

CFD-basierte Analyse der Gemischbildung mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Denis Buchtatyj

geb. am 06.08.1982 in Aktschatau

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik

der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskommission:

Prof. Dr.-Ing. Frank Beyrau (Vorsitz)

Prof. Dr.-Ing. habil. Dominique Thévenin (Gutachter)

Prof. Dr.-Ing. Jens Hadler (Gutachter)

Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Helmut Tschöke (Gutachter)

eingereicht am: 03.11.2017

Promotionskolloquium am: 13.04.2018

Schriftliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Magdeburg, 17.05.2018

(Ort, Datum)

Buchtatj

(Unterschrift)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Strömungstechnik und Thermodynamik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg in Zusammenarbeit mit der IKAM GmbH und der Volkswagen AG.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dominique Thévenin, für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit und das entgegengebrachte Vertrauen. Durch seine hilfreichen Diskussionen und zahlreichen Anregungen war es mir möglich, die vorliegende Dissertation anzufertigen. Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens Hadler für seine Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit bedanken. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Helmut Tschöke danke ich für wertvolle Hinweise und die geduldige Durchsicht meiner Dissertation.

Mein besonderer Dank gilt allen Kollegen, die mich durch viele interessante sachliche Diskussionen unterstützt haben. Darüber hinaus möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Plamen Dragomirov, Herrn Dr.-Ing. Florian Schulz, Herrn Dipl.-Ing. Peter Müller, Herrn Dipl.-Ing. Uwe Reisch, Herrn Dipl.-Ing. Matthias Schorgel, Herrn Dipl.-Ing. Martin Theile und Herrn Dipl.-Ing. Sebastian Grahn herzlich bedanken.

Der größte Dank gilt zuletzt meiner Familie und insbesondere meiner Frau für ihr Verständnis, Geduld und stete Unterstützung im Laufe meiner Promotion.

Kurzfassung

In Verbrennungsmotoren übt die Gemischbildung einen maßgeblichen Einfluss auf die Verbrennung und die entstehenden Emissionen aus. Um die innermotorischen Vorgänge besser verstehen zu können, wurden in der vorliegenden Studie zum einen ein Motor mit optischen Zugangsstellen und zum anderen die numerische Strömungssimulation eingesetzt. Dabei ergänzen sich die Simulation und Messung gegenseitig. In dieser Arbeit wird die Gemischbildung an einem realitätsnahen Vierventil-Dieselmotor untersucht. In diesem Zusammenhang wurden die Brennraumströmung und die Einspritzung modelliert und mit Messwerten validiert. Abschließend erfolgte die Analyse der Auswirkungen von zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung auf die Gemischbildung.

Zur Erfassung der zyklischen Schwankungen, kam in dieser Arbeit ein skalenauflösendes Turbulenzmodell (SAS) zum Einsatz. Zusätzlich wurde ein in der Industrie etabliertes RANS-Turbulenzmodell herangezogen und die Ergebnisse verglichen. Die für die Validierung der Modelle notwendigen experimentellen Daten wurden an einem optisch zugänglichen Dieselmotor aufgenommen. Dies ermöglichte den Abgleich der Brennraumströmung anhand von Strömungsfeldern während der Ansaug- und Kompressionsphase auf horizontalen und vertikalen Messebenen. Da die Strömungszustände in der Nähe des ZOT auf die Gemischbildung und Verbrennung einen wesentlichen Einfluss besitzen, wurden diese auf Basis verschiedener Kriterien analysiert.

Ein weiterer Faktor, der die Gemischbildung beeinflusst, ist der Zerstäubungsprozess. Die Ausbreitung des Dieselsprays wurde in dieser Arbeit unter verschiedenen Einspritz- und Umgebungsbedingungen untersucht und bezüglich der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften ausgewertet. Zur Bestimmung der Messdaten wurden verschiedene Versuchseinrichtungen und Messsysteme eingesetzt. Nach einer Strömungs- und Einspritzvalidierung wurde der Einfluss der zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung auf die Gemischbildung analysiert. Diesbezüglich wurde eine Kraftstoffeinspritzung in mehreren Zyklen modelliert und die Gemischgüte anhand verschiedener Kennwerte bestimmt. Anschließend wurde der Einfluss dieser zyklischen Schwankungen auf die Kraftstoffbenetzung der Kolbenmulde analysiert und den RANS-Ergebnissen gegenüber gestellt.

In Bezug auf gemittelte Strömungszustände haben sowohl das SAS-Modell als auch das RANS-Modell gute Übereinstimmungen zu den Messergebnissen gezeigt. Die Anwendung eines skalenauflösenden Turbulenzmodells erlaubt zudem die Bestimmung von kleinskaligen Strömungsstrukturen sowie die Ermittlung von Zyklusschwankungen unter motorischen Randbedingungen. Mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass die lokalen Strömungseffekte die einzelnen Spraystrahlen unterschiedlich stark beeinflussen und somit die gesamte Gemischbildung und die Wandbenetzung im Brennraum prägen. Die Anwendung des skalenauflösenden Turbulenzmodells ist mit höherem Rechenaufwand verbunden, so dass der Nutzen gegenüber dem Aufwand vor der Simulation abgeschätzt werden sollte.

Abstract

The mixture formation has a decisive influence on the combustion and exhaust emissions in internal combustion engines. In order to better understand the processes occurring in direct injection diesel engines, numerical simulations were performed and correlated with measurements conducted in an optically accessible four-valve single cylinder diesel engine. In this context, simulation models of the in-cylinder flow and fuel injection were developed and validated with optical measurements. Moreover, a thorough analysis of the effects of cyclic fluctuations on the mixture formation was performed.

In order to detect the cyclic fluctuations of the in-cylinder flow, a scale-resolving turbulence model (SAS) was used in this work. In addition, a well-established in the industry turbulence model, RANS, was also utilised and compared to SAS. The experimental data required for the validation of both models were recorded on an optically accessible diesel engine. This allowed for the comparison of the in-cylinder flow during the intake and compression phases on horizontal and vertical measurement planes using 2D flow fields. Since the flow conditions near top dead centre have a significant influence on the mixture formation and combustion, they were analysed on the basis of various criteria.

Another factor influencing the air/fuel mixture formation is the spray propagation and atomisation process. Therefore, the spread of the diesel spray was investigated under different injection and ambient conditions and evaluated with regard to the micro- and macroscopic spray properties. Various measurement techniques and systems were used to obtain the necessary experimental data. After a flow and injection validation, the influence of the cyclic fluctuations on the mixture formation was analysed. Therefore, several engine cycles with fuel injection were calculated and the mixture quality was determined using various characteristic parameters. Moreover, the influence of these cyclic fluctuations on the fuel wetting of the piston was analysed and compared with the RANS results.

Regarding the averaged flow fields, both the SAS and the RANS model have shown good agreement with the measurement result. The application of a scale-resolving turbulence model also allows for investigation of small-scale flow structures as well as of cycle fluctuations under motor-related conditions. The results of this work have shown that the local flow structures influence the individual spray jets differently and thus affect the global air/fuel mixture formation as well as the wall wetting in the combustion chamber. The application of the scale-resolving turbulence model is associated with a higher computational effort so that the benefit should be weighed against the effort before the simulation.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	I
Kurzfassung	II
Inhaltsverzeichnis	IV
Abbildungsverzeichnis	VI
Tabellenverzeichnis	X
Symbolverzeichnis	XI
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik	6
2.1 Eigenschaften turbulenter Strömung	6
2.2 Grundgleichungen und Simulationsmodelle turbulenter Strömung	9
2.3 Numerische Strömungssimulation	16
2.4 Spraycharakterisierung	19
2.5 Numerische Spraymodellierung	22
3 Experimenteller Aufbau	30
3.1 Geometrie und Aufbau des Transparentmotors	30
3.2 Strömungsvisualisierung mit PIV	32
3.3 Charakterisierung eines Dieselsprays	34
4 Numerische Methoden und Validierung der Zylinderinnenströmung	39
4.1 Modellaufbau und Gittergenerierung	39
4.1.1 Hybrides Vernetzungsmodell	40
4.1.2 Blockstrukturiertes Vernetzungsmodell	42
4.1.3 Vergleich und Auswahl eines Vernetzungsmodells	44
4.1.4 Gitteranforderungen	48
4.2 Modellanpassung	50
4.3 Randbedingungen und Simulationseinstellungen	55
4.4 Strömungvalidierung	62
5 Numerische Methoden und Validierung des Dieselsprays	87
5.1 Modellaufbau und Abhängigkeitsstudien	87
5.2 Modellparameter und Validierung der Simulationsmodelle	94
6 Zyklische Schwankungen bei der Gemischbildung	107

6.1	Sprayausbreitung und Kraftstoffverteilung in Abhängigkeit der zyklischen Schwankungen	107
6.2	Korrelation der Gemischbildungs- und Strömungscharakteristik.....	110
6.3	Wandbenetzung bei den zyklischen Schwankungen.....	117
7	Zusammenfassung.....	122
	Literaturverzeichnis.....	126
	Anhang A	134
	Wissenschaftlicher Lebenslauf.....	140

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1:	Wesentliche Bereiche der turbulenten Skalen	7
Abbildung 2.2:	Vergleich der numerischen Verfahren	10
Abbildung 2.3:	Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Strömung	14
Abbildung 2.4:	(a) Ohnesorge Diagramm; (b) Zerfallsbereiche nach Ofner [67]	20
Abbildung 2.5:	Strahlzerfallsmodelle nach Fath [71]	21
Abbildung 2.6:	Tropfenzerfallsarten in Abhängigkeit von Weber-Zahl nach Pilch und Erdmann [72]	22
Abbildung 2.7:	Schematische Darstellung des WAVE Modells nach [85]	25
Abbildung 2.8:	Spray-Wand Interaktion [61]	28
Abbildung 3.1:	Einzylinder-Dieselmotor mit optischen Zugängen	30
Abbildung 3.2:	Optische Zugangsstellen: (a) Glasring; (b) Pancake Kolben	31
Abbildung 3.3:	PIV Messprinzip	32
Abbildung 3.4:	(a) horizontale Messposition; (b) vertikale Messposition.....	33
Abbildung 3.5:	(a) Druckkammer (b) Druckkammer im Schnitt.....	35
Abbildung 3.6:	(a) Einbaulage des Injektors in der Druckkammer; (b) Separator zur Spraystrahlisolierung, aus [93]	36
Abbildung 3.7:	Messaufbau und Sprayauswertung einer Hochgeschwindigkeitsvisualisierung in der Druckkammer, aus [93]	37
Abbildung 3.8:	Experimenteller Messaufbau und -position eines PDA-Messsystems in der Druckkammer, aus [93]	38
Abbildung 4.1:	Brennraumgeometrie.....	40
Abbildung 4.2:	Simulationsmodell des gesamten Berechnungsgebiets.....	40
Abbildung 4.3:	Modularer Aufbau bei hybrider Vernetzung.....	41
Abbildung 4.4:	Hybride Vernetzung des Brennraumes	42
Abbildung 4.5:	Modularer Aufbau bei blockstrukturierter Vernetzung	43
Abbildung 4.6:	Blockstrukturierte Vernetzung des Brennraumes (a) Kolben- und Injektorbereich (b) Puffer- und Einlassventilbereich	44
Abbildung 4.7:	Ideale und verzerrte Viereck- und Dreieckform	45
Abbildung 4.8:	Vergleich mit WAV bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT	46
Abbildung 4.9:	Anzahl und Qualität eines Rechengitters während der Ansaugphase (a) Qualitätswerte der schlechtesten Gitterzellen; (b) Elementenanzahl ...	46
Abbildung 4.10:	Darstellung des y^+ Wertes bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT (a) Einlassventil und Ventilsitz; (b) Kolben und Zylinderwand;.....	48
Abbildung 4.11:	Modellspektren bei 90°KW vor ZOT (a) Modellspektrum; (b) Kumulatives Modellspektrum	49
Abbildung 4.12:	Lage des Interface im Ventilbereich	50
Abbildung 4.13:	Ventilhubkurven; (a) Hubkurven der Ein- und Auslassventile; (b) Modifizierte Hubflanken	52
Abbildung 4.14:	Kurbeltrieb	53
Abbildung 4.15:	Kolbenhubprofile aus der RANS Simulation	55

Abbildung 4.16: Eingesetzte Druckprofile aus der RANS-Simulation	56
Abbildung 4.17: Eingesetzte Bauteiltemperatur in der Simulation	57
Abbildung 4.18: Verwendetes Geschwindigkeitsprofil des Blowby-Massenstroms	58
Abbildung 4.19: Verwendeter Zeitschrittverlauf (a) RANS-Berechnung; (b) SAS-Berechnung	59
Abbildung 4.20: Massenstromverläufe der ersten 4 Zyklen (a) Einlass; (b) Auslass;	62
Abbildung 4.21: Experimentell bestimmter und mit RANS berechneter Zylinderdruck	63
Abbildung 4.22: Sicht- und Validierungsbereich	64
Abbildung 4.23: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT	65
Abbildung 4.24: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT	66
Abbildung 4.25: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT	66
Abbildung 4.26: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT	67
Abbildung 4.27: Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT	67
Abbildung 4.28: Linienplots der vertikalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT	68
Abbildung 4.29: Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT	69
Abbildung 4.30: Linienplots der vertikalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT	69
Abbildung 4.31: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT	70
Abbildung 4.32: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT	71
Abbildung 4.33: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 60°KW vor ZOT	71
Abbildung 4.34: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 60°KW vor ZOT	72
Abbildung 4.35: Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT	72
Abbildung 4.36: Linienplots der vertikalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT	73
Abbildung 4.37: Drallzahlverlauf während der Kompressionsphase (a) flächengemittelte Drallzahl; (b) volumengemittelte Drallzahl	74
Abbildung 4.38: Visualisierung der Drallzentren	76
Abbildung 4.39: Verlauf der Drallzentren während der Kompressionsphase	77
Abbildung 4.40: Drallzentren der gemittelten und einzelnen Zyklen der SAS und Messung bei 60°KW vor ZOT	78
Abbildung 4.41: Position der Drallachse der RANS und gemittelten SAS	79
Abbildung 4.42: Darstellung der Streubereiche D_{DZ} und D_{DD}	81

Abbildung 4.43: Auswertung der Stabilitätskriterien mit:	
(a) Streuungsbereichen; (b) Varianz;	82
Abbildung 4.44: Auswertung mit dem Stabilitätskriterium D_{DZ}	82
Abbildung 4.45: Auswertung mit dem Stabilitätskriterium D_{DD}	83
Abbildung 4.46: Stromlinien der Quetschspaltströmung im ZOT.....	84
Abbildung 4.47: Stromlinien der überlagerten Brennraumströmung der RANS im ZOT.....	85
Abbildung 4.48: Visualisierung der Quetschspaltströmung	86
Abbildung 5.1: Schematisch dargestellte Berechnungsdomain im Mittelschnitt	88
Abbildung 5.2: Eindringtiefe der untersuchten Gittermodelle.....	90
Abbildung 5.3: Eindringtiefe bei der Zeitschrittvariation.....	91
Abbildung 5.4: Berechnungsdauer bei der Zeitschrittvariation	91
Abbildung 5.5: Eindringtiefe bei Variation der Parcelsanzahl	92
Abbildung 5.6: Partikelgrößen bei Variation der Parcelsanzahl	
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;	93
Abbildung 5.7: Berechnungsdauer bei Variation der Parcelsanzahl.....	94
Abbildung 5.8: Makroskopische Eigenschaften der Aufbruchmodelle	
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	95
Abbildung 5.9: Mikroskopische Eigenschaften der Aufbruchmodelle	
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;	96
Abbildung 5.10: Makroskopische Eigenschaften der Koaleszenzuntersuchung	
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	97
Abbildung 5.11: Mikroskopische Eigenschaften der Koaleszenzuntersuchung	
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;	97
Abbildung 5.12: Spraystrahlen (a) Mit Koaleszenz; (b) Ohne Koaleszenz;.....	98
Abbildung 5.13: Makroskopische Sprayeigenschaften der SAK und MAK	
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	99
Abbildung 5.14: Mikroskopische Sprayeigenschaften der SAK und MAK.....	100
Abbildung 5.15: Spraystrahlen (a) Standard Aufbruchkonstanten;	
(b) Modifizierte Aufbruchkonstanten;.....	100
Abbildung 5.16: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP1	
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	102
Abbildung 5.17: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP1	
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;	102
Abbildung 5.18: Eindringtiefe bei verschiedenen Kraftstofftemperaturen im BP8.....	103
Abbildung 5.19: Flüssige und dampfförmige Kraftstoffmasse bei verschiedenen	
Kraftstofftemperaturen im BP8.....	104
Abbildung 5.20: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP8	
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	105
Abbildung 5.21: Zeitliche Entwicklung der Strahlstrukturen	
der Mess-, RANS- und SAS-Ergebnisse	106
Abbildung 6.1: Position der Dieselstrahlen im Brennraum	107
Abbildung 6.2: Eindringtiefe der Spraystrahlen in den 10 einzelnen Zyklen (Z1...Z10) ..	108
Abbildung 6.3: Berechnete Kraftstoffmasse bei 5°KW nach ZOT	
(a) Flüssiger Kraftstoff; (b) Dampfförmiger Kraftstoff;.....	109

Abbildung 6.4:	Brennraumanteil mit Lambda $\lambda = 0,5 - 1,0$ bei 5°KW nach ZOT.....	110
Abbildung 6.5:	Volumengemittelte Drallzahlen vor und nach der Einspritzung sowie ohne Einspritzung	111
Abbildung 6.6:	ISO-Flächen mit Lambda $\lambda = 1,0$ während der Einspritzung	112
Abbildung 6.7:	Flächengemittelte turbulente kinetische Energie (a) 7°KW vor ZOT; (b) 5°KW nach ZOT ohne Einspritzung; (c) 5°KW nach ZOT mit Einspritzung.....	113
Abbildung 6.8:	Abstand der einzelnen Drallzentren von der Zylinderachse (a) Ebene M1; (b) Ebene M2;	114
Abbildung 6.9:	Zeitlicher Verlauf der Drallströmung auf der Ebene M1.....	115
Abbildung 6.10:	Quetschspaltströmung bei 7°KW vor ZOT.....	116
Abbildung 6.11:	Durchschnittliche Wandfilmhöhe und gesamte Wandfilmmasse auf der Kolbenmulde bei 5°KW nach ZOT	118
Abbildung 6.12:	Kraftstoffmasse der einzelnen Strahlen auf der Kolbenmulde zum Zeitpunkt 5°KW nach ZOT.....	119
Abbildung 6.13:	Auswertung der RANS (a) Visualisierte Drallströmung auf M1 bei 7°KW vor ZOT; (b) ISO-Flächen mit $\lambda = 1,0$ und Wandfilmmasse bei 5°KW nach ZOT;.....	120
Abbildung A 1:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP4 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	134
Abbildung A 2:	Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP4	134
Abbildung A 3:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP6 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	135
Abbildung A 4:	Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP6	135
Abbildung A 5:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP7 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	136
Abbildung A 6:	Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP7	136
Abbildung A 7:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP2 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	137
Abbildung A 8:	Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP2	137
Abbildung A 9:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP3 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	138
Abbildung A 10:	Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP3	138
Abbildung A 11:	Makroskopische Sprayeigenschaften des BP9 (a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;.....	139

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1:	Kenndaten des Transparentmotors.....	31
Tabelle 3.2:	Betriebspunkte bei der Spraycharakterisierung	36
Tabelle 4.1:	Vergleich der Vernetzungsmodelle.....	47
Tabelle 4.2:	Zusammensetzung des Schadvolumens	51
Tabelle 4.3:	Stauchungsanteile	54
Tabelle 4.4:	Simulationseinstellungen der RANS und SAS	60
Tabelle 5.1:	Eingesetzte Gittermodelle	88
Tabelle 5.2:	Eigenschaften des verwendeten Ersatzkraftstoffes $C_{12}H_{26}$	89
Tabelle 5.3:	Anzahl der eingespritzten Parcels	92
Tabelle 5.4:	Standard und modifizierte Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells bei BP5	99
Tabelle 6.1:	Ergebnisse aus der Gemischbildung und Wandbenetzung der SAS und RANS	120

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
C_D	Widerstandsbeiwert	[-]
D_D	Spritzlochdurchmesser	[m]
D_{DD}	Drallzentrum-Zylinderachse Streuungsbereich	[%]
D_{DZ}	Drallzentrum-Drallzentrum Streuungsbereich	[%]
D_F	Flächengemittelte Drallzahl	[-]
D_P	Tropfendurchmesser	[m]
D_V	Volumengemittelte Drallzahl	[-]
D10	Mittlerer Durchmesser	[μm]
D32	Sauterdurchmesser	[μm]
$E(\kappa)$	Modellspektrum der TKE	[m^3/s^2]
F	Andere auf die Tropfen wirkende Kräfte	[N]
F_D	Widerstandskraft	[N]
f_i	Quellterm der Volumenkräfte	[$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}^2$]
G	Filterkernfunktion	[$1/\text{m}^3$]
g	Erdbeschleunigung	[m/s^2]
h	Totalenthalpie pro Einheitsmasse	[m^2/s^2]
h_0	Höhe des vorhandenen Wandfilms	[m]
h_Δ	Gitterweite	[m]
$J(v, u)$	Betrag der Rotation des normierten Geschwindigkeitsfeldes	[1/m]
k	Turbulente kinetische Energie	[m^2/s^2]
L	Charakteristisches Längenmaß der Strömung	[m]
L_D	Drehimpuls	[$\text{kg m}^2/\text{s}$]

L_S	Strahleindringtiefe	[m]
l	Charakteristisches Wirbellängenmaß	[m]
l_D	Trennung des Transfer- und Dissipationsbereichs	[m]
l_E	Trennung des Energie- und Gleichgewichtsbereichs	[m]
l_K	Länge der Kolbenstange	[m]
l_P	Pleuellänge	[m]
l_{VSP}	Minimaler Spalt bei geschlossenen Ventilen	[m]
l_0	Längenmaß der größten Wirbel	[m]
N	Anzahl	[-]
N_M	Motordrehzahl	[1/min] / [1/s]
n	Polytrophenexponent	[-]
Oh	Ohnesorge-Zahl	[-]
p	Druck	[Pa]
$p_s(\varphi)$	Normierter Druck	[-]
p_1	Druck im unteren Totpunkt	[Pa]
$p_2(\varphi)$	Kurbelwinkelabhängiger Druck	[Pa]
q_i	Vektor der Wärmestromdichte	[kg/s ³]
Re	Reynolds-Zahl	[-]
r	Tropfenradius	[m]
r_{DZ}	Distanz von Drallzentrum-Zylinderachse	[m]
r_{DD}	Distanz von Drallzentrum-Drallzentrum	[m]
r_K	Kurbelwellenradius	[m]
\overline{S}_U	Deformationstensor	[1/s]
s	Kolbenweg	[m]
S_{DZ}	Drallzentrum-Zylinderachse Stabilitätskriterium	[m ²]
S_{DD}	Drallzentrum-Drallzentrum Stabilitätskriterium	[m ²]
s_{Faktor}	Stauchungsfaktor	[μm/bar]
T	Temperatur	[K]
t	Zeit	[s]
u	Geschwindigkeit	[m/s]

$u(l)$	Charakteristische Wirbelgeschwindigkeit	[m/s]
u^+	Mittlere Geschwindigkeit in der Wandschicht	[-]
\bar{u}	Mittlere Geschwindigkeit in der Grenzschicht	[m/s]
u_T	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	[m/s]
u_η	Kolmogorov-Geschwindigkeitsskala	[m/s]
u_∞	Freiströmgeschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
V_c	Kompressionsvolumen	[m ³]
V_h	Hubvolumen	[m ³]
V_{zelle}	Volumen der Zelle	[m ³]
V_1	Volumen im unteren Totpunkt	[m ³]
$V_2(\varphi)$	Kurbelwinkelabhängiges Volumen	[m ³]
We	Weber-Zahl	[-]
x_i	Ortsvektor, kartesisch	[m]
x,y,z	Koordinaten, kartesisch	[m]
y	Wandabstand	[m]
y^+	Wandnormale Koordinate in Wandeinheiten	[-]

Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
δ	Grenzschichtdicke	[m]
δ_{ij}	Kronecker-Delta	[-]
Δ	Filterweite	[m]
Δs	Maximale Stauchung	[m]
Δt	Zeitschrittweite	[s]
ε	Dissipationsrate der TKE	[m ² /s ³]
ϵ	Verdichtungsverhältnis	[-]
η	Kolmogorov-Längenskala	[m]
θ	Winkel der Gitterzelle	[°]
θ_T	Trägheitsmoment	[kg m ²]
κ	Wellenzahl	[1/m]
λ	Verbrennungsluftverhältnis	[-]
λ_W	Wärmeleitfähigkeit	[W/m K]
μ	Dynamischer Viskosität	[kg/m s]
μ_t	Turbulente Viskosität	[kg/m s]
ν	Kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
\mathcal{J}	Transferrate der TKE	[m ² /s ³]
τ_{ij}	Spannungstensor	[Pa]
τ_{ij}^{turb}	Turbulenter Reynolds-Spannungstensor	[Pa]
τ_{ij}^{SGS}	Feinstrukturspannungstensor	[Pa]
τ_W	Wandschubspannung	[Pa]
τ_η	Kolmogorov-Zeitskala	[s]
$\tau(l)$	Charakteristisches Wirbelzeitmaß	[s]

ϕ	Strömungsgröße	[-]
$\bar{\phi}$	Reynolds-Mittel / Gefilterte Grobstruktur	[-]
ϕ'	Fluktuierender Anteil / Feinstruktur	[-]
ϕ''	Fluktuierender Anteil der Favre-Zerlegung	[-]
$\tilde{\phi}$	Favre-Mittel / Favre-Filter	[-]
φ	Kurbelwinkel	[°]
ω	Turbulente Frequenz	[1/s]

Abkürzungen

Symbol	Bedeutung
AGR	Abgasrückführung
BCD	Bounded Central Differencing
BP	Betriebspunkt
BVM	Blockstrukturierte Vernetzungsmodell
CAD	Computer-Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CPU	Central Processing Unit
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direkte Numerische Simulation
FVM	Finite-Volumen-Methode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FDM	Finite-Differenzen-Methode
HFM	Heißfilm-Luftmassenmesser
HVM	Hybriden Vernetzungsmodell
KHRT	Kelvin-Helmholtz- Rayleigh-Taylor

KW	Kurbelwinkel
LES	Large Eddy Simulation
MAK	Modifizierte Aufbruchskonstanten
ND:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
OT	Oberer Totpunkt
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SAK	Standard Aufbruchskonstanten
SAS	Scale-Adaptive Simulation
SGS	Subgrid Scale
SSD	Stochastic Secondary Droplet
TAB	Taylor-Analogy Breakup
TKE	Mittlere turbulente kinetische Energie
UT	Unterer Totpunkt
WAV	Winkelabweichungsverfahren
WMLES	Wall-Modelled LES
ZOT	Zünd-OT
1D	Eindimensional
3D	Dreidimensional

1 Einleitung

Der Verbrennungsmotor stellt immer noch eine der wichtigsten Antriebsquellen bei modernen Fahrzeugen dar. Einer der Vertreter der Verbrennungsmotorfamilie ist der Dieselmotor. Die modernen Dieselmotoren zeichnen sich durch hohe Leistung und Kraftstoffeffizienz aus. Um die zukünftigen Richtlinien für Schadstoffgrenzwerte erfüllen zu können und gleichzeitig die Effizienz des Dieselmotors weiter zu steigern, wird die Entwicklung von Dieselmotoren stetig vorangetrieben. Die Abgasemissionen heutiger Dieselmotoren, vor allem die Stickoxid- und Partikelemissionen, stellen eine unzureichend gelösten Problematik dar [1]. Zur Reduzierung der Schadstoffe wurden einige innenmotorische Maßnahmen wie ein höherer Einspritzdruck und Ladedruck, die Abgasrückführung (AGR) und die Mehrfacheinspritzung eingesetzt [2]. Zusätzlich können die Abgasnachbehandlungssysteme wie die Partikelfilter und Katalysatoren, die aber mit deutlichen Mehrkosten sowie erhöhtem Kraftstoffverbrauch und somit erhöhten CO₂-Emissionen verbunden sind, eingesetzt werden. Die Gemischbildungsoptimierung stellt eine weitere Möglichkeit dar, eine Reduzierung von Schadstoffemissionen zu erzielen.

Dieselmotoren zeichnen sich durch eine heterogene Gemischbildung und Verbrennung aus. Dabei wird der Kraftstoff in die komprimierte Luftumgebung in der Nähe des oberen Totpunktes (ZOT) eingespritzt. Der flüssige Kraftstoff zerfällt mit der voranschreitenden Eindringtiefe in kleine Tropfen, verdunstet und vermischt sich mit der Luft, so dass ein Gemisch aus Luft-Kraftstoff im Brennraum entsteht. Die Gemischbildung ist ein schnell ablaufender Prozess, der beinahe gleichzeitig mit der Verbrennung abläuft. Der Selbstzündungsprozess eines Dieselmotors wird durch höhere Drücke und Temperaturen, die aufgrund der Kompression entstehen, eingeleitet. Die Gemischgüte weist somit einen direkten Einfluss auf die Zündung, Verbrennung und Emissionsbildung auf [3, 4].

Die Qualität des Gemisches hängt wiederum von schneller Einspritzung und guter Zerstäubung des Kraftstoffs sowie von der Ladungsbewegung im Brennraum ab, welche durch die ein- und ausströmenden Gase gekennzeichnet wird. Die während der Ansaughphase eingeleitete Drallbewegung prägt die gesamte Zylinderströmung und somit die Gemischbildung. Die Ladungsbewegung variiert dabei von Zyklus zu Zyklus. Ein solches Phänomen wird als zyklische Schwankung bezeichnet. Diese Schwankungen während der Gemischbildung haben einen Einfluss auf die Emissionsentstehung [5].

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Um die Emissionen reduzieren zu können, müssen die innenmotorischen Vorgänge besser verstanden werden. Mit der Entwicklung der Dieselmotoren werden auch verschiedene Methoden und Werkzeuge entwickelt, die ein umfassendes Verständnis der Brennraumvorgänge erlauben. So können Endoskope in Verbrennungsmotoren eingebaut werden um Motorinnenvorgänge zu visualisieren und aufzunehmen [6, 7]. Durch die festeingebaute Position bieten die Endoskope aber nur ein begrenztes Sichtfeld des gesamten

Brennraumes. Die optisch zugänglichen Einzylindermotoren erlauben dagegen eine gute optische Erfassung der Zylinderströmung, Gemischbildung und Verbrennung [8, 9]. Diese genannten Versuchseinrichtungen weisen jedoch, aufgrund der extremen Bedingungen des Verbrennungsmotors, einige Einschränkungen auf, so dass nicht alle Betriebspunkte und nicht an jedem Ort im Brennraum gleichzeitig analysiert werden können. Bei der Untersuchung von Verbrennungsmotoren wird unter anderem die CFD-Simulation (Computational Fluid Dynamics) als vielversprechendes, kosteneffizientes Werkzeug eingesetzt. Die numerische Simulation ist dabei auf die Validierung durch experimentell gewonnene Daten angewiesen. Zu einer effizienten Untersuchung der Gemischbildung müssen die Simulation und Messung sich gegenseitig ergänzen.

In den letzten Jahren wurden viele Anstrengungen unternommen um die Simulationsergebnisse aussagekräftiger zu gestalten. Darüber hinaus wurden hybride Turbulenzmodelle entwickelt. Diese erlauben es, die zyklischen Schwankungen in einem Verbrennungsmotor mit einem abschätzbaren Aufwand zu erfassen. Die meisten skalenauflösenden Anwendungen wurden hauptsächlich im Bereich des Ottomotors durchgeführt, da die zyklischen Schwankungen bei den gefeuerten Ottomotoren größer als bei den Dieselmotoren sind. Dennoch stellt sich die Frage, welchen Einfluss die zyklischen Schwankungen der Brennraumströmung auf die Gemischbildung eines Dieselmotors haben.

Das Ziel dieser Arbeit war, die Untersuchung der Gemischbildung unter realer Motorumgebung durchzuführen. Zur Berücksichtigung der zyklischen Schwankungen sollte ein skalenauflösendes Turbulenzmodell angewendet werden und die berechneten Ergebnisse den Ergebnissen des in der Industrie etablierten RANS-Turbulenzmodells gegenüber gestellt werden. Außerdem sollen die Simulationsergebnisse anhand einer umfassenden experimentellen Datenbasis validiert werden.

Stand der Forschung

In einer numerischen Simulation (CFD) werden zur Erhaltung einer Lösung die Grundgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen) gelöst. In Abhängigkeit vom Aufwand können diese Gleichungen entweder direkt mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation (DNS) oder über den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes (RANS) Ansatz berechnet werden. Die DNS liefert die genauesten Ergebnisse in der Strömungsmechanik. Um die kleinsten Wirbel direkt zu berechnen, ist eine räumliche und zeitliche Diskretisierung bis in die kleinsten Skalen (Kolmogorov-Skalen) [10] erforderlich, was für die Motorsimulation einen extrem großen, unverhältnismäßigen Aufwand darstellt. Somit bleibt die DNS für absehbare Zeit ein Forschungswerkzeug [11-13]. Aufgrund der Komplexität der Motorgeometrie und einer Forderung nach geringem Rechenaufwand stellt die RANS mit verschiedenen Turbulenzmodellen einen am weitesten im industriellen Umfeld verbreiteten Ansatz dar. Im Vergleich zur DNS wird bei RANS das gesamte turbulente Energiespektrum modelliert und ein Mittelwert berechnet. Die zyklischen Schwankungen sowie die instationären Effekte der turbulenten Strömung können somit mit RANS-Ansatz aufgrund der Mittelung nicht erfasst werden [14]. Um diese Effekte in einer innenmotorischen Umgebung berücksichtigen zu können, wurden daher skalenauflösende Turbulenzmodelle entwickelt.

Die Large Eddy Simulation (LES) ist ein solches Modell [15-20]. Eine ausführliche Beschreibung dieses Modells ist in den Arbeiten von Piomelli [11], Ferziger [21] und Pope [10] zu finden. Der Grundgedanke von LES ist, die großen energietragenden Wirbel direkt zu berechnen und die kleinen universellen Wirbel mit einem Subgrid-Scale (SGS) Modell zu modellieren. Der LES-Ansatz erfordert eine hohe räumliche und zeitliche Diskretisierung um die großen Wirbel direkt aufzulösen. Somit liegt die LES in der Komplexität und Genauigkeit zwischen DNS und RANS. Besonders in dem wandnahen Bereich benötigt die LES, um die Wirbel direkt zu berechnen, eine DNS ähnliche Auflösung. Zur Reduzierung des Rechenaufwandes kann eine WMLES oder eine hybride LES/RANS-Methode eingesetzt werden [22-24].

Eines der bekanntesten skalenauflösenden hybriden Modelle ist das Detached Eddy Simulation (DES) Modell [25, 26]. In Gebieten, wo das turbulente Längenmaß größer als die Gitterweite h_Δ ist, wird die LES-Methode angewendet. In den restlichen Gebieten mit unzureichender Gitterauflösung und in wandnahen Bereichen wird auf einen RANS-Ansatz umgeschaltet. Die DES wird als Alternative zur LES auch in der Motorumgebung eingesetzt [27-29]. Ein weiteres skalenauflösendes Turbulenzmodell ist die Scale Adaptive Simulation (SAS) [30-32]. Die SAS ist eine Erweiterung der RANS und erlaubt den Zerfall größerer Turbulenzelemente in ein turbulentes Spektrum. In den folgenden Arbeiten [33-35] wurden die beiden hybriden skalenauflösenden Turbulenzmodelle in einer innenmotorischen Umgebung angewendet und miteinander verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass die beiden Turbulenzmodelle zufriedenstellende Ergebnisse lieferten. Mit steigender Rechenkapazität werden die skalenauflösenden Turbulenzmodelle für Motoranwendungen immer häufiger eingesetzt [36], so findet z.B. alle zwei Jahre eine Large Eddy Simulation for Internal Combustion Engine Flows-LES4ICE-Konferenz statt. Dabei werden die numerischen und experimentellen Untersuchungen aus Industrie und verschiedenen Universitäten, wie z. B. Prof. J. Janicka (TU Darmstadt), Prof. H. Pitsch (ITV der RWTH Aachen) und Prof. C. Hasse (TU Bergakademie Freiberg) [37] vorgestellt.

Die skalenauflösenden Turbulenzansätze sind in der Lage die zyklischen Schwankungen in einem Verbrennungsmotor zu erfassen. Dabei können die zyklischen Schwankungen in zwei Gruppen aufgeteilt werden. Bei der ersten Gruppe sind die Schwankungen zufällig und werden durch die stochastischen Eigenschaften der turbulenten Strömung hervorgerufen. Die zweite Gruppe beinhaltet zyklische Schwankungen deterministischer Natur. Diese Schwankungen sind abhängig von der Zusammensetzung und Menge des Restgases infolge der Verbrennung des vorhergehenden Zyklus [38].

Die zyklischen Schwankungen sind außerdem noch von der Motorart sowie von den Betriebsbedingungen abhängig. So kann ein hohes Maß an zyklischen Schwankungen in einem Benzinmotor die Verbrennung beeinflussen, Klopfen und Fehlzündung erzeugen und den Wirkungsgrad bis zu 10% reduzieren [39]. Bei einem Dieselmotor können die zyklischen Schwankungen zur Zündverzögerung, Wirkungsgradreduzierung und zu erhöhten Emissionen führen [40]. Die zyklischen Schwankungen werden schon seit Jahren erforscht und sind immer noch ein aktuelles Thema sowohl bei Benzin- [41, 42] als auch bei Dieselmotoren [43, 44].

Die zyklischen Schwankungen können außer der Gemischbildung noch die Kraftstoffwandbenetzung beeinflussen. Bei den modernen Dieselmotoren werden zur Erreichung von Emissionsgrenzwerten Abgasnachbehandlungssysteme eingesetzt. Zur Regenerierung dieser werden hohe Abgastemperaturen benötigt, welche durch die späten Nacheinspritzungen realisiert werden. Im Regenerationsmodus kann der Kraftstoff bei hohem Einspritzdrücken die Zylinderwand erreichen und einen Kraftstofffilm auf der Wandoberfläche bilden. Dies führt dazu, dass der Kraftstoff ins Motoröl gelangt, was dann wiederum unvermeidlich zur Verdünnung des Motoröls führt [45, 46]. Infolge der Verdünnung kommt es zur Reduzierung der Ölviskosität und somit zu einer erhöhten Verschleißgefahr [47]. Dabei können alternative Kraftstoffe diese Problematik noch verstärken.

Des Weiteren kann aufgrund des kleinen Abstandes zwischen der Einspritzdüse und der Kolbenmulde der Dieselkraftstoff im Bereich des oberen Totpunktes zum Zündzeitpunkt (ZOT) bei hohen Einspritzdrücken die Muldenoberfläche erreichen und benetzen, bevor dieser vollständig verdampft und sich mit der Luft vermischen kann. Die Spray-Wand-Interaktion weist somit einen Einfluss auf die Verbrennung und die entstehenden Abgasemissionen auf. Die Beschreibung des Dieselwandfilms ist immer noch ein aktuelles Forschungsthema, sowohl experimentell [48] als auch numerisch [49].

Gliederung der Arbeit

Die folgende Arbeit ist in sieben Kapitel aufgeteilt. Nachdem im Kapitel 1 die Einleitung bestehend aus Hintergrund, Motivation und Stand der Forschung vorgestellt wurde, werden im Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen behandelt. Dabei werden zunächst die allgemeinen Definitionen sowie die Eigenschaften und Grundgleichungen der Strömung beschrieben. Nachfolgend werden in diesem Kapitel die Ansätze der verwendeten Turbulenzmodelle gezeigt. Die zweite Hälfte des Kapitels 2 befasst sich mit der Spraycharakterisierung. Dabei werden die Grundlagen zum Sprayaufbruch sowie Zerfallsarten vorgestellt. Abschließend werden im Kapitel 2 die bei der Spraymodellierung eingesetzten Modelle gezeigt.

Im Kapitel 3 findet die Vorstellung des experimentellen Aufbaus und der verwendeten Hardware zur Erfassung von Messergebnissen statt. Dabei werden am Anfang des Kapitels der Transparentmotor sowie das Messsystem zur Visualisierung der Zylinderströmung gezeigt. Nachfolgend werden im Kapitel 3 zur Charakterisierung der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften ein notwendiges Messsystem und eine Versuchseinrichtung dargestellt und beschrieben.

Kapitel 4 befasst sich mit der Aufbereitung, Simulation und Validierung der Zylinderströmung. Angefangen von der Untersuchung der Vernetzungsstrategie und Vorgabe der Randbedingungen findet in diesem Kapitel anschließend eine ausgiebige Validierung der Simulations- mit Messergebnissen während der Ansaug- und Kompressionsphase statt.

Im Kapitel 5 wird auf die Spraymodellierung eingegangen. Bevor die Validierung der Simulation und Messung stattfindet, werden in diesem Kapitel einige numerische Studien durchgeführt. Aufbauend auf den Ergebnissen der Kapitel 4 und 5 findet im Kapitel 6 die

Untersuchung der Gemischbildung im Brennraum statt. Dabei wird der Einfluss der zyklischen Schwankungen auf die Gemischbildung sowie die Wandbenetzung untersucht. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie ein kurzer Ausblick für die zukünftigen Untersuchungen finden im Kapitel 7 statt.

2 Stand der Technik

Bevor die eingesetzten numerischen Modellierungsgleichungen beschrieben werden, wird die Charakterisierung der turbulenten Zylinderströmung vorgenommen. Die Turbulenz spielt eine entscheidende Rolle bei den innenmotorischen Vorgängen. Sie beeinflusst die Gemischbildung, Verbrennung und Emissionsentstehung eines Verbrennungsmotors. Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften von Turbulenz beschrieben.

2.1 Eigenschaften turbulenter Strömung

Die Zylinderinnenströmung ist eine hoch turbulente transiente Strömung eines kompressiblen Fluids. Die turbulente Strömungsbewegung ist durch dreidimensionale, stochastisch verteilte und instationäre Schwankungen gekennzeichnet. Die turbulente Diffusion, die aufgrund der turbulenten Fluktuationen der Strömung entsteht, ist um einiges größer als die molekulare Diffusion. Somit ist die turbulente Strömung durch hohen Energie-, Impuls- und Stoffaustausch gekennzeichnet. Im Jahre 1922 legte Richardson die Grundlage zur Quantifizierung der Turbulenzstruktur vor [50]. Infolge seiner Beobachtungen und Überlegungen wurde eine turbulente Energiekaskade beschrieben.

Energiekaskade

Der Ausgangspunkt der Energiekaskade ist eine voll turbulente Strömung bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl. Die Reynolds-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl der Strömung, die sich aus

$$\text{Re} = \frac{u L}{\nu} \quad (2.1)$$

einem charakteristischen Geschwindigkeitsmaß u , Längenmaß L und einer kinematischen Viskosität des Fluids ν zusammensetzt. Die Turbulenz einer Strömung besteht aus Wirbeln verschiedener Größen l , die durch eine charakteristische Geschwindigkeit $u(l)$ und eine entsprechende Zeitskala $\tau(l)$ definiert sind. Der Eintrag der turbulenten kinetischen Energie findet im Bereich der größten Wirbel statt. Diese Wirbel sind durch ihr Längenmaß l_0 und charakteristische Geschwindigkeit u_0 charakterisiert. Sie brechen in die immer kleineren Wirbel auf und transferieren dabei die kinetische Energie. Die kleineren Wirbel zerfallen wiederum weiter bis in die kleinsten Skalen, die sogenannten Kolmogorov-Skalen. Der Energietransfer läuft so lange weiter bis die Wirbel ausreichend klein sind und ihre kinetische Energie durch die molekulare Reibung dissipiert wird.

Die größten Wirbelstrukturen zeichnen sich durch die anisotropen Eigenschaften aus. Sie sind instabil und von der Geometrie und physikalischen Randbedingungen abhängig. Diese Wirbel erhalten ihre Energie direkt aus den Geschwindigkeitsgradienten der mittleren Strömung im

sogenannten Energiebereich. Bei großen Reynolds-Zahlen strebt das Verhältnis l_0/L gegen 0,43 an [10]. Das turbulente Längenmaß ist dabei bestimmt durch:

$$L = \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

Bereits im Jahre 1941 hat Kolmogorov mehrere Hypothesen definiert. Pope führte unter Annahme dieser Hypothesen Abgrenzungen für die unterschiedlichen Bereiche wie den Energie-, Transfer- und Dissipationsbereich ein [10].

Die Kolmogorov-Hypothese lokaler Isotropie lautet: „Bei ausreichend hohen Reynolds-Zahlen sind die kleinskaligen turbulenten Strukturen statistisch isotrop“ [10]. Unter Annahme dieser Hypothese wurde ein Längenmaß l_E zur Abgrenzung der größeren anisotropen Skalen des Energiebereichs von den kleinen isotropen Skalen des universellen Gleichgewichtsbereichs eingeführt. Die Größenordnung des Längenmaßes l_E liegt bei $l < l_E \approx \frac{l_0}{6} \approx 0,07L$, wobei die wandnahen Bereiche eine Ausnahme darstellen [10].

Eine weitere Kolmogorov-Hypothese ist die Ähnlichkeitshypothese. Diese sagt aus, dass bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl die kleinskaligen und lokal isotropen Strukturen im Gleichgewichtsbereich ($l < l_E$) statistisch ähnlich und universell sind. Diese Strukturen sind außerdem unabhängig vom Ort sowie von äußeren Randbedingungen. Die entscheidenden Parameter für die Strömungsstrukturen sind von den großen in die kleinen Wirbeln transferierte Energie (Transferrate \mathcal{T}) und die für die Energiedissipation verantwortliche kinematische Viskosität ν . Die Energiedissipationsrate ε kann dabei über die Energietransferrate \mathcal{T} bestimmt werden, da die Dissipation mit der gleichen Rate mit der die Energie transferiert wird erfolgt; somit sind die beiden Raten ungefähr gleich ($\varepsilon \approx \mathcal{T}$) [10]. Der Gleichgewichtsbereich wird in zwei weitere Bereiche aufgeteilt, einen Transfer- und einen Dissipationsbereich. Der Transferbereich liegt bei $l_D < l < l_E$ mit $l_D \approx 60 \eta$, bei dem vorwiegend der Energietransfer stattfindet und die viskosen Kräfte vernachlässigt werden. Der Dissipationsbereich liegt bei $l < l_D$ und ist verantwortlich für die nahezu gesamte Energiedissipation. In der Abbildung 2.1 sind die beschriebenen Bereiche eingetragen, wobei der Energietransfer von rechts nach links erfolgt.

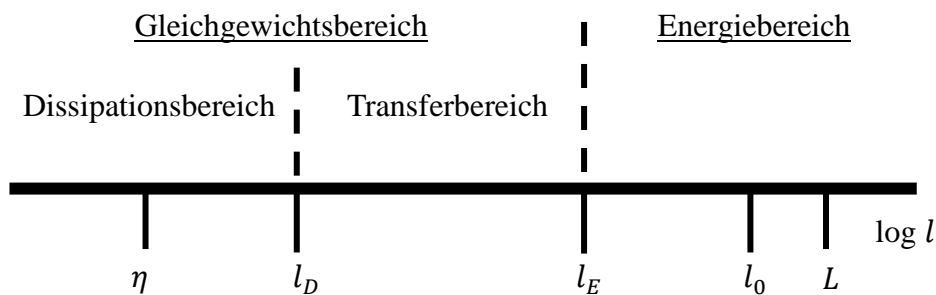


Abbildung 2.1: Wesentliche Bereiche der turbulenten Skalen

Mit der Energiedissipationsrate ε und der kinematischen Viskosität ν können die Kolmogorov-Längenskala η , Geschwindigkeitsskala u_η und Zeitskala τ_η bestimmt werden, siehe Gleichung (2.3). Mit Hilfe der Kolmogorov-Skalen können die kleinsten Wirbelstrukturen, die für die Dissipation verantwortlich sind, beschrieben werden [10]:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \quad u_\eta = (\nu \varepsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (2.3)$$

Modellspektrum

Mit Hilfe eines Modellspektrums lässt sich die Energieverteilung bei ausreichend hohen Reynolds-Zahlen über die unterschiedlichen Größenskalen darstellen [10]. Die dafür erforderliche Wellenzahl κ ist in Gleichung (2.4) beschrieben:

$$\kappa = \frac{2\pi}{l} \quad (2.4)$$

Das Modellspektrum in der Gleichung (2.5) setzt sich aus dem Energiespektrum mit weiteren spezifischen dimensionslosen Korrekturfunktionen f_L und f_η zusammen:

$$E(\kappa) = C_\kappa \varepsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} f_L(\kappa, L) f_\eta(\kappa, \eta) \quad (2.5)$$

Die eingesetzte Kolmogorov-Konstante besitzt einen Wert von $C_\kappa \approx 1,5$. Die Funktion $f_L(\kappa, L)$ aus der Gleichung (2.6) wird für die Modellierung der Turbulenzproduktion der großen Skalen L eingesetzt:

$$f_L(\kappa, L) = \left(\frac{\kappa L}{((\kappa L)^2 + c_L)^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{5}{3}+2} \quad (2.6)$$

Für die Modellierung der Dissipation der kleinsten Skalen η wird die Funktion $f_\eta(\kappa, \eta)$ verwendet, welche in der Gleichung (2.7) beschrieben ist:

$$f_\eta(\kappa, \eta) = \exp\left(-\beta \left(((\kappa \eta)^4 + c_\eta^4)^{\frac{1}{4}} - c_\eta \right)\right) \quad (2.7)$$

Bei der Formulierung der beiden Funktionen f_L und f_η gehen Konstanten mit folgenden Werten $\beta = 5,2$, $c_L \approx 6,78$ und $c_\eta \approx 0,4$ ein [15]. Die gesamte turbulente kinetische Energie kann über die Integration eines Energiespektrums $E(\kappa)$ berechnet werden:

$$k = \int_0^\infty E(\kappa) d\kappa \quad (2.8)$$

2.2 Grundgleichungen und Simulationsmodelle turbulenter Strömung

In diesem Kapitel werden verschiedene numerische Modelle und Ansätze zur Berechnung der turbulenten Strömung vorgestellt. Mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie kann in Abhängigkeit von der Zeit und Richtung die Dynamik einer Strömung beschrieben werden. Die Erhaltungsgleichungen im Falle einer kompressiblen Strömung lauten in ihrer allgemeinen differentiellen Form wie folgt [11]:

Masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

Impuls:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

Energie:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

Die Gleichungen beinhalten die Dichte des Fluids ρ , die Geschwindigkeit u_i und die Raumkoordinate x_j in j-Richtung, den statischen Druck p , die Zeit t , die Totalenthalpie h , den Vektor der Wärmestromdichte q_i . Der Spannungstensor τ_{ij} wird in Abhängigkeit der dynamischen Viskosität μ für die Newtonschen Fluide folgend definiert:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (2.12)$$

Das Symbol δ_{ij} wird als das Kronecker-Delta bezeichnet. Der Wärmestromvektor q_i kann unter Berücksichtigung des Fourierschen Gesetzes aus dem Gradienten der Temperatur T und dem Produkt aus der Wärmeleitfähigkeit λ_W dargestellt werden:

$$q_i = -\lambda_W \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.13)$$

Direkte numerische Simulation

Die vorgestellten Grundgleichungen können mit Hilfe numerischer Verfahren direkt ohne jegliche Art von Modellierung gelöst werden. Dafür müssen alle turbulenten Skalen räumlich und zeitlich erfasst werden. Das Verfahren, das die laminaren und turbulenten Bereiche der Strömung erfassen und direkt berechnen kann, wird als Direkte Numerische Simulation (DNS) bezeichnet.

Die Direkte Numerische Simulation (DNS) bietet einen einzigartigen Einblick in die physikalischen Prozesse der Strömungsmechanik, weist aber wegen der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung bis zu den kleinsten Wirbeln (Kolmogorov-Skalen) einen sehr hohen Berechnungsaufwand [51] auf. Eine Vergrößerung der Reynolds-Zahl führt zu einer Vergrößerung des $\kappa^{-5/3}$ Bereiches und somit zur Aufweitung des gesamten Energiespektrums. Bei der Anwendung einer DNS müssen auch die Geschwindigkeitsgradienten in der dünnen viskosen Unterschicht der Wandgrenzschicht aufgelöst werden.

Aufgrund des hohen Berechnungsaufwands werden die DNS-Anwendungen nur für Forschungszwecke eingesetzt. In dem industriellen Umfeld haben sich andere Ansätze zur numerischen Berechnung von turbulenten Strömungen etabliert. Das bisher am häufigsten eingesetzte Verfahren ist das Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Verfahren. Mit ständig ansteigender Rechenleistung wird immer häufiger die Large Eddy Simulation (LES) für industrielle Anwendungen eingesetzt. Bei diesen Ansätzen wird die turbulente kinetische Energie entweder ganz oder anteilig modelliert. Der Modellierungsaufwand der genannten Verfahren ist gegenüber dem Berechnungsaufwand in der Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

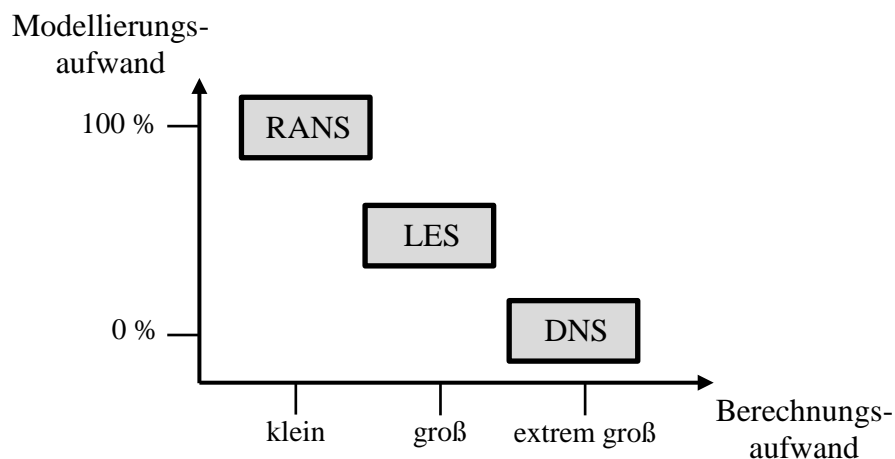


Abbildung 2.2: Vergleich der numerischen Verfahren

In diesem Kapitel werden die RANS, LES sowie hybride Ansätze für die Berechnung der Turbulenz vorgestellt.

Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Zur Beschreibung turbulenter Strömungen kann ein statistischer Ansatz angewendet werden. Dieser Ansatz erlaubt eine zeitlich gemittelte Wirkung der Turbulenz zu erfassen. Im Jahre 1895 hatte Reynolds eine Aufteilung der Strömungsgrößen ϕ in einen mittleren Anteil $\bar{\phi}$ und einem fluktuierenden Anteil ϕ' vorgeschlagen [52]:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.14)$$

In einer kompressiblen Strömung wird die sogenannte Favre Mittelung welche die Dichteänderungen berücksichtigt angewendet [53]. Die $\tilde{\phi}$ ist ein dichtegewichtetes Reynolds-Mittel und ist wie folgt definiert:

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (2.15)$$

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad \phi'' = \frac{(\rho\phi)'}{\bar{\rho}} \quad \overline{\rho\phi''} = 0 \quad (2.16)$$

Durch die Anwendung der Favre-Zerlegung bei der Geschwindigkeit u und der Totalenthalpie h , sowie Reynolds-Zerlegung bei Größen wie Druck p oder Dichte ρ entsteht folgende Reynolds-gemittelte Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho}\widetilde{u''_i u''_j}) \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{h})}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{\rho}\widetilde{u''_i u''_j}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{q}_i + \bar{h''}\widetilde{u''_i}) \quad (2.19)$$

Die RANS weisen den gleichen Charakter wie die Grundgleichungen, besitzen jedoch einen zusätzlichen Term, welcher über die Korrelation der fluktuierenden Geschwindigkeit die Information über Turbulenz bekommt, die bei der Mittelung verloren gegangen ist. Der mit der Dichte ρ gewichtete Term wird als Reynolds-Spannungstensor $\tau_{ij}^{turb} = -\bar{\rho}\widetilde{u''_i u''_j}$ bezeichnet. In einer voll turbulenten Strömung überwiegen die Spannungen der turbulenten Scheinreibung bei weitem die viskosen Spannungen, so dass der Reynolds-Spannungstensor um einiges größer als der molekulare Spannungstensor $\tau_{ij}^{turb} \gg \tau_{ij}$ ist [54].

Die vorgestellten gemittelten Grundgleichungen weisen neue unbekannte Terme auf. Somit ist das System nicht mehr geschlossen. Zur Schließung des Gleichungssystems sollte dieser unbekannte Term modelliert werden. Die gängigen Modellansätze sind die Wirbelviskositätsmodelle und die Reynolds-Spannungsmodelle. In dieser Arbeit werden die Modelle, die auf der turbulenten Viskositäts-Hypothese basieren, verwendet.

Large Eddy Simulation

Die genauesten Informationen über die turbulente Strömung lassen sich mit der Anwendung der DNS erzielen. Dabei werden die Grundgleichungen unter enormen Einsatz von Rechenkapazität direkt gelöst. Bei der RANS Simulation wird dagegen das gesamte turbulente Spektrum unter vergleichsweise geringerer Rechenkapazität modelliert, was nur eine ausreichende Aussage über das turbulente Strömungsfeld liefert, da die Fluktuation der Strömung nicht erfasst wird. Eine Alternative zwischen Modellierungs- und Berechnungsaufwand ist die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation LES). Die LES wurde von Meteorologen bereits in den 60er Jahren entwickelt. Die ersten bekannten Ergebnisse wurden von Smagorinsky vorgestellt [55]. Die Grundidee der LES ist, die großen energietragenden Wirbel durch Lösung der Grundgleichungen direkt zu berechnen und die kleinen isotropen und universalen Wirbel hingegen zu modellieren. Die Trennung zwischen den Grob- und Feinstrukturen erfolgt bei LES mit Hilfe eines Tiefpassfilters. Dabei sollte die Filtrierung so erfolgen, dass mindestens 80% von der turbulenten kinetischen Energie direkt berechnet werden und der Rest modelliert wird [15].

Um die LES-Gleichungen aus den Grundgleichungen abzuleiten, wird im CFD Bereich eine Filterung mit der Filterkernfunktion G eingesetzt. Dabei wird die Strömungsgröße ϕ in die Anteile der großen Wirbelstrukturen $\bar{\phi}$ und die Feinstrukturkomponente ϕ' zerlegt, siehe Gleichung (2.20). Die Strömungsgrößen $\bar{\phi}$ dürfen dabei nicht mit der zeitlichen Mittelung der RANS verwechselt werden:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.20)$$

Mit Hilfe der Filterkernfunktion $G(x, y, \Delta(x))$ in der Gleichung (2.21) werden die Grobstrukturen in dem Turbulenzspektrum gefiltert:

$$\bar{\phi}(x) = \int_V G(x, y, \Delta(x)) \phi(y) dy \quad (2.21)$$

Dabei muss der Filter das in der Gleichung (2.22) dargestellte Kriterium erfüllen:

$$\int_V G(x, y, \Delta(x)) dy = 1 \quad (2.22)$$

Bei der Filterung in Gl. (2.21) erfolgt die Integration über das gesamte Berechnungsgebiet. Die am häufigsten eingesetzten Filterfunktionen sind der Rechteck-Filter (Box-Filter), Gauß-

Filter und Fourier-Filter. Die genaue Formulierung dieser Filter wird in [56, 57] gegeben. In der Finite-Volumen-Methode wird ein Rechteck-Filter (Box-Filter) eingesetzt und ist wie folgt beschrieben:

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta}, & \text{für } |x| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.23)$$

Für das anisotrope Gitter kann die Filterweite über $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ berechnet werden. Bei den homogenen Hexaederelementen ist die Filterweite Δ mit der Gitterweite h_Δ gleichzusetzen. Die gefilterten Grundgleichungen besitzen die gleiche Form wie die RANS Gleichungen. So ist die Impulsgleichung, z.B. für die kompressible Strömung, wie folgt definiert:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{SGS}) \quad (2.24)$$

$$\tau_{ij}^{SGS} = -\bar{\rho}(\tilde{u}_i\tilde{u}_j - \tilde{u}_i\tilde{u}_j) \quad (2.25)$$

Das vorgestellte Gleichungssystem ist nicht geschlossen. Um die Gleichung zu schließen und die Auswirkung der nicht aufgelösten Skalen auf die großen Skalen zu berücksichtigen, muss der Feinstrukturspannungstensor τ_{ij}^{SGS} modelliert werden. Zur Modellierung der Feinstrukturen gibt es analog zu der RANS mehrere Feinstrukturmodelle. Diese sind in Null-, Ein- oder Zweigleichungsmodellen unterteilt. Am häufigsten werden, ähnlich der RANS, die Wirbelviskositätsmodelle, wie z.B. das Modell von Smagorinsky, zur Schließung der Gleichungen verwendet. Weiteren Informationen zur LES sind in [15, 56] zu finden.

Hybride Turbulenzmodelle

Mit Hilfe der LES können gute Strömungsvorhersagen erzielt werden, wobei die LES im industriellen Umfeld verhältnismäßig noch wenig verbreitet ist. Der Grund dafür liegt in der benötigten hohen räumlichen Auflösung der gesamten Berechnungsdomain, wobei insbesondere in den wandnahen Bereichen eine DNS ähnliche Gitterauflösung erforderlich ist, was für die reale Motorgeometrie mit einem sehr großen Aufwand verbunden ist. Um den Aufwand zu reduzieren, kann eine wandmodellerte LES (WMLES) eingesetzt werden. Außerdem können hybride Turbulenzmodelle, die die Eigenschaften der RANS und LES kombinieren, im industriellen Umfeld eingesetzt werden. Zu diesen Modellen gehören das Detached Eddy Simulation (DES) und das Scale Adaptive Simulation (SAS) Turbulenzmodell.

Die Detached Eddy Simulation (DES) erlaubt die Berechnungsbereiche entweder mit der RANS oder LES zu behandeln. Ob ein Bereich mit LES oder RANS berechnet wird, hängt von der Gitterweite h_Δ ab. In Gebieten, wo das turbulente Längenmaß L größer als die Gitterweite h_Δ ist, wird die LES-Methode angewendet. In den anderen Bereichen, wo das

Gitter nicht ausreichend fein ist, sowie an den Randgebieten zur Wand wird automatisch auf die RANS umgeschaltet. Wird die Strömung im RANS-Modus berechnet, bietet ANSYS FLUENT wiederum verschiedene Turbulenzmodelle wie das Spalart-Allmaras Modell, Realizable $k-\varepsilon$ Modell oder SST $k-\omega$ Modell an. Eine ausführliche Darstellung der Modelle ist in [58] zu finden.

Das Scale Adaptive Simulation (SAS) Modell ist eine Erweiterung der URANS und gehört zu den Zweigleichungsmodellen. Die Grundlage für die Formulierung des SAS-Modells stellte Rotta mit seiner Theorie zur Formulierung einer exakten Transportgleichung für das turbulente Längenmaß L bereits in den 60er Jahren vor [59]. Das SAS-SST-Modell wurde von Menter und Egorov im Jahre 2004 vorgestellt [30]. Dabei wurde die physikalische Inkonsistenz in der Herleitung von Rotta korrigiert. Das vorgestellte SAS-Turbulenzmodell erlaubt im Gegensatz zur URANS den Zerfall größerer Turbulenzelemente in ein turbulentes Spektrum. Dieses Turbulenzmodell wird auch in dieser Arbeit eingesetzt.

Turbulenz im Wandbereich

In einer turbulenten Strömung ist die Turbulenz in dem wandnahen Bereich stark anisotrop. Die turbulenten Schwankungen in der Grenzschicht sind in den tangentialen Richtungen deutlich stärker ausgeprägt als in der wandnormalen Richtung. Die wandnahen Bereiche müssen somit anders behandelt werden als die wandfernen Bereiche. Dabei kann die Grenzschicht in mehreren Gebieten in Abhängigkeit von dem dimensionslosen Wandabstand y^+ und der dimensionslosen mittleren Geschwindigkeit in der Wandschicht u^+ unterteilt werden. In der Abbildung 2.3 sind die Bereiche der turbulenten Grenzschicht schematisch dargestellt. In diesen Gebieten wird die Turbulenz von unterschiedlichen Kräften beeinflusst.

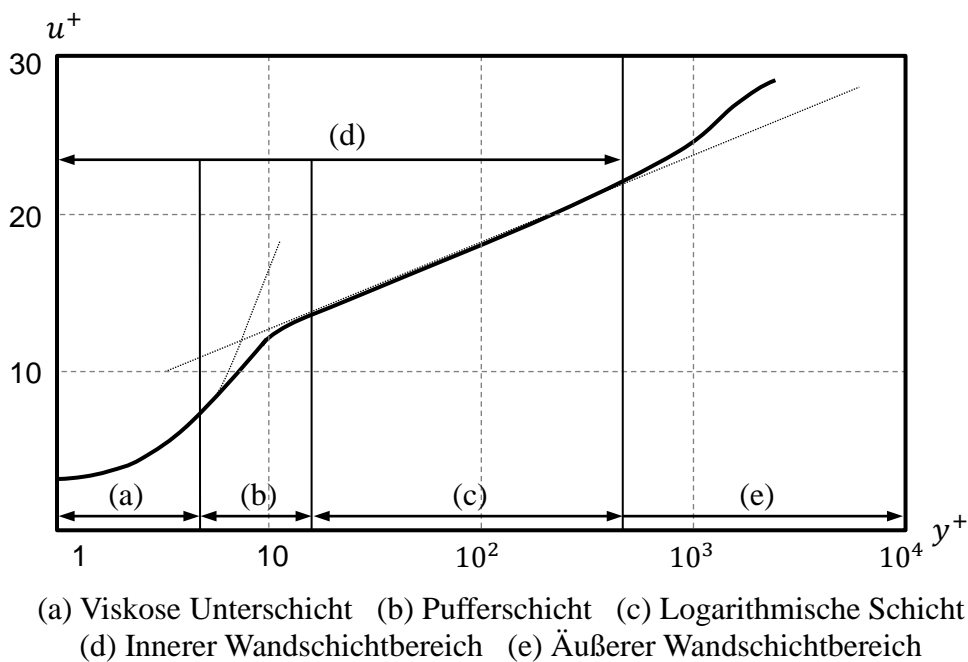


Abbildung 2.3: Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Strömung

Die Grenzschicht kann in einen inneren und äußeren Grenzschichtbereich aufgeteilt werden. In dem inneren Bereich der Grenzschicht hängt die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} nur von der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_T und dem Wandabstand y^+ ab. Der innere Bereich der Grenzschicht, in dem die universellen Wandgesetze gelten, kann in weitere Unterbereiche aufgeteilt werden.

Im inneren Bereich der Grenzschicht, unmittelbar an der Wand im Abstand von $y^+ < 5$, befindet sich die laminare viskose Unterschicht. In diesem Bereich dominieren die viskosen Kräfte. Die turbulenten Schwankungsbewegungen können in diesem Bereich vernachlässigt werden. Dieser Bereich kennzeichnet sich durch einen linearen Anstieg des Geschwindigkeitsprofils mit steigendem Wandabstand und wird durch lineares Wandgesetz ausgedrückt, siehe Gleichung (2.26):

$$u^+ = y^+ \quad (2.26)$$

Bei weiterer Entfernung von der Wand ab einem Abstand von $y^+ > 30$ befindet sich ein voll turbulenter Bereich der Grenzschicht. In diesem Bereich gilt das logarithmische Wandgesetz Gleichung (2.27) und wird deshalb als logarithmische Schicht bezeichnet:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa_k} \ln y^+ + B \quad (2.27)$$

In dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil sind die Kármán-Konstante $\kappa_k = 0,41$ und die Konstante $B = 5,2$ einbezogen [10]. Der dimensionslose Wandabstand y^+ und die Geschwindigkeit u^+ sind nach der Gleichung (2.28) definiert:

$$y^+ = \frac{u_T y}{\nu} \quad u^+ = \frac{\bar{u}}{u_T} \quad u_T = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} \quad (2.28)$$

In diese Gleichungen gehen der Wandabstand y , die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_T , kinematische Viskosität ν , die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit \bar{u} und die Wandschubspannung τ_W ein. Die Wandschubspannung stellt die durch das Fluid auf die Wand wirkende Beanspruchung dar und wird wie folgt definiert:

$$\tau_W = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.29)$$

Zwischen der viskosen und logarithmischen Schicht $5 < y^+ < 30$ liegt ein Übergangsbereich, eine sogenannte Pufferschicht. In diesem Bereich sind sowohl die viskosen als auch die turbulenten Effekte vorhanden. In dem äußeren Wandschichtbereich ist der Wandeinfluss relativ gering. Die charakteristischen Größen in diesem Bereich sind die äußere Strömungsgeschwindigkeit u_∞ und die Grenzschichtdicke δ .

Die vorgestellten Wandgesetze haben ihre Gültigkeit bei hydraulisch glatten Wänden. Für die Wandrauigkeit müssen die Gesetze jedoch modifiziert werden. In dieser Arbeit wird von hydraulisch glatten Wänden ausgegangen, so dass keine Modifizierung notwendig ist. Für weitere Details bezüglich der Grenzschichtbehandlung wird auf [10, 54, 60] verwiesen. Zur Behandlung der Strömung in der Grenzschicht werden Wandmodelle eingesetzt. In dieser Arbeit wird bei RANS das Menter-Lechner-Wandmodell verwendet, wobei im Fall der SAS ein auf $k - \omega$ basierendes Wandmodell verwendet wird. Die eingesetzten Wandmodelle sind weitgehend gegen y^+ unempfindlich und ihre genaue Formulierung ist in [61] zu finden.

2.3 Numerische Strömungssimulation

RANS-Simulation

Bei einer RANS-Simulation werden die Reynolds-gemittelten Gleichungen numerisch gelöst. Zur Erfassung der durch die Mittelung entfallenden turbulenten Schwankungen werden die Turbulenzmodelle eingesetzt. Die gängigen Modelle, die auch in dieser Arbeit angewendet werden, sind die Wirbelviskositätsmodelle. Der Wirbelviskositätsansatz wurde von Boussinesq formuliert und beinhaltet Modellierung turbulenter Spannungen in den Impulsgleichungen durch eine turbulente Viskosität [11]:

$$\tau_{ij}^{turb} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.30)$$

Der Reynolds-Spannungstensor beinhaltet einige Größen wie die turbulente Viskosität $\mu_t = \rho \nu_t$, welche die Erhöhung der Viskosität durch turbulente Schwankungsbewegungen beschreibt, den Kronecker-Delta δ_{ij} und die turbulente kinetische Energie k , die ein typisches Maß für die turbulenten Schwankungsbewegungen darstellt:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u''_i u''_j} \quad (2.31)$$

Jedes Turbulenzmodell ist durch die partielle Differentialgleichung gekennzeichnet. Je nach der Anzahl der unabhängigen Turbulenzvariablen bzw. der zusätzlichen Transportgleichungen wird zwischen den Null- und Mehrgleichungsmodelle unterschieden.

$k - \varepsilon$ -Modell

Ein bei industriellen Anwendungen häufig benutztes Turbulenzmodell ist das $k - \varepsilon$ -Modell, welches zu der Familie der Zweigleichungsmodellen gehört. Anhand der zwei partiellen Differentialgleichungen beschreibt das Modell die Entwicklung der Dissipationsrate ε und der turbulenten kinetischen Energie k . Die turbulente Viskosität μ_t ist dabei mit der folgenden Gleichung beschrieben:

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.32)$$

Bei dem Standard $k - \varepsilon$ -Turbulenzmodell ist C_μ eine Konstante und beträgt $C_\mu = 0,09$. Somit ist die turbulente Viskosität μ_t von modellierten Parametern k und ε abhängig. In dieser Arbeit wird eine Erweiterung des Standard $k - \varepsilon$ Turbulenzmodells, das sogenannte Realizable $k - \varepsilon$ -Turbulenzmodell, angewendet. Dieses Modell wurde im Jahre 1995 von Shih vorgeschlagen und unterscheidet sich vom Ausgangsmodell durch die alternative Formulierung der C_μ und einer geänderten Gleichung der turbulenten Dissipationsrate ε [62]. Bei der neuen Formulierung geht C_μ nicht als Konstante, sondern als Variable nach Gl.(2.33) in die Gleichung (2.32) ein:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (2.33)$$

Darin gehen die Konstante $A_0 = 4,04$ sowie die weiteren Variablen A_S und U^* ein. Zur genauen Formulierung dieser Variablen siehe [61]. Die Gleichungen für die turbulente kinetische Energie k und der Dissipationsrate ε sind folgend definiert:

$$\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho} \varepsilon + S_k \quad (2.34)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \bar{\rho} C_1 \varepsilon \bar{S} - \bar{\rho} C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + S_\varepsilon \quad (2.35)$$

Die Variable P_k stellt die Produktion der turbulenten kinetischen Energie dar. Die S_k und S_ε sind die Quellterme, die vom Nutzer vorgegeben werden können. Der Deformationstensor \bar{S} und der Koeffizient C_1 sind durch die folgenden Gleichungen beschrieben:

$$C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad \eta = \bar{S} \frac{k}{\varepsilon} \quad (2.36)$$

$$\bar{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.37)$$

Die weiteren Konstanten aus der Dissipationsrate ε und der turbulenten kinetischen Energie k sind $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,2$ und $C_2 = 1,9$. Durch die neue formulierte Variable C_μ können negative turbulente Normalspannungen vermieden werden und somit wird eine bessere Beschreibung der Physik der Strömung ermöglicht. Weitere Informationen zu diesem Modell sind in [61] zu finden.

SAS-Modell

Das Scale Adaptive Simulation (SAS) Modell ist ein hybrides Turbulenzmodell, das den Zerfall größerer Turbulenzelemente in einem turbulenten Spektrum erlaubt. Durch die Einführung von der Karman Längsskala $L_{v\kappa}$ kann sich das Modell an bereits aufgelöste Strukturen anpassen. So ein skalenadaptives Verhalten vermeidet die Verschmierung, die bei URANS-Methoden entsteht. Das auf dem $k - \omega$ SST basierende SAS-Turbulenzmodell ist durch folgende Transportgleichungen definiert:

$$\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \bar{\rho} k \omega \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2 \bar{\rho} \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ &+ \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + Q_{SAS} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Die Transportgleichungen der SAS-Turbulenzmodelle unterscheiden sich von dem SST $k - \omega$ -Turbulenzmodell durch Einführung eines zusätzlichen Quellterms Q_{SAS} :

$$Q_{SAS} = \max \left[\bar{\rho} \eta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{v\kappa}} \right)^2 - C \frac{2 \bar{\rho} k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right] \quad (2.40)$$

mit:

$$L_{v\kappa} = \kappa \left| \frac{U'}{U''} \right| \quad U' = \bar{S} = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad U'' = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} \right)} \quad (2.41)$$

$$L = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4} \omega} \quad (2.42)$$

Die dabei eingesetzten Modellkonstanten sind $\eta_2 = 3,51$, $\sigma_\phi = 2/3$, $C = 2$ sowie die Karman Konstante $\kappa = 0,41$. Detailliertere Informationen zu diesem Modell sind in [61] zu finden.

Berechnungs- und Diskretisierungsmethoden

In den vorherigen Abschnitten wurden die Erhaltungsgleichungen kompressibler Strömungen sowie verschiedene Modellgleichungen vorgestellt. Die meisten dieser Gleichungen sind partielle Differentialgleichungen. Aufgrund dessen, dass es für diese Gleichungen keine allgemeingültige analytische Lösung gibt, werden diese durch ein numerisches Gitter diskretisiert. Zur Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen können verschiedene Methoden, wie die Finite-Volumen-Methode (FVM), die Finite-Elemente-Methode (FEM) und die Finite-Differenzen-Methode (FDM), eingesetzt werden. Da das verwendete Simulationsprogramm ANSYS FLUENT auf der Finite-Volumen-Methode (FVM) basiert, wird in dieser Arbeit nur auf die Finite-Volumen-Methode eingegangen.

Bei der Finite-Volumen-Methode (FVM) findet eine Aufteilung des Lösungsgebietes mit Hilfe diskreter Elemente statt. Dabei stellt jede Zelle, die als Finite Volumina bezeichnet wird, einen repräsentativen Wert dar. Bei der Integration der partiellen Differentialgleichung entsteht pro Zellvolumen eine diskretisierte Gleichung. Die Summe aus solchen Gleichungen der einzelnen Kontrollvolumen ergibt eine Lösung für das gesamte Gebiet. Die Methode wurde ursprünglich für ein strukturiertes Gitter entwickelt. Durch die weitere Modifizierung ist die FVM auch auf einem unstrukturierten Gitter anwendbar, was die Vernetzung komplexer Geometrien ermöglicht. Eine ausführliche Darstellung der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung ist in [21, 63] zu finden.

Bei einem strukturierten Gitter besteht im physikalischen Raum ein logischer Zusammenhang zwischen den benachbarten Elementen. Die Lage jedes Gitterpunktes ist eindeutig über die entsprechenden Indizes definiert und die Nachbarelemente sind genau bestimmbar. Beim strukturierten Gitter kommen Hexaederelemente in einem dreidimensionalen Raum zum Einsatz. Der Vorteil eines solchen strukturierten Gitters liegt in der schnellen Implementierung und Verarbeitung auf dem Rechner, da bei strukturierten Gittern aufgrund der geometrischen Form, im Vergleich zu unstrukturierten Gittern, für die gleiche räumliche Auflösung weniger Gitterelemente benötigt werden. Der Nachteil dieser Gitterart ist die schwierige und mit hohem Aufwand verbundene Anwendung bei komplexen Geometrien.

Bei dem unstrukturierten Gitter existiert keine logische Beziehung zwischen den benachbarten Elementen und die Verbindung eines Punktes wird zu seinen jeweiligen Nachbarpunkten explizit festgelegt. Die am häufigsten eingesetzten Elemente bei dieser Gitterart sind Tetra- und Polyederelemente. Zur Behandlung der Grenzschicht werden bei den unstrukturierten Gittern im wandnahen Bereich meistens Prismen in Schichten eingesetzt.

Die Vorteile des unstrukturierten Gitters liegen bei einfacher und flexibler Anwendung bei komplexen Geometrien. Eine Alternative zu den genannten Gitterarten stellt das Hybridnetz dar. Für eine detailliertere Beschreibung der Gitterarten wird auf [21, 63] verwiesen.

Ein weiterer Faktor, der die Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffentstehung beeinflusst, ist die Einspritzung von Kraftstoff. Im nachfolgenden Kapitel werden die Grundlagen des Sprayzerfalls beschrieben.

2.4 Spraycharakterisierung

Die Zerstäubung von Diesel spielt bei modernen Dieselmotoren eine wichtige Rolle. Der mit hohen Geschwindigkeiten eingespritzte Dieselstrahl zerfällt mit der Eindringung in ein Gas in sehr viele kleine Tropfen, die alle unterschiedliche Größen, Geschwindigkeiten und Temperaturen aufweisen. Zur Beschreibung von mikro- und makroskopischen Zerstäubungseigenschaften des Dieselstrahls wurden im Laufe der Zeit immer bessere Techniken und Methoden erfunden und eingesetzt.

Die Zerstäubung von Flüssigkeiten wurde schon früher untersucht. So formulierte Lord Rayleigh im Jahre 1878 eine Theorie über die Stabilität von nicht viskosen Flüssigkeitsstrahlen [64]. Im Jahre 1936 führte Ohnesorge Versuche zur Untersuchung des Strahlzerfalls mittels Fotografie durch und klassifizierte dabei drei Bereiche [65]. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen führten Reitz und Bracco [66] Untersuchungen an einem Dieselspray durch und definierten vier Strahlzerfallsbereiche, den Rayleighzerfall, den ersten windinduzierter Zerfall, den zweiten windinduzierter Zerfall und die Atomisierung. Diese folgenden Bereiche sind in der Abbildung 2.4(b) schematisch dargestellt. Bei einer logarithmischen Auftragung der Ohnesorge-Zahl Oh über der Reynolds-Zahl Re in einem so genannten Ohnesorgediagramm können die einzelnen Zerfallsbereiche, die durch Linien abgegrenzt sind, dargestellt werden, siehe Abbildung 2.4(a). Die Kennzahlen sind wie folgt definiert:

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad We = \frac{u_{rel}^2 D_D \rho_F}{\sigma_F} \quad Re = \frac{u_{rel} D_D \rho_F}{\mu_F} \quad (2.43)$$

Die dimensionslose Ohnesorge-Zahl Oh enthält Stoffwerte wie die Flüssigkeitsdichte ρ_F , die dynamische Viskosität μ_F und die Oberflächenspannung σ_F . Einflussgrößen wie die Luftdichte und die Düseigenschaften bis auf dem Spritzlochdurchmesser D_D werden jedoch nicht berücksichtigt.

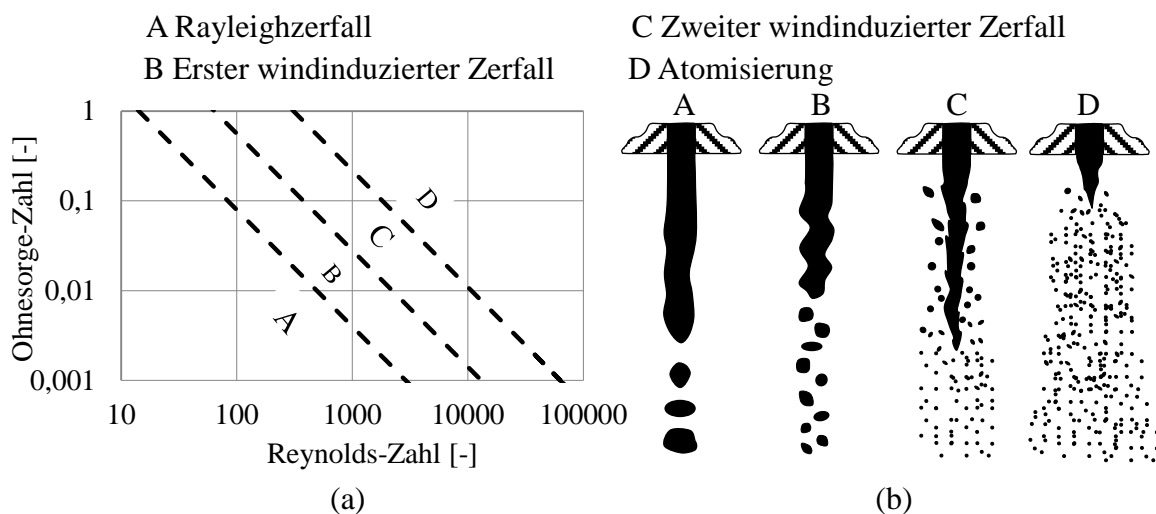


Abbildung 2.4: (a) Ohnesorge Diagramm; (b) Zerfallsbereiche nach Ofner [67]

Die Dieseleinspritzung wird aufgrund des hohen Einspritzdruckes hauptsächlich dem Bereich der Atomisierung zugeordnet, wobei bei Öffnungs- und Schließvorgängen des Injektors auch andere Zerfallsbereiche auftreten können [68, 69]. Im Hinblick darauf wird nachfolgend auf die Atomisierung eingegangen und für weitere Informationen bezüglich der anderen Zerfallsregime auf [67, 70] verwiesen.

Primäraufbruch

Bei Zerstäubung eines Flüssigkeitsstrahles findet unmittelbar in Düsennähe der erste Aufbruch in Ligamente und Tropfen statt, welcher als Primärzerfall bezeichnet wird. Die Ursachen für den Primärzerfall liegen in den Düseninnenvorgängen. Einen Einfluss auf den Strahlzerfall können unter anderem die Turbulenz der Düseninnenströmung, Kavitation im Spritzloch sowie Implosion von Kavitationsblasen, Veränderung des Geschwindigkeitsprofils, Sekundärströmungen und die Druckpulsationen ausüben. Mit steigender Austrittsgeschwindigkeit nimmt auch der Einfluss der Düsengeometrie auf den Primärzerfall zu. Zur Beschreibung des Primärzerfalls wurden einige Modelle entwickelt. Die bekanntesten Modelle wurden von Fath [71] zusammengefasst und sind in der Abbildung 2.5 dargestellt.

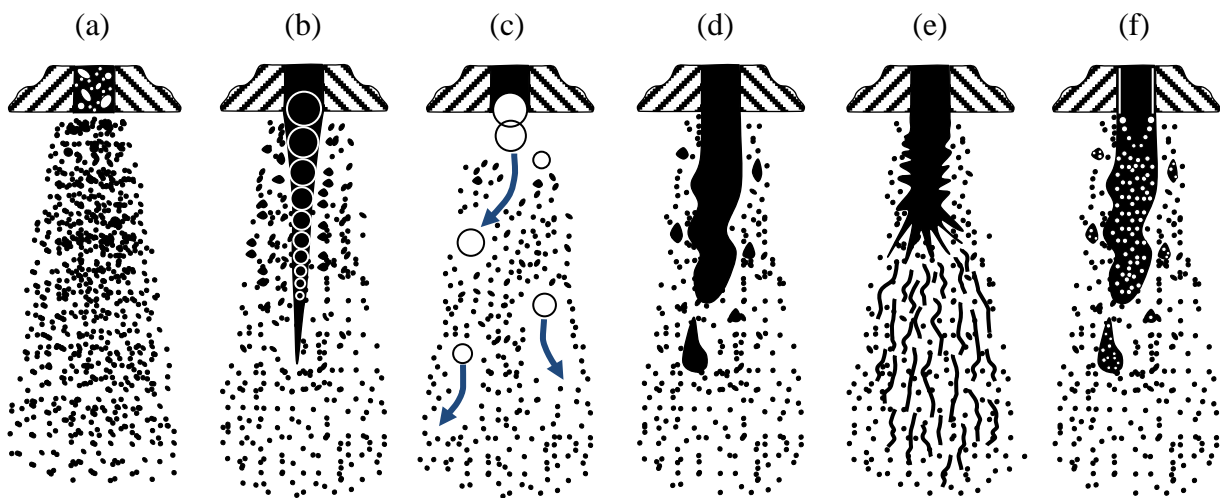


Abbildung 2.5: Strahlzerfallsmodelle nach Fath [71]

In der Abbildung 2.5 zerfällt bei dem Modell (a) der Strahl infolge des Kavitationseinflusses bereits in der Einspritzdüse. Bei dem Modell (b) wird hingegen davon ausgegangen, dass der Strahl einen kegelförmigen zusammenhängenden Flüssigkeitskern aufweist, von dem aufgrund der aerodynamischen Kräfte die Tropfen zerfallen. Das Modell (c) basiert darauf, dass am Düsenaustritt die Tropfen bereits entstanden sind und deren Durchmesser in etwa dem Düsendurchmesser entspricht. Von einem intakten wellenförmigen Flüssigkeitskern wird bei Modell (d) ausgegangen. Aufgrund der aerodynamischen Kräfte zerfällt dieser Kern in Ligamente, die dann in weitere Tropfen zerfallen. Der Strahlkern im Modell (e) besteht wiederum aus zahlreichen Flüssigkeitsfäden, die sich durch den Einfluss der aerodynamischen Kräfte ablösen und zerfallen. Das letzte Modell wurde von Fath [71] entwickelt und kombiniert die Modelle (a) und (d).

Sekundäraufbruch

Bei dem Sekundäraufbruch findet aufgrund der aerodynamischen Kräfte ein weiterer Zerfall der bereits entstandenen Tropfen statt. Diese werden so lange weiter aufgebrochen bis sie eine stabile Größe erreicht haben. Während des Zerfallsprozesses kann es besonders im dichten Spraybereich durch Tropfenkollisionen zu einer Koaleszenz oder weiterem Zerfall der

Tropfen kommen. Die bekanntesten Zerfallsmechanismen wurden von Pilch und Erdmann [72] zusammengetragen und sind von der Gas-Weber-Zahl, welche die Luftdichte ρ_G und Tropfendurchmesser D_P berücksichtigt, abhängig, siehe Gleichung (2.44):

$$We_G = \frac{u_{rel}^2 D_P \rho_G}{\sigma_F} \quad (2.44)$$

Die Tropfenzerfallsarten in Abhängigkeit von Weber-Zahl sind in der Abbildung 2.6 dargestellt.



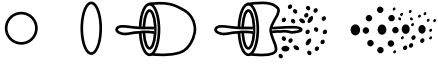


Schwingungsinduzierter Zerfall		$We_G \approx 12$
Blasen Zerfall		$12 < We_G < 50$
Keulen Zerfall		$50 < We_G < 100$
Scheiben Zerfall		$100 < We_G < 350$
Katastrophaler Zerfall		$We_G > 350$

Abbildung 2.6: Tropfenzerfallsarten in Abhängigkeit von Weber-Zahl nach Pilch und Erdmann [72]

Bei einer Deseleinspritzung wird die Luft um den Spraystrahl stark mitbeschleunigt, was zur Absenkung der Relativgeschwindigkeit u_{rel} und Reduzierung der Weberzahl We_G führt.

2.5 Numerische Spraymodellierung

Für die Modellierung des Sprayzerfalls können verschiedene Verfahren eingesetzt werden. Die Berechnung der Gasphase wird bei allen Sprayansätzen über die Navier-Stokes Gleichungen gelöst. Die Flüssigphase kann mit Hilfe des Euler-Lagrange- oder des Euler-Euler-Ansatzes berechnet werden.

Das Euler-Euler-Verfahren behandelt die Flüssigphase als das zweite Fluid. Die beiden Phasen werden mit denselben Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Energie berechnet. Die Wechselwirkungen zwischen den beiden Phasen werden mit lokalen Austauschtermen beschrieben. Allen Tropfen werden dabei identische Eigenschaften zugewiesen. Dieses Verfahren ist sehr aufwändig und erfordert eine hohe räumliche Auflösung. In Verbindung mit den skalenauflösenden Turbulenzmodellen wird dieses Verfahren grundsätzlich bei einer sehr vereinfachten Einspritzumgebung oder zur Berechnung des Primärzerfalls angewendet [73-75].

Der Euler-Lagrange-Ansatz berechnet die Flüssigphase in einem mitbewegten und die Gasphase in einem ortsfesten Bezugssystem. Dabei werden die Partikel, mit der Berücksichtigung auf die wirkende Kräfte durch das Strömungsfeld der Gasphase, über die gesamte Berechnungsdomain verfolgt. Diese numerische Betrachtungsweise ist für den Dieselspray das naheliegende Verfahren. Da ein Dieselspray aus vielen Millionen Einzeltropfen mit unterschiedlichen Eigenschaften besteht, erfordert die Berechnung jedes einzelnen Topfens einen enormen Rechenaufwand. Im Hinblick darauf wurde eine Stochastic-Parcel-Methode, welche auf der Monte-Carlo-Methode basiert [61], angewendet.

Bei der Stochastic-Parcel-Methode werden die Partikel in Klassen, die sogenannten Parcels, eingeordnet. Jedes Parcel repräsentiert eine bestimmte Anzahl an Partikeln mit identischen Eigenschaften wie z.B. Temperatur, Geschwindigkeit, Durchmesser. Bei dieser Methode wird davon ausgegangen, dass die Partikel des repräsentativen Parcels sich genauso verhalten wie das Parcel selbst. Durch diese Annahme werden nur die repräsentativen Parcels in die Berechnungsdomain eingespritzt. Die Vor- und Nachteile der beiden Ansätze sowie die mögliche Einsatzgebiete werden in der Arbeit [76] ausführlich diskutiert. Wie in vielen anderen Arbeiten, z.B. [77-80], wird auch in dieser Arbeit der Euler-Lagrangesche-Ansatz angewendet.

Die Modellierung eines Dieselsprays in einer Motorumgebung erfordert die Berücksichtigung vieler Parameter. Im folgenden Kapitel werden die wesentlichen numerischen Gleichungen zur Modellierung eines Dieselsprays mit einem Euler-Lagranschen-Verfahren vorgestellt. Eine zeitliche Entwicklung der Parcelbewegung und somit seine Strombahn kann durch Integrieren des Kräftegleichgewichts bestimmt werden. Das Kräftegleichgewicht des Partikels ist durch die folgende Gleichung definiert:

$$\frac{d\vec{u}_P}{dt} = F_D(\vec{u} - \vec{u}_P) + \frac{\vec{g}(\rho_P - \rho_G)}{\rho_P} + \vec{F} \quad (2.45)$$

Die Widerstandskraft F_D ist:

$$F_D = \frac{18 \mu_G C_D \text{Re}_P}{\rho_P D_P^2 24} \quad (2.46)$$

In das Kräftegleichgewicht gehen die Gas- \vec{u} und Partikelgeschwindigkeit \vec{u}_P , die dynamische Viskosität des Gases μ_G , die Gasdichte ρ_G , die Flüssigkeitsdichte ρ_P , der Tropfendurchmesser D_P , der Widerstandsbeiwert C_D sowie andere auf die Tropfen wirkende Kräfte \vec{F} ein.

Modellierung des Widerstandsbeiwertes

Der Widerstandsbeiwert spielt bei der Genauigkeit der Spraymodellierung eine wesentliche Rolle und kann als Funktion der Partikel-Reynolds-Zahl ausgedrückt werden, siehe Gleichung (2.47):

$$\text{Re}_p = \frac{u_{rel} D_p \rho_G}{\mu_G} \quad (2.47)$$

Im Newton-Bereich bei sehr hohen Partikel-Reynolds-Zahlen ($\text{Re}_p > 1000$) liegt der Widerstandsbeiwert bei $C_{D,K} = 0,424$. Bei Partikel-Reynolds-Zahlen $\text{Re}_p \leq 1000$ kann dieser Wert mit der folgenden Formel abgeschätzt werden:

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{2/3} \right) \quad (2.48)$$

Die meisten Modellierungsansätze gehen von einem kugelförmigen Tropfen aus. In der Realität kann sich der Tropfen aufgrund der wirkenden aerodynamischen Kräfte verformen. Der Tropfen kann sogar durch starke Deformation eine Scheibenform annehmen [61]. Abhängig von der Tropfenform ändert sich auch der Widerstandsbeiwert, was somit zur Änderung des Impulsaustausches führt. Zur Berücksichtigung der Tropfendeformation wird in dieser Arbeit ein Modell von Liu [81] angewendet, siehe Gleichung (2.49):

$$C_{D,P} = C_D (1 + 2,632y) \quad (2.49)$$

In diesem Modell ist der Widerstandsbeiwert C_D von der Tropfendeformation y abhängig. Bei einem Wert von ($y = 0$) weist der Tropfen keine Verformung auf. Der Widerstandsbeiwert entspricht dem Wert einer Kugel. Weist der Tropfen eine maximale Deformation ($y = 1$) auf, so nimmt der Widerstandsbeiwert den Wert einer flachen Scheibe an.

Sekundäraufbruch

In letzter Zeit wurden viele Modelle zur Beschreibung des Sekundärerfalls entwickelt. Die meisten Aufbruchmodelle basieren auf der Vorstellung, dass eine Instabilität auf der Tropfenoberfläche aufgrund der aerodynamischen Kräfte entsteht. Diese Instabilität kann schließlich zum Tropfenzerfall führen. Die aufgebrochenen Tropfen unterliegen wiederum dem weiteren aerodynamischen Zerfall bis eine stabile Größe erreicht wird. Zur Modellierung des Sekundärerfalls bietet FLUENT viele Modelle, wie Taylor-Analogy Breakup (TAB)-Modell, WAVE-Modell, Kelvin-Helmholtz-, Rayleigh-Taylor-(KHRT) und SSD-Modell, an.

Das TAB-Modell basiert auf einem gedämpften schwingenden Feder-Masse-System. Dieses Modell ist besonders für niedrige Weber-Zahlen geeignet [82]. Im Gegensatz zu den anderen Aufbruchmodellen wird bei dem SSD-Modell die Wahrscheinlichkeit eines Tropfenaufbruchs, unabhängig von der Größe des Ausgangstropfens, nur analytisch durch die Fokker-Planck-Gleichungen berechnet [83]. Eine detailliertere Formulierung der TAB- und SSD-Modelle wird in [61] gegeben.

Eine alternative zum TAB-Modell stellt das WAVE-Modell, das auch für höhere Weber-Zahlen geeignet ist. Dieses Modell basiert auf der Grundidee des Kelvin-Helmholtz (KH) Mechanismus und berücksichtigt die Instabilität auf der Tropfenoberfläche, die aufgrund der

Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas hervorgerufen. Das WAVE-Modell wurde zuerst von Reitz vorgeschlagen und beschreibt einen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge Λ und der Wachstumsrate Ω_{KH} der Wellen [84]. Die Entstehung neuer Tropfen erfolgt durch das Abscheren von Wellen auf der Tropfenoberfläche infolge der aerodynamischen Kräfte. Eine schematische Darstellung wird in der Abbildung 2.7 gegeben.

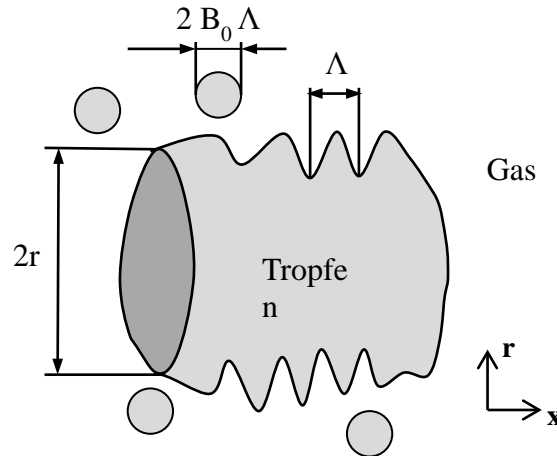


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des WAVE Modells nach [85]

Die Wellenlänge Λ wird mit folgender Formel ausgedrückt:

$$\Lambda = \frac{9,02 r (1 + 0,45 \sqrt{Oh}) (1 + 0,4 Ta^{0,7})}{(1 + 0,865 We_G^{1,67})^{0,6}} \quad (2.50)$$

Die dazugehörige Wachstumsrate Ω_{KH} der Wellen wird definiert als:

$$\Omega_{KH} = \frac{0,34 + 0,385 We_G^{1,5}}{(1 + Oh)(1 + 1,4 Ta^{0,6})} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_F r^3}} \quad (2.51)$$

Dabei werden die Eigenschaften der Tropfen mit dem Tropfenradius r und der Tropfendichte ρ_F berücksichtigt. Die in den Gleichungen (2.50) und (2.51) verwendete Taylor-Zahl ist eine Funktion der Gas-Weber-Zahl und der Ohnesorge-Zahl und lautet.

$$Ta = Oh \sqrt{We_G} \quad (2.52)$$

Die Taylor-Zahl beschreibt die Ausbildung von Wellen auf der Tropfenoberfläche. Mit steigender Viskosität eines Tropfens nimmt die Wellenbildung auf der Tropfenoberfläche ab. Der Radius der neuen Tropfen ist proportional zur Wellenlänge und kann durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$r_{neu} = B_0 \Lambda \quad (2.53)$$

Basierend auf der Arbeit von Reitz beträgt die Konstante B_0 standardmäßig 0,61 [84]. Die Änderung des Tropfenradius ergibt sich aus Gleichung (2.54):

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_{neu}}{\tau_{KH}} \quad (2.54)$$

Die Aufbruchszeit der Tropfen τ_{KH} ist in der Gleichung (2.55) definiert:

$$\tau_{KH} = -\frac{3,726 B_1 r}{\Lambda \Omega_{KH}} \quad (2.55)$$

Die empirisch ermittelte Konstante B_1 kann in Abhängigkeit von Einspritzvorgängen zwischen 1 und 60 liegen. In der Arbeit von Liu wird B_1 mit 1,73 vorgeschlagen [81].

Bei dem Kelvin-Helmholtz-Rayleigh-Taylor (KHRT)-Modell handelt es sich um zwei zusammengesetzte Modelle, ein KH- und ein RT-Modell. Das KH-Modell basiert auf der Vorstellung, dass die Instabilitäten auf der Tropfenoberfläche durch die aerodynamischen Kräfte hervorgerufen werden und das RT-Modell, dass die Instabilitäten aufgrund von Tropfenbeschleunigung beim Aufbruch innerhalb einer vorgegebenen Aufbruchlänge entstehen. Das KHRT-Modell eignet sich für die Berechnung bei hohen Weberzahlen und setzt einen flüssigen Kern im Düsennahbereich voraus. Für die Abscherung der Tropfen aus dem flüssigen Kern ist das KH-Modell verantwortlich. Die aufgebrochenen Tropfen werden beim Verlassen des flüssigen Kernes einer starken Beschleunigung ausgesetzt, so dass die Instabilitäten sowohl mit dem KH-Modell als auch mit RT-Modell berechnet werden. Die Länge des flüssigen Kernes wird folgend definiert:

$$L_S = C_L D_D \sqrt{\frac{\rho_F}{\rho_G}} \quad (2.56)$$

Die nach Levich berechnete Strahleindringtiefe L_S ist abhängig von einer Levich Konstante C_L , dem Düsendurchmesser D_D , der Umgebungsdichte ρ_G und der Fluidichte ρ_F . Ähnlich dem KH-Modell wird auch beim RT-Modell die Wachstumsrate Ω_{RT} nach Gleichung (2.57) berechnet:

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2 (-g_t (\rho_P - \rho_G))^{3/2}}{3 \sqrt{3} \sigma (\rho_P - \rho_G)}} \quad (2.57)$$

Mit g_t wird die Beschleunigung der Tropfen beschrieben. Die Aufbruchszeit τ_{RT} ist eine Funktion der Wachstumsrate Ω_{RT} und Konstanten C_τ . Standardmäßig wird die Konstante mit 0,5 im ANSYS FLUENT eingesetzt:

$$\tau_{RT} = \frac{C_\tau}{\Omega_{RT}} \quad (2.58)$$

Die entsprechende Wellenzahl K_{RT} wird durch die folgende Gleichung beschrieben.

$$K_{RT} = \sqrt{\frac{-g_t (\rho_P - \rho_G)}{3\sigma}} \quad (2.59)$$

Der Radius des neuen Tropfens wird über das Verhältnis in Gleichung (2.60) berechnet, wobei die C_{RT} eine Konstante mit dem Wert von 0,1 ist:

$$r_c = \frac{\pi C_{RT}}{K_{RT}} \quad (2.60)$$

Tropfenkollision und Koaleszenz

Die Kollision zwischen den Tropfen weist einen direkten Einfluss auf den Partikeldurchmesser und somit auf die Austauschprozesse von Masse, Impuls und Energie zwischen der flüssigen und gasförmigen Phase auf. Die Wahrscheinlichkeit einer Tropfenkollision ist von der Richtung und der Geschwindigkeit der Tropfen abhängig. Außerdem spielt die Lage der Tropfen im Spray eine Rolle. Im dichten Spraybereich ist die Wahrscheinlichkeit einer Tropfenkollision viel höher als im düsenfernen Bereich. In ANSYS FLUENT ist die Berechnung der Tropfenkollision nach O'Rourke Algorithmus implementiert [86]. Dieser Ansatz geht davon aus, dass die Kollision zwischen zwei Tropfen nur dann stattfindet, wenn die beiden Tropfen sich in derselben Zelle befinden. Die Kollisionsfrequenz kann mit folgender Formel berechnet werden:

$$\bar{n} = \frac{n_2 \pi (r_1 + r_2)^2 u_{rel} \Delta t}{V_{Zelle}} \quad (2.61)$$

In dieser Gleichung gehen die Radien der Tropfen des ersten und zweiten Parcels r_1 und r_2 , das Volumen der Zelle V_{Zelle} , wo die Kollision stattfindet, die Relativgeschwindigkeit der Tropfen u_{rel} und die Anzahl der Tropfen im zweiten Parcel n_2 ein. Die Kollisionswahrscheinlichkeit ist nach Gleichung (2.62) definiert:

$$P(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad (2.62)$$

Dabei beschreibt n die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen zwischen einem Tropfen des ersten Parcels mit einem Tropfen des zweiten Parcels. Das Ergebnis einer Kollision wird mit dem kritischen Aufschlagparameter b_{krit} nach Gleichung (2.63) berechnet, wobei dieser von der Kollisions-Weber-Zahl abhängig ist, siehe Gleichung (2.64):

$$b_{krit} = (r_1 + r_2) \sqrt{\min\left(1,0, \frac{2,4 f}{We_{Koll}}\right)} \quad (2.63)$$

$$We_{Koll} = \frac{u_{rel}^2 \bar{D}_P \rho_P}{\sigma_P} \quad (2.64)$$

Die Kollisions-Weber-Zahl setzt sich aus der Relativgeschwindigkeit der kollidierenden Parcel u_{rel} , der Dichte ρ_p und der Oberflächenspannung σ_p der Parcel, und dem durchschnittlichen Durchmesser $\overline{D_p}$ der kollidierenden Parcel zusammen. Der Aufschlagparameter b_{krit} hängt außer von der Kollisions-Weber-Zahl noch von der Funktion f ab, siehe Gleichung (2.65).

$$f\left(\frac{r_1}{r_2}\right) = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3 - 2,4\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 + 2,7\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \quad (2.65)$$

Ob eine Koaleszenz stattfindet, wird über den Vergleich der Aufschlagparameter b mit den kritischen Aufschlagparametern b_{krit} entschieden. Der Aufschlagparameter b ist folgend definiert:

$$b = (r_1 + r_2)\sqrt{Y} \quad (2.66)$$

Der Wert Y ist eine Zufallszahl und kann zwischen 0 und 1 liegen. Ist der Aufschlagparameter b bei der Tropfenkollision kleiner als der kritische Aufschlagparameter b_{krit} , so kommt es zur Koaleszenz. Weitere Informationen zur Kollision und Koaleszenz sind in [61] zu finden.

Spray-Wand Interaktion

Die mit dem Kraftstoff benetzte Wandfläche stellt eine fette Zone dar und kann während der Verbrennung zu erhöhten Abgasemissionen beitragen, da diese langsamer und unvollständiger verbrennt [87]. Zur Berücksichtigung der Wand-Spray Interaktion ist im ANSYS FLUENT ein Wandfilm Modell implementiert. Dieses Modell ist in der Lage die schnellen transienten Effekte zu beschreiben. Treffen die Tropfen auf die Wand auf, so können in Abhängigkeit von der Wandtemperatur und Aufprallenergie vier verschiedene Regime stattfinden, die sogenannten „stick“, „rebound“, „spread“ und „splash“, siehe Abbildung 2.8. Wie in [61] beschrieben, basiert dieses Spray-Wand Modell auf den Arbeiten von Stanton [88] und O'Rourke [89].

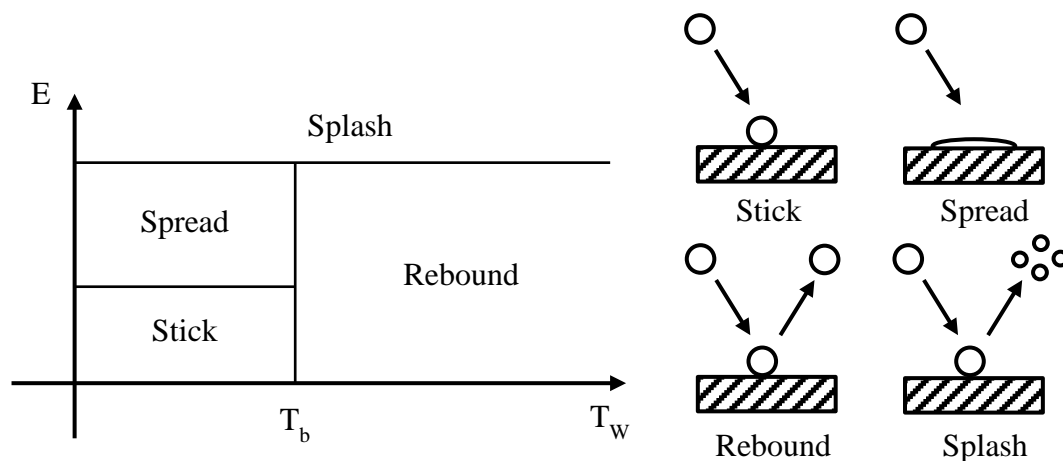


Abbildung 2.8: Spray-Wand Interaktion [61]

Unterhalb der Siedetemperatur des Kraftstoffes T_b können nur die drei Regime, „stick“, „spread“ oder „splash“ entstehen. Bei einem Aufprall von Tropfen oberhalb der Siedetemperatur können hingegen nur die zwei Regime, „rebound“ oder „splash“, auftreten. Die Aufprallenergie wird folgend definiert:

$$E^2 = \frac{u_{rel}^2 D_P \rho_{FP}}{\sigma_P} \left(\frac{1}{\min\left(\frac{h_0}{D_P}, 1\right) + \frac{\delta_{bl}}{D_P}} \right) \quad (2.67)$$

Die Aufprallenergie berücksichtigt die Dichte der Tropfen ρ_P , die relative Geschwindigkeit zwischen den Tropfen und der Wand u_{rel}^2 , den Durchmesser D_P und die Oberflächenspannung σ_P der Tropfen, die Höhe des vorhandenen Wandfilms h_0 und die Grenzschichtdicke δ_{bl} .

$$\delta_{bl} = \frac{D_T}{\sqrt{Re}} \quad (2.68)$$

Weitere Informationen zur Spray-Wand Interaktion sind in [61] zu finden.

3 Experimenteller Aufbau

Am Anfang dieses Kapitels wird auf die Konfiguration des verwendeten Motors eingegangen. In den weiteren Abschnitten werden die experimentellen Untersuchungen beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit zur Validierung der durchgeführten Simulationen verwendet wurden. Im Kapitel 3.2 wird das für die Strömungsvisualisierung und -vermessung notwendige Messsystem vorgestellt. Zudem werden die Funktionsweise und der Aufbau dieses Messsystems am Transparentmotor erläutert. Um die Gemischbildung beurteilen zu können, wurden davor ausführliche Untersuchungen zur Charakterisierung des Dieselsprays durchgeführt. Die dafür verwendeten Messsysteme und Messaufbauten werden im Kapitel 3.3 beschrieben.

3.1 Geometrie und Aufbau des Transparentmotors

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der numerischen Untersuchung der Gemischbildung in einem Dieselmotor. Die für die Simulationsvalidierung erforderlichen Messdaten wurden in einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsdieselmotor aufgenommen. Der Transparentmotor ist ein Teil eines Komplexprüfstandes, welcher modular aufgebaut ist und somit eine schnelle und einfache Umrüstung von verschiedenen Prüflingen ermöglicht. Speziell für den Forschungsmotor wurde ein Zylinderkopf von einem 4-Zylinder Serienmotor abgeleitet und zum Einzylinder umgebaut. Ähnlich dem Serienmotor weist auch der optische Motor zwei Einlass- sowie zwei Auslassventile und einen zentraleingebauten Injektor auf. In der Abbildung 3.1 ist der verwendete Transparentmotor dargestellt.

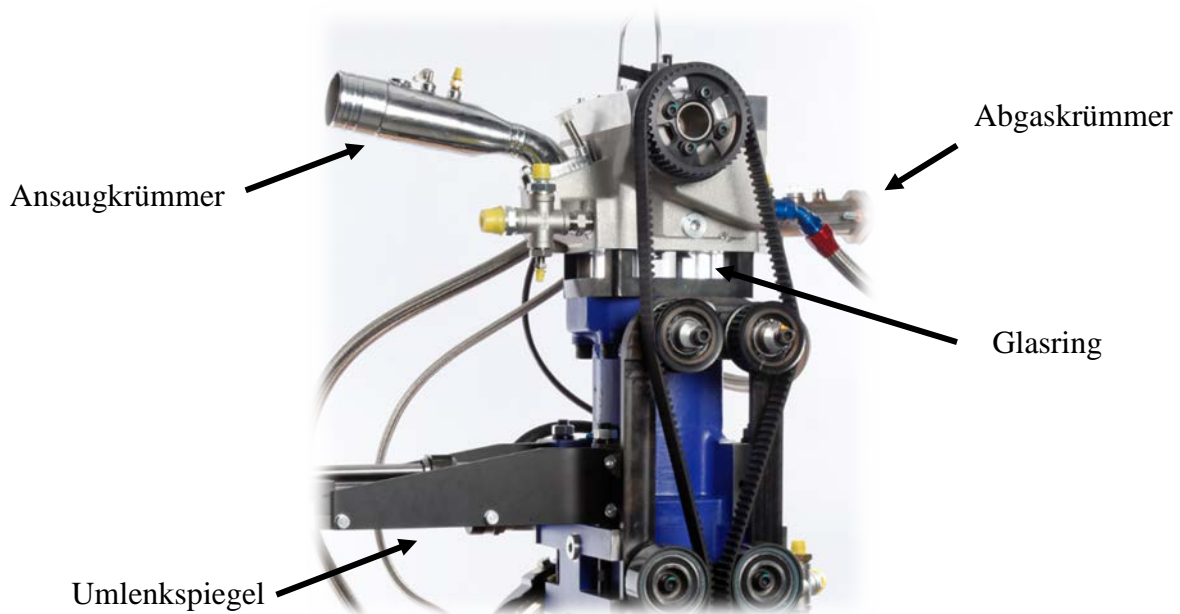


Abbildung 3.1: Einzylinder-Dieselmotor mit optischen Zugängen

Um einen Einblick in die innermotorischen Prozesse zu gewähren, ist der Transparentmotor mit mehreren optischen Zugängen ausgestattet. Der Forschungsmotor ist mit einem Ring aus Quarzglas mit einer effektiven Höhe von 28 mm ausgestattet, siehe Abbildung 3.2(a). Durch den Einbau des Quarzglasringes unterhalb des Zylinderkopfes wird die Untersuchung von innermotorischen Vorgängen seitlich in der Nähe des oberen Totpunktes zum Zündzeitpunkt (ZOT) ermöglicht.



Abbildung 3.2: Optische Zugangsstellen: (a) Glasring; (b) Pancake Kolben

Eine weitere optische Zugangsmöglichkeit über den Umlenkspiegel stellt der Kolbenboden aus Quarzglas dar. Der Aufbau des Transparentmotors erlaubt den Kolben in kurzen Arbeitsschritten für Reinigungszwecke zu demontieren oder durch einen anderen Kolben auszutauschen. Je nach Anwendungszweck stehen verschiedene Kolbenaufsätze zur Verfügung. Alle für diese Arbeit erforderlichen Messdaten wurden mit einem Pancake-Kolben aufgenommen. Bei diesem Kolben bestehen die Kolbenkrone aus Aluminium und die Kolbenmulde aus einem flachen Quarzglas, siehe Abbildung 3.2(b). Der sichtbare Bereich des Quarzglases beträgt bei dem Pancake-Kolben im Durchmesser ca. 43 mm. Aufgrund dessen, dass im Transparentmotor die optischen Zugangsstellen aus Quarzglas bestehen, ist der maximale Zylinderdruck auf 80 bar begrenzt. Weitere technische Daten des Transparentmotors sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Kenndaten des Transparentmotors

Hub	95,5 mm
Bohrung	81 mm
Kolbendurchmesser	80 mm
Quetschspalthöhe	1,5 mm
Hubraum	492 cm ³
Geometrisches Verdichtungsverhältnis	13,8
Max. Drehzahl	3000 min ⁻¹

3.2 Strömungsvisualisierung mit PIV

Zur Visualisierung und Vermessung der Zylinderströmung wurde ein Particle Image Velocimetry (PIV) Messsystem am Transparentmotor angewendet, welches hauptsächlich aus einem Partikelgenerator, einem Doppelpuls laser, einer Kamera und einem Rechner mit Auswertungssoftware besteht.

Messprinzip

Das Messprinzip der PIV basiert auf der Verschiebungsvermessung von Tracerpartikeln in einem bestimmten Zeitfenster, welche der zu untersuchenden Strömung vorher hinzugefügt werden. Für die Untersuchung können verschiedene Feststoffe oder Flüssigkeiten als Tracer genutzt werden, wobei diese bestimmte Anforderungen der jeweiligen Messumgebung erfüllen sollen. So sollen die Tracer bei der Anwendung in einem optischen Motor nicht zu schnell verdampfen und somit eine Strömungsmessbarkeit auch in der Hochdruckphase gewährleisten. Zudem sollten diese keine Beschädigung der optischen Glaskomponenten hervorrufen. Zu diesen Zwecken eignen sich sowohl Öltröpfchen als auch Graphitpartikel. Bei den optischen Untersuchungen wurde Shell Hydraulik-Prüföl als Tracer verwendet, welches mit Hilfe eines druckluftbetriebenen Partikelgenerators während der Messung dem Ansaugstrom zugeführt wurde. Um eine möglichst homogene Partikelverteilung im Brennraum zu erhalten, wurde die Zuführposition ca. 1 m vom Zylinderkopf entfernt ausgewählt. Laut der Mie-Theorie ist die Streulichtintensität proportional zu dem Partikeldurchmesser und daher sind größere Tracerpartikel erwünscht. Andererseits müssen die Partikel auch klein genug sein, um der Strömung zu folgen. Bei der Auswahl der Partikelgröße wurde ein Kompromiss gefunden, bei dem der mittlere Tropfendurchmesser 3 μm beträgt [90]. Die zugeführten Tracer gelangten während der Ansaugphase in den Brennraum und wurden dort in einem kurzen Zeitabstand mit einem Doppelpuls laser zweimal beleuchtet. Vorher wurde der Laserstrahl mit speziellen zylindrischen Linsen zu einer ca. 1 mm dicken Lichtfläche aufgeweitet. In der Abbildung 3.3 wird das Messprinzip der PIV an dem optischen Motor dargestellt.

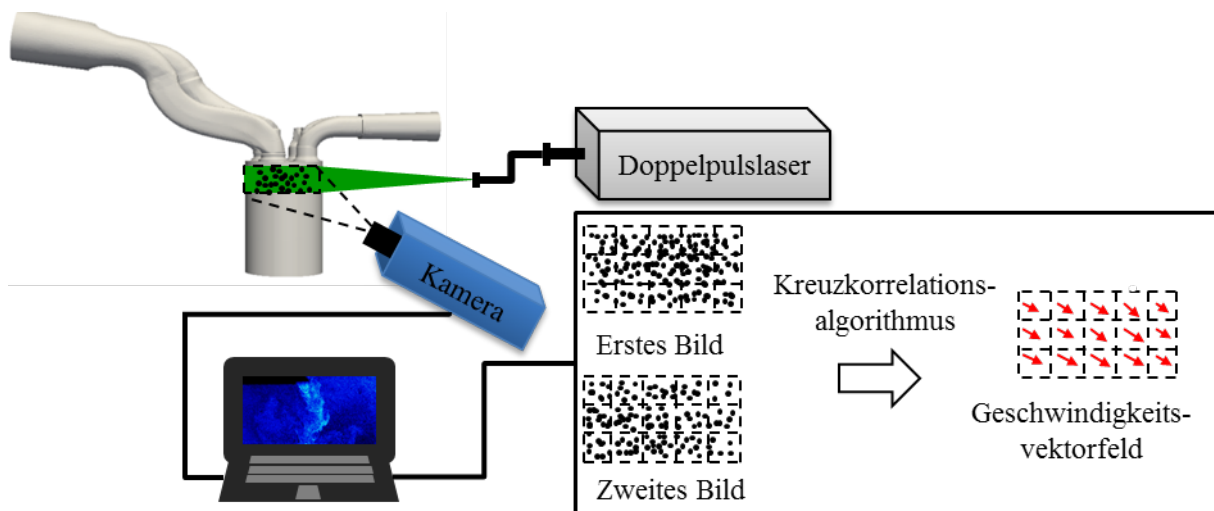


Abbildung 3.3: PIV Messprinzip

Bei dieser Untersuchung wurde ein frequenzverdoppelnder Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (ND:YAG-Laser) eingesetzt. Der Laser emittiert einen Lichtstrahl bei 532 nm im sichtbaren Bereich (grünes Licht) mit einer Pulsenergie von bis zu 135 mJ bei einer Pulsdauer von 7 ns und einer maximalen Wiederholungsrate von 15 Hz. Damit der Laserstrahl die optische Messstelle erreichen kann, wurde ein sogenannter flexibler Laserarm, bestehend aus mehreren Umlenkspiegeln verwendet.

Das von den beleuchteten Partikeln reflektierte Licht wurde von einer Doppelbildkamera aufgenommen. Die Synchronisierung der Kamera mit den zwei Laserpulsen erfolgte über eine separate Steuereinheit. Bei dieser Untersuchung wurde eine Imager ProX Kamera mit einem CCD Chip im Kombination mit einem 135 mm Nikkor Objektiv eingesetzt. Die Auflösung der verwendeten Kamera betrug 1600 x 1200 Pixel bei einer maximalen Erfassungsfrequenz von 29 Hz.

Die aufgenommenen Bilder wurden in kleine gleichgroße Analysefenster aufgeteilt. Die Bestimmung der Strömungsrichtung und -geschwindigkeit erfolgte über einen Kreuzkorrelationsalgorithmus. Bei diesem werden die Analysefenster in x- und y-Richtung verschoben und dabei wird der Grad der Übereinstimmung bestimmt. Bei der Bearbeitung und Auswertung der Messkampagne wurde die Software DaVis 7.2 von LaVision eingesetzt. Die Auflösung der PIV hängt von der Größe des Messfensters und somit von dem untersuchten Bereich ab. Zur Erhöhung der Dichte der Geschwindigkeitsvektoren werden überlappende Messfenster eingesetzt. In dieser Arbeit wurden Endanalysefenster mit einer Größe von 32 x 32 Pixel und einer Überlappung von 50% verwendet. Weitere Informationen zum Thema PIV sind in [91, 92] zu finden.

Messposition

Zu einer detaillierten Charakterisierung der Zylinderinnenströmung wurden optische Untersuchungen auf horizontalen und vertikalen Messebenen durchgeführt.

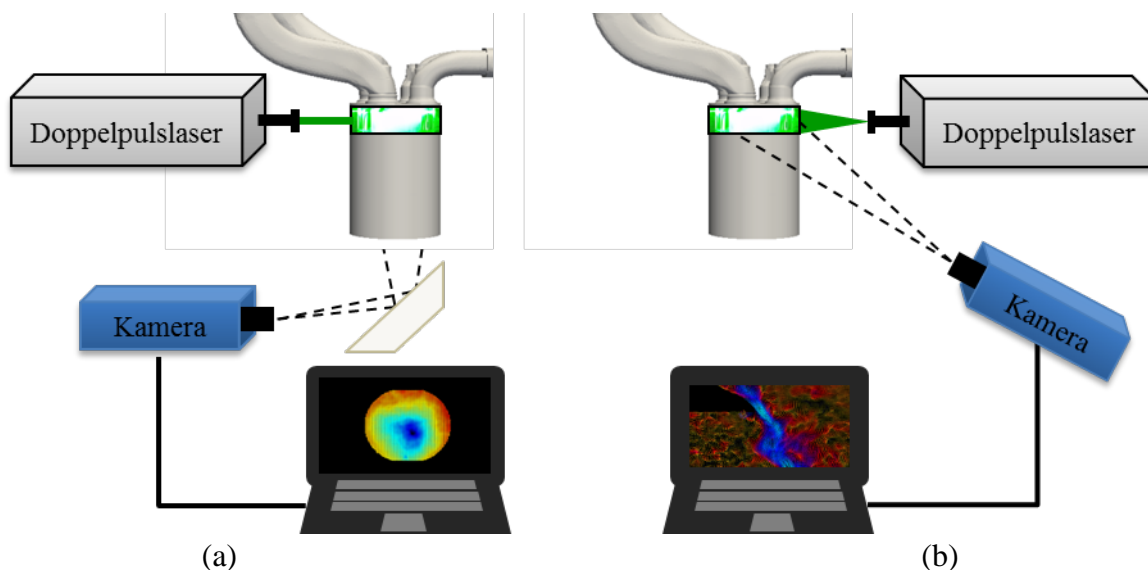


Abbildung 3.4: (a) horizontale Messposition; (b) vertikale Messposition

Die Abbildung 3.4 stellt die horizontale und vertikale Messposition für PIV im Brennraum schematisch dar. Während der Untersuchung auf der horizontalen Messebene wurde die Messposition für einen Laserlichtschnitt bei 55°KW nach Ladungswechsel-OT eingerichtet. Die Visualisierung der Luftströmung auf der horizontalen Messebene wurde mit Hilfe eines Umlenkspiegels durchgeführt. Der Sichtbereich der Kamera im Brennraum wird durch den Umfang des Kolbenglases sowie die Entfernung des Kolbens vom Messbereich definiert. In der Abbildung 3.4(a) wird der Sichtbereich der horizontalen Messebene schematisch mit den gestrichelten Linien dargestellt.

Bei den vertikalen Untersuchungen wurde während der Ansaugphase eine Messebene im Bereich des Fühlkanals verlegt. Die Position dieser Messebene verläuft in der Mitte des Einlassventils und wird ebenfalls schematisch in der Abbildung 3.4(b) dargestellt. Während der Kompressionsphase wurde eine Messebene in der Mitte des Brennraumes eingerichtet. Die Messung erfolgte ab einem Zeitpunkt bei dem die Einlassventile geschlossen wurden.

3.3 Charakterisierung eines Dieselsprays

Ein weiterer wichtiger Vorgang, der die Gemischbildung in einem Dieselmotor maßgeblich beeinflusst, ist die Einspritzung. Zu Validierungszwecken wurden umfangreiche Messkampagnen zur Charakterisierung eines Dieselsprays durchgeführt. Diese Messkampagnen umfassen eine hydraulische Vermessung der verwendeten Injektoren, sowie eine Analyse der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften unter verschiedenen Bedingungen. Diesbezüglich erfolgte die Einspritzung unter atmosphärischer Umgebung in eine Druckkammer sowie im optischen Motor. Die bei dieser Messkampagne verwendeten Messsysteme und Versuchsträger werden in diesem Abschnitt beschrieben.

Versuchsträger

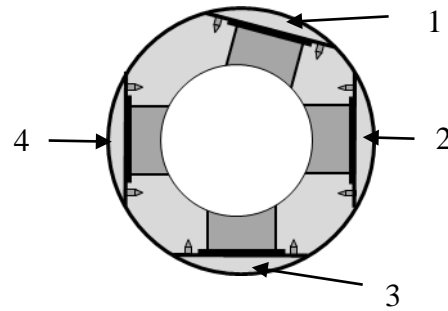
Die zur Charakterisierung des Dieselsprays eingesetzten 7- und 8-Loch Bosch Magnetventilinjektoren wurden zuerst hydraulisch in einem Injection Analyser untersucht. Der Prüfstand erlaubt eine reproduzierbare und genaue Vermessung des Einspritzverlaufs. Während der Vermessung wurden die untersuchten Injektoren in einem mit Kraftstoff gefüllten Messzylinder eingebaut. In diesem Messzylinder wird zur Nachbildung einer Einspritzumgebung der benötigte Gegendruck eingestellt. Durch den Druckanstieg, welcher während der Einspritzung im Messkanal entsteht, erfolgt die Messung der Einspritzrate des Injektors. In dieser Arbeit wurde eine einzige Blockeinspritzung als Einspritzstrategie für alle Messkampagnen ausgewählt. Die aufgenommenen Messdaten wurden aufbereitet und als Randbedingungen in der Simulation eingesetzt.

Die erste Messkampagne zur Bestimmung der Sprayeigenschaften wurde unter atmosphärischer Umgebung durchgeführt. Dazu wurde ein 7-Loch Bosch Magnetventilinjektor mit einem Spritzlochdurchmesser von 109 μm eingesetzt. Insgesamt bestand die atmosphärische Untersuchung aus drei Betriebspunkten (BP1-BP3) mit verschiedenen Einspritzdrücken (600, 1200, 1600 bar) und einem konstanten Gegendruck (Atmosphärendruck), siehe Tabelle 3.2.

Zur Bestimmung der Zerstäubungseigenschaften unter motorähnlichen Bedingungen kam während der zweiten Messkampagne eine beheizbare Druckkammer zum Einsatz, siehe Abbildung 3.5(a). Die Druckkammer besteht aus einem 412 mm langen Grundkörper mit einem Durchmesser von 200 mm. Die Kammer kann mit bis zu 60 bar Druckluft während der Untersuchungen versorgt werden.



(a)



(b)

Abbildung 3.5: (a) Druckkammer (b) Druckkammer im Schnitt

Um den Effekt der Lufttemperatur während der Einspritzung im realen Motorbetrieb berücksichtigen zu können, wurde die Druckkammer temperiert. Die komprimierte Luft durchströmt hierzu einen Durchlauferhitzer, bevor sie in die Druckkammer gelangt. Derzeit kann in der Kammer eine maximale Temperatur von ca. 200 °C erreicht werden. Um eine Kraftstoffansammlung zu vermeiden, wird die Druckkammer zusätzlich mit der temperierten Luft kontinuierlich durchströmt.

Für die optischen Untersuchungen bietet die Druckkammer mehrere Zugänge, siehe Abbildung 3.5(b). Je nach dem Anwendungszweck können diese unterschiedlich genutzt werden. Die Zugangsstelle 1 ist unter einem Winkel von 70° angeordnet und wurde zur Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)-Messung, sowie zur Spraybeleuchtung während der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung verwendet. Während der Untersuchungen in der Druckkammer kam ein 8-Loch Magnetventilinjektor von Bosch mit einem Spritzlochdurchmesser von 104 µm zum Einsatz, welcher in der Zugangsstelle 3 eingesetzt wurde. Die Einbaulage des Injektors in der Druckkammer ist in der Abbildung 3.6(a) dargestellt. Die Öffnungen 1, 2 und 4 wurden für die optischen Untersuchungen mit Fenstern aus Quarzglas mit einem Durchmesser von 80 mm versehen. Um die Messgenauigkeit der Sprayvisualisierung zu erhöhen, wurde die Sprayanalyse bei den atmosphärischen und Druckkammermessungen nur an einer Spraykeule durchgeführt. Die restlichen Spraykeulen wurden anhand eines speziell konstruierten Separators abgeschieden und somit konnte der störende Einfluss der Nachbarstrahlen bei der optischen Messung vermieden werden, siehe Abbildung 3.6(b).

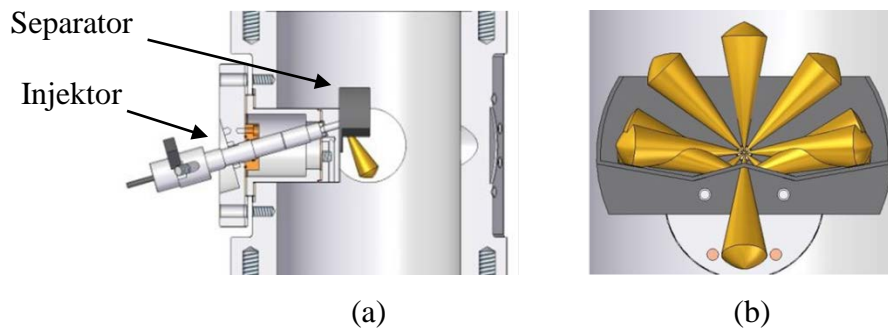


Abbildung 3.6: (a) Einbaulage des Injektors in der Druckkammer;
(b) Separator zur Spraystrahlisolierung, aus [93]

Weitere Informationen über Messungen in der Druckkammer werden in [93] gegeben. Während der Messkampagne in der beheizbaren Druckkammer wurden 4 Betriebspunkte (BP4-BP7) mit zwei verschiedenen Einspritz- und zwei Gegendrücken untersucht. Die untersuchten Betriebspunkte sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Tabelle 3.2: Betriebspunkte bei der Spraycharakterisierung

Betriebspunkte	Einspritzdruck [bar]	Kammerdruck [bar]	Kraftstofftemperatur [K]	Kammertemperatur [K]
BP1 (Atmosphärisch)	600	1	ca. 322	ca. 294
BP2 (Atmosphärisch)	1200	1	ca. 331	ca. 294
BP3 (Atmosphärisch)	1600	1	ca. 338	ca. 294
BP4 (Druckkammer)	600	16,8	ca. 325	ca. 323
BP5 (Druckkammer)	600	41,2	ca. 325	ca. 323
BP6 (Druckkammer)	1600	16,8	ca. 341	ca. 323
BP7 (Druckkammer)	1600	41,2	ca. 341	ca. 323
BP8 (Transparentmotor)	600	ca.41,2	ca. 333	ca. 870
BP9 (Transparentmotor)	1200	ca. 41,2	ca. 333	ca. 870

Die dritte und die letzte Messkampagne erfolgten in einem Transparentmotor. Während dieser Untersuchung kam der gleiche 7-Loch Bosch Magnetventilinjektor wie bei den atmosphärischen Untersuchungen zum Einsatz. Der Aufbau des optischen Motors wurde vorher im Kapitel 3.1 beschrieben. In der letzten Messkampagne wurden 2 Betriebspunkte (BP8-BP9) optisch untersucht.

Messsysteme

Zur Bestimmung der makroskopischen Sprayeigenschaften wurde während der Messkampagne die High-Speed-Kamera (HSS 6) der Firma LaVision eingesetzt. Das eingespritzte Dieselspray wurde mit einer Lichtquelle beleuchtet und nach dem Auflichtverfahren mit einer Frequenz von 20 kHz auf dem 12 bit CMOS-Chip der Hochgeschwindigkeitskamera abgebildet. Die Auflösung des aufgenommenen Bereichs beträgt 1024 x 288 Pixel. Um eine statistische Sicherheit zu gewährleisten, wurde jeder Betriebspunkt 20-mal vermessen und daraus ein Mittelwert gebildet. Ein Temperatureinfluss des Kraftstoffs bei den wiederholten Einspritzungen konnte durch die separate Konditionierung verringert werden.

Anhand der erzeugten Sprayaufnahmen konnten zu verschiedenen Zeitpunkten die Eindringtiefe und der Spraywinkel bestimmt werden. Aufgrund der eingesetzten Blende zur Isolierung der restlichen Spraykeulen sind die ersten 8 mm des Sprays nicht mehr sichtbar. Die aufgenommenen Spraystrahlen wurden mit einer 99% Eindringtiefe und einem 95% Spraywinkel im Abstand von 8 bis 20 mm vom Düsenloch ausgewertet. Die weiteren Informationen zur Bestimmung der Eindringtiefe und des Spraywinkels sind in [93] zu finden. Der Messaufbau und das Auswertungsprinzip der makroskopischen Sprayeigenschaften sind am Beispiel der Druckkammer in der Abbildung 3.7 dargestellt.

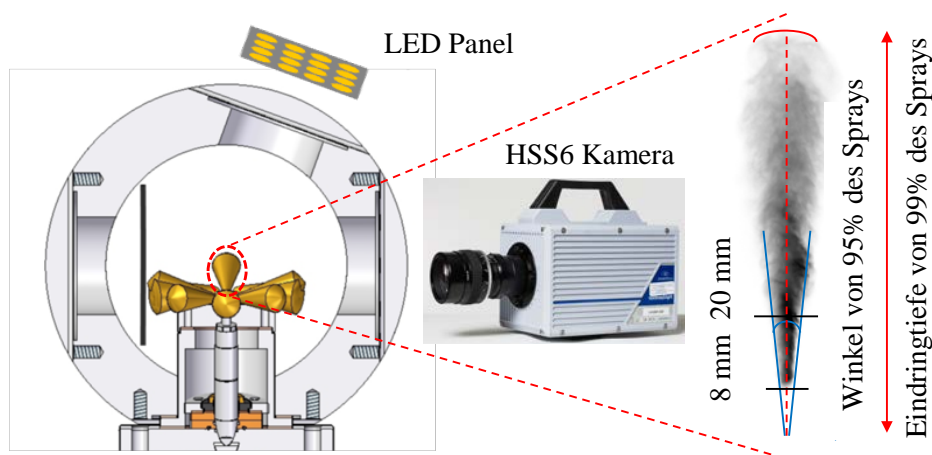


Abbildung 3.7: Messaufbau und Sprayauswertung einer Hochgeschwindigkeitsvisualisierung in der Druckkammer, aus [93]

Die Dieseleinspritzung ist ein sehr schnell ablaufender Vorgang. Um während der Zerstäubung die mikroskopischen Sprayeigenschaften des Dieselkraftstoffs bestimmen zu können, sollte ein Messsystem mit hoher zeitlicher Auflösung verwendet werden. Diesbezüglich wurde während der Messkampagnen ein "High-Dense 2D-PDPA System" von

Dantec angewendet. Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) wurde im Jahr 1975 von Durst und Zará vorgestellt [94] und bietet die Möglichkeit Partikelgeschwindigkeit und Partikelgröße in einem Messfenster zu bestimmen. Bei PDA handelt es sich um ein optisches Messsystem, welches auch bei höheren Drücken und Temperaturen eingesetzt werden kann. Heutzutage ist PDA ein etabliertes Messverfahren, das in vielen Arbeiten angewendet wurde [67, 69, 95]

Das PDA-Messsystem besteht hauptsächlich aus einer Sende- und Empfängeroptik. Mit Hilfe eines Argon-Ionen-Laser werden zwei Lichtstrahlen mit einer Wellenlängen 514,5 nm (grün) erzeugt, fokussiert und in einem Messvolumen zum Schnitt gebracht. An der Stelle, an der sich die beiden Strahlen überlappen, entsteht ein Interferenzmuster. Wenn sich die Spraytropfen durch dieses Messvolumen bewegen, entstehen Lichtstreuungen, die durch die Empfangsoptik aufgenommen werden. Einer der beiden Lichtstrahlen ist außerdem um 40 MHz mit Hilfe einer Bragg Zelle angehoben, wodurch die Bestimmung einer Geschwindigkeitsrichtung ermöglicht wird. Des Weiteren wird ein weiteres Strahlungspaar mit einer Wellenlängen 488 nm (blau) erzeugt. Diese erlaubt es, nach dem gleichen Prinzip die zweite Geschwindigkeitskomponente von Tropfen zu bestimmen. Beim detektieren des Streulichts mit zwei im Raum positionierten Detektoren, entsteht eine Verschiebung der Empfängersignale. Mit Hilfe dieser Phasenverschiebung werden die Tropfendurchmesser im Spray bestimmt. Der PDA-Messaufbau und die Position des Messvolumens sind am Beispiel der Druckkammer in der Abbildung 3.8 dargestellt.

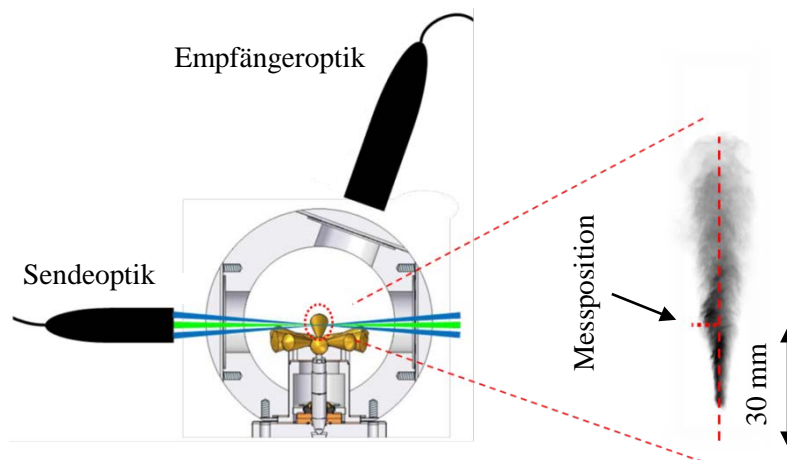


Abbildung 3.8: Experimenteller Messaufbau und -position eines PDA-Messsystems in der Druckkammer, aus [93]

Die Messstellen wurden während dieser Messkampagne 30 mm von der Einspritzdüse in axialer Richtung positioniert. Um die Partikelverteilung in verschiedenen Sprayschichten detektieren zu können, wurden zusätzlich mehrere Messfenster in 1 mm Abstand in radialer Sprayrichtung angeordnet. Die genaue Vorgehensweise zum Messaufbau und der Auswertung wird in [93] beschrieben.

Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit der Beschreibung der numerischen Simulationsmethoden mit anschließender Validierung der Zylinderinnenströmung.

4 Numerische Methoden und Validierung der Zylinderinnenströmung

Das Kapitel 4 befasst sich mit der Vorbereitung, Simulation und Validierung der Motorinnenströmung, wobei eine besondere Aufmerksamkeit auf die Vernetzung und den Modellaufbau gelegt wurde. Es wurden während der Aufbereitung einige Anpassungen am Modell und den Randbedingungen durchgeführt. Anschließend werden die numerisch berechneten Ergebnisse ausgewertet und unter Nutzung der Messungen validiert. Zusätzlich zu den LES-Ergebnissen werden auch die Ergebnisse aus der RANS-Berechnung mit experimentellen Daten verglichen.

4.1 Modellaufbau und Gittergenerierung

Das Rechengitter und seine Erzeugung ist ein wesentlicher Bestandteil der numerischen Simulation. Im Brennraum eines Verbrennungsmotors können sowohl sehr hohe Geschwindigkeiten, z.B. im Ventilsplatt während der Ansaugphase, als auch geringere Geschwindigkeiten am Ende der Kompressionsphase, entstehen. Außerdem sind in einem Motor viele bewegliche Bauteile integriert, die eine entsprechende Gitterbehandlung benötigen. Des Weiteren stellt die Gitterweite h_Δ ein wichtiges Kriterium bei der Turbulenzauflösung dar. Um 80% der Turbulenzstrukturen direkt auflösen zu können, sollten die vernetzten Modelle eine passende Gitterweite h_Δ besitzen. Zur Erhaltung von zuverlässigen und realitätsnahen Ergebnissen wurde das Volumengitter anspruchsvoll vorbereitet. Alle in dieser Arbeit erstellten Rechnetze wurden auf der Grundlage eines Negativmodells, welches den geometrischen Zeichnungen des Transparentmotors entnommen wurde, erstellt.

Die Abbildung 4.1 stellt einen Mittelschnitt durch den Brennraum des verwendeten Modells bei ZOT dar. Die Injektorspitze bei der verwendeten Motorkonfiguration ragt um ca. 2 mm in den Brennraum ein. Darüber hinaus wird in der Abbildung die Geometrie des Feuerstegs ersichtlich. Die Länge des Feuerstegs bis zum Dichtring beträgt 37,1 mm. Das Volumen des Feuerstegs spielt für das Verdichtungsverhältnis eine maßgebliche Rolle, da es bei dem Transparentmotor einen erheblichen Anteil am Schadvolumen besitzt. Daher sollte die gesamte Geometrie des Feuerstegvolumens bei der Simulation berücksichtigt werden. Die Quetschspalthöhe, wie aus der Tabelle 3.1 zu entnehmen ist, wurde aufgrund der Verwendung vom Quarzglasring mit Hilfe von Shims auf 1,5 mm begrenzt.

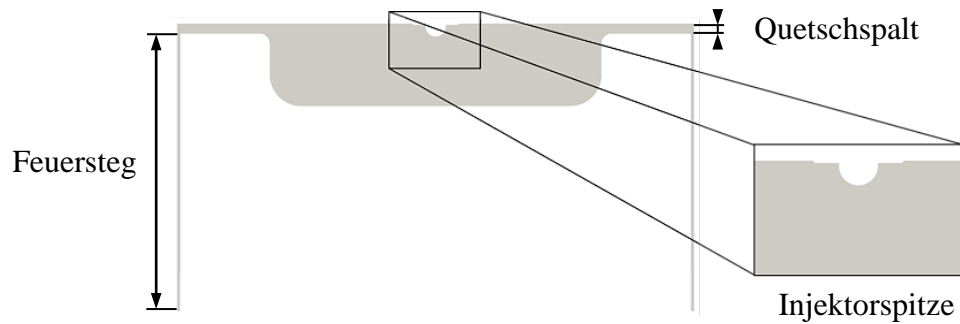


Abbildung 4.1: Brennraumgeometrie

Um die Ausbildung eines realistischen Geschwindigkeitsprofils zu ermöglichen und somit die Berechnungsgenauigkeit zu erhöhen, wurde das Simulationsmodell um einen Teil des Ansaug- und Abgaskrümmers erweitert, siehe Abbildung 4.2. Die Simulationsgrenzen entsprechen dabei den Messstellen der Niederdruck- und Temperatursensoren des Transparentmotors.

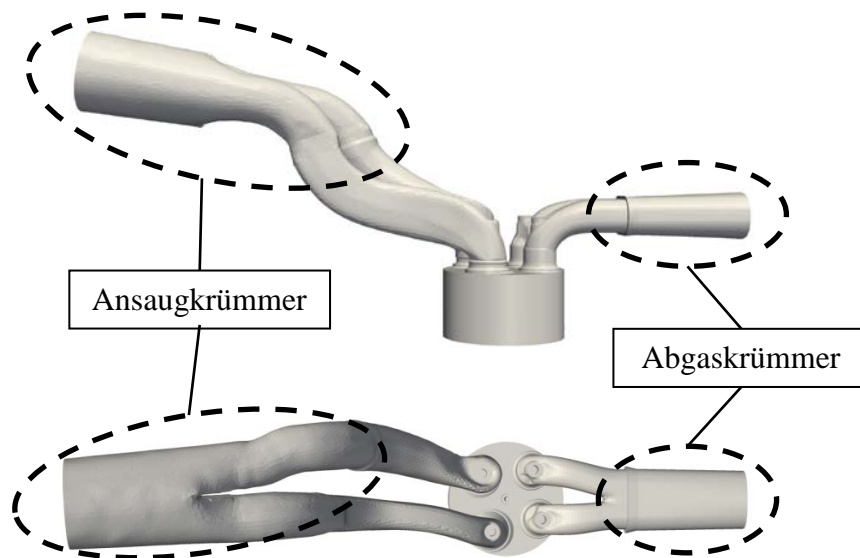


Abbildung 4.2: Simulationsmodell des gesamten Berechnungsgebiets

In dieser Arbeit werden zwei Vernetzungsmodelle zur räumlichen Diskretisierung vorgestellt. Das erste Modell beinhaltet eine hybride Vernetzung des Brennraumes, bei welcher mehrere unterschiedliche Zellenarten verwendet werden. Bei der Vernetzung des Brennraumes werden die Hexaeder-, Tetraeder- und Prismenelemente eingesetzt. Die gesamte Geometrieaufbereitung und Vernetzung erfolgte mit der kommerziellen Vernetzungssoftware ANSYS ICEM-CFD 15.0, wobei die beiden Vernetzungsmodelle in den weiteren Abschnitten näher betrachtet werden.

4.1.1 Hybrides Vernetzungsmodell

Für die räumliche Diskretisierung wird bei komplexen Geometrien oft eine hybride Vernetzungsmethode angestrebt. Der Vorteil dieser Methode liegt in der hohen Flexibilität

der Vernetzung. Mit Hilfe automatischer Algorithmen kann die komplizierteste Geometrie relativ einfach und in kürzester Zeit vernetzt werden. An den Stellen, an denen die Geometrie sehr komplex ist, werden Tetraederelemente und in den Bereichen einfacher Geometrieformen Hexaederelemente verwendet. Um die Grenzschicht ausreichend auflösen zu können, werden an den Wänden Prismenelemente verwendet. Die oben genannten Gründe führen dazu, dass die hybride Vernetzungsmethode oftmals bei Simulationen im Bereich der Verbrennungsmotoren Anwendung findet [96-98].

In dieser Arbeit wurde ebenfalls ein Modell mit hybrid vernetztem Brennraum erstellt. Die Ein- und Auslasskanäle mit den dazugehörigen Erweiterungen sowie die Ventilbereiche wurden separat vernetzt. Um das Modell maximal flexibel zu gestalten, wurde ein modularer Aufbau angewandt. Bei einem solchen Aufbau können unterschiedliche Bereiche schnell ausgetauscht werden, ohne das gesamte Modell neu zu vernetzen. Der ausgetauschte Bereich kann sogar direkt in das Simulationsprogramm eingebaut werden. Somit bleiben alle Einstellungen des untersuchten Motors erhalten. Eine bauteilbedingte Strömungsanalyse bei unterschiedlichen Kanal-, Ventil-, und Muldenformen sowie Variationen der Injektorposition kann dadurch noch effizienter durchgeführt werden. Der in dieser Arbeit verwendete modulare Aufbau ist in der Abbildung 4.3 aufgezeigt.

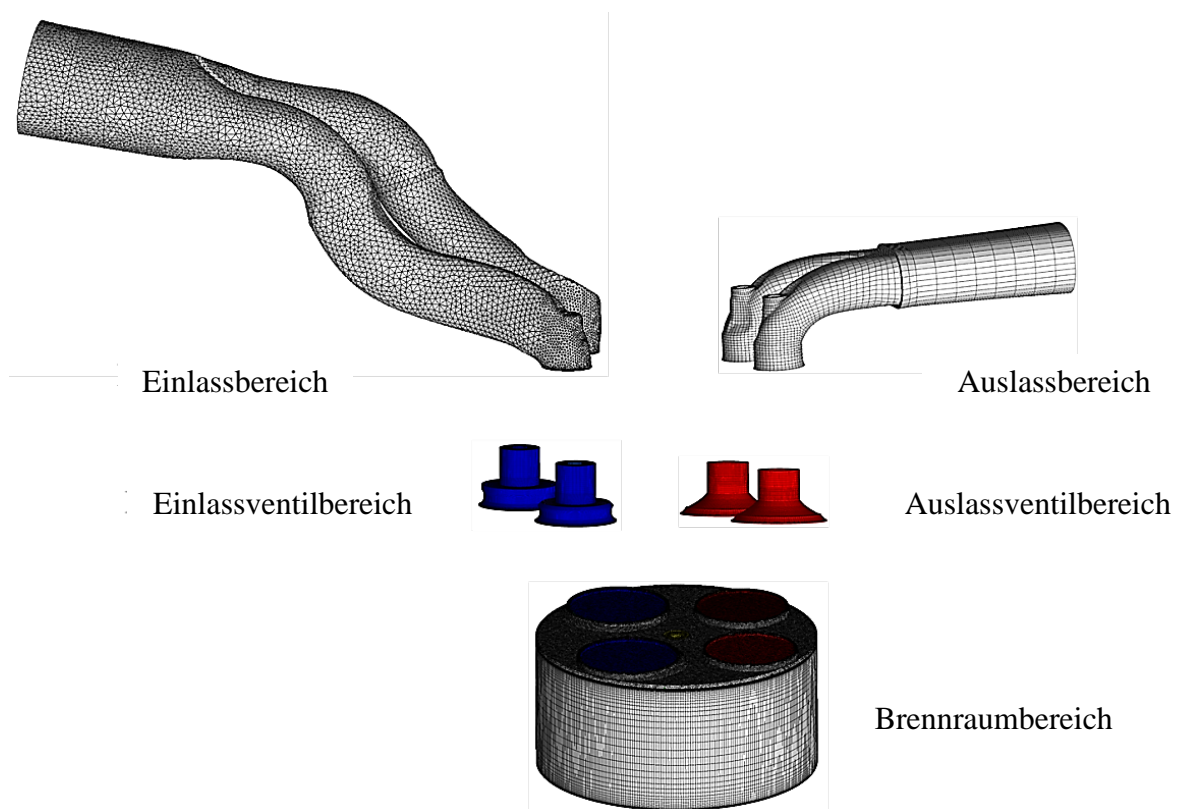


Abbildung 4.3: Modularer Aufbau bei hybrider Vernetzung

Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, wurde das Simulationsmodell des Transparentmotors bei der hybriden Vernetzung in insgesamt 5 Bereiche aufgeteilt. Der Auslassbereich, bestehend aus den Auslasskanälen und einem Teil des Abgasrohrs, wurde mit Hexaederelementen vernetzt. Die Vernetzung des Einlassbereichs, bestehend aus Einlasskanälen und einem Teil des Ansaugrohrs, wurde aufgrund der komplexen Geometrie mit Tetraederelementen

realisiert. Die Ein- und Auslassventilbereiche, welche für die Bewegung der Ventile zuständig sind wurden strukturiert vernetzt.

Zur Aufbereitung und Vernetzung des Brennraumes wurde eine komplexe hybride Gitterstruktur verwendet, wobei eine detaillierte Vernetzungsansicht dieses Bereiches in Abbildung 4.4 zu sehen ist.

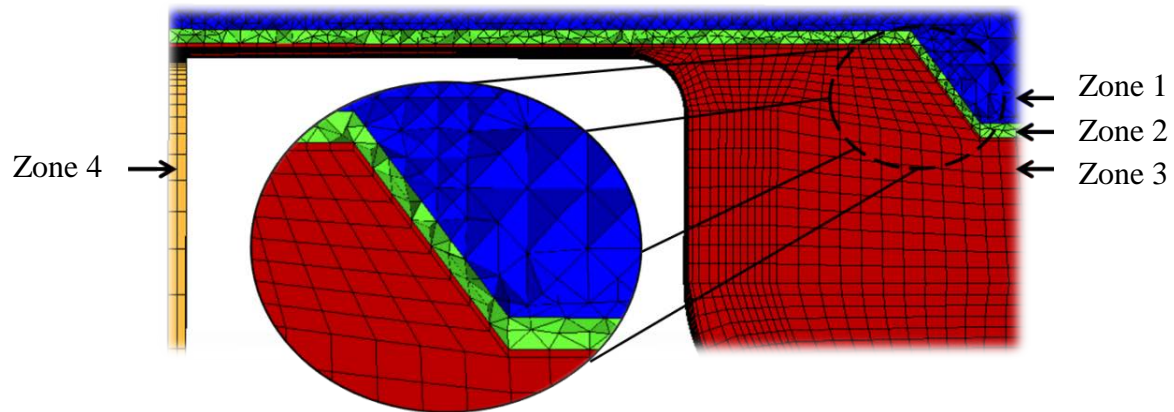


Abbildung 4.4: Hybride Vernetzung des Brennraumes

Der vernetzte Brennraum besteht aus mehreren Zonen, die mit unterschiedlichen Farben gekennzeichnet sind. Die Erste ist eine dynamische Zone, die aus Tetraederelementen besteht und in dieser Arbeit als Pufferzone bezeichnet wird. Aufgrund der Ventil- und Kolbenbewegung wird die Größe dieser Pufferzone kurbelwinkelabhängig verändert. Dabei werden die Tetraederelemente entweder deformiert, neu generiert oder deren Anzahl verringert. Die Zone 2 in der Abbildung 4.4 wird hier als Übergangszone bezeichnet. Dieser Bereich besteht aus Tetraeder- und Pyramidenelementen, die an dynamischen Prozessen nicht teilnehmen. Seine Aufgabe besteht darin, nur die Pufferzone mit Zone 3 (Kolbenzone) konform miteinander zu verbinden. Bei der Kolbenzone handelt es sich um eine mit Hexaederelementen vernetzte dynamische Zone. Wenn die Pufferzone ihre maximale Größe erreicht hat, wird die Kolbenbewegung weiter über die Kolbenzone realisiert. Zellengenerierung oder Zellenreduzierung erfolgt in dieser Zone mit Hilfe der Layering-Methode, wobei eine detaillierte Beschreibung in [58] gegeben wird. In der Feuerstegzone (Zone 4) finden hingegen keine dynamischen Vorgänge statt.

Bei dem hybriden Vernetzungsmodell wurde an allen Wänden außer der Zylinderwand zusätzlich ein Randschichtgitter erzeugt. Aufgrund von dynamischer Bewegung des Tetraedergitters kann keine Randschicht auf der Zylinderwand erstellt werden.

4.1.2 Blockstrukturiertes Vernetzungsmodell

Während der Erstellung eines hybriden Vernetzungsmodells wurden die Tetraederelemente im Brennraum eingesetzt. Bei der gleichen Netzauflösung benötigen die Tetraeder aber deutlich mehr Gitterelemente als die Hexaeder. Dies führt zu einem erhöhten Rechenaufwand und somit zu längeren Rechenzeiten. Zudem haben die Tetraeder eine höhere numerische Diffusion als die in der Strömungsrichtung ausgerichteten Hexaederzellen [29]. Aufgrund

geometrischer Gegebenheit der Hexaederelemente kann eine Randschicht auf Zylinderwand erstellt werden die auch während der dynamischen Gitterbewegung erhalten bleibt. Die Hexaederelemente bieten einem weiteren Vorteil. Während einer dynamischen Gitterbewegung kann eine zeitliche Diskretisierung höherer Ordnung für die Berechnung verwendet werden, was bei den Tetraederelementen nicht möglich ist. Im Hinblick auf die oben genannten Gründe ist ein blockstrukturiertes Modell für die Simulation im Motorenbereich sinnvoll [14, 99-101] und kommt im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz, wobei an dieser Stelle ein modularer Aufbau verwendet wurde. Dank eines solchen Aufbaus wurden der Auslass- und Ansaugbereich aus der hybriden Vernetzung übernommen. Insgesamt sind bei dem blockstrukturierten Vernetzungsmodell 7 Bereiche entstanden, siehe Abbildung 4.5.

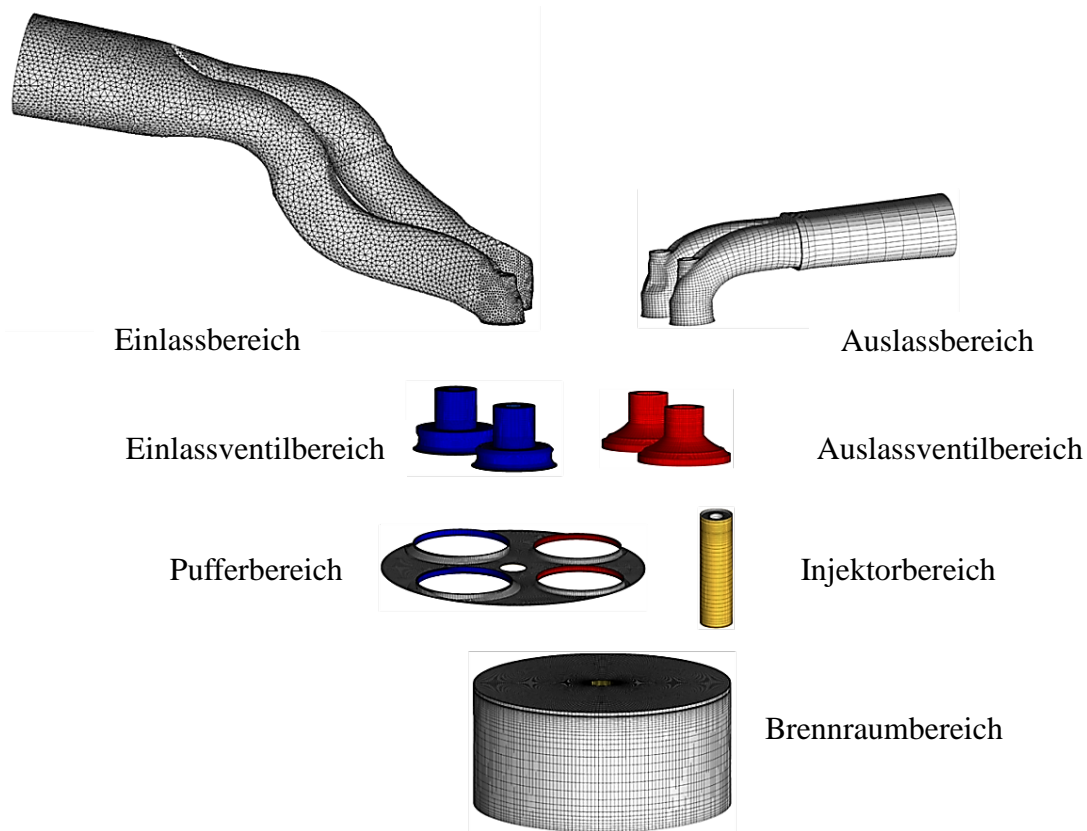


Abbildung 4.5: Modularer Aufbau bei blockstrukturierter Vernetzung

Wie aus der Abbildung 4.5 zu erkennen ist, unterscheidet sich der Brennraumbereich des blockstrukturierten Vernetzungsmodells von dem hybriden Vernetzungsmodell. Der Brennraumbereich wurde in die Einzelbereiche Kolben-, und Injektor-, sowie einen Pufferbereich, die nicht mehr konform verbunden sind, aufgeteilt. Dadurch entstehen einige Vorteile, z. B. ein noch schnelleres und einfacheres Auswechseln von der Muldengeometrie und Injektorposition im Vergleich zu einem hybriden Vernetzungsmodell. Auf der anderen Seite ist dies mit einem erhöhten Aufwand an der Interpolation zwischen den einzelnen Bereichen verbunden. Mit Hilfe des vorgestellten Aufbaus ist es möglich die Ventil- und Kolbenbewegungen ohne Gitterdeformation, sondern nur mit der Layering-Methode zu realisieren, welche einen entscheidenden Vorteil gegenüber anderen Methoden aufweist. Bei

dieser Methode entstehen neue Gitterzellen mit derselben Gitterqualität wie das Ursprungselement. Ein weiterer Vorteil gegenüber den anderen Methoden liegt bei der einfachen Gittergrößensteuerung während der Entstehung oder Determinierung der Gitterzellen.

Der Zusammenbau des blockstrukturierten Brennraumes wird in der Abbildung 4.6 am Beispiel mehrerer zusammengesetzter Bereiche dargestellt. In der linken Abbildungshälfte 4.6(a) ist ein zusammengesetzter Kolben- und Injektorbereich gezeigt. In der rechten Abbildungshälfte 4.6(b) ist ein zusammengesetzter Puffer- und Einlassventilbereich zu sehen. Diesem Prinzip folgend wurden auch die restlichen Bereiche zu einem Gesamtmodell zusammengesetzt.

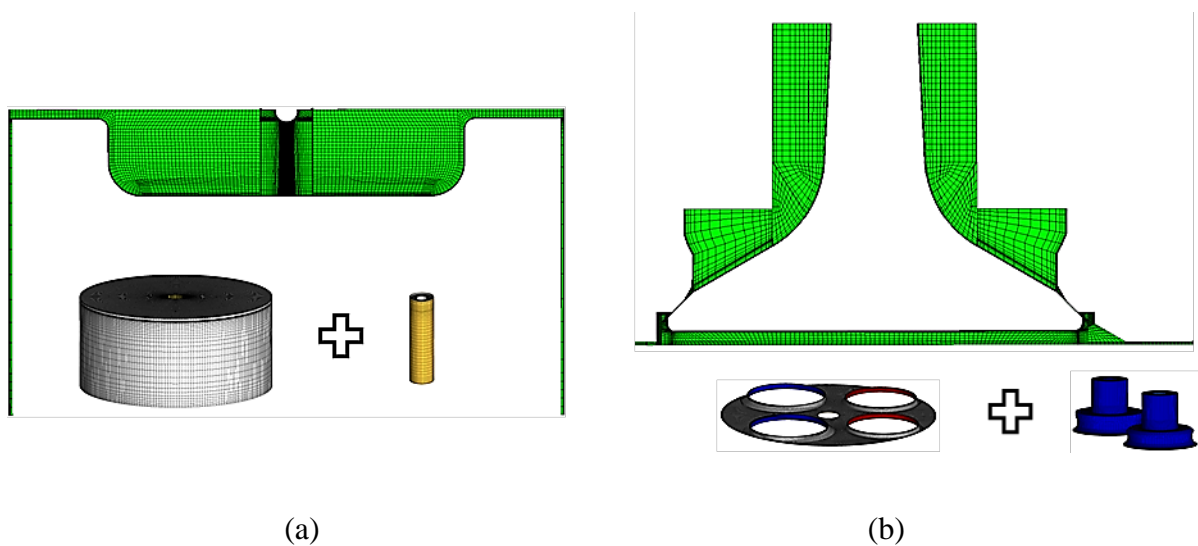


Abbildung 4.6: Blockstrukturierte Vernetzung des Brennraumes
(a) Kolben- und Injektorbereich (b) Puffer- und Einlassventilbereich

Zur räumlichen Diskretisierung wurden in dieser Arbeit zwei Vernetzungsmodelle vorgestellt und werden im folgenden Abschnitt hinsichtlich einiger Qualitätskriterien miteinander verglichen. Das besser geeignete wird zur weiteren Untersuchungen eingesetzt.

4.1.3 Vergleich und Auswahl eines Vernetzungsmodells

Bei den vorgestellten Modellen wurden unterschiedliche Gitterelemente während der Brennraumvernetzung eingesetzt. Diese Elemente werden durch die dynamischen Vorgänge im Brennraum und Ventilbereich beansprucht. Als Folge wird meistens die Geometrieform der Gitterelemente verändert, wodurch die Gitterqualität des vernetzten Modells reduziert wird. Bei einer drastischen Verschlechterung der Gitterqualität können Konvergenzprobleme oder nicht physikalische Lösungen auftreten. Aus diesen Gründen wurde die Gitterqualität der beiden Vernetzungsmodelle während der Ansaugphase analysiert. Außerdem werden bei beiden Modellen die Anzahl der Gitterelemente während der Ansaugphase gegenüber gestellt.

Ein wichtiges Gitterqualitätskriterium stellt der Winkel der Gitterzelle dar. Die eingesetzten Elemente besitzen im optimalen Fall bei den Hexaederelementen eine rechtwinklige und im

Fälle von den Tetraederelementen entsprechend eine gleichseitige Form, wobei in der Realität die eingesetzten Gitterelementen aufgrund der Geometriekomplexität meistens von ihrer optimalen Form abweichen. Zusätzlich kann es durch eine dynamische Gitterbewegung zu einer Gitterverzerrung kommen. Eine mögliche Verzerrung ist am Beispiel von Vier- und Dreiecken in der Abbildung 4.7 dargestellt.

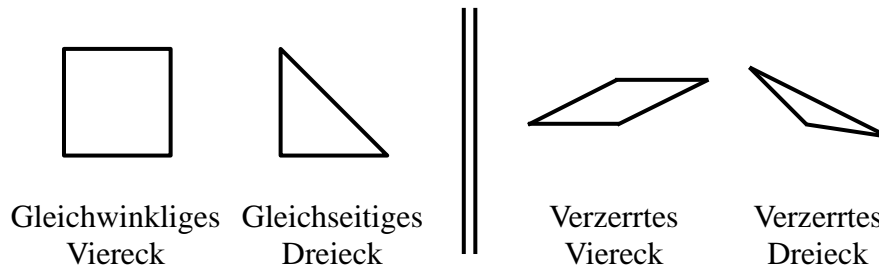


Abbildung 4.7: Ideale und verzerrte Viereck- und Dreieckform

Zur Kontrolle der Gitterqualität wurde ein dimensionsloses normiertes Winkelabweichungsverfahren (WAV) eingesetzt, siehe Gleichung (4.1) [58]:

$$\text{WAV} = \max \left\{ \frac{\theta_{\max} - \theta_{eq}}{180 - \theta_{eq}}, \frac{\theta_{eq} - \theta_{\min}}{\theta_{eq}} \right\} \quad (4.1)$$

Dabei stellen θ_{\max} den größten und θ_{\min} den kleinsten Winkel der Gitterzelle dar, wobei θ_{eq} den optimalen Winkel der verwendeten Elemente repräsentiert. Bei Hexaeder- und Tetraederelementen beträgt dieser Winkel entsprechend 90° und 60° . Die berechneten Werte mit WAV können zwischen 0 und 1 liegen. Beim Wert 0 sind die Tetraederelemente gleichseitig und Hexaederelemente gleichwinklig und beim Wert 1 unendlich spitz. Ein Vergleich der beiden Vernetzungsmodelle mit den dimensionslosen Parametern WAV wurde während der Ansaugphase bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT durchgeführt. In der Abbildung 4.8 wird der dimensionslose Parameter WAV gegenüber der Anzahl der Gitterelemente dargestellt.

Das blockstrukturierte Vernetzungsmodell (BVM) weist eine bessere globale Gitterqualität auf, wie dies aus der Abbildung 4.8 zu erkennen ist. Bei diesem Modell haben ca. 80% der Gitterelemente eine sehr gute Gitterqualität $\text{WAV} \leq 0,1$. Die Gitterelemente des hybriden Vernetzungsmodells (HVM) besitzen dagegen eine deutlich schlechtere globale Gitterqualität. Nur 28% der Gitterelemente liegen unter Qualitätswert von $\text{WAV} \leq 0,1$. Ab einer Gitterqualität von 0,5 wird der Unterschied zwischen den Vernetzungsmodellen deutlich kleiner. Bereits bei der Gitterqualität von 0,6 beträgt dieser Unterschied nur noch ca. 1,4%.

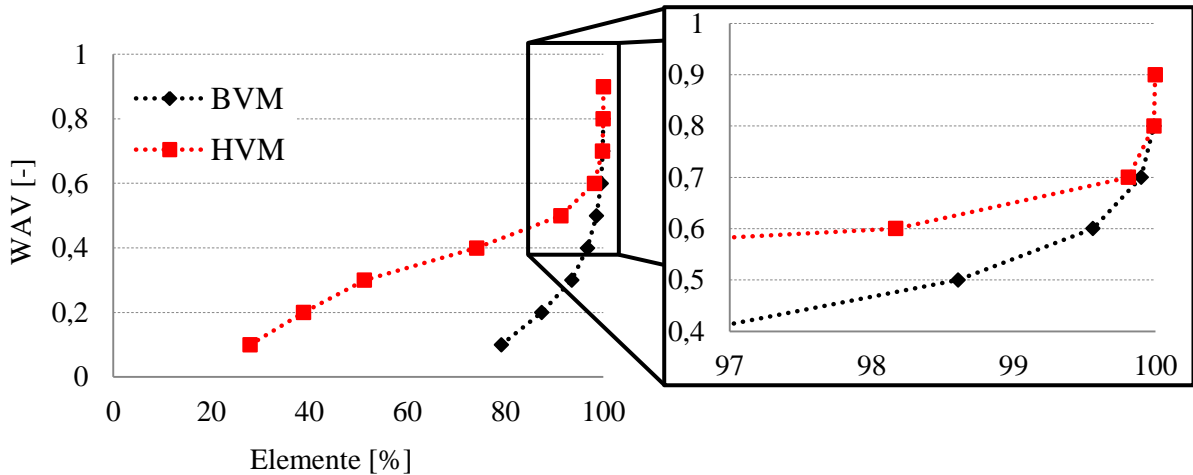


Abbildung 4.8: Vergleich mit WAV bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT

Das schlechteste Element bei dem blockstrukturierten Vernetzungsmodell (BVM) liegt bei einem Wert von 0,73. Im Fall des hybriden Vernetzungsmodells (HVM) beträgt der Wert zu diesem Zeitpunkt 0,9. Elemente mit einer schlechten Qualität (WAV_max) können einen großen Einfluss auf die Simulationsergebnisse ausüben. Dementsprechend wurden während der gesamten Ansaugphase diese Elemente bei beiden Vernetzungsmodellen aufgezeichnet.

In der Abbildung 4.9(a) sind die Werte der schlechtesten Gitterzellen der beiden Vernetzungsmodelle dargestellt. Die Gitterqualität des hybriden Vernetzungsmodells (HVM) schwankt während der dynamischen Vorgänge in einem Bereich zwischen 0,87...0,95. Besonders starke Schwankungen entstehen in den ersten 40°KW nach Ladungswechsel-OT. Das blockstrukturierte Vernetzungsmodell (BVM) besitzt während der Ansaugphase und sogar während des gesamten Zyklus einen konstanten Qualitätswert von 0,73. Dank der Layering-Methode können die Gitterelemente während dynamischer Vorgänge die im Preprocessing eingestellte Gitterqualität beibehalten.

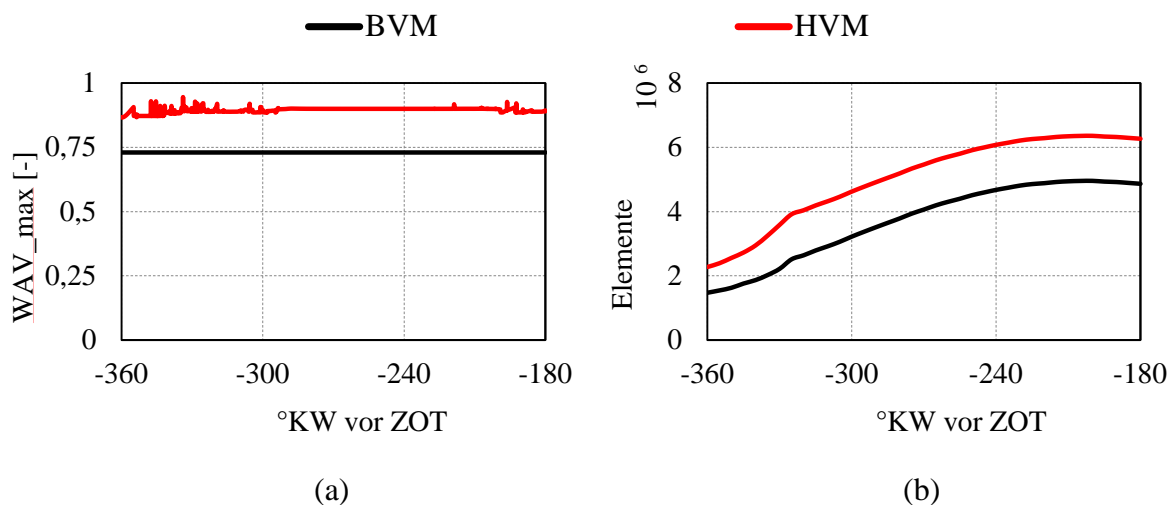


Abbildung 4.9: Anzahl und Qualität eines Rechengitters während der Ansaugphase
 (a) Qualitätswerte der schlechtesten Gitterzellen;
 (b) Elementenanzahl

In der Abbildung 4.9(b) wird die Anzahl der Gitterelemente der beiden Vernetzungsmodelle während der Ansaugphase abgebildet. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, besitzen die beiden vorgestellten Vernetzungsmodelle eine ähnliche Gitterweite. Bei dem hybriden Vernetzungsmodell (HVM) entstehen während der Ansaugphase aufgrund der Verwendung von Tetraederelementen wesentlich mehr Zellen als bei dem blockstrukturierten Vernetzungsmodell (BVM). Am Anfang der Ansaugphase (Ladungswechsel-OT) besteht das hybride Vernetzungsmodell (HVM) aus ca. 2,27 Mio. Zellen und das blockstrukturierte Vernetzungsmodell (BVM) hingegen aus ca. 1,47 Mio. Zellen. Die maximale Elementenanzahl entsteht kurz vor Ende der Einlassphase und beträgt bei dem hybriden und blockstrukturierten Vernetzungsmodell entsprechend ca. 6,35 Mio. und ca. 4,95 Mio. Zellen.

Die erhöhte Zellenanzahl beim hybriden Vernetzungsmodell (HVM) führt dementsprechend zu einer längeren Simulationszeit als im Fall des blockstrukturierten Vernetzungsmodells (BVM). Alle wesentliche Vor- und Nachteile der beiden Vernetzungsmodelle sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Vergleich der Vernetzungsmodelle

Modelle	Vorteile	Nachteile
Block-strukturierte	<ul style="list-style-type: none"> • Geringere Zellenanzahl • Gitterdynamik mit Layering-Methode • Zeitableitung höherer Ordnung möglich 	<ul style="list-style-type: none"> • Komplexe, manuelle und zeitaufwändige Vernetzung • Größere Anzahl an Interfaces
Hybride	<ul style="list-style-type: none"> • Einfache, halbautomatische Vernetzung bei komplexen Geometrien • Bessere Verteilung von Zellen innerhalb des Vernetzungsbereichs • Teilweise konformes Gitter 	<ul style="list-style-type: none"> • Mehr Gitterelemente und längere Rechenzeit bei ähnlicher Gitterweite • Variierende Gitterqualität und komplexe Gitteransteuerung • Keine Grenzschicht an der Zylinderwand

Das blockstrukturierte Vernetzungsmodell (BVM) ist in vielen Kriterien dem hybriden Vernetzungsmodell (HVM) überlegen. Jedoch weist das Modell einige Nachteile auf, welche hauptsächlich auf die komplexe und aufwändige Vernetzung zurückzuführen sind, wobei ein vorhandenes Gitter mit einem relativ geringen Aufwand an weiteren Geometriemodellen angepasst werden kann. Um eine höhere Genauigkeit sowie kürzere Rechenzeiten zu erzielen, wurde das blockstrukturierte Vernetzungsmodell (BVM) für alle weiteren Untersuchungen verwendet.

4.1.4 Gitteranforderungen

Im vorherigen Kapitel wurden mehrere Vernetzungsmodelle erstellt und miteinander verglichen. Aus den schon erwähnten Gründen wurde das blockstrukturierte Vernetzungsmodell für die weiteren Untersuchungen ausgewählt. In diesem Abschnitt werden weitere Kriterien zur räumlichen Diskretisierung vorgestellt.

Die Randschichtauflösung ist ein solches Kriterium. Dabei sollte unterschieden werden, mit welchem Turbulenzmodell die Strömung berechnet wird. Bei Anwendung z.B. einer LES sollte die viskose Unterschicht aufgelöst und die steilen Geschwindigkeitsgradienten in direkter Wandnähe mit einer sehr feinen Grenzschicht berechnet werden. Die erste wandnormale Gitterzelle sollte bei $y^+ \leq 1$ liegen. Außerdem sollen mindestens fünf Zellen in der viskosen Unterschicht liegen [12]. Des Weiteren wird eine feine Auflösung auch in den anderen Raumrichtungen benötigt. So schlagen Krajnović und Davidson eine Auflösung mit $\Delta x^+ = 50 \dots 150$ und $\Delta z^+ = 10 \dots 40$ [102] und Fröhlich mit $\Delta x^+ = 50$ und $\Delta z^+ = 15$ [15] vor.

Da in dieser Arbeit die Turbulenzmodelle mit einer automatischen Wandfunktion verwendet werden, ist es nicht nötig, dass das erste Gitterelement innerhalb der viskosen Unterschicht liegt. Für eine adäquate Grenzschichtauflösung werden ca. 10-20 Gitterzellen benötigt [61]. In der Abbildung 4.10 wird der y^+ Wert während der Ansaugphase bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT auf ausgewählten Wänden im Brennraum abgebildet.

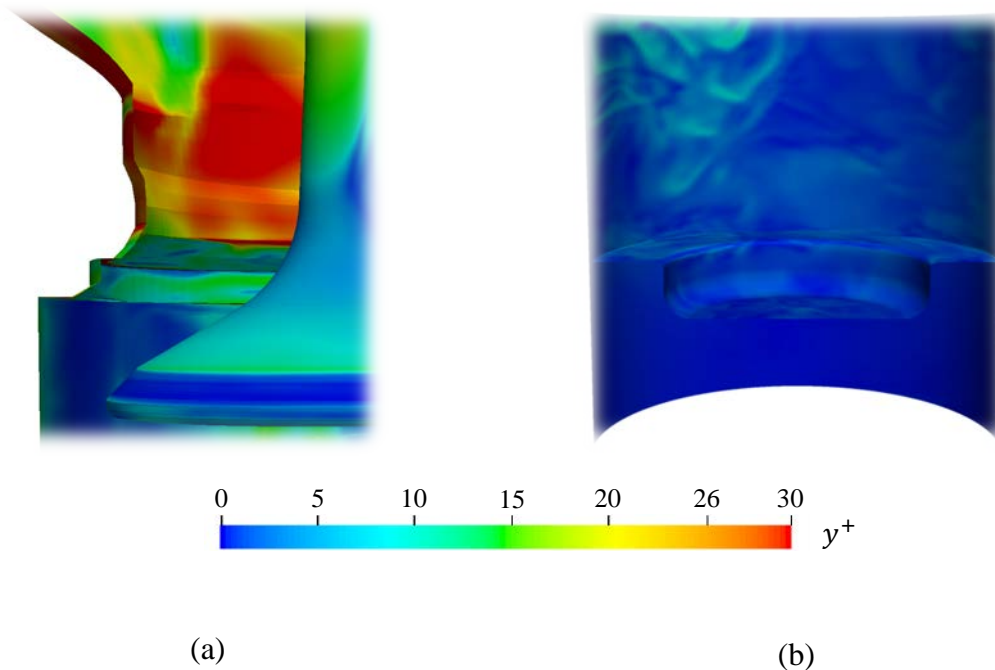


Abbildung 4.10: Darstellung des y^+ Wertes bei 90°KW nach Ladungswechsel-OT
(a) Einlassventil und Ventilsitz; (b) Kolben und Zylinderwand;

In der Abbildung 4.10(a) ist der y^+ Wert auf dem Einlassventil, Ventilsitz und Einlasskanal dargestellt. Die Grenzschicht auf dem Ventil ist fein aufgelöst, der größte y^+ Wert liegt hier

bei $y^+ = 17$. Auch der Ventilsitz besitzt eine feine Grenzschicht, die in Richtung des Ansaugkanals gröber wird. In der Abbildung 4.10(b) ist der y^+ Wert auf der Kolbenkrone und der Zylinderwand zu sehen. Der y^+ Wert liegt in diesen Wandbereichen deutlich unter $y^+ < 10$.

Eine geeignete Gitterauflösung des wandfernen Bereichs ist ein weiteres Kriterium der räumlichen Diskretisierung einer skalenauflösenden Simulation. Zur Abschätzung der Gitterauflösung wurde die RANS-Simulation verwendet. Unbekannte Parameter des Modellspektrums wurden während der Kompressionsphase bei 90°KW vor ZOT berechnet. Mit Hilfe der Gleichungen (2.2) bis (2.8) wurden bei einer Reynolds-Zahl von $\text{Re} \approx 92000$ die Dissipationsrate, die turbulente sowie die Kolmogorov-Längenskala bestimmt. Zu diesem Zeitpunkt betragen die Werte Dissipationsrate $\varepsilon \approx 3329 \text{ m}^2/\text{s}^3$, turbulente Längenskala $L \approx 11 \text{ mm}$ und Kolmogorov-Längenskala $\eta \approx 0,0243 \text{ mm}$. Mit Hilfe dieser Werte wurde das Modellspektrum für die oben genannte Reynolds-Zahl berechnet und in der Abbildung 4.11(a) dargestellt. Aus dem Modellspektrum wurde ein normiertes kumulatives Modellspektrum erstellt, siehe Abbildung 4.11(b).

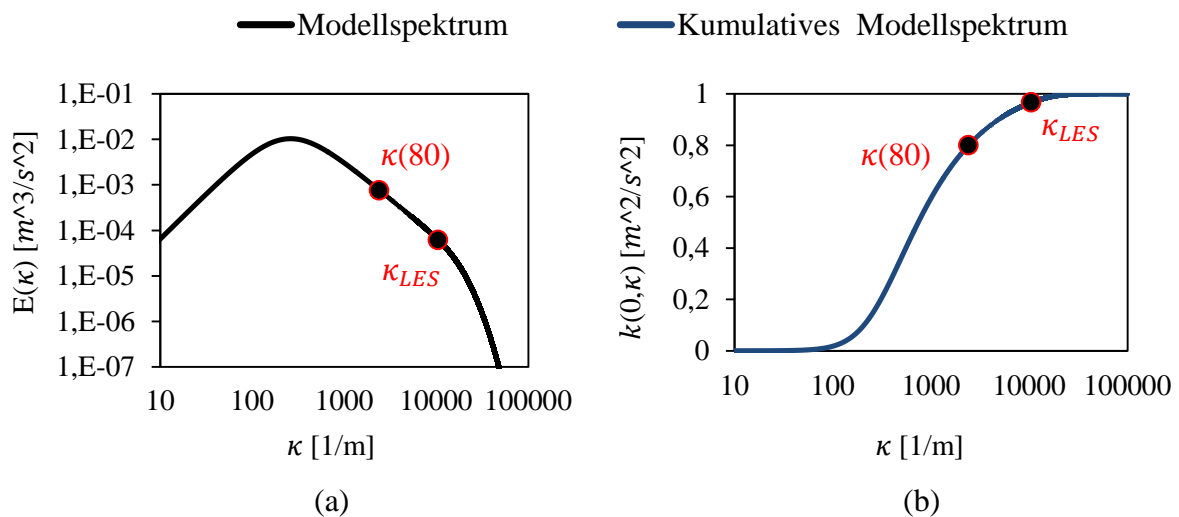


Abbildung 4.11: Modellspektren bei 90°KW vor ZOT

(a) Modellspektrum; (b) Kumulatives Modellspektrum

In dem normierten kumulativen Modellspektrum wird die Grenze $k(80)$, die 80% der turbulenten kinetischen Energie beinhaltet, dargestellt. Mit Hilfe der Formel 2.4 wurde die Wirbelgröße l_{80} aus $k(80)$ berechnet. Bei der Reynolds-Zahl von $\text{Re} \approx 92000$ beträgt die Wirbelgröße für die abgebildeten Spektren $l_{80} = 2,6 \text{ mm}$. Zusätzlich wurde die Auflösung des LES-Gitters $l_{LES} = 0,6 \text{ mm}$ in dem kumulativen Spektrum eingetragen. Über die Beziehung $l_D \approx 60 \eta$ wurde die Grenze l_D zwischen Transfer- und Dissipationsbereich abgeschätzt. In der Mitte der Kompressionsphase bei 90°KW vor ZOT beträgt der Grenzwert $l_D \approx 1,5 \text{ mm}$. Aufgrund der geringeren Reynolds-Zahl findet eine Überlappung des Produktions- und Dissipationsbereichs statt, so dass der Transferbereich ähnlich der Arbeit von Brußies [29] gar nicht vorhanden ist. Die in dieser Arbeit verwendete Gitterweite h_Δ liegt in einer ähnlichen Größenordnung wie in [29, 33].

4.2 Modellanpassung

Die zuvor beschriebenen Gittermodelle bauen auf den CAD-Daten des Transparentmotors auf. Um die Besonderheiten des optischen Motors zu berücksichtigen, wurden viele Details während der Aufbereitung beachtet. Die vorgenommenen Änderungen werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Ventilsitz

Der Verbrennungsmotor ist durch den zyklischen Gaswechsel gekennzeichnet, der durch Öffnen und Schließen der Ein- und Auslassventile gesteuert wird. Bei geschlossenen Ventilen wird der Brennraum im Ventilsitzbereich abgedichtet. Zur Berücksichtigung des tatsächlichen Schadvolumens bei geschlossenen Ventilen wurde bei der Modellaufbereitung das Interface, welches die Trennung des Brennraumes von den Kanälen ermöglicht, im Bereich der Ventildichtstelle eingerichtet. In der Abbildung 4.12 ist das geschlossene Ventil im OT dargestellt. Die rot gestrichelte Linie in der Abbildung stellt die Position des Interfaces dar.

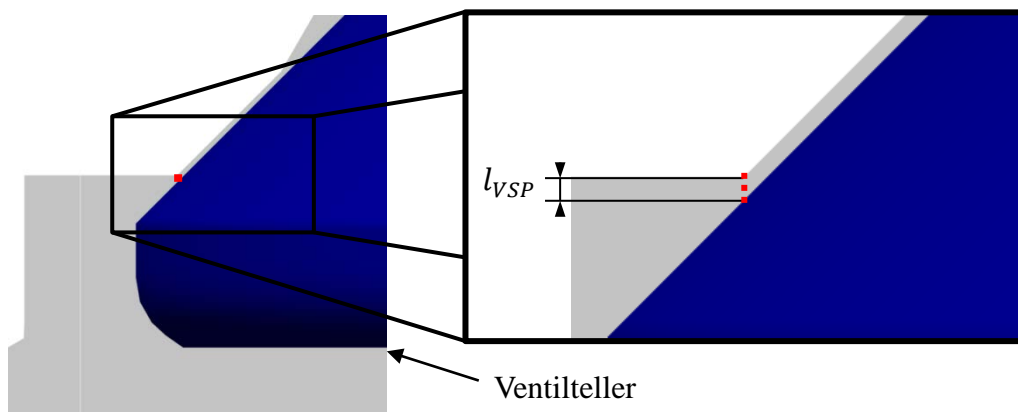


Abbildung 4.12: Lage des Interface im Ventilbereich

Aufgrund der dynamischen Gittertopologie sollte bei geschlossenen Ventilen ein minimaler Spalt l_{VSP} mit mehreren Zellschichten zwischen Ventil und Ventilsitz bestehen bleiben. Zur Berücksichtigung des Schadvolumens wurde der Ventilspalt l_{VSP} möglichst klein gehalten. In dieser Arbeit beträgt der Ventilspalt l_{VSP} bei allen Ventilen nur 0,05 mm.

Bei geschlossenen Ventilen können nicht verwendeten Zonen, wie z.B. Auslasskanäle während einer Ansaugphase, abgeschaltet werden. Durch die Deaktivierung von Zonen wird die Berechnungsdomain kleiner und somit die Rechenzeit verringert. Wenn die abgeschalteten Zonen allerdings wieder aktiviert werden, kommt es zur Verfälschung der Geschwindigkeitsprofile in diesen Zonen. Um die Geschwindigkeit in den Kanälen nicht zu verfälschen, können die deaktivierten Zonen in einer separaten Simulation bis zur Öffnungsphase berechnet werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung realistischer Geschwindigkeitsprofile ist es, bei dem deaktivierten Interface die Strömung im Ein- und Auslasskanälen während des gesamten Zyklus weiter berechnen zu lassen. In dieser Arbeit wurde keine Zonenabschaltung

vorgenommen, sondern die Strömung in den abgeschalteten Kanälen während des gesamten Zyklus mitberechnet.

Feuerstegvolumen und Verdichtungsverhältnis

Der Feuersteg der untersuchten Motorkonfiguration ist sehr lang und schmal. Eine so schmale Geometrie erfordert eine feine Auflösung, was zu einem zusätzlichen Rechenaufwand führt. Zur Reduzierung des numerischen Aufwandes kann ein Teil oder sogar das gesamte Feuerstegvolumen weggelassen werden. Das Kompressionsverhältnis wird dann durch die Vergrößerung des Quetschspaltes ausgeglichen. Bei einer maßgeblichen Quetschspaltvergrößerung kann es jedoch zur Qualitätsreduzierung bei der Gemischbildung und Verbrennung und somit zu abweichenden Abgaswerten [78] kommen. Aufgrund dessen, dass das Feuerstegvolumen des untersuchten Transparentmotors 12,2% des gesamten Schadvolumens darstellt, wurde in dieser Arbeit der gesamte Feuersteg ohne Einschränkungen vernetzt und berechnet. Ein Ausgleich des Feuerstegvolumens durch das Quetschspaltvolumen zur Berücksichtigung des tatsächlichen Kompressionsverhältnisses hätte bei dieser Motorkonfiguration zu einer unrealistischen Quetschspaltströmung geführt und somit die Simulationsergebnisse verfälscht. Eine Übersicht der Schadvolumina des Transparentmotors wird in der Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Zusammensetzung des Schadvolumens

Kolbenmulde	22796 mm ³
Feuersteg	4692 mm ³
Quetschspalt	7922 mm ³
Rest	2750 mm ³

Das Verdichtungsverhältnis ϵ wird als Verhältnis des Gesamtvolumens zum Kompressionsvolumen definiert, und kann mit der folgenden Formel berechnet werden:

$$\epsilon = \frac{V_h + V_c}{V_c} \quad (4.2)$$

Das Kompressions- sowie das Hubvolumen werden entsprechend mit V_c und V_h bezeichnet, wobei die Summe der beiden Größen das Gesamtvolumen eines Motors ergibt. Das geometrische Verdichtungsverhältnis des Transparentmotors beträgt $\epsilon \approx 13,8$.

Ventilhubkurven

Die Auf- und Abwärtsbewegung der Ventile in der Simulation wird über die sogenannten Ventilhubkurven realisiert, welche in Abbildung 4.13(a) dargestellt sind. Die Einlassventile werden bei Ladungswechsel-OT (-360°KW) geöffnet und werden in der frühen Kompressionsphase bei 120°KW vor ZOT geschlossen. Der maximale Öffnungshub der

Einlassventile beträgt 7,7 mm bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT. Der Öffnungszeitpunkt der Auslassventile liegt in der Expansionsphase bei 90°KW nach ZOT. Den maximalen Öffnungshub von 8,8 mm erreichen die Auslassventile bei 140°KW vor Ladungswechsel-OT. Da keine Ventilüberschneidung zwischen den Ein- und Auslassventilen besteht, werden die Auslassventile vor Ladungswechsel-OT geschlossen, siehe Abbildung 4.13(a).

Aufgrund des vorgegebenen minimalen Ventilspaltes kann es zur Verfälschung der angesaugten Luftmasse während eines Ladungswechsels kommen. Um die tatsächliche Ansaugluftmenge sicher zu stellen, wurde eine Anpassung der Ventilhubkurve vorgenommen. Abhängig von dem minimalen Ventilhub werden die Ventilhubkurven in den Flanken so modifiziert, dass die integralen Werte unterhalb und oberhalb der Hubkurven gleichgestellt sind [103]. Daraus wird der Zeitpunkt berechnet, bei dem das Interface im Ventilspalt zugeschaltet oder deaktiviert wird. In der Abbildung 4.13(b) ist ein solches modifiziertes Hubprofil am Beispiel der Einlassventilhubkurve dargestellt.

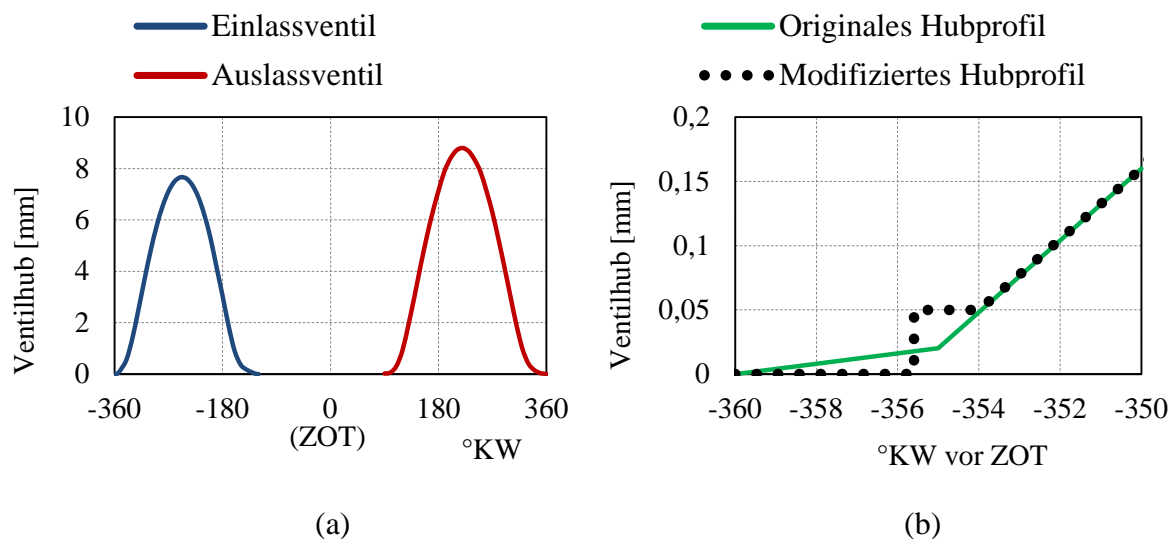


Abbildung 4.13: Ventilhubkurven;

(a) Hubkurven der Ein- und Auslassventile; (b) Modifizierte Hubflanken

In dieser Darstellung ist zu erkennen, dass das Interface des Einlassventils erst bei ca. 4,5°KW nach Ladungswechsel-OT aktiviert wird. Die Ventilbewegung findet später bei -354°KW statt. Nach dem gleichen Prinzip wurden auch die Flanken beim Schließen der Einlassventile modifiziert. Die Hubkurve der Auslassventile wurde ebenfalls überarbeitet.

Kolbenhubkurve

Die oszillierende Kolbenbewegung im Transparentmotor beruht auf einem Kurbeltrieb und wird durch die Abhängigkeit des Kolbenwegs s_5 vom Kurbelwinkel φ definiert. In der Abbildung 4.14 ist der Kurbeltrieb schematisch in der horizontalen Lage dargestellt.

die Kolbenbewegungsfunktion eingebaut und so die Bauteildeformation mit der Gleichung (4.6) berücksichtigt:

$$s_D = r_K * \left[1 + \frac{l_P}{r_K} - \cos \varphi - \sqrt{\left(\frac{l_P}{r_K}\right)^2 - \sin^2 \varphi} \right] - p_s(\varphi) \Delta s \quad (4.6)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Berücksichtigung der Bauteildeformation besteht über die Berechnung von einem Stauchungsfaktor s_{Faktor} . Der ermittelte Stauchungsfaktor wird mit dem aktuellen berechneten Zylinderdruck p_3 multipliziert. Das letzte Glied ($p_s(\varphi) \Delta s$) in der Kolbenbewegungsfunktion s_D wird dann durch ($p_3(\varphi) s_{Faktor}$) ersetzt.

Die Bauteilstauchung wurde mit der Software NX Nastran V10 untersucht. Die FEM-Analyse wurde nur für den Schleppbetrieb des optischen Motors durchgeführt. Dazu wurde bei mehreren Zylinderdrücken die Bauteildeformation berechnet und schließlich festgestellt, dass die Bauteilstauchung bei dem untersuchten Drücken proportional zum Zylinderdruck ist. Der berechnete Stauchungsfaktor s_{Faktor} für den optischen Motor beträgt 4 $\mu\text{m}/\text{bar}$. Eine bauteilbedingte prozentuale Aufteilung der Stauchung ist in der Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Stauchungsanteile

Kolbenkrone mit Kolbenstange	$\approx 57 \%$
Pleuel	$\approx 29 \%$
Restliche Motorkomponenten	$\approx 14 \%$

Den größten Stauchungsanteil weist die Kolbenkrone mit der Kolbenstange auf. Der Grund dafür liegt in dem Aufbau und dem Material der verwendeten Kolbenstange. Um einem optischen Zugang zum Kolbenboden zu ermöglichen, wurde die Kolbenstange hohl gefertigt. Aus den gleichen Gründen besitzt die Kolbenstange eine entsprechende Länge l_K von 272 mm. Zur Reduzierung von Massenkräften wurde die Kolbenstange aus einer Titanlegierung gefertigt. Die genannten Gründe führen zu einer größeren Stauchungstendenz während des Motorbetriebs. Die zweitgrößte Stauchung weist das Pleuel auf. Die restlichen Motorkomponenten, bestehend aus der Kurbelwelle, dem Kolbenbolzen und den Lagerschalen bilden die weiteren Stauchungsanteile.

Generell ist zur Berücksichtigung der Stauchung in der RANS-Simulation das erste Vorgehen ausreichend, da während der Simulation die gemittelten Druckrandbedingungen eingesetzt werden, so dass der Zylinderdruckverlauf bei jedem Zyklus gleich bleibt. Während der skalenauflösenden Simulation werden zyklusbedingte Druckrandbedingungen verwendet. Demzufolge kann es unter anderen zu einer Schwankung des maximalen Zylinderdruckes kommen. Bei dem untersuchten Schleppbetrieb sind die Zylinderdruckschwankungen sehr gering, so dass die beiden vorgestellten Möglichkeiten zu Berücksichtigung der

Bauteilstauchung ähnliche Ergebnisse liefern. Das stauchungsabhängige Kolbenhubprofil ist am Beispiel einer RANS-Simulation in der Abbildung 4.15 gezeigt.

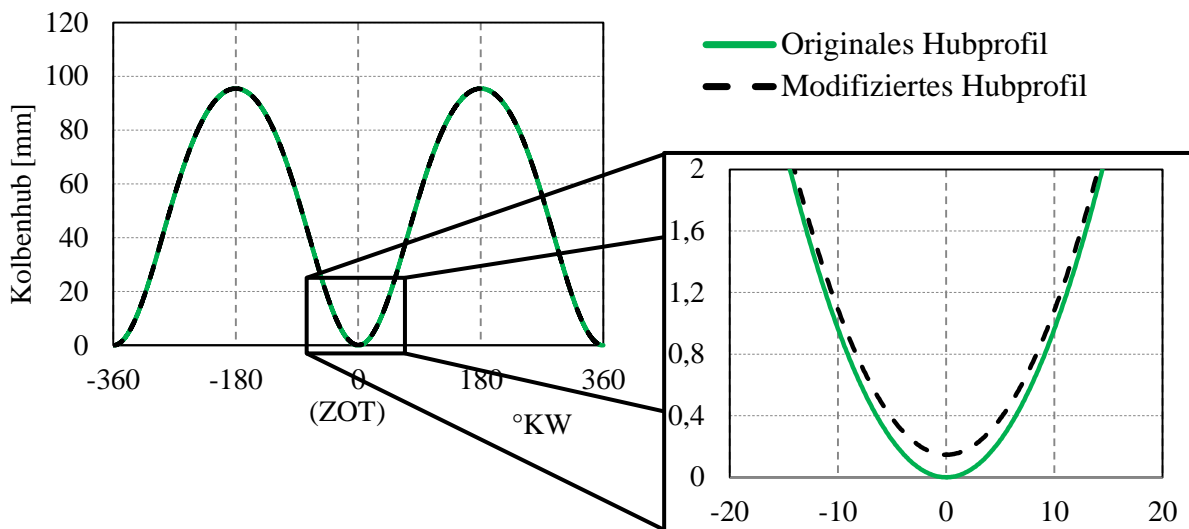


Abbildung 4.15: Kolbenhubprofile aus der RANS Simulation

4.3 Randbedingungen und Simulationseinstellungen

Die Auswahl geeigneter Randbedingungen ist ein weiteres wesentliches Kriterium jeder numerischen Berechnung. In diesem Abschnitt werden die verwendeten Randbedingungen und Simulationseinstellungen beschrieben.

Ein- und Auslassrandbedingungen

Bei dem verwendeten Simulationsmodell entsprechen die Ein- und Ausgänge den Druck- und Temperaturmessstellen des Transparentmotors. Die an diesen Stellen gemessenen Temperaturen wurden in die Simulation übernommen und betragen für den Einlass 303 K und für den Auslass 328 K. Die Ein- oder Ausströmungsbedingungen können in der Simulation mit Hilfe unterschiedlicher Randbedingungen, wie z.B. Geschwindigkeit, Druck und Massenstrom erzeugt werden. Aufgrund der vorhandenen Niederdruckmessdaten fiel die Entscheidung für die Verwendung der Druckrandbedingung.

Für die RANS-Simulation werden in dieser Arbeit die aus 100 Einzelzyklen gemittelten Druckprofile eingesetzt. Dazu wurden zeitliche Druckverläufe am optischen Motor am Ein- und Auslass aufgenommen. In der Abbildung 4.16 sind die eingesetzten Druckprofile abgebildet. Bei der skalenauflösenden Berechnung wurden hingegen die Profile der einzelnen Zyklen eingesetzt, um die zyklischen Schwankungen im Ansaug- und Abgasbereich zu berücksichtigen. Zur Abschätzung des Einflusses der eingesetzten Druckprofile wurden separate RANS-Berechnungen mit einem konstanten Umgebungsdruck am Ein- und Auslass durchgeführt. Insgesamt wurden vier Zyklen mit und ohne Druckprofile berechnet, wobei die Auswertung nur des vierten Zyklus erfolgte.

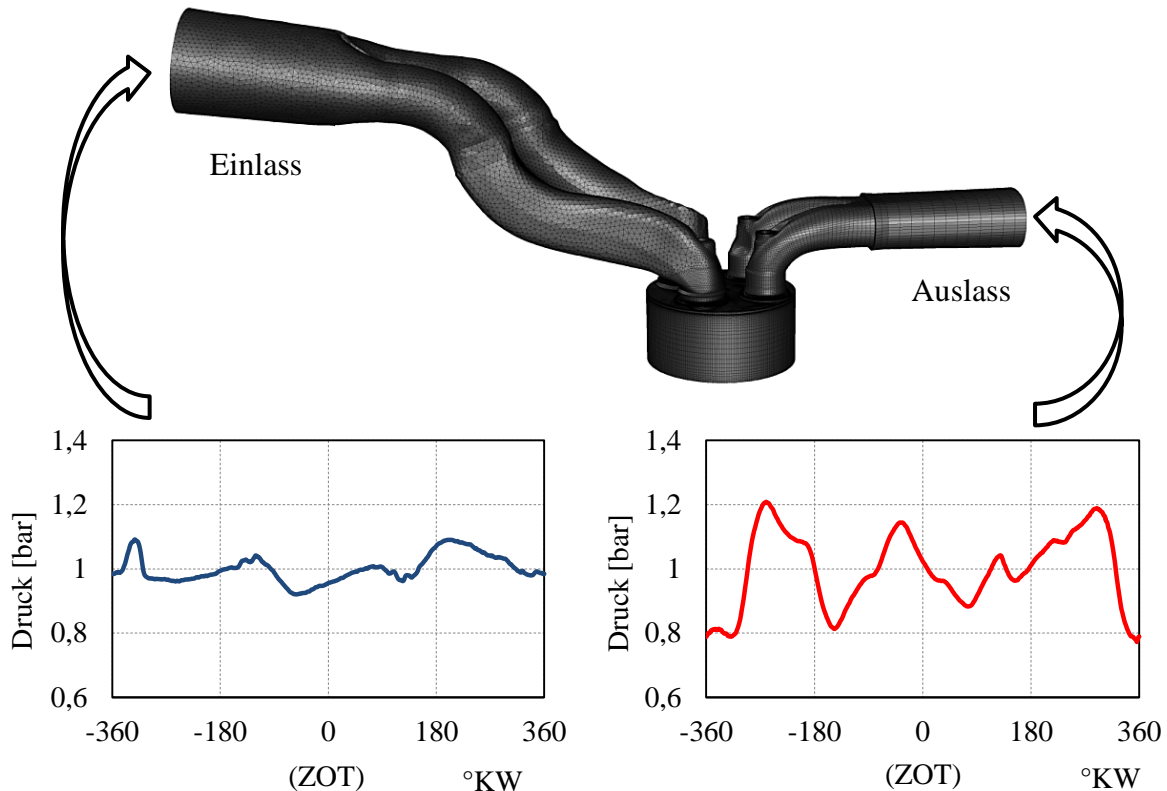


Abbildung 4.16: Eingesetzte Druckprofile aus der RANS-Simulation

Bei der verwendeten Konfiguration des optischen Motors findet am Ende der Ausstoßphase, aufgrund einer fehlenden Ventilüberschneidung, eine Luftkomprimierung im Brennraum mit einem Zylinderspitzendruck von ca. 4,8 bar statt. Die Berechnung ohne Abgasdruckprofil liefert am Ende der Ausstoßphase einen um 0,2 bar geringeren Zylinderdruck. Mit dem Abgasdruckprofil berechneter Zylinderdruck stimmt hingegen gut mit den Messwerten überein. Für die folgende Abweichung ist das Abgassystem bestehend aus einem Ausgleichsbehälter und einer Drosselklappe verantwortlich. In dem Abgassystem entstehen Druckwellen, die bei geöffneten Auslassventilen den Zylinderdruck beeinflussen. Bei der Berechnung mit dem Abgasprofil werden diese Druckwellen berücksichtigt und somit der Zylinderdruck am Ende der Ausstoßphase genauer berechnet.

Bei der Öffnung der Einlassventile strömt die verdichtete Luft aus dem Brennraum in den Ansaugkanal, bis der Zylinderdruck den Einlasskanaldruck erreicht. Bei Reduzierung des Zylinderdruckes ändert sich die Strömungsrichtung und die Luft wird in den Brennraum eingesaugt. Die mit und ohne Ansaugdruckprofil numerisch berechneten Zylinderdrücke zeigen bei dem Druckverlauf während der Ansaugphase nur minimale Unterschiede zueinander. Der größte Unterschied entsteht beim Zylinderdruck im ZOT. Bei der Berechnung mit Ansaugdruckprofil wird weniger Luftmasse im Brennraum angesaugt, was zur Reduzierung des maximalen Zylinderdruckes führt. Die Anwendung der Druckprofile ermöglicht die Berücksichtigung der Druckwellen im Ansaug- und Abgassystem, wodurch eine bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen erreicht wird. Im Hinblick darauf erfolgten alle weiteren Berechnungen mit der Vorgabe von Ein- und Auslass-Druckprofilen.

Wärmeübergänge

Die Zylinderwandtemperatur spielt in einem Verbrennungsmotor eine wichtige Rolle, da diese während der Kompressions- und Expansionsphase einen Einfluss auf den Zylinderdruck ausüben kann. Aus diesem Grund sollte ein geeigneter Wärmeübergang an den Wänden während der Simulation ausgewählt werden. Zur Berücksichtigung der Wärmeübertragung wurde in dieser Arbeit die Vorgabe einer konstanten bauteilabhängigen Wandtemperatur ausgewählt. Wie in der Arbeit [105] gezeigt wird, resultiert eine Änderung der vorgegebenen Wandtemperatur in einem befeuerten thermodynamischen Motor in unterschiedlichen Zylinderspitzenrücken. Da der Transparentmotor während dieser Untersuchung nur geschleppt betrieben wurde, sind die Temperaturen im Brennraum bei weitem nicht so hoch wie in einem befeuerten Motorbetrieb. Außerdem wurden bei dem verwendeten Transparentmotor während des Betriebs alle Medien wie Öl, Kühlmittel, Kraftstoff und Ansaugluft am Prüfstand konditioniert. Zur Vermeidung von Glasschäden bei dem eingesetzten Kolben wird der Kolben mit der Druckluft über die Kolbenstange gekühlt. Die eingesetzte bauteilabhängige Wandtemperatur ist in der Abbildung 4.17 zusammengefasst.

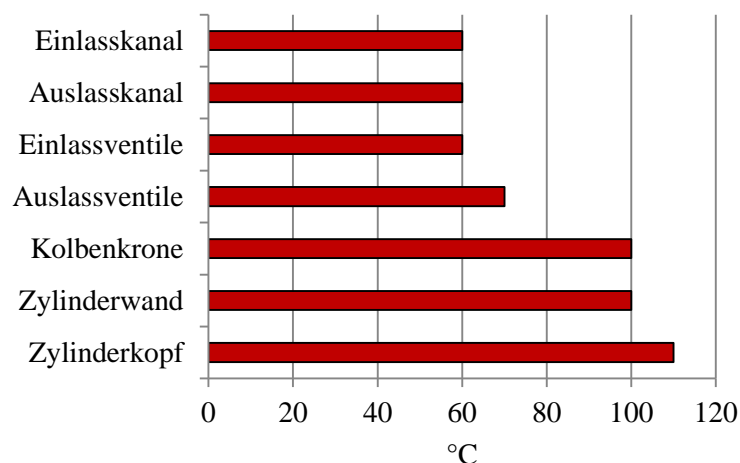


Abbildung 4.17: Eingesetzte Bauteiltemperatur in der Simulation

Zur Fehlerabschätzung bei der Bauteiltemperaturvorgabe wurde eine 1D-Simulation (GT-Power) durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass z.B. eine Erhöhung der Bauteiltemperatur um 30 K zu einer Zunahme des Zylinderspitzendruckes um 0,12 bar führt. Im Hinblick darauf ist durch die Vergabe einer etwas abweichenden Wandtemperatur mit einem relativ geringen Fehler zu rechnen ist.

Blowby

In Verbrennungsmotoren wird der Brennraum zwischen Kolben und Zylinder durch Kolbenringe abgedichtet. Bei höheren Zylinderdrücken entstehen in diesem Bereich Leckagen (Blowby). Die verdichtete Luft strömt aus dem Zylinder an den Kolbenringen vorbei in Richtung des Kurbelgehäuses. In einem thermodynamischen Motor liegen diese Verluste in einem überschaubaren Bereich. Im Gegensatz dazu ist im Fall des optischen Motors die Blowby-Menge wesentlich größer, was an der Abdichtung des Brennraumes liegt. Um die

optischen Untersuchungen zu ermöglichen, wurde anstatt ölgeschmierter Kolbenringe ein trockenlaufender Kolbenring mit Notlauf Eigenschaften eingebaut.

Um die Blowby-Menge in dem optischen Motor abzuschätzen, wurden die Massenströme nacheinander im Ansaug- und Abgasrohr im geschleppten Betrieb gemessen. Die Massenstrommessung erfolgte mit einem Heißfilm-Luftmassenmesser (HFM), die genaue Funktionsweise des HFM ist in [106] beschrieben. Die Differenz der gemessenen Massenströme zwischen den Ein- und Auslassbereichen liefert einen Schätzwert über den Blowby des Motors. Aus den Messergebnissen geht hervor, dass die Differenz der Massenströme bei $N_M = 2000 \text{ min}^{-1}$ ca. 8,7% der Ansaugmasse beträgt und damit bei ca. 2 kg/h liegt. Mit Hilfe der so gewonnenen Erkenntnisse kann der Blowby in der Simulation mit den zwei verbreiteten Methoden berücksichtigt werden:

- Blowby Berechnung mit Crevice-Modell (FLUENT)
- Blowby Berechnung mit 1D-Simulation (GT-Power)

Das Crevice-Modell ist schon in der Simulationsoftware ANSYS FLUENT implementiert. Dieses Modell verwendet für die Blowby-Berechnung die geometrischen Daten der Kolbenringe und ist auf thermodynamischen Motoren ausgelegt. Bei der Anwendung dieses Modells auf den optischen Motor wird eine Anpassung an die Blowby-Masse benötigt. Die weitere Möglichkeit besteht darin, den Blowby-Massenstrom über eine 1D-Simulation zu berechnen. Diese Methode erlaubt den Blowby-Massenstrom schnell unter Berücksichtigung der Motorparameter zu berechnen und wurde auch bei dieser Problemstellung eingesetzt. Der berechnete Massenstrom wurde in das Geschwindigkeitsprofil umgewandelt und in der 3D-Simulation eingesetzt. In der Abbildung 4.18 ist das verwendete Geschwindigkeitsprofil dargestellt.

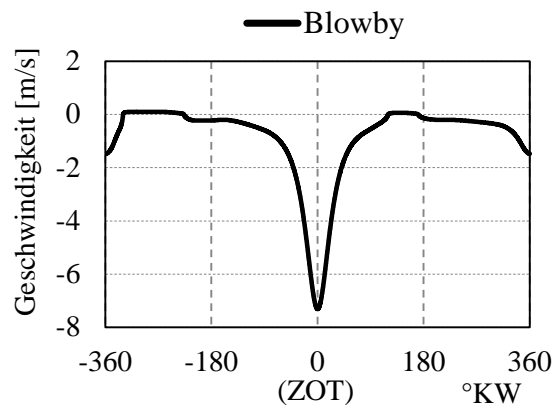


Abbildung 4.18: Verwendetes Geschwindigkeitsprofil des Blowby-Massenstroms

Im Verbrennungsmotor kommt außer Blowby noch ein sogenannter reverse Blowby vor. Der reverse Blowby entsteht, wenn der Druck im Brennraum unter dem Kurbelgehäusedruck absinkt. Dabei strömt die Luft aus dem Kurbelgehäuse vorbei an den Kolbenringen im Brennraum. In der Abbildung 4.18 kann anhand des abgeleiteten Geschwindigkeitsprofils der reverse Blowby während der Ansaug- und Expansionsphase beobachtet werden. Der Anteil an reverse Blowby im Motor ist im Vergleich zu dem normalen Blowby allerdings sehr gering.

Zeitschrittweite

Außer einer räumlichen Diskretisierung sollte bei der numerischen Berechnung noch die zeitliche Diskretisierung erfüllt werden. Ein wichtiges Kriterium stellt diesbezüglich die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (*CFL*-Zahl) dar, siehe Gleichung (4.7):

$$CFL = \frac{u\Delta t}{h_{\Delta}} \leq 1 \quad (4.7)$$

Die *CFL*-Zahl wurde nach den Mathematikern Richard Courant, Kurt Friedrichs und Hans Lewy benannt und stellt einen Zusammenhang der Zellen, die pro Zeitschritt durchströmt werden, her. Dabei entspricht u der Strömungsgeschwindigkeit, h_{Δ} der Gitterweite in den durchströmten Zellen und Δt dem aktuellen Zeitschritt. Bei der RANS-Berechnung sowie bei einem skalenaufgelösten Turbulenzmodell wird ein implizites Zeitschrittverfahren verwendet, wodurch auch die Berechnung mit einer *CFL*-Zahl > 1 stabil abläuft. Solange aber die Zahl größer als 1 ist, geht die Information über die Turbulenzwirbel verloren. Zur Auflösung von ca. 80% der turbulenten kinetischen Energie sollte die $CFL \leq 1$ bleiben. Wie in der Arbeit [107] gezeigt wurde, sind die LES-Ergebnisse unempfindlich gegenüber deutlich kleineren $CFL \ll 1$ Zahlen. Ein zu kleiner Zeitschritt wäre somit nicht nötig. In dieser Arbeit wurde der Zeitschritt so ausgewählt, dass im Brennraum das Kriterium $CFL \leq 1$ möglichst erfüllt wird. Die verwendeten Zeitschritte der RANS und des skalenauflösenden Turbulenzmodells sind in der Abbildung 4.19 dargestellt.

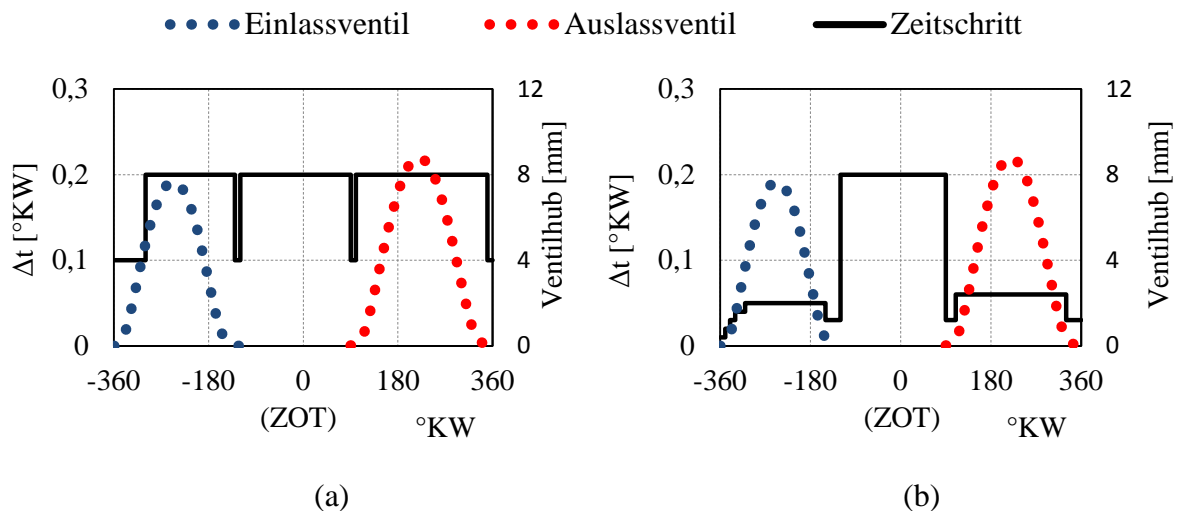


Abbildung 4.19: Verwendeter Zeitschrittverlauf

(a) RANS-Berechnung; (b) SAS-Berechnung

Während der RANS-Berechnung wurde meistens ein großer Zeitschritt mit $0,2^{\circ}\text{KW}$ verwendet, der ca. $17 \mu\text{s}$ entspricht. Nur bei der Ventilöffnung und -schließung wurde wegen der Konvergenzprobleme auf einen feineren Zeitschritt von $0,1^{\circ}\text{KW}$ (ca. $8,3 \mu\text{s}$) umgeschaltet. Für die skalenauflösende Simulation sind viel feinere Zeitschritte notwendig. Am Anfang der Ansaugphase wurde, aufgrund der hohen Geschwindigkeiten im Einlassventilspalt, ein sehr kleiner Zeitschritt von $0,01^{\circ}\text{KW}$ (ca. $0,83 \mu\text{s}$) eingestellt. In

mehreren Schritten wurde der Zeitschritt während der Ansaugphase bis auf einen Wert von $0,05^\circ\text{KW}$ (ca. $4,2 \mu\text{s}$) erhöht. Dieser Zeitschritt entspricht dem größten Wert solange die Einlassventile geöffnet sind. Der größte Zeitschritt während der geöffneten Auslassventile lag bei $0,06^\circ\text{KW}$ (ca. $5 \mu\text{s}$). Zum Zeitpunkt der geschlossenen Ein- und Auslassventile zwischen 120°KW und 90°KW herrschen vergleichsweise geringere Geschwindigkeiten im Brennraum, somit wurde ein größerer Zeitschritt von $0,2^\circ\text{KW}$ (ca. $17 \mu\text{s}$) eingesetzt.

Mit dem ausgewählten Gittermodell und in der Abbildung 4.19 vorgestellten Zeitschrittweiten erfolgte die Berechnung eines RANS-Zyklus auf 96 CPUs ca. 1,5 Tage. Die Berechnung mit dem SAS-Turbulenzmodell ist viel zeitintensiver und dauerte ca. 5 Tage.

Berechnungskonfiguration

Zur Modellierung der Turbulenz wurde bei RANS-Simulation ein $k - \varepsilon$ Realizable-Modell eingesetzt. Die Grenzschichtbehandlung erfolgte mit dem Menter-Lechner-Modell. Zum Auflösen der turbulenten Skalen wurde das SAS-Modell eingesetzt. Die verwendeten Simulationseinstellungen der beiden Turbulenzmodelle sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Simulationseinstellungen der RANS und SAS

	RANS	SAS
Randbedingungen		
Ein-und Auslass	Aus 100 Zyklen gemitteltes Druckprofil	Zyklusbedingtes Druckprofil
Wand	Konstante Temperatur (Abbildung 4.17)	Konstante Temperatur (Abbildung 4.17)
Blowby	Geschwindigkeitsprofil (Abbildung 4.18)	Geschwindigkeitsprofil (Abbildung 4.18)
Diskretisierung		
Zeitliche	1. Ordnung (erster Zyklus) 2. Ordnung (weitere Zyklen)	2. Ordnung
Örtliche	1. Ordnung (erster Zyklus) 2. Ordnung (weitere Zyklen)	BCD-Verfahren
Zeitschritt		
Zeitschrittweite	Profil (Abbildung 4.19(a))	Profil (Abbildung 4.19(b))
Iterationsschritte	16	12

Wie aus der Tabelle zu erkennen ist, bleiben einige Randbedingungen, wie z.B. Blowby- und Wandrandbedingungen bei beiden Turbulenzmodellen gleich. Während einer skalenaufgelösten Simulation wurde zur Berechnung der örtlichen Diskretisierung ein sogenanntes Bounded-Central-Difference (BCD) Verfahren verwendet. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der Stabilität und der geringen numerischen Diffusion der Berechnung. Weitere Informationen über BCD sind in [61] zu finden. Die Anzahl der Iterationsschritte wurde bei SAS auf 12 reduziert. In den meisten Fällen wird die Abbruchgrenze nicht erreicht, da es zu einer früheren Lösungskonvergenz kommt. Die Konvergenzgrenze lag bei beiden Turbulenzmodellen bei einem Wert von 0,0001.

Initialisierung der Simulation

Die ersten Berechnungen wurden mit RANS durchgeführt, wobei die Initialisierung am Ladungswechsel-OT (-360°KW) erfolgte. Zur besseren Übereinstimmung der Simulation und Messung wurden einige Korrekturen durchgeführt.

Zuerst erfolgte die Druckkorrektur des Brennraumes, da zu diesem Zeitpunkt in dem optischen Motor ein Zylinderdruck von ca. 4,8 bar herrscht. Die Vergabe der Lufttemperatur erfolgte ortsabhängig, d.h. es wurden unterschiedliche Temperaturen für den Brennraum, Einlass- und Auslasskanal eingestellt. Die Temperatur der Kanäle wurde aus den Messungen übernommen und betrug für Einlass- und Auslasskanal entsprechend 306 K und 328 K. Da keine Messungen der Brennraumtemperatur existieren, wurde die aus 1D-Berechnungen ermittelte Temperatur von 498 K herangezogen.

Aufgrund der Initialisierung des ersten Zyklus werden einige Zyklen benötigt um einen betriebspunktabhängigen eingeschwungenen Zustand zu erreichen. Die Ergebnisse einer RANS-Berechnung entsprechen einer statistisch gemittelten Strömung. Somit dürfte kein Unterschied zwischen zwei aufeinander folgenden Zyklen im eingeschwungenen Simulationszustand entstehen. Zur Analyse des eingeschwungenen Zustandes wurden während der Berechnung die Massenströme am Ein- und Auslass ausgeschrieben. Insgesamt wurden vier Zyklen mit RANS berechnet. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in der Abbildung 4.20 dargestellt.

Nach der Initialisierung bilden sich die Strömungsprofile erst im Laufe der Simulation aus. Die Ergebnisse des ersten Zyklus unterscheiden sich somit deutlich von den Ergebnissen der folgenden Zyklen. Besonders am Auslass können am Anfang der Simulation größere Schwankungen, die durch das Abgasdruckprofil hervorgerufen sind, beobachtet werden. Der nicht ausreichend eingeschwungene Strömungszustand führt unter anderem dazu, dass deutlich mehr Luft in den Brennraum eingesaugt wird, was zu einer Steigerung des Zylinderspitzenruckes führt. Nach der Ausbildung der Strömungsprofile in den folgenden Zyklen werden die Unterschiede deutlich geringer. Dennoch sind die Abweichungen im Massenstromverlauf zwischen dem zweiten und dritten Zyklus in der vergrößerten Abbildung gut erkennbar. Zwischen dem dritten und vierten Zyklus ist kein Unterschied mehr zu erkennen, was auf den eingeschwungenen Zustand deutet. Aus diesen Gründen erfolgte die Auswertung der RANS-Ergebnisse im vierten Zyklus.

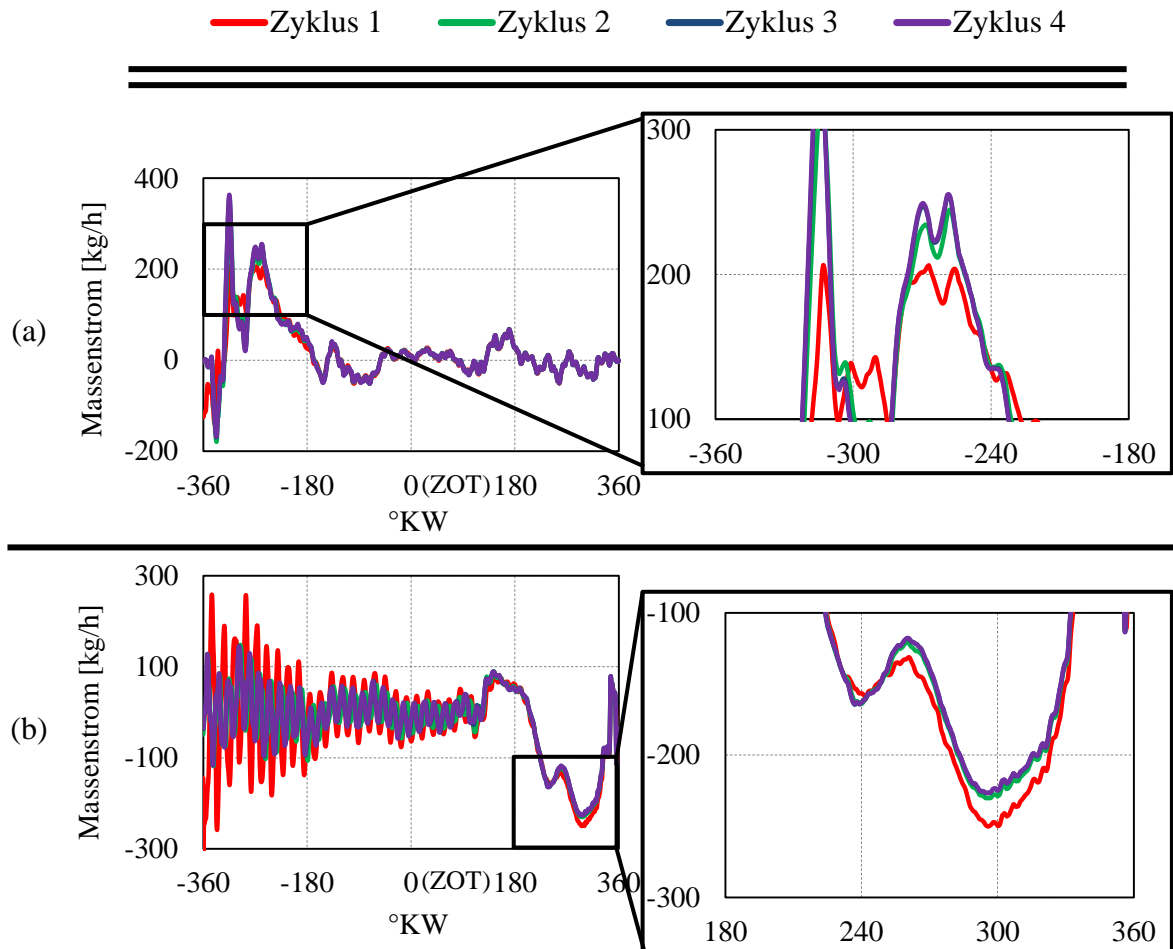


Abbildung 4.20: Massenstromverläufe der ersten 4 Zyklen
(a) Einlass; (b) Auslass;

Die Ergebnisse des vierten RANS-Zyklus wurden zur Initialisierung einer skalenaufgelösten Simulation (SAS) verwendet. Insgesamt wurden elf SAS-Zyklen berechnet. Die Auswertung der SAS-Ergebnisse erfolgte ab dem zweiten Zyklus, so dass für die Validierung zehn SAS-Zyklen zu Verfügung standen. Der erste SAS-Zyklus nach den gemittelten RANS-Ergebnissen diente nur zur Einstellung der SAS-Strömungsprofile.

4.4 Strömungvalidierung

In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse der RANS und SAS den experimentell gewonnenen Ergebnissen bei einem nicht aufgeladenen, geschleppten Betriebspunkt bei $N_M = 2000 \text{ min}^{-1}$ gegenübergestellt. Die Auswertung und Validierung der Strömung erfolgte während der Ansaug- und Kompressionsphase mit Hilfe verschiedener Kriterien, die in diesem Kapitel näher beschrieben werden.

Zylinderdruck

Bevor die Visualisierung und Validierung der Zylinderströmung stattfindet, wurde der numerisch berechnete und experimentell gemessene Zylinderdruck analysiert. Nach der

Berechnung mit RANS wurde festgestellt, dass der numerisch berechnete Zylinderdruck sich von dem Zylinderdruck des optischen Motors deutlich unterscheidet. Ähnliche Abweichungen wurden auch in [29] festgestellt. Zum Ausgleich des Zylinderdruckes wurden im Kapitel 4.2 und Kapitel 4.3 beschriebene Modellanpassungen und Randbedingungen in der Simulation eingesetzt. In der Abbildung 4.21 sind die Ergebnisse der Zylinderdruckanpassung zusammengefasst.

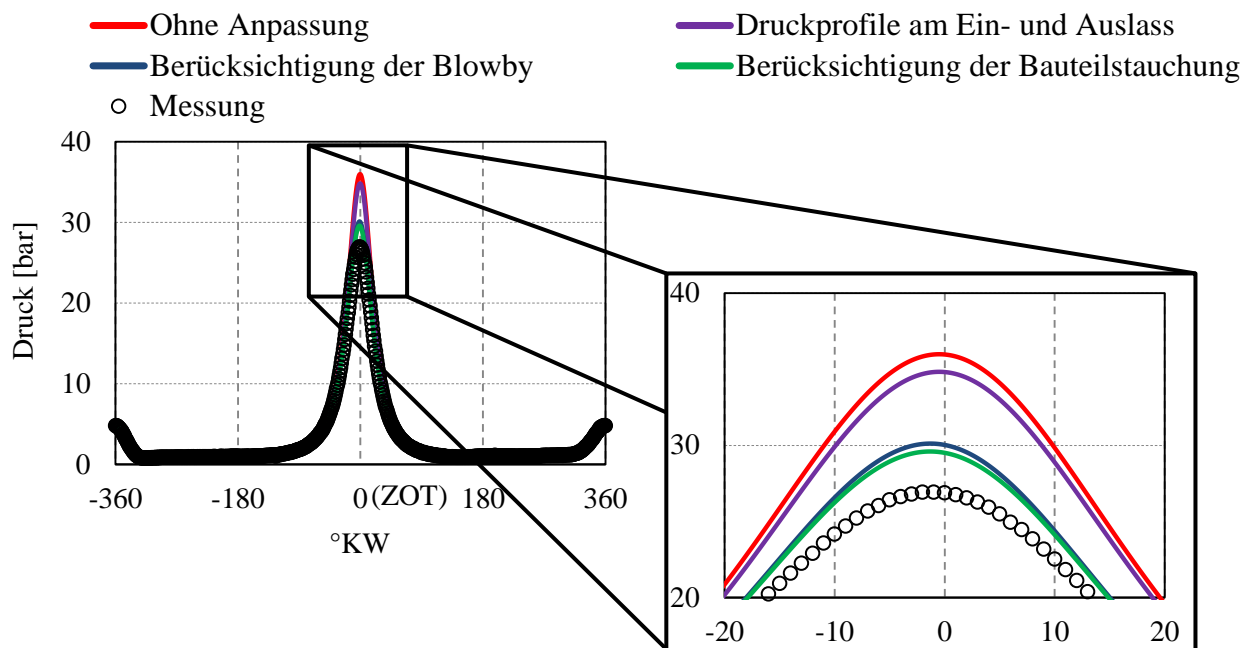


Abbildung 4.21: Experimentell bestimmter und mit RANS berechneter Zylinderdruck

Bei der ersten RANS-Berechnung ohne Anpassungen entstand ein Zylinderspitzenruck von ca. 35,9 bar. Die erste Anpassung umfasste die Vorgabe von Druckprofilen am Ein- und Auslass. Durch die Berücksichtigung der Druckwellen im Ansaugsystem wurde weniger Luftmasse eingesaugt und es konnte eine Reduzierung des Zylinderspitzenruckes auf 34,8 bar erzielt werden. Im weiteren Schritt wurde zusätzlich der Blowby mit Hilfe eines Geschwindigkeitsprofils berücksichtigt. Da der Blowby des optischen Motors ca. 8,7% der Ansaugmasse ausmacht, siehe Kapitel 4.3, verringerte sich der Zylinderspitzenruck auf ca. 30,1 bar. Dabei ist zu beachten, dass die Bestimmung des Blowbys am optischen Motor mit nur einem HFM erfolgte und somit mit einer relativ hohen Messungenauigkeit versehen ist. Wie bereits im Kapitel 4.2 diskutiert, findet im Verbrennungsmotor eine Bauteilstauchung statt, welche berücksichtigt werden muss. Bei einem maximalen Zylinderspitzenruck von 30,1 bar wurde eine Bauteilstauchung von 0,12 mm berechnet. Infolgedessen vergrößert sich das Schadvolumen, was zu einer Abnahme des Zylinderspitzenruckes von 30,1 bar auf 29,6 bar führte. Mit allen vorgestellten Maßnahmen konnte eine Reduzierung des Zylinderspitzenruckes um ca. 6,3 bar erreicht werden, wodurch eine wesentlich bessere Übereinstimmung zu den experimentell aufgenommenen Ergebnissen entsteht. Die dennoch bestehende Druckabweichung ist auf eine Messungenauigkeit zurückzuführen und kann, wie z.B. in [29] durch eine Erhöhung des Blowbymassenstroms ausgeglichen werden.

Validierung der Ansaugphase

Die Ansaugphase ist durch große Geschwindigkeitsgradienten der Einlassströmung gekennzeichnet. Aufgrund einer fehlenden Ventilüberschneidung befindet sich im Ladungswechsel-OT eine komprimierte Gasmenge im Brennraum. Zu Beginn der Ansaugphase gehen die beiden Einlassventile auf und die komprimierte Luftmenge strömt, solange der Zylinderdruck größer als der Druck in den Ansaugkanälen ist, aus dem Brennraum in die Ansaugkanäle. Bei Absenkung des Zylinderdruckes unter dem Druck der Ansaugkanäle ändert sich die Strömungsrichtung und die Luft wird durch die Kolbenbewegung in den Zylinder bis der Kolben den unteren Totpunkt (UT) erreicht, angesaugt. Da der Ventilsplatt die kleinste Strömungsquerschnittsfläche darstellt, entstehen im Ventilsplatt Luftstrahlen, die mit großen Geschwindigkeiten in den Brennraum strömen und überlagerte Turbulenzstrukturen erzeugen.

Die Auswertung und Validierung der Ansaugströmung erfolgte auf einer vertikalen und einer horizontalen Schnittebene bei verschiedenen Kurbelwinkelpositionen. Zuerst werden die Ergebnisse der Untersuchung in der horizontalen Messebene vorgestellt. Die Strömungvalidierung in dieser Phase erfolgt zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Der Erste entspricht einer Kurbelwinkelposition von 110°KW und der Zweite 180°KW nach Ladungswechsel-OT, wobei der Laserlichtschnitt auf eine feste Position bei 55°KW nach Ladungswechsel-OT ausgerichtet wurde. Wie in der Abbildung 3.4 schematisch gezeigt, kann bei der Messung nicht die gesamte horizontale Fläche im Brennraum visualisiert werden, sondern nur ein bestimmter Bereich, welcher abhängig von dem Umfang des Kolbenglases, sowie von der Entfernung des Kolbens vom Messbereich ist. Um eine Vergleichbarkeit für den Validierungsprozess zu gewährleisten, wurden die Ergebnisse nur im Sichtbereich der Kamera miteinander verglichen. In der Abbildung 4.22 ist der Sicht- und somit der Validierungsbereich dargestellt.

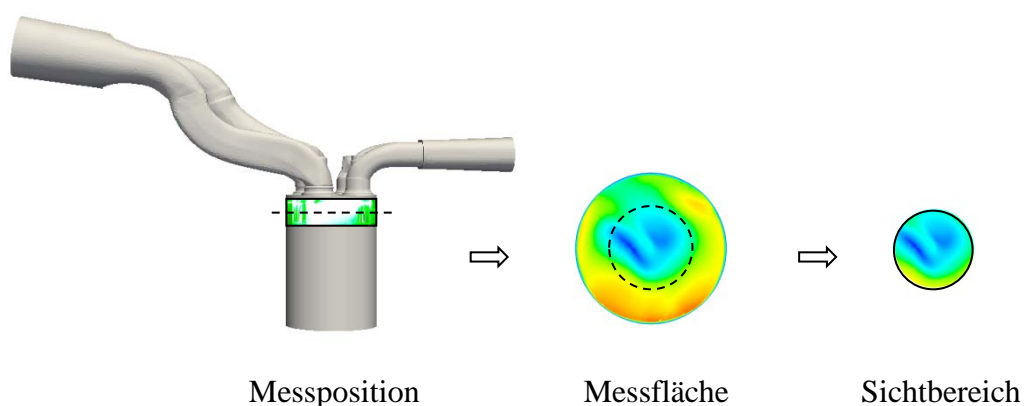


Abbildung 4.22: Sicht- und Validierungsbereich

Zur Visualisierung der Zylinderströmung wurde ein PIV-Messsystem eingesetzt, welches im Kapitel 3.2 beschrieben ist. Ähnlich den experimentell aufgenommenen Ergebnissen werden bei den Simulationsergebnissen nur zwei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung ausgewertet. Die Ergebnisse einer RANS-Simulation entsprechen einer statistisch gemittelten Strömung. Um die RANS-Ergebnisse mit denen der skalenauflösenden Simulation (SAS)

sowie der Messungen vergleichen zu können, wurde im Fall der SAS- und der PIV-Messungen entsprechend 10 und 100 Einzelzyklen gemittelt.

In der Abbildung 4.23 werden die ersten Ergebnisse während der Ansaugphase bei Kolbenposition von 110°KW nach Ladungswechsel-OT vorgestellt. In der linken oberen Ecke sind die Schnittebene und die Kolbenlage im Brennraum abgebildet. Der aktuelle Arbeitsprozess des Motors ist in der linken unteren Ecke schematisch dargestellt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die Geschwindigkeitsprofile der Simulation und Messung überlagert mit der Vektordarstellung zu sehen, wobei die gleiche Farbskala bei allen drei Bildern verwendet wird.

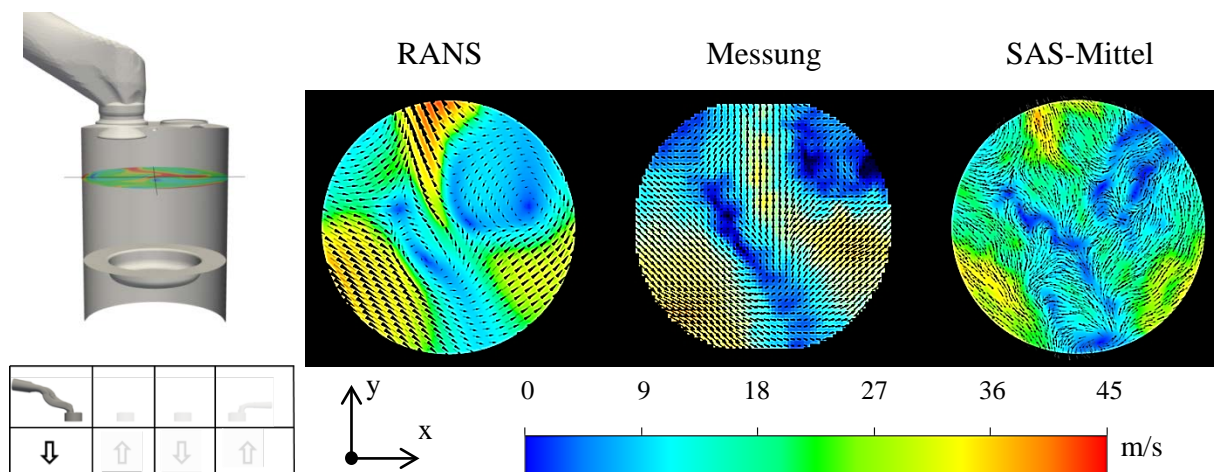


Abbildung 4.23: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT

In der Abbildung 4.23 können die ringförmigen Luftstrahlen, die durch die Umströmung der Einlassventile entstehen, beobachtet werden. Die RANS- und Messergebnisse weisen deutliche Strahlstrukturen auf. Bei dem gemittelten SAS-Zyklus können ähnliche Struktur Tendenzen beobachtet werden, die allerdings größeren Strömungsfuktuationen unterliegen, was auf eine unzureichende Anzahl an gemittelten Einzelzyklen deutet.

Bei der Validierung der Zylinderinnenströmung wurde, außer der Darstellung der Geschwindigkeitsfelder, noch die Geschwindigkeitsauswertung auf ausgewählten Messlinien (Linienplots) durchgeführt. Die sogenannten Linienplots wurden sowohl auf der X- als auch auf der Y-Achse durch die Zylindermitte eingerichtet. In der Abbildung 4.24 sind die Ergebnisse von beiden Linienplots zu sehen. In der oberen rechten und linken Ecke der Abbildung ist zusätzlich die Position der beiden Linienplots im Sichtbereich dargestellt.

Die größeren Geschwindigkeitsgradienten der Luftstrahlen während der Ansaugphase führen dazu, dass schon bei einer geringen Positionsänderung der Strahlen große Unterschiede zwischen den Simulations- und Messergebnissen entstehen können. Diese Unterschiede können besonders deutlich bei den Linienplots auf der X-Achse im Bereich zwischen 0 bis 22 mm beobachtet werden, siehe Abbildung 4.24.

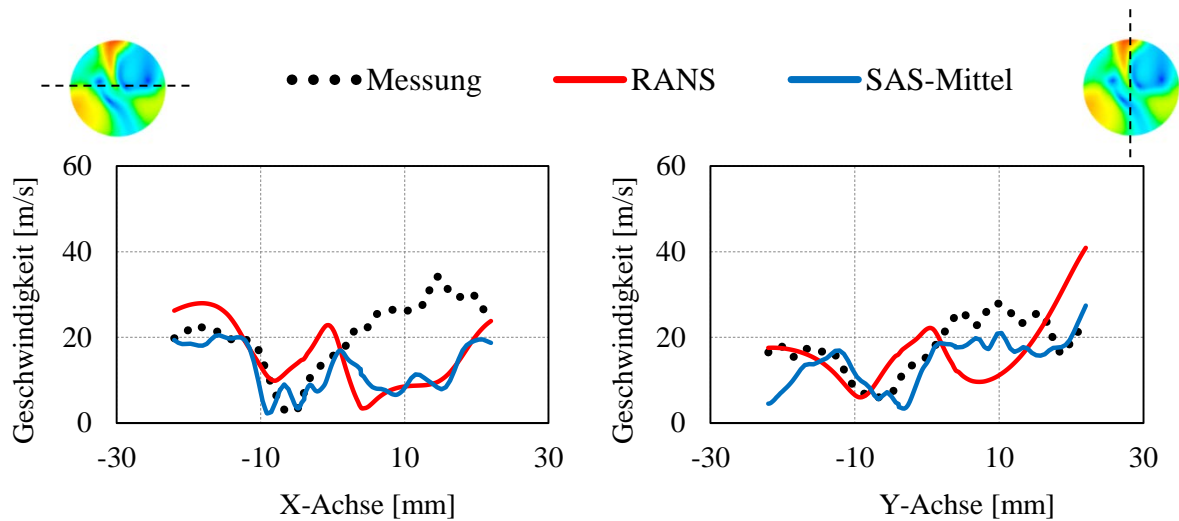


Abbildung 4.24: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT

Die weitere Validierung auf der horizontalen Fläche erfolgte bei einer Kurbelwinkelposition von 180°KW nach Ladungswechsel-OT. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Kolben im unteren Totpunkt und es findet ein Übergang zwischen der Ansaug- und Kompressionsphase statt. Die Einlassventile sind bei dieser Kurbelwinkelposition noch geöffnet, so dass die Luft im Brennraum noch angesaugt und dadurch die Ausbildung des Dralls mit nur einem Rotationszentrum behindert wird. Erst nachdem die Einlassventile bei der Kompression geschlossen werden, ist ein Drall mit nur einem Rotationszentrum im Brennraum zu beobachten. Die Geschwindigkeitsfelder auf der Schnittebene und die Geschwindigkeiten entlang der Messlinien sind in der Abbildung 4.25 und Abbildung 4.26 zu sehen.

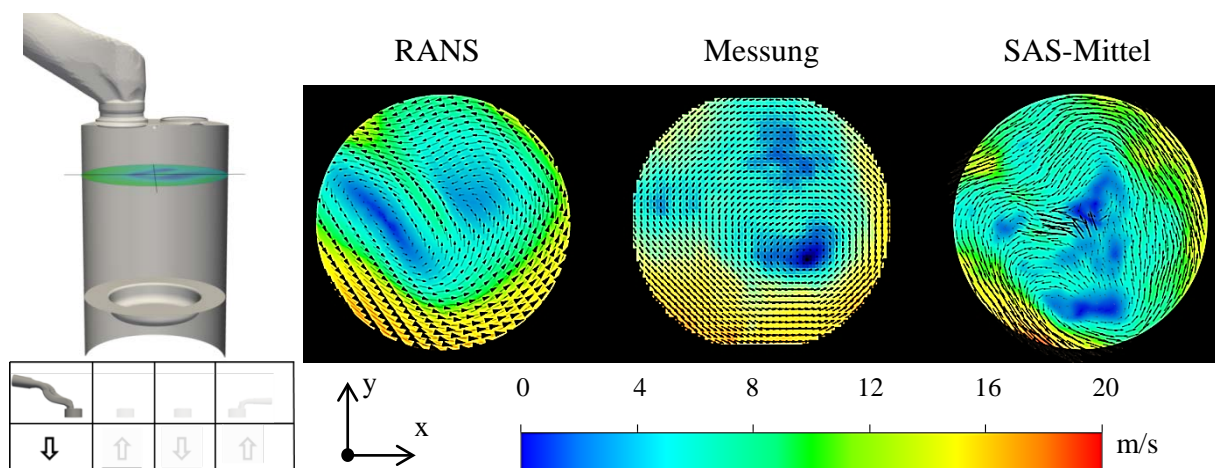


Abbildung 4.25: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT

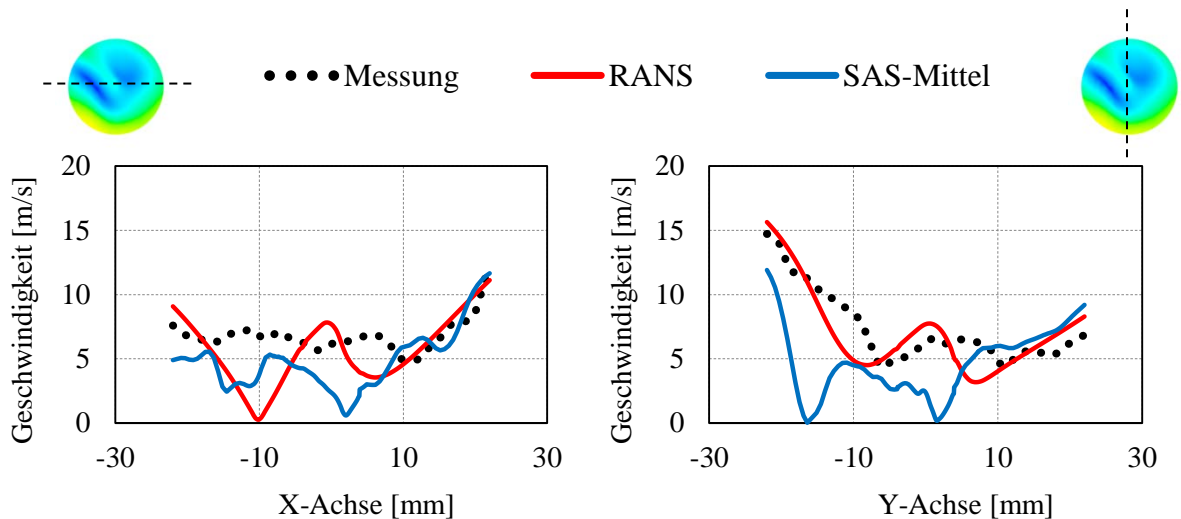


Abbildung 4.26: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT

Am Ende der Ansaugphase sinken im Vergleich zu dem ersten vorgestellten Zeitpunkt bei 110°KW die Strömungsgeschwindigkeiten unter 20 m/s . Beide Simulationsergebnisse zeigen zu diesem Zeitpunkt leichte Abweichungen, wobei die RANS-Ergebnisse eine etwas bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen liefern. Die weiteren Untersuchungen und Validierungen der Ansaugströmung erfolgten auf der vertikalen Schnittebene wieder bei 110°KW und 180°KW nach Ladungswechsel-OT. Dabei bietet die vertikale Ebene die Möglichkeit die Strömung in der Nähe des Zylinderkopfes sowie der Einlassventile darzustellen. Als erstes werden die Ergebnisse bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT vorgestellt. In der linken oberen Ecke der Abbildung 4.27 ist die Validierungsebene und in der rechten oberen Ecke der aktuelle Arbeitsprozess des Motors abgebildet. Die Ergebnisse aus den Simulationen und der Messung sind in der unteren Abbildungshälfte zu sehen.

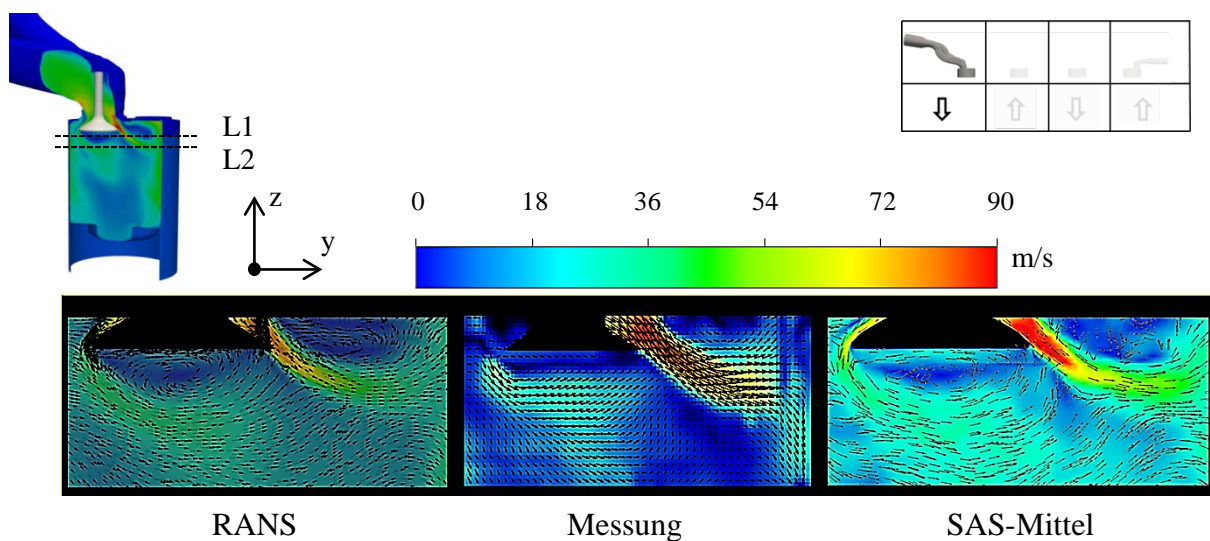


Abbildung 4.27: Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT

Zu dem untersuchten Zeitpunkt sind die Einlassventile vollständig offen und weisen einen Ventilhub von 7,7 mm auf. Der Ventilsplatt stellt während der Ansaugphase die kleinste Strömungsquerschnittsfläche dar, somit entstehen an dieser Stelle die höchsten Brennraumgeschwindigkeiten. Bei dieser Kurbelwinkelposition können die Luftstrahlen eine Geschwindigkeit von bis zu 90 m/s erreichen. Wie der Abbildung 4.27 zu entnehmen ist, erzeugt die angesaugte Luft die Rezirkulationsgebiete im Brennraum. Die Position von den Rezirkulationsgebieten stimmt zwischen Simulation und Messung gut überein.

Die Ansaugströmung wurde ähnlich wie bei der Validierung auf den horizontalen Schnittebenen in der Nähe des Einlassventils mit Liniendiagrammen ausgewertet. Dazu wurden auf der Schnittebene zwei Linien in 5 mm Abstand unter dem Einlassventil gelegt. Die Position der Linien ist in der Abbildung 4.27 schematisch mit L1 und L2 dargestellt. Die Ergebnisse der Liniendiagramme sind in der Abbildung 4.28 zu sehen.

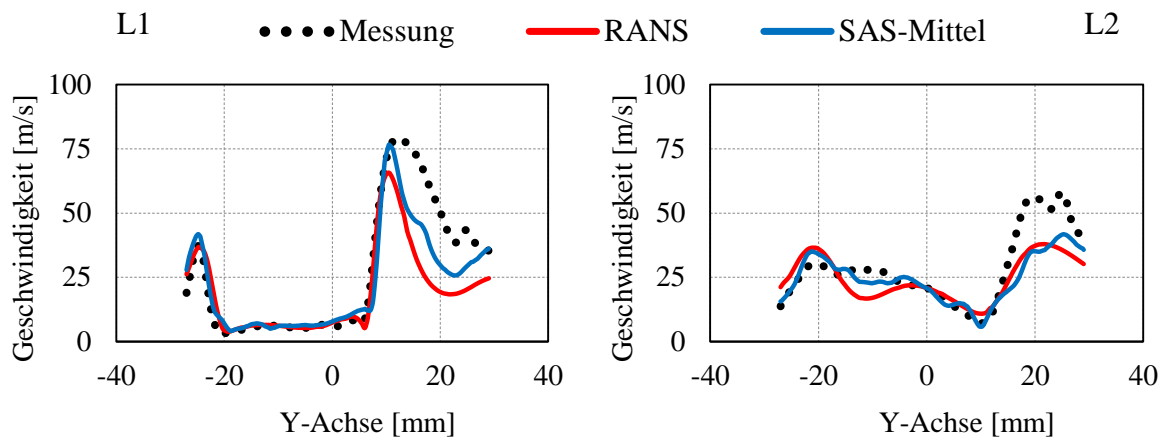


Abbildung 4.28: Liniendiagramme der vertikalen Schnittebene bei 110°KW nach Ladungswechsel-OT

Die Simulationsergebnisse der RANS und SAS können die Strömungstendenzen der Messung gut wiedergeben. So zeigen die Geschwindigkeiten auf der L1-Linie entlang der Y-Achse im Bereich von -27 mm bis 7 mm eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Ab einem Bereich von 7 mm bis 29 mm entstehen jedoch geringere Abweichungen zwischen Simulation und Messung. Die gleichen Tendenzen konnten auf der L2-Linie entlang der Y-Achse beobachtet werden.

Die letzte Validierung der Ansaugphase findet auf der vertikalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT statt. Die Lage der vertikalen Ebene ist zur vorherigen Untersuchung gleichgeblieben. Die berechneten und gemessenen Strömungsfelder in der Nähe des Einlassventils sind in der Abbildung 4.29 dargestellt.

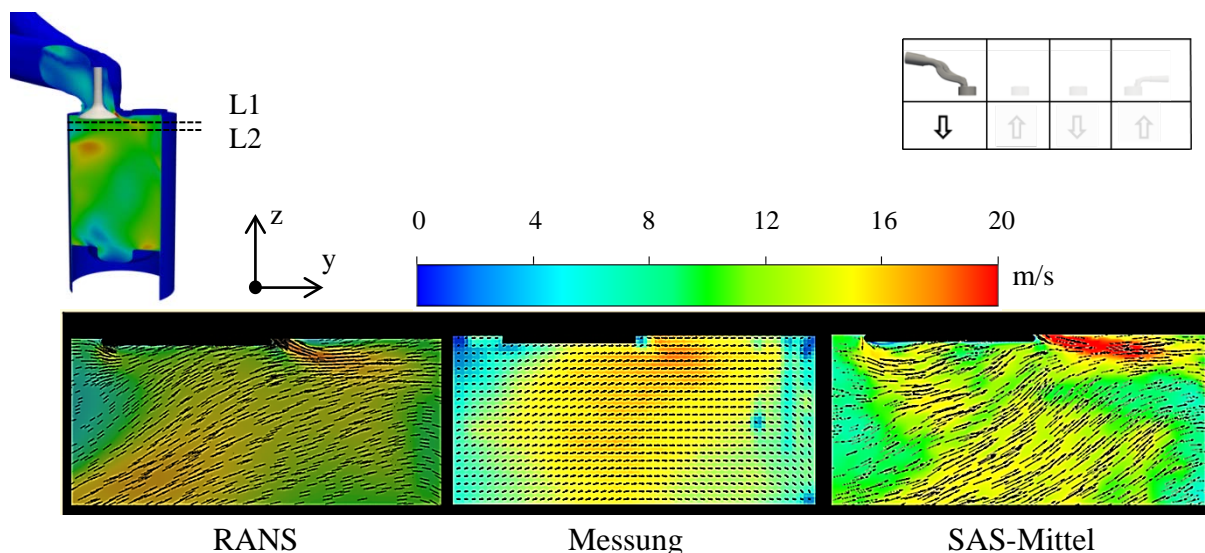


Abbildung 4.29: Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT

In der Abbildung 4.29 können am Ende der Ansaugphase die Luftstrahlen aus dem Einlassventilbereich deutlich beobachtet werden. Zu diesem Zeitpunkt sind die Einlassventile immer noch offen und der Ventilhub beträgt ca. 3 mm. Da die Kolbengeschwindigkeit im unteren Totpunkt null ist, sinkt auch die Ansaugeschwindigkeit und liegt bei den gezeigten Ergebnissen unter 20 m/s.

Auf der vertikalen Schnittebene wurden ebenfalls die Messlinien in 5 mm Abstand verlegt und ausgewertet. Die Ergebnisse der Linienplots sind in Abbildung 4.30 abgebildet.

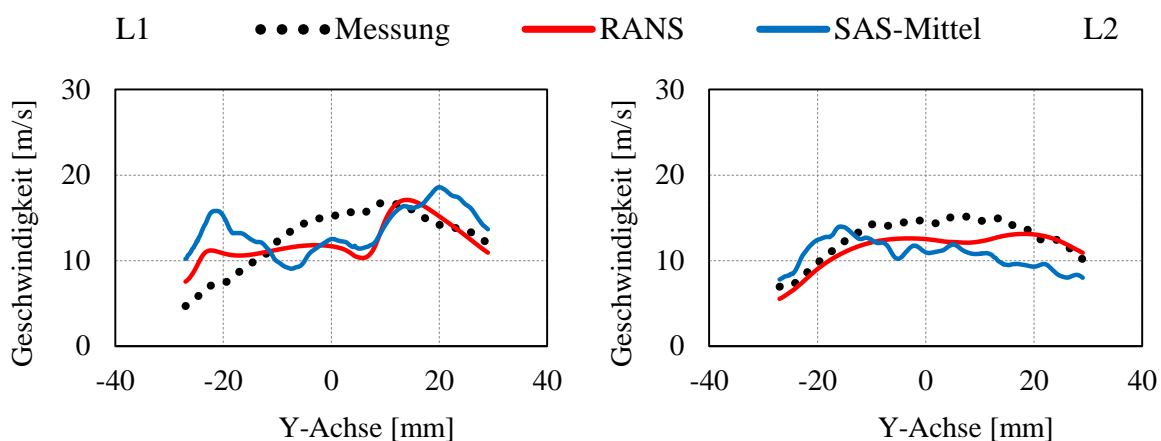


Abbildung 4.30: Linienplots der vertikalen Schnittebene bei 180°KW nach Ladungswechsel-OT

Die in den PIV-Messungen beobachteten Tendenzen konnten auch bei dieser Kurbelwinkelposition von beiden Simulationsmodellen wiedergegeben werden, wobei die RANS-Ergebnisse eine etwas bessere Übereinstimmung zeigen.

Validierung der Kompressionsphase

Die Kompressionsphase ist durch eine drallbehaftete Strömung gekennzeichnet. Die Geschwindigkeiten der Zylinderströmung sind in dieser Phase viel geringer als in der Ansaugphase und ändern sich im Laufe der Kompression nur minimal. Mit der Geschwindigkeit sinken auch die Strömungsfluktuationen im Brennraum. Zu Beginn der Kompressionsphase sind die Einlassventile noch offen und gehen mit der vorschreitenden Kompression bei 120°KW vor ZOT zu. In diesem Zeitfenster wird ein Teil der Luftmenge aus dem Brennraum in Richtung der Ansaugkanäle befördert. In den kleinen Ventilspaltquerschnitten entstehen dabei Luftstrahlen, welche mit relativ großer Geschwindigkeit in die Ansaugkanäle einströmen.

Die Auswertung und Validierung der Kompressionsphase erfolgen auch auf einer vertikalen und horizontalen Schnittebene. Der erste Validierungszeitpunkt auf der horizontalen Ebene entspricht einer Kolbenlage von 120°KW vor ZOT. In der Abbildung 4.31 sind die Strömungsfelder der untersuchten Kurbelwinkelposition dargestellt.

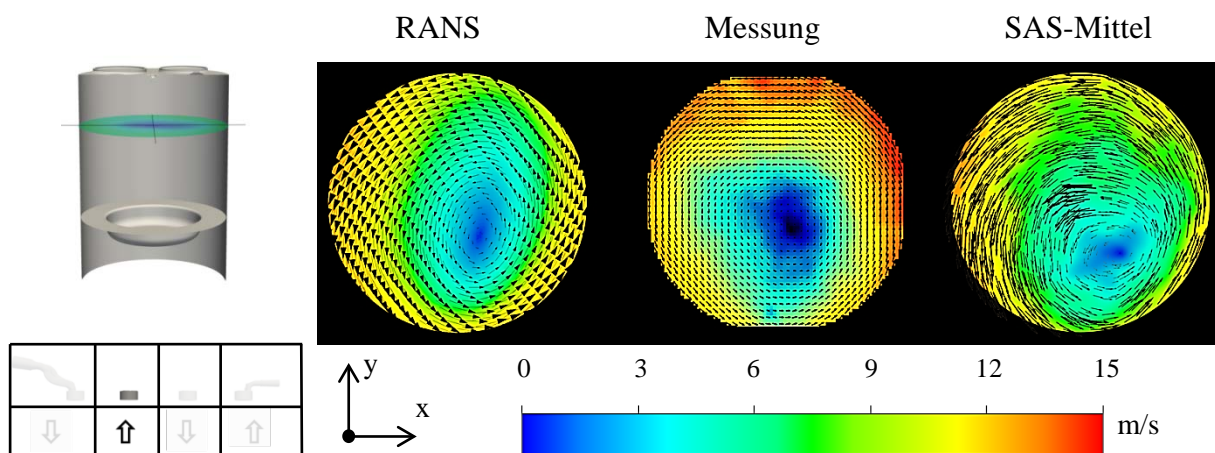


Abbildung 4.31: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT

Bei den dargestellten Strömungsfeldern kann eine vollausgebildete Drallströmung mit nur einem Rotationszentrum beobachtet werden. Wie aus der Abbildung 4.31 zu entnehmen ist, liegt das Drallzentrum bei den Messergebnissen nicht in der Zylindermitte. Die Drallzentren der RANS und SAS sind ebenfalls verschoben, wobei die RANS-Ergebnisse eine etwas bessere Positionsübereinstimmung zu den Messergebnissen aufweisen.

Die Strömungsgeschwindigkeiten auf der horizontalen Schnittebene liegen zu diesem Zeitpunkt unter 15 m/s . Sowohl bei den RANS- als auch bei SAS-Ergebnissen können am oberen und rechten Rand der Ebene etwas geringere Geschwindigkeiten als in der Messung beobachtet werden. Zur weiteren Geschwindigkeitsanalyse wurde erneut auf Linienplots zurückgegriffen. In der Abbildung 4.32 sind die Ergebnisse der Linienauswertung dargestellt.

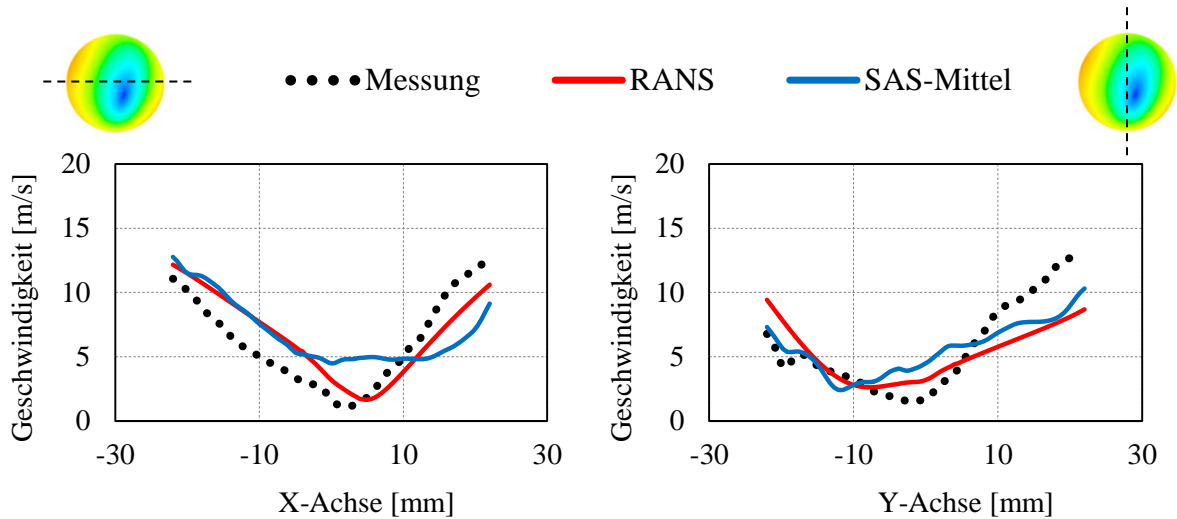


Abbildung 4.32: Linienplots auf der horizontalen Schnitt Ebene bei 120°KW vor ZOT

Bei den Linienplots auf der X-Achse sind ähnliche Tendenzen im Geschwindigkeitsverlauf zwischen RANS- und den PIV-Untersuchungen zu beobachten. Aufgrund dessen, dass das Drallzentrum der gemittelten SAS eine größere Verschiebungstendenz von der Zylindermitte vorweist, entstehen zwischen SAS und den Messungen auch größere Unterschiede im Geschwindigkeitsverlauf. Auf der Y-Achse stellen die Simulationsergebnisse der RANS und der gemittelten SAS ähnliche Geschwindigkeitsverläufe dar und unterscheiden sich nur gering von den Messergebnissen.

Weitere Validierung während der Kompressionsphase erfolgt auf der horizontalen Schnitt Ebene bei 60° KW vor ZOT. Die Strömungsfelder der Simulationen und der PIV-Untersuchungen sind in der Abbildung 4.33 dargestellt.

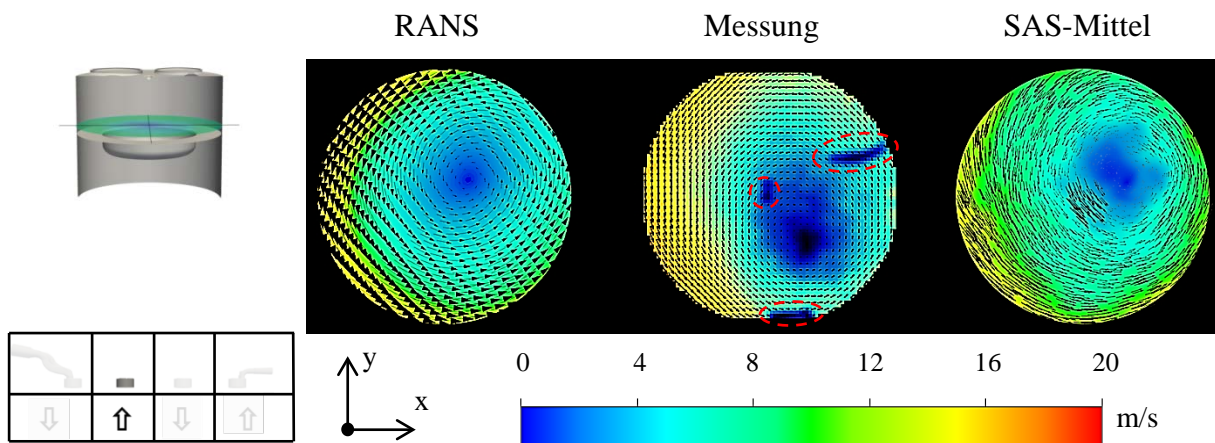


Abbildung 4.33: Strömungsfelder auf der horizontalen Schnitt Ebene bei 60°KW vor ZOT

Bei dem experimentell aufgenommenen Strömungsfeld können in der Brennraummitte sowie am Außenrand des Validierungsbereichs Orte mit Geschwindigkeit „0“ (rot markiert) beobachtet werden. Diese stammen entsprechend von der optischen Reflexion der Injektorspitze und der beiden Einlassventile. Bei den aufgenommenen Messergebnissen

weisen diese Reflektionserscheinungen jedoch keinen Einfluss auf das restliche Strömungsfeld auf. Die Geschwindigkeiten entlang der Linien sind in Abbildung 4.34 dargestellt.

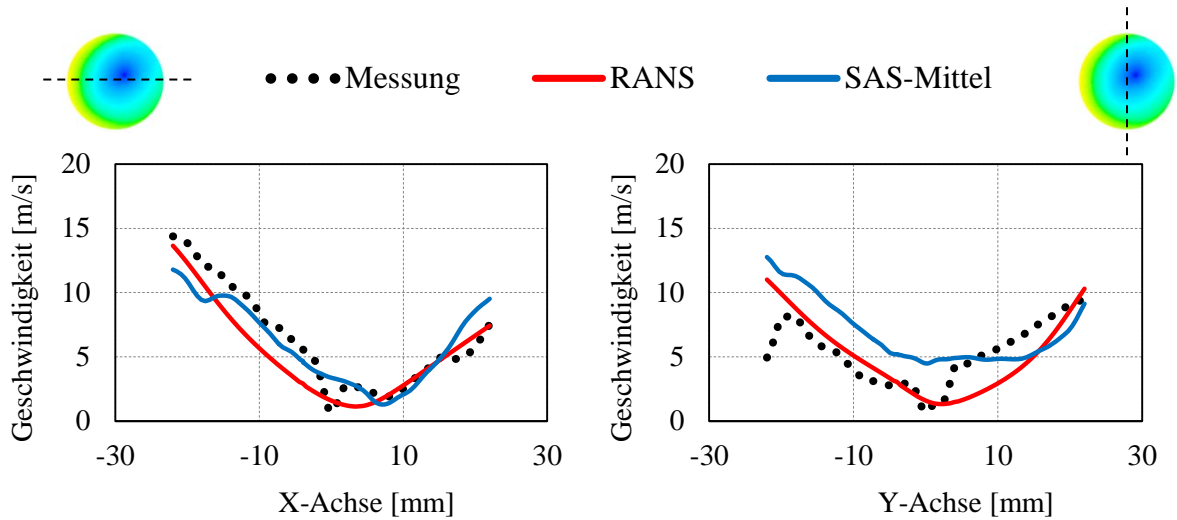


Abbildung 4.34: Linienplots auf der horizontalen Schnittebene bei 60°KW vor ZOT

Die Geschwindigkeitssprünge der PIV-Messung in den abgebildeten Diagrammen resultieren aus den oben beschriebenen Reflektionen. Auch bei der letzten horizontalen Schnittebene konnten die im Experiment beobachteten Tendenzen von beiden Simulationsmodellen gut wiedergegeben werden, wobei die gemittelte SAS auf der Y-Achse etwas größere Abweichungen zu der Messung zeigt.

Während der Kompressionsphase wurde die Strömung auch auf der vertikalen Messebene in der Mitte des Brennraumzylinders analysiert. Die Validierung der Simulation mit Messung erfolgte bei geschlossenen Einlassventilen bei 120°KW vor ZOT. Die Position der Messebene sowie die Simulations- und Messergebnisse sind in der Abbildung 4.35 abgebildet.

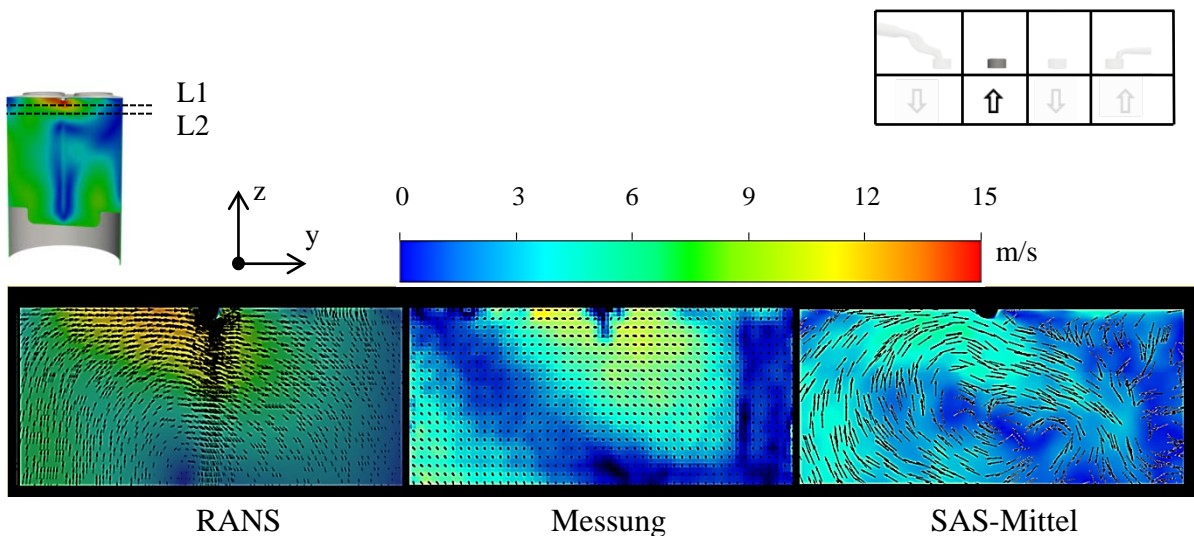


Abbildung 4.35 Strömungsfelder auf der vertikalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT

In der Abbildung 4.35 kann bei den Messergebnissen eine im Uhrzeigersinn drehende Strömungsstruktur unter dem Injektor beobachtet werden. Diese Tendenz kann sowohl von der RANS als auch von der SAS wiedergegeben werden, wobei die schwarzen Streifen bei RANS-Ergebnissen das dichte Vektorfeld darstellen.

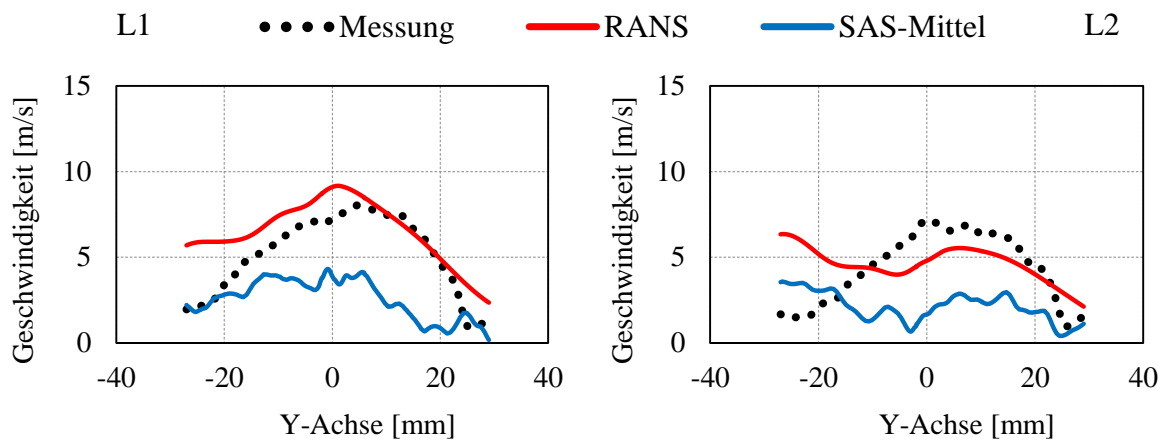


Abbildung 4.36: Linienplots der vertikalen Schnittebene bei 120°KW vor ZOT

Aus den Ergebnissen der Linienplots in Abbildung 4.36 wird ersichtlich, dass bei den gemittelten SAS-Ergebnissen die Geschwindigkeiten entlang der beiden Linien deutlich geringer im Vergleich zu den Messergebnissen ausfallen. Die RANS-Ergebnisse weisen dagegen bei beiden Linienplots eine bessere Übereinstimmung mit den PIV-Ergebnissen.

In diesem Kapitel wurde die Auswertung und Validierung der Ansaug- und Kompressionsphase mit Hilfe von Strömungsfeldern, sowie mit der Auswertung der Geschwindigkeiten auf Messlinien durchgeführt. Dabei wurden die Simulations- und Messergebnisse auf der horizontalen und vertikalen Schnittebene zu verschiedenen Kurbelwinkelpositionen miteinander verglichen. Mit dieser Untersuchung konnte gezeigt werden, dass die beiden Simulationsmodelle zufriedenstellende Ergebnisse liefern, wobei eine etwas bessere Übereinstimmung zwischen RANS- und Messergebnissen beobachtet wurde. Eine mögliche Ursache für die Abweichungen der SAS-Ergebnisse kann in einer unzureichenden Anzahl an gemittelten Einzelzyklen liegen. Die weitere Strömungsuntersuchung in der Kompressionsphase erfolgt anhand der Drallzahl.

Drallzahl

Die Drallzahl ist eine charakteristische Größe eines Dieselmotors und spielt daher eine maßgebliche Rolle für die Gemischbildung, dralldominierte Verbrennung und Schadstoffentstehung. Zur Drallerzeugung wurde einer der beiden Ansaugkanäle des optischen Motors in Spiralform gebaut, siehe Abbildung 4.2. Beim Durchströmen des Drallkanals während der Ansaugphase wird die Luft in eine Drehbewegung versetzt und somit die Bildung eines Dralls im Brennraum des Dieselmotors hervorgerufen. Die Drallströmung ist geometrisch gesehen besser an die Brennraumgeometrie angepasst, wodurch diese gegen Ende der Kompressionsphase wesentlich stabiler ist als die Tumble-

Strömung. Die Drallzahl D_V setzt sich aus einem Verhältnis des Drehimpulses L_D und des Trägheitsmoments θ_T bezogen auf die Motordrehzahl N_M zusammen und wird mit der Gleichung (4.8) berechnet [3].

$$D_V = \frac{L_D}{2\pi N_M \theta_T}; \quad L_D = \int_V r u_{tan} dV; \quad \theta_T = \int_V r^2 dV; \quad (4.8)$$

Die volumengemittelte Drallzahl wird mit einem konstanten Drallzentrum, dessen Mittelpunkt in der Zylinderachse ($x=0$; $y=0$) liegt, berechnet. Dabei stellt r den Abstand von der Drehachse und u_{tan} die Tangentialgeschwindigkeit im Brennraum dar. Zur Validierung auf der horizontalen Messebene wurde die flächengemittelte Drallzahl mit der Gleichung (4.9) berechnet, wobei die Zylinderachse ebenfalls als Drehachse angenommen wurde [108].

$$D_F = \frac{L_D}{2\pi N_M \theta_T}; \quad L_D = \int_x \int_y (xv - yu) dx dy; \quad \theta_T = \int_x \int_y (x^2 - y^2) dx dy; \quad (4.9)$$

Die Auswertung und Validierung der flächengemittelten Drallzahl erfolgte während der Kompressionsphase in einem Kurbelwinkelbereich von 180°KW bis 60°KW vor ZOT. Ab 60°KW vor ZOT sind keine PIV-Messungen bei der ausgewählten Messposition des Laserlichtschnittes mehr möglich, da der Pancake-Kolben den Laserstrahl vollständig verdeckt. Die Verläufe der berechneten Drallzahlen aus den Mess- sowie den beiden Simulationsergebnissen sind in Abbildung 4.37(a) zu sehen.

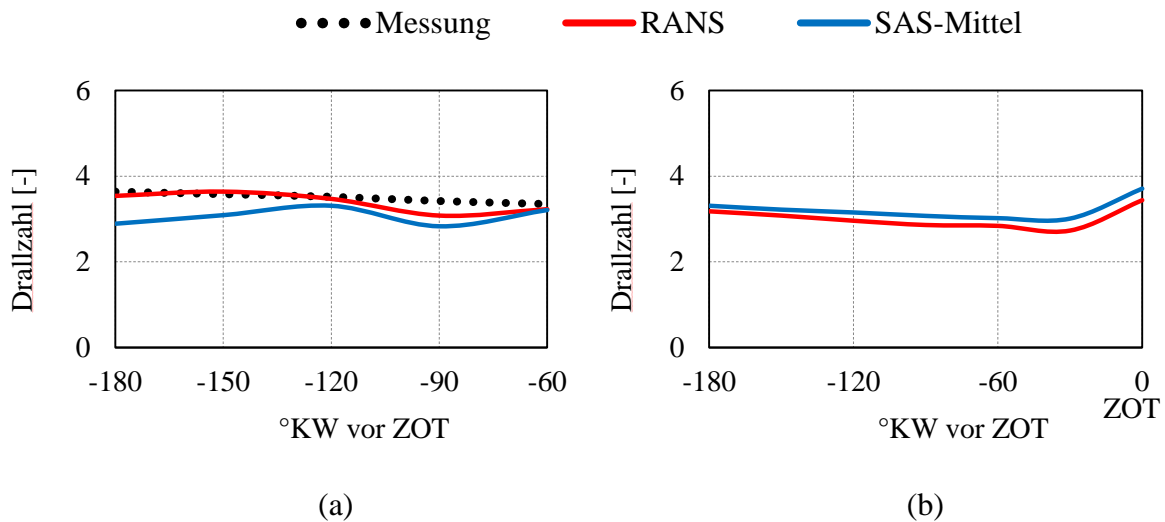


Abbildung 4.37: Drallzahlverlauf während der Kompressionsphase

(a) flächengemittelte Drallzahl;

(b) volumengemittelte Drallzahl

Wie aus der Abbildung 4.37(a) zu erkennen ist, zeigt die Zylinderströmung der RANS ähnliche Drallwerte wie die Messergebnisse. Die gemittelte Zylinderströmung der SAS zeigt dagegen zu Beginn der Kompressionsphase etwas geringere Drallwerte auf, welche aber im Laufe der Komprimierung den RANS- und Messergebnissen annähern. Desweiteren wurde anhand der Simulationsergebnissen die volumengemittelte Drallzahl der Zylinderströmung berechnet und in der Abbildung 4.37(b) dargestellt.

Wie der Abbildung 4.37(b) zu entnehmen ist, zeigen die beiden Simulationsergebnisse über die gesamte Kompressionsphase einen ähnlichen Drallzahlverlauf, wobei die RANS-Ergebnisse etwas kleinere Drallzahlwerte als die gemittelten SAS-Ergebnisse vorzeigen. Mit voranschreitender Kompression kommt es bei den beiden Simulationsergebnissen bis ca. 30°KW vor ZOT zu einer leichten Reduzierung der Drallzahl. Bei Dieselmotoren wird gegen Ende der Kompressionsphase die Strömung aus dem Quetschspalt in der Kolbenmulde komprimiert. Aufgrund der Drehimpulserhaltung kommt es daher ab ca. 30°KW vor ZOT zu einem leichten Anstieg der Drallzahl. Die größten Drallwerte entstehen am Ende der Kompressionsphase im ZOT und liegen im Fall von RANS und der gemittelten SAS bei $D_V \approx 3,4$, bzw. $D_V \approx 3,7$.

Verlauf des Drallzentrums

Während der Auswertung der Strömungsfelder auf der horizontalen Ebene wurden leichte Abweichungen in der Position des Drallzentrums zwischen Simulations- und Messergebnissen festgestellt. Aus folgendem Grund wird in diesem Abschnitt die Visualisierung und Validierung von Drallzentren auf der horizontalen Messebene bei 55°KW nach Ladungswechsel-OT durchgeführt.

Eine Möglichkeit das Drallzentrum zu bestimmen, besteht über die Berechnung der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes $J(v, u)$ [29, 109]. In einer drallbehafteten Strömung sind die Geschwindigkeiten in der Drallmitte sehr klein, so dass der maximale Wert von $J(v, u)$ in der Drallmitte liegt. Die Berechnung der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes $J(v, u)$ erfolgte mit Hilfe der Gleichung (4.10).

$$J(v, u) = \left| \partial x \left(\frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right) - \partial y \left(\frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right) \right|; \quad \max J(u(x, y), v(x, y)) \quad (4.10)$$

Bei der Berechnung des Drallzentrums mit $J(v, u)$ sollte beachtet werden, dass in der Wandnähe höhere Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der Wandhaftbedingungen entstehen. Diese Gradienten führen zu hohen Wirbelstärken und somit zu falscher Vorhersage des Drallzentrums. Diesbezüglich wurde die Berechnung des Drallzentrums nur im Sicht- bzw. Validierungsbereich durchgeführt. Die weitere Möglichkeit, das Drallzentrum zu bestimmen, besteht über die Berechnung von Stromlinien auf der horizontalen Schnittebene. Mit Hilfe der Stromlinien können die Drallachse, die Drehrichtung und die Drallstruktur dargestellt werden. In der Abbildung 4.38 sind während der Kompressionsphase die Stromlinien und die mit $J(v, u)$ berechneten Drallzentren, zusammen mit der resultierenden Strömungsgeschwindigkeit, aus zwei Komponenten dargestellt.

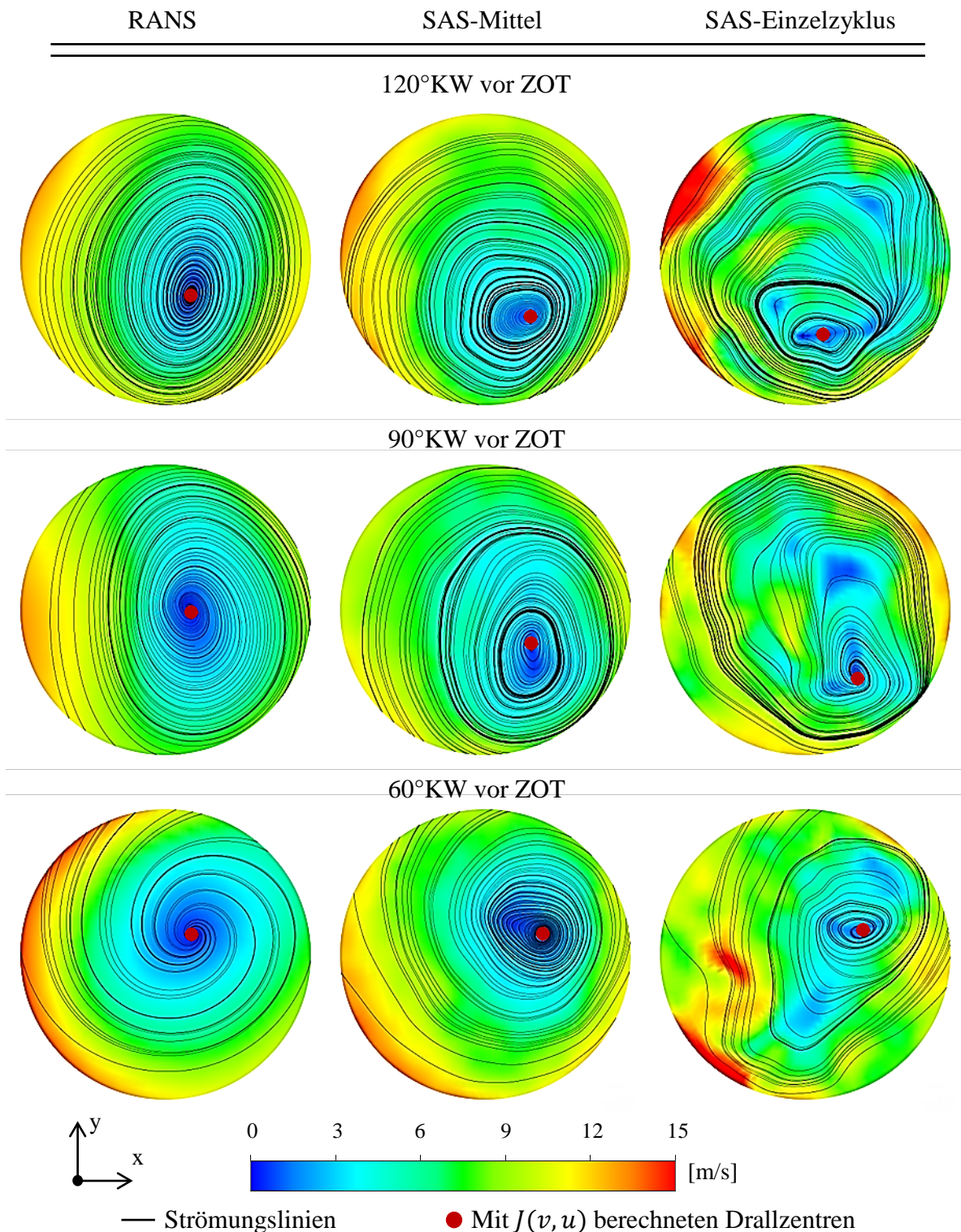


Abbildung 4.38: Visualisierung der Drallzentren

Wie der Abbildung 4.38 zu entnehmen ist, liegen die Drallzentren bei den RANS- und gemittelten SAS-Ergebnissen an Orten mit den niedrigsten Geschwindigkeiten. Somit lassen sich die Drallzentren im Fall der Simulationsergebnisse auch ohne die vorgestellten Methoden bestimmen. Bei den SAS-Einzelzyklen kann diese einfache Drallbestimmung nicht angewandt werden, da durch Fluktuationen der Strömung mehrere Bereiche mit vergleichbar niedrigen Geschwindigkeiten entstehen können. Wie auf der Abbildung zu erkennen ist,

liegen bei den SAS-Einzelzyklen die mit $J(v, u)$ berechneten Drallzentren genau in dem Ursprung der Stromlinien. Die beiden Vorgehensweisen zeigen eine gute Übereinstimmung und können somit zur weiteren Bestimmung der Drallzentren eingesetzt werden.

Nachfolgend werden bei vier verschiedenen Kurbelwinkelpositionen von 150°KW bis 60°KW vor ZOT die Drallzentren aus den beiden Simulations- und den Messergebnissen berechnet. Die visualisierten Drallzentren mit schematisch dargestellten Kolben sind in der Abbildung 4.39 zusammengefasst.

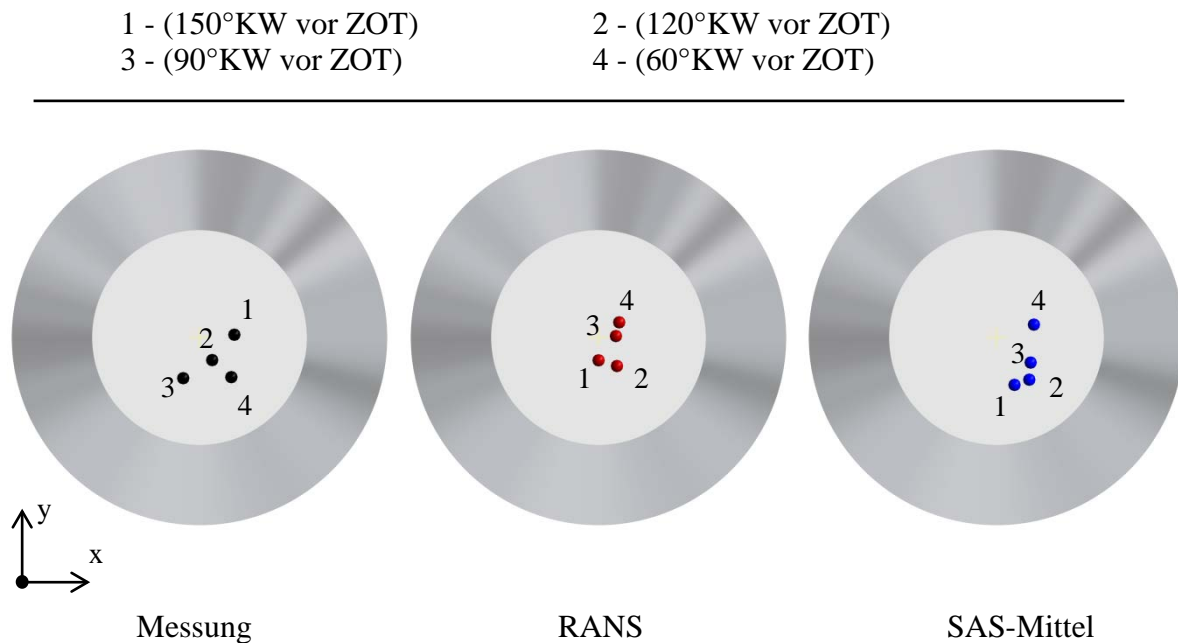


Abbildung 4.39: Verlauf der Drallzentren während der Kompressionsphase

Der innere Kreis stellt den Sichtbereich und der äußere Kreis die Aluminiumoberfläche des Pancake-Kolbens dar. Auf dem ersten Blick liegt die Streuung der Drallzentren bei der Simulations- und Messergebnissen in einem vergleichbaren Bereich. Bei einer genauen Betrachtung kann jedoch eine unterschiedliche Wanderungsrichtung der Drallzentren zwischen Simulations- und Messergebnissen beobachtet werden, wobei die Ergebnisse der beiden Simulationsmodelle ähnliche Tendenzen aufweisen. Die größten Unterschiede zwischen Simulation und Messung entstehen am Anfang und am Ende des ausgewerteten Bereichs bei 150°KW und 60°KW vor ZOT. Zum besseren Überblick über die Streuung wurden zehn Drallzentren der SAS-Einzelzyklen sowie die Drallzentren von zehn ausgewählten experimentell gewonnenen Zyklen bei 60°KW vor ZOT visualisiert und in der Abbildung 4.40 zusammen mit den Drallzentren der gemittelten Strömung dargestellt.

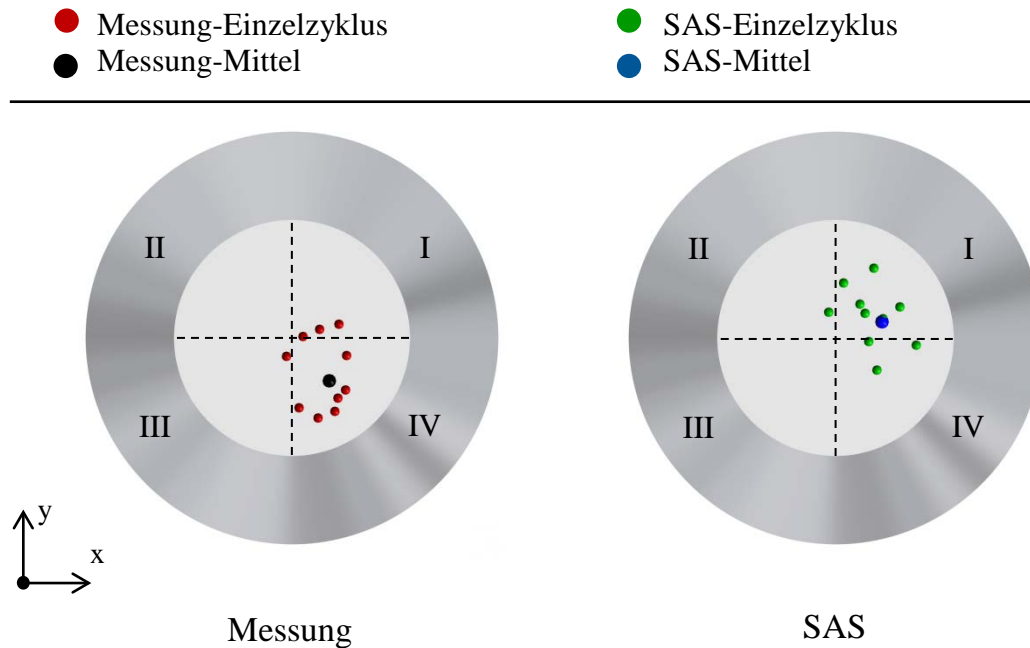


Abbildung 4.40: Drallzentren der gemittelten und einzelnen Zyklen der SAS und Messung bei 60°KW vor ZOT

Wie aus dieser Auswertung zu entnehmen ist, wird die Brennraumströmung auch in der späteren Kompressionsphase durch Zyklusschwankungen geprägt, was an der starken Streuung der einzelnen Drallzentren sowohl bei der Mess- als auch bei den Simulationsergebnissen zu erkennen ist. Bei der Auswertung wurde der Sichtbereich zusätzlich in vier Quadranten aufgeteilt. Die meisten Drallzentren der Einzelzyklen liegen bei den Messergebnissen im vierten Quadranten, nur einige Drallzentren liegen an der Grenze zwischen dem ersten und vierten Quadranten. Bei den SAS-Ergebnissen ist es umgekehrt, die meisten Drallzentren befinden sich im ersten und nur einige an der Grenze zwischen den ersten und vierten Quadranten.

Die Gemischaufbereitung eines Dieselmotors hängt maßgeblich von der dralldominierten Zylinderströmung gegen Ende der Kompressionsphase sowie von der Dieseleinspritzung ab. Im Hinblick darauf wird in diesem Kapitel eine Analyse der dralldominierten Zylinderströmung der letzten 30°KW vor ZOT in 10°KW Abständen durchgeführt.

Drallachse

Als erstes wird die Position der Drallachsen untersucht. Die Analyse erfolgte nur bei den RANS und den gemittelten SAS-Ergebnissen, da zu diesem Zeitpunkt bei der ausgewählten Position des Laserlichtschnittes und mit dem Pancake-Kolben keine Messungen möglich wären. Zur Visualisierung der Drallachse wurden im Brennraum mehrere Ebenen, welche die Größe des Sichtbereichs aufweisen, erzeugt. Die berechneten und mit einander verknüpften Drallzentren auf diesen Ebenen geben einen Überblick über die Position und Form der Drallachse im Brennraum. Die Drallzentren und somit auch die Drallachse sollten in einem Dieselmotor möglichst in der Zylindermitte liegen, damit einzelne Spraystrahlen während der Gemischbildung nicht negativ durch die Drallströmung beeinflusst werden. Die visualisierten

Drallachsen aus den RANS- und gemittelten SAS-Ergebnissen sind in der Abbildung 4.41 zu sehen.

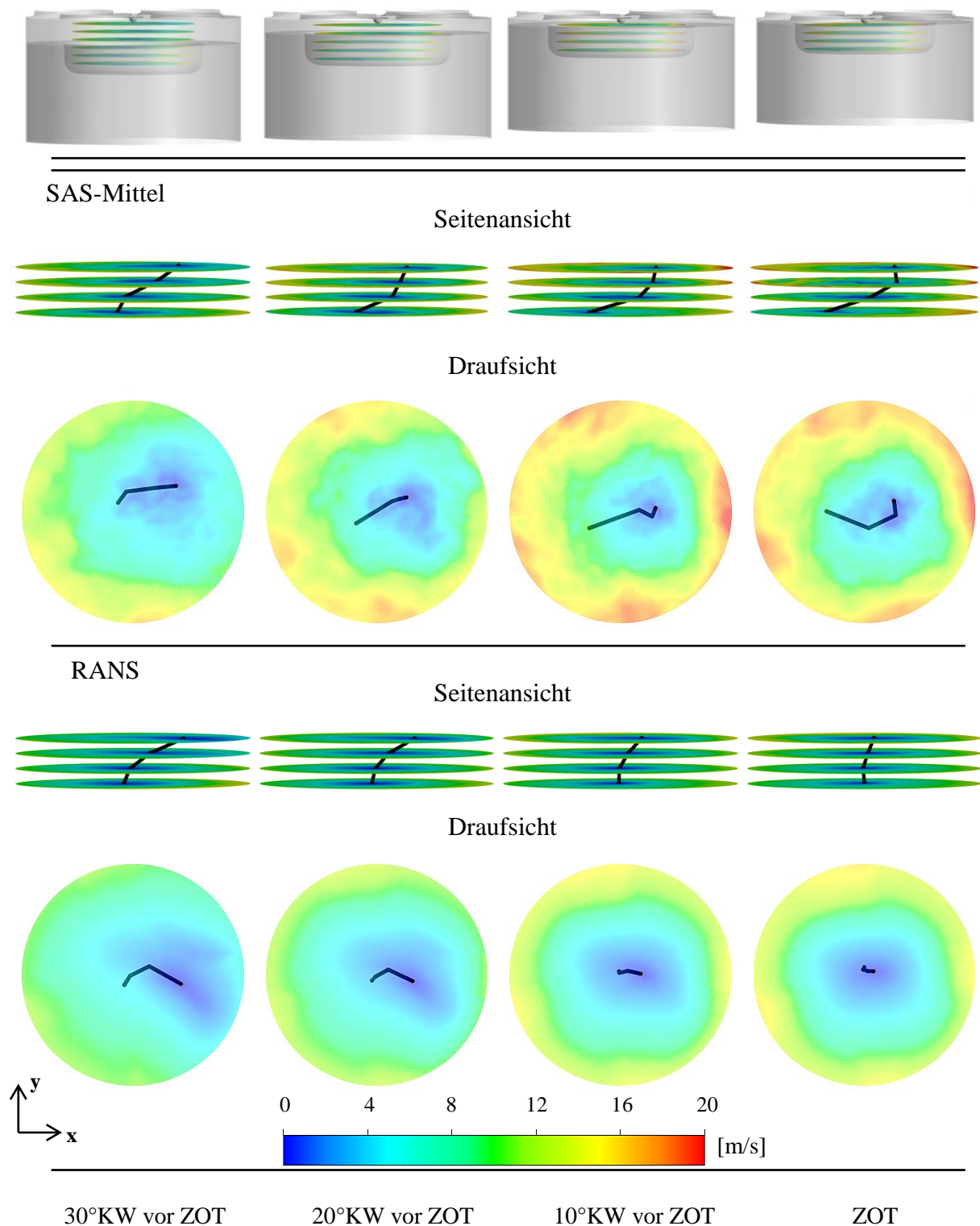


Abbildung 4.41: Position der Drallachse der RANS und gemittelten SAS

In dem oberen Bereich der Abbildung 4.41 ist der Brennraum mit den erzeugten Ebenen bei vier verschiedenen Zeitpunkten abgebildet. Zur einheitlichen Validierung wurden nur die

ersten vier Messebenen unter der Injektorspitze ausgewertet. Die Drallachsen wurden zur besseren Übersicht in zwei Ansichten, einer Draufsicht und einer Seitenansicht, zusammen mit den resultierenden Strömungsgeschwindigkeiten in der Abbildung 4.41 dargestellt.

Bei 30°KW vor ZOT kann bei den RANS-Ergebnissen eine gekippte Drallachse beobachtet werden. Im Laufe der Kompression verschiebt sich die Drallachse bei RANS immer mehr in Richtung Zylinderachse und zeigt einen fast senkrechten Verlauf. Bei den SAS-Ergebnissen weist die Drallachse bei 30°KW vor ZOT eine ähnliche Form auf. Mit voranschreitender Kompression wird die Drallachse der gemittelten SAS immer stärker verdreht und weist im Gegensatz zu RANS einen spiralförmigen Verlauf auf. Außerdem können bei den SAS-Ergebnissen im Vergleich zu den RANS-Ergebnissen etwas höhere Strömungsgeschwindigkeiten auf allen Ebenen besonders im ZOT beobachtet werden.

Im Weiteren werden auch die zyklischen Schwankungen der zehn SAS-Einzelzyklen analysiert. Die starken zyklischen Schwankungen können das Turbulenzniveau beeinflussen, was zur Flammenauslöschung oder zu großen Druckgradienten während der Verbrennung führen kann. Die Bewertung der Schwankungen erfolgt dabei mit Hilfe der Stabilitätskriterien.

Stabilitätskriterien

Im Motorbetrieb entstehen bei gleichen Betriebsbedingungen im Brennraum bei jedem neuen Zyklus andere Strömungszustände, die sich von dem Vorgängerzyklus wesentlich unterscheiden können. Zur Beurteilung von zyklischen Schwankungen einer Strömung können die Stabilitätskriterien herangezogen werden. Bei der vorherigen Untersuchung wurden in der Abbildung 4.40 die Drallzentren der gemittelten Zyklen sowie der zehn Einzelzyklen der SAS und der Messungen bei 60°KW vor ZOT gezeigt. Dabei wurde festgestellt, dass die Drallzentren der Einzelzyklen aufgrund von großen zyklischen Schwankungen in einem relativ weiten Bereich um das Drallzentrum des gemittelten Zyklus gestreut sind. Dementsprechend entstehen weitere Fragen:

- Nehmen die zyklischen Schwankungen und somit die Streuung der Drallzentren gegen Ende der Kompressionsphase ab?
- Verschieben sich die Drallzentren gegen Ende der Kompressionsphase in Richtung Zylinderachse?

Zur Beantwortung dieser Fragen wurden die letzten 30°KW vor ZOT in 10°KW Abständen mit Hilfe der Stabilitätskriterien ausgewertet. Eine Möglichkeit, die Streuung der einzelnen Drallzentren um die Zylinderachse zu analysieren, stellt das Drall-Zylinderachse-Stabilitätskriterium S_{DZ} dar.

$$S_{DZ} = \frac{1}{m} \sum_{t=1}^m r_{DZ}(t)^2 \quad (4.11)$$

Die S_{DZ} wurde in der Arbeit [110] vorgestellt und ergibt sich aus der Varianz der Differenz der einzelnen Drallzentren zu der Zylinderachse. Dabei entspricht m der Anzahl der

untersuchten Zyklen und r_{DZ} dem Abstand von der Zylinderachse mit den Koordinaten x_{ZA} und y_{ZA} zu den einzelnen Drallzentren mit $x(t)$ und $y(t)$.

$$r_{DZ} = \sqrt{(x(t) - x_{ZA})^2 + (y(t) - y_{ZA})^2} \quad (4.12)$$

Eine weitere Möglichkeit, die Streuung der einzelnen Drallzentren um die Zylinderachse zu beurteilen, erfolgt über die Erstellung eines Streubereichs D_{DZ} . Zur statistischen Sicherheit sollte der Streubereich eine große Anzahl an Drallzentren umfassen. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes liegen nur zehn berechnete Zyklen vor. Bei der Auswertung mit Streubereich D_{DZ} wurde somit eine Annahme getroffen, bei der dieser mindestens 8/10 der Drallzentren umfassen soll.

Zur Beurteilung der Streuung von Drallzentren der einzelnen Zyklen zum Drallzentrum des gemittelten Zyklus wurde ein Drall-Drall-Stabilitätskriterium S_{DD} eingeführt. Die Berechnung des S_{DD} erfolgt ähnlich zum S_{DZ} , wobei anstatt der Abstände von den einzelnen Drallzentren zu der Zylinderachse r_{DZ} , die Abstände von den einzelnen Drallzentren zum Drallzentrum der gemittelten Strömung r_{DD} berechnet werden. Zusätzlich wurde ein Streubereich D_{DD} um das Drallzentrum der gemittelten Strömung gebildet, der ebenfalls mindestens 8/10 der Einzelzyklen umfassen soll. Am Beispiel der ersten unter dem Injektor erstellten Ebene werden die beiden Streubereiche D_{DZ} und D_{DD} schematisch in der Abbildung 4.42 dargestellt. Die Auswertung aller Stabilitätskriterien erfolgte nur im Sichtbereich des Pancake-Kolbens.

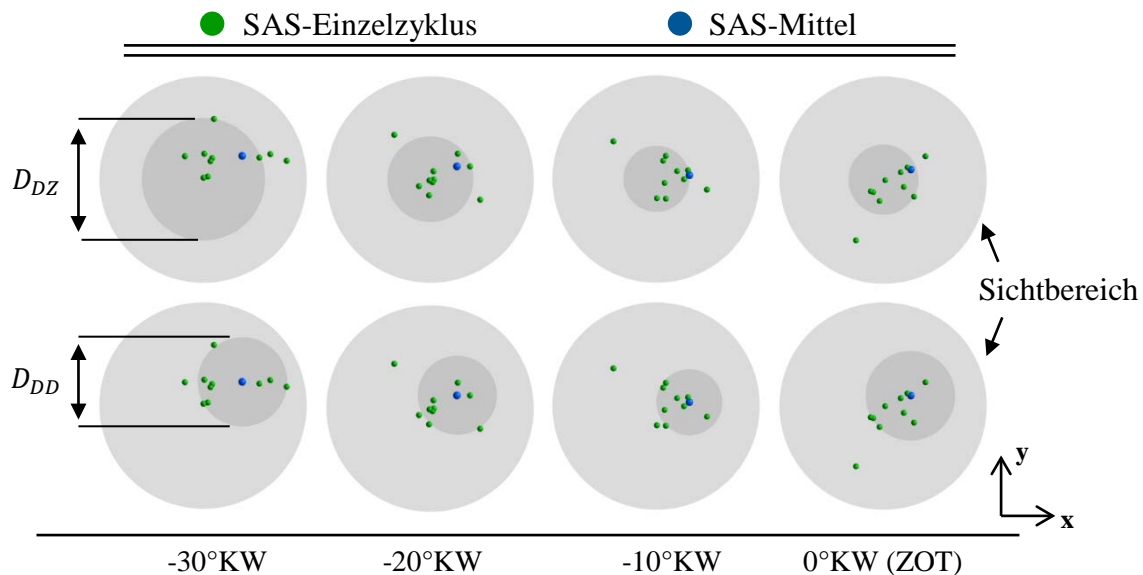


Abbildung 4.42: Darstellung der Streubereiche D_{DZ} und D_{DD}

Die Streubereiche D_{DZ} und D_{DD} der ersten Ebene unter dem Injektor wurden mit der Zylinderbohrung normiert und sind prozentual in der Abbildung 4.43(a) dargestellt. In der Abbildung 4.43(b) sind die Ergebnisse der weiteren Stabilitätskriterien S_{DZ} und S_{DD} für die gleiche Ebene zu sehen.

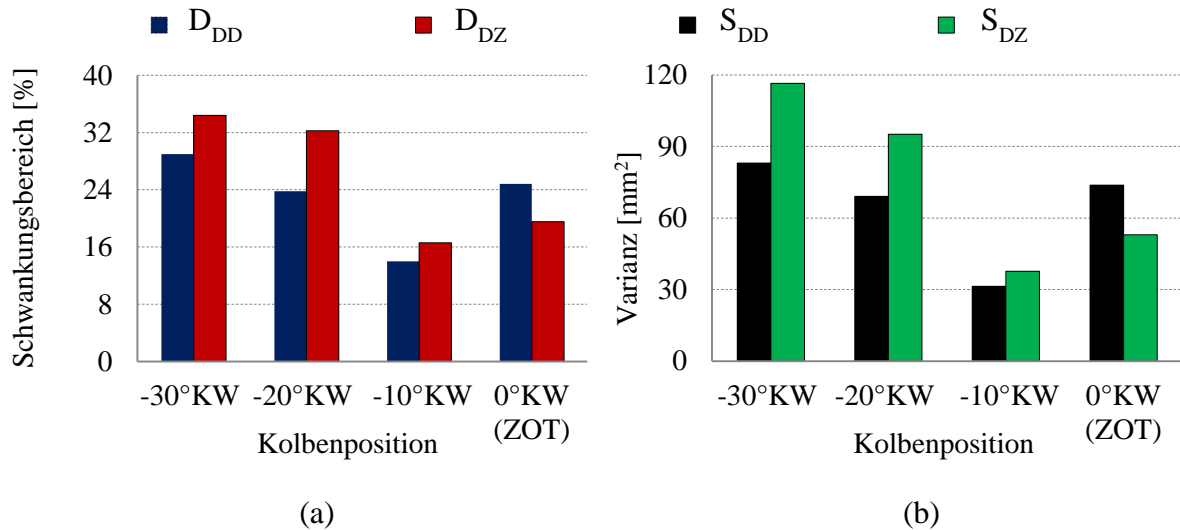


Abbildung 4.43: Auswertung der Stabilitätskriterien mit:
 (a) Streuungsbereichen; (b) Varianz;

Wie in Abbildung 4.43(a) zu erkennen ist, entsteht bis 10°KW vor ZOT eine abnehmende Tendenz des Stabilitätskriteriums D_{DD} , was auf eine Verringerung der zyklischen Schwankungen hindeutet. Außerdem kann eine Verschiebung der Drallzentren in Richtung Zylindermitte mit Hilfe D_{DZ} festgestellt werden. Bei weiterer Luftkomprimierung ab 10°KW vor ZOT ändert sich dieses Verhalten und es kommt bei der ersten Ebene unter dem Injektor zum Anstieg der beiden Stabilitätskriterien D_{DZ} und D_{DD} . Ein ähnliches Verhalten konnte auch bei den ausgewerteten Stabilitätskriterien S_{DZ} und S_{DD} beobachtet werden.

Weitere Auswertungen erfolgten mit Hilfe der Stabilitätskriterien auf den drei weiteren Schnittebenen unter dem Injektor. Da sowohl die Auswertung mit der Varianz als auch mit den Streuungsbereichen ähnliche Tendenzen liefern, wurden die Ebenen unter dem Injektor nur mit den Streuungsbereichen D_{DZ} und D_{DD} ausgewertet. Die Ergebnisse mit dem Stabilitätskriterium D_{DZ} in den ausgewerteten Ebenen sind in der Abbildung 4.44 zu sehen.

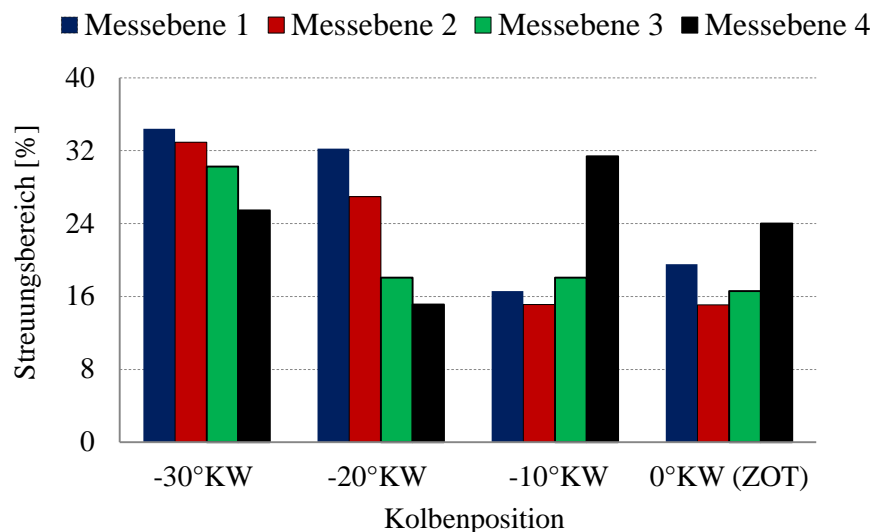


Abbildung 4.44: Auswertung mit dem Stabilitätskriterium D_{DZ}

Bei 30°KW vor ZOT entstehen auf der ersten Ebene unter dem Injektor (M1) die höchsten Streuungen der Drallzentren um die Zylinderachse und werden bei den weiteren ausgewerteten Ebenen in Richtung Kolbenmulde immer geringer. Mit weiterer Komprimierung bei 20°KW vor ZOT kommt es zur Reduzierung der Streuungen auf allen Ebenen, wobei die festgestellte Streuungstendenz von M1 bis M4 erhalten bleibt. Bei 10°KW vor ZOT erfolgt auf den ersten beiden Ebenen (M1 und M2) eine weitere Abnahme der Streuung. Auf der letzten Ebene (M4) nimmt dagegen die Streuung um mehr als das Doppelte im Vergleich zu 20°KW vor ZOT zu. Der Anstieg des Stabilitätskriteriums D_{DZ} ist auf die abnehmende Entfernung der Ebene zum Kolbenboden zurückzuführen. Bei einer Annäherung des Kolbens zur Ebene M4 wird die Drallströmung immer diffuser, was zur erhöhten Streuung führt. Wird der Abstand zwischen der Ebene und Kolbenoberfläche sehr gering, kann das Drallzentrum nicht mehr eindeutig bestimmt werden, da der Drall in Wandnähe in die Wirbelstrukturen zerfällt. Im ZOT nehmen die Streuungen auf der letzten Messebene leicht ab, steigen dafür auf der ersten Messebene (M1) geringfügig an. Bei den beiden anderen Ebenen M2 und M3 findet im Vergleich zu 10°KW vor ZOT nur eine geringfügige Änderung der Streuung statt.

Zur Beurteilung der Streuung der einzelnen Drallzentren um das Drallzentrum der gemittelten Strömung wurde das Stabilitätskriterium D_{DD} auf den vier Ebenen ausgewertet. In der Abbildung 4.45 sind normierte Streuungsanteile der vier Ebenen abgebildet.

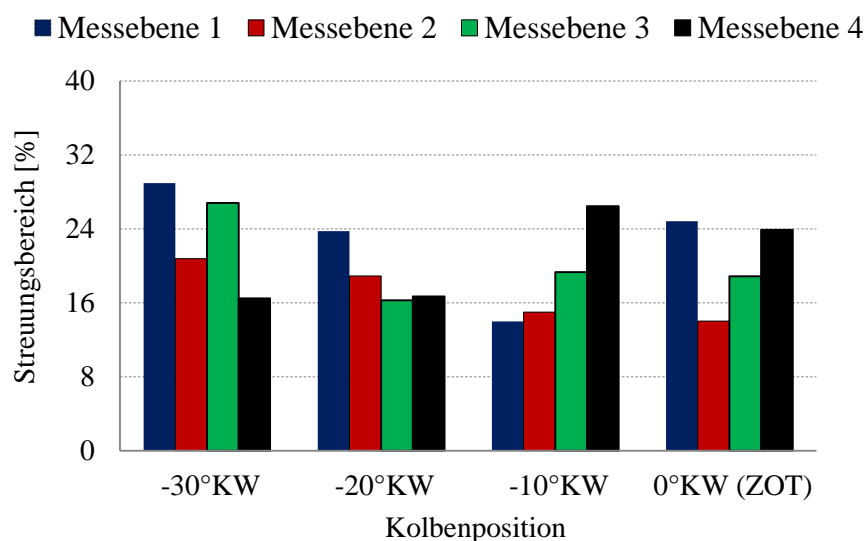


Abbildung 4.45: Auswertung mit dem Stabilitätskriterium D_{DD}

Die Ergebnisse der Auswertung mit dem Stabilitätskriterium D_{DD} weisen mit wenigen Ausnahmen ähnliche Tendenzen wie bei der Auswertung mit Stabilitätskriterium D_{DZ} auf. Dabei könnten diese Ausnahmen, wie z.B. bei 30°KW vor ZOT auf der Ebene M3, auf die geringere Anzahl an berechneten Zyklen oder erhöhte lokale zyklische Schwankungen zurückzuführen sein. Bei 20°KW vor ZOT kann im Vergleich zu 30°KW vor ZOT eine Reduzierung von D_{DD} auf allen Ebenen beobachtet werden, was auf eine Abnahme der zyklischen Schwankungen hindeutet. Bei Annäherung des Kolbens der Ebene M4 bei 10°KW vor ZOT, kommt es auf dieser Ebene zu einer erhöhten Streuung der einzelnen Drallzentren

um den Drallzentrum der gemittelten Strömung. Am Ende der Kompressionsphase im ZOT ist die Drallströmung stark eingengt, was in einer Erhöhung von D_{DD} auf der Ebenen M1 und M4 resultiert. Durch die Auswertung der Stabilitätskriterien D_{DZ} und D_{DD} können folgende Erkenntnisse zusammengefasst werden:

- Die Streuung der einzelnen Drallzentren um die Zylinderachse nimmt gegen Ende der Kompressionsphase ab. Bei stark eingengter Drallströmung kommt es in der Wandnähe zum Anstieg der Streuung.
- Ähnlichen Tendenzen mit einigen Ausnahmen wurden im Fall des Stabilitätskriteriums D_{DD} festgestellt, wobei die Ausnahmen auf die relativ geringe Anzahl an berechneten Zyklen oder auf erhöhte lokale zyklische Schwankungen zurückzuführen sein könnten.

Neben der Drallströmung kann eine sogenannte Quetschspaltströmung die Gemischbildung im Brennraum beeinflussen. In dem weiteren Abschnitt wird diese Strömung näher betrachtet.

Quetschspaltströmung

Durch die Kolbenbewegung wird die verdichtete Luftmenge gegen Ende der Kompressionsphase vom Rand der Zylinderbohrung in die Kolbenmulde verdrängt. Dabei wird die Luft beschleunigt und es findet die Bildung von Sekundärwirbeln im Brennraum statt. Eine solche Strömungsbewegung wird in einem Verbrennungsmotor als Quetschspaltströmung bezeichnet. Durch den zunehmenden Einfluss kann der Anstieg die turbulente kinetische Energie im Brennraum erhöhen [111]. Am Beispiel einer RANS-Berechnung sind in der Abbildung 4.46 die Stromlinien (weiß) der Sekundärwirbel auf den vertikalen Schnittebenen im ZOT dargestellt. Zusätzlich wurde die mit $J(v, u)$ berechneter Drallachse (rot) in der Abbildung aufgetragen.

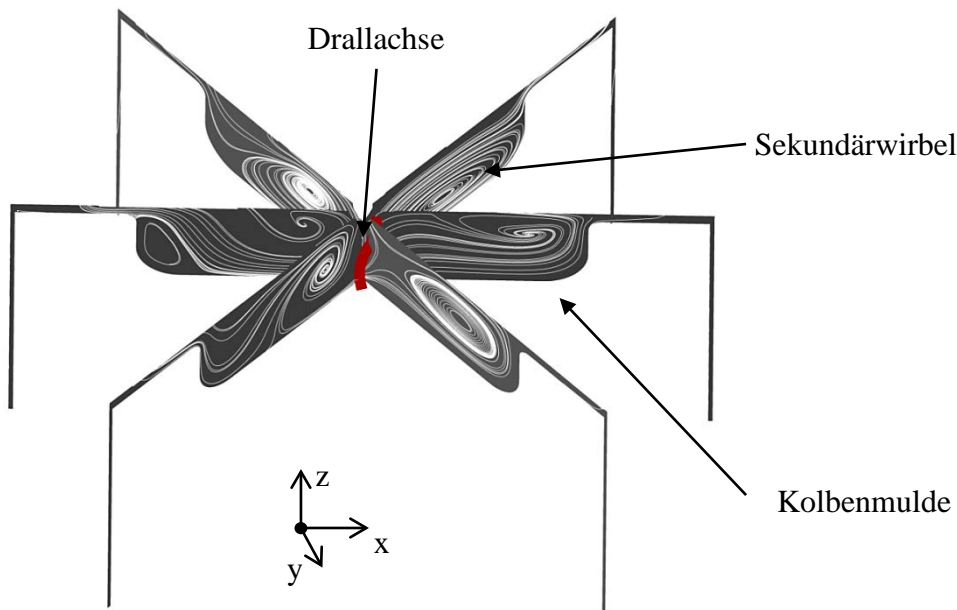


Abbildung 4.46: Stromlinien der Quetschspaltströmung im ZOT

Auf den Schnittebenen in der Abbildung 4.46 ist deutlich zu erkennen, wie die verdichtete Luft aus der Quetschspalt in die Kolbenmulde strömt und dabei Sekundärwirbel erzeugt werden. Die aufgetragene Drallachse in der Abbildung 4.46 wird in der Nähe des Zylinderkopfs von der Zylinderachse abgelenkt. Die visualisierten Wirbelzentren der Quetschspaltströmung zeigen unterschiedliche Positionen im Brennraum. Um der Verschiebungstendenz der Wirbelzentren nachzukommen, wurden die Stromlinien der Quetschspaltströmung sowie die Stromlinien der Drallströmung zusammen mit der Drallachse auf einer Ebene abgebildet, siehe Abbildung 4.47. Hierfür wurde eine Ebene, bei der die Drallachse die größte Ablenkung zeigt, ausgewählt.

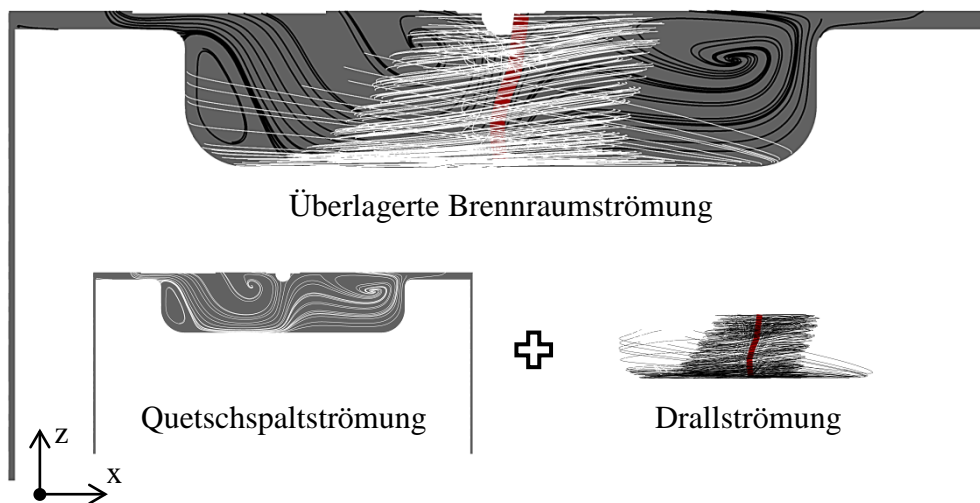


Abbildung 4.47: Stromlinien der überlagerten Brennraumströmung der RANS im ZOT

Bei der Betrachtung der Position der Sekundärwirbel wird ersichtlich, dass die Wirbelzentren der Quetschspaltströmung in dieselbe Richtung verschoben sind wie der Drallwirbel mit der Drallachse. Ähnliche Tendenzen auf den anderen Ebenen deuten auf die gegenseitige Beeinflussung von Drall- und Quetschspaltströmung in der Kolbenmulde hin, was zur Bildung einer sogenannten überlagerten Brennraumströmung führt.

Eine zeitliche Entwicklung der Quetschspaltströmung ist in der Abbildung 4.48 zu sehen. Da keine Messdaten zu der späteren Kompressionsphase existieren, wurden nur die Ergebnisse der RANS, der gemittelten SAS sowie eines ausgewählten SAS-Einzelzykluses vorgestellt. Zusätzlich zum Verlauf der Stromlinien wurde die resultierende Geschwindigkeit bei 20°KW und 10°KW vor ZOT sowie im ZOT dargestellt.

In einem Verbrennungsmotor wird gegen Ende der Kompressionsphase der Kolben aufgrund des oszillierenden Bewegungsverlaufes langsamer. Die Kolbengeschwindigkeit beträgt bei 20°KW vor ZOT ca. 4,4 m/s und bei 10°KW vor ZOT sind es nur noch 2,3 m/s. Im ZOT findet eine Umkehrung der Kolbenbewegung statt, so dass die Kolbengeschwindigkeit am Umkehrpunkt gegen Null geht. Analog zu der Kolbengeschwindigkeit findet eine Reduzierung der Geschwindigkeiten der Quetschspaltströmung gegen Ende der Kompression statt, siehe Abbildung 4.48.

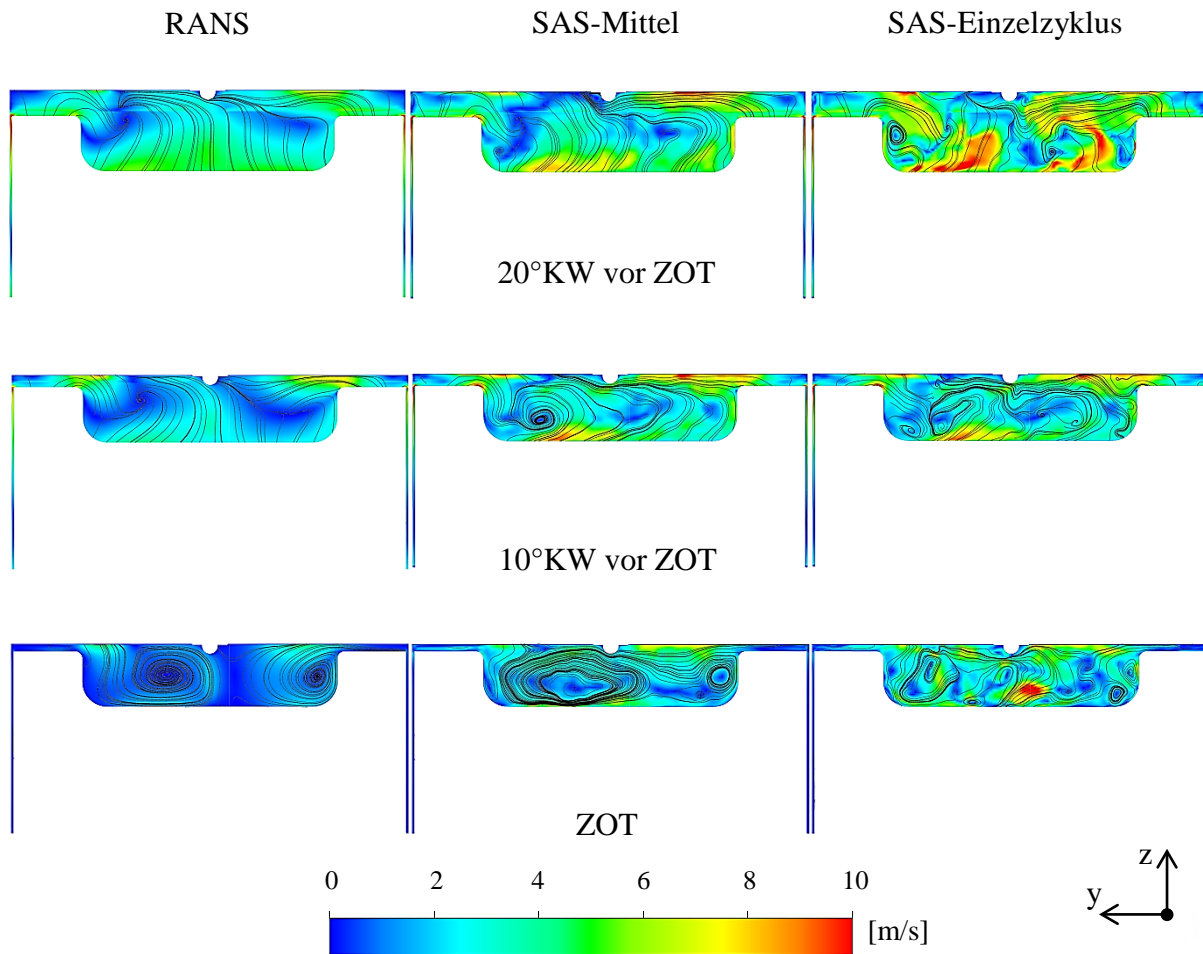


Abbildung 4.48: Visualisierung der Quetschpaltströmung

Bei den abgebildeten Stromlinien der Quetschpaltströmung können ähnliche Strömungstendenzen zwischen den RANS- und den gemittelten SAS-Ergebnissen festgestellt werden. Besonders im ZOT wurde eine ähnliche Position der beiden Sekundärwirbel bei den RANS- und den gemittelten SAS-Ergebnissen berechnet. Bei dem SAS-Einzelzyklus sind die Positionen der Sekundärwirbel aufgrund der fluktuierenden Strömung nicht so offensichtlich wie bei den gemittelten Ergebnissen. Es können keine eindeutigen Wirbelzentren bestimmt werden.

Bei der gleichzeitigen Visualisierung der Drall- und Quetschpaltströmung wurde gezeigt, dass eine gegenseitige Beeinflussung zwischen den beiden Strömungsarten stattfindet. Gegen ZOT sinkt die Kolbengeschwindigkeit und somit auch die Geschwindigkeit der Quetschpaltströmung, so dass die Drallströmung einen größeren Einfluss auf die Gemischbildung und die Verbrennung ausüben kann als die Quetschpaltströmung. Nach der ausführlichen Analyse der Brennraumströmung werden im Kapitel 5 die numerischen Methoden und die Validierung des Dieselsprays behandelt.

5 Numerische Methoden und Validierung des Dieselsprays

Die Dieselzerstäubung ist eine wesentliche Voraussetzung für die Gemischbildung und Verbrennung. Das Kapitel 5 befasst sich mit der Modellierung, Auswertung und Validierung eines Dieselsprays unter verschiedenen Umgebungsbedingungen. Bevor numerische Berechnungen des Einspritzvorgangs in dem vorgestellten Transparentmotor realisiert werden konnten, wurden Untersuchungen der Dieselzerstäubung unter atmosphärischen Bedingungen und in einer Druckkammer durchgeführt. Hierfür wurde ein geometrisches Modell erstellt, das im Kapitel 5.1 vorgestellt wird. Darüber hinaus beinhaltet dieses Kapitel Studien zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung. Im Kapitel 5.2 werden zum einen die Einflüsse verschiedener Berechnungsmodelle diskutiert und zum anderen wird auf die Validierung der Ergebnisse eingegangen.

5.1 Modellaufbau und Abhängigkeitsstudien

Während der Messkampagne wurden die Dieselzerstäubungseigenschaften bei der Untersuchung unter atmosphärischen und Druckkammerbedingungen an einem einzelnen Spraystrahl optisch untersucht, wobei die restlichen Strahlen mit Hilfe eines Separators abgeschieden wurden, siehe Kapitel 3.3. Daran angelehnt wurde im Rahmen der numerischen Berechnungen ebenfalls nur ein Dieselstrahl simuliert. Die Modellierung des Sprayzerfalls erfolgte in einem Zylindermodell mit einem Durchmesser von 60 mm und einer Länge von 225 mm. Die Einspritzposition wurde in der Mitte der Einlassfläche angeordnet. Das Zylindermodell ist ähnlich dem Modell des optischen Motors modular aufgebaut und besteht aus insgesamt vier unterschiedlich großen Bereichen (G1-G4), die in der Abbildung 5.1 schematisch dargestellt sind. Zu Beginn der Berechnung sind die Bereiche G2, G3 und G4 deaktiviert und werden im Laufe der Simulation zugeschaltet, wodurch die Berechnungszeiten reduziert werden. Außerdem werden für den Vergleich mit den Druckkammeruntersuchungen nicht alle Bereiche benötigt, da die maximale messbare Eindringtiefe in der Druckkammer deutlich unter 100 mm lag.

Das Zylindermodell besteht aus einem Einlass, einem Auslass und einem Zylindermantel, welcher Wandeigenschaften besitzt. Dem Auslass wurde eine Opening-Druckrandbedingung zugewiesen. Bei dem Einlass wurde eine sehr kleine Geschwindigkeit vorgegeben, da die Druckkammer kontinuierlich mit beheizter Druckluft durchgeströmt wird. Zur Bestimmung der mikroskopischen Sprayeigenschaften wurde eine Messstelle in der Domain eingerichtet. Die axiale und radiale Position der Messstelle (rot) entspricht einer während der Messkampagne untersuchten Messstelle und ist in der Abbildung 5.1 zu sehen. Alle Parcels, die diese 1x1 mm große Messstelle passieren, werden aufgenommen und ausgewertet.

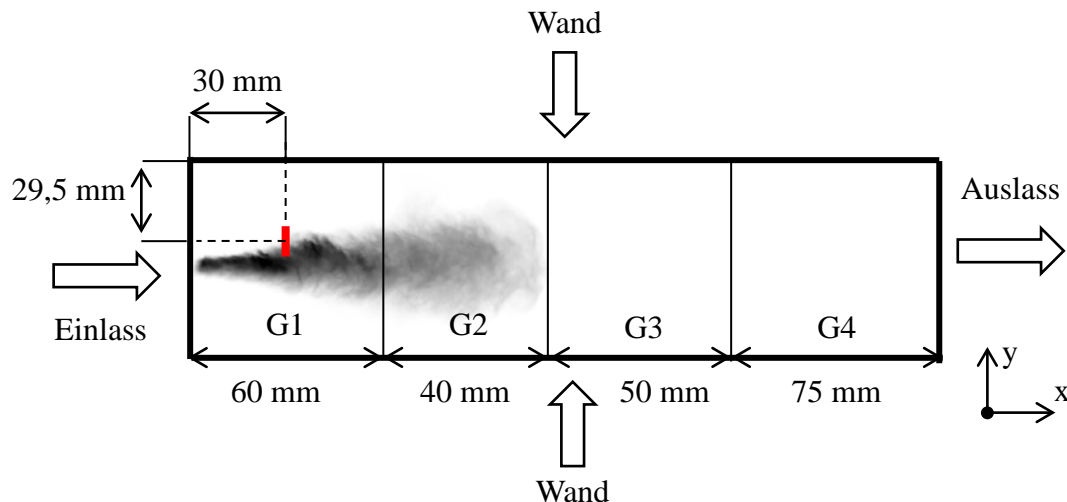


Abbildung 5.1: Schematisch dargestellte Berechnungsdomain im Mittelschnitt

Während der Einspritzung entstehen starke Geschwindigkeitsgradienten, die eine entsprechend angepasste zeitliche und räumliche Diskretisierung erfordern. Im folgenden Abschnitt werden Studien zur Zeitschritt- und Gitterunabhängigkeit vorgestellt.

Gitterunabhängigkeit

Bei der Gitterunabhängigkeitsstudie wurde die Zellgröße der Vernetzung systematisch variiert. Dafür kamen Hexaederelemente zum Einsatz. Da die Gitterweite des optischen Motors im wandfernen Bereich aus 0,6 mm großen Zellen besteht, erfolgte die Untersuchung der Gitterunabhängigkeit um diesen Wert. Im Gegensatz zu den Gittermodellen A, B und C die eine konstante Gitterweite besitzen, weist das Modell D in der Nähe des Düsenaustrittslochs eine feinere Gitterauflösung auf, welche in Einspritzrichtung gröber wird. Die Eigenschaften der Gittermodelle sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Eingesetzte Gittermodelle

Gittermodelle	$h_{\Delta X}$ [mm]	$h_{\Delta Y}$ [mm]	$h_{\Delta Z}$ [mm]	$\sum N(G1+G2)$ [Zellen]* 10^3
A	0,7	0,7	0,7	ca. 582
B	0,6	0,6	0,6	ca. 804
C	0,5	0,5	0,5	ca. 1207
D	0,3 - 0,6	0,3 - 0,6	0,3 - 0,6	ca. 1227

Die Gitterunabhängigkeitsstudie wurde unter Druckkammerbedingungen durchgeführt. Hierfür wurde das BP 6 mit einem Einspritzdruck von 1600 bar und einem Kammerdruck von 16,8 bar ausgewählt, wobei die Kraftstoff- und Lufttemperatur 341 K bzw. 323 K betragen. Unter diesen Bedingungen erreicht die Luftdichte in der Berechnungsdomain einen Wert von ca. $\rho_L = 18,1 \text{ kg/m}^3$. Der eingesetzte 8-Loch Magnetventilinjektor besitzt einen Spritzlochdurchmesser von 104 μm . Die Simulation erfolgte ohne Vorgabe einer Tropfengrößenverteilung, d.h. den eingespritzten Parcels wurde ein konstanter Durchmesser, welcher dem Spritzlochdurchmesser entspricht, zugewiesen. Zur Erhöhung der Simulationsgenauigkeit wurde das zuvor im Injection Analyzer gemessene Einspritzprofil, bestehend aus Massenstrom und Geschwindigkeitsprofil, in der Simulation als Ausgangsbedingung vorgegeben. Die Einspritzzeit und somit die gesamte Berechnungsdauer lag bei 1500 μs . Die Untersuchung der Gitterunabhängigkeit erfolgte mit dem $k - \varepsilon$ -Realizable-Turbulenzmodell.

Bei der Spraymodellierung wurde in dieser Arbeit der Ersatzkraftstoff n-Dodekan ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$) eingesetzt, wobei die Eigenschaften des Ersatzkraftstoffes in der Tabelle 5.2 aufgelistet sind. Die Verdunstung wurde bei dieser Untersuchung ebenfalls berücksichtigt. Da die Temperatur des eingespritzten Kraftstoffes sowie die Lufttemperatur in der Berechnungsdomain viel geringer als die Siedetemperatur des n-Dodekan sind, hat die Verdunstung keinen wesentlichen Einfluss auf das Sprayverhalten.

Tabelle 5.2: Eigenschaften des verwendeten Ersatzkraftstoffes $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$

Dichte [kg/m^3]	Viskosität [kg/m s]	Siedepunkt [K]	Oberflächenspannung [N/m]
699	0,000543	489	0,02535

Zur Modellierung des Tropfenzerfalls wurde das KHRT-Aufbruchsmodell unter Berücksichtigung von Koaleszenz, stochastischer Kollision und dem dynamischen Widerstandsbeiwert eingesetzt. Bei den durchgeführten Studien wurden jeweils dieselben Parametereinstellungen und Standardaufbruchskonstanten verwendet.

Die Validierung der Simulationsergebnisse erfolgte anhand der berechneten Eindringtiefe des Brennstoffstrahls, bei den 99% der eingespritzten Tropfen erfasst wurden. Da die in der Druckkammer gemessene Eindringtiefe deutlich unter 100 mm lag, wurden während der Simulation nur die ersten beiden Bereiche (G1 und G2) berücksichtigt. Die Ergebnisse der untersuchten Gittermodelle sind in der Abbildung 5.2 gegenübergestellt.

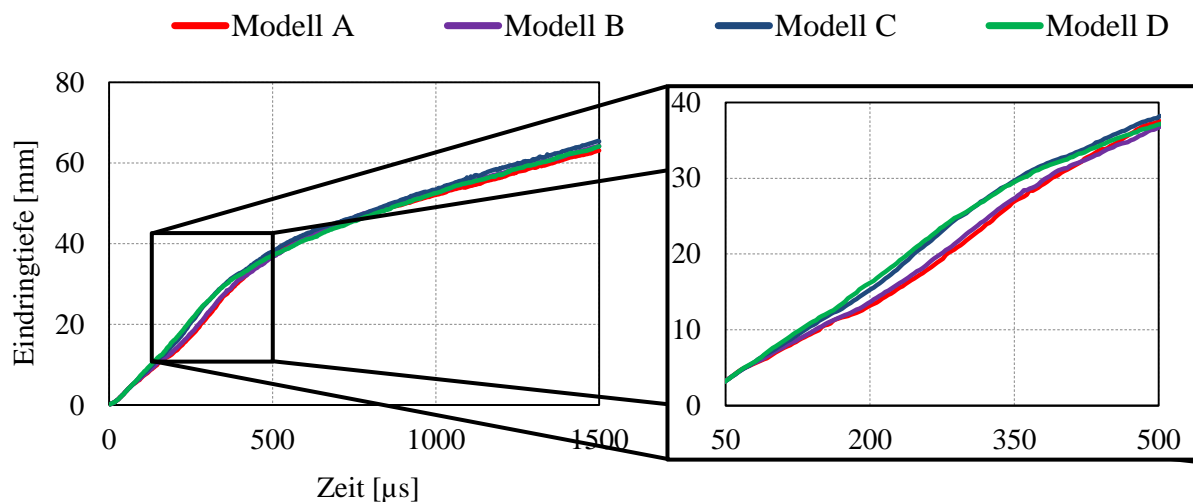


Abbildung 5.2: Eindringtiefe der untersuchten Gittermodelle

Wie der Abbildung 5.2 zu entnehmen ist, weisen die vorgestellten Gittermodelle im Zeitbereich von ca. 80 µs bis ca. 450 µs nach dem Einspritzbeginn leichte Unterschiede in der Eindringtiefe auf. Genauer betrachtet sind bei den Modellen mit der größeren Gitterweite (A und B) geringere Eindringtiefen als bei Modellen mit feinerem Gitter (C und D) zu erkennen. Der Grund dafür liegt in der sprayinduzierten Gasströmung in Düsennähe, bei der die größten Relativgeschwindigkeiten zwischen den Tropfen und der Gasphase herrschen. Bei nicht ausreichender räumlicher Auflösung im Bereich der Düse ist die berechnete Relativgeschwindigkeit zwischen den Tropfen und der Gasphase zunehmend fehlerbehaftet. Die eingespritzten Dieseltropfen verlangsamen sich dadurch, was zur Reduzierung der Eindringtiefe führt.

Anhand der Ergebnisse wird deutlich, dass die Verfeinerung des Gitters vom Gittermodell C zu D im Zeitbereich von ca. 80 µs bis ca. 450 µs kaum einen weiteren Einfluss auf den Verlauf der Eindringtiefen ausübt. Demzufolge ist davon auszugehen, dass eine weitere Gitterverfeinerung zu keiner zusätzlichen Steigerung der Genauigkeit führt. Da der Brennraum des Transparentmotors im wandfernen Bereich aus 0,6 mm großen Zellen besteht und in der Nähe der Einspritzdüse ein feineres Gitter vorliegt, wurde für alle weiteren Berechnungen das Gittermodell D verwendet.

Zeitschrittabhängigkeit

Nach der Untersuchung des Einflusses der räumlichen Diskretisierung auf das Sprayverhalten wird in diesem Abschnitt der Effekt der zeitlichen Diskretisierung analysiert. Hierfür wurde unter Verwendung des Gittermodells D die Zeitschrittweite von $\Delta t = 0,5 \mu\text{s}$ bis $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ variiert, wobei die Simulationseinstellungen aus der Gitteruntersuchung beibehalten wurden. Zur Analyse der Zeitschrittabhängigkeit wurde ebenfalls die Eindringtiefe als Ergebnisparameter herangezogen. Die Ergebnisse der Zeitschrittabhängigkeit sind in der Abbildung 5.3 zusammengefasst.

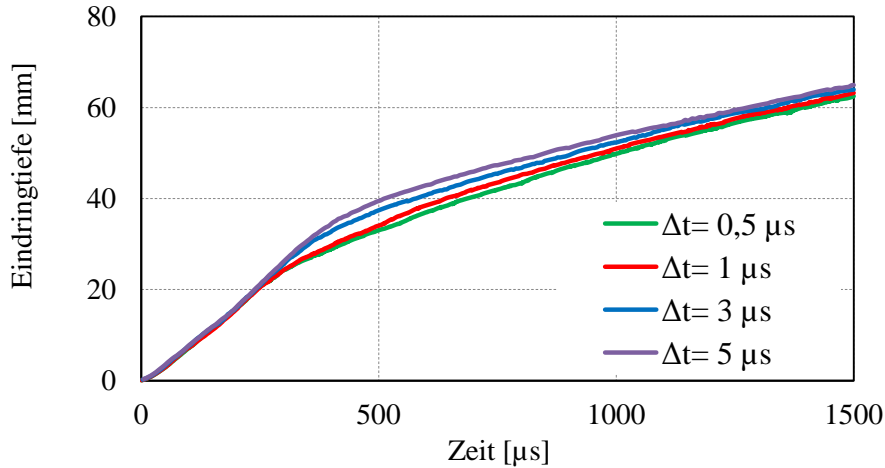


Abbildung 5.3: Eindringtiefe bei der Zeitschrittvariation

In Abbildung 5.3 wird deutlich, dass die Zeitschrittweite einen Einfluss auf den Verlauf der Penetration ausübt. Die Ergebnisse mit den zwei größeren Zeitschritten $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ und $\Delta t = 3 \mu\text{s}$ zeigen besonders in einem Zeitbereich von ca. $240 \mu\text{s}$ bis ca. $1200 \mu\text{s}$ eine erhöhte Eindringtiefe im Vergleich zu den Modellen mit den kleineren Zeitschritten $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ und $\Delta t = 0,5 \mu\text{s}$, wobei zwischen diesen beiden ein ähnlicher Verlauf beobachtet werden kann. Zusätzlich zu der Eindringtiefe wurde die Berechnungsdauer der einzelnen Zeitschritte aufgezeichnet und in der Abbildung 5.4 dargestellt.

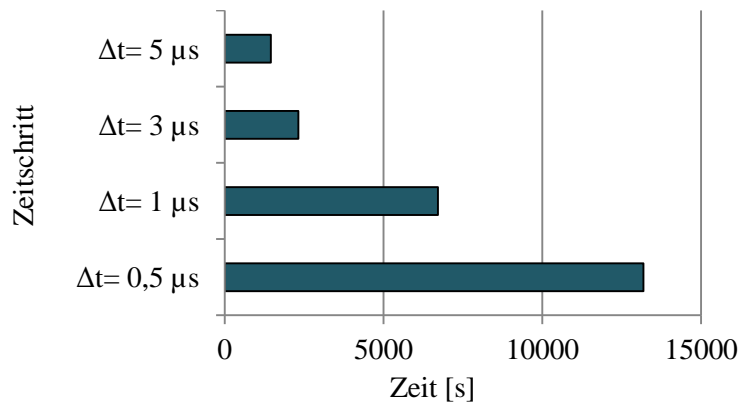


Abbildung 5.4: Berechnungsdauer bei der Zeitschrittvariation

Die Berechnung während der Zeitschrittabhängigkeit erfolgte auf 96 CPUs mit einer Taktfrequenz von je 3.3 GHz. Wie aus der Abbildung 5.4 zu erkennen ist, dauert die Berechnung mit dem Zeitschritt von $\Delta t = 0,5 \mu\text{s}$ wie erwartet fast doppelt so lange wie die mit dem Zeitschritt von $\Delta t = 1 \mu\text{s}$. Durch die Reduzierung des Zeitschrittes entstehen aber nur marginale Änderungen in der Eindringtiefe. Im Hinblick darauf werden die weiteren Simulationen mit einer Zeitschrittweite von $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ durchgeführt.

Abhängigkeit der Parcelsanzahl

Die Anzahl der eingespritzten Parcels in die Berechnungsdomain ist ein weiteres Kriterium, welches die Berechnungsgenauigkeit beeinflussen kann. Der Berechnungsaufwand hängt direkt von der Parcelmenge sowie von der ausgewählten Gitterweite ab. Bei der Verwendung von feineren Netzen sollte beachtet werden, dass mehr Parcels pro Zelle benötigt werden, um die statistische Konvergenz zu gewährleisten. Mit der Erhöhung der eingespritzten Parcelsanzahl nimmt der Berechnungsaufwand und somit die Berechnungszeit zu. Um den Einfluss der Berechnungsgenauigkeit und des Berechnungsaufwands abschätzen zu können, wurde eine Untersuchung durchgeführt, bei der die Anzahl der eingespritzten Parcels in vier Stufen variiert wurde. Für diese Analyse wurde das Gittermodell D mit einer Zeitschrittweite von $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ eingesetzt, wobei alle weiteren Einstellungen aus der Gitterunabhängigkeitsstudie übernommen wurden. Die Berechnungsvarianten (N1 bis N4) mit dazugehörigen eingespritzten Parcelmengen N_{p_Gesamt} sind in der Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Tabelle 5.3: Anzahl der eingespritzten Parcels

Parcelmengen	$N_{p_Gesamt} [1 \cdot 10^3]$
N1	ca. 27
N2	ca. 52
N3	ca. 104
N4	ca. 253

Die berechnete Eindringtiefe der vier Varianten ist in der Abbildung 5.5 dargestellt.

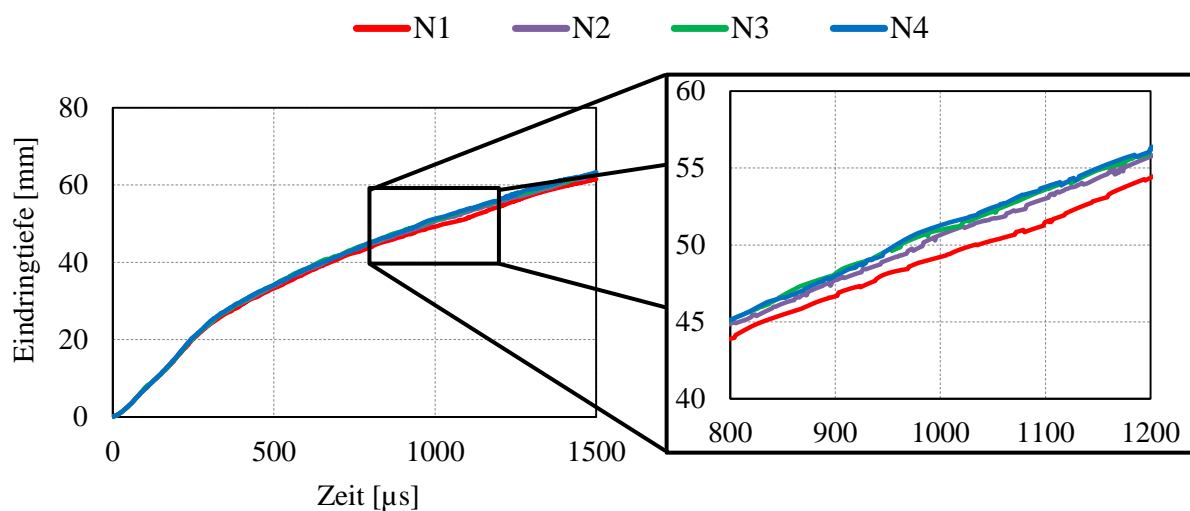


Abbildung 5.5: Eindringtiefe bei Variation der Parcelsanzahl

Bis ca. 280 μs weisen die Simulationsergebnisse sehr ähnliche Eindringtiefen auf. Anschließend können wiederum leichte Unterschiede beobachtet werden. Bei der geringeren statistischen Auflösung verringert sich die Genauigkeit der Berechnungsergebnisse der Eigenschaften der Flüssigphase, was in einer geringeren Eindringtiefe resultiert. So weist Variante N1 aufgrund geringerer statistischer Auflösung eine etwas geringere Eindringtiefe auf.

Bevor eine Entscheidung über die Auswahl der Varianten getroffen werden kann, wurde die Auswirkung der Parcelsanzahl auf die mikroskopischen Sprayeigenschaften analysiert. Diesbezüglich wurden alle Parcels, die die Messstelle (Abbildung 5.1) passieren, detektiert, gewichtet und deren Partikelgröße berechnet. In der Abbildung 5.6 sind der mittlere (D10) und der Sauterdurchmesser (D32) der untersuchten Modelle dargestellt.

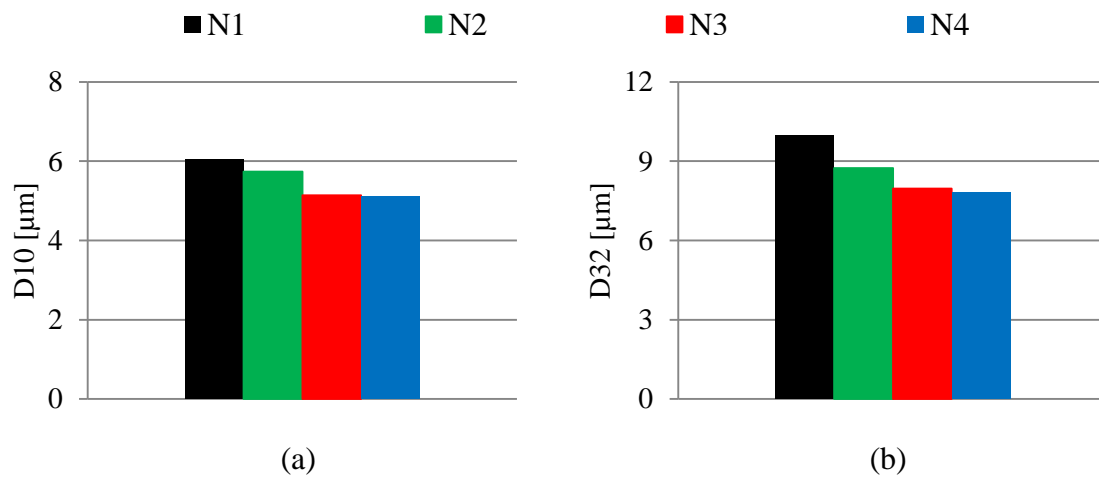


Abbildung 5.6: Partikelgrößen bei Variation der Parcelsanzahl

(a) Mittlerer Durchmesser;

(b) Sauterdurchmesser;

Aus der berechneten Partikelgröße zeigt die Variante N1 mit der geringsten eingespritzten Parcelsmenge den größten mittleren und Sauterdurchmesser. Mit der Erhöhung der Parcelsmenge werden die beiden Durchmesser tendenziell kleiner, so dass der Unterschied zwischen der Variante N3 und N4 sehr gering wird. Neben der Genauigkeit wurde auch die Berechnungsdauer analysiert. Analog zu den Berechnungen der Zeitschrittabhängigkeit erfolgte die Berechnung bei der Variation der Parcelsmengen ebenfalls auf 96 CPUs. Die Berechnungszeiten der vier Varianten ist in der Abbildung 5.7 dargestellt.

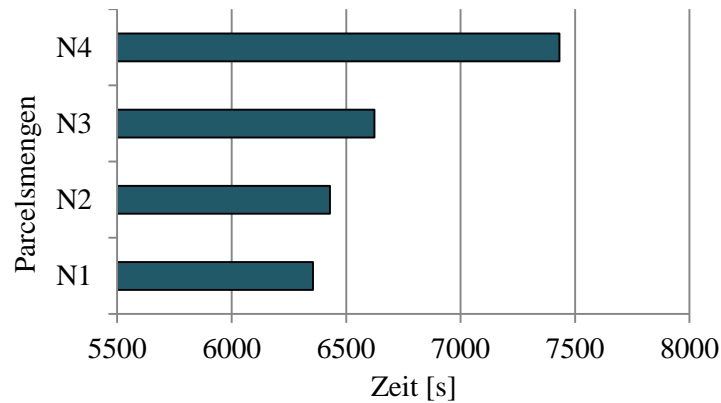


Abbildung 5.7: Berechnungsdauer bei Variation der Parcelsanzahl

Die Varianten N1, N2 und N3 weisen nur geringere Unterschiede in der Berechnungszeit auf und benötigen eine deutlich kürzere Berechnungszeit als die Variante N4. Da sich die Partikelgrößen sowie die Eindringtiefe ab Variante N3 nur marginal mit Erhöhung der eingespritzten Parcels ändern, wurde die Variante N3 bei allen weiteren Untersuchungen verwendet.

5.2 Modellparameter und Validierung der Simulationsmodelle

Bei der Spraymodellierung hängen die Zerstäubungseigenschaften eines Dieselsprays von den Rand- und Umgebungsbedingungen sowie von den eingesetzten Simulationsmodellen ab. Diesbezüglich wird in diesem Kapitel der Einfluss verschiedener Aufbruchmodelle, Koaleszenz- und Aufbruchskonstanten untersucht. Die folgenden Untersuchungen wurden unter Druckkammerbedingung bei BP5 (Tabelle 3.2), mit 600 bar Einspritzdruck und 41,2 bar Kammerdruck durchgeführt. Bei diesen Bedingungen beträgt die Luftdichte in der Druckkammer und somit auch in der Berechnungsdomain $\rho_L = 44,5 \text{ kg / m}^3$. Die Auswertung und Validierung der Simulation mit der Messung erfolgten anhand mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften. Die gesamte Einspritz- und Berechnungszeit betrug $1500 \mu\text{s}$.

Aufbruchmodelle

Als erstes wurde der Einfluss von Aufbruchmodellen auf die Zerstäubungseigenschaften des Dieselsprays untersucht. Diesbezüglich wurden drei Aufbruchmodelle (KHRT-, TAB- und WAVE-Modell) eingesetzt. Zur einheitlichen Validierung wurden alle Parameter bis auf die Aufbruchmodelle konstant gehalten. Die Berechnungen wurden mit dem k- ϵ Realizable-Turbulenzmodell durchgeführt, wobei die gleichen Tendenzen auch im Fall des SAS-Turbulenzmodells festgestellt wurden. Die Koaleszenz wurde bei dieser Untersuchung nicht berücksichtigt. Zuerst wurden die makroskopischen Sprayeigenschaften ausgewertet und mit den Messwerten validiert. Allerdings konnten die berechneten Spraywinkel nicht direkt mit den Messwerten verglichen werden, da sich die Art und Weise der Spraywinkelbestimmung in Simulations- und Messprogramm unterscheidet. Um eine einheitliche Berechnung vornehmen zu können, wurden die numerisch gewonnenen Daten exportiert und zusammen

mit dem experimentell aufgenommenen Spraystahl mit Hilfe der Software DaVis 7.2 von LaVision ausgewertet. Die makroskopischen Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die ersten 8 mm des Sprays wurden nicht ausgewertet, da der Sprühstrahl während der experimentellen Messkampagne von dem Separator verdeckt wurde, und somit keine Messdaten aufgenommen werden konnten, siehe Kapitel 3.3. Die Bestimmung des Spraywinkels erfolgte in einem Abstand von 8 mm bis 20 mm vom Düsenloch.

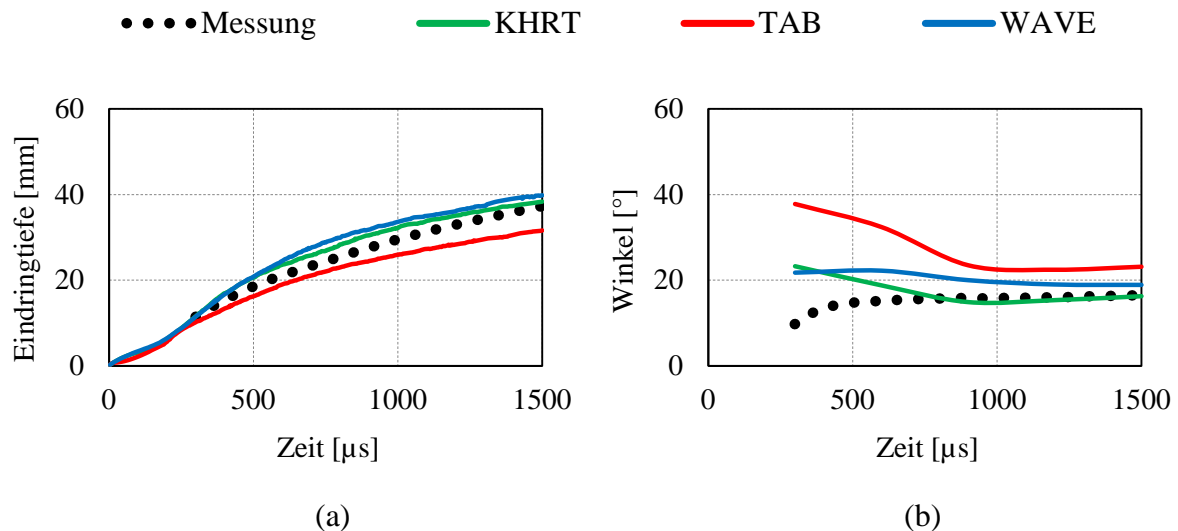


Abbildung 5.8: Makroskopische Eigenschaften der Aufbruchmodelle
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

Wie aus der Abbildung 5.8(a) zu erkennen ist, wurde bei dem TAB-Modell im Vergleich zu der Messung eine wesentlich geringere Eindringtiefe berechnet. Die beiden anderen Aufbruchmodelle weisen dagegen eine bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen auf. Bis ca. 550 μs zeigen das KHRT- und WAVE-Modell einen fast identischen Verlauf der Eindringtiefe, wobei ab ca. 550 μs beim zweiten Modell eine etwas größere Eindringtiefe berechnet wurde.

Das WAVE-Modell basiert auf der Kelvin-Helmholtz-Theorie. Das KHRT-Modell berechnet den Tropfenaufruch sowohl mit dem Kelvin-Helmholtz- als auch mit dem Rayleigh-Taylor-Modell, was zu einem schnelleren Aufbruch und somit zur Erzeugung einer hohen Anzahl kleiner Tropfen führt. Diese Tropfen können aufgrund ihrer kleineren Masse und somit kleineren Impuls nicht so weit in die Berechnungsdomain eindringen, wie die etwas größeren Tropfen des WAVE-Modells.

Ähnlich der Eindringtiefe weisen die KHRT- und WAVE-Aufbruchmodelle im Spraywinkelverlauf nur geringfügige Unterschiede auf. Im Gegensatz dazu wird bei dem TAB-Aufbruchmodell der Strahl im Auswertebereich wesentlich stärker aufgeweitet, was an dem Spraywinkel in Abbildung 5.8(b) gut zu beobachten ist. Desweiteren wurden bei den Aufbruchmodellen die mikroskopischen Sprayeigenschaften verglichen. In der Abbildung 5.9 sind der mittlere und der Sauterdurchmesser der untersuchten Modelle dargestellt.

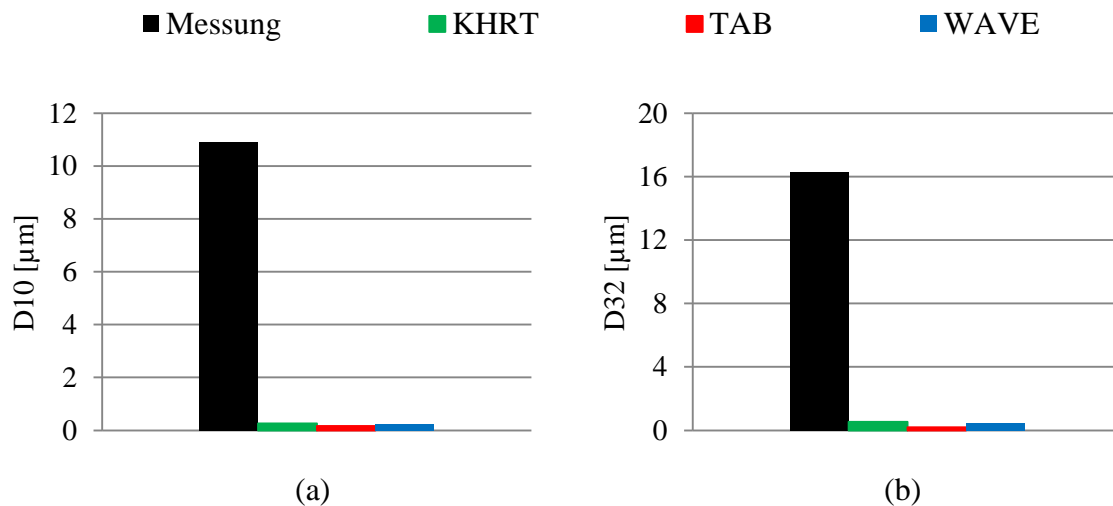


Abbildung 5.9: Mikroskopische Eigenschaften der Aufbruchsmodelle
 (a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;

Alle drei Aufbruchsmodelle zeigen sowohl bei dem mittleren Durchmesser als auch beim Sauterdurchmesser ähnliche Werte, wobei diese deutlich von den experimentell ermittelten Werten abweichen. Da das KHRT-Modell eine bessere Übereinstimmung in makroskopischen Eigenschaften mit den Messergebnissen liefert, wurde dieses bei allen weiteren Sprayuntersuchungen verwendet. Eine Erklärung für die beobachteten Unterschiede wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Koaleszenz und stochastische Kollision

Bei den bisher durchgeführten Untersuchungen wurden bedeutend kleinere Tropfendurchmesser als die Messergebnisse berechnet. Da die Koaleszenz einen direkten Einfluss auf den Partikeldurchmesser ausübt, wurde der Effekt der Koaleszenz und der stochastischen Kollision auf die makro- und besonders auf die mikroskopische Sprayeigenschaften analysiert. Hierfür wurden Untersuchungen mit dem zuvor ausgewählten KHRT-Aufbruchsmodell zusammen mit dem k - ε -Realizable-Turbulenzmodell durchgeführt.

In der Abbildung 5.10 sind die makroskopischen Sprayeigenschaften aus der Berechnung mit Koaleszenz und der vorherigen Berechnung ohne Koaleszenz abgebildet. Im Fall der Berechnung mit Koaleszenz kann die Entstehung größerer Tropfen in dichten Sprays durch die Kollision mehrerer kleinen Tropfen berücksichtigt werden. Mit steigenden Tropfengrößen nehmen auch die Tropfenmasse und der Tropfenimpuls zu, was zu einer Erhöhung der Eindringtiefe führt, was in der Abbildung 5.10(a) ab ca. 250 μs beobachtet werden kann. Am Ende der Einspritzung beträgt der Unterschied in der Eindringtiefe zwischen den beiden Varianten ca. 5 mm.

Beim Spraywinkelvergleich zeigen die beiden Modelle grundsätzlich vergleichbare Werte auf, wobei zwischen ca. 300 μs und 600 μs nach dem Einspritzbeginn der Spraystrahl im Auswertebereich ohne Koaleszenzberücksichtigung etwas breiter ausfällt, siehe Abbildung 5.10(b).

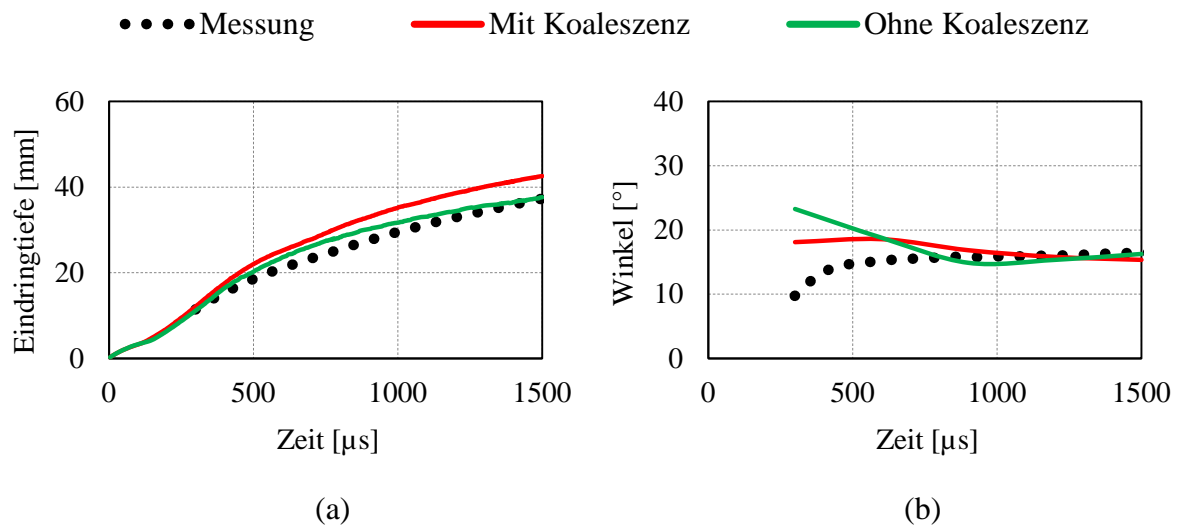


Abbildung 5.10: Makroskopische Eigenschaften der Koaleszenzuntersuchung
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

Die mikroskopischen Sprayeigenschaften der untersuchten Varianten sind in der Abbildung 5.11 zu sehen. Im Fall der Berechnung mit Koaleszenz wurden an der Messstelle wesentlich größere Tropfen detektiert. Bei dem mittleren arithmetischen Durchmesser (D10) zeigen Simulation und Messung gute Übereinstimmung, wobei der Sauterdurchmesser in der Simulation höhere Werte als in der Messung aufweist.

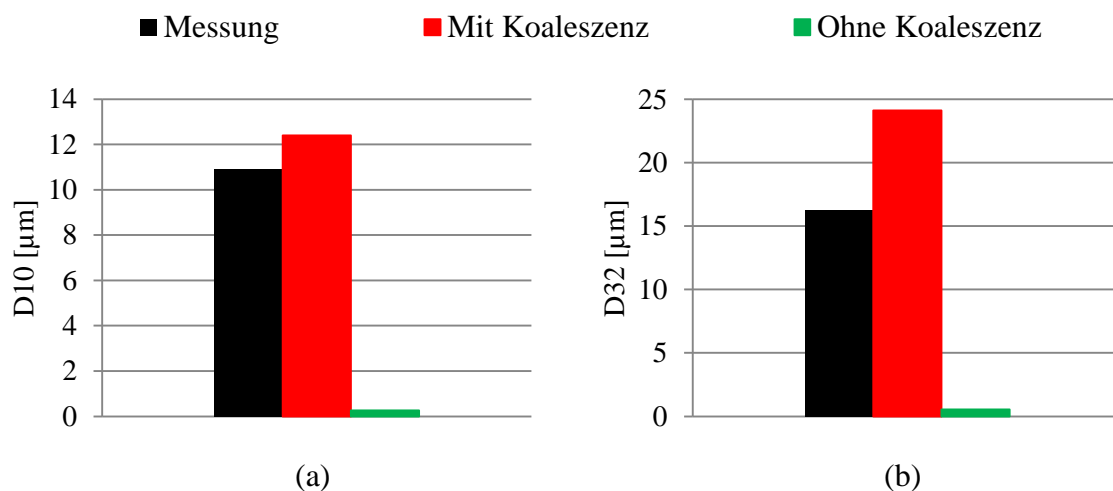


Abbildung 5.11: Mikroskopische Eigenschaften der Koaleszenzuntersuchung
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;

Allerdings treten unter Berücksichtigung der Koaleszenz Tropfen mit Größen auf, die physikalisch nicht möglich sind. Deswegen wurde auf die Berücksichtigung der Koaleszenz in [77] verzichtet. Zur folgenden Analyse wurden die Spraystrahlen aus der Berechnung mit und ohne Koaleszenz zu unterschiedlichen Zeitpunkten (750 und 1500 μs nach Einspritzbeginn) in der Abbildung 5.12 visualisiert.

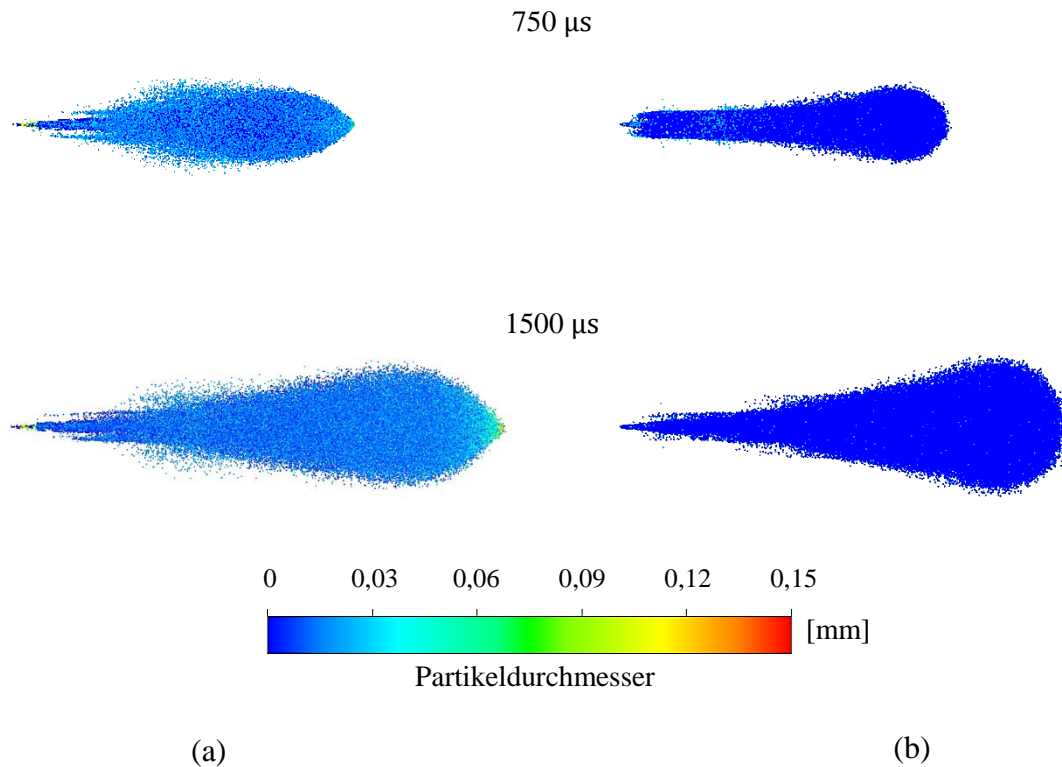


Abbildung 5.12: Spraystrahlen

(a) Mit Koaleszenz;

(b) Ohne Koaleszenz;

Die mit und ohne Koaleszenz berechneten Spraystrahlen weisen leichte Formunterschiede auf. Bei den Ergebnissen mit der Berücksichtigung der Koaleszenz können an der Spitze des Strahls große Partikel beobachtet werden, wobei die Durchmesser einiger Partikel sogar größer als der Spritzlochdurchmesser des verwendeten Injektors sind. Die Ergebnisse ohne Berücksichtigung der Koaleszenz zeigen im Gegensatz dazu im gesamten Spraystrahl zu geringe Tropfengrößen auf. In der experimentellen Messkampagne wurden zum Nachweis der Koaleszenz die Tropfengrößen an unterschiedlichen axialen Positionen im Spray bestimmt. Dabei konnten die Koaleszenzeffekte eindeutig festgestellt werden [93], was auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Kollisions- und Koaleszenzeffekten in den Bereichen hoher Spraydichte hindeutet. Um eine Verbesserung der Ergebnisse der Tropfengrößen bei Verwendung der Koaleszenz an der Sprayspitze zu erreichen, wurde eine Modifizierung der Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells vorgenommen.

Aufbruchskonstanten

Im folgenden Abschnitt werden die Simulationsergebnisse mit und ohne modifizierte Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells vorgestellt. Die Validierung erfolgt wieder anhand der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften. Zur Optimierung der Sprayeigenschaften wurden ähnlich der Arbeit [112] die fünf Aufbruchskonstanten modifiziert. Die Standard- und modifizierten Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells sind in der Tabelle 5.4 zusammengestellt.

Tabelle 5.4: Standard und modifizierte Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells bei BP5

	Halbwinkel	Aufbruchskonstanten		
Standard	9,8°	$B_0 = 0,61$	$C_\tau = 0,5$	$C_L = 5$
		$B_1 = 10$	$C_{RT} = 1$	
Modifiziert	16°	$B_0 = 0,58$	$C_\tau = 0,5$	$C_L = 1,3$
		$B_1 = 8,9$	$C_{RT} = 0,9$	

Die Ergebnisse der makroskopischen Sprayeigenschaften der Standard- (SAK) und modifizierten (MAK) Aufbruchskonstanten sind in der Abbildung 5.13 dargestellt.

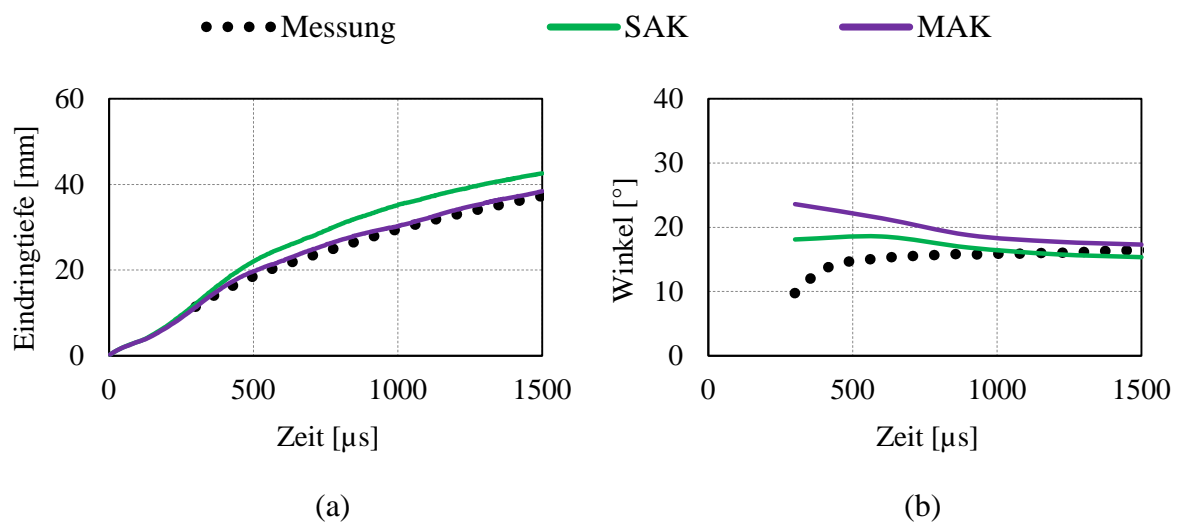


Abbildung 5.13: Makroskopische Sprayeigenschaften der SAK und MAK
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

Infolge der Anpassung der Aufbruchskonstanten und des Sprayanfangswinkels resultiert eine bessere Übereinstimmung der Eindringtiefe zwischen der Simulation und der Messung. Der mittlere arithmetische und Sauterdurchmesser aus Messung und Simulationsergebnissen ist in der Abbildung 5.14 dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass die in dichten Sprays durchgeführten PDA-Messungen zum einen sehr kleine Tropfen mit erhöhter Wahrscheinlichkeit (aufgrund einer geringen Signalintensität) nicht erfasst und zum anderen sehr große Tropfen (aufgrund von Tropfenunrundheiten und von Systembeschränkungen) bei der Datenverarbeitung aussortiert werden. Dies führt tendenziell zu vergrößerten mittleren Durchmessern und zu verkleinerten Sauterdurchmessern. Allerdings sind konkrete Aussagen

über die Abweichungen schwierig, da sie abhängig von den Messbedingungen sehr starken Schwankungen unterliegen.

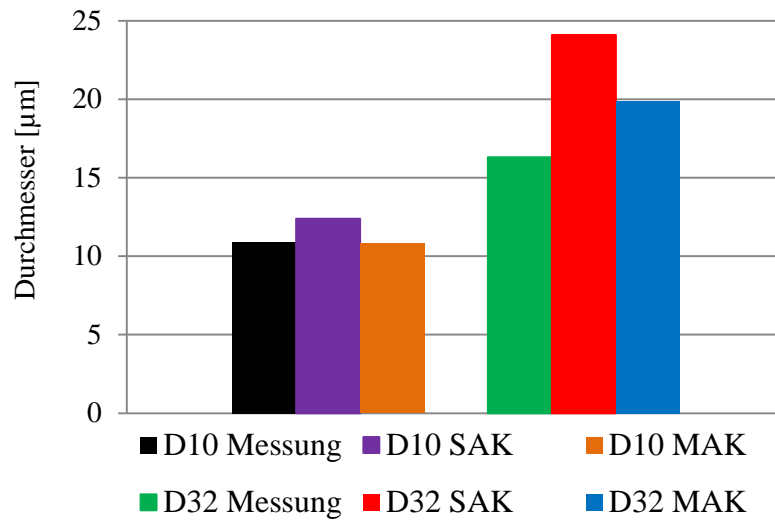


Abbildung 5.14: Mikroskopische Sprayeigenschaften der SAK und MAK

Die visualisierten Spraystrahlen aus der Berechnung mit den Standard- und modifizierten Aufbruchskonstanten sind in der Abbildung 5.15 zu sehen.

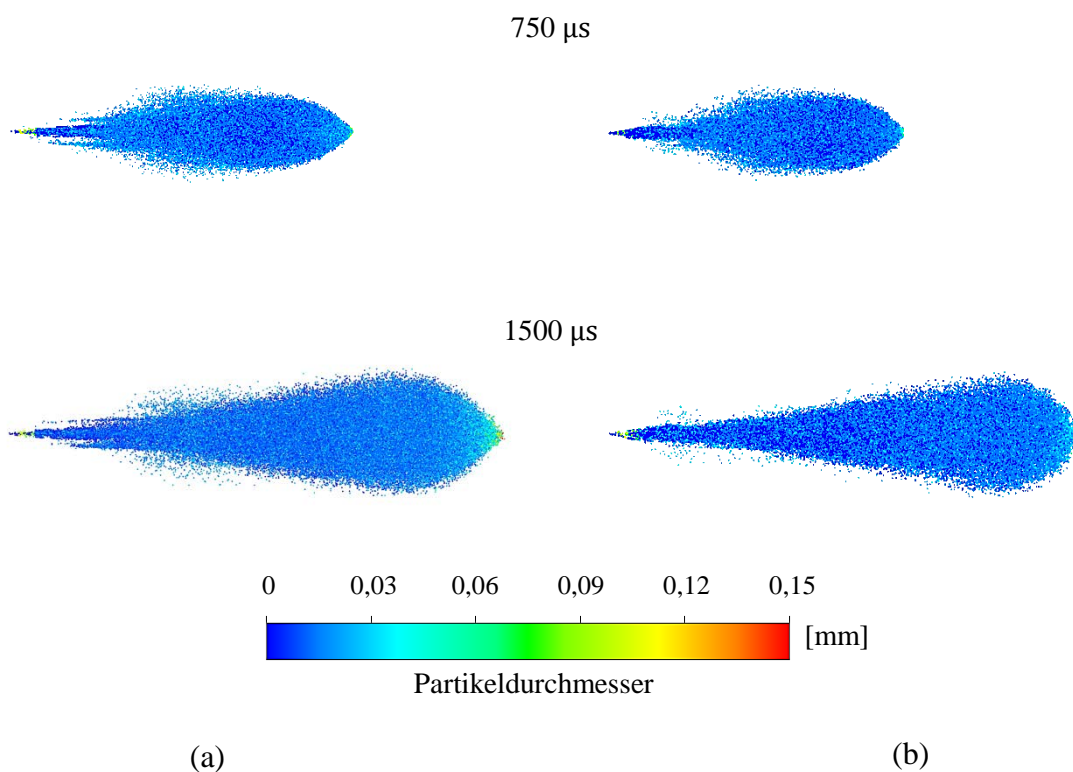


Abbildung 5.15: Spraystrahlen

(a) Standard Aufbruchskonstanten; (b) Modifizierte Aufbruchskonstanten;

Wie aus der Abbildung 5.14 zu erkennen ist, können durch die Modifizierung der Aufbruchskonstanten die beiden mittleren Partikeldurchmesser (D_{10} und D_{32}) reduziert werden. Darüber hinaus konnten durch die Modifizierung der Aufbruchskonstanten die Tropfengrößen an der Spitze des Spraystrahls auf physikalisch plausible Werte verringert werden, siehe Abbildung 5.15.

Mit den durchgeführten Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass bei der Spraymodellierung mit modifizierten Aufbruchskonstanten des KHRT-Modells und der Berücksichtigung der Koaleszenz insgesamt eine gute Übereinstimmung zu den Messergebnissen erzielt werden kann. Daher wird bei allen weiteren Spraymodellierungen die gleiche Vorgehensweise angewendet. Die weiteren Simulations- und Messergebnisse der Einspritzuntersuchungen unter motorrelevanten Bedingungen in der Druckkammer sind im Anhang zu finden. Im folgenden Abschnitt wird der Kraftstoff in einer Umgebung mit atmosphärischem Druck eingespritzt und das Modell validiert.

Einspritzvalidierung unter atmosphärischer Bedingung

Die Untersuchung des Sprayverhaltens unter atmosphärischen Bedingungen erfolgte mit dem BP1 bei 600 bar Einspritzdruck, siehe Tabelle 3.2, wobei auch hier ein einzelner Spraystrahl numerisch berechnet wurde. In diesem Fall besitzt die Luft eine bedeutend geringere Dichte ($\rho_L \approx 1,1 \text{ kg/m}^3$) als bei den vorher vorgestellten Untersuchungen in der Druckkammer. Aufgrund der geringeren Luftdichte resultiert eine wesentlich größere Eindringtiefe des Dieselstrahls, so dass alle Bereiche (G1-G4) der Berechnungsdomain verwendet wurden. Die Einspritzung während der Messkampagne wurde mit einem 7-Loch Magnetventilinjektor mit einem $109 \mu\text{m}$ Austrittslochdurchmesser realisiert. Dieser Injektor wurde ebenfalls in einem Injection Analyser hydraulisch untersucht und die gemessenen Einspritzraten in die Simulation eingebaut. Die Berechnung erfolgte mit RANS zusammen mit dem KHRT-Aufbruchmodell, wobei die Koaleszenz bei diesen Untersuchungen ebenfalls berücksichtigt wurde. Ähnlich der Druckkammeruntersuchungen wurden auch in diesem Fall die Aufbruchskonstanten modifiziert. Die gesamte Einspritz- und Simulationsdauer betrug $1500 \mu\text{s}$. Die Auswertung und Validierung des BP1 erfolgte wieder anhand der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften.

Wie aus der Abbildung 5.16(a) zu erkennen ist, entsteht aufgrund der geringeren Luftdichte eine relativ große Eindringtiefe, wobei diese bis ca. $900 \mu\text{s}$ einen nahezu linearen Verlauf besitzt. Auch beim Spraywinkel ändern sich über den gesamten ausgewerteten Zeitbereich die Werte nur geringfügig. Insgesamt konnten die gemessenen makroskopischen Sprayeigenschaften von der Simulation gut wiedergegeben werden.

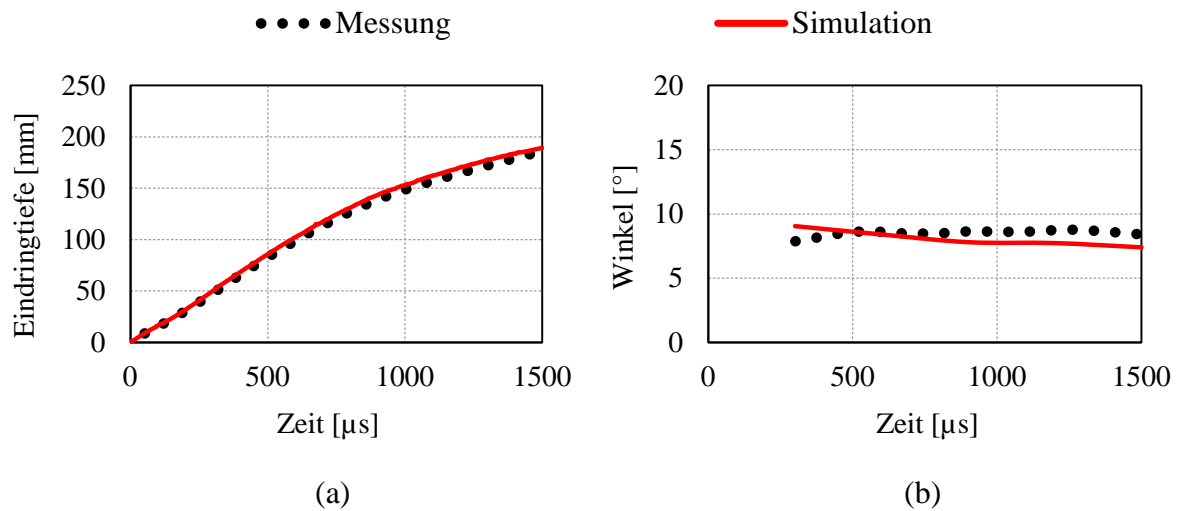


Abbildung 5.16: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP1
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

Bei der Analyse der mikroskopischen Sprayeigenschaften wurden die mittleren arithmetischen und Sauterdurchmesser ausgewertet. Aufgrund der geringeren Luftdichte in der Einspritzumgebung wurden an der Messstelle kleinere Tropfengrößen sowohl in der Simulation als auch in der Messung detektiert, siehe Abbildung 5.17.

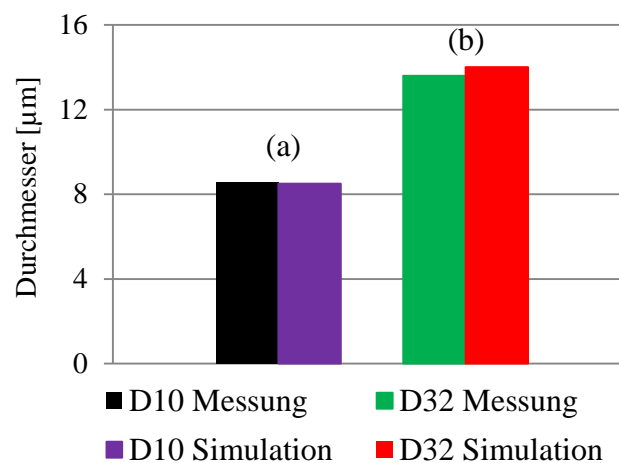


Abbildung 5.17: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP1
(a) Mittlerer Durchmesser; (b) Sauterdurchmesser;

Bei beiden Durchmessern konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erzielt werden. Die Ergebnisse der Validierung weiterer Betriebspunkte (BP2 und BP3) unter der atmosphärischen Umgebung sind im Anhang zusammengefasst.

Einspritzvalidierung unter motorischen Bedingungen

In diesem Abschnitt wird auf die Sprayvalidierung unter motorischen Bedingungen eines optischen Motors bei 600 bar Einspritzdruck und 41,2 bar Gegendruck (BP8), siehe Tabelle 3.2, eingegangen. Der Einspritz- und Kammerdruck sind bei BP8 ähnlich dem bei BP5. Durch die Luftkomprimierung entsteht allerdings eine viel höhere Temperatur im Brennraum, so dass die Luftdichte des BP8 einen geringeren Wert von $\rho_L = 16,7 \text{ kg/m}^3$ aufweist. Die Berechnung der Zylinderinnenströmung und Einspritzung erfolgte bei $N_M = 2000 \text{ min}^{-1}$. Insgesamt wurden vier Zyklen mit RANS sowie zwei weitere SAS-Zyklen berechnet. Die Einspritzung und die Auswertung erfolgen nur im letzten RANS- und SAS-Zyklus. Die weiteren Simulationseinstellungen wurden aus dem Kapitel 4.3 übernommen.

Die Einspritzung während der Messkampagne erfolgte mit einem 7-Loch Magnetventilinjektor, der schon bei den atmosphärischen Sprayuntersuchungen eingesetzt wurde. Ähnlich der Messung wurden diesmal bei dem Einspritzvorgang gleichzeitig alle 7-Dieselstrahlen simuliert. Bei der Auswertung der makroskopischen Sprayeigenschaften wurden die Eindringtiefe und der Spraywinkel über die 7-Dieselstrahlen gemittelt. Zwar wurde bei dem optischen Motor der Kraftstoff konditioniert, dieser erwärmt sich jedoch in der Injektorspitze aufgrund höherer Brennraumtemperaturen und wird demzufolge mit einer höheren unbekanntem Temperatur im Brennraum eingespritzt.

Bevor die Sprayeigenschaften der Simulation und der Messung analysiert und verglichen werden können, wurde der Einfluss der eingespritzten Kraftstofftemperatur analysiert. Diesbezüglich wurden drei RANS-Berechnungen mit unterschiedlichen Kraftstofftemperaturen 313 K, 333 K, 353 K durchgeführt. Die Analyse der Kraftstofftemperatur erfolgte mit Hilfe der Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffes, siehe Abbildung 5.18. Der Einspritzzeitpunkt lag sowohl in der Simulation als auch in der Messung bei 7°KW vor ZOT. Die Auswertung der Sprayeindringtiefe erfolgte im Sichtbereich des Pancake-Kolbens bis 2°KW vor ZOT. Da keine Blende zur Strahlisolierung im optischen Motor verbaut ist, siehe Kapitel 3.3, konnte die Eindringtiefe auch in der Düsennähe aufgenommen und ausgewertet werden.

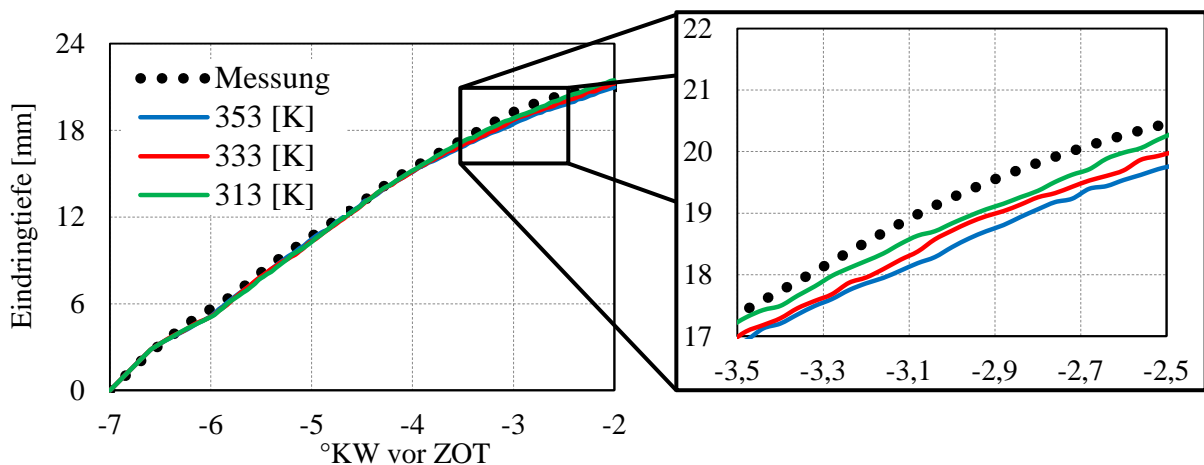


Abbildung 5.18: Eindringtiefe bei verschiedenen Kraftstofftemperaturen im BP8

Mit der Erhöhung der eingespritzten Kraftstofftemperatur kommt es zur Reduzierung der Eindringtiefen des flüssigen Kraftstoffes. Die Unterschiede sind aber sehr gering, was gut in der vergrößerten Darstellung beobachtet werden kann. Darüber hinaus sind in Abbildung 5.19 die Massen des flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffes aufgetragen.

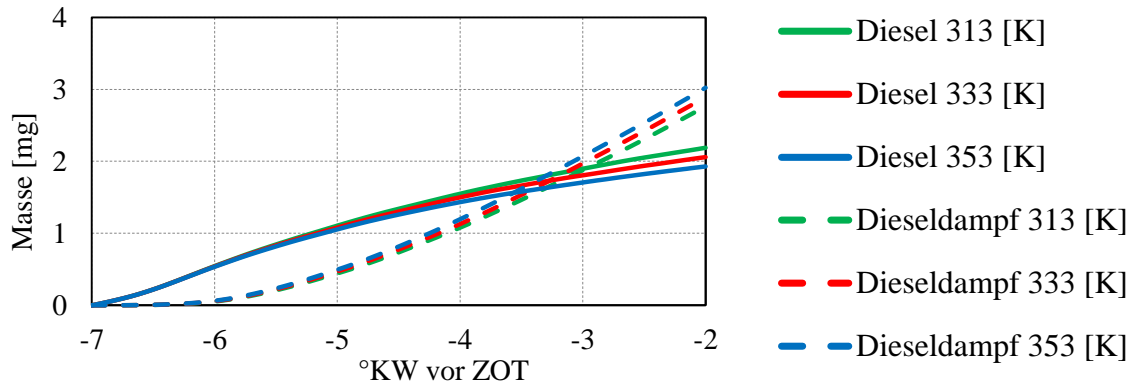


Abbildung 5.19: Flüssige und dampfförmige Kraftstoffmasse bei verschiedenen Kraftstofftemperaturen im BP8

Der eingespritzte Kraftstoff fängt ab ca. 1°KW nach der Einspritzung in die Dampfphase überzugehen, wobei merkbare Unterschiede zwischen den eingespritzten Kraftstofftemperaturen ab ca. 2°KW nach der Einspritzung beobachtet werden können. Mit der Erhöhung der Kraftstofftemperatur findet eine schnellere Verdampfung des eingespritzten Kraftstoffes statt. So führt am Ende der Auswertung, bei 2°KW vor ZOT, eine Änderung der Kraftstofftemperatur um 20 K zu einer Änderung der verdampften Kraftstoffmasse um ca. 0,13 mg. Bei dem analysierten Zeitfenster sind jedoch die Unterschiede relativ gering. Somit wird bei allen weiteren Einspritzsimulationen eine Kraftstofftemperatur von 333 K, die der konditionierten Motortemperatur entspricht, eingesetzt.

Anschließend wurden für BP8 die Simulationsergebnisse des RANS- und SAS-Modells miteinander verglichen, siehe Abbildung 5.20. Da aus dem optischen Motor keine Messdaten bezüglich der mikroskopischen Sprayeigenschaften vorliegen, erfolgt die Validierung der beiden Simulationsmodelle nur anhand der Eindringtiefe und des Spraywinkels. Die Auswertung des Spraywinkels erfolgt im Gegensatz zu den Druckkammeruntersuchungen in einem Bereich zwischen 2 mm und 8 mm.

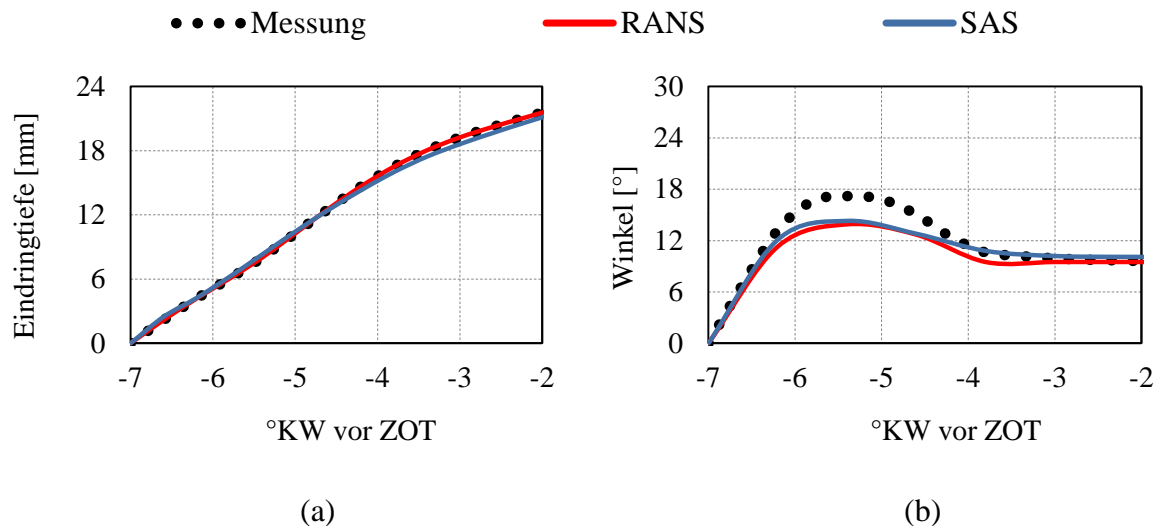


Abbildung 5.20: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP8

(a) Eindringtiefe;

(b) Spraywinkel;

Im Fall der Eindringtiefe konnten relativ gute Übereinstimmungen zwischen den beiden Simulations- und den Messergebnissen erzielt werden. Beim Spraywinkelverlauf zeigen sowohl die SAS- als auch die RANS-Ergebnisse, während des quasi-stationären Bereichs zwischen ca. 4°KW und 2°KW vor ZOT, ebenfalls gute Übereinstimmungen mit den Messergebnissen. Im Bereich zwischen 7°KW und 4°KW vor ZOT, in dem die Sprühstrahlauflaufweite stattfindet, wurden im Vergleich zur Messung von beiden Modellen etwas geringere Werte berechnet.

Die Ausbreitung der Spraystrahlen ist in Abbildung 5.21 zu vier verschiedenen Zeitpunkten abgebildet. Wie aus dieser Darstellung zu erkennen ist, werden die Dieselstrahlen bei beiden Modellen etwas stärker in die Drehrichtung des Dralls abgelenkt als bei den Messungen. Beim Vergleich zwischen dem RANS- und SAS-Modell können ebenfalls Unterschiede in der Sprayform festgestellt werden. Unterschiede treten im Wesentlichen zu Beginn der Einspritzung auf. Nachdem die Dieselstrahlen die Kolbenmuldenwand erreicht haben, entsteht mit den RANS- als auch mit den SAS-Ergebnissen eine den Messergebnissen ähnliche Strahlstruktur. Die Validierungsergebnisse des letzten Betriebspunktes (BP9) zeigen vergleichbare Tendenzen und sind im Anhang abgebildet.

Mit den durchgeführten Einspritzuntersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Anwendung des KHRT-Aufbruchsmodells mit modifizierten Aufbruchskonstanten und unter Berücksichtigung der Koaleszenz zu einer guten Übereinstimmung bei allen untersuchten Einspritzumgebungen führt.

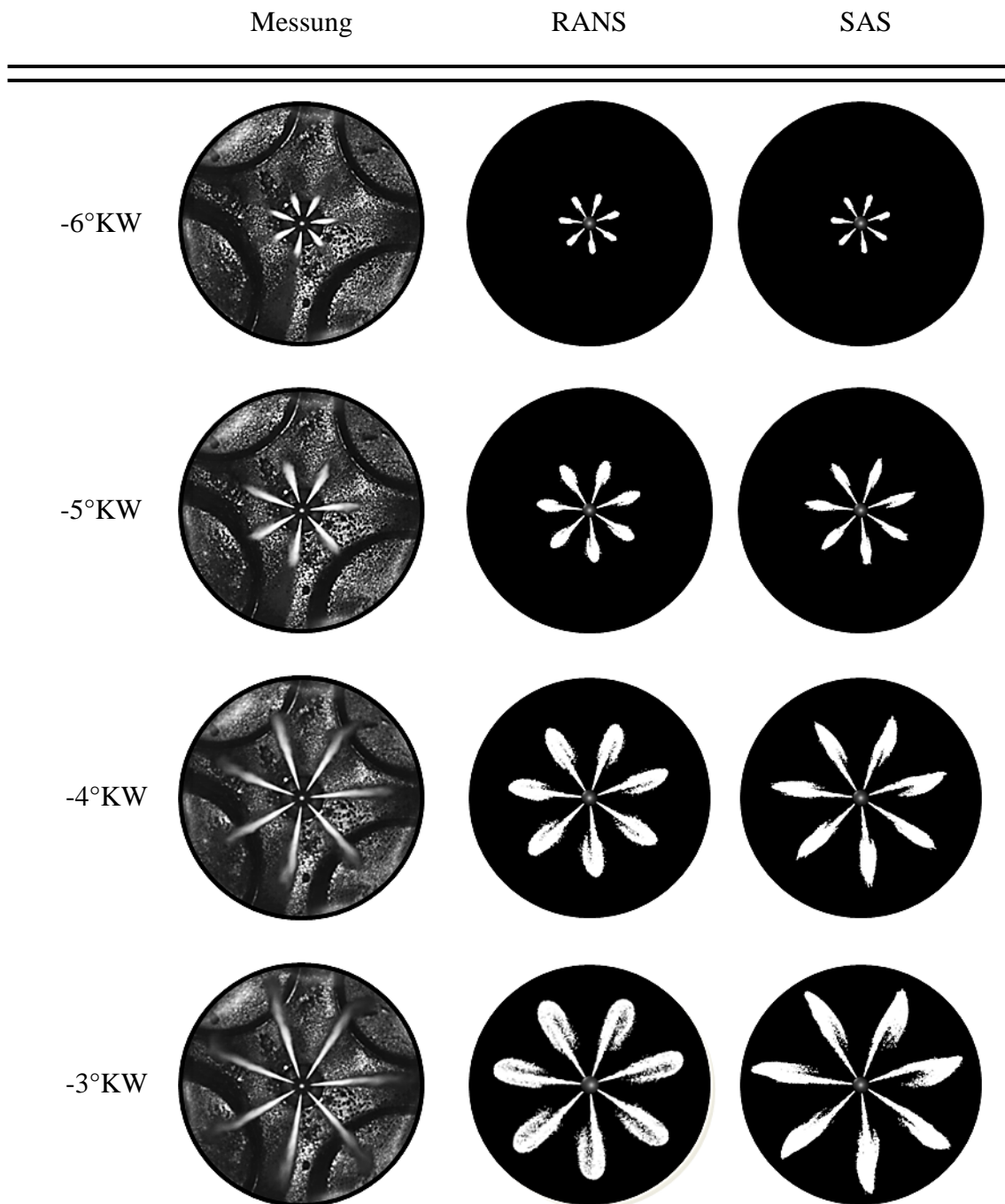


Abbildung 5.21: Zeitliche Entwicklung der Strahlstrukturen der Mess-, RANS- und SAS-Ergebnisse

Im folgenden Kapitel wird unter Einbeziehung der gewonnenen Erkenntnisse der Einfluss der zyklischen Schwankungen während der Einspritzung im Motor untersucht. Dabei werden nach derzeitigem Kenntnisstand zum ersten Mal die Korrelationen zwischen den Gemischbildungseigenschaften und der Drallströmung analysiert

6 Zyklische Schwankungen bei der Gemischbildung

Nachdem die Zylinderströmung und die Dieseleinspritzung ausgiebig untersucht und validiert wurden, werden in diesem Kapitel die Auswirkungen der zyklischen Schwankungen auf die Gemischbildung im Brennraum analysiert. Hierfür wurde ein nicht aufgeladener Betriebspunkt bei $N_M = 2000 \text{ min}^{-1}$ ausgewählt, so dass die Einspritzung in zehn mit SAS berechneten Zyklen erfolgen konnte. Als Einspritzstrategie fand eine Blockeinspritzung mit Rechteckprofil ohne Vor- und Nacheinspritzung Anwendung. Dabei wurde der Kraftstoff mit 600 bar bei 7°KW vor ZOT in den Brennraum eingetragen. Die gesamte Einspritzung dauerte 12°KW , so dass die Auswertung der Gemischbildung kurz vor Zündbeginn bei 5°KW nach ZOT erfolgt. Die Simulationsmodelle sowie die Einspritzparameter wurden aus den vorherigen Untersuchungen, siehe Kapitel 5, übernommen. Für die folgenden Auswertungen sind in der Abbildung 6.1 die Positionen der einzelnen Spraystrahlen sowie der Einlass- und Auslassventile abgebildet, wobei auf die Nummerierung der Spraystrahlen (S1 bis S7) in der nachfolgenden Auswertung Bezug genommen wird.

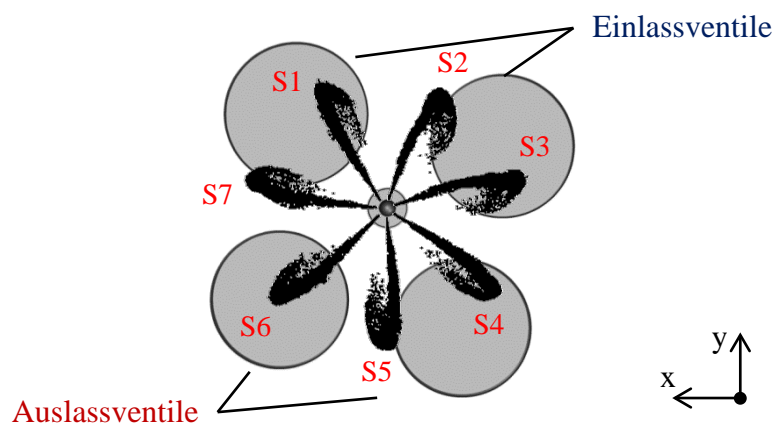


Abbildung 6.1: Position der Dieselstrahlen im Brennraum

6.1 Sprayausbreitung und Kraftstoffverteilung in Abhängigkeit der zyklischen Schwankungen

Die Strahlausbreitung und die Kraftstoffverteilung im Brennraum besitzen einen maßgeblichen Einfluss auf die Verbrennung und die resultierenden Abgasemissionen. Daran angelehnt werden die einzelnen Spraystrahlen (S1...S7) der zehn berechneten Zyklen als erstes hinsichtlich der Eindringtiefe ausgewertet und die erzielten Ergebnisse in der Abbildung 6.2 dargestellt. Die Auswertung erfolgt dabei wieder innerhalb des Sichtbereiches des Pancake-Kolbens. Im oberen linken Bereich der Abbildung 6.2 ist die gesamte Eindringtiefe des Strahls S1 über 5°KW abgebildet.

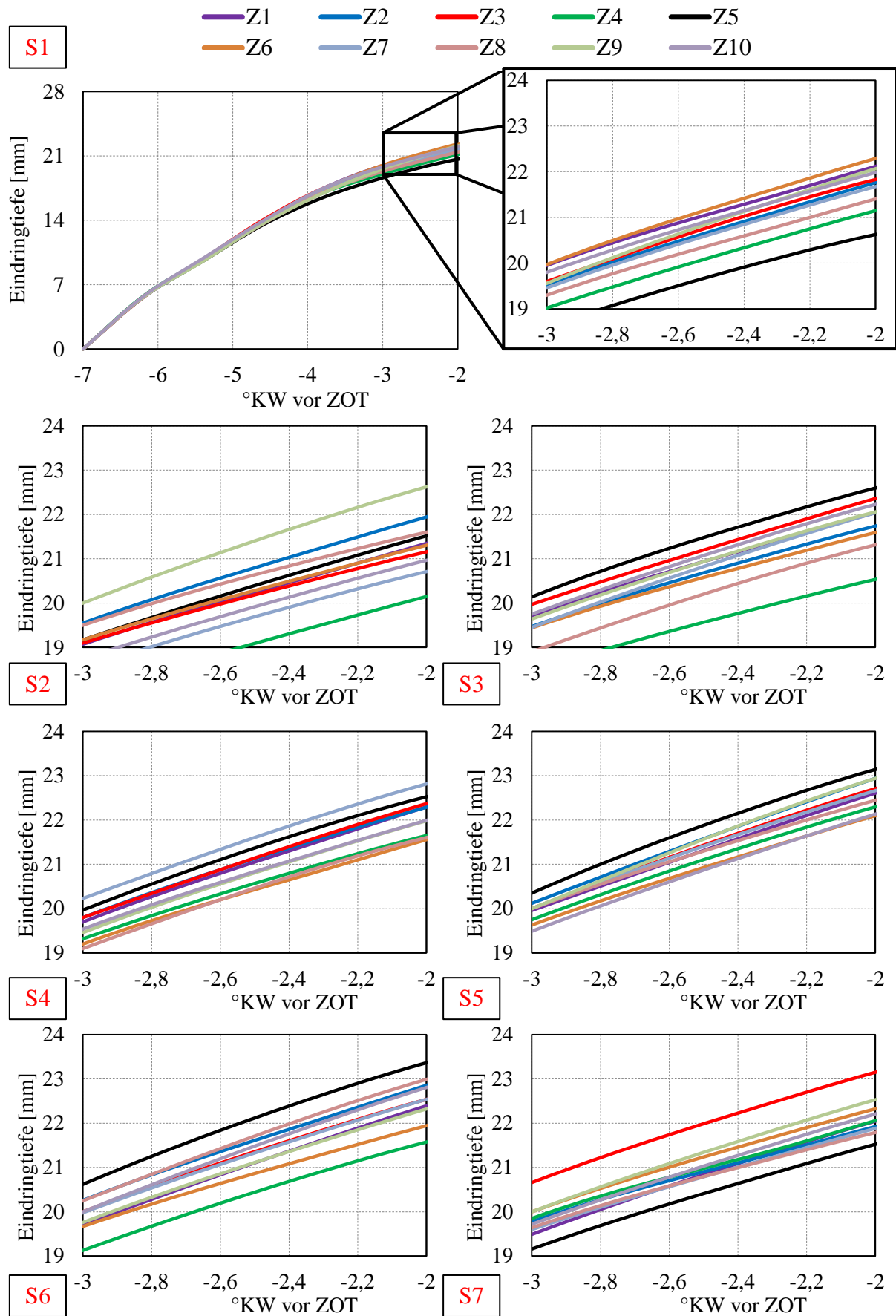


Abbildung 6.2: Eindringtiefe der Spraystrahlen in den 10 einzelnen Zyklen (Z1...Z10)

Während der ersten 2°KW nach dem Einspritzbeginn können keine nennenswerten Unterschiede zwischen den zehn Zyklen beobachtet werden, was auf die wesentlich höhere Geschwindigkeit des Dieselstrahls zu diesem Zeitpunkt im Vergleich zu der vorherrschenden Luftgeschwindigkeit im Brennraum zurückgeführt werden kann. Bei weiterer Eindringung des Sprays in den Brennraum sinkt die Relativgeschwindigkeit zwischen der Luft und dem Spray und es können unterschiedliche Verläufe der Eindringtiefen beobachtet werden.

Wie am Beispiel des Strahls S1 zu erkennen ist, können im Bereich zwischen 3°KW und 2°KW vor ZOT (Abbildung 6.2 oben rechts) deutliche Streuungen der Eindringtiefe zwischen den einzelnen Zyklen beobachtet werden. Die Eindringtiefe der restlichen sechs Spraystrahlen (S2 bis S7) wird nur in diesem Bereich dargestellt, siehe Abbildung 6.2. Alle sieben Spraystrahlen weisen bei der ausgewerteten Eindringtiefe eine breite Streuung zwischen den einzelnen Zyklen auf, was auf die zyklischen Schwankungen der Zylinderströmung zurückgeführt werden kann. Im Zyklus 4 kann bei mehreren Einspritzstrahlen (S2, S3, S6) eine besonders niedrige Eindringtiefe beobachtet werden. Zyklus 5 weist dagegen bei mehreren Einspritzstrahlen (S3, S5, S6) die größte Eindringtiefe auf.

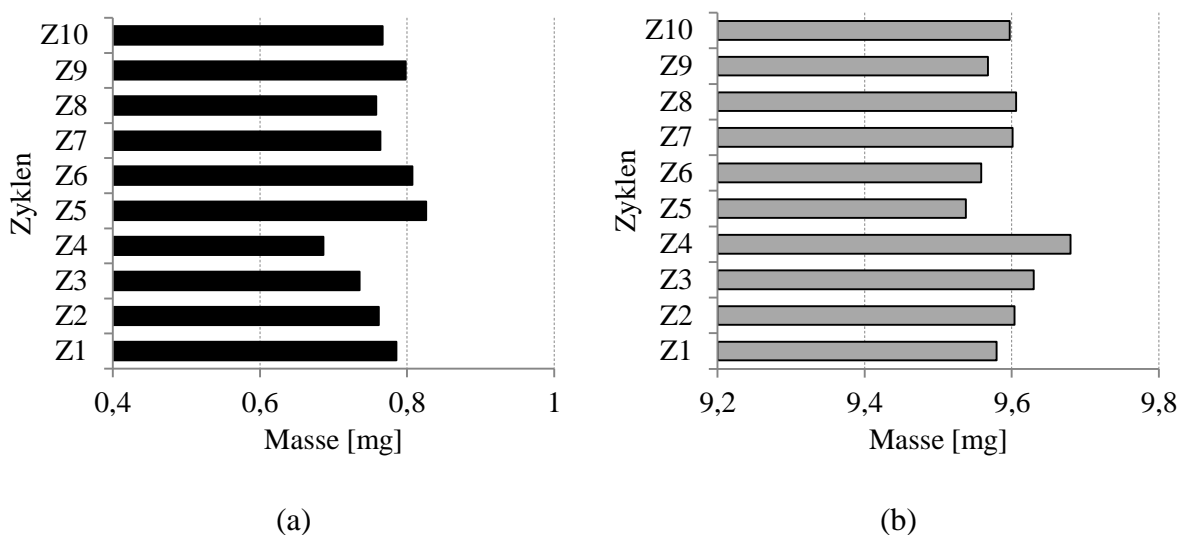


Abbildung 6.3: Berechnete Kraftstoffmasse bei 5°KW nach ZOT

(a) Flüssiger Kraftstoff;

(b) Dampfförmiger Kraftstoff;

Des Weiteren wurden die zehn Zyklen am Ende der Einspritzung bei 5°KW nach ZOT hinsichtlich der flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffmasse analysiert. Die berechneten Anteile der flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffmasse der zehn Zyklen sind in der Abbildung 6.3 zu sehen. Dabei ist zu erkennen, dass bei dem ausgewählten Zeitpunkt der Großteil des eingespritzten Dieselkraftstoffs bereits verdampft ist, so dass die dampfförmige die flüssige Kraftstoffmasse deutlich übersteigt. Von den ausgewerteten Zyklen zeigt der Zyklus 4 die größte verdampfte Kraftstoffmasse auf. Der Zyklus 5 weist im Gegenteil dazu den größten Flüssigkeitsanteil auf, was mit den vorher bei diesem Zyklus beobachteten längeren Eindringtiefen korreliert.

In Dieselmotoren spielen die lokal stöchiometrischen und leicht fetten Zonen ($\lambda = 0,5 - 1,0$) eine wesentliche Rolle, da es bei der Erreichung der notwendigen Temperaturen in diesen Bereichen zur Entstehung mehrerer voneinander unabhängiger Zündherden kommt [5]. Daher wurden bei den untersuchten Zyklen die Volumenanteile mit Lambda $\lambda = 0,5 - 1,0$ bei 5°KW nach ZOT bestimmt. In der Abbildung 6.4 sind die berechneten und im Verhältnis zum gesamten Brennraumvolumen gesetzten Volumenanteile dargestellt. Die Ergebnisse der Auswertung mit Lambda $\lambda = 0,5 - 1,0$ weisen ähnliche Tendenzen wie die berechnete Kraftstoffmasse in der Abbildung 6.3 auf. In beiden Abbildungen können bei Zyklus 4 die größten Werte festgestellt werden. Die geringsten Werte wurden dagegen im Zyklus 5 beobachtet.

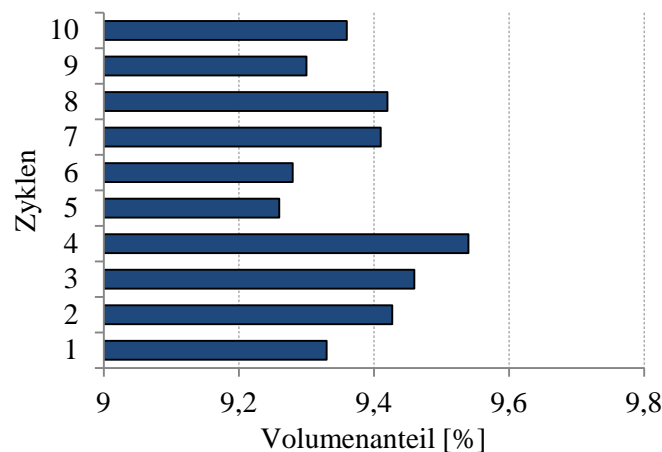


Abbildung 6.4: Brennraumanteil mit Lambda $\lambda = 0,5 - 1,0$ bei 5°KW nach ZOT

Mit der durchgeführten Untersuchung konnte der Einfluss der zyklischen Schwankungen auf die Strahlausbreitung und die Kraftstoffverteilung im Brennraum gezeigt werden. Bei den Zyklen mit einer schnelleren Kraftstoffverdampfung entstehen auch größere zündfähige Gebiete. Somit weist der Zyklus 4 den größten Brennraumanteil mit $\lambda = 0,5 - 1,0$ auf. In diesem Zyklus konnte bei mehreren Strahlen eine besonders geringere Eindringtiefe beobachtet werden. Beim Zyklus 5 wurde dagegen eine schlechtere Kraftstoffverteilung im Brennraum festgestellt. Einige Spraystrahlen in diesem Zyklus zeigen im Vergleich zu den anderen Zyklen eine erhöhte Eindringtiefe auf. Außerdem weist dieser Zyklus schlechte Kraftstoffverdampfung auf, was zu einem geringeren Brennraumanteil mit $\lambda = 0,5 - 1,0$ führt.

6.2 Korrelation der Gemischbildungs- und Strömungscharakteristik

Eine mögliche Ursache für die schwankenden Gemischbildungseigenschaften dieser Zyklen könnte eine sich ändernde Drallstärke sein. Um den Einfluss der Drallstärke auf die Gemischbildung zu analysieren, wurden die volumengemittelten Drallzahlen D_V im Brennraum vor dem Beginn der Einspritzung bei 7°KW vor ZOT berechnet. Zusätzlich wurden die Drallzahlen von zehn Einzelzyklen bei 5°KW nach ZOT am Ende der

Einspritzung sowie zum gleichen Zeitpunkt ohne Einspritzung berechnet und in der Abbildung 6.5 zusammengefasst.

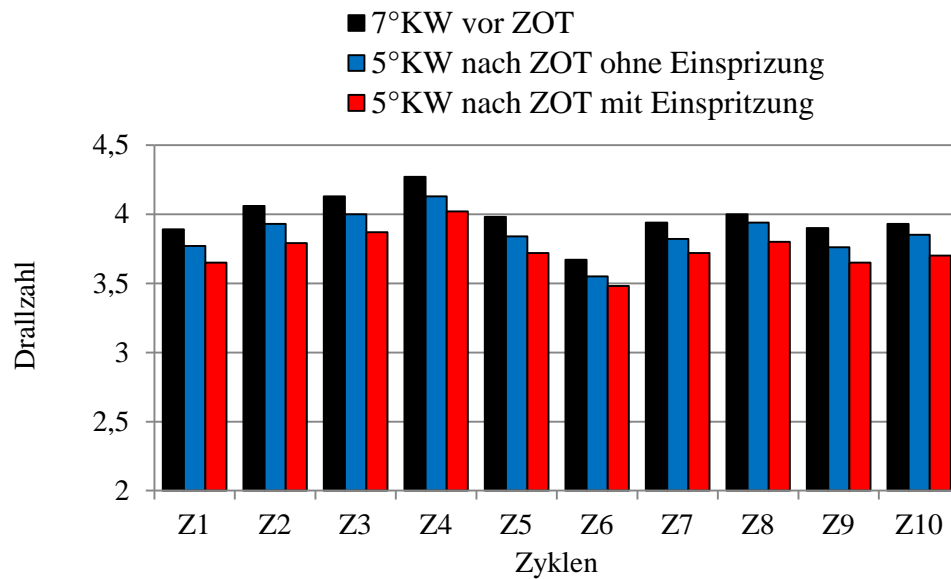


Abbildung 6.5: Volumengemittelte Drallzahlen vor und nach der Einspritzung sowie ohne Einspritzung

Die größte Drallzahl vor dem Einspritzbeginn bei 7°KW vor ZOT kann im Zyklus 4 mit $D_V = 4,27$ und die geringste im Zyklus 6 mit $D_V = 3,67$ beobachtet werden. Die Drallzahl im Zyklus 5 mit $D_V = 3,98$ liegt ca. beim Mittelwert von allen zehn Zyklen. Wird die Zylinderströmung weiter ohne Einspritzung berechnet, so kann eine Abnahme der Drallzahl in der Expansionsphase beobachtet werden. Im Vergleich zu dem Zeitpunkt 7°KW vor ZOT sinken die Drallzahlen z.B. des Zyklus 4 bei 5°KW nach ZOT um 3,2% ab, wobei die festgestellten Tendenzen zwischen den zehn Einzelzyklen auch in der Expansionsphase erhalten bleiben. Bei der Berechnung mit der Einspritzung wird die Drallströmung im Brennraum durch die Spraystrahlen gestört, was an der Abnahme der Drallzahlen zu erkennen ist. Im Vergleich zu 7°KW vor ZOT nimmt die Drallzahl bei 5°KW nach ZOT z.B. beim Zyklus 4 um ca. 5,8% ab, wobei auch nach der Einspritzung die festgestellten Tendenzen zwischen den Zyklen erhalten bleiben.

Mit den bisherigen Auswertungen wurde gezeigt, dass mit zunehmender Drallzahl die Gemischbildung begünstigt wird, was an der erhöhten Verdampfung und größeren lokalen Lambdagebieten zu erkennen ist. Der Zyklus 5 stellt eine Ausnahme dar. Zwar weist der Zyklus 5 eine mittlere Drallzahl auf, zeigt aber die schlechteste Gemischbildung von allen zehn Zyklen auf. Desweiteren wurden die Lambdabereiche $\lambda = 1,0$ der drei Zyklen 4, 5 und 6 mit ISO-Flächen visualisiert. Der zeitliche Verlauf dieser ISO-Flächen ist in der Abbildung 6.6 zu sehen.

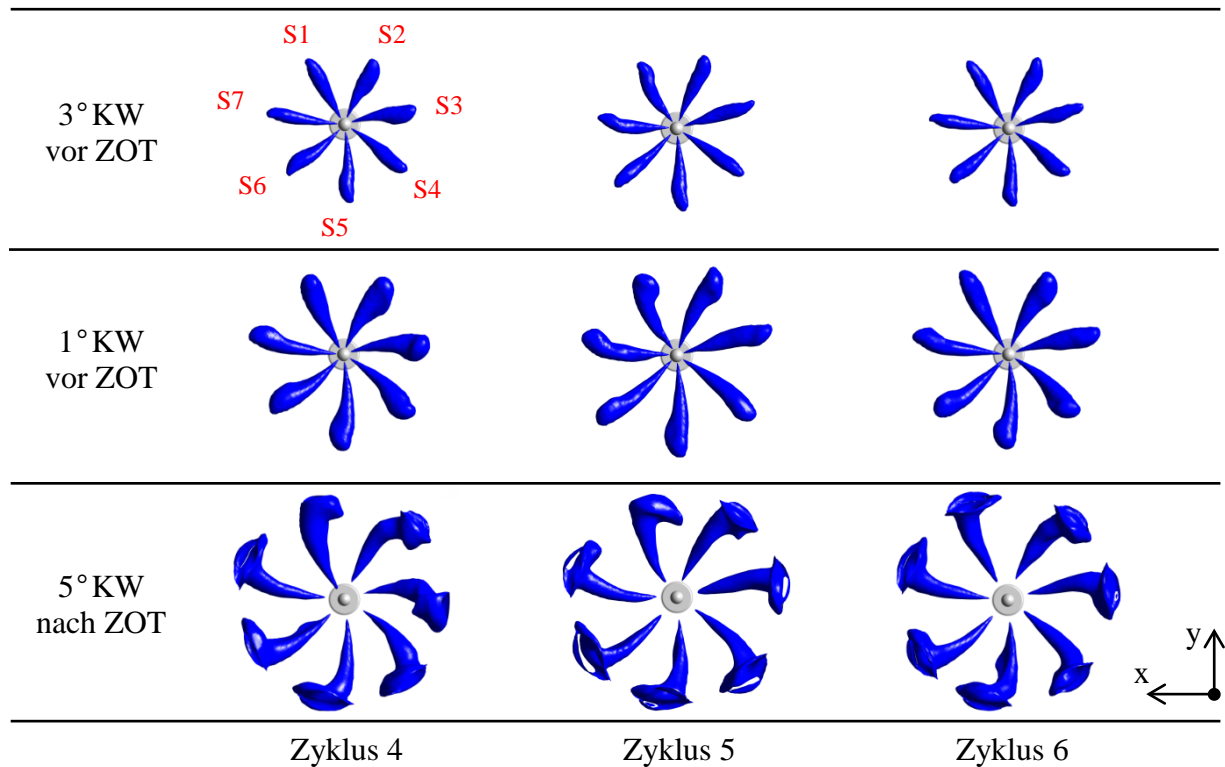


Abbildung 6.6: ISO-Flächen mit Lambda $\lambda = 1,0$ während der Einspritzung

Die ersten dargestellten ISO-Flächen mit Lambda $\lambda = 1,0$ in der Abbildung 6.6 entsprechen 3°KW vor ZOT. Aufgrund des geringen verdampften Anteils der Dieselmasse zu diesem Zeitpunkt können bei allen Zyklen relativ kleine ISO-Flächen beobachtet werden, wobei der Einfluss der Zylinderströmung auf den einzelnen Spraystrahlen zu diesem Zeitpunkt gering ist. Mit zunehmender Zeit nach dem Einspritzbeginn und somit steigendem Anteil der verdampften Kraftstoffmasse werden deutliche Unterschiede zwischen den Zyklen sichtbar. Aufgrund der verschiedenen Strömungsbedingungen im Brennraum, die durch zyklische Schwankungen hervorgerufen werden, sind bei den Zyklen die einzelnen Spraystrahlen auch unterschiedlich stark durch die Strömung beeinflusst. Besonders deutlich werden die Unterschiede am Ende der Einspritzung bei 5°KW nach ZOT. Außerdem kann die Drallströmung, wie in [113] gezeigt wurde, die Verbrennung und Verteilung von Reaktions- und Reaktionszwischenprodukten beeinflussen.

Für die zyklischen Schwankungen spielt in den Brennraumvorgängen die Turbulenz eine wichtige Rolle. Während der Einspritzung fördert die erhöhte Turbulenz der Düseninnenströmung den schnelleren Strahlaufbruch. Ein größerer Turbulenzgrad der Zylinderströmung führt außerdem zu höheren Brenngeschwindigkeiten während der Verbrennung [114]. Diesbezüglich wurde bei den zehn Zyklen die turbulente kinetische Energie TKE berechnet. Ähnlich der Auswertung mit Stabilitätskriterien erfolgte die Auswertung der TKE auf den vier Ebenen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Die Position der vier Ebenen ist in der Abbildung 6.7 zum ZOT zu sehen.

Zuerst wird die flächengemittelte TKE bei 7°KW vor ZOT berechnet und in der Abbildung 6.7(a) dargestellt. Die ersten drei Ebenen (M1, M2, M3) unter dem Injektor, wie der Abbildung zu entnehmen ist, zeigen ähnliche flächengemittelte Werte. Die gemittelte turbulente kinetische Energie TKE beträgt für die ersten drei Ebenen (M1, M2, M3) $\text{TKE} \approx 13 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$. Die letzte Ebene weist bei den meisten Zyklen etwas höhere Werte auf. Der Mittelwert der M4-Ebene liegt bei $\text{TKE} \approx 15,7 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$. Wie schon bei der Auswertung mit den Stabilitätskriterien festgestellt wurde, kommt es bei Annäherung des Kolbens an die letzte Ebene (M4) zu einem Anstieg der zyklischen Schwankung und zur Erhöhung der TKE.

Der zweite ausgewertete Zeitpunkt lag bei 5°KW nach ZOT. Ähnlich der Auswertung der Drallzahl in der Abbildung 6.5, wurden bei dieser Auswertung die Simulationsergebnisse mit und ohne eingespritzten Kraftstoff analysiert. Bei der Berechnung reiner Luftströmung ohne Einspritzung nehmen die TKE-Werte in der Expansionsphase etwas ab, siehe Abbildung 6.7(b). Bei den ersten drei Ebenen (M1, M2, M3) unter dem Injektor können wieder relativ ähnliche TKE-Werte beobachtet werden, wobei der Mittelwert der drei Ebenen bei ca. $10,7 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$ lag. Die letzte Ebene (M4) weist, aufgrund der Kolbenposition, etwas höhere TKE-Werte auf. Der Mittelwert der 10 Zyklen beträgt bei M4 ca. $13,8 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$.

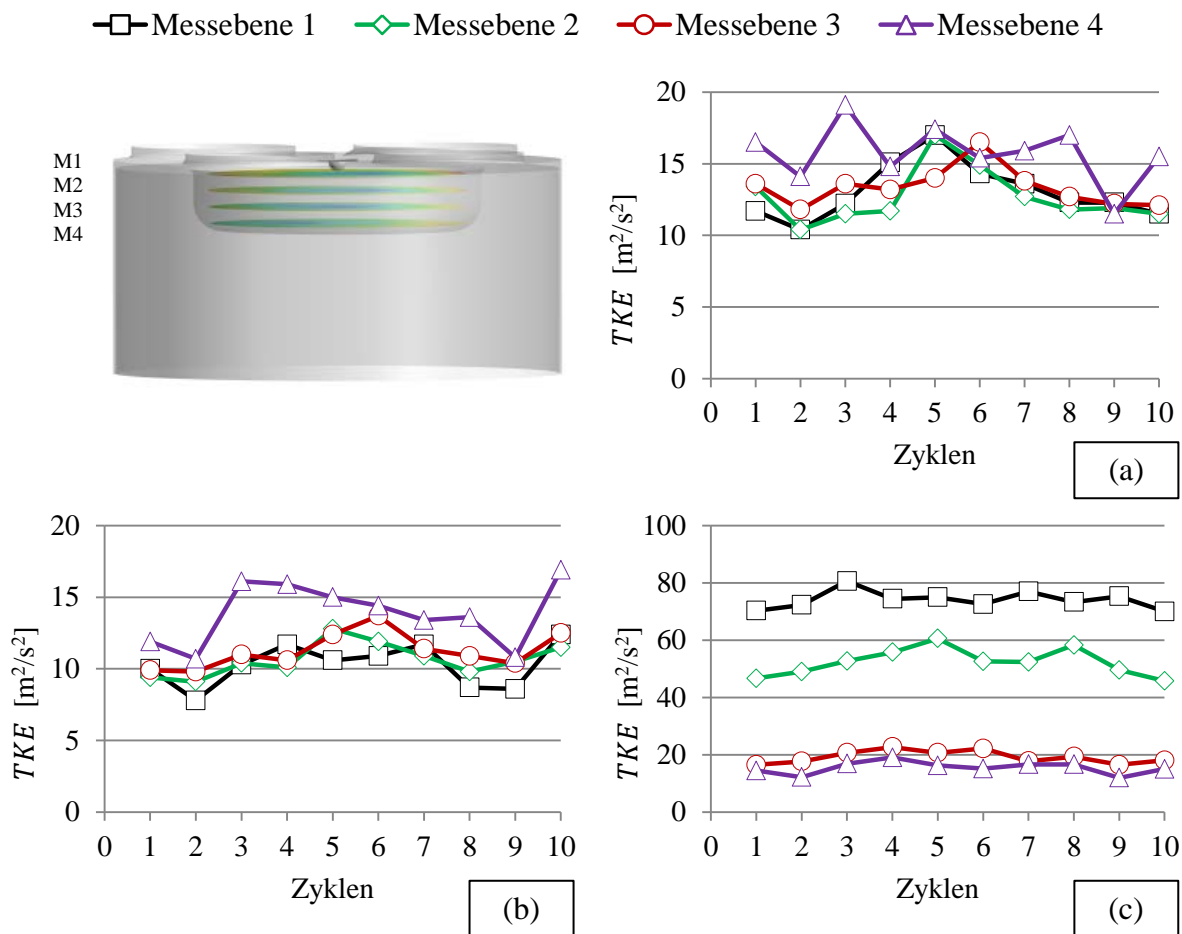


Abbildung 6.7: Flächengemittelte turbulente kinetische Energie
 (a) 7°KW vor ZOT; (b) 5°KW nach ZOT ohne Einspritzung;
 (c) 5°KW nach ZOT mit Einspritzung

Bei den Simulationsergebnissen mit Einspritzung konnte auf einigen Ebenen ein deutlicher Anstieg von TKE-Werten beobachtet werden, siehe Abbildung 6.7(c). Im Vergleich zur Zylinderströmung besitzt der eingespritzte Kraftstoff eine viel höhere Geschwindigkeit. Bei der Eindringung des Spraystrahls in den Brennraum wird die Luft um den Spraystrahl mitbeschleunigt, was zum Anstieg der turbulenten kinetischen Energie in diesem Bereich führt. Wie aus der Abbildung 6.7(c) zu erkennen ist, weist die erste Ebene unter dem Injektor M1 die höchsten TKE-Werte auf. Der Mittelwert der zehn Zyklen auf M1 beträgt ca. $74,1 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$. Der Grund für die hohen TKE-Werte liegt in der Position der Messebene. Da die höchsten Geschwindigkeiten während der Kraftstoffeinspritzung in der Nähe der Einspritzdüse entstehen, weist M1 auch die größten TKE-Werte von allen vier Ebenen auf. Mit der weiteren Eindringung des Dieselstrahls im Brennraum kommt es zur Reduzierung der Spraygeschwindigkeit und somit auch zur Abnahme der TKE, wie am Beispiel der Ebene M2 zu erkennen ist. Im Vergleich zu M1 sinkt der TKE-Mittelwert aus den zehn Zyklen auf M2 um ca. $21,8 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$. Bei den beiden letzten Ebenen (M3 und M4) konnte nur ein geringer Anstieg an TKE beobachtet werden, da diese unterhalb der Spraystrahlen liegen und somit durch die Spraystrahlen kaum beeinflusst werden. Die Mittelwerte aus den zehn Zyklen beträgt bei M3 ca. $19,2 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$ und bei M4 ca. $15,4 \text{ [m}^2/\text{s}^2]$.

Nach der Auswertung der TKE wurden die Abstände der einzelnen Drallzentren zur Zylinderachse bei 7°KW und 10°KW vor ZOT berechnet. Aufgrund dessen, dass die wesentliche Beeinflussung der Gemischbildung oberhalb der Ebenen M3 und M4 stattfindet, erfolgte die Auswertung nur auf den ersten beiden Ebenen M1 und M2, siehe Abbildung 6.8.

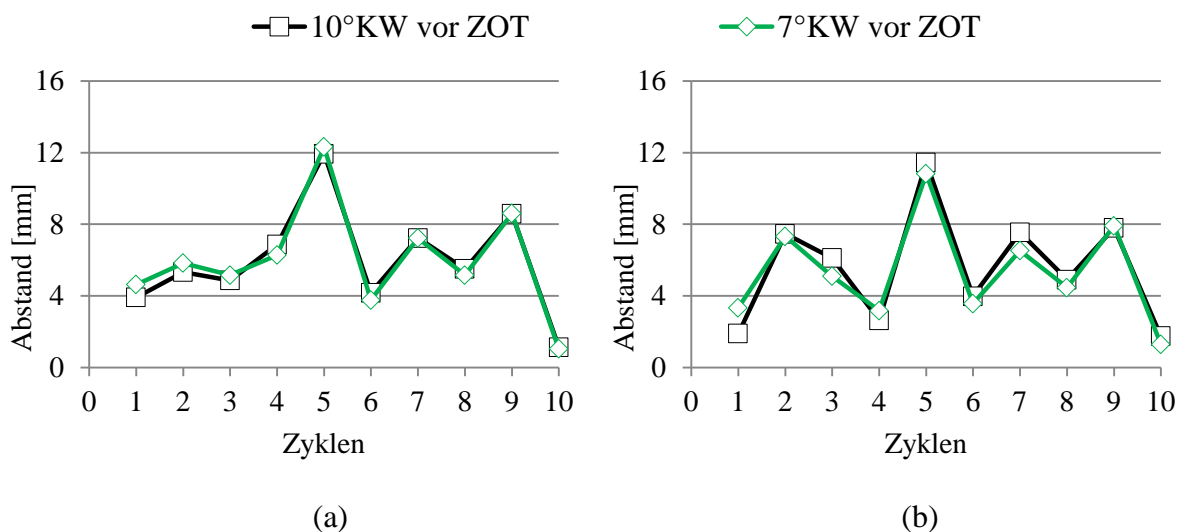


Abbildung 6.8: Abstand der einzelnen Drallzentren von der Zylinderachse
(a) Ebene M1; (b) Ebene M2;

Wie aus den beiden ausgewerteten Zeitpunkten zu erkennen ist, verschieben sich die Drallzentren innerhalb der 3°KW nur geringfügig. Die größte Entfernung des Drallzentrums von der Zylinderachse auf den beiden Ebenen M1 und M2 weist der Zyklus 5 auf. Die Drallströmung des Zyklus 5, sowie des Zyklus mit der höchsten Drallzahl (Zyklus 4) und geringsten Drallzahl (Zyklus 6) ist auf der Ebene M1 bei drei verschiedenen Zeitpunkten in

der Abbildung 6.9 zu sehen. Zusätzlich wurden in der Abbildung die Drallzentren (rot) und die Zylinderachse (weiß) eingetragen.

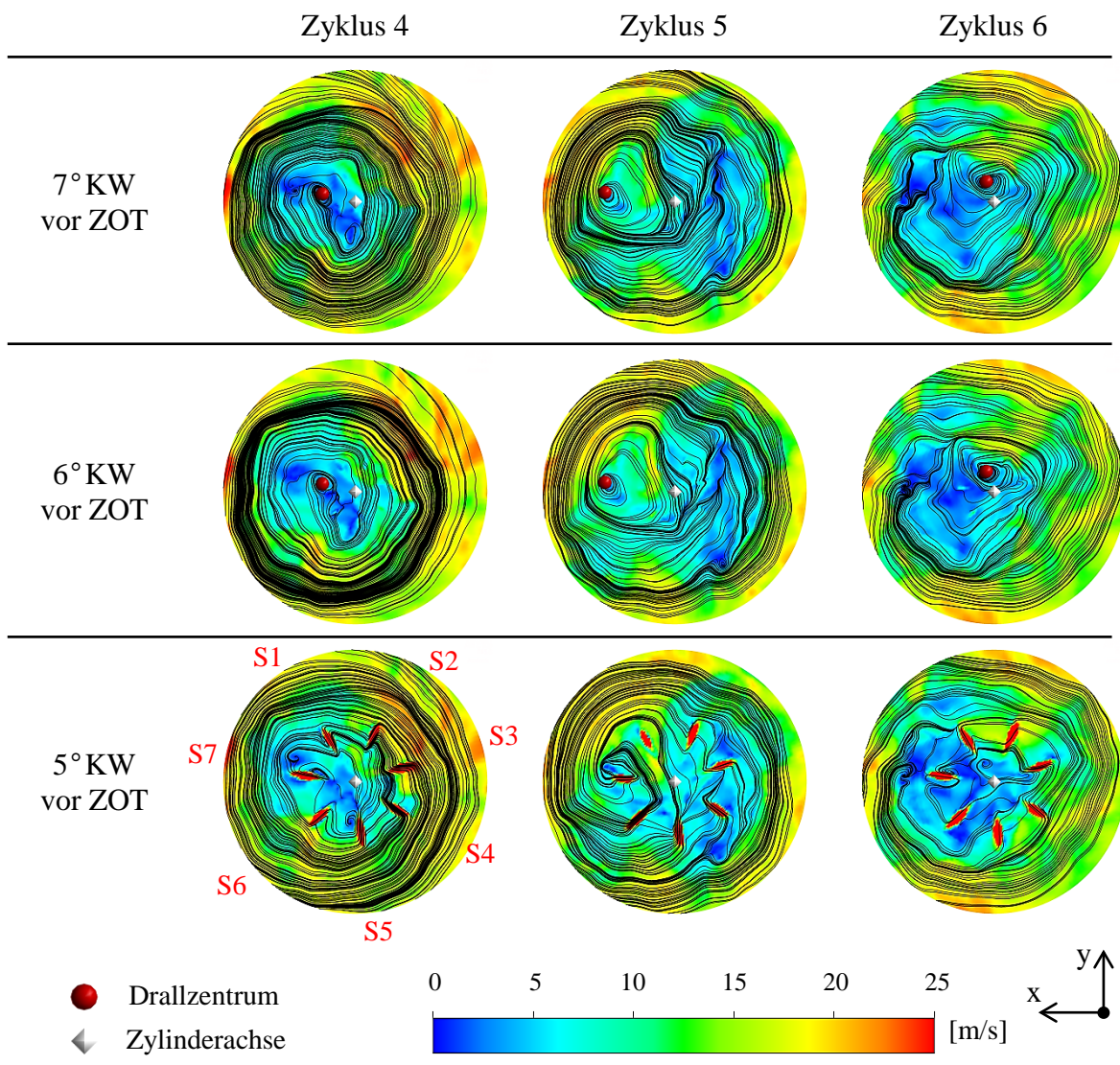


Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf der Drallströmung auf der Ebene M1

Der erste in der Abbildung 6.9 vorgestellte Zeitpunkt bei 7°KW vor ZOT stellt die Zylinderströmung vor der Einspritzung dar. Im Vergleich zu dem ersten Zeitpunkt ändert sich die Drallströmung bei dem zweiten Zeitpunkt nur geringfügig, da die Spraystrahlen die erste Ebene unter dem Injektor M1 noch nicht erreicht haben. Erst bei 2°KW nach der Einspritzung durchqueren die Spraystrahlen die Ebene M1 und lösen dabei die Drallstruktur auf dieser Ebene auf. Je weiter die Spraystrahlen im Brennraum eindringen, desto mehr beeinflussen diese die Drallströmung.

Im Laufe der Einspritzung werden die Spraystrahlen ebenfalls durch die Drallströmung beeinflusst und dabei in die Drallrichtung abgelenkt. Im Brennraum, in dem lokal die höchsten Drallgeschwindigkeiten herrschen, erfahren die einzelnen Spraystrahlen auch die höchste Ablenkung. Die heiße Luft dringt dabei in die Spraystrahlen ein, was zur schnelleren

Verdampfung und besseren Gemischbildung führt. Die Spraystrahlen, die vergleichsweise geringer durch die Drallströmung beeinflusst werden, weisen im Vergleich zu den anderen Strahlen eine geringere Verdampfung und größere Eindringtiefe des flüssigen Strahls auf. Ein solches Verhalten kann im Zyklus 5 beobachtet werden. Obwohl dieser Zyklus eine größere Drallzahl als der Zyklus 6 aufweist, werden im Zyklus 5 die Spraystrahlen aufgrund einer starken dezentralen Position des Dralls asymmetrisch durch die Drallströmung beeinflusst, wodurch insgesamt eine schlechtere Vermischung mit der Zylinderströmung entsteht.

Die Quetschpaltströmung ist eine weitere Strömungsart, welche die Gemischbildung im Brennraum beeinflussen kann. Diese wurde in Abbildung 6.10 für die Zyklen 4, 5 und 6 vor dem Beginn der Einspritzung bei 7°KW vor ZOT mit Hilfe von Stromlinien in zwei Ansichten visualisiert.

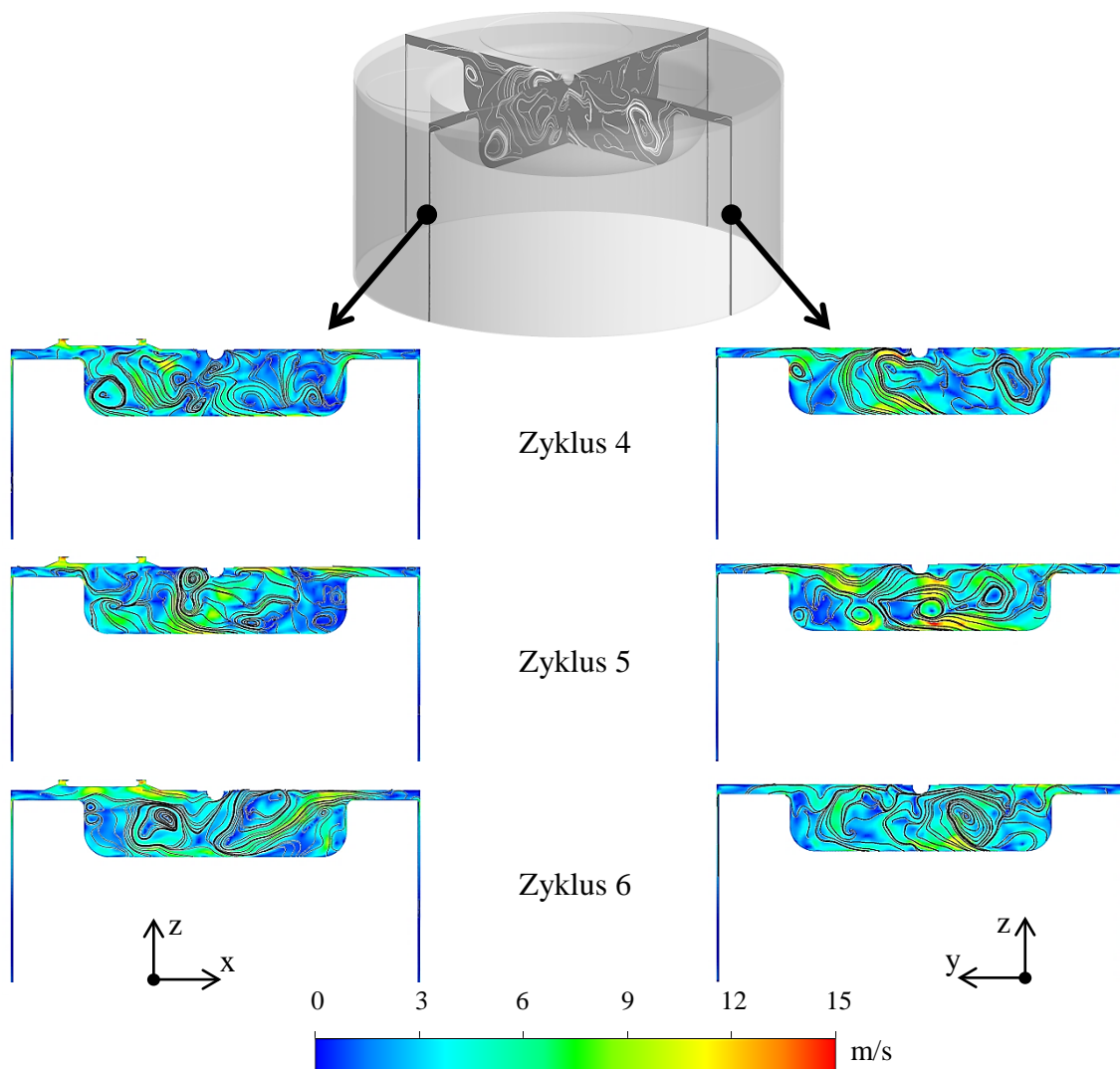


Abbildung 6.10: Quetschpaltströmung bei 7°KW vor ZOT

Wie aus den vorgestellten Ergebnissen zu erkennen ist, weisen alle drei Zyklen eine starke Strömungsfluktuation auf. Größtenteils liegen die Geschwindigkeiten der Quetschpaltströmung deutlich unter 10 m/s und sind somit wesentlich kleiner als die Geschwindigkeiten der Drallströmung zu demselben Zeitpunkt. Aus der visualisierten

Quetschspaltströmung der drei Zyklen können keine bedeutenden Unterschiede, welche die Gemischbildung maßgeblich beeinflussen, festgestellt werden. Die Quetschspaltströmung wurde zudem bei 6°KW und 5°KW vor ZOT untersucht, wobei auch in diesem Fall keine Abhängigkeit der Gemischbildung von der Quetschspaltströmung beobachtet werden konnte. Bei weiterer Komprimierung nehmen die Geschwindigkeiten der Quetschspaltströmung ab, so dass diese im Vergleich zu den Tropfengeschwindigkeiten des Dieselsprays wesentlich kleiner sind.

Mit der durchgeführten Untersuchung konnten Korrelationen zwischen der Gemischbildungs- und Strömungscharakteristik gezeigt werden. Bei den meisten Zyklen korreliert die Kraftstoffverteilung im Brennraum mit der Drallstärke der jeweiligen Zylinderströmung. Eine deutliche Ausnahme wurde im Zyklus 5 festgestellt. Bei der Suche nach den Ursachen wurden die Simulationsergebnisse mit verschiedenen Kriterien ausgewertet. Dabei wurde festgestellt, dass Zyklus 5 im Vergleich zu den anderen Zyklen eine stark dezentrale Position des Dralls aufweist, wodurch die Spraystrahlen auch asymmetrisch durch die Drallströmung beeinflusst werden.

6.3 Wandbenetzung bei den zyklischen Schwankungen

Bei den bisherigen Untersuchungen stand die Analyse der Gemischbildung in Abhängigkeit der zyklischen Schwankungen im Fokus. Ein weiteres Kriterium, welches bei der Auslegung von Verbrennungsmotoren eine Rolle spielt, ist die Wandbenetzungen infolge von Spray-Wand-Wechselwirkungen. Im Hinblick darauf wurde die Wandbenetzung der 10 Zyklen am Ende der Einspritzung bei 5°KW nach ZOT ausgewertet. Hierfür wurde die gesamte flüssige Wandfilmmasse und durchschnittliche flüssige Wandfilmhöhe in der Kolbenmulde analysiert. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 6.11 dargestellt, wobei die gesamte Einspritzmasse zu diesem Zeitpunkt bei ca. 10,3 mg liegt.

Von den zehn Zyklen zeigt der Zyklus 5 mit 0,16 µm die größte durchschnittliche Wandfilmhöhe, wobei die maximale Wandfilmhöhe in diesem Zyklus bei 1,8 µm lag. Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, dass im Zyklus 4 eine bessere Gemischbildung aufgrund einer höheren Drallzahl stattfindet. In diesem Zyklus konnte auch die geringste mittlere (mit 0,04 µm) und maximale (mit 0,7 µm) Wandfilmhöhe festgestellt werden.

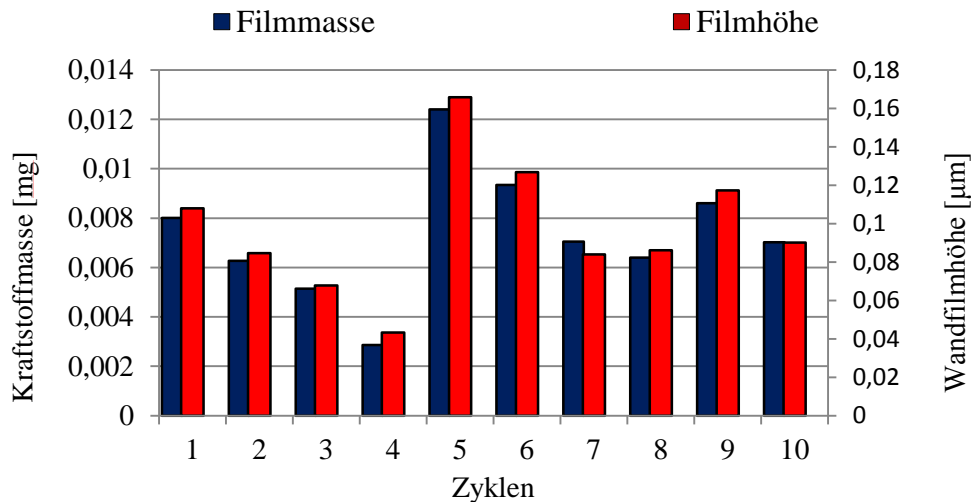


Abbildung 6.11: Durchschnittliche Wandfilmhöhe und gesamte Wandfilmmasse auf der Kolbenmulde bei 5°KW nach ZOT

Bei der Auswertung der gesamten Wandfilmmasse auf der Kolbenmulde können zwischen den einzelnen Zyklen ähnliche Tendenzen wie bei der durchschnittlichen Wandfilmhöhe beobachtet werden. In der Abbildung 6.12 ist zudem die Wandbenetzung der Zyklen 4, 5 und 6 dargestellt, wobei im oberen Bereich der Abbildung die ISO-Flächen ($\lambda = 1,0$) mit nummerierten Strahlen abgebildet sind.

Der Zyklus 4 weist, infolge besserer Gemischbildung, die geringste Wandfilmmasse auf der Kolbenoberfläche auf. An den Brennraumorten, an denen lokal die höheren Drallgeschwindigkeiten herrschten, wurden keine oder sehr geringe Wandbenetzungen festgestellt. Im Zyklus 6 wurde die geringste Drallzahl von allen 10 Zyklen festgestellt, was sich in der Gemischbildung und Wandbenetzung widerspiegelt. Infolge der deutlich unsymmetrischen Beeinflussung von Spraystrahlen durch die Drallströmung, weist der Zyklus 5 die schlechteste Gemischbildung, so wie die größte gesamte Wandfilmmasse und durchschnittliche Wandfilmhöhe auf. Fast die gesamte Wandfilmmasse im Zyklus 5 entsteht aus der Wandfilmmasse der drei Spraystrahlen S6, S7 und S3. Diese Spraystrahlen erzeugen sowohl eine größere Fläche als auch eine höhere Kraftstoffkonzentration.

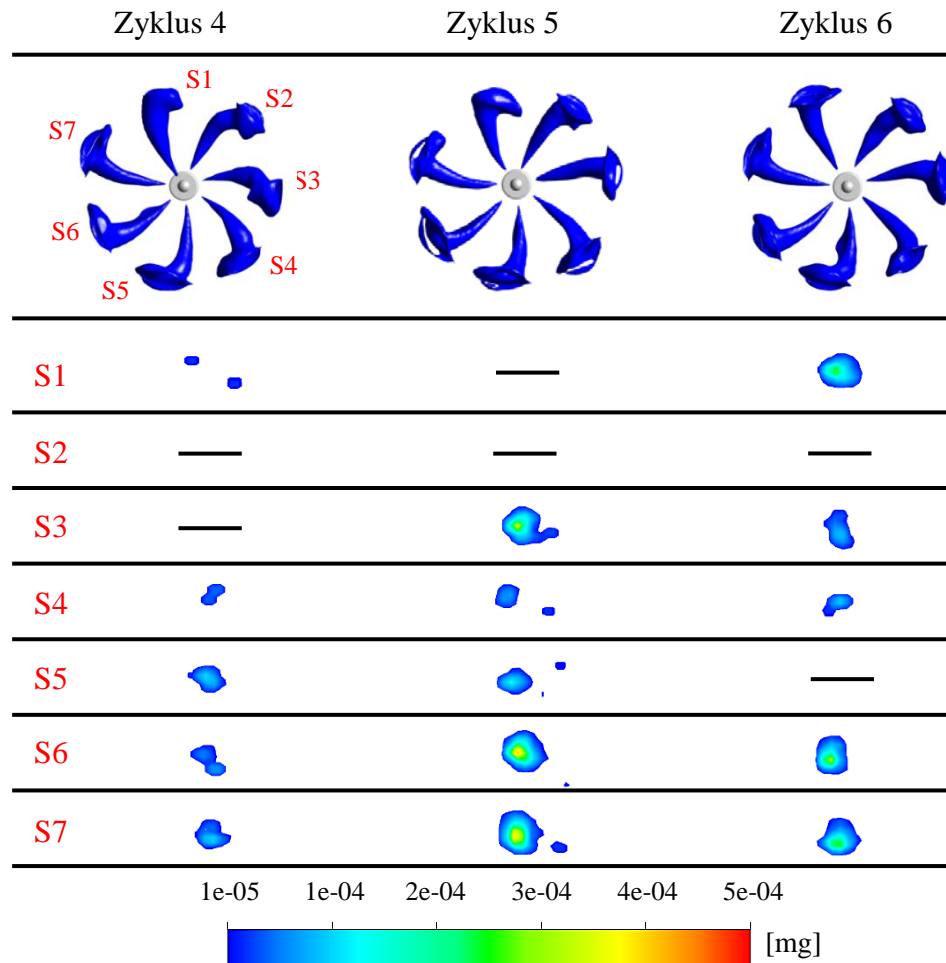


Abbildung 6.12: Kraftstoffmasse der einzelnen Strahlen auf der Kolbenmulde zum Zeitpunkt 5°KW nach ZOT

In diesem Kapitel wurde der Einfluss der zyklischen Schwankungen der Zylinderströmung auf die Gemischbildung und die Wandbenetzung mit einem skalenauflösenden SAS-Turbulenzmodell untersucht. Anschließend werden die Ergebnisse dieser skalenauflösenden Simulation den Ergebnissen aus der RANS-Simulation gegenübergestellt. Die Analyse der beiden Simulationen erfolgte bei 7°KW vor und 5°KW nach ZOT anhand verschiedener Kriterien wie der volumengemittelten Drallzahl, Brennraumanteil mit Lambda $\lambda = 0,5 - 1,0$, sowie der gesamten Wandfilmmasse und mittleren Wandfilmhöhe. Zusätzlich wurden bei den Ergebnissen der skalenaufgelösten Simulation die minimalen, maximalen und durchschnittlichen Werte aus zehn Zyklen eingetragen, siehe Tabelle 6.1.

Die Zylinderströmung der RANS besitzt vor der Einspritzung bei 7°KW vor ZOT eine geringere Drallzahl als die der SAS-Ergebnisse im Zyklus 6. Diese geringere Drallzahl deutet auf eine schlechtere Gemischbildung im Brennraum hin, was mit der Lambdauwertung bei 5°KW nach ZOT bestätigt wird. Der Bereich mit lokal stöchiometrischem und leicht fettem Gemisch ($\lambda = 0,5 - 1,0$) ist bei den RANS-Ergebnissen noch kleiner als bei den SAS-Ergebnissen im Zyklus 5. Wie aus den vorherigen Untersuchungen zu entnehmen ist, entsteht in Zyklen mit schlechterer Gemischbildung eine stärkere Wandbenetzung. Dies kann anhand des Wandfilms der RANS-Ergebnisse bestätigt werden. Im Vergleich zu den gemittelten

SAS-Ergebnissen zeigen die RANS-Ergebnisse eine um 0,009 mg größere gesamte Wandfilmmasse und um 0,03 μm größere mittlere Wandfilmhöhe.

Tabelle 6.1: Ergebnisse aus der Gemischbildung und Wandbenetzung der SAS und RANS

	SAS			RANS
	min.	max.	mittel	
Volumengemittelte Drallzahl (7°KW vor ZOT)	3,67 [-]	4,27 [-]	3,97 [-]	3,46 [-]
Brennraumanteil mit $\lambda = 0,5 - 1,0$ (5°KW nach ZOT)	9,26 [%]	9,54 [%]	9,37 [%]	9,16 [%]
Gesamte Wandfilmmasse (5°KW nach ZOT)	0,002 [mg]	0,012 [mg]	0,007 [mg]	0,016 [mg]
Mittlere Wandfilmhöhe (5°KW nach ZOT)	0,04 [μm]	0,16 [μm]	0,09 [μm]	0,12 [μm]

Um die festgestellten Unterschiede tiefer zu quantifizieren, wurden bei der RANS-Simulation die Drallströmung, die Bereiche mit $\lambda = 0,5 - 1,0$ und die Wandfilmmasse der Spraystrahlen untersucht. In der Abbildung 6.13(a) ist die Drallströmung der RANS auf der ersten Ebene M1 unter dem Injektor bei 7°KW vor ZOT dargestellt.

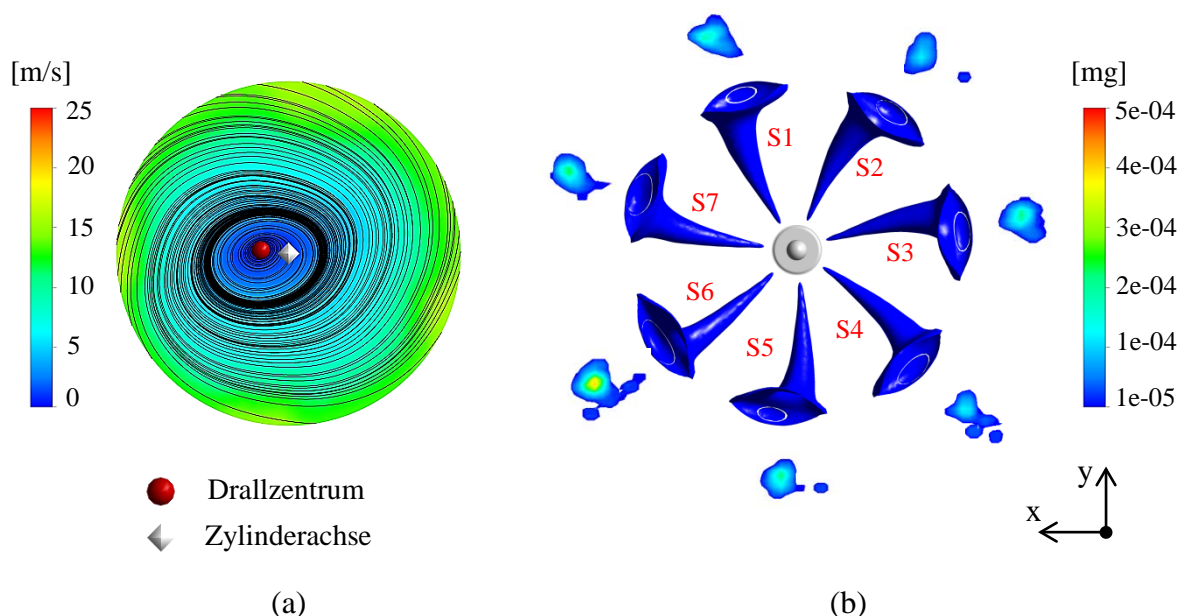


Abbildung 6.13: Auswertung der RANS

- (a) Visualisierte Drallströmung auf M1 bei 7°KW vor ZOT;
- (b) ISO-Flächen mit $\lambda = 1,0$ und Wandfilmmasse bei 5°KW nach ZOT;

Die in der Abbildung 6.13(a) dargestellten Strömungsgeschwindigkeiten der RANS sind etwas geringer als die der SAS zum gleichen Zeitpunkt. Zudem kann ein für RANS

charakteristisches Geschwindigkeitsfeld ohne starke Strömungsfuktuationen beobachtet werden. Die mit den Stromlinien visualisierte Drallstruktur zeigt einen gleichmäßigen spiralförmigen Verlauf. Zusätzlich wurde die Zylinderachse und das Drallzentrum auf der Ebene M1 visualisiert, wobei der Abstand des Drallzentrums zu der Zylinderachse bei 3,8 mm liegt.

In der Abbildung 6.13(b) sind die ISO-Flächen mit $\lambda = 1,0$ bei 5°KW nach ZOT dargestellt. Da die RANS-Drallströmung eine gleichmäßige spiralförmige Struktur ohne starke Strömungsfuktuationen aufweist, wurden die einzelnen Spraystrahlen auch viel gleichmäßiger durch die Strömung beeinflusst. Die ISO-Flächen der einzelnen Strahlen zeigen im Gegensatz zu den SAS-Ergebnissen eine ähnliche Formstruktur auf. Die geringere Drallzahl der Zylinderströmung führt bei RANS zu einer etwas schlechteren Gemischbildung und somit zu stärkerer Wandbenetzung der Kolbenmulde. Neben den ISO-Flächen wurde in der Abbildung 6.13(b) die Wandfilmmasse der 7 Strahlen abgebildet. Wie aus den einzelnen Wandfilmen zu erkennen ist, entsteht bei RANS eine deutlich symmetrischere Wandbenetzung als bei vorher gezeigten SAS-Zyklen. Bei Aufsummierung der Wandfilmmasse der einzelnen Strahlen bildet sich eine größere gesamte Wandfilmmasse als bei SAS-Ergebnissen. Der Wandfilm ist deutlich symmetrischer auf der Kolbenoberfläche verteilt.

Mit den durchgeführten Untersuchungen konnten Tendenzen in der Gemischbildung und Wandbenetzung aufgezeigt werden. Hierfür wurden die Wandfilmhöhe sowie die Wandfilmmasse auf der Kolbenoberfläche analysiert. Die festgestellten Wandbenetzungen der einzelnen Spraystrahlen bei den SAS-Ergebnissen sind unsymmetrisch und hängen von der lokalen Geschwindigkeit einer Drallströmung sowie von der Position des Dralls im Brennraum ab. Die Drallströmung der RANS weist im Vergleich zur SAS eine gleichmäßige spiralförmige Struktur ohne starke Strömungsfuktuationen auf. Die Spraystrahlen werden dadurch gleichmäßiger beeinflusst, was an den Konturen der ISO-Flächen deutlich zu erkennen ist. Außerdem wurde eine wesentlich symmetrischere Wandbenetzung der Kolbenmulde bei RANS festgestellt. Infolge der geringeren Drallzahl bildet sich eine größere gesamte Wandfilmmasse als bei SAS.

7 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war, die Gemischbildung unter realer Motorumgebung mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell zu untersuchen und die Ergebnisse mit dem in der Industrie etabliertem RANS-Turbulenzmodell zu vergleichen. Die für die Validierung der Simulation notwendigen experimentellen Daten wurden an einem Einzylinder-Forschungsmotor mit optischen Zugängen ermittelt.

Die CAD-Daten des untersuchten Motors dienten als Grundlage für das in der Simulation eingesetzte Gittermodell. Bei der Aufbereitung wurden die Merkmale des optischen Motors, die einen Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben können, wie z.B. Geometrieform des Feuerstegs, Quetschspalthöhe sowie die Lage des Injektors im Brennraum berücksichtigt. Außerdem wurde das Simulationsmodell um einen Teil des Ansaug- und Abgaskrümmers erweitert, um den Aufbau eines realistischen Geschwindigkeitsprofils zu ermöglichen.

Die Vernetzung stellte einen schwierigen und zeitaufwendigen Bereich in dieser Arbeit dar. Zur räumlichen Diskretisierung des Brennraums wurden zwei Vernetzungsstrategien, eine hybride und eine blockstrukturierte Vernetzung, untersucht und miteinander verglichen. Bei den beiden Vernetzungsstrategien wurde ein modularer Aufbau angewandt, welcher es erlaubt die Bereiche der einzelnen Motorkomponenten schnell auszutauschen, ohne das gesamte Modell neu zu vernetzen. Nach der Gegenüberstellung von Vor- und Nachteilen der beiden Strategien wurde in dieser Arbeit die blockstrukturierte Vernetzung verwendet. Die Bestimmung des Einflusses der Zeitschrittweite und der Gitterauflösung erfolgte auf Basis der RANS-Simulation.

Zur Berücksichtigung der Besonderheiten des optischen Motors wurden einige Anpassungen während der Modellaufbereitung vorgenommen. Hierzu gehören eine Korrektur der Ladungswechsel bei Öffnen und Schließen der Ventile mit einer modifizierten Ventilhubkurve sowie die Berücksichtigung der Stauchung von Motorkomponenten mit einer modifizierten Kolbenhubkurve. Weiterhin wurden zur realistischen Nachbildung der Motorumgebung die am optischen Motor aufgenommenen Luftdrücke am Ein- und Auslass vorgegeben. Der berechnete Blowby und die bauteilspezifischen Temperaturen konnten in das Simulationsmodell integriert werden. Von den vier ermittelten RANS-Zyklen waren die ersten drei Zyklen zur Einstellung der Strömungsprofile notwendig, anhand des Zyklus 4 erfolgte dann die Auswertung. Aufbauend auf den eingeschwungenen RANS-Ergebnissen wurde die SAS-Simulation initialisiert und elf Zyklen berechnet. Die statistische Auswertung der SAS-Ergebnisse basiert auf den letzten zehn Zyklen.

Die Validierung der Zylinderströmung erfolgte während der Ansaug- und Kompressionsphase und stellte einen wesentlichen Teil dieser Arbeit dar. Die dafür erforderliche Visualisierung der Brennraumströmung am Forschungsmotor erfolgte mit Hilfe eines Particle-Image-Velocimetry (PIV)-Messsystems an einem geschleppten, nicht aufgeladenen Betriebspunkt bei $N_M = 2000 \text{ min}^{-1}$. Die Validierung der Strömung während der Ansaugphase wurde an

zwei verschiedenen Kurbelwinkelpositionen auf horizontalen und vertikalen Messebenen durchgeführt. Die Simulations- und Messergebnisse wurden während der Ansaugphase anhand der Geschwindigkeitsfelder und Linienplots miteinander verglichen. Die Ansaugphase zeichnet sich durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten und Strömungsfluktuationen aus, die im Laufe der Ansaugphase kontinuierlich abnehmen. Sowohl die RANS- als auch die SAS-Ergebnisse können die Strömungstendenzen zu der experimentell aufgenommenen Ansaugströmung wiedergeben.

Die Kompressionsphase ist durch eine drallbehaftete Strömung gekennzeichnet. Die Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum sind in dieser Phase viel geringer als in der Ansaugphase und ändern sich im Laufe der Kompression nur minimal. Die Validierung der Strömung erfolgte in der Kompressionsphase ebenfalls an mehreren Kurbelwinkelpositionen. Auch in der Kompressionsphase konnten die Tendenzen der experimentellen Daten von der SAS- und der RANS-Simulation wiedergegeben werden. Da die dralldominierte Strömung gegen Ende der Kompressionsphase einen wesentlichen Einfluss auf die Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor ausübt, wurde diese ausgiebig analysiert. Zudem konnte die gegenseitige Beeinflussung der Drall- und Quetschspaltströmung aufgezeigt werden.

Ein weiterer Faktor, der die Gemischbildung beeinflusst, ist der Zerstäubungsprozess. Zur Charakterisierung des Dieselsprays wurde eine umfangreiche Messkampagne durchgeführt, welche eine hydraulische Vermessung der verwendeten Injektoren sowie eine Analyse der mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften unter verschiedenen Bedingungen umfasste. Die Spraymodellierung erfolgte mit dem Euler-Lagrange-Verfahren. Bevor die Einspritzung in den Brennraum erfolgte, wurden einige Untersuchungen unter atmosphärischen- und Druckkammerbedingungen durchgeführt, wobei für allen Randbedingungen die Simulationsergebnisse den Messdaten gegenübergestellt wurden. Insgesamt konnte eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Simulation mit den Messungen bei allen untersuchten Einspritzumgebungen erzielt werden.

Nachdem die Zylinderströmung und die Einspritzung einzeln validiert wurden, wurde der Einfluss der zyklischen Schwankungen bei der Gemischbildung analysiert. Diesbezüglich erfolgte die Kraftstoffeinspritzung in die zehn mit skalenauflösendem Turbulenzmodell berechneten und validierten Zyklen. Die Auswertung der Zyklen erfolgte mit Hilfe verschiedener Kriterien, wie z.B. verdampfter Kraftstoffmasse oder mit lokalen Lambdawerten. Die bei der Gemischbildungsanalyse festgestellten Tendenzen zwischen den einzelnen Zyklen konnten größtenteils mit den auftretenden Drallzahlen der jeweiligen Zyklen erklärt werden. Die Zyklen, die eine höhere Drallzahl zeigen, weisen in der Regel eine bessere und die Zyklen mit niedrigeren Drallzahlen eine schlechtere Gemischbildung auf. Bei einem Zyklus wurde eine auffällige Ausnahme festgestellt. Zwar weist dieser Zyklus eine mittlere Drallzahl auf, zeigt dennoch die schlechteste Gemischbildung von allen ausgewerteten Zyklen. Auf der Suche nach den Ursachen wurden die Strömungszustände zu verschiedenen Zeitpunkten visualisiert. Bei dieser Untersuchung wurde gezeigt, dass abhängig von lokalen Drallgeschwindigkeiten sowie von der Lage des Drallzentrums, die einzelnen Spraystrahlen unterschiedlich stark beeinflusst werden und so die gesamte Gemischbildung im Brennraum prägen.

Des Weiteren wurde der Einfluss der zyklischen Schwankungen auf die Kraftstofffilmbildung in der Kolbenmulde analysiert. Die Auswertung der berechneten Zyklen erfolgte anhand der gesamten Kraftstoffmasse sowie der mittleren Wandfilmhöhe. Bei den berechneten Ergebnissen konnten ähnliche Tendenzen beobachtet werden, wie sie auch bei der Gemischbildung festgestellt wurden. Die Zyklen, die schlechtere Gemischbildung aufweisen, zeigen auch die größere gesamte Kraftstoffmasse und durchschnittliche Wandfilmhöhe auf. Außerdem konnte bei den SAS-Zyklen unsymmetrische Wandbenetzungen der Kolbenmulde beobachtet werden, welche von der lokalen Geschwindigkeit einer Drallströmung sowie von der Position des Drallzentrums im Brennraum abhängig ist. Anschließend wurde, ähnlich der Untersuchung mit SAS, die Gemischbildung und Wandbenetzung bei den RANS analysiert. Die Zylinderströmung der RANS weist vor dem Beginn der Einspritzung eine geringere Drallzahl auf, was zu einer schlechteren Gemischbildung im Brennraum und größerer gesamter Wandfilmmasse auf der Kolbenmulde führt. Die Spraystrahlen der RANS werden im Vergleich zur SAS viel gleichmäßiger durch die Drallströmung beeinflusst. Somit konnte eine deutlich symmetrischere Wandbenetzung der Kolbenmulde beobachtet werden.

Anhand der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse lassen sich einige Empfehlungen formulieren. Die Auswahl eines Turbulenzmodells hängt von den vorgenommenen Untersuchungen ab. Die RANS-Simulation eignet sich dort, wo die gemittelten und globalen Werte ausreichend sind. Die skalenauflösenden Simulationen sollten hingegen bei der Untersuchung der zyklischen Schwankungen oder lokalen Verteilungen eingesetzt werden. Außerdem sollte eine skalenauflösende Simulation bei den Motoren bzw. Betriebspunkten angewandt werden, bei denen die Wandbenetzung eine wesentliche Rolle spielen könnte. Das skalenauflösende Turbulenzmodell erfordert aber deutlich mehr Aufwand, so dass der Nutzen gegenüber dem Aufwand vor der Simulation abgeschätzt werden sollte.

Mit den skalenauflösenden Simulationsmodellen lassen sich weitere wichtige Aspekte in der Motorumgebung untersuchen. So kann der Einfluss der zyklischen Schwankung auf die Verbrennung und somit der entstehenden Reaktionsprodukte analysiert werden. Einen interessanten Themenbereich stellt die Untersuchung der Gemischbildung bei Anwendung der Rate Shaping Variation dar. Die Untersuchung der Gemischbildung und Wandbenetzung während der Abgasnachbehandlung ist ein weiterer Einsatzbereich für die skalenauflösende Simulation.

Literaturverzeichnis

1. Liu, Y. and Reitz, R.D. Optimizing HSDI Diesel Combustion and Emissions Using Multiple Injection Strategies. SAE International, 2005. Vol. 1.
2. Wickman, D.D., Yun, H., and Reitz, R.D. Split-Spray Piston Geometry Optimized for HSDI Diesel Engine Combustion. 2003. Vol. 1.
3. Merker, G.P. and Schwarz, C. Grundlagen Verbrennungsmotoren: Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung. 2009. Vol. 4.
4. Reif, K. Abgastechnik für Verbrennungsmotoren. Bosch Fachinformation Automobil. 2015.
5. Pischinger, F. Abschlussbericht SFB 224 Motorische Verbrennung. 2001.
6. Agarwal, A.K., Agarwal, A., and Singh, A.P. Time resolved in-situ biodiesel combustion visualization using engine endoscopy. Measurement, 2015. Vol. 69: p. 236-249.
7. Jiotode, Y. and Agarwal, A.K. In-cylinder combustion visualization of Jatropa straight vegetable oil and mineral diesel using high temperature industrial endoscopy for spatial temperature and soot distribution. Fuel Processing Technology, 2016. Vol. 153: p. 9-18.
8. Buschbeck, M. Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor. PhD, 2013. TU Darmstadt.
9. Tschöke, H. Diesel- und Benzindirekteinspritzung II : Einspritzsysteme - Potenziale, Anwendungen, Zukunftsentwicklungen. 2003.
10. Pope, S.B. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000. Vol. 7
11. Piomelli, U. Large-Eddy and direct simulation of turbulent flows. Dep. Of Mechanical Engineering, 2005.
12. Frederich, O. Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe. PhD, 2010. Technische Universität Berlin.
13. Merker, G.P., Schwarz, C., Stiesch, G., and Otto, F. Simulating combustion. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
14. Goryntsev, D. Large Eddy Simulation of the Flow and Mixing Field in an Internal Combustion Engine. PhD, 2007. Technische Universität Darmstadt.
15. Fröhlich, J. Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen. BG Teubner Verlag, 2006.

16. Martínez, J., Piscaglia, F., Montorfano, A., Onorati, A., and Aithal, S.M. Influence of spatial discretization schemes on accuracy of explicit LES: Canonical problems to engine-like geometries. *Computers & Fluids*, 2015. Vol. 117: p. 62-78.
17. Thobois, L., Rymer, G., Soulères, T., and Poinso, T. Large-Eddy Simulation in IC Engine Geometries. SAE Technical Paper 2004-01-1854, 2004. Vol. 1.
18. Banaeizadeh, A., Afshari, A., Schock, H., and Jaber, F. Large-eddy simulations of turbulent flows in internal combustion engines. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013. Vol. 60: p. 781-796.
19. Qin, W., Xie, M., Jia, M., Wang, T., and Liu, D. Large eddy simulation of in-cylinder turbulent flows in a DISI gasoline engine. *Applied Mathematical Modelling*, 2014. Vol. 38: p. 5967-5985.
20. Haworth, D.C. Large-Eddy Simulation of in-Cylinder Flows. *Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP*, 1999. Vol. 54: p. 175–185.
21. Ferziger, J.H. and Peric, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. Vol. 3.
22. Shur, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K., and Travin, A.K. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2008. Vol. 29: p. 1638-1649.
23. Mockett, C., Fuchs, M., and Thiele, F. Progress in DES for wall-modelled LES of complex internal flows. *Computers & Fluids*, 2012. Vol. 65: p. 44-55.
24. Patil, S. and Tafti, D. Wall modeled large eddy simulations of complex high Reynolds number flows with synthetic inlet turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2012. Vol. 33: p. 9-21.
25. Fröhlich, J. and von Terzi, D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 2008. Vol. 44: p. 349-377.
26. Travin, A., Shur, M., Strelets, M., and Spalart, P. Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2000. Vol. 63: p. 293-313.
27. Hasse, C., Sohm, V., and Durst, B. Detached eddy simulation of cyclic large scale fluctuations in a simplified engine setup. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2009. Vol. 30: p. 32-43.
28. Hasse, C., Sohm, V., and Durst, B. Numerical investigation of cyclic variations in gasoline engines using a hybrid URANS/LES modeling approach. *Computers & Fluids*, 2010. Vol. 39: p. 25-48.
29. Brußies, E. Simulation der Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell. PhD, 2013. Technische Universität Darmstadt.

30. Menter, F.R. and Egorov, Y. The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2010. Vol. 85: p. 113-138.
31. Menter, F.R. *Turbulence Modeling for Engineering Flows*. Research and Development Fellow ANSYS Inc., 2011.
32. Menter, F.R. *Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD*. ANSYS Germany GmbH, 2012. 1.03.
33. Imberdis, O. *Turbulent Flow Structures Induced by an Engine Intake Port*. PhD, 2009. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
34. Buhl, S., Hartmann, F., Gauding, M., and Hasse, C. *Analysis of Various Scale Resolving Turbulence Models to Capture Cycle-to-Cycle Variations in IC Engines*. Eighth International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD8), 2014.
35. Imberdis, O., Hartmann, M., Bensler, H., Kapitza, L., and Thevenin, D. *A Numerical and Experimental Investigation of a DISI-Engine Intake Port Generated Turbulent Flow*. SAE International, 2007. Vol. 1.
36. Hasse, C. *Scale-resolving simulations in engine combustion process design based on a systematic approach for model development*. *International Journal of Engine Research*, 2015. Vol. 17: p. 44-62.
37. Hartmann, F., Buhl, S., Gleiss, F., Barth, P., Schild, M., Kaiser, S.A., and Hasse, C. *Spatially Resolved Experimental and Numerical Investigation of the Flow through the Intake Port of an Internal Combustion Engine*. *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles*, 2015. Vol. 71: p. 2.
38. Chiriac, R. and Apostolescu, N. *Cyclic Variability Patterns in a Spark Ignition Engine Fueled With LPG*. SAE Technical Paper 2004-01-1920, 2004. Vol. 1.
39. Burluka, A.A., El-Dein Hussin, A.M.T.A., Ling, Z.Y., and Sheppard, C.G.W. *Effects of large-scale turbulence on cyclic variability in spark-ignition engine*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2012. Vol. 43: p. 13-22.
40. Kyrtatos, P., Brückner, C., and Boulouchos, K. *Cycle-to-cycle variations in diesel engines*. *Applied Energy*, 2016. Vol. 171: p. 120-132.
41. Maurya, R.K. and Agarwal, A.K. *Experimental Investigation of Cycle-by-Cycle Variations in CAI/HCCI Combustion of Gasoline and Methanol Fuelled Engine*. SAE Technical Paper 2009-01-1345, 2009. Vol. 1.
42. Litak, G., Kamiński, T., Czarnigowski, J., Żukowski, D., and Wendeker, M. *Cycle-to-cycle oscillations of heat release in a spark ignition engine*. *Meccanica*, 2007. Vol. 42: p. 423-433.
43. Litak, G. and Longwic, R. *Analysis of repeatability of Diesel engine acceleration*. *Applied Thermal Engineering*, 2009. Vol. 29: p. 3574-3578.

44. Cosadia, I., Borée, J., Charnay, G., and Dumont, P. Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine. *Experiments in Fluids*, 2006. Vol. 41: p. 115-134.
45. Ehrly, M., Jakob, M., Budde, M., and Pischinger, S. Simulationsmethode für den Dieselkraftstoffeintrag ins Motoröl. *Zeitschrift: MTZ- Motortechnische Zeitschrift*, 2012. Vol. 6.
46. Tschöke, H., Braungarten, G., and Patze, U. Ölverdünnung bei Betrieb eines Pkw-Dieselmotors mit Mischkraftstoff B10. Abschlussbericht 22010007 (07NR100) 2008.
47. Berg, M. and Luther, R. Ölkreislauf von Verbrennungsmotoren III, Stehen alternative Kraftstoffe der Einführung reibungsärmerer, energie-effizienterer Motorenöle im Wege? *Haus der Technik Fachbuch*, 2009. Vol. 103: p. 83-92.
48. Magnusson, A., Begliatti, M., Hervás, B., and Andersson, M. Characterization of Wall Film Formation from Impinging Diesel Fuel Sprays using LIF, in 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS 2010: Bruno.
49. Zhang, Y., Jia, M., Liu, H., and Xie, M. Development of an improved liquid film model for spray/wall interaction under engine-relevant conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 2016. Vol. 79: p. 74-87.
50. Richardson, L.F. *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press, 1922.
51. Moin, P. and Mahesh, K. Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998: p. 539–578.
52. Reynolds, O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1895. Vol. A 186 I: p. 123–164.
53. Oertel, H., Böhle, M., and Reviol, T. *Strömungsmechanik : für Ingenieure und Naturwissenschaftler* Springer Vieweg, 2015. Vol. 7.
54. Schlichting, H. and Gersten, K. *Grenzschicht-Theorie*. Springer Berlin / Heidelberg, 2006. Vol. 10.
55. Smagorinsky, J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Rev.*, 1963. Vol. 91: p. 99–164.
56. Sagaut, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer Verlag, 2006.
57. Ghosal, S. and Moin, P. The Basic Equations for the Large Eddy Simulation of Turbulent Flows in Complex Geometry. *Journal of Computational Physics*, 1995. Vol. 118: p. 24-37.
58. ANSYS. *Fluent User's Guide*. 2013. Release 15.0.
59. Rotta, J.C. *Turbulente Strömungen: Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung*. Universitätsverlag Göttingen, 2010.

60. Van Driest, E.R. On Turbulent Flow Near a Wall. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1956. Vol. 23: p. 1007-1011.
61. ANSYS. ANSYS Fluent Theory Guide. 2013. Release 15.0.
62. Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids*, 1995. Vol. 24: p. 227-238.
63. Paschedag, A.R. *CFD in der Verfahrenstechnik : allgemeine Grundlagen und mehrphasige Anwendungen*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, 2004.
64. Rayleigh. On the Stability of Jets. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1878. Vol. 10: p. 4-13.
65. Ohnesorge, W.V. Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1936. Vol. 16: p. 355-358.
66. Reitz, R.D. and Bracco, F.V. Mechanism of Breakup of Round Liquid Jet. *The Encyclopedia of Fluid Mechanics*, 1982. Vol. 3: p. 233-249.
67. Ofner, B. *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*. PhD. Technische Universität München, 2001.
68. Leick, P. *Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays*. PhD, 2008. Technische Universität Darmstadt.
69. Blessing, M. *Untersuchung und Charakterisierung von Zerstäubung, Strahlausbreitung und Gemischbildung aktueller Dieseldirekteinspritzsysteme*. PhD, 2004. Universität Stuttgart.
70. Reitz, R.D. Mechanism of atomization of a liquid jet. *Physics of Fluids*, 1982. Vol. 25: p. 1730.
71. Fath, A. *Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung*. PhD, 1997. Universität Erlangen-Nürnberg.
72. Pilch, M. and Erdman, C.A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 1987. Vol. 13: p. 741-757.
73. Grosshans, H., Movaghar, A., Cao, L., Oevermann, M., Szász, R.Z., and Fuchs, L. Sensitivity of VOF simulations of the liquid jet breakup to physical and numerical parameters. *Computers & Fluids*, 2016. Vol. 136: p. 312-323.
74. Ghiji, M., Goldsworthy, L., Brandner, P.A., Garaniya, V., and Hield, P. Analysis of diesel spray dynamics using a compressible Eulerian/VOF/LES model and microscopic shadowgraphy. *Fuel*, 2017. Vol. 188: p. 352-366.

75. Doisneau, F., Arienti, M., and Oefelein, J. On Multi-Fluid models for spray-resolved LES of reacting jets. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2016. Vol. 36: p. 2441-2450.
76. Palao, J.O.S. Modellierung des Einflusses der Düsenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen. PhD, 2009. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.
77. Waldenmaier, U. Berechnung der Verbrennung in schwerölbetriebenen Großdieselmotoren. PhD, 2008. Technische Universität München.
78. Nakov, G. Rohemissionsmodellierung auf Basis detaillierter Chemie. PhD, 2014. Technische Universität Cottbus-Senftenberg.
79. Lešnik, L., Vajda, B., Žunič, Z., Škerget, L., and Kegl, B. The influence of biodiesel fuel on injection characteristics, diesel engine performance, and emission formation. *Applied Energy*, 2013. Vol. 111: p. 558-570.
80. Gao, H., Li, X., Xue, J., Bai, H., He, X., and Liu, F. A modification to the WAVE breakup model for evaporating diesel spray. *Applied Thermal Engineering*, 2016. Vol. 108: p. 555-566.
81. Liu, A.B., Mather, D., and Reitz, R.D. Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays. 1993. Vol. 1.
82. O'Rourke, P.J. and Amsden, A.A. The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup. 1987. Vol. 1.
83. Apte, S.V., Gorokhovski, M., and Moin, P. LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 2003. Vol. 29: p. 1503-1522.
84. Reitz, R.D. Modeling Atomization Processes in High Pressure Vaporizing Sprays. *Atomization and Spray Technology*, 1987. Vol. 3: p. 309-337.
85. Ren, Y. and Li, X. Assessment and validation of liquid breakup models for high-pressure dense diesel sprays. *Frontiers in Energy*, 2016. Vol. 10: p. 164-175.
86. O'Rourke, P.J. Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays. PhD 1981. Princeton University.
87. Seebode, J. Dieselmotorische Einspritzratenformung unter dem Einfluss von Druckmodulation und Nadelsitzdrosselung. PhD, 2004. Universität Hannover.
88. Stanton, D.W. and Rutland, C.J. Modeling Fuel Film Formation and Wall Interaction in Diesel Engines. 1996. Vol. 1.
89. O'Rourke, P.J. and Amsden, A.A. A Spray/Wall Interaction Submodel for the KIVA-3 Wall Film Model. 2000. Vol. 1.

90. Dragomirov, P., Buchtatyj, D., Sauerhering, J., Hadler, J., Schmidt, J., and Rottengruber, H. Comparative analysis of the DI diesel engine in-cylinder fluid flow applying PIV-measurement and CFD-simulations, in 10th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. 2014: Orlando, Florida.
91. Schroeder, A. and E., W.C. Particle image velocimetry. 2008. Vol. 112.
92. Westerweel, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry. Measurement Science and Technology, 1997. Vol. 8: p. 1379-1392.
93. Dragomirov, P. Analyse von Gemischbildung und Verbrennung alternativer Dieselmotoren mit optischen Verfahren. PhD, 2016. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
94. Dan Hirleman, E. History of Development of the Phase-Doppler Particle-Sizing Velocimeter. Particle & Particle Systems Characterization, 1996. Vol. 13: p. 59-67.
95. Ueki, H. Heterogeneous Structure in Diesel Fuel Sprays. Procedia Engineering, 2013. Vol. 56: p. 18-28.
96. Zaker, K., Askari, M.H., Jazayeri, A., Ebrahimi, R., Zaker, B., and Ashjaee, M. Open cycle CFD investigation of SI engine fueled with hydrogen/methane blends using detailed kinetic mechanism. International Journal of Hydrogen Energy, 2015. Vol. 40: p. 14006-14019.
97. Kongre, U.V. and Sunnapwar, V.K. CFD Modeling and Experimental Validation of Combustion in Direct Ignition Engine Fueled with Diesel. International Journal of Applied Engineering Research, 2010. Vol. 1: p. 508.
98. SureshBabu, G., Jagadeesh, S., Saicharan, U., and Praneeth, P. Analysis of a Single Cylinder Combustion Engine Using CFD. International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering (IJITEE), 2013. Vol. 2.
99. Nishad, K.P. Modeling and unsteady simulation of turbulent multi-phase flow including fuel injection in IC-engines. PhD, 2013. Technische Universität Darmstadt.
100. Ghelfi, M. Large Eddy Simulation in internal combustion Engine. PhD, 2013. Technische Universität Darmstadt.
101. Sushma, H. and Jagadeesha, K. CFD modeling of the in-cylinder flow in Direct-injection Diesel engine. International Journal of Scientific and Research Publications, 2013. Vol. 3.
102. Krajnović, S. and Davidson, L. Large-Eddy Simulation of the Flow around Simplified Car Model. 2004. Vol. 1.
103. ANSYS. Internal Combustion Engines in Workbench. 2013. Release 15.0.
104. Küntscher, V. and Hoffmann, W. Kraftfahrzeugmotoren: Auslegung und Konstruktion. 1995. Vol. 3.

105. Bauer, W. Empirisches Modell zur Bestimmung des dynamischen Strahlkegelwinkels bei Diesel– Einspritzdüsen. PhD, 2007. Technische Universität München.
106. Eifler, W., Schlücker, E., Spicher, U., and Will, G. Küttner Kolbenmaschinen. 2009. Vol. 7.
107. Wang, H. and Pope, S.B. Large eddy simulation/probability density function modeling of a turbulent CH₄=H₂=N₂ jet flame. Proceedings of the Combustion Institute, 2011. Vol. 33: p. 1319-1330.
108. Jafarmadar, S., Taghavifar, H., Taghavifar, H., and Navid, A. Numerical assessment of flow dynamics for various DI diesel engine designs considering swirl number and uniformity index. Energy Conversion and Management, 2016. Vol. 110: p. 347-355.
109. Neubert, V., Leick, P., Stirn, R., and Dreizler, A. Analysis of In-Cylinder Air Motion in a Fully Optically Accessible 2V-Diesel Engine by Means of Conventional and Time Resolved PIV, in International Symposium on Particle Image Velocimetry. 2011: Kobe, Japan.
110. Kapitza, L. Experimentelle Analyse des transienten Verhaltens der einlasskanalgenerierten Zylinderinnenströmung. PhD, 2010. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.
111. Henle, A. Entkopplung von Gemischbildung und Verbrennung bei einem Dieselmotor. PhD, 2006. Technische Universität München.
112. Gumprich, W. Validation of Low Weber Number Spray Simulations in FLUENT-13. FLUENT Validation Report, 2013.
113. Unfug, F. Experimentelle und numerische Untersuchung der Verbrennung eines mittelschnelllaufenden 4-Takt Dieselmotors. PhD, 2013. Karlsruher Institut für Technologie
114. Merker, G.P. and Teichmann, R. Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik. 2014. Vol. 7.

Anhang A

Im folgenden Kapitel werden die restlichen Validierungsergebnisse während der Einspritzuntersuchung dargestellt. Die mikro- und makroskopischen Sprayeigenschaften der Einspritzung in einer Druckkammerumgebung werden zuerst gezeigt. Nachfolgend werden die Ergebnisse der Einspritzung in einer atmosphärischen Umgebung vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse der Einspritzung in Motorumgebung abgebildet.

Druckkammerumgebung

BP4 mit 600 bar Einspritzdruck und 16,8 bar Gegendruck.

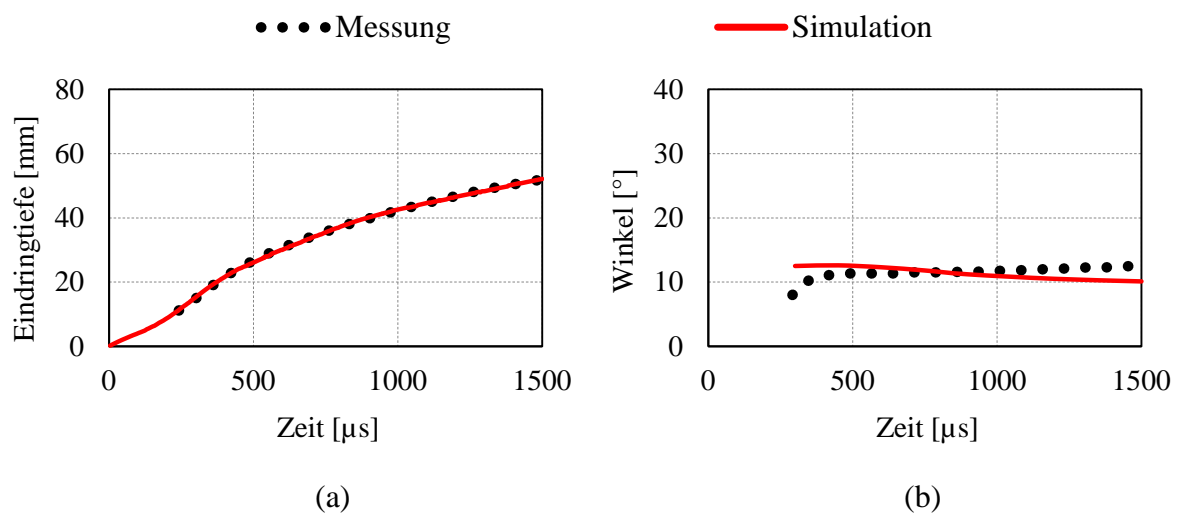


Abbildung A 1: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP4
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

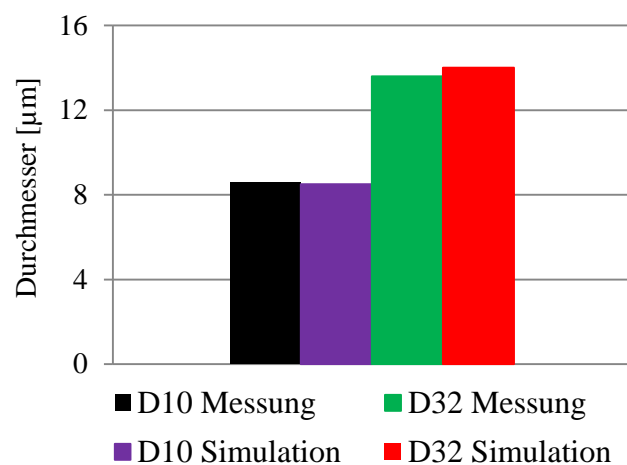


Abbildung A 2: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP4

BP6 mit 1600 bar Einspritzdruck und 16,8 bar Gegendruck.

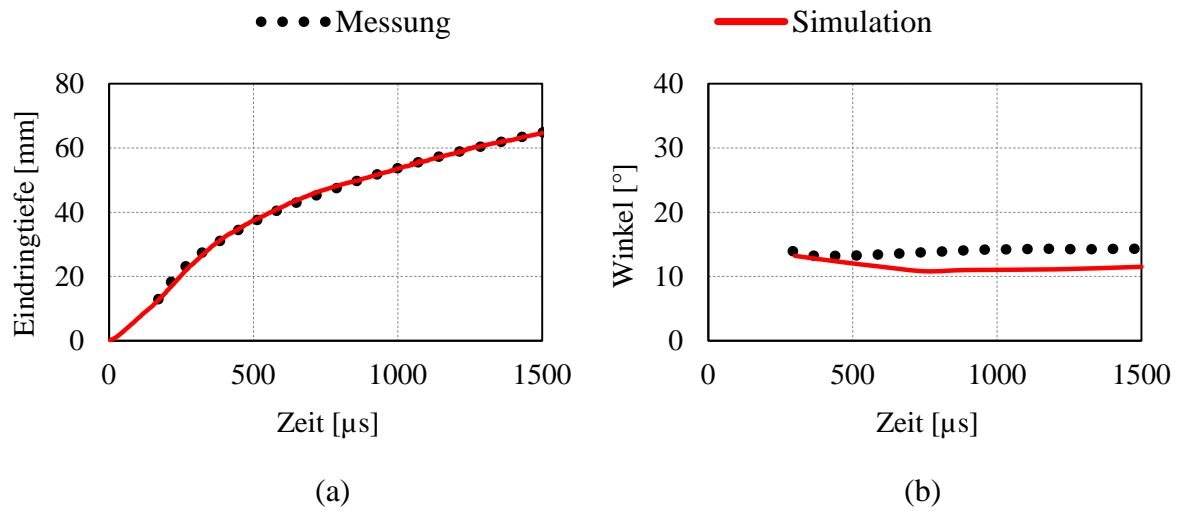


Abbildung A 3: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP6
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

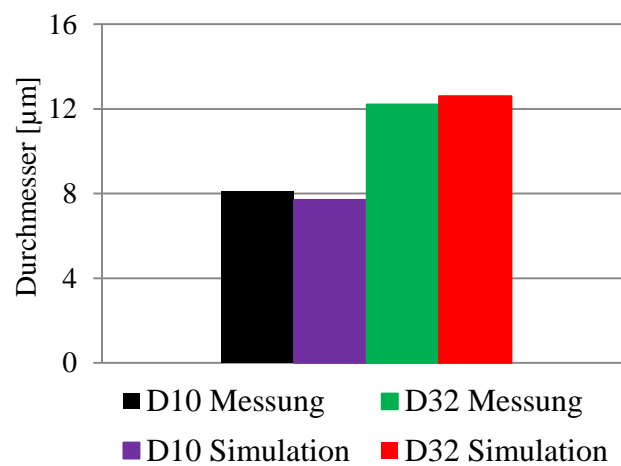


Abbildung A 4: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP6

BP7 mit 1600 bar Einspritzdruck und 41,2 bar Gegendruck.

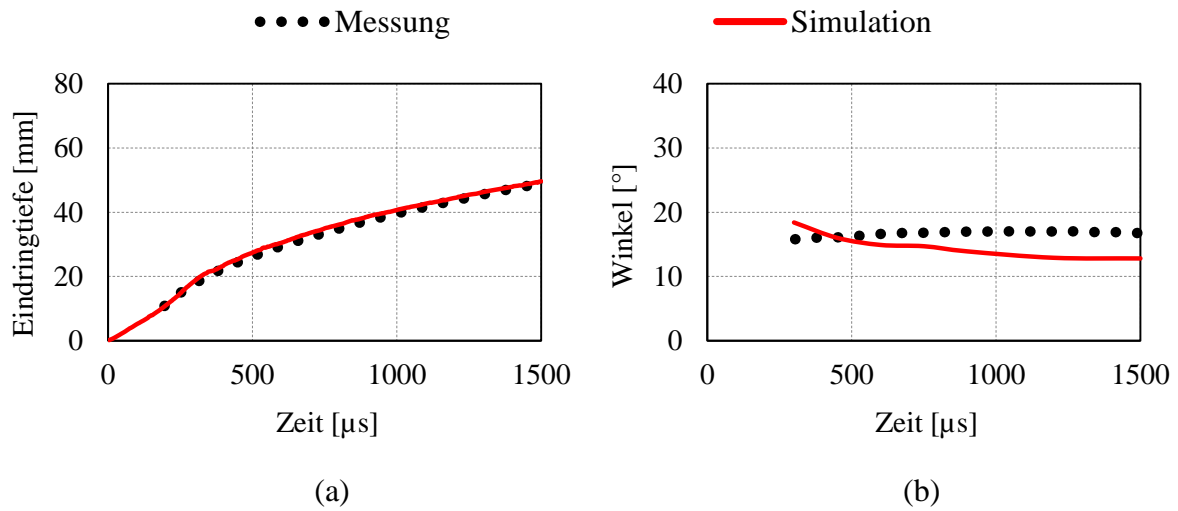


Abbildung A 5: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP7
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

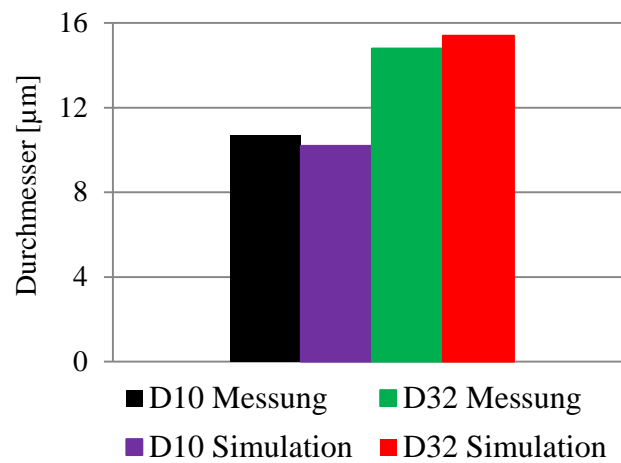


Abbildung A 6: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP7

Atmosphärische Umgebung

BP2 mit 1200 bar Einspritzdruck und 1 bar Gegendruck.

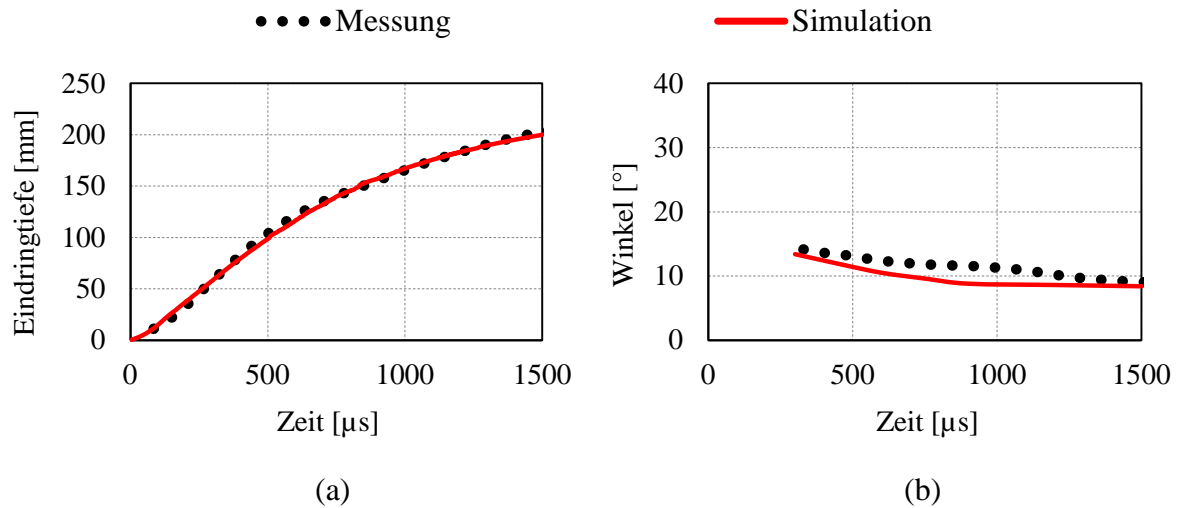


Abbildung A 7: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP2
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

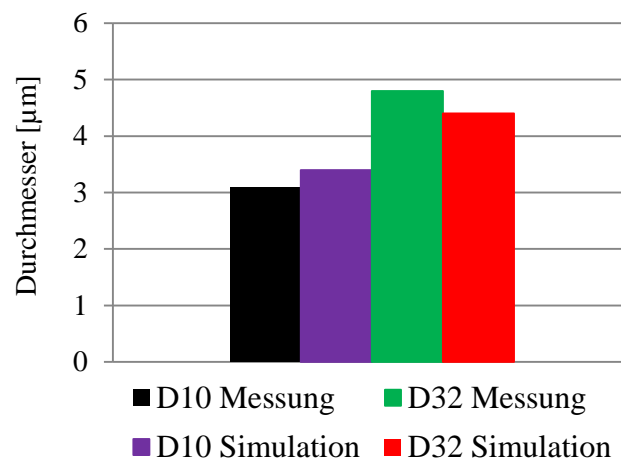


Abbildung A 8: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP2

BP3 mit 1600 bar Einspritzdruck und 1 bar Gegendruck.

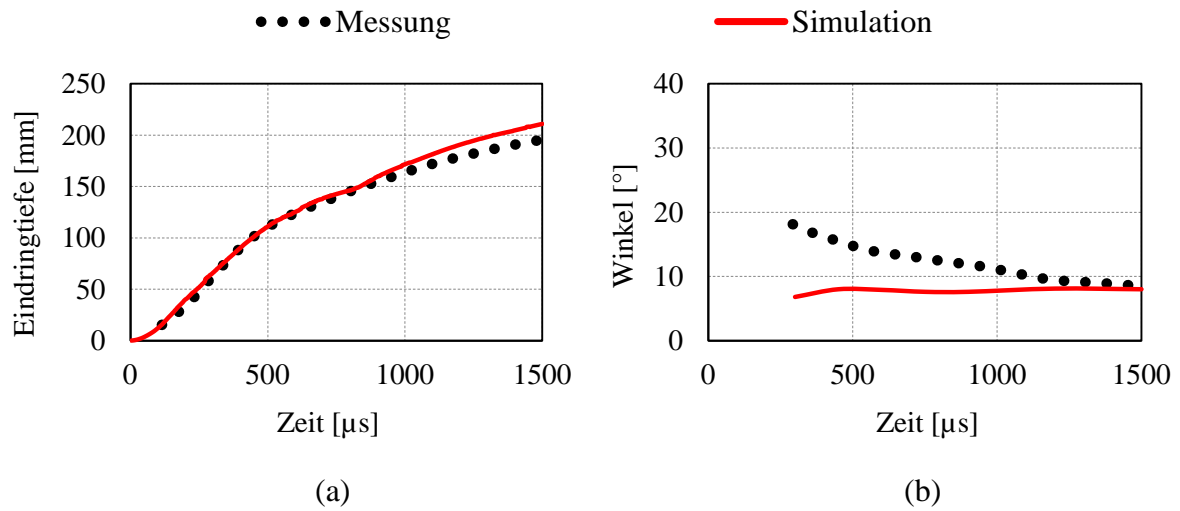


Abbildung A 9: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP3
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;

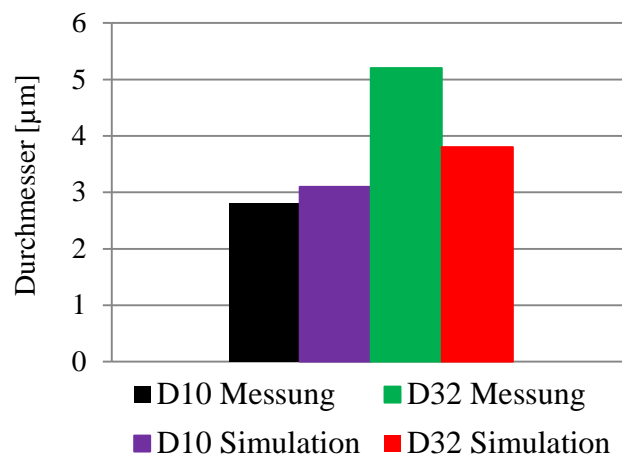


Abbildung A 10: Mikroskopische Sprayeigenschaften des BP3

Motorumgebung

BP9 mit 1200 bar Einspritzdruck und 41,2 bar Gegendruck.

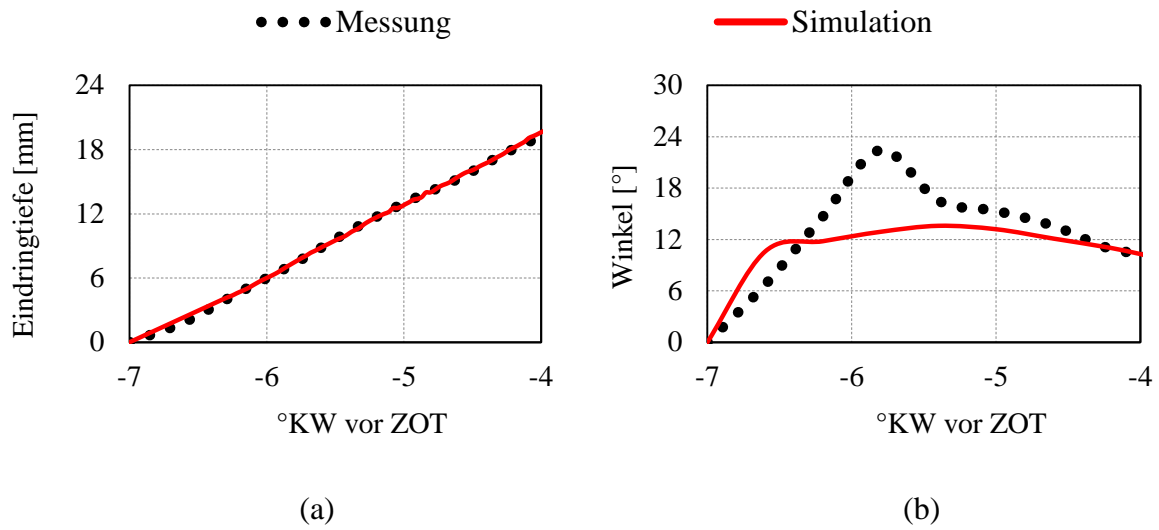


Abbildung A 11: Makroskopische Sprayeigenschaften des BP9
(a) Eindringtiefe; (b) Spraywinkel;