die Förderstrompulsation einer Flügelzellenpumpe mithilfe eines solchen Ansatzes. Dadurch können Sie Designrichtlinien für die relevanten Bauteile aufstellen, die einen Wirkzusammenhang mit diesen Charakteristiken aufweisen. In der Arbeit von Fornarelli et al. [30] wird ebenfalls ein sehr ausgereiftes analytisches Modell für die Vorhersage der Wirkungsgrade einer Flügelzellenpumpe vorgestellt. Hier werden auch verschiedene Reibungsterme mit in Betracht gezogen und deren Auswirkung auf den hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrad abgeschätzt. In [31, 32] werden ähnliche Modelle vorgestellt, die teilweise auch erste Möglichkeiten enthalten, Kavitationsphänomene vorherzusagen. Um solche Fragestellungen jedoch besser zu beantworten, sind dreidimensionale (3D)-CFD-Simulationen nötig. Auf dem Gebiet der Verdrängerpumpen gibt es hierzu eine Vielzahl von Arbeiten und Studien, die dieses Werkzeug für tiefere Untersuchungen benutzen. Um die sich verformenden und bewegenden Fluidräume der Verdrängerkammern räumlich diskretisieren zu können, ist ein entsprechend angepasstes Vernetzungsverfahren notwendig. In [33] wird ein CFD-Modell einer Flügelzellenpumpe, das mit Hilfe der Software PumpLinX erstellt wurde, vorgestellt. PumpLinX ist insbesondere für die Simulation von Verdrängermaschinen entwickelt worden und bringt daher entsprechende Vernetzungsmethoden mit. Durch den Einsatz eines Kavitationsmodells ist es den Autoren gelungen, das Kavitationsverhalten der Pumpe mithilfe dieser 3D-CFD-Simulationen zu optimieren. Mit [34] und [35] sind zwei weitere Arbeiten zu nennen, die PumpLinX als CFD-

Löser für Verdrängerpumpen benutzen. Die Autoren konnten hiermit die Flügelzellepumpe bezüglich Druck-, Förderstropulsation und Kavitationsgrenze optimieren. In [36] wird eine CFD-Studie mit der Software ANSYS Fluent vorgestellt. Die Autoren benutzen für die Vernetzung einen eigens entwickelten Algorithmus, der die Netzbewegung und Verformung definiert. Eine ähnliche Methode für die Vernetzung wird in [37] ebenso für eine Flügelzellenpumpe vorgestellt. Diese Methode wird in ANSYS Fluent und CFX implementiert und zeigt eine gute Robustheit. Neben der Steigerung der Wirkungsgrade und einer Optimierung der Förderstropulsation, spielt auch die Optimierung der auftretenden Druckpulsation eine entscheidende Rolle, da diese sich direkt in der akustischen Charakteristik der Pumpe widerspiegelt. In [38] wird auf diese Problematik eingegangen und es wird ein Modellansatz zur simulativen Bewertung der Akustik einer Außenzahnradpumpe mit einem auf FEM basierenden vibroakustischen Modell vorgestellt. Auch in der Arbeit von Zhao et al. [39] wird mithilfe von theoretischen Überlegungen und analytischen Beziehungen auf die Druckpulsation in Zahnradpumpen eingegangen. Es werden verschiedene Möglichkeiten aufgezeigt, diese zu reduzieren.

1.2.4 Mehrphasenströmung in Verdrängerpumpen

Grundsätzlich gibt es verschiedene Ausprägungen von Mehrphasenströmungen, die in Verdrängerpumpen auftreten können. Am bekanntesten ist die Dampfkavitation, die das Saugvermögen dieser Pumpen begrenzt. Dasselbe gilt für Gaskavitation, die von gelöster Luft im Öl ausgeht. Weiterhin kommt es vor, dass die Pumpen verschäumtes Öl mit Luftblasen ansaugen. In der Literatur finden sich hierzu einige Veröffentlichungen, wobei unterschiedliche experimentelle und numerische Ansätze zur Untersuchung dieser Phänomene zum Einsatz kommen.

In [36] wird eine Vakuumpumpe untersucht, wobei zur Modellierung der Zweiphasenströmung aus Luft und benetzendem Öl ein Volume of Fluid Ansatz (VOF) verwendet wird. Die Spalte werden mit $100\ \mu\text{m}$ angenommen und es können nur kleine Drehzahlen betrachtet werden. Ebenso wird in [40] Kavitation in einer Flügelzellenpumpe mit ANSYS Fluent betrachtet. Durch den Einsatz des Full Cavitation Models wird sowohl Dampf- als auch Gaskavitation berücksichtigt. Die durch vorhandene freie Luft ausgelösten Effekte werden jedoch nur partiell berücksichtigt. Das Modell ist limitiert, da es einen homogenen Ansatz verwendet. Dies bedeutet, dass Differenzgeschwindigkeiten zwischen den Phasen nicht berücksichtigt werden. Außerdem ist der Dreiphasenansatz bei höheren Drehzahlen sehr instabil und bezüglich der Netzqualität sehr sensitiv. Betreffend reiner Dampfkavitation, sowie gemischter Dampf- und Gaskavitation gibt es noch einige weitere Veröffentlichungen im

Bereich der Verdrängerpumpen. Hier ist zum Beispiel die Arbeit von Tsukiji [41] zu nennen. Die Autoren verwenden dabei ein einfaches Kavitationsmodell, das nur Dampfkavitation beinhaltet, aber nach Kalibrierung eine gute Übereinstimmung mit Messdaten zeigt.

Betrachtet man eine Zweiphasenströmung, bestehend aus einer kontinuierlichen Ölphase sowie einer dispersen Luftphase, so wie es in Getriebeanwendungen oft der Fall ist, gibt es im Bereich der Strömungsmaschinen umfassende veröffentlichte Untersuchungen. Ein Beispiel ist die Arbeit von Suh et al. [42], in der eine solche Strömung mit ANSYS CFX untersucht wird. Eine weitere Übersicht zu den Möglichkeiten, solch eine Strömungsform zu modellieren, findet sich in [43]. Die Spalte zwischen Gehäuse und Laufrad sind bei Strömungsmaschinen jedoch nicht in einer solch kleinen Größenordnung, wie es bei Verdrängermaschinen der Fall ist. Aufgrund dieser Schwierigkeit, die bei Verdrängermaschinen durch die engen Spalte vorliegt und zu numerischen Problemen und hohen Anforderungen an die Netzqualität führt, gibt es zu solchen Mehrphasenströmungen bisher noch kaum wissenschaftliche Veröffentlichungen [44]. Für Schraubspindelpumpen allerdings, die häufig für Anwendungen in der Erdölindustrie mit Mehrphasenförderung eingesetzt werden, sind hierzu einige Untersuchungen zu finden. In der Arbeit von Berti et al. [45] wird der Einfluss verschiedener Volumenanteile von freier Luft in der Saugseite der Pumpe auf die Fördercharakteristik der Schraubspindelpumpe experimentell und theoretisch untersucht. Eine weitere Arbeit im Bereich der Schraubspindelpumpen zu diesem Thema ist in [46] zu finden. In der Dissertation von Patil [44] wird eine CFD-Methode basierend auf einem Euler-Euler-Ansatz zur Simulation solch einer Mehrphasenströmung in Schraubspindelpumpen vorgestellt.

1.3 Zielsetzung

In klassischen Wandlerautomatikgetrieben werden für die hydraulische Versorgung derzeit meist Verdrängerpumpen eingesetzt. Im Speziellen sind dies vor allem Flügelzellenpumpen sowie Zahnrad- und Zahnringpumpen [47]. Unter den neuen beziehungsweise veränderten Anforderungen von zukünftigen Getriebesystemen soll die Frage nach den hierfür bestgeeignetsten Pumpenprinzipien jedoch noch einmal ergebnisoffen für die verschiedenen automatisierten Getriebesystemen beantwortet werden. Die Pumpen sollen dabei in ihren jeweiligen Betriebscharakteristiken sowie anhand der von den Getriebesystemen abgeleiteten Anforderungen bewertet und verglichen werden.

Da wie schon erwähnt Betriebszustände, bei denen eine mehrphasige Förderung vorkommt, immer mehr an Bedeutung gewinnen, sollen diese strömungsmechanischen Phänomene und die dahinterstehenden Wirkmechanismen mithilfe von numerischen und experimentellen Methoden nachvollzogen werden können. Bisher gibt es zu diesem Thema im Bereich der

Verdrängerpumpen nur wenige wissenschaftliche Veröffentlichungen. Ebenso ist anschließend ein Vergleich der verschiedenen Pumpenaggregate hinsichtlich ihrer Betriebscharakteristik bei mehrphasiger Förderung das Ziel.

Ausgehend von diesen Untersuchungen soll schließlich eine Empfehlung bezüglich des optimalen Pumpenprinzips für die verschiedenen Anwendungsfälle ausgesprochen werden. Unterschiede zwischen den Pumpenprinzipien sollen herausgearbeitet und diskutiert werden. Wichtige Designparameter, die die für Getriebeanwendungen relevanten Betriebscharakteristiken beeinflussen, sollen identifiziert werden und mögliche Optimierungspotentiale der Pumpen dargestellt werden.

1.4 Methodisches Vorgehen

Im ersten Teil der Arbeit soll zuerst auf die spezifischen Anforderungen der verschiedenen zu betrachtenden Getriebeanwendungen eingegangen werden. Dabei soll ebenfalls eine Gewichtung und Klassifikation der Anforderungen vorgenommen werden. Anhand dieser Anforderungen soll aus der Menge an bekannten Pumpenprinzipien eine Vorauswahl getroffen werden. Diese Vorauswahl wird im Rahmen einer Bewertungssystematik mithilfe einer Entscheidungsmatrix sowie mit Hilfe von Literaturstellen getroffen. Im Weiteren soll die Vorauswahl der Pumpenprinzipien tiefergehend untersucht werden.

Diese weiteren Analysen und der Vergleich der Pumpenprinzipien, die den Hauptteil dieser Arbeit ausmachen, sollen hauptsächlich mit den Methoden der numerischen Strömungsmechanik mittels CFD-Simulationen erfolgen. In diesen sollen besonders die im ersten Teil aufgestellten Anforderungen und Betriebspunkte untersucht werden. Dabei bildet die Modellierung der Mehrphasenströmung und ihrer für den Pumpenbetrieb relevanten Effekte und Phänomene den Schwerpunkt der numerischen Untersuchungen. Die Modellsensitivitäten bezüglich notwendiger Annahmen und Randbedingungen sollen ebenfalls analysiert und bewertet werden. Zu diesem Zwecke werden diese Modellierungsansätze zuerst an einem vereinfachten 2D-Fall erprobt und untersucht. Anschließend werden sie auf die realen Pumpengeometrien übertragen und zur Analyse und zum direkten Vergleich der Betriebscharakteristiken angewendet. Dabei liegt der Fokus neben den üblichen Betriebspunkten vor allem auch auf den Betriebszuständen, bei denen hohe Luftanteile im Öl auftreten.

Parallel dazu sollen verschiedene experimentelle Untersuchungen die numerischen Ergebnisse absichern sowie weitere Erkenntnisse zu den Betriebscharakteristiken der Pumpen liefern. Hierbei werden sowohl Messungen mit reinem Öl, als auch Messungen mit einer Öl-Luft-Mehrphasenströmung durchgeführt. Der direkte Vergleich aller Pumpenprinzipien in den relevanten Betriebspunkten ist dabei der Fokus dieser Analysen.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Hydrauliksysteme in Automatikgetrieben und elektrischen Antriebssträngen

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die verschiedenen Automatikgetriebearten und elektrifizierte Antriebsstränge, die in dieser Arbeit betrachtet werden, gegeben werden. Das schließt eine Erläuterung ihres Aufbaus und ihrer Funktion sowie eine Beschreibung der vorhandenen Hydraulikkreisläufe ein. Dies dient zum Verständnis der verschiedenen systemseitigen Anforderungen, die an die entsprechenden Förderpumpe gestellt werden. Diese speziellen Anforderungen der verschiedenen Systeme werden später in Abschnitt 3.1 noch einmal genauer betrachtet.

2.1.1 Wandlerautomatikgetriebe (AT)

Wandlerautomatikgetriebe sind die weltweit, sowohl in Personenkraftwagen als auch in Nutzfahrzeugen, am weitesten verbreiteten Automatikgetriebe. Oft werden sie aufgrund ihrer Bekanntheit auch nur als „gewöhnliche Automatikgetriebe“ (*Automatic Transmission* (AT)) bezeichnet. Ihrem Namen nach enthalten sie als Anfahrerelement meist einen hydrodynamischen Drehmomentwandler, der ein nahezu verschleißfreies Anfahren ermöglicht. Die unterschiedlichen Übersetzungsverhältnisse zwischen Antriebs- und Abtriebsachse werden mit verschiedenen Planetenradsätzen dargestellt. Ein solcher Radsatz vom Ravigneaux Typ wird in Abb. 2.1 dargestellt. Zum Schalten werden eine Reihe von Kupplungen und Bremsen benötigt, die den meisten Bauraum des Systems beanspruchen. Diese Schaltelemente werden hydraulisch aktuiert. Hierfür besitzt das Wandlerautomatikgetriebe ein Hydrauliksystem, das von einer Förderpumpe bedient wird, die es ermöglicht die geforderten Aktuierungskräfte aufzubringen. Vorteile von Wandlerautomatikgetrieben sind die zugkraftunterbrechungsfreien Schaltvorgänge, die kaum zu spüren sind und zum Fahrerkomfort beitragen, das

nahezu verschleißfreie Anfahren und die kompakte Bauweise der Systeme. Als Nachteil ist vor allem der durch die hydrodynamische Drehmomentübertragung geringere Wirkungsgrad dieser Getriebeart zu nennen [3]. In Abb. 2.2 ist das Hydrauliksystem eines AT-Getriebes

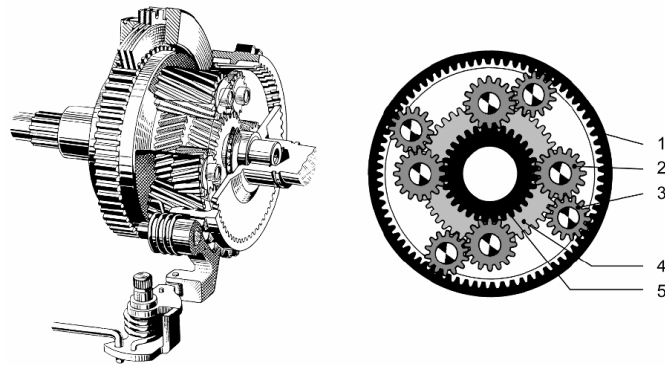


Abbildung 2.1: Ravigneaux Radsatz eines Wandlerautomatikgetriebes, aus [3]

dargestellt. Die Hydraulikpumpe saugt das Öl aus dem Ölsumpf durch einen Ölfilter an und fördert es in das Getriebesystem. Das Öl wird je nach Bedarf durch das Stellen von Magnetventilen mit dem entsprechenden Druck dort zur Verfügung gestellt, wo es für die Aktuierung der verschiedenen Schaltvorgänge durch Bremsen und Kupplungen benötigt wird. Hierfür ist eine elektronische Getriebesteuerung verantwortlich. Weiterhin sorgt der stetige Ölförderstrom für eine kontinuierliche Kühlung und Schmierung verschiedener Getriebekomponenten sowie der Planetenradsätze. Das Öl sammelt sich anschließend wieder im Ölsumpf. Der Drehmomentwandler im AT-Getriebe wird ebenso in einem zweiten Ölkreislauf von der Hydraulikpumpe versorgt. Meist befindet sich in diesem Kreis noch ein Ölkühler. Das vorhandene Ölvolumen in AT-Getrieben für Personenkraftwagen beträgt etwa 10l. In Nutzfahrzeuggetrieben können es auch bis zu 30l sein [3].

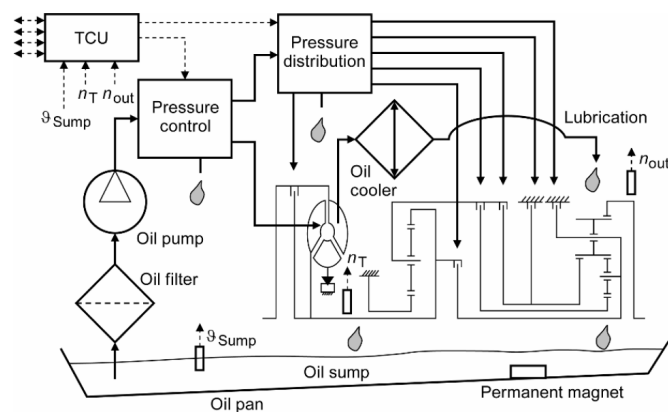


Abbildung 2.2: Ölhydrauliksystem in einem Wandlerautomatikgetriebe, aus [3]

2.1.2 Doppelkupplungsgetriebe (DCT)

Doppelkupplungsgetriebe (*Dual Clutch Transmissions* (DCT)) sind in den frühen 2000er Jahren vor allem zuerst in Europa eingeführt worden und erfreuen sich seitdem zunehmender Beliebtheit. Im Gegensatz zu AT-Getrieben erfolgt die Drehmomentübertragung nicht über einen Wandler, sondern über zwei Kupplungen, die zwei Teilgetriebe mit dem Antrieb verbinden. So kann ebenso wie bei den AT-Getrieben durch das gleichzeitige Öffnen und Schließen der zwei Kupplungen ein zugkraftfreier Gangwechsel erreicht werden. Das eine Teilgetriebe enthält dabei die geraden (2,4,6) das andere die ungeraden Gänge (1,3,5). Der schematische Aufbau eines solchen Getriebesystems ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die zwei Teilgetriebe sind dabei im realen System aus Bauraumgründen nicht nebeneinander angeordnet, sondern ineinander verschachtelt. Dafür wird eine der beiden Antriebswellen üblicherweise als Hohlwelle ausgeführt [3]. Als großer Vorteil ist die höhere Effizienz von DCTs

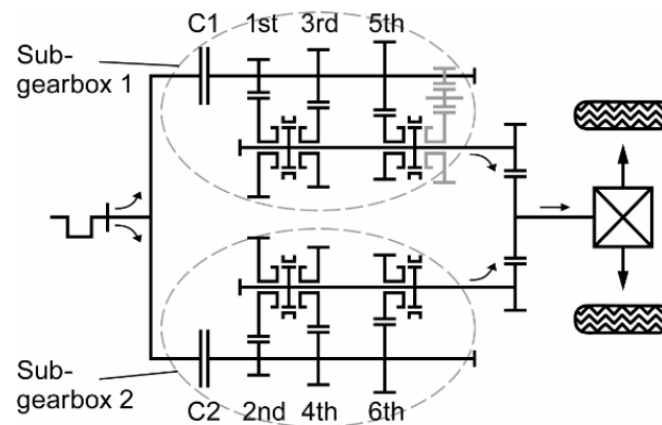


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau und Funktion eines DCTs, aus [3]

gegenüber ATs durch die fehlenden Wandlerverluste herauszustellen. Dies kommt auch dem Treibstoffverbrauch des Fahrzeuges zugute. Außerdem bieten DCTs durch die sehr schnellen und zugkraftunterbrechungsfreien Schaltvorgänge ein sportlicheres Fahrgefühl, das von vielen Fahrern geschätzt wird. Diese Getriebesysteme sind weiterhin sehr kompakt gebaut, jedoch liegen die Herstellkosten meist etwas oberhalb der der Wandlerautomatikgetriebe. Bezüglich des Fahrkomforts kommen sie durch ihre etwas ruppigeren Schaltvorgänge nicht an das hohe Niveau von AT-Getrieben heran. [3]

Der Hydraulikkreislauf in DCT-Getrieben ist ähnlich aufgebaut wie bei den ATs. Bei einer Nasskupplungsbauweise, die am häufigsten angewendet wird, ist die Hauptaufgabe der Hydraulikpumpe die Kühlung und Schmierung der Doppelkupplung. Natürlich ist ebenso die Aktuierung der anderen Schaltelemente und Bremsen eine Aufgabe des Hydrauliksystems. [3]

2.1.3 Stufenlose Getriebe (CVT)

Mit einer endlichen Anzahl an Übersetzungsverhältnissen beziehungsweise Gangstufen kann die Leistung eines Verbrennungsmotors nicht optimal ausgenutzt werden. Mit einem stufenlosen Getriebesystem (*Continuously Variable Transmission (CVT)*), das quasi eine unendliche Anzahl an Gangstufen bietet, ist dies jedoch möglich. Der Verbrennungsmotor kann dann stets im für die Fahrsituation idealen oder effizientesten Arbeitspunkt betrieben werden. Die in Personenkraftwagen heute eingesetzten stufenlosen Getriebe sind fast alle von der *Pulley*-Bauweise. Das Kernstück dieser Getriebe ist der Variator, der aus zwei Kegelscheibenpaaren besteht, die auf der Antriebs- und Abtriebsachse angebracht sind. Zwischen diesen Kegelscheibenpaaren läuft ein sogenanntes Umschlingungsmittel, das das Drehmoment überträgt. Eine Kegelscheibe jedes Paares kann dabei axial verschoben werden. Dadurch kann das Umschlingungsmittel auf den Kegelscheibenpaaren auf verschiedenen Radien laufen und so unendlich viele Übersetzungen zwischen den beiden Achsen realisieren. Dies ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die beiden Kegelscheibenpaare arbeiten dabei immer gegenläufig, so dass das Umschlingungsmittel immer vorgespannt bleibt [3]. Bei dem Um-

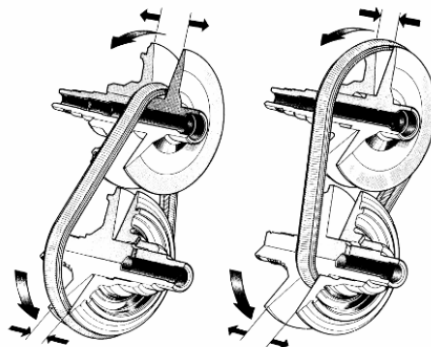


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau und Funktion eines CVTs, aus [3]

schlingungsmittel kann zwischen verschiedenen technischen Lösungen unterschieden werden. Zum einen kann eine Schubgliederkette verwendet werden, die das Drehmoment meist über Druckkräfte überträgt und zum anderen ein Keilriemen, der entsprechend nur Zugkräfte überträgt. Auch der Einsatz einer Laschen- oder Lamellenkette ist möglich. Laschenkette und Keilriemen arbeiten kraftschlüssig und übertragen Zugkräfte, während die Lamellenkette einen Formschluss herstellt. Damit es nicht zum Durchrutschen des Umschlingungsmittels kommt, muss die axiale Anpresskraft der Kegelscheiben abhängig vom zu übertragenden Drehmoment stets groß genug sein. Zu hoch darf die Kraft jedoch auch nicht sein, da es sonst zu zusätzlichen Verlusten kommt und die Effizienz abnimmt. Diese Kraft wird mithilfe eines Hydraulikkreislaufes und einer entsprechenden Pumpe bereitgestellt. Daher dient

der hydraulische Kreis beim CVT-Getriebe hauptsächlich dem Aktuieren des Variators. Kühlung und Schmierung spielen hier keine so große Rolle wie bei den ATs und DCTs. [3]

Vorteile des CVT-Getriebes sind seine kompakte Bauweise und sein hohes Kraftstoffesparpotential, da der Verbrennungsmotor über die Zeit betrachtet deutlich effizienter laufen kann. Weiterhin führt es vor allem im Stadtverkehr zu einem sehr komfortablen Fahrgefühl ohne spürbare Schaltvorgänge. Der Nachteil dieser Systeme ist, dass sie sehr verschleißanfällig sind, da das gesamte Antriebsdrehmoment über das Umschlingungsmittel und die Kegelscheibenpaare übertragen werden muss. Das übertragbare Drehmoment ist bei CVTs daher auch begrenzt. Der Einsatz bei leistungsstärkeren Motoren ist daher oft nicht möglich. [3]

2.1.4 Kompakte elektrische Antriebsstränge

Eines der wichtigsten Ziele bei der Weiterentwicklung elektrischer Fahrzeuge ist die Steigerung der Reichweite. Die Entwicklung von kompakten, leichten sowie leistungsstarken Antriebssträngen mit hoher Effizienz ist eine Möglichkeit, diese Zielsetzung zu erreichen. Dies hat zur Entwicklung der sogenannten e-Achsen geführt. Dabei sind der Elektromotor, die Leistungselektronik, die auch den Inverter enthält, und ein optionales Getriebe in einer kompakten Baugruppe zusammengefasst. Diese treibt die Achse und damit die Räder dann direkt an. Bei den e-Achsen zeigt sich der Trend hin zur Ausführung mit einem zweigängigen Getriebe, denn die getriebelose Ausführung bedingt immer einen Kompromiss zwischen der Höchstgeschwindigkeit und dem zur Verfügung stehenden Anfahrtdrehmoment bei niedrigen Drehzahlen. Wird mit Hilfe eines Getriebes nun eine Zweigängigkeit in einer e-Achse realisiert, so hat dies Leistungs-, Komfort- und Effizienzsteigerungen zur Folge. Mit dem Einsatz einer e-Achse kann die bisherige Komplexität des e-Antriebs deutlich reduziert werden. Weiterhin ist der Antriebsstrang so insgesamt günstiger, kompakter und effizienter [7, 48]. Sobald ein zweistufiges Getriebe verbaut ist, wird für die Aktuierung der Schaltelemente und die Schmierung der Zahnräder ebenfalls ein Hydraulikkreislauf und eine Hydraulikpumpe benötigt. Aufgrund der kompakten Bauweise mit hoher Leistungsdichte benötigen diese Systeme auch ein Kühlungssystem, das Wärme von den verschiedenen Komponenten abführt. Diese Kühlung kann ebenso von einem Hydrauliksystem geleistet werden. [7, 48]

2.2 Verdrängerpumpen

Verdrängermaschinen zählen zu den hydraulischen Fluidenergiemaschinen, in denen mechanische Arbeit mit einem (nahezu) inkompressiblen Fluid ausgetauscht wird. Im Gegensatz dazu gibt es auch die Klasse der thermische Fluidenergiemaschinen, die mit kompressiblen Fluiden arbeiten. Bei Pumpen handelt es sich um Arbeitsmaschinen, da dem Fluid Arbeit zugeführt wird und es gefördert oder auf ein höheres Druckniveau angehoben wird. Im Gegensatz zu Strömungsmaschinen, die kontinuierlich durchströmt werden und nach dem hydrodynamischen Prinzip arbeiten, ist eine gemeinsame Charakteristik aller Verdrängermaschinen das Vorhandensein von gekapselten Verdrängerräumen (Kammern/Arbeitsräumen). Mithilfe dieser Kammern wird das Fluid volumetrisch durch das Prinzip der hydrostatischen Verschiebung und Verdrängung durch sich zyklisch ändernde Verdrängerkammervolumina von der Saug- auf die Druckseite gefördert. [17, 18, 23, 24, 49]

2.2.1 Funktion und Kennzahlen

Verdrängerpumpen sind grundsätzlich so gestaltet, dass Saug- und Druckseite hydraulisch getrennt sind. Dies kann durch die geometrische Bauweise oder durch eine Ventilsteuerung geschehen. Das zu fördernde Fluid wird durch gekapselte und möglichst druckdichte Verdrängerkammern von der Saug- auf die Druckseite geschoben. Während eines Zyklus variieren die Verdrängerkammervolumina V_K . Während das Kammervolumen zunimmt, wird das Fluid in die Kammer gesaugt. Bei abnehmendem Kammervolumen wird es ausgeschoben. Dabei arbeitet die Verdrängerpumpe als Volumenstromquelle. Eine Druckerhöhung geschieht erst in dem Moment, wenn das angeschlossene System diese vorgibt. Die Pumpe arbeitet dann gegen diesen Systemdruck und die Leitungsverluste. Es stellt sich ein quasistationärer Betriebspunkt im Schnittpunkt der Pumpen- und Systemkennlinie ein. [24, 50]

Wirkungsgrade

Eine charakteristische Kennzahl einer Verdrängerpumpe ist ihr spezifisches theoretisches Verdrängungsvolumen V_{theo} . Diese Größe gibt an, welches Volumen die Pumpe innerhalb eines Arbeitszyklus verdrängt. Sie kann mithilfe von Messungen bestimmt werden und entspricht nur näherungsweise dem geometrischen Verdrängungsvolumen $V_{geo} = V_{K,max} - V_{K,min}$, das anhand der Geometrie der Pumpe bestimmt werden kann [51]. V_{theo} ist dabei durch das vorhandene Schleppvolumen an bewegten Wänden in Dichtspalten minimal höher als V_{geo} [52]. Bei sogenannten Konstantpumpen kann das geometrische Verdrängungsvolumen V_{geo} nicht verändert werden und es gilt auch $V_{theo} = const$. Pumpen bei denen V_{geo} variabel

ist, werden Verstellpumpen genannt. Bei rotierenden Verdrängerpumpen wird meist eine Antriebswellenumdrehung als Arbeitszyklus definiert, bei oszillierenden Verdrängerpumpen meist eine halbe Periode der Oszillation beziehungsweise die Zeitdauer für den Weg vom unteren zum oberen Totpunkt. Der theoretische Volumenstrom, den eine ideale, druckdichte Pumpe liefert, ergibt sich dann mit der Drehzahl n aus Gl. 2.1.

$$Q_{theo} = V_{theo} \cdot n \quad (2.1)$$

Bei fast allen Pumpentypen können die Verdrängerkammern jedoch nicht ideal und vollständig dicht gestaltet werden. Durch die konstruktionsbedingt vorhandenen Spalte, die bei Verdrängerpumpen Höhen im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ aufweisen, sind immer Leckageströme von der Druck- zurück zur Saugseite vorhanden, die den theoretischen Volumenstrom um einen Betrag $Q_{leakage}$ mindern. [17, 52] Aufgrund der kleinen Spalthöhen kann die Leckageströmung, die sich in den Spalten einstellt, als laminar angesehen werden. Die Reynoldszahlen liegen weit unter den kritischen Werten. Abzüglich der vorhandenen Leckageströmen ergibt sich der tatsächliche Förderstrom am Pumpenausstritt Q_{real} . Die Leckageströme hängen sowohl von der Bauart und Geometrie der Pumpe als auch von den Betriebsparametern Gegendruck, Drehzahl und der Viskosität des geförderten Fluids ab. Eine hieraus resultierende wichtige Kenngröße ist daher der volumetrische Wirkungsgrad, der in Gl. 2.2 definiert ist. [17, 53]

$$\eta_{vol} = \frac{Q_{real}}{Q_{theo}} = \frac{Q_{theo} - Q_{leakage}}{Q_{theo}} \quad (2.2)$$

Die volumetrischen Wirkungsgrade fallen bei typischen Verdrängerpumpen mit steigendem Gegendruck leicht ab. Bei den meisten Pumpentypen sind sie näherungsweise unabhängig von der Drehzahl. Neben diesen volumetrischen Verlusten treten in Verdrängerpumpen auch hydraulisch-mechanisch bedingte Verluste auf. Diese resultieren hauptsächlich aus unvermeidbaren Reibungsverlusten zwischen Gleitpartnern sowie durch viskositätsbedingte Strömungsverluste im Fördermedium. [17, 53]

Die theoretische hydraulische Leistung, die eine ideale Pumpe zur Förderung von Q_{theo} über die Druckdifferenz Δp benötigt, ist wie folgt in Gl. 2.3 definiert

$$P_{theo} = Q_{theo} \cdot \Delta p = Q_{theo} \cdot (p_2 - p_1) \quad (2.3)$$

mit $P_{theo} = M_{theo} \cdot 2\pi \cdot n$ und Gl. 2.1 ergibt sich für das theoretisch notwendige Pumpen-

drehmoment folgende Beziehung

$$M_{theo} = \frac{V_{theo} \cdot \Delta p}{2\pi} \quad (2.4)$$

Mithilfe des tatsächlich erforderlichen Antriebsdrehmoments M_{real} oder der Antriebsleistung P_{real} lässt sich so der hydraulisch-mechanische Wirkungsgrad der Verdrängerpumpe definieren (Gl. 2.5).

$$\eta_{hm} = \frac{P_{theo}}{P_{real}} = \frac{M_{theo}}{M_{real}} \quad (2.5)$$

Aus dem Produkt beider Teilwirkungsgrade ergibt sich wie in Gl. 2.6 dargestellt, der Gesamtwirkungsgrad der Pumpe.

$$\eta_{ges} = \eta_{vol} \cdot \eta_{hm} = \frac{Q_{real} \cdot \Delta p}{P_{real}} \quad (2.6)$$

Der Gesamtwirkungsgrad beschreibt den Nutzen der Pumpe, also die bereitgestellte hydraulische Leistung $Q_{real} \cdot \Delta p$ im Vergleich zum Aufwand, also der erforderlichen Antriebsleistung P_{real} . Bei niedrigen Gegendrücken wird der Gesamtwirkungsgrad meist vom hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrad dominiert, wohingegen bei höheren Drücken der volumetrische Wirkungsgrad den Gesamtwirkungsgrad bestimmt. [52, 53]

Laminare Spaltströmung

Wie schon angesprochen, sind in realen Verdrängerpumpen Dichtspalte mit Spalthöhen h im μm -Bereich zu finden. Die Strömung ist aufgrund der kleinen Re -Zahlen als laminar anzusehen. Nimmt man weiterhin eine inkompressible, stationäre Leakageströmung an, lassen sich analytische Lösungen für die Strömungsgrößen in einfachen Spaltgeometrien finden. Ein Beispiel für einen Fall, der analytisch gelöst werden kann, ist der ebene Spalt, der in Abb. 2.5 dargestellt ist.

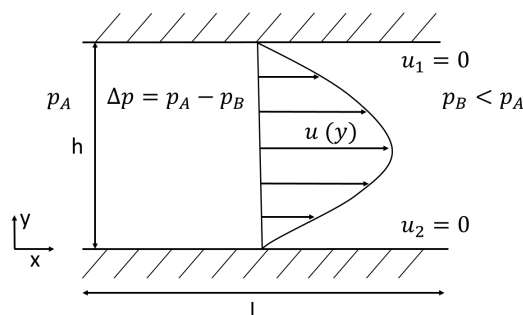


Abbildung 2.5: Ebene Spaltströmung

Für diesen Fall mit zwei festen Wänden, der Spalthöhe h , der Spaltlänge l und der Breite b kann für einen Druckgradienten Δp in x-Richtung ein Zusammenhang für den Leckagevolumenstrom in Gl. 2.7 hergeleitet werden [17]. Dabei wird die Strömung als isotherm angenommen und der Druckgradient über die Spalthöhe h in y-Richtung vernachlässigt.

$$Q_{leakage} = \frac{1}{12\mu} \frac{\Delta p}{l} \cdot b \cdot h^3 \quad (2.7)$$

Die kubische Abhängigkeit des Leckagevolumenstroms von der Spalthöhe h zeigt die Notwendigkeit, die Spalte möglichst eng auszuführen, um hohe volumetrische Wirkungsgrade zu erreichen. Ebenso wird der Viskositätseinfluss auf den Leckagestrom in Gl. 2.7 deutlich. Auf weitere Herleitungen von analytischen Zusammenhängen in laminaren Spalten soll an dieser Stelle verzichtet werden. Hierzu wird auf die Lektüre von [17] verwiesen. Später in der Arbeit wird zu Validierungszwecken jedoch noch ein Geschwindigkeitsprofil $u(y)$ des Leckagestroms in einem konzentrischen Spalt mit bewegter Wand hergeleitet.

Volumenstrom- und Druckpulsation

Da alle Verdrängerpumpen eine endliche Anzahl an Verdrängerkammern besitzen und diese zyklisch ihr Volumen ändern, pulsiert auch der geförderte Volumenstrom während eines Förderzyklus. Durch eine höhere Anzahl an Verdrängerkammern kann diese Pulsation abgemindert werden. Der sogenannte Ungleichförmigkeitsgrad δ_Q ist ein Maß für die Volumenstrompulsation am Pumpenausstritt und wird in Gl. 2.8 definiert. [54]

$$\delta_Q = \frac{Q_{real,max} - Q_{real,min}}{Q_{real}} \quad (2.8)$$

Neben den Volumenstrompulsationen treten ebenfalls Druckpulsationen auf, die die akustische Charakteristik der Verdrängerpumpen signifikant beeinflussen. [23]

Kennlinien

Im Folgenden sind die typischen Kennlinien von Verdrängerpumpen beschrieben. Zum einen in Abb. 2.6 die sogenannte Förderkennlinie, die den Förderstrom über der Drehzahl bei einem konstanten Gegendruck darstellt. Zwischen der Drehzahl n und dem Förderstrom Q_{real} besteht dabei in weiten Teilen ein linearer Zusammenhang.

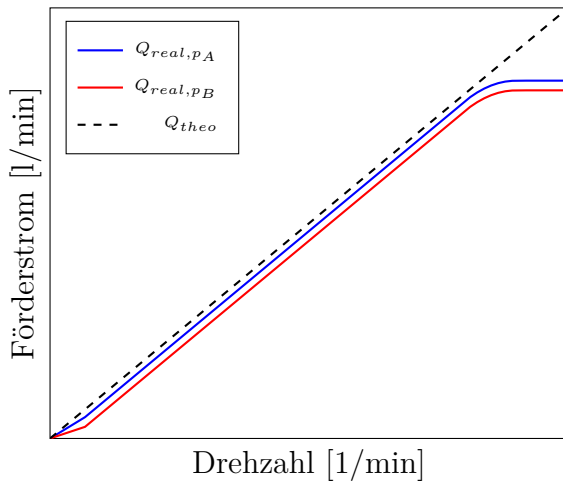


Abbildung 2.6: Typische Förderkennlinie einer Verdrängerpumpe bei zwei verschiedenen Gegendrücken $p_A < p_B$

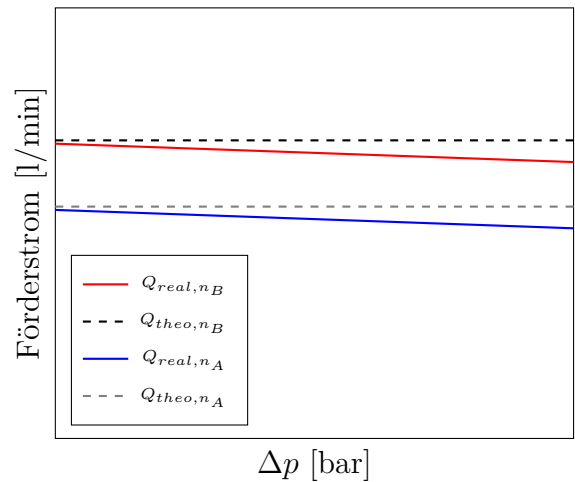


Abbildung 2.7: Typische Drosselkennlinie einer Verdrängerpumpe bei zwei verschiedenen Drehzahlen $n_A < n_B$

Ab einer gewissen Drehzahl steigt der Förderstrom nicht mehr weiter linear mit der Drehzahl an. An diesem Punkt wird die sogenannte Sauggrenze erreicht, die den maximal möglichen Förderstrom der Pumpe begrenzt. Mit steigender Drehzahl erhöhen sich die Strömungsgeschwindigkeiten und damit auch die Druckverluste im Saugbereich. Dampf- und Gaskavitation setzen ein und die Verdrängerkammern können nicht mehr vollständig befüllt werden. Die Sauggrenze sollte im Betrieb nicht dauerhaft überschritten werden, da es sonst durch Kavitationserosion zu zusätzlichem Verschleiß und Schäden kommen kann. Wann die Sauggrenze erreicht wird hängt sowohl von den Fluideigenschaften des Fördermediums als auch von der Geometrie des Saugbereichs und der Förderkammern ab. Weiterhin ist in Abb. 2.7 noch eine Drosselkennlinie aufgezeigt. Diese zeigt den für Verdrängerpumpen typischen Verlauf des Förderstroms bei einer konstanten Drehzahl, während der Gegendruck und damit die anliegende Druckdifferenz Δp erhöht wird. Bei steigendem Gegendruck sinkt der Volumenstrom über einen weiten Druckbereich kaum ab. Daher werden Verdrängerpumpen auch drucksteif genannt. Bei hydrodynamisch arbeitenden Strömungsmaschinen ist eine starke Abhängigkeit von Förderstrom und Druckdifferenz charakteristisch. Die Steigung der Drosselkennlinie macht eine Aussage darüber möglich, wie gut eine Pumpe volumetrisch arbeitet und welche maximalen Gegendrücke mit ihr erreicht werden können. [23]

2.2.2 Klassifikation

Aufgrund der Vielfalt der Anwendungsgebiete, Arbeitsbedingungen und Eigenschaften der zu fördernden Fluide gibt es ebenso eine große Vielfalt an Prinzipien und Bauarten von Verdrängerpumpen.

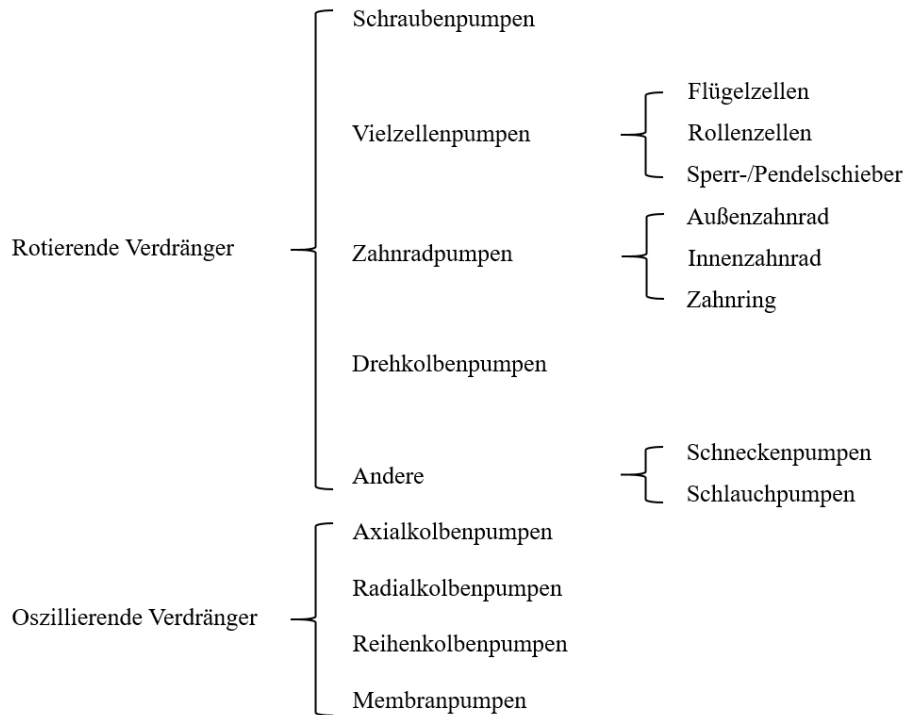


Abbildung 2.8: Grundlegende Einteilung von Verdrängerpumpen

Grundsätzlich lassen sich Verdrängerpumpen in rotierende und oszillierende Pumpen unterteilen. Bei rotierenden Verdrängerpumpen führen die Verdrängerelemente eine rotatorische Bewegung aus. Bei den oszillierenden Verdrängerpumpen wird eine rein translatorische Bewegung ausgeführt. Die weitere grobe Einteilung der verschiedenen Verdrängerprinzipien, die bisher entwickelt wurden, ist in Abb. 2.8 dargestellt. Grundsätzlich wird hierbei unterschieden, mit welchen Bauelementen die Verdrängerkammern dargestellt werden. Neben den hier dargestellten Pumpenprinzipien gibt es jedoch auch viele weitere verfügbare Pumpenprinzipien, die hier nicht eingeordnet werden können oder Mischtypen darstellen. Auch kann die Klassifikation noch weiter detailliert oder nach anderen Kriterien, wie zum Beispiel über die Anzahl von Rotoren oder der Förderrichtung, vorgenommen werden. Hierauf wird jedoch in dieser Arbeit verzichtet. Weitere detaillierte Ausführungen zur Klassifikation und Einordnung von Verdrängerpumpen finden sich in [17, 18, 20, 23, 55].

2.3 Strömungsmechanik

Da im Rahmen dieser Arbeit die Verdrängerpumpen mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation *Computational Fluid Dynamics* (CFD) betrachtet werden sollen, wird im folgenden Abschnitt kurz auf die für das Verständnis der Arbeit notwendigen Grundlagen der Strömungsmechanik und der Numerik eingegangen.

2.3.1 Erhaltungsgleichungen

In der Kontinuumsmechanik basiert die Berechnung der Strömungsgrößen auf den elementaren Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie. Diese sind im Folgenden in ihrer allgemeingültigen, integralen Form dargestellt. Da bei der Betrachtung von Verdrängerpumpen bewegte Rechengebiete und Netze auftreten, müssen die konvektiven Terme mit der Relativgeschwindigkeit $\vec{u} - \vec{u}_w$ gebildet werden, wobei \vec{u}_w die Geschwindigkeit beschreibt, mit der sich das Kontrollvolumina V und dessen Oberfläche S bewegt. Die Massenerhaltung (Gl. 2.9) sowie die Impulserhaltung (Gl. 2.10) werden zusammen auch Navier-Stokes Gleichungen genannt. [56–60]

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \cdot (\vec{u} - \vec{u}_w) \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.9)$$

$$\int_V \frac{\partial(\rho \cdot \vec{u})}{\partial t} dV + \int_S (\rho \vec{u}) \cdot (\vec{u} - \vec{u}_w) \cdot \vec{n} dS = \int_S \tau \cdot \vec{n} dS + \int_V \rho \vec{g} dV \quad (2.10)$$

$$\int_V \frac{\partial(\rho \cdot h)}{\partial t} dV + \int_S (\rho h) \cdot (\vec{u} - \vec{u}_w) \cdot \vec{n} dS = \int_S (\lambda \nabla T) \cdot \vec{n} dS + \int_V \rho s_h dV \quad (2.11)$$

Für den Schubspannungstensor τ in der Impulserhaltungsgleichung Gl. 2.10 gilt unter der Annahme eines Newton'schen Fluids folgender Zusammenhang:

$$\tau = \mu \cdot \left[\nabla(\vec{u} - \vec{u}_w) + (\nabla(\vec{u} - \vec{u}_w))^T \right] - \left[\frac{2}{3} \mu \nabla \cdot (\vec{u} - \vec{u}_w) + p \right] \quad (2.12)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite der Energiegleichung Gl. 2.11 beschreibt einen volumetrischer Quellterm der Enthalpie. Dieser Quellterm enthält unter anderem die Rate der Wärmezufuhr aus der Umgebung auf das Fluid, Reibungseffekte in der Strömung und am Rand des Kontrollvolumens und die Arbeit, die durch Druck- und Körperkräfte am Fluidvolumen verrichtet wird. [57]

Neben den Erhaltungsgleichungen benötigt man noch eine thermische und kalorische Zustandsgleichung (ZGL) für das zu betrachtende Fluid, um das Gleichungssystem zu schließen

und lösbar zu machen. Für ein ideales Gas sind diese durch Gl. 2.13 (thermische ZGL) und Gl. 2.14 (kalorische ZGL) gegeben. [61]

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (2.13)$$

$$dh = c_p \cdot dT \quad (2.14)$$

Für die betrachteten Hydrauliköle, die nahezu inkompressibel sind, wird folgender Zusammenhang in Gl. 2.15 zwischen Volumen und Druck unter der Annahme einer isothermen Strömung genutzt. Diese Annahme ist aufgrund der hohen Wärmekapazität des Öls gerechtfertigt.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T = -\frac{K}{V} \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet K das sogenannte Kompressionsmodul. Hierüber wird das schwachkompressible Verhalten des Fluids abgebildet. Für sich bewegende und deformierende Rechengitter, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, muss zusätzlich das *Space Conservation Law* beziehungsweise die Raumerhaltungsgleichung (Gl. 2.16) erfüllt sein. [58, 62]

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV - \int_S \vec{u}_w \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.16)$$

2.3.2 Turbulenz

Nahezu alle technisch relevanten Strömungen sind aufgrund der hohen auftretenden Reynoldszahlen turbulent [63]. Mit den in Unterabschnitt 2.3.1 vorgestellten Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung können sowohl laminare als auch turbulente Strömungen beschrieben werden. Um turbulente Strömungen abzubilden, müssen jedoch die dabei auftretenden sehr kleinen räumlichen und zeitlichen Skalen der turbulenten Fluktuationen aufgelöst werden. Dieses Verfahren wird Direkte Numerische Simulation (DNS) genannt und ist aufgrund des sehr großen Aufwandes für die typischerweise in der Industrie vorkommenden Fragestellungen nicht geeignet. Daher wird in den meisten Fällen und auch in dieser Arbeit der **Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS)**-Ansatz genutzt. Dies ist ein statistischer Ansatz, der die Momentanwerte der Strömungsgrößen ϕ in einen mittleren Wert $\bar{\phi}$ und statistischen Schwankungswert ϕ' aufteilt, wie in Gl. 2.17 dargestellt. Der Mittelwert $\bar{\phi}$ wird dabei bei stationären Problemen als zeitliches Mittel gebildet. Bei instationären Problemen wird zum Beispiel die Ensemble-Mittelung verwendet. [64]

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.17)$$

Führt man diese Definition nun für alle Strömungsgrößen (u, v, w, ρ, p, T) in die Erhaltungsgleichungen ein und mittelt diese anschließend, fallen die linear auftretenden gemittelten Schwankungsgrößen heraus, da $\overline{\phi'} = 0$ gilt [63–65]. In der Energie- und Impulsgleichung treten jedoch nichtlineare Terme dieser Schwankungsgrößen auf. Diese verbleiben als neue Unbekannte in den Gleichungen zurück und führen auf das sogenannte Schließungsproblem. In der Impulsgleichung werden die neuen Unbekannten im sogenannten Reynolds-Spannungstensor (siehe Gl. 2.18) zusammengefasst.

$$R_{ij} = \begin{pmatrix} \overline{\rho u'^2} & \overline{\rho u'v'} & \overline{\rho u'w'} \\ \overline{\rho v'u'} & \overline{\rho v'^2} & \overline{\rho v'w'} \\ \overline{\rho w'u'} & \overline{\rho w'v'} & \overline{\rho w'^2} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Diese sogenannten turbulenten Scheinspannungen treten zusätzlich zu den viskosen Spannungen auf und können als Erhöhung des (Quer-)impulsaustauschs in turbulenten Strömungen interpretiert werden. Daneben tritt in der Energiegleichung ein ähnlicher, neuer ungeschlossener Term $\overline{u'T'}$ auf, der als zusätzlicher Wärmetransport in turbulenten Strömungen interpretiert werden kann. Die Turbulenzmodellierung beschäftigt sich nun damit, diese zusätzlichen Unbekannten durch weitere Modelle zu beschreiben und damit das Gleichungssystem lösbar zu machen.

Turbulenzmodelle

Grundsätzlich gibt es beim RANS-Ansatz zwei Arten von Turbulenzmodellen:

- Wirbelviskositätsmodelle
- Reynoldsspannungs-Transportmodelle

In dieser Arbeit werden zur Schließung der turbulenten Gleichungen Wirbelviskositätsmodelle genutzt. Wirbelviskositätsmodelle beruhen auf der sogenannten Boussinesq-Hypothese, die in einer Analogie zur laminaren Strömung eine Beziehung zwischen den Reynoldsspannungen und dem Gradienten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit herstellen.

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (2.19)$$

Dieser Ansatz ist in Gl. 2.19 dargestellt. Die Proportionalitätskonstante μ_t wird turbulente Wirbelviskosität genannt. δ_{ij} ist das Kronecker-Delta und k bezeichnet die turbulente

kinetische Energie, die in Gl. 2.20 definiert ist.

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.20)$$

Je nachdem, wie die turbulente Wirbelviskosität modelliert wird, kann man Wirbelviskositätsmodelle in Null-, Ein- und Zweigleichungsmodelle unterteilen [64]. Nullgleichungsmodelle modellieren μ_t entweder mithilfe einer algebraischen Gleichung, die eine Korrelation zwischen dem mittleren Geschwindigkeitsfeld, einer charakteristischen Länge und der Wirbelviskosität herstellt oder durch die sogenannte turbulente Mischungsweghypothese, die auf einer Analogie zur kinetischen Gastheorie beruht. Für die Modellierung der in dieser Arbeit auftretenden Mehrphasenströmungen wird in der dispersen Phase das **Dispersed Phase Zero Equation Model** genutzt, das zu den Nullgleichungsmodellen zählt. [64, 66] In Nullgleichungsmodellen wird die Wirbelviskosität, wie von Prandtl und Kolmogorov vorgeschlagen, als das Produkt eines turbulenten Längenmaßes l_{turb} und eines turbulenten Geschwindigkeitsmaßes u_{turb} dargestellt (Gl. 2.21). [59, 66]

$$\mu_t = \rho \cdot C \cdot l_{turb} \cdot u_{turb} \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet C eine Proportionalitätskonstante. Für das Geschwindigkeitsmaß u_{turb} wird die maximale im Rechengebiet auftretende Geschwindigkeit angenommen. Das Längenmaß l_{turb} wird mit Gl. 2.22 berechnet [66]. Dabei besitzt die Korrelation keinen explizit physikalischen Hintergrund, sondern beruht auf Empirie.

$$l_{turb} = \frac{(V^d)^{1/3}}{7} \quad (2.22)$$

Die in der dispersen Phase auftretende Wirbelviskosität wird dann wie in Gleichung Gl. 2.23 dargestellt als Funktion der Wirbelviskosität der kontinuierlichen Phase berechnet [66].

$$\mu_{turb}^d = \frac{\rho^d \cdot \mu_{turb}^c}{\rho^c \cdot \sigma} \quad (2.23)$$

Die Größe σ bezeichnet dabei die turbulente Prandtl-Zahl, die die turbulente Wirbelviskosität mit der turbulenten Temperaturleitfähigkeit korreliert.

Für die einphasigen Simulationen, sowie in der kontinuierlichen flüssigen Ölphase in den Zweiphasenrechnungen wird in dieser Arbeit ein Zweigleichungsmodell verwendet. Zweigleichungsmodelle lösen je eine Transportgleichung für das turbulente Längenmaß sowie für das Geschwindigkeitsmaß. Die Wurzel der turbulenten kinetischen Energie \sqrt{k} stellt dabei das Geschwindigkeitsmaß dar. Für das Längenmaß wird oft nach der sogenannten turbulenten Dissipationsrate ϵ gelöst, da diese Größe in der Transportgleichung der turbulenten kineti-

schen Energie k schon vorkommt. Die Wirbelviskosität wird dann mithilfe des folgenden Zusammenhangs berechnet (Gl. 2.24).

$$\mu_{turb} = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.24)$$

Das sogenannte k - ϵ -Modell ist eines der am häufigsten verwendeten Turbulenzmodelle und in verschiedenen Varianten in vielen kommerziellen Strömungslösern enthalten. Neben linearen Varianten des Modells, denen die lineare Boussinesq-Hypothese zugrunde liegt (Gl. 2.19) gibt es auch nichtlineare Varianten mit quadratischen oder kubischem Zusammenhang zwischen den Reynoldsspannungen und dem Scherratentensor. Die nichtlinearen Modelle geben dabei die Anisotropie der Turbulenz etwas besser wieder als die linearen. Das $k - \epsilon$ -Modell liefert für viele Probleme zufriedenstellende Ergebnisse, zeigt seine Schwächen jedoch vor allem in Wandnähe. Das k - ω -Modell von Wilcox [67], bei dem neben der turbulenten kinetischen Energie die Transportgleichung für die sogenannte spezifische Dissipationsrate ω gelöst wird, ist ebenfalls weit verbreitet und liefert für viele ingenieurmäßige Probleme gute Ergebnisse. Dies gilt vor allem für wandnahe Strömungen. Schwächen zeigt es jedoch im wandfernen Bereich, wo eine starke Abhängigkeit von Randbedingungen festgestellt werden kann. Die Größe ω stellt dabei die charakteristische Frequenz der energiedissipierenden Wirbel dar [67]. Im Rahmen dieser Arbeit wird das **Shear Stress Transport (SST)-Modell** von Menter [68] für die einphasigen Simulationen sowie für die kontinuierliche flüssige Ölphase in zweiphasigen Rechnungen verwendet. Normalerweise sind Turbulenzmodelle nur für bestimmte Arten von Problemen gut geeignet. Das SST-Modell jedoch gilt als „General Purpose“-Modell [69, 70]. Im SST Modell werden das k - ω als auch das k - ϵ -Modell in einer neuen ω -Formulierung miteinander kombiniert. Beide können so ihre jeweiligen Stärken ausspielen. Zwischen beiden Modellansätzen wird mithilfe von einer Überblendfunktion umgeschaltet, die den Tangens hyperbolicus als Grundlage hat. [68]

$$F_1 = \tanh(arg^4) \quad (2.25)$$

Das Argument arg ist dabei eine komplexe Funktion aus Strömungsgrößen, dem geometrischen Parameter des Wandabstandes und verschiedenen Konstanten, die empirisch zu ermitteln sind. Daher muss während der Simulation auch für jede Rechenzelle der Abstand zur nächsten Wand bestimmt werden. In Wandnähe wird dann das k - ω -Modell genutzt, während im wandfernen Bereich auf das k - ϵ -Modell umgeschaltet wird. Auf weitere Erläuterungen wird an dieser Stelle verzichtet und es sei auf [68, 70] hingewiesen.

RANS-Rechnungen sind grundsätzlich stationär. Wird jedoch der transiente Term in den

reynoldsgemittelten Gleichungen explizit beibehalten, können so auch transiente Rechnungen durchgeführt werden. Diese Methode, die auch in dieser Arbeit verwendet wird, wird auch als **Unsteady Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (URANS)** bezeichnet.

Wandbehandlung

In Wandnähe sind aufgrund der Haftbedingung $\vec{u} = \vec{u}_w$ die Gradienten in den Strömungsgrößen besonders groß. Daraus resultiert ein starker Einfluss von viskosen Effekten auf die entsprechenden Transportprozesse in der Strömung. Die turbulente Wandgrenzschicht kann in zwei Schichten aufgeteilt werden:

- Laminare (viskose) Unterschicht
- Logarithmischer Bereich

In der sogenannten laminaren Unterschicht spielt die molekulare Viskosität bei Transportprozessen eine dominante Rolle. Die viskose Unterschicht reicht bis zu dimensionslosen Wandabständen $y^+ < 5$. Der dimensionslose Wandabstand ist in Gl. 2.26 definiert.

$$y^+ = \frac{\rho \sqrt{\tau_w / \rho} y}{\mu} \quad (2.26)$$

Die Strömung ist in diesem sehr dünnen Bereich nahe der Wand tatsächlich laminarisiert. Im logarithmischen Bereich mit $y^+ > 5$ dominiert dann jedoch die Turbulenz die Transportterme. Zwischen beiden Schichten gibt es noch eine Übergangschicht, in der sich beide Effekte überlappen [64, 65]. Um das turbulente Strömungsgeschwindigkeitsprofil in Wandnähe in der Grenzschicht korrekt aufzulösen, kann zum einen in Kombination mit dem SST-Turbulenzmodell die *Low-Reynolds-Number method* verwendet werden. Dabei müssen an der Wand sehr feine Rechengitter mit Prismenschichten erzeugt werden, die in der ersten Zellschicht einen dimensionslosen Wandabstand von etwa $y^+ < 2$ sicherstellen und die viskose Unterschicht damit auflösen. Da dies sehr rechenaufwändig ist, werden in industriellen Anwendungen oft Wandmodelle verwendet, die empirische Gleichungen verwenden. So können auch Gitter mit gröberen Auflösungen der Wandgrenzschicht genutzt und Rechenzeit gespart werden. In ANSYS CFX ist eine automatische Wandbehandlung implementiert, die stufenlos zwischen der *Low-Re*-Methode und einer Wandfunktion umschalten kann. So ist unabhängig von der tatsächlichen Auflösung des Gitters in Wandnähe eine präzise Wandbehandlung möglich. [64, 66, 71]

2.3.3 Mehrphasenströmung

In der Natur kommen eine Vielfalt von Mehrphasenströmungen vor. Daher wird ihrer Berechnung mit Hilfe numerischer Methoden eine große Bedeutung zuteil. In den technisch relevanten Strömungsformen ist es in den meisten Fällen jedoch nicht möglich, die exakte mikroskopische Phasenverteilung zu berechnen, da der Aufwand hierfür extrem hoch wäre. Meist reicht jedoch auch eine makroskopische, statistische Aussage, wie sich das Strömungsfeld und die damit verbundenen Prozesse wie der Impuls- und Wärmeübergang verhalten. Daher können Vereinfachungen eingeführt werden, die den Rechenaufwand reduzieren. Es gibt grundsätzlich zwei Ansätze, eine Mehrphasenströmung bestehend aus einer kontinuierlichen Ölphase und einer dispersen Dampf- oder Luftblasenphase zu modellieren. [56]

- Euler-Lagrange-Verfahren
- Euler-Euler-Verfahren

Beim Euler-Lagrange-Verfahren werden die einzelnen Partikel der dispersen Phase oder Cluster, die mehrere Partikel repräsentieren auf ihrer Trajektorie mitverfolgt. Beim **Euler-Euler-Verfahren** hingegen werden beide Phasen raumfest betrachtet und als kontinuierlich und sich gegenseitig durchdringend angesehen. Die diskrete Charakteristik der dispersen Phase wird dabei vernachlässigt und nur modelliert. Dieses Verfahren wird auch Multi-Fluid-Method genannt [56]. In dieser Arbeit wird für alle Simulationen das Euler-Euler-Verfahren angewendet. Um die Erhaltungsgleichungen für den Euler-Euler-Ansatz zu erhalten, wird der Satz an Erhaltungsgleichungen jeder Phase i mit dem sogenannten Phasenindikator χ^i multipliziert und anschließend gemittelt. Dieser ist wie in Gl. 2.27 dargestellt definiert. [56, 72, 73]

$$\chi^i(x, y, z, t) = \begin{cases} 1, & \text{falls Phase } i \text{ zum Zeitpunkt } t \text{ an } (x,y,z) \text{ existiert} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.27)$$

Diese Mittelung kann räumlich, zeitlich oder statistisch im Rahmen der Ensemble-Mittelung geschehen [74]. Bei der Phasenmittelung der Erhaltungsgleichungen entstehen neue Austauschterme, die den Massen-, Impuls- und Energieaustausch zwischen den Phasen beschreiben. Diese müssen, um das Gleichungssystem zu schließen, modelliert werden. Bei der Phasenmittelung des Phasenindikators ergibt sich so in Gl. 2.28 mit der Größe α^i , die Volumenfraktion. Sie kann als Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Phase i an einem Ort

(x, y, z) zu einer Zeit t interpretiert werden. [72, 73]

$$\alpha^i = \frac{V^i}{V} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\chi^i)_n(x, y, z, t) \quad (2.28)$$

$$\text{mit } \sum_i \alpha^i = 1 \quad (2.29)$$

Für die Darstellung der gemittelten Erhaltungsgleichungen wird auf [66] verwiesen. Gl. 2.29 muss immer erfüllt sein, diese Relation wird Volumenerhaltungsgleichung genannt. Um das Gleichungssystem zu lösen wird beim Euler-Euler-Ansatz weiterhin angenommen, dass sich alle Phasen das gleiche Druckfeld teilen [56, 66].

Für die Modellierung der ungeschlossenen Austauschsterme zwischen den Phasen ist die zur Verfügung stehende Austauschfläche entscheidend. Da in dieser Arbeit keine Methode genutzt wird, die die Oberflächen explizit auflöst (wie zum Beispiel die Volume of Fluid Methode), muss für die Austauschfläche eine Approximation verwendet werden. Bei den Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wird ein **sphärischer Ansatz** mit einem mittleren Partikeldurchmesser d_m für die zur Verfügung stehende Grenzflächendichte a (Oberfläche pro Volumeneinheit) gewählt. Dieser ist in Gl. 2.30 definiert [66].

$$a = \frac{6\alpha^d}{d_m} \quad (2.30)$$

Dieses einfache Modell ist in ANSYS CFX aus Gründen der Robustheit etwas modifiziert. Zum einen wird α^d bei einem Minimalwert begrenzt, sodass a nicht zu Null werden kann. Weiterhin wird für große Volumenfraktionen α^d die Grenzflächendichte a abgeschwächt, sodass der Wert gegen Null geht, wenn α^d gegen eins geht [66]. Mithilfe dieser Definition wird die Grenzflächendichte zwischen den Phasen berechnet, mit der alle Austauschsterme skalieren. Hierbei wird ersichtlich, dass der mittlere Partikeldurchmesser hier einen großen Einfluss hat.

Beim homogenen Euler-Euler-Ansatz teilen sich die zwei Phasen nicht nur ein gemeinsames Druckfeld, sondern auch ein gemeinsames Geschwindigkeits-, Turbulenz- und Temperaturfeld. Dadurch fallen die entsprechenden Austauschsterme heraus und die Gleichungen und der Rechenaufwand reduzieren sich deutlich. Der inhomogene Ansatz, der teilweise in dieser Arbeit genutzt wird, erlaubt jedoch auch Relativgeschwindigkeiten zwischen den Phasen. Wie schon erwähnt, müssen für die ungeschlossenen Austauschsterme zwischen den Phasen Modellierungsansätze gefunden werden.

Für den Fall, dass **Dampfkavitation** betrachtet werden soll, betrifft diese vor allem einen

Massenaustauschterm zwischen der flüssigen und dampfförmigen Ölphase. In dieser Arbeit wird dafür das **Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodell** verwendet. Bei der Untersuchung von Kavitation wird der homogene Euler-Euler-Ansatz verwendet. Das Rayleigh-Plesset Modell ist ein ratenbasiertes Kavitationsmodell, dass die Dampferzeugung und Kondensation mithilfe der Wachstumsgleichung einer Gasblase in einer Flüssigkeit herleitet. [66] Der Massentransportterm ist dann wie in Gl. 2.31 aufgezeigt für Verdampfung modelliert.

$$\dot{m}_{verd} = F_{verd} \frac{3\alpha^{nuc}(1 - \alpha^g)\rho_g}{R_{nuc}} \sqrt{\frac{2|p_v - p|}{3\rho_f}} \cdot sgn(p_v - p) \quad (2.31)$$

Für Kondensation ist Gl. 2.32 zu benutzen.

$$\dot{m}_{kond} = F_{kond} \frac{3\alpha^g\rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2|p_v - p|}{3\rho_f}} \cdot sgn(p_v - p) \quad (2.32)$$

Über die empirischen Konstanten F_{verd} und F_{kond} kann das Modell mithilfe von Messwerten kalibriert werden. Standardmäßig ist $F_{verd} = 50$ und $F_{kond} = 0,01$. Für den Durchmesser der Keimstellen R_{nuc} , an denen die Nukleation startet, wird ein Wert von $1\ \mu\text{m}$ verwendet. Für die Volumenfraktion der Keimstellen wird $\alpha_{nuc} = 1 \cdot 10^{-4}$ angenommen. [66, 75] Für den Fall der Modellierung der **dispersen Luftblasenströmung im Öl** werden keine Massentransferterme zwischen den Phasen modelliert. Jedoch werden Impuls- und Turbulenzaustauschterme berücksichtigt. Für den Impulsaustausch zwischen Luft- und Ölphase wird in ANSYS CFX das **Schiller-Naumann-Modell** verwendet, dass Reibungskräfte und damit eine Widerstandskraft der Luftblasen modelliert. Die Widerstandskraft hat den weitaus größten Anteil am Impulsaustauschterm. Daher wird in dieser Arbeit auf die Modellierung weiterer Austauschterme (wie zum Beispiel dynamische Auftriebskräfte, Wandbenetzungskraft, Virtuelle Massenkraft, etc.) verzichtet. Im Schiller-Naumann-Modell wird der dimensionslose Widerstandsbeiwert eines Partikels c_w wie in in Gl. 2.33 dargelegt angenähert [66].

$$c_w = \max\left(\frac{24}{Re} [1 + 0,15 \cdot Re^{0,687}], 0,44\right) \quad (2.33)$$

Neben diesem Austauschterm muss auch ein Quellterm für die Auftriebskraft, die auf die disperse Phase wirkt, beachtet werden. Umgekehrt kann wegen $\rho_d \ll \rho_c$ die Auftriebskraft der dispersen auf die kontinuierliche Phase vernachlässigt werden. Die entsprechende Kraft pro Volumeneinheit wird wie in Gl. 2.34 dargestellt modelliert.

$$f_{bouy} = (\rho - \rho_{ref}) \cdot \vec{g} \quad (2.34)$$

Im Fall der Mehrphasenströmung mit Luftblasen im Öl dient die mittlere Dichte des flüssigen Öls als Referenzdichte ρ_{ref} .

Die Austauschterme in der Energieerhaltungsgleichung werden nicht betrachtet, da die Simulationen in dieser Arbeit isotherm durchgeführt werden. Da das Öl, das die Luftblasen umgibt, eine sehr hohe Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit hat, ist diese Annahme gerechtfertigt. Daher kann auch die Kompression des Gemisches als isotherme Zustandsänderung angenommen werden [61].

Durch das Vorhandensein von dispersen Partikeln wie Luftblasen kann das Turbulenzfeld der kontinuierlichen Phase beeinflusst werden. Hierbei kommt es durch Luftblasen oft zu einer Anfachung der Turbulenz [76]. Dieser Umstand wird durch eine zusätzliche Erhöhung der Wirbelviskosität der kontinuierlichen Phase Rechnung getragen. Diese Erhöhung wird im Rahmen dieser Arbeit mit dem Ansatz von **Sato et al.** modelliert. In Gl. 2.35 und Gl. 2.36 sind die entsprechenden Zusammenhänge dargestellt. [77]

$$\mu_t^c = \mu_t + \mu_t^p \quad (2.35)$$

$$\mu_t^p = 0,6 \cdot \rho^c \alpha^d d_m |\vec{u}^d - \vec{u}^c| \quad (2.36)$$

Der mittlere sphärische Partikeldurchmesser d_m spielt hierbei neben der Differenzgeschwindigkeit zwischen den Phasen eine große Rolle.

2.4 Numerische Strömungssimulation

2.4.1 Räumliche Diskretisierung

Für das in Unterabschnitt 2.3.1 vorgestellte Gleichungssystem existieren nur für wenige, meist vereinfachte Spezialfälle analytische, geschlossene Lösungen. Im Allgemeinen kann das Gleichungssystem nur näherungsweise mit der Hilfe von numerischen Methoden gelöst werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die CFD-Simulationen der kommerzielle Strömungslöser ANSYS CFX in der Version 2019R3 genutzt. ANSYS CFX benutzt ein **Finite-Volumen-Verfahren** zur Lösung der Gleichungen. Finite-Volumen-Verfahren sind im Bereich der Strömungssimulation am weitesten verbreitet [78]. In Gl. 2.37 ist eine allgemeine Transportgleichung für eine beliebige Strömungsgröße dargestellt.

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_S \rho \cdot ((\vec{u} - \vec{u}_w) \cdot \phi) \cdot \vec{n} dS = \int_S \Gamma_D (\nabla\phi) \cdot \vec{n} dS + \int_V \mathfrak{S}_\phi dV \quad (2.37)$$

Der erste Term auf der linken Seite beschreibt dabei die zeitliche Änderung der Strömungsgröße im Kontrollvolumen V . Der zweite Term stellt die konvektiven Flüsse über die Oberfläche des Kontrollvolumens S dar. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt diffusive Flüsse über die Kontrollvolumenoberfläche S und der letzte Term stellt einen Quell-/Senkenterm im Kontrollvolumen V dar. Für das Finite-Volumen-Verfahren wird das Rechengebiet in eine endliche Anzahl kleiner Kontrollvolumina unterteilt. Diese entsprechen jedoch nicht den Gitterzellen, sondern werden jeweils um die Knotenpunkte dieser gebildet. Gl. 2.37 wird auf jedes einzelne Kontrollvolumen angewendet. Die Werte der Strömungsgrößen werden jeweils an den Knotenpunkten gespeichert. Der nächste Schritt ist dann die Volumen- und Oberflächenintegrale zu diskretisieren und zu berechnen. Im Gegensatz zum Finite-Elemente-Verfahren werden die konvektiven und diffusiven Flüsse explizit ausgewertet. Daher ist das Verfahren schon im Ansatz konservativ, was einen großen Vorteil darstellt. Weil nur Werte an den Knotenpunkten zur Verfügung stehen, müssen die Werte an den Integrationspunkten approximiert werden. Dies geschieht in ANSYS CFX mithilfe der sogenannten Formfunktionen. Diese Formfunktionen sind finiten Elementen angelehnt und in ihren parametrisierten Koordinaten linear. Mit diesen Funktionen können die Integrale und Gradienten berechnet werden. Für den diffusiven Term können die benötigten Gradienten der Transportgröße einfach mit Hilfe der Formfunktionen ausgewertet werden. Für den konvektiven Term wird der Wert am Integrationspunkt benötigt, der aus den an den Knoten gespeicherten Werten interpoliert werden muss. Hierfür wird im Rahmen dieser Arbeit ein Upwind-Differenzen-Verfahren 2. Ordnung genutzt. Teilweise wird aus Stabilitätsgründen für die Mehrphasensimulationen das Upwind-Verfahren 1. Ordnung verwendet. [58, 62, 66, 69, 78]

2.4.2 Zeitliche Diskretisierung

Für die zeitliche Diskretisierung wird ein implizites Euler-Verfahren 2. Ordnung genutzt, das für die Approximation die Werte der letzten zwei Zeitschritte verwendet (siehe Gl. 2.38). Bei Mehrphasensimulationen wird aus Stabilitätsgründen teilweise auf das Verfahren 1. Ordnung umgeschaltet.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho\phi) dV \approx \frac{V}{\Delta t} \left[\frac{3}{2}(\rho\phi)^t - 2(\rho\phi)^{t-1} + \frac{1}{2}(\rho\phi)^{t-2} \right] \quad (2.38)$$

Eine wichtige dimensionslose Kenngröße für die zeitliche Diskretisierung ist die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL). Diese ist wie in Gl. 2.39 beschrieben definiert und beschreibt, durch wie viele Zellen sich die Information einer Strömungsgröße pro Zeitschritt fortbewegt.

Δx bezeichnet dabei die kleinste räumliche Dimension einer Rechenzelle. Bei expliziten Verfahren muss für die maximale CFL-Zahl $Co < 1$ gelten.

$$Co = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (2.39)$$

Durch den Einsatz eines impliziten Verfahrens ist die Zeitschrittweite jedoch nicht durch die Co -Zahl begrenzt und es können daher große Zeitschritte genutzt werden, ohne dass es zu Stabilitätsproblemen kommt. Dennoch muss die Zeitschrittweite so gewählt werden, dass die entsprechenden physikalischen Vorgänge ausreichend aufgelöst werden. Da bei deformierten Netzen die Kontrollvolumina eine Funktion der Zeit sind, müssen die Erhaltungsgleichung entsprechend der Leibniz-Regel, wie in Gl. 2.40 modifiziert werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V(t)} \phi \, dV = \int_V \frac{\partial \phi}{\partial t} \, dV + \int_S \phi \vec{u}_w \cdot \vec{n} \, dS \quad (2.40)$$

Die diskretisierten Erhaltungsgleichungen müssen die Raumerhaltungsgleichung Gl. 2.16 ebenfalls erfüllen [66, 69].

2.4.3 Druck-Geschwindigkeits-Kopplung

Das aus Kontinuitätsgleichung und Impulserhaltungsgleichung bestehende System der Navier-Stokes-Gleichungen ist ein Satz von nichtlinearen und partiellen Differentialgleichungen. Die kartesischen Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit und der Druck stellen vier Variablen dar, für die auch vier Gleichungen zur Verfügung stehen. Alle vier Größen kommen in kompressiblen Strömungen auch in allen vier Gleichungen vor. Das Gleichungssystem ist damit gekoppelt und die Strömungsgrößen können nicht unabhängig voneinander bestimmt werden. In inkompressiblen Strömungen kann aus der Kontinuitätsgleichung nicht direkt eine Lösung für den Druck gewonnen werden. Daher werden oft iterative Verfahren genutzt, um sowohl Kontinuitäts- als auch Impulsgleichungen zu erfüllen [58, 69, 78–80]. In dieser Arbeit genutzten Strömungslöser ANSYS CFX wird direkt das druckbasierte, gekoppelte System von Erhaltungsgleichungen genutzt. Dies führt im Vergleich zur Nutzung von Druck-Geschwindigkeits-Kopplungen zu höheren Rechenzeiten pro Zeitschritt. [58, 66, 69, 78–80]

2.4.4 Netzgenerierung

Zur Vernetzung von sich bewegenden und deformierenden Fluidräumen, so wie sie in Verdrängerpumpen vorkommen, gibt es verschiedene Ansätze. [81, 82]

- Overlapping Meshes
- Morphing and Remeshing
- Customized Grid Generation (CGG)

Bei der Overlapping Meshes-Methode werden mehrere sich überlappende Netze erstellt. Ein stationäres Hintergrundnetz und ein den Rotor beschreibendes mitbewegtes Netz. Für die Kopplung beider Netze gibt es zwei Ansätze: Bei der Immersed Solid Method beschreibt das mitbewegte Netz nur den Festkörper (Rotor) selbst. In jedem Zeitschritt wird der Überlappungsbereich von Fluidraum- und Festkörpernetz bestimmt. Durch künstliche Quell- und Senkenterme in der Impulsgleichung wird das Fluid gezwungen, der Rotorbewegung zu folgen. Bei der Overset Mesh-Methode beschreibt das zweite, mitbewegte Netz die Fluidregion direkt um den Rotor. Im Überlappungsbereich muss die Lösung nun sinnvoll zwischen den beiden Netzen interpoliert werden. Das Hintergrundnetz muss bei der Overlapping Mesh-Methode sehr fein aufgelöst sein, um die Dichtspalte in den Verdrängerpumpen abzubilden. Dies führt zu einem hohen Rechenaufwand. Beim Morphing and Remeshing-Ansatz wird nur ein Netz für den Fluidraum generiert. Der Mesh Morpher verformt das Netz während der Rechnung in jedem Zeitschritt anhand der Geometrieänderung. Da bei Verdrängerpumpen die Geometrieänderungen der Arbeitsräume sehr groß sind, fällt die Zellqualität dabei schnell ab. In diesem Fall muss das Strömungsgebiet neu vernetzt werden. Die engen Spalte in Verdrängerpumpen führen zur Notwendigkeit der Neuvernetzung in fast jedem Zeitschritt, was die Methode sehr aufwändig macht. In dieser Arbeit wird die Netzbewegung und Deformation mit einem **Customized Grid Generation (CGG)-Ansatz** dargestellt. Dabei werden im Vorfeld der Simulation für jeden Zeitschritt maßgeschneiderte Netze erzeugt. Diese Methode liefert die besten Ergebnisse für die Vernetzung von Verdrängerpumpen. Die Netzerstellung kann dabei manuell von Hand mit einem strukturierten Vernetzungstool geschehen. Dies bedeutet jedoch einen großen Aufwand. Da in dieser Arbeit mehrere verschiedene Verdrängerpumpen numerisch betrachtet werden, wird daher die kommerzielle Software TwinMesh für die Vernetzung des Arbeitsraums der Pumpen verwendet. Vor der eigentlichen Strömungssimulation wird für einen definierten Winkelschritt ein Satz von Netzen erstellt. TwinMesh dreht den Rotor um einen definierten Winkelschritt weiter und berechnet für jeden Schritt eine neues, blockstrukturiertes Hexaedernetz. Dadurch bleibt die Netzqualität konstant hoch. In dieser Arbeit wurden meist Winkelschrittweiten von $0,5^\circ$ oder $0,25^\circ$ genutzt. Die Symmetrie der Pumpen kann dabei insofern ausgenutzt werden, als dass zum Beispiel bei zwölf vorhandenen Verdrängerelementen nur eine Rotorbewegung von 30° vernetzt werden muss. Die Strömungsdaten werden vom 30° -Netz wieder auf das

0°-Netz interpoliert und die Simulation kann weiter ablaufen. Die vor der Rechnung erstellten Netze werden mittels FORTRAN-Routinen am Anfang jedes neuen Zeitschrittes in den Solver ANSYS CFX geladen. Mit dieser Methode muss die Lösung zwischen den einzelnen Zeitschritten nicht interpoliert werden, was Interpolationsfehler vermeidet. Dies liegt daran, dass sich die Netztopologie sowie die Knotenanzahl im Netz nicht ändert und die Verschiebungen der einzelnen Knotenpunktpositionen zwischen zwei Zeitschritten gering sind. Die Netzverformung wird durch die Leibniz Regel in Gl. 2.40 berücksichtigt. [82, 83]

Die stationären Teilbereiche des Fluidvolumens der Pumpe außerhalb der Arbeitsräume, wie die Saug- und Druckleitungen, werden größtenteils mit unstrukturierten Rechengittern vernetzt. Für die Verbindung von bewegten und den stationären Netzen werden Interpolationsebenen (*General Grid Interfaces* (GGI)) verwendet. Weitere Details zur Vernetzung der verschiedenen Pumpen folgen später in dieser Arbeit.

Kapitel 3

Vorauswahl der Pumpenprinzipien

Im folgenden Kapitel soll für die Anwendung in zukünftigen Automatikgetriebesystemen eine Vorauswahl an Pumpenprinzipien vorgenommen werden, die in der weiteren Arbeit numerisch und experimentell analysiert und miteinander in ihren Betriebscharakteristiken verglichen werden. Grundsätzlich kommen für Förderaufgaben von Fluiden sowohl hydrodynamisch arbeitende Strömungsmaschinen (Kinetikpumpen) als auch hydrostatisch arbeitende Verdrängermaschinen in Frage. Sowohl Kinetikpumpen als auch Verdrängerpumpen lassen sich durch dimensionsanalytische Überlegungen vergleichen, da die Wirkungsweisen beider Typen grundsätzlich mit den Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden können [15]. Eine dimensionslose Größe, die einen Arbeitspunkt von Fluidenergiemaschinen beschreibt ist die spezifische Drehzahl n_q , die in Gl. 3.1 definiert ist. Bei den hier betrachteten Anwendungen im Getriebebereich lassen sich von den hydraulischen Anforderungen bezüglich Förderstrom und Gegendruck, die später noch genauer betrachtet werden, spezifische Drehzahlen im Bereich von $0,3 < n_q < 5$ herleiten.

$$n_q = 60 \cdot n \cdot \frac{Q^{1/2}}{H^{3/4}} \quad \text{mit} \quad H = \frac{\Delta p}{\rho \cdot g} \quad (3.1)$$

In Abb. 3.1, in der die maximal möglichen Gesamtwirkungsgrade der verschiedenen Fluidenergiemaschinen über der spezifischen Drehzahl n_q aufgetragen sind, wird deutlich, dass für Getriebeanwendungen Verdrängerpumpen deutlich höhere Gesamtwirkungsgrade als Strömungsmaschinen aufweisen [15, 23]. Da energetische Betrachtungen bei Nebenaggregaten im Antriebsstrang eine große Rolle spielen, da sie den Treibstoffverbrauch, die CO₂-Emissionen und bei elektrifizierten Fahrzeugen die mögliche Reichweite direkt mit beeinflussen, fallen damit die hydrodynamisch arbeitenden Strömungsmaschinen mit den schlechteren Gesamtwirkungsgraden aus der Vorauswahl heraus und es kommen nur hydrostatisch arbeitende Verdrängerpumpen in Betracht. Zur weiteren Betrachtung der verschiedenen Verdrängerpumpenprinzipien, die in Unterabschnitt 2.2.2 schon klassifiziert wurden, sollen im ersten Schritt

die genauen systemseitigen Anforderungen an die Pumpen vorgestellt werden. Anschließend folgt eine Bewertung der Pumpenprinzipien bezüglich der Erfüllung dieser Anforderungen und eine Schlussfolgerung, welche Pumpenprinzipien in die Vorauswahl kommen. Diese Pumpenprinzipien werden zum Schluss dieses Kapitels ausführlich bezüglich ihrer Funktion und ihrer Charakteristiken beschrieben und erklärt.

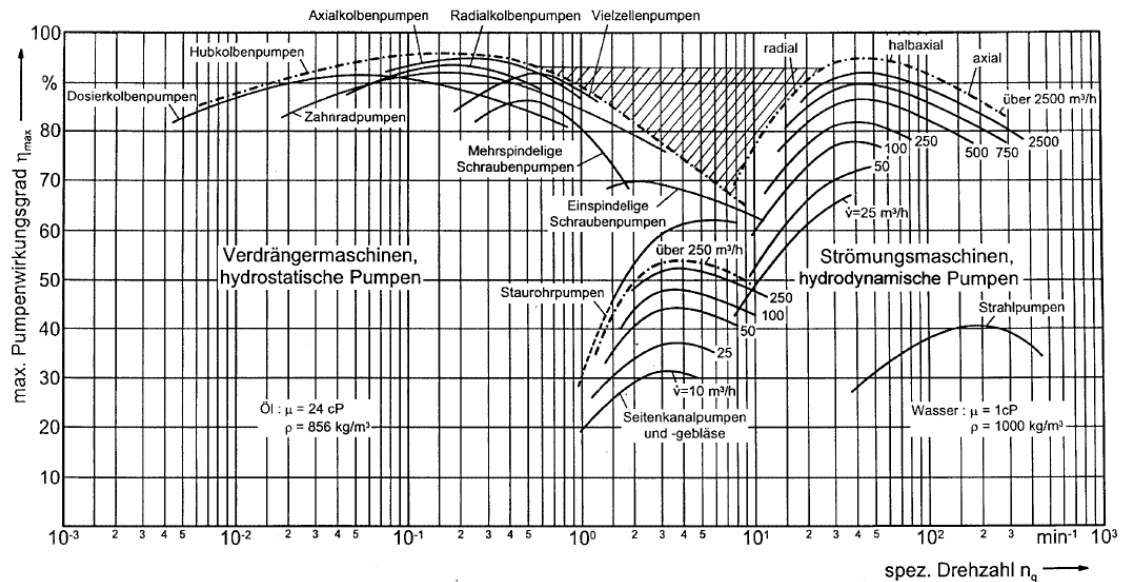


Abbildung 3.1: Optimalbereiche für Fluidenergiemaschinen, aus [15]

3.1 Systemseitige Anforderungen

Grundsätzlich sollen drei mögliche Anwendungsfälle von zukünftigen Automatikgetriebe- generationen betrachtet werden:

- e-Achsen
- ATs und DCTs
- CVTs

Diese drei Anwendungsfälle weisen signifikant unterschiedliche systemseitige hydraulische Anforderungen an die Pumpen auf. Die entsprechenden Anforderungen und die daraus resultierenden hydraulischen Leistungen $P_{hyd} = Q \cdot \Delta p$ sind in Abb. 3.2 dargestellt.

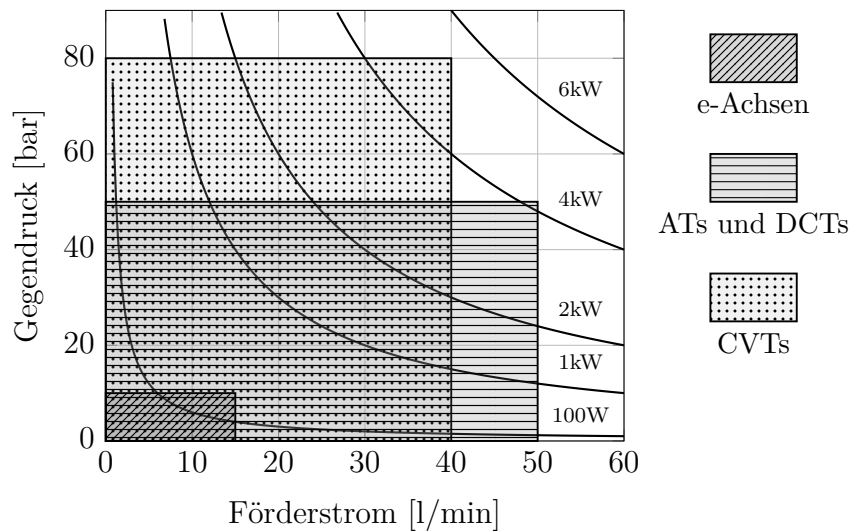


Abbildung 3.2: Hydraulische Anforderungen der betrachteten Anwendungsfälle

Es ist zu erkennen, dass die e-Achsen die geringsten hydraulischen Anforderungen haben. Dies resultiert daraus, dass die Hydraulikpumpe hier höchstens ein zweistufiges Getriebe aktiveren muss und ansonsten nur für Kühlung und Schmierung verantwortlich ist. Daher sind die vom System geforderten Drücke und Volumenströme mit 10 bar und 15 l/min gering. Die abgerufene hydraulische Leistung reicht bis etwa 250 W. Bei ATs und DCTs werden schon deutlich höhere Systemdrücke erreicht, die bis zu 50 bar betragen. Auch Förderströme bis zu 50 l/min müssen gefördert werden können. CVTs haben die höchsten hydraulischen Anforderungen. Wie in Unterabschnitt 2.1.3 erklärt, wird eine hohe Kraft benötigt, um den Variator zu aktiveren und die Kegelscheiben konstant bei einem bestimmten axialen Abstand voneinander zu halten. Daher sind hier auch die höchsten Systemdrücke zu finden, die bis zu 80 bar reichen. Die hydraulischen Leistungen betragen bei ATs, DCTs und den CVTs bis zu 5 kW. Der notwendige Drehzahlbereich, den die Pumpen abdecken müssen, geht bei mechanisch über den Verbrennungsmotor angetriebenen Pumpen bis zu 6500/min, bei elektrisch angetriebenen Pumpen können auch Drehzahlen bis zu 10 000/min nötig sein. Durch diese hohen Drehzahlen kann die Pumpe dann mit einem kleineren V_{theo} und damit geringerem Bauraumbedarf ausgelegt werden. Daher muss im Anwendungsfall der ATs und DCTs für die Ableitung weiterer Anforderungen zwischen den zwei Antriebsvarianten unterschieden werden. Bei den CVTs und den e-Achsen ist grundsätzlich der Antrieb mit einem eigenen Elektromotor vorgesehen. Als übliches Fördermedium wird ein typisches Automatikgetriebeöl (Shell L12108) definiert. Die wichtigsten Materialdaten sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Dichte ρ	843 kg/m ³
Dynamische Viskosität μ	0,074 85 Pa s
Kompressionsmodul K	$1,5 \cdot 10^9$ Pa
Oberflächenspannung mit Luft γ	$2,5 \cdot 10^{-2}$ N/m
Sättigungsdampfdruck p_v	30 Pa
Spezifische Wärmekapazität c	1781 J/(kg K)
Wärmeleitfähigkeit λ	0,142 W/(m K)

Tabelle 3.1: Fluiddaten von Shell L12108 ATF bei 20 °C und 1 bar

Der Betriebstemperaturbereich des Fördermediums ist sehr breit und umfasst -40°C bis 140°C . Vor allem die niedrigen Temperaturen führen durch die hohe Viskosität des Öls meist zu großen Leistungsanforderungen und Verschleiß beim Start der Pumpe. Der Druckaufbau ist dabei meistens etwas verzögert (Kaltstartproblematik). Ebenso muss bei Getriebeölen von den Pumpen auch eine gewisse Größe von Schmutzpartikeln im Medium toleriert werden, ohne dass es zu übermäßigem Verschleiß und einem Wirkungsgradabfall kommt. Da es, wie schon in Abschnitt 1.1 angesprochen, oft zu einer Verschäumung des Öls oder zum Ansaugen von einer Öl-Luft-Strömung kommt, ist eine weitere systemseitige Anforderung bis zu $\alpha_1^d = 40\%$ Volumenanteil Luft ansaugen zu können. Das Schnellstartverhalten der Pumpen ist ebenfalls eine Anforderung, die beachtet werden muss. Dabei wird die Zeit beziehungsweise die Anzahl an Rotorumdrehungen gemessen, die die Pumpe benötigt, um einen gewissen Gegendruck aufzubauen. Lange Druckaufbauzeiten bedeuten lange Schaltzeiten des Getriebesystems, was für den Fahrer störend sein kann. Energetisch gesehen ist ein möglichst hoher Gesamtwirkungsgrad der Aggregate anzustreben. Daher sind auch die Teilwirkungsgrade η_{vol} und η_{hm} möglichst zu maximieren. Druckpulsationen sowie Volumenstrompulsationen sollen so gering wie möglich ausgeprägt sein, um eine kontinuierliche Förderstromversorgung und eine unauffällige akustische Charakteristik der Aggregate zu erzielen. Natürlich spielt der erforderliche Bauraum sowie das Gewicht des gesamten Aggregates auch eine wichtige Rolle. Eine andere Anforderung ist, den Förderstrom der Pumpe unabhängig von der Drehzahl steuern zu können. Dies lässt sich bei manchen Pumpenprinzipien realisieren. Ebenso können manche Pumpen auch gleichzeitig zwei Ölkreisläufe bedienen. Dies bedeutet eine gute Adaptierbarkeit. Die Herstellkosten (HEK) bilden eine weitere Anforderung, die möglichst minimiert werden sollte, da der Kostendruck in der Automobilindustrie ebenfalls kontinuierlich steigt.

3.1.1 Gewichtung der Anforderungen

Nachdem die Anforderungen dargestellt wurden, muss noch beachtet werden, dass für die drei betrachteten Anwendungsfälle nicht nur quantitative Unterschiede bei den Anforderungen existieren, sondern dass die Anforderungen auch unterschiedlich zu gewichten sind. Wie schon besprochen, wird der Fall der ATs und DCTs insofern weiter aufgeschlüsselt, als dass unterschieden wird, ob die Pumpe mit einem eigenen Elektromotor oder mechanisch über den Verbrennungsmotor angetrieben wird.

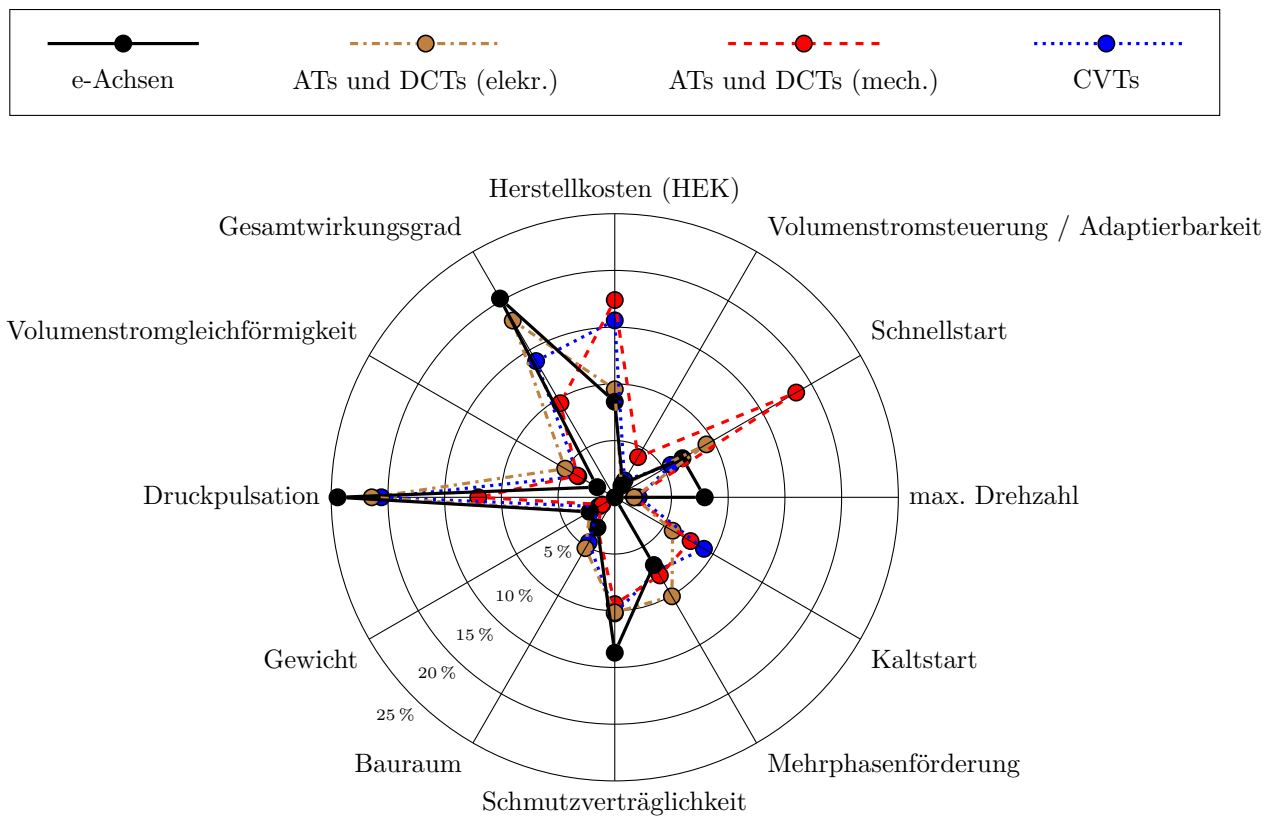


Abbildung 3.3: Gewichte der Anforderungen der vier betrachteten Anwendungsfälle

Bei Betrachtung der Abb. 3.3 wird klar, dass die sechs Anforderungen Druckpulsation, Schnellstart, Gesamtwirkungsgrad, Schmutzverträglichkeit, Mehrphasenförderung und Herstellkosten die höchste Gewichtung aufweisen und dominierend sind. Zwischen den einzelnen Anwendungsfällen ist die Gewichtung jedoch deutlich unterschiedlich. Wegen des grundsätzlich schon sehr leisen Antriebsstrangs ist bei den e-Achsen zum Beispiel eine geringe Druckpulsation deutlich wichtiger als bei den ATs und DCTs. Das Schnellstartverhalten ist vor allem bei den ATs und DCTs mit mechanisch angetriebener Pumpe hoch gewichtet. Dies ist deswegen der Fall, da die Pumpe hier direkt über den Verbrennungsmotor angetrieben wird und kein unabhängiger und gesteuerter Drehzahlhochlauf wie in der Ausführung mit

eigenem Elektromotor erfolgen kann. Die hydraulischen Anforderungen sowie die Anforderungen bezüglich Betriebstemperatur treten in dieser Betrachtung hier nicht auf, da diese Anforderungen zwingend von den Pumpen erfüllt werden müssen. Eine Gewichtung ist nicht nötig, da bei Nichterfüllen einer Anforderung das entsprechende Pumpenprinzip direkt ausscheidet.

3.2 Bewertung der Pumpenprinzipien

Die Bewertung der in Unterabschnitt 2.2.2 klassifizierten Pumpenprinzipien hinsichtlich der Erfüllung der in Abschnitt 3.1 und speziell Abb. 3.3 aufgestellten Anforderungen erfolgt zum einen mithilfe von Literaturquellen. Dabei wurden folgende Quellen verwendet: [10, 12, 15, 17, 18, 20, 21, 23, 24, 52, 53, 55, 84–88]. In diesen wird eine grobe relative Einordnung der Pumpen in ihren wichtigsten Charakteristiken vorgestellt. Zum anderen wurde eine Entscheidungsmatrix nach Pugh [89] genutzt, die auch die vorgestellten Gewichte der einzelnen Anforderungen enthält. Diese wurde in Workshops mit verschiedenen Pumpenexperten aus der Bosch-Gruppe bearbeitet. Dabei wurden 24 verschiedene rotierende und oszillierende Verdrängerpumpentypen betrachtet. Im Folgenden wird diese Bewertungssystematik grob dargelegt. Es werden jedoch nur die vielversprechendsten Pumpenprinzipien für die einzelnen Anwendungsfälle mit ihren Schwachstellen und Potentialen vorgestellt.

Anwendungsfall e-Achsen

Bei dem Anwendungsfall der e-Achsen machen die in Tabelle 3.2 in der ersten Spalte dargestellten fünf Anforderungskriterien über 75 % der Gesamtgewichtung aus. Vor allem bei den Herstellkosten zeigt die Tumbling Multi Chamber (TMC), eine dreidimensional axial verzahnte Zahnradpumpe, ein hohes Potential, da eine Fertigung aus Kunststoffspritzgussteilen möglich ist [81]. Ebenso lässt die TMC-Pumpe aufgrund ihrer Bauweise eine solide Schmutzverträglichkeit und hohe Gesamtwirkungsgrade erwarten. Sowohl die vollkompensierte Innenzahnradpumpe ohne Segmentstück (IZP, vollk.) als auch die Innenzahnradpumpe mit Segmentstück (IZP, segm.) zeigen in diesem Anwendungsfall ein hohes Potential. Die vollkompensierte Variante lässt hohe Gesamtwirkungsgrade erwarten. Die Schraubspindel-pumpe kann durch geringe Druckpulsationen und eine hohe Schmutzverträglichkeit punkten. Die Flügelzellenpumpe zeigt in diesen niedrigen Druckbereichen tendenziell ebenfalls gute Gesamtwirkungsgrade. [17]

	TMC	IZP, vollk.	Schraub- spindel	IZP, segm.	FZP
Herstellkosten	++	+	0	+	+
Gesamtwirkungsgrad	+	++	+	0	++
Druckpulsation	0	++	++	0	+
max. Drehzahl	+	++	+	+	++
Schmutzverträglichkeit	+	++	++	+	+

Tabelle 3.2: Bewertung der Pumpenprinzipien für e-Achsen

Anwendungsfall ATs und DCTs (elektr.)

Bei den Wandlerautomatikgetrieben sowie den Doppelkupplungsgetrieben mit elektrisch angetriebener Pumpe machen die fünf Kriterien, die in Tabelle 3.3 in der ersten Spalte aufgelistet sind, fast 70% der Gesamtgewichtung aus. Auch hier zeigen wieder beide Varianten der IZP ein hohes Potential. Durch ihre gute Schmutzverträglichkeit ist auch die Außenzahradpumpe in diesem Fall unter den vielversprechendsten Pumpenprinzipien. Die Flügelzellenpumpe erreicht in diesem mittleren Druckbereich erfahrungsgemäß gute Wirkungsgrade und eine geringe Druckpulsation und zeigt hier ebenfalls ein hohes Potential. Die TMC-Pumpe punktet auch hier mit ihren geringen Herstellkosten. [17, 86]

	IZP, vollk.	IZP, segm.	TMC	AZP	FZP
Herstellkosten	+	0	++	0	0
Gesamtwirkungsgrad	++	+	0	0	+
Druckpulsation	++	+	0	+	++
Schmutzverträglichkeit	++	+	+	++	+
Mehrphasenförderung	+	0	0	0	+

Tabelle 3.3: Bewertung der Pumpenprinzipien für ATs und DCs (elektr.)

Anwendungsfall ATs und DCTs (mech.)

Bei den mechanisch angetriebenen Pumpen für Wandlerautomatikgetriebe und Doppelkupplungsgetriebe sind vor allem die in Tabelle 3.4 in der ersten Spalte aufgelisteten

sieben Kriterien entscheidend, die knapp 80% der Gesamtgewichtung ausmachen. Beim Schnellstartverhalten können alle Zahnradpumpen gegenüber der FZP punkten, da sie sofort mit der Förderung beginnen. Dennoch zeigt auch in diesem Anwendungsfall die Flügelzelle ein hohes Potential. Dies ist auch dadurch bedingt, dass sie als Verstellpumpe konzipiert werden kann. Weiterhin ist eine doppelhubige Ausführung möglich. Die Pumpe kann dann zwei Kreise mit unterschiedlichen Drücken und Volumenströmen versorgen. Dies ist ein großer Vorteil bezüglich ihrer Adaptierbarkeit gegenüber den Zahnradpumpentypen. Ebenso erreicht die FZP durch jahrelange Weiterentwicklung geringe Druckpulsationen. Tendenziell etwas schlechter ist jedoch die Schmutzverträglichkeit der Flügelzellenpumpe und das Kaltstartverhalten. Die TMC-Pumpe ist hier ebenfalls unter den Prinzipien mit dem höchsten Potential, da ihr gutes Schnellstartverhalten und die geringen Herstellkosten deutliche Vorteile bieten. [17, 86]

	IZP, vollk.	IZP, segm.	FZP	AZP	TMC
Schnellstart	++	++	0	++	++
Gesamtwirkungsgrad	++	+	+	0	0
Druckpulsation	++	+	++	+	0
Kaltstart	+	+	0	++	0
Schmutzverträglichkeit	++	+	+	++	+
Volumenstromsteuerung	0	0	+	0	0
Herstellkosten	+	+	+	0	++

Tabelle 3.4: Bewertung der Pumpenprinzipien für ATs und DCTs (mech.)

Anwendungsfall CVTs

Bei den stufenlosen Getriebesystemen sind die auftretenden Systemdrücke am höchsten. Mit der aus Kunststoff gefertigten TMC-Pumpe können diese nicht mehr erreicht werden. Daher erscheint diese bei den Pumpenprinzipien mit dem höchsten Potentialen für diese Anwendung in Tabelle 3.5 nicht. Die fünf Kriterien in der ersten Spalte machen hier fast 70% der Gesamtgewichtung aus. Vor allem die vollkompensierte Innenzahnradpumpe zeigt hier ein gutes Potential. Auch die klassische segmentierte Innenzahnradpumpe und die Außenzahnradpumpe zeigen hier ein gutes Potential. Dies gilt auch für die FZP, wobei hier die höhere Schmutzanfälligkeit wiederum nachteilig zu werten ist. Auch die Schraubspindel- und Exzentrerschneckenpumpe zeigen in dieser Anwendung mit hohen Drücken aufgrund

ihrer geringen Druckpulsationen und hohen Schmutzverträglichkeit ein hohes Potential. Ihre hohen Herstellkosten und die nur mäßigen Gesamtwirkungsgrade sind jedoch Nachteile dieser beiden Prinzipien. [17, 86]

	IZP, vollk.	AZP	IZP,segm.	Schraub- spindel	Exzenter- schnecke	FZP
Gesamtwirkungsgrad	++	0	+	0	0	+
Druckpulsation	+	+	+	++	++	+
Kaltstart	+	++	+	+	+	0
Herstellkosten	+	+	+	0	0	+
Schmutzverträglichkeit	++	++	+	++	++	0

Tabelle 3.5: Bewertung der Pumpenprinzipien für CVTs

Schlussfolgerungen

Grundsätzlich spiegelt sich der umfangreiche Einsatz der Flügelzellenpumpe in verschiedenen Automatikgetriebeanwendungen auch in der hier vorgenommenen Bewertung wider [10]. Durch ihre gute Adaptierbarkeit und durch jahrelange Optimierung erreichte gute Druckpulsationscharakteristik wird sie in Getriebeanwendungen gerne eingesetzt. Daher soll die Flügelzellenpumpe und im speziellen die **doppelhubige, symmetrische Flügelzellenpumpe** im Weiteren genauer untersucht werden. Die vollkompensierte Innenzahnradpumpe lässt ein sehr gutes Schnellstartverhalten erwarten und hat ein hohes Potential bezüglich der zu erreichenden Gesamtwirkungsgrade. Weiterhin bietet sie eine hohe Robustheit gegenüber Schmutzpartikeln im Öl. Vor allem im höheren Druckbereich zeigt sich ein großes Potential und daher wird als zweite Pumpe für die weiteren Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit die **vollkompensierte Innenzahnradpumpe** ausgewählt. Die axiale, mit dreidimensionalen trochoiden Flächen verzahnte TMC-Pumpe zeigt vor allem bezüglich den Herstellkosten ein hohes Potential, da ihre Einzelteile aus Kunststoff gefertigt werden können. Leider sind damit keine hohen Gegendrücke zu erreichen und CVT Anwendungen können mit dieser Pumpe nicht abgedeckt werden. Für die beiden anderen Anwendungsbereiche zeigt sie jedoch ein hohes Potential bezüglich Gesamtwirkungsgrad und eine gute Robustheit gegenüber Schmutzpartikeln im Öl. Als dritte Pumpe wird für die weiteren Untersuchungen daher die **Tumbling Multi Chamber Pumpe** ausgewählt. Diese drei Pumpenprinzipien werden bezüglich Aufbau und Funktion im folgenden Abschnitt 3.3 genauer betrachtet.

3.3 Ausgewählte Pumpenprinzipien

3.3.1 Flügelzellenpumpe (FZP)

Die in dieser Arbeit betrachtete Flügelzellenpumpe ist eine doppelhubige, symmetrische Flügelzellenpumpe der Firma Robert Bosch Automotive Steering GmbH mit $V_{theo} = 14,8 \text{ cm}^3$ pro Rotorumdrehung. Die wichtigsten Bauteile der Pumpe, die auch die Verdrängerkammern ausbilden, sind Rotor, Kurvenring und Flügel. Diese sind in Abb. 3.4 dargestellt.

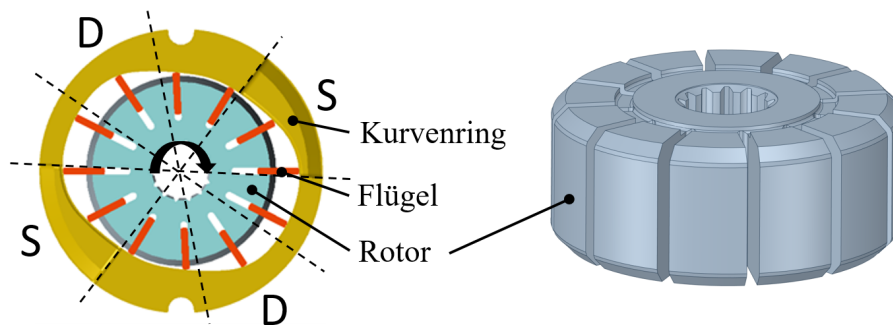


Abbildung 3.4: Hauptbauelemente der FZP mit Darstellung der Saug- (S) und Druckbereiche (D)

Die zwölf Flügel können sich im Rotor in den Flügelschlitzen radial bewegen. Durch Zentrifugalkräfte unterstützt gleiten sie im Betrieb am Kurvenring entlang und bilden so zwölf abgeschlossene Verdrängerkammern. Diese Verdrängerkammern durchlaufen während einer Rotation je zwei Saug- (S) und Druckbereiche (D). Dort wo die Kammervolumina durch die Kurvenringkontur größer werden, saugt die Pumpe radial und axial Fluid aus dem Saugbereich an. Für das radiale Ansaugen befinden sich an diesen Stellen sogenannte Saugfenster im Kurvenring. Diese reduzieren beidseitig die Kurvenringhöhe, wodurch die Flügel nur noch auf einem Steg laufen statt auf ihrer gesamten Höhe. Nachdem die Kammern vom Saugbereich abgetrennt sind, laufen sie kurzzeitig ohne Verbindung zu Saug- oder Druckbereich. In diesem Abschnitt ändert sich das Kammervolumen kaum. In den Abschnitten, wo die Kammervolumina dann kleiner werden, wird das Fluid in den Druckbereich ausgestoßen. Dies geschieht durch axiale Steueröffnungen. Weiterhin ist in Abb. 3.4 auch zu sehen, dass radial gesehen, hinter den Flügeln ein kleiner Fluidraum verbleibt, der je nach Rotorposition im Volumen variiert. Dieser „Hinterflügelbereich“ wirkt wie eine kleine Radialkolbenpumpe. Über eine hydraulische Verbindung zum Druckbereich ist dieser mit dem hohen Systemdruckniveau beaufschlagt. Dies dient dazu, eine zusätzliche Kraft auf die Flügelhinterseite auszuüben, die sicherstellt, dass die Flügel am Kurvenring entlanglaufen und nicht abheben. Ein Flügelabheben kann sich akustisch und energetisch aufgrund der

erhöhten Leckageströmung sehr negativ auswirken. Die Hinterflügelkammern sind durch eine umlaufende Nut auf einer Seite des Rotors miteinander verbunden (siehe Abb. 3.4, rechts). Ebenso ist zu erkennen, dass die radialen Flächen des Rotors auf beiden Seiten angefast sind. Diese Fasen erhöhen das Totvolumen der sich ausbildenden Verdrängerkammern und dämpfen dadurch entstehende Druckpulsationen. Weiterhin verbessern sie durch die Erhöhung der Einströmquerschnitte vom Saugbereich in die Verdrängerkammern das Saugverhalten der Pumpe.

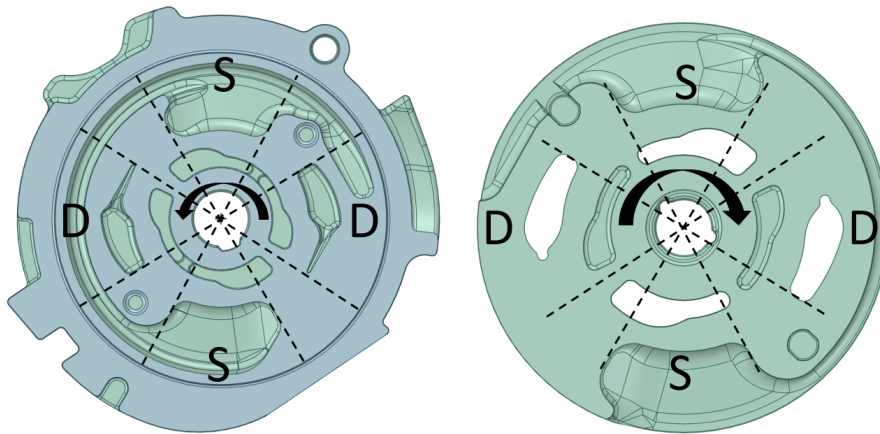


Abbildung 3.5: Beidseitige Steuergeometrie der FZP mit Darstellung der Saug- (S) und Druckbereiche (D)

Axial werden die Verdrängerkammern von einem Deckel sowie dem Gehäuse geschlossen. Diese sind in Abb. 3.5 dargestellt. Die Umsteuerung erfolgt über Kerben und Nieren auf beiden Seiten. Saug- (S) und Druckbereich (D) sind in Abb. 3.5 wiederum markiert. Auf der Blindseite (links) sind analog zur Stirnseite (rechts) ebenso Kerben und Nieren vorhanden, die die Druckpulsationen begrenzen sollen. Hier sind vor allem die langen, schmalen Kerben zu nennen, die für einen langsameren Angleich des Druckniveaus in der Verdrängerkammer an das Systemdruckniveau sorgen sollen. Die Bildnieren bilden Tilgerräume, die ebenfalls dämpfend auf die Druckpulsationen wirken. Auf der rechten Seite sind die Druckauslässe gut zu erkennen und auch die Verbindungen des Hinterflügelbereichs mit dem Druckauslass durch Durchbohrungen im Bereich niedrigerer Radien. Die beiden Druckauslässe werden noch im Gehäuse der Pumpe direkt wieder zusammengeführt. Daher herrscht in beiden Druckauslässen annähernd derselbe Systemdruck. Dies gilt auch für die beiden Saugelassen, die sich in einem Saugbereich vereinigen. Durch die zwei symmetrischen Hübe sowie gleichen Gegendrücke in den Druckbereichen gleichen sich die radialen Lagerkräfte des Rotors bei dieser Art von Flügelzellenpumpe aus. Daher wird diese Bauart auch *Balanced Vane Pump* genannt. Bei dieser Flügelzellenpumpe existieren zwei Leckagepfade, die vom Druckbereich

zurück in den Saugbereich führen. Dies sind zum einen die Radialspalte, die sich zwischen dem Kurvenring und den zwölf Flügelköpfen ausbilden. Die Spalthöhe dieser Spalte wird aus Erfahrungswerten aus Messungen im Betrieb mit $2\mu\text{m}$ bis $10\mu\text{m}$ angenommen. Der zweite Leckagepfad sind die Axialspalte. Diese bilden sich zwischen der Rotorober- und Unterseite, den Flügelseiten und dem Deckel beziehungsweise dem Gehäuse aus. Die Spalte werden mit je $8\mu\text{m}$ Höhe angenommen. Diese Annahme ergibt sich aus den bekannten Fertigungstoleranzen der verschiedenen Teile.

3.3.2 Vollkompensierte Innenzahnradpumpe (IZP)

Bei der vollkompensierten Innenzahnradpumpe handelt es sich um ein Aggregat der Eckerle Technologies GmbH mit $V_{theo} = 15\text{ cm}^3$ pro Umdrehung. In Abb. 3.6 sind die wichtigsten Komponenten der Pumpe dargestellt. Die Kernbauelemente der Pumpe sind der Zahnring und das Ritzel, wobei das Ritzel über eine Welle angetrieben wird. Das Ritzel hat 15 Zähne, während der Zahnring 16 Zähne besitzt. So bilden sich in den Zwischenräumen 15 Verdrängerammern aus. Der Zahnring ist in einer Lagerbuchse in einem Kompensationsring im Gehäuse gelagert. Das Fluid, das zwischen den Zähnen eingeschlossen wird, wird so von der Saug- auf die Druckseite gefördert. Die Innenzahnradpumpe ist vom Typ einer Zahnringpumpe, die im Gegensatz zu gewöhnlichen Innenzahnradpumpen ohne ein Dicht-/Segmentstück auskommt. Die Trennung von Saug- und Druckbereich findet nur über die Zahnköpfe selber statt. Der Einfachheit geschuldet wird im weiteren Verlauf der Arbeit, da nur eine Art von Zahnradpumpe betrachtet wird, die vollkompensierte Innenzahnradpumpe als IZP bezeichnet.

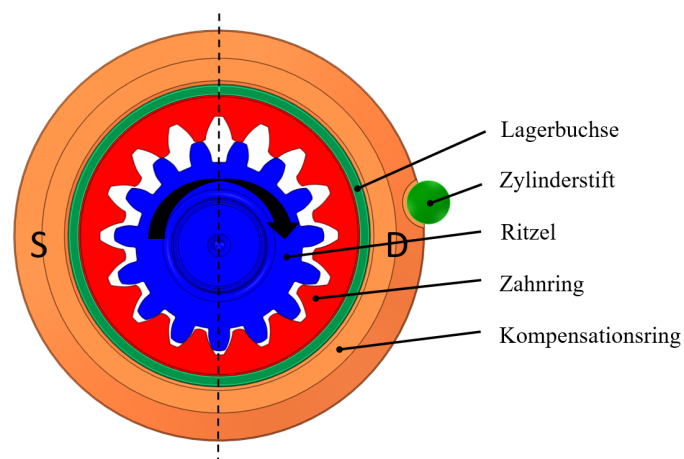


Abbildung 3.6: Hauptbauelemente der vollkompensierten IZP mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)

Ein Hauptmerkmal der Pumpe ist ihre schon in der Bezeichnung auftretende Spaltkompensation. „Vollkompensiert“ bedeutet hierbei, dass sowohl die radialen als auch die axialen Spalte im Betrieb durch mechanische Kompensationsmechanismen minimiert werden. Dadurch sinken die Leckagevolumenströme und es wird ein höherer volumetrischer Wirkungsgrad erreicht. In Abb. 3.6 ist der radiale Kompensationsmechanismus dargestellt. Durch den hohen Systemdruck im Druckbereich kommt es zu einer in Abb. 3.6 nach rechts gerichteten, resultierenden Kraft auf den Zahnring. Diese wird über die Lagerbuchse auf den Kompensationsring übertragen, der unter anderem mit einem Zylinderstift im Gehäuse fixiert ist. Mit der Abstützung dieser Kraft über diesen Zylinderstift ergibt sich ein Drehmoment, das die Zahnköpfe von Ritzel und Zahnring im oberen Bereich, wo diese die Saug- und Drucktrennung darstellen, weiter zusammendrückt. Je nach Betriebspunkt wird die radiale Spalthöhe h und damit die Leckage so deutlich reduziert. Es kann im Betrieb mithilfe dieses Kompensationsmechanismus von radialen Spalthöhen im Bereich von $h = 2 \mu\text{m}$ ausgegangen werden.

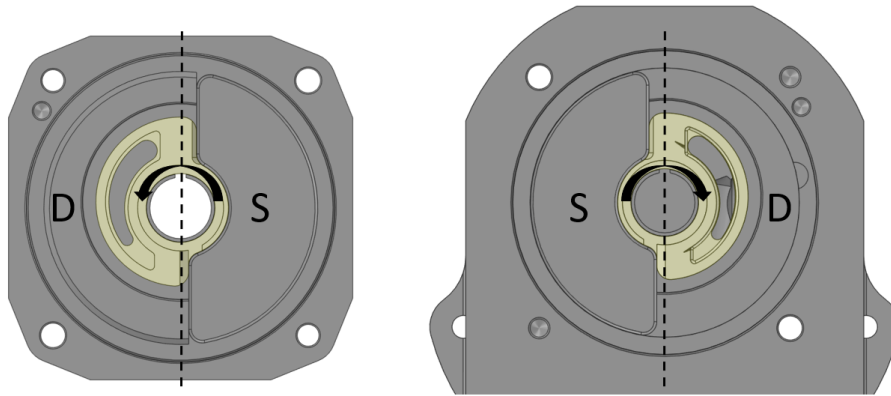


Abbildung 3.7: Beidseitige Steuergeometrie der vollkompensierten IZP mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)

In Abb. 3.7 ist die Umsteuergeometrie im Gehäuse und im Deckel dargestellt. Sowohl der Saug- als auch der Druckauslass führen axial in und aus den Verdrängerkammern. Am Druckauslass befinden sich sowohl an dessen Beginn, als auch am Ende auf der Auslassseite zwei kleine Kerben. Auf der Blindseite sind diese nicht vorhanden. Diese haben wie in der Flügelzellenpumpe das Ziel, Druckpulsationen durch eine langsamere Druckbeaufschlagung zu verringern. Ebenso wie bei der Flügelzellenpumpe sind auf der Gegenseite Blindnieren vorhanden, die als Tilgerräume dienen und Drückstöße abmildern sollen. Durch die Axialscheiben, die in Abb. 3.6 zu sehen sind, wird durch Flächen, auf denen der hohe Systemdruck wirkt, eine Anpresskraft in Richtung Ritzel und Zahnring erzeugt, die die axiale Spalthöhen verringert und damit kompensiert. Hier können im Betrieb ähnliche axiale Spalthöhen wie

bei der Flügelzellenpumpe von $5\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ angenommen werden.

3.3.3 Tumbling Multi Chamber Pumpe (TMC)

Das dritte betrachtete Pumpenprinzip unterscheidet sich fundamental von den beiden anderen. Sowohl die FZP als auch die IZP werden grundsätzlich durch Extrusion von zweidimensionalen Formen erzeugt. Die TMC-Pumpe jedoch beruht auf einer axialen, dreidimensionalen, trochoiden Verzahnung [81].



Abbildung 3.8: Hauptbauelemente der TMC-Pumpe mit Darstellung des Saug- (S) und Druckbereichs (D)

In Abb. 3.8 sind die drei Hauptbauelemente der Pumpe dargestellt. Die Hohlwelle wird über eine Wellenkupplung angetrieben und überträgt über die schräggestellte Platte das Antriebsdrehmoment auf den Rotor. Der Winkel der Schrägstellung beträgt bei dieser Pumpe 8° zur Normalenebene der Welle. Eine Schraubenfeder sorgt dafür, dass Rotor und Hohlwelle jederzeit axial an den Stator angepresst werden und die Leckagespalte klein bleiben. Die Pumpenteile können bei diesem Pumpenprinzip aus Kunststoff gefertigt werden, was ein hohes Potential für Kosteneinsparungen bedeutet. Während einer vollständigen Umdrehung der Hohlwelle taumelt der Rotor im Stator um einen Zahn weiter. Die größer und kleiner werdenden Fluidvolumina, die sich zwischen Rotor und Stator ausbilden, saugen abwechselnd Fluid durch die im Rotor vorhandenen Kanäle an beziehungsweise stoßen Fluid aus. Dieser Vorgang kann mit der Arbeitsweise einer Axialkolbenpumpe verglichen werden. Die schräggestellte Platte der Hohlwelle dient dabei als Ventilplatte und trennt den Saug- vom Druckbereich. Das Öl wird im Druckauslass durch die Hohlwelle ausgefördert. Der Strömungsweg von der Saug- zur Druckseite ist in Abb. 3.9 dargestellt.

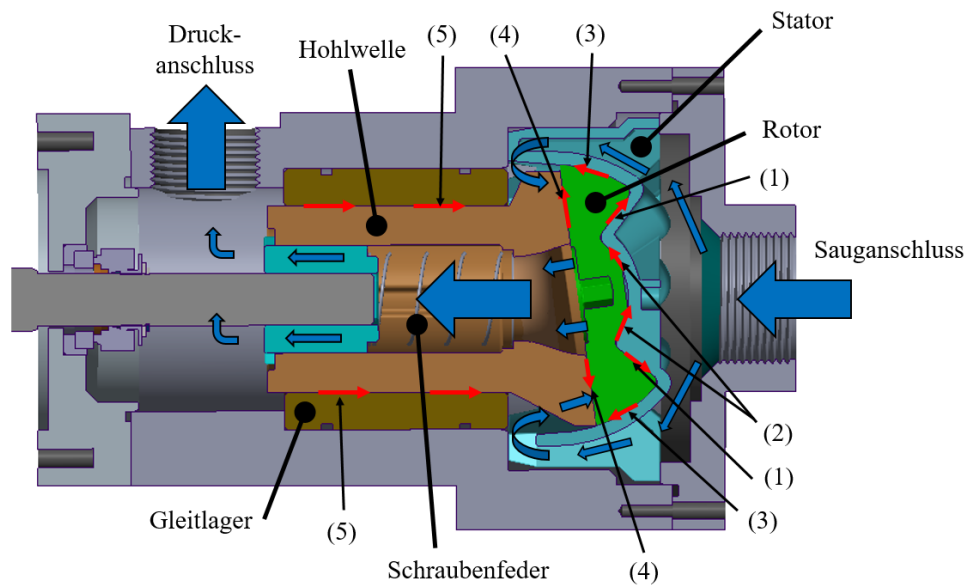


Abbildung 3.9: Schnittansicht durch die TMC-Pumpe mit angedeutetem Strömungspfad (blau) sowie Leckagepfaden (rot)

Die untersuchte TMC-Pumpe ist ein angepasster Prototyp, der ursprünglich für eine andere Anwendung und ein anderes Fördermedium ausgelegt wurde. Das theoretische Verdrängungsvolumen beträgt $V_{theo} = 15,9 \text{ cm}^3$. Der Rotor hat eine Verzahnung mit acht Zähnen, der Stator besitzt sieben. Es ergeben sich so sieben Verdrängerkammern, die für die Förderung des Fluids ausgebildet werden. Eine Besonderheit bei der TMC-Pumpe sind die Rotorkanäle, durch die das Fluid in und aus den Förderkammern gefördert wird. Diese sind immer mit den Verdrängerkammern, die sich zwischen Rotor und Stator ausbilden, verbunden. Durch ihr Volumen reduzieren sie das effektive Kompressionsverhältnis der Pumpe, das sich mithilfe der kleinsten und größten Kammervolumina $V_{K,min}$ und $V_{K,max}$ mithilfe von Gl. 3.2 berechnet.

$$\epsilon = \frac{V_{K,max}}{V_{K,min}} \quad (3.2)$$

Im Vergleich zur FZP und der IZP existieren in der TMC-Pumpe aufgrund ihrer Bauweise deutlich mehr Leckagepfade von der Druck- zur Saugseite. Diese sind ebenfalls in Abb. 3.9 in Rot dargestellt. Zum einen gibt es natürlich wie bei der Innenzahnradpumpe auch, eine Leckageströmung durch die Zahnzwischenräume (1). Dieser Spalt bewegt sich im Bereich von $h = 10 \mu\text{m}$. Da der Rotor auf zwei sphärischen Flächen im Stator gleitet, bilden sich hier zwischen beiden Bauteilen der sogenannten Außenkugel- (2) und Innenkugelspalt (3) aus. Der Außenkugelspalt wird mit $h = 20 \mu\text{m}$ angenommen, der Innenkugelspalt mit $h = 10 \mu\text{m}$. Zwischen der schräggestellten Platte der Hohlwelle und dem Rotor bildet sich der sogenannte Welle-Rotor-Spalt (4) aus, dessen Spalthöhe mit $h = 10 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden kann. Dieser

wird auch als Axialspalt bezeichnet. Weiterhin kann durch die Lagerung der Welle mit einem Gleitlager, Fluid durch den Lagerspalt (5) vom Druck- zurück in den Saugbereich fließen. Dieser Spalt wird mit $h = 20 \mu\text{m}$ angenommen. In der Arbeit von Munih et al. [81] haben die Autoren die Beiträge der einzelnen Leckagepfade zum Gesamtleckagevolumenstrom untersucht. Dabei hat sich ergeben, dass die beiden Kugelspalte sowie der Lagerspalt die größten Anteile ausmachen. Die Spalte zwischen den Zähnen sowie der Axialspalt haben in dem von den Autoren betrachteten Druckbereich bis 10 bar deutlich kleinere Anteile am gesamten Leckagevolumenstrom.

3.3.4 Übersicht

In Tabelle 3.6 sind die wichtigsten Abmessungen und Eigenschaften der drei Pumpen zusammengefasst. Der Wert V_{theo}/V_{core} gibt an, wie kompakt eine Pumpe mit einem gewissen V_{theo} ausgelegt werden kann. Dabei wird jedoch nicht der gesamte Bauraum der Pumpe zum Verdrängungsvolumen in Relation gesetzt, sondern nur das für die Kernbauelemente V_{core} benötigte Volumen. Da der gesamte Bauraum immer stark von der speziellen Applikation abhängt, kann so eine allgemeinere Aussage getroffen werden. Dabei wird klar, dass die Flügelzellenpumpe aufgrund ihrer Doppelhubigkeit aus dem selben Kernvolumen deutlich mehr Verdrängungsvolumen generiert als die beiden anderen Pumpen. Dies ist als ein deutlicher Vorteil der FZP zu bewerten. Auch beim Kompressionsverhältnis zeigen sich deutliche Unterschiede. Während die FZP und die IZP einen ähnlich hohen Wert aufweisen, liegt die TMC-Pumpe aufgrund ihres Designs mit Rotorkanälen bei einem deutlich geringeren Kompressionsverhältnis.

	FZP	IZP, vollk.	TMC
Hersteller	Robert Bosch Automotive Steering GmbH	Eckerle Technologies GmbH	Robert Bosch GmbH
V_{theo}	14,8 cm ³	15,0 cm ³	15,9 cm ³
Verdränger- kammern	12	15	7
ϵ	9,15	11,93	3,67
V_{theo}/V_{core}	0,094	0,058	0,034
Gehäuse- abmessungen	90 mm / 120 mm	125 mm / 150 mm	185 mm / 125 mm

Tabelle 3.6: Grundlegende Eigenschaften und Dimensionen der untersuchten Pumpen

Kapitel 4

Numerische und experimentelle Untersuchungen

Im folgenden Kapitel sollen die eingesetzten numerischen Untersuchungsmethoden erläutert werden und erste grundlegende Ergebnisse, die vor allem die Modellansätze betreffen, vorgestellt und diskutiert werden. Weiterhin sollen die numerischen Ergebnisse in diesem Kapitel durch experimentelle Daten validiert werden. Die dafür eingesetzten Messaufbauten werden hierzu vorgestellt. Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten sollen aufgezeigt und diskutiert werden. Der Vergleich der Pumpenprinzipien folgt anschließend im nächsten Kapitel.

4.1 Numerische Untersuchungen

Die numerischen Untersuchungen bilden, da experimentelle Versuche oft sehr teuer und in ihrer Durchführung limitiert sind, ein wichtiges Untersuchungswerkzeug um strömungsmechanische Phänomene in Verdrängerpumpen zu analysieren. Im Rahmen dieser Arbeit ist so ein direkter Vergleich der verschiedenen Pumpen ohne Einfluss eines Prüfstandes möglich. Weiterhin können verschiedene Strömungsgrößen im Feld betrachtet werden, die mit experimentellen Methoden nur mit großem Aufwand oder gar nicht erfasst werden können.

4.1.1 Phänomenologische Betrachtung des Strömungsfelds

Allgemeines und Turbulenz

Grundsätzlich kann das Strömungsfeld in Verdrängerpumpen, die in Getriebeanwendungen appliziert sind, aufgrund der auftretenden Reynoldszahlen in den meisten Betriebszuständen als turbulent angesehen werden. In den Saugkanälen und in den Verdrängerkammern selbst

treten je nach Betriebspunkt (hier sind hauptsächlich die Öltemperatur und die Drehzahl entscheidende Betriebsparameter) Re -Zahlen im Bereich von 2000 - 15000 auf. In fast allen üblichen Betriebspunkten ist damit die kritische Re -Zahl, die bei Innenströmungen etwa bei 3000 liegt, überschritten. [65] Nur bei sehr niedrigen Drehzahlen $< 500/\text{min}$ und geringen Temperaturen $T_1 < 0^\circ\text{C}$, wie sie zum Beispiel beim Kaltstart vorkommen, können jedoch auch kleine Re -Zahlen < 3000 auftreten. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, ist jedoch die Strömung in den in Verdrängerpumpen vorkommenden engen Dichtspalten aufgrund der kleinen Abmessungen und hydraulischen Durchmesser d_h und daraus resultierenden kleinen Re -Zahlen als laminar anzusehen. [17] Weiterhin ist das Strömungsfeld in Verdrängerpumpen durch die Abkapselung der Strömung in den Förderkammern und der rotatorischen Arbeitsweise stark wirbelbehaftet. Da die Innenströmung durch die Pumpen überall wandnah verläuft und durch die transiente Arbeitsweise bedingt kommt es häufig zu instationären Ablösungen. Da das Fluid in rotierenden Verdrängerpumpen auf Kreisbahnen gezwungen wird, entsteht wie von der Querdruckgleichung postuliert ein Druckgradient in radialer Richtung. Der statische Druck steigt nach außen hin an. Durch diesen Druckgradienten werden auch in den abgeschlossenen Verdrängerkammern Sekundärströmungen induziert, die zu einem komplexeren Strömungsfeld führen.

Öl-Luft-Mehrphasenströmung

Beim Planschen von Zahnrädern im Getriebeöl kann es zur Bildung von einem Schaum an der freien Öloberfläche kommen. In bestimmten Fahrsituationen wird dieser dann von der Hydraulikpumpe angesaugt. Ebenfalls kann die im Hydrauliköl gelöste Luft bei Druckverlusten im Strömungspfad ausgasen (Gaskavitation) und sich als freie Luftblasen manifestieren. Erfahrungsgemäß können dabei im Saugbereich der Pumpe Luftvolumenfraktionen der dispersen Luftphase von $\alpha_1^d \leq 40\%$ auftreten. Meist bewegen sich die Luftvolumenfraktionen jedoch eher im Bereich $\alpha_1^d < 20\%$. Die höheren Luftvolumenfraktionen kommen vor allem dann vor, wenn das Getriebe bei hohen Drehzahlen arbeitet. Weiterhin ist die im Öl vorherrschende freie Luftvolumenfraktion stark von den genauen Betriebsbedingungen (Druck und Temperatur) und den Fluiddaten des Öls (Viskosität, Bunsen-Koeffizient) abhängig. Die Morphologie der dispersen Luftphase ist dabei nicht homogen und stark vom verwendeten Öl abhängig. Den meisten Automatikgetriebeölen sind Additive zugesetzt, die die Neigung zur Verschäumung reduzieren sollen. Trotz dieser Additive, die mit zunehmender Betriebsdauer des Öls auch ihre Wirkung einbüßen, kommt es häufig zur Verschäumung des Öls [90]. In der dabei entstehenden Zweiphasenströmung kommen Luftblasen unterschiedlicher Durchmesser vor. Eine genauere Untersuchung zu der genauen Blasendurchmesserverteilung ist bisher nicht erfolgt, aber aus jahrelangen Erfahrungen im Versuchsbetrieb von Getriebepumpen

ist bekannt, dass typischerweise mit Blasendurchmessern im Bereich 0,05 mm bis 1 mm zu rechnen ist. [45, 91] Je nach Durchmesser verhalten sich die Luftblasen in der kontinuierlichen Ölphase unterschiedlich, da Trägheitskräfte und Oberflächenkräfte unterschiedliche Verhältnisse aufweisen. Hier ist die Weber-Zahl maßgebend [56]. Für die hier betrachteten Blasendurchmesser kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Oberflächenkräfte die Trägheitskräfte überwiegen und daher kleine Weberzahlen $We < 1$ auftreten. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Luftblasen ihre Kugelform behalten und nicht stark deformiert werden. Da das Strömungsfeld in Verdrängerpumpen grundsätzlich instationär ist und das Fluid ständig Beschleunigungen erfährt, ergibt sich hier die Frage, ob die zwischen den Phasen auftretenden Relativgeschwindigkeiten Δu vernachlässigbar sind oder ob diese berücksichtigt werden müssen. In [56] werden ausgehend von einer dimensionslosen Betrachtung hierfür die zwei Parametern in Gl. 4.1 und Gl. 4.2 eingeführt. [56]

$$X = \frac{d_m}{2 \cdot l} \left| 1 - \frac{m^p}{\rho^c \cdot V^p} \right| \quad (4.1)$$

$$Y = \left| 1 - \frac{m^p}{\rho^c \cdot V^p} \right| / \left(1 + \frac{2m^p}{\rho^c \cdot V^p} \right) \quad (4.2)$$

Für die oben spezifizierten mittleren Blasendurchmesser im Bereich von $d_m = 0,1$ mm ergeben sich mit den Fluiddaten des Öls (Tabelle 3.1) sowie mit den Fluiddaten von Luft unter der Annahme eines idealen Gases für die Parameter X und Y Werte, die den Strömungszustand bei niedrigen Drehzahlen der Pumpe im quasistatischen Bereich einordnen. [56] In diesem wäre die Annahme einer homogenen Mehrphasenströmung gerechtfertigt. Bei höheren Drehzahlen gilt jedoch $X \ll Y^2$ und $X \ll Y/(u \cdot d_m/(2 \cdot \nu^c))$ nicht mehr. Dies bedeutet, dass die charakteristische Zeit, die eine Luftblase die Beschleunigung erfährt, groß genug ist um eine Relativgeschwindigkeit gegenüber der kontinuierlichen Hauptströmung zu entwickeln, die nicht mehr vernachlässigbar klein ist. Daher ist hier mit einer relevanten Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen zu rechnen, die berücksichtigt werden muss. In diesem Fall muss der inhomogene Ansatz für die Mehrphasenströmung gewählt werden. Diese Thematik wird in Unterabschnitt 4.1.3 genauer untersucht. [56]

4.1.2 Vorstellung der angewandten CFD-Methoden

Allgemeines

Wie schon erwähnt, wird für die numerischen Untersuchungen der druckbasierte gekoppelte Strömungslöser ANSYS CFX, der auf der Finite Volumen Methode aufsetzt, verwendet. Die Netzerstellung für die Arbeitsräume erfolgt, wie in Unterabschnitt 2.4.4 beschrieben,

mithilfe der Software TwinMesh [82]. Auf die weiteren Details der Vernetzung wird bei der Vorstellung der verschiedenen Pumpenmodelle genauer eingegangen.

CFD-Konfigurationen

Grundsätzlich werden für die Untersuchungen in dieser Arbeit zwei verschiedene CFD-Konfigurationen (Setups) angewendet. Die wichtigsten Eigenschaften, Modellansätze und Parameter beider Setups sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Setup 1 berücksichtigt Dampfkavitation mithilfe des Rayleigh-Plesset Kavitationsmodells im Rahmen eines homogenen Euler-Euler-Zweiphasenansatzes. Dabei werden beide Phasen als kontinuierlich betrachtet und es werden außer in der Massenerhaltungsgleichung keine anderen Austauschterme zwischen den Phasen berücksichtigt. Daher wird auch keine Modellannahme für die Austauschfläche benötigt. Für die Rayleigh-Plesset-Gleichung, die die Quell- und Senkenterme in den Massenerhaltungsgleichungen für die Verdampfung und die Kondensation modelliert, ist jedoch eine Annahme eines mittleren Blasendurchmessers der Dampfblasen notwendig. Hier wird der Standardwert des Modells mit $2\ \mu\text{m}$ verwendet. Für die Turbulenzmodellierung wird, wie schon in Unterabschnitt 2.3.2 angedeutet, in beiden Phasen das $k\text{-}\omega\text{-SST}$ Turbulenzmodell verwendet. Mithilfe von Setup 2 wird der Einfluss von freier Luft im Rahmen eines inhomogenen Euler-Euler Zweiphasenansatzes untersucht. Die Luftphase wird dabei als dispers betrachtet und als ideales Gas mit den entsprechenden thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen modelliert. Die flüssige Ölphase ist kontinuierlich. Die Austauschfläche zwischen beiden Phasen wird wie in Unterabschnitt 2.3.3 dargestellt, mit einem sphärischen Partikelansatz modelliert. Der mittlere Durchmesser der Luftblasen wird dabei, wie in Unterabschnitt 4.1.1 dargelegt, mit $0,1\text{ mm}$ angenommen. Massentransferterme zwischen beiden Phasen werden nicht berücksichtigt. Da die freie Luft sich in der Ölphase lösen kann und es umgekehrt auch zu Ausgasung von gelöster Luft kommen kann, ist dies eine Vereinfachung. Eine Berücksichtigung dieser Effekte würde jedoch zu einem noch komplexeren numerischen Ansatz einer Mehrkomponentenströmung und vor allem im Anwendungsfall der Verdrängerpumpe mit engen Dichtspalten zu großen Konvergenzproblemen führen. Der Fokus in dieser Arbeit liegt jedoch auf der Untersuchung der Auswirkungen von freier Luft, die schon im Saugbereich vorliegt. Daher wird darauf verzichtet, diese Effekte ebenfalls zu modellieren. Impuls- und Turbulenztransferterme zwischen beiden Phasen werden jedoch berücksichtigt und mit den in Unterabschnitt 2.3.3 vorgestellten Modellansätzen modelliert. Auch Auftriebskräfte, die auf die Luftphase wirken und deren Richtung von der Orientierung des Schwerkraftvektors und damit der Einbaulage der Pumpe abhängen, werden mit Setup 2 berücksichtigt. In Unterabschnitt 4.1.3 werden verschiedene Modellparameter von Setup 2 und ihr Einfluss auf die Lösung tiefergehend untersucht und es folgt eine Gitterkonvergenz-

studie, die den Einfluss der räumlichen Auflösung des Netzes auf verschiedene Aspekte der Lösung untersucht.

	Setup 1 (Kavitation)	Setup 2 (Öl-Luft)
Simulationsmethode	URANS	URANS
Euler-Euler-Ansatz	homogen	inhomogen
Phasen	flüssiges Öl (kontinuierlich), Öldampf (kontinuierlich)	flüssiges Öl (kontinuierlich), freie Luft (dispers)
Turbulenzmodellierung	k - ω -SST	k - ω -SST und Dispersed Phase Zero Equation
Austauschfläche	-	Partikel-Modell, $d_m = 0,1$ mm
Massenstransfer	Rayleigh-Plesset- Modell, $d_m = 2$ μ m	-
Impulstransfer	-	Schiller-Naumann-Modell
Wärmetransfer	-	-
Turbulenztransfer	-	SATO enhanced eddy viscosity
Auftriebskräfte	-	Density difference

Tabelle 4.1: Übersicht zu den genutzten numerischen Konfigurationen

Randbedingungen

Bei den meisten Simulationen mit Setup 1 (Kavitation) wurde bei der Netzerstellung eine Winkelschrittweite von $0,5^\circ$ gewählt. Bei den Simulationen mit Setup 2 (Öl-Luft) wurde aufgrund von Konvergenzschwierigkeiten eine noch kleinere Winkelschrittweite von maximal $0,25^\circ$ genutzt. Der Einfluss der Zeitschrittweite wird in Unterabschnitt 4.1.3 untersucht. Neben der Vorgabe einer Winkel- bzw. Zeitschrittweite über die Drehzahl der rotierenden Netze wird bei allen Pumpen im Saugbereich am Einlass eine Druckrandbedingung von

1 bar Absolutdruck vorgegeben. Außerdem wird bei Nutzung von Setup 2 (Öl-Luft) die Volumenfraktion (*Inlet Gas Volume Fraction (IGVF)*) von Luft α_1^d eingestellt. Bei Setup 1 wird davon ausgegangen, dass die Volumenfraktion des Öldampf dort $\alpha_1^d = 0$ beträgt. Die statische Temperatur T_1 wird ebenfalls am Einlass vorgegeben. Für den Auslass wird hinter dem tatsächlichen Auslass des Druckbereichs der Pumpe noch ein langes zylindrisches Rohr mit einer Drosselstelle an den Rechenbereich hinzugefügt. Dies ist geometrisch übereinstimmend zum Prüfstands Aufbau der Funktionsmessungen, der für die Validierungsversuche genutzt wird. Durch die Variation des Durchmessers dieser Drosselstelle wird der mittlere Gegendruck \bar{p}_2 sowohl im Experiment als auch in der Simulation auf den gewünschten Wert eingestellt. Dieser Aufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt und wird für alle Pumpenmodelle verwendet.

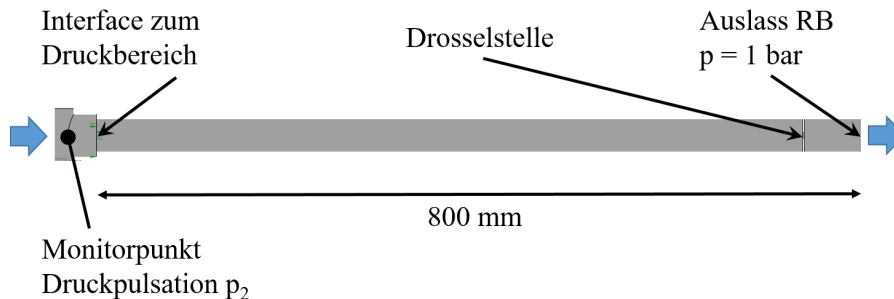


Abbildung 4.1: Zylinderförmige Verlängerung des Rechengebiets im Druckbereich zur Untersuchung der Auslassdruckpulsationen

Durch die übereinstimmende Geometrie in Simulation und Experiment kann die numerisch berechnete Druckpulsation am Monitorpunkt p_2 mit den Ergebnissen der Messungen besser verglichen werden. Am Auslass dieser Druckleitung wird dann wiederum Umgebungsdruck $p = 1$ bar vorgegeben. Ebenso gilt hier eine *Zero Gradient* Randbedingung für die Volumenfraktionen sowohl der Öl- als auch der Dampfphase in Setup 1 beziehungsweise der Luftphase in Setup 2. Die Förderung des Fluids resultiert, da zwei betragsmäßig gleiche Druckrandbedingungen am Ein- und Auslass vorgegeben werden, nur durch die vorgegebene Netzbewegung der Arbeitsräume.

4.1.3 Grundlagenuntersuchungen am 2D-Modell der Flügelzellenpumpe

Im ersten Schritt werden grundlegende Untersuchungen bezüglich der verwendeten Modellansätze, Modellparameter und der Vernetzung an einem vereinfachten, 2D-Modell der doppelhubigen Flügelzellenpumpe durchgeführt. Da die dreidimensionalen Pumpenmodelle

vor allem bei mehrphasiger Betrachtung der Strömung selbst mit Hochleistungsrechnern sehr hohe Rechenzeiten aufweisen, sind dort umfangreiche Parameter- oder Modellstudien nur sehr eingeschränkt möglich. Mit dem 2D-Modell sind jedoch deutlich kürzere Rechenzeiten zu realisieren und daher umfangreiche Grundlagenuntersuchungen mit einem akzeptablen Rechenaufwand zu realisieren. Trotz der Reduktion um eine Dimension und der geometrischen Vereinfachungen ist dieses Modell in der Lage, viele relevante Effekte und strömungsmechanische Charakteristiken der Flügelzellenpumpe abzubilden. So kann ein grundlegendes Verständnis für die Fördercharakteristik der Flügelzellenpumpe aufgebaut werden. Das 2D-Modell und das in TwinMesh erstellte dazugehörige Rotornetz ist in Abb. 4.2 dargestellt. Die Geometrie der Arbeitsräume ist von der in Abschnitt 3.3 vorgestellten doppelhubigen Flügelzellenpumpe abgeleitet. Die beiden Saug- und Druckbereiche werden vereinfacht radial weitergeführt. An die beiden Auslässe schließt sich jeweils eine rechteckige Verlängerung des Rechengebietes mit entsprechender Drosselstelle an, analog zur Beschreibung in Unterabschnitt 4.1.2. Diese Rechenbereiche sind in Abb. 4.2 jedoch nicht abgebildet.

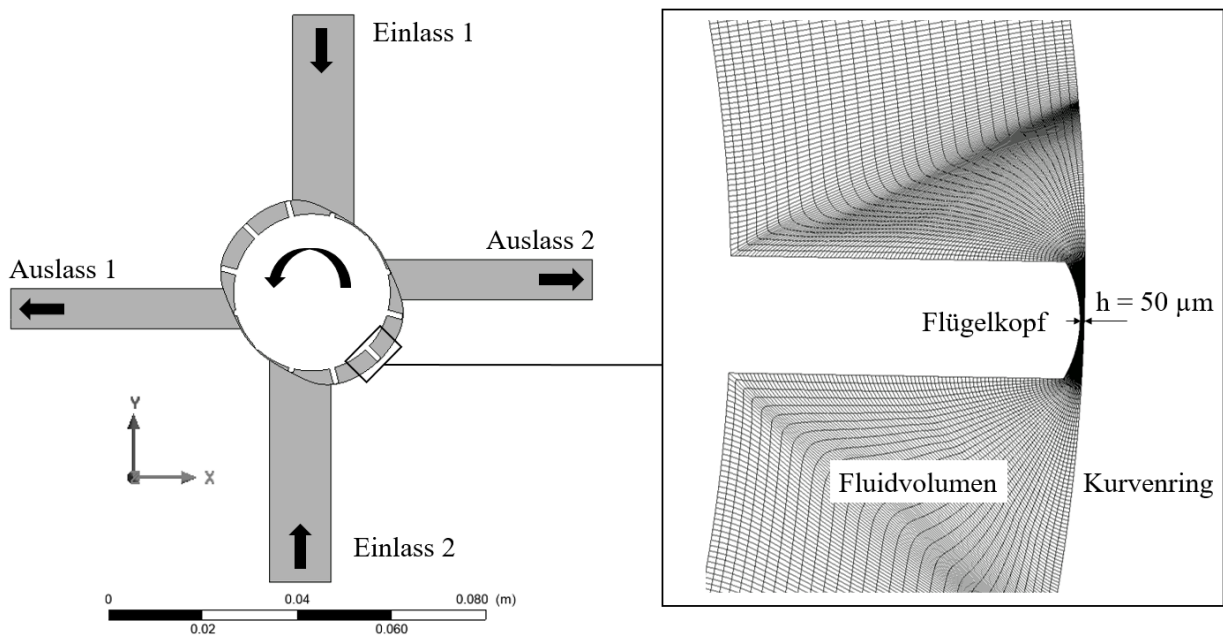


Abbildung 4.2: Aufbau des 2D-Modells der FZP und Vernetzungsdetails

Da der Strömungslöser ANSYS CFX keine reinen 2D-Rechengebiete verarbeiten kann, muss in der dritten Dimension in z -Richtung zumindest eine Rechenzelle vorhanden sein. Die Höhe dieser Zellschicht in z -Richtung beträgt $30\ \mu\text{m}$. Dieser Wert wird verwendet, da sich so einerseits Seitenverhältnisse < 100 für die Rechenzellen ergeben. Andererseits sind die resultierenden Reynoldszahlen gebildet mit dem hydraulischen Durchmesser d_h des 2D-Modells

in einer ähnlichen Größenordnung wie die Reynoldszahlen in der realen Pumpengeometrie. Dies resultiert in einem Verdrängungsvolumen der 2D-Pumpe von $V_{theo,2D} = 0,028 \text{ cm}^3$ pro Umdrehung. Die beiden „Seitenflächen“ der Pumpe sind als Symmetrierandbedingungen definiert.

In Abschnitt 3.3 wurde bereits erwähnt, dass für die Flügelzellenpumpe bei den meisten Betriebspunkten Radialspalthöhen von $2 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ angenommen werden. In diesem 2D-Fall jedoch werden die Radialspalte auf konstante $h = 50 \mu\text{m}$ gesetzt. Dies ist erforderlich, da die Rechnungen für kleinere Spalthöhen $h < 50 \mu\text{m}$ nicht konvergieren. Durch die fehlende dritte Dimension und die kleinen Strömungsquerschnitte kommt es zu sehr großen Druckgradienten und daraus resultierend zu hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Radialspalt. Dies führt vor allem bei Mehrphasenströmungen zu Instabilitäten und es kann keine Konvergenz erreicht werden. Im Gegensatz zur realen Pumpe, in der die Axialspalte auf beiden Seiten des Rotors zur internen Leakage vom Druck- zurück in den Saugbereich beitragen, stellen in diesem 2D-Fall die Radialspalte den einzigen internen Leakagepfad dar. Daher kann im 2D-Fall im ersten Schritt von einem höheren volumetrischen Wirkungsgrad η_{vol} ausgegangen werden. Die künstlich vergrößerten Radialspalte kompensieren diesen Effekt durch den erhöhten Leakagestrom jedoch zu einem gewissen Ausmaß und vermindern wiederum η_{vol} . In Abb. 4.2 ist das strukturierte Rotornetz im Bereich des Radialspaltes abgebildet. Die O-förmige Topologie ist gut erkennbar. Alle Zellschichten in radialer Richtung laufen sowohl durch die Verdrängerkammern als auch durch die Radialspalte. Die maximale Kantenlänge der Zellen beträgt $0,5 \text{ mm}$. Die statischen Saug- und Druckbereiche, die über GGI Interfaces an das rotierende Rotornetz angeschlossen sind, werden mit einem unstrukturierten Netz mit einer Basiszellgröße von 3 mm vernetzt. Sowohl an den Interfaces als auch an den Wänden werden Prismenschichten genutzt, um dimensionslose Wandabstände $y^+ < 30$ in der ersten Zellschicht sicherzustellen.

Gitterkonvergenzstudie

Um den Einfluss der Netzauflösung der Verdrängerkammern abzuschätzen, wird eine Gitterkonvergenzstudie bezüglich des Rotornetzes durchgeführt. Die Statornetze der Saug- und Druckanschlüsse werden dabei nicht verändert. Die Auflösung an den Interfaces zum Rotornetz ist jedoch für alle Rotornetzvarianten ausreichend fein. In Abb. 4.3 sind die beiden räumlichen Richtungen dargestellt, in denen die Auflösung des Rotornetzes variiert werden kann. Zwei Parameter beschreiben diese. Der Parameter N_c bezeichnet dabei die Zellanzahl im Radialspalt in Umfangsrichtung über die Flügelbreite bei einem voll ausgefahrenen Flügel. Der Parameter N_r bezeichnet die Zellanzahl in radialer Richtung. Da das Rotornetz eine O-förmige Topologie aufweist sind alle radialen Zellschichten sowohl in den

Verdrängerkammern als auch im Radialspalt gleichermaßen vorhanden. Daher kann bei dieser Konvergenzstudie der Einfluss der Vernetzung des Radialspaltes nicht unabhängig betrachtet werden, da sich auch immer die Auflösung in den Arbeitsräumen selbst mit verändert.

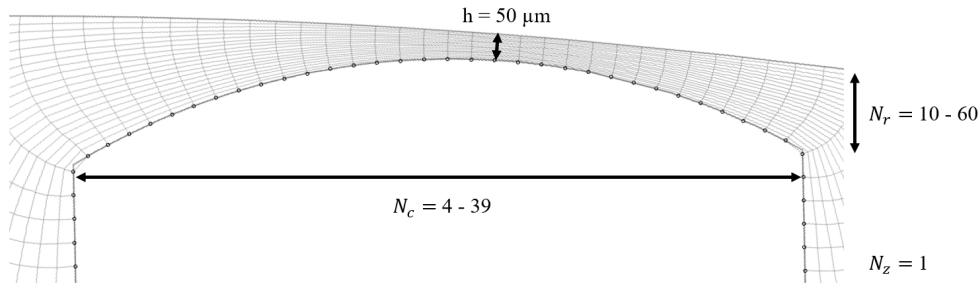


Abbildung 4.3: Parameter für die Gitterkonvergenzstudie

Die Gitterkonvergenzstudie wird am Betriebspunkt $\bar{p}_2 = 50$ bar bei einer Drehzahl von 4000/min und bei $T_1 = 20^\circ\text{C}$ Öltemperatur durchgeführt. Im ersten Schritt wird die Gesamtzellanzahl N des Rotornetzes zwischen 64800 und 234000 Zellen variiert. Die Verdichtung erfolgt dabei isotrop sowohl in radialer als auch in Umfangsrichtung. Der Einfluss der Gesamtzellanzahl N auf den volumetrischen Wirkungsgrad ist in Abb. 4.4 dargestellt.

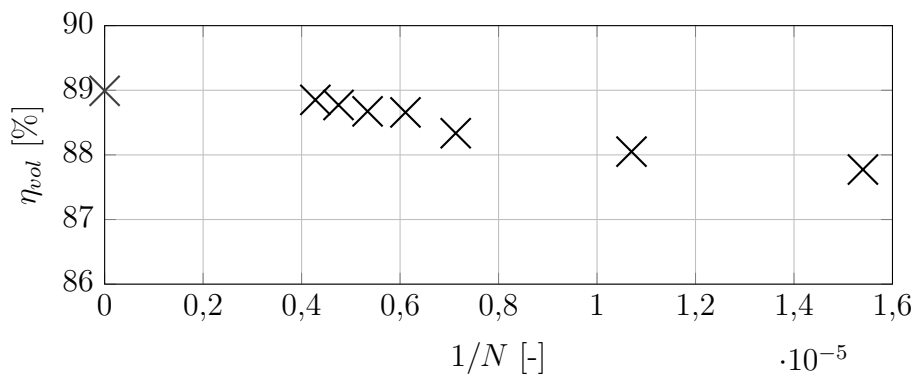


Abbildung 4.4: Einfluss der Gesamtzellanzahl im Rotor N auf den berechneten vol. Wirkungsgrad

Es zeigt sich, dass mit steigender Gesamtzellanzahl N der von der Simulation vorhergesagte volumetrische Wirkungsgrad leicht ansteigt. Dies bedeutet, dass der Leckagestrom durch die höhere Auflösung sinkt. Ebenfalls ist in Abb. 4.4 für $N \rightarrow \infty$ mithilfe der Richardson-Extrapolation der theoretische Wert des Volumetrischen Wirkungsgrades für ein unendlich feines Netz aufgetragen [92]. Da in diesem 2D-Fall nur die Radialspalte als Leckagepfad in

Frage kommen und damit den volumetrischen Wirkungsgrad bestimmen, sollen diese durch unabhängige Variation der Parameter N_c und N_r genauer untersucht werden.

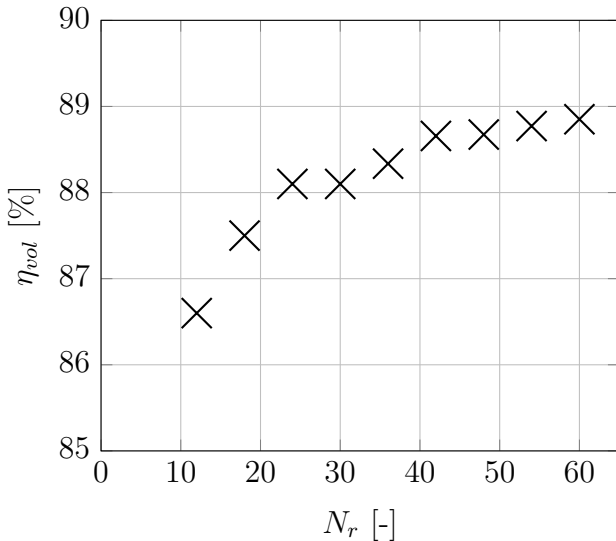


Abbildung 4.5: Einfluss von N_r bei $N_c = 31$ auf den vol. Wirkungsgrad

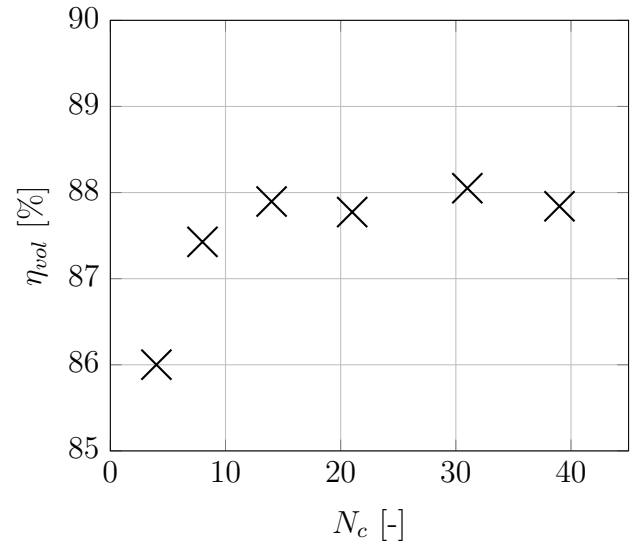


Abbildung 4.6: Einfluss von N_c bei $N_r = 42$ auf den vol. Wirkungsgrad

In Abb. 4.5 zeigt sich, dass die radiale Auflösung des Spaltes einen signifikanten Einfluss auf den Leakage volumenstrom und entsprechend auf den volumetrischen Wirkungsgrad hat. Ab $N_r > 40$ jedoch führt eine weitere Verfeinerung nicht zu einer besseren Vorhersage. Für die Auflösung in Umfangsrichtung auf dem Flügelkopf sind $N_c = 14$ Zellen ausreichend. Eine weitere Erhöhung führt zu keiner signifikanten Veränderung der Vorhersage. Diese Schlussfolgerungen waren zu erwarten, denn vor allem die radiale Auflösung bestimmt das sich im Spalt ausbildende Geschwindigkeitsprofil und damit den sich einstellenden Leakage volumenstrom. Daher sollen im nächsten Schritt die sich ausbildenden Geschwindigkeitsprofile in Umfangsrichtung $u_\phi(r)$ untersucht werden. Zu diesem Zweck wird ein vereinfachtes Ersatzmodell für den Radialspalt zwischen Flügelkopf und Kurvenring betrachtet, das in Abb. 4.7 dargestellt ist.

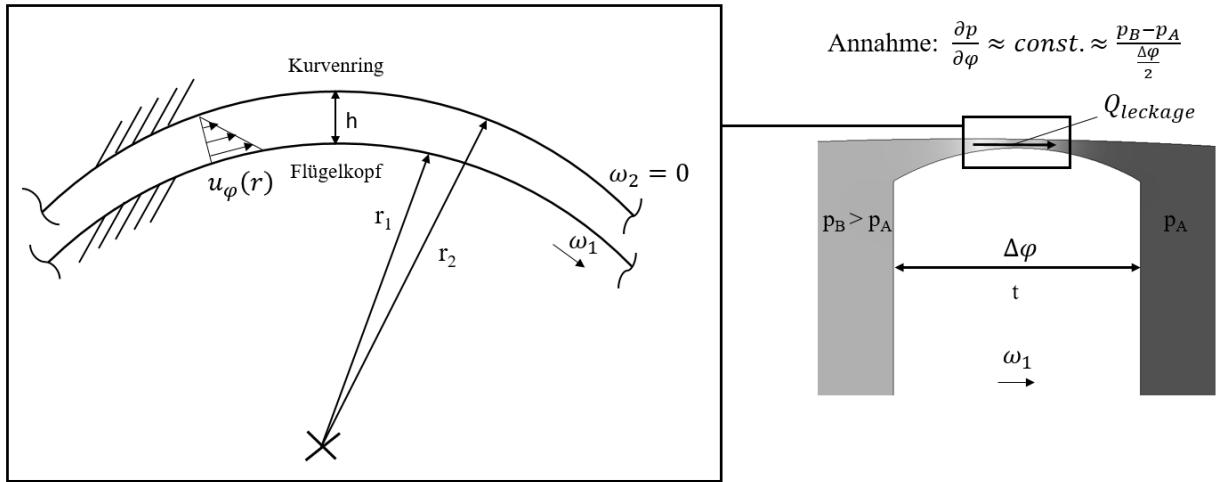


Abbildung 4.7: Ersatzmodell 1 für den Radialspalt

Der Radialspalt, der auf der rechten Seite dargestellt ist, wird zu diesem Zwecke als konzentrischer Ringspalt angenähert. Dies ist für den Bereich des engsten Abstandes zwischen Kurvenring und Flügelpopf gerechtfertigt. Die äußere Wand stellt den statischen Kurvenring dar. Daher gilt dort $\omega_2 = 0$. Die innere Wand dreht sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω_1 . Weiterhin wird ein konstanter Druckgradient in Umfangsrichtung $\frac{\partial p}{\partial \phi}$ angenommen. Dieser wird wie in Abb. 4.7 beschrieben angenähert. Mit diesen Annahmen und unter der Voraussetzung einer laminaren, inkompressiblen, isothermen und stationären zweidimensionalen Strömung können die Navier-Stokes-Gleichungen in Zylinderkoordinaten so vereinfacht werden, dass eine analytische Lösung für das sich im Spalt ausbildende Geschwindigkeitsprofil gefunden werden kann. Alle räumlichen Ableitungen in Umfangsrichtung sowie die zeitlichen Ableitungen fallen aus den Gleichungen heraus. Die Impulsgleichungen sehen dann in Komponentenschreibweise wie folgt aus.

$$\text{r-Komponente: } \frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u_\varphi^2}{r} \quad (4.3)$$

$$\varphi\text{-Komponente: } \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = \mu \left(\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r^2} \right) \quad (4.4)$$

Mithilfe einer Substitution kann Gl. 4.4 auf eine Euler'sche Differenzialgleichung zurückgeführt werden, die analytisch geschlossen gelöst werden kann. Für die Geschwindigkeitskom-

ponenten in Umfangsrichtung ergibt sich dann in Gl. 4.5.

$$u_\varphi(r) = C_1 r + C_2 \frac{1}{r} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \ln(r)r \quad (4.5)$$

$$\text{mit } C_1 = \frac{r_1^2}{(r_1 - r_2)(r_1 + r_2)} \left[\frac{\omega_1}{r_1} - \frac{\omega_2 r_2}{r_1^2} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\frac{\ln(r_2)r_2^2}{r_1^2} - \ln(r_1) \right) \right] \quad (4.6)$$

$$\text{und } C_2 = \frac{r_1^2}{(r_1 - r_2)(r_1 + r_2)} \left[\omega_2 r_2 - \frac{\omega_1 r_2^2}{r_1} + \frac{r_2^2}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial \varphi} (\ln(r_1) - \ln(r_2)) \right] \quad (4.7)$$

Da die Dimension des Radialspaltes in Umfangsrichtung im Vergleich zur Ausdehnung in radialer Richtung sehr groß ist, kann die Krümmung der Wände in einer weiteren Vereinfachung vernachlässigt werden. So ergibt sich eine ebene Couette-Poiseuille Strömung. Mit dieser kann ein zweites Ersatzmodell für die strömungsphysikalischen Phänomene im Radialspalt eingeführt werden. Das Ersatzmodell ist in Abb. 4.8 zu sehen. Hier können kartesische Koordinaten verwendet werden.

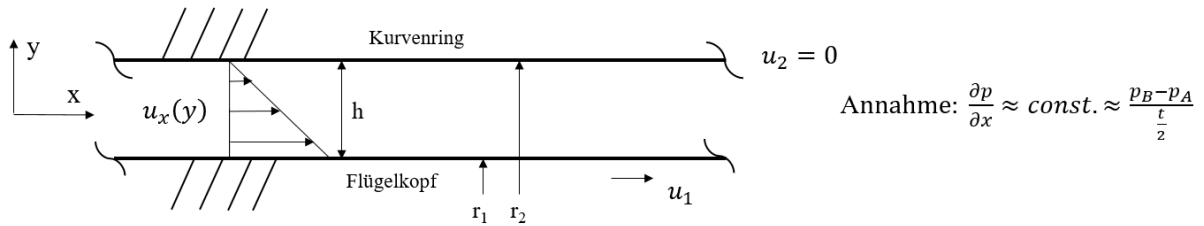


Abbildung 4.8: Ersatzmodell 2 für den Radialspalt (ebene Couette-Poiseuille-Strömung)

Für dieses Ersatzmodell existieren unter den gleichen Prämissen wie oben erwähnt ebenfalls geschlossene analytische Lösungen für die Navier-Stokes-Gleichungen. Die analytische Lösung für das Geschwindigkeitsprofil in x-Richtung ergibt sich dann, wie in [65] hergeleitet in Gl. 4.8

$$u_x(y) = \frac{(u_2 - u_1)y}{h} - \frac{h^2}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h} \right) + u_1 \quad (4.8)$$

In Abb. 4.9 werden nun die numerisch bei verschiedenen radialen Netzauflösungen N_r bestimmten Geschwindigkeitsprofile u_φ mit dem analytisch bestimmten Profil aus Ersatzmodell 1 (Gl. 4.5) verglichen. Es zeigt sich, dass die numerisch berechneten Geschwindigkeitsprofile sich bei einer Erhöhung von N_r der analytisch hergeleiteten Lösung immer weiter annähern. Bei geringer radialer Auflösung wird die mittlere Geschwindigkeit im Spalt grundsätzlich überschätzt. Dies führt zu erhöhten Leakageströmen und wie schon in Abb. 4.5 angemerkt zu verringerten volumetrischen Wirkungsgraden.

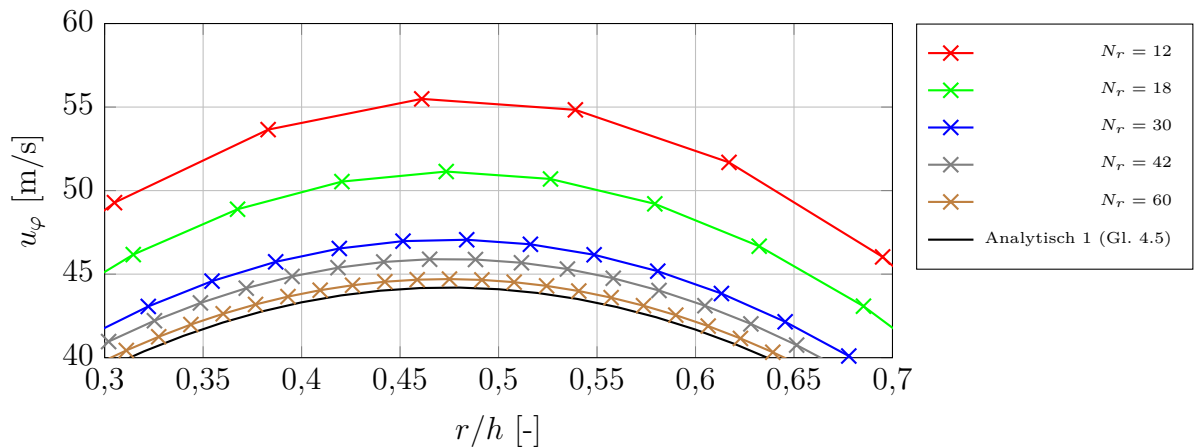


Abbildung 4.9: Einfluss von N_r auf das Geschwindigkeitsprofil u_φ bei $N_c = 31$ bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$ aufgetragen über der dimensionslosen Spalthöhe r/h

In Abb. 4.10 werden die beiden analytisch hergeleiteten Geschwindigkeitsprofile mit der numerischen Lösung bei einer hohen Spaltauflösung mit $N_c = 21$ und $N_r = 42$ verglichen. Das numerisch erzielte Profil liegt sehr nahe an der analytischen Lösung 1 (konzentrische Spaltströmung, Gl. 4.5). Das Profil der ebenen Couette-Poiseuille Strömung (Gl. 4.8) weist eine höhere mittlere Geschwindigkeit auf, da keine Stromlinienkrümmung vorliegt und daher keine kinetische Energie für die Beschleunigung des Fluids aufgebracht werden muss.

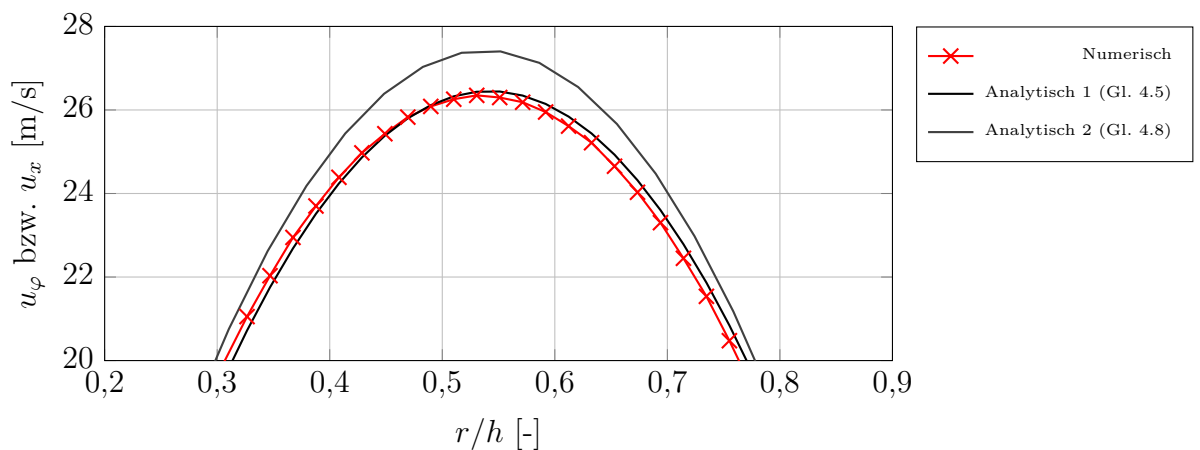


Abbildung 4.10: Vergleich der num. und der analyt. Lösungen für u_φ bzw. u_x bei $\bar{p}_2 = 10$ bar und $n = 4000/\text{min}$ mit $N_r = 42$ und $N_c = 21$ aufgetragen über der dimensionslosen Spalthöhe r/h

Neben den Geschwindigkeitsprofilen im Radialspalt sowie der daraus resultierenden integralen Größe des volumetrischen Wirkungsgrades, sind bei der Betrachtung von Verdrängerpumpen auch zeitlich aufgelöste Größen von hoher Bedeutung. Daher sollen diese

im Rahmen der Gitterstudie auch betrachtet werden. Das Druckprofil, das in einer Verdränger-
 kammer während einer Rotation des Rotors beobachtet werden kann, ist charakteristisch
 für die Pumpe. In Abb. 4.11 ist dieses Kammerinnendruckprofil für die 2D-FZP für eine
 halbe Umdrehung aufgetragen.

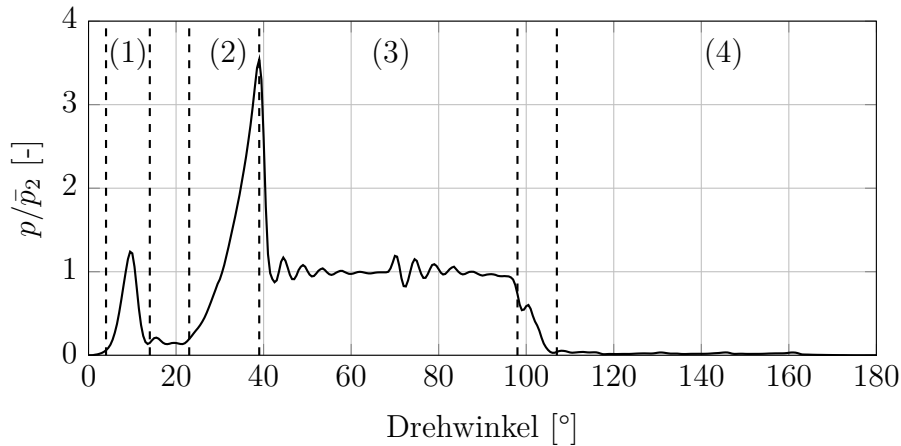


Abbildung 4.11: Kammerinnendruckprofil der 2D-FZP bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 3000$ /min

In Abb. 4.11 sind die verschiedenen im Druckprofil zu beobachtenden Bereiche und
 Effekte markiert. Im Bereich (1) ist die Verdränger-
 kammer weder an den Saug- noch an den
 Druckbereich angeschlossen. Hier ist dennoch ein erster Druckstoß zu sehen. Dieser resultiert
 aus der vorlaufenden Kammer der betrachteten Kammer. Diese wird 30° früher (zwölf Flügel)
 mit dem Druckbereich verbunden. Der Druckstoß breitet sich durch die Radialspalte auch
 in die benachbarten Kammern der Pumpe aus. Durch die künstlich vergrößerte Spalthöhe
 ist dieser Effekt umso ausgeprägter. Im Bereich (2) beginnt für die betrachtete Kammer die
 sogenannte Vorkompression. Die Kammer ist noch nicht mit dem Druckbereich verbunden,
 doch durch die Kurvenringkontur bedingt sinkt das Kammervolumen und das Fluid wird
 komprimiert. Der Druck steigt an und es kommt zu einem sehr hohen Druckstoß. Der Druck
 fällt anschließend, sobald die Kammer mit dem Druckauslass verbunden wird und sich die
 Drücke ausgleichen können, auf das Systemdruckniveau ab. Dieser Bereich (3) mit $p_2/\bar{p}_2 \approx 1$
 wird auch Hochdruckplateau genannt. Hier zeigen sich weitere Pulsationen. Die Pulsationen,
 die bei $\approx 70^\circ$ auftreten, sind der nachfolgenden Verdränger-
 kammer zuzuschreiben, die nun
 mit dem Druckbereich verbunden wird. Sobald die betrachtete Kammer vom Druckbereich
 wieder getrennt wird, fällt der Druck wieder auf das Saugdruckniveau ab (4). Da es sich um
 eine symmetrische, doppelhubige FZP handelt, wiederholt sich das Druckprofil im Bereich
 von 180° bis 360° nochmals. Aufgrund des 2D-Falls sind die Druckstöße, da keine dritte
 Dimension für Ausgleichseffekte zur Verfügung steht, sehr stark ausgeprägt.

In Abb. 4.12 ist das Kammerinnendruckprofil für den Bereich des Druckstoßes bei Verbindung

der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich (Bereich (2) in Abb. 4.11) unter Variation von N_r dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass die Höhe des Druckstoßes stark von der radialen Auflösung des Spaltes abhängig ist. Bei geringer räumlicher Auflösung wird der Druckstoß eher dissipiert und fällt daher kleiner aus.

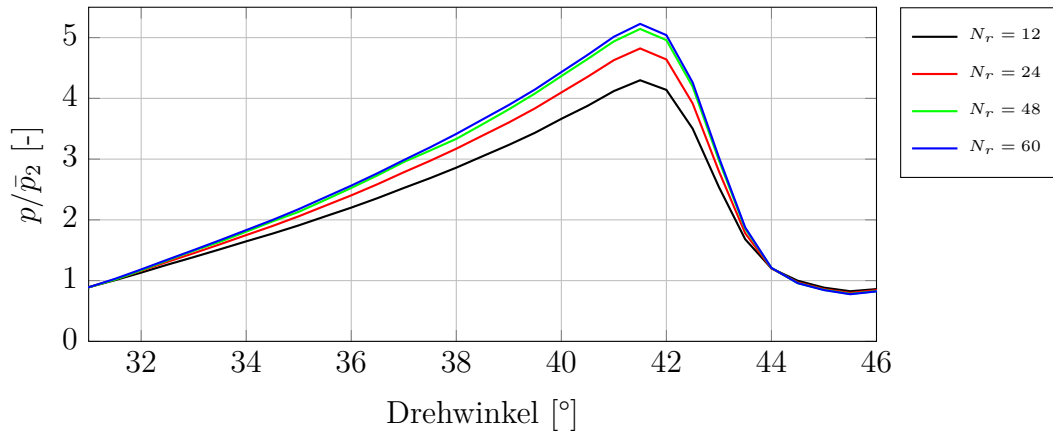


Abbildung 4.12: Einfluss von N_r auf den Druckstoß bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$

Insgesamt zeigt sich in dieser Gitterkonvergenzstudie, dass die räumliche Auflösung sowohl auf die integralen Größen als auch auf zeitlich aufgelöste Größen einen starken Einfluss hat. Vor allem die radiale Auflösung im Spalt zeigt hier den größten Einfluss. Im realen 3D-Fall sollte dieser Einfluss aufgrund der vorhandenen dritten Dimension und der Axialspalte jedoch geringer sein. Um das Geschwindigkeitsprofil im Spalt gut aufzulösen, ist jedoch ein sehr hoher Wert für N_r nötig. In diesem 2D-Fall ist dies auch realisierbar. In einem 3D-Fall muss jedoch ein Kompromiss gefunden werden, da die Zellanzahl sonst schnell sehr hoch wird und damit auch die Rechenzeiten stark ansteigen. Für die folgenden Untersuchungen am 2D-Modell wird basierend auf dieser Studie das Rotornetz mit $N_r = 42$ und $N_c = 21$ verwendet.

Einfluss Zeitschrittweite

Im Folgenden soll der Einfluss des gewählten Zeitschritts Δt auf die numerischen Ergebnisse untersucht werden. Hierfür werden sieben Netzkonfigurationen für das Rotornetz mit verschiedenen Winkelschrittweiten untersucht. Der Zeitschritt ergibt sich dann mit einer Drehzahl n zu $\Delta t = (\Delta\varphi \cdot 60) / (2\pi \cdot n)$. Die Netzkonfigurationen sind in Tabelle 4.2 zusammen mit der sich dabei ergebenden mittleren Courant Zahl \bar{Co} im Rotornetz aufgelistet. In Abb. 4.13 ist gut zu sehen, dass der Zeitschritt im untersuchten Intervall kaum Einfluss auf den vorhergesagten volumetrischen Wirkungsgrad hat. In Abb. 4.14 ist der Einfluss der Zeitschrittweite auf die Druckpulsation im Kammerdruckprofil auf dem Hochdruckplateau

(Bereich (3) in Abb. 4.11) dargestellt. Es wird schnell klar, dass für eine korrekte Auflösung der hochfrequenten Schwinganteile eine ausreichende zeitliche Auflösung nötig ist.

	$\Delta\varphi$ [°]	Δt bei $n = 4000/\text{min}$ [s]	\bar{C}_o [-]
A	1	4,16E-5	3,25
B	0,75	3,12E-5	2,45
C	0,5	2,08E-5	1,68
D	0,333	1,38E-5	1,16
E	0,25	1,04E-5	0,90
F	0,166	6,94E-6	0,63

Tabelle 4.2: Korrelation zwischen Winkelauflösung und Zeitschrittweite bei $n = 4000/\text{min}$ und Legende für Abb. 4.14

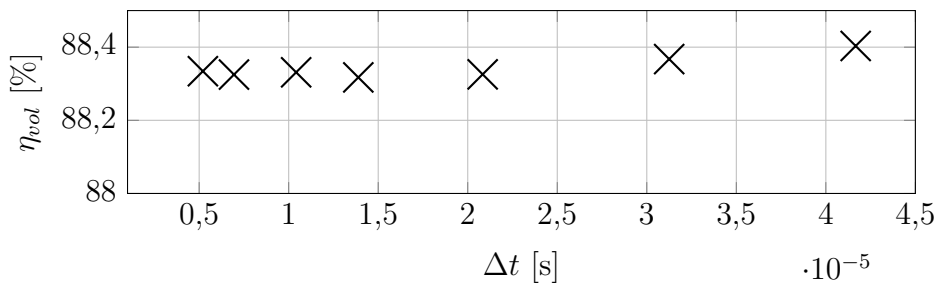


Abbildung 4.13: Einfluss der Zeitschrittweite Δt auf den vol. Wirkungsgrad bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$

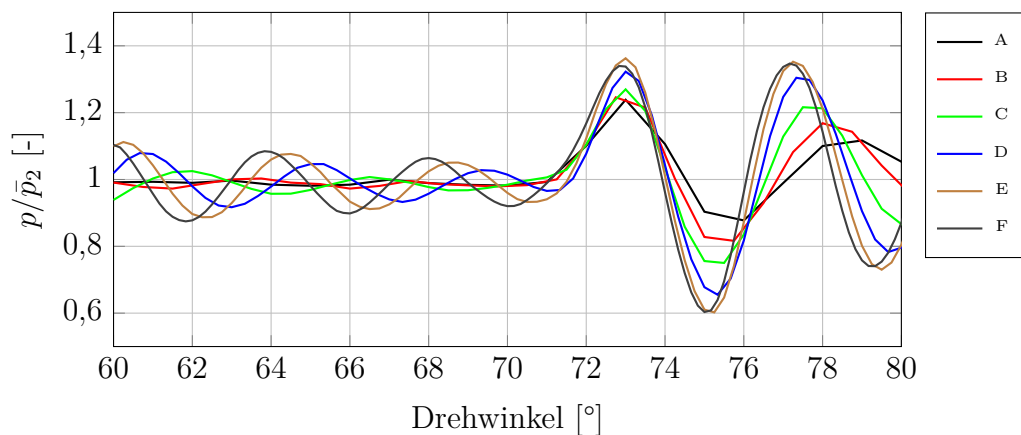


Abbildung 4.14: Einfluss der Zeitschrittweite auf die Pulsation des Kammerinnendruckprofils auf dem Hochdruckplateau bei $\bar{p}_2 = 50$ bar und $n = 4000/\text{min}$ (Legende siehe Tabelle 4.2)

Ausgehend von diesen Untersuchungen werden alle folgenden Simulationen am 2D-FZP-Modell mit einer Winkelschrittweite von $0,25^\circ$ durchgeführt. Dies führt im betrachteten Drehzahlbereich von 500/min bis 6000/min zu ausreichend kleinen Zeitschrittweiten, um die auftretenden Druckpulsationen hinreichend genau aufzulösen.

Modellierung disperse Öl-Luft-Mehrphasenströmung

Vergleich homogener/inhomogener Ansatz

Nun sollen die Unterschiede in der numerischen Lösung bei Nutzung des inhomogenen und des homogenen Mehrphasenansatz bei einem typischen Betriebspunkt mit $n = 2000/\text{min}$ und $\bar{p}_2 = 5 \text{ bar}$ mit Setup 2 (Öl-Luft) untersucht werden. Betrachtet wird dazu zuerst die Druckpulsation im Kammerdruckprofil auf dem Hochdruckplateau. In Abb. 4.15 - Abb. 4.18 sind die entsprechenden Profile für verschiedene Luftvolumenfraktionen an den Einlässen α_1^d aufgetragen. Dabei fällt auf, dass insbesondere bei $\alpha_1^d = 5\%$ und 40% deutliche Unterschiede in den Druckprofilen zu sehen sind. Bei den mittleren Luftvolumenfraktionen $\alpha_1^d = 10\%$ und 20% liegen die Kurven beider Ansätze sehr nah beieinander.

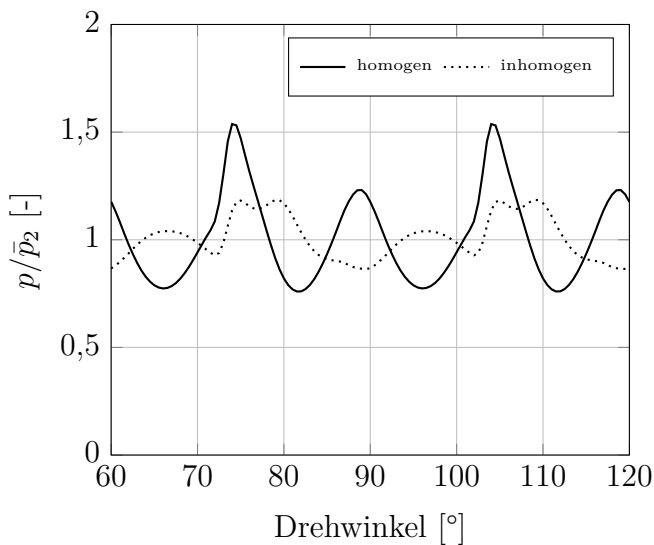


Abbildung 4.15: Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 5\%$

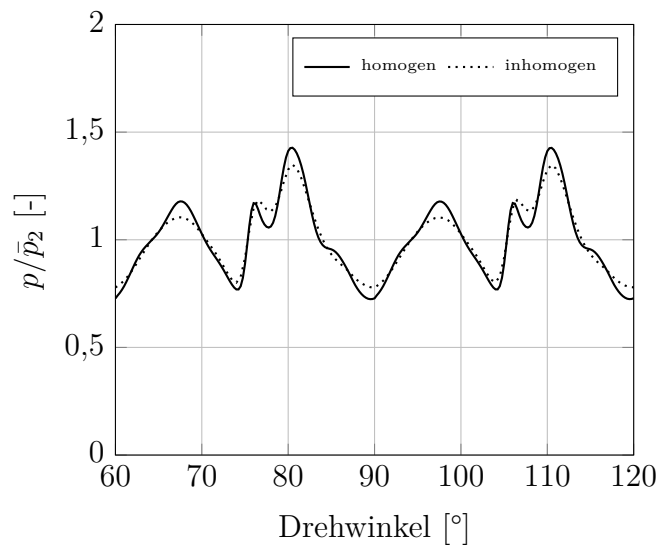


Abbildung 4.16: Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 10\%$

Dieselben Beobachtungen wie im Druckprofil können auch in den zeitlich aufgelösten Massenstromverläufen an den Auslässen gemacht werden. Bei mittleren α_1^d liegen die Kurven sehr nah beieinander während die Abweichungen bei kleinen und hohen α_1^d größer sind. Insgesamt lässt sich sagen, dass in manchen Betriebspunkten Relativgeschwindigkeiten zwischen

den Phasen vorkommen können, die auch die verschiedenen betrachteten zeitlich aufgelösten Größen beeinflussen. Die betrachteten integralen beziehungsweise gemittelten Größen wie der volumetrische Wirkungsgrad oder das Drehmoment werden durch den Modellansatz für die Zweiphasenströmung jedoch kaum beeinflusst. Da die zeitlich aufgelösten Größen Druck- und Massenstrompulsation jedoch wichtige Größen für den Pumpenvergleich sind, werden alle weiteren Rechnungen mit freier Luft mit dem inhomogenen Ansatz durchgeführt.

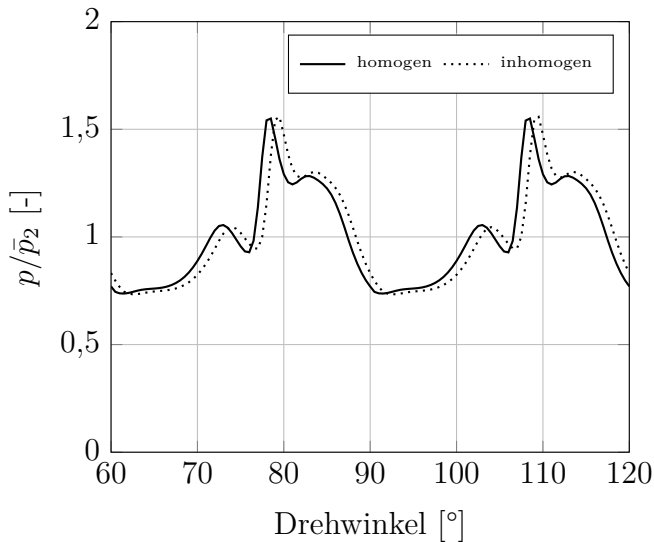


Abbildung 4.17: Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 20\%$

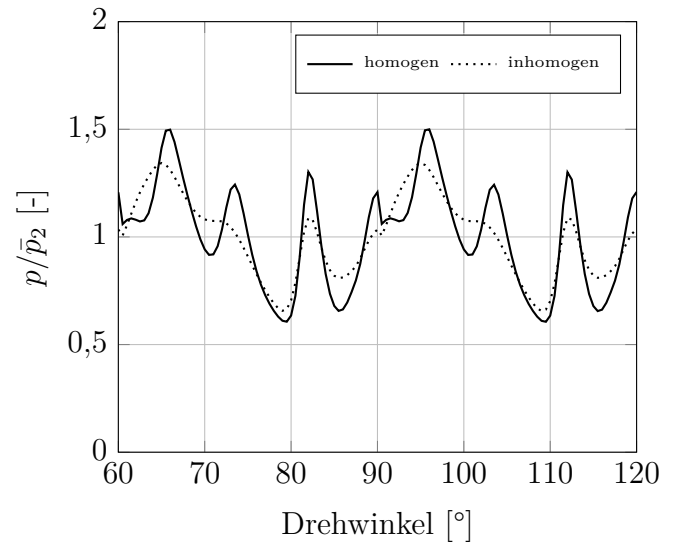


Abbildung 4.18: Einfluss des Mehrphasenansatzes auf die Druckpulsation im Hochdruckplateau bei $\alpha_1^d = 40\%$

Annahme mittlerer Blasendurchmesser

Im Folgenden wird die Sensitivität der Annahme des mittleren Blasendurchmessers auf die zeitlich aufgelösten Größen Massenstrom- und Druckpulsation betrachtet. Wie schon beschrieben, bestimmt der mittlere Durchmesser der Luftblasen die Austauschfläche zwischen den beiden Phasen für die Impuls-, Energie- und Turbulenzaustauschterme. Daher wird hier ein großer Einfluss erwartet. Die folgende Untersuchung wird bei $n = 2000/\text{min}$, $\bar{p}_2 = 5 \text{ bar}$ und $\alpha_1^d = 20\%$ durchgeführt.

In Abb. 4.19 und Abb. 4.20 ist der Einfluss von d_m gut zu erkennen. Sowohl auf den Austrittsmassenstrom am Auslass 1 als auch auf die dort aufgezeichnete Druckpulsation besteht ein signifikanter Einfluss. Der Unterschied zwischen den Kurven mit $d_m = 0,1 \text{ mm}$ und $d_m = 0,01 \text{ mm}$ ist jedoch sehr gering. Bei mittleren Blasendurchmessern $> 0,1 \text{ mm}$ ergeben sich deutlichere Unterschiede. Dies unterstreicht noch einmal, dass für die korrekte Vorhersage von zeitlich aufgelösten Größen eine gute Abschätzung für den mittleren

Blasendurchmesser benötigt wird.

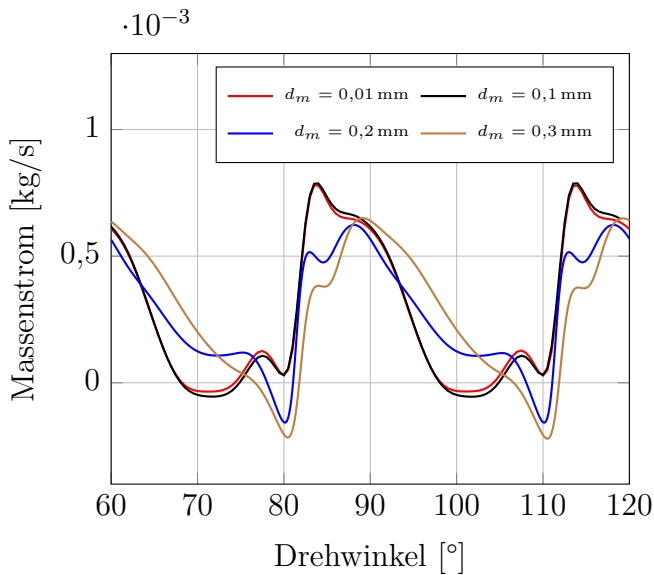


Abbildung 4.19: Einfluss von d_m auf die Massenstrompulsation am Auslass 1

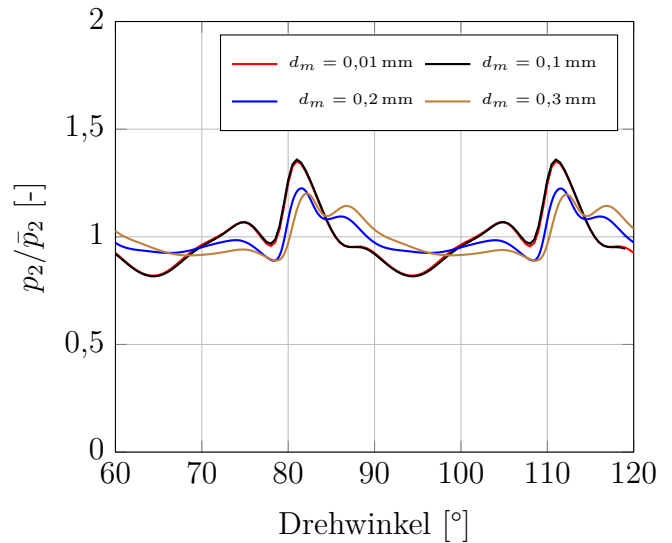


Abbildung 4.20: Einfluss von d_m auf die Druckpulsation am Auslass 1

Neben den zeitlich aufgelösten Größen wurden auch zeitlich gemittelte, integrale Größe betrachtet. Auf diese kann jedoch kein signifikanter Einfluss von d_m im betrachteten Wertebereich von 0,01 mm bis 0,3 mm beobachtet werden.

Einfluss Auftriebskräfte

Im Folgenden soll der Einfluss von Auftriebskräften untersucht werden. Dabei wird eine typische Einbaulage der Pumpe mit einer horizontalen Antriebsachse angenommen. Der Schwerkraftvektor \vec{g} zeigt dann in Abb. 4.2 in negative y-Richtung. Für die Untersuchung wird das dichte-basierte Modell zur Berechnung der Auftriebskräfte auf die disperse Luftphase ausgeschaltet und ein Gegendruck von $\bar{p}_2 = 5$ bar eingestellt. Dabei zeigen sich in den Massenstrom und Druckverläufen in beiden Rechnungen mit $\alpha_1^d < 40\%$ keine signifikanten Unterschiede. Erst bei $\alpha_1^d = 40\%$ sind vornehmlich bei kleinen Drehzahlen von 500/min und 1000/min geringe Unterschiede in den zeitlichen Verläufen zu erkennen, die bei höheren Drehzahlen aufgrund des steigenden Einflusses der Trägheitskräfte gegenüber den Auftriebskräften verschwinden. Dies ist in Abb. 4.21 und Abb. 4.22 gut zu erkennen.

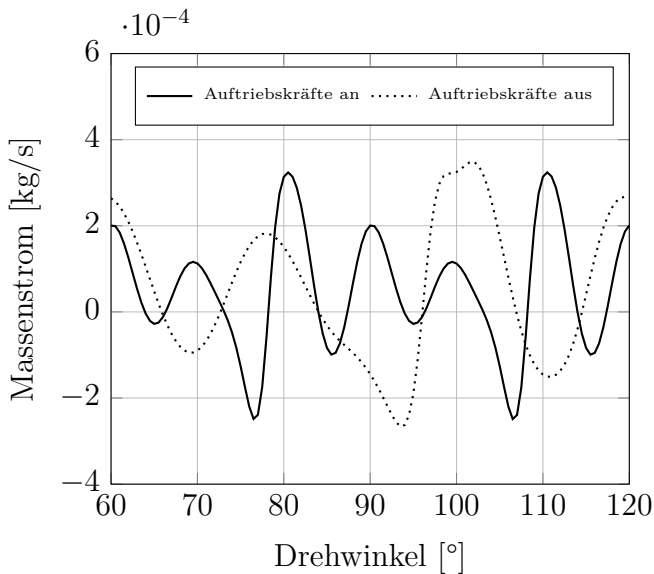


Abbildung 4.21: Einfluss der Auftriebskräfte auf die Massenstrompulsation am Auslass 1 bei $n = 500/\text{min}$

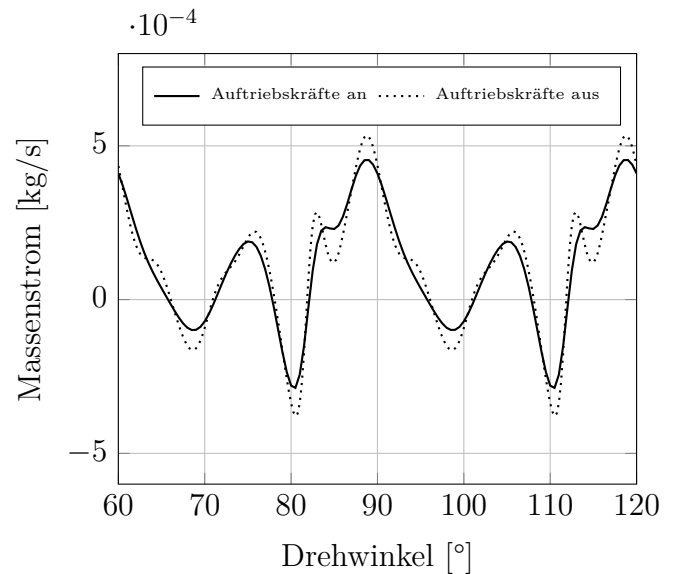


Abbildung 4.22: Einfluss der Auftriebskräfte auf die Massenstrompulsation am Auslass 1 bei $n = 1000/\text{min}$

Insgesamt lässt sich daher schlussfolgern, dass Auftriebskräfte vor allem bei hohen Luftvolumenfraktionen α_1^d und niedrigeren Drehzahlen einen signifikanten Einfluss auf die Lösung haben und daher mitberücksichtigt werden müssen.

Betriebscharakteristiken

Nun sollen die grundlegenden Betriebscharakteristiken der 2D-FZP betrachtet werden, da sie teilweise auch auf reale 3D-Verdrängerpumpen übertragen werden können. So lassen sich erste Schlussfolgerungen mithilfe des vereinfachten Modellansatzes ziehen.

Setup 1 (Kavitation)

Zuerst werden die Förderkennlinien bei verschiedenen Gegendrücken \bar{p}_2 und die dazugehörigen Kennlinien des volumetrischen Wirkungsgrades betrachtet. Diese sind in Abb. 4.23 und Abb. 4.24 dargestellt. Hier sind die typischen Verläufe zu erkennen, die Verdrängerpumpen charakterisieren. Vor allem im niedrigen Drehzahlbereich sind die Wirkungsgrade stark vom Gegendruck abhängig, da hier die Trägheitskräfte des Fluids, die der Leckageströmung entgegenwirken, noch gering sind. Ab etwa $5000/\text{min}$ beginnt Kavitation einzusetzen und die Pumpe erreicht auch bei einer weiteren Drehzahlerhöhung keine höheren Förderströme.

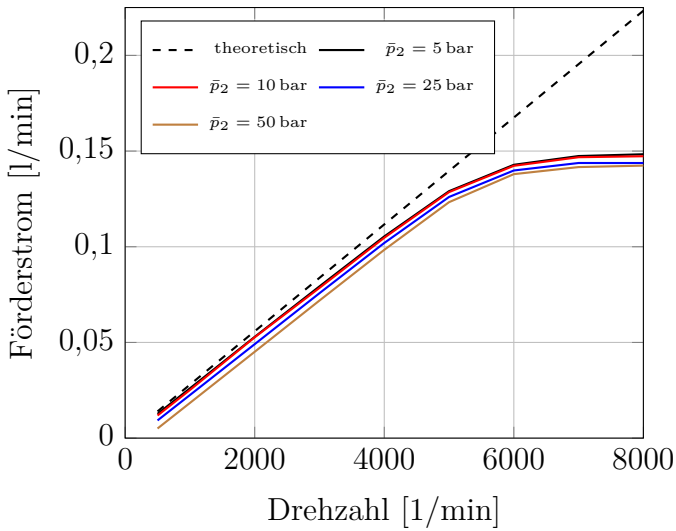


Abbildung 4.23: Förderkennlinien bei verschiedenen \bar{p}_2

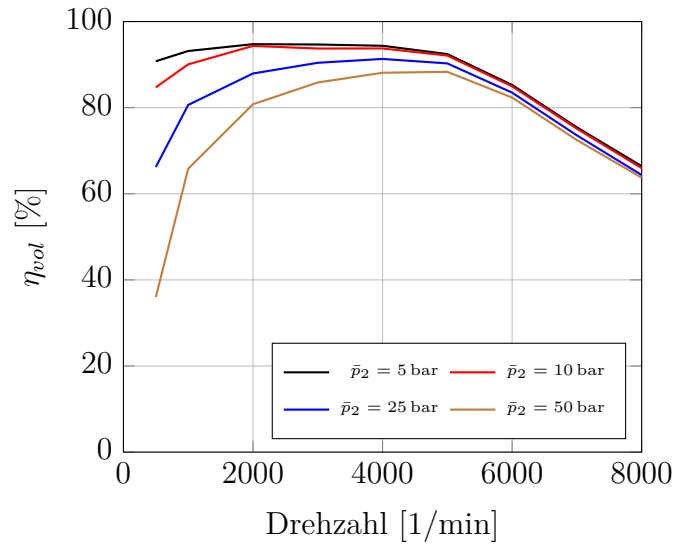


Abbildung 4.24: Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen \bar{p}_2

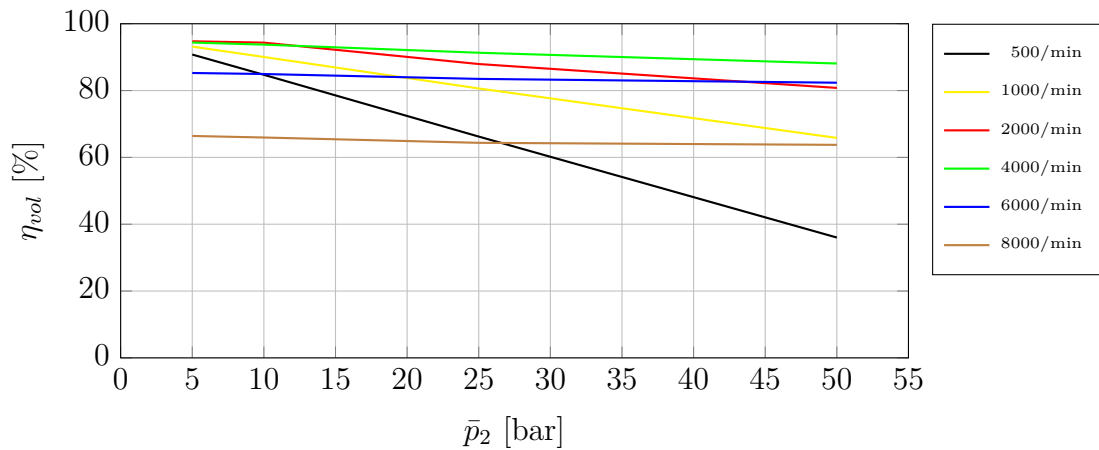


Abbildung 4.25: Abhängigkeit des vol. Wirkungsgrades der 2D-FZP vom Gegenruck \bar{p}_2 bei verschiedenen Drehzahlen

In Abb. 4.25 sind die entsprechenden Drosselkennlinien dargestellt. Bei niedrigen Drehzahlen ist noch ein hoher Einfluss des volumetrischen Wirkungsgrades vom Gegenruck zu sehen. Im üblichen Betriebsbereich zwischen 2000/min bis 4000/min sind die für Verdrängerpumpen typischen nahezu drucksteifen Drosselkennlinien zu finden. Steigt die Drehzahl weiter kommt es zur Kavitation und der volumetrische Wirkungsgrad fällt insgesamt stark ab. Die Gegenruckabhängigkeit entfällt, sobald Kavitation einsetzt, vollständig.

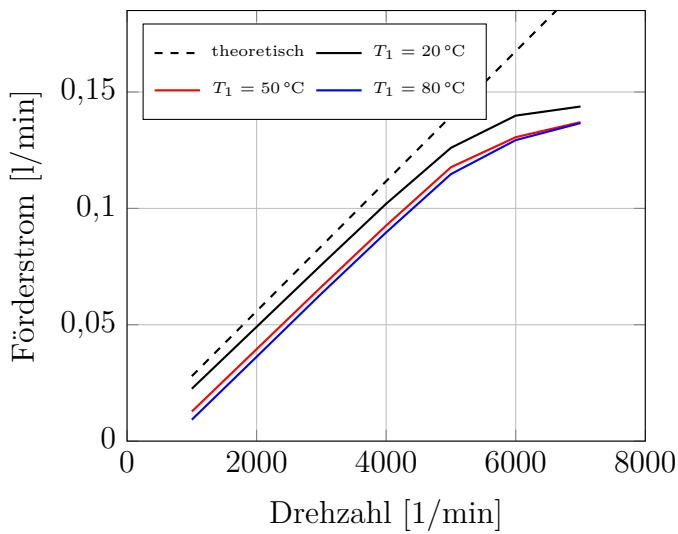


Abbildung 4.26: Förderkennlinien bei verschiedenen T_1 bei $\bar{p}_2 = 25$ bar

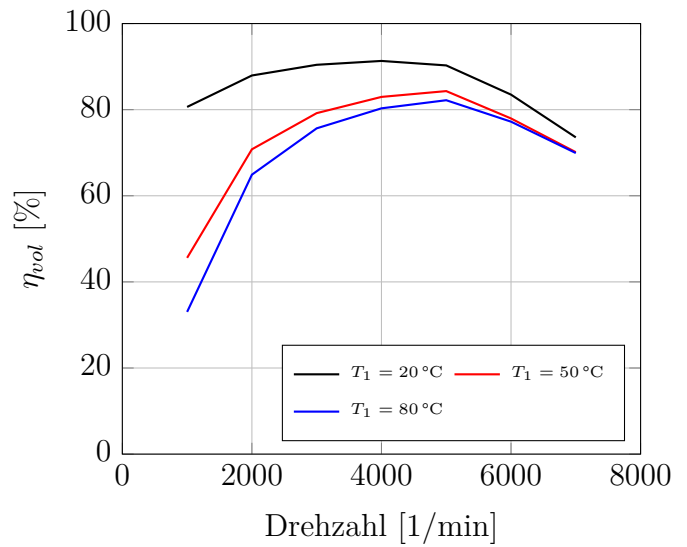


Abbildung 4.27: Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen T_1 bei $\bar{p}_2 = 25$ bar

In Abb. 4.26 und Abb. 4.27 ist der Einfluss der Öltemperatur an den Einlässen T_1 auf die Förderkennlinie und die entsprechenden volumetrischen Wirkungsgrade dargestellt. Wie schon in Gl. 2.7 hergeleitet, steigt der Leckagevolumenstrom bei steigender Öltemperatur, da die Viskosität des Öls abnimmt. Daher sinken die sich ergebenden volumetrischen Wirkungsgrade. Der Kavitationsansatz wird von der Temperatur kaum beeinflusst. Die Tendenz, dass bei höheren Temperaturen der Abfall des Volumenstroms im Kavitationsbereich etwas langsamer verläuft, ist jedoch zu erkennen. Dies liegt daran, dass der Sättigungsdampfdruck mit zunehmender Öltemperatur ansteigt.

In Abb. 4.28 ist die Dampfvolumentfraktion auf der z-Mittelebene im Rotorbereich für verschiedene Drehzahlen dargestellt. Es zeigt sich klar, dass vor allem in den Saugbereichen, wo das Öl schon einen geringeren statischen Druck aufweist, Dampf entsteht. Mit zunehmender Drehzahl steigt die Dampfvolumentfraktion und die Kammern werden nicht mehr vollständig mit flüssigem Öl befüllt. Bei der Verbindung der Förderkammern mit dem Druckbereich kondensieren die Dampfgebiete schnell wieder. Hier besteht die Gefahr von Kavitationserosion durch implodierende Dampfblasen.

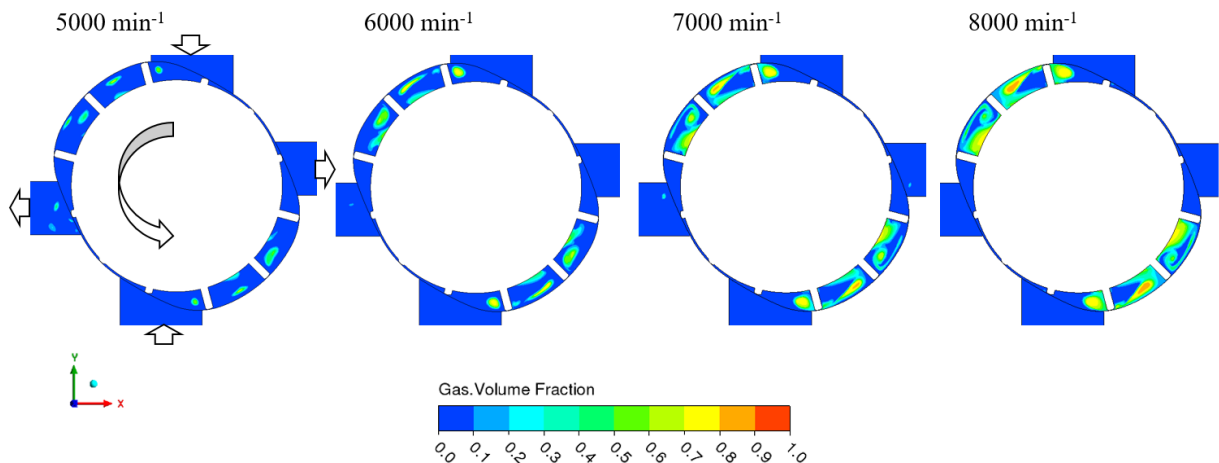


Abbildung 4.28: Entwicklung der Dampfkavitation im Saugbereich mit steigender Drehzahl

Neben den Kavitationsgebieten im Saugbereich in den Förderkammern kommt es bei noch höheren Drehzahlen auch zu Kavitation in den Radialspalten. Diese so genannte Spaltkavitation kann mit dem numerischen Setup ebenfalls detektiert werden. Dies betrifft vor allem die Radialspalte in denen der Druckgradient entgegen der Drehrichtung des Rotors ausgerichtet ist und es so zu sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten und niedrigen statischen Drücken kommt. Dies ist in Abb. 4.29 gut zu erkennen. Die Spaltkavitation beginnt jedoch erst bei höheren Drehzahlen ab 6000/min.

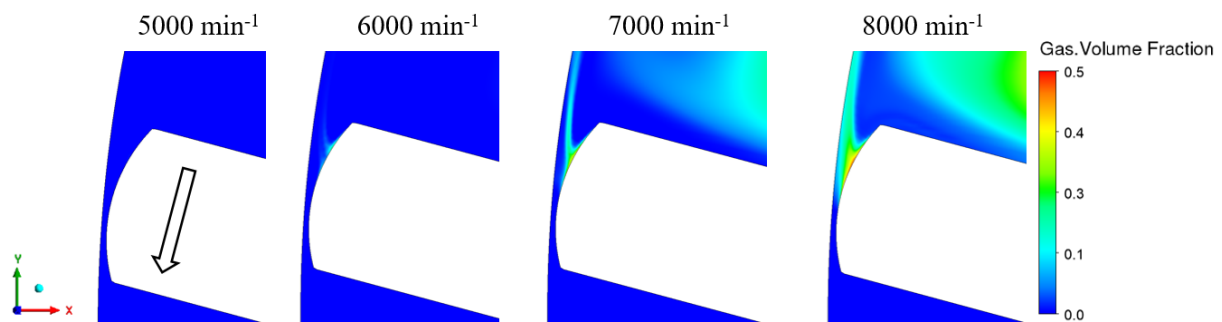


Abbildung 4.29: Entwicklung der Dampfkavitation im Radialspalt mit steigender Drehzahl

Eine frühe Kavitationsneigung ist bei Pumpen generell nicht vorteilhaft. Daher soll im nächsten Schritt untersucht werden, inwiefern die **Ausrichtung der Saugkanäle** einen Einfluss auf den Kavitationseinsatz hat. Dabei werden drei unterschiedliche Konfigurationen untersucht. Die verschiedenen Varianten sind in Abb. 4.30 zu sehen.

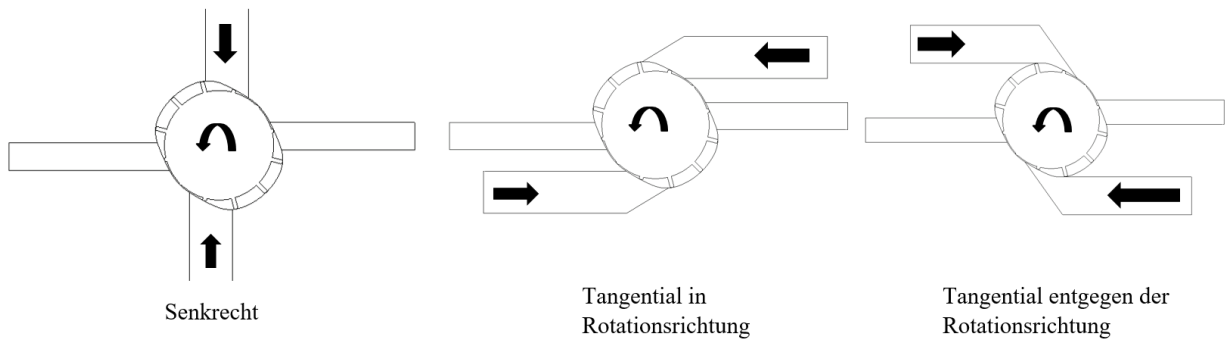


Abbildung 4.30: Untersuchte Varianten zur Ausrichtung der Saugkanäle

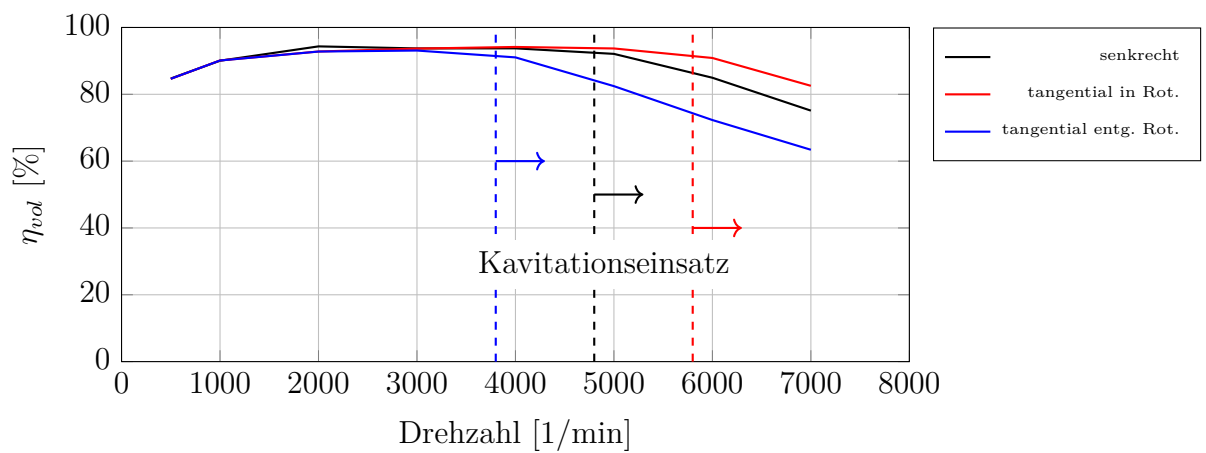


Abbildung 4.31: Vol. Wirkungsgrade der verschiedenen Saugkanalausrichtungen bei $\bar{p}_2 = 10 \text{ bar}$

In Abb. 4.37 ist klar zu erkennen, dass ein tangenciales Ansaugen in Drehrichtung zu einem deutlich späteren Kavitationseinsatz führt, als das senkrechte Ansaugen. Die Druckverluste sind geringer, da das Fluid nicht so stark umgelenkt werden muss. Daher lässt sich der Kavitationseinsatz so um fast 1000/min verzögern. Umgekehrt führt ein tangenciales Ansaugen entgegen der Drehrichtung des Rotors zu einem deutlich früheren Kavitationseinsatz. Die dafür notwendige nahezu 180°-Umlenkung des Fluids führt zu hohen Druckverlusten beim Einströmen in die Förderkammer. Insgesamt zeigt sich in dieser Untersuchung im 2D-Fall, dass das tangentiale Einströmen in Drehrichtung energetisch bei einer reinen Ölströmung am günstigsten ist und zu dem gutmütigsten Kavitationsverhalten führt. Wie schon erwähnt ist ein großer Vorteil des 2D-Modells, dass die Radialspalte die einzigen Leckagepfade darstellen und daher unabhängig untersucht werden können. Daher sollen diese nun genauer betrachtet werden. Hierfür wird eine spezifische Rotorposition $\varphi = 30^\circ$ betrachtet. Diese Position ist in Abb. 4.32 dargestellt. Es ergeben sich hier von Auslass 1 betrachtet zwei Leckagepfade zurück zu den Saugbereichen Einlass 1 & 2. Radialspalt

1 weist dabei einen treibenden Druckgradienten auf, der entgegen der Drehrichtung des Rotors und daher auch entgegen der dadurch resultierenden Schlepplströmung ausgerichtet ist. Bei Radialspalt 2 hingegen ist der treibende Druckgradient der Leckageströmung in Drehrichtung des Flügels und damit in Richtung der Schlepplströmung ausgerichtet. Aus diesem Grund zeigen beide Leckagepfade eine unterschiedliche Charakteristik, je nachdem wie die Verhältnisse des druckgradientenbedingten Strömungsanteils und des Anteils, der bedingt durch die Trägheitskräfte (Schlepplströmung) entsteht, ist. Am Auslass 2 findet sich symmetriebedingt die gleiche Situation wieder.

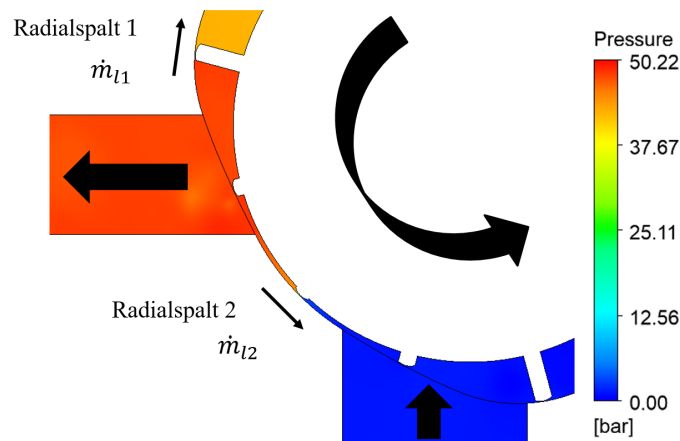


Abbildung 4.32: Leckagepfade eines Druckbereichs in der 2D-FZP bei $\varphi = 30^\circ$

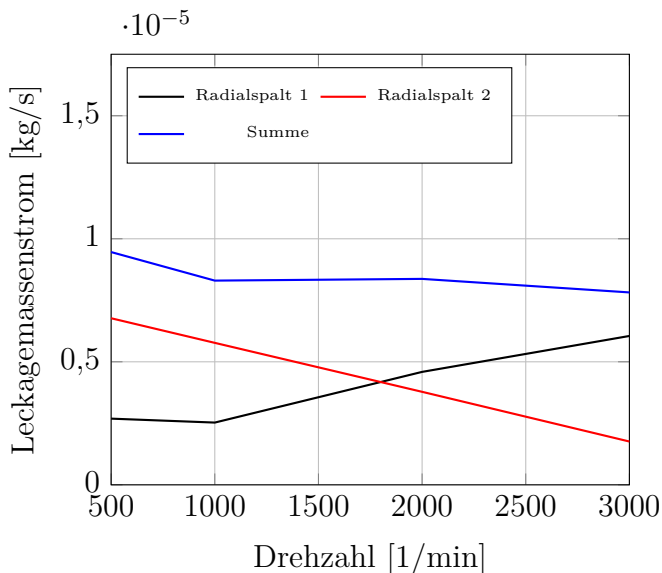


Abbildung 4.33: Leckagemassenströme in Abhängigkeit der Drehzahl bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

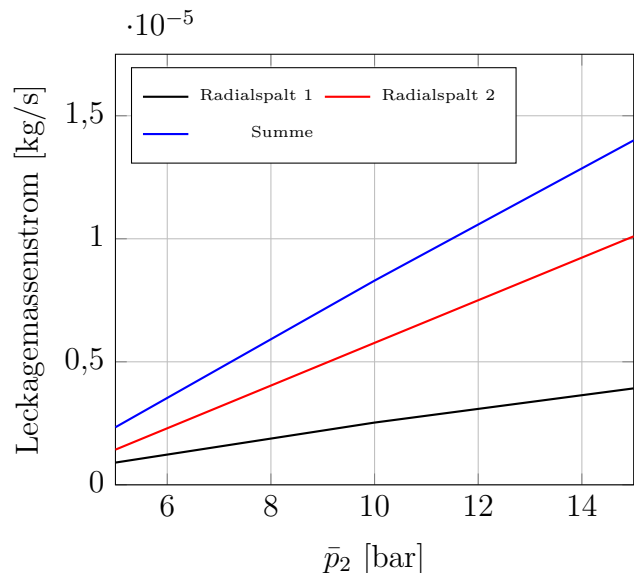


Abbildung 4.34: Leckagemassenströme in Abhängigkeit des Gegen-drucks \bar{p}_2 bei $n = 1000/\text{min}$

In Abb. 4.33 ist der Einfluss einer Drehzahlerhöhung auf die zwei verschiedenen Leckagemassenströme und deren Summe dargestellt. Im Radialspalt 1, dessen Druckgradient entgegen der Drehrichtung ausgerichtet ist, steigt der Leckagemassenstrom mit steigender Drehzahl und unter konstantem Gegendruck \bar{p}_2 . Dies liegt daran, dass sich die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Flügelkopf mit zunehmender Drehzahl erhöht. Die umgekehrte Charakteristik ist im Radialspalt 2 zu beobachten. Mit zunehmender Drehzahl sinkt die Relativgeschwindigkeit des Fluids im Spalt, da der treibende Druckgradient in Rotationsrichtung zeigt. Daher sinkt auch der Leckagemassenstrom. Bei der Summe beider Anteile ist die Tendenz zu beobachten, dass der gesamte Leckagemassenstrom mit zunehmender Drehzahl leicht abnimmt. Dies ist analog zur Erhöhung des volumetrischen Wirkungsgrades, der in Abb. 4.24 im Bereich von 500/min bis 4000/min beobachtet werden kann. Hält man die Drehzahl konstant und erhöht den Gegendruck \bar{p}_2 , zeigt sich die Charakteristik in Abb. 4.34. Die Leckagemassenströme in beiden Pfaden sowie deren Summe nehmen mit zunehmendem Gegendruck linear zu. Diese Korrelation ist auch in der vereinfachten Formel für den Lackagevolumenstrom im Spalt (Gl. 2.7) zu finden.

Setup 2 (Öl-Luft)

Zuerst soll der Einfluss der Luftvolumenfraktion im Saugbereich α_1^d auf die Förderkennlinie und die resultierenden volumetrischen Wirkungsgrade betrachtet werden.

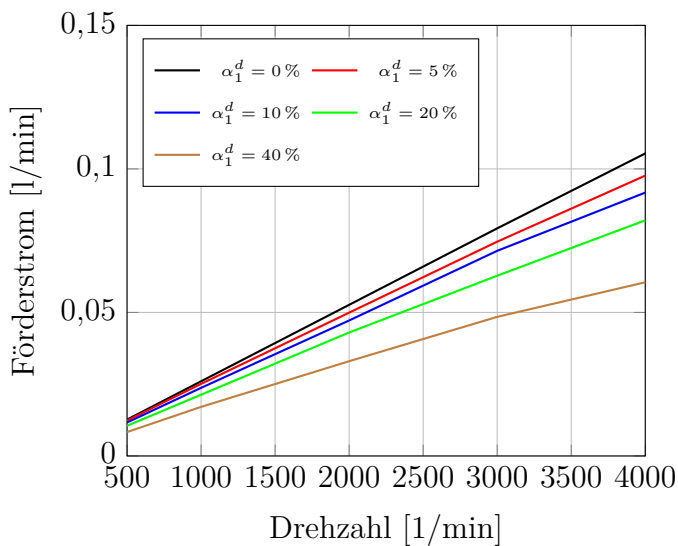


Abbildung 4.35: Förderkennlinien bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar

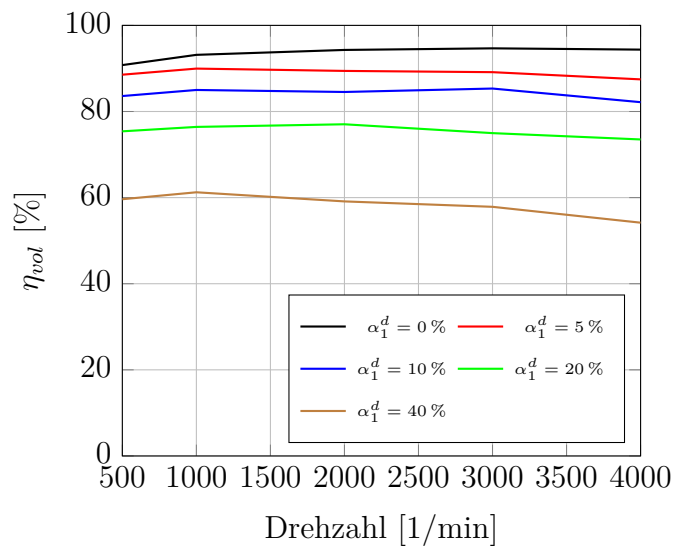


Abbildung 4.36: Vol. Wirkungsgrade bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar

Es wird schnell klar, dass die volumetrischen Wirkungsgrade bei $\alpha_1^d > 0$ aufgrund der

eingebrauchten Kompressibilität des Gemisches auf einen Wert $\eta_{vol} < 1 - \alpha_1^d$ abfallen. Dies ist analog zu den Erkenntnissen der Autoren in [45]. Das Gemisch wird stark komprimiert und es wird volumetrisch weniger gefördert. Dies spiegelt sich auch in den Förderkennlinien wider. Interessanterweise fallen die volumetrischen Wirkungsgrade mit Luft schon früher leicht ab, als es mit reinem Öl der Fall ist. Hier steigt η_{vol} bis etwa 3000/min noch leicht an. Bei $\alpha_1^d = 40\%$ fällt η_{vol} schon ab etwa 1000/min leicht ab. Dies ist mit der sinkenden Gemischdichte bei steigendem α_1^d zu erklären. Die Trägheitskräfte die bei reinem Öl den Leckagestrom mit steigender Drehzahl zunehmend verringern, fallen dadurch geringer aus und es kommt früher zu einem Abfall von η_{vol} .

Nun soll das charakteristische Kammerinnendruckprofil unter Erhöhung der Luftvolumenfraktion α_1^d betrachtet werden.

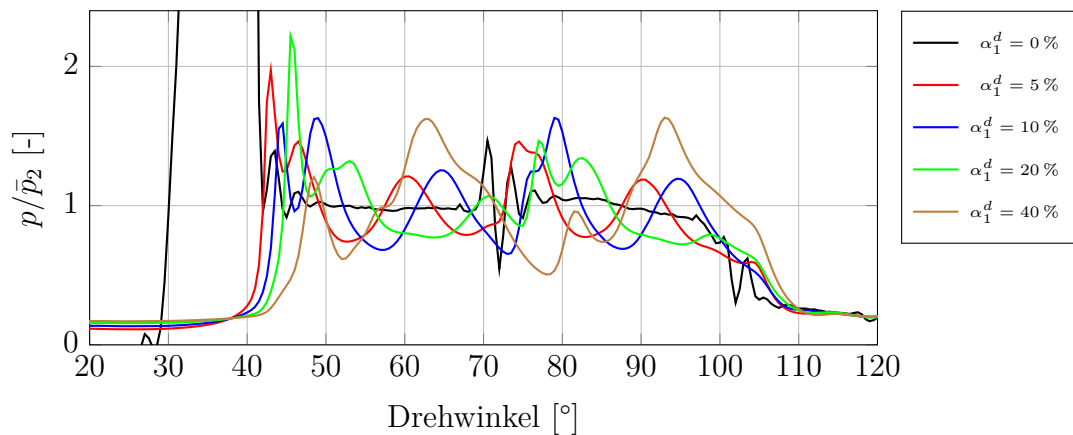


Abbildung 4.37: Einfluss von α_1^d auf das Kammerinnendruckprofil bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Der hohe Druckstoß durch die Vorkompression und Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich bei $\alpha_1^d = 0\%$ ist in Abb. 4.37 zur besseren Darstellung abgeschnitten. Bei Betrachtung der Druckverläufe fallen folgende charakteristische Änderungen auf:

- Mit steigendem α_1^d wird der durch Vorkompression bedingte Druckstoß zunehmend in seiner Amplitude gedämpft. Dies liegt an der steigenden Kompressibilität des Gemisches.
- Der Druckanstieg bei der Vorkompression wird mit steigendem α_1^d verzögert und beginnt erst später beziehungsweise bei größeren Drehwinkeln. Dadurch wird das Hochdruckplateau „ingeschnürt“.
- Die Druckpulsationsamplituden auf dem Hochdruckplateau, während die Verdrängerkammer mit dem Druckbereich verbunden ist, steigen mit steigendem α_1^d stark an.

Dies ist durch die zunehmende Kompressibilität des Gemischs bedingt, die auch zu erhöhten Volumenstromschwankungen führt.

Auch in dem zeitlich aufgelösten Drucksignal am Auslass 1 ist die Erhöhung der Pulsationsamplituden bei steigendem α_1^d bei 1000/min in Abb. 4.38 zu beobachten. Bei einer höheren Drehzahl von 4000/min kommt es jedoch, wie in Abb. 4.39 zu erkennen, zu einer Reduktion der Amplitude der Druckpulsation im Vergleich zur Kurve mit $\alpha_1^d = 0$. Bei niedrigen Drehzahlen führt daraus folgend die erhöhte Kompressibilität zu höheren Druckpulsationen, da die wirkenden Trägheitskräfte verhältnismäßig gering sind. Bei höheren Drehzahlen dämpft $\alpha_1^d > 0$ in diesem 2D-Fall die Druckpulsationen am Auslass deutlich. Die Höhe der Druckpulsationen ist jedoch aufgrund des 2D-Falls im Vergleich zu realen Pumpengeometrien überhöht. Weiterhin ist in beiden Diagrammen gut zu erkennen, dass der Druckstoß, der durch das Verbinden einer Förderkammer mit dem Druckbereich ausgelöst wird, bei steigendem Luftgehalt erst später beziehungsweise bei höheren Drehwinkeln am Auslass 1 ankommt. Dies ist dadurch bedingt, dass die Schallgeschwindigkeit c in einem Öl-Luft Gemisch deutlich niedriger ist als in reinem Öl [93]. [94]

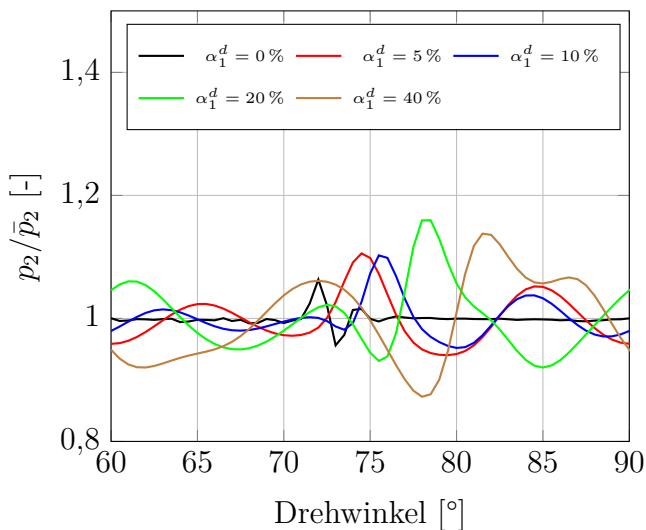


Abbildung 4.38: Druckpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 1000/\text{min}$

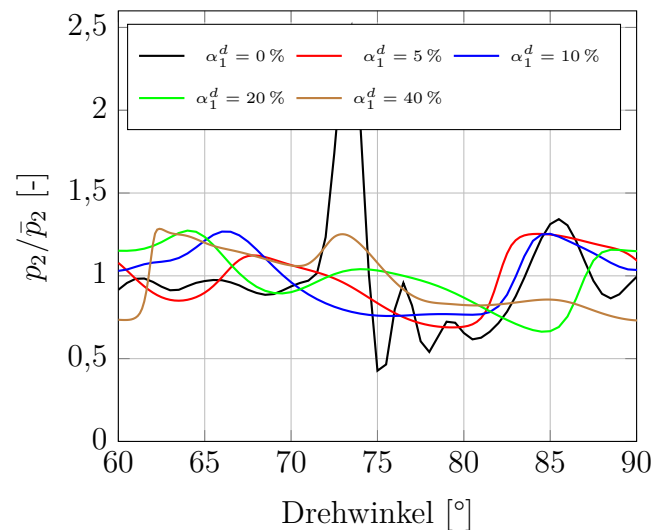


Abbildung 4.39: Druckpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 4000/\text{min}$

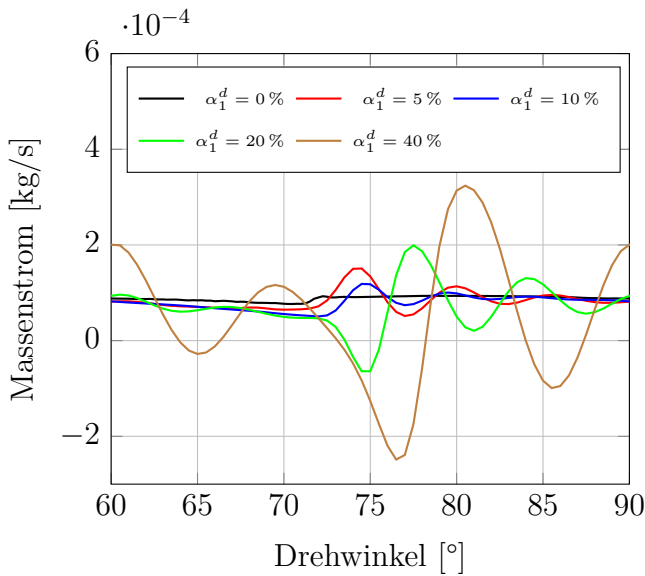


Abbildung 4.40: Massenströmpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 500$ /min

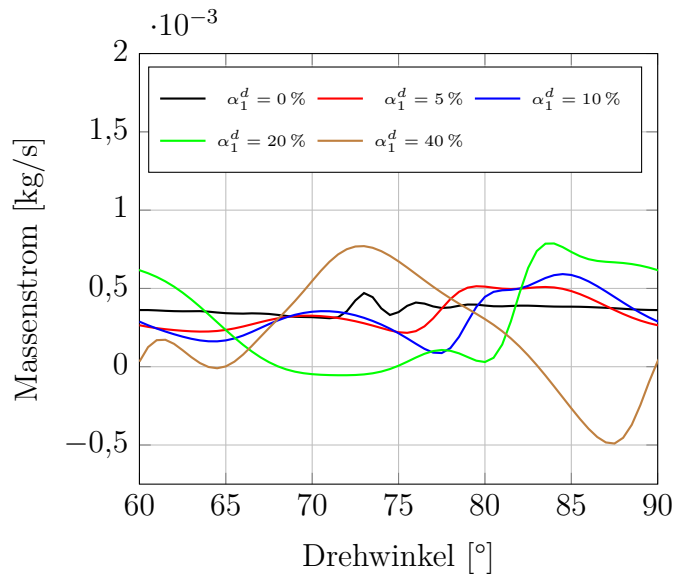


Abbildung 4.41: Massenströmpulsation am Auslass 1 bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000$ /min

Während in reiner Luft unter Normalbedingungen für die Schallgeschwindigkeit $c = 340$ m/s gilt, beträgt sie im reinen Automatikgetriebeöl etwa 1400 m/s. Im Gemisch sinkt die Schallgeschwindigkeit mit steigendem α^d jedoch stetig ab [93]. Bei $\alpha^d = 5\%$ liegt sie bei ≈ 150 m/s, während sie bei $\alpha^d = 40\%$ nur noch bei ≈ 30 m/s liegt. Die Druckwelle braucht folglich länger für den Weg zum Auslass und verschiebt sich mit steigendem α_1^d zu höheren Drehwinkeln. Bei Betrachtung der Massenströmpulsation am Auslass 1 in Abb. 4.40 und Abb. 4.41 ist ebenfalls die starke Tendenz zu beobachten, dass bei beiden betrachteten Drehzahlen die Massenströmpulsation mit steigendem α_1^d ansteigt. Bei $\alpha_1^d = 20\%$ und 40% ist sogar eine intermittierende Rückströmung zu beobachten.

In den Simulationen wird auch das Drehmoment M resultierend aus den Druckkräften, die auf die mit dem Rotor verbundenen Flächen wirken, ausgewertet. In Abb. 4.44 und Abb. 4.45 ist die daraus abgeleitete instantane Wellenleistung $P = 2\pi \cdot M \cdot n$ für verschiedener α_1^d der freien Luft über dem Drehwinkel des Rotors aufgetragen.

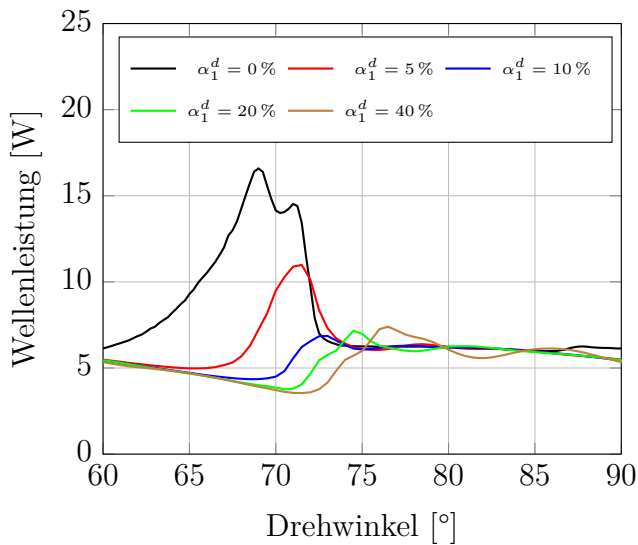


Abbildung 4.42: Wellenleistung bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 500/\text{min}$

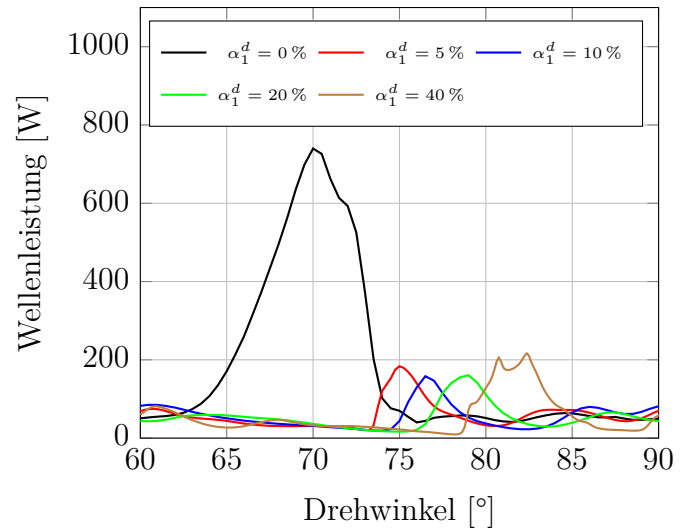


Abbildung 4.43: Wellenleistung bei verschiedenen α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 4000/\text{min}$

In der Kurve für $\alpha_1^d = 0$ ist bei beiden betrachteten Drehzahlen eine hohe Leistungsspitze im Bereich von $\varphi = 70^\circ$ zu sehen. Für die Vorkompression des nahezu inkompressiblen reinen Öls wird ein hohes Drehmoment benötigt. Bei $\alpha_1^d > 0$ sinkt der notwendige Leistungsbedarf für die Vorkompression stark ab. Weiterhin verschiebt er sich, zu höheren Drehwinkeln. Dies ist analog zum verzögerten Druckanstieg der Vorkompression, der in Abb. 4.37 beobachtet werden kann. Auch die über eine Umdrehung gemittelte Wellenleistung \bar{P} nimmt mit zunehmendem Luftanteil stetig ab.

Nun sollen noch einmal die Leckagecharakteristiken nach der Definition in Abb. 4.32, diesmal jedoch mit $\alpha_1^d > 0$, unter Drehzahlerhöhung bei einem konstanten Systemdruck von $\bar{p}_2 = 5$ bar betrachtet werden.

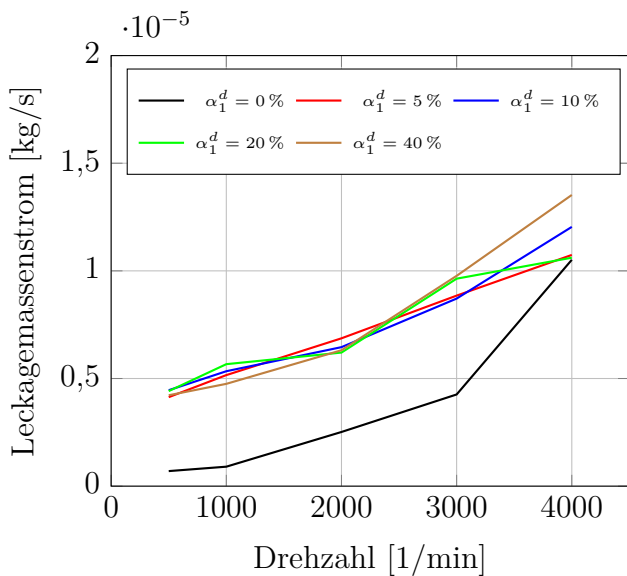


Abbildung 4.44: Leckagemassenstrom im Radialspalt 1 bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar

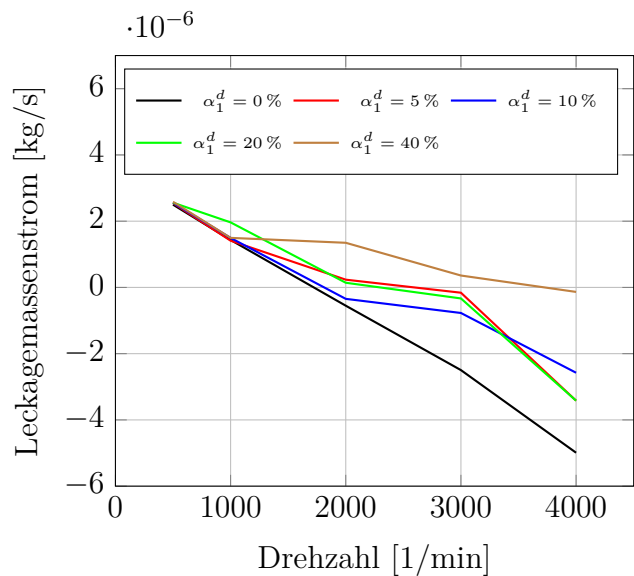


Abbildung 4.45: Leckagemassenstrom im Radialspalt 2 bei verschiedenen α_1^d und $\bar{p}_2 = 5$ bar

In Abb. 4.44 ist klar zu sehen, dass es bei $\alpha_1^d > 0$ am Radialspalt 1 zu höheren Leckagemassenströmen kommt als bei reinem Öl. Dies liegt an der erhöhten Kompressibilität des Öl-Luft-Gemisches. Wie schon im Kammerinnendruckprofil in Abb. 4.37 dargestellt, verzögert sich der Druckanstieg im Fluid während der Vorkompression deutlich. Dadurch liegt bei $\varphi = 30^\circ$ mit freier Luft am Radialspalt 1 auch eine deutlich höhere treibende Druckdifferenz zwischen der abgeschlossenen Verdrängerkammer und dem Auslass 1 an (siehe Abb. 4.32) und es kommt zu einem deutlich höheren Leckagemassenstrom durch den Spalt. Zusätzlich sinkt die Gemischdichte, wodurch der Anteil der Schlepplströmung geringer wird. Am Radialspalt 2, wo der treibende Druckgradient in Drehrichtung des Rotors zeigt, sind mit $\alpha_1^d > 0$ in Abb. 4.45 ebenfalls höhere Leckagemassenströme als ohne Luft zu beobachten. Beim geringeren Gegendruck von $\bar{p}_2 = 5$ bar erreichen die Leckagemassenströme schon bei 2000/min negative Werte. Dies bedeutet, dass der Leckagestrom in diesem Betriebspunkt nicht mehr vom Druck- zurück in den Saugbereich führt, sondern andersherum. Dann kann auch nicht mehr von einer Leckage gesprochen werden, da der Förderstrom durch diesen Massenstrom im Radialspalt 2 nicht verringert wird. In Abb. 4.45 ist jedoch auch zu sehen, dass der Leckagemassenstrom mit $\alpha^d > 0$ langsamer abnimmt als mit reinem Öl. Bei $\alpha_1^d = 40\%$ wird der Vorzeichenwechsel erst bei 4000/min erreicht, während dieser bei reinem Öl schon bei etwa 1750/min geschieht. An Radialspalt 2 sind die Differenzdrücke mit und ohne Luft über den Spalt jedoch nahezu gleich. Durch die geringere Gemischdichte bei $\alpha_1^d > 0$ fallen die Trägheitskräfte, die den Anteil der Schlepplströmung

am Leckagestrom mit steigender Drehzahl reduzieren, wie schon angesprochen, kleiner aus. Daher sinkt dieser auch langsamer als mit reinem Öl. [94]

Nun soll die **Verteilung der Luftvolumenfraktion** in der Förderkammer der 2D-FZP betrachtet werden.

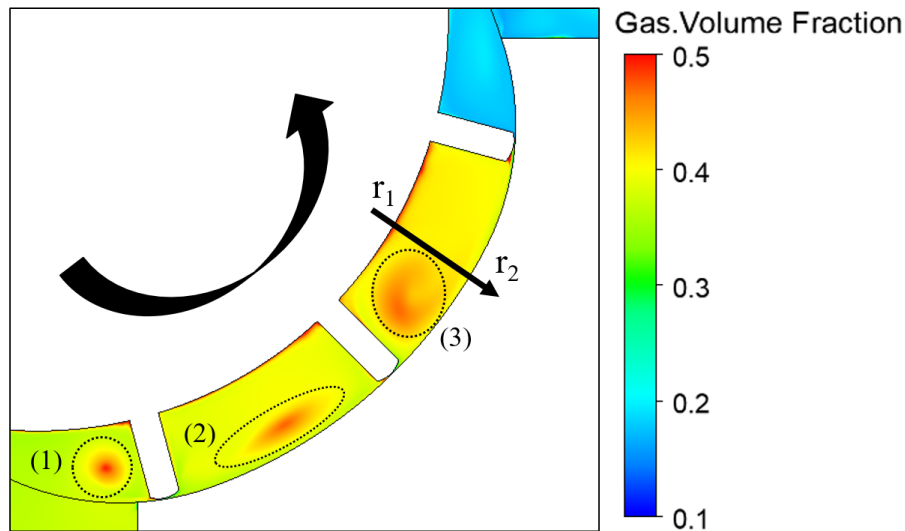


Abbildung 4.46: Luftverteilung in den Förderkammern bei $\alpha_1^d = 40\%$, $p = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

In Abb. 4.46 ist gut zu erkennen, dass nahe an der Rotorwand bei kleinen Radien die höchsten Luftvolumenfraktionen vorliegen. Dies liegt am vorliegenden positiven Druckgradienten in radialer Richtung (Querdruckgleichung). Der statische Druck steigt in der Förderkammer nach außen hin an. Weiterhin sind in den Kammern noch weitere Gebiete mit höheren Luftvolumenfraktionen zu sehen, die mit (1), (2) und (3) bezeichnet sind. Hierbei handelt es sich um Ablösegebiete die bei „Abschneiden“ des Fluids in der Förderkammer vom Saugbereich entstehen. Hierbei entstehen Wirbel, in denen ein niedrigerer statischer Druck und daher auch eine höhere Luftvolumenfraktion herrscht. Im 3D-Fall kann erwartet werden, dass diese Ablösewirbel noch deutlich komplexere Strukturen annehmen. In Abb. 4.47 ist die Luftvolumenfraktion über den in Abb. 4.46 dargestellten Pfad für verschiedene Drehzahlen bei $\alpha_1^d = 10\%$ und $\bar{p}_2 = 5$ bar aufgetragen. Der dimensionslose Radius \tilde{r} ist dabei so definiert, dass an der Rotorwand $\tilde{r}(r_1) = 0$ und am Kurvenring $\tilde{r}(r_2) = 1$ gilt. Hier zeigt sich, dass mit steigender Drehzahl auch der maximale Wert der Luftvolumenfraktion nahe der Rotorwand immer weiter ansteigt. Bei $\alpha_1^d = 10\%$ steigt der Maximalwert von α^d auf bis zu 65% an.

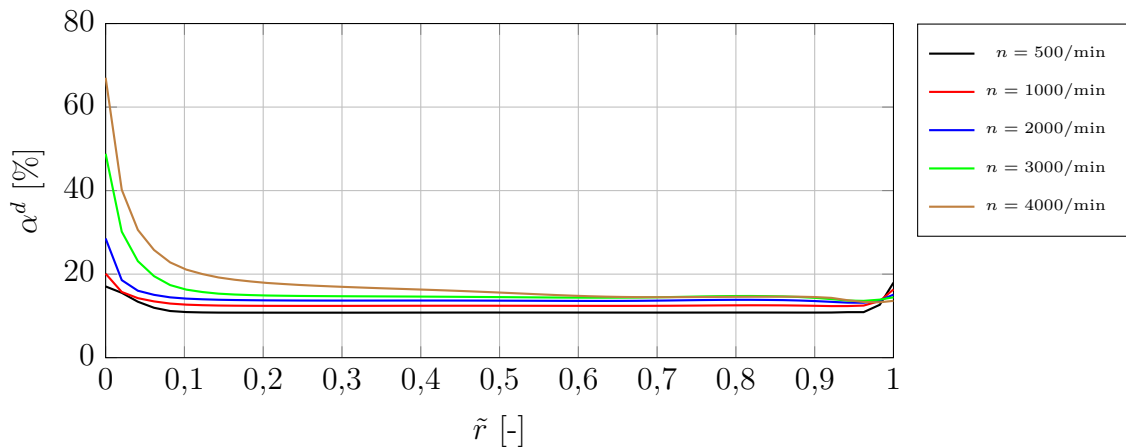


Abbildung 4.47: Verlauf der Luftvolumenfraktion in der Förderkammer bei $\alpha_1^d = 10\%$ und $\bar{p}_2 = 5$ bar für verschiedene Drehzahlen

Einfluss Kompressionsverhältnis

Bei der Förderung des kompressiblen Öl-Luft-Gemisch ist zu erwarten, dass das Kompressionsverhältnis der Pumpe einen entscheidenden Einfluss auf die Fördercharakteristik hat. Um dies zu untersuchen, werden neben der ursprünglichen Rotorgeometrie zwei weitere Varianten untersucht, die durch Aussparungen in Form von „Taschen“ im Rotor das vorhandene Totvolumen und dadurch auch das Kompressionsverhältnis ε ändern. Die radiale Ausdehnung der Tasche wird von 0,5 mm bis 2 mm variiert. Die dabei entstehenden Geometrien und daraus resultierenden Kompressionsverhältnisse ε sind in Abb. 4.48 dargestellt.

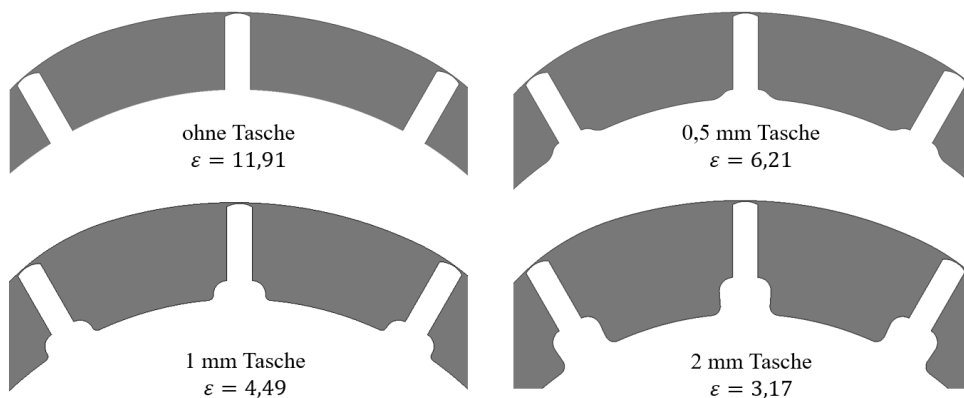


Abbildung 4.48: Untersuchte Rotorvarianten zur Variation von ε

Zuerst soll der Verlauf des volumetrischen Wirkungsgrads der vier untersuchten Varianten unter Variation von α_1^d in Abb. 4.49 betrachtet werden. Es zeigt sich, dass der volumetrische Wirkungsgrad mit abnehmendem Kompressionsverhältnis geringer wird. Dies lässt sich wiederum anhand der Leckageströmung durch die Radialspalte erklären. Durch das kleiner

werdende Kompressionsverhältnis ε wird das Gemisch in der Förderkammer weniger stark vorkomprimiert. Die treibende Druckdifferenz über den Radialspalt ist über eine längere zeitliche Dauer höher. Dadurch kommt es zu größeren Leckageverlusten und geringeren volumetrischen Wirkungsgraden.

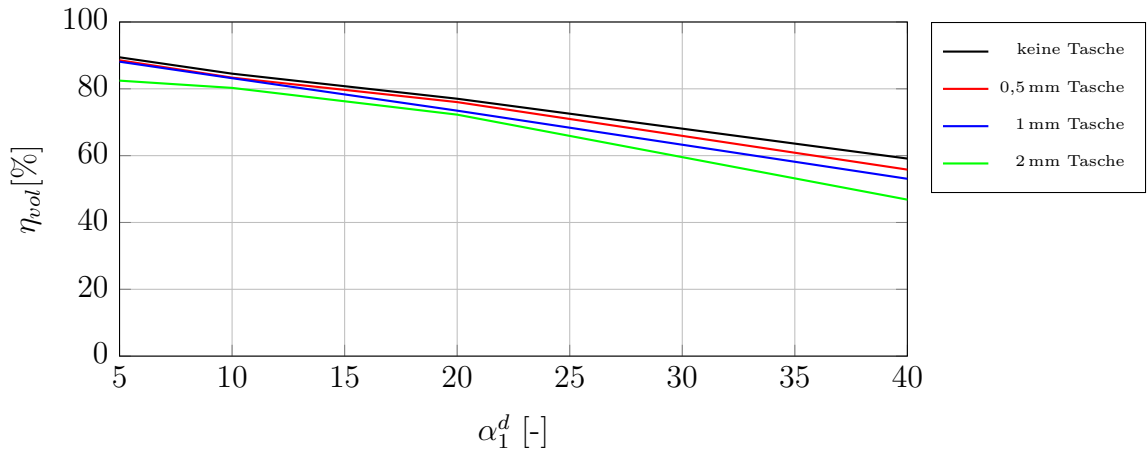


Abbildung 4.49: Verlauf des vol. Wirkungsgrades über α_1^d mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Nun sollen noch die Druck- sowie die Massenstrompulsationen am Auslass 1 bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 20\%$ in Abb. 4.50 und Abb. 4.51 betrachtet werden.

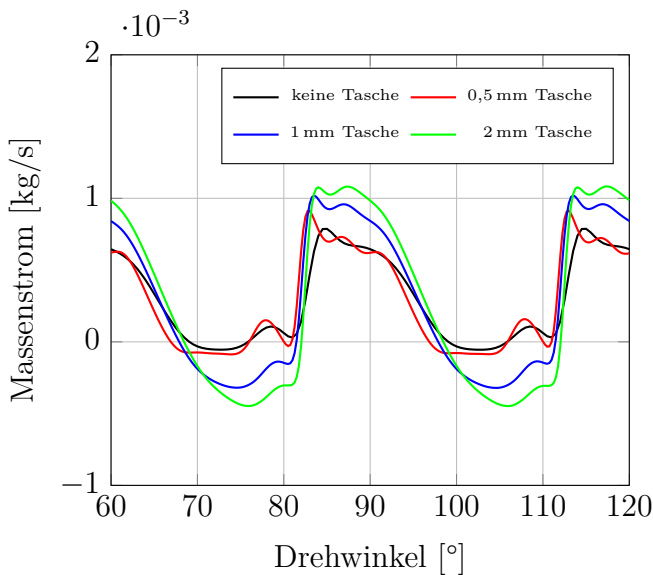


Abbildung 4.50: Massenstrompulsation am Auslass 1 mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\alpha_1^d = 20\%$, $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

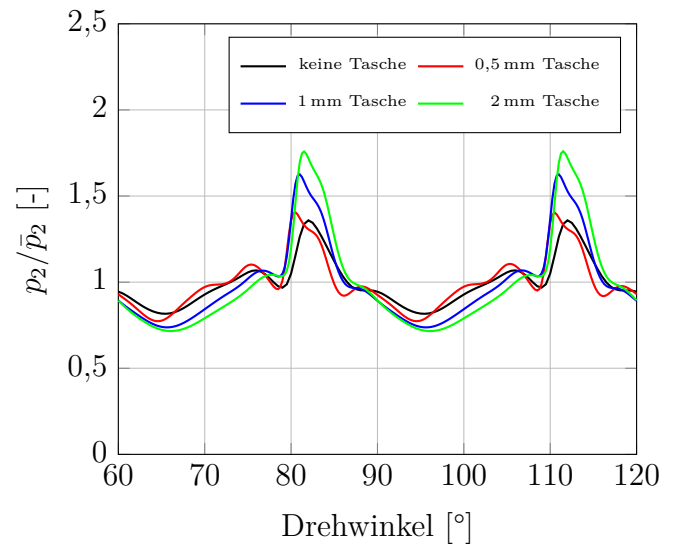


Abbildung 4.51: Druckpulsation am Auslass 1 mit den verschiedenen Rotorvarianten bei $\alpha_1^d = 20\%$, $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Sowohl bei den Massenstrom-, als auch bei den Druckpulsationen zeigt sich bei steigendem Totvolumen und damit sinkendem Kompressionsverhältnis ε eine Erhöhung der Pulsationsamplituden. Diese Aussage gilt auch für die anderen betrachteten Luftvolumenfraktionen im Saugbereich mit $\alpha_1^d = 5\%$, 10% und 40% . Ein niedriges Kompressionsverhältnis wirkt sich bei $\alpha_1^d > 0$ folglich negativ auf die Geräusch- und Fördercharakteristik aus. Hohe Kompressionsverhältnisse sind bei Betrieb mit freier Luft hier von Vorteil.

4.1.4 3D-Modelle und Rechennetze der untersuchten Pumpen

Nach den umfangreichen Voruntersuchungen am vereinfachten 2D-Modell der Flügelzellenpumpe sollen nun die CFD-Modelle und Netze der drei realen dreidimensionalen Pumpengeometrien aus der Vorauswahl vorgestellt werden.

Flügelzellenpumpe

Das Rechengitter der Flügelzellenpumpe besteht aus insgesamt $7,8 \cdot 10^6$ Zellen. Die Verdrängerkammern sind mit einem strukturierten Hexaedernetz vernetzt. Dieses ist hier in die z -Richtung extrudiert. Dabei sind im Netz mit O-Topologie in radialer Richtung 24 Zellen vorhanden. In axialer Richtung beträgt die Auflösung 90 Zellschichten und in Umfangsrichtung werden ≈ 1600 Zellen genutzt. Die Knotenpunkte des Gitters können auf der Kontur des Kurvenrings gleiten. Auf den Konturen des Rotors und der zwölf Flügel sind sie fest. Die Annahmen für die Spalthöhen sind für beide genutzten CFD-Konfigurationen (Setups) in Tabelle 4.3 aufgeführt. Die beiden Axialspalte, die sich beidseitig an das Rotornetz anschließen, werden jeweils mit einem strukturierten Gitter mit 15 Zellschichten in axialer Richtung aufgelöst.

	Setup 1 (Kavitation)	Setup 2 (Öl-Luft)
	Spalthöhe h [μm]	Spalthöhe h [μm]
Radialspalte	2	30
Axialspalte	8	30

Tabelle 4.3: Spaltannahmen im Rechennetz der FZP

In Abb. 4.52 sind Netzdetails des Rotornetzes, des Axialspaltes, der Hinterflügelniere sowie der Kerbe an der Blindniere zu sehen. Zwischen den verschiedenen Rechengebieten sind GGI definiert. Hier ist wie auch im 2D-Fall wichtig, dass die Netze auf beiden Seiten ähnliche Zellgrößen und Seitenverhältnisse aufweisen. Dies ist vor allem bei den engen Axialspalten schwer zu realisieren und führt zu einer hohen Zahl an Rechenzellen. Wandbereiche sind

im gesamten Netz mit Prismenschichten so verfeinert, dass in der ersten Rechenzelle immer $y^+ < 30$ eingehalten wird. Vor allem Kerben und Nieren müssen räumlich sehr fein aufgelöst werden, da hier die größten Druckgradienten und Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. In Abb. 4.53 ist das gesamte Rechengebiet mit Saug- und Druckanschluss sowie den Randbedingungen dargestellt. Am Auslass schließt sich noch die in Unterabschnitt 4.1.2 erläuterte zylindrische Verlängerung mit Drosselstelle zum Einstellen des Gegendrucks an. Die z-Achse des Koordinatensystems liegt genau in der Drehachse des Rotors.

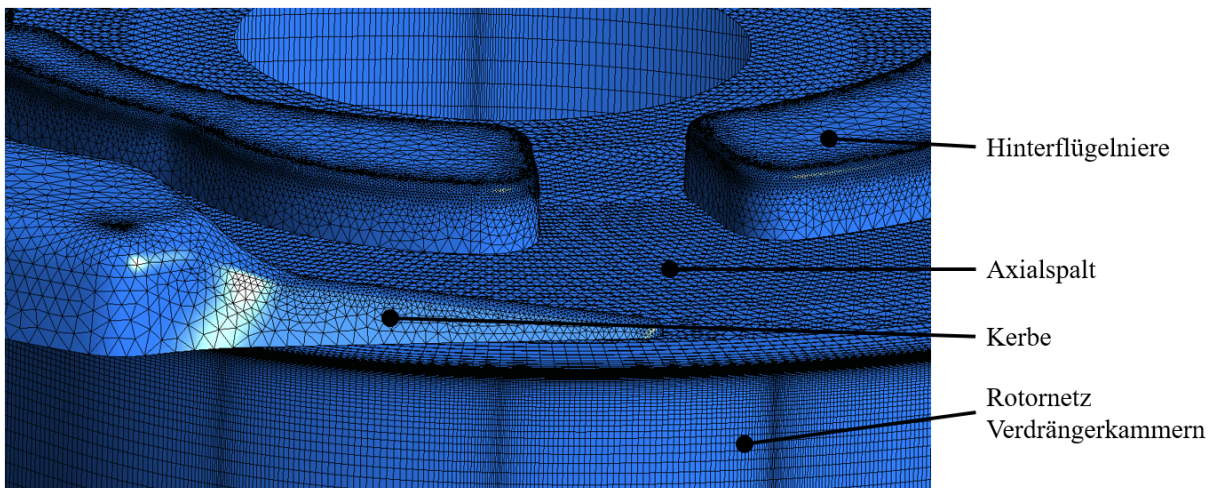


Abbildung 4.52: Details der Vernetzung der FZP

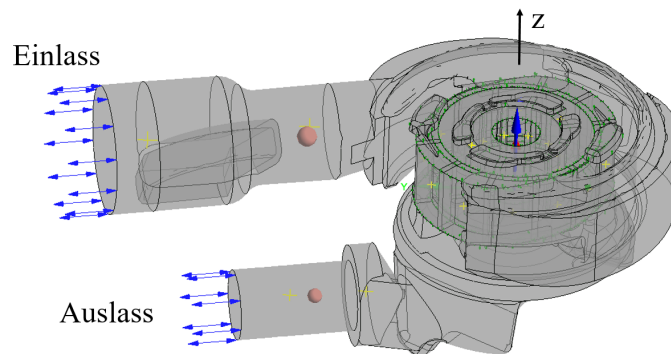


Abbildung 4.53: Rechengebiet der FZP mit Randbedingungen

Einfluss Annahme Spalthöhe Radialspalt

Wie schon erwähnt, basieren die in den Netzen eingestellten Spalthöhen h auf Annahmen. Die sich im Betrieb einstellenden realen Spalthöhen sind unbekannt und können auch experimentell kaum bestimmt werden. Im Folgenden soll daher untersucht werden, wie sensitiv die betrachteten gemittelten und zeitlich aufgelösten Strömungsgrößen bezüglich

der Annahme für die Spalthöhe sind. Dafür wird die Höhe der Radialspalte h_r in der Flügelzellenpumpe von $2\ \mu\text{m}$ bis $32\ \mu\text{m}$ variiert. Die axiale Spalthöhe wird konstant bei je $8\ \mu\text{m}$ gehalten und auch die Netztopologie und Auflösung bleibt konstant. Die Annahme für die Spalthöhe der Axialspalte resultiert aus den Fertigungstoleranzen der verschiedenen Pumpenteile. Daher kann diese Annahme als sicherer angesehen werden als die Annahme für die Spalthöhe des Radialspalts. Diese stellt sich in der Realität anhand der am Flügel angreifenden Kräftebilanz ein [95] und ist daher vom Gegendruck als auch von der Drehzahl abhängig. Weiterhin ändern sich die Druckverhältnisse im Radialspalt wie auch im Hinterflügelbereich während einer Rotation zyklisch. Insgesamt muss daher auch von einem variablen, dynamischen Verhalten der Radialspalthöhe ausgegangen werden. Dies kann mit einer einfachen CFD-Simulation nicht abgebildet werden, da der Radialspalt immer konstant auf einem Wert gehalten wird. Die folgende Untersuchung wird an einem typischen Betriebspunkt mit $n = 4000/\text{min}$, $\bar{p}_2 = 22,5\ \text{bar}$ mit Setup 1 durchgeführt.

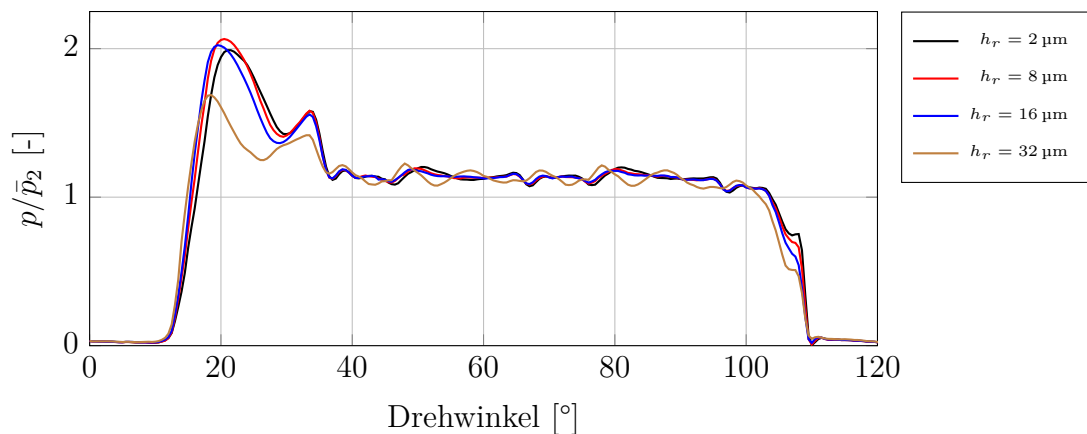


Abbildung 4.54: Einfluss von h_r auf das Kammerinnendruckprofil bei $\bar{p}_2 = 22,5\ \text{bar}$ und $n = 4000/\text{min}$

In Abb. 4.54 ist gut zu erkennen, dass die Höhe des Radialspalts auf das Kammerinnendruckprofil einen gewissen Einfluss hat. Bei $h_r = 32\ \mu\text{m}$ wird der erste Druckstoß bei Verbindung der Förderkammer mit dem Druckbereich durch die größeren Strömungsquerschnitte im Radialspalt und damit einhergehenden Leckagen stark abgemindert. Zwischen $h_r = 2\ \mu\text{m}$, $8\ \mu\text{m}$, $16\ \mu\text{m}$ sind die Verläufe sehr ähnlich. Kleine Abweichungen sind im ersten Druckstoß bei $\approx \varphi = 20^\circ$ zu beobachten. Analog zum Kammerinnendruckprofil sind im Druckverlauf am Auslass erst bei $h_r = 32\ \mu\text{m}$ größere Abweichungen zu sehen. In Abb. 4.55 ist der Einfluss der Spalthöhe h_r auf den volumetrischen Wirkungsgrad dargestellt. Dieser nimmt wie erwartet kubisch mit h_r ab, da die Leckageströme in den Spalten entsprechend zunehmen. Die relative Abweichung zwischen dem Wert von η_{vol} bei $h_r = 2\ \mu\text{m}$ und $h_r = 32\ \mu\text{m}$

beträgt etwa 2%. Bei der zeitlich über eine Umdrehung gemittelten Wellenleistung \bar{P} , die in Abb. 4.56 dargestellt ist, beträgt die relative Abweichung zwischen $h_r = 2\ \mu\text{m}$ und $h_r = 32\ \mu\text{m}$ schon 4,1%. Mit steigendem h_r nimmt die benötigte Wellenleistung etwas ab, da durch die größeren Spalte Druckausgleichseffekte stärker ausgeprägt sind und die Pumpe und die Förderkammern pro Umdrehung für eine kürzere Zeitdauer die hohen Druckniveaus sehen und gegen diese arbeiten müssen.

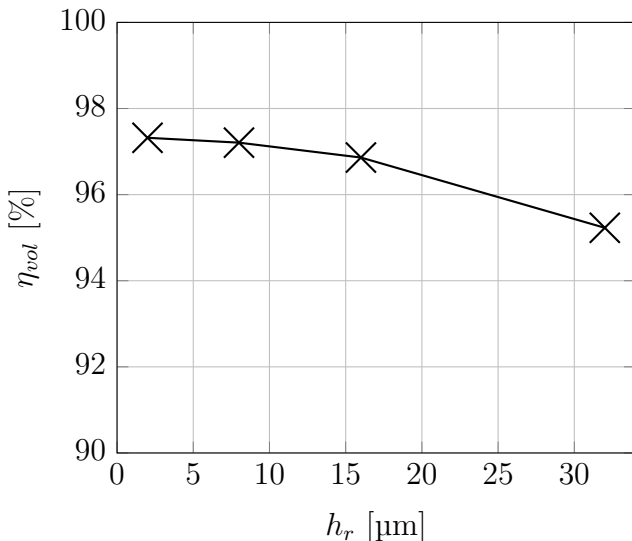


Abbildung 4.55: Vol. Wirkungsgrad mit verschiedenen h_r bei $\bar{p}_2 = 22,5\ \text{bar}$ und $n = 4000/\text{min}$

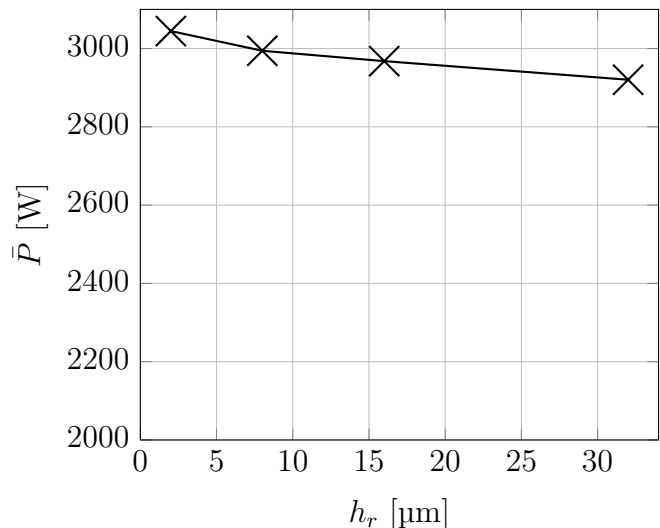


Abbildung 4.56: Mittlere Wellenleistung mit verschiedenen h_r bei $\bar{p}_2 = 22,5\ \text{bar}$ und $n = 4000/\text{min}$

Insgesamt zeigt sich, dass eine gewisse Sensitivität der betrachteten Größen von der radialen Spaltannahme im betrachteten Intervall zwar vorhanden ist, aber sich im Bereich $h_r < 30\ \mu\text{m}$ auf einem geringen Niveau bewegt. In diesem Fall wurden exemplarisch, aufgrund der höchsten Unsicherheit der Annahmen, nur die Radialspalte betrachtet. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sobald Axialspalte beziehungsweise zusätzliche Spalte, wie sie in der TMC-Pumpe vorkommen, dazukommen, die Abhängigkeit der berechneten Größen von den Spaltannahmen stärker wird.

Innenzahnradpumpe

Das Rechenetz der vollkompensierten Innenzahnradpumpe hat insgesamt $8,2 \cdot 10^6$ Rechenzellen. Das strukturierte Rechenetz, das die Arbeitsräume zwischen Zahnring und Ritzel auflöst, besteht aus zwei Teilen. Sowohl auf dem Ritzel als auch auf dem Zahnring sind die Netzknötchenpunkte fest und drehen sich mit den entsprechenden Winkelgeschwindigkeiten mit. Daher ist die Aufteilung des Netzes in zwei Teilnetze nötig, die durch ein Interface

miteinander verbunden sind. Die Knoten beider Netzteile können auf dem Interface gleiten. Dies ist in Abb. 4.57 dargestellt. Beide Netzteile besitzen eine O-förmige Topologie und jeweils 20 Zellschichten in radialer Richtung. Durch die Arbeitskammern und die Verzahnungsspalte laufen überall 40 Zellschichten in radialer Richtung. In axialer Richtung sind 50 Zellschichten vorhanden und in Umfangsrichtung ≈ 2000 Zellknotenpunkte sowohl am Ritzel als auch am Zahnring.

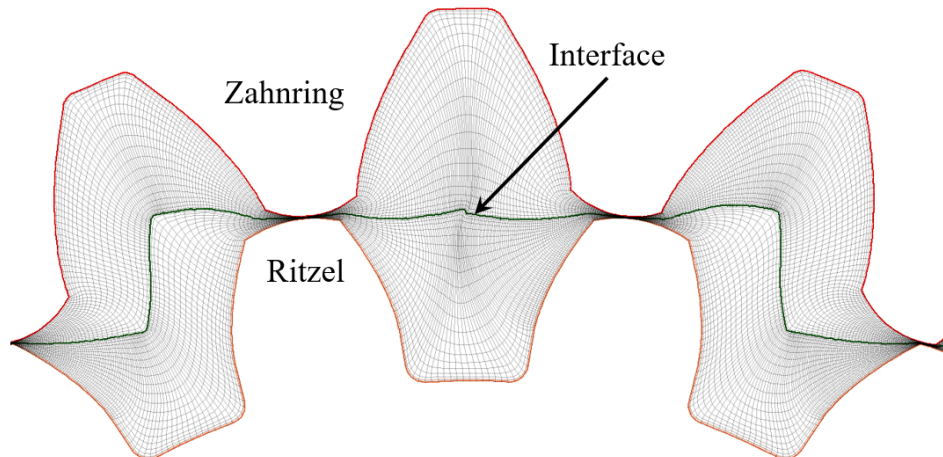


Abbildung 4.57: Rotornetz der IZP

In Tabelle 4.4 sind die genutzten Spaltannahmen für die beiden Rechenkonfigurationen zusammengefasst. Durch den in Unterabschnitt 3.3.2 beschriebenen Kompensationsmechanismus sind die tatsächlichen Spalthöhen bei der Innenzahnradpumpe jedoch vom genauen Betriebspunkt abhängig. Hier besteht also eine gewisse Unsicherheit. Die Axialspalte werden, wie in Abb. 4.58 dargestellt, mit einem strukturierten Netz mit 18 Zellschichten in axialer Richtung aufgelöst. Außerdem ist die fein vernetzte Kerbe am Druckauslass sichtbar, die zum unstrukturierten Statornetz gehört.

	Setup 1 (Kavitation)	Setup 2 (Öl-Luft)
	Spalthöhe h [μm]	Spalthöhe h [μm]
Radialspalte	2	30
Axialspalte	5	30

Tabelle 4.4: Spaltannahmen im Rechenetz der IZP

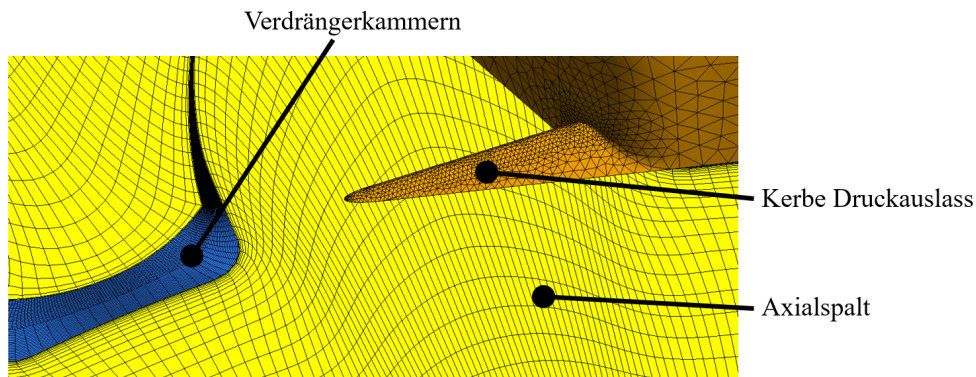


Abbildung 4.58: Vernetzungsdetails der IZP

In Abb. 4.59 ist zur Übersicht das gesamte Rechengebiet der Innenzahnradpumpe mit den beiden Randbedingungen dargestellt. Hieran schließt sich am Auslass wiederum die zylindrische Verlängerung mit Drossel an. Die z-Achse des Koordinatensystems liegt dabei in der Drehachse des Ritzels.

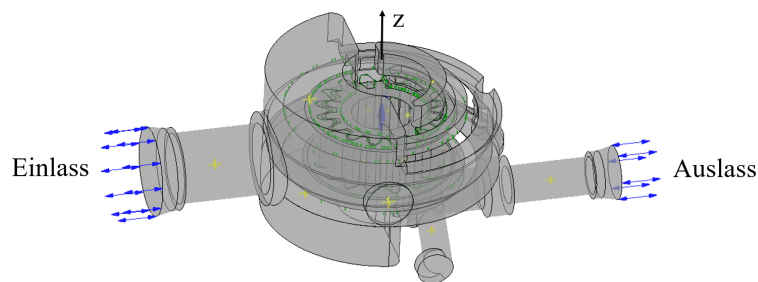


Abbildung 4.59: Rechengebiet der IZP mit Randbedingungen

TMC-Pumpe

Das Rechengitter für die Tumbling Multi Chamber Pumpe hat eine Gesamtanzahl von $9,6 \cdot 10^6$ Zellen. Eine Besonderheit der Pumpe ist, dass das Netz der Verdrängerkammern sich nur mit $1/7$ der Winkelgeschwindigkeit des Netzes des Fluidraums in der Hohlwelle dreht. Daher kommen verschiedene Netzbewegungen zusammen, die beachtet werden müssen. Die vielen Leckagepfade, die in Tabelle 4.6 noch einmal zusammengefasst sind, führen zusätzlich zu einer hohen Zellanzahl des Gesamtmodells. Ähnlich wie bei den beiden anderen Pumpen, sind auch bei der TMC-Pumpe vor allem die sich einstellenden Zahnkopfspalte, der Innenkugel- und Außenkugelspalt sowie der Welle-Rotor-Spalt stark vom aktuellen Betriebspunkt und den dabei aufgeprägten Druckkräften auf die Pumpenteile abhängig. Die verschiedenen Spalthöhen können sich dabei auch dynamisch verhalten. Einzig der Lagerspalt kann mit recht hoher Sicherheit aufgrund der Fertigungstoleranzen von Lagerbuchse und

Hohlwelle vorhergesagt werden. Dieses dynamische Verhalten wird in den CFD-Simulationen jedoch vernachlässigt und es wird von konstanten Spalthöhen ausgegangen.

	Setup 1 (Kavitation) Spalthöhe h [μm]	Setup 2 (Öl-Luft) Spalthöhe h [μm]
Zahnkopfspalte	10	30
Innenkugelspalt	10	30
Außenkugelspalt	20	30
Welle-Rotor-Spalt	10	30
Lagerspalt	20	30

Tabelle 4.5: Spaltannahmen im Rechenetz der TMC-Pumpe

Das Netz des Verdrängerkammern ist mit dem dazugehörigen Kugelkoordinatensystem in Abb. 4.60 dargestellt. Die zwischen den Zähnen entstehenden Spalte werden mit 23 Zellschichten in θ -Richtung aufgelöst. In radialer r -Richtung werden 60 Zellschichten verwendet und in φ -Richtung liegen über den ganzen Umfang betrachtet ≈ 1500 Netzknoten.

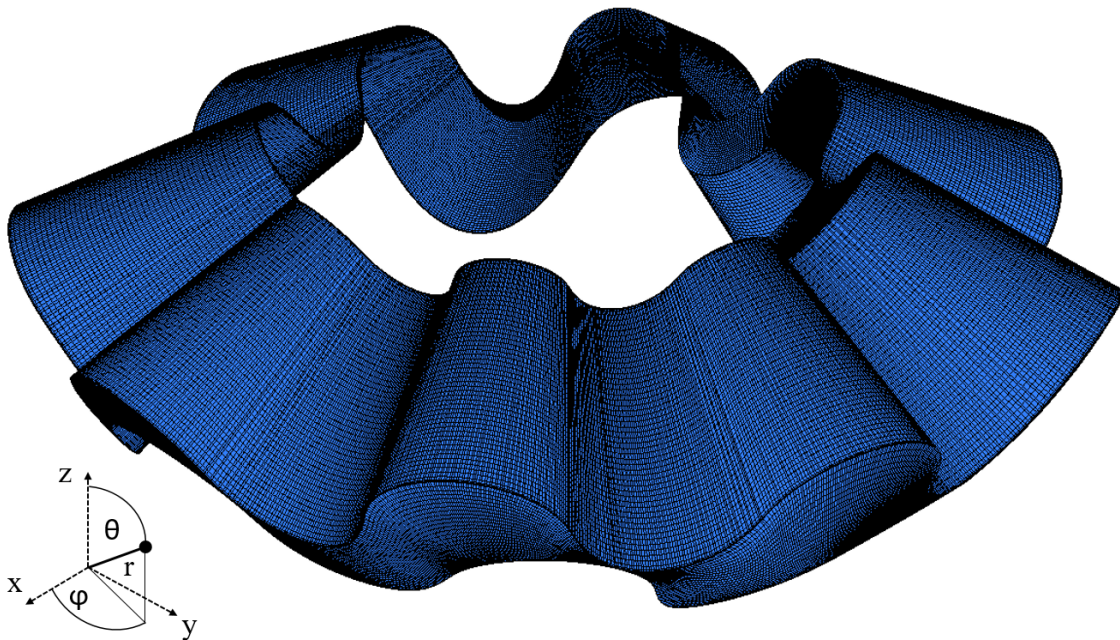


Abbildung 4.60: Netz der Verdrängerkammern der TMC-Pumpe

Die zwei Kugelspalte an der Innenkugel und der Außenkugel werden jeweils mit 15 Zellschichten in radialer Richtung aufgelöst. Die entsprechenden strukturierten Netze sind in Abb. 4.61 dargestellt.

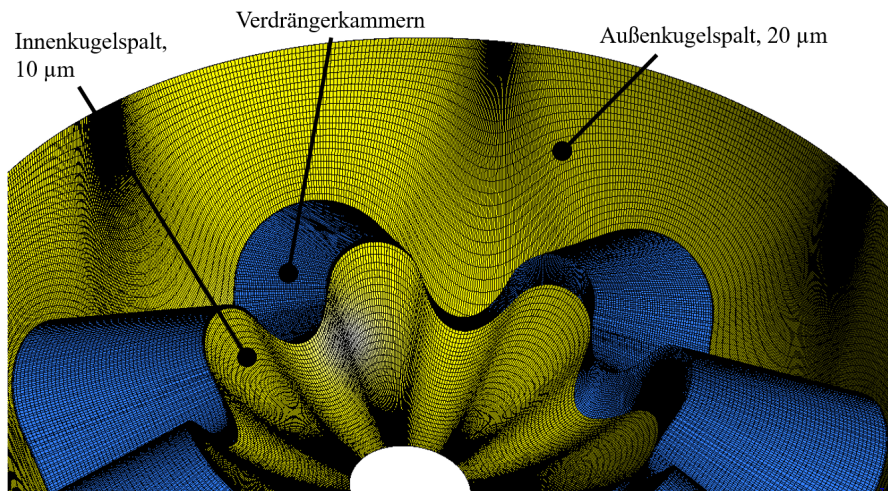


Abbildung 4.61: Vernetzungsdetails des Innen- und Außenkugelspalts der TMC-Pumpe

In Abb. 4.62 sind die Rotorkanäle mit ihrem unstrukturierten Netz sowie der Welle-Rotor-Spalt dargestellt. Dieser ist ebenfalls mit 15 Zellschichten in axialer Richtung aufgelöst. Ebenso ist der Lagerspalt, der sich zwischen der Hohlwelle und der Gleitlagerbuchse ausbildet und nicht dargestellt ist, mit 15 Zellschichten aufgelöst.

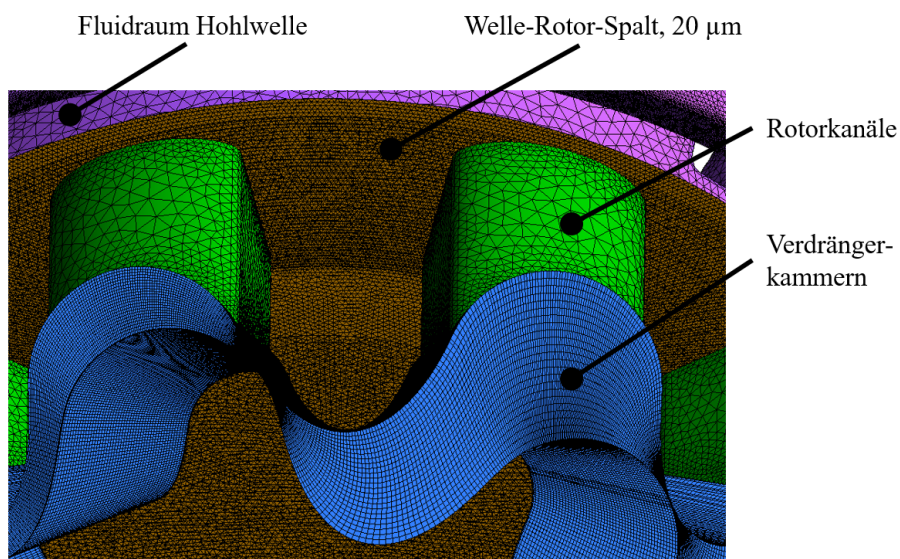


Abbildung 4.62: Vernetzungsdetails der Rotorkanäle und des Welle-Rotor-Spalts der TMC-Pumpe

In Abb. 4.63 ist das unstrukturierte Netz des Fluidraums innerhalb der Hohlwelle genauer dargestellt. Vor allem an den Interfaceflächen zum Welle-Rotor-Spalt ist eine sehr hohe räumliche Auflösung notwendig. Die Trennung von Saug- und Druckbereich ist ebenso gut erkennbar.

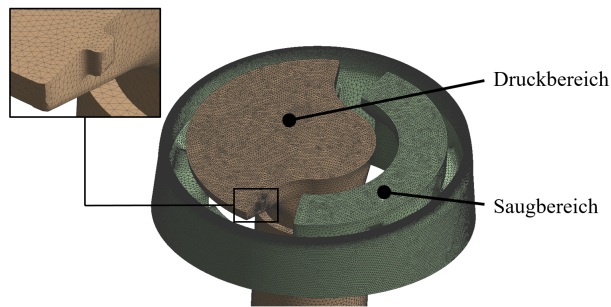


Abbildung 4.63: Vernetzungsdetails des Fluidvolumens in der Hohlwelle der TMC-Pumpe

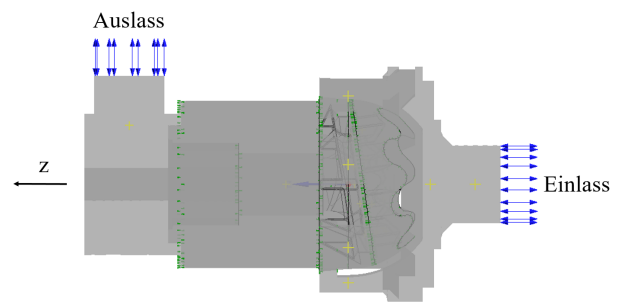


Abbildung 4.64: Rechengebiet der TMC-Pumpe mit Randbedingungen

Insgesamt ist die Vernetzung der TMC-Pumpe von allen drei Pumpenprinzipien aufgrund der verschiedenen Netzbewegungen und der vielen fein aufzulösenden Leckagepfade die aufwendigste. Da für die Spalthöhen der verschiedenen Dichtspalte auch immer Annahmen gemacht werden müssen, ist hier von einer besonders großen Unsicherheit der Vorhersage der volumetrischen Wirkungsgrade von diesen Annahmen auszugehen. Das gesamte Rechengebiet mit den beiden Randbedingungen ist in Abb. 4.64 ohne die entsprechende zylindrische, sich am Auslass anschließende Druckleitung mit Drosselstelle dargestellt. Die positive z -Achse des Koordinatensystems liegt dabei in der Drehachse der Hohlwelle.

4.2 Experimentelle Untersuchungen und Validierung

Im folgenden Kapitel sollen zum einen die verschiedenen benutzten experimentellen Messaufbauten dargestellt werden. Zum anderen sollen die mit den in Abschnitt 4.1 vorgestellten numerischen Modellen gewonnenen Daten mithilfe der Messdaten validiert werden.

4.2.1 Messplanung und Messaufbau

Insgesamt werden die drei Pumpenprinzipien mithilfe von verschiedenen Messaufbauten untersucht. Der Messaufbau für die **Funktionsmessungen** der drei Pumpen ist in Abb. 4.65 dargestellt.

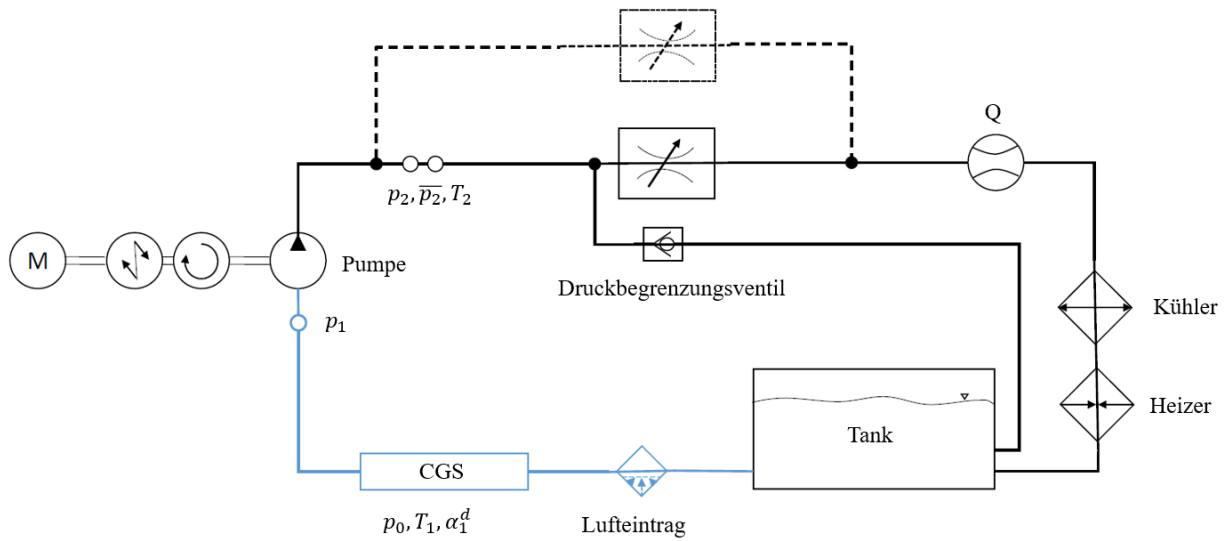


Abbildung 4.65: Schematischer hydraulischer Aufbau bei den Funktionsmessungen

In der Saug- als auch in der Druckleitung stromab beziehungsweise stromauf des Pumpenprüflings sind jeweils hochdynamische Sensoren für Messungen des statischen Drucks mit einer Abtastrate von 48 kHz implementiert, die auch in der Lage sind, die hochfrequenten Druckpulsationen aufzeichnen. Weiterhin wird in der Druckleitung nach der verstellbaren Blende, mithilfe derer \bar{p}_2 eingestellt wird, der Volumenstrom mit einem Zahnradmotor gemessen. Im Saugbereich befindet sich ein *Concentration Gas System* (CGS) Inline Aeration Meter der Firma Flucon, das α_1^d bestimmt. Hierfür wird die komplexe Fluidimpedanz des Gemisches gemessen und mit dem kalibrierten Wert für reines Öl verglichen. Dazu muss auch die Fluidtemperatur T_1 gemessen werden. Stromauf des CGS wird über ein Gitter Druckluft in den Ölstrom eingeleitet um so verschiedene α_1^d zu realisieren. An der Antriebswelle des Pumpenprüflings wird das benötigte Antriebsdrehmoment und die Drehzahl aufgezeichnet. Auch die elektrische Aufnahmeleistung des Motors wird aufgezeichnet. Kurz vor dem Eintritt in den Saugbereich der Pumpe wird der statische Unterdruck p_1 gemessen. Auf der Druckseite besteht die Möglichkeit, durch das Öffnen eines Bypassventils für bestimmte Betriebspunkte den Gegendruck bei Bedarf weiter zu reduzieren. Ebenso befindet sich hier ein Druckbegrenzungsventil, das bei einem bestimmten Wert einen Bypass zum Tank öffnet und so den Pumpenprüfling vor Schäden durch zu hohe Drücke schützt. Ein Kühler und Heizer im Saugbereich erlaubt die Temperierung des gesamten Ölkreislaufs und Regelung von T_1 .

Kammerinnendrucksensor (FZP)	kulite XCL-100
Druckpulsation p_1, p_2	kulite HKM-375
Volumenstrommesser	VSE VS4
Drehmomentsensor	Kistler 4502A
Luftgehalt Saugseite α_1^d	Flucon CGS
Temperatursensoren	PT100

Tabelle 4.6: Verwendete Messtechnik für die Funktionsmessungen

Zusätzlich zu diesem grundsätzlichen Aufbau wird bei einem Prüfling der Flügelzellenpumpe auch der Kammerinnendruck während der Pumpenrotation gemessen. Dies geschieht durch einen Drucksensor, der in einer mittig ausgeführten Bohrung in den Rotor geklebt wird, so dass er den Druck einer Förderkammer erfasst. Dies ist in Abb. 4.66 dargestellt.

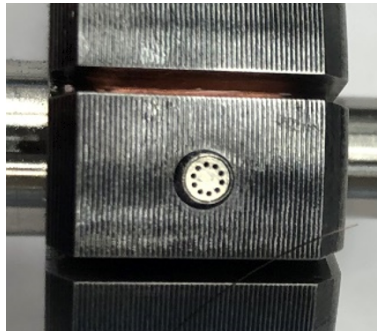


Abbildung 4.66: Drucksensor im Rotor der FZP zur Messung des Kammerinnendrucks

Die aufgezeichneten Daten werden über eine Bohrung in Rotor und eine Hohlwelle bis zu einem Schleifring geführt, wo sie auf ein Messdatenerfassungssystem übertragen werden.

4.2.2 Validierung der numerischen Daten

Kammerinnendruckprofile

Zur Validierung der CFD-Simulationen sollen verschiedene zeitlich aufgelöste als auch gemittelte Größen betrachtet werden. Für die Flügelzellenpumpe stehen hierfür Messungen des Kammerinnendruckprofils zur Verfügung. Diese sind charakteristisch für das Betriebsverhalten der Pumpe. Die experimentell aufgezeichneten Druckverläufe werden hierzu an jedem Zeitschritt über 10 Rotorumdrehungen ensemblemäßig gemittelt. Zuerst sollen die Kammerinnendruckprofile bei reiner **einphasiger Ölströmung** (Setup 1 (Kavitation)) bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und verschiedenen Drehzahlen betrachtet werden. Bei $n = 500$ /min zeigt

sich in Abb. 4.67 grundsätzlich eine gute Übereinstimmung von numerischer Lösung und experimentellen Daten. Die zwei Drückstöße auf dem Hochdruckplateau, die von den zwei nachfolgenden Kammern resultieren, die genau 30° und 60° nach der betrachteten Kammer mit dem Druckbereich verbunden werden, werden von der CFD-Simulation gut vorhergesagt. Der Druckstoß, den die Kammer bei Verbindung mit dem Druckbereich selbst erfährt, wird in der CFD-Simulation im Vergleich zu den experimentellen Daten jedoch überschätzt. Dies zeigt sich durchweg bei allen betrachteten Drehzahlen und Gegendrücken in Abb. 4.68 und Abb. 4.69. In der Gitterkonvergenzstudie in Unterabschnitt 4.1.3 wurde bereits eine starke Abhängigkeit dieses Druckstoßes von der räumlichen Auflösung im Radialspalt festgestellt. Ebenso ist der Druckstoß, wie in Unterabschnitt 4.1.4 dargestellt, stark von der Annahme für die Spalthöhe h_r abhängig. Insgesamt zeigt sich dies auch hier. Die Autoren kommen in [96, 97] unter Verwendung von STAR-CCM+ als Strömungslöser ebenso zum Schluss, dass der erste Druckstoß stark von der Vernetzung und von den gewählten Modellen und numerischen Parametern abhängig ist. In der CFD-Simulation der Flügelzellenpumpe wird eine konstante Radialspalthöhe h_r angenommen. In der Realität kann sich der Flügel jedoch bei einer Änderung der Druckverhältnisse (wie es bei Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich vorkommt) radial bewegen. Dadurch wird der entstehende Druckstoß durch den erweiterten Querschnitt abgeschwächt. Für eine korrekte Vorhersage dieses Druckstoßes wäre folglich eine gekoppelte CFD-FEM-Mehrkörpersimulation nötig, die ein dynamisches Bewegungsverhalten der Flügel aufgrund der vorherrschenden Fluidkräfte beinhaltet. Auch beim Druckabfall vom Hochdruckplateau auf das Saugdruckniveau, nachdem die Kammer von Druckbereich getrennt wird, zeigen sich Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten. In den experimentellen Daten ist kurz vor dem Druckabfall noch ein weiterer Druckstoß sichtbar. In den numerischen Daten ist dies nicht der Fall. Dieser Druckstoß ist stark von den Fertigungs- und Montagetoleranzen des Deckels und der Stirnplatte abhängig. In der numerisch analysierten Geometrie wird eine exakt positionierte Umsteuerungsgeometrie angenommen. In der Realität kann es bei der Montage und durch Fertigungstoleranzen jedoch zu Winkelabweichungen kommen, so dass das Ende der Drucknieren winkelmäßig nicht genau dort liegt, wo es in den CFD-Simulationen liegt. Daher kommt es in den Messungen hier noch zu einem zusätzlichen Druckstoß, der in den numerischen Ergebnissen nicht beobachtet werden kann. Grundsätzlich sind in den experimentell aufgezeichneten Druckprofilen hochfrequente Schwinganteile zu sehen, die in den numerischen Daten nicht auftreten. Hier muss davon ausgegangen werden, dass diese vom Antrieb der Pumpe oder durch Schwingungen des angeschlossenen Hydrauliksystems resultieren.

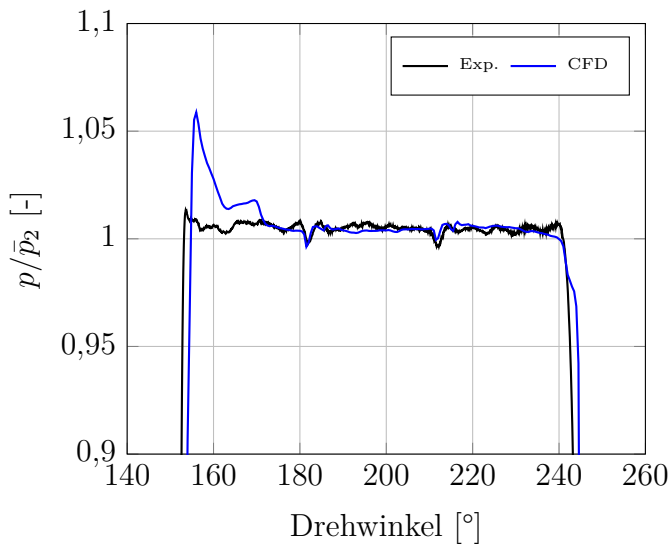


Abbildung 4.67: Kammerinnen-druckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 500/\text{min}$

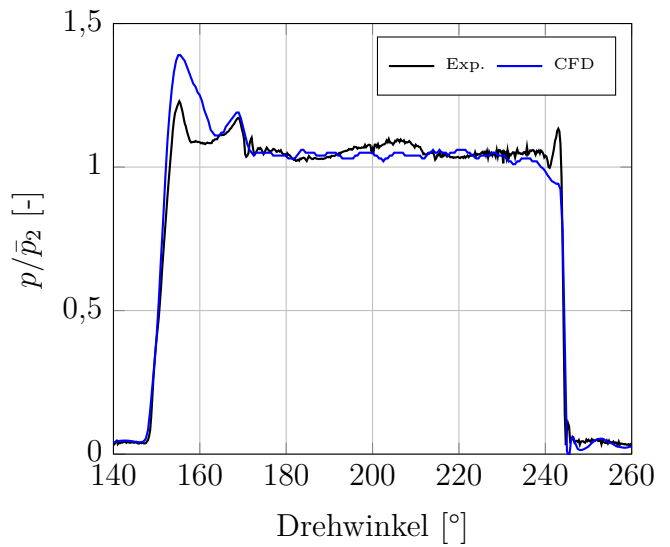


Abbildung 4.68: Kammerinnen-druckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

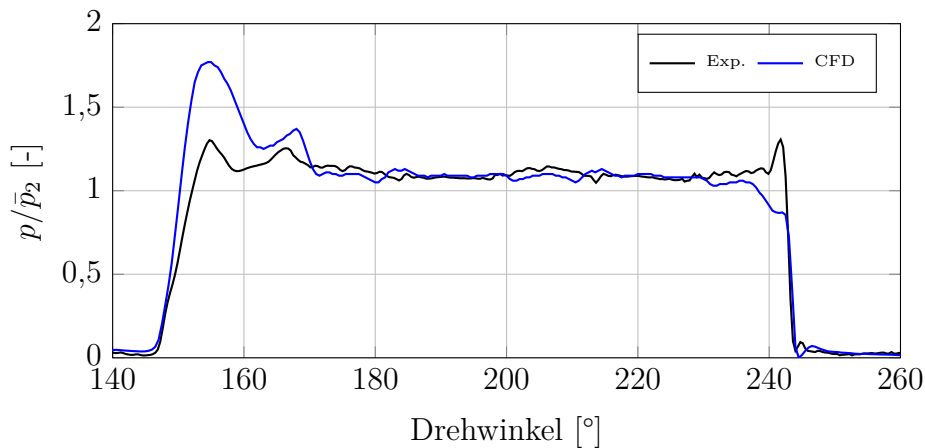


Abbildung 4.69: Kammerinnendruckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 3000/\text{min}$

Insgesamt kann trotz der vorhandenen Abweichungen von einer guten Übereinstimmung von numerischen und experimentellen Daten gesprochen werden. Bei 2000/min und 3000/min zeigt sich in Abb. 4.68 und Abb. 4.69 eine gute Übereinstimmung des zweiten Druckstoßes bei $\approx 170^\circ$. Dieser Druckstoß tritt auf, sobald die Förderkammer nicht nur über die dünne Kerbe auf der Blindseite (vgl. Abb. 3.5, links) sondern über den gesamten Querschnitt der Druckniete auf der Stirnseite mit dem Druckbereich verbunden wird.

Nun sollen die Rechnungen mit **Setup 2 (Öl-Luft)** betrachtet werden. Dabei werden bei $n = 2000/\text{min}$ bei $\alpha_1^d = 5\%$ die numerischen und experimentellen Kammerinnendruckprofile bei verschiedenen Gegendrücken \bar{p}_2 in Abb. 4.70 und Abb. 4.71 verglichen.

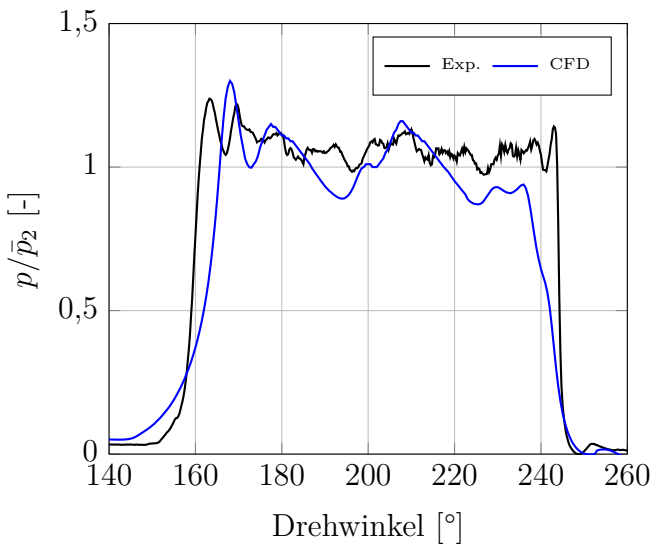


Abbildung 4.70: Kammerinnen-druckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 5\%$

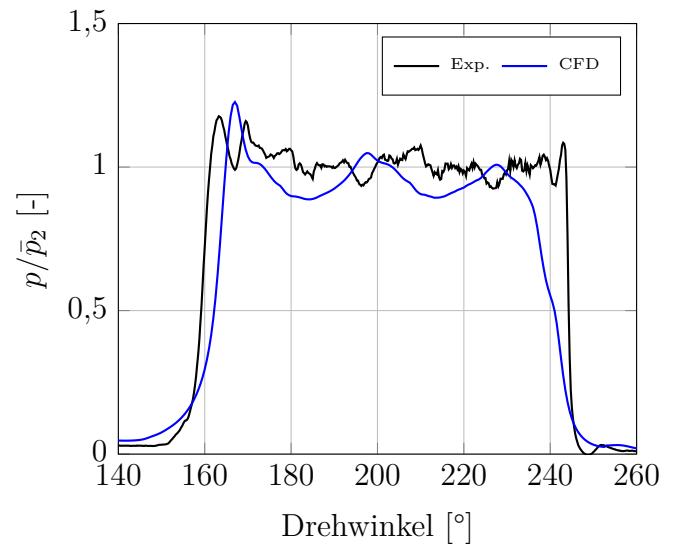


Abbildung 4.71: Kammerinnen-druckprofil der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 5\%$

Es soll noch einmal erwähnt werden, dass bei Setup 2 (Öl-Luft) die Radial- und Axialspalte abweichend von Setup 1 aus Konvergenzgründen künstlich auf $30\ \mu\text{m}$ aufgeweitet werden. Sowohl in den numerischen als auch in den experimentellen Druckverläufen sind die durch den Lufteintrag erhöhten Pulsationen gut zu erkennen. Diese decken sich mit den in Unterabschnitt 4.1.3 gemachten Beobachtungen am 2D-Modell der FZP. Ebenso ist eine Einschnürung des Druckplateaus gegenüber den Fällen ohne Luft zu erkennen. Bei den numerischen Daten beginnt der Druckanstieg bei der Vorkompression etwas früher und verläuft mit einem geringeren Gradienten. Dies resultiert aus den auf $30\ \mu\text{m}$ aufgeweiteten Radial- und Axialspalten. Derselbe Effekt zeigt sich bei Druckabfall vom Druck- zum Saugbereich, wo der Druckabfall durch stärkere Ausgleichseffekte früher beginnt und mit einem deutlich kleineren Gradienten verläuft. Wie im ersten Fall ohne freie Luft wird auch hier mit Setup 2 der erste Druckstoß bei Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich in den numerischen Daten etwas überschätzt. Aufgrund der aufgeweiteten Spalte fällt diese Überschätzung jedoch geringer aus als mit Setup 1 (Kavitation). Die Abweichungen bei den Druckpulsationen auf dem Hochdruckplateau zwischen numerischen und experimentellen Daten sind zwar vorhanden, jedoch ist die Tendenz beider Kurven sehr ähnlich. Die Pulsationen im experimentellen Profil sind etwas hochfrequenter als die im numerischen. Entgegengesetzt dazu sind die Amplituden in den numerischen Daten etwas überschätzt. Durch die Annahme eines mittleren Blasendurchmessers der dispersen Luftblasen in der CFD ist hier eine große Unsicherheit zu erwarten, die auch die Lösung stark beeinflusst. In den experimentellen Messungen wiederum können die Blasendurchmesser nur

rudimentär durch ein Schauglas bestimmt werden. Eine explizite Messung des Histogramms der Blasendurchmesser wäre sehr aufwendig und ist daher in dieser Arbeit nicht erfolgt. Bei der gemessenen Luftvolumenfraktion durch das Flucon CGS-System kann von einer recht hohen Messgenauigkeit ausgegangen werden. Über die genaue Morphologie der dispersen Phase kann jedoch keine Aussage getroffen werden kann.

Fördercharakteristiken

Nun sollen die numerisch ermittelten Förderkennlinien und die entsprechenden volumetrischen Wirkungsgrade sowie die aus der Druckverteilung resultierenden Drehmomente beziehungsweise die entsprechenden Wellenleistungen mithilfe von experimentellen Daten validiert werden. Zuerst soll hierzu in Abb. 4.72 und Abb. 4.73 die **Flügelzellenpumpe** betrachtet werden. Sowohl bei $\bar{p}_2 = 10$ bar als auch bei $\bar{p}_2 = 22$ bar ist zu sehen, dass die volumetrischen Wirkungsgrade von den numerischen Simulationen etwas überschätzt werden. Die Kavitationsgrenze kann jedoch mit dem Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodell durch iterative Kalibrierung der zwei Modellkonstanten auf die Werte $F_{verd} = 90$ und $F_{kond} = 0,01$ gut getroffen werden.

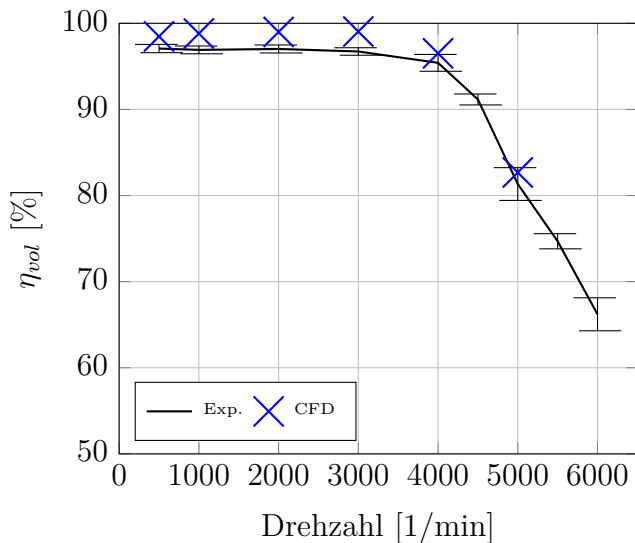


Abbildung 4.72: Vol. Wirkungsgrade der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

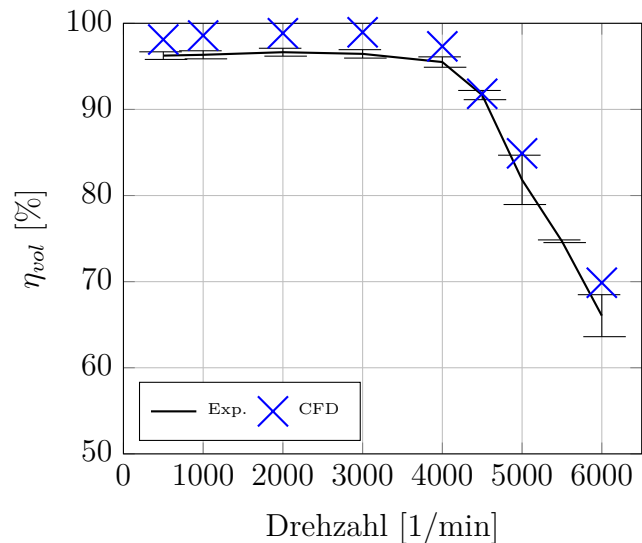


Abbildung 4.73: Vol. Wirkungsgrade der FZP bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

Auch bei der **Innenzahnradpumpe** zeigt sich in Abb. 4.74 und Abb. 4.75 eine geringe Überschätzung der volumetrischen Wirkungsgrade in den numerischen Daten. Dies bedeutet, dass die verwendeten Annahmen für die Spalthöhe in den numerischen Simulationen wahrscheinlich zu gering sind. In der Realität stellen sich eher größere Spalthöhen und

damit geringfügig kleinere volumetrische Wirkungsgrade ein. Dennoch kann insgesamt von einer guten Genauigkeit der numerischen Daten gesprochen werden. Die Konstanten des Kavitationsmodells wurden anhand der Messdaten iterativ zu $F_{verd} = 75$ und $F_{kond} = 0,01$ kalibriert. So konnte die Kavitationsgrenze zufriedenstellend getroffen werden.

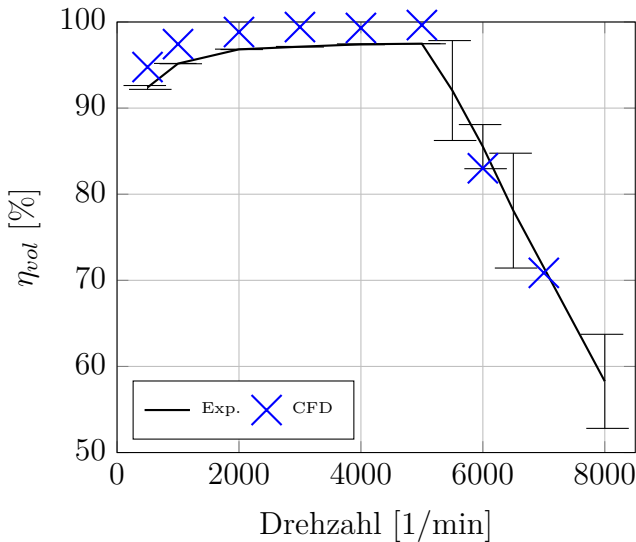


Abbildung 4.74: Vol. Wirkungsgrade der IZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

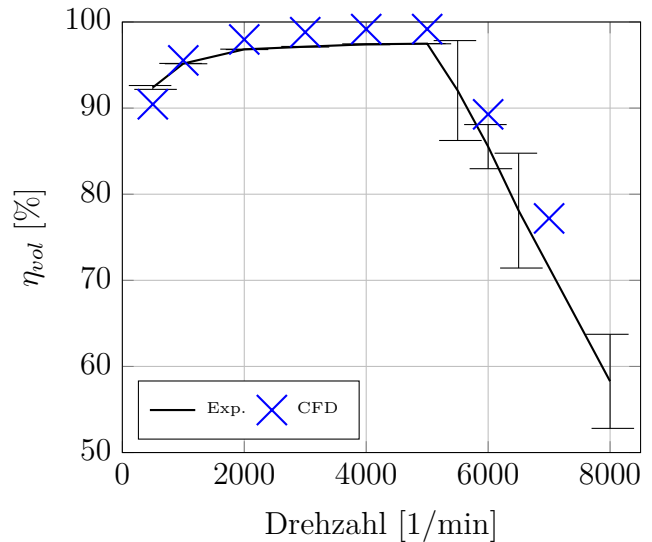


Abbildung 4.75: Vol. Wirkungsgrade der IZP bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

Bei der **TMC-Pumpe** zeigen sich tendenziell in Abb. 4.76 und Abb. 4.77 etwas größere Abweichungen zwischen den numerischen und experimentellen Daten als bei der FZP und der IZP. Bei der TMC-Pumpe konnte bei den Messungen am Funktionsprüfstand im aktuellen Design der Gegendruck $\bar{p}_2 = 22,5$ bar nicht erreicht werden. Hier sind nur Messungen bis $\bar{p}_2 = 15$ bar möglich. Der volumetrische Wirkungsgrad wird hier von den Simulationen deutlich überschätzt. Dennoch wird der qualitative Verlauf von η_{vol} über der Drehzahl gut wiedergegeben. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass das CFD-Modell selbst valide ist, jedoch die Annahmen für die Spalte noch verbessert werden müssen. Da in der TMC-Pumpe besonders viele Spalte und damit Leckagepfade vorhanden sind, ist hier eine besonders hohe Sensitivität der Ergebnisse von diesen Annahmen zu erwarten. Die Konstanten des Kavitationsmodells werden anhand der vorhandenen Messdaten zu $F_{verd} = 105$ und $F_{kond} = 0,01$ kalibriert. Hiermit ergibt sich im Vergleich zum Experiment eine leicht verzögerte Sauggrenze.

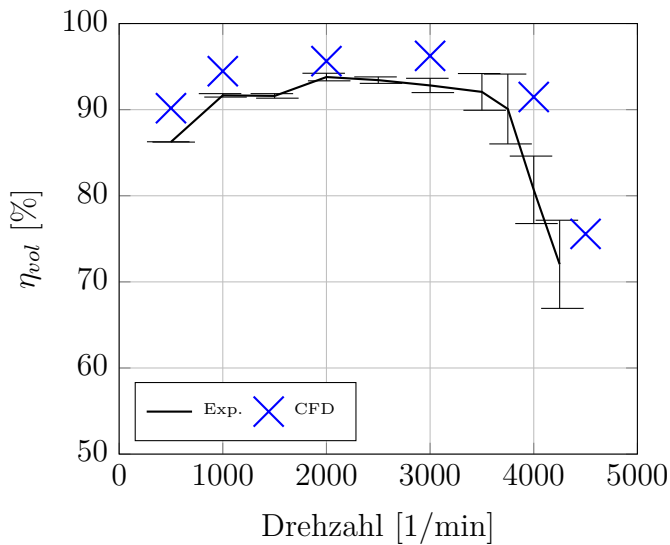


Abbildung 4.76: Vol. Wirkungsgrade der TMC-Pumpe bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

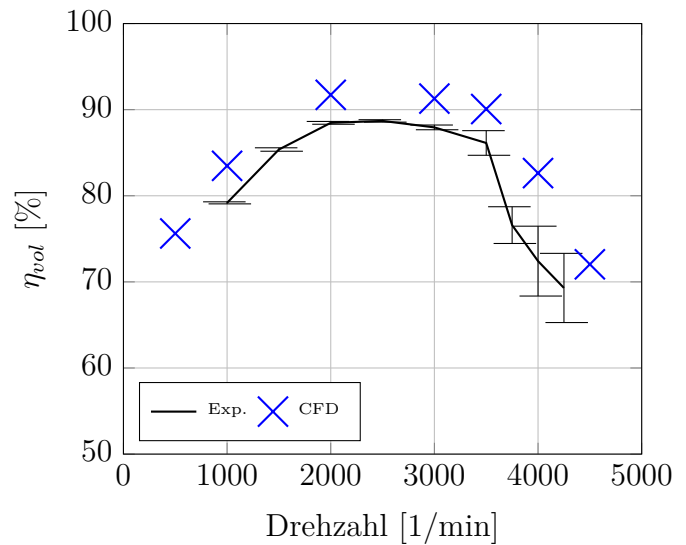


Abbildung 4.77: Vol. Wirkungsgrade der TMC-Pumpe bei $\bar{p}_2 = 15$ bar

Drehmoment

Im folgenden Abschnitt sollen die zeitlich gemittelten Antriebsdrehmomente aus den numerischen Simulationen mit den experimentellen Daten verglichen werden. Dabei muss beachtet werden, dass das Drehmoment in der CFD allein aus den Druckkräften auf den Rotorflächen mit der Drehachse als Bezugsachse resultiert. Weitere, real auftretenden Verluste wie die Lagerreibung fehlen in diesem im Gegensatz zu den gemessenen Werten gänzlich. Daher werden die Drehmomente in den CFD-Simulationen im Vergleich zu den Messungen grundsätzlich unterschätzt. Dies ist in Abb. 4.78, Abb. 4.79 und Abb. 4.80 für Setup 1 (Kavitation) **ohne Luft** dargestellt und führt weiterhin zu einer Überschätzung der hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrade η_{hm} . Für die Flügelzellenpumpe zeigt sich in Abb. 4.78 bei beiden betrachteten Gegendrücken \bar{p}_2 eine Abweichung der numerischen von den experimentellen Daten, die mit zunehmender Drehzahl größer wird. Die Lagerreibung, die in den CFD-Simulationen unberücksichtigt bleibt, erhöht sich überproportional mit steigender Drehzahl. Diese Charakteristik lässt sich in Abb. 4.79 für die Innenzahnradpumpe ebenfalls beobachten. Hier sind die Abweichungen noch etwas größer als bei der Flügelzellenpumpe. Durch die Doppelhubigkeit der FZP werden die radialen Lagerkräfte ausgeglichen. Bei der IZP ist dies nicht der Fall. Daher können die Abweichungen nochmals größer ausfallen. Bei der TMC-Pumpe in Abb. 4.80 ist die Abweichung sowohl absolut als auch relativ am geringsten. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass in der TMC-Pumpe der Radiallagerspalt mit modelliert ist, da er im Rechengebiet liegt. Sein Beitrag zu den Verlusten wird daher teilweise mitberücksichtigt.

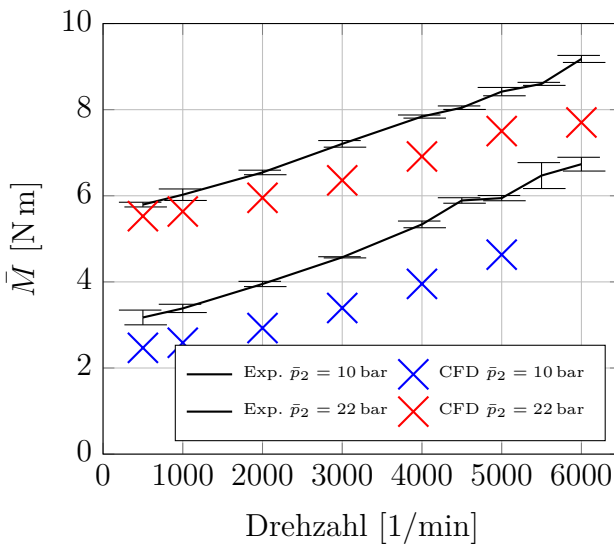


Abbildung 4.78: Mittl. Drehmomente der FZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 22 bar

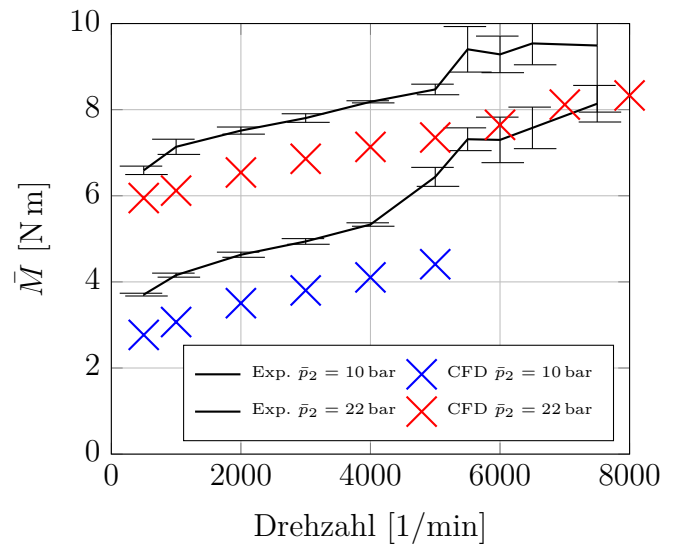


Abbildung 4.79: Mittl. Drehmomente der IZP bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 22 bar

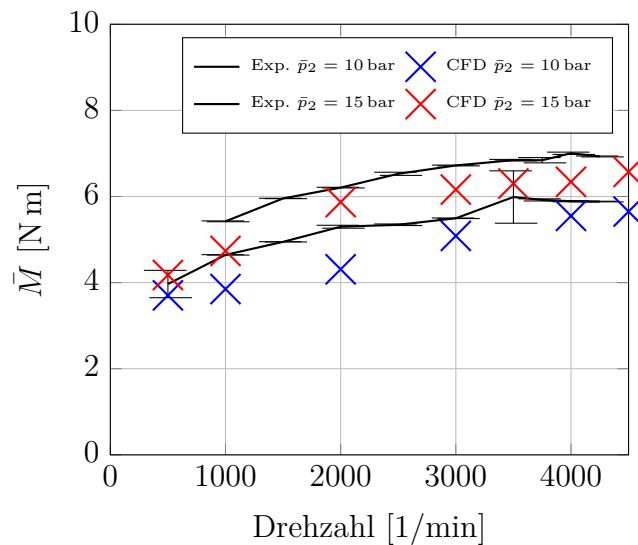


Abbildung 4.80: Mittl. Drehmomente der TMC bei $\bar{p}_2 = 10$ bar, 15 bar

In Unterabschnitt 4.1.3 wurde bereits dargelegt, dass bei Betrieb **mit Luft** das mittlere erforderliche Antriebsdrehmoment beziehungsweise die Wellenleistung mit steigendem α_1^d aufgrund der steigenden Gemischkompressibilität absinkt. Dies ist auch bei den dreidimensionalen Pumpengeometrien in Abb. 4.81, Abb. 4.82 und Abb. 4.83 zu beobachten. Bei allen drei Pumpen liegen die numerischen Ergebnisse innerhalb des Bereichs der Messgenauigkeit der experimentellen Versuche. Bei der Innenzahnradpumpe zeigen sich die größten Abweichungen

zwischen numerischen und experimentellen Daten. Insgesamt kann trotzdem bei allen drei Pumpen von einer guten Validität der Rechnungen mit der Öl-Luft-Zweiphasenströmung ausgegangen werden.

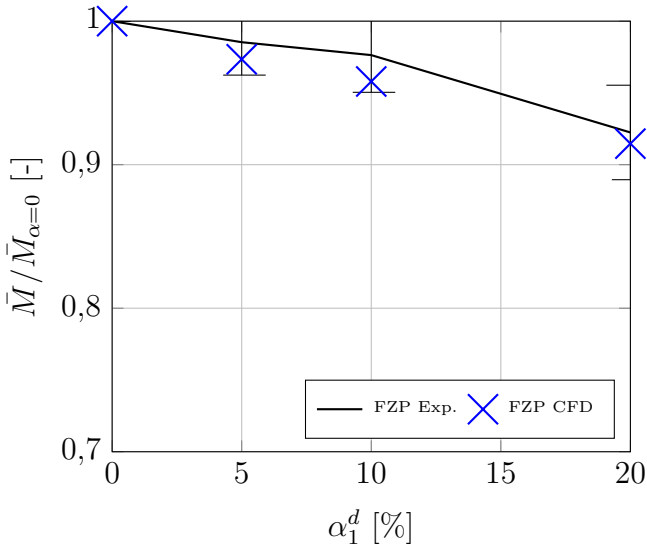


Abbildung 4.81: Mittl. Drehmomentabfall der FZP über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

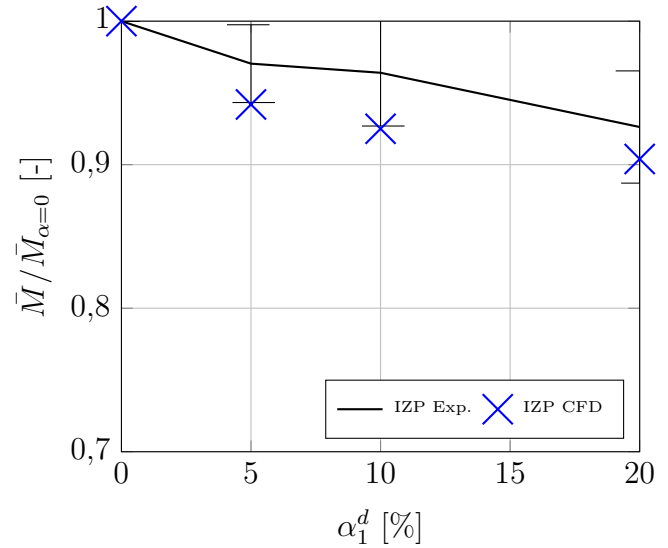


Abbildung 4.82: Mittl. Drehmomentabfall der IZP über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

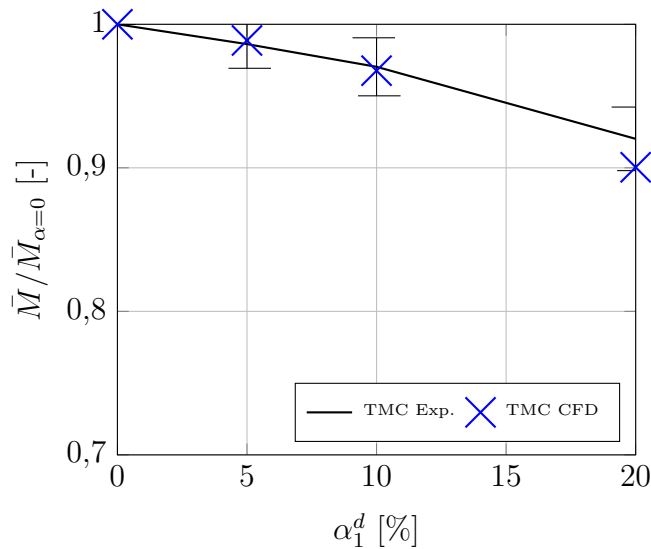


Abbildung 4.83: Mittl. Drehmomentabfall der TMC über α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Auslassdruckpulsation

Nun sollen noch die Auslassdruckpulsationen im Frequenzbereich mithilfe einer *Fast Fourier Transformation* (FFT) Analyse betrachtet werden. Dabei wird nur Setup 1 (Kavitation) und Messungen **ohne Luft** betrachtet. Der Aufbau der Druckleitung hinter dem Pumpenauslass ist dabei sowohl in den CFD-Modellen als auch im Experiment weitestgehend identisch und mit einer Drosselstelle realisiert, wie in Unterabschnitt 4.1.2 beschrieben. Für die Flügelzellenpumpe stellt sich ein Verlauf der spektralen Druckpulsationen an einem ausgewählten Betriebspunkt wie in Abb. 4.84 dargestellt, dar. Über den gesamten betrachteten Frequenzbereich $f \leq 5000$ Hz zeigt sich eine gewisse Abweichung beider Kurven. Dennoch werden die erste Hauptordnung bei 400 Hz, die durch die zwölf Verdrängerkammern resultiert und die Harmonischen dazu gut von den numerischen Daten getroffen. Zwischen den Hauptordnungen und zunehmend bei höheren Frequenzen werden die Amplituden der Druckpulsation von der CFD-Simulation im Vergleich zu den Messungen jedoch deutlich unterschätzt. Insgesamt zeigt sich bei der Flügelzellenpumpe die größte Abweichung. Hier ist wiederum die fehlende Flügeldynamik im CFD-Modell zu nennen, die durch das dynamische Flügelverhalten zusätzliche Anteile an und abseits der Hauptordnungen in das Spektrum mit einbringen kann. Bei der Innenzahnrادpumpe in Abb. 4.85 werden die erste Hauptordnung, resultierend aus den 15 Verdrängerkammern bei 500 Hz und die dazugehörigen Harmonischen ebenfalls gut getroffen. Auch bei der TMC-Pumpe, dargestellt in Abb. 4.86 zeigt sich eine gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Daten. Die erste Hauptordnung, resultierend aus den sieben Verdrängerkammern, zeigt bei 234 Hz eine gute Übereinstimmung der Werte. Auch bis zur 5. Hauptordnung (bei 1170 Hz) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment. Ab etwa 3500 Hz nimmt diese jedoch ab und die CFD-Simulation unterschätzt die Amplituden der Druckpulsation deutlich.

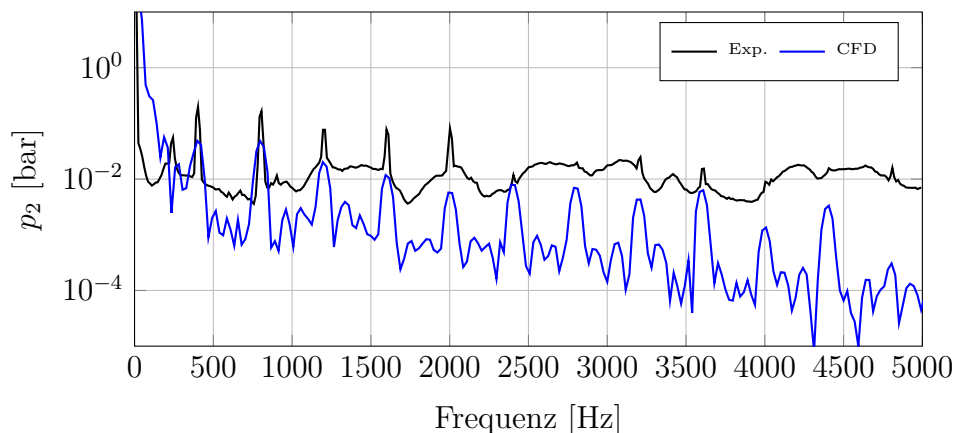


Abbildung 4.84: Auslassdruckpulsation der FZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

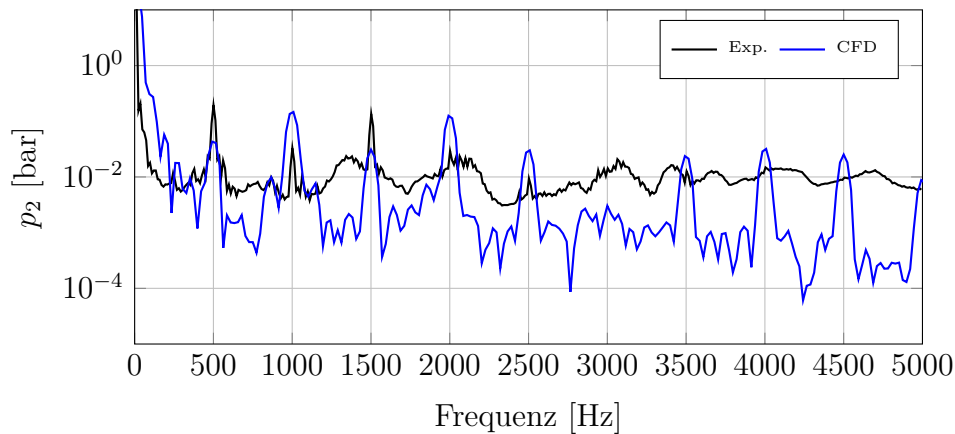


Abbildung 4.85: Auslassdruckpulsation der IZP bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000$ /min

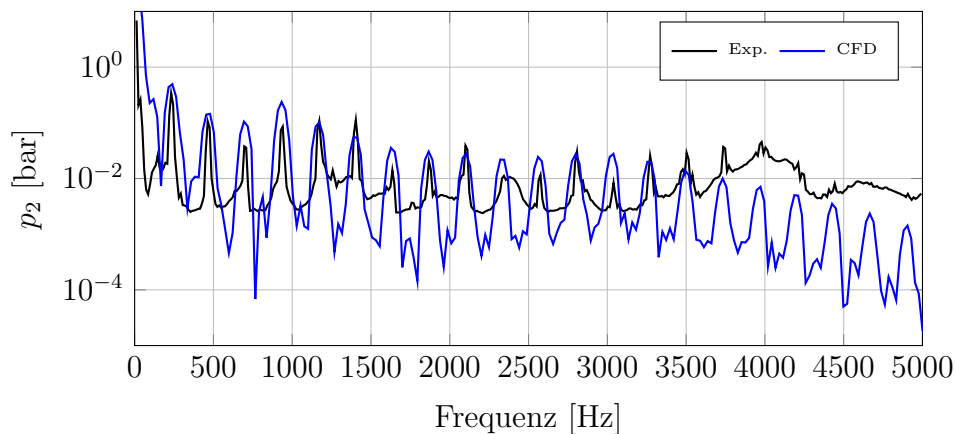


Abbildung 4.86: Auslassdruckpulsation der TMC bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000$ /min

Insgesamt zeigt sich, dass die CFD-Simulationen bei niedrigen und mittleren Frequenzen in der Lage sind, die Druckpulsationen mit einer guten Genauigkeit vorherzusagen. Vor allem die wichtige erste Pumpenhauptordnung und die ersten Harmonischen dazu werden meist gut erfasst. Bei höheren betrachteten Frequenzen werden die Amplituden der Druckpulsation von den CFD-Simulationen tendenziell unterschätzt. Dieser Effekt lässt sich dadurch erklären, dass am Prüfstand das angeschlossene System und der Antrieb ebenso hochfrequente Schwinganteile durch Fluid-Struktur-Interaktion mit in das gemessene Spektrum einbringen können. Diese Anteile fehlen in den CFD-Simulationen gänzlich, da hier nur das beschriebene Rechengebiet betrachtet wird und keine externen Pulsationsquellen (zum Beispiel aus der Struktur) betrachtet werden.

4.3 Diskussion

Möglichkeiten und Grenzen der CFD-Analyse

Insgesamt zeigen die CFD-Simulationen in beiden betrachteten Konfigurationen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Daten. Sowohl zeitlich aufgelöste Größen, wie der Kammerinnendruck oder der Auslassdruck, als auch integrale, gemittelte Größen wie der volumetrische Wirkungsgrad oder das mittlere Drehmoment, zeigen eine gute Übereinstimmung. Es zeigt sich, dass die Abweichungen bei Setup 2 (Öl-Luft) etwas größer sind als bei Setup 1 (Kavitation). Dies liegt an den zusätzlichen Modellparametern, die nicht hinreichend genau bestimmt werden können. Hier ist vor allem die Morphologie der dispersen Luftphase zu nennen, deren reale Gestalt durch Messungen nur rudimentär bestimmt werden kann. Mit dem gewählten Modellansatz wird diese mit einem vereinfachten mittleren Durchmesser angenommen. Diese Annahme hat einen großen Einfluss auf die Lösung. Bei Setup 1 (Kavitation) kann durch Kalibrierung der Modellparameter des gewählten Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodells die Sauggrenze der Pumpen gut getroffen werden. Beachtet werden muss jedoch, dass die Modellparameter für jeden Pumpentyp neu kalibriert werden müssen, was den Aufwand groß werden lässt. Die Annahmen für die Spalthöhen der verschiedenen Leckagepfade in den Pumpen haben insgesamt einen großen Einfluss auf die Lösung. Dies betrifft zum einen den vorhergesagten volumetrischen Wirkungsgrad. Da die realen, sich im Betrieb einstellenden Spalthöhen unbekannt sind und auch je nach Pumpentyp dynamisch variieren können, ist hier die Wahl der korrekten Spalthöhen in den CFD-Simulationen schwierig und muss iterativ erfolgen. Vor allem in der TMC-Pumpe ist die Bedeutung der Annahmen für die Spalthöhen erhöht, da hier im Vergleich zu beiden anderen Pumpentypen mehrere und komplexere Spaltgeometrien existieren. Die zeitlich aufgelösten Druckprofile in der Verdrängerkammer und am Auslass können durch ein dynamisches Verhalten der Spalthöhen ebenfalls stark beeinflusst werden. Vor allem in der Flügelzellenpumpe ist dieses Verhalten durch die Bauweise mit radial verschiebbaren Flügeln, die die Verdrängerkammern voneinander trennen, wahrscheinlich. Bei der Vorhersage des hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrades wird ebenfalls eine weitere Schwachstelle der CFD-Simulationen klar. Die Simulationen unterschätzen das notwendige Antriebsdrehmoment und überschätzen damit den hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrad, da im Vergleich zu den Messungen der Anteil der Lagerreibung fehlt. Der Abfall der Antriebsdrehmomente mit zunehmendem Luftanteil im Öl wird jedoch von den Simulationen gut vorhergesagt. Insgesamt sind die genutzten numerischen Modellansätze damit in der Lage, alle relevanten Effekte und Phänomene in beiden Betriebszuständen mit und ohne freie Luft mit einer guten Genauigkeit abzubilden. Es kann somit mit den numerischen Simulationen

als Werkzeug ein valider Vergleich der drei Pumpen untereinander durchgeführt werden.

Möglichkeiten und Grenzen der Messungen

Im Gegensatz zu den numerischen Untersuchungen können mithilfe der Messungen auch die hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrade und damit die Gesamtwirkungsgrade der Pumpen genau bestimmt werden. Mit der Messung des Antriebsdrehmoments werden alle Verlustpfade berücksichtigt. Die Herausforderungen bestehen vor allem bei der Aufnahme der Druckpulsation am Auslass und in der Verdrängerkammer. Dadurch, dass die Pumpe nicht isoliert betrachtet wird, sondern immer in einem angeschlossenen Hydrauliksystem, das zu Schwingungen durch Fluid-Struktur-Interaktion angeregt werden kann, findet sich immer auch ein Anteil im Signal der Druckpulsation, der aus diesen Effekten resultiert und nichts mit der eigentlichen Druckpulsation, die durch die Pumpe verursacht wird, zu tun hat. Hierzu kommen Schwingungen, die vom Antrieb der Pumpe resultieren. Am Ventil, das zur Einstellung des Gegendrucks dient, kann es darüber hinaus zu Reflexionen der Druckwellen kommen, die das resultierende Drucksignal am Auslass beeinflussen können. Daher sind die Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten vor allem im hochfrequenten Bereich größer. Im Bereich der dispersen Mehrphasenströmung Öl-Luft liegt die Herausforderung in der Erzeugung einer dispersen Luftphase mit möglichst homogenen Blasengrößen. Dies wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Es wird lediglich die korrekte Luftvolumenfraktion im Saugbereich der Pumpe eingestellt. Die genaue Phasenmorphologie der Luftphase ist jedoch unbekannt. Daher ist ein Vergleich mit numerischen Daten, in denen ein mittlerer Blasendurchmesser angenommen wird, nicht einfach.

Kapitel 5

Pumpenvergleich

Im Folgenden sollen die drei Pumpen hauptsächlich anhand der validierten numerischen Ergebnisse sowie auch anhand der experimentellen Messdaten in ihrem Betriebsverhalten miteinander verglichen werden. Dabei soll, wie schon bei den vorherigen Untersuchungen zwischen dem Betrieb mit reinem Öl und der Mehrphasenförderung eines dispersen Öl-Luft-Gemisches unterschieden werden.

5.1 Betrieb mit reinem Öl

Zuerst werden die aus den numerischen Simulationen resultierenden **volumetrischen Wirkungsgrade** bei zwei verschiedenen Gegendrücken \bar{p}_2 betrachtet. In Abb. 5.1 sind die Förderkennlinien der drei Pumpen für $\bar{p}_2 = 22$ bar Gegendruck aufgetragen. Im linear ansteigenden Bereich der Förderkennlinie zwischen 500/min bis 3000/min zeigt sich bei der TMC-Pumpe ein minimal höherer Gradient $\frac{dQ}{dn}$. Dies ist der Fall, da $\frac{dQ}{dn} \approx V_{theo}$ gilt und sie mit $15,9 \text{ cm}^3$ pro Umdrehung ein geringfügig höheres theoretisches Verdrängungsvolumen als die beiden anderen Pumpen aufweist.

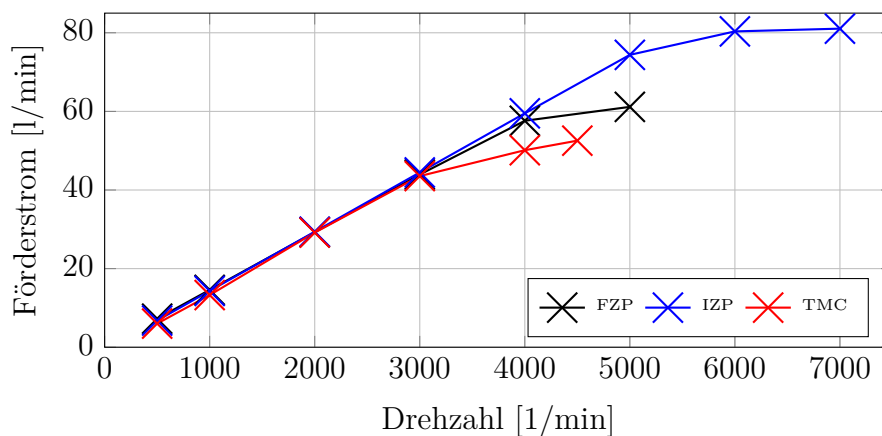


Abbildung 5.1: Förderkennlinien bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

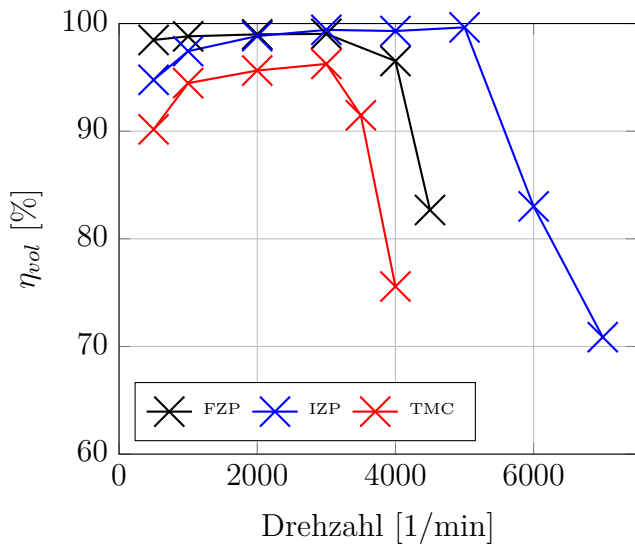


Abbildung 5.2: Vol. Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

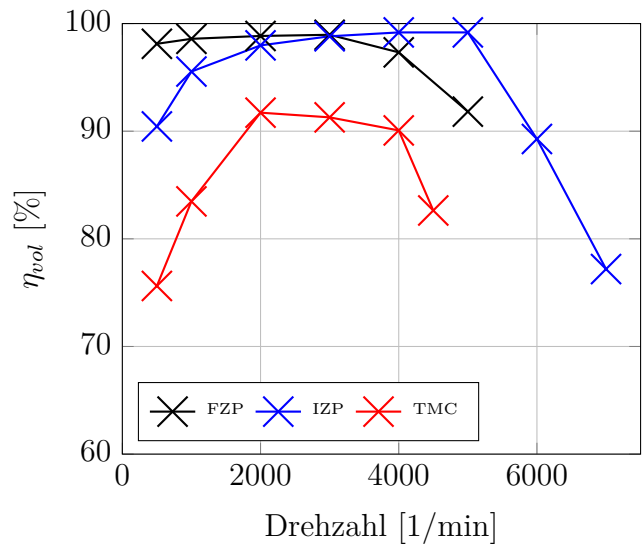


Abbildung 5.3: Vol. Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

In Abb. 5.2 und Abb. 5.3 sind die zu den Förderkennlinien dazugehörigen volumetrischen Wirkungsgrade η_{vol} bei $\bar{p}_2 = 10$ bar und 22 bar aufgetragen. Bei $\bar{p}_2 = 10$ bar Gegendruck zeigt sich in Abb. 5.3, dass sich im Hauptbetriebsbereich von 1000/min bis 4000/min die volumetrischen Wirkungsgrade von FZP und IZP in einem sehr ähnlichen, hohen Niveau bewegen. Bei niedrigen Drehzahlen < 1000 /min liegen die vol. Wirkungsgrade der FZP etwas höher als die der IZP und fallen auch nicht so schnell ab. Bei der Betrachtung des 2D-Falls der FZP in Unterabschnitt 4.1.3 wurde bereits erläutert, dass bei der FZP je zwei radiale Leckagepfade von einem Druck- zurück in die beiden Saugbereiche existieren. Dies gilt analog auch für den 3D-Fall. Da der treibende Druckgradient in einem Pfad entgegen der Schleppestromung und im anderen mit der Schleppestromung gerichtet ist, ergibt sich bei der FZP daher kein so starker Abfall des volumetrischen Wirkungsgrades durch geringere Trägheitskräfte bei niedrigen Drehzahlen wie bei den beiden anderen, einhubigen Pumpen. Die Effekte der verringerten Schleppestromung in beiden Pfaden kompensieren sich im Gesamtleckagestrom teilweise. Die TMC-Pumpe zeigt im gesamten Betriebsbereich die geringsten volumetrischen Wirkungsgrade. Diese liegen mindestens 3-4 Prozentpunkte unter denen der beiden anderen Pumpen. Die von den Spalthöhen größeren und geometrisch komplexeren Leckagepfade in der TMC-Pumpe (vgl. Abb. 3.9) führen hier zu höheren Leckagen und niedrigeren volumetrischen Wirkungsgraden. Bei 22 bar Gegendruck fallen die volumetrischen Wirkungsgrade der TMC-Pumpe weiter stark ab. Sie liegen hier fast 10 Prozentpunkte unter den Werten der beiden anderen Pumpen. Ebenfalls zeigt sich, dass die TMC-Pumpe von allen Pumpen als erstes bei ≈ 3100 /min die Kavitationsgrenze erreicht. Die

Flügelzellenpumpe folgt etwa bei 4000/min und die Innenzahnradpumpe erreicht als letzte bei über 5000/min die Sauggrenze. Dieselbe Tendenz zeigt sich auch in Abb. 5.3 bei $\bar{p}_2 = 22$ bar, da die einsetzende Kavitation nicht vom Systemdruck abhängt. Der Grund für diese Unterschiede bei der Kavitationsgrenze ist zum einen in der Ausgestaltung der Saugbereiche der Pumpen zu finden. Die Innenzahnradpumpe ist dadurch gekennzeichnet, dass sie die höchsten Strömungsquerschnitte im Saugbereich aufweist. Dadurch kommt es dort zu geringeren Druckverlusten und die Kavitation setzt erst bei höheren Drehzahlen ein. Bei der Flügelzellenpumpe gilt, dass die Befüllung der Förderkammern auf den zwei Strömungspfaden zu den beiden Saugfenstern zu etwas höheren Druckverlusten und somit zu einer etwas früher einsetzenden Kavitationsgrenze führt. Ebenso sind die Saugquerschnitte nicht so großzügig ausgeformt, wie bei der IZP, obwohl die Befüllung der Kammern selbst sowohl radial als auch axial erfolgt. Bei der TMC-Pumpe ist der Saugbereich mit noch kleineren Querschnitten ausgestaltet, die zu deutlich höheren Druckverlusten führen. Das Fluid muss weiterhin eine 180° Umlenkung durchlaufen (vgl. Abb. 3.9) und es kommt dabei je nach Betriebspunkt zu Strömungsablösungen, die weitere statische Druckverluste darstellen. Zusätzlich muss das Fluid, um in die Verdrängerammer zu gelangen, durch die engen Rotorkanäle (vgl. Abb. 4.62 und Abb. 3.8) fließen. Hier ergeben sich ebenfalls zusätzliche Druckverluste. Insgesamt führen diese Verluste zu einer sehr früh einsetzenden Kavitationsgrenze. In Abb. 5.4 sind die Isovolumina mit einer Dampfvolumenfraktion $\alpha^d > 10\%$ für alle drei Pumpen bei $n = 4000/\text{min}$ in zwei Ansichten dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass vor allem in der TMC-Pumpe im Saugbereich sehr hohe Dampfvolumenfraktionen vorliegen. Diese beginnen bereits in den Rotorkanälen. Bei der FZP sind etwas weniger stark ausgebildete Bereiche hoher Dampfvolumenfraktionen sichtbar. Bei der IZP sind die Gebiete noch kleiner als bei der FZP und diese treten durch die rein axiale Befüllung vor allem in der Rotormittelebene auf.

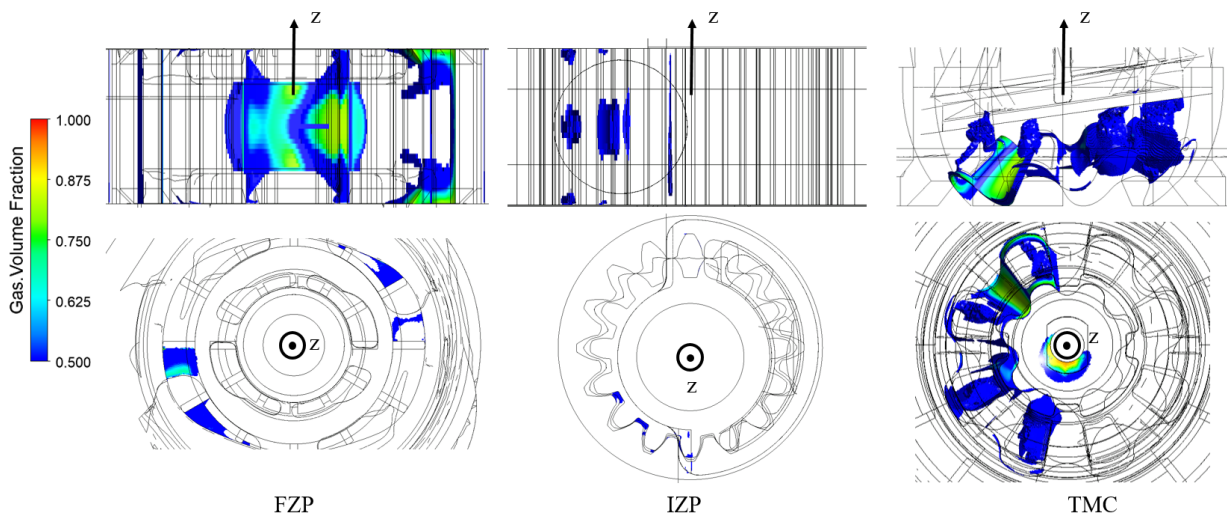


Abbildung 5.4: Isovolumina mit Dampfvolumentfraktionen $\alpha^d > 0,1$ bei $n = 4000/\text{min}$ und $\bar{p}_2 = 22 \text{ bar}$

Bei den über dem Gegendruck \bar{p}_2 aufgetragenen volumetrischen Wirkungsgraden (Drosselkennlinien) zeigt die Flügelzellenpumpe in Abb. 5.5 eine sehr drucksteife Charakteristik. Zwischen 10 bar und 22 bar zeigt sich kaum ein Unterschied in den Werten bis 4000/min. Dies ist durch die Leckagecharakteristik mit zwei radialen Leckagepfaden pro Druckbereich bedingt, wie bereits erklärt wurde. Bei der IZP zeigt sich eben aufgrund der einhubigen Bauweise bei 1000/min eine etwas weniger drucksteife Kennlinie. Bei 2000/min und 3000/min liegen beide jedoch auf einem sehr ähnlichen Niveau. Die TMC-Pumpe verhält sich am wenigsten drucksteif. Die Leckagen steigen bei 22 bar Gegendruck sehr stark an. Vor allem bei 1000/min ist die starke Abhängigkeit vom Gegendruck gut sichtbar.

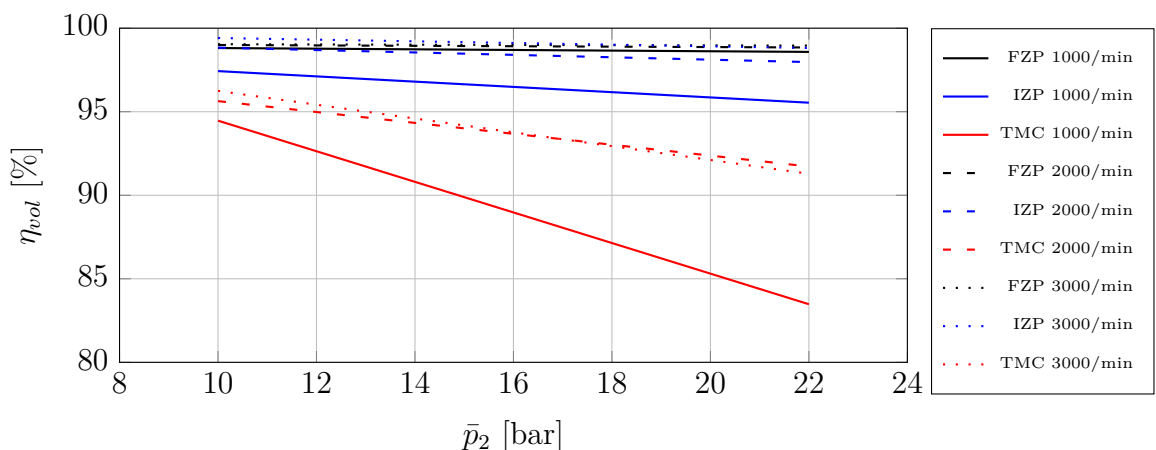


Abbildung 5.5: Vol. Wirkungsgrade für verschiedene Drehzahlen aufgetragen über \bar{p}_2

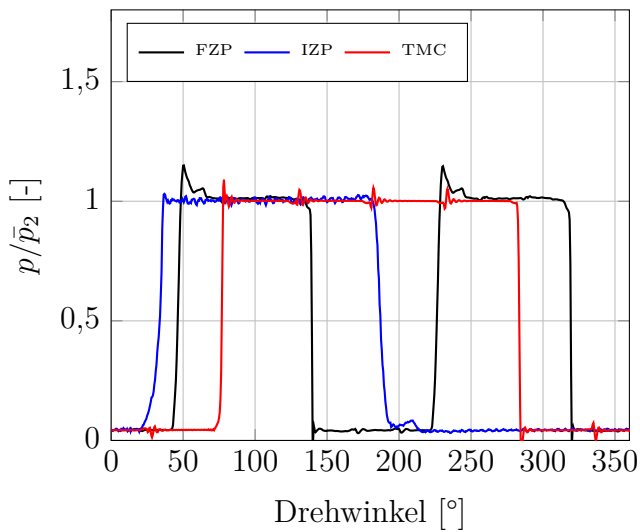


Abbildung 5.6: Kammerinnen-druckprofile bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 1000/\text{min}$

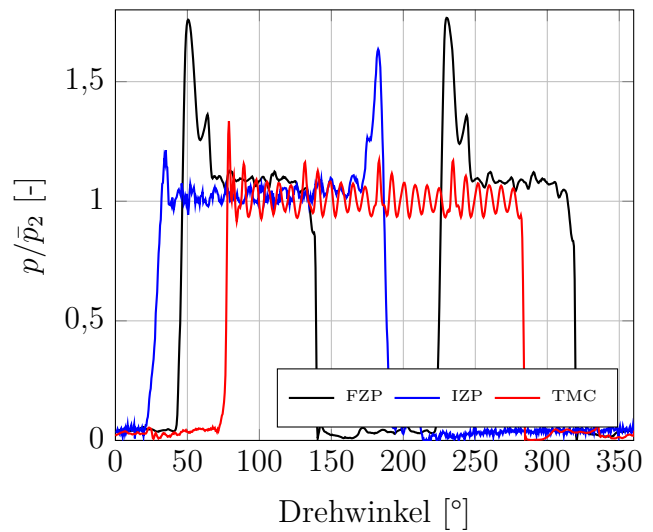


Abbildung 5.7: Kammerinnen-druckprofile bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 3000/\text{min}$

In Abb. 5.6 und Abb. 5.7 werden die **Kammerinnendruckprofile** der drei Pumpen miteinander verglichen. Auffällig ist zu allererst die Tatsache, dass die Flügelzellenpumpe aufgrund ihrer Doppelhubigkeit während einer Rotation je zwei Hochdruckplateaus durchläuft. Die IZP und die TMC-Pumpe weisen ein einhubiges Design auf, das nur zu einem Hochdruckplateau pro Umdrehung führt. Die Steuergeometrie eines Druckbereiches der FZP ist zum besseren Verständnis der Druckverläufe in Abb. 5.8 dargestellt.

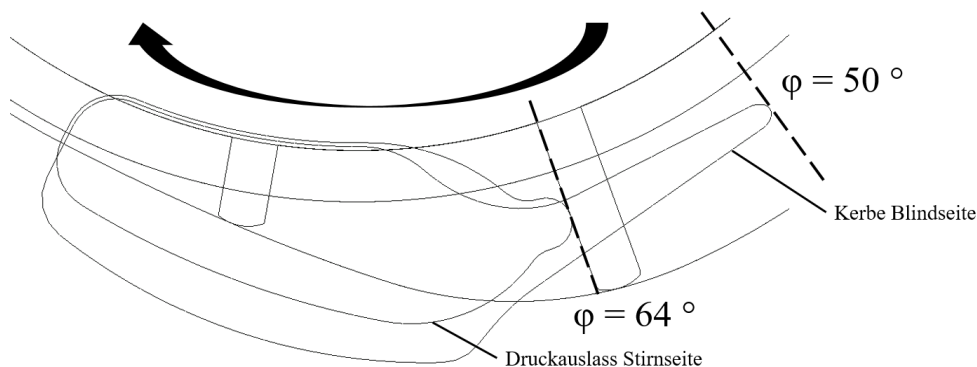


Abbildung 5.8: Steuergeometrie des Druckbereichs der FZP

Bei 1000/min zeigt sich in Abb. 5.6 bei der FZP von allen drei Pumpen der am stärksten ausgeprägte Druckstoß bei Verbindung der Verdränger-kammer mit dem Druckbereich sobald die Kerbe auf der Blindseite die Verdränger-kammer mit dem Druckbereich bei $\varphi = 50^\circ$ verbindet (vgl. Abb. 5.8). An dieser Winkelposition hat das Kammervolumen seinen Maximalwert und beginnt nun langsam abzunehmen. Der Kammer wird dabei durch das nahezu

inkompressible Öl schlagartig der hohe Systemdruck aufgeprägt und die Volumenänderung der Kammer muss über die schmale Kerbe und durch die vorlaufende Förderkammer, die axial komplett durchströmt werden muss, ausgefördert werden. Durch den hohen hydraulischen Widerstand in diesem Strömungspfad und die geringe Strömungsquerschnittsfläche in der Kerbe und die entsprechende Drosselwirkung entsteht der hohe erste Druckstoß bei $\varphi = 50^\circ$. Ein zweiter, etwas kleinerer Druckstoß ist zu beobachten, sobald bei $\varphi = 64^\circ$ auf der Steuerseite eine direkte Verbindung mit dem Druckauslass geöffnet wird. Zu diesem Zeitpunkt ist die Kompressionsrate der Kammer deutlich stärker, jedoch öffnet sich auch schneller eine entsprechende Strömungsaustrittsfläche zum Druckbereich hin. Insgesamt beginnt die erste Öffnung der Kammer zum Druckbereich hin bei der Flügelzellenpumpe durch die lange Kerbe auf der Blindseite bevor die Kammer anfängt zu komprimieren. In Abb. 5.7 bei 3000/min sind die entsprechenden Druckstöße durch die höheren Trägheitskräfte bei der höheren Drehzahl deutlich erhöht. Diese hohen Druckstöße werden in der Flügelzellenpumpe durch die symmetrische, doppelhubige Bauweise gegenseitig kompensiert und belasten das Lager nicht übermäßig mit radialen Kräften, wie es bei den beiden anderen, einhubigen Pumpen der Fall wäre. Wie in Abb. 5.8 zu sehen, ist das Ende des Druckbereichs auf der Blind- und Stirnseite zueinander versetzt. Zuerst schließt die Blindseite, bevor sich der eigentliche Druckauslass auf der Steuerseite schließlich um $\approx 1^\circ$ verzögert auch schließt. Wenn der rückwärtige Flügel der betrachteten Kammer diese Winkelposition überfährt, kommt es zu keiner Kompression der Kammer mehr. Das Kammervolumen ist dann bereits minimal. Daher ergibt sich im Druckprofil am Ende des Hochdruckplateaus auch kein weiterer Druckstoß.

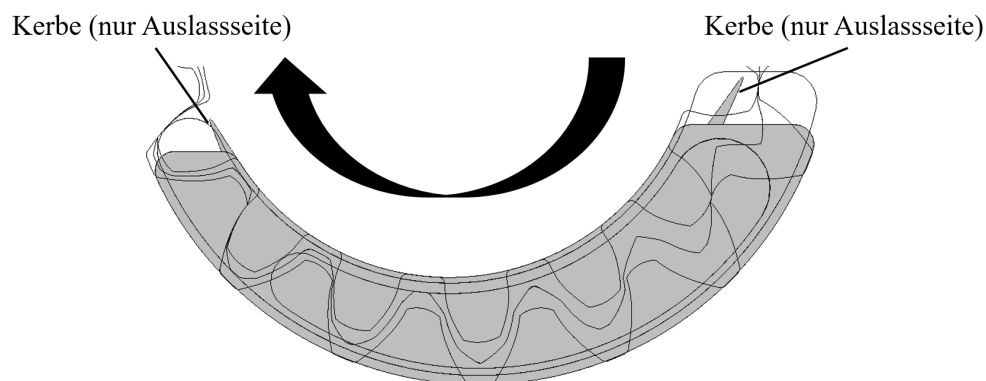


Abbildung 5.9: Steuergeometrie des Druckbereichs der IZP

Bei der Innenzahnradpumpe, deren Steuergeometrie des Druckbereichs in Abb. 5.9 dargestellt ist, kommt es bei Verbindung der Kammer über die Kerbe auf der Auslasseite ebenfalls zu einem kleineren Druckstoß. Dieser ist vor allem in Abb. 5.7 bei 3000/min

gut zu beobachten. Wie in Abb. 5.9 ersichtlich ist, hat die sich zwischen Ritzel und Zahnring ausbildende Verdrängerkammer zu diesem Zeitpunkt anders als bei der FZP schon eine Volumenreduktion erfahren. Diese Vorkompression ist auch im etwas weniger steilen Gradienten des Druckanstiegs zu beobachten. Ebenso fällt die Vorkompression sanfter aus, da sie sich durch die einhubige Bauweise der Pumpe im Vergleich zu FZP über einen längeren Winkelbereich erstreckt. Durch die Vorkompression fällt der entstehende Druckstoß bei Verbindung der Kammer geringer aus. Mit der Blindseite, auf der sich keine Kerben befinden, verbindet sich die Kammer erst wenn die Kerbe auf der Auslassseite komplett durchlaufen ist. Bis zu diesem Zeitpunkt ist der Druck in der Kammer jedoch schon angeglichen und es kommt zu keinem zweiten Druckstoß bei Verbindung mit der Blindseite. Auffällig ist bei der IZP weiterhin der Druckstoß bei Trennung der Verdrängerkammer vom Druckbereich, der nur bei dieser Pumpe so ausgeprägt zu beobachten ist. Der Druckstoß ist bei 3000/min aufgrund der höheren Trägheitskräfte besonders ausgeprägt. Obwohl hier auf der Auslassseite ebenfalls eine Kerbe vorhanden ist, kommt es hier zu einem starken Druckstoß, da das Kammervolumen auch am Ende der Kerbe immer noch abnimmt, während kaum noch Querschnittsfläche zur Ausförderung des Öls durch die Kerbe vorhanden ist. Die stattfindende Kompression der Kammer führt hier dann zu einem Druckstoß, der mit steigender Drehzahl durch größer werdende Trägheitskräfte dominanter wird. Um einen Kurzschluss zwischen Druck- und Saugseite und eine damit einhergehende Reduktion der volumetrischen Wirkungsgrade zu vermeiden, lässt sich die Kerbe jedoch nicht weiter in Umfangsrichtung verlängern. Es muss bei der Auslegung somit immer ein Kompromiss beziehungsweise eine Abwägung zwischen den verschiedenen Zielgrößen gemacht werden.

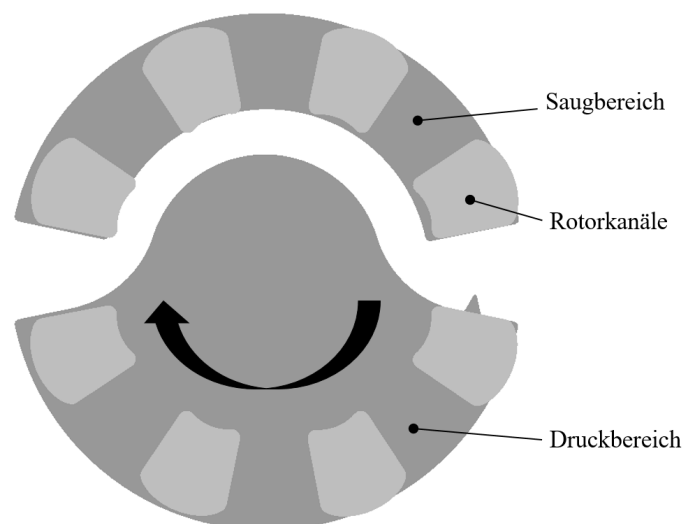


Abbildung 5.10: Steuergeometrie der TMC-Pumpe

In Abb. 5.10 ist die Steuergeometrie der TMC-Pumpe dargestellt. Diese wird mit der Geometrie der schräggestellten Scheibe der Hohlwelle und der Ausgestaltung der Rotorkanäle realisiert. Die Rotorkanäle überfahren die schräggestellte Scheibe und so kommt es zur Verbindung der einzelnen Kanäle mit Saug- oder Druckbereich. Der Abstand zwischen dem Ende des Saugbereichs und der Kerbe am Beginn des Druckbereichs ist kleiner, als die Ausdehnung der Querschnittsfläche eines Rotorkanals in Umfangsrichtung. Dadurch ergibt sich ein hydraulischer Kurzschluss zwischen Saug und Druckbereich. Dies wird Frühsteuerung genannt. Die Kammern werden zum Zeitpunkt der Verbindung mit dem Druckbereich über die Kerbe bereits komprimiert, dabei kann das Fluid jedoch für die kurze Zeit des Kurzschlusses auch zurück in den Saugbereich entweichen. Dadurch ergibt sich ein Druckstoß bei Verbindung der Kammer mit dem Druckbereich, der von der Amplitude zwischen FZP und IZP liegt. Durch die Frühsteuerung wird der Druckstoß etwas reduziert, doch ebenfalls erhöht sich dadurch die interne Leckage der Pumpe und die volumetrischen Wirkungsgrade sinken ab. Betrachtet man die Hochdruckplateaus, zeigen sich bei der Flügelzellenpumpe die Pulsationen mit den geringsten Amplituden. Bei der IZP sind stärkere Pulsationen auf dem Plateau zu beobachten und bei der TMC-Pumpe sind diese noch einmal stärker ausgeprägt. Nach dem Kammerinnendruck soll nun die zeitlich aufgelöste **Druckpulsation am Auslass** bei einem typischen, repräsentativen Betriebspunkt mit $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und 2000/min anhand der numerischen Daten verglichen werden. In Abb. 5.11 sind die zeitlichen Signale für die drei Pumpen aufgetragen. Die $51,42^\circ$ Periodizität im Signal der TMC-Pumpe, resultierend aus den sieben Verdrängerkammern, ist gut zu erkennen. Ebenso die 30° Periodizität der zwölfblügigen FZP. Im Signal der Innenzahnradpumpe lassen sich die 15 Verdrängerkammern durch die 24° -Periodizität wiederfinden. Insgesamt sind die Pulsationen, wie schon im Hochdruckplateau im Kammerinnendruckprofil betrachtet, bei der TMC-Pumpe auch am Auslass am höchsten. Sowohl die IZP als auch die FZP zeigen deutlich niedrigere Pulsationsamplituden. Bei der FZP liegen diese bei noch etwas geringeren Amplituden. Obwohl bei der FZP im Kammerinnendruckprofil die höchsten Druckstöße bei Verbindung mit dem Druckbereich auftreten, sind diese am Auslass nicht so dominant zu beobachten. Die Druckpulsationen am Auslass resultieren zwar auch aus den Druckstößen in den Kammern, maßgeblich sind jedoch zum großen Teil die Förderstrompulsationen, da es sich bei Verdrängerpumpen um Volumenstromquellen handelt.

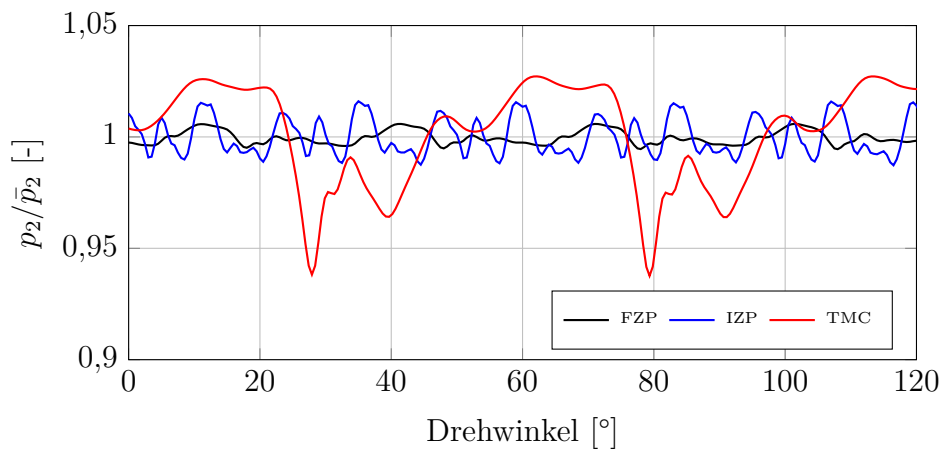


Abbildung 5.11: Auslassdruckpulsationen bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar bei $n = 2000$ /min

In Abb. 5.12 ist die entsprechende FFT-Analyse der obigen Signale bis 5 kHz aufgetragen. Auch hier zeigen sich bei der TMC-Pumpe die höchsten Amplituden und über nahezu den gesamten Frequenzbereich liegt sie auf dem höchsten Niveau. FZP und IZP liegen bei deutlich niedrigeren Amplituden. Ab 3500 Hz jedoch steigt das Niveau der IZP über das der TMC-Pumpe und die Harmonischen der Grundordnung liegen höher, als die der TMC.

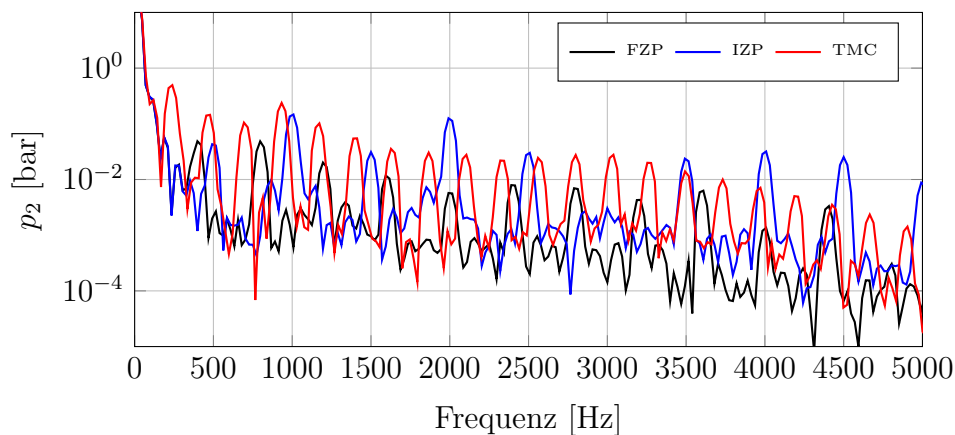


Abbildung 5.12: FFT der Auslassdruckpulsationen bei $\bar{p}_2 = 22,5$ bar und $n = 2000$ /min

Nun sollen neben den Druckpulsationen auch die aus den numerischen Simulationen resultierenden **Förderstropmpulsationen** am Auslass verglichen werden, da eine gleichmäßige Förderung des Fluids eine wichtige Anforderung in Getriebesystemen ist. In Abb. 5.13 fällt auf, dass der Mittelwert des Förderstroms aufgrund des größeren theoretischen Verdrängungsvolumens bei der TMC-Pumpe etwas höher liegt als bei der IZP und FZP. Insgesamt zeigen sich bei der TMC-Pumpe auch die höchsten Pulsationen im Förderstrom selbst. Dies ist analog zur Druckpulsation. Die Flügelzellenpumpe zeigt die geringsten Pulsationen und

die IZP liegt ebenso in einem sehr niedrigen Bereich. Berechnet man die dazugehörigen Ungleichförmigkeitsgrade δ_Q ergeben sich die Werte in Tabelle 5.1

Pumpe	δ_Q ($n = 2000/\text{min}$)	δ_Q ($n = 3000/\text{min}$)
FZP	1,63 %	4,16 %
IZP	5,16 %	8,22 %
TMC	9,04 %	55,81 %

Tabelle 5.1: Ungleichförmigkeitsgrade des Förderstroms bestimmt aus den numerischen Simulationen bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

Die hohe Ungleichförmigkeit des Förderstroms in der TMC-Pumpe resultiert zum großen Teil aus der vergleichsweise geringen Anzahl von sieben Verdrängerkammern.

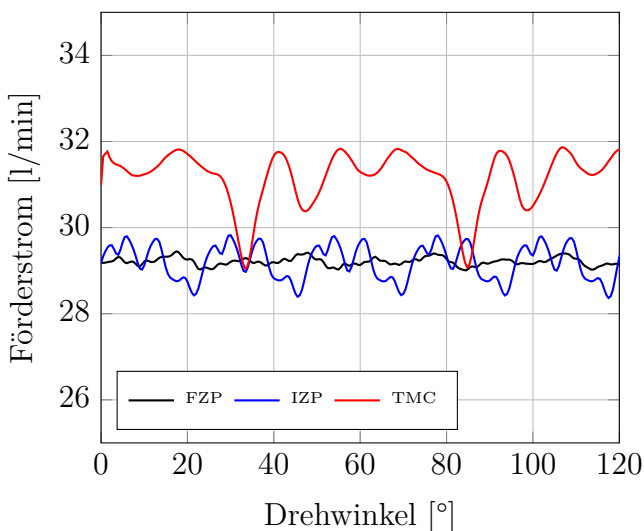


Abbildung 5.13: Förderstrompulsation am Auslass bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 2000/\text{min}$

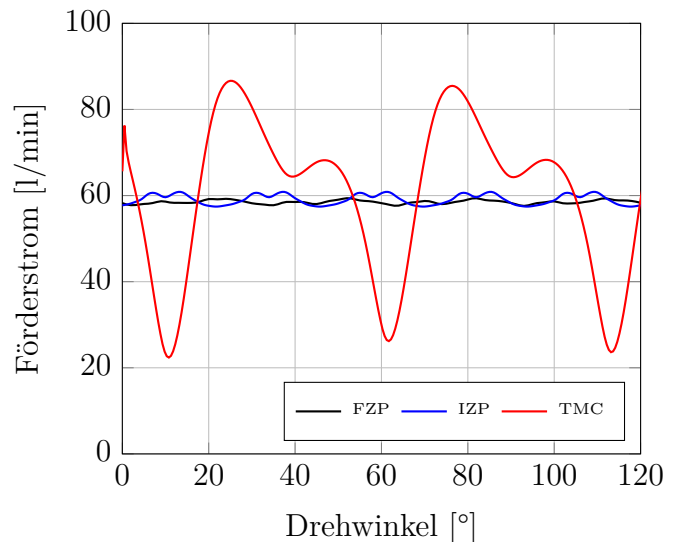


Abbildung 5.14: Förderstrompulsation am Auslass bei $\bar{p}_2 = 22$ bar und $n = 4000/\text{min}$

Bei 4000/min ergeben sich die Förderstromverläufe in Abb. 5.14. Bei der TMC-Pumpe muss jedoch erwähnt werden, dass diese sich hier schon im kavitierenden Bereich befindet. Daher fallen die Pulsationen extrem hoch aus und ein Vergleich mit den beiden anderen Pumpen ist hier nicht möglich. IZP und FZP zeigen analog zu 2000/min beide sehr geringe Pulsationen und daher einen guten Gleichförmigkeitsgrad, wobei die FZP noch etwas besser abschneidet und geringere Pulsationen verursacht, als die IZP. Aus den geringen Förderstrompulsationen ergeben sich entsprechend auch die geringen Druckpulsationen am Auslass,

die sich aus der Förderstrompulsation und den Druckstößen in den Verdrängerkammern selbst ergeben.

Neben den vorher betrachteten volumetrischen Wirkungsgraden sollen nun auch die **hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrade** der Pumpen verglichen werden. So kann anschließend auch eine Abschätzung des Gesamtwirkungsgrades erfolgen. Wie schon in Abschnitt 4.2 erläutert, eignen sich die numerischen Daten hierfür nur bedingt, da beim numerisch berechneten Drehmoment Verlustanteile (hauptsächlich die Lagerreibung) gänzlich fehlen. Daher werden für diese Betrachtung die experimentellen Daten herangezogen.

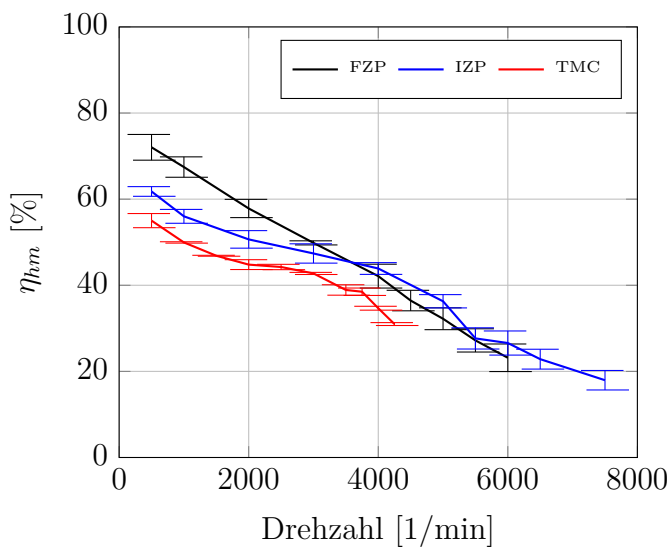


Abbildung 5.15: Exp. Werte der hyd.-mech.-Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

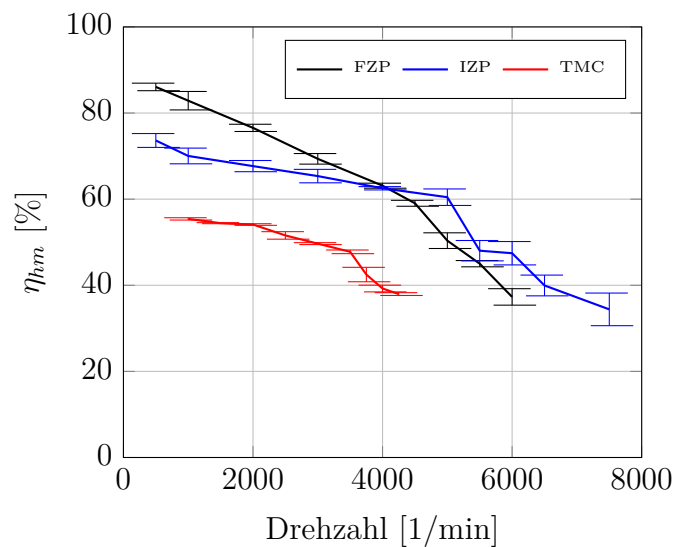


Abbildung 5.16: Exp. Werte der hyd.-mech.-Wirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

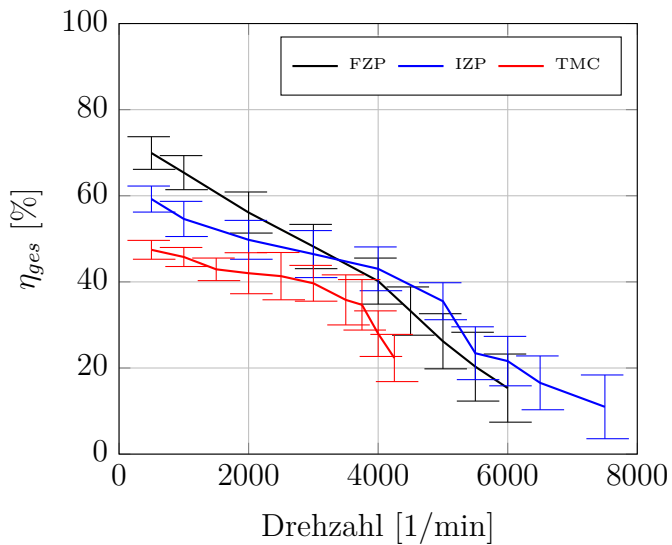


Abbildung 5.17: Exp. Werte der Gesamtwirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 10$ bar

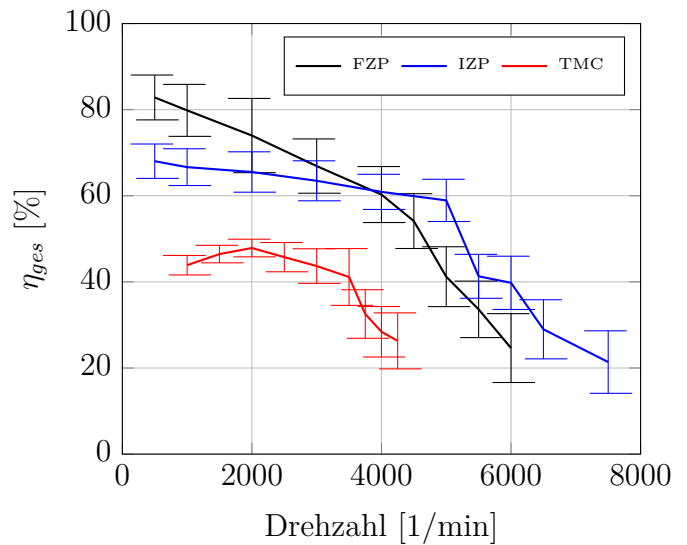


Abbildung 5.18: Exp. Werte der Gesamtwirkungsgrade bei $\bar{p}_2 = 22$ bar

Beim hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrad, der in Abb. 5.15 und Abb. 5.16 für zwei Systemdrücke \bar{p}_2 dargestellt ist, zeigt sich ein hoher Wert für die FZP und die IZP. Erwartungsgemäß sinkt der hydraulisch-mechanische Wirkungsgrad mit zunehmender Drehzahl. Die TMC-Pumpe liegt aufgrund ihrer großen Reibflächen sowohl bei $\bar{p}_2 = 10$ bar als auch bei $\bar{p}_2 = 22$ bar bei deutlich niedrigeren Werten. Weiterhin lässt sich beobachten, dass η_{hm} mit steigendem Gegendruck hier etwas zunimmt. Bei höheren Drehzahlen > 4000 /min erreicht die Innenzahnradpumpe Werte, die über denen der Flügelzellenpumpe liegen, da die Kavitationsgrenze deutlich höher liegt. Sobald die Kavitation einsetzt, steigt aufgrund erhöhter Strömungsverluste das notwendige Pumpendrehmoment. Das theoretische Pumpenmoment bleibt jedoch konstant und es kommt daher zu einem Abfall des hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrades.

Bei den **Gesamtwirkungsgraden**, die in Abb. 5.17 und Abb. 5.18 aufgetragen sind, ergeben sich, da beide eingehende Größen η_{vol} und η_{hm} fehlerbehaftet sind, durch die Fehlerfortpflanzung bedingt deutlich größere Standardabweichungen der Messwerte, als bei den reinen hydraulisch-mechanischen oder volumetrischen Wirkungsgraden. Auch hier liegen sowohl die Innenzahnradpumpe als auch die Flügelzellenpumpe auf einem hohen Niveau. Die TMC-Pumpe schneidet aufgrund ihres unterlegenen volumetrischen und hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrades durchweg schlechter ab und liegt bei $\bar{p}_2 = 10$ bar bei Werten die fast 10 Prozentpunkte niedriger sind, als die der beiden anderen Pumpen. Bei einem weiteren Druckanstieg auf $\bar{p}_2 = 22$ bar nimmt der Abstand zwischen TMC und FZP sowie IZP sogar noch weiter zu. Hier liegt die TMC-Pumpe fast 20 Prozentpunkte unter den Werten von

FZP und IZP, was eine deutlich schlechtere Energiebilanz für das Getriebesystem zur Folge hätte.

5.2 Betrieb mit Luft im Öl

Für die Bewertung der Betriebscharakteristiken mit einer Öl-Luft-Mehrphasenströmung sollen die mit dem numerischen Setup 2 durchgeführten Simulationen herangezogen werden. Da in den Messungen durch die unbekannte Phasenmorphologie der generierten Luftphase größere Unsicherheiten bestehen, werden nur die numerischen Daten betrachtet. Zuerst soll der Einfluss der Luftvolumenfraktion im Saugbereich α_1^d auf die **Kammerinnendruckprofile** der drei verschiedenen Pumpen beurteilt werden.

In Abb. 5.19 sind die Kurven für die Flügelzellenpumpe aufgetragen. Ebenso wie in den 2D-Untersuchungen in Unterabschnitt 4.1.3 zeigen sich hier zwei Effekte. Zum einen wird der Druckanstieg mit zunehmendem α_1^d zu höheren Drehwinkeln verzögert. Die Verdrängerkammern brauchen für den selben Druckanstieg mehr Zeit, da zuerst die Luftphase und danach die Ölphase durch die Volumenreduktion der Förderkammer sowie das Beaufschlagen mit dem Systemdruck komprimiert wird. Bei der Flügelzellenpumpe ist der Druckanstieg bei $\alpha_1^d = 10\%$ im Vergleich zu reinem Öl mit $\alpha_1^d = 0$ um $24,75^\circ$ verzögert. Weiterhin zeigt sich, dass die Druckpulsationen auf dem Hochdruckplateau mit zunehmendem α_1^d ebenfalls stark in ihrer Amplitude zunehmen. Im Gegensatz zu den 2D-Untersuchungen, bei denen ein $\alpha_1^d > 0$ zu einer zunehmenden Dämpfung des auftretenden Druckstoßes bei Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich führt, ist dies hier nur bedingt zu beobachten. Aufgrund der fehlenden dritten Dimension ist der Druckstoß ohne Luft im 2D-Fall mit Werten von $p/\bar{p}_2 \approx 16$ vergleichsweise hoch. Ebenso ist im 2D-Fall keine Kerbe vorhanden und bei Verbindung der Förderkammer mit dem Druckbereich ist schon eine deutliche Vorkompression der Kammer erfolgt. Im 3D-Fall ergeben sich ohne Luft Maximalwerte von $p/\bar{p}_2 < 3$. Durch diese grundsätzlich schwächeren Druckstöße bei Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich führt die Luft im System nicht zu einer weiteren Dämpfung sondern eher noch zu einer Anfachung der Druckstöße. Die ohnehin schon geringe Vorkompression des Kammerdrucks bei der FZP zum Zeitpunkt der Verbindung mit dem Druckbereich über die Kerbe erreicht mit Luft noch deutlich niedrigere Werte als mit reinem Öl. Dadurch ist die Druckdifferenz zwischen der Kammer und dem Druckbereich bei der Verbindung höher und durch die schlagartige Druckbeaufschlagung kommt es zu einem höheren Drucküberschwinger. Bei der Auslegung der Pumpe wird üblicherweise darauf geachtet, die Vorkompression und die Steuerzeiten so zu optimieren, dass der resultierende

Drucküberschwinger in den wichtigsten Betriebspunkten möglichst gering ausfällt. Bei Betrieb mit Luft müsste diese Vorkompression, um den Druckstoß gering zu halten, je nach α_1^d größer als für den Betrieb ohne Luft ausfallen.

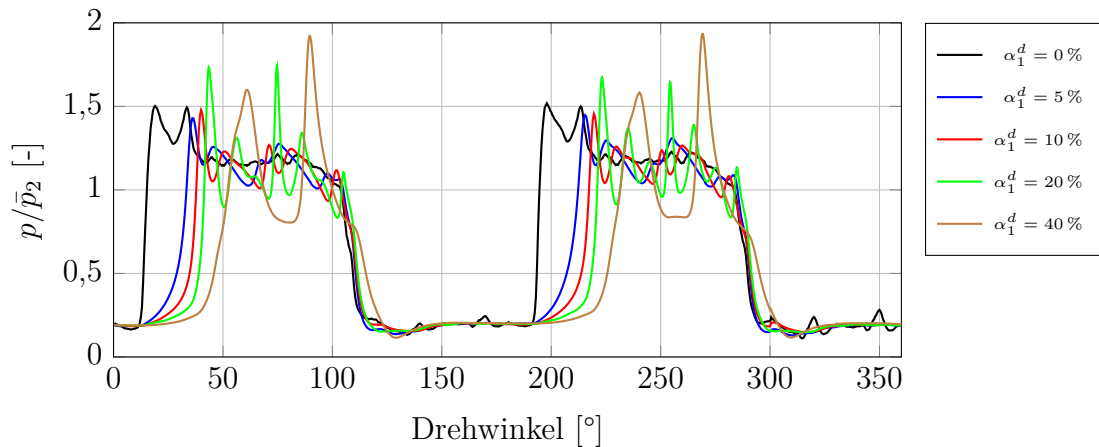


Abbildung 5.19: Kammerinnendruckprofil der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Bei den Druckverläufen in der Innenzahnradpumpe in Abb. 5.20 kommt es analog zur Flügelzellenpumpe nicht zu einer Dämpfung des Druckstoßes bei Verbindung der Verdrängerkammer mit dem Druckbereich. Auch hier ist eher eine Anfächung zu beobachten, die aus der mit Luft nicht ausreichenden Vorkompression des Gemisches zur Druckangleichung resultiert. Ohne Luft im Öl ist der Druckstoß bei der IZP geringer ausgeprägt als bei der FZP in Abb. 5.19. Daher ist die Auslegung der Vorkompression und der Steuerzeiten in der IZP für den Betrieb ohne Luft als besser als in der FZP zu beurteilen, was die Reduktion des Druckstoßes angeht. Der Druckanstieg ist bei der IZP bei $\alpha_1^d = 10\%$ im Vergleich zu reinem Öl mit $\alpha_1^d = 0\%$ um 15° verzögert. Mit Luft im Saugbereich steigt der Druckstoß, da die Vorkompression und die Steuergeometrie nicht mehr zur Kompressibilität des Gemisches passt. Anders herum ist es beim starken Druckstoß, der in der IZP auftritt, sobald die Kammer vom Druckbereich getrennt wird. Hier führt $\alpha_1^d > 0$ durch die zunehmende Gemischkompressibilität zu einer Dämpfung. Die Pulsationen auf dem Hochdruckplateau selbst werden in der IZP ebenso wie in der FZP mit steigendem α_1^d angefacht. Bei der IZP erreichen ihre Amplituden dennoch deutlich niedrigere Werte als bei der FZP.

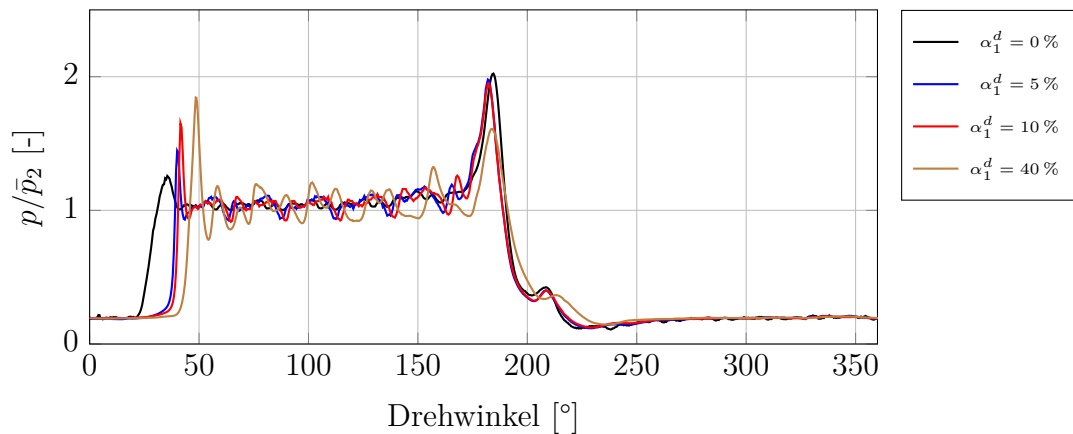


Abbildung 5.20: Kammerinnendruckprofil der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

In Abb. 5.21 sind die entsprechenden Kammerinnendruckprofile für die TMC-Pumpe dargestellt. Hier finden sich teilweise dieselben Tendenzen, wie bei den beiden anderen Pumpen. Der Druckstoß bei Verbindung der Kammer mit dem Druckbereich wird bei einer Erhöhung von α_1^d bis $\alpha_1^d = 10\%$ angefacht. Bei einer weiteren Erhöhung von α_1^d auf 20% und 40% nimmt er jedoch ab und wird zunehmend gedämpft. Auffällig ist, dass der Druckanstieg bei der TMC-Pumpe deutlich weniger stark verzögert wird, als bei der FZP und der IZP. Die Verzögerung des Druckanstiegs beträgt zwischen $\alpha_1^d = 0$ und $\alpha_1^d = 10\%$ nur $8,4^\circ$. Dies ist bedingt durch das niedrigere Kompressionsverhältnis in der TMC-Pumpe (vgl. Tabelle 3.6). Während für die FZP $\epsilon = 9,15$ und für die IZP $\epsilon = 11,93$ gilt, weist die TMC-Pumpe ein deutliche niedrigeres Kompressionsverhältnis von $\epsilon = 3,67$ auf. Dieses niedrigere Kompressionsverhältnis resultiert aus den verhältnismäßig großvolumigen Rotorkanälen, die zu jeder Zeit mit den Verdrängerkammern verbunden sind. Dadurch und durch den von der Kerbe verursachten hydraulischen Kurzschluss bedingt kommt es nur zu einer sehr geringen Vorkompression des Fluids und der Druckanstieg wird mit Luft weniger stark verzögert. [98]

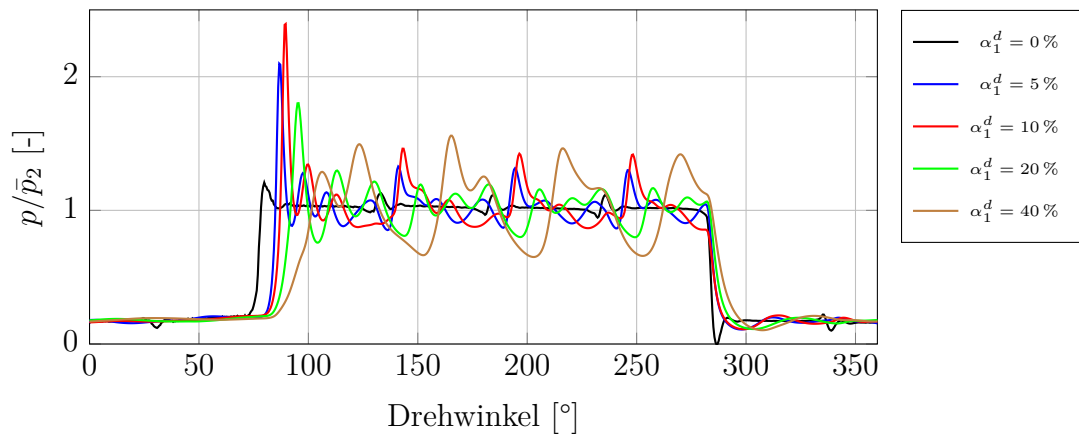


Abbildung 5.21: Kammerinnendruckprofil der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Nun sollen analog zum Kammerinnendruckprofil die **Druckpulsationen am Auslass** der Pumpen unter Erhöhung von α_1^d betrachtet werden. Es werden dabei zuerst die zeitlich aufgelösten Druckprofile aus den CFD-Simulationen betrachtet. In Abb. 5.22 sind die Kurven für die FZP aufgetragen. Auch hier zeigt sich wie im Kammerinnendruckprofil eine Zunahme der Pulsationsamplituden mit steigendem α_1^d . Schon bei $\alpha_1^d = 5\%$ wird verglichen mit $\alpha_1^d = 0$ die dreifache Pulsationsamplitude erreicht. Eine weitere Erhöhung von α_1^d auf bis zu 40% führt im Gegensatz zum Kammerinnendruck am Auslass selbst nicht mehr zu einer weiteren Erhöhung der Amplituden der Druckpulsation.

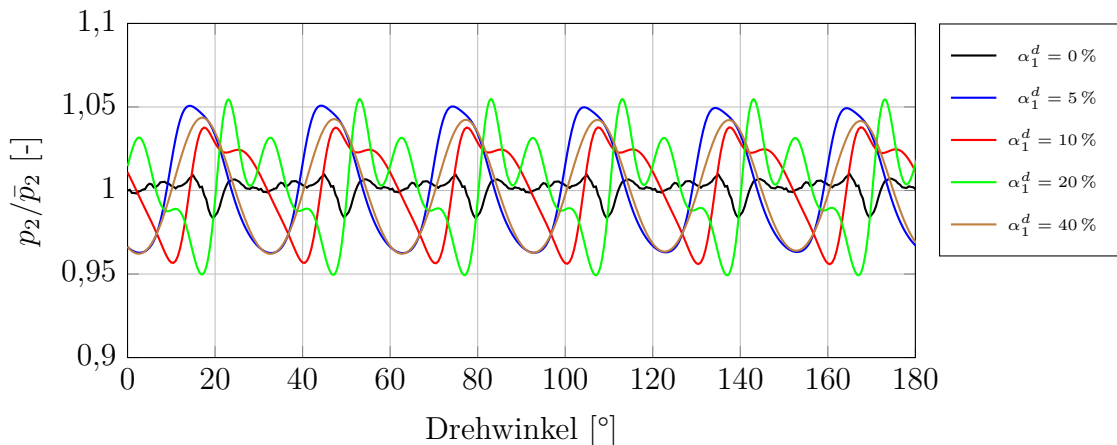


Abbildung 5.22: Auslassdruckpulsationen der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Bei Betrachtung der Auslassdruckpulsation in der IZP in Abb. 5.23 zeigen sich die selben Tendenzen, wobei die Zunahme der Amplituden mit Luft im Vergleich zu $\alpha_1^d = 0$ geringer

ausfällt als bei der FZP. Bei dem Druckverlauf für $\alpha_1^d = 40\%$ ist außerdem eine Schwebung zu beobachten.

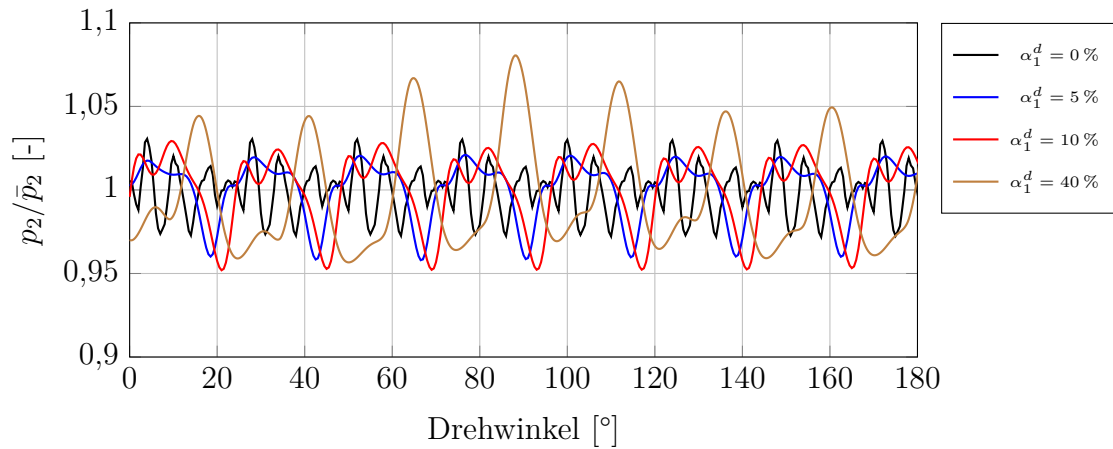


Abbildung 5.23: Auslassdruckpulsationen der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Bei der TMC-Pumpe in Abb. 5.24 zeigen sich analog zur Charakteristik des Kammerinnendruckprofils auch am Auslass starke Druckpulsationen. Diese nehmen mit steigendem α_1^d bis 10% in ihrer Amplitude zu, bevor sie bei 20% wieder etwas abnehmen. Bei $\alpha_1^d = 40\%$ steigen die Amplituden jedoch wieder auf das Niveau von $\alpha_1^d = 10\%$. Auch hier ist das niedrige Kompressionsverhältnis der TMC-Pumpe mit ursächlich für die starken Druckpulsationen mit Luft. Ebenso sind die starken Förderstrompulsationen, die später noch betrachtet werden ein weiterer Grund für die höheren Druckpulsationen. In Abb. 5.24 lässt sich ebenso gut die Phasenverschiebung der am Auslass ankommenden Druckwellen mit steigendem α_1^d aufgrund der Reduktion der Schallgeschwindigkeit im Gemisch erkennen.

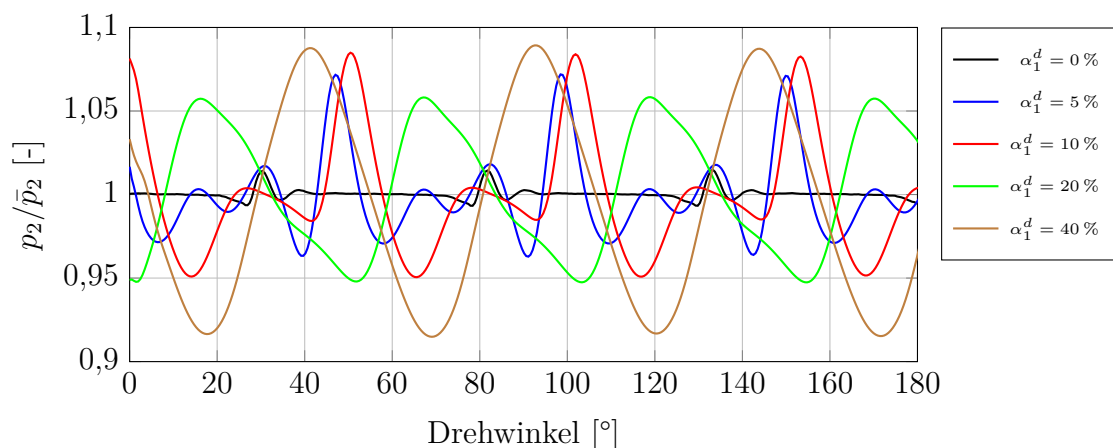


Abbildung 5.24: Auslassdruckpulsationen der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Nach den zeitlich aufgelösten Signalen sollen nun im nächsten Abschnitt die entsprechenden FFT-Analysen der numerischen Drucksignale am Auslass unter Variation von α_1^d betrachtet werden. Da im Experiment keine genaue Aussage zur Morphologie der dispersen Luftphase beziehungsweise zu den Durchmessern der Luftblasen getroffen werden kann, sind hier größere Unsicherheiten zu erwarten. Daher werden auch hierfür die numerischen Daten genutzt.

Bei der FZP zeigt sich in Abb. 5.25, dass die erste Hauptordnung bei 400 Hz bei $\alpha_1^d > 0$ durchweg stark angefacht wird. Die ist ebenso bis zur 7. Hauptordnung bei 2800 Hz der Fall. Erst bei höheren Frequenzen kommt es zu einer Dämpfung der Amplituden im Vergleich zum Fall ohne freie Luft. Dies ist analog zum Kammerinnendruckprofil, wo vor allem der Druckstoß bei Verbindung der Kammer mit dem Druckbereich und die entsprechenden Harmonischen angefacht werden.

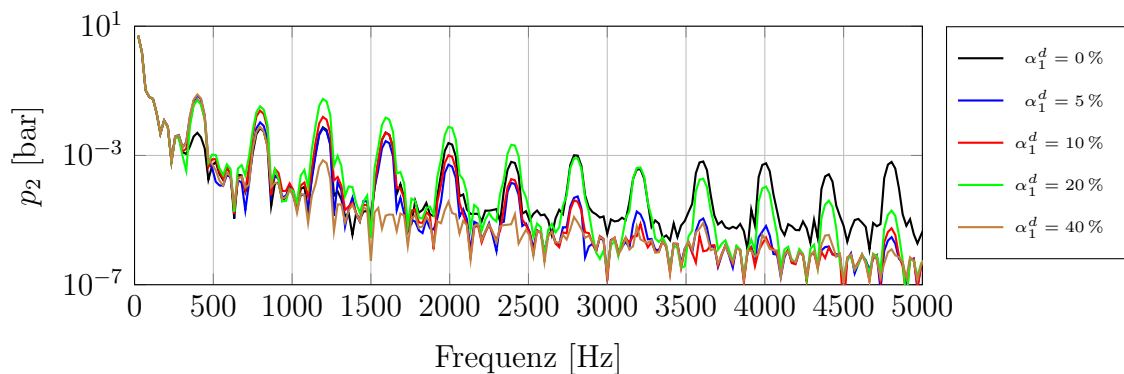


Abbildung 5.25: FFTs der Auslassdruckpulsationen der FZP aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Bei der IZP in Abb. 5.26 zeigt sich außer bei $\alpha_1^d = 40\%$ ebenfalls eine geringe Anfachtung der ersten Hauptordnung bei 500 Hz. Deutlich stärker wird jedoch die 2. Hauptordnung bei 1000 Hz durchweg bei allen $\alpha_1^d > 0$ angefacht. Alle weiteren Harmonischen werden ebenso deutlich angefacht. Erst bei höheren Frequenzen > 3000 Hz wird zumindest der Bereich zwischen den Hauptordnungen durch die freie Luft im Öl stark gedämpft.

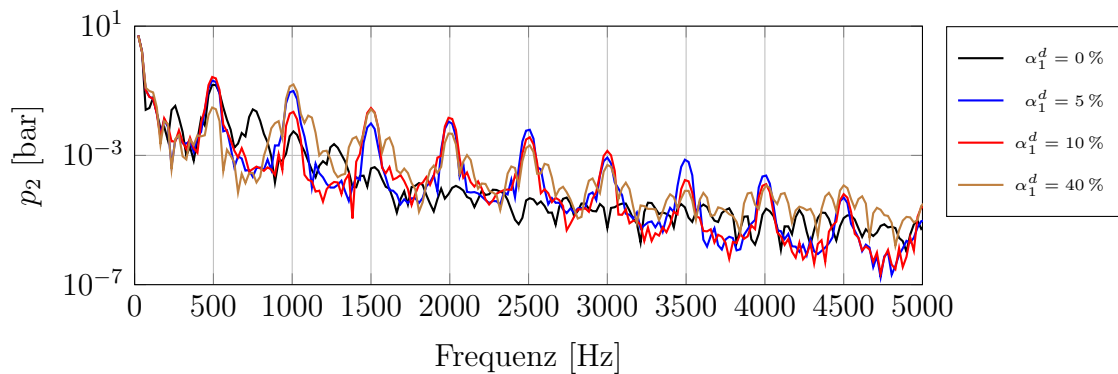


Abbildung 5.26: FFTs der Auslassdruckpulsationen der IZP aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

In Abb. 5.27 sind die entsprechenden Verläufe für die TMC-Pumpe dargestellt. Hier zeigt sich eine sehr starke Anfächung der 1. Hauptordnung bei 233 Hz. Dies gilt auch bis zur 4. Harmonischen der 1. Hauptordnung bei 933 Hz. Im höheren Frequenzbereich >1500 Hz kommt es jedoch zu einer deutlichen Dämpfung der Pulsationsamplituden. Die hauptsächlich langwelligeren Schwingungen sind auch im Zeitsignal in Abb. 5.24 gut zu sehen. Hier liegt die Vermutung nahe, dass durch die Rotorkanäle mit ihrem großen Volumen und die geringere Anzahl an Verdränger-kammern eher niederfrequente Drucksignale angefacht werden. Dazu kommt, dass durch das Funktionsprinzip während einer Umdrehung der Hohlwelle vom Rotor selbst nur eine $1/7$ Umdrehung realisiert wird, was deutlich niedrigere Frequenzanteile in dem Spektrum der Auslassdruckpulsation induziert.

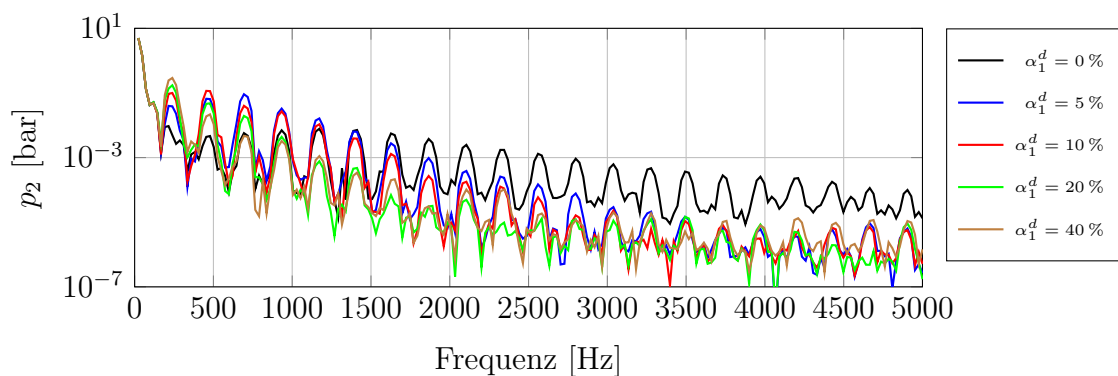


Abbildung 5.27: FFTs der Auslassdruckpulsationen der TMC aus den num. Daten bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Neben der Druckpulsation soll nun auch die **Massenstrompulsation am Auslass** betrachtet werden. In Abb. 5.28 ist für die FZP gut zu erkennen, dass mit steigendem α_1^d auch der über eine Pumpenumdrehung gemittelte Massenstrom aufgrund der sinkenden

Gemischdichte abnimmt. Analog zur Druckpulsation steigt die Massenstrompulsation mit steigendem Luftgehalt. Dies gilt auch für die IZP in Abb. 5.29. FZP und IZP bewegen sich bei der Erhöhung der Pulsationsamplituden auf einem ähnlichen Niveau. Bei der TMC-Pumpe, deren Verläufe in Abb. 5.30 dargestellt sind, kommt es zu einer deutlich stärkeren Anfachung der Massenstrompulsationen. Bei $\alpha_1^d = 10\%$ erreicht der Massenstrom an bestimmten Winkelpositionen nahezu die Nulllinie. Bei einer weiteren Steigerung von α_1^d auf 20% und 40% kommt es dann sogar zu intermittierender Rückströmung. Diese Kurven sind, um die Übersichtlichkeit zu wahren, nicht mehr dargestellt. [98]

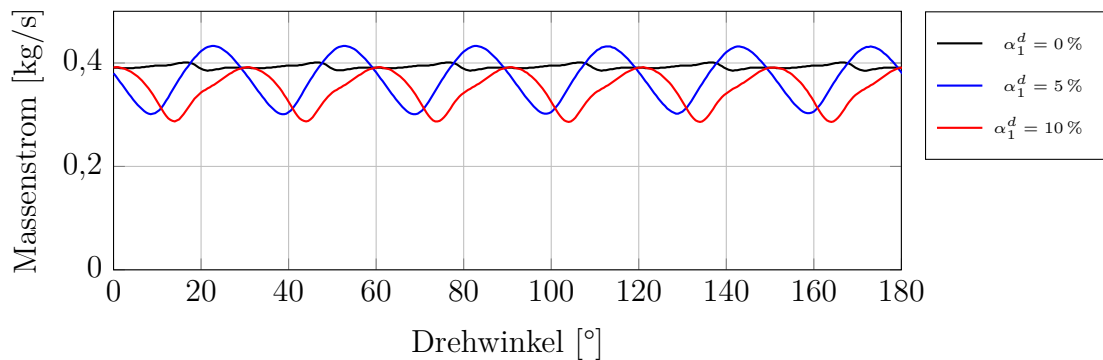


Abbildung 5.28: Massenstrompulsationen am Auslass der FZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

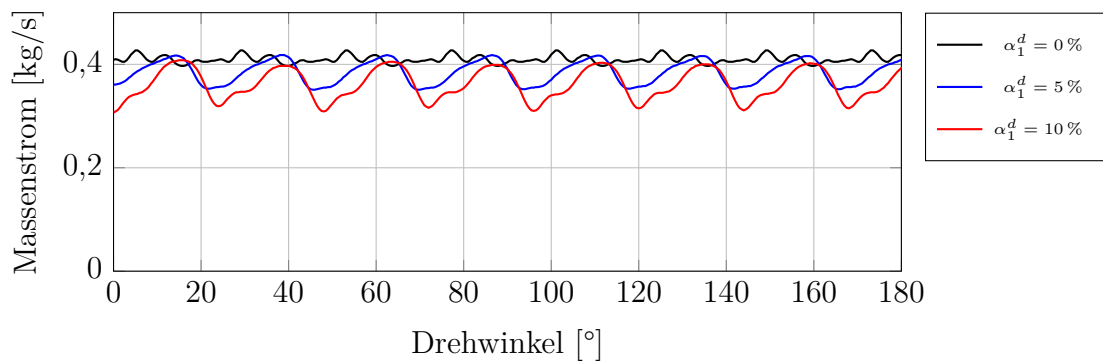


Abbildung 5.29: Massenstrompulsationen am Auslass der IZP unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

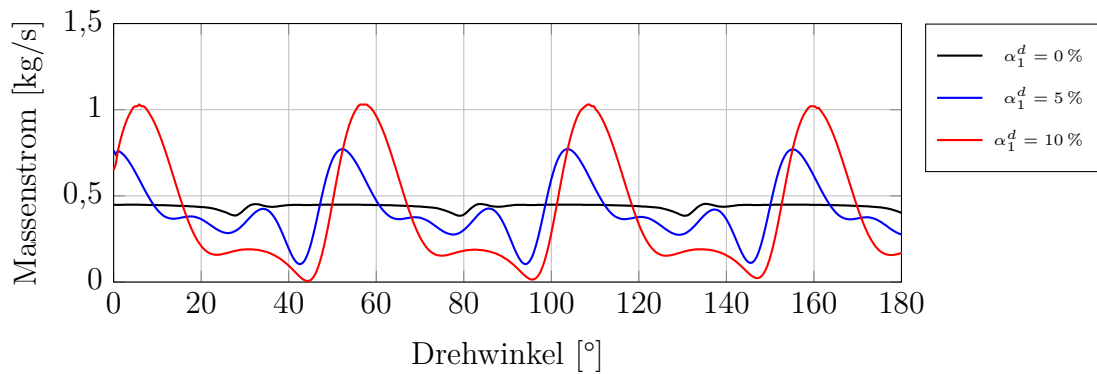


Abbildung 5.30: Massenstropulsationen am Auslass der TMC unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Für $\alpha_1^d = 5\%$ und $\alpha_1^d = 10\%$ ergeben sich dann die mit dem Massenstrom gebildeten Ungleichförmigkeitsgrade in Tabelle 5.2. Die deutliche Überlegenheit der FZP und der IZP gegenüber der TMC-Pumpe ist auch hier gut zu erkennen.

Pumpe	$\delta_{\dot{m}}$ ($\alpha_1^d = 5\%$)	$\delta_{\dot{m}}$ ($\alpha_1^d = 10\%$)
FZP	35,6 %	30,4 %
IZP	17,44 %	27,8 %
TMC	164,9 %	265,2 %

Tabelle 5.2: Ungleichförmigkeitsgrade des Massenstroms bestimmt aus den numerischen Simulationen bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Grundsätzlich sinkt der **volumetrische Wirkungsgrad** mit steigendem Luftgehalt α_1^d ab, da Kompressionsarbeit am Fördermedium verrichtet wird und der geförderte Volumenstrom absinkt. Dabei gilt mit einem Luftanteil $\alpha_1^d > 0$ für den volumetrischen Wirkungsgrad immer $\eta_{vol} < 1 - \alpha_1^d$ [45]. Neben diesem Effekt ändern sich jedoch auch die Druckverhältnisse in den Verdrängerkammern während der Rotation. Die internen Leckagen sind stark von diesen Druckverhältnissen getrieben, da sie den an den Spalten anliegenden treibenden Druckgradienten bestimmen. In Abb. 5.31 sind die volumetrischen Wirkungsgrade der drei Pumpen unter Erhöhung von α_1^d bei $\bar{p}_1 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$ aufgetragen.

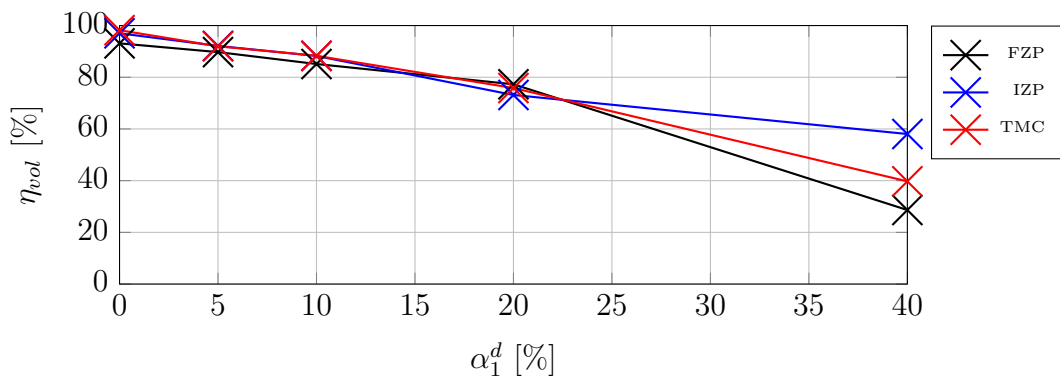


Abbildung 5.31: Vol. Wirkungsgrade unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Es ist gut zu sehen, dass die Verläufe der drei Pumpen bis $\alpha_1^d < 20\%$ nahezu deckungsgleich sind. Bei 40% jedoch zeigen die FZP und die TMC-Pumpe deutlich schlechtere volumetrische Wirkungsgrade. Bei der Flügelzellenpumpe ist hierbei die Doppelhubigkeit zu beachten. Wie in Unterabschnitt 4.1.3 dargestellt, ergeben sich bei der FZP zwei radiale Leckagepfade von einem Druckbereich zu den beiden Saugbereichen. Durch die erhöhte Kompressibilität des Gemisches werden bei der Kompression der Verdrängerammer an der selben Drehwinkelposition niedrigere Drücke erreicht. Dies führt dazu, dass pro Umdrehung eine längere Zeit eine höhere treibende Druckdifferenz an den Dichtspalten anliegt. Da dies an zwei Leckagepfaden passiert, sinkt der Wirkungsgrad hier stärker ab als bei der IZP, wo dies nur einen radialen Leckagepfad betrifft. Weiterhin hat die Innenzahnradpumpe ein noch etwas höheres Verdichtungsverhältnis als die FZP (vgl. Tabelle 3.6), was sich hier ebenso positiv auswirkt, da das Gemisch stärker komprimiert wird und der anliegende Druckgradienten an den Spalten dadurch geringer ist. Bei der TMC-Pumpe liegt ein deutlich niedrigeres Verdichtungsverhältnis vor, dass analog dazu zu höheren treibenden Druckdifferenzen in den komplexen Spaltgeometrien sorgt. Daher fällt der volumetrische Wirkungsgrad bei der TMC-Pumpe stärker ab als bei der IZP.

In Abb. 5.32 ist der **Abfall des mittleren Drehmoments** \bar{M} bezogen auf den Wert bei Betrieb ohne Luft $\bar{M}_{\alpha=0}$ dargestellt. Bei allen drei Pumpen fällt das benötigte Drehmoment aufgrund der erhöhten Kompressibilität des Gemisches ab. Die FZP und die IZP zeigen jedoch einen stärkeren Abfall als die TMC-Pumpe. Betrachtet man nun nochmals die Kammerinnendruckprofile in Abb. 5.19, Abb. 5.20 und Abb. 5.21 erklären sich die Differenzen zwischen den Kurven. Die FZP und die IZP verzögern den Druckanstieg bei der Vorkompression durch ihr hohes Verdichtungsverhältnis am stärksten. Das Hochdruckplateau wird am weitesten eingeschnürt und der Rotor und entsprechend die Antriebswelle sehen folglich für eine kürzere Zeit pro Umdrehung den Hochdruck und müssen gegen

diesen arbeiten. Daher ergeben sich hier auch die größeren Drehmomentabfälle. Obwohl die IZP ein ähnliches Verdichtungsverhältnis ϵ wie die FZP hat, zeigen sich bei der FZP im Kammerinnendruckprofil die größeren Druckpulsationen auf dem Hochdruckplateau. Bei der IZP sind die Pulsationsamplituden deutlich geringer. Durch diese höheren Amplituden bedingt ist der mittlere Drehmomentabfall mit Luft bei der FZP geringer als bei der IZP. Die TMC-Pumpe zeigt zwar ähnlich wie die FZP starke Pulsationen auf dem Hochdruckplateau, jedoch wird der Winkelbereich des Plateaus durch das geringe Kompressionsverhältnis und den vorhandenen hydraulischen Kurzschluss am wenigsten eingeschnürt. Daher sinkt das erforderliche Drehmoment bei der TMC-Pumpe mit Luft nicht so stark wie bei den beiden anderen Pumpen. Auch bei dieser Betrachtung zeigen sich die FZP und die IZP aufgrund ihrer hohen Verdichtungsverhältnisse der TMC-Pumpe überlegen.

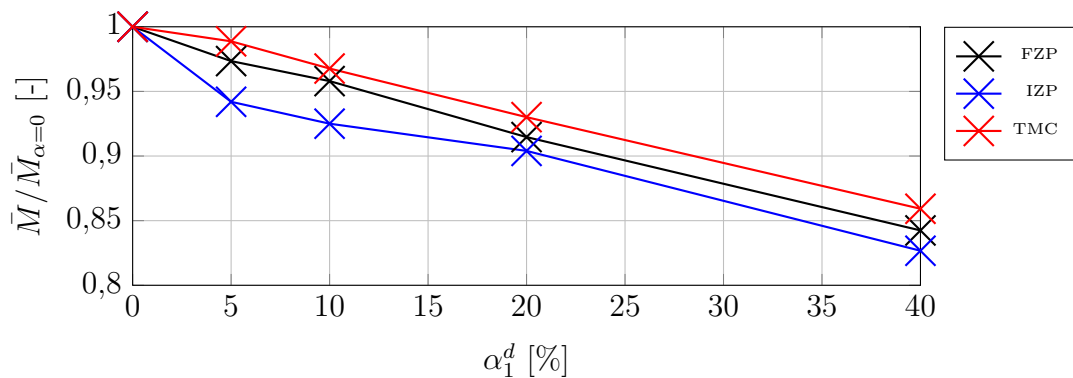


Abbildung 5.32: Abfall des mittl. Drehmoments unter Variation von α_1^d bei $\bar{p}_2 = 5$ bar und $n = 2000/\text{min}$

Nun soll die räumliche **Luftverteilung in den Förderkammern** der drei Pumpen mithilfe der numerischen Simulationen betrachtet und verglichen werden. Zuerst soll das Strömungsfeld in der Verdrängerkammer der FZP betrachtet werden. In Abb. 5.33 ist die entsprechende Druckverteilung sowie die instantanen Geschwindigkeitsvektoren in einer radialen Ebene in der Mitte einer abgeschlossenen Verdrängerkammer, die weder an den Druck- noch an den Saugbereich angeschlossen ist, dargestellt. Dabei sind zwei große gegenläufige Wirbelgebiete sichtbar. Diese entstehen zum einen durch den radialen Druckgradienten. Dieser zeigt in positive z -Richtung nach außen und zwingt die Strömung in den oberen und unteren Kamerbereichen zur Drehachse hin. Die betrachtete Verdrängerkammer befindet sich kurz nach der Trennung vom Saugbereich, hat jedoch den Druckbereich noch nicht erreicht. Durch das radiale und axiale Einströmen aus dem Saugbereich sind zusätzliche Querkomponenten der Geschwindigkeit in der Kammer zustande gekommen. Dadurch werden die zwei gegenläufigen Wirbel induziert.

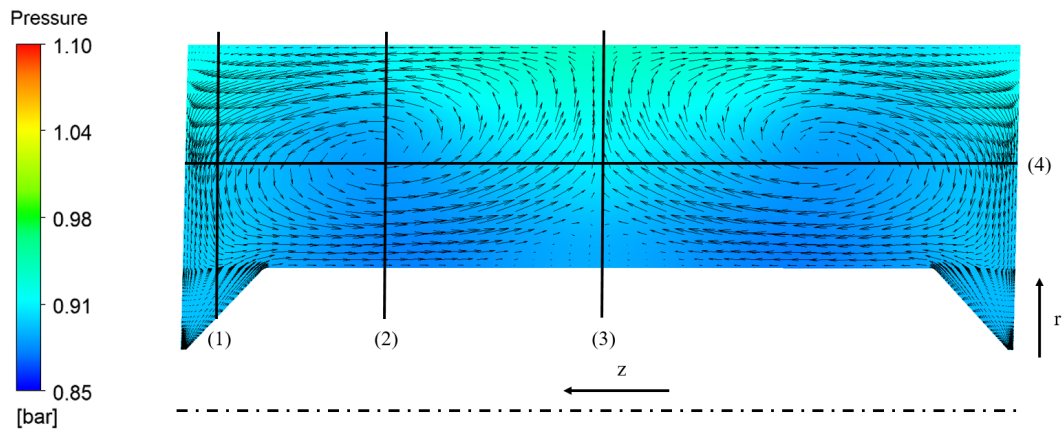


Abbildung 5.33: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der FZP bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$

In den folgenden Diagrammen werden nun die Luftverteilungen auf den in Abb. 5.33 definierten Pfaden betrachtet. Dabei ist der dimensionslose Radius \tilde{r} so gewählt, dass er an der Rotorwand den Wert 0 und am Kurvenring den Wert 1 annimmt. Die dimensionslose z-Koordinate \tilde{z} nimmt bei der kleinsten z-Koordinate den Wert 0 und bei der größten 1 an.

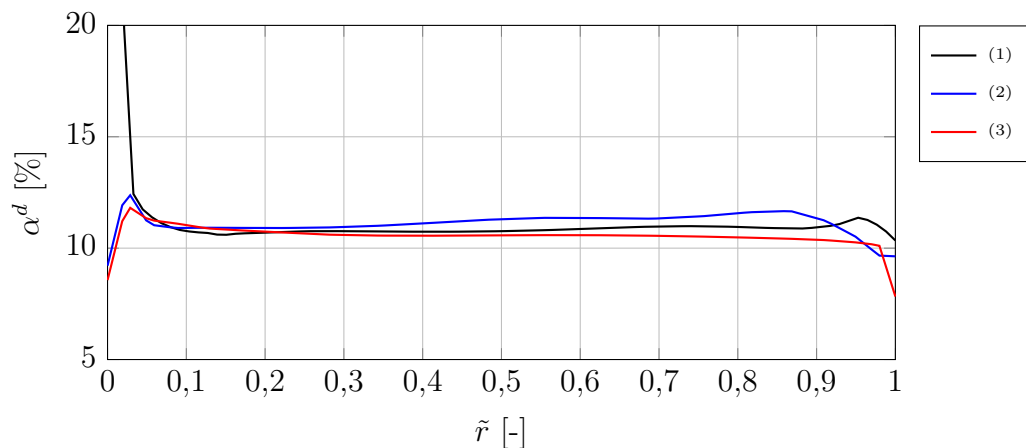


Abbildung 5.34: Radiale Verläufe von α^d in der FZP über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.33) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$

In Abb. 5.34 ist gut zu sehen, dass an Pfad (1) im Bereich der Rotorfase an der Rotorwand die höchsten Luftvolumenfraktionen vorkommen. Hier sind die kleinsten absoluten Radien zu finden und der Druck ist dementsprechend am niedrigsten. Die meiste Luft sammelt sich demnach in den beiden symmetrischen Rotorfasen. Auch an den beiden anderen Pfaden (2) und (3) finden sich die höchsten Luftanteile nahe der Rotorwand. Auf Pfad (2) wird das Zentrum des Wirbels durchschritten. Dort ist der statische Druck noch geringer als im umgebenden Strömungsfeld und dementsprechend steigt dort die Luftvolumenfraktion an. In

Pfad (3) in der Rotormittelebene ist dies nicht der Fall. Der Druck steigt dort kontinuierlich nach außen hin an. Grundsätzlich stimmt auch für den 3D-Fall der FZP die Aussage aus den 2D-Betrachtungen in Unterabschnitt 4.1.3, dass der Luftgehalt nach außen hin abnimmt. Zusätzliche Sekundärströmungen, die im 3D-Fall durch das radiale und axiale Befüllen der Verdrängerkammern induziert werden, machen das Strömungsfeld jedoch komplexer und führen nicht zu so einem stetigen und kontinuierlichen Anstieg des Luftanteils in Richtung kleinerer Radien wie im 2D-Fall. Das Ausströmen aus der Förderkammer erfolgt, sobald die Verbindung zum Druckbereich über Nieren oder Kerben hergestellt wird, axial. Bei Betrieb mit Luft kann die entsprechende Kerbe in ihrer radialen Position so platziert werden, dass ein gewünschter Luftanteil diese erreicht. Bei kleineren Radien ist das Fluid stärker kompressibel als bei größeren Radien weiter außen, wo der Luftanteil kleiner ist. So könnte zur Druckangleichung für das hochkompressible Fluid innen eine kurze Kerbe verwendet werden, während für das weniger kompressible Medium außen eine längere Kerbe eingesetzt wird, die einen langsameren Druckangleich erlaubt.

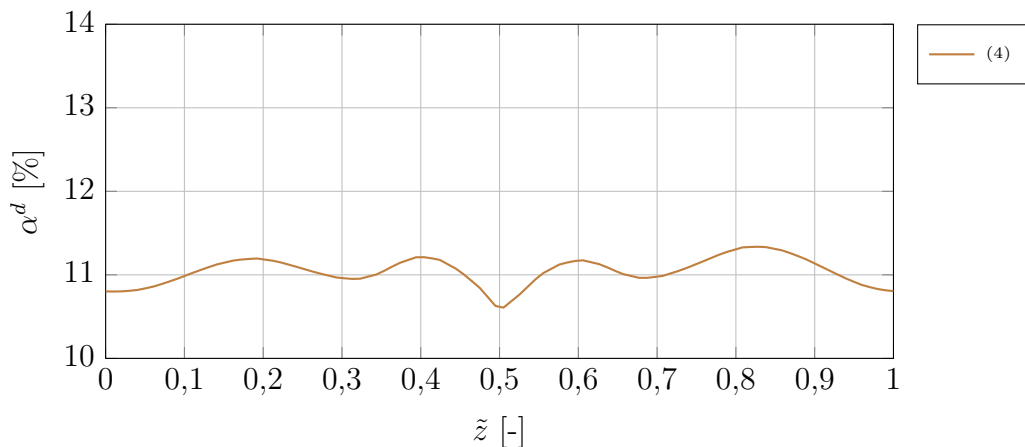


Abbildung 5.35: Axialer Verlauf von α^d in z-Richtung in der FZP über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.33) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000$ /min und $\alpha_1^d = 10$ %

In Abb. 5.35 ist die Verteilung von α^d auf Pfad (4) in axialer z-Richtung dargestellt. Im Bereich der beiden Wirbel links und rechts der Mitte der Förderkammer sind aufgrund der niedrigeren Drücke höhere Volumenfraktionen an Luft zu finden. Genau in der Mitte bei $\tilde{z} = 0,5$ ist aufgrund des höheren Druckes der geringste Luftanteil lokalisiert. Ebenso ist der Luftanteil nahe $\tilde{z} \approx 0$ und ≈ 1 geringer, da hier die Fasen zu finden sind, und sich die höheren Luftanteile nahe dem Rotor sammeln. Die genaue Ausprägung des Wirbelsystems in den Förderkammern ist vom Betriebspunkt (vor allem von der Drehzahl) und auch von der genauen Winkelposition der Verdrängerkammer abhängig, da sich die Wirbelsysteme sehr dynamisch verhalten. Grundsätzlich kann diese hier dargestellte Wirbelstruktur jedoch in

vielen Betriebspunkten in den abgeschlossenen Kammern zwischen Saug- und Druckbereich so beobachtet werden.

Nun soll die **Innenzahnradpumpe** betrachtet werden. In Abb. 5.36 ist die entsprechende Druckverteilung in der radialen Ebene durch die sich zwischen Ritzel und Zahnring bildende Verdrängerammer dargestellt. Wie bei der FZP befindet sich auch die hier betrachtete Verdrängerammer zwischen Saug- und Druckbereich und hat noch das Saugdruckniveau. Analog zur FZP existiert ein radialer Druckgradient, der zum Anstieg des statischen Druckes nach außen hin führt. Durch die größere radiale Ausdehnung der Verdrängerammer kommt es zu höheren Druckdifferenzen als bei der FZP. Ebenso sind zwei Wirbelsysteme zu sehen. Diese sind jedoch noch etwas komplexer und resultieren aus dem radialen Druckgradienten, der Wandhaftbedingung an den beiden Seitenwänden des Gehäuses, dem axialen Einströmen des Fluids in die Verdrängerammer und das anschließende Abkapseln des Fluidvolumens vom Saugbereich. Das axiale Einströmen bringt zusätzliche Querkomponenten der Geschwindigkeit mit sich und erzeugt lokal eine Strömungsablösung.

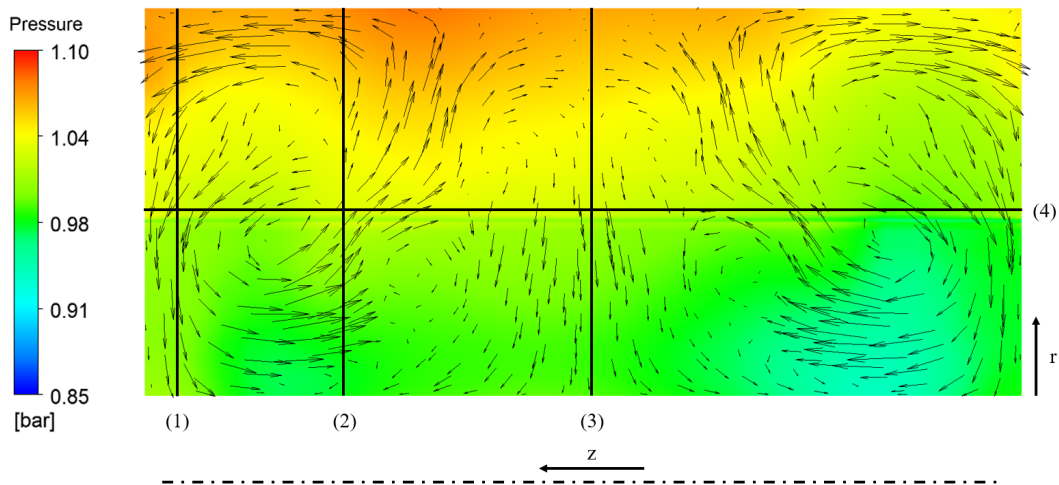


Abbildung 5.36: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der IZP bei $\bar{p}_2 = 5 \text{ bar}$, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10 \%$

In Abb. 5.37 sind die entsprechenden Luftvolumenfraktionen auf den radialen Pfaden (1) - (3) dargestellt. Wie auch bei der Flügelzellenpumpe finden sich die höchsten Luftanteile bei den kleinsten Radien am Ritzel. Generell ist der Verlauf aber auch hier von den Wirbeln und den dadurch resultierenden Druckverhältnissen geprägt. Im Pfad (1) ist die Volumenfraktion über den Radius relativ konstant. Im Gegensatz zur FZP sind hier keine Fasen, die die radiale Ausdehnung der Kammer lokal erweitern. Daher ist bei der IZP die radiale Position der Kerbe zum Druckbereichs bei Betrieb mit Luft nicht von so hoher Relevanz. Auf dem Pfad (2), der ein Wirbelgebiet durchfährt, ergibt sich im Wirbelzentrum bei $\tilde{r} \approx 0,225$ selbst,

wo der geringste statische Druck vorliegt, ein lokales Maximum der Luftvolumenfraktion. Dieses ist auf Pfad (3), der zwischen beiden Wirbelsystemen liegt, noch stärker ausgeprägt. Hier steigt die Luftvolumenfraktion nahezu stetig nach innen hin an.

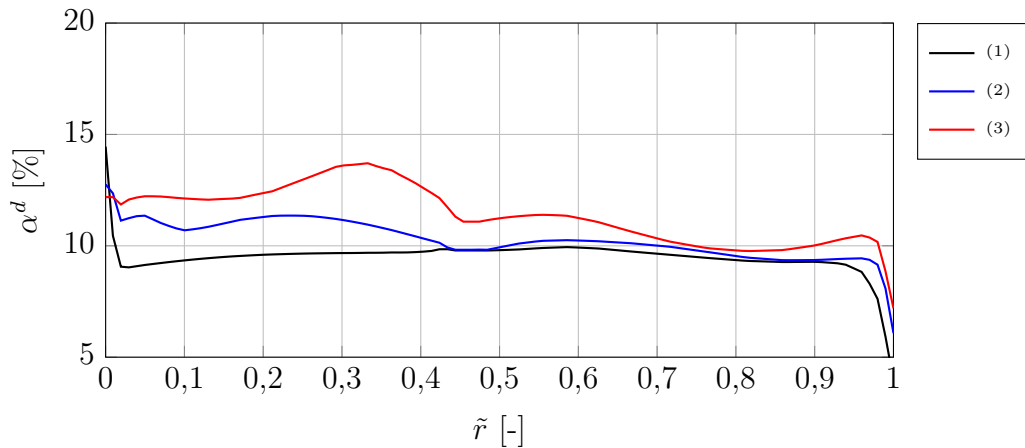


Abbildung 5.37: Radiale Verläufe von α^d in der IZP über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.36) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000$ /min und $\alpha_1^d = 10$ %

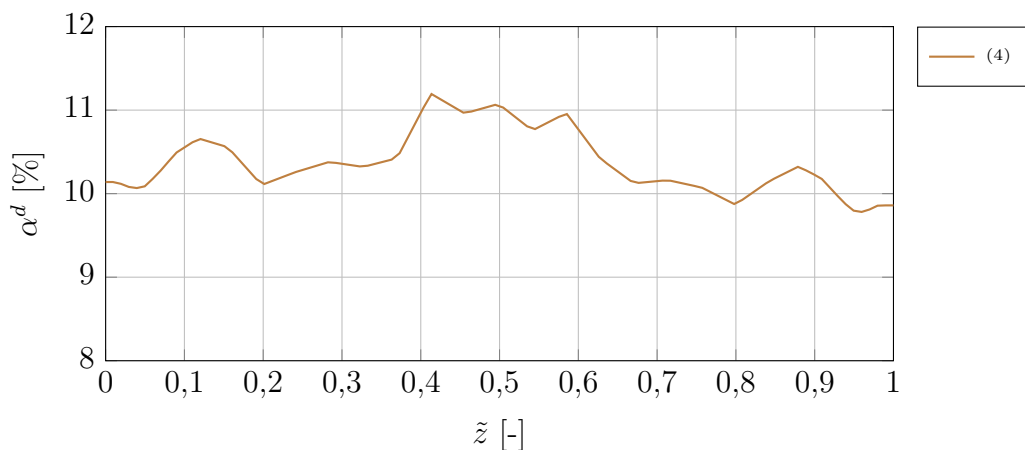


Abbildung 5.38: Axialer Verlauf von α^d in z-Richtung in der IZP über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.36) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000$ /min und $\alpha_1^d = 10$ %

In Abb. 5.38 ist der entsprechende axiale Verlauf der Luftvolumenfraktion in z-Richtung auf Pfad (4) aufgetragen. Bei $\tilde{z} \approx 0,5$ sind die höchsten Luftanteile zu finden. Ebenso sind in den zwei Wirbeln höhere Luftanteile präsent. Insgesamt zeigt sich, dass die Luftverteilung in den Förderkammern der IZP ähnlich wie in der FZP auch stark von Sekundärströmungen wie Wirbeln geprägt ist. Da der Radius des Ritzels in z-Richtung jedoch konstant ist, ergeben sich bei $\tilde{z} \approx 0$ und 1 in radiale Richtung keine so großen Abweichungen der Luftvolumenfraktion wie bei der FZP.

Als letztes soll die **TMC-Pumpe** betrachtet werden. In Abb. 5.39 ist eine Ebene mit $\varphi = \text{konst.}$ (vgl. Abb. 4.60) dargestellt, in der ebenfalls die z -Achse liegt, die die Drehachse der Hohlwelle darstellt. Die dabei betrachtete Kammer ist dabei noch an den Saugbereich angeschlossen und hat dessen Druckniveau. Da die TMC-Pumpe durch die Kerbe einen hydraulischen Kurzschluss aufweist, ist die Betrachtung einer von Saug- und Druckbereich abgeschlossenen Kammer nicht möglich. Der Rotorkanal, der sich bei größeren z -Koordinaten an die Verdrängerkammer anschließt, ist hier nicht dargestellt. Auch hier zeigt sich wieder ein von Wirbeln und Ablösungen geprägtes Geschwindigkeits- und Druckfeld. Der Druck steigt nach außen hin ebenfalls grundsätzlich an. Es finden sich mehrere Wirbelsysteme in der Verdrängerkammer.

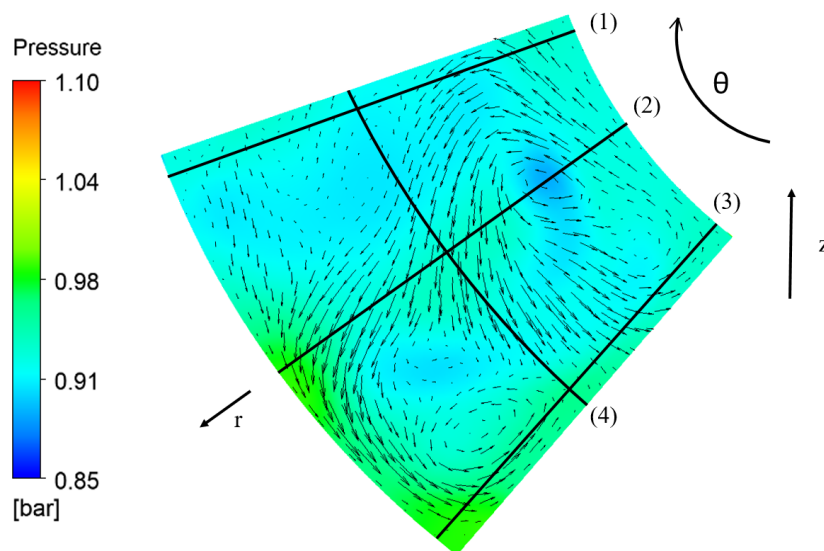


Abbildung 5.39: Druck- und Geschwindigkeitsverteilung im radialen Schnitt einer Förderkammer der TMC bei $\bar{p}_2 = 5 \text{ bar}$, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10 \%$

In Abb. 5.40 sind die radialen Verläufe der Luftvolumenfraktion auf den drei Pfaden durch die Verdrängerkammer dargestellt. Auf Pfad (1), an den sich der Rotorkanal anschließt, ist die Luftvolumenfraktion über dem Radius relativ konstant. Die höchsten Volumenfraktionen sind nicht unbedingt bei den kleinsten Radien zu finden, sondern durch die Wirbelstrukturen bedingt etwa bei $\tilde{r} \approx 0,5$. Auf Pfad (2) ist ein ähnliches Bild zu finden, wobei ein Wirbelzentrum bei $\tilde{r} \approx 0,5$ für einen geringen statischen Druck und eine hohe Luftvolumenfraktion sorgt. Auf Pfad (3) ist das typische Profil mit den höchsten Luftanteilen nahe der Rotorwand zu finden. Nach außen hin fällt die Luftvolumenfraktion tendenziell ab.

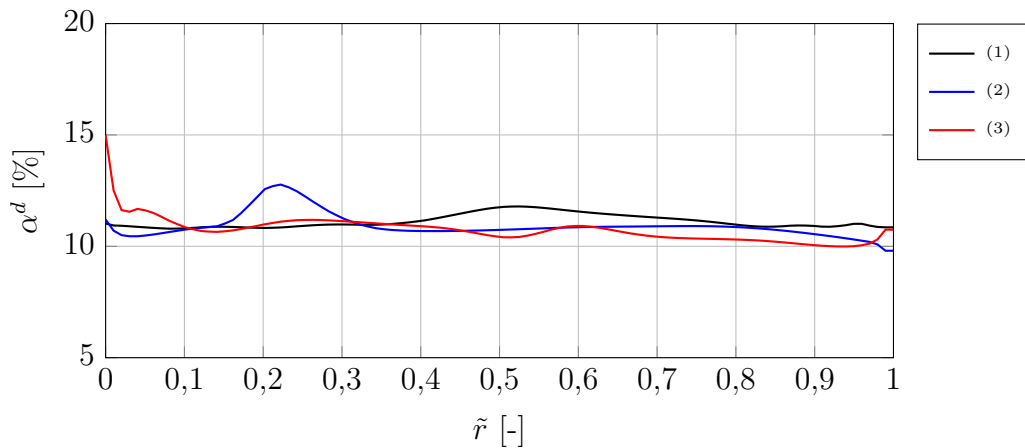


Abbildung 5.40: Radiale Verläufe von α^d in der TMC über die Pfade (1), (2) und (3) (vgl. Abb. 5.39) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$

In Abb. 5.41 ist die Luftverteilung in θ -Richtung in der Mitte zwischen Innen- und Außenkugel aufgezeigt (vgl. Abb. 5.39). Dabei nimmt $\tilde{\theta}$ bei der kleinsten z -Koordinate den Wert 0 und bei der größten z -Koordinate den Wert 1 an. Durch die Wirbelsysteme und die dadurch entstehenden Druckverhältnissen bedingt, ergibt sich die entsprechende Luftverteilung in Abb. 5.41. Der Gradient von α^d verschwindet bei $\tilde{\theta} \approx 1$ nahezu, da hier der Rotorkanal beginnt, der in Abb. 5.39 nicht dargestellt ist.

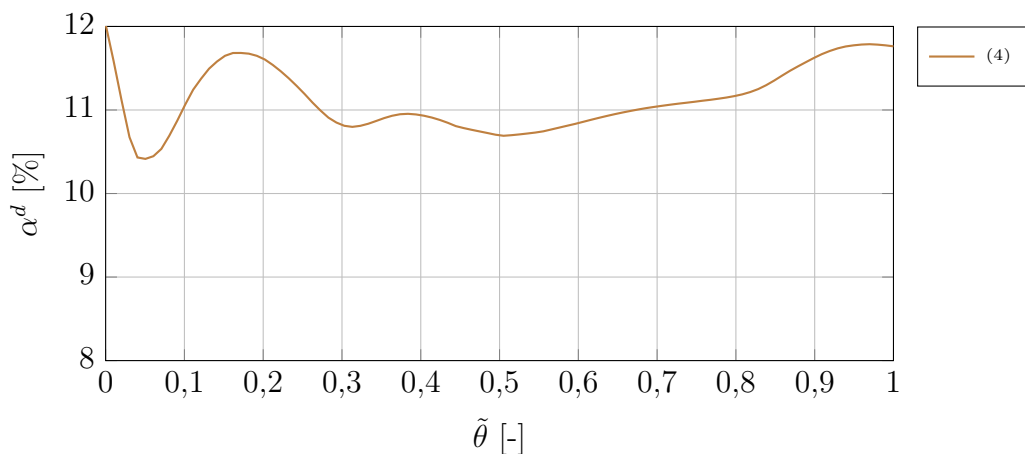


Abbildung 5.41: Verlauf von α^d in θ -Richtung in der TMC über den Pfad (4) (vgl. Abb. 5.39) bei $\bar{p}_2 = 5$ bar, $n = 2000/\text{min}$ und $\alpha_1^d = 10\%$

Insgesamt zeigt sich bei diesen Untersuchungen der räumlichen Verteilung der Luftvolumenfraktion in den Verdrängerkammern, dass das Strömungsfeld in allen untersuchten Verdrängerpumpen durch die nahen Wände, die Abkapselung der Kammern sowie die Einströmrichtung bei der Befüllung der Kammern aus dem Saugbereich stark wirbelbehaftet

und instationär ist. Der radiale Druckgradient, der in allen untersuchten Pumpen grundsätzlich vorhanden ist, induziert weitere Sekundärströmungen. Die Luftverteilung ist daher auch von dem genauen, instantanen Strömungszustand abhängig. Grundsätzlich ist jedoch bei den kleinsten Radien mit den höchsten Luftanteilen zu rechnen. Die Steueröffnungen, die oft mit Kerben unterstützt werden, können entsprechend der vorhandenen radialen Luftverteilung ausgelegt und positioniert werden. Dabei kann es vorteilhaft sein, diese bei hohen Luftanteilen α_1^d weiter außen zu positionieren, da das Gemisch dort durch kleinere Luftanteile α^d weniger kompressibel ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Mithilfe der in dieser Arbeit eingesetzten **numerischen** CFD-Methoden konnten alle relevanten Betriebszustände und nahezu alle Charakteristiken der drei untersuchten Verdrängerpumpen analysiert werden. Auch die disperse Mehrphasenströmung eines Öl-Luft Gemisches mit der Vorgabe einer Luftvolumenfraktion von bis zu 40% am Pumpeneinlass konnte erfolgreich dargestellt werden. Dabei war es jedoch aus numerischen Gründen nötig, die Spalthöhen im Vergleich zu den üblichen Annahmen für den Betriebsbereich etwas aufzuweiten. In einer Untersuchung wurde gezeigt, dass diese notwendige Aufweitung zu vertretbaren Abweichungen in den untersuchten Größen führt. Die bei Betrieb mit Luft typischen Charakteristiken konnten bis zu Gegendrücken von 10 bar und Drehzahlen von bis zu 4000/min berechnet werden. Grundsätzlich bedingt freie Luft im Fördermedium folgende Phänomene in Verdrängerpumpen:

- Der volumetrische Wirkungsgrad sinkt durch die erhöhte Kompressibilität des Gemisches auf einen Wert $\eta_{vol} < 1 - \alpha_1^d$. Statt zu fördern, komprimiert die Pumpe das Gemisch. Dies ist analog zu den Erkenntnissen der Autoren in [45].
- Die Druckpulsationen im Kammerinnendruckprofil und im Auslass werden mit steigendem Luftanteil α_1^d zunehmend größer. Der charakteristische Druckstoß bei Verbindung der Kammer mit dem Druckbereich wird je nach Steuergeometrie und Optimierung der Pumpe und abhängig vom Luftanteil entweder angefacht oder gedämpft. Hier spielen auch die in Abhängigkeit von der Drehzahl wirkenden Trägheitskräfte sowie der Gegendruck eine große Rolle.
- Ebenso kommt es je nach Kompressionsverhältnis der Pumpe und Anteil an Totvolumen in der Förderkammer zu einer starken Erhöhung der Massenstrompulsationen am Auslass. Bei sehr hohen Luftanteilen kann es sogar zu intermittierender Rückströmung

kommen. Ein hohes Kompressionsverhältnis und ein geringes Totvolumen wirkt sich dabei günstig auf die Pulsationen aus.

- Das Hochdruckplateau im Kammerinnendruckprofil wird mit zunehmendem α_1^d eingeschnürt, da zuerst die kompressible Luft und erst anschließend die Ölphase komprimiert wird. Dies benötigt mehr Zeit. Durch die Einschnürung des Hochdruckplateaus muss die Pumpe im Mittel auch kürzer gegen den Hochdruck „arbeiten“. Dadurch sinkt das erforderliche mittlere Antriebsdrehmoment.
- In den abgeschlossenen Verdrängerkammern werden die höchsten Luftanteile aufgrund des radialen Druckgradienten bei den kleinsten Radien nahe der Welle transportiert. Diese grundlegende Verteilung wird jedoch stark von den sich ausbildenden Sekundärströmungen und Wirbeln in der Kammer beeinflusst.

Die Validierung mit experimentellen Ergebnissen hat für die Simulationen mit und ohne Luft eine gute Übereinstimmung der numerischen Daten gezeigt. Für vorhandene Abweichungen sind vor allem zwei Ursachen zu nennen, die in der CFD so bisher nicht berücksichtigt werden können:

- Zum einen muss in den CFD-Simulationen beim Vernetzen der Arbeitsräume eine Annahme für die Spalthöhen getroffen werden. Diese Annahme beruht auf Erfahrungswerten und bekannten Fertigungstoleranzen. Eine direkte Messung der Spalthöhen, die sich im Betrieb der Pumpe tatsächlich einstellen, ist de facto nicht möglich. Da die Spalthöhe jedoch bei den Leckageströmen mit der dritten Potenz eingeht, hat sie einen signifikanten Einfluss auf die Lösung. Vor allem bei der TMC-Pumpe, die im Vergleich zu den beiden anderen Pumpen mehr und komplexere Leckagepfade aufweist, ist die Sensitivität gegenüber den Spaltannahmen besonders stark ausgeprägt.
- Bei den CFD-Simulationen wird von einer zu jedem Zeitpunkt konstanten Spalthöhe und Geometrie ausgegangen. Im realen Betrieb jedoch stellen sich diese je nach Betriebspunkt dynamisch ein, da sich zum Beispiel Bauteile durchbiegen können. In der IZP funktionieren die druckabhängigen mechanischen Kompensationsmechanismen, die die Spalthöhen im Betrieb verringern, nach diesem Prinzip. In der CFD wird vereinfacht mit einem konstanten Wert gerechnet. Bei der FZP stellt sich der Radialspalt je nach Betriebspunkt ein, da die Flügel je nach Druck- und Kraftverhältnissen radial ein- und ausfahren können. Auch über die Zeitdauer einer Rotorumdrehung kann nicht von einer konstanten Spalthöhe ausgegangen werden, da die Druckbeaufschlagung der Kammer zum Beispiel eine Flügelbewegung in radialer Richtung auslösen kann. Dasselbe gilt für die TMC-Pumpe, wo die axiale Verschiebbarkeit des Rotors und der

Hohlwelle und die dahinterstehende Dynamik vernachlässigt werden. Diese fehlende dynamische Spaltcharakteristik wird in den CFD-Simulationen vernachlässigt, was jedoch zu Abweichungen bei der berechneten Druckpulsation und im volumetrischen Wirkungsgrad sowie in weiteren Größen führen kann.

Da in den CFD-Simulationen das Drehmoment des Pumpenrotors allein aus den auf die fluidbenetzten Flächen wirkenden Druckkräften berechnet wird, fehlen hier Verluste wie die Reibung in Lagern, die in der Realität einen gewichtigen Anteil am Antriebsdrehmoment haben. Daher ist eine valide Aussage zum hydraulisch-mechanischen Wirkungsgrad und dementsprechend zum Gesamtwirkungsgrad der Pumpen allein auf Grundlage numerischen Daten nicht möglich. Die genaue Vorhersage der Kavitationsgrenzdrehzahl durch die numerische Simulation war nur nach Kalibrierung des eingesetzten Rayleigh-Plesset-Modells mithilfe von experimentellen Daten möglich. Dabei mussten die Modellparameter für jeden betrachteten Pumpentyp separat kalibriert werden. Bei der Betrachtung der dispersen Mehrphasenströmung konnten mit dem gewählten inhomogenen Euler-Euler-Ansatz die relevanten Phänomene, die bei Einführung von Luft im Saugbereich auftreten, gut nachvollzogen werden. Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Daten ergaben sich hauptsächlich durch die Annahme eines mittleren Blasendurchmessers für die disperse Luftphase sowie durch die künstlich aufgeweiteten Spalthöhen.

Bei den **experimentellen Untersuchungen** ist der große Vorteil, dass sich sowohl volumetrische als auch hydraulisch-mechanische Wirkungsgrade mit einer hohen Genauigkeit messen lassen. Je nach Betriebspunkt stellen sich die Spalte entsprechend ein. Ebenso war die Messung des instantanen Kammerinnendrucks in der FZP für Validierungszwecke sehr nützlich. Bei der Messung der Druckpulsation am Auslass wiederum sind einige Unsicherheiten vorhanden. Zum einen kommt es im Experiment zu Reflexionen der Druckwellen am Regelventil, anderen Armaturen und Umlenkungen in der Leitung. Diese Reflexionen überlagern sich mit der zu messenden Druckpulsation. Das angeschlossene Hydrauliksystem kann durch Fluid-Struktur-Interaktion ebenfalls in Schwingungen geraten. Das gleiche gilt auch für den Antrieb, der nicht vollständig vom Prüfling entkoppelt werden kann. Diese Punkte führen vor allem bei höheren Frequenzen zu deutlichen Abweichungen zwischen den experimentellen und numerischen Daten. Die zweite Schwierigkeit im Experiment betrifft die Generierung einer dispersen Luftphase mit der gewünschten Phasenmorphologie. Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Es wurde lediglich die Luftvolumenfraktion entsprechend eingestellt. Zur Bestimmung der genauen Morphologie der Luftphase wurde keine weitere Messung durchgeführt.

Die Kombination von numerischen und experimentellen Untersuchungen zum **Vergleich der Pumpenprinzipien** hat sich als zielführend erwiesen. Beide Untersuchungsmethoden

können so ihre Stärken ausspielen und ihre Schwächen lassen sich durch die Kombination der Daten gut kompensieren. Betrachtet man alle numerischen und experimentellen Daten mit und ohne Luft in der Gesamtschau, so zeigt sich, dass die FZP und die IZP auf einem ähnlich guten, der TMC-Pumpe überlegenen Niveau zu finden sind. Dabei wurden die in Kapitel 3 gemachten theoretischen und empirischen Bewertungen zum größten Teil bestätigt. Die Anforderungen von den drei betrachteten Getriebesystemen können von beiden Pumpenprinzipien erfüllt werden. Bei Betrieb **ohne Luft** ist Folgendes zusammenzufassen: Bei den volumetrischen Wirkungsgraden liegen beide bei ähnlichen, sehr hohen Werten über 90 %. Die IZP erreicht diese hohen Wirkungsgrade durch ihren radialen und axialen Kompensationsmechanismus, der die Spalthöhen entsprechend klein hält. Bei der FZP werden die radialen Spalte durch die Druckbeaufschlagung der Hinterflügelbereiche klein gehalten. Die axialen Spalthöhen sind fertigungsbedingt und durch den Kompensationsmechanismus unterstützt gering. Die IZP erreicht die Kavitationsgrenzdrehzahl aufgrund ihrer großzügig ausgelegten Strömungsquerschnitte im Saugbereich erst bei deutlich höheren Drehzahlen als die FZP. Daher ist sie für Anwendungen mit elektrisch angetriebenen Pumpen, die hohe Drehzahlen erreichen, noch etwas besser geeignet als die FZP. Bezüglich der Druckpulsationen am Auslass liegt die IZP ebenfalls in einem guten Wertebereich mit ähnlich geringen Pulsationsamplituden wie die FZP. Hier zeigt sich jedoch die Tendenz, dass die FZP noch etwas kleinere Amplituden in der Auslassdruckpulsation zeigt, obwohl sie nur zwölf Verdrängerkammern besitzt. Die IZP hingegen hat 15 Verdrängerkammern. Insgesamt ist in die akustische Optimierung der FZP schon sehr viel Entwicklungsarbeit geflossen. Die Druckstöße, die bei der Verbindung der Verdrängerkammern mit dem Druckbereich auftreten, haben bei der FZP die größte Amplitude. Dennoch wirken diese sich durch den doppelhubigen, symmetrischen Aufbau der Pumpe nicht so negativ auf die Lagerkräfte aus, wie es bei einhubigen Pumpen der Fall wäre. Ein analoges Bild zeigt sich bei der Förderstrompulsation, wo die IZP und die FZP im Hauptbetriebspunkt beide bei einem sehr guten Ungleichförmigkeitsgrad $< 6\%$ liegen. Die FZP liegt hier bei noch etwas kleineren Werten als die IZP. Diese Tatsache verhilft ebenfalls zu geringen Druckpulsationen am Auslass, da diese bei Verdrängerpumpen, die als Volumenstromquellen arbeiten, mit eine Ursache für die entstehenden Druckpulsationen sind. Auch bei den hydraulisch-mechanischen Wirkungsgraden sind beide Pumpen in einem ähnlichen guten Wertebereich zu finden. Im unteren Drehzahlbereich liegt die FZP aufgrund ihrer kleineren Reibradien tendenziell bei noch etwas höheren Werten als die IZP. Für die Gesamtwirkungsgrade gilt entsprechend dieselbe Tendenz. Die TMC-Pumpe, deren großer Vorteil vor allem in den Kostenersparnissen durch die Fertigung aus Kunststoff liegt, weist in allen betrachteten Zielgrößen eine etwas schlechtere und der FZP und IZP unterlegene Leistung auf. Die volumetrischen Wirkungsgrade der

TMC-Pumpe sind deutlich geringer als die der FZP und IZP und mit steigendem Druck nehmen diese bereits ab 10 bar noch stärker ab. Ab 22 bar Gegendruck fördert die Pumpe kaum noch Fluid. Die Pumpe ist daher viel weniger drucksteif als die FZP und IZP und für die Anwendung in CVT-Getrieben, bei denen hohe Gegendrücke erreicht werden müssen, nicht geeignet. Die TMC-Pumpe besitzt weiterhin eine höhere Anzahl an Leckagepfaden vom Druck- zurück in den Saugbereich und diese haben eine deutlich komplexere Geometrie als die der FZP und IZP. Daraus resultieren grundsätzlich höhere Leckagen. Durch die axiale Verschiebbarkeit der Hohlwelle und des Rotors kann es durch entstehende Druckpulsationen auch im Betrieb zu einer Aufweitung der Dichtspalte kommen. Ebenso wird die Sauggrenze bei der TMC-Pumpe aufgrund ihrer engen Saugquerschnitte und der Rotorkanäle, die im betrachteten Design für die Kammerbefüllung nötig sind, deutlich früher erreicht als bei den beiden anderen Pumpen. Hohe Drehzahlen können somit mit der TMC-Pumpe im aktuellen Design nicht erreicht werden. Schon im Kammerinnendruckprofil zeigt die TMC aufgrund ihrer geringen Anzahl an Verdrängerelementen die höchsten Pulsationen auf dem Hochdruckplateau. Dies zeigt sich auch in den Förderstrompulsationen, die bei der TMC zu einer weitaus schlechteren Förderstromgleichförmigkeit führen als bei der IZP und FZP. Bei den hydraulisch-mechanischen Wirkungsgraden ist die TMC-Pumpe den beiden anderen Prinzipien durch die großen Reibflächen ebenfalls unterlegen. Dies zeigt sich auch in den Gesamtwirkungsgraden, die bei deutlich niedrigeren Werten liegen. Bei Betrieb **mit Luft** zeigen sich die FZP und die IZP auf einem ähnlichen Niveau mit den geringsten Druck- und Massenstrompulsationen bei Erhöhung des angesaugten Luftanteils. Aufgrund ihrer deutlich höheren Kompressionsverhältnisse sind beide für die Mehrphasenförderung besser geeignet als die TMC-Pumpe, die durch ihr kleines Kompressionsverhältnis und die Totvolumina in den Rotorkanälen deutliche Nachteile in Form von sehr starken Massenstrom- und Druckpulsationen zeigt.

Insgesamt können von der FZP und der IZP alle relevanten Anforderungen der drei betrachteten Getriebesysteme erfüllt werden. Die FZP hat durch ihre Doppelhubigkeit einen Vorteil bezüglich des Bauraums. Mit demselben Bauraum erreicht sie ein größeres V_{theo} . Daneben lassen sich mit ihr auch zweikreisige Systeme bedienen, was unter Umständen als Energieeinsparpotential genutzt werden kann. Die TMC-Pumpe erreicht die hohen Druckniveaus, die in CVT-Getrieben benötigt werden, im aktuellen Design in Kunststoffausfertigung nicht. Für ATs und DCTs sowie für e-Achsen wäre ein Einsatz denkbar, jedoch sprechen die schlechteren Wirkungsgrade, die höhere Druckpulsation und die nachteiligen Charakteristiken der Mehrphasenförderung mit höheren Massenstrompulsationen gegen sie.

6.2 Ausblick

Bei den **numerischen** Untersuchungen von Verdrängerpumpen ergibt es sicher Sinn, für eine bessere Vorhersage der volumetrischen Wirkungsgrade, die durch Fluidkräfte auf die Struktur ausgeübte Verformung zu berücksichtigen. Bei der Flügelzellenpumpe wäre weiterhin eine Berücksichtigung der dynamischen Flügelbewegung eine deutliche Aufwertung, die zu besseren Vorhersagen der Druckpulsation und des volumetrischen Wirkungsgrades führen würde. Hierfür müsste jedoch die Vernetzungsmethode zu einer dynamischen Methode geändert werden. Ob auch in einem solchen Fall eine ausreichend hohe Netzqualität für Mehrphasenströmungen erhalten bleibt, ist dabei in Frage zu stellen. Auch bei der TMC-Pumpe wäre eine Berücksichtigung der axialen Bewegung von Hohlwelle und Rotor durch die vorhandenen Fluidkräfte von Vorteil. Dadurch entstehende Druckpulsationen könnten damit detektiert werden.

Das für die Vorhersage genutzte Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodell beinhaltet nur Dampfkavitation. Bei den im Automatikgetriebebereich eingesetzten Ölen kann allerdings immer davon ausgegangen werden, dass sich gelöste Luft im Öl befindet. Diese kann bei Druckabfall durch die sogenannte Gaskavitation als freie Luft in Erscheinung treten. Hier wäre die Nutzung eines höherwertigen Modells, das auch Gaskavitation mithilfe eines Dreiphasenansatzes modelliert, in Erwägung zu ziehen. Eine Veröffentlichung mit Einsatz solch eines Modells in Verdrängerpumpen ist in [40] zu finden. Bei der Simulation der dispersen Öl-Luft-Mehrphasenströmung wäre es eine mögliche und sinnvolle Erweiterung der CFD-Methode, statt eines mittleren Durchmessers eine Luftblasengrößenverteilung vorzugeben. Dies wäre zum Beispiel durch die Nutzung eines *Multiple size group* (MUSIG)-Modells möglich [99]. Auf der **experimentellen** Seite sollte für eine bessere Vergleichbarkeit mit den numerischen Daten ebenfalls über eine Methode zur Messung der Morphologie der dispersen Luftphase nachgedacht werden. Weiterhin wäre ein geregeltes System zur Generierung von Luftblasen mit möglichst einheitlichen Durchmessern oder mit einem normalverteilten Durchmesserpektrum notwendig.

Bei den **Pumpenprinzipien** sollte im Weiteren an den aufgedeckten Schwächen gearbeitet werden. Dies betrifft vor allem die TMC-Pumpe, die noch deutliche Optimierungspotentiale aufweist und so aufgrund ihrer niedrigen Herstellkosten in Kunststoff doch noch für Niederdruckanwendungen wie die e-Achse interessant werden könnte. Zum einen wäre es sinnvoll, die Totvolumina, die durch die langen Rotorkanäle entstehen, zu verringern. Dadurch könnte auch das Kompressionsverhältnis erhöht werden. Neben dem geringen Kompressionsverhältnis ist die andere Schwachstelle der TMC-Pumpe die Kerbe in der Hohlwelle am Druckbereich. Zwar verringert diese gemäß ihrer Funktion den auftretenden

Druckstoß durch das frühe Öffnen zum Druckbereich hin, jedoch führt sie auch zu einem hydraulischen Kurzschluss zwischen Saug- und Druckseite. Dieser Kurzschluss erhöht die Leckagen und sorgt für schlechtere volumetrische Wirkungsgrade. Hier wäre eine weitere Optimierung mit dem Ziel der Verhinderung oder Reduktion des Kurzschlusses unter der Nebenbedingung der Reduktion des Druckstoßes notwendig. Durch die geringe Anzahl an sieben Verdrängerkammern hat die TMC-Pumpe grundsätzlich einen Nachteil gegenüber den Pumpen mit mehr Verdrängerelementen, was Druck- und Volumenstrompulsation angeht. Daher wäre es auch hier eine Überlegung, die Anzahl an Zähnen im Rotor und im Stator entsprechend zu erhöhen. Dieser Erhöhung sind durch das Material und der erforderlichen Festigkeit bei den auftretenden Druckdifferenzen Grenzen gesetzt. Außerdem werden die Rotorkanäle bei einer Erhöhung der Zähnezahl vom Strömungsquerschnitt her geringer. Daher ist davon auszugehen, dass sich dann die Befüllung der Kammern schwieriger gestaltet und es noch früher zu Kavitation kommt. Insgesamt sind auch bei der TMC-Pumpe zahlreiche Optimierungspotentiale vorhanden, die weiter untersucht werden sollten. Ob diese Optimierungen jedoch zu einer ähnlichen Leistung der Pumpe im Vergleich zur IZP und FZP führen, ist offen. Bauartbedingt sind die Leckagepfade grundsätzlich zahlreicher und geometrisch komplexer. Sicherlich ist das größte Potential der TMC-Pumpe in den möglichen Kosteneinsparungen durch Kunststofffertigung der Pumpenteile zu sehen.

Literaturverzeichnis

- [1] GUILLE, C. „The effect of vehicle electrification on transmissions and transmission market“. In: *CTI Magazine*. 2016.
- [2] XU, X., DONG, P., LIU, Y. und ZHANG, H. „Progress in Automotive Transmission Technology“. In: *Automotive Innovation* 1.3 (2018), S. 187–210.
- [3] NAUNHEIMER, H., BERTSCHE, B., RYBORZ, J. und NOVAK, W. *Automotive transmissions: fundamentals, selection, design, and application*. 2nd. Heidelberg und New York: Springer, 2011.
- [4] VAN DER SLUIS, F., RÖMERS, L. und VAN SPIJK, G.-J. „CVT, Promising Solutions for Electrification“. In: *SAE Technical Papers*. Apr. 2019.
- [5] AHLAWAT, R., FATHY, H. K., LEE, B., STEIN, J. L. und JUNG, D. „Modelling and simulation of a dual-clutch transmission vehicle to analyse the effect of pump selection on fuel economy“. In: *Vehicle System Dynamics* 48.7 (2010), S. 851–868.
- [6] HÖFER, A., HERBEL, M., SCHIERLE, D., PESCHKOW, W. und HAMON, P. „eAxle development and optimization regarding NVH, efficiency and power density“. In: *Proceedings (Kraftfahrzeugtechnik), ATZlive Proceedings*. Wiesbaden: Springer Vieweg, S. 185–196.
- [7] GÜTH, D., HAUPT, J. und GASSMANN, T. „Seamless-Shift Two-Speed eAxle with Torque Vectoring“. In: *VDI-Berichte*. Düsseldorf: VDI-Verlag, 2018, S. 255–268.
- [8] CHANG, C.-M. und SIAO, J.-C. „Performance Analysis of EV Powertrain system with/without transmission“. In: *World Electric Vehicle Journal* 4 (2011), S. 629–634.
- [9] KLUGER, M. A., FUSSNER, D. R. und ROETHLER, B. „A performance comparison of various automatic transmission pumping systems“. In: *SAE Technical Papers* (1996).
- [10] VAN DER SLUIS, F. „The Roller Vane Pump, a New Pump for CVT Applications“. In: *SAE Powertrain and fluid systems conference*. 2003.
- [11] MOELLE, R. *Energieoptimale Hydraulikversorgung für Automatikgetriebe: Schlussbericht*. Technische Universität München. München, 2006.

- [12] MEIRA, J., FILHO, A., MELO, W. und RIBEIRO, E. „Strategies for energy savings with use of constant and variable oil pump systems“. In: *SAE Technical Papers* (2011).
- [13] DONG, P., LIU, Y., LIU, Y. und XU, X. „A method of applying two-pump system in automatic transmissions for energy conservation“. In: *Advances in Mechanical Engineering* 7.7 (2015).
- [14] LIU, Y., WU, X., LI, H., WEI, S., GU, J. und WEN, B. „Simulation and intelligent cooperation control strategy of double-pump hydraulic system for automatic transmissions“. In: *12th International Conference on Intelligent Systems and Knowledge Engineering (ISKE)*. 2017, S. 1–6.
- [15] GRABOW, G. „Optimalbereiche von Fluidenergiemaschinen-Pumpen und Verdichter“. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 67.3 (2002), S. 100–106.
- [16] GRABOW, G. *Das erweiterte CORDIER-Diagramm für Fluidenergiemaschinen und Verbrennungsmotoren*. 1. Aufl. Bd. 830 : Maschinen- und Energietechnik. Freiburger Forschungshefte: Reihe A, Geotechnik, Ingenieurgeologie, Bergbautechnologie, Verfahrenstechnik. Leipzig und Stuttgart: Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, 1993.
- [17] IVANTYSYN, J. und IVANTYSYNOVA, M. *Hydrostatische Pumpen und Motoren: Konstruktion und Berechnung*. 1. Aufl. Würzburg: Vogel, 1993.
- [18] MATTHIES, H. J. und RENIUS, K. T. *Einführung in die Ölhydraulik: Für Studium und Praxis*. 8. Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [19] PARKER, D.-B. *Positive displacement pumps-performance and application*. Techn. Ber. Texas A&M University. Turbomachinery Laboratories, 1994.
- [20] PETERSEN, J. E. *Best Practices in Selecting and Applying Positive Displacement Pumps*. Techn. Ber. Texas A&M University. Turbomachinery Laboratories, 2001.
- [21] STIESS, W. *Pumpen-Atlas Teil 1: Verdrängerpumpen und -motoren*. Ludwigsburg: Georg Thum, 1966.
- [22] VETTER, G. *Pumpen: Bauelemente der Anlagentechnik; Bauarten, Betrieb, Anwendungen*. 1. Ausgabe. Essen: Vulkan-Verl., 1987.
- [23] VETTER, G. *Rotierende Verdrängerpumpen für die Prozeßtechnik*. Essen: Vulkan-Verl., 2006.
- [24] WILL, D. und GEBHARDT, N. *Hydraulik: Grundlagen, Komponenten, Systeme*. 6. Aufl. 2014. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2014.

-
- [25] BAI, J. J. und XU, M. M. „Research status and development trend of vane pump“. In: *Mechatronics Engineering, Computing and Information Technology* 556-562 (2014), S. 1143–1146.
- [26] GAMEZ-MONTERO, P. J., CODINA, E. und CASTILLA, R. „A Review of Gerotor Technology in Hydraulic Machines“. In: *Energies* 12.12 (2019), S. 2423.
- [27] INAGUMA, Y. und YOSHIDA, N. „Small High-Efficiency Vane Pump Based on Vane Pump Theory“. In: *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems* 8.2 (2015), S. 614–623.
- [28] LU, Y., ZHANG, W., ZHAO, Y.-Y., WANG, Z.-Z. und SHU, P.-C. „Studies on several key problems of water hydraulic vane pump“. In: *Industrial Lubrication and Tribology* 63.2 (2011), S. 134–141.
- [29] BATTARRA, M. und MUCCHI, E. „On the relation between vane geometry and theoretical flow ripple in balanced vane pumps“. In: *Mechanism and Machine Theory* 146 (2020), S. 103736.
- [30] FORNARELLI, F., LIPPOLIS, A., ORESTA, P. und POSA, A. „Investigation of a pressure compensated vane pump“. In: *Energy Procedia* 148 (2018), S. 194–201.
- [31] TRUONG, B. N. M., QUANG TRUONG, D., THANH TRUNG, N. und KWAN, A. K. „Mathematical modeling of a variable displacement vane pump for engine lubrication“. In: *15th International Conference on Control, Automation & Systems (ICCAS)* (2015), S. 1946.
- [32] BIANCHI, G., FATIGATI, F., MURGIA, S. und CIPOLLONE, R. „Design and analysis of a sliding vane pump for waste heat to power conversion systems using organic fluids“. In: *Applied Thermal Engineering* 124 (2017), S. 1038–1048.
- [33] RUNDO, M., ALTARE, G. und CASOLI, P. „Simulation of the Filling Capability in Vane Pumps“. In: *Energies* 12.2 (2019), S. 283.
- [34] CHEN, Z., WANG, J., CUI, S., FENG, H. und SHA, R. „Numerical simulation and design methodology of a novel asymmetric cylinder profile for sliding vane vacuum pumps“. In: *Vacuum* 169 (2019), S. 108945.
- [35] SUZUKI, K., NAKAMURA, Y., YAKABE, S., WATANABE, H. und NAKAMURA, K. „Characteristics Prediction of Vane Pump by CFD Analysis“. In: *KYB Technical Review* 53 (2016), S. 8–14.
- [36] HONG, S. und SON, G. „Numerical study of a vane vacuum pump with two-phase flows“. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* 31.7 (2017), S. 3329–3335.

- [37] BIANCHI, G., RANE, S., KOVACEVIC, A. und CIPOLLONE, R. „Deforming grid generation for numerical simulations of fluid dynamics in sliding vane rotary machines“. In: *Advances in Engineering Software* 112 (2017), S. 180–191.
- [38] WOO, S., OPPERWALL, T., VACCA, A. und RIGOSI, M. „Modeling noise sources and propagation in external gear pumps“. In: *Energies* 10.7 (2017).
- [39] ZHAO, X. und VACCA, A. „Theoretical Investigation into the Ripple Source of External Gear Pumps“. In: *Energies* 12.3 (2019), S. 535.
- [40] IANNETTI, A., STICKLAND, M. T. und DEMPSTER, W. M. „A CFD and experimental study on cavitation in positive displacement pumps: Benefits and drawbacks of the ‘full’ cavitation model“. In: *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics* 10.1 (2016), S. 57–71.
- [41] TSUKIJI, T., NAKAYAMA, K., SAITO, K. und YAKABE, S. „Study on the cavitating flow in an oil hydraulic pump“. In: *Proceedings of 2011 International Conference on Fluid Power and Mechatronics*. 2011, S. 253–258.
- [42] SUH, J.-W., KIM, J.-H., KIM, J.-W., CHOI, Y.-S., JOO, W.-G. und LEE, K.-Y. „Development of numerical Eulerian-Eulerian models for simulating multiphase pumps“. In: *Journal of Petroleum Science and Engineering* 162 (2018), S. 588–601.
- [43] BOYARSHINOVA, A., LOMAKIN, V. und PETROV, A. „Comparison of various simulation methods of a two-phase flow in a multiphase pump“. In: *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* 589 (2019), S. 12014.
- [44] PATIL, A. „Performance Evaluation and CFD Simulation of Multiphase Twin-Screw Pumps“. Dissertation. Texas A&M University, 2013.
- [45] BERTI, S., FRACASSI, P., MATTIOLI, A., REDDY POTULA, V. und LOTTI, C. „Design and Development of a Specially Modified Positive Displacement Rotary Screw Pump and Relevant Hydraulic Circuit to Enhance Entrained Air Handling Capability in a Closed Loop Lube Oil System“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines & Power* 136.7 (2014), S. 1–12.
- [46] HU, B., CAO, F., YANG, X., WANG, X. und XING, Z. „Theoretical and experimental study on conveying behavior of a twin-screw multiphase pump“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering* 230.4 (2016), S. 304–315.
- [47] INAGUMA, Y. und YOSHIDA, N. „Variation in driving torque and vane friction torque in a balanced vane pump“. In: *SAE Technical Papers* 1 (2014).

-
- [48] HÖFER, A., HERBEL, M., SCHIERLE, D., PESCHKOW, W. und HAMON, P. „eAxle development and optimization regarding NVH, efficiency and power density“. In: *20. Internationales Stuttgarter Symposium*. Hrsg. von M. BARGENDE, H.-C. REUSS und A. WAGNER. Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2020, S. 185–196.
- [49] BÖGE, A., Hrsg. *Vieweg Handbuch Maschinenbau: Grundlagen und Anwendungen der Maschinenbau-Technik*. 18., überarb. u. erw. Aufl. Wiesbaden: Vieweg, 2007.
- [50] WATTER, H. *Hydraulik und Pneumatik: Grundlagen und Übungen - Anwendungen und Simulation*. 5., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2017.
- [51] TOET, G., JOHNSON, J., MONTAGUE, J., TORRES, K. und GARCIA-BRAVO, J. „The Determination of the Theoretical Stroke Volume of Hydrostatic Positive Displacement Pumps and Motors from Volumetric Measurements“. In: *Energies* 12.3 (2019), S. 415.
- [52] FINDEISEN, D. und HELDUSER, S. *Ölhydraulik: Handbuch der hydraulischen Antriebe und Steuerungen*. 6., neu bearb. Aufl. Berlin: Springer Vieweg, 2015.
- [53] GROLLIUS, H.-W. *Grundlagen der Hydraulik*. 6., aktualisierte Aufl. München: Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., 2012.
- [54] GOESELE, R. „Volumenstromschwankungen hydrostatischer Pumpen“. In: *Ölhydraulik und Pneumatik* 23.5 (1979), S. 371–376.
- [55] KARASSIK, I. J., Hrsg. *Pump handbook*. 3. ed. New York: McGraw-Hill, 2001.
- [56] BRENNEN, C. E. *Fundamentals of multiphase flow*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 2005.
- [57] ANDERSON, J. D. *Fundamentals of aerodynamics (in SI units)*. 5th ed. McGraw-Hill series in aeronautical and aerospace engineering. New Delhi: McGraw-Hill, 2011.
- [58] FERZIGER, J. H. und PERIĆ, M. *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [59] OERTEL JR, H. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. 14. Aufl. Wiesbaden: Springer Verlag, 2017.
- [60] WANG, D. M., DING, H., JIANG, Y. und XIANG, X. „Numerical modeling of vane oil pump with variable displacement“. In: *SAE Technical Papers* (2012).
- [61] WEIGAND, B., KÖHLER, J. und WOLFERSDORF, J. *Thermodynamik kompakt*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2010.

- [62] JANKOWIAK, M. V. „Kalibrierung transienter, quasi-periodischer Strömungsrechnungen anhand optischer Geschwindigkeitsmessdaten“. Dissertation. Clausthal-Zellerfeld: Technischen Universität Clausthal, 2015.
- [63] LAURIEN, E. und OERTEL JR, H. *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit*. 6. Aufl. 2018. Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2018.
- [64] WILCOX, D. C. *Turbulence modeling for CFD*. Bd. 2. La Canada: DCW industries, 1998.
- [65] SCHLICHTING, H. und GERSTEN, K. *Grenzschicht-Theorie*. 10., überarbeitete Auflage. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [66] ANSYS. *CFX User manual Release 2019R3*. 2019.
- [67] WILCOX, D. C. „Multiscale model for turbulent flows“. In: *AIAA journal* 26.11 (1988), S. 1311–1320.
- [68] MENTER, F. R. „Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications“. In: *AIAA journal* 32.8 (1994), S. 1598–1605.
- [69] LUCIUS, A. „Numerische Simulation instationärer Strömungsvorgänge in Pumpen und Ventilatoren radialer Bauart“. Dissertation. Clausthal-Zellerfeld: Technische Universität Clausthal, 2013.
- [70] MENTER, F., KUNTZ, M. und LANGTRY, R. B. „Ten years of industrial experience with the SST turbulence model“. In: *Heat and Mass Transfer* 4 (2003).
- [71] LAUNDER, B. E. und SPALDING, D. B. „The numerical computation of turbulent flows“. In: *Computer methods in applied mechanics and engineering* 3.2 (1974), S. 269–289.
- [72] SCHLOTTKE, J. *Numerische Modellierung von Mehrphasenströmungen*. Vorlesungsskript, Universität Stuttgart. 2016.
- [73] DREW, D. A. „Mathematical Modeling of Two-Phase Flow“. In: *Annual review of fluid mechanics* 15 (1983), S. 261–291.
- [74] NIGMATULIN, R. I. „Spatial averaging in the mechanics of heterogeneous and dispersed systems“. In: *International journal of multiphase flow* 5.5 (1979), S. 353–385.
- [75] BAKIR, F., REY, R., GERBER, A. G., BELAMRI, T. und HUTCHINSON, B. „Numerical and experimental investigations of the cavitating behavior of an inducer“. In: *International Journal of Rotating Machinery* 10.1 (2004), S. 15–25.

-
- [76] MAGOLAN, B., LUBCHENKO, N. und BAGLIETTO, E. „A quantitative and generalized assessment of bubble-induced turbulence models for gas-liquid systems“. In: *Chemical Engineering Science: X 2* (2019), S. 100009.
- [77] SATO, Y. und SEKOGUCHI, K. „Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow“. In: *International journal of multiphase flow* 2.1 (1975), S. 79–95.
- [78] SCHWARZE, R. *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Berlin: Springer, 2012.
- [79] SIEBER, R. „Numerische Simulation technischer Strömungen mit Fluid-Struktur-Kopplung“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2002.
- [80] VERSTEEG, H. K. und MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. 2nd ed. Harlow: Prentice Hall, 2007.
- [81] MUNIH, J., HOČEVAR, M., PETRIČ, K. und DULAR, M. „Development of CFD-based procedure for 3d gear pump analysis“. In: *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics* 14.1 (2020), S. 1023–1034.
- [82] SPILLE, A. und HESSE, J. „Structured meshes and reliable CFD simulations: TwinMesh for positive displacement machines“. In: *VDI-Berichte*. Bd. 2228. 2014.
- [83] SPILLE, A., HESSE, J., ANDRES, R. und HETZE, F. „CFD simulation of a dry scroll vacuum pump with clearances, solid heating and thermal deformation“. In: *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* 232 (Aug. 2017), S. 12052.
- [84] TSCHÖKE, H. und HÖLZ, H. „Verdrängerpumpen“. In: *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2011, S. 12–25.
- [85] CODY, D. J., VANDELL, C. A. und SPRATT, D. „Selecting positive-displacement pumps“. In: *Chemical Engineering* 92.15 (1985), S. 38–52.
- [86] VAN BASSHUYSEN, R. und SCHÄFER, F., Hrsg. *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. 8., überarb. Auflage 2017. ATZ/MTZ-Fachbuch. Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2017.
- [87] BARTEN, S. „Entwicklung einer elektromagnetisch angetriebenen Dosierpumpe der Zentifluidtechnik“. Dissertation. Universität Rostock, 2009.
- [88] MUTSCHLER, R. „Untersuchung zur Konzeption einer elektrohydraulischen Energieversorgung für zukünftige Pkw-Bremssysteme“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 1999.
- [89] PUGH, S., CLAUSING, D. und ANDRADE, R., Hrsg. *Creating innovative products using total design: The living legacy of Stuart Pugh*. Reading: Addison-Wesley, 1998.

- [90] ROSS, S. und SUZIN, Y. *Lubricant Foaming and Aeration Study*. Techn. Ber. Air Force Wright Aeronautical Laboratories, 1982.
- [91] BARAN, B. A. „Engine lubrication oil aeration“. Masterthesis. Massachusetts Institute of Technology, 2007.
- [92] ENGELS, H. „Zur Anwendung der Richardson-Extrapolation auf die numerische Differentiation“. In: *Computing* 8.3 (1971), S. 255–271.
- [93] KIEFFER, S. W. „Sound Speed in Liquid-Gas Mixtures: Water and Water-Steam“. In: *Journal of Geophysical Research* 82.20 (1977), S. 2895–2904.
- [94] LOBSINGER, T., HIERONYMUS, T. und BRENNER, G. „A CFD Investigation of a 2D Balanced Vane Pump Focusing on Leakage Flows and Multiphase Flow Characteristics“. In: *Energies* 13.13 (2020), S. 3314.
- [95] FABER, I. „Theoretische und experimentelle Untersuchung der Flügelkopfreibung in einer Flügelzellenpumpe“. Dissertation. Ruhr-Universität Bochum, 2005.
- [96] HIERONYMUS, T., LOBSINGER, T. und BRENNER, G. „Investigation of the Internal Displacement Chamber Pressure of a Rotary Vane Pump“. In: *Energies* 13.13 (2020), S. 3341.
- [97] HIERONYMUS, T., LOBSINGER, T. und BRENNER, G. „A Combined CFD-FEM Approach to Predict Fluid-Borne Vibrations and Noise Radiation of a Rotary Vane Pump“. In: *Energies* 14.7 (2021), S. 1874.
- [98] LOBSINGER, T., HIERONYMUS, T., SCHWARZE, H. und BRENNER, G. „A CFD-Based Comparison of Different Positive Displacement Pumps for Application in Future Automatic Transmission Systems“. In: *Energies* 14.9 (2021), S. 2501.
- [99] KREPPER, E., LUCAS, D., FRANK, T., PRASSER, H.-M. und ZWART, P. J. „The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows“. In: *Nuclear engineering and design* 238.7 (2008), S. 1690–1702.

Publikationen

- [1] LOBSINGER, T., HIERONYMUS, T. und BRENNER, G. „A CFD Investigation of a 2D Balanced Vane Pump Focusing on Leakage Flows and Multiphase Flow Characteristics“. In: *Energies* 13.13 (2020), S. 3314.
- [2] LOBSINGER, T., HIERONYMUS, T., SCHWARZE, H. und BRENNER, G. „A CFD-Based Comparison of Different Positive Displacement Pumps for Application in Future Automatic Transmission Systems“. In: *Energies* 14.9 (2021), S. 2501.
- [3] HIERONYMUS, T., LOBSINGER, T. und BRENNER, G. „Investigation of the Internal Displacement Chamber Pressure of a Rotary Vane Pump“. In: *Energies* 13.13 (2020), S. 3341.
- [4] HIERONYMUS, T., LOBSINGER, T. und BRENNER, G. „A Combined CFD-FEM Approach to Predict Fluid-Borne Vibrations and Noise Radiation of a Rotary Vane Pump“. In: *Energies* 14.7 (2021), S. 1874.

Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Thomas Lobsinger
geboren am 18.4.1991 in Schwäbisch Gmünd
ledig, Deutsch

Schulbildung

2002 - 2011 Gymnasium Friedrich II. in Lorch
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Studium

10/2011–4/2017 Studium der Luft- und Raumfahrttechnik, Universität Stuttgart

3/2015 Abschluss: Bachelor of Science

Thema der Bachelorarbeit: „Erstellung eines neuen 1D-thermohydraulischen Simulationsmodells für die neu entwickelte Wärmeübertragermatrix eines indirekten Stapelscheibenverdampfers“

4/2017 Abschluss: Master of Science

Thema der Masterarbeit: „Validierung und Implementierung einer transienten CFD-Methode zur verbesserten Vorhersage von Temperaturmischungsvorgängen bei der Entwicklung von Klimageräten“

Beruflicher Werdegang

10/2017 - 3/2021 Doktorand bei der Robert Bosch Automotive Steering GmbH
in Schwäbisch Gmünd

seit 4/2021 Simulationsingenieur bei der Robert Bosch Power Tools GmbH
in Leinfelden-Echterdingen