

Analyse des Einflusses der Spritzlochgeometrie auf die Gemischbildung beim direkteinspritzenden Ottomotor

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieurin

(Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Juliane Wetzel

geb. am 05.05.1989 in Lutherstadt Eisleben

genehmigt durch die Fakultät für Maschinenbau

der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Hermann Rottengruber

Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker

Promotionskolloquium am 04.12.2017

Ehrenerklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters habe ich nicht 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. Verwendete fremde und eigene Quellen sind als solche kenntlich gemacht.

Ich habe insbesondere nicht wissentlich:

- Ergebnisse erfunden oder widersprüchliche Ergebnisse verschwiegen,
- statistische Verfahren absichtlich missbraucht, um Daten in ungerechtfertigter Weise zu interpretieren,
- fremde Ergebnisse oder Veröffentlichungen plagiiert,
- fremde Forschungsergebnisse verzerrt wiedergegeben

Mir ist bekannt, dass Verstöße gegen das Urheberrecht Unterlassungs- und Schadensersatzansprüche des Urhebers sowie eine strafrechtliche Ahndung durch die Strafverfolgungsbehörden begründen kann.

Ich erkläre mich damit einverstanden, dass die Dissertation ggf. mit Mitteln der elektronischen Datenverarbeitung auf Plagiate überprüft werden kann.

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.

Wolfsburg, 04.12.17

Juliane Wetzels

Kurzfassung

Die schadstoffarme Verbrennung beim Ottomotor wird maßgeblich von der Gemischbildung beeinflusst. Eine entscheidende Rolle spielt dabei der hochdynamische Zerfall des Einspritzstrahls und nachgelagerte Prozesse, wie die Verdampfung und Homogenisierung. Die einzelnen Prozesse und deren Zusammenhänge sind jedoch sehr komplex und werden durch verschiedene Parameter, wie den Kraftstoffeigenschaften und der Spritzlochgeometrie beeinflusst. Die Spritzlochgeometrie ist dabei gekennzeichnet durch extrem geringe Durchmesser, scharfe Einlaufkanten und gestufte Spritzlochbohrungen. In Verbindung mit den hohen Einspritzdrücken und speziellen Kraftstoffeigenschaften, wie einem erhöhten Dampfdruck, ergeben sich während der Einspritzung komplexe physikalische Vorgänge innerhalb und außerhalb des Spritzloches. So kommt es zur Überlagerung von Effekten, wie Kavitation, Turbulenz und Profilverelaxation, die den Kraftstoffzerfall entscheidend beeinflussen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die ganzheitliche Untersuchung des Einflusses der Spritzlochgeometrie beim direkteinspritzenden Ottomotor von der Düseninnenströmung bis zur Verbrennung. Die dabei eingesetzten Spritzlochgeometrien umfassen sowohl zylindrische gestufte und ungestufte Spritzlöcher verschiedener Länge als auch divergente und konvergente Varianten. Die Weiterentwicklung von Messtechniken erlaubte dabei die Analyse der Vorgänge innerhalb des Spritzloches an Transparentdüsen und im Bereich des primären Strahlaufbruchs mit Hilfe der Laserlichtschnitttechnik. Es konnte gezeigt werden, dass Kavitation bei der Benzin Direkteinspritzung ein grundsätzlich immer vorhandener Strahlaufbruchsmechanismus ist. Abhängig von der Spritzlochgeometrie kommt es weiterhin zu unterschiedlich starker Ausbildung von Profilverelaxation. Turbulenz wird insbesondere durch Stufenbohrungen hervorgerufen. Unterstützt wurden die experimentellen Analysen durch Simulationen der Düseninnenströmung.

Zur Berechnung des zeitlichen Eindringverlaufs wurden bestehende empirische Modelle weiterentwickelt, sodass die spezifischen Spritzlochgeometrie und Einspritzrandbedingungen beim Ottomotor berücksichtigt werden.

Abschließend wurden motorische Messungen durchgeführt, die die Vorteile einer divergenten Spritzlochgeometrie in der Gemischbildung jedoch nicht widerspiegeln. Es konnte gezeigt werden, dass die optimale Ausrichtung der Strahlkeulen im Brennraum einen wesentlich stärkeren Einfluss auf die Verbrennung und Schadstoffbildung hat, als Verbesserungen in der Gemischbildung.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit bei der Volkswagen AG in der Konzernforschung - Antriebe Motormechanik/Elektronik (K-EFAE/K), in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl Energiewandlungssysteme für mobile Anwendungen der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Hermann Rottengruber für die Betreuung der Arbeit, zahlreichen wertvollen Anregungen und Ratschlägen sowie gebotener Freiheit bei der Durchführung und Ausgestaltung. Weiterhin bedanke ich mich herzlich bei Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker für sein großes Interesse an dieser Arbeit und der Übernahme des Korreferats.

Herrn Mark Gotthardt danke ich für seine investierte Zeit, in Form von konstruktiven Diskussionen, Korrekturlesen der Arbeit und natürlich die Unterstützung, die ich zu jeder Zeit erfahren habe. Bei allen Kollegen, die mir in der Konzernforschung unterstützend zur Seite standen möchte ich mich ganz herzlich bedanken. Insbesondere das herzliche Arbeitsklima und die lockere Atmosphäre halfen über so manchen trüben Tag hinweg, weshalb Ihr entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen habt. Besonders hervorheben möchte ich dabei Michael Lauerhaas, der neben lebhaften fachlichen Diskussionen auch gerne seine Fußballtheorien mit mir teilte. Hendrik Thering danke ich für die Unterstützung rund um die Messtechnik. Auch hoffnungslose Vorhaben konnten so erfolgreich umgesetzt werden und Lichtschnitte kleiner als Haardurchmesser wurden ermöglicht. Tom Steinberg danke ich für die Belebung meines Büroalltags und die Unterstützung in allen Lebenslagen. Meinen Kollegen Nuria Garrido Gonzalez, Jörg Fritsch, Benjamin Segtrop und Rolf Kunzler danke ich für den fachlichen Austausch über den Tellerrand hinweg und die zahlreichen interessanten Diskussionen zu eurem Doktorandendasein. Motivation zog ich dabei insbesondere aus dem Sachverhalt, dass Ihr ebenso mit Hürden zu kämpfen habt und diese sich jedoch mit Hartnäckigkeit und Willen bezwingen lassen.

Auch meinen Studenten danke ich für die tatkräftige Unterstützung am Prüfstand und bei der Auswertung der Versuche. Besonders hervorheben möchte ich dabei Oleg Krecker, Markus Brömel, Rudolf Herber und Martin Dutzi. Auch wenn Eure Ergebnisse zum Teil nicht mehr den Weg in diese Arbeit gefunden haben, so trugen sie dennoch erheblich zum erfolgreichen Gelingen bei.

Meinen Eltern Heidrun und Ingo Merle danke ich ganz besonders für den uneingeschränkten Rückhalt, ihre Unterstützung und Liebe auch bei ungewöhnlichen Lebenswegen. Ohne

Sie wäre ich nicht dort angekommen, wo ich heute stehe. Auch meinem Bruder Daniel Merle danke ich ganz herzlich für die entgegengebrachte Unterstützung und das Vertrauen. Ich hoffe, ich kann dir ein Vorbild sein und werde dich ebenso, in allen deinen Wegen und Entscheidungen, unterstützen.

Meinem Verlobten Martin Zschoyan danke ich für die allumfassende Bestätigung insbesondere in schwierigen Phasen der Arbeit. Du hast mich in diesen Zeiten ertragen und geholfen, wieder Zuversicht und Frohmut in den Alltag zu bringen. Dafür danke ich Dir von Herzen.

Wolfsburg, 04.12.17

Juliane Wetzel

Disclaimer

Veröffentlichungen über den Inhalt der Arbeit sind nur mit schriftlicher Genehmigung der Volkswagen Aktiengesellschaft zugelassen. Ergebnisse, Meinungen und Schlüsse dieser Dissertation/ Veröffentlichung sind nicht notwendigerweise die der Volkswagen Aktiengesellschaft.

Publications about the content of this work require the written consent of Volkswagen Aktiengesellschaft. The results, opinions and conclusions expressed in this thesis are not necessarily those of Volkswagen Aktiengesellschaft.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	ix
Symbolverzeichnis	xi
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen und Stand der Forschung	3
2.1. Düseninnenströmung	3
2.1.1. Kavitation	5
2.1.2. Turbulenz	8
2.1.3. Profilrelaxation	9
2.2. Strahlzerfall	10
2.2.1. Primärzerfall	10
2.2.2. Sekundärzerfall	13
2.3. Verdampfung	13
2.3.1. Grundlagen der Tropfenverdampfung	14
2.3.2. Beeinflussung der Strahlausbreitung	16
2.4. Empirische Modelle zur Sprayberechnung	18
2.4.1. Spraykegelwinkel	20
2.4.2. Penetration	24
2.4.3. Sauterdurchmesser	30
2.4.4. Weitere Strahlkenngrößen	31
2.5. Abgeleitete Aufgabenstellung	32
3. Versuchsaufbau und Messtechniken	34
3.1. Untersuchungen Druckkammer	34
3.1.1. Versuchsträger	34
3.1.2. Hydraulik	35
3.1.3. Mie-/Schlieren Messtechnik	36
3.1.4. PDA	38
3.1.5. Fernfeldmikroskopie	39
3.2. Untersuchungen an Transparentdüsen	42
3.2.1. Versuchsträger	42

3.2.2. Schattenverfahren	43
3.2.3. Lichtschnitt	44
3.3. Motorische Untersuchungen	44
3.3.1. Versuchsaufbau	45
3.3.2. Mehrlochinjektoren	46
3.4. Kraftstoffeigenschaften	46
4. Numerik	48
5. Ergebnisse und Diskussion	54
5.1. Strahlaufbruch des düsenfernen Einspritzstrahls	54
5.1.1. Makroskopische Sprayparameter	54
5.1.2. Tropfengröße und -geschwindigkeit	67
5.2. Strahlaufbruch des düsen nahen Einspritzstrahls	72
5.2.1. Strahlstruktur	72
5.2.2. Strahlparameter	76
5.3. Düseninnenströmung	83
5.3.1. Transparentdüsen	84
5.4. Überblick über die Einflüsse der Spritzlochgeometrie auf den Strahlaufbruch	89
5.4.1. Spritzlochdurchmesser	90
5.4.2. Divergenz	90
5.4.3. Spritzlochlänge	91
5.4.4. Konvergenz	92
5.5. Optimierung der Modelle zum Strahlzerfall	93
5.6. Einfluss der Spritzlochgeometrie auf das Motorverhalten	98
6. Zusammenfassung	106
Literaturverzeichnis	109
Abbildungsverzeichnis	118
Tabellenverzeichnis	122
A. Einspritzratenmessung	124
B. Durchströmung Nadelsitz	126
C. Schwellwertbestimmung Nahfelduntersuchung	127
D. Bestimmung Lichtschnitt-Dicke	128
E. Ablagerungsbildung Injektorspitze	130

F. Einfluss der Düsengeometrie auf das Motorverhalten	131
G. Spraybilder Mehrlochinjektoren	133
H. Lebenslauf	134

Abkürzungsverzeichnis

1D	Eindimensional.
3D	Dreidimensional.
BP	Betriebspunkt.
CCD	Charge-Coupled-Device/ Kamerasensor.
CFD	Computational Fluid Dynamics.
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor/ Kame- rasensor.
CO ₂	Kohlenstoffdioxid.
CR	Common Rail.
DI	Direct Injection/ Direkteinspritzung.
DNS	Direkte Numerische Simulation.
ESB	Einspritzbeginn.
FFM	Fernfeldmikroskopie.
FSI	Fuel Stratified Injection.
FVM	Finite-Volumen-Methode.
HDEV	Hochdruck-Einspritzventil.
HE	hydroerosiv.
KW	Kurbelwinkel.
LED	Light Emitting Diode.
LES	Large-Eddy-Simulation.
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat- Laser.
NO _x	Stickstoffoxide.

OT	Oberer Totpunkt.
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie.
PFI	Port Fuel Injektion/ Saugrohreinspritzung.
PIV	Particle Image Velocimetry.
PKW	Personenkraftwagen.
PWM	Pulsweitenmodulation.
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Methode.
RP	Referenzpunkt.
SMD	Sauter Mean Diameter, siehe auch d_{32} .
SST	Shear Stress Transport.
TDI	Turbocharged Direct (Diesel) Injection.
TSI	Turbocharged/Twincharged Stratified Injection.
UT	Unterer Totpunkt.
VW	Volkswagen.
ZOT	Oberer Totpunkt der Zündung.
ZZP	Zündzeitpunkt.

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Beschreibung
Griechische Buchstaben		
β	-	Verdampfungskoeffizient
η	-	dynamische Viskosität
λ	$\frac{W}{m \cdot K}$	Wärmeleitfähigkeit
φ	°	Flankenwinkel Nadelsitz
π	-	Pi
ρ_f	$\frac{kg}{m^3}$	Kraftstoffdichte
ρ_g	$\frac{kg}{m^3}$	Gasdichte
\tilde{p}	-	Druckverhältnis
σ_f	$\frac{N}{m}$	Oberflächenspannung
Θ	°	Spraykegelwinkel
Lateinische Buchstaben		
A	m^2	Fläche
a	-	Konstante vom Wert 0,66
A_0	mm^3	Austrittsdurchmesser
A_K	m^2	Fläche Nadelsitz
ASB	°KW	Ansteuerbeginn
C_a	-	Area Contraction Coefficient
C_d	-	Discharge Coefficient
<i>Circ</i>	-	Tropfenrundheit
C_N	-	Kavitationszahl
c_p	$\frac{J}{kg \cdot K}$	spezifische Wärmekapazität
C_v	-	Orifice Velocity Coefficient
d_0	m	Anfangs-Tropfendurchmesser
d_{10}	m	mittlerer arithmetischer Tropfendurchmesser
d_{32}	m	Sautertropfendurchmesser

Symbol	Einheit	Beschreibung
D_b	m	Nadeldurchmesser
d_0	mm	Eintrittsdurchmesser Spritzloch
d_f	mm	reduzierter Austrittsdurchmesser Spritzloch
D_ν	$\frac{m^2}{s}$	Diffusionskoeffizient
d_S	m	Sacklochdurchmesser
h	m	Höhe des Spritzloches im Sackloch
HC	ppm	Kohlenwasserstoffe
K	-	Konizität, K-Faktor
l	m	Spritzlochlänge
L_b	m	Aufbruchslänge
\dot{m}	$\frac{kg}{s}$	Massenstrom
MW	$\frac{kg}{mol}$	Molare Masse
n	-	Brechungsindex
Nu	-	Nusselt-Zahl
p_d	Pa	Dampfdruck
$p_f/Rail$	Pa	Kraftstoffdruck
$p_g/Gegen$	Pa	Gasdruck
PM	$\frac{mg}{m^3}$	Rußmasse
PN	$\frac{\#}{cm^3}$	Partikelanzahl
Pr	-	Prandtl-Zahl
\dot{Q}	W	Wärmestrom
Re	-	Reynolds-Zahl
S	m	Penetration
x^+	mm	Skalierungsfaktor Eindringtiefe
\tilde{S}	-	dimensionslose Eindringtiefe
t	s	Zeit
r	m	Radius
t_b	s	Aufbruchszeit
T_g	°C	Gastemperatur
TKE	$\frac{m^2}{s^2}$	Turbulente Kinetische Energie
t_r	s	Übergangszeit zwischen den Zerfallsbereichen
t^+	-	Skalierungsfaktor Zeit

Symbol	Einheit	Beschreibung
\tilde{t}	-	dimensionslose Zeit
U	m	Umfang
U_f	$\frac{m}{s}$	reduzierte Kraftstoff-Austrittsgeschwindigkeit
v	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit
v_{rel}	$\frac{m}{s}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff- und Umgebungsmedium
x	m	Nadelhub
Y	%	Konzentration

1. Einleitung

Die schnell voranschreitende Klimaerwärmung durch den anthropogenen Treibhauseffekt ist mittlerweile weltweit anerkannt und wird vielfach diskutiert. Mit der Ratifizierung des Pariser Klimaabkommens im Jahre 2016 verpflichten sich die Hauptbeitragsleister der weltweiten Treibhausgasemissionen zur Begrenzung der globalen Erwärmung auf 1,5 °C. Zur Erreichung dieser Ziele müssen die Netto-Treibhausgasemissionen auf null reduziert werden. Dies schließt die Automobilindustrie mit dem Ottomotor als dominierender Antriebsmaschine ein. Aus diesem Grund werden Regulierungen in Form von Abgasgesetzgebungen verschärft. Neben den CO₂ Emissionen tragen weitere Schadstoffe enorm zur Verschmutzung der Umwelt und Gesundheitsbelastung bei, weshalb diese in den Richtlinien ebenfalls reglementiert werden. Insbesondere die Partikelemissionen stehen im Fokus der öffentlichen Diskussionen, da Ihnen durch vielfache Studien eine kanzerogene Wirkung auf den menschlichen Organismus nachgewiesen werden konnte.

Die Abgasgesetzgebung Euro 6 der Europäischen Union stellt diesbezüglich aktuell die schärfste Limitierung mit einer begrenzten Partikelanzahl von $6,0 \cdot 10^{11}$ #/km für Ottomotoren mit Direkteinspritzung dar [1]. Auch in den USA wird ab 2017 erstmals durch die LEV (Low Emission Vehicle) III Gesetzgebung der Ausstoß der Partikelmasse auf PM₃ = 3 mg/mi reguliert mit einer stufenweisen Verschärfung auf 1 mg/mi für 100 % der Fahrzeugflotte [2]. Auch China (Beijing 6) und Indien (Bharat 6) planen die Einführung strengerer Regularien, die sich an den Emissionsgrenzwerten der europäischen Union orientieren bzw. diese sogar unterschreiten.

Das Hauptentwicklungsziel bei Fahrzeugen mit Verbrennungsmotor ist daher die Reduzierung von Kraftstoffverbrauch und Emissionen. Durch einerseits innermotorische Maßnahmen, wie dem Downsizing, flächendeckendem Einsatz der Turboaufladung und der Direkteinspritzung beim Ottomotor sowie einer variablen Ventilsteuerung wird versucht, den heutigen und zukünftigen Abgasgrenzwerten gerecht zu werden. Andererseits kommt eine aufwändigere Abgasnachbehandlung, wie der OPF (Otto Partikel Filter) zum Einsatz, der jedoch während der Regenerationsphase zu erhöhtem Kraftstoffverbrauch führt.

Eine CO₂-neutrale Maßnahme zur Reduzierung der Partikelemissionen stellt die Optimierung des Einspritzdüsendesigns dar. Die Anpassung des Spraytargets oder der Spritzlochgeometrie sowie eine optimierte Einbaulage der Mehrlochinjektoren bietet das Potential die mikro- und makroskopischen Sprayparameter, wie Spraykegelwinkel, Eindringtiefe,

Tropfengröße und Verdampfung positiv zu beeinflussen. Somit ist es möglich, die Ursachen erhöhter Partikelemissionen innermotorisch zu minimieren [3, 4].

Die optimale Auslegung von Einspritzsystemen setzt jedoch die Kenntnis der Wirkzusammenhänge zwischen Spritzlochgeometrien, Einspritzung und Gemischbildung voraus. Trotz einer Vielzahl von Studien auf dem Gebiet der Diesel-Direkteinspritzung ist dies bei der Benzin-Direkteinspritzung noch nicht gegeben. Hintergrund sind die signifikanten Unterschiede in den Randbedingungen zum Einspritzzeitpunkt zwischen den Brennverfahren sowie die grundsätzliche Komplexität der Strahlerfallsmechanismen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll anhand einer Variation der Spritzlochgeometrie die Übertragbarkeit von dieselmotorischen Modellen und Korrelationen zur Einspritzung und Gemischbildung auf die Benzin Direkteinspritzung überprüft werden.

Die Einspritzung beim Ottomotor unterliegt im Vergleich zum Dieselmotor anderen Randbedingungen. Insbesondere Einspritzdruck, Gegendruck und Temperatur zum Zeitpunkt der Einspritzung unterscheiden sich deutlich. Die bisherigen empirischen Modelle zur Berechnung der makroskopischen Sprayparameter wie Eindringtiefe und Spraywinkel sind überwiegend mit Messdaten der dieselmotorischen Randbedingungen validiert. Es soll daher gezeigt werden, ob eine Extrapolation auf die Benzin-Direkteinspritzung möglich ist bzw. eine Anpassung der bisherigen Modelle vorgenommen werden. Zur Darstellung der Wirkzusammenhänge zwischen Spritzlochgeometrie, Einspritzung und Gemischbildung finden detaillierte messtechnische Analysen der mikro- und makroskopischen Strahlparameter an einer optischen Druckkammer unter den Randbedingungen der Benzin-Direkteinspritzung statt, wobei eine Variation der Spritzlochgeometrie über bisherige Grenzen hinaus erfolgt. Dazu werden optische Messtechniken und Auswertemethodiken weiterentwickelt. Um die sich unterscheidenden Strahlaufbruchsphänomene zu verstehen, werden sowohl Simulationen der Düseninnenströmung als auch experimentelle Analysen durchgeführt.

2. Theoretische Grundlagen und Stand der Forschung

Die ottomotorische, innere Gemischbildung ist durch verschiedene aufeinanderfolgende Prozesse gekennzeichnet, die im folgenden Kapitel erläutert werden. Dies sind die Düseninnenströmung, der primäre und sekundäre Strahlzerfall sowie die Verdampfung. Weiterhin werden bisher bekannte Modelle zur Berechnung der makroskopischen Strahlparameter des Einspritzstrahls dargestellt. Auf Grundlage dieser Erkenntnisse erfolgt die Ableitung der Aufgabenstellung für die hier vorliegende Arbeit.

2.1. Düseninnenströmung

Die Düseninnenströmung wird von zahlreichen Parametern beeinflusst. Dies sind Geometrieparameter (Düsengeometrie, Nadelgeometrie, Nadelsitzgeometrie, Einlaufradien, Öffnungscharakteristik der Nadel, Spritzlochgeometrie) und Randbedingungen, wie Druck und Temperatur vor und nach dem Spritzloch.

Die optische Charakterisierung der Düseninnenströmung ist technisch nur mit sehr hohem Aufwand möglich. Dies kann zum einen mit Hilfe sogenannter transparenter Düsen in vergrößerter Ausführung [5, 6] oder Originalgröße [7–10] erfolgen. Zum anderen kann eine Analyse mittels Röntgen-[11–13] und Neutronenradiographie-Untersuchungen [14, 15] durchgeführt werden. Die zahlreichen Messungen beschränken sich überwiegend auf die dieselmotorischen Randbedingungen und Fluide. Für ottomotorische Randbedingungen, Fluide und Düsengeometrien liegen bisher jedoch nur wenige experimentelle Untersuchungen vor, vgl [16, 17].

Eine weitere und weniger aufwändige Möglichkeit zur Charakterisierung der Düseninnenströmung ist die Simulation, sowohl nach der 1D Stromfadentheorie als auch 3D-CFD (Computational Fluid Dynamics) Simulationen. Jedoch sind auch diese Simulationen auf Validierungen mittels Messdaten angewiesen. Eine Möglichkeit ist dabei die Ermittlung von Düsenkennzahlen. Dies ist hier insbesondere der Discharge Coefficient C_d , der über Gleichung 2.1 beschrieben wird.

$$C_d = C_v \cdot C_a \quad (2.1)$$

Diese Kennzahlen, auch als Verlustkoeffizienten einer Düse bezeichnet, dienen der Charakterisierung der hydraulischen Verluste innerhalb der Düse. Der Durchflussbeiwert C_d beschreibt dabei den Durchflussverlust der Düse gegenüber dem theoretischen Durchfluss und wird nach Gleichung 2.2 bzw. mit Hilfe der Bernoulli- und Kontinuitätsgleichung nach Gleichung 2.5 berechnet [18].

$$C_d = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{theo}} \quad (2.2)$$

Mit der Konti- und Bernoulli-Gleichung:

$$\dot{m} = \rho_1 \cdot A_1 \cdot v_1 = \rho_2 \cdot A_2 \cdot v_2 \quad (2.3)$$

$$p_1 + \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 = p_2 + \frac{\rho_2}{2} \cdot v_2^2 \quad (2.4)$$

ergibt sich daraus:

$$C_d = \frac{\dot{m}_{real}}{A_{min} \cdot \rho_f \cdot \sqrt{2 \cdot (p_f - p_g) / \rho_f}} \quad (2.5)$$

Der Area Contraction Coefficient C_a beschreibt die Reduzierung der Querschnittsfläche aufgrund einer Einschnürung der Strömung im Spritzloch durch Gasblasen, die infolge von Kavitation auftritt (siehe dazu auch 2.1.1). Der Flächenverlustkoeffizient lässt sich somit aus dem Quotient real durchströmter Fläche zu geometrisch verfügbarer Querschnittsfläche ermitteln:

$$C_a = \frac{A_{real}}{A_{geo}} \quad (2.6)$$

Der Velocity Coefficient C_v beschreibt den Geschwindigkeitsverlust der Düsenströmung infolge der Wandreibung. Der Geschwindigkeitsverlustkoeffizient kann dementsprechend über folgenden Zusammenhang berechnet werden:

$$C_v = \frac{v_{real}}{v_{theo}} \quad (2.7)$$

Da sowohl der real durchströmte Querschnitt als auch die reale Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Spritzloches direkt nur schwer messbar ist, findet die Ermittlung der Kennzahlen über eine Analyse der Strahlkraft statt. Über den so ermittelten Strahlimpuls lassen sich die Düsenkoeffizienten C_v und C_a und dementsprechend auch der real durchströmte Querschnitt und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Spritzloch bestimmen [19, 20].

Die maßgeblichen Mechanismen, die zur Reduzierung des Düsenwirkungsgrades führen, sind Kavitation, Wandreibung und Turbulenz. Diese werden nachfolgend beschrieben.

Die Düseninnenströmung beeinflusst maßgeblich die nachfolgend ablaufenden Prozesse des Strahlzerfalls.

2.1.1. Kavitation

Kavitation bezeichnet das räumlich begrenzte Verdampfen einer Flüssigkeit durch lokale Druckerniedrigung des Fluides unter seinen Dampfdruck p_D . Sie ist gekennzeichnet durch eine unmittelbare Rückkondensation, sowie die örtliche Begrenzung des Dampfgebietes [21].

Die hydrodynamische Ursache für das Auftreten von Kavitation ist ein Absinken des statischen Druckes unter den Dampfdruck. Nach Gleichung (2.3) und (2.4) kommt es bei der Strömungseinschnürung, wie sie beim Übergang zwischen Sackloch und Spritzloch auftritt und gleichzeitig konstantem Massenstrom, zu einer Erhöhung der Durchflussgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeitserhöhung geht mit einer Verminderung des statischen Druckes einher, die, insofern der Dampfdruck unterschritten wird, Ursache für die Ausbildung von Kavitationsnestern ist.

Durch sich unterscheidende Dämpfdrücke zwischen Benzin und Diesel, weisen diese ebenfalls eine deutlich andere Kavitationsneigung auf. Der temperaturabhängige Dampfdruck von den Ersatzkraftstoffen ISO-Oktan und Diesel-Modellkraftstoff¹ ist in der nachfolgenden Abbildung 2.1 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Dampfdruck von ISO-Oktan deutlich höher als der Dampfdruck des Diesel-Modellkraftstoffes ist. Beim Druckabfall innerhalb des Spritzloches kommt es, bei ansonsten gleichen Randbedingungen, bei der Benzin-DI somit deutlich eher zum schlagartigen Verdampfen des Fluides im Vergleich mit der Diesel-DI.

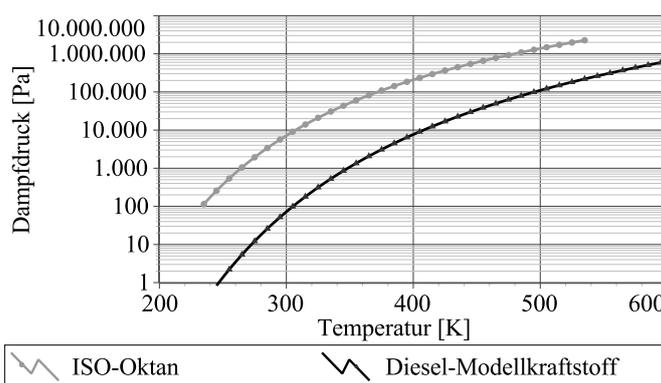


Abbildung 2.1.: Temperaturabhängiger Dampfdruck von ISO-Oktan und Diesel Modellkraftstoff

Unter definierten Randbedingungen kann es zum Auftreten von einem „Hydraulik-Flip“ kommen, wobei das Kavitationsgebiet auf eine Seite des Spritzloches beschränkt ist.

Eine Drossel kann kavitationsfrei oder kavitierend durchströmt werden, siehe Abbildung 2.2. Weiterhin kann die Kavitation verschiedene Ausprägungen annehmen. Es kann entweder keine Kavitation auftreten (a), beginnende Kavitation am Spritzlocheintritt (b) oder die gesamte spritzlochumfassende Super-Kavitation (c).

¹Die Zusammensetzung des Modellkraftstoffes ist in Kapitel 3.4 zu finden.

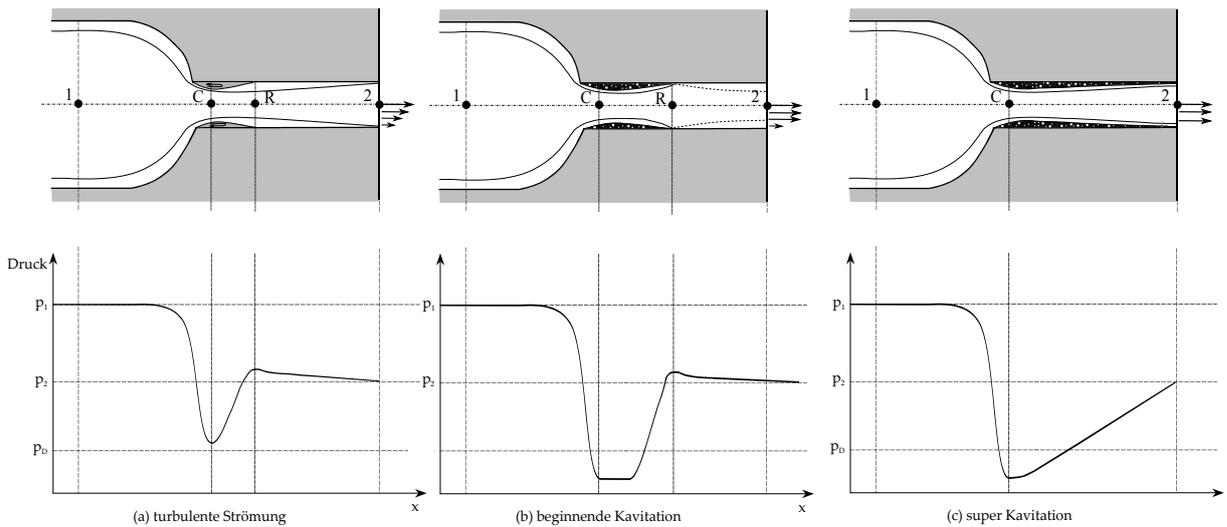


Abbildung 2.2.: Strömungsarten im Spritzloch nach [22]

Weiterhin kann nach Arcroumanis et al. [5] eine Einteilung der Kavitation in der Einspritzdüse nach folgenden Kriterien erfolgen:

Blasen kavitation: Als Blasen kavitation bezeichnet man Kavitation in Form von Blasen, die sich im Fluid ausbreiten. Diese können aufgrund von äußeren Einwirkungen implodieren und so erhebliche Schäden hervorrufen. Da im Spritzloch von einem homogenen Zweiphasengemisch, bestehend aus Kavitationsblasen und Fluid, ausgegangen wird, bezeichnet man diese Form auch als homogene Kavitation [7]. Abbildung 2.3 b) zeigt solche Blasen innerhalb des Spritzloches.

Film kavitation: Ursache dieser Kavitationsart sind Oberflächendefekte der Strömungsberandung, z.B. wie Poren und Rauheiten. Hier bilden sich die namensgebenden Kavitationsfilme aus, siehe Abbildung 2.3, aus denen Blasen herausgelöst werden können. Erstrecken sich die Kavitationsfilme bis zum Spritzlochaustritt, werden sie auch als „Super-Kavitation“ bezeichnet. In der Literatur findet für die Filmkavitation auch der Begriff heterogene Kavitation Verwendung [7].

Wirbel kavitation: Hierbei kommt es zum Druckabfall innerhalb der Strömung aufgrund von starker Verwirbelung im Zentrum dieser. Dabei entstehen, wie in Abbildung 2.3 a) und c) zu erkennen, fadenartige Kavitationsstrukturen, die besonders instabil und hochdynamisch sind. Wirbel kavitation kann sich im Besonderen im Sackvolumen einer Einspritzdüse ausbreiten. Dabei kommt es zur Interaktion mit der Blasen- oder Filmkavitation über mehrere Spritzlöcher hinweg. Durch die hoch dynamische Entwicklung von Wirbel kavitation kommt es zur Störung der Strömung und einer deutlich erhöhten Spritzloch-zu-Spritzloch Variation, vgl. [5].

der Bauteiloberfläche kommen, der auch als Kavitationserosion bezeichnet wird [25]. In Einspritzdüsen kommt es zu einer Durchflussbegrenzung der Spritzlöcher, da der durchströmte Querschnitt aufgrund der Dampfgebiete erheblich reduziert wird.

Der Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall wird in der Literatur uneinheitlich dargestellt. Busch [26] und Walther [7] können in Ihren Untersuchungen keinen direkten Einfluss der Kavitation nachweisen. Vielmehr kommt es nach Cyril [27] durch einen indirekten Einfluss zu einem verstärkten Strahlzerfall aufgrund der Turbulenzerhöhung beim Auftreten von Kavitation. Auch Chaves [28] kann einen erhöhten Spraywinkel nicht ausschließlich auf Kavitation innerhalb der Düse zurückführen. Demgegenüber weisen Sou et. al [29, 30] und Eifler [31] eine verstärkte Ligamentbildung resp. Strahlzerfall durch die Implosion von Dampfblasen außerhalb der Einspritzdüsen nach. Die Implosion der Kavitationsgebiete erzeugt im Bereich des primären Strahlzerfalls weiterhin radiale Geschwindigkeitskomponenten, die die Interaktion mit der Umgebungsluft begünstigen [7, 32]. Dampfgebiete, die das Fluid innerhalb der Düse umgeben, verringern die Ausbildung einer Wandgrenzschicht und dementsprechend die Wandreibung, wodurch der Verlust an kinetischer Energie vermindert wird. Dies wiederum führt zu einer höheren Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff und umgebender Luft, die den Strahlzerfall unterstützt und die Tropfengröße reduziert [7, 8, 33].

Beim Auftreten von Super-Kavitationen konnte Stahl [6] hingegen eine Reduzierung des düsennahen Strahlzerfalls nachweisen. Als Grund dafür wurde ein das Fluid umgebende Gaspolster und die damit reduzierte Wandgrenzschicht benannt. Dies führt nachfolgend zu einer reduzierten Profilrelaxation als Mechanismus des primären Strahlzerfalls, vergleiche dazu auch Abbildung 2.2 (c).

Die dargestellten sich überlagernden Mechanismen führen dazu, dass die Wirkung der Kavitation auf den Strahlzerfall der Kraftstoffeinspritzung bisher nicht eindeutig ist. Es sind weitere auf den jeweiligen Anwendungsfall bezogene Untersuchungen notwendig, um die Auswirkungen der Kavitation beschreiben und abbilden zu können.

Kavitation kann mithilfe optischer Messtechniken in der Einspritzdüse sichtbar gemacht werden. Der Einsatz von Glasdüsen ist jedoch sehr aufwändig und kostenintensiv. Auch Schallemissionen oder induzierte Schwingungen sind ein Indiz für Kavitation. So können mithilfe eines Mikrofons oder eines Beschleunigungssensors, die durch Blasenzerfall induzierten Schwingungen detektiert werden und dienen als Maß für die Kavitation in der Düse [21].

2.1.2. Turbulenz

In der Strömungsmechanik wird grundsätzlich zwischen den beiden Strömungsarten - laminar und turbulent - unterschieden. Für Rohrströmungen, wie dies vereinfacht auf die Düsenströmung in Injektoren angewendet werden kann, findet die Unterscheidung

zwischen diesen Strömungsarten anhand der Reynolds-Zahl statt. Die Reynolds-Zahl ist durch die Dichte des Fluides ρ , die Strömungsgeschwindigkeit v , die charakteristische Länge, die im Fall der Kraftstoffeinspritzung dem Spritzlochdurchmesser d entspricht und der dynamischen Viskosität des Fluides η definiert, siehe Gleichung 2.9. Unterhalb der kritischen Reynolds-Zahl für Rohrströmungen in hydraulisch glatten Rohren $Re_{krit} = 2320$ liegt eine laminare Strömung vor. Oberhalb dieses Grenzwertes kommt es zur Ausbildung einer turbulenten Strömung [34]. Durch die in Einspritzsystemen eingesetzten kleinen Düsendurchmesser und sehr hohen Einspritzdrücke, die wiederum zu hohen Fluidgeschwindigkeiten führen, kommt es zur Ausbildung einer hochturbulenten Strömung. Diese wird weiterhin durch die turbulenzunterstützenden Zuströmbedingungen verstärkt. In verschiedenen Untersuchungen [35–38] konnte gezeigt werden, dass ein reduzierter Nadelhub, scharfe Einlaufkanten des Spritzloches, erhöhte Wandrauigkeiten oder sonstige geometrische Störungen die Turbulenz erhöhen. Gegenteilige Effekte sowie eine Konizität wirken hingegen strömungsberuhigend. In Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass Turbulenz zu einem verstärkten Strahlzerfall führt. Bei verminderter Turbulenz treten häufiger großskalige Ligamente, Cluster und Oberflächenwellen im Streulichtsignal des düsennahen Spraybereichs auf, vgl. [39].

$$Re = \frac{v_{rel} \cdot d_{aus} \cdot \rho_f}{\eta_f}, \quad (2.9)$$

2.1.3. Profilrelaxation

Profilrelaxation bezeichnet den Ausgleich des Geschwindigkeitsprofils des Kraftstoffes beim Austritt aus der Düse. Bei der laminaren Strömung stellt sich durch Wandreibung und die Haftbedingung viskoser Fluide ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil innerhalb der Düse ein. Beim Übergang zu einer turbulenten Strömung kommt es zur Durchmischung der Strömung und nachfolgendem Impulsaustausch, wodurch sich ein gleichmäßigeres Geschwindigkeitsprofil über dem Querschnitt einstellt [34]. Beim Austritt aus der Düse kommt es durch Relaxation der Geschwindigkeiten im Freistrahls zu einem rechteckigen Geschwindigkeitsprofil. Infolge dessen werden die äußeren Schichten beschleunigt und die inneren abgebremst. Dieser Impulsaustausch geht mit radialen Geschwindigkeitskomponenten und Druckgradienten einher, die zur Destabilisierung des Freistrahls und nachfolgender Ablösung von Ligamenten und Tropfenclustern führen [40, 41].

Kommt es zum Auftreten von Super-Kavitation wird die Ausbildung einer Grenzschicht verhindert und das Strömungsprofil weist bereits innerhalb der Düse eine Rechteckform auf [42, 43]. Somit entfällt ebenfalls der den Strahlzerfall unterstützende Mechanismus der Profilrelaxation und der Kraftstoffstrahl bleibt außerhalb der Düse sehr stabil und kompakt, vgl. [6, 44].

2.2. Strahlzerfall

Die Gemischbildung im Verbrennungsmotor ist bedeutend beeinflusst von dem düsen- und düsenfernen Strahlzerfall. Im Allgemeinen wird eine Unterteilung in Primär- und Sekundärzerfall vorgenommen. Das erste Ablösen von Ligamenten und Tropfen aus einem kompakten, flüssigen Strahl wird als Primärzerfall bezeichnet. Der Sekundärzerfall ist hingegen durch den weiteren Zerfall bzw. der Koaleszenz der Tropfen gekennzeichnet.

2.2.1. Primärzerfall

Als Primärzerfall wird der düsennahe Bereich bzw. die Düse selbst beschrieben, in welchem das zusammenhängende Fluid erstmals in Ligamente und Tropfen zerfällt.

Die Mechanismen des Strahlzerfalls sind bislang nicht hinreichend bekannt, da insbesondere die Beobachtung des Primärzerfalls großen Herausforderungen gegenübersteht. Grund dafür ist der dichte Strahlkern sowie die Überlagerung von Strahlkern, ersten entstehenden Ligamenten (zusammenhängenden fadenförmigen Strukturen) und Tropfen. Weiterhin kann es bereits im Spritzloch zu einem Aufreißen des zusammenhängenden Strahlkerns kommen. Neue Messtechniken, wie Röntgen-Untersuchung des Sprays [35, 45, 46] oder das *ballistic imaging* [47], versuchen auch diesen Bereich der Einspritzung messtechnisch zu erfassen, um so physikalische Modelle zur Simulation des Primärzerfalls validieren zu können. In weiteren Untersuchungen, wie der elektrischen Leitfähigkeitsmessung [48] oder der *Optical Connectivity Method* [9, 49] liegt der Fokus auf der Analyse der Strahlwurzel. Diese kann auch außerhalb der Düse als flüssiger, zusammenhängender Kern auftreten oder bereits innerhalb der Düse zerreißen. Erste Untersuchungen zu zeitlich und örtlich hochauflösenden Geschwindigkeitsmessungen im Bereich des primären Strahlaufbruchs sind, mit Einschränkungen, durch die *Laser Correlation Velocimetry* [50] und der *Shadow Particle Image Velocimetry* [51, 52] möglich. Diese Messtechniken sind jedoch nur sehr begrenzt verfügbar und mit hohem zeitlichen und finanziellem Aufwand zu realisieren. Auch mit diesen Messtechniken lässt sich bisher keine eindeutige Aussage zum primären Strahlzerfall treffen. Aus diesen Gründen wird sich in dieser Arbeit auf die etablierten Messtechniken beschränkt, die im Abschnitt 3.1 näher erläutert werden. Untersuchungen zur Analyse des Primäraufbruchs mit Hilfe der Shadowgraphie [31, 53, 54] oder der Mie-Streulicht-Messtechnik [32, 55] sind in der Literatur für den Bereich der Diesel-Einspritzung hinreichend zu finden. Für die Benzin-DI liegen jedoch nur sehr wenige experimentelle Ergebnisse vor.

Da wie soeben erläutert, eine Beschreibung des mikroskopischen Strahlaufbruchs über die Erhaltungsgleichungen aufgrund fehlender Detailkenntnisse nicht möglich ist, gibt es Modelle, die über vorgegebene Anfangsbedingungen mit eingeschränkter Genauigkeit die Zerstäubung beschreiben.

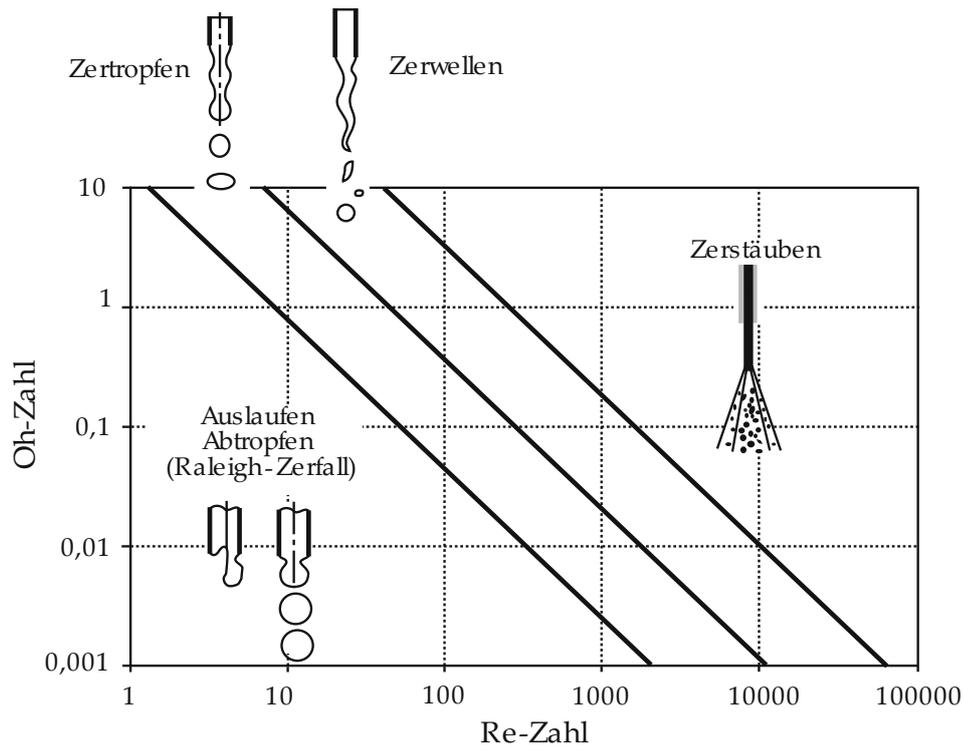


Abbildung 2.4.: Zerfalls-Regime in Abhängigkeit von Oh und Re nach Lefebvre [36]

Nach Lefebvre [36] lässt sich der Strahlzerfall in charakteristische Bereiche einteilen, die mit der Reynolds- und der Ohnesorge-Zahl beschrieben werden können. Man unterscheidet dabei in Abhängigkeit der Kennzahlen zwischen Auslaufen, Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben, siehe Abbildung 2.4. Sowohl diesel- also auch ottotypische Betriebszustände befinden sich im Bereich der Zerstäubung. Nur im Bereich der Nadelsitzdrosselung, d.h. während des Öffnens und Schließens der Nadel, werden auch andere Zerfallsbereiche durchquert.

Die Reynolds-Zahl, siehe Gleichung 2.9, beschreibt das Verhältnis aus Trägheits- zu Zähigkeitskräften, die während der Durchströmung des Spritzloches am Kraftstoff angreifen. Sie ist bis zum Austritt aus der Düse maßgeblich für das Strömungsprofil innerhalb der Injektordüse verantwortlich.

Die Ohnesorge-Zahl,

$$Oh = \frac{\eta_f}{\sqrt{\sigma_f \cdot \rho_f \cdot d_{aus}}}, \quad (2.10)$$

beschreibt den Einfluss der Oberflächen- und Zähigkeitskräfte auf den Strahlzerfall. Maßgeblich dafür sind die physikalischen Kraftstoffeigenschaften.

Die durch Yule und Salters eingeführten Modelle für den primären Strahlaufbruch im Zerstäubungs-Regime, wie er bei der Kraftstoffeinspritzung vorliegt, sind in Abbildung

2.5 dargestellt. Es ist zwischen dem *unmittelbaren Zerstäubungsprozess (a)* direkt am Düsenaustritt, und dem *Tropfen-Aufbruchs-Modell (b)*, bei dem Tropfen mit dem Durchmesser des Spritzloches aus der Düse austreten und nachfolgend zerfallen, zu unterscheiden. Das *Linien-Tropfenquellen-Modell (c)* basiert auf einem flüssigen Kern, von dessen Randbereich sich kleine Tropfen abspalten. Zusätzlich dazu berücksichtigt das *zusammenhängende Strukturauflösungs-Modell (d)* aerodynamische Kräfte am Strahl, die zu einer Verformung des Kerns führen [48]. Eine Weiterentwicklung, die auf der Beobachtung von unzerstäubten Flüssigkeitsfäden um den dichten Strahlkern beruht, ist in *Modell (e)* dargestellt. Das *Zweiphasen-Strömungsmodell (f)* nach Fath [32] berücksichtigt als einziges die den Strahlzerfall unterstützende Wirkung der Kavitation.

Es ist ersichtlich, dass es eine Vielzahl von Modellvorstellungen zur Fluidzerstäubung gibt und der Wissensstand nicht einheitlich ist. Die Modelle beruhen teils auf sehr einfachen Annahmen (a-c) und können aufgrund dessen gut in 3D CFD Sprayberechnungen integriert werden, sind jedoch teils auch sehr komplex (d-f). Aufgrund dessen sind experimentelle Analysen unabdingbar, insofern die Randbedingungen sich erheblich von bisherigen Untersuchungen unterscheiden. Die in dieser Arbeit nachfolgend vorgestellten

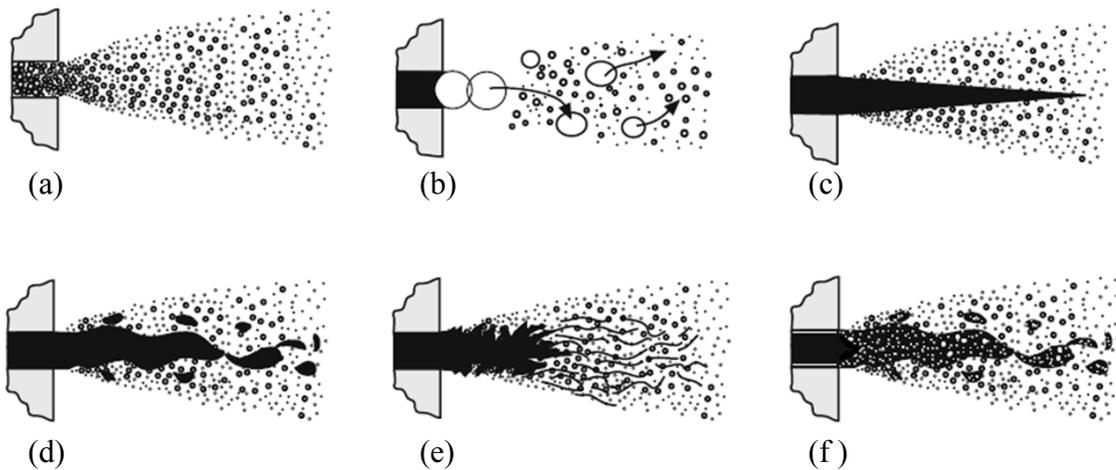


Abbildung 2.5.: Zerstäubungsmodelle nach Yule und Salters [48] und Fath [32]

empirischen Spraymodelle (Abschnitt 2.4) beschränken sich daher auf die Ermittlung der makroskopischen Sprayparameter unter Berücksichtigung der düsen-spezifischen Geometrieparameter. Auf eine detaillierte Charakterisierung des primären Strahlaufruchs zur Berechnung der Sprayparameter wird verzichtet.

2.2.2. Sekundärzerfall

Der Sekundärzerfall beinhaltet den weiteren, nach dem Primärzerfall einsetzenden, Aufbruch der dispersen Tropfen. Es wird durch die Relativbewegung zwischen Fluid und umgebendem Gas der weitere Aufbruch in kleinere Fragmente eingeleitet. Weiterhin kann es durch Kollision von mehreren Tropfen zu einer Koaleszenz dieser kommen. Der Wirkmechanismus ist dabei von der Tropfengeschwindigkeit und -größe sowie der Konzentration der Flüssigphase im relevanten Bereich abhängig. Daher unterscheidet man im Bereich des Sekundärzerfalls nochmals zwischen dichtem, dünnem und sehr dünnem Spray [31].

Die charakteristische Kennzahl für den Mechanismus des primären Strahlzerfalls ist die Weberzahl. Sie setzt die Trägheitskräfte der umgebenden Gasströmung mit den Oberflächenspannungskräften des Tropfens ins Verhältnis.

$$We = \frac{v_{rel}^2 \cdot d_0 \cdot \rho_f}{\sigma_f} \quad (2.11)$$

In Abbildung 2.6 ist der von der Weberzahl abhängige Sekundärzerfall der Tröpfchen dargestellt. Dieser ist gekennzeichnet durch aerodynamische Wechselwirkungen zwischen dem Kraftstofftropfen und dem Umgebungsmedium. Die in der Literatur aufgeführten Grenzen zwischen den einzelnen Zerfallsbereichen unterscheiden sich stark voneinander. Für typische Betriebszustände eines direktinspritzenden Ottomotors liegt ausschließlich Zerfall durch Rayleigh-Taylor-Instabilität vor.

Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass der Zerfallsmechanismus von folgenden Haupteinflussfaktoren abhängig ist:

- Der Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffs aus dem Düsenloch v_{rel}
- Der Düsengeometrie, speziell des Düsenlochdurchmessers d_0
- Der Kraftstoffeigenschaften (Dichte ρ_f , Viskosität η_f sowie Oberflächenspannung σ_f)
- Der Dichte des umgebenden Gasmediums ρ_g

Diese Parameter unterscheiden sich zwischen Benzin- und Diesel-DI maßgeblich.

2.3. Verdampfung

Die Verdampfung des Kraftstoffes stellt einen wichtigen Teilprozess der Gemischbildung dar, innerhalb dessen der Kraftstoff von der flüssigen in die dampfförmige Phase übergeht. Eine möglichst vollständige Verdampfung führt zu einem homogenen Gemisch und senkt die Brennraumtemperatur durch die Aufwendung von Energie zur Bereitstellung

Schwingungszерfall ($12 < We < 18$)	
Blasenzерfall ($18 < We < 45$)	
Keulen- und Blasenzерfall ($45 < We < 100$)	
Grenzschichtabstreifung ($100 < We < 350$)	
Wellenabstreifung ($350 < We < 2670$)	
Zerfall durch Raleigh-Taylor Instabilität ($2670 < We$)	

Abbildung 2.6.: Sekundärzerfall in Abhängigkeit der Weberzahl nach [56]

der Verdampfungswärme. Dies ermöglicht ein höheres Verdichtungsverhältnis und somit eine Wirkungsgradsteigerung.

2.3.1. Grundlagen der Tropfenverdampfung

Zur Beschreibung der Verdampfung bzw. Verdunstung müssen die Prozesse des diffusiven und konvektiven Stoff- bzw. Wärmetransportes berücksichtigt werden. Die Sprayverdampfung kann bei starker Vereinfachung auf die Verdampfung einzelner Tropfen herunter gebrochen werden. Zur weiteren Vereinfachung wird im Folgenden von einem reinen Stoff ausgegangen.

Maßgeblich für die Verdampfung ist der Dampfdruck eines Fluides. Für Iso-Oktan ist dieser in Diagramm 2.1 dargestellt. Bei einer positiven Temperaturabweichung zwischen Gasumgebung und Tropfen ist die Flüssigkeit bestrebt, den Gasraum an der Tropfenoberfläche mit Kraftstoffdampf zu sättigen. Der Dampfanteil an der Oberfläche des Tropfens lässt sich dabei mithilfe des Dampfdruckes und dem Gesamtdruck über das Raoulttsche Gesetz ($Y_A = p_D \cdot MW_f / p_A \cdot MW_{mix}$) berechnen. Dabei ist Y_A der Stoffmengenanteil der Komponente A (hier Iso-Oktan), MW die molare Masse der Einzelkomponente bzw. der Mischung, p_A der Partialdruck und p_D der temperaturabhängige Dampfdruck des Iso-Oktans, vgl. [40].

In der Abbildung 2.7 ist ein typischer Verlauf von Temperatur und Konzentration im Tropfen und der umgebenden Grenzschicht während der Verdampfung dargestellt. Das Konzentrationsgefälle zwischen der ungestörten Gasumgebung und der Tropfenoberfläche führt zu einem diffusiven Transport der Dampfmoleküle innerhalb der Grenzschicht. Zur Ermittlung der Stoff- und Energieströme innerhalb der Grenzschicht müssen die Erhaltungsgleichungen gelöst werden.

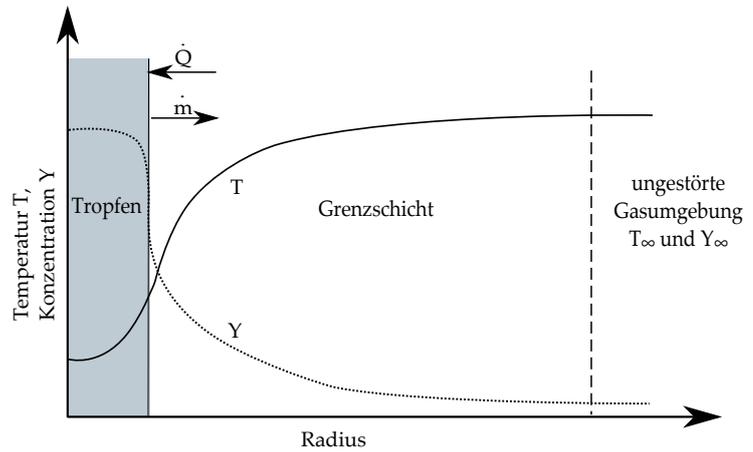


Abbildung 2.7.: Konzentrations- und Temperaturverlauf während der Tropfenverdampfung nach [57]

Durch Experimente hat sich folgende Relation zwischen Zeit und Tropfendurchmesser aufgezeigt, siehe auch Abbildung 2.8:

$$d^2(t) = d_0^2 - \beta t \quad (2.12)$$

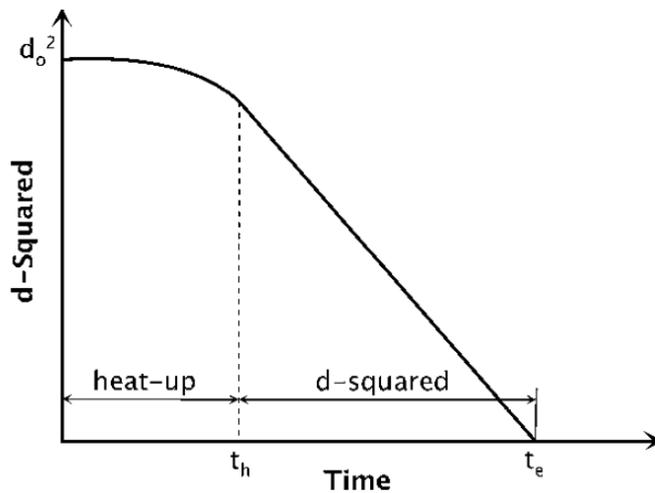


Abbildung 2.8.: d^2 -Gesetz der Tropfenverdampfung nach [58]

Dieser Zusammenhang gilt für den Zeitraum nach der Aufheizung des Kraftstofftropfens. Der gesamte Wärmestrom wird zur Verdampfung des Tropfens eingesetzt. Der aktuelle Tropfendurchmesser d fällt dabei vom Ausgangstropfendurchmesser d_0 linear mit der Zeit t und dem Verdampfungskoeffizient β , siehe Abbildung 2.8. Das d^2 -Gesetz stellt das einfachste Tropfenverdampfungsmodell dar, wobei auch dort gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen erzielt werden können.

Weitere Modelle der Tropfenverdampfung sind in [59] und [60] zusammengefasst.

Der Verdampfungskoeffizient β ist eine Funktion der Kraftstoff- und Umgebungsbedingungen. Auf eine Herleitung der Berechnung des Verdampfungskoeffizienten wird hier verzichtet. Detaillierte Erläuterungen dazu sind in [60–62] zu finden.

Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist stark von der Größe der Phasengrenzfläche zwischen

Tropfen und Umgebungsmedium abhängig. Eine möglichst starke Zerstäubung mit daraus resultierenden kleinen Tropfen beeinflusst die Verdampfung durch ein großes Oberflächen-zu-Volumen Verhältnisses somit positiv. Die charakteristische Kenngröße hierfür ist der Sauterdurchmesser, vgl. [59]. Ein Tropfen wird als vollständig verdampft betrachtet, wenn dieser einen Durchmesser kleiner $0,7 \mu\text{m}$ aufweist [57].

Die dargestellten Zusammenhänge gelten für idealisierte Gase und inkompressible Fluide. Da insbesondere bei hohen Drücken und Temperaturen, wie sie beim Motorbetrieb durchaus anzutreffen sind, diese Idealisierungen zu Fehlern führen, kann eine Berücksichtigung der Effekte des Druckes auf Stoffeigenschaften und Übertragungsvorgänge eine Verbesserung der Ergebnisse bewirken. Erläuterungen dazu sind Gradinger [60] zu entnehmen. Darin wird eine Methode erläutert, die druckabhängigen Kraftstoffeigenschaften abzuschätzen. Da die Einspritzung beim Ottomotor jedoch bei geringen Drücken bzw. der Einspritzvorgang im Ansaugtakt durchaus unter Normdruck stattfindet, kann der Einfluss des Druckes auf die Verdampfung vernachlässigt werden.

Die Tropfenverdampfung wird durch mehrere physikalische Effekte beeinflusst, die von dem idealen Verhalten abweichen. Diese sind nach Gradinger [60]:

- Einsatz von Mehrkomponentenkraftstoffen (Weiterführende Erläuterungen zur Verdampfung von Mehrkomponentenkraftstoffen finden sich in [40, 61])
- Erzwungene Konvektion durch die Relativbewegung zwischen Tropfen und Umgebungsmedium
- Änderung der Tropfentemperatur während der Verdampfung
- Inhomogenität innerhalb der Tropfen
- Erreichen des überkritischen Zustandes des Fluides beim Überschreiten der kritischen Temperatur bzw. des kritischen Druckes

2.3.2. Beeinflussung der Strahlausbreitung

Die Verdampfung des Kraftstoffes führt zu einer Beeinflussung der Sprayparameter, Spraywinkel, Penetration und Tropfengröße, die im Folgenden zusammengefasst wird.

Spraywinkel Nabers et al. [18] untersuchten den Einfluss der Verdampfung auf den Spraywinkel von Diesel-Sprays (Einlochdüse). Die Messungen, vergleichend durchgeführt bei 300 K und 1000 K, bei weiterer Variation von Raildrücken, Gegendrücken (respektive Gasdichten) und der Spritzlochgeometrie (verschiedene Durchmesser) zeigen eine Reduzierung des Spraykegelwinkels unter Verdampfungsbedingungen. Der Einfluss der Verdampfung sinkt jedoch mit steigender Gasdichte bzw. Gasdichte-Raildruck-Verhältnis. Es kommt also bei höheren Gasdichten zu einer Annäherung der Kurven aus den Nicht-Verdampfungs- und den Verdampfungsmessungen. Neben der Verdampfung der Tropfen

im Randbereich des Sprays wird als Grund für die Verringerung des Spraykegelwinkels die Kontraktion der Luft gesehen. Die vom Spray umschlossene Luft, die unter hoher Temperatur steht, kühlt sich durch die Tropfenverdampfung ab und führt zu einer Kontraktion [18]. Diese Kontraktion kann mithilfe der Formeln von Kamimoto und Matsuoko berechnet werden [63].

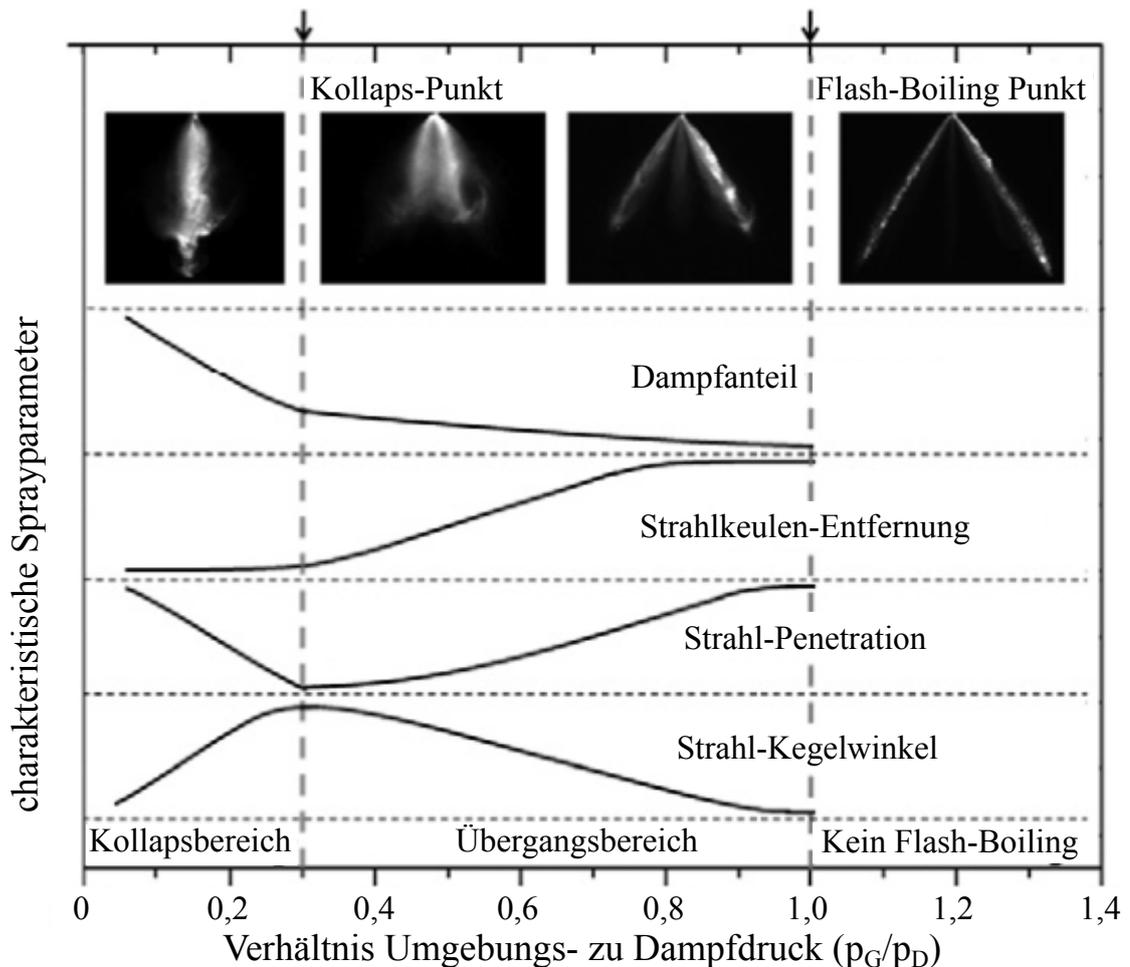


Abbildung 2.9.: Einfluss des Flash-Boilings auf die Sprayparameter nach [64]

Beim Ottomotor wird dieser Effekt der Kontraktion ebenfalls beobachtet. Bei sehr niedrigen Gegendrücken unter dem Dampfdruck des Fluides und hohen Temperaturen kommt es beim Austritt des Kraftstoffes aus der Düse zum schlagartigen Verdampfen des Kraftstoffes, dem sogenannten Flash-Boiling. Dies ist verbunden mit sehr kleinen Tropfengrößen und einem erhöhten Spraykegelwinkel. Bei weiterer Reduktion des Gegendruckes kommt es zum Kollaps der Strahlkeulen untereinander und einer deutlichen Reduktion des Spraykegelwinkels, siehe auch Abbildung 2.9 [64, 65]. Der positive Einfluss des Raildrucks auf den Strahlkegelwinkel wird mit dem Auftreten von Flash-Boiling deutlich verstärkt [51].

Penetration Die Verdampfung reduziert oder verlangsamt die Penetration des Sprays. Dieser Effekt wird mit steigenden Gasdichten gemindert. Bei kleinen Gasdichten findet so eine Verminderung der Penetration um ca. 20 % statt, wohingegen die Verminderung bei hohen Gasdichten kaum beziffert werden kann. Ursache für die Verminderung der Penetration unter Verdampfungsbedingungen ist neben der Reduzierung der flüssigen Kraftstoffmasse wiederum die Kontraktion der heißen Luft bei Injektion des kalten Kraftstoffes. Dadurch wird der Spraybereich dichter und nachströmender Kraftstoff in seiner Ausbreitung gebremst, was zu einer verminderten Penetration führt. Weiterhin führt die Verdampfung von großen ballistischen Tropfen, die nicht der Strömung folgen, an der Sprayvorderkante zu einer Neuverteilung ihres Impulses durch Durchmischungsvorgänge. Dies wiederum führt zu einer Verringerung der Penetrationsrate. Dieses Phänomen konnte durch Naber [18] unter Nicht-Verdampfungsbedingungen in Kameraaufnahmen deutlich sichtbar gemacht werden.

Mit dem durch Flügel et al. [66] entwickelten semi-empirischen Modell kann der Einfluss der Verdampfung auf die Eindringtiefe berücksichtigt werden, siehe Gleichung 2.32. Die Verdampfung führt dabei auch immer zu einer Reduzierung der Eindringtiefe des flüssigen Kraftstoffes.

Flash-Boiling führt bis zum Erreichen des Kollaps-Punktes, siehe Abbildung 2.9, ebenfalls zu einer Reduzierung der Penetration. Beim Unterschreiten des Kollaps-Punktes kommt es jedoch wiederum zu einer Vergrößerung der Strahlpenetration, vgl. [64].

Einfluss auf weitere Sprayparameter Wie bereits in den Grundlagen der Tropfenverdampfung beschrieben, siehe Abschnitt 2.3.1, wird die Tropfengröße durch die Verdampfung reduziert. Flash-Boiling führt ebenfalls zu einer deutlichen Reduktion der Tropfengröße, was wiederum die Verdampfung des Kraftstoffes begünstigt [51]. Die bei der Unterschreitung des Dampfdruckes auftretenden Gasblasen und deren nachfolgende Implosion führen zu einer deutlichen Reduktion der Tropfengröße, wie u.a. durch Xu [67] in umfangreichen Messungen nachgewiesen werden konnte. Insbesondere im Übergangsbereich (siehe auch Abbildung 2.9) kann durch Flash-Boiling eine deutliche Tropfengrößenreduzierung erzielt werden. Der Einfluss vermindert sich jedoch mit steigendem Kraftstoffdruck. Im Bereich des Spraykollapses kann keine weitere Verringerung der Tropfengröße beobachtet werden, da es in diesem Bereich wiederum zu einer erhöhten Dichte des Sprays mit vermehrter Tropfenkoaleszenz kommt.

2.4. Empirische Modelle zur Sprayberechnung

Zur Charakterisierung der Einspritzstrahl-Ausbreitung und des Strahlzerfalls werden charakteristische Kenngrößen definiert, die mithilfe von optischen Messtechniken beurteilt werden. Dies sind, wie in Abbildung 2.10 erkennbar, die makroskopischen Größen Spray-

kegelwinkel und Penetration, sowie die mikroskopische Strahleigenschaft der Tropfengröße. Der Spraykegelwinkel kann dabei in verschiedenen Abständen (L_1 und L_2) von der Injektorspitze ermittelt werden. Der ebenfalls charakteristische Bentwinkel, der die Abweichung der Sprayachse von der Injektorachse beschreibt, wird im Folgenden vernachlässigt, da die vorliegenden Versuchsträger eine solche Abweichung nicht aufweisen, siehe Abschnitt 3.1.1. Die Berechnung der dargestellten Sprayparameter kann zum einen auf

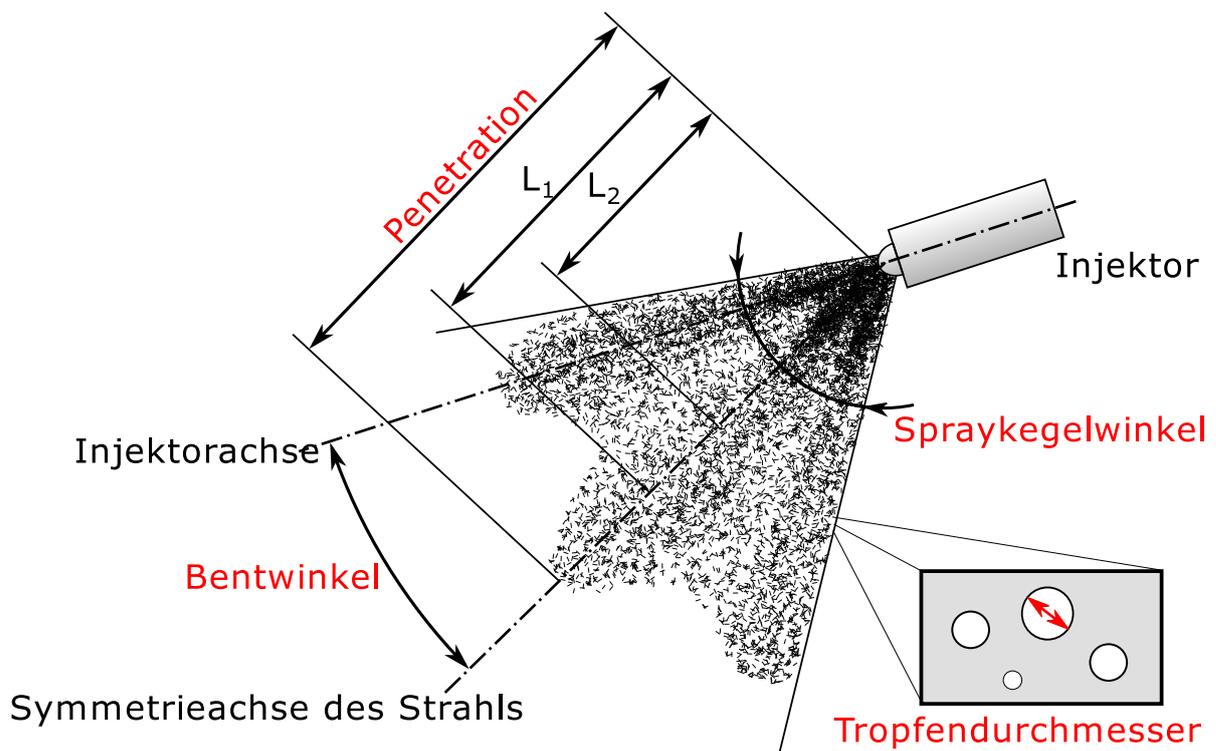


Abbildung 2.10.: Makroskopische und mikroskopische Strahleigenschaften

der Grundlage empirischer Gleichungen erfolgen, oder es können 3D CFD Simulationen des Strahlaufbruchs durchgeführt werden. Bekannte Modelle, sowie deren Grenzen und Einsetzbarkeit, werden im Folgenden erläutert.

Da schon sehr früh erkannt wurde, dass die Kenngrößen, Penetration, Spraykegelwinkel und Tropfengröße, die Qualität der Gemischbildung, die Luftefassung im Brennraum und die Emissionsgenese bestimmen, wurden in einer Vielzahl von Untersuchungen empirische Formeln zur Berechnung der Sprayparameter ermittelt. Im folgenden Kapitel werden die bisherigen Gleichungen und ermittelten Tendenzen bei Variation der Randbedingungen (Raildruck, Gasdruck, Kraftstofftemperatur, Gastemperatur) und Geometrieparameter (Spritzlochgeometrie) dargelegt.

2.4.1. Spraykegelwinkel

Der Spraykegelwinkel (θ) beschreibt die radiale Ausdehnung des Sprays. Dieser wird üblicherweise in mehreren Abständen von der Düsen Spitze bestimmt und unterscheidet sich beim Vergleich von düsen nahem und düsen fernem Spraykegelwinkel zum Teil sehr deutlich [36]. Deshalb ist bei der Analyse unterschiedlicher Studien stets auf die Definition des Spraykegelwinkels zu achten und ein direkter Vergleich oftmals nicht möglich. In dieser Arbeit werden zwei konstante Abstände (10 mm und 15 mm) zur Definition des Spraykegelwinkels herangezogen. Da es durch die zerklüftete Struktur des Strahls zu einer großen Streuung der Strahlkegelwinkel kommt, wird lediglich die Mittelung aus mehreren Messungen ausgewertet.

Der typische zeitliche Verlauf des Spraykegelwinkels wird als „Badewannenkurve“ bezeichnet, da im Bereich der Nadelsitzdrosselung beim Injektoröffnen und -schließen, eine Vergrößerung des Spraykegelwinkels zu beobachten ist. Dies ist schematisch in Abbildung 2.11 dargestellt. Grund dafür ist die Erhöhung der Turbulenz und Kavitation im Bereich der Nadelsitzdrosselung, die zu einer Aufweitung des Sprays führt, vgl. [10].

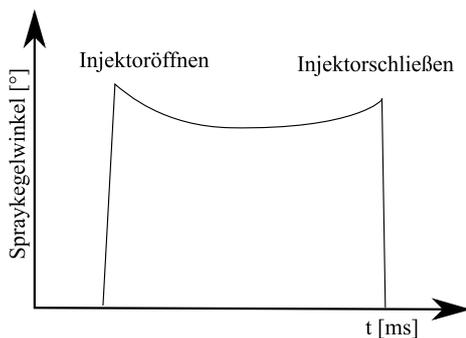


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung des Spraykegelwinkels (Badewannenkurve)

Es besteht eine starke Abhängigkeit des Spraywinkels (im Folgenden definiert als Tangens des halben Spraywinkels) von der Gasdichte des umgebenden Mediums bzw. dem Verhältnis aus Gasdichte zu Kraftstoffdichte. Generell steigt der Spraywinkel mit steigender Gasdichte, aufgrund einer sinkenden axialen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Strahls. Dadurch steigt das Verhältnis aus radialer zu axialer Strahlgeschwindigkeit und der Spraykegelwinkel erhöht sich [68]. Weitere Faktoren, die den Spraywinkel beeinflussen, sind der Spritzlochdurchmesser, die Spritzlochlänge, die Konizität, die Einlaufverrundung und die Fluidviskosität. Allgemein lässt sich somit folgende Beziehung zwischen dem Spraykegelwinkel und den beeinflussenden Faktoren herstellen:

$$\Theta = d^A \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^B \cdot \rho_g^C \cdot \rho_l^D \cdot p_{Rail}^E \cdot K^F \cdot \eta_f^G \cdot \left(\frac{r}{d}\right)^H \quad (2.13)$$

Zahlreiche Untersuchungen führten zu unterschiedlichen Gleichungen und Exponenten der Einflussparameter des Spraykegelwinkels. Diese sind, mit Fokus auf den Einfluss der Spritzlochgeometrie, in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Alle aufgeführten empirischen Modelle basieren auf der Analyse von Diesel-Einspritzsystemen. Diese wurden entsprechend auch mit dieselähnlichen Kraftstoffen ermittelt.

Tabelle 2.1.: Empirische Modelle des Strahlkegelwinkels

Exponent n	Quelle	d^n	$(\frac{l}{d})^n$	ρ_g^n	ρ_l^n	p_{Rail}^n	η_l^n	K	$(\frac{r}{d})^n$
Wakuri (1960)	[69]	-	-	0,4	-0,4	-	-	-	-
Reitz (1979)	[70]	... ^c	... ^c	0,5	-0,5	-	-	-	-
Wu (1983)	[71]	-	-	0,5	-0,5	-	-	-	-
Varde (1984)	[68]	-	-	0,33	-0,33	-	-	-	-
Hiroyasu (1990)	[72]	0,15	-0,22	0,26	-0,26	-	-	-	-
Naber (1996)	[18]	... ^c	-	0,19	-0,19	-	-	-	-
Arregle (1999)	[73]	0,508	-	0,335	-	0,00943	-	-	-
Schneider (2003)	[74]	0,28	-0,14	0,2	-	-0,1	-	-	-
Gostic (2011)	[75]	0,7	-0,3	0,1	-0,1	0,5	-0,7	... ^a	... ^b

^a In Abhängigkeit der Konizität wird ein Proportionalitätsfaktor vergeben.

^b Abhängig vom Spritzlochdurchmesser

^c Muss experimentell ermittelt werden

Weiterhin ist ersichtlich, dass nur wenige empirische Modelle die Spritzlochgeometrie, wie das l/d-Verhältnis, eine Konizität oder Einlaufverrundung, berücksichtigen. Die Modelle unterscheiden sich zum Teil sehr deutlich voneinander. Dies zeigt, dass die Ermittlung des Spraykegelwinkels sehr sensitiv auf den Versuchsaufbau und in den Modellen unberücksichtigten Variationen reagiert.

Nachfolgend sollen die wichtigsten Modelle zur Ermittlung des Spraykegelwinkels vorgestellt werden. Sehr einfache Modelle, wie nach **Wakuri et al.** [69] berücksichtigen lediglich das Verhältnis aus Gas- zu Kraftstoffdichte ($\theta \sim (\rho_g/\rho_f)^{0,4}$). **Varde et al.** [68] ermittelten einen Zusammenhang zwischen Spraywinkel und dem Gasdichteverhältnis von ($\theta \sim (\rho_g/\rho_f)^{0,33}$).

Nach **Naber et al.** [18] steigt der Spraykegelwinkel mit steigendem Verhältnis von Gas- zu Kraftstoffdichte mit einem Exponenten von 0,19. Durch einen zusätzlichen Koeffizienten $c_2 = 0,0043$ kann die Reduzierung des Spraykegelwinkels bei Verdampfungsbedingungen berücksichtigt werden:

$$\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) = c_1 \cdot \left(\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,19} - c_2 \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \right) \quad (2.14)$$

Der Proportionalitätsfaktor c_1 nimmt in Abhängigkeit des Spritzlochdurchmessers Werte zwischen 0,26...0,4 an und muss experimentell ermittelt werden.

Nach **Rourke und Amsden** [76] ist der Spraykegelwinkel definiert als das Verhältnis aus axialer und radialer Tropfengeschwindigkeiten $\theta = \frac{v_x}{v_y}$. **Wu et al.** [71] sowie **Rourke et al.** [76] schlagen zur Berechnung des Spraykegelwinkels unter Berücksichtigung von Gas- und Kraftstoffdichte sowie düsenspezifischer Parameter folgenden Zusammenhang vor:

$$\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) = \frac{1}{A} \cdot 4\pi \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{Re_l}{We_l}\right)^2 \quad (2.15)$$

Demnach weist der Spraykegelwinkel eine starke Abhängigkeit von Düsengeometrie und dem Verhältnis Gas- zu Kraftstoffdichte auf und eine schwache Abhängigkeit gegenüber der Einspritzgeschwindigkeit. Sie konnten keinen Einfluss eines divergenten Spritzloches auf den Spraywinkel feststellen. Aufgrund der Untersuchungen kann bestätigt werden, dass nicht ein Mechanismus, wie die Turbulenz im Spritzloch, die aerodynamisch induzierte Oberflächenwelle oder die Wandanhaftung am Düsenaustritt den Strahlaufbruch alleinig bestimmen, sondern der Primärzerfall immer eine Kombination aus einer Vielzahl dieser Mechanismen darstellt. Der hintere Teil der Gleichung beschreibt einen düsen- und fluidspezifischen Faktor, der sich im Bereich der Kraftstoffeinspritzung einem Grenzwert von $\frac{\sqrt{3}}{6}$ annähert [70]. Der Proportionalitätsfaktor A ist von der Spritzloch- und Düsengeometrie abhängig. Für die Berechnung des Faktors A schlagen **Reitz et al.** [70] folgende Beziehung vor:

$$A = 3 + \frac{l/d}{3,6} \quad (2.16)$$

und berücksichtigen somit die Düseneigenschaften Spritzlochdurchmesser d und Spritzlochlänge l . Ein großes l/d -Verhältnis führt dementsprechend zu einem kleinen Strahlkegelwinkel. In diesem Modell wird der Einfluss der Gasdichte auf den Spraykegelwinkel mit einem Exponenten von 0,5 als sehr groß bewertet. Eine Ursache dafür kann die Messung des Spraywinkels im düsennahen Bereich (Abstand=5 mm) sein.

Hiroyasu und Arai [72] berücksichtigen neben dem Verhältnis aus Gas- zu Kraftstoffdichte $((\rho_g/\rho_f)^{0,26})$ ebenfalls das l/d -Verhältnis des Spritzloches sowie den Sacklochdurchmesser d_S :

$$\Theta = 83,5 \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^{-0,22} \cdot \left(\frac{d}{d_S}\right)^{0,15} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,26} \quad (2.17)$$

Ein großer Sacklochdurchmesser führt dementsprechend zu einem kleinen Strahlkegelwinkel.

Als eine von wenigen Untersuchungen berücksichtigen **Arreglè et al.** [73] den Einspritzdruck bei der Berechnung des Spraykegelwinkels. Demnach ist der Spraywinkel eine Funktion des Spritzlochdurchmessers, des Einspritzdrucks und der Gasdichte. Der Zusammenhang wird wie folgt beschrieben:

$$\tan(\theta/2) = B \cdot d^{0,508} \cdot p_{Rail}^{0,00943} \cdot \rho_g^{0,335} \quad (2.18)$$

Der Einspritzdruck weist jedoch gegenüber dem Spritzlochdurchmesser und der Gasdichte nur einen sehr geringen Einfluss auf den Spraykegelwinkel auf.

Das Modell von **Gostic** [75] berücksichtigt gegenüber den bisher dargestellten, deutlich

mehr Geometrieparameter, wie die Konizität K , die Höhe des Spritzloches im Sackloch h und die Oberflächenrauheit R_Z der Düse. Der Strahlkegelwinkel lässt sich demnach nach folgenden Gleichungen berechnen, wobei nochmals zwischen düsennahem θ_N und düsenfernen θ_F Strahlkegelwinkel unterschieden wird:

$$\theta_N = V \cdot 0,0038 \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_l} \right)^{0,5} \cdot \frac{d \cdot \rho_l}{\eta_l} \right]^{0,7} \cdot \left(\frac{l}{d} \right)^{-0,3} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,1} \cdot \left(10 \cdot \frac{h}{r_s} \right)^U \quad (2.19)$$

Der Parameter U ist dabei abhängig vom Verhältnis aus Höhe des Spritzloches im Sackloch zu Sacklochradius und nimmt Werte zwischen 0 und 0,09 an. Somit ist der Einfluss der Höhe des Spritzloches im Sackloch als sehr gering einzuschätzen. Sowohl die Einlaufverrundung als auch die Oberflächenrauheit des Spritzloches haben nach Gostic keinen Einfluss auf den düsennahen Strahlzerfall.

Der düsenferne Strahlkegelwinkel kann über folgende Gleichung berechnet werden:

$$\theta_F = W \cdot 0,0024 \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_l} \right)^{0,5} \cdot \frac{d \cdot \rho_l}{\eta_l} \right]^{0,7} \cdot \left(\frac{l}{d} \right)^{-0,3} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,1} \cdot \left(10 \cdot \frac{h}{r_s} \right)^X \cdot \left(100 \cdot \frac{r}{d} \right)^Y \quad (2.20)$$

Dabei nimmt der Parameter X , abhängig vom Verhältnis aus Höhe des Spritzloches im Sackloch zu Sacklochradius, Werte zwischen 0 und 0,03 an und beeinflusst den düsenfernen Strahlzerfall somit deutlich weniger. Der Einfluss der Spritzloch-Einlaufverrundung ist abhängig vom Spritzlochdurchmesser und variiert zwischen $Y=0,13$ (bei $d \leq 0,2$ mm) und $Y=0,015$ (bei $d > 0,2$ mm). Eine Einlaufverrundung vergrößert dementsprechend den Strahlkegelwinkel des Sprays.

Die Proportionalitätsfaktoren V/W sind abhängig vom Verhältnis l/d und berücksichtigt die Konizität des Spritzloches für Konizitäten >1 :

$$\begin{aligned} V/W &= 1,109^{\frac{2}{K}} \quad \text{für } \frac{l}{d} < 5 \\ V/W &= 1,109^{-\frac{2}{K}} \quad \text{für } \frac{l}{d} > 5 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Da die Versuche lediglich mit konvergenten Spritzlöchern durchgeführt wurden, ist eine Übertragbarkeit auf divergente Spritzlöcher nicht gegeben.

Weitere Untersuchungen, die jedoch nicht auf der Ermittlung empirischer Kenngrößen abzielten, sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Darin sind die Tendenzen bei der Variation der Düsenparameter und Randbedingungen während der Einspritzung dargestellt. Es ist ersichtlich, dass insbesondere der Einfluss der Konizität und einer Stufenbohrung

sehr unterschiedlich bewertet wird. Auch findet keine Analyse der Kraftstoff- und Umgebungstemperaturen statt, die ebenfalls einen Einfluss auf den Spraykegelwinkel vermuten lassen.

Tabelle 2.2.: Einflussfaktoren auf den Strahlkegelwinkel

Parameter	Bemerkung	Strahlkegelwinkel θ	Quelle
Raildruck $p_f \uparrow$	Gesteigerte Kavitationsneigung Kein Einfluss nachweisbar	\uparrow \leftrightarrow	[30] [77]
Gegendruck $p_g \downarrow$	Vergrößerung der Kavitation Super-Kavitation	\uparrow \downarrow	[30] [17, 30]
Spritzlochdurchmesser \uparrow		\uparrow	[57, 75, 78]
$l/d \uparrow$	verminderte Turbulenzintensität	\downarrow	[17, 31, 71, 79, 80]
Konvergenz \uparrow	Verstärkte Profilrelaxation durch Strömungsberuhigung Verringerung der Kavitation	\uparrow \downarrow	[9] [10, 77, 81]
Spritzlochverrundung	Strömungsberuhigung Flaschenform	\downarrow \downarrow	[6, 35, 82] [83]
Stufenbohrung	Verwirbelung und Turbulenz innerhalb der Stufe Wiederanliegen an Wand	\uparrow \downarrow	[17] [84]

Weiterhin beschreiben die Modelle lediglich den Spraykegelwinkel während der stationären Phase der Nadelbewegung. Ein zeitlicher Verlauf und die bereits erwähnte „Badeannenform“ des Spraykegelwinkels kann damit nicht abgebildet werden. Erste Ansätze einer zeitlichen Modellierung mit Hilfe von empirischen Gleichungen sind in **Bauer** [85] zu finden. Darin wird die Bestimmung des Spraykegelwinkels über den Ratenverlauf der Einspritzung dargestellt.

2.4.2. Penetration

Die Eindringtiefe oder Penetration ist definiert als zeitlicher Verlauf des Abstandes zwischen Spritzlochaustritt und Strahlfront. Die Eindringtiefe sollte den Kompromiss zwischen ausreichender Länge zur maximalen Luftausnutzung und der Vermeidung von Wandbenetzung erfüllen. Diese wäre verbunden mit erhöhten Emissionen und einer Ölverdünnung. Eine Vorhersage der Spraypenetration würde somit eine Optimierung der Düse hinsichtlich Emissionen und Verbrauch ermöglichen. Die Einflüsse geometrischer Parameter der Düse und der Umgebungsrandbedingungen sind sehr vielfältig und in der Literatur

nicht immer einheitlich. Im Folgenden sind die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst, die zum Teil lediglich eine subjektive Bewertung der Einflussparameter vornehmen oder empirisch ermittelte Berechnungsvorschriften zur Vorhersage der Penetration liefern. Es besteht eine seit langem bekannte und sehr starke Abhängigkeit der Eindringtiefe von der Gasdichte des Umgebungsmediums. Die Penetration vermindert sich mit steigender Gasdichte [18]. Weitere Faktoren, die die Eindringtiefe beeinflussen, sind der Spritzlochdurchmesser, die Spritzlochlänge, der Kraftstoffdruck, die Umgebungstemperatur und die Spritzloch-Einlaufverrundung. Allgemein lässt sich somit folgende Beziehung zwischen der Penetration S und den beeinflussenden Faktoren herstellen:

$$S = d^A \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^B \cdot \rho_g^C \cdot \rho_l^D \cdot p_{Rail}^E \cdot T_g^F \cdot \left(\frac{r}{d}\right)^G \cdot t^H \quad (2.22)$$

Zahlreiche Untersuchungen führten zu unterschiedlichen Gleichungen und Exponenten der Einflussparameter der Eindringtiefe. Diese sind, mit dem Fokus auf dem Einfluss der Spritzlochgeometrie, in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Zur Berechnung der Penetration wird in einigen Modellen der Strahlkegelwinkel herangezogen

Tabelle 2.3.: Empirische Modelle der Penetration

Exponent n	Quelle	d^n	$\left(\frac{l}{d}\right)^n$	ρ_g^n	ρ_l^n	p_{Rail}^n	t^n	T_g^n	$\left(\frac{r}{d}\right)^n$
Dent (1971) ^c	[86]	0,5	-	-0,25	-	0,25	0,25	-0,25	-
Varde (1983)	[87]	0,6	0,16	-0,5	0,8	0,3	0,55	-	-
Hiroyasu (1990) ^a	[72]	-	-	-	-0,5	0,5	1	-	-
Hiroyasu (1990)	[72]	0,5	-	-0,25	-	0,25	0,5	-	-
Nabers (1996) ^a	[18]	-	-	-	-0,5	0,5	1	-	-
Nabers (1996)	[18]	0,5	-	-0,25	-	0,25	0,5	-	-
Arregle (1999)	[73]	0,37	-	-0,406	-	0,262	0,568	-	-
Arregle (1999) ^b	[73]	0,608	-	-0,242	-	0,283	0,523	-	-
Schneider (2003) ^a	[74]	-	-	-0,29	-	-	1	-0,05	-
Schneider (2003)	[74]	0,39	0,03	-0,3	-	0,31	0,58	-0,15	-
Flügel (2010) ^c	[88]	0,4	-	-0,3	-0,3	0,3	0,6	-	-
Gostic (2011) ^a	[75]	-0,27	0,1	-	-0,5	0,5	1	-	-
Gostic (2011)	[75]	0,5	0,01	-0,25	-	0,25	0,5	-	0,014
Gao (2013)	[89]	-	-	-0,26	-	0,16	0,57	-	0,26

^a Ballistischer Bereich der Nadelöffnung/düsennah.

^b Unter Berücksichtigung des Strahlkegelwinkels.

^c Eine Modellerweiterung berücksichtigt die Penetrationsreduktion durch Verdampfung.

In den Modellen wird der Penetrationsverlauf zum Teil in zwei Bereiche aufgeteilt. Die Aufteilung findet anhand einer sogenannten Break-Up Time t_B bzw. Break-Up Länge L_B statt, siehe Abschnitt 2.4.4. Die Aufteilung erfolgt aufgrund der Annahme, dass das beginnende Eindringverhalten linear erfolgt und die Einflüsse der Luft-Kraftstoff-

Wechselwirkung vernachlässigt werden können. Nach t_B wird der Einfluss des Umgebungsmediums dominant und muss entsprechend berücksichtigt werden. Eine weitere Unterteilung kann anhand der Nadelposition erfolgen. Gostic unterscheidet dabei zwischen dem ballistischen Bereich der Nadelöffnung, der durch die Nadelsitzdrosselung gekennzeichnet ist und dem Bereich der vollständigen Nadelöffnung [75]. Sind in Tabelle 2.3 mehrere Zeilen pro Quelle angegeben, so findet eine Unterteilung des Penetrationsverlaufs anhand dieser Bereiche statt.

Wie aus Tabelle 2.3 ersichtlich, weichen die Modellexponenten teilweise erheblich voneinander ab. Der Spritzlochdurchmesser wird grundsätzlich als starker Einflussfaktor bewertet. Mit steigendem Spritzlochdurchmesser vergrößert sich ebenfalls die Penetration. Eine steigende Gasdichte wird einheitlich, als ein die Penetration vermindender Faktor angesehen, wobei der Einfluss ($n=-0,242\dots-0,5$) sehr unterschiedlich bewertet wird. Die Gasdichte wird im Bereich des primären Strahlaufbruchs als vernachlässigbar eingeschätzt. Nur wenige Modelle berücksichtigen den Einfluss der Kraftstoffdichte. Der Kraftstoffdruck ist hingegen modellübergreifend ein sehr dominanter Faktor, der in unterschiedlichem Maße ($n=0,16\dots0,5$) zur Vergrößerung der Penetration führt. Insbesondere im düsen nahen Bereich hat dieser einen starken Einfluss. Im düsen nahen Bereich besteht eine lineare Abhängigkeit von der Zeit, wohingegen die Abhängigkeit im Bereich des sekundären Strahlerfalls sehr unterschiedlich bewertet wird. Die Verdampfung durch erhöhte Umgebungstemperatur führt zu einer Verminderung der Eindringtiefe, wird jedoch nur von sehr wenigen Modellen berücksichtigt. Der Düsengeometrie, wie der Spritzlochlänge und der Einlaufverrundung, wird nur ein sehr geringer Einfluss auf die Penetration unterstellt, wobei die Berücksichtigung auch nur durch sehr wenige Modelle erfolgt. Eine Konizität hat entsprechend der Literatur keinen Einfluss auf die Penetration. Die Modelle wurden überwiegend mit Diesel-Einspritzsystemen unter den für einen Dieselmotor typischen Betriebszuständen ermittelt. Aus Untersuchungen an ottomotorischen Einspritzdüsen sind jedoch zum Teil erhebliche Unterschiede zu den aufgeführten Modellen zu erkennen. Deshalb ist eine Analyse unter den für einen Ottomotor relevanten Parametern unabdingbar. Nachfolgend werden die Unterschiede und Grenzen ausgewählter Modelle nochmals erläutert.

Naber et al. [18] ermittelten aus einer Vielzahl von Messungen Abhängigkeiten der Penetration von Spraywinkel und weiteren Parametern wie Gasdichte, Spritzlochdurchmesser und Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Dabei insbesondere auch für Verdampfungsbedingungen d.h. innerhalb einer heißen Spraykammer. Das Penetrationsmodell wird in zwei Bereiche unterteilt, deren Abgrenzung anhand der sogenannten Übergangszeit t_r erfolgt. Es ergibt sich folgende Gleichung, mit der die Penetration einer Düse für die Zeit des primären Sprayaufbruchs ($t < t_r$) vorhergesagt werden kann zu:

$$S = C_v \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{(p_f - p_g)}{\rho_f}} \cdot t \quad (2.23)$$

Dabei ist C_v der düsenabhängige Verlustkoeffizient, der düsenindividuell, experimentell zu ermitteln ist, siehe Abschnitt 2.1. Es ergeben sich sowohl bei Nicht-Verdampfungs-, als auch bei Verdampfungsbedingungen gute Übereinstimmungen zwischen dem Modell und der Messung. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass eine Penetrationsreduktion durch Verdampfung mit steigendem Spritzlochdurchmesser, steigender Kraftstoffdichte, sinkender Gasdichte oder sinkendem Spraykegelwinkel abnimmt.

Ein Vergleich mit den Korrelationen von **Hiroyasu** [72] liefert ähnliche Ergebnisse:

$$S = 0,39 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{(p_f - p_g)}{\rho_f}} \cdot t \quad (2.24)$$

Jedoch wird der düsenabhängige Verlustkoeffizient durch einen konstanten Koeffizienten ersetzt. Dadurch ist es nicht möglich, Änderungen der Strahlausbreitung durch unterschiedliche Düsengeometrien zu berücksichtigen.

Ofner [90] schlägt einen integralen Ansatz zur Berechnung der Eindringtiefe vor, da sich die Randbedingungen, wie der an der Nadel anliegende Druck, während des Einspritzvorgangs ändern.

$$S = \int_0^t K \cdot C_v(t) \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p(t)}{\rho_f}} \cdot (27/\rho_g^{1,1}) dt \quad (2.25)$$

Der Ansatz gilt für den düsen nahen Bereich ($S < 10$ mm), wobei der Faktor $(27/\rho_g^{1,1})$ lediglich bei Raildrücken größer 1000 bar berücksichtigt wird, da bei hohen Raildrücken auch im düsen nahen Bereich ein Einfluss der Gasdichte zu erkennen ist. Der Faktor $K \cdot C_v(t)$ ist experimentell zu ermitteln und berücksichtigt den Einfluss der Düsengeometrie, wie der Spritzlochlänge, des Durchmessers oder der Konizität.

Im ballistischen Bereich der Nadelbewegung liegt nach **Gostic** [75] folgender Zusammenhang zwischen Penetration und den Randbedingungen vor:

$$S = 43,039 \cdot \left(\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_f}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^{0,1} \cdot d^{-0,27} \cdot \left(100 \cdot \frac{h}{r_s}\right)^R \cdot t \quad (2.26)$$

Hierbei kann R in Abhängigkeit des Quotienten $\frac{h}{r_s}$ Werte zwischen -0,02 und 0,03 annehmen. Der Einfluss des Höhenwinkels ist somit als sehr gering einzuschätzen.

Für den Penetrationsverlauf während des sekundären Strahlaufbruchs ($t > t_{b/r}$) gibt es weitere Korrelationen in der Literatur, die eine Voraussage in Abhängigkeit ausgewählter Randbedingungen liefern. Eine Auswahl ist im Folgenden zu finden:

Naber et al. [18], ermitteln für den sekundären Strahlzerfall folgende Gleichung der Penetration:

$$S = \sqrt{\frac{C_v \cdot \sqrt{2} \cdot C_a}{a \cdot \tan(\theta/2)}} \cdot \sqrt{\sqrt{\frac{(p_f - p_g)}{\rho_g}} \cdot d_{aus} \cdot t} \quad (2.27)$$

wobei a ein Korrelationsfaktor von 0,66 ist und eine experimentelle Bestimmung der Düsenverlustkoeffizienten C_v und C_a erfolgen muss.

Hiroyasu [72] ermittelt bei Gasdichten zwischen 10 und 33 kg/m³:

$$S = 2,95 \cdot \sqrt{\sqrt{\frac{(p_f - p_g)}{\rho_g}} \cdot d_{aus} \cdot t} \quad (2.28)$$

Dent [86] führte Messungen bei Gasdichten zwischen 1 und 23 kg/m³, unter Berücksichtigung der Umgebungstemperatur durch. Eine Abstimmung der Modellparameter fand sowohl unter heißen als auch unter kalten Kammerbedingungen statt:

$$S = 13,6 \cdot \sqrt[4]{\frac{530}{T_g}} \cdot \sqrt{\sqrt{\frac{(p_f - p_g)}{\rho_g}} \cdot d_{aus} \cdot t} \quad (2.29)$$

Über ein Semi-empirisches Modell, welches von **Flügel et al.** [66] entwickelt wurde, kann die Eindringtiefe anhand von physikalischen und geometrischen Größen berechnet werden, wobei die Besonderheit ist, dass die Eindringtiefenreduktion durch Verdampfung berücksichtigt wird:

Dabei setzt sich das Modell aus zwei Gleichungen zusammen. Zum einen die Berechnung der Eindringtiefe ohne Berücksichtigung der Verdampfung:

$$S = 3,5d^{0,4} \cdot t^{0,6} \cdot \frac{\Delta p^{0,3}}{\Delta \rho} \quad (2.30)$$

Zum anderen aus einer zweiten Gleichung, die den Wärmeaustausch des Kraftstoffes mit dem Umgebungsmedium berücksichtigt:

$$FZ = \frac{\eta \cdot v^2}{\lambda \cdot \Delta T} \quad (2.31)$$

Kombiniert ergibt sich daraus:

$$S_{FZ} = 0,1d^{FZ} \cdot t^{1-FZ} \cdot \frac{\Delta p^{\frac{1-FZ}{2}}}{\Delta \rho} \quad (2.32)$$

Um nun die durch Verdampfung reduzierte Eindringtiefe zu erhalten, muss die Gleichung 2.30 durch den zuletzt genannten Term reduziert werden:

$$S_{evap} = S - S_{FZ} \quad (2.33)$$

Auch **Varde et al.**[87] untersuchten den Einfluss des Kraftstoffdruckes, der Spritzlochgeometrie und des Gegendruckes auf die Penetration und kamen auf folgende funktionale Zusammenhänge:

$$S = 1,1 \cdot (A1^{0,3}) \cdot (A2^{-0,008}) \cdot (A3^{0,5}) \cdot (A4^{0,16}) \cdot (t^{0,55}); \quad (2.34)$$

Hierbei sind:

$$A1 = \frac{\Delta p \cdot \rho_f \cdot (d_{aus})^2}{\eta_f^2} \quad (2.35)$$

$$A2 = \frac{\rho_f \cdot \sigma_f \cdot d_{aus}}{\eta_f^2} \quad (2.36)$$

$$A3 = \frac{\rho_f}{\rho_g} \quad (2.37)$$

$$A4 = \frac{L}{d} \quad (2.38)$$

Für den stationären Bereich der Nadelöffnung ergibt sich nach **Gostic** [75] folgende Gleichung zur Vorhersage der Penetration:

$$S = Q \cdot \left(\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_g}\right)^{0,25} \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^{0,00987} \cdot d^{0,5} \cdot \left(10 \cdot \frac{h}{r_s}\right)^R \cdot \left(100 \cdot \frac{r}{d}\right)^{0,01356} \cdot t^{0,5} \quad (2.39)$$

In Abhängigkeit des Höhenwinkels der Düse ergeben sich unterschiedliche Werte der Faktoren Q und R, die in [75] nachgelesen werden können. Der Einfluss des Höhenwinkels ist ebenso wie der Einfluss der Einlaufverrundung als sehr gering zu bewerten.

Neben den empirischen Modellen, die die Einflüsse der Geometrieparameter und Randbedingungen in Form von Gleichungen beschreiben, gibt es eine große Anzahl an Untersuchungen, die diesen Einfluss anhand von Messungen qualitativ bewerten. Eine Auswahl mit dem Fokus auf der Spritzlochgeometrie ist in Tabelle 2.4 zusammengefasst.

Es ist ersichtlich, dass insbesondere der Einfluss der Konizität und der Spritzlochverrundung sehr unterschiedlich bewertet werden. Der Einfluss einer Stufenbohrung wurde in den vorliegenden Untersuchungen nicht berücksichtigt.

Tabelle 2.4.: Einflussfaktoren auf die Penetration

Parameter	Bemerkung	Penetration S	Quelle
Spritzloch- durchmesser ↑	erhöhter Strahlimpuls	↑	[59]
1/d ↑		↑	[79, 91–93]
Konvergenz	vergrößerte Profilrelaxation erhöhter Strahlimpuls kein Einfluss nachweisbar	↓ ↑ ↔	[77] [82] [94]
Spritzloch- verrundung	Erhöhter Strahlimpuls	↓ ↑	[83, 91] [59, 82, 92]
Weitere	Sacklochvolumen ↑	↓	[91]

2.4.3. Sauterdurchmesser

Der Tropfendurchmesser wird charakterisiert durch den mittleren arithmetischen Tropfendurchmesser d_{10} oder den Sauterdurchmesser d_{32}/SMD , der in Form eines Äquivalenzdurchmessers, das Volumen-zu-Oberflächenverhältnis des Tropfenkollektivs repräsentiert [58]. Nach Kamimoto et. al [63] führen kleine Tropfen zu einer verbesserten Verdampfung, da wie im Kapitel 2.3.1 beschrieben, die Dauer für die Verdampfung kleinerer Tropfen deutlich reduziert ist. Zur Vorhersage des Tropfendurchmessers eines Kraftstoffsprays gibt es verschiedene empirische Modelle, die im Folgenden erläutert werden.

Durch **Varde** [68] wurde ein Zusammenhang zwischen Sauterdurchmesser SMD und verschiedenen Sprayparametern herausgearbeitet:

$$SMD = 8,7 \cdot d_{aus} \cdot (Re_f \cdot We_g)^{-0,28} \quad (2.40)$$

Laut **Arrègle et al.** [73] existiert folgender Zusammenhang zwischen Sauterdurchmesser SMD und weiteren Parametern:

$$SMD \propto d^{0,3} \cdot p_{Rail}^{-0,2} \cdot \rho_g^{0,2} \cdot x^{0,4} \quad (2.41)$$

Dabei stellt x den Abstand von dem Spritzlochaustritt dar.

Nach Korrelationsfunktionen von **Hiroyasu** [95] lässt sich der mittlere Sauterdurchmesser nach zwei Arten berechnen, wobei zwischen einem „Incomplete-“ bzw. „Complete-Spray“ unterschieden wird. Ein „Incomplete-Spray“ tritt demnach bei geringen Austrittsgeschwindigkeiten auf und führt zu großen mittleren Sauterdurchmessern. Dem gegenüber kommt es bei der Ausbildung eines „Complete-Sprays“, wobei es bereits in der Düse zum ersten Strahlaufbruch kommt, zu der Ausbildung kleiner mittlerer Tropfendurchmesser. Vernach-

lässt man die Bereiche der Nadelsitzdrosselung kann bei der heutigen Kraftstoffeinspritzung durchgehend von einem „Complete-Spray“ ausgegangen werden, wobei sich der SMD wie folgt berechnen lässt:

$$SMD(t) = 0,38 \cdot d \cdot \left[\frac{v_{aus}(t) \cdot d \cdot \rho_f}{\eta_f} \right]^{0,25} \cdot \left[\frac{v_{aus}(t)^2 \cdot d \cdot \rho_f}{\sigma_f} \right]^{-0,32} \cdot \left[\frac{\eta_f}{\eta_g} \right]^{0,37} \cdot \left[\frac{\rho_f}{\rho_g} \right]^{-0,47} \quad (2.42)$$

Es ist ersichtlich, dass die Tropfengröße neben den Randbedingungen und den geometrischen Kenngrößen der Düse erheblich von den Fluideigenschaften, wie der Oberflächenspannung σ_f und der Viskosität η_f beeinflusst wird. Die Tropfengröße wird mit sinkender Oberflächenspannung und Viskosität geringer.

Weitere Untersuchungen zum Düsengeometrieinfluss zeigen eine Reduzierung der Tropfengröße mit:

- reduziertem Spritzlochdurchmesser [59, 63]
- kürzerem Spritzloch [79, 91, 93]
- scharfer Einlaufkante [59, 91, 93]
- reduziertem Sacklochvolumen [91]

2.4.4. Weitere Strahlkenngrößen

Die Berechnung der Break-Up Länge, also die Länge bis es zum Aufbrechen des flüssigen Kerns kommt, ist ebenfalls Bestandteil unterschiedlicher Untersuchungen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass es bzgl. der Existenz eines flüssigen Kerns sehr unterschiedliche Annahmen gibt. **Yule und Salters** [48] schlagen zur Berechnung der Länge des flüssigen Kerns folgende Gleichung vor:

$$L_B = 2,65 \cdot d^{0,6} \cdot v_{inj}^{-0,5} \cdot \rho_g^{-0,18} \cdot \rho_l^{-0,22} \cdot \eta_l^{0,3} \cdot \sigma_l^{0,1} \quad (2.43)$$

Nach **Hiroyasu** [96] lassen sich die Aufbruchlänge und -zeit entsprechend folgendem Zusammenhang berechnen:

$$L_B = 7,0 \cdot d \cdot \left(1 + 0,4 \cdot \frac{r}{d} \right) \cdot \left(\frac{p_g}{\rho_l \cdot v_{inj}^2} \right)^{0,05} \cdot \left(\frac{l}{d} \right)^{0,13} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,5} \quad (2.44)$$

$$t_b = 28,65 \cdot \frac{\rho_f \cdot d}{(\rho_g \cdot \Delta p)^{0,5}} \quad (2.45)$$

Die Übergangszeit t_r nach Nabers et. al [18] definiert den Übergang von linearer Ausbreitung des Sprays zu durch Lufterfassung dominierte Ausbreitung des Sprays:

$$t_r = \frac{\sqrt{\frac{C_a}{2}}}{C_v \cdot a \cdot \tan(\theta)} \cdot \frac{d_f \cdot \tilde{\rho}^{0,5}}{\sqrt{\frac{p_l - p_g}{\rho_l}}} \quad (2.46)$$

Hierbei sind:

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_f}{\rho_g} \quad (2.47)$$

$$d_f = \sqrt{C_a} \cdot d_{aus} \quad (2.48)$$

2.5. Abgeleitete Aufgabenstellung

Die dargestellten Ausführungen zeigen auf, dass eine Optimierung der Gemischbildung in den Fokus der zukünftigen Entwicklung rückt. Insbesondere die innermotorische Reduzierung der Partikelemissionen gewinnt deutlich stärkere Bedeutung. Die Einflussmöglichkeiten auf den Strahlerfall sind vielfältig. Bisherige Untersuchungen beschränkten sich beim Ottomotor jedoch überwiegend auf eine Regelung des Einspritzzeitpunktes, die Optimierung des Injektortargetings, die Injektormassengleichstellung, eine Kombination von DI und PFI oder eine Erhöhung des Einspritzdruckes [3, 4, 97]. Der Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die ottomotorische Gemischbildung wurde dabei bisher jedoch vernachlässigt. Weiterhin wurde dargelegt, dass es eine Vielzahl von Untersuchungen zum Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Gemischbildung und Verbrennung beim Dieselmotor gibt, die sich jedoch aufgrund von unterschiedlichen Randbedingungen zum Einspritzzeitpunkt (Kraftstoffdruck, Gegendruck, Brennraumtemperatur), der grundsätzlich unterschiedlichen Kraftstoffeigenschaften sowie geometrischen Unterschieden in der Bauform der Injektoren nicht auf die ottomotorische Gemischbildung und Verbrennung übertragen lassen. Bisherige Modelle zur Berechnung von geometrischen Strahlkenngrößen, wie der Penetration, beruhen bisher lediglich auf Messdaten der Diesel-Direkteinspritzung. Die analysierten Düsengeometrien umfassten dabei ausschließlich zylindrische Bohrungen mit sich unterscheidender Spritzlochlänge sowie konvergenten Düsen. Stufenbohrungen, wie bei der Benzin-DI und divergente Geometrien wurden bisher nicht analysiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die dargestellten Analysen um Untersuchungen zum Einfluss der Spritzlochgeometrie beim Ottomotor erweitert. Dabei werden zum Einen die Einflüsse der Spritzlochgeometrie auf die Gemischbildung unter Berücksichtigung von Düseninnenströmung, Düsennahbereich und makroskopischen Sprayparametern analysiert, wobei eine Vielzahl von optischen Messtechniken eingesetzt und weiterentwickelt werden. Dabei wird das Messprogramm auf Bereiche der ottomotorischen Betriebsbedingungen angepasst und typische Injektoren der Benzin DI mit angepasster Spritzlochgeometrie ver-

wendet. Diese umfassen sowohl zylindrische, gestufte als auch konvergente und divergente Spritzlöcher. Zum Anderen erfolgt eine Analyse der Verbrennung und der Emissionsgenese bei Einsatz unterschiedlicher Spritzlochgeometrien, sodass der Zusammenhang zwischen Gemischbildung und Emissionsgenese abgeleitet werden kann. Neben den Messungen an Druckkammer und Vollmotor finden Simulationen der Düseninnenströmung statt, die die Interpretation der optischen Ergebnisse unterstützen und Ursachen der Strahlzerfallsmechanismen aufzeigen. Aufbauend auf den Ergebnissen erfolgt die Erstellung eines angepassten empirischen Modells zur Vorhersage der Penetration bei der Benzin-DI unter Berücksichtigung von geometrischen Kenngrößen der Spritzlöcher.

3. Versuchsaufbau und Messtechniken

In dem folgenden Kapitel wird der Prüfaufbau, die Versuchsträger und die verwendete Messtechnik vorgestellt. Im ersten Teil wird dabei auf die hydraulische und optische Vermessung des Strahlaufbruchs an der Druckkammer mit den verwendeten Messtechniken eingegangen. Darauf folgt eine Erläuterung des Versuchsaufbaus zur Charakterisierung der Düseninnenströmung anhand von Transparentdüsen. Abschließend wird der Motorprüfstand, die Prüflinge und die verwendete Sensorik zur Emissionsanalyse vorgestellt.

3.1. Untersuchungen Druckkammer

Die optischen Untersuchungen finden an einer kontinuierlich mit Luft durchströmten Kammer statt. Dadurch ist es möglich, unter motorähnlichen, reproduzierbaren Randbedingungen Einspritzvorgänge zu analysieren. Die Druckkammer verfügt, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, über vier transparente Fenster, durch die der Strahlerfall des in die Kammer eingebrachten Kraftstoffes beobachtet werden kann. Sowohl die Temperatur (20 °C bis 400 °C) als auch der Kammerinnendruck (0,2 bis 42 bar absolut) können unabhängig voneinander geregelt werden. Ebenfalls kann eine Konditionierung des Injektors zwischen 20 °C und 110 °C erfolgen. Dadurch ist es möglich, alle Betriebspunkte der unterschiedlichsten Einspritzstrategien eines Ottomotors abzubilden.

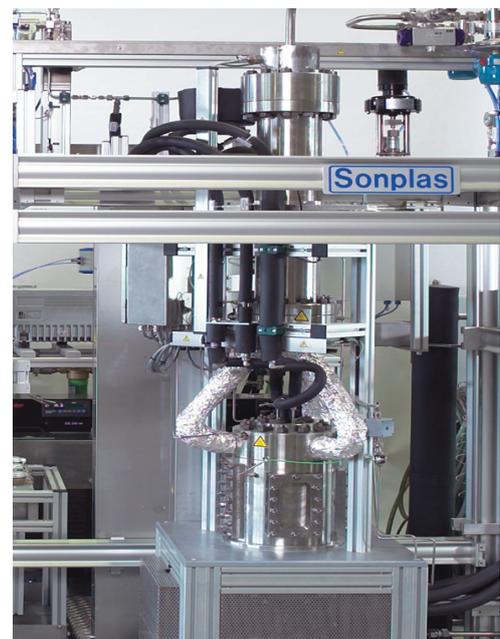


Abbildung 3.1.: Druckkammer

3.1.1. Versuchsträger

Bei dem verwendeten Einspritzventil handelt es sich um einen PKW-Injektor der Benzindirekteinspritzung, um so auch reale Einspritzprozesse abbilden zu können. Zur Realisierung verschiedener Spritzlochgeometrien wird die Injektorkuppe abgeschliffen, wobei

die bestehende Dichtkante Nadel-Sitz erhalten bleibt. Auf die entstehende ebene Fläche können die Spritzlochplatten aufgebracht werden. Diese zehn Platten besitzen ein Sackloch und ein zentrales Spritzloch unterschiedlicher Geometrie. Die durch Bohren bzw. Erodieren eingebrachten strömungsführenden Geometrien sind in Abbildung 3.2 mit den in Tabelle 3.1 aufgetragenen geometrischen Abmessungen dargestellt.

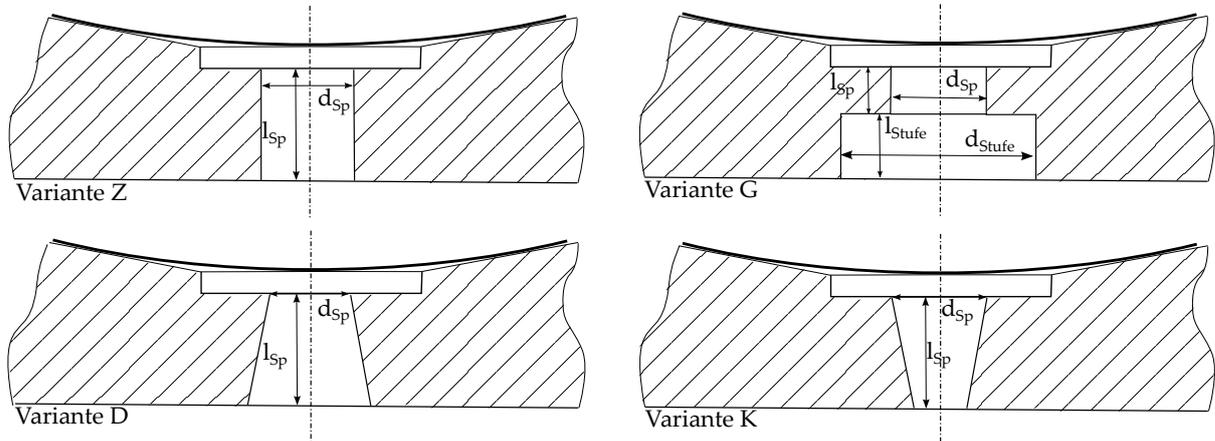


Abbildung 3.2.: Prinzipskizze der untersuchten Einlochvorausdüsen

Zum Einsatz kommen zylindrische Spritzlöcher (Z) mit unterschiedlichem Spritzlochdurchmesser, divergente Spritzlöcher (D) unterschiedlicher Divergenz, gestufte Spritzlöcher (G), die sich anhand der Spritzlochlänge unterscheiden und konvergente Spritzlöcher (K) unterschiedlicher Konizität. Die Konizität bzw. Divergenz, ausgedrückt durch den *K – Faktor*, berechnet sich dabei nach Gleichung 3.1. Zur optischen Analyse an der Druckkammer werden aufgrund der Haltbarkeit Spritzlochplatten aus Stahl verwendet, die mit der Injektorkuppe verschweißt werden.

$$K - Faktor = \frac{d_{ein} - d_{aus}}{10} \quad (3.1)$$

Da sowohl den Einstrombedingungen als auch der Spritzlochgeometrie ein erheblicher Einfluss auf den Strahlerfall zugesprochen wird, findet eine Vermessung der Düseninnen-geometrie mithilfe der Computertomographie statt. Die in der Tabelle 3.1 angegebenen Werte entsprechen den so ermittelten Geometriegrößen von Spritzlochdurchmesser d_{ein} , d_{aus} und der Spritzlochlänge l mit einer Messgenauigkeit von $\Delta x \approx 5 \mu\text{m}$.

3.1.2. Hydraulik

Der Aufbau der Hydraulikeinheit inklusive des Durchflussmessgerätes ist in Anhang A, Abbildung A.2 zu sehen. Die Bereitstellung des Kraftstoffdruckes erfolgt im Druckbereich bis 200 bar über eine Linearkolbenpumpe. Über eine Beruhigungsstrecke zur Minderung

Tabelle 3.1.: Kenndaten der Einlochinjektoren

Variante	$l[\mu m]$	$d_{ein}[\mu m]$	$K - Faktor$	$Q_{stat}[\frac{g}{s}]$
Z1	1000	150	0	1,71
Z2	1000	240	0	3,59
D1	1000	150	-1	1,26
D2	1000	150	-5	1,34
D3	1000	150	-10	1,32
G1	150	150	0	1,34
G2	195	150	0	1,33
G3	300	150	0	1,23
K1	1000	150	1	1,32
K2	1000	150	5	0,72

von Druckpulsationen im System wird dem Injektor Kraftstoff zugeführt. Zwischen Injektor und Linearkolbenpumpe befindet sich eine Pierburg STS der Fa. AVL zur Einspritzratenmessung. Das Durchflussmesssystem AVL Shot to ShotTM PLU 131 arbeitet auf Grundlage eines dualen Messprinzips bestehend aus rotatorischem und translatorischem Verdrängerzähler. Damit ist sowohl die Erfassung der mittleren Durchflussmengen als auch der zyklus aufgelösten Einspritzraten möglich. Die detaillierte Funktionalität des Durchflussmessgerätes kann in Anhang A nachgelesen werden. Das Durchflussmessgerät dient zum einen der Erfassung der injektorspezifischen Durchflusskennlinien zum anderen als Fehlerindikator während der optischen Untersuchungen. Die so ermittelten Düsendurchflüsse sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass, mit Ausnahme von Düse Z1, Düsen gleichen, charakteristischen Spritzlochdurchmessers identische Durchflüsse aufweisen. Die Fertigungsgenauigkeit kann somit als sehr gut betrachtet werden und eine Vergleichbarkeit der Düsen ist somit gewährleistet.

3.1.3. Mie-/Schlieren Messtechnik

Mithilfe der kombinierten Aufnahme von Mie-Streulicht und Schlieren ist die simultane Messung sowohl der Flüssig- als auch der Gasphase des Sprays möglich.

Das Mie-Messverfahren beruht auf der Streuung von elektromagnetischen Wellen an sphärischen Objekten. Das Licht wird dabei an den flüssigen Kraftstofftropfen elastisch gestreut, wobei die Wellenlängen von einfallendem und zurückgestreutem Licht übereinstimmen. Die Streulichtmesstechnik dient somit der Visualisierung der Flüssigphase des Sprays. Eine detaillierte Beschreibung der Mie-Streuung sowie der anwendungsbezogenen Messtechnik sind in [98, 99] zu finden. Bei dem Schlieren-Messverfahren wird hingegen die Richtungsänderung von parallelen Laserstrahlen beim Durchdringen von Dichtegradienten ausgenutzt. Flüssiger und gasförmiger Kraftstoff besitzt im Vergleich zu Luft einen unterschiedlichen Brechungsindex. Das unbeeinflusste Laserlicht wird mit Hilfe ei-

ner Sammellinse auf eine Blende fokussiert, wohingegen das abgelenkte Licht die Blende passieren kann. Dichtegradienten können so als Intensitätsunterschiede visualisiert werden [98, 100]. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde das kombinierte Mie-/Schlieren-Messverfahren zur simultanen Abbildung der Flüssig- und Gasphase des Kraftstoffsprays eingesetzt. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

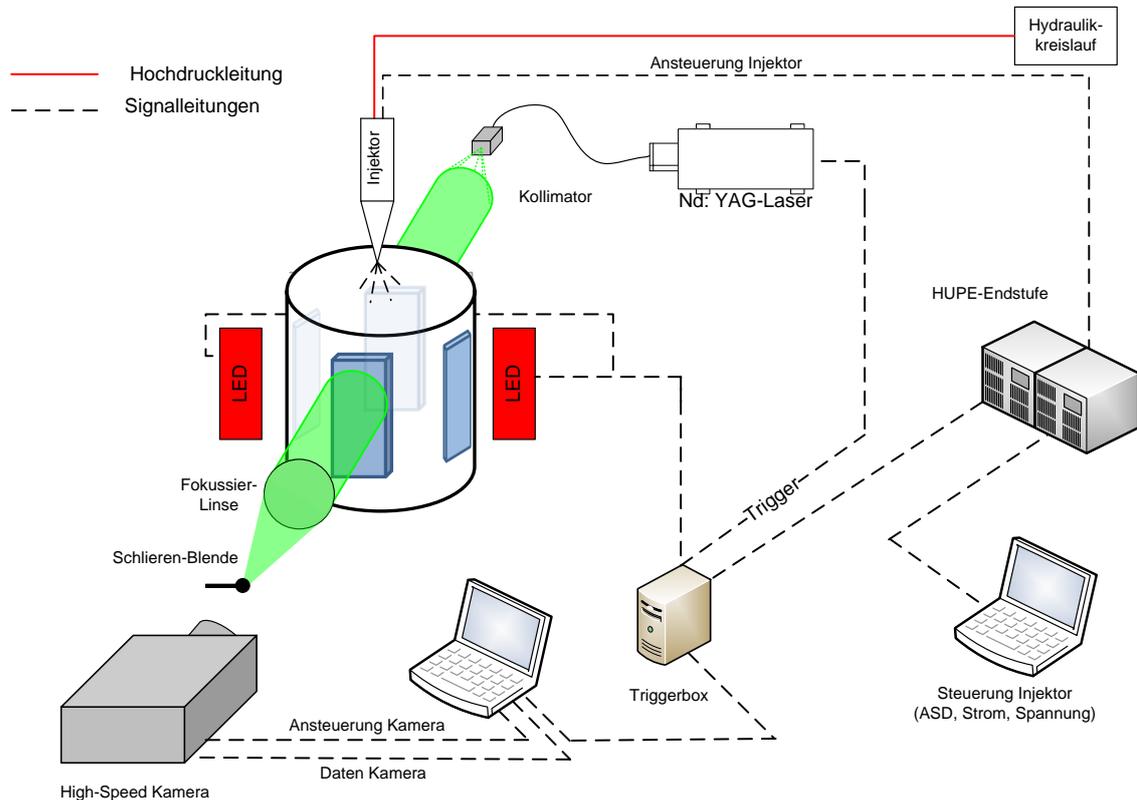


Abbildung 3.3.: Messaufbau der Mie-/Schlieren Messungen

Als Lichtquelle zur Visualisierung des Streulichtes dienen rote LED-Panels, die gepulst betrieben und seitlich in die Druckkammer eingekoppelt werden. Durch die zweiseitige Einkopplung wird eine sehr gleichmäßige Ausleuchtung des Sprays erreicht. Die Lichtquelle zur Visualisierung der Schlieren ist ein Nd:YAG-Laser. Das aufgeweitete Laserlicht wird mit einem Kollimator zu einem parallelen Lichtstrahl von 60 mm Durchmesser expandiert, der über einen optischen Zugang in die Druckkammer ein- und das Spray durchdringen kann. Nach Austritt aus der Druckkammer wird der Strahl wiederum mit einer Sammellinse auf die Schlierenblende fokussiert. Die unbeeinflussten Lichtstrahlen werden somit von der Blende absorbiert und nur die durch Dichtegradienten abgelenkten Lichtstrahlen werden auf dem CMOS Sensor der Kamera abgebildet. Die Aufzeichnung der hochtransienten Einspritzvorgänge erfolgt mit einer High-Speed Farbkamera der Fa. Vision Research mit einer Bildwiederholrate von 20 kHz und 8-bit Farbtiefe. Der Bildbereich wurde aufgrund der Fensterabmessungen auf 240x504 Pixel festgelegt. Neben der

quantitativen Beurteilung der Aufnahmen erfolgt eine Charakterisierung des Sprays anhand der makroskopischen Sprayparameter. Dies sind die zeitabhängige Penetration, der Spraykegelwinkel, der in zwei Abständen (10 mm, 15 mm) von der Düsenkuppe ermittelt wird und die Sprayfläche. Diese Auswertung erfolgt sowohl für das Streulicht als auch für das Schlierensignal, wodurch eine qualitative Beurteilung des Verhältnisses Flüssig- zu Gasphase erfolgen kann. Mit Hilfe einer automatisierten Auswertung, siehe Abbildung 3.4, erfolgt die Charakterisierung der Rohbilder (a). Nach der Farbtrennung (b) erfolgt eine Maskierung der Kammerwände (c), die Binarisierung des Bildes anhand eines gewählten Schwellwertes (d) sowie eine Auswertung der zeitabhängigen makroskopischen Sprayparameter (e).

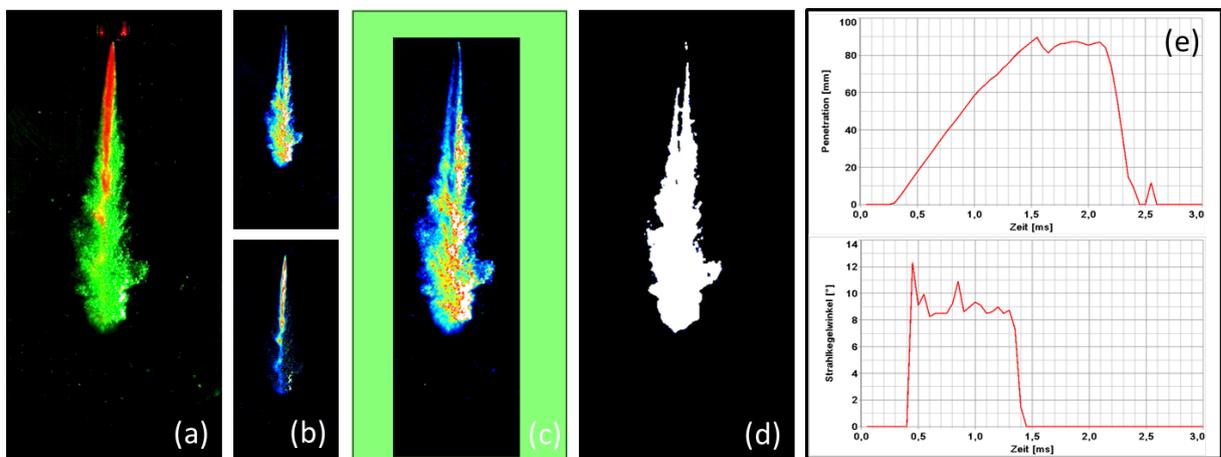


Abbildung 3.4.: Processing der Mie-/Schlieren Aufnahmen

3.1.4. PDA

Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) wird in dieser Arbeit zur Bestimmung des zeitlichen und örtlichen Verlaufs der Größen und Geschwindigkeiten sphärischer Tropfen im Spray verwendet. Erstmals vorgestellt wurde die PDA-Messtechnik in seiner Standardkonfiguration mit zwei Detektoren von Durst und Zaré [101]. Grundlage dieser Messtechnik bilden Streueffekte an sphärischen Tropfen beim Durchdringen des Messvolumens. Als Messvolumen wird dabei der Schnittpunkt zweier kohärenter Laserstrahlen derselben Wellenlänge bezeichnet, die in einem definierten Winkel zueinander ausgerichtet sind. Die Empfangsoptik, bestehend aus zwei (bzw. drei) Detektoren, detektiert das Streulichtsignal der sich durch das Messvolumen bewegenden Tropfen. Durchqueren Partikel die Interferenzstreifen des Messvolumens kommt es zu einer Dopplerverschiebung des vom Tropfen zurückgestreuten Lichtes in zwei Raumrichtungen. Über die Schwebungsfrequenz der beiden dopplerverschobenen Streulichtanteile kann nun die Tropfengeschwindigkeit ermittelt werden. Die Phasenverschiebung der von den zwei Detektoren gemessenen Streulichtsignale ist wiederum linear vom Tropfendurchmesser abhängig, welcher somit ermittelt

werden kann. Der dritte Detektor dient der Validierung der Messdaten. Eine detaillierte Beschreibung des Messprinzips ist in [50, 102] zu finden.

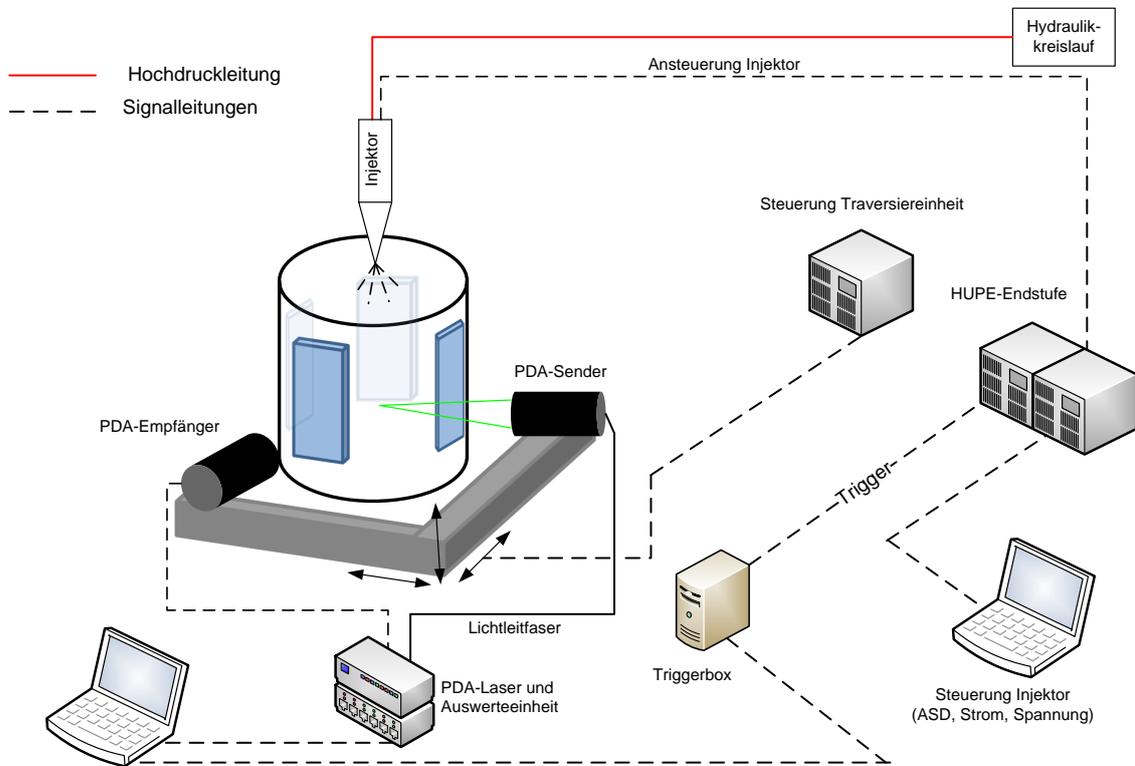


Abbildung 3.5.: Messaufbau der PDA Messungen

Der Messaufbau ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Es wird das HiDense PDA-System der Fa. Dantec Dynamics verwendet. Sender und Detektor des PDA-Systems werden in einem Winkel von 70° zueinander ausgerichtet und befinden sich auf einer Traversiereinheit, die die dreidimensionale Positionierung des Messvolumens im Spray ermöglicht. Somit ist eine örtliche Auflösung der Strahlparameter Tropfendurchmesser und -geschwindigkeit möglich. Die Messungen finden in einer Ebene parallel zum Düsenaustritt in einem Abstand von 29 mm statt. Je nach örtlicher Ausdehnung des Sprays erfolgt eine Anpassung der Messpunktanzahl, wobei der Messbereich mit einer Schrittweite von einem Millimeter angepasst wird. Zur Sicherstellung einer ausreichenden Partikelanzahl wird die Messdauer auf 30 Sekunden je Messort bei einer Einspritzfrequenz von 5 Hz und einer Ansteuerdauer von 1 ms festgelegt.

3.1.5. Fernfeldmikroskopie

Die im Bereich des Primäraufbruchs auftretenden hohen Partikeldichten, Ligamente und sehr hohen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten (bis 180 m/s) des Kraftstoffstrahls stellen große

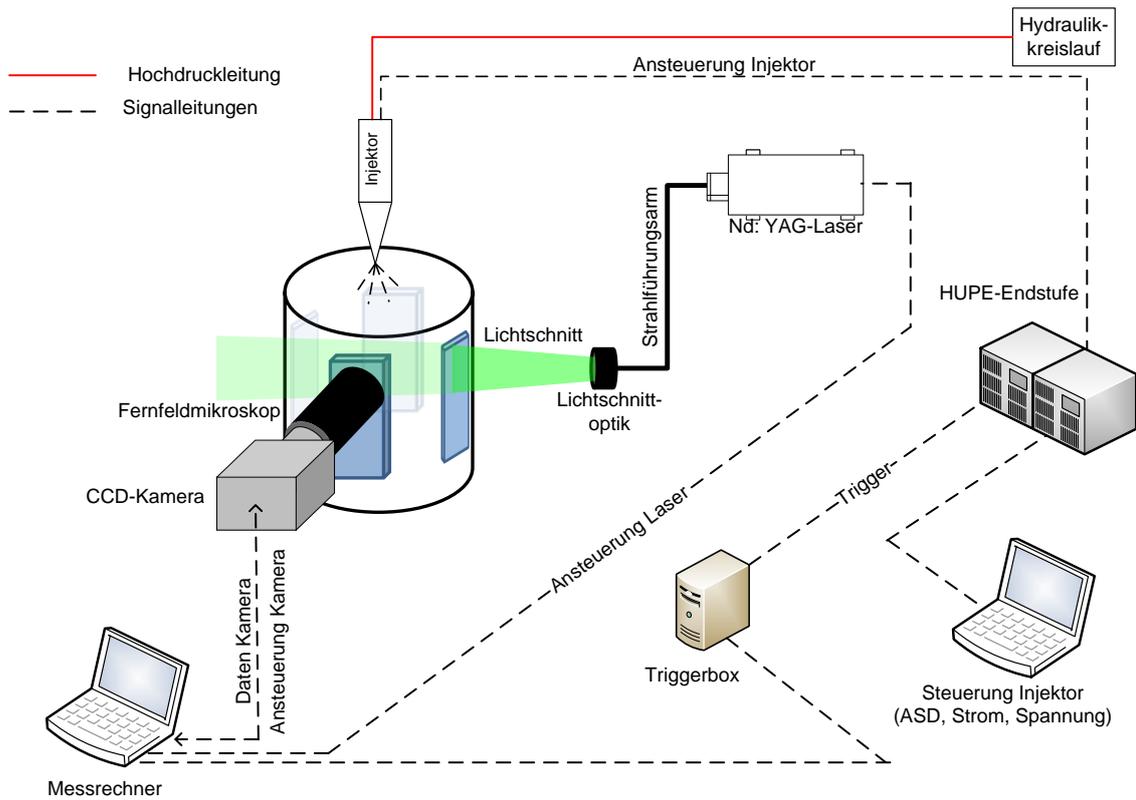


Abbildung 3.6.: Messaufbau der Fernfeldmikroskop-Messungen zur Charakterisierung des primären Strahlaufbruchs

Anforderungen an das optische Messsystem. Der optische Messaufbau zur Visualisierung des primären Strahlaufbruchs ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Zur Anwendung kommt die bereits in Abschnitt 3.1.3 erläuterte Mie-Streulichttechnik in Kombination mit einem Fernfeldmikroskop und einem Nd:YAG-Laser. Der Doppelpuls Nd:YAG-Laser weist eine Pulslänge von 3-5 ns bei einer Emissionswellenlänge von 532 nm auf. Durch die geringe Pulsdauer wird Bewegungsunschärfe aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeiten des Kraftstoffstrahls aus der Düse zuverlässig vermieden. Durch die Doppelpuls-Fähigkeit des Lasers ist es möglich, zwei hintereinander folgende Pulse mit einem sehr kurzen einstellbaren Zeitabstand (min. $0,1 \mu\text{s}$) auszusenden, wodurch der zeitliche Abstand zweier Halbbilder der Austrittsgeschwindigkeit des Sprays angepasst werden kann. Um eine homogene Ausleuchtung des Kraftstoffsprays zu erreichen, wird der kreisförmige Strahlquerschnitt mit Hilfe einer Lichtschnittoptik aufgeweitet. Der Laserlichtschnitt wird mit Hilfe der Traversiereinheit auf der Längsachse des Kraftstoffsprays, parallel zur Abbildungsebene der Kamera, positioniert. Zur Aufnahme der Bilder kommt eine 12 bit CCD-Kamera FlowMaster 3 der Fa. LaVision zum Einsatz. Diese ist mit dem refraktiven Fernfeldmikroskop (FFM) Infinity DistaMax Model K2, welches einen Arbeitsabstand von 138-205 mm aufweist, verbunden, um die Spraystrukturen sehr nah am Düsenaustritt hochauflösend visualisieren zu können. Es weist eine Vergrößerung von 2,4 auf. Die resultierende Pixel-

größe beträgt $2,65 \mu\text{m}/\text{px}$ bei einem Bildausschnitt von $3392 \times 2775 \mu\text{m}$. Der hier dargestellte Messaufbau weist eine Tiefenschärfe von $50 \mu\text{m}$ auf, wodurch die detektierte Teilchenanzahl insbesondere im düsen nahen Bereich wirksam reduziert werden kann [32]. Da die Aufnahme frequenz des Messaufbaus durch die Auslesezeit des CCD-Sensors begrenzt ist, wird diese auf 5 Hz festgelegt. Somit wird eine stroboskopische Messung durchgeführt, wobei zu jeder Einspritzung ein Doppelbild aufgenommen und der relative Aufnahmebeginn im Vergleich zum Einspritzbeginn variiert wird. Zur statistischen Absicherung der Messung werden zu jedem Zeitpunkt 10 Doppelbilder aufgenommen.

Die qualitative Beurteilung der Daten erfolgt anhand der Rohaufnahmen. Zur quantitativen Beurteilung der Bilder ist jedoch eine Nachbearbeitung notwendig, die sich aus folgenden Schritten zusammensetzt, siehe auch Abbildung 3.7. Zunächst erfolgt ein Zuschneiden des relevanten Bildbereichs (a) (gelbe Linie), sodass in jeder Aufnahme ein identischer Bildausschnitt ausgewertet werden kann. Dies ist nötig, um zum einen die Injektorspitze zu maskieren und zum anderen den sichtbaren

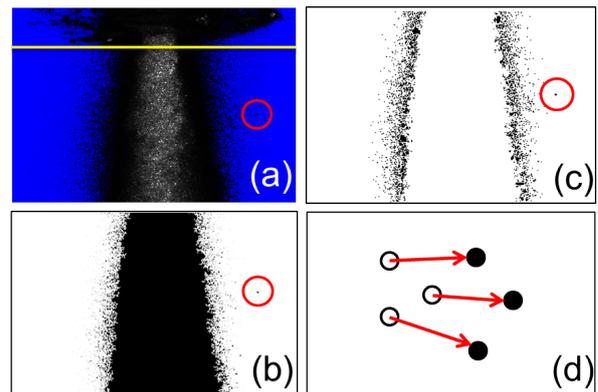


Abbildung 3.7.: Bildbearbeitungsschritte

Spraybereich konstant zu halten. Durch das Setzen eines oberen und unteren Schwellwertes (b), erfolgt die Eliminierung des Hintergrundrauschens und die flächige Füllung des dichten Strahlkerns, sodass mit der nachfolgenden Auswertung eine Unterscheidung zwischen Tropfen und Spray erfolgen kann (c). Die Bestimmung des Schwellwertes zur Unterscheidung zwischen Spray und Umgebungsruschen ist in Anhang C.1 dargestellt und erfolgt dabei anhand der 150 % -Grenze des Hintergrundrauschens. Zur Bewertung wurde dabei ein radialer Schnitt im Düsenabstand vom 10-fachen Spritzlochdurchmesser gewählt. Da das Hintergrundrauschen mit einer mittleren Signalintensität von 2,5 counts sehr gering ist, kann mit einem 50 % Intensitätsunterschied eine sehr sichere Unterscheidung zwischen Tropfen und Hintergrund erfolgen. Über einen Berechnungsalgorithmus 'Analyse Particles' der eingesetzten Software ImageJ [103] können nun die Tropfen anhand ihrer Signalintensität detektiert und deren Eigenschaften bzw. die Sprayeigenschaften anhand ausgewählter Parameter gegenübergestellt werden. Dabei ist die Form der Tropfen für die Erkennung nicht relevant, was insbesondere im düsen nahen Bereich, in welchem vermehrt Ligamente erwartet werden, als vorteilhaft herausgestellt werden muss. Als charakteristische Parameter zur Beurteilung des primären Strahlauflaufs werden nachfolgend die Tropfenanzahl, die Tropfengröße, die Sprayfläche und die Tropfenrundheit verwendet. Die Tropfengröße respektive der Tropfendurchmesser d wird mit Hilfe der Länge der äußeren Begrenzung des Tropfens U ermittelt ($d = \frac{U}{\pi}$). Die Rundheit des Tropfens ist über folgende

Gleichung definiert:

$$Circ = 4 \cdot \pi \cdot \frac{A}{U^2} \quad (3.2)$$

Hierbei ist A die Tropfenfläche, die aus der Pixelanzahl je Partikel und der kalibrierten Pixelgröße ermittelt wird, und U der Partikelumfang. Die Tropfengröße und -rundheit wird für jeden Partikel innerhalb des Bildes ermittelt und kann als Mittelwert des gesamten Bildes als zeitlicher Verlauf dargestellt werden.

Durch die Aufnahme von Doppelbildern, d.h. zweier Bilder mit zeitlich aufeinanderfolgendem, sehr kurzem Abstand ist es möglich, einen Particle Image Velocimetry (PIV)-Auswertalgorithmus auf diese anzuwenden und so ein vektorisiertes Geschwindigkeitsfeld des Kraftstoffsprays zu erzeugen (d). Der Abstand der Doppelpulse wird auf $0,9 \mu\text{s}$ festgelegt. Die Beobachtungsebene ist dabei durch die Tiefenschärfe des Fernfeldmikroskops definiert. Grundlage des Auswertalgorithmus bildet eine Kreuzkorrelation zwischen den Partikeln zweier aufeinanderfolgender Bilder. Über den zeitlichen Bildabstand und den zurückgelegten Weg einzelner Partikel lässt sich sowohl die Bewegungsrichtung als auch Partikelgeschwindigkeit ermitteln und als Vektorfeld auftragen. Weiterführende Erläuterungen zur Kreuzkorrelation siehe [51] bzw. zu der Methodik der Shadow-PIV Messungen siehe [54].

3.2. Untersuchungen an Transparentdüsen

Zur Analyse der Düseninnenströmung kommen die im folgenden beschriebenen Transparentdüsen zum Einsatz. Da sehr hohe Strömungsgeschwindigkeiten (bis 200 m/s) in einem örtlich sehr begrenzten Bereich ($d_{\text{Spritzloch}} = 150 \mu\text{m}$) erwartet werden, ergeben sich die Anforderungen an das Messsystem nach möglichst hoher optischer Auflösung und kurzer Belichtungsdauer. Der Messaufbau mit der eingesetzten Messtechnik zur Erfüllung der Anforderungen ist im Folgenden beschrieben. Die Bereitstellung der Transparentdüsen und Vermessung mit Hilfe der Schattenmesstechnik erfolgte im Rahmen einer Kooperation durch das Institut für Technische Verbrennung der Leibniz Universität Hannover [104].

3.2.1. Versuchsträger

Gegenüber den Druckkammermessungen werden zur Charakterisierung der Düseninnenströmung transparente Acrylglasplatten verwendet, die ebenfalls die in Tabelle 3.1 dargestellten Geometrien aufweisen. Aufgrund der Materialpaarung wird die Abdichtung gegenüber dem Injektor nicht über einen Stoffschluss, sondern über eine radiale O-Ringdichtung erzeugt, siehe Abbildung 3.8.

Simultan zur Visualisierung der Düseninnenströmung soll die Charakterisierung des primären Strahlaufbruchs durch eine Aussparung im Acrylglas ermöglicht werden. Um eine optische Verzerrung der Aufnahmen zu vermeiden, wurde die Düse mit vier planen Seitenflächen ausgelegt. Die Aufnahme und Lichteinkopplung kann so sehr variabel erfolgen. Ein austrittsseitig angeordneter Injektoradapter garantiert die Absaugung des eingespritzten Kraftstoffes.

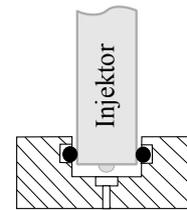


Abbildung 3.8.: Prinzipische Skizze der Transparentdüse

3.2.2. Schattenverfahren

Der Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Er besteht aus den Komponenten Lichtquelle (1), Kollimatorlinse (2), Sammellinse (4) und eine in der Abbildungsebene (5) befindliche High-Speed Kamera inkl. Fernfeldmikroskop. Die Transparentdüse (3) ist zwischen den Linsen angeordnet. Die Kamera Phantom V711 der Fa. Visionresearch wurde mit einer Auflösung von 304x512 Pixel bei einer Belichtungsdauer von $2 \mu\text{s}$ betrieben. Die zeitliche Auflösung der Einspritzung beträgt 41 kHz. In Kombination mit dem FFM DistaMax Model K2/SC der Fa. Infinity ergibt sich eine örtliche Auflösung von $4,3 \mu\text{m}/\text{px}$. Neben der Visualisierung der Düseninnenströmung erfolgt über Aussparungen in der Transparentdüse die Analyse des primären Strahlzerfalls. Aufgrund der hohen örtlichen Auflösung und der damit verbundenen Einschränkung in der zeitlichen Auflösung der Kamera muss die Aufnahmefrequenz dieser jedoch reduziert und der Einspritzfrequenz angepasst werden. Somit erfolgt die Aufnahme der Bilder sequentiell mit einem Bild je Einspritzung. Die Bewertung der Düseninnenströmung erfolgt lediglich qualitativ anhand der Aufnahmen.

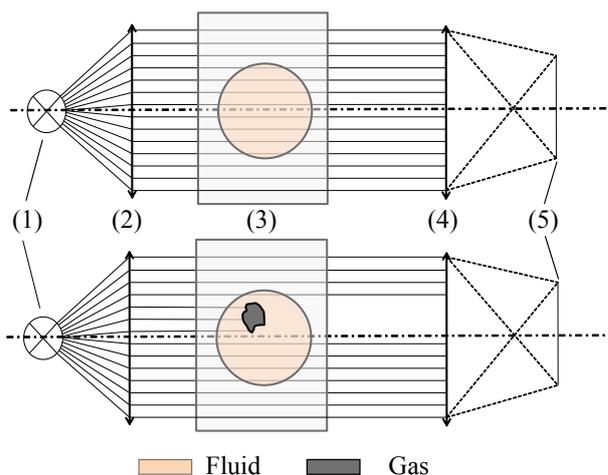


Abbildung 3.9.: Messaufbau zur Visualisierung der Düseninnenströmung mittels Schattenverfahren (Querschnitt durch Spritzloch)

Die bei der Untersuchung der Düseninnenströmung eingesetzte Schattenbildtechnik basiert auf der Mie-Streuung (siehe Abschnitt 3.1.3) der Hintergrundbeleuchtung an Phasengrenzen. Objekte im Strahlengang können somit als Schatten auf dem CMOS Sensor detektiert werden. Sind die Objekte lichtdurchlässig, weisen jedoch einen unterschiedlichen Brechungsindex zum Umgebungsmedium auf, so erscheinen sie als abgedunkelte Gebiete. Die Brechung erfolgt nach dem Snellius'schen Gesetz jedoch nicht bei senkrechtem Einfall des Lichtes [105], was bei der Konstruktion der Transparentdüsen ausgenutzt wur-

de. Der Brechungsindex der Acrylglas-Düsen ($n_{\text{Glasdüsen}} = 1,491$) ist dem, des verwendeten Kraftstoffes Iso-Oktan ($n_{\text{IsoOktan}} = 1,391$) sehr ähnlich, weshalb es beim Übergang zwischen den Phasen nur zu einer geringen Brechung des Lichtes kommt, siehe Abbildung 3.9 (oben). Die Kavitationsgebiete ($n_{\text{Dampf}} = 1,000$) heben sich im Vergleich dazu sehr deutlich durch eine starke Abschattung der Hintergrundbeleuchtung ab, siehe Abbildung 3.9 (unten). Somit ist eine Unterscheidung zwischen Flüssig- und Gasphase innerhalb der Düse möglich.

3.2.3. Lichtschnitt

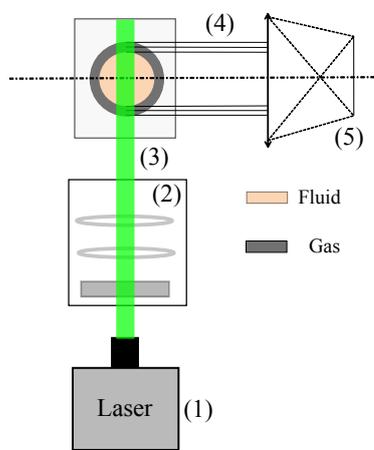


Abbildung 3.10.: Messaufbau zur Visualisierung der Düseninnenströmung mittels Laserlichtschnitt

Zur Ermittlung der radialen Ausdehnung des Kavitationsgebietes kommt eine Lichtschnittmesstechnik zum Einsatz. Dabei wird ähnlich der Untersuchungen des primären Strahlaufruchs (siehe Abschnitt 3.1.5) ein Lichtschnitt sehr geringer Dicke erzeugt, der längs in die Transparentdüse eingekoppelt wird, siehe Abbildung 3.10. Die Dicke des Lichtschnittes (3) (ca. $36\ \mu\text{m}$), der mit einem Nd:YAG-Laser (1) und einer Lichtschnittoptik (2) erzeugt wurde, ist dabei deutlich geringer als der Spritzlochdurchmesser. Die Ermittlung der Lichtschnittdicke ist in Anhang D zu finden. Eine orthogonal zum Lichtschnitt positionierte Kamera (5) in Verbindung mit einem Fernfeldmikroskop (dabei wird das in Abschnitt 3.1.5 bereits beschriebene Setup verwendet) detektiert das um 90°

gestreute Licht (4). Mie-Streuung tritt in Bereichen des Phasenübergangs auf, insbesondere im Bereich der Kavitationsgebiete, die durch Gasblasen innerhalb der Flüssigphase gekennzeichnet sind. Ähnliche Untersuchungen sind in [106] und [7, 26] beschrieben. Das Lichtschnittverfahren hat den Vorteil, dass auch Informationen über die Kernbereiche der Strömung erlangt werden können.

3.3. Motorische Untersuchungen

Anhand der Motorversuche soll das thermodynamische bzw. das Emissionsminderungspotential einer adaptierten Spritzlochgeometrie abgeschätzt werden. Dafür werden nachfolgend der Prüfstandsaufbau und die Prüflinge erläutert.

3.3.1. Versuchsaufbau

Bei dem eingesetzten Aggregat handelt es sich um einen 1,0l 3-Zylinder Motor mit direkter Einspritzung. Neben einem Abgasturbolader verfügt der Motor über eine Nockenwellenverstellung auf Einlass- und Auslassseite, einen in den Zylinderkopf integrierten Abgaskrümmen und ein 350 bar Einspritzsystem. Die Mehrloch-Einspritzventile weisen eine seitliche Einbaulage im Zylinderkopf auf, vgl. [107]. Die Kenndaten des Motors sind in Tabelle 3.2 hinterlegt.

Tabelle 3.2.: Motorkenndaten

Hub [mm]	76,4
Bohrung [mm]	74,5
Verdichtungsverhältnis	10,5
Nennleistung [kW]	81 bei 5000 bis 5500 1/min
Maximales Drehmoment [Nm]	200 bei 2000 bis 3500 1/min
Ventiltrieb	Phasenverstellung Ein- und Auslassnockenwelle

Die Einstellwerte der Parameter Nockenwellenverstellung, Ladedruck u.a. basieren auf der Abstimmung des Serienaggregates.

Die thermodynamische Analyse findet an drei charakteristischen partikelrelevanten Betriebspunkten statt, siehe Tabelle 3.3. Es findet eine Variation von Einspritzdruck und Ansteuerbeginn (ASB) der Injektoren statt. Der Messablauf sieht wie folgt aus:

1. Konditionieren des Einspritzventils bei 2500 $1/\text{min}$ und 8 bar pmi
2. Einstellen des jeweiligen Betriebspunktes durch Aktuierung der Drosselklappe und Konditionierung des Motors
3. Betriebspunkt X Variation ASB
4. Betriebspunkt X Variation Raildruck bei optimalem Ansteuerbeginn

Dieser Messablauf wird in gleicher Weise auf den jeweiligen Betriebspunkt bzw. Injektor angewendet. Die Konditionierung der Injektoren dient der Stabilisierung der Partikelemissionen in einem stationären Betriebspunkt. Der Partikel drift in den ersten Betriebsstunden wird durch Ablagerungsbildung auf der sauberen Injektorspitze hervorgerufen. Ab einer Betriebsdauer von ca. 90 Minuten kommt es zur Stabilisierung der Partikelemissionen auf ein konstantes Niveau [108]. Bei dem jeweiligen Betriebspunkt wird über den Zündzeitpunkt (ZZP) die Schwerpunkt lage auf optimale Werte (8-10 °KW nach OT) eingestellt. Die Konditionierung und Indizierung eines Betriebspunktes erfolgt für 300 Zyklen mit

einer anschließenden Messdauer von 60 Sekunden. Die in Kapitel 5.6 dargestellten Ergebnisse sind Mittelwerte dieser Messdauer.

Tabelle 3.3.: Motorbetriebspunkte

	Konditionierung	BP 1	BP 2	BP 3
Drehzahl [1/min]	2500	1000	1000	2500
indizierter Mitteldruck [bar]	8	9	9	11
Einspritzdruck [bar]	250	150...320		
Ansteuerbeginn [°KW]	265	220...320		
Ansaugtemperatur [°C]	30			
Wassertemperatur [°C]	var.	30	90	90

Um die Partikelemissionen zu erfassen, kommt ein AVL Particle Counter zum Einsatz, der auf einem Partikelprobenentnahmesystem in Verbindung mit einem Kondensationspartikelzähler basiert [109]. Dieses entspricht den Regularien der UN-ECE No. 83 [110]. Zur Erfassung der Rußmasse kommt ein AVL Micro Soot Sensor zum Einsatz, der auf Grundlage des photoakustischen Effektes die Rußkonzentration im Abgas zeitaufgelöst ermittelt [111].

3.3.2. Mehrlochinjektoren

Die eingesetzten Mehrlochinjektoren basieren auf ausgewählten Spritzlochgeometrien der Einlochinjektoren, wobei die Auslegung der Injektoren hinsichtlich Durchfluss und Spraytarget anhand der Serieninjektoren des verwendeten Motors erfolgte. Die Kenndaten der 5-Lochinjektoren sind in Tabelle 3.4 hinterlegt. Für die motorischen Messungen wurden je ein Satz zylindrischer (0°), konvergenter ($K=5,7^\circ$) und divergenten ($K=-4,0^\circ$) Injektoren gefertigt. Die Fertigung erfolgte ohne Vorstufe.

Tabelle 3.4.: Kenndaten der Mehrlochinjektoren

Lochanzahl	5
Durchfluss ^a	9,2 [g/s]
Spritzlochlänge	300 [μm]
maximaler Raildruck	350[bar]

^a Gemessen bei 300 bar Einspritzdruck unter Verwendung von n-heptan

3.4. Kraftstoffeigenschaften

Soweit nicht anders beschrieben, wird bei allen in dieser Arbeit durchgeführten optischen Versuchen an Einlochdüsen als Kraftstoff Iso-Oktan verwendet. Die physikalischen und

chemischen Eigenschaften sind in Tabelle 3.5 aufgeführt.

Tabelle 3.5.: Stoffdaten der verwendeten Kraftstoffe bei 15 °C und 1 bar [112, 113]

Eigenschaft	Einheit	Iso-Oktan	ROZ 95	Diesel- Modellkraftstoff
Dichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	697,82	745,03	812,6
dynamische Viskosität	$\text{mPa} \cdot \text{s}$	0,55	0,56	3,03
Oberflächenspannung	$\frac{\text{N}}{\text{m}}$	0,01905	0,022	0,02887
Dampfdruck	bar	0,0439	0,045 - 0,064	0,0004

Bei den motorischen Untersuchungen kommt hingegen konventioneller Benzinkraftstoff ROZ 95 mit 10-prozentigem Ethanolanteil zum Einsatz. Der als Referenz angegebene Diesel Modellkraftstoff setzt sich aus den Komponenten 1,2,3-TMB (12 %), 1-Methylnaphthalene (8 %), Heptamethylnonane (20 %), n-Hexadecane (40 %) und n-Eicosane (20 %) zusammen. Als Vergleich sind dessen Stoffeigenschaften ebenfalls in Tabelle 3.5 aufgeführt.

4. Numerik

Zur Erlangung eines grundlegenden Verständnisses der Ursachen der unterschiedlichen Strahleigenschaften bei sich unterscheidender Spritzlochgeometrie werden parallel zu den experimentellen Untersuchungen numerische Berechnungen durchgeführt. Die Berechnungen, die mit dem Software-Tool Ansys CFX durchgeführt werden, dienen der Analyse des Strömungsverhaltens innerhalb der Düse. Insbesondere Turbulenz und Kavitation, die die Hauptmechanismen des düsennahen Strahlzerfalls darstellen, können dabei für die unterschiedlichen Spritzlochgeometrien analysiert werden. Die Vorgehensweise zur Simulation der Düseninnenströmung ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Es wird eine 1D-Simulation der Injektorströmung mit der Software GT-Suite durchgeführt, um die Randbedingungen, die vor der Düsennadel vorliegen, bereitzustellen. Dies ist zum einen der Nadelhub, der Druck während des Einspritzvorgangs und der sich einstellende Massenstrom. Dies ist Voraussetzung, um auch Düsen simulieren zu können, die nicht bereits experimentell analysiert wurden und somit keine Messdaten der genannten Parameter bereitstellen können.

Nachfolgend wird anhand der stationären Simulation mit vollständigem Nadelhub eine Parameterstudie, sowohl der Vernetzung als auch der Simulationsparameter durchgeführt. Auf Grundlage des festgelegten finalen Setups findet die transiente Simulation der Düseninnenströmung statt, die die Bewegung der Nadel berücksichtigt. Die Bewegung der Nadel führt zur Verlagerung der Drosselstelle vom Spritzloch zum Nadelsitz während des Öffnungs- und Schließvorgangs. Dadurch werden die Strömungsverhältnisse im Spritzloch entscheidend beeinflusst, siehe auch Abschnitt 2.1.

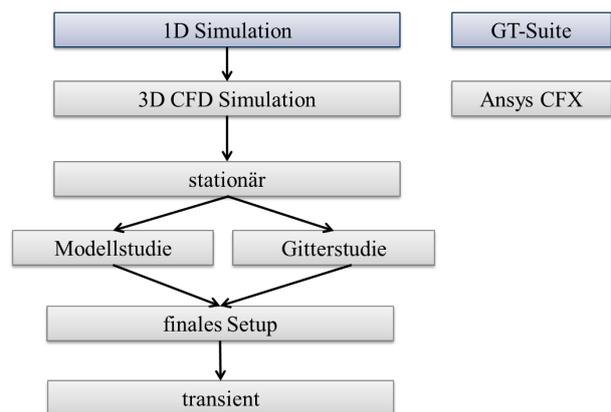


Abbildung 4.1.: Vorgehensweise bei der Düseninnenströmungs-Simulation

Randbedingungen Die 3D Modelle der Düsen werden mit der Software ICEM durch ein blockstrukturiertes Gitter vernetzt. Aus der Literatur sind Optimierungen der Rechenzeit durch eine Segmentierung der Düse bekannt [114, 115]. Dadurch kann die Zel-

lenanzahl und dementsprechend auch die Rechenzeit um ein vielfaches reduziert werden. Eine Gitterstudie führte zu einer optimalen Zellenanzahl von ca. zwei Mio. Zellen für ein 45° -Segment der Düse. Damit können ausreichende Genauigkeiten bei minimaler Rechenzeit erzielt werden. Die Analyse eines entsprechenden 45° Segmentes zeigt jedoch Auffälligkeiten in der Verteilung des Flüssigphasenanteils, die nicht mit bisher bekannten Annahmen der Verteilung der Kavitationsgebiete innerhalb des Spritzloches übereinstimmt, siehe Abbildung 4.2 Die Seiten-Grenzflächen können als symmetrische und

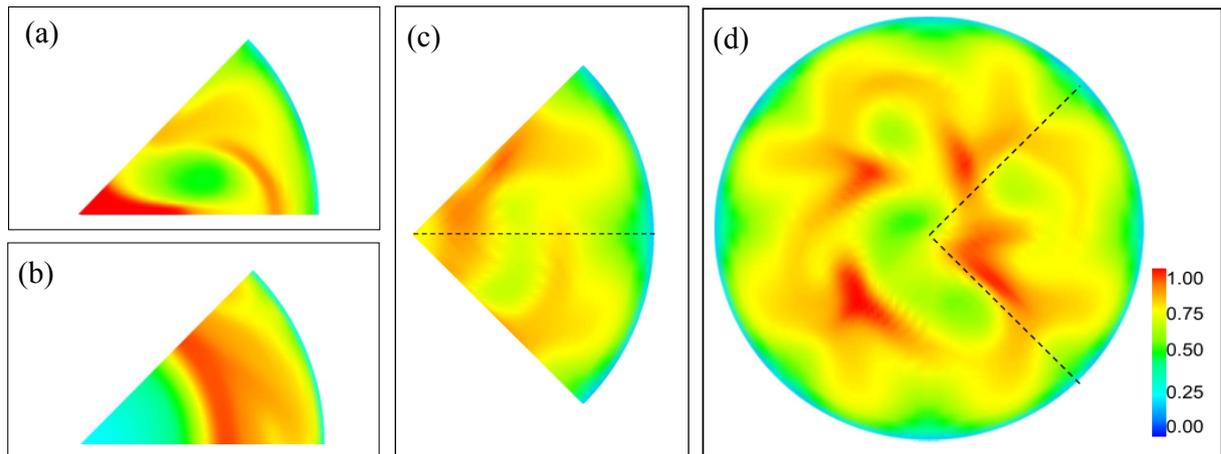


Abbildung 4.2.: Einfluss der Handhabung der Seitenflächen; Einfluss auf den Flüssigphasenanteil Y am Düsenaustritt

periodische Grenzflächen behandelt werden. In Abbildung 4.2 (a) ist das 45° -Segment mit einer symmetrischen Behandlung der Grenzflächen dargestellt. Der Flüssigphasenanteil ist gekennzeichnet durch eine Wirbelstruktur innerhalb des Segmentes. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei periodischer Behandlung der Grenzflächen 4.2 (b) ein gasförmiges Gebiet innerhalb des Spritzloches. Weder Variante (a) noch (b) zeigen Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen aus der Literatur, weshalb die Berechnung eines 45° Segmentes als nicht zielführend zu verwerfen ist. Als Grund dafür wird die unsymmetrische Einströmung aufgrund der Zuströmgeometrie oberhalb der Nadel betrachtet. Die nachfolgende Simulation eines 90° Segmentes (c) unterstützt diese Schlussfolgerung, da sich das Strömungsprofil erheblich von den 45° Segmenten unterscheidet. Zur weiteren Analyse wurde eine vollständige Düse (360°) gerechnet, siehe Abbildung 4.2 (d). Es ist ersichtlich, dass die Unterschiede zwischen dem 90° Segment und der 360° Düse vernachlässigbar sind. Nachfolgende Simulationen werden deshalb am 360° Segment (stationär) bzw. zur Reduzierung der Rechenzeit der transienten Simulation mit einem 90° Segment ausgeführt.

In einer weiteren Analyse wurde der Einfluss der Einströmrandbedingungen auf die Düseninnenströmung analysiert. Es ist sowohl möglich, einen Massenstromverlauf am Düsen Eintritt als auch einen Druck vorzugeben. Laut Literatur führt der Einsatz einer Massenstrom-Druck-Randbedingung zu einer verbesserten Stabilität der Simulation [116].

In Abbildung 4.3 ist der statische Druck innerhalb des Spritzloches für eine exemplarische Düse dargestellt. Der bereitgestellte Massenstrom stammt aus der mit Messdaten vali-

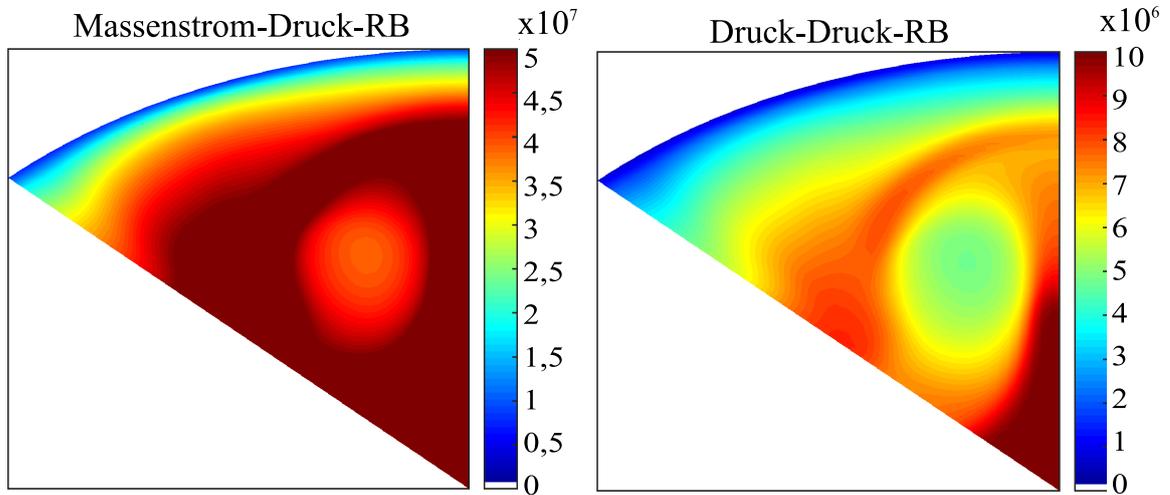


Abbildung 4.3.: Totaldruck in [Pa] am Düsenaustritt der Düse Z1 bei Massenstrom-Druck-Randbedingung (links) und Druck-Druck-Randbedingung (rechts)

dierten 1-D Simulation. Es ist ersichtlich, dass die Massenstrom-Druck-Randbedingung ($p_{Mittel} = 462,3$ bar) zu einer deutlichen Überbewertung des Druckes am Düsenaustritt führt. Demgegenüber entsprechen die Ergebnisse der Druck-Druck-Randbedingungen ($p_{Mittel} = 60,7$ bar) den Erwartungen bei einem Einspritzdruck von 100 bar. Zur Plausibilisierung der Simulation wurde der simulierte Massenstrom während der stationären Phase der Nadelöffnung den Messdaten gegenübergestellt, siehe Tabelle 4.1. Es liegen gute Übereinstimmungen der Massenströme vor. Die abgestimmten Modellparameter werden dementsprechend als ausreichend erachtet.

Weitere Simulationsrandbedingungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Als Fluid wird entsprechend den Messungen ISO-Oktan eingesetzt. Der Nadelhub bei einer Ansteuerdauer von 1 ms wird aus der 1D-Simulation bereitgestellt, wobei dieser vorab anhand von Messdaten validiert wurde. Zur experimentellen Bestimmung des Nadelhubs wurde eine Messvorrichtung entwickelt, die zeitlich hochauflösend, über die Einkopplung eines Laserstrahls durch den Hochdruckanschluss, den Nadelhub ermittelt. Der detaillierte Messaufbau ist in Krecker [117] zu finden. Oberhalb des Nadelsit-

Tabelle 4.1.: Vergleich statischer Durchfluss Simulation und Messung

Düse	\dot{m}_{Sim} [g/s]	\dot{m}_{Mess} [g/s]
Z1	1,36	1,71
Z2	3,53	3,59
D1	1,36	1,26
D2	1,36	1,34
D3	1,36	1,32
G1	1,36	1,34
G2	1,37	1,33
G3	1,38	1,23
K1	1,35	1,32
K2	0,85	0,72

zes liegt vor dem Beginn der Simulation flüssiges ISO-Oktan unter 100 bar Kraftstoffdruck vor. Unterhalb des Nadelsitzes befindet sich Luft unter atmosphärischen Bedingungen.

Tabelle 4.2.: Simulations-Randbedingungen

Düse	10 Geometrien; siehe Tabelle 3.1
Kraftstoff	ISO-Oktan
Nadelhub	aus 1D-Simulation, siehe Diagramm 4.4
Einspritzdruck	100 bar
Gegendruck	1 bar

Modellparameter Die Berechnungen der hier vorliegenden Mehrphasen-Strömung basieren auf der Volume-of-Fluid Methode (VoF). Die unterschiedlichen Phasen sind zum einen Luft und sowohl flüssiges als auch gasförmiges ISO-Oktan. Weiterführende Informationen zur VoF-Methode und den in die Simulations-Software implementierten Mischungsmodellen ist in [118] zu finden. Es findet die Lösung der Thermischen-, Massen- und Momentengleichung statt. Da von einer isothermen Strömung ausgegangen wird, kann auf die Lösung der Energiegleichung verzichtet werden.

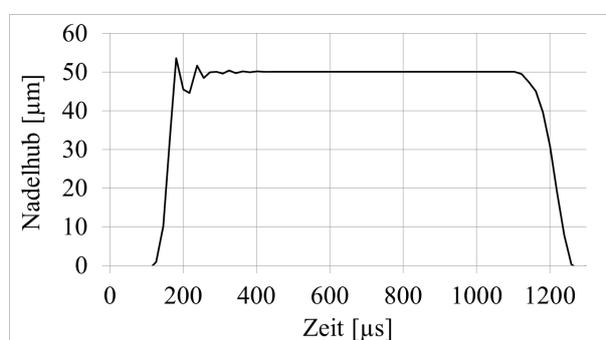


Abbildung 4.4.: Nadelhub-Kurve

Die turbulente Strömung ist, im Gegensatz zur laminaren Strömung, von stochastischen Schwankungen u.a. der Größen Druck, Temperatur und Geschwindigkeit überlagert. Zur numerischen Lösung von turbulenten Strömungsproblemen können unterschiedliche Lösungsverfahren herangezogen werden, die sich anhand der Ergebnisqualität und Rechen-dauer erheblich unterscheiden. Dies ist zum einen die direkte numerische Simulation (DNS), wobei die instationären Navier-Stokes-Gleichungen vollständig, auf numerischem Wege, gelöst werden. Weiterhin kann die Large-Eddy-Simulation (LES) eingesetzt werden. Die LES ist eine Kombination aus der Simulation der Strömung mithilfe von Turbulenzmodellen und der direkten numerischen Simulation (DNS). Größere Wirbel werden direkt numerisch berechnet und kleine über Turbulenzmodelle simuliert. Die LES wird derzeit schon vermehrt im Bereich der Einspritztechnik zur Abbildung der Cycle-to-Cycle Abweichungen eingesetzt. Weitere Erläuterungen zu diesen sehr rechenintensiven Lösungsverfahren sind in [119] zu finden. Bei den hier vorliegenden Berechnungen wird die Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Methode (RANS) eingesetzt, welches einen approximativen Lösungsansatz verfolgt. Dabei erfolgt die numerische Auflösung der turbulenten Strukturen durch zeitliche Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen. Die Herleitung der

RANS-Gleichungen und weiterführende Erläuterungen sind [119] zu entnehmen. Zur Modellierung der Wirbelviskosität kommt das $k\text{-}\omega\text{-SST}$ (shear stress transport)-Modell zum Einsatz. Dieses stellt eine Kombination aus $k\text{-}\omega$ - und $k\text{-}\epsilon$ -Turbulenzmodell dar und verbindet deren Vorteile. Das SST Modell ist ein Zwei-Gleichungs-Modell, welches den Transport der Schwankungsfrequenz ω der Geschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie Y beschreibt. Im Bereich der Grenzschicht erfolgt die Lösung entsprechend des $k\text{-}\omega$ -Modells, was zu einer verbesserten Vorhersage des Ablöseverhaltens der Strömung führt. Demgegenüber wird mit weiterem Abstand von der Wandung das $k\text{-}\epsilon$ -Turbulenzmodell verwendet [118].

Zur Modellierung der Kavitation innerhalb der Düse wird das in CFX bereits implementierte Rayleigh-Plesset Kavitationsmodell verwendet. Dieses Modell stellt eine Vereinfachung gegenüber den sehr komplexen physikalischen Vorgängen während des Phasenübergangs bei Kavitation dar. Als Auswahl seien die Wärmeübertragung, Wechselwirkungen zwischen den Blasen und dem Fluid oder die Wechselwirkung mit der Turbulenz der Strömung genannt [116]. Demgegenüber basiert das Rayleigh-Plesset Kavitationsmodell auf dem Wachstum und Implodieren der Gasblasen in Abhängigkeit der Druckdifferenz zwischen Blase und Fluid sowie der Trägheit des umgebenden Mediums [114]. Eine weitere Vereinfachung stellt die Annahme einer homogenen Zweiphasenströmung dar.

Auswertung der Düseninnenströmung Die Auswertung findet anhand der Parameter statischer Druck, Totaldruck, Fluidgeschwindigkeit (in den drei Raumrichtungen), Flüssigphasenanteil und der turbulenten kinetischen Energie statt. Die turbulente kinetische Energie, ein Maß für die Turbulenzintensität der Strömung, ist dabei definiert als:

$$TKE = \frac{1}{2} \cdot (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (4.1)$$

Die Schnittstelle zwischen Düseninnenströmung und primärem Strahlzerfall bildet der Spritzlochaustritt, weshalb die dort vorliegenden lokalen Eigenschaften vorwiegend zur Auswertung herangezogen werden. Die Auswertung kann in Form von 3D-Grafiken erfolgen oder als Mittelwerte über den Spritzlochaustritt.

Abbildung 4.5 stellt den Flüssigphasenanteil bei stationärer Simulation, dem Verlauf des Flüssigphasenanteils bei transienter Simulation der Strömung, im Düsenaustritt für eine exemplarische Düse gegenüber. Es ist ersichtlich, dass sich die Mittelwerte im Düsenaustritt während der stationären Phasen des Nadelhubs kaum unterscheiden. Jedoch lassen sich hoch dynamische Vorgänge, wie die Entstehung von Kavitationsgebieten aufgrund der Nadelbewegung mit der stationären Simulation nicht abbilden. Dies zeigt sich in großen Unterschieden der Mittelwerte des Flüssigphasenanteils insbesondere während des Öffnens der Nadel, siehe Abbildung 4.5 rechts oben. Weiterhin ist die örtliche Verteilung der Gasphase im Spritzlochaustritt sehr unterschiedlich. Bei transienter Simulation

liegt im Bereich der Spritzlochwand ein deutlich größerer Gasphasenanteil vor, wohingegen bei stationärer Simulation die Gasphase sehr homogen im Spritzloch verteilt ist. Dies verdeutlicht, dass die Nadelbewegung einen entscheidenden Einfluss auf die Ausbildung von Kavitation im Spritzloch hat und nicht vernachlässigt werden kann.

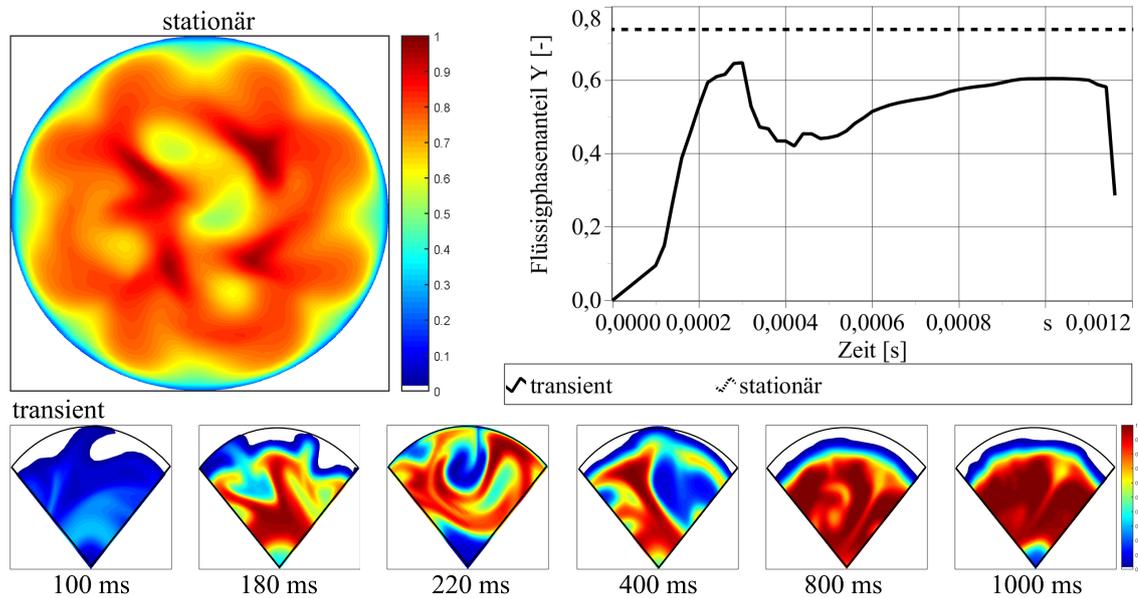


Abbildung 4.5.: Flüssigphasenanteil am Düsenaustritt der Düse Z1 bei stationärer und transienter Simulation im Vergleich

In der folgenden Auswertung werden je nach Anwendungsfall die Mittelwerte der Kenngrößen im Spritzlochein- und austritt oder die örtliche Verteilung im Spritzloch grafisch dargestellt. Da es, wie gezeigt werden konnte, zum Teil erhebliche Unterschiede zwischen den transienten und stationären Simulationen gibt, wird im Folgenden, um den Einfluss der Nadelbewegung zu berücksichtigen, auf die transienten Simulationsergebnisse zurückgegriffen.

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1. Strahlaufbruch des düsenfernen Einspritzstrahls

Die makroskopischen Strahlparameter Eindringtiefe, Strahlkegelwinkel, die daraus resultierende Sprayfläche sowie die Spraygeschwindigkeit bestimmen maßgeblich die Homogenisierung durch eine definierte örtliche und zeitliche Verteilung des Sprays im Brennraum. Weiterhin lässt sich die Zerstäubungsgüte anhand der Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung beurteilen. Im Folgenden wird der Einfluss der Spritzlochgeometrie und ausgewählter Randbedingungen auf die Strahlparameter erläutert.

5.1.1. Makroskopische Sprayparameter

Die im Folgenden dargestellten makroskopischen Strahlparameter wurden anhand der in Kapitel 3.1.3 eingeführten Methodik ermittelt.

Einfluss des Spritzlochdurchmessers Abbildung 5.1 stellt die Flüssigphase der zylindrischen Spritzlöcher für einen ausgewählten Zeitpunkt bei zwei unterschiedlichen Raildrücken gegenüber. Zwischen den Aufnahmen sind deutliche Unterschiede erkennbar. Sowohl die Erhöhung des Spritzlochdurchmessers als auch die Erhöhung des Raildrucks führen zu einer Vergrößerung der Sprayfläche.

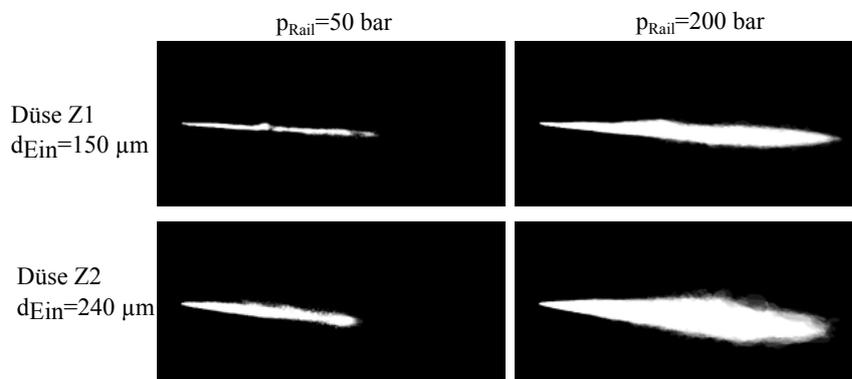


Abbildung 5.1.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der zylindrischen Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1 \text{ ms}$ nach ASB; $p_{\text{Kammer}} = 1 \text{ bar}$; $T_{\text{Kammer}} = 25 \text{ °C}$; $T_{\text{Injektor}} = 25 \text{ °C}$)

Diagramm 5.9 (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Eindringtiefe für die zylindrischen Geometrien bei 50 und 200 bar Einspritzdruck. Die Erhöhung des Einspritzdrucks führt zu einer deutlichen Steigerung der Strahlgeschwindigkeit, aufgrund der größeren Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt. Dementsprechend erhöht sich bei gesteigertem Raildruck auch die Penetration zu einem definierten Zeitpunkt. Dies bestätigt bisherige Untersuchungen und Modelle, siehe auch Abschnitt 2.4.

Weiterhin ist eine erhöhte Eindringgeschwindigkeit bei verringertem Spritzlochdurchmesser zu erkennen. Dies liegt maßgeblich am sich einstellenden Druck im Sackloch auf Grund der Verlagerung der Drosselstelle. Der freigegebene kleinste Durchmesser im Nadelsitz lässt sich bei Kenntnis der geometrischen Kenngrößen Nadelhub, Kugeldurchmesser und Flankenwinkel des Nadelsitzes berechnen, siehe auch Anhang B.

In Abbildung 5.2 sind die durchströmten Flächen des Nadelsitzes bzw. des Spritzloches bei unterschiedlichen Eintrittsdurchmessern aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass es, unter Beachtung der hier vorliegenden geometrischen Injektorkenngrößen, ab $230\ \mu\text{m}$ Spritzlochdurchmesser zu einer Verlagerung von der Spritzlochdrosselung zu einer Nadelsitzdrosselung kommt. Injektor Z2 weist somit in der stationären Phase des Nadelhubs Nadelsitzdrosselung auf, die zu einem Abfall des

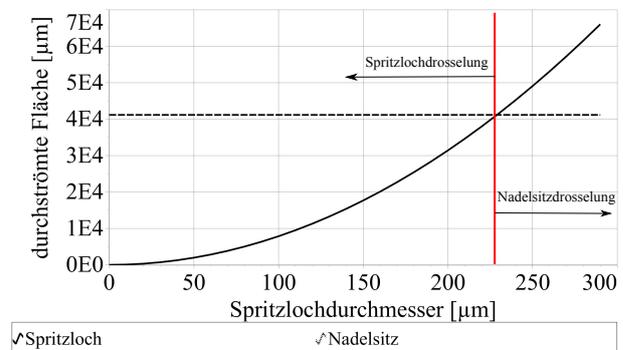


Abbildung 5.2.: Durchströmte Spritzloch- und Nadelsitzfläche in Abhängigkeit des Spritzlochdurchmessers

Sacklochdruckes und somit einer verringerten Druckdifferenz zwischen Spritzlocheintritt und -austritt führt. Unterstützt wird dies durch die Simulation der Düseninnenströmung, die einen um ca. 8 bar reduzierten Totaldruck im Spritzlocheintritt bei Düse Z2 aufzeigt. Dies führt nach Bernoulli zu einer verringerten Kraftstoffgeschwindigkeit von $7\ \text{m/s}$ (bei 100 bar Kraftstoffdruck). Aus der Penetration lässt sich per Ableitung eine Reduzierung der Kraftstoffgeschwindigkeit von ca. $12\ \text{m/s}$ errechnen. Zu beachten ist dabei, dass dies die Spraygeschwindigkeit ist, die bereits durch das Umgebungsmedium beeinflusst wird. Da der Spraykegelwinkel, in Abbildung 5.9 (a) unten als zeitlicher Verlauf dargestellt, ebenfalls deutlich größere Werte annimmt, ist der Strömungswiderstand des Sprays der Düse Z2 gegenüber dem Umgebungsmedium erhöht. Dies führt ebenfalls zu einer Verringerung der Spraygeschwindigkeit und kann den Unterschied zwischen errechneter und gemessener Spraygeschwindigkeit bedingen.

Der Strahlkegelwinkel, ebenfalls in Abbildung 5.9 (a) dargestellt, ist allgemein durch eine Überhöhung zu Beginn der Einspritzung gekennzeichnet, die auf Nadelsitzdrosselung und nachfolgende Kavitation im ballistischen Bereich der Nadelhubkurve zurückzuführen ist. Eine, aus der Diesel-Direkteinspritzung bekannte, Überhöhung beim Nadelschließen

tritt hier nicht auf. Weiterhin ist festzustellen, dass die Steigerung des Einspritzdruckes zu einer deutlichen Steigerung des Strahlkegelwinkels führt. Dies stellt einen deutlichen Unterschied zu bisherigen Untersuchungen dar, da diese einen geringen bzw. negativen Effekt des erhöhten Raildrucks auf den Strahlkegelwinkel feststellten [73, 74, 90].

Einfluss der Divergenz Abbildung 5.3 stellt die Flüssigphase der divergenten Geometrien für einen ausgewählten Zeitpunkt (1 ms nach ASB) bei 50 und 200 bar Raildruck gegenüber. Die Erhöhung des Raildruckes führt, wie bereits beschrieben, zu einer Vergrößerung der Eindringtiefe und der Sprayfläche. Dem Gegenüber zeigt der qualitative Vergleich der Spraybilder keinen eindeutigen Unterschied zwischen den Strahlkeulen der divergenten Varianten auf.

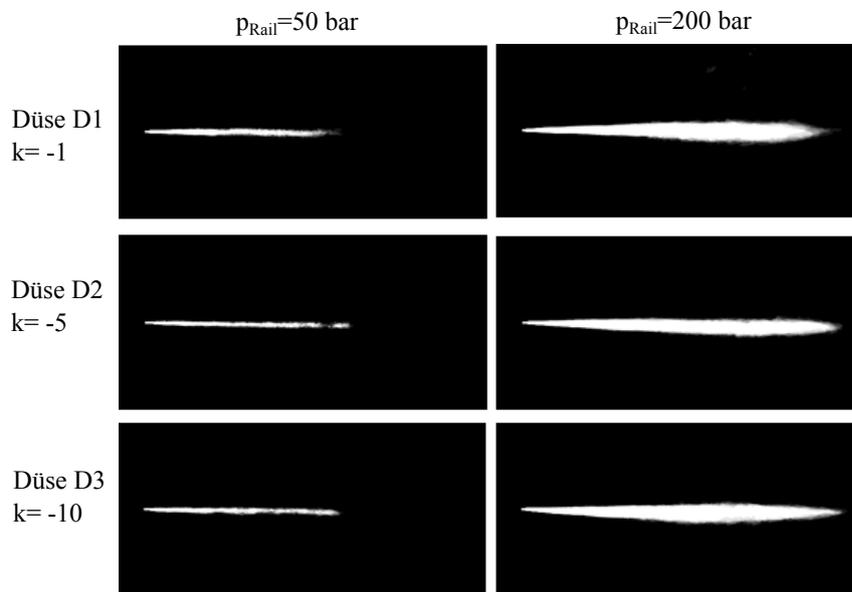


Abbildung 5.3.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der divergenten Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)

Zum weiteren Vergleich werden deshalb die zeitlichen Verläufe der Eindringtiefe und des Strahlkegelwinkels, siehe Abbildung 5.9 (b), und die Mittelwerte, siehe Tabelle 5.1, herangezogen. Die divergenten Geometrien (DX) weisen grundsätzlich ähnliche Penetrationen wie die zylindrische Geometrie (Z1) auf. Jedoch ist sowohl bei 50 als auch bei 200 bar Kraftstoffdruck keine lineare Abhängigkeit der Penetration vom k-Faktor zu erkennen. Die geringste Divergenz (D1) weist die kleinste Penetration respektive Eindringgeschwindigkeit auf. Der mittlere k-Faktor (D2) führt hingegen zur größten Spraygeschwindigkeit und Eindringtiefe aller divergenten Düsen. Mit weiter steigender Divergenz (D3) reduziert sich die Penetration wiederum. Dieses Verhalten ist so ebenfalls im Spraykegelwinkel wiederzufinden, siehe Tabelle 5.1. Es ist ersichtlich, dass sich der Spraykegelwinkel umgekehrt proportional der Eindringtiefe verhält. Größere Spraykegelwinkel führen dementsprechend zu

einer reduzierten Penetration. Dies ist auf die erhöhte Kraftstoff-Luft-Interaktion und damit Impulsverlust des Kraftstoffsprays zurückzuführen. Diese Korrelation zwischen Spraykegelwinkel und Penetration ist so nicht zu erwarten, da die Penetration in Abständen von 10 bzw. 15 mm von der Düsen Spitze, in welchen der Spraykegelwinkel berechnet wird, noch keine Unterschiede zwischen den divergenten Geometrien aufzeigt. Daraus lässt sich ableiten, dass bereits der düsennahe Strahlzerfall entscheidend die düsenfernen, makroskopischen Strahleigenschaften beeinflusst. Da sowohl der Eintrittsdurchmesser als auch der dynamische Durchfluss der divergenten Geometrien identisch ist, lassen die beobachteten Phänomene auf unterschiedliche Strömungsverhältnisse im Spritzloch schließen.

Tabelle 5.1.: Makroskopische Strahleigenschaften der divergenten Düsen

Düse	S [mm] 0,5 ms nach ASB		θ_{Mittel} [°] nah		θ_{Mittel} [°] fern	
	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar
D1	39,80	73,36	3,4	4,35	2,5	3,42
D2	42,06	82,98	2,8	3,63	1,8	2,9
D3	40,08	77,93	2,9	4,20	1,9	3,37

In Abbildung 5.4 sind ausgewählte Größen der Düseninnenströmungssimulation der divergenten Düsen am Düsenaustritt gegenübergestellt. Es ist ersichtlich, dass es deutliche Unterschiede zwischen den Geometrien gibt. So kommt es mit steigender Divergenz zu einer Verringerung des effektiv durchströmten Querschnittes, was sich sowohl im Totaldruck als auch in der Geschwindigkeit zeigt. Das Randgebiet des Spritzloches ist mit steigender Divergenz von einer sich vergrößernden Luftschicht umgeben. Durch Ablösung von der Wand kann vermehrt Luft ins Innere des Spritzloches gelangen. Der Luftbereich ist gekennzeichnet durch eine sehr geringe Strömungsgeschwindigkeit und kaum Turbulenz. Demgegenüber weist der Übergangsbereich zwischen flüssigem Kraftstoff (Zentrum) zu Luft (Rand) eine große turbulente kinetische Energie auf. Mit steigender Divergenz vergrößert sich der Übergangsbereich, wobei der Mittelwert der turbulenten kinetischen Energie ebenfalls steigt, siehe Abbildung 5.4 rechts, oben. Divergenz führt demnach zu einer Erhöhung der mittleren turbulenten kinetischen Energie, jedoch zu einer Verringerung des mittleren Flüssigphasenanteils im Spritzloch. Ein naheliegender Zusammenhang zwischen großer turbulenter kinetischer Energie und großem Strahlkegelwinkel kann, wie zu sehen, nicht bestätigt werden. Die Tendenzen zwischen den divergenten Varianten sind direkt proportional der Änderung der Düsengeometrie. Ein Zusammenhang zwischen den makroskopischen Strahleigenschaften und der Düseninnenströmung ist somit nicht direkt herzuleiten.

Neben den aus der Simulation eindeutig ableitbaren Parametern Turbulenz (TKE) und Kavitation (Flüssigphasenanteil) ist die dritte, für den Strahlzerfall entscheidende, Kenngröße Profilrelaxation nicht durch einen Kennwert definiert. Anhand der Verteilung der Flüssigphase im Spritzloch lässt sich jedoch auf die Profilrelaxation schließen. So liegt die

Strömung der Düse D1 im Spritzloch auch am Düsenaustritt noch an ausgewählten Stellen an der Wandung an, siehe Abbildung 5.4, wohingegen die Düsen D2 und D3 bereits vollständig von Luft umschlossen sind. Daraus lässt sich schließen, dass es nach dem Düsenaustritt bei Düse D1 noch zu einer den Strahlzerfall unterstützenden Profilrelaxation kommen kann, wohingegen dies bei Düse D2 und D3 nicht auftreten wird. Da Düse D1 den größten Spraykegelwinkel aller divergenten Geometrien aufweist, wird die Profilrelaxation hier als maßgeblicher Strahlaufbruchsmechanismus bewertet. Mit weiter steigender Divergenz steigt die Turbulenz der Spritzlochströmung und gleicht somit die fehlende Profilrelaxation zum Teil, jedoch nie vollständig aus, weshalb der Strahlkegelwinkel auch bei Düse D3 noch unter Düse 1 liegt.

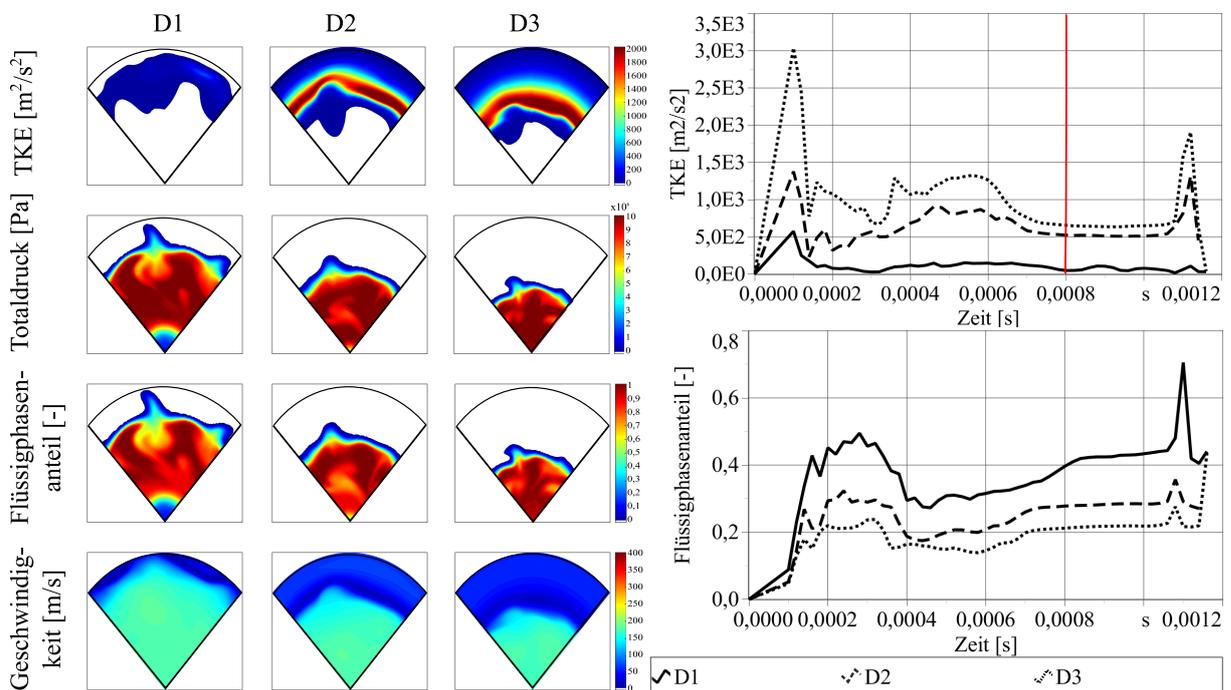


Abbildung 5.4.: Einfluss der Divergenz auf die Düseninnenströmung ($t = 0,8$ ms nach ASB) am Düsenaustritt

Da es keine Untersuchungen zu divergenten Spritzlochgeometrien in der Literatur gibt, ist ein Vergleich zu bisherigen Messungen nicht möglich. Eine Beeinflussung der Strahlparameter mit Hilfe der Divergenz kann jedoch, wie gezeigt werden konnte, erzielt werden und stellt somit einen weiteren Parameter bei der Auslegung zukünftiger Injektoren respektive Spritzlochgeometrien dar.

Einfluss der Spritzlochlänge Abbildung 5.5 stellt die Flüssigphase der gestuften Geometrien für einen ausgewählten Zeitpunkt (1 ms nach ASB) bei 50 und 200 bar Raildruck gegenüber. Sowohl bei 50 als auch bei 200 bar Raildruck ist eine Vergrößerung der Penetration mit steigender Spritzlochlänge erkennbar. Beim Vergleich aller Geometrievarianten,

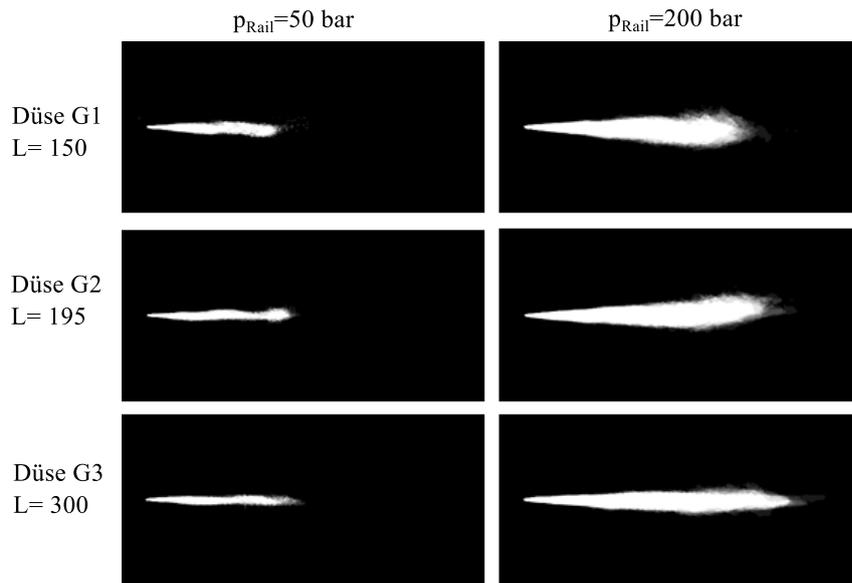


Abbildung 5.5.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der gestuften Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)

siehe Abbildung 5.9 lässt sich feststellen, dass die gestuften Spritzlöcher (GX) die geringste Penetration und den größten Spraykegelwinkel¹ aufweisen. Weiterhin ist festzustellen, dass die gestuften Düsenvarianten einen sehr un stetigen Penetrationsverlauf aufweisen. Es kommt zu Überschneidungen zwischen den einzelnen Verläufen. So weist Geometrie G1, mit dem kürzesten Spritzloch, kurz nach Injektoröffnen die kleinste Penetration auf. Mit Fortschreiten der Sprayfront erfährt diese Geometrie eine geringere Abbremsung, was zu einer erhöhten Penetration führt. Die maximale Penetration der Düse liegt jedoch wiederum deutlich unter den Eindringtiefen der längeren Spritzlochvarianten. Mit steigender Spritzlochlänge (G2 und G3) erhöht sich die Eindringgeschwindigkeit und es findet eine Annäherung an einen linearen Penetrationsverlauf statt. Der Spraykegelwinkel zeigt

Tabelle 5.2.: Makroskopische Strahleigenschaften der gestuften Düsen

Düse	S [mm] 0,5 ms nach ASB		θ_{Mittel} [°] nah		θ_{Mittel} [°] fern	
	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar
G1	34,66	54,58	4,6	6,16	3,5	5,15
G2	32,23	58,94	4,5	6,08	3,4	5,01
G3	30,41	58,45	4,0	5,71	2,9	4,60

hingegen eine eindeutige Abhängigkeit von der Spritzlochlänge. Mit sinkender Spritzlochlänge steigt der Spraykegelwinkel, wie in Abbildung 5.9 (c) und Tabelle 5.2 ersichtlich. Als mögliche Ursache der Penetrationserhöhung und Spraywinkelverringern mit steigender Spritzlochlänge wird die Turbulenz im Spritzloch angesehen.

¹Verglichen werden hier die Varianten mit identischem Eintrittsdurchmesser

Abbildung 5.6 stellt die gemittelten Größen TKE und Geschwindigkeit der gestuften Spritzlöcher aus der Düseninnenströmungssimulation dar. Es ist zu erkennen, dass eine

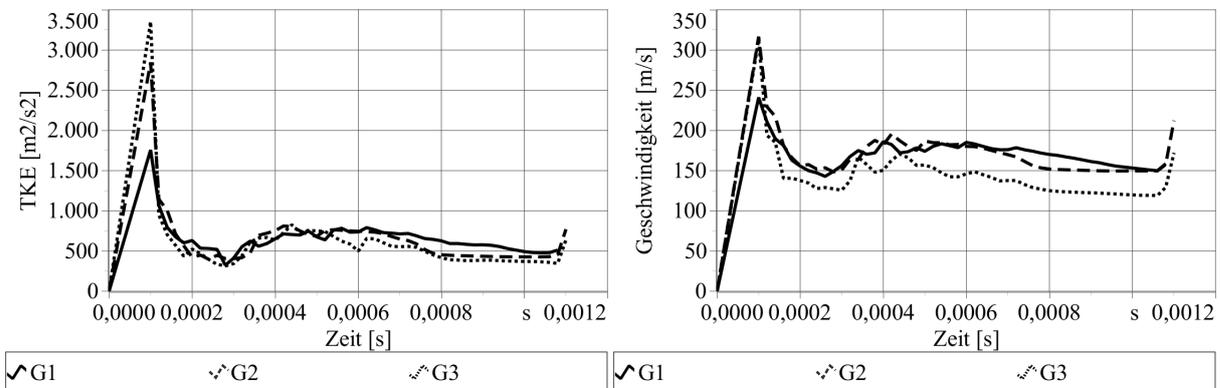


Abbildung 5.6.: Einfluss der Spritzlochlänge auf die Düseninnenströmung am Düsenaustritt

Reduzierung der Spritzlochlänge lediglich im stationären Bereich, von ca. 0,7 ms bis 1,1 ms nach ASB, zu einer Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie führt. Insbesondere Kavitation, die sich am scharfkantigen Spritzlocheintritt ausbildet, führt zu einer Turbulenzerhöhung. Bei kleiner Spritzlochlänge fehlt die Zeit für eine Strömungsberuhigung, sodass es am Spritzlochaustritt bei kleinen l/D -Verhältnissen zu erhöhten radialen und verminderten axialen Geschwindigkeitskomponenten kommt. Durch die allgemein sehr hohen Turbulenzen direkt nach Nadelöffnen, sind die Unterschiede zwischen den Geometrien in der ersten Hälfte der Kurve jedoch sehr gering. Erst bei Beruhigung der Strömung sind die Einflüsse der Düsengeometrie vollständig ausgeprägt. Die in diesem Bereich ebenfalls erhöhte Geschwindigkeit, siehe Abbildung 5.6 rechts, bei kurzem Spritzloch lässt sich auf eine Reduzierung der Wandreibung aufgrund verminderter Spritzlochlänge zurückführen. Aufgrund von dynamischen Vorgängen, wie Kavitation, die durch die Nadelbewegung indiziert werden, kommt es im ersten Drittel der Kurve zu Ablösung der Strömung von der Wand, weshalb der Einfluss der Wandreibung auf die Geschwindigkeit deutlich geringer ist. Anschließend ist zu erkennen, dass die mittlere Geschwindigkeit im Düsenaustritt sich mit steigender Spritzlochlänge verringert. Air-Entrainment als wichtiger Aufbruchmechanismus des Kraftstoffstrahls ist entscheidend von der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Luft abhängig. Durch die erhöhte Geschwindigkeit und Turbulenz bei kürzerem Spritzloch wird der Strahlzerfall unterstützt, was sich in reduzierten Penetrationen und erhöhten Strahlkegelwinkeln zeigt.

Einfluss der Konvergenz In Abbildung 5.7 ist eine Verringerung der Sprayfläche mit steigender Konvergenz zu erkennen. Als Ursache dafür kann neben den Strahlaufbruchsphänomenen der reduzierte Durchfluss aufgrund der Querschnittseinschnürung angegeben werden, siehe Tabelle 3.1.

Sowohl bei 50 bar als auch bei 200 bar (Abbildung 5.9 (d)) Kraftstoffdruck ist eine deutliche Erhöhung der Eindringgeschwindigkeit mit vergrößerter Konvergenz zu erkennen. Die Konvergenz führt nach Bernoulli zu einer Geschwindigkeitssteigerung durch Querschnittseinschnürung und somit einer erhöhten Eindringtiefe. Demgegenüber reduziert sich bei steigender Konvergenz der Strahlkegelwinkel, wie ebenfalls in Tabelle 5.3 dargestellt.

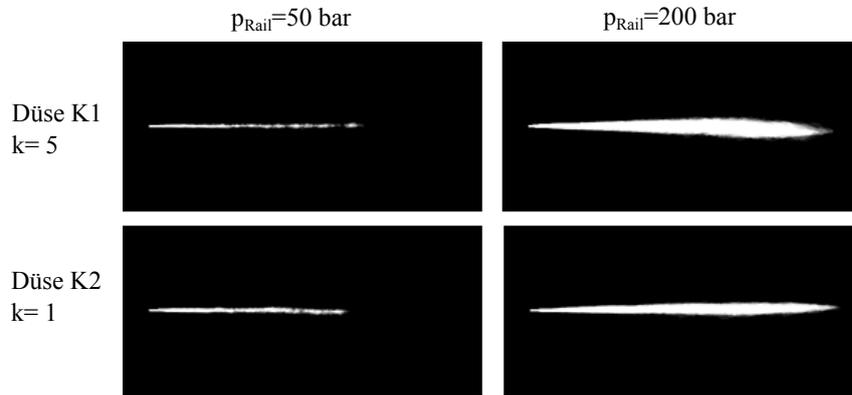


Abbildung 5.7.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der konvergenten Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)

Tabelle 5.3.: Makroskopische Strahleigenschaften der konvergenten Düsen

Düse	S [mm] 0,5 ms nach ASB		θ_{Mittel} [°] nah		θ_{Mittel} [°] fern	
	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar
K1	41,94	71,42	2,7	4,08	1,7	3,15
K2	46,25	79,43	2,2	3,13	1,3	2,55

Da für die stark konvergente Düsen K2 keine transienten Düseninnenströmungssimulationen vorliegen, wird sich hier auf die Auswertung der stationären Simulationsergebnisse beschränkt. In Abbildung 5.8 ist das Geschwindigkeitsprofil und die turbulente kinetische Energie am Düsenaustritt der konvergenten Düsen gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass die Düse K2 durch ein homogeneres Geschwindigkeitsprofil gekennzeichnet ist. Auch im Wandbereich des Spritzloches liegen noch hohe Geschwindigkeiten vor. Ein verstärkter Strahlzerfall aufgrund von Profilrelaxation, wie in Heilig [9] geschlussfolgert, kann demnach ausgeschlossen werden. Weitere Unterschiede in der Düseninnenströmung sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

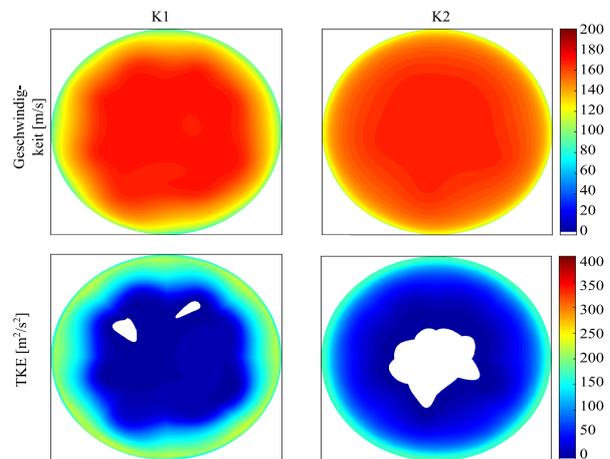
Die turbulente kinetische Energie im Düsenaustritt nimmt bei starker Konvergenz im Mittel deutlich kleinere Werte an und ist örtlich sehr homogen verteilt, siehe Abbildung 5.8, wohingegen diese bei Düse K1 im Wandbereich sehr hohe Werte annimmt und dadurch zu einem verstärkten Strahlzerfall mit großen Strahlkegelwinkeln führt. Der Kraftstoff erfährt durch die starke Strömungseinschnürung der Düsen K2 ($153,71$ m/s) eine Beschleunigung

Tabelle 5.4.: Charakteristische mittlere Kenngrößen im Düsenaustritt der konvergenten Spritzlöcher

Düse	TKE [$\frac{m^2}{s^2}$]	Geschwindigkeit [$\frac{m}{s}$]	Totaldruck [bar]	Flüssigphasenanteil [%]
K1	96,22	149,31	67,50	82
K2	64,94	153,71	83,16	97

gegenüber K1 (149,31 m/s). Diese, den Strahlzerfall unterstützende, Geschwindigkeitserhöhung wird jedoch durch fehlende Turbulenz und einen hohen Flüssigphasenanteil im Spritzloch überlagert (Tabelle 5.4). Durch die Einschnürung kommt es zu einer Druckerhöhung am Spritzlochaustritt gegenüber Düse K1 und dementsprechend zu einem hohen Flüssigphasenanteil (97 %). Insgesamt führt die Überlagerung der aufgezeigten Phänomene zu einem reduzierten Strahlzerfall mit erhöhter Penetration und verringertem Strahlkegelwinkel bei dem Einsatz von stark konvergenten Düsen (K2).

Es kann geschlussfolgert werden, dass Konvergenz einen deutlichen Einfluss auf den Strahlzerfall hat. Dabei sind die entscheidenden Kenngrößen jedoch die Reduzierung der Kavitation der Düse und damit einhergehende Turbulenzreduzierung. Untersuchungen von Schulze [82] unterstützen diese Erkenntnisse. Da im Verbrennungsmotor keine Umgebungsbedingungen herrschen, sondern dieser insbesondere durch hohe Temperaturen und Drücke zum Zeitpunkt der Einspritzung gekennzeichnet ist, wird im Folgenden dieser Einfluss auf die makroskopischen Strahlparameter analysiert. Da es sich hierbei um die Analyse von Injektoren der Benzin-Direkteinspritzung handelt, kommen Drücke und Temperaturen zum Einsatz, die typische Randbedingungen während des Betriebs repräsentieren.

**Abbildung 5.8.:** Einfluss der Konvergenz auf die Düsinnenströmung am Düsenaustritt

Bisherige Erkenntnisse können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- Die Erhöhung des Spritzlochdurchmessers führt bei Übergang von Spritzlochdrosselung zu Nadelsitzdrosselung zu verminderten Eindringtiefen
- Kavitationsentstehung durch Nadelsitzdrosselung führt kaum zu Überhöhung im Strahlkegelwinkel und der aus der Dieseleinspritztechnik bekannten Badewannenkurve
- Raildruckerhöhung führt zu größeren Penetrationen und Strahlkegelwinkeln

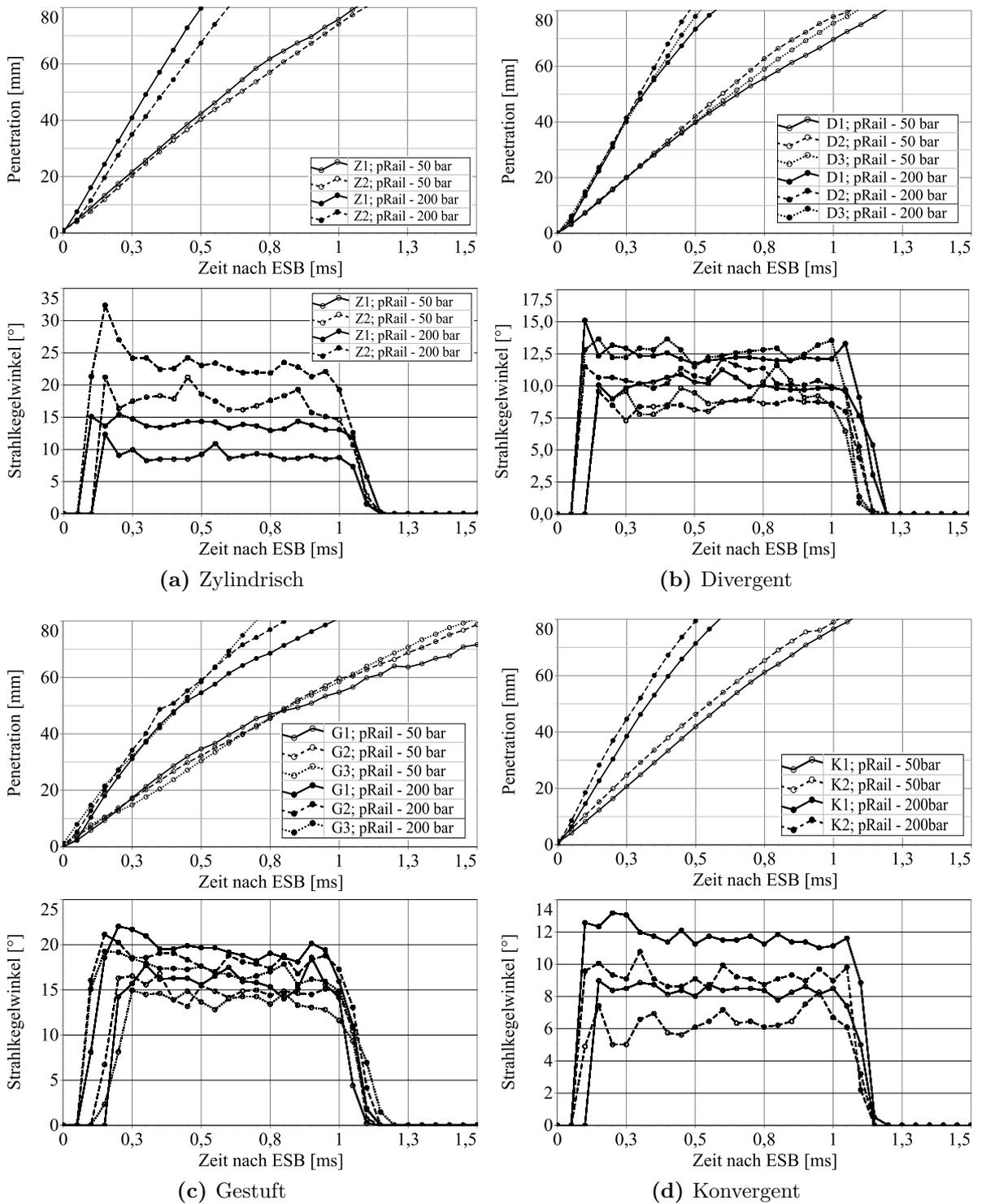


Abbildung 5.9.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung ($t_i = 1 \text{ ms}$; $p_{Kammer} = 1 \text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25 \text{ °C}$; $T_{Injektor} = 25 \text{ °C}$)

- Penetration und Strahlkegelwinkel verhalten sich umgekehrt proportional zueinander
- Divergenz erhöht die Turbulenz und reduziert den Flüssigphasenanteil im Spritzloch
- Konvergenz reduziert die Turbulenz und erhöht den Flüssigphasenanteil im Spritzloch
- Strömungsphänomene innerhalb des Spritzloches führen zu sich unterscheidendem Strahlaufbruch zwischen den divergenten Geometrien
- Reduzierung der Spritzlochlänge führt zu verminderten Eindringtiefen und vergrößerten Spraykegelwinkeln aufgrund erhöhter Turbulenz und Fluidgeschwindigkeit

Einfluss der Temperatur Neben der Kammertemperatur respektive Brennraumtemperatur kann ebenfalls die Kraftstofftemperatur variiert werden. Durch die Einbaulage des Injektors im Zylinderkopf und ein im Kreis fördern des Kraftstoffes und dementsprechend zyklischer Verdichtung kommt es zur Erhöhung der Kraftstofftemperatur. Im Folgenden wird deshalb sowohl der Einfluss der Kraftstofftemperatur, als auch der Brennraumtemperatur für drei typische Betriebstemperaturen analysiert. Diese sind in Tabelle 5.5 gegenübergestellt.

Tabelle 5.5.: Betriebspunkte zur Analyse des Einflusses der Temperatur auf den makroskopischen Strahlerfall

	Referenzpunkt (RP)	BP 1	BP 2	BP 3
Kammerdruck [bar]	1			
Raildruck [bar]	200			
Kammertemperatur [°C]	25	25	75	150
Kraftstofftemperatur [°C]	25	90	90	90

Abbildung 5.10 stellt den Strahlkegelwinkel und die Penetration für die in Tabelle 5.7 aufgeführten Betriebspunkte gegenüber. Dargestellt ist hier die zylindrische Düse Z1. Die Erkenntnisse lassen sich in gleicher Weise auf die übrigen Düsengeometrien übertragen. Der Penetrationsverlauf des Referenzpunktes zeigt einen linearen Verlauf mit der Zeit. Sowohl die Erhöhung der Kraftstoff- als auch der Kammertemperatur führen demgegenüber zu einer Reduzierung der Penetration und einer Abweichung vom linearen Anstieg der Kurve. Eine Erhöhung der Kraftstofftemperatur (BP1) führt zu einer Reduzierung der Eindringtiefe ab ca. 70 mm. Der bis dahin identische Verlauf zu RP weist einen starken Knick auf. Die erhöhte Kraftstofftemperatur reduziert nach dem d^2 -Gesetz, siehe Abschnitt Verdampfung 2.3, die Aufheizphase des Tropfens und reduziert somit die Zeit für Verdunstung bzw. Verdampfung. Da die Umgebungstemperatur jedoch sehr gering ist, und der Siedepunkt (99 °C) unterschritten wird, sind die Unterschiede zum Referenzpunkt jedoch sehr gering. Wie zu erwarten sind die Spraykegelwinkel, siehe auch Tabelle 5.6, in

10 und 15 mm identisch zwischen BP1 und RP, da die Penetration in diesem Bereich ebenfalls keine Unterschiede aufweist.

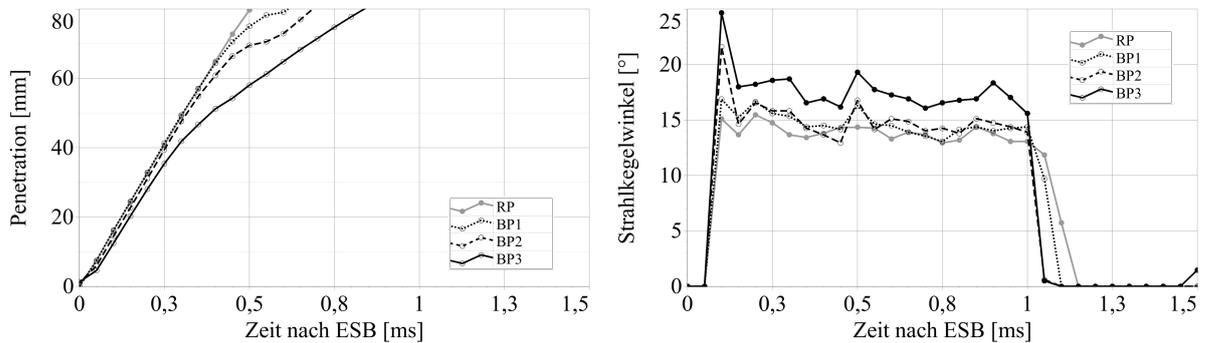


Abbildung 5.10.: Einfluss der Temperatur auf die makroskopischen Strahlparameter

Eine zusätzliche Erhöhung der Kammertemperatur auf 75 °C (BP2) führt zu einer Reduzierung der Penetration die im Vergleich zu BP1 deutlich eher einsetzt. Bereits ab 55 mm Abstand von der Düse kommt es zu einer Abweichung vom linearen Verlauf und bei ca. 70 mm weist der Penetrationsverlauf einen deutlichen Knick auf, der eine schlagartige Verdampfung des Kraftstoffes vermuten lässt. Die durch die erhöhte Kraftstofftemperatur bereits reduzierte Aufheizphase des Tropfens wird durch die Kammertemperatur vom 75 °C weiter unterstützt. Ebenfalls erhöht sich der Verdampfungskoeffizient β und reduziert somit die Verdampfungszeit. Sowohl der düsennahe als auch der düsenferne Strahlkegelwinkel werden durch eine Kammertemperatur von 75 °C nicht beeinflusst.

Tabelle 5.6.: Makroskopische Strahleigenschaften der Düse Z1 bei Variation der Temperatur

Betriebspunkt	Penetration 0,5 ms	θ_{Mittel} [°] nah	θ_{Mittel} [°] fern
RP	79,71	4,7	3,9
BP1	75,01	4,9	4,1
BP2	69,49	4,8	3,6
BP3	58,05	5,7	4,1

Gegenüber den bisher analysierten Temperatureinflüssen kommt es bei 150 °C Kammer-temperatur (BP3) zu einer deutlichen Beeinflussung sowohl der Penetration, als auch des Strahlkegelwinkels. Bereits ab Strahlaustritt ist eine Reduzierung der Penetration zu erkennen, wobei bei ca. 40 mm nochmals eine Reduzierung des Anstiegs zu erkennen ist, die bei 0,5 ms nach ASB zu einer Reduzierung der Penetration um mehr als 25 % im Vergleich zum Referenzpunkt führt. Die Verdampfung wird durch die Steigerung der Kammer-temperatur deutlich verstärkt. Weiterhin steigt der Strahlkegelwinkel (von 15° auf ca. 18°) ebenfalls deutlich an, siehe Abbildung 5.10, rechts. Durch die Steigerung der Umgebungs-temperatur auf 150 °C, die somit deutlich über der Siedetemperatur von 99 °C liegt, kommt es direkt nach Düsenaustritt zum schlagartigen Verdampfen der Kraftstofftropfen. Die damit verbundene Volumenerhöhung führt zur Erhöhung des Strahlkegelwinkels

bei gleichzeitiger Reduzierung der Penetration aufgrund des Luftwiderstandes und vermindertem Impuls der Kraftstofftropfen.

Es ist somit zusammenzufassen, dass die Erhöhung sowohl der Kraftstoff- als auch der Kammertemperatur die Verdampfung begünstigen. Eine deutliche Beeinflussung ist jedoch erst bei Überschreitung der Siedetemperatur des Fluides zu erkennen.

Einfluss des Druckes Der Einfluss des Raildruckes wurde bereits analysiert, mit der Erkenntnis, dass eine Anhebung des Raildruckes zu einer vergrößerten Penetration durch erhöhte Kraftstoffgeschwindigkeit und einen erhöhten Strahlkegelwinkel durch vergrößerte Turbulenz und Luft-Kraftstoff-Interaktion führt. Im folgenden soll nun der Einfluss des Gegen- bzw. Brennraumdruckes analysiert werden. Da es bei der Benzin-DI sowohl zu einer Einspritzung während der Ansaugphase als auch zu späten Einspritzungen während der Kompression kommen kann, werden sowohl Unter- als auch Überdrücke analysiert. Die untersuchten Betriebspunkte sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Tabelle 5.7.: Betriebspunkte zur Analyse des Einflusses des Druckes auf den makroskopischen Strahlzerfall

	Referenzpunkt (RP)	BP 1	BP 2	BP 3
Kammerdruck [bar]	1	0,4	0,8	2,0
Raildruck [bar]	200			
Kammertemperatur [°C]	25			
Kraftstofftemperatur [°C]	25			

Abbildung 5.11 stellt den Strahlkegelwinkel und die Penetration für die in Tabelle 5.7 aufgeführten Betriebspunkte gegenüber. Es ist zu erkennen, dass die Penetration der Betriebspunkte RP, BP1 und BP2 sich kaum voneinander unterscheiden. Auch der Strahlkegelwinkel weist nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Betriebspunkten auf. Für eine genauere Analyse wird deshalb auf die in Tabelle 5.8 aufgeführten Werte zurückgegriffen.

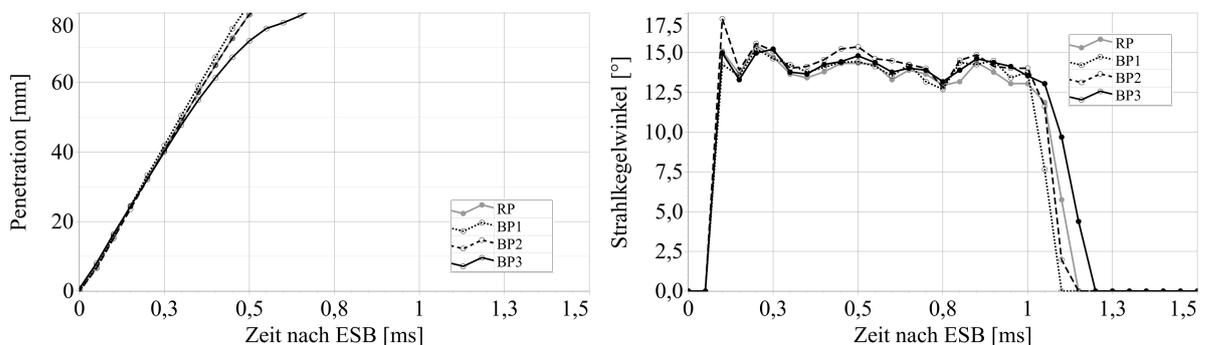


Abbildung 5.11.: Einfluss des Druckes auf die makroskopischen Strahlparameter

Bei 0,5 ms nach ASB weist BP1 (0,4 bar Kammerdruck) eine um ca. 3 mm größere Penetration als die Referenz auf wohingegen BP2 (0,8 bar Kammerdruck) keine Unterschiede

in der Penetration zum Referenzpunkt aufweist. Die Verringerung des Kammerdruckes führt ebenfalls zu einer Reduzierung des düsennahen und düsenfernen Strahlkegelwinkels, die jedoch sehr gering ist. Grundsätzlich lässt sich sagen, dass motorrelevante Unterdrücke nur einen sehr geringen Einfluss auf die Strahlparameter haben. Grund dafür ist eine sehr geringe Steigerung der Druckdifferenz zwischen Düsenein- und austritt und somit einer marginalen Erhöhung der Bernoulli-Geschwindigkeit. Die Druckdifferenz ist überlagert von dem hohen Raildruck (200 bar), sodass der Einfluss des Unterdruckes vernachlässigbar ist. Bei 50 bar Raildruck ist ein größerer Einfluss des Unterdrucks zu erwarten. Da es bei Neuentwicklungen von Benzin-DI-Einspritzsystemen jedoch die Tendenz zu höheren Raildrücken gibt [120, 121], ist der Einfluss von Unterdrücken auf den Strahlzerfall sehr gering.

Tabelle 5.8.: Makroskopische Strahleigenschaften der Düse Z1 bei Variation des Druckes

Betriebspunkt	Penetration 0,5 ms	θ_{Mittel} [°] nah	θ_{Mittel} [°] fern
RP	79,71	4,7	3,9
BP1	82,73	4,6	3,7
BP2	79,58	4,8	3,9
BP3	71,97	4,9	4,3

Betriebspunkt 3 weist einen Kammerüberdruck von 2 bar (absolut) auf. Dieser führt, siehe Abbildung 5.11, zu einer sichtbaren Reduktion der Penetration und einer Entfernung vom linearen Verlauf der Eindringtiefe hin zu einer Wurzelfunktion. Dadurch kommt es bei 0,5 ms nach ASB zu einer Reduzierung der Eindringtiefe um ca. 10% (8 mm). Ursache dafür ist, wie bereits beschrieben, die Reduzierung der Druckdifferenz zwischen Raildruck und Kammerdruck und somit einer Verringerung der Bernoulligeschwindigkeit des Kraftstoffstrahls. Dies wird unterstützt durch eine leichte Erhöhung des Strahlkegelwinkels, siehe Tabelle 5.8 und somit einem Vergrößerten Widerstand gegenüber dem Umgebungsmedium. Es lässt sich zusammenfassen, dass der Einfluss des Unterdruckes vernachlässigbar ist, wohingegen Überdrücke zu einer merklichen Reduzierung der Penetration führen.

5.1.2. Tropfengröße und -geschwindigkeit

Neben den makroskopischen Strahleigenschaften Penetration und Strahlkegelwinkel ist die Tropfengröße ein entscheidendes Maß für die Güte des Kraftstoffsprays. Durch eine möglichst geringe Tropfengröße wird die Verdampfung begünstigt und somit Emissionen reduziert, da es neben der eigentlichen Verdampfung des aus der Düse austretenden Kraftstoffes ebenfalls sehr schnell zum Abdampfen von Kraftstoff kommt, der Brennraumwände oder andere Komponenten benetzt hat. Die Ermittlung der Tropfengröße findet mit Hilfe der PDA Messtechnik in einem Abstand von 29 mm von der Düsen spitze statt, siehe Abschnitt 3.1.4. Ausgewertet wird im Folgenden der mittlere Tropfendurchmesser und die

mittlere Tropfengeschwindigkeit aller gemessener Tropfen einer Düse und die Verteilungen der Tropfengrößen und -geschwindigkeiten. Weiterhin wird der Sauterdurchmesser ausgewertet, der das Verhältnis aus Tropfenvolumen zu Tropfenoberfläche des Partikelkollektivs widerspiegelt und ein charakteristisches Maß für Vorgänge an der Tropfenoberfläche ist.

Einfuss des Spritzlochdurchmessers

In Abbildung 5.12 (a) ist die Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung der zylindrischen Düsen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass es leichte Unterschiede in der Tropfengrößenverteilung und deutliche Unterschiede in der Tropfengeschwindigkeitsverteilung gibt. Entgegen den Penetrationsverläufen, weist Düse Z2 höhere mittlere Tropfengeschwindigkeiten auf, wie aus Tabelle 5.9 ersichtlich. Die Analyse der örtlichen Verteilung der mittleren Geschwindigkeit auf einer Linie durch das Sprayzentrum, siehe Abbildung 5.13, kann als Erklärung herangezogen werden. Aufgrund der Eingrenzung des Messbereichs auf eine einheitliche Größe wurden Tropfen im Randbereich der Düse Z2 aufgrund deren größerer Sprayfläche nicht mit erfasst (Messort 1 und 6). Tropfen im Randbereich weisen aufgrund der hohen Luft-Kraftstoff-Interaktion eine geringe Geschwindigkeit, jedoch eine hohe Anzahl auf. Die Vernachlässigung dieser Tropfen der Düse Z2 führt zu einer Verschiebung der Tropfengeschwindigkeitsverteilung hin zu größeren Geschwindigkeiten. Die Ortsverteilung zeigt jedoch auch, wie bereits aus dem Penetrationsverlauf bekannt, dass die maximale mittlere Geschwindigkeit der Düse Z1 (ca. 78 m/s) deutlich über der von Z2 (ca. 65 m/s) liegt. Die Ergebnisse aus den Penetrationsanalysen können somit bestätigt werden.

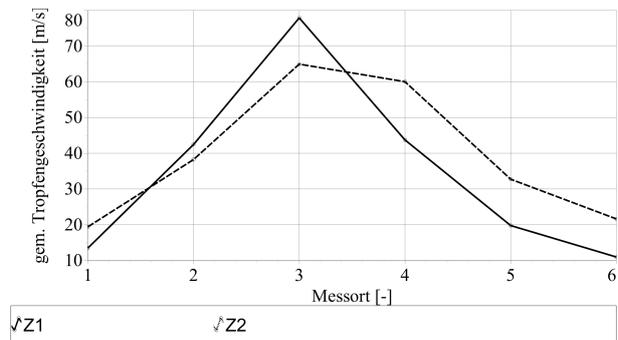


Abbildung 5.13.: Örtliche Verteilung der Geschwindigkeit im Spray

Tabelle 5.9.: Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der zylindrischen Düsen

Düse	$d_{10}[\mu m]$		$d_{32}[\mu m]$		$v_{10}[m/s]$	
Raildruck [bar]	50	200	50	200	50	200
Z1	6,86	4,27	22,74	12,83	38,51	38,21
Z2	7,23	5,24	23,64	14,31	42,46	40,18

Durch eine Reduzierung des Spritzlochdurchmessers kann eine leichte Reduzierung des mittleren (d_{10}) bzw. Sauter-Durchmessers (d_{32}) erreicht werden, siehe Tabelle 5.9. Aufgrund der Reduzierung des Austrittsdurchmessers reduziert sich der initiale Tropfendurchmesser bei Düsenaustritt, wie bereits in der Literatur beschrieben [59, 73, 95].

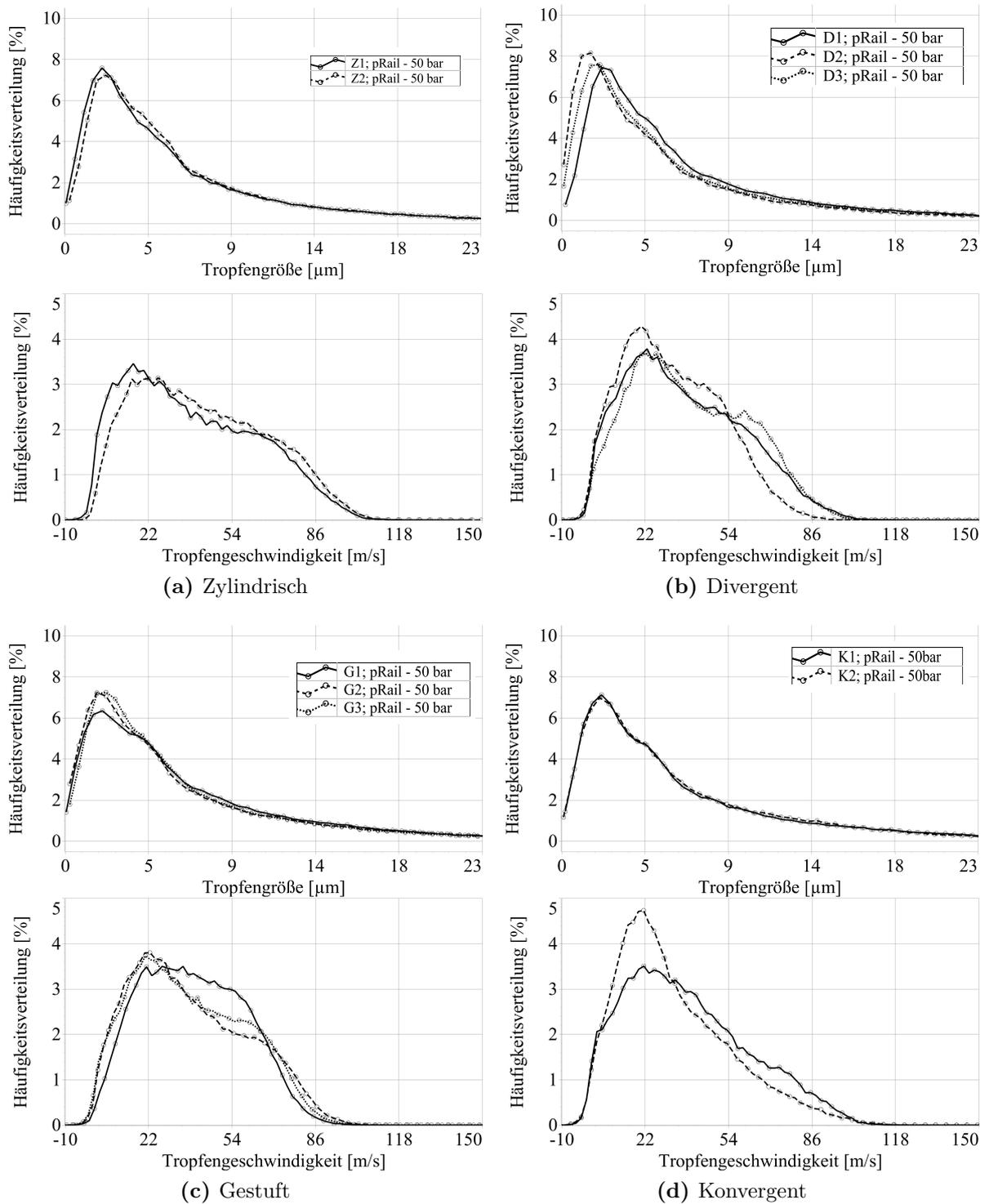


Abbildung 5.12.: Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Tropfengröße und -geschwindigkeit ($t_i = 1 \text{ ms}$; $p_{Kammer} = 1 \text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25 \text{ °C}$; $T_{Injektor} = 25 \text{ °C}$)

Es ist ein deutlich stärkerer Einfluss des Raildrucks auf den Tropfendurchmesser erkennbar, siehe Tabelle 5.9. Bei der Anhebung des Raildrucks von 50 bar auf 200 bar reduziert sich der Sauterdurchmesser der Düse Z1 um 44 % und der Düse Z2 um 39 %. Es kann somit ein sehr starker Einfluss des Raildrucks auf den Tropfendurchmesser nachgewiesen werden.

Einfluss der Divergenz In Abbildung 5.12 (b) sind die Ergebnisse der PDA-Messungen der divergenten Düsen dargestellt. Es ist eine deutliche Beeinflussung sowohl der Tropfengrößen- als auch der Tropfengeschwindigkeitsverteilung zu erkennen.

Tabelle 5.10.: Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der divergenten Düsen

Düse	$d_{10}[\mu m]$		$d_{32}[\mu m]$		$v_{10}[m/s]$	
Raildruck [bar]	50	200	50	200	50	200
D1	7,24	4,49	23,74	13,53	37,11	37,51
D2	6,30	4,17	25,35	13,92	32,32	38,98
D3	7,04	4,65	26,61	13,80	39,12	42,51

Die mittlere divergente Düse weist den kleinsten mittleren Durchmesser (6,3 bzw. 4,17 μm) auf, was im Histogramm an einer Verschiebung nach links erkennbar ist. Die übrigen divergenten Geometrien weisen einen leicht größeren mittleren Durchmesser auf. Diese, non-lineare Abhängigkeit von der Divergenz der Düsen ist bereits bei den makroskopischen Strahlparametern beobachtet worden und kann hiermit bestätigt werden. Auch die Analyse der Tropfengeschwindigkeit zeigt ein Minimum von 32,32 m/s bei 50 bar Kraftstoffdruck bei mittlerer Divergenz (D2). Im Widerspruch dazu, weist Düse D2 jedoch die größte Penetration auf. Es ist somit festzustellen, dass bei den divergenten Düsen keine direkte Abhängigkeit zwischen der Tropfengeschwindigkeit und der Penetration besteht. Beim Vergleich der divergenten Geometrien mit der zylindrischen ist festzustellen, dass die divergenten Düsen im Mittel größere Tropfengrößen aufweisen. Wie bereits bei den zylindrischen Geometrien ist eine deutliche Reduzierung der Tropfengröße mit steigendem Raildruck erkennbar. Das Potential zur Reduzierung der Tropfengröße mit erhöhtem Raildruck steigt mit Vergrößerung der Divergenz. So kann bei Düse D1 eine Reduzierung um ca. 41 % erreicht werden, bei Düse D2 um 45 % und bei Düse D3 eine Reduzierung um 48 % des Sauterdurchmessers.

Einfluss der Spritzlochlänge In Abbildung 5.12 (c) ist die Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung der gestuften Düsen dargestellt. Zwischen den gestuften Geometrien ist keine einheitliche Tendenz in der Tropfengröße feststellbar. Zwischen den Raildrücken und bei Unterscheidung zwischen mittlerem arithmetischem Durchmesser und Sauterdurchmesser gibt es wechselnde Tendenzen zwischen den Geometrien. Grundsätzlich lässt sich im Vergleich mit der zylindrischen Geometrie feststellen, dass eine Stu-

fenbohrung bzw. eine Reduzierung der Spritzlochlänge zu einer Reduzierung des Tropfendurchmessers beiträgt. Insbesondere der Sauterdurchmesser weist im Mittel einen um $1 \mu\text{m}$ kleinen Durchmesser im Vergleich zu Z1 auf, siehe Tabelle 5.11.

Tabelle 5.11.: Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der gestuften Düsen

Düse	$d_{10}[\mu\text{m}]$		$d_{32}[\mu\text{m}]$		$v_{10}[\text{m/s}]$	
Raildruck [bar]	50	200	50	200	50	200
G1	7,04	4,36	20,85	12,02	37,67	40,90
G2	6,75	4,47	21,62	11,34	37,69	45,13
G3	6,94	4,45	22,95	11,33	39,04	44,21

Bei Vernachlässigung des Ausreißers in der mittleren Geschwindigkeit bei D3 und 50 bar ist eine Steigerung der Tropfengeschwindigkeit mit steigender Spritzlochlänge erkennbar. Da mit steigender Spritzlochlänge ebenfalls eine Steigerung der Penetration beobachtet werden konnte, ist von einem Zusammenhang dieser Kenngrößen auszugehen. Wie bereits dargestellt sind die hier ermittelten mittleren Geschwindigkeiten nicht repräsentativ, da insbesondere im Randbereich des Sprays viele Tropfen sehr geringer Geschwindigkeit vorliegen, auf die der mittlere Tropfendurchmesser sehr sensitiv reagiert. Insbesondere bei sich unterscheidenden Spraykegelwinkeln, wie sie bei den gestuften Geometrien vorliegen, kann es zur Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung von Tropfen im Randbereich kommen, die die Aussagekraft der mittleren Geschwindigkeit negativ beeinflussen. Dies ist insbesondere im Histogramm zu erkennen, da dort große Geschwindigkeitsanteile im Bereich von 20 m/s vorliegen. Diese im Randbereich befindlichen Tropfen sind jedoch nicht ausschlaggebend für die maximale Penetration des Sprays. Durch die Anhebung des Kraftstoffdruckes kommt es bei den gestuften Düsen ebenfalls zu einer deutlichen Reduzierung des Sauterdurchmessers von ca. 42 % (G1), 47,5 % (G2) und 50 % (G3). Die gestuften Düsen weisen somit das größte Potential aller Geometrien zur Reduzierung des Sauterdurchmessers mit steigendem Raildruck auf.

Einfluss der Konvergenz In Abbildung 5.12 (d) sind die Ergebnisse der PDA-Messungen der konvergenten Düsen dargestellt. Bei 50 bar Kraftstoffdruck sind keine Unterschiede in der Tropfengrößenverteilung der konvergenten Varianten zu erkennen. Jedoch zeigt der Sauterdurchmesser, dargestellt in Tabelle 5.12, bereits eine Reduzierung des Durchmessers durch Konvergenz um ca. $2 \mu\text{m}$ auf. Bei 200 bar Kraftstoffdruck ist der positive Einfluss der Konvergenz auf den mittleren arithmetischen Mittelwert der Tropfengröße ebenfalls zu erkennen. Durch Konvergenz ergibt sich eine Reduzierung um ca. $0,5 \mu\text{m}$ bzw. 12 %. Es lassen sich somit mit konvergenten Düsen die geringsten Tropfengrößen aller Geometrievarianten erzielen. Wie bereits dargestellt ist die Aussagekraft der Geschwindigkeitsverteilung nicht gegeben., weshalb hier auf die Analyse der Ergebnisse verzichtet wird.

Tabelle 5.12.: Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der konvergenten Düsen

Düse	$d_{10}[\mu m]$		$d_{32}[\mu m]$		$v_{10}[m/s]$	
Raildruck [bar]	50	200	50	200	50	200
K1	7,19	4,51	22,75	12,63	37,93	38,31
K2	6,90	3,97	20,83	12,62	33,07	37,07

Die Erhöhung des Raildrucks führt auch bei den konvergenten Geometrien zu einer signifikanten Reduzierung der Tropfengröße. Durch die Anhebung auf 200 bar kann eine SMD Reduzierung um ca. 44 % (K1) bzw. 39 % (K2) erreicht werden. Die bereits sehr geringen Sauterdurchmesser bei K2 reduziert das Potential einer Raildruckerhöhung.

5.2. Strahlaufbruch des düsennahen Einspritzstrahls

Die Analyse des düsennahen Strahlaufbruchs findet anhand der in Abschnitt 3.1.5 eingeführten Messtechnik sowie dem Schattenverfahren (siehe Transparentdüsen) statt. Die Schattenverfahren-Messungen wurden im Rahmen einer Kooperation am Institut für Technische Verbrennung der Leibniz Universität Hannover durchgeführt [104]. Der Bildausschnitt unter der Düsen Spitze weist dabei eine Größe von ca. 3,4 x 2,8 mm auf. Durch die sehr kurze Belichtungszeit und sehr hohe Aufnahme Frequenz können dynamische Vorgänge im Bereich des primären Strahlaufbruchs visualisiert werden. Nachfolgend werden die Strahlstruktur und die Strahlparameter im düsennahen Bereich ausgewertet.

5.2.1. Strahlstruktur

Die Analyse der Strahlstruktur kann für unterschiedliche Zeitpunkte der Einspritzung stattfinden. Nachfolgend wird zwischen der initialen Strahlausbreitung, während der Nadelöffnung, der stationären Phase des Nadelhubs und der Phase bei bzw. nach Nadel schließen unterschieden.

Die erste Phase der Strahlausbreitung (0,2 bis 0,3 ms nach ASB) ist geprägt von einer schnellen Ausbreitung des Strahls innerhalb des Bildbereichs. Der initiale Strahl ist sehr kompakt und weist einen flüssigen Kern auf. Zu erkennen ist dies an geringen Intensitäten im zentralen Strahlbereich, die auf fehlenden Phasenübergang zurückzuführen sind, siehe Abbildung 5.14 - 0,25 ms nach ASB. Bisherige Modelle der Break-Up Länge nach Hiroyasu [96] und Yule [48], siehe Gleichung 2.43 und 2.44, die eine Strahlaufbruchslänge von ca. 23 mm bzw. 19 mm voraussagen können somit nicht bestätigt werden. Die hier vorliegende Untersuchung zeigt Break-Up Längen von ca 200 bis 300 μm auf.

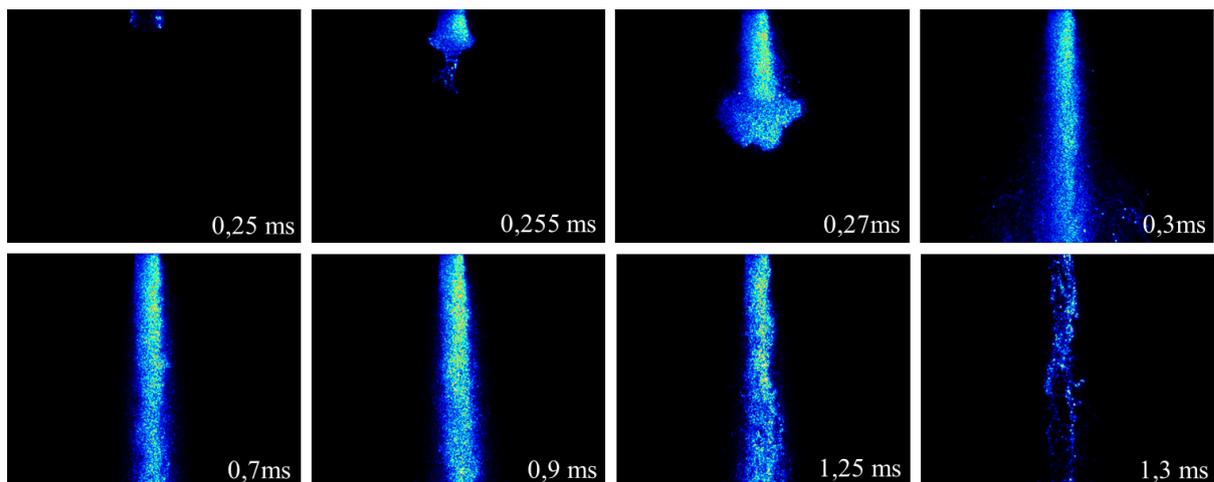


Abbildung 5.14.: Rohaufnahmen im düsenahen Bereich der Düse D3 bei zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB ($p_{Rail} = 100 \text{ bar}$; $p_{Kammer} = 1 \text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25 \text{ °C}$; $T_{Injektor} = 25 \text{ °C}$)

Folgend kommt es zum Aufbrechen des Strahls in erste Tropfen und Ligamente, wobei unterschiedliche Phänomene zu erkennen sind, siehe Abbildung 5.15.

So kommt es zum Teil zu einem sehr schlagartigen Aufbruch des Strahls, siehe Bild (a).

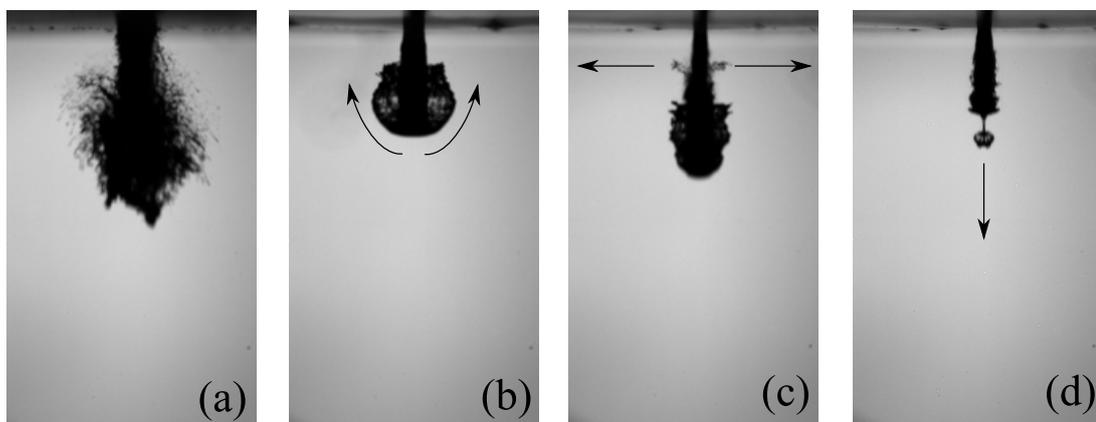


Abbildung 5.15.: Initialer Aufbruch bei 50 bar Kraftstoffdruck nach [104]

Zu erkennen ist dies an dem sehr großen Durchmesser ca. 1,5 mm nach Düsenaustritt. Ursache dafür kann die Implosion von Gasblasen sein, die aufgrund von Kavitation innerhalb der Düse auftreten und durch den Druckanstieg nach Düsenaustritt kollabieren. Eine weitere Ursache für das schlagartige Aufreißen des Sprays kann die Expansion von Luft sein. Durch die Aufwärtsbewegung der Nadel entsteht im Spritzloch ein Unterdruck, der zum Ansaugen von Luft führt [9]. Diese Luft wird nachfolgend durch anliegenden Kraftstoffdruck komprimiert. Bei sich einstellendem Massenstrom im Spritzloch wird die Luftblase aus dem Spritzloch heraustransportiert und durch den schlagartigen Druckabfall expandiert diese. Dies hat ein Aufreißen des Kraftstoffstrahls zur Folge. Ein weiteres

Phänomen, welches zu beobachten ist und auf die Implosion von Gasblasen zurückgeführt werden kann, sind sogenannten Jets (d). Damit werden Freistrahlen bezeichnet, die sich aus der Sprayfront lösen und aufgrund Ihrer sehr hohen Geschwindigkeit das Spray in axialer Richtung überholen. Dieses bereits durch Meingast und Eifler [31, 122] beobachtete Phänomen tritt überwiegend bei geringen Gegendrücken auf und kann auch bei den hier durchgeführten Untersuchungen beobachtet werden, siehe Abbildung 5.14 0,255 ms nach ASB.

Demgegenüber weisen Protrusionen eine 90° zur Sprayachse ausgerichtete Ausbreitungs-

Tabelle 5.13.: Anzahl von Zerfallsphänomenen im düsennahen Bereich bei 10 Messungen ($p_{Rail} = 50$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Düse	Z1	Z2	D1	D2	D3	G1	G2	G3	K1	K2
schlagartiger Zerfall	2	5	0	1	2	10	10	10	2	1
Jets	0	4	0	0	3	0	0	0	2	0
Protrusionen	0	0	0	0	0	0	0	0	1	2
Pilzstruktur	7	5	10	9	5	0	0	0	6	7

geschwindigkeit auf und sind ebenfalls auf die Implosion von Gasblasen zurückzuführen, wie in Abbildung 5.15 (c) dargestellt. Ein vermehrtes Auftreten von Protrusionen und Jets kann demnach als Maß für Kavitation innerhalb der Düse herangezogen werden [31]. Ein drittes zu erkennendes Phänomen sind sogenannte Pilzformungen, siehe Bild (b). Dabei wird der aus dem Spritzloch initial austretende Kraftstoff radial abgelenkt und stark abgebremst. Hervorgerufen wird dies durch geringe Profilrelaxation, bei ebenfalls geringer Kavitationsneigung und gleichzeitigem Impulsaustausch mit der Luft [53]. Diese pilzartige Struktur, die oberhalb durch einen sehr schlanken Strahl gekennzeichnet ist, zerfällt bei weiter fortschreitender Strahlfront. Grund dafür ist eine erhöhte Geschwindigkeit des nachfolgenden Sprays durch verminderten Luftwiderstand und Entdrosselung im Nadelsitz, die zum Zusammenstoß und Impulsaustausch zwischen diesen Spraybereichen führt. Tabelle 5.13 listet die Häufigkeit der genannten Phänomene in Abhängigkeit der Düsengeometrie auf.

Es ist zu erkennen, dass es eine geometrieabhängige Auftretenswahrscheinlichkeit von den düsennahen Strahlaufbruchsmechanismen gibt. So weisen die gestuften Geometrien bereits bei 50 bar Kraftstoffdruck einen schlagartigen Zerfall auf. Demgegenüber kommt es bei den übrigen Geometrien nur sehr selten zum schlagartigen Zerfall des Kraftstoffstrahls direkt nach Düsenaustritt, wobei die Vergrößerung der Divergenz die Neigung zu schlagartigem Zerfall leicht erhöht. Jets treten sehr zufällig auf und sind bei allen Geometrievarianten, ausgenommen der gestuften Varianten, anzutreffen. Protrusionen treten lediglich bei den konvergenten Varianten auf. Da Kavitation dort reduziert wird, ist davon auszugehen, dass Protrusionen in diesem Fall nicht von Gasblasen innerhalb des Kraftstoffstrahls hervorgerufen werden, sondern das Resultat starker Zerfallskräfte aufgrund des Druckabfalls und damit der Volumenerhöhung nach Düsenaustritt darstellen. Bei den

Geometrien zylindrisch, divergent und konvergent sind vermehrt pilzartige Strukturen im düsennahen Bereich zu erkennen. Der aus dem Spritzloch initial austretende Kraftstoff weist aufgrund der Nadelsitzdrosselung eine geringe Geschwindigkeit auf und wird durch die umgebende Luft zusätzlich abgebremst und von dem nachfolgenden Kraftstoff seitlich abgelenkt. Insofern der nachfolgende Kraftstoff den Pilz durchbricht, kommt es auch dort zum schlagartigen Zerfall der pilzartigen Struktur.

Der weitere Strahlaufbruch unterscheidet sich nachfolgend erheblich, sowohl zwischen den Düsen, als auch zwischen den Einspritzungen einer Düse, siehe Abbildung 5.16. Bereits nach Düsenaustritt kommt es zu starken radialen Aufbruchsmechanismen mit einer hohen Anzahl von entstehenden Tropfen und Ligamenten.

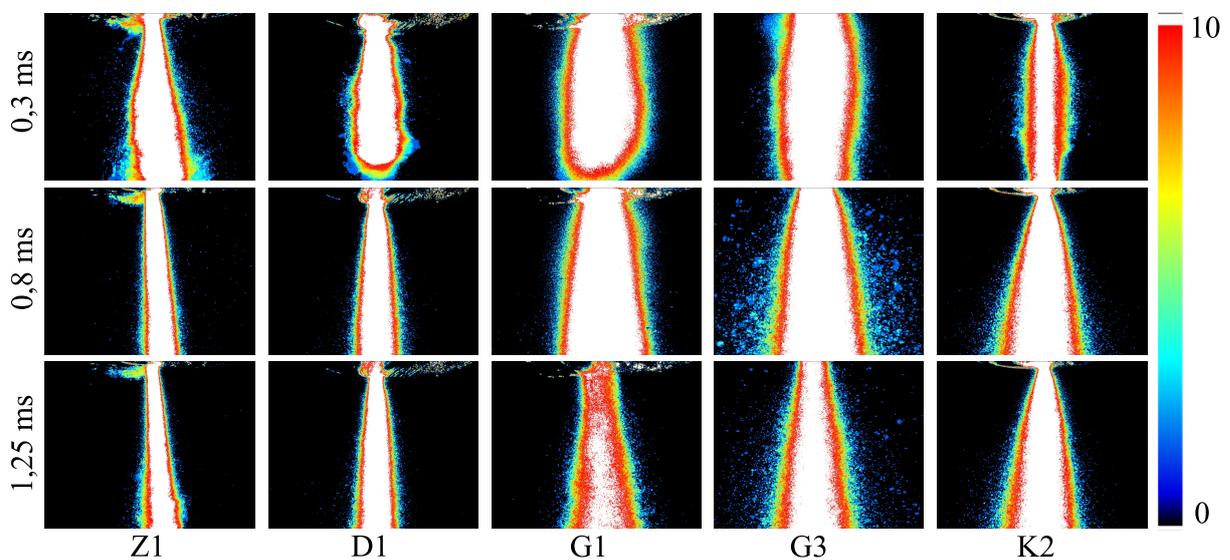


Abbildung 5.16.: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Tropfen im düsennahen Bereich zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB ($p_{Rail} = 100\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Wie in Abbildung 5.16 zu erkennen, in welchem die binarisierten Aufnahmen einer Einspritzzeitpunktes summiert dargestellt sind, kommt es im Bereich des düsennahen Strahlaufbruchs zu erheblichen zyklischen Schwankungen (farbiger Bereich). Insbesondere im Bereich der Nadelöffnung, jedoch auch im Bereich des Schließens sind große Schuss-zu-Schuss Abweichungen in der Strahlstruktur zu erkennen. Die stationäre Phase der Nadelbewegung (0,3 bis 1,1 ms nach ASB) ist gekennzeichnet von reduzierten zyklischen Schwankungen und einem schlanken Einspritzstrahl. Aus dem kompakten Einspritzstrahl treten vermehrt Tropfen kleinen Durchmessers hervor. Die Struktur des Strahls zeigt darüber hinaus geometrieübergreifend keine Auffälligkeiten.

Das Ende der Bestromung geht mit dem Schließen der Nadel über eine Federkraft und somit deutlich langsamer im Vergleich zum Nadelöffnen vonstatten. Die dadurch bedingte Drosselung im Nadelsitz und Durchflussminderung nimmt dadurch einen längeren Zeitraum von ca. 1,1 bis 1,3 ms nach ASB ein. In diesem Bereich ist das Spray von stärkeren zyklischen Schwankungen und einem Aufweiten des Strahls gekennzeichnet.

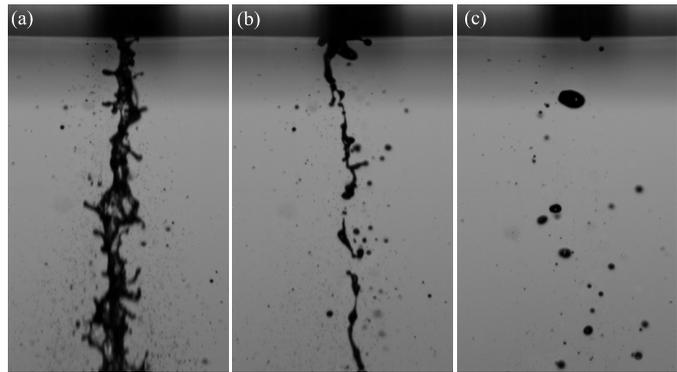


Abbildung 5.17.: Kraftstoffspray bei bzw. nach Nadelschließen [104]

Durch Nadelsitzdrosselung bei weiterhin hohen Strömungsgeschwindigkeiten kommt es zu vermehrter Kavitation und Turbulenz, die eine Vergrößerung des Strahldurchmessers und den beschriebenen vergrößerten zyklischen Schwankungen führt. Das sich ausbildende Spray während des Schließvorgangs ist exemplarisch anhand Düse G3 in Abbildung 5.17 dargestellt. Mit weiter fortschreitender Verkleinerung des durchströmten Ringspalt kommt es zur Durchflussminimierung mit reduzierten Intensitäten und einem Abreißen des durchgehenden Strahls (Bild (a)). Nachfolgend treten über einen langen Zeitraum weiterhin Ligamente (b) und Tropfen (c) aus dem Spritzloch aus, die im Spritzloch verbliebene Kraftstoffreste darstellen, jedoch einen sehr geringen Impuls aufgrund des fehlenden Druckgefälles aufweisen. Dementsprechend weisen diese Tropfen und Ligamente einen großen Durchmesser bzw. Länge auf und beeinflussen die Emissionsgenese im Motor somit negativ.

5.2.2. Strahlparameter

Neben der grundsätzlichen Struktur des düsennahen Einspritzstrahls kann weiterhin eine Analyse folgender Strahlparameter erfolgen:

- Strahlkegelwinkel
- Tropfendurchmesser
- Tropfenrundheit
- Tropfenanzahl

Die hier eingesetzte Messtechnik erlaubt eine zeitaufgelöste Analyse der dargestellten Parameter, was im Folgenden analysiert wird.

Einfluss des Spritzlochdurchmessers Abbildung 5.18 stellt die genannten Kenngrößen der zylindrischen Spritzlöcher gegenüber. Es ist zu erkennen, dass sich das Spray der

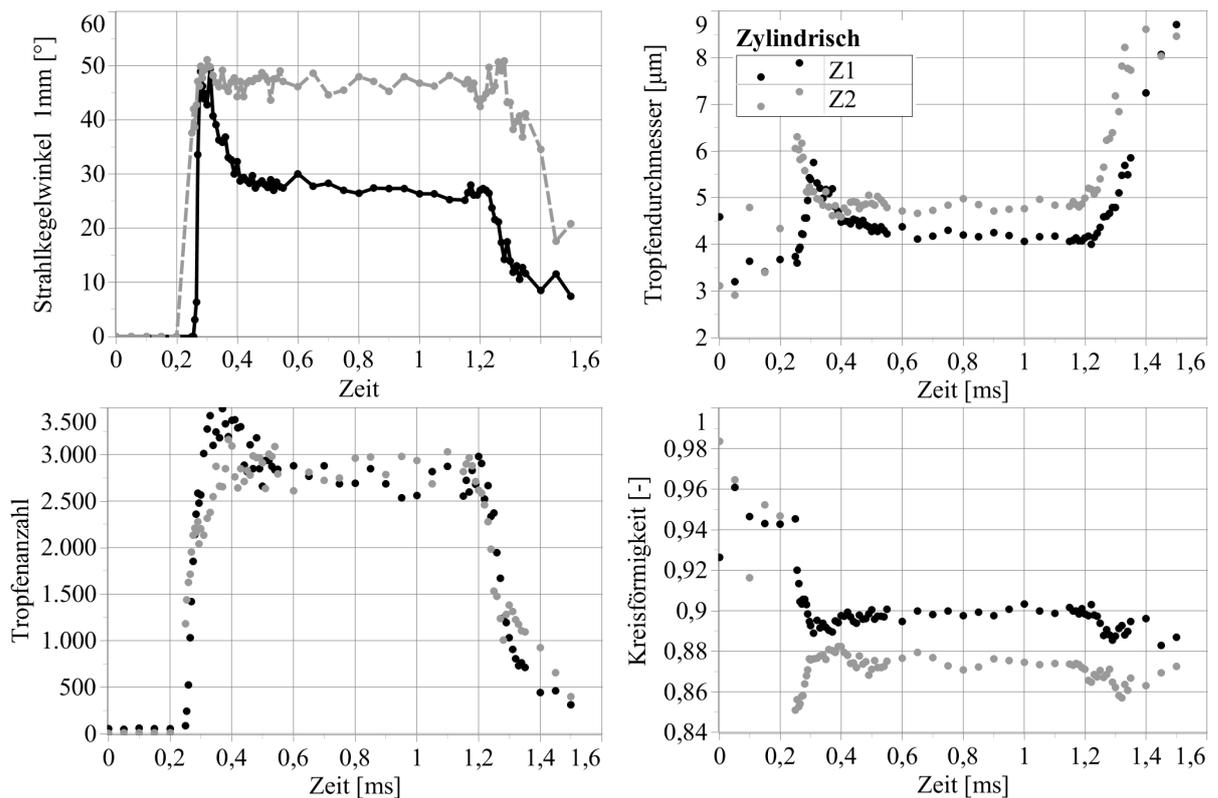


Abbildung 5.18.: Sprayparameter im düsen nahen Bereich der zylindrischen Düsen
 ($p_{Rail} = 100\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Düsen im düsen nahen Bereich deutlich unterscheidet. Der Strahlkegelwinkel in 1 mm Abstand von der Düsen spitze nimmt bei größerem Spritzlochdurchmesser ebenfalls deutlich größere Werte an (ca. 70 %), wobei zu beachten ist, dass durch die hier angewandte Definition des Strahlkegelwinkels bereits 60 % der Erhöhung auf die Durchmesser vergrößerung zurückzuführen sind. Darüber hinaus ist die Erhöhung des Strahlkegelwinkels, wie bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert, auf erhöhte Turbulenz durch Nadel sitz drosselung zurückzuführen. Weiterhin ist zu erkennen, dass Düse Z1 eine starke Aufweitung des Strahls zu Beginn der Einspritzung aufweist. Dies lässt auf verstärkte Turbulenz innerhalb des Spritzloches schließen. Abbildung 5.19 stellt die turbulente kinetische Energie aus der Düsen innenströmungssimulation dar. Es ist zu erkennen, dass Düse Z1 insbesondere im Bereich der Nadelöffnung deutlich erhöhte TKE-Werte aufweist. Der erhöhte Strahlkegelwinkel im Bereich der initialen Phase der Nadelbewegung kann somit auf erhöhte Turbulenz zurückgeführt werden. Im weiteren Verlauf der Einspritzung zeigen sich ähnliche Turbulenzintensitäten.

In Abbildung 5.18 sind weiterhin der Tropfendurchmesser und die Kreisförmigkeit der Tropfen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Steigerung des Spritzlochdurchmessers (Z2) zu erhöhten Tropfendurchmessern führt. Insbesondere im Bereich der stationären Nadelöffnung weist Düse Z1 einen um ca. $0,8\ \mu\text{m}$ geringeren Tropfendurchmesser auf

(-15%). Dies bestätigt die Ergebnisse der PDA-Untersuchungen (Abschnitt 5.1.2) und das bisherige Modell zur SMD-Bestimmung nach Arrègle et al. [73]. Sowohl der Bereich der Nadelöffnung als auch des Schließvorgangs sind von erhöhten Tropfendurchmessern gekennzeichnet. Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, sind diese Phasen von charakteristischen Phänomenen gekennzeichnet, die zu einer Erhöhung der Tropfendurchmesser führen. Insbesondere entstehende Ligamente nach Schließen der Nadel, die aus dem Spritzloch fließen, führen zu einer deutlichen Erhöhung des äquivalenten Tropfendurchmessers. Mit vergrößertem Tropfendurchmesser geht eine Verringerung der Tropfenrundheit einher. Die beschriebenen Ligamente weisen neben einer erhöhten Größe ebenfalls eine geringe Rundheit auf, wie in Abbildung 5.14 dargestellt. Die in Abbildung 5.18 ebenfalls dargestellte Tropfenanzahl zeigt im Bereich der stationären Phase der Nadelöffnung und während des Schließvorgangs keine Unterschiede zwischen den zylindrischen Düsen auf. Lediglich im Bereich der Nadelöffnung, der durch eine Überhöhung im Strahlkegelwinkel der Düse Z1 gekennzeichnet ist, zeigt diese Düse ebenfalls erhöhte Tropfenanzahlen. Erhöhte Turbulenzintensitäten führen demnach zu verstärktem Strahlaufbruch mit einer Erhöhung der Tropfenanzahl im düsen nahen Bereich.

Einfluss der Divergenz Abbildung 5.20

stellt den Einfluss der Divergenz auf die düsen nahen Strahlparameter gegenüber. Der Strahlkegelwinkel ist unabhängig von der Divergenz von einer deutlichen Überhöhung zu Einspritzbeginn gekennzeichnet, die sich über einen Zeitraum bis ca. 0,6 ms nach ASB erstreckt. Gegenüber den Düsen D1 und D3, die einen sehr ähnlichen Strahlkegelwinkel aufweisen, ist die Düsengeometrie mit mittlerer Divergenz D2 von einem deutlich größeren Strahlkegelwinkel geprägt (ca. +10° respektive 20%). Dies entspricht ca. der prozentualen Erhöhung des Austrittsdurchmessers von Düse D1 (160 μm) zu D2 (200 μm). Diese Erhöhung setzt sich jedoch nicht mit Düse D3 fort, die dementsprechend einen Strahlkegelwinkel von ca. 60° aufweisen müsste. Mögliche Ursache ist die Ablösung der Strömung von der Spritzlochwand und somit eine deutliche Verringerung des durchströmten Querschnittes.

Abbildung 5.4 stellt die Ergebnisse der Düseninnenströmung dar. Es ist zu erkennen, dass entsprechend der These eine Strömungsablösung bei Düse D3 stattfindet und der durchströmte Querschnitt somit auf ca. 160 μm begrenzt wird. Demgegenüber weist jedoch bereits Düse D2 eine maßgebliche Strömungsablösung von der Wandung auf, die gegen die hier aufgestellte Vermutung spricht. Da bereits die makroskopischen Strahlpa-

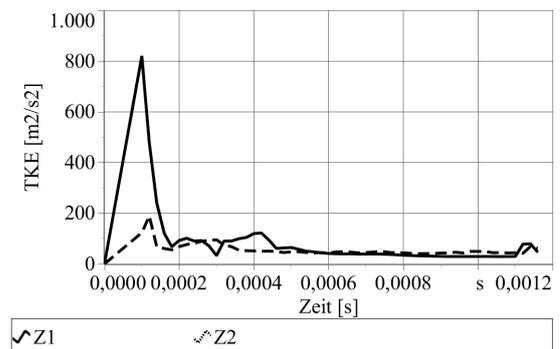


Abbildung 5.19.: Turbulente Kinetische Energie der zylindrischen Düsen

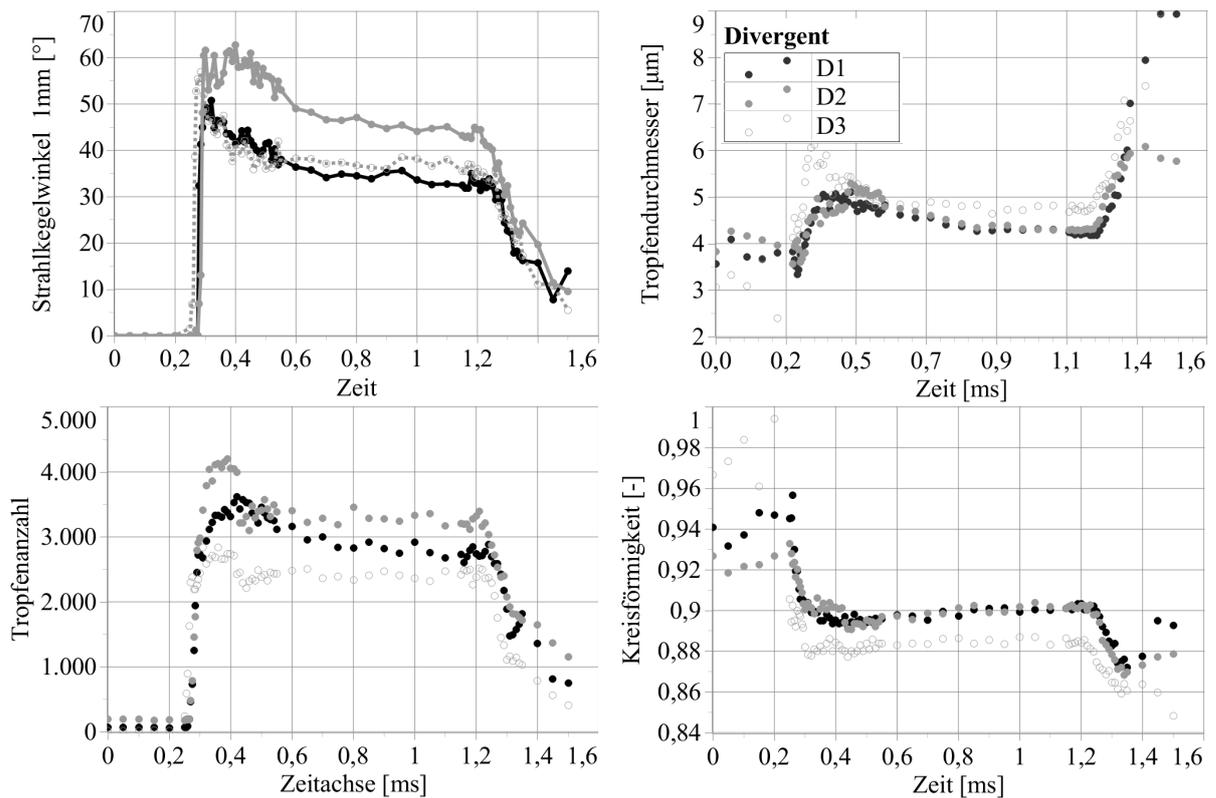


Abbildung 5.20.: Sprayparameter im düsennahen Bereich der divergenten Düsen
 ($p_{Rail} = 100\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

parameter einen unregelmäßigen Zusammenhang zwischen Divergenz und Penetration bzw. Strahlkegelwinkel aufzeigten, ist zu vermuten, dass es zu unterschiedlichen Wandablösungsphänomenen kommt, diese jedoch durch die Simulation nicht korrekt wiedergegeben werden. Es wird somit vermutet, dass die Simulation von divergenten Düsen Schwächen aufweist, die die Realität hier nicht korrekt wiedergeben.

Die ebenfalls in Abbildung 5.20 dargestellten Größen Tropfendurchmesser und Tropfenrundheit zeigen andere Tendenzen zwischen den Düsengeometrien auf. So weisen Düse D1 und D2 sehr ähnliche Tropfengrößen und Tropfenrundheiten auf, wobei es dort wieder den schon beschriebenen charakteristischen zeitlichen Verlauf der Kenngrößen gibt. Demgegenüber zeigt Düse D3 (größte Divergenz) größere Tropfengrößen bei geringerer Rundheit auf. Der äquivalente Tropfendurchmesser zeigt um ca. $0,5\ \mu\text{m}$ erhöhte Werte gegenüber den übrigen divergenten Geometrien. Der durch die vermutete Wandablösung verringerte durchströmte Querschnitt führt zu einem kompakteren Strahl mit verringertem Strahlaufbruch und demzufolge zu erhöhten Tropfendurchmessern. Die Tropfenanzahl unterstützt diese Annahme. So weist Düse D3 die geringsten Tropfenanzahlen auf, wohingegen Düse D2 zu einer deutlich vermehrten Tropfenbildung führt. Ein Vergleich mit den PDA Messungen unterstützt diese Erkenntnisse, da sich im makroskopischen Strahlzerfall identische Tendenzen bei der Analyse der Tropfengrößen ergeben. Es kann somit zusammengefasst

werden, dass eine Divergenz den Strahlzerfall unterstützt, insofern Wandablösung vermieden wird. Durch Wandablösung wird der effektiv durchströmte Querschnitt reduziert was zu einem deutlich kompakteren Strahl mit erhöhten Tropfengrößen und verminderten Strahlaufbruch führt.

Einfluss der Spritzlochlänge Abbildung 5.21 stellt den Einfluss der Spritzlochlänge auf die düsen nahen Strahlparameter dar. Der Strahlkegelwinkel zeigt lediglich bei Düse D3 eine Überhöhung zu Einspritzbeginn. Weiterhin zeigt Düse D3 mit dem längstem Spritzloch den größten Strahlkegelwinkel der gestuften Varianten.

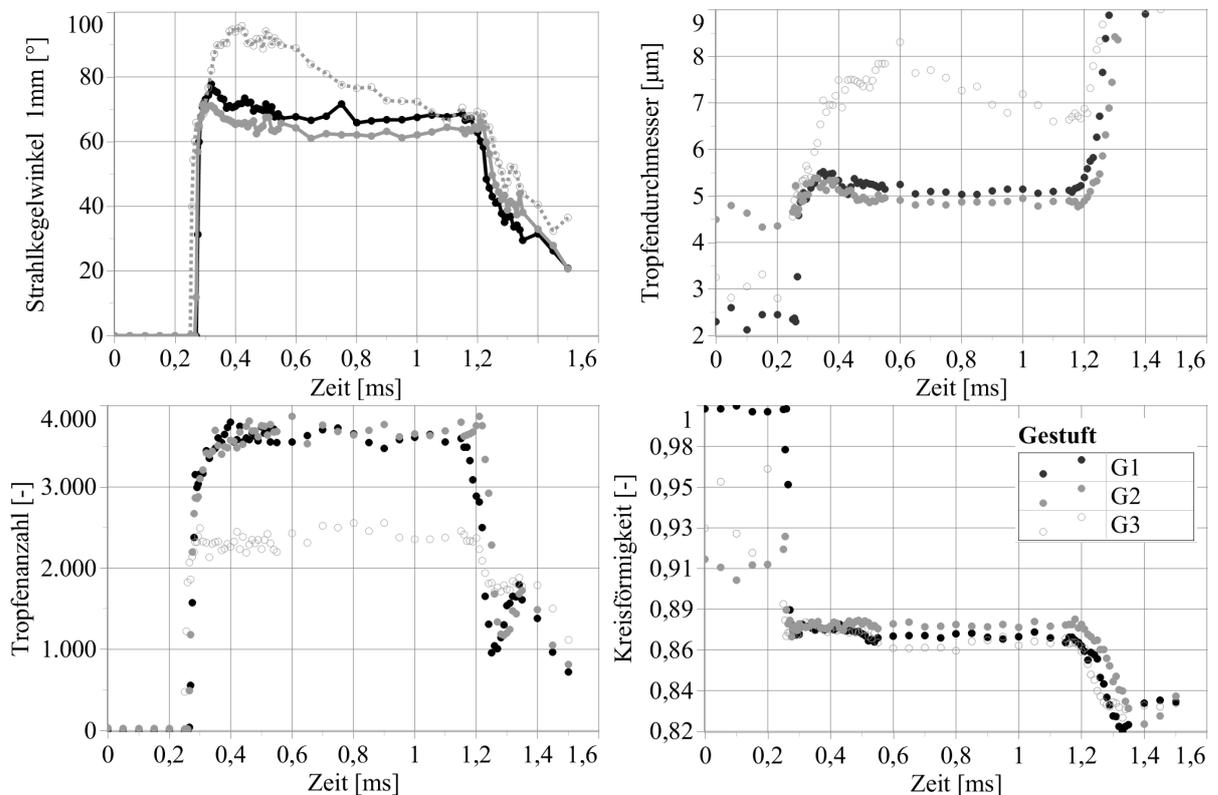


Abbildung 5.21.: Sprayparameter im düsen nahen Bereich der gestuften Düsen ($p_{Rail} = 100\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Wie bereits in den Sprayaufnahmen, siehe Abbildung 5.16, ist der Strahlaufbruch der Düse G3 gegenüber Düse G1 bzw. G2 deutlich verstärkt. Dieser Unterschied ist in der hier gezeigten Ausprägung bei den makroskopischen Strahlparametern nicht zu erkennen. Zur weiteren Analyse werden die übrigen düsen nahen Strahlparameter Tropfengröße und Tropfenrundheit analysiert. Düse G3 weist hier ebenfalls deutlich größere Tropfengrößen auf (ca. $7\mu\text{m}$) wohingegen die übrigen Geometrien mit ca. $5\mu\text{m}$ sehr ähnliche Tropfendurchmesser aufweisen. Düse G3 weist somit geometrieübergreifend die größten Tropfendurchmesser auf. Die Tropfenrundheit der gestuften Varianten ist hingegen sehr ähnlich, wobei auch dort Düse G3 die geringsten Kreisförmigkeiten aufweist, was als Maß

für erhöhte Tropfengrößen betrachtet werden kann. Die in Abbildung 5.21 ebenfalls dargestellte Tropfenanzahl bestätigt bisherige Erkenntnisse, da Düse G3 eine deutlich verminderte Tropfenanzahl aufweist. Die Größenordnung der Unterschiede lässt auf einen dominanten Aufbruchmechanismus schließen, der bisher nicht bekannt ist. Da die Düseninnenströmung lediglich leicht geringere Geschwindigkeiten im Düsenaustritt durch erhöhte Wandreibung der Düse G3 zeigte, kann ein Mechanismus innerhalb des Spritzloches ebenfalls ausgeschlossen werden. Die Düseninnenströmungssimulation zeigt keine signifikanten Unterschiede im Strömungsprofil der unterschiedlichen gestuften Varianten. Insbesondere kann Interaktion mit der Stufenwand ausgeschlossen werden. Jedoch ist dabei anzumerken, dass bereits innerhalb der Stufe der Strahlzerfall und dementsprechend die Interaktion mit der umgebenden Luft einsetzt, die mit der hier durchgeführten Strömungssimulation jedoch nicht abgebildet werden kann. Dadurch wird der Strahl aufgeweitet, der Strahlkegelwinkel steigt, es bilden sich erste Tropfen und Ligamente. Durch LES Simulationen von Befruit et al. [123] konnte eine Interaktion zwischen den in der gestuften Bohrung vorliegenden Tropfen und der Stufenwandung festgestellt werden, siehe Abbildung 5.22.

Es ist somit anzunehmen, dass es auch bei den hier untersuchten Düsen zu Interaktionen mit der Stufenwand kommt. Anhand der hier vorgestellten Untersuchungen wird angenommen, dass es bei den Düsen G1 und G2, aufgrund des kurzen Spritzloches und der langen Stufenbohrung zu starken Strahlzerfall innerhalb der Stufe kommt und die Strömung sich an der Wandung anlegt. Bei Befruit [123] konnte dementsprechend mit Anlegen der Strömung an der Wand eine Verringerung des Strahlkegelwinkels außerhalb der Düse nachgewiesen werden. Bei weiterer Verringerung des Verhältnisses von Stufentiefe zu Spritzlochlänge (G3) kommt es zum unbeeinflussten Ausströmen des Kraftstoffstrahls aus der Stufe oder ggf. zum Auftreffen des Kraftstoffstrahls auf den Rand der Stufe, was beiderseits zu einem verstärkten Strahlaufbruch mit größerem Strahlkegelwinkel führen kann.

Es kann somit zusammengefasst werden, dass es bei einem bestimmten Verhältnis von Stufentiefe zu Stufendurchmesser zu einem verstärkten Strahlaufbruch kommt, der durch Interaktion mit dem Stufenrand oder fehlender Laminarisierung der Strömung an der Stufenwand zurückzuführen ist.

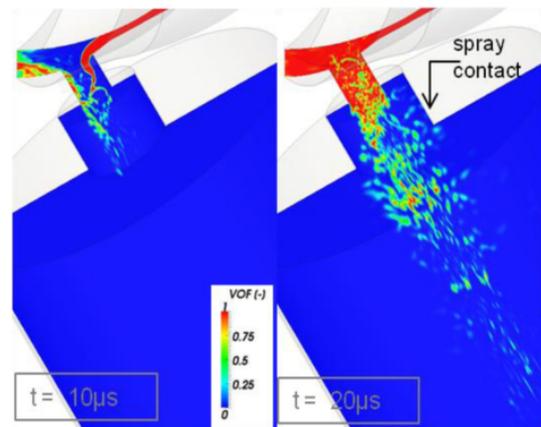


Abbildung 5.22.: LES Simulation des Flüssigphasenanteils in gestuften Spritzlöchern [123]

Einfluss der Konvergenz Abbildung 5.23 stellt den zeitlichen Verlauf der Strahlparameter im düsenahen Bereich für die konvergenten Düsen dar. Entgegen den düsenfernen

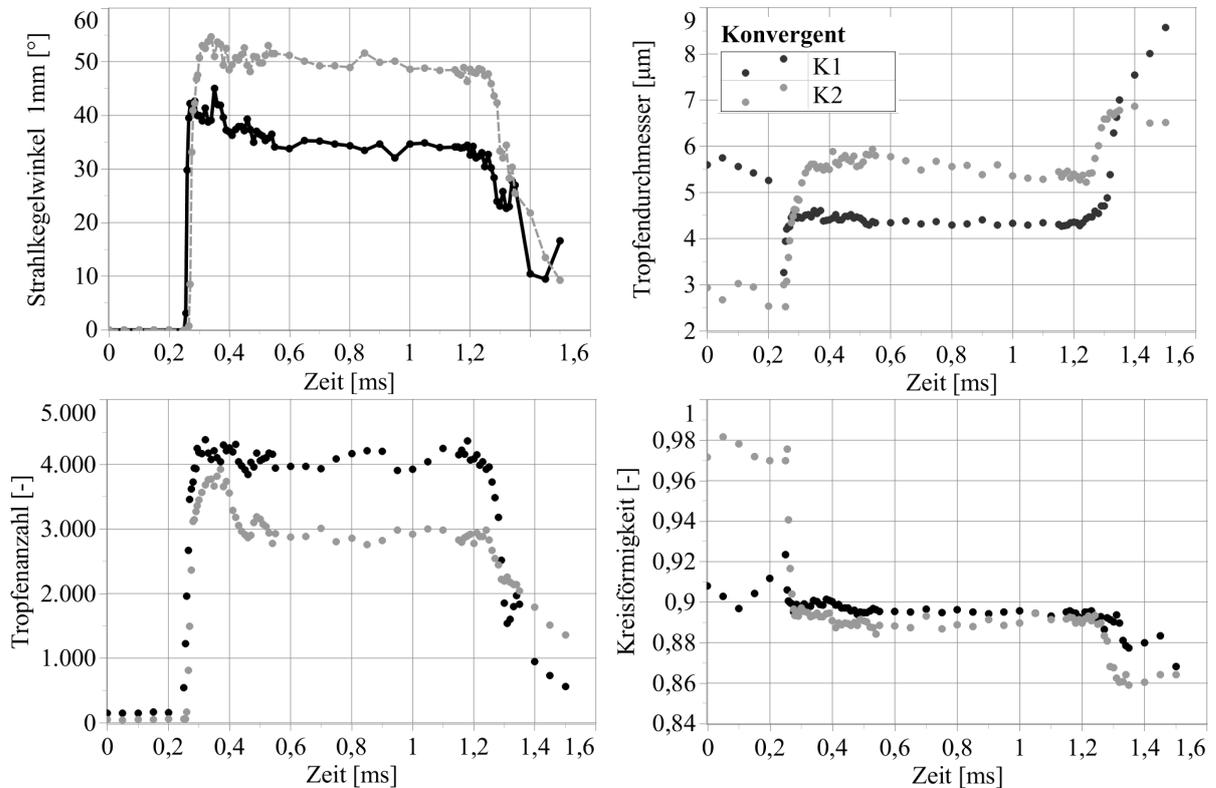


Abbildung 5.23.: Sprayparameter im düsenahen Bereich der konvergenten Düsen
($p_{\text{Rail}} = 100\text{bar}$; $p_{\text{Kammer}} = 1\text{ bar}$; $T_{\text{Kammer}} = 25^\circ\text{C}$; $T_{\text{Injektor}} = 25^\circ\text{C}$)

Strahlkegelwinkeln weist der düsenahen Strahlkegelwinkel der Düse K2 einen deutlich größeren Wert im Vergleich mit Düse K1 auf. Dies ist insofern nicht zu erwarten, da es durch den kleinen Austrittsdurchmesser (K2) (-28 %) bereits zu einer Reduzierung des Strahlkegelwinkels kommen sollte. Dementgegen weist Düse K2 jedoch einen im Mittel um ca. 42 % größeren Strahlkegelwinkel auf. Der düsenahen Strahlzerfall wird dementsprechend durch die Konvergenz unterstützt. Der Tropfendurchmesser der Düse K2 ist mit ca. $5,8\ \mu\text{m}$ deutlich größer als der, der Düse K1 mit ca. $4,3\ \mu\text{m}$.

Dieses Phänomen wurde bereits bei Düse G3 beobachtet, die ebenfalls einen deutlich erhöhten Strahlkegelwinkel bei gleichzeitig erhöhtem Tropfendurchmesser aufwies. Da ein verstärkter Strahlzerfall nach bisherigen Modellen mit erhöhten Tropfenanzahlen und reduzierten Tropfengrößen einhergeht, ist dies somit nicht zu erklären. Bei starkem Strahlzerfall, wie er hier vorliegt, kommt es vermehrt zur Tropfenbildung, die sich aus dem kompakten Strahlkern lösen und im Randbereich des Strahls vorliegen. Durch sehr große Tropfen werden kleinere Tropfen, die sich vor oder hinter den Großen befinden, überlagert. Da die Mie-Messtechnik auf der Auswertung von Intensitäten beruht und trotz Laser-Lichtschnitt der gesamte düsenahen Strahl beleuchtet wird, kann in den Rohaufnahmen keine Unterscheidung zwischen den großen und den kleinen Tropfen erfolgen. Die

überlagerten kleinen Tropfen werden somit vernachlässigt und es kommt zur Verschiebung der Kurven der Tropfengröße in positiver Richtung und der Tropfenanzahl in negativer Richtung. Die düsennahen Parameter Tropfengröße und Tropfenanzahl können somit nicht direkt mit dem düsenfernen Strahlzerfall in Zusammenhang gebracht werden, sondern es ist eine individuelle Analyse der Rohaufnahmen und der Auswertungen vorzunehmen.

Entsprechend der aufgestellten These weist Düse K2 deutlich kleinere Tropfenanzahlen im Vergleich mit Düse K1 auf. Die Kreisförmigkeit ist, wie bisher bereits beobachtet, direkt mit dem Tropfendurchmesser gekoppelt und nimmt somit bei Düse K2 (größere Tropfendurchmesser) kleinere Tropfenrundheiten auf. Der verstärkte Strahlzerfall der stark konvergenten Geometrie ist zum einen auf eine erhöhte Austrittsgeschwindigkeit und einen erhöhten Druckabfall am Düsenaustritt zurückzuführen, die anhand der CFD-Simulation nachgewiesen werden konnte, siehe Tabelle 5.4. Weiterhin ist Düse K2 von einem sehr hohen Flüssigphasenanteil respektive geringer Kavitation innerhalb des Spritzloches gekennzeichnet, wodurch der Einfluss der Profilrelaxation steigt. Es kann somit geschlussfolgert werden, dass der Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit und der Profilrelaxation auf den düsennahen Strahlaufbruch deutlich größer gegenüber dem Einfluss von Kavitation und Turbulenz innerhalb des Spritzloches ist.

Zusammenfassend lässt sich somit feststellen, dass der düsennahe Strahlkegelwinkel, mit der hier verwendeten Messtechnik, die charakteristische Größe für die Zerstäubungsgüte des primären Strahlzerfalls darstellt. Die übrigen Parameter sind nicht direkt mit dem düsenfernen Strahlzerfall zu korrelieren und benötigen einer detaillierten Analyse anhand der Rohaufnahmen. Ein starker Zerfall führt zu großen Tropfen, die kleine Tropfen überdecken, wodurch der Tropfendurchmesser erhöht und die Anzahl reduziert wird. Dies stellt somit eine Schwäche der hier verwendeten Messtechnik in Kombination mit dem Auswertalgorithmus dar und muss bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden. Konvergenz und eine Stufenbohrung können die Zerstäubungsgüte maßgeblich erhöhen. Entscheidendes Kriterium ist dabei das Verhältnis von Stufentiefe zum Stufendurchmesser, die auf den zu verwendenden Einspritzdruck abzustimmen sind. Um eine Auslegung dahingehend zu ermöglichen, wird eine LES-Simulation empfohlen, die die Düseninnenströmung mit dem primären Strahlzerfall koppelt. Divergenz führt zur Ablösung der Strömung, die den Strahlaufbruch hemmt, wobei eine geringe Divergenz ohne Strömungsablösung positive Auswirkungen auf den primären Strahlzerfall hat.

5.3. Düseninnenströmung

Die Charakterisierung der Düseninnenströmung, insbesondere der Kavitation im Spritzloch, kann auf verschiedene Arten erfolgen. So kann eine optische Analyse der Düseninnenströmung mit Hilfe von Transparentdüsen oder eine Simulation der Düseninnenströmung durchgeführt werden. Eine weitere Möglichkeit der Charakterisierung ist die Bestimmung

der Düsenparameter CD , CV und CN . Nachfolgend werden die Ergebnisse aus der in Kapitel 2.1 dargestellten Vermessung an Transparentdüsen den Simulationsergebnissen gegenübergestellt und mit den Erkenntnissen aus den Sprayaufnahmen verglichen.

5.3.1. Transparentdüsen

Abbildung 5.24 stellt eine beispielhafte Aufnahme des Schattenverfahren für Düse Z1 dar. Im mittleren Sackloch- und Spritzlochbereich liegt flüssiger Kraftstoff (heller Bildbereich) vor. Die Abschattung (dunkle Bildbereiche) erfolgt einerseits durch Gasblasen, die zur Brechung des Lichtes führen und sowohl durch Kavitation des Kraftstoffes als auch angesaugte Luft hervorgerufen werden. Andererseits kommt es zur Brechung des Lichtes im Randbereich des Spritz- und Sackloches, da die starke Krümmung in Kombination mit einer geringen Abweichung der Brechungsindizes zwischen ISO-Oktan und Acrylglas zur Abschattung führen. Da das Spritzloch symmetrisch ist, können die Erkenntnisse im mittleren Spritzlochbereich jedoch auf das gesamte Spritzloch übertragen werden.

Die zeitliche Einteilung der Einspritzung in eine Phase der Nadelöffnung, der stationären Phase und des Nadelschließens kann anhand der Schattenaufnahmen der Düseninnenströmung ebenfalls erfolgen. In Abbildung 5.25 sind die verschiedenen Phasen der Einspritzung exemplarisch für Düse D1 dargestellt. Vor Beginn der Einspritzung ist das Spritzloch geometrieabhängig bzw. zufällig mit Kraftstoff (0,0 ms nach ASB) oder Luft gefüllt. Der Beginn der Ansteuerung ist durch das Anheben der Nadel gekennzeichnet, wodurch ein Unterdruck im Spritzloch entsteht und es zum Ansaugen von Luft in das Spritzloch kommt (0,15 ms).

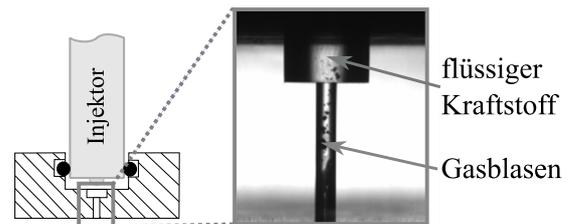


Abbildung 5.24.: Beispielhafte Aufnahme des Schattenverfahrens

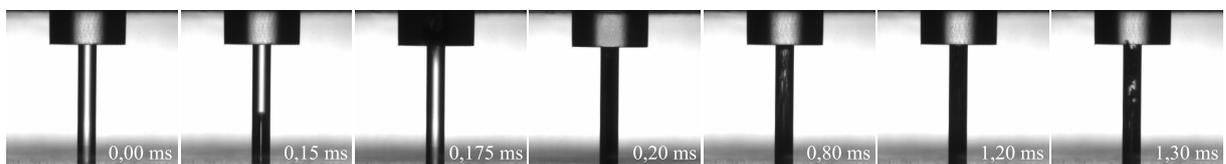


Abbildung 5.25.: Vergleich der Düseninnenströmung zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB am Beispiel der Düse D1 ($p_{Rail} = 50\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$), [dunkel=dampf; hell=fluessig] [104]

Dieses in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Phänomen kann somit bestätigt werden. Nachfolgend kommt es zur Ausbildung eines Volumenstroms durch das Spritzloch. Diese Phase der Einspritzung ist durch Abschattung im Sackloch aufgrund von Blasenkavitation (0,175 ms) gekennzeichnet. Nadelsitzdrosselung führt so zum Abfall des statischen

Druckes im Nadelsitz unter den Gasdruck des Fluides, wodurch es zur Ausbildung von Kavitation kommt, die in das Sackloch transportiert wird und dieses vollständig füllt. Bei vollständigem Nadelhub und somit Entdrosselung im Nadelsitz erreicht die Fluidgeschwindigkeit ein Maximum. Die scharfe Umlenkung der Strömung im Übergangsbereich zwischen Sackloch und Spritzloch führt nachfolgend zu einer Einschnürung der Strömung durch Strömungsablösung und nach dem Kontinuitätsgesetz zu einer weiteren Beschleunigung des Kraftstoffes. Dadurch wird der statische Druck im Bereich des Spritzlocheintritts deutlich reduziert, weshalb der Dampfdruck unterschritten wird und sich Gasblasen in Form von Filmkavitation im Spritzloch ausbreiten (0,2ms). In der statischen Phase der Einspritzung (0,8ms nach ASB) kommt es weiterhin zur Kavitation im Spritzloch, wodurch helle Gebiete auf flüssigen Kraftstoff im Kern der Strömung schließen lassen. Die Phase des Nadelschließens ist gekennzeichnet von vollständiger Kavitation im Spritzloch (1,20ms) sowie vereinzelt Gasblasen im Sackloch, die durch Nadelsitzdrosselung während des Schließvorgangs hervorgerufen werden. Nachfolgend kommt es zum Auslaufen des Spritzloches, wobei das Sackloch jederzeit mit Kraftstoff gefüllt verbleibt (1,30ms nach ASB).

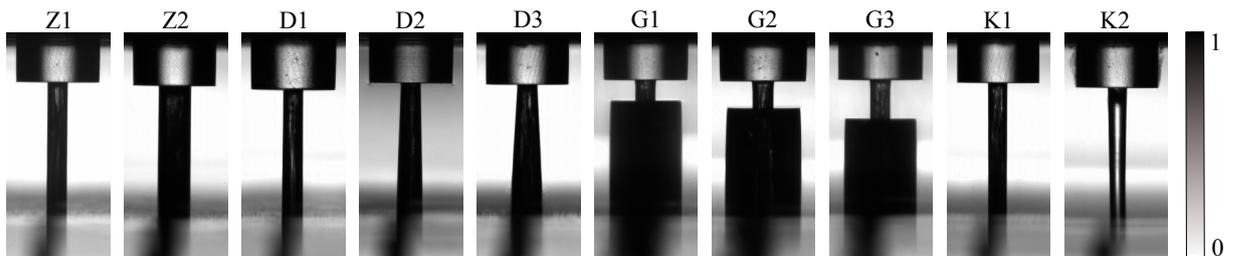


Abbildung 5.26.: Vergleich der Dampfgebiete aller Düsen, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 0,5$ ms nach ASB; $p_{Rail} = 50\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$), [dunkel=dampf; hell=fluessig] [104]

Abbildung 5.26 stellt die Schattenaufnahmen aller Düsen bei 50 bar Raildruck für einen ausgewählten Zeitpunkt in der stationären Phase des Nadelhubs gegenüber. Es ist zu erkennen, dass es mit Ausnahme der Geometrie K2, geometrieübergreifend zur Ausbildung eines vollständigen Kavitationsfilms im gesamten Spritzloch kommt. Dabei ist anzumerken, dass es mit längerer Ansteuerdauer bei der stark konvergenten Düse (K2) ebenfalls zu Kavitation im gesamten Spritzloch kommt. Die Aussagekraft der Messungen ist somit stark eingeschränkt. Vorhergehende Untersuchungen an Transparentdüsen fanden überwiegend mit Diesel-Kraftstoff statt, der aufgrund der Fluideigenschaften eine deutlich geringere Kavitationsneigung aufweist. Untersuchungen an Transparentdüsen mit Benzin [17] oder Benzinersatzkraftstoffen [16] wurden gegenüber den hier verwendeten Messträgern mit seitlicher Spritzlochanordnung durchgeführt. Dadurch kommt es zur einseitigen Ausbildung eines Kavitationsfilms, der eine Beurteilung der Kavitation erlaubt. Eine Gegenüberstellung zwischen zentraler und seitlicher Spritzlochanordnung ist in Busch [26] zu finden. Die hier gewählte zentrale Spritzlochanordnung erlaubt bei Analyse des Kraft-

stoffsprays eine Separierung des Geometrieinflusses von anderen, die Geometrie überlagernden Einflüssen. Weiterhin ist eine zentrale Anordnung des Spritzloches bei Injektoren der Benzin-DI im Gegensatz zu Dieselinjektoren durchaus üblich.

Um dennoch eine Aussage zu der Kavitationsneigung der unterschiedlichen Spritzlochgeometrien treffen zu können, wird eine weitere Messtechnik eingesetzt, die es erlaubt, die Dicke des Kavitationsfilms zu bestimmen. Diese, auf einem Laser-Lichtschnitt beruhende Messtechnik, ist in Abschnitt 3.2.3 detailliert beschrieben. Durch die Einkopplung eines sehr dünnen Laser-Lichtschnittes ($\ll d_{\text{Spritzloch}}$) kann die Auswertung von Kavitation in einem Längsschnitt der Düse erfolgen. Dies ist anhand von Düse Z2 bei unterschiedlichen Raildrücken in Abbildung 5.27 dargestellt. Bei Kavitation innerhalb der Düse kommt es zur Reflexion des Lichtes an den Dampfblasen. Da Kavitation ein sehr stochastisches Phänomen ist, wurden zur Erhöhung der Sicherheit der Messungen 50 Aufnahmen eines Einspritzzeitpunktes binarisiert und anschließend gemittelt. Dadurch stellen die Aufnahmen eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Kavitation im Spritzloch dar. Es ist zu erkennen, dass es insbesondere im Randbereich des Spritzloches zu Kavitation kommt. Im Spritzlocheintritt, in welchem eine starke Strömungseinschnürung und -umlenkung stattfindet, bildet sich ein Kavitationsfilm aus, der bereits bei sehr niedrigen Raildrücken vereinzelt auftritt und ca. ein Drittel der Spritzlochlänge umfasst. Mit steigendem Raildruck erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Kavitation ebenso wie die Länge des Kavitationsgebietes im Spritzloch. Weiterhin erhöht sich bis ca. 70 bar Raildruck der Durchmesser, der von Kavitation umfasst wird. Ab 70 bar ist keine signifikante Vergrößerung des Kavitationsgebietes zu erkennen. Jedoch verstärkt sich die Lichtbrechung im unteren Drittel des Spritzloches, wobei insbesondere bei 90 und 100 bar Kraftstoffdruck ein weiteres Maximum in der Aufenthaltswahrscheinlichkeit zu erkennen ist. Da Kavitationserscheinungen am Spritzlochaustritt in bisherigen Analysen nicht beschrieben sind und sie physikalisch ebenso nicht zu erklären sind, wird vermutet, dass es bereits innerhalb des Spritzloches zum Aufreißen des flüssigen Kraftstoffstrahls kommt und der primäre Strahlzerfall bereits innerhalb des Spritzloches beginnt. Die Reflexion von Licht im unteren Spritzlochdrittel bei 90 bzw. 100 bar Kraftstoffdruck ist dementsprechend auf erste Tropfen und Ligamente zurückzuführen, die sich innerhalb des Spritzloches durch Strahlzerfall ausbilden.

Abbildung 5.28 stellt die binarisierten und summierten Lichtschnittaufnahmen der unterschiedlichen Düsengeometrien für einen Einspritzzeitpunkt gegenüber. Bei 10 bar Kraftstoffdruck (a) sind bereits Kavitationserscheinungen zu erkennen. Die zylindrischen Geometrien (Z) zeigen Kavitation im Bereich des Spritzlocheinlaufes. Der von Kavitation umschlossene Durchmesser ist bei Düse Z1 deutlich größer als bei Düse Z2. Die Ursache dessen wurde bereits bei der Analyse der makroskopischen Strahlparameter analysiert und liegt in der verminderten Kraftstoffgeschwindigkeit aufgrund von Drosselung der Strömung im Nadelsitz der Düse Z2. Eine Verminderung der Geschwindigkeit geht mit einer

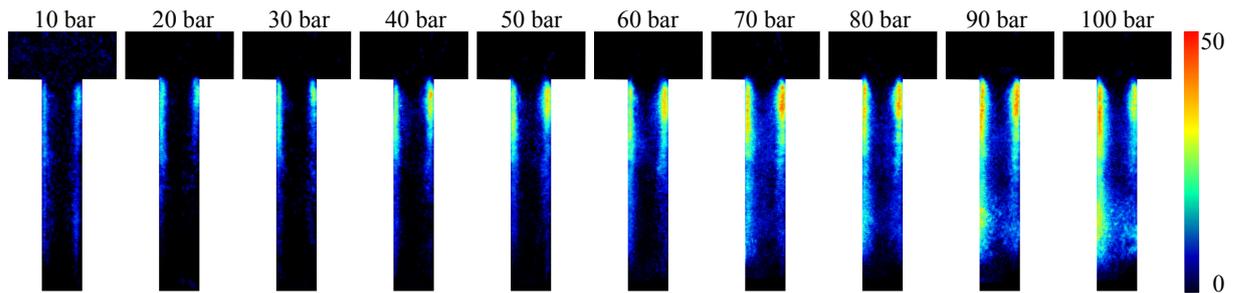


Abbildung 5.27.: Lichtschnitt durch Düse Z2 bei unterschiedlichen Raildrücken, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1,4$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

verminderten Kavitationsneigung einher, wie durch die Lichtschnitt-Aufnahmen bestätigt wird.

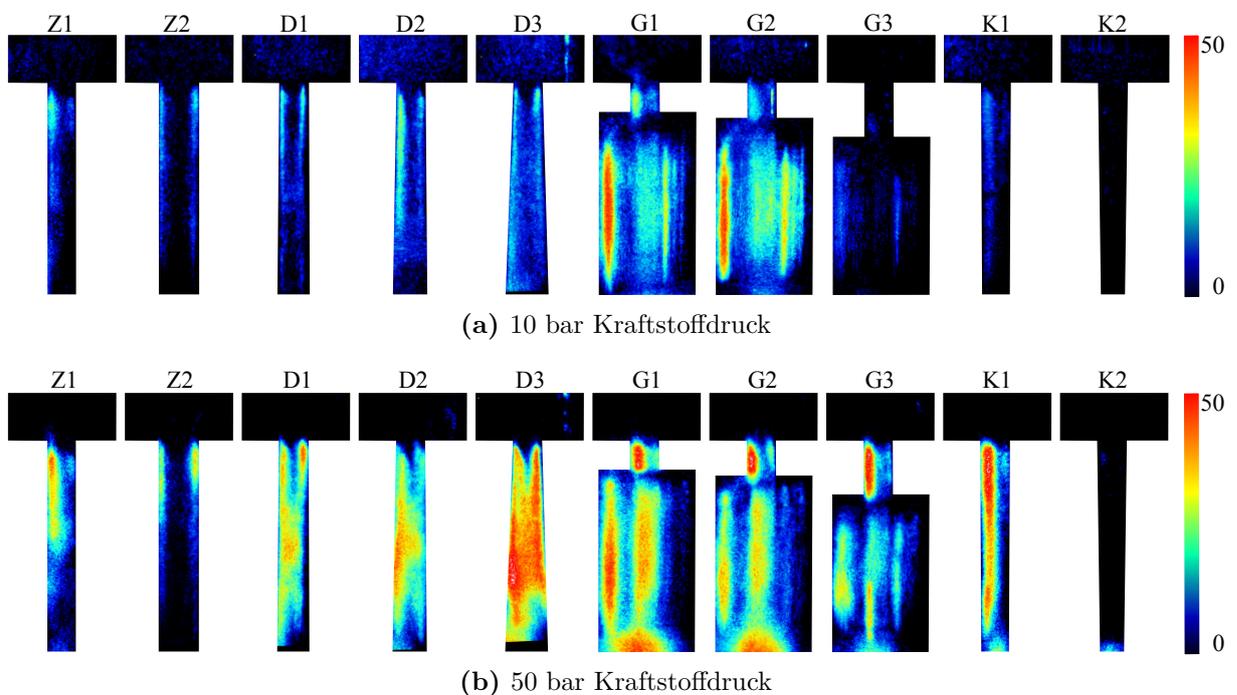


Abbildung 5.28.: Vergleich aller Düsen bei 10 und 50 bar Kraftstoffdruck, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1,4$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Die divergenten Düsen (D) weisen in Abhängigkeit der Geometrie eine stark unterschiedliche Charakteristik des Kavitationsgebietes im Spritzloch auf. So weist Düse D1 mit geringster Divergenz eine starke Ähnlichkeit zur zylindrischen Düse auf, mit einem Kavitationsfilm entlang der Spritzlochwand, wobei dieser bei 10 bar Raildruck ca. 50 % des Spritzloches umfasst. Steigende Divergenz (D2) führt zu einer Verlängerung des Kavitationsfilms entlang der Spritzlochlängsachse, wobei ebenfalls die Dicke des Kavitationsfilms steigt.

Bei weiter steigender Divergenz (D3) kommt es zur Reduzierung der Kavitation an der Spritzlochwand, jedoch bilden sich zentral innerhalb des Spritzloches Gasblasen aus, sodass im gesamten Spritzloch Intensitäten detektiert werden können. Durch den sehr starken Druckabfall aufgrund von starker Divergenz bildet sich neben Filmkavitation an der Spritzlochwand ebenfalls Blasen kavitation aus bzw. kommt es bereits innerhalb des Spritzloches zum Zerfall des flüssigen Kraftstoffstrahls.

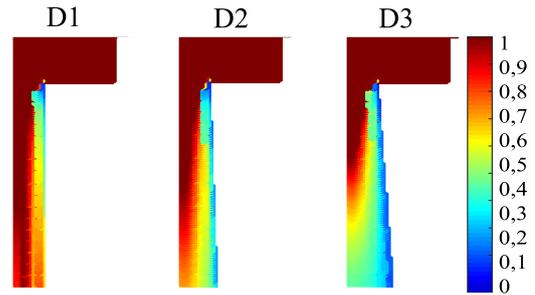


Abbildung 5.29.: Simulierter Flüssigphasenanteil der divergenten Düsen

In Abbildung 5.29 ist der Flüssigphasenanteil der divergenten Varianten im Längsschnitt dargestellt, der durch die Düseninnenströmungssimulation bei 100 bar Kraftstoffdruck ermittelt wurde. Es sind sehr gute Übereinstimmungen in der Verteilung der Kavitationsgebiete zwischen Simulation und Messung zu erkennen. Auch die Simulation ermittelt bei Düse D3 eine sehr homogene Verteilung des Flüssigphasenanteils über das Spritzloch, weshalb ein Zerfall von Kraftstoff bereits innerhalb des Spritzloches ausgeschlossen werden kann.

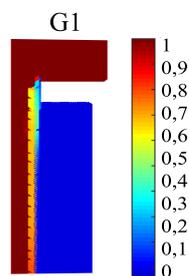


Abbildung 5.30.: Simulierter Flüssigphasenanteil der gestuften Düse

Neben der Kavitation im Spritzloch kommt es insbesondere bei den divergenten Düsen und kleinem Raildruck (Abbildung 5.28 (a)) in der stationären Phase der Einspritzung zu Blasenbildung im Sackloch. Diese sich mit steigender Divergenz verstärkenden Intensitäten sind auf Kavitation durch Nadelsitzdrosselung zurückzuführen. Der hier verwendete Injektor ist auf einen Druckbereich zwischen 120 bar und 200 bar ausgelegt, weshalb es bei den sehr geringen Einspritzdrücken, verbunden mit starkem Druckabfall im Sackloch aufgrund der divergenten Geometrie, zu einer Fehlfunktion des Injektors kommt, der zu unvollständigem Nadelhub führt. Die dadurch hervorgerufenen Drosseleffekte im Nadelsitz bewirken Kavitation, die ins Sackloch transportiert wird und die hier gezeigten Intensitäten hervorrufen.

Die gestuften Geometrien (G) weisen insbesondere ab 50 bar Raildruck, siehe Abbildung 5.28 (b), einen Kavitationsfilm auf, der das gesamte Spritzloch umfasst. Nachfolgend kommt es bereits innerhalb der Stufe zum Zerfall des Kraftstoffstrahls. Dies ist an den Intensitäten mittig innerhalb der Stufe zu erkennen. Intensitäten im Randbereich der Stufe werden durch den Phasenübergang zwischen Acrylglas und Luft, mit welchem die Stufe gefüllt ist, hervorgerufen.

Die gestuften Geometrien (G) weisen insbesondere ab 50 bar Raildruck, siehe Abbildung 5.28 (b), einen Kavitationsfilm auf, der das gesamte Spritzloch umfasst. Nachfolgend kommt es bereits innerhalb der Stufe zum Zerfall des Kraftstoffstrahls. Dies ist an den Intensitäten mittig innerhalb der Stufe zu erkennen. Intensitäten im Randbereich der Stufe werden durch den Phasenübergang zwischen Acrylglas und Luft, mit welchem die Stufe gefüllt ist, hervorgerufen.

Der in der Stufe auftretende Strahlzerfall nimmt mit der Spritzlochlänge ab. Insbesondere bei Geometrie G1 und G2 sind starke Strahlzerfallsmechanismen im Übergangsbereich zwischen Stufe und Umgebung zu erkennen. Dies spricht für eine Interaktion zwischen Kraftstoff und Stufe bzw. dem Wiederanliegen der Strömung innerhalb der Stufe. Düse G3 weist kein solches Anliegen der Strömung an

der Stufenwand bei 50 bar Kraftstoffdruck auf. Innerhalb der hier durchgeführten Düseninnenströmungs-Simulation kann der Strahlzerfall nicht mit abgebildet werden. Aufgrund dessen kommt auch bei 100 bar Kraftstoffdruck und kurzem Spritzloch nicht zur Interaktion zwischen Stufenwand, Kraftstoffstrahl bzw. -tropfen, siehe Abbildung 5.30.

Die konvergenten Spritzlochgeometrien unterscheiden sich stark von den übrigen Geometrien. Insbesondere bei K2 mit starker Konvergenz kommt es weder bei 10 bar Kraftstoffdruck noch bei 50 bar Kraftstoffdruck, siehe Abbildung 5.28, zur Ausbildung von Kavitation. Wie bereits aus der Diesel-DI bekannt ist, kommt es durch Konvergenz zur Erhöhung des Staudruckes innerhalb des Spritzloches, weshalb Kavitation vermieden wird. Ein K-Faktor von 1 ist bei der Verwendung von ISO-Oktan im Vergleich zu Diesel aufgrund seines deutlich höheren Dampfdruckes jedoch nicht ausreichend. Erst bei einem K-Faktor von 5 kann Kavitation sichtbar reduziert bzw. vermieden werden. Die Simulation gibt dies ebenso wieder, siehe Abbildung 5.31. Es ist ersichtlich, dass eine geringe Konvergenz in der Düseninnenströmungssimulation bei 100 bar Kraftstoffdruck auch weiterhin zu einem signifikanten Gasphasenanteil innerhalb des Spritzloches führt, wohingegen Düse K2 durch 100 % Flüssigphase innerhalb des Spritzloches gekennzeichnet ist.

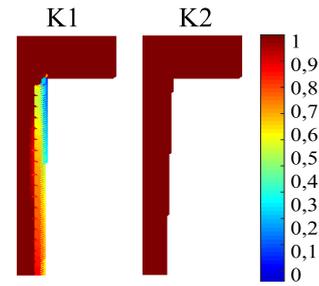


Abbildung 5.31.: Simulierter Flüssigphasenanteil der gestuften Düse

5.4. Überblick über die Einflüsse der Spritzlochgeometrie auf den Strahlaufbruch

Im folgenden Unterkapitel werden die Einflüsse der Spritzlochgeometrie auf die makro- und mikroskopischen Strahlparameter zusammengefasst. Nachfolgend findet eine Optimierung der in Kapitel 2.4 erläuterten Modelle zur Berechnung der Strahlparameter Penetration, Strahlkegelwinkel und Tropfengröße anhand der in dieser Analyse ermittelten Messergebnisse statt.

5.4.1. Spritzlochdurchmesser

Tabelle 5.14 fasst die Einflüsse eines gesteigerten Spritzlochdurchmessers auf den makro- und mikroskopischen Strahlzerfalls sowie der Kavitation innerhalb der Düse zusammen.

Tabelle 5.14.: Zusammenfassung des Einflusses eines erhöhten Spritzlochdurchmessers auf die Spraykenngrößen

Kenngröße	Wirkung	Ausprägung	Bemerkung
Penetration	↓	mittel	Nadelsitzdrosselung
Strahlkegelwinkel	↑	stark	Nadelsitzdrosselung
Tropfengröße	↑	mittel	-
düsennaher Strahlkegelwinkel	↑	stark	Turbulenzhöhung durch Nadelsitzdrosselung
düsennahe Tropfengröße	↑	mittel	-
Kavitation	↓	gering	Verringerung der Geschwindigkeit durch Nadelsitzdrosselung

In dem hier vorliegenden Fall kommt es durch die Steigerung des Spritzlochdurchmessers zur Verlagerung der Drosselstelle vom Spritzloch zum Nadelsitz und einerseits zur Turbulenzhöhung in Sackloch und Spritzloch, was zu einem deutlich erhöhten Strahlkegelwinkel sowohl düsennah als auch düsenfern führt. Andererseits reduziert sich dadurch die Geschwindigkeit im Spritzloch, wodurch die Penetration sinkt und Kavitation im Spritzloch vermindert wird. Weiterhin führt die Erhöhung des Spritzlochdurchmessers ebenfalls zu einer Steigerung des Grund-Tropfendurchmessers, wodurch sowohl düsenfern als auch düsennah eine Vergrößerung des Tropfendurchmessers zu beobachten ist.

5.4.2. Divergenz

Tabelle 5.15 fasst die Einflüsse einer erhöhten Spritzloch-Divergenz auf den makro- und mikroskopischen Strahlzerfalls sowie der Kavitation innerhalb der Düse zusammen.

Die makroskopischen Strahlparameter (Strahlkegelwinkel, Tropfendurchmesser und Penetration) sind nicht linear von der Divergenz abhängig, ebenso wie der düsennahe Strahlkegelwinkel. Es zeigt sich bei leichter Erhöhung der Divergenz eine Tendenz der Kenngrößen in eine Richtung, die sich bei weiterer Steigerung der Divergenz umkehrt. Die Ursache dieses Verhaltens ist eine Überlagerung verschiedener Phänomene, die sich unterschiedlich stark auf die Strahlkenngrößen auswirken und überlagern. Einerseits kommt es durch Divergenz zu verstärkter Turbulenz und Kavitation innerhalb des Spritzloches andererseits jedoch zu verminderter Profilrelaxation aufgrund von der Ablösung der Strömung von der Wand und damit einhergehender Verminderung der effektiv durchströmten Querschnittsfläche. Die Überlagerung dieser Phänomene und teilweise Auslöschung führt zum

Tabelle 5.15.: Zusammenfassung des Einflusses einer erhöhten Divergenz auf die Spraykenngrößen

Kenngröße	Wirkung	Ausprägung	Bemerkung
Penetration	↔	-	kein linearer Zusammenhang
Strahlkegelwinkel	↔	-	kein linearer Zusammenhang
Tropfengröße	↔	-	kein linearer Zusammenhang
düsennaher Strahlkegelwinkel	↔	-	kein linearer Zusammenhang
düsennahe Tropfengröße	↑	gering	-
Profilrelaxation	↓	mittel	-
Kavitation	↑	stark	Verstärkter Druckabfall über Spritzloch
TKE	↑	mittel	-

ersichtlichen Verhalten. Bei den hier durchgeführten Messungen zeigt die mittlere Divergenz (K-Faktor= -5) zu einem verstärkten Strahlzerfall, weshalb diese Geometrie für weitere thermodynamische Untersuchungen an einem Motor ausgewählt wurde. Aufgrund von fertigungsbedingten Einschränkungen musste die Divergenz jedoch auf -4° reduziert werden. Die Darstellung der Messungen erfolgt in Kapitel 5.6.

5.4.3. Spritzlochlänge

Tabelle 5.16 fasst die Einflüsse einer verminderten Spritzlochlänge auf den makro- und mikroskopischen Strahlzerfall sowie der Kavitation innerhalb der Düse zusammen.

Tabelle 5.16.: Zusammenfassung des Einflusses einer verminderten Spritzlochlänge auf die Spraykenngrößen

Kenngröße	Wirkung	Ausprägung	Bemerkung
Penetration	↔	stark	düsennah Erhöhung, düsenfern Reduzierung
Strahlkegelwinkel	↑	stark	vergrößerte Turbulenz
Tropfengröße	↓	mittel	-
düsennaher Strahlkegelwinkel	↔	stark	Einfluss Stufengeometrie
düsennahe Tropfengröße	↔	stark	Einfluss Stufengeometrie
Kraftstoffgeschwindigkeit	↑	mittel	verminderte Wandreibung
TKE	↑	gering	-

Die Auswirkung der Spritzlochlänge auf die Penetration ist nicht einheitlich, sondern vom Abstand von der Düsen Spitze abhängig. Einerseits kommt es zu einer Reduzierung der Penetration (düsennah) aufgrund vergrößerter Spritzlochlänge, da die Reibung ebenfalls

steigt und so die Kraftstoffgeschwindigkeit sinkt. Düsenfern kommt es andererseits jedoch zu einer deutlichen Vergrößerung der Penetration mit steigender Spritzlochlänge, da die Strömung im Bereich des langen Spritzloches laminarisiert wird und somit die turbulente kinetische Energie ebenso wie der Strahlkegelwinkel sinkt. Der Tropfendurchmesser verringert sich im Vergleich zur zylindrischen Variante deutlich, wobei sich die unterschiedlichen Spritzlochlängen nicht einheitlich zueinander verhalten. Die düsennahen Strahlparameter werden stark von der Spritzlochlänge beeinflusst, wobei das längste Spritzloch einen stark vergrößerten Strahlkegelwinkel und erhöhte Tropfengrößen aufweist. Als Ursache wurden Strömungsphänomene innerhalb der Stufenbohrung identifiziert. Beim Wiederanliegen der Strömung innerhalb der Stufenbohrung, wie sie bei Geometrie D1 und D2 vorkommt, kommt es zur Reduzierung der Strahlkegelwinkel und des düsennahen Strahlaufbruchs. Düse D3 weist demgegenüber eine reduzierte Stufenlänge auf, wodurch es nicht zum Wiederanliegen der Strömung kommt, sondern der Strahl frei ab dem Spritzlochaustritt zerfallen kann, was zu stark verstärktem Strahlaufbruch führt.

5.4.4. Konvergenz

Tabelle 5.17 fasst die Einflüsse einer erhöhten Spritzloch-Konvergenz auf den makro- und mikroskopischen Strahlerfalls sowie der Kavitation innerhalb der Düse zusammen.

Tabelle 5.17.: Zusammenfassung des Einflusses einer vergrößerten Konvergenz auf die Spraykenngrößen

Kenngröße	Wirkung	Ausprägung	Bemerkung
Penetration	↑	stark	Geschwindigkeitssteigerung
Strahlkegelwinkel	↓	stark	verminderte Turbulenz
Tropfengröße	↓	stark	-
düsennaher Strahlkegelwinkel	↑	stark	Profilrelaxation
Kraftstoffgeschwindigkeit	↑	mittel	Strömungseinschnürung
TKE	↓	mittel	Laminarisierung der Strömung
Kavitation	↓	stark	-

Verminderte Turbulenz durch Strömungslaminarisierung, sowie eine Reduzierung des Druckabfalls am Düsenaustritt und damit einhergehender Verminderung der Kavitation der stark konvergenten Düse führt zu erhöhter Penetration und einer Reduzierung des Strahlkegelwinkels. Gleichzeitig kommt es durch die genannten Phänomene jedoch auch zu einer verstärkten Profilrelaxation, die düsenfern jedoch von den übrigen Phänomenen überlagert wird und nur düsennah zu einem erhöhten Strahlkegelwinkel bei starker Konvergenz führt. Aufgrund der erhöhten Kraftstoffgeschwindigkeit in Kombination mit einem reduzierten Grundtropfendurchmesser in Folge des verkleinerten Spritzloch-Austrittsdurchmessers

wird die Tropfengröße deutlich reduziert. In den motorischen Untersuchungen wird ebenfalls ein Injektor mit konvergenten Spritzlochgeometrie (K-Faktor=5) eingesetzt, um den Einfluss der Konvergenz auf das thermodynamische Verhalten zu analysieren, da insbesondere die Tropfengröße einen entscheidenden Einfluss auf die Verdampfung des Kraftstoffes darstellt.

5.5. Optimierung der Modelle zum Strahlerfall

Im vorhergehenden Abschnitt wurde der Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die düsen- und düsenfernen Strahlaufbruchparameter bei ottomotorischen Betriebsbedingungen dargestellt. Diese Betriebsbedingungen unterscheiden sich deutlich von dieselmotorischen Betriebsbedingungen, unter welchen die in Abschnitt 2.4 aufgeführten Strahlaufbruchmodelle entwickelt wurden. Es konnte bisher gezeigt werden, dass eine Anpassung der Spritzlochgeometrie deutliche Änderungen im Strahlerfall bewirkt. Nachfolgend soll die Gültigkeit der bisherigen Strahlerfallmodelle auf den ottomotorischen Anwendungsfall unter den hier verwendeten Düsengeometrieinflüssen analysiert werden und ggf. eine Anpassung der Modelle erfolgen, sodass eine Vorhersage der Strahlparameter erfolgen kann. Die somit erstellten Modelle bieten das Potenzial, Emissionen durch eine optimiere Auslegung zu reduzieren, sowie Entwicklungszeiten und -kosten bei der Auslegung von Injektoren zu verringern. Abbildung 5.32 stellt die gemessenen Penetrationsverläufe der Düsen Z1 und G1 den mit Hilfe der Modelle ermittelten Penetrationsverläufen gegenüber. Düse Z1 ist dabei ebenfalls repräsentativ für die konvergenten und divergenten Geometrien, da sich die Penetrationsverläufe lediglich im Detail unterscheiden. Bei der Darstellung wurde sich auf die Modelle von Hiroyasu, Naber und Arregle beschränkt, da diese die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Penetrationsverläufen darstellen.

Es ist zu erkennen, dass die dargestellten Modelle die Penetration nur sehr unzureichend wiedergeben. Die Modelle nach Naber und Arregle bewerten die Penetration im düsen- nahen Bereich über, sodass dort deutlich zu große Penetrationen vorhergesagt werden. Im späteren Verlauf der Einspritzung kommt es hingegen zu einer Unterschätzung der Penetration. Das Modell nach Hiroyasu, welches als einziges den annähernd linearen Verlauf der Penetration zu Beginn berücksichtigt, weist demgegenüber jedoch über die gesamte Einspritzstrahlausbreitung einen zu geringen Anstieg auf, wodurch es zur Unterschätzung der Penetration kommt. Der lineare Verlauf bei Hiroyasu ergibt sich durch die sehr große Break-Up Zeit t_b . Da diese so nicht realistisch ist, da der initiale Strahlausbruch bereits kurz nach Düsenaustritt erfolgt, wurde bereits in Abschnitt 5.2.1 belegt.

Aufbauend auf den in Kapitel 2.4 dargestellten empirischen Spraymodellen soll nun im folgenden Abschnitt eine Anpassung der Modelle auf die ottomotorische Anwendung und die in dieser Arbeit untersuchten Spritzlochgeometrien erfolgen. Es erfolgt eine Teilung des Modells in zwei verschiedene Bereiche:

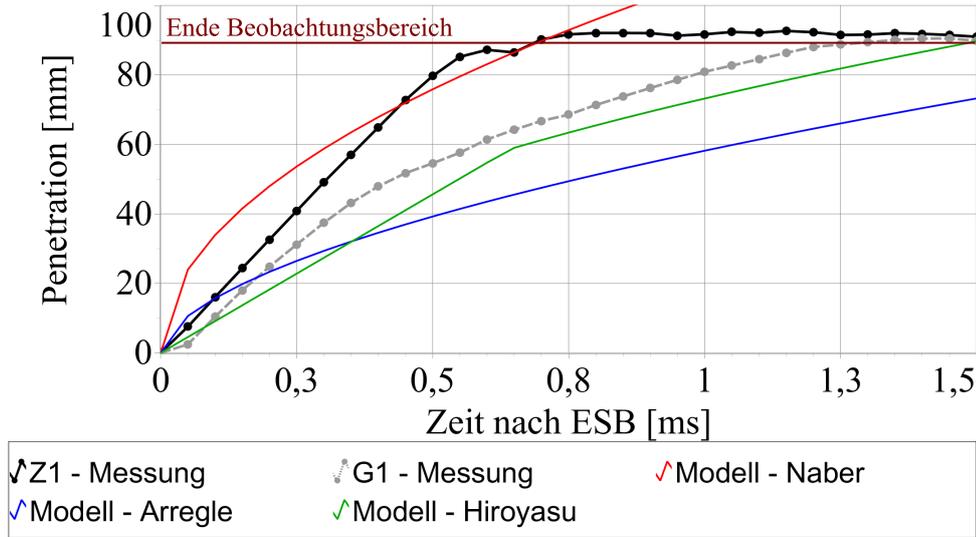


Abbildung 5.32.: Eindringtiefe des Kraftstoffstrahl der Düsen Z1 und G1 und Gegenüberstellung mit Penetrationsmodellen ($t_i = 1\text{ms}$; $p_{Rail} = 200\text{bar}$, $p_{Kammer} = 1\text{bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Einerseits den linearen Anteil des Penetrationsverlaufs, dessen Anstieg maßgeblich von Kraftstoff- und Gegendruck beeinflusst wird. Und andererseits den durch eine Wurzelfunktion beschriebenen Verlauf. Der Übergang zwischen diesen Bereichen ist durch eine spezifische Zeit t_{Grenz} bzw. Länge L_{Grenz} definiert, die den Übergang zwischen zwei Strahlzerfallsbereichen definieren. Dies sind einerseits der Zerfall durch innere Scherkräfte im Strahl und andererseits der Zerfall durch aerodynamische Wechselwirkungen mit dem Umgebungsmedium.

Da das Modell von Hiroyasu die besten Übereinstimmungen mit den Messergebnissen liefert, wird darauf aufbauend eine Anpassung der Modellkoeffizienten vorgenommen. Für den linearen Bereich des Penetrationsverlaufs ergibt sich somit folgende Gleichung:

$$S_1 = 0,68 \cdot X \cdot Y \cdot Z^{0,5} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{(p_f - p_g)}{\rho_f}} \cdot \left(\frac{L_{Sp}}{L_{ref}}\right)^{-0,05} \cdot t \quad (5.1)$$

Hierbei sind:

$$\begin{aligned} X &= 1 \text{ für } A_{Sitz} \geq A_{Spritzloch} \\ X &= \frac{A_{Sitz}}{A_{Spritzloch}} \text{ für } A_{Sitz} < A_{Spritzloch} \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} Y &= 1 \text{ für Injektoren ohne Vorstufe} \\ Y &= 0,75 \text{ für Injektoren mit Vorstufe} \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned}
 Z &= 1 \text{ für zylindrische Spritzlöcher} \\
 Z &= \frac{d_{ein}}{d_{aus}} \text{ für Injektoren mit konvergentem Spritzloch}
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

Der Korrelationsfaktor von Hiroyasu (0,39) wird hierbei in mehrere Anteile aufgeteilt. Der Korrelationsfaktor stellt, wie bereits durch Naber [18] dargestellt, einen düsen-spezifischen Koeffizienten dar, den dieser mit dem Velocity-Coefficient (C_V) gleichsetzt. Da dieser Faktor nur sehr umständlich zu ermitteln ist und bei der Düsenauslegung noch nicht vorliegt, wird dieser durch geometrische Kenngrößen ersetzt. Dabei stellt der Faktor 0,68 einen allgemeinen Korrelationsfaktor dar, der für ottomotorische Düsen mit scharfer Einlaufkante verwendet werden kann. Zusätzlich dazu werden zwei weitere geometriespezifische Faktoren X und Y eingeführt.

Der Koeffizient X , siehe Gleichung 5.2 berücksichtigt dabei den Einfluss von Drosseffekten im Nadelsitz, die zu einer Verringerung der Durchflussgeschwindigkeit im Spritzloch und somit eine Reduzierung der Penetration hervorrufen, wie sie bei Düse Z2 beobachtet wurde. Die Berücksichtigung von Drosseffekten im Nadelsitz kann insbesondere bei Mehrlochdüsen einen großen Einfluss haben, da sich dort der durchströmte Querschnitt der Spritzlöcher summiert wohingegen der durchströmte Querschnitt des Nadelsitzes konstant bleibt.

Durch den Koeffizient Y , siehe Gleichung 5.3, wird eine mögliche Stufenbohrung berücksichtigt. Wie gezeigt werden konnte, führt eine Stufenbohrung zur Beeinflussung der Strömung und somit zur Verringerung der Eindringtiefe, die hiermit berücksichtigt wird.

Der Koeffizient Z berücksichtigt die Geschwindigkeitserhöhung im Spritzloch durch Konvergenz.

Der Term $\left(\frac{L_{Sp}}{L_{ref}}\right)^{-0,05}$ berücksichtigt die Geschwindigkeitserhöhung bzw. -verminderung bei Anpassung der Spritzlochlänge, die aus entsprechend veränderter Wandreibung resultiert. Als Referenzlänge wird hier eine Spritzlochlänge von $1000 \mu\text{m}$ verwendet.

Der Übergang zwischen linearem Verlauf und dem durch aerodynamischen Zerfall geprägten Verlauf erfolgt wie bereits beschrieben im Abstand L_{Grenz} von der Düsen Spitze.

Bei Überschreitung der Grenzlänge erfolgt der Strahlzerfall überwiegend auf Basis von aerodynamischen Wechselwirkungen wodurch die Geschwindigkeit der Strahlfront kontinuierlich abnimmt. Dadurch ergibt sich eine Wurzelfunktion der Strahlausbreitung in Abhängigkeit von der Zeit.

Die auf Basis der vorliegenden Messdaten ermittelte Abhängigkeit ist in Gleichung 5.5 berücksichtigt.

$$S_2 = 2,8 \cdot \left(\frac{7 \cdot (p_f - p_g)}{\rho_g} \right)^{0,25} \cdot d_{aus}^{0,5} \cdot \left(\frac{L_{Sp}}{L_{ref}} \right)^{0,15} \cdot t^{0,5} \quad (5.5)$$

Gegenüber dem linearen Verlauf der Penetration hat hier das Umgebungsmedium einen dominanten Einfluss. Weiterhin berücksichtigt werden muss der Einfluss der Spritzlochlänge und des Spritzlochdurchmessers. Der Einfluss eines divergenten Spritzloches kann mit der hier dargestellten Gleichung nicht dargestellt werden, da die Effekte auf Ablösungserscheinungen (siehe Abschnitt 5.1.1) und weitere Phänomene innerhalb des Spritzloches zurückzuführen sind, die durch Ihre Komplexität nicht in Form eines empirischen Modells abgebildet werden können.

Die Kenngröße L_{Grenz} ist definiert durch den Schnittpunkt der beiden eingeführten Penetrationskurven und somit ebenfalls abhängig von den geometrischen Abmaßen des Spritzloches.

Abbildung 5.33 stellt die gemessenen Penetrationskurven den mit dem neu eingeführten Modell berechneten Penetrationen gegenüber.

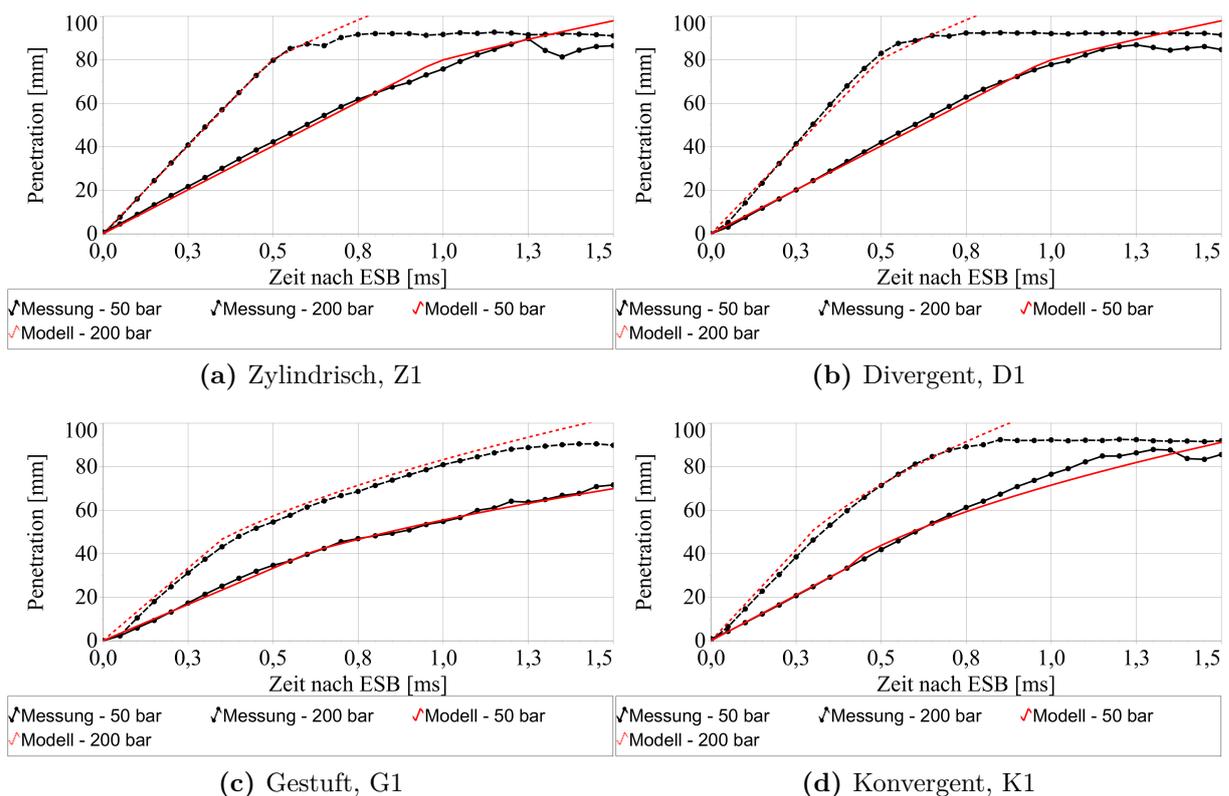


Abbildung 5.33.: Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung ($t_i = 1$ ms; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)

Wie zu erkennen ist, kann mit dem hier dargestellten Modell eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung erreicht werden. In Tabelle 5.18 sind die

relativen Abweichungen zwischen Modell und Messung gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass die mittleren relativen Abweichungen über alle Düsengeometrien hinweg sehr gering sind. Die maximalen relativen Abweichungen zeigen deutlich höhere Werte. Dabei ist herauszustellen, dass die maximalen Abweichungen direkt nach Düsenaustritt in sehr geringen Abständen (< 5 mm) von der Düsen Spitze auftreten, da dort bereits geringe absolute Abweichungen vom Sollwert zu hohen relativen Abweichungen führen. Da in diesen Abständen keine Interaktion mit Bauteilen erwartet wird, kann der Fehler im Modell akzeptiert werden.

Tabelle 5.18.: Relative Abweichung zwischen Modell und Messung in [%]

Düse	mittlere Abweichung in [%]		maximale Abweichung in [%]	
	50 bar	100 bar	50 bar	100 bar
Z1	4,8	1,6	13,0	6,6
Z2	3,3	11,5	8,5	41,5
D1	3,5	4,9	10,8	16,9
D2	4,4	6,4	23,1	35,9
D3	3,5	6,2	23,1	35,9
G1	4,3	3,0	33,3	22,0
G2	4,6	3,3	19,1	20,6
G3	6,4	5,8	31,4	23,1
K1	3,7	5,9	8,9	23,7
K2	4,5	5,3	14,5	13,3

5.6. Einfluss der Spritzlochgeometrie auf das Motorverhalten

In diesem Abschnitt wird anhand einer Ansteuerbeginn- (ASB) und Raildruckvariation der Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die motorischen Größen:

- Laufruhe σ_{pmi} ,
- Partikelanzahlkonzentration PN ,
- Rußmasse PM und
- Kohlenwasserstoff-(HC)-Emissionen

dargestellt. Die untersuchten Betriebspunkte (rot) stellen dabei partikelrelevante Punkte im Kennfeld dar, siehe Abbildung 5.34.

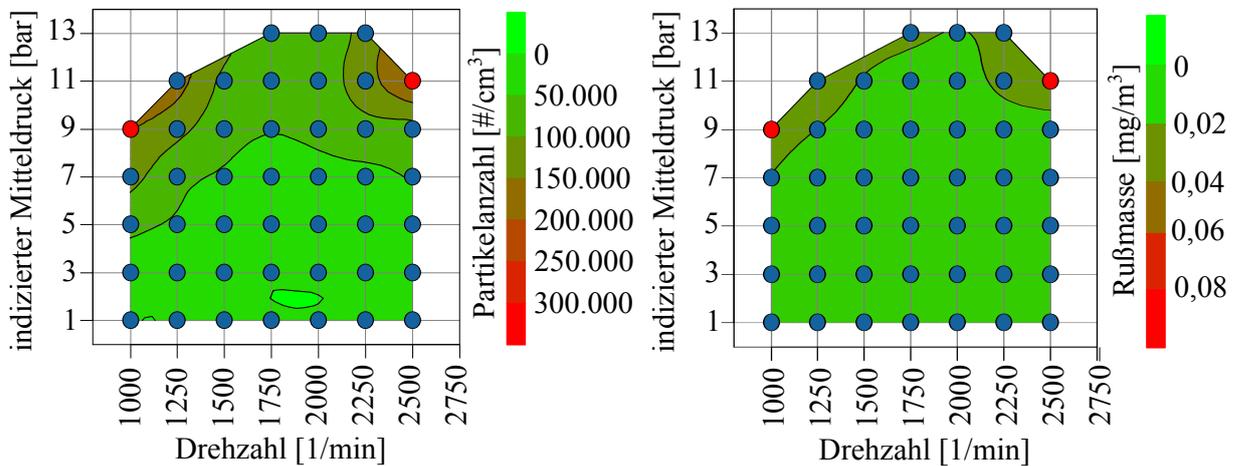


Abbildung 5.34.: Partikelanzahl- und Rußmassen-Kennfeld der Serienkonfiguration (rot=vermessene Betriebspunkte)

Konditionierung Die Konditionierung der Injektoren dient der Sicherstellung stationärer Partikelemissionen während der Analyse der Betriebspunkte. Insbesondere neue, unverkockte Injektoren weisen deutlich geringere Partikelemissionen, im Vergleich zu Injektoren längerer Laufzeit, auf. Ursachen sind dabei hauptsächlich Ablagerungen auf der Injektorspitze, die sich kontinuierlich aufbauen und ab einer Messdauer von ca. 90 Minuten eine konstante Schichtdicke erreichen [108]. Durch die Ablagerungen auf der Injektorspitze finden zusätzlich eine Beeinflussung der Strahlparameter, Penetration, Kegelwinkel und Tropfengröße statt, die die Emissionen ebenfalls beeinflussen [124]. Abbildung 5.35 stellt die Entwicklung der Rußmassen- und Partikelanzahlemissionen während der Konditionierung für alle drei Düsengeometrien gegenüber.

Bereits ab ca. 30 Minuten Konditionierdauer wird eine quasistationäre Phase der Partikelanzahlemissionen erreicht. Bis zu diesem Zeitpunkt ist ein deutlicher Anstieg (Faktor 6

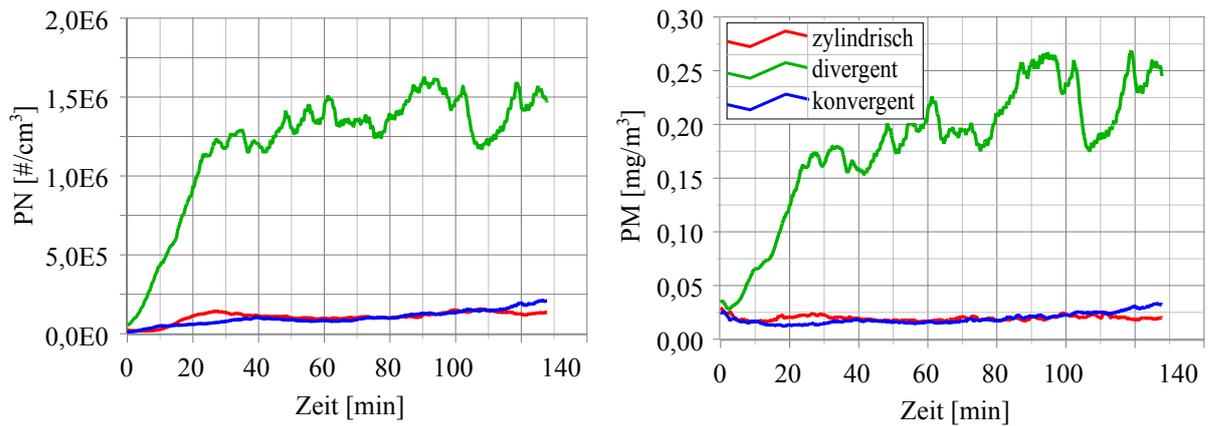


Abbildung 5.35.: Partikelanzahl- und Rußmassen-Entwicklung während des Konditioniervorgangs

bei der zylindrischen und der konvergenten Variante sowie Faktor 20 des Ausgangswertes bei der divergenten Variante) der Partikelanzahl und Rußmasse erkennbar. Weiterhin ist ersichtlich, dass die divergente Düsengeometrie grundsätzlich deutlich höhere Partikelemissionen aufweist. In Anhang E sind zusätzlich Aufnahmen der Injektorspitze vor und nach dem Konditionierungslauf zu sehen. Deutlich sind die Ablagerungen (b) gegenüber dem unverschmutzten Injektor (a) erkennbar. Nachfolgend erfolgt nun eine Auswertung der Betriebspunkte.

Ansteuerbeginnvariation Anhand der ASB-Variation können die Ursachen der Partikelemissionen der jeweiligen Düsengeometrie abgeschätzt werden. Abbildung 5.36 stellt den Einfluss der Düsengeometrie auf die motorischen Größen Laufruhe σ_{pmi} , Partikelanzahlkonzentration PN , Rußmasse PM und Kohlenwasserstoff-(HC)-Emissionen bei Betriebspunkt 1 dar. Die Darstellung der übrigen Betriebspunkte ist in Anhang F zu finden. Grundsätzlich zeigt sich betriebspunktunabhängig eine deutliche Abhängigkeit der motorischen Kenngrößen vom Ansteuerbeginn. Unabhängig von der Spritzlochgeometrie und dem Betriebspunkt weist der Motor eine hohe Laufruhe auf. Der kritische Wert von $\sigma_{pmi} = 0,6$ bar wird nicht überschritten. Rußmasse und Partikelanzahl weisen eine sehr ähnliche Charakteristik auf. Aufgrund dieses Zusammenhangs erfolgt die Auswertung der motorischen Kenngrößen nachfolgend nun lediglich für die Partikelanzahl- und Kohlenwasserstoffemission, siehe Abbildung 5.37:

BP 1 zeigt grundsätzlich sehr hohe PN -Konzentrationen und HC -Emissionen. Mit erhöhter Motortemperatur (BP2 und BP3) steigt die Bauteilfilmverträglichkeit und die Verdampfung des Kraftstoffes wird begünstigt. Somit kommt es zu einer starken Reduktion der Rußmasse, respektive der PN -Konzentration. Es besteht eine deutliche Abhängigkeit der Partikelemissionen vom Ansteuerbeginn. Bei sehr frühem Einspritzbeginn ($ASB > 320^\circ KW$) kommt es zur Benetzung der Bauteilwände, insbesondere des Kolben-

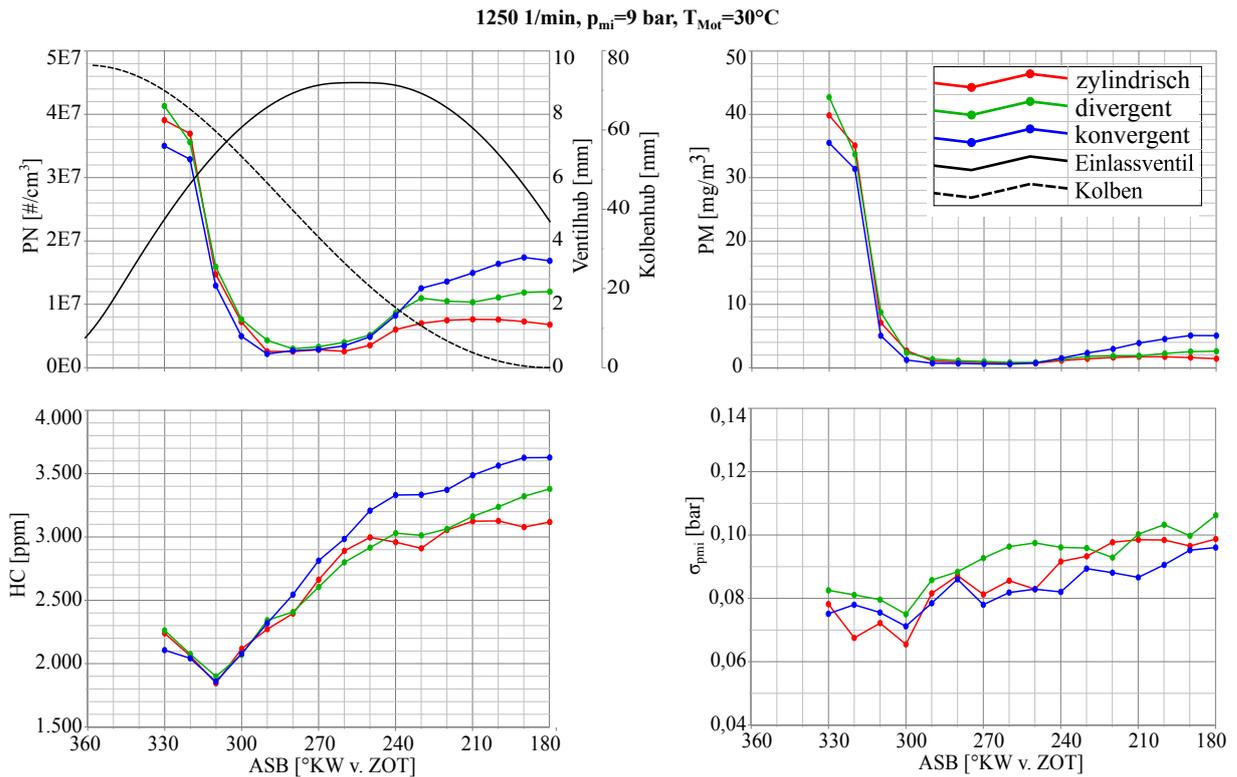


Abbildung 5.36.: Düsengeometrieinfluss auf die Partikelemissionen bei Betriebspunkt BP1

bodens, da die freie Strahllänge des Kraftstoffsprays durch den, nahe dem OT befindlichen, Kolben eingeschränkt wird. Zwischen zwei Minima der Partikelemissionen (ca. 310 und 230°KW) ist eine leichte Überhöhung bei warmem Motor zu erkennen. Diese wird durch eine Benetzung der Einlassventile hervorgerufen. Zur Veranschaulichung dessen ist in Abbildung 5.37 (links) zusätzlich der Ventil- und Kolbenhub aufgetragen. Der maximale Einlassventilhub wird betriebspunktunabhängig bei 255°KW erreicht und entspricht somit dem Bereich des Maximums der PN- und PM-Emissionen. Eine solche Überhöhung ist bei kaltem Motor aufgrund des deutlich höheren Grundniveaus der Partikelemissionen nicht zu erkennen. Weiterhin zeigt sich bei BP3 eine Verschiebung der Überhöhung hin zu früheren Einspritzbeginn, siehe Abbildung 5.37 (unten). Dies wird durch die, relativ betrachtet, längere Ansteuerdauer der Injektoren aufgrund erhöhter Last und Drehzahl des Motors hervorgerufen. Dadurch kommt es zu einer stärkeren Ventilbenetzung, die zu erhöhten Emissionen führt. Bei weiterer Verschiebung des ASB nach spät, ist ein erneuter Anstieg der Partikelemissionen sowie auch der HC-Emissionen zu erkennen. Dieser Anstieg deutet auf eine Verringerung der Gemischbildungsqualität hin. Diese wird durch eine Reduzierung der zur Verfügung stehenden Zeit zur Gemischbildung hervorgerufen und ist dementsprechend auch bei BP3 besonders stark ausgeprägt. Anhand der gezeigten Ergebnisse können bisherige Untersuchungen bestätigt werden, die als Hauptursache der Partikelemissionen die Bauteilbenetzung von Ventilen ($ASB > 320^{\circ}\text{KW}$), vom Kolben ($240^{\circ}\text{KW} > ASB > 300^{\circ}\text{KW}$) und eine reduzierte Gemisch-

bildungszeit ($ASB < 210^\circ KW$) angeben [3, 108, 125, 126]. Andere Emissionsquellen, wie Zylinderwandbenetzung, Brennraumdachbenetzung, Zündkerzenbenetzung oder Injektorablagerungen können anhand der vorliegenden Messergebnisse nicht bewertet werden. Die Partikelanzahl resp. Rußmasse zeigen eine starke Abhängigkeit von der Spritzloch-

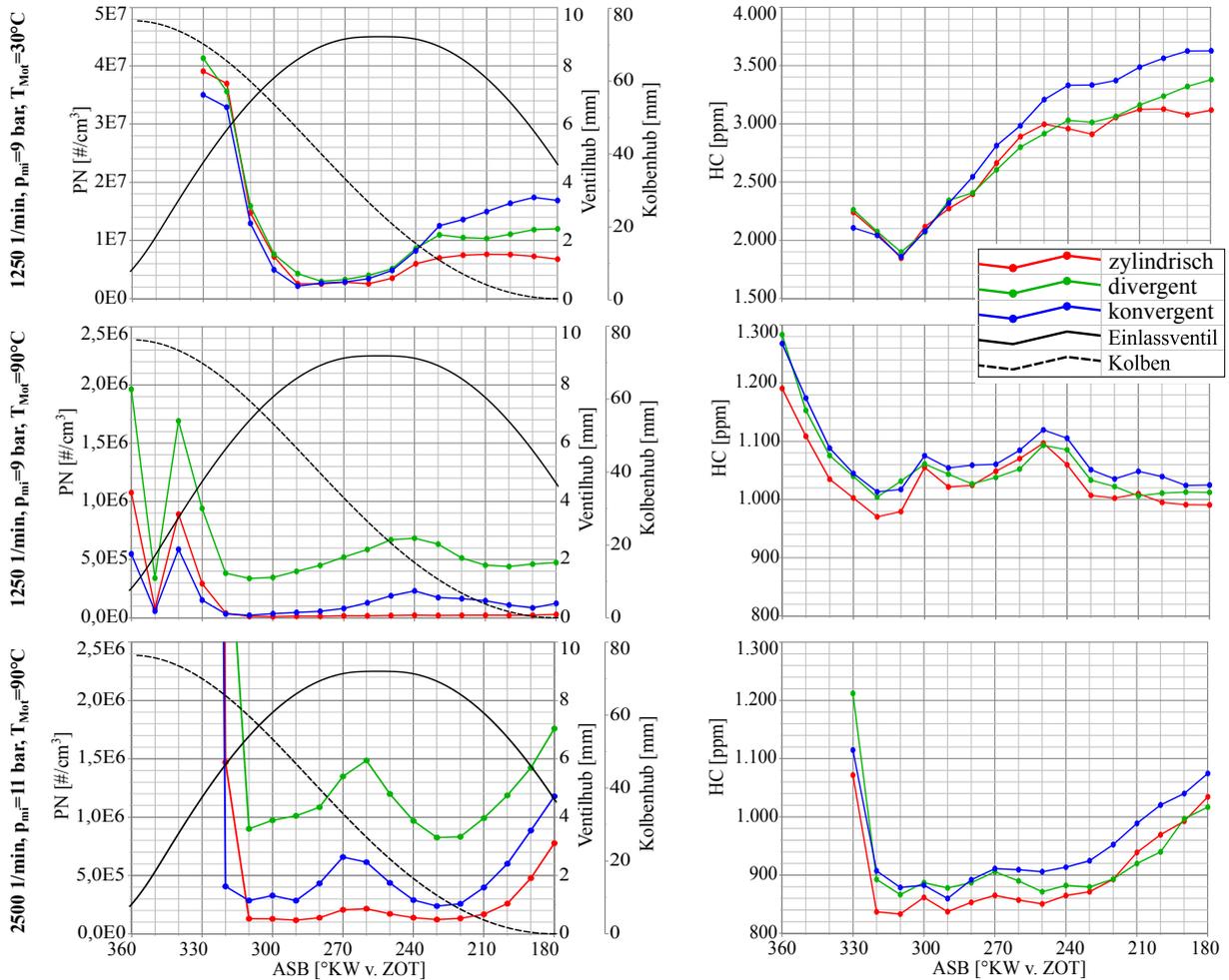


Abbildung 5.37.: Betriebspunkt- und Düsengeometrieinfluss auf die PN- und HC-Emissionen

geometrie. Bei warmem Motor weist die divergente Spritzlochgeometrie deutlich höhere Partikelemissionen auf, wohingegen die zylindrische Geometrie die geringsten Emissionen aufweisen. Die Kohlenwasserstoff (HC)-Emissionen weisen eine nur geringe Abhängigkeit von der Spritzlochgeometrie auf, wobei die konvergente Geometrie die höchsten Emissionen zeigt. Bei kaltem Motor weist die konvergente Injektorvariante, insbesondere bei spätem ASB ($< 240^\circ KW$ v. ZOT), erhöhte Partikelemissionen auf. Dies weist auf eine verminderte Gemischqualität hin. Um die Ursachen der Spritzlochgeometrieunterschiede näher zu untersuchen, werden nachfolgend die Sprayuntersuchungen der Druckkammer dargelegt.

Raildruckvariation Die Variation des Raildruckes wurde für optimale Ansteuerbeginnne durchgeführt. Die Variation findet zwischen 7,5 und 320 bar Kraftstoffdruck mit 25 bar Schrittweite statt. Als grundsätzliche Tendenz kann eine Verringerung der Partikelemissionen mit steigendem Raildruck erkannt werden, siehe Abbildung 5.38. Dies kann auf

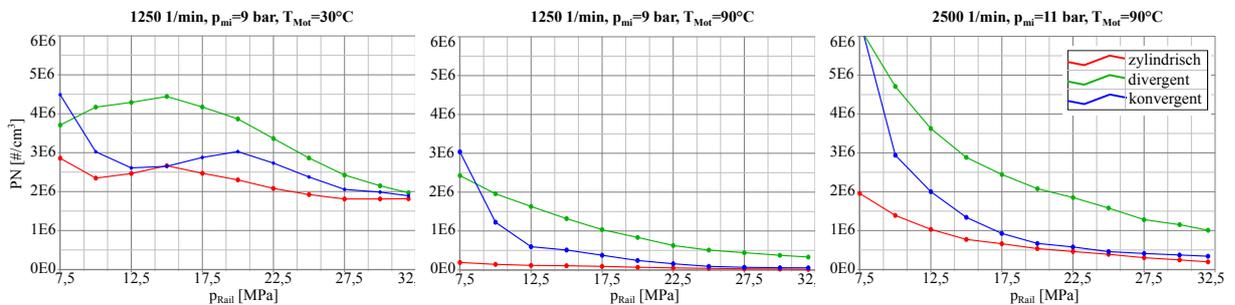


Abbildung 5.38.: Betriebspunkt-, Düsengeometrie- und Raildruckeinfluss auf die Partikelemissionen

verschiedene Gründe zurückgeführt werden. Zum einen kommt es durch die Erhöhung des Einspritzdruckes zu einer Verringerung der Tropfengrößen [120, 127, 128]. In Abbildung 5.39 ist die Tropfengrößenverteilung in einer Messebene 30 mm unter der Injektorspitze dargestellt, die mit Hilfe der PDA-Messtechnik, siehe Abschnitt 3.1.4, ermittelt wurde. Es ist ersichtlich, dass es mit steigendem Raildruck zu einer deutlichen Reduzierung der Tropfengröße kommt. Die dadurch vergrößerte Tropfenoberfläche führt zu verstärkter Verdampfung, was wiederum zu einer optimierten Gemischhomogenisierung führt [129, 130]. Weiterhin wird die Wandfilmbildung und damit eine Hauptursache der Partikelentstehung vermindert [126, 131]. Der durch den erhöhten Einspritzdruck gesteigerte Strahlimpuls führt zu einer Verringerung der Injektorspitzenverkokung durch eine Reduzierung von flüssigen Kraftstoffresten an der Injektorspitze und zusätzlich zu einem Abtrag der vorhandenen Injektorablagerungen [108, 120, 132, 133]. Die Impulserhöhung des Kraftstoffstrahls erhöht zusätzlich auch die Turbulenz im Brennraum, was sich ebenfalls positiv auf die Gemischhomogenisierung und nachfolgend das Turbulenzniveau in der Entflammungsphase auswirkt [127]. All dies trägt zu einer starken PN- und PM-Reduzierung durch erhöhten Einspritzdruck bei. Demgegenüber erhöht sich die Eindringtiefe, siehe Abbildung 5.40, mit steigendem Raildruck. Dies fördert, insbesondere bei kaltem Motor, die Bauteilbenetzung und führt zu erhöhten PN-Emissionen. Dieser Effekt wird jedoch durch die genannten positiven Einflüsse der Raildruckerhöhung überlagert [129]. Zusätzlich kann durch eine Raildrucksteigerung die Ansteuerdauer der Injektoren bei identischer Einspritzmasse reduziert werden, was wiederum die Zeit zwischen Einspritzende und Zündzeitpunkt vergrößert und somit die Gemischbildungsdauer positiv beeinflusst [127].

Spritzlochgeometrie Die Partikelemissionen zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Injektorvariante auf. So sind bei warmen Motorbetriebspunkten (BP2 und BP3) erhöhte

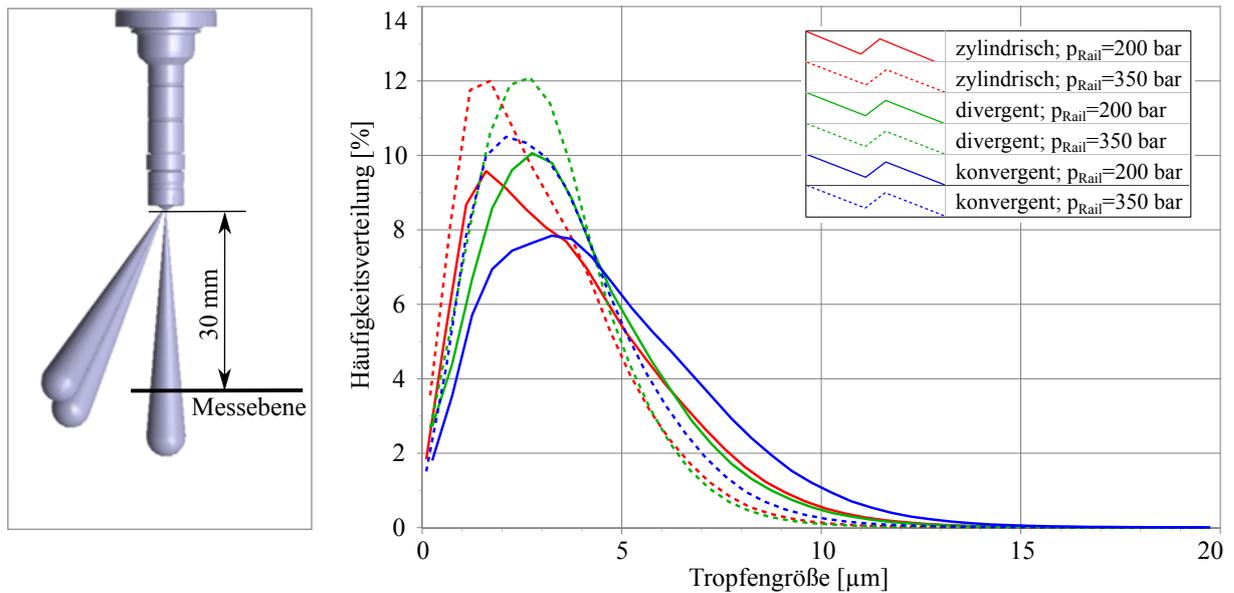


Abbildung 5.39.: Tropfengrößenverteilung bei $m = 20\text{mg}$; $p_{Kammer} = 1\text{bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 90^\circ\text{C}$, entspricht warmen Motorbetriebspunkten)

Emissionen (siehe Abbildung 5.37) der divergenten Variante zu erkennen. Die zylindrische Variante weist demgegenüber die geringsten PN-, PM- und HC-Emissionen auf. Die konvergente Variante zeigt bei kaltem Motor (BP1) und späten ASB Nachteile hinsichtlich der Gemischbildung, da sowohl die HC- als auch die Partikelemissionen deutlich ansteigen. Die Laufruhe σ_{pmi} des Motors ist unabhängig von der Geometrie der Spritzlöcher sehr hoch, siehe Anhang F.

Zur Analyse der Unterschiede zwischen den Injektoren werden die Druckkammeruntersuchungen herangezogen. Die Penetrationsverläufe, siehe Abbildung 5.40, zeigen deutliche Unterschiede zwischen den Injektoren auf. Bei dem kalten Motorbetriebspunkt (links) weist die konvergente Spritzlochgeometrie zu Beginn die geringste Eindringtiefe auf. Die Penetrationsverläufe der zylindrischen und divergenten Variante sind hingegen sehr ähnlich. Bei weiterem Fortschreiten der Sprayfront kommt es zur Überschneidung der Penetrationskurven. Ab ca. 1,5 ms nach ASB (350 bar Raildruck) weist die konvergente Geometrie dementsprechend die höchste Penetration auf. Bei warmen Motorbetriebsbedingungen (Abbildung 5.40 rechts) weist die konvergente Spritzlochgeometrie durchgehend höhere Penetrationen als die zylindrische auf. Die divergente Spritzlochgeometrie ist durch die geringste Eindringtiefe gekennzeichnet. Ein Grund für die sich unterscheidenden Penetrationsverläufe zwischen den Geometrievarianten bei warmem und kaltem Injektor ist das Verdampfungsverhalten des Kraftstoffes. Durch eine hohe Verdampfungsrate sinkt der Impuls des flüssigen Kraftstoffes. Die Verdampfungsrate wird stark von der Tropfengröße beeinflusst. Wie in Abbildung 5.39 ersichtlich, ist das Tropfenspektrum der konvergenten Variante (blaue Kurve) zu deutlich größeren Tropfen hin verschoben. Im Vergleich mit den übrigen Geometrien ist somit ein geringerer Impulsverlust aufgrund von Verdampfung

zu erwarten. Somit ergibt sich eine erhöhte Eindringtiefe der konvergenten Geometrie bei warmem Motor. Dementsprechend wird auch die Homogenisierung negativ beeinflusst, sowie die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Bauteilbenetzung vergrößert. Da die konvergente Spritzlochvariante jedoch bei warmen Motorbetriebsbedingungen deutlich geringere Emissionen als die divergente Variante aufweist, kann die Tropfengröße für diese Betriebspunkte nicht als Erklärung herangezogen werden.

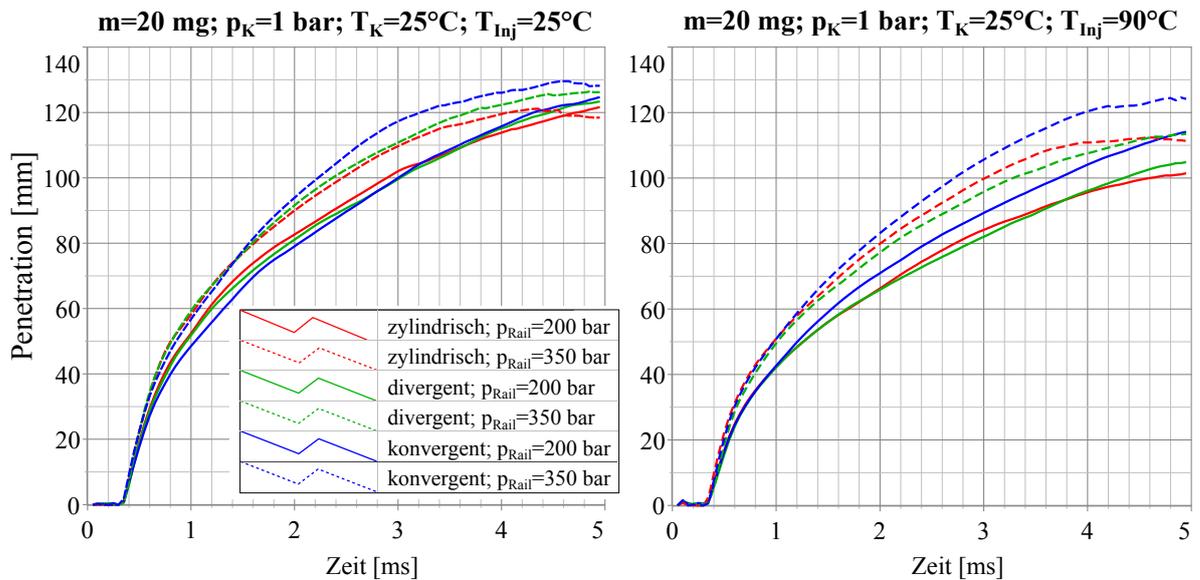


Abbildung 5.40.: Raildruck- und Geometrieinfluss auf die Penetration

Blessing [10] führt als Ursache der erhöhten Emissionen von divergenten Spritzlochgeometrien einen verminderten Strahlimpuls und verschlechterte Gemischbildung an. Die durchgeführten Tropfengeschwindigkeits-Untersuchungen zeigen jedoch, dass, wie bereits durch die Penetrationsverläufe zu vermuten, die divergenten Düsen die höchsten Tropfengeschwindigkeiten der untersuchten Varianten aufweisen. Ein qualitativer Vergleich der Sprayaufnahmen, siehe Anhang G, zeigt neben der erhöhten Eindringtiefe der divergenten Düsen (Mitte) jedoch auch einen reduzierten Strahlaufbruch, ersichtlich an dem sehr schmalen C1-Strahl. Im Vergleich dazu weisen die zylindrische und konvergente Geometrie einen deutlich voluminöseren C1-Strahl auf, was einen reduzierten Lufteintrag in das Spray durch Divergenz vermuten lässt. Dies kann wiederum zu lokal fetten Gebieten und somit einer rußenden Verbrennung führen.

Neben der Analyse der mikroskopischen und makroskopischen Strahlparametern ist die Ausrichtung der Spraykeulen bei der emissionsarmen Verbrennung von entscheidender Bedeutung [132]. Abbildung G.1 stellt die Sprayaufnahmen der Injektoren in seitlicher Ansicht gegenüber. Injektorvariante zylindrisch entspricht dabei der Zielvorgabe zur Ausrichtung der Spraykeulen. Die konvergente Variante weist eine leichte Abweichung und die divergente Variante eine starke Abweichung des C1-Strahls in Richtung Brennraumdach/Zündkerze auf. Dadurch kann es zu unerwünschter und in unterschiedlichem Maß

ausgeprägter Bauteilbenetzung kommen. Die starke Abweichung der divergenten Variante vom vorgegebenen Spraytarget stellt somit eine weitere Ursache der erhöhten Emissionen, insbesondere bei warmen Motorbetriebspunkten, die vom grundsätzlichen Niveau der PN-Emissionen sehr gering sind, dar. Es lässt sich somit schlussfolgern, dass die motorischen Phänomene nicht allein auf die Spritzlochgeometrie zurückzuführen sind, sondern für eine emissionsarme Verbrennung insbesondere die Ausrichtung der Strahlkeulen optimal erfolgen muss. Bei optimaler Ausrichtung der Strahlkeulen kann mit Hilfe der Spritzlochgeometrie eine weitere Optimierung der Gemischbildung durch Anpassung der makroskopischen und mikroskopischen Strahlparameter erfolgen.

6. Zusammenfassung

Die Benzin-Direkteinspritzung stellt einen wichtigen Faktor zur Erreichung der strenger werdenden Abgasgesetzgebungen für den Ottomotor dar. Die sich daraus ergebenden Anforderungen hinsichtlich der Partikelanzahl und -massenreduzierung verlangen nach einer weiteren Optimierung der Gemischbildung, die jedoch nur auf Basis eines tiefgreifenden Verständnisses der Wirkzusammenhänge zwischen der Einspritzung und der Gemischbildung erfolgen kann.

Die vorliegende Arbeit verfolgte das Ziel die Zusammenhänge zwischen Spritzlochgeometrie, Einspritzung und Strahlzerfall sowie der darauf folgenden Verbrennung aufzuzeigen. Dazu wurden Injektoren unterschiedlicher Spritzlochgeometrie angefertigt mit sowohl gestuften als auch ungestuften zylindrischen, konvergenten und divergenten Spritzlöchern und gehen somit über bisherige Untersuchungen zur Geometrievariation hinaus. Diese, aufgrund der besseren optischen Zugänglichkeit als Einlochinjektoren ausgeführten, Varianten wurden hydraulisch und optisch an einer Einspritzdruckkammer in für den Ottomotor relevanten Betriebspunkten vermessen. Dabei kamen unterschiedliche Messtechniken zum Einsatz. Durch die Mie-/Schlieren Messtechnik konnten Aussagen zur Strahlausbreitung mit den charakteristischen Eigenschaften Penetration und Strahlkegelwinkel getroffen werden. Demgegenüber konnte durch die PDA Messtechnik eine Aussage zur Tropfengröße und -geschwindigkeit getroffen werden. Da der sekundäre Strahlzerfall maßgeblich vom primären Strahlzerfall beeinflusst wird, wurde mit Hilfe der Fernfeldmikroskopie in Kombination mit einer Lichtschnittoptik der düsennahe Strahlzerfall analysiert. Eine spezielle Auswertemethodik, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, erlaubt die Analyse der düsennahen Sprayaufnahmen hinsichtlich Tropfenanzahl, Tropfenrundheit, Tropfendurchmesser und des Spraykegelwinkels und ermöglicht somit einen quantitativen Vergleich zwischen den Düsen. Um die Ursachen der Strahlzerfallsmechanismen zu analysieren wurden weiterhin Untersuchungen zur Düseninnenströmung durchgeführt wofür transparente Acrylglassdüsen verwendet wurden. Mit Hilfe eines sehr dünnen Laserlichtschnittes konnten Erkenntnisse aus der Shadowgraphie um Informationen aus dem Kern der Düseninnenströmung ergänzt werden. Dies stellte aufgrund der sehr geringen Spritzlochdurchmesser ($< 150 \mu\text{m}$) eine besondere Herausforderung dar.

Diese experimentellen Untersuchungen wurden um Simulationen zur Düseninnenströmung erweitert. Dadurch war es möglich, die rein qualitative Messung der Düseninnenströmung um quantitative Parameter, wie der Turbulenzintensität, der Geschwindigkeit oder des

Flüssigphasenanteils zu ergänzen und somit Vergleichsgrößen zum Strahlzerfall einzuführen. Auf Basis der Versuchsergebnisse zum Strahlzerfall wurde ein Vergleich mit bisher bekannten Modellen zur Vorausberechnung der Strahlpenetration durchgeführt.

Thermodynamische Analysen fanden mit ausgewählten Spritzlochgeometrien an einem 1.0l 3-Zylinder Motor der Volkswagen AG statt. Dabei wurde neben dem Einfluss der Spritzlochgeometrie ebenfalls der Einfluss des Einspritzdruckes in drei speziellen Betriebspunkten analysiert. Die Bewertung der Ergebnisse erfolgte anhand der Parameter Laufruhe, Partikelanzahl, Partikelmasse und der Kohlenwasserstoffemission.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen einen deutlichen Zusammenhang zwischen Spritzlochgeometrie und Strahlzerfall auf. Der Einfluss des Spritzlochdurchmessers wird durch ein Phänomen überlagert, welches den Strahlzerfall in starkem Maße beeinflusst. So kommt es durch die Anhebung des Spritzlochdurchmessers über einen Grenzwert zur Verlagerung der Drosselstelle von Spritzlochdrosselung zu Nadelsitzdrosselung. In einem solchen Fall wird die Turbulenz im Spritzloch erhöht bei gleichzeitiger Verringerung der Kraftstoffgeschwindigkeit. Dadurch kommt es zur Reduzierung der Penetration bei Vergrößerung des Strahlkegelwinkels. Da die Tropfengröße maßgeblich vom Grundtropfendurchmesser und der Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff und Umgebungsmedium abhängt, wird diese mit steigendem Spritzlochdurchmesser ebenfalls erhöht.

Divergente Spritzlöcher weisen keinen linearen Zusammenhang zwischen Geometrie und makroskopischen Strahlparameter (Strahlkegelwinkel, Tropfendurchmesser und Penetration) auf. Ursache dafür sind sich überlagernde Phänomene des Strahlzerfalls. Einerseits kommt es durch Divergenz zu verstärkter Turbulenz und Kavitation innerhalb des Spritzloches andererseits jedoch zu verminderter Profilrelaxation aufgrund von der Ablösung der Strömung von der Wand und damit einhergehender Verminderung der effektiv durchströmten Querschnittsfläche. Es konnte, unter den hier verwendeten Randbedingungen, ein optimaler K-Faktor von -5 ermittelt werden.

Die Spritzlochlänge trägt in Kombination mit gestuften Bohrungen erheblich zur Gemischbildung bei. So kommt es durch die Verringerung der Spritzlochlänge zu reduzierter Reibung mit somit steigender Kraftstoffgeschwindigkeit. Andererseits steigt die Turbulenzintensität im Spritzlochaustritt bei kurzem Spritzloch stark an. Dadurch ergeben sich große Strahlkegelwinkel bei kleinen düsenfernen Penetrationen und geringen Tropfendurchmessern. Als weiterer wichtiger Einflussfaktor wurde die Stufenbohrung identifiziert. Ein Wiederanliegen der Strömung innerhalb der Stufe sollte durch eine optimale Auslegung der Stufentiefe und des Stufendurchmessers vermieden werden, da dadurch der düsennahe Strahlkegelwinkel vermindert wird. Die Gemischbildung selbst kann somit durch möglichst geringe Spritzlochlängen ohne Anliegen der Strömung innerhalb einer Stufenbohrung optimal gestaltet werden.

Konvergente Spritzlöcher führen zu einer Laminarisierung der Strömung mit verminderter Kavitation und Turbulenz sowie erhöhter Kraftstoffgeschwindigkeit. Dadurch steigt

die Penetration bzw. sinkt der Strahlkegelwinkel und die Tropfengröße. Die Strömungsberuhigung führt zu einer starken, den Strahlzerfall unterstützenden, Profilrelaxation direkt nach Düsenaustritt.

Auf Grundlage der experimentellen Ergebnisse wurde das Modell von Hiroyasu zur Vorhersage der Strahlpenetration erweitert. So wird der Einfluss der Nadelsitzdrosselung ebenso wie der Einfluss der Stufenbohrung berücksichtigt. Die Modellkoeffizienten wurden angepasst sodass auch für die ottomotorische Einspritzung genaue Vorhersagen der Penetration erfolgen können. Damit ergeben sich im Vergleich mit den hier vorgestellten Ergebnissen mittlere Abweichungen von ca. 5% der Penetration.

Die Emissionsanalysen im Motor weisen ebenfalls deutliche Unterschiede zwischen den Spritzlochgeometrien auf. Die divergente Geometrie zeigt dabei die höchsten PN Emissionen. Als Ursache wird die verminderte Gemischhomogenisierung durch Ablösung der Strömung von der Wand mit den genannten Effekten herangezogen. Die konvergente Geometrie weist insbesondere bei kaltem Motor erhöhte PN Emissionen auf, da die Eindringtiefe respektive die Wandbenetzung erhöht ist. Die geringsten Partikelemissionen weist demgegenüber die ungestufte, zylindrische Injektorvariante auf. Einschränkend muss dabei erwähnt werden, dass es fertigungsbedingte Spraytargetabweichungen zwischen den Geometrievarianten gab, die insbesondere bei der divergenten Variante zu erhöhten Wandbenetzungen führte.

Die Ergebnisse dieser Studie zeigen, dass das Emissionsminderungspotential durch eine Variation der Spritzlochgeometrie gegeben ist. Insbesondere ungestufte Spritzlochgeometrien zeigen Potential die Emissionen zu vermindern, da eine Verkokung der Injektorspitze vermindert wird. Die negativen Auswirkungen der fehlenden Stufe können durch eine optimale Auslegung der Spritzlochgeometrie vermindert werden. Für diese Auslegung schafft die hier vorliegende Arbeit eine Wissensgrundlage, da die Einflussmöglichkeiten durch die Geometrievariation ganzheitlich dargestellt wurden.

Literaturverzeichnis

- [1] Europäische Union. *Euro 5/6 standards (2009/2014): Regulation 715/2007 and several comitology regulations*. 2014.
- [2] DieselNet. *Emission Standard United States Cars and Light-Duty Trucks California*. 2012.
- [3] F. Steimle, A. Kulzer, D. Schwarzenthal, H. Richter und C. Romberg. „Particle emission analysis in homogeneous direct injection SI engines“. In: *Stuttgart International Symposium* (2013), Seiten 199–221.
- [4] E. Winkelhofer, H. Fuchs, A. Hirsch und P. Kapus. „Stabilität der Partikelemissionen von GDI Brennverfahrenn - Diagnose im Motorbetrieb“. In: *Diesel- und Bezindirekteinspritzung VII 7* (2013), Seiten 279–287.
- [5] H. Flora M. Gavaises N. Kampanis R. Horrocks C. Arcoumanis. „Investigation of Cavitation in a Vertical Multi-Hole Injector“. In: *SAE Technical Paper 1999-01-0524* (1999).
- [6] M. Stahl. „Experimentelle und numerische Untersuchung des primären Strahlzerfalls von Druckzerstäubern“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [7] J. Walther. „Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen“. Dissertation. TU Darmstadt, 2002.
- [8] N. Mitroglou, J. M. Nouri, M. Gavaises und C. Arcoumanis. „Cavitation inside enlarged an real-size fully transparent injector nozzles and its effect on near nozzle spray formation“. In: *Proceedings of DIPSI Workshop*. 2011.
- [9] A. Heilig. „Untersuchung des Primärzerfalls von Hochdruckdieselsprays mittels optischer Messtechnik“. Dissertation. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013.
- [10] M. Blessing. „Untersuchung und Charakterisierung von Zerstäubung, Strahlausbreitung und Gemischbildung aktueller Dieseleinspritzsysteme“. Dissertation. Universität Stuttgart, 2004.
- [11] D. J. Duke, A. L. Kastengren, F. Z. Tilocco, A. B. Swantek und C. F. Powell. „X-Ray Radiography Measurements of Cavitating Nozzle Flow“. In: *Atomization and Sprays 23.9* (2013).
- [12] D. J. Duke, A. B. Swantek, Z. Tilocco, A. L. Kastengren und K. Fezzaa. „X-Ray Imaging of Cavitation in Diesel Injectors“. In: *SAE Technical Paper 2014-01-1404* (2014).

- [13] D. J. Duke, A. B. Swantek, A. L. Kastengren, K. Fezzaa und C. F. Powell. „Recent Developments in X-ray Diagnostics for Cavitation“. In: *SAE Technical Paper 2015-01-0918* (2015).
- [14] N. Takenaka, T. Kadowaki, Y. Kawabata, I.C. Lim und C.M. Sim. „Visualization of cavitation phenomena in a Diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 542 (2005), Seiten 129–133.
- [15] E. Lehmann, C. Grünzweig, S. Jollet, M. Kaiser, H. Hansen und F. Dinkelacker. „Visualisation of diesel injector with neutron imaging“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 656 (2015).
- [16] J. Serras-Pereira, Z. van Romunde, P.G. Aleiferis, D. Richardson, S. Wallace und R.F. Cracknell. „Cavitation, primary break-up and flash boiling of gasoline, iso-octane and n-pentane with a real-size optical direct-injection nozzle“. In: *Fuel* 89 (2010), Seiten 2592–2607. ISSN: 0016-2361.
- [17] A. I. Gilles-Birth. „Optische Untersuchung der Düseninnenströmung von Sitzloch-injektoren für die Benzindirekteinspritzung“. Dissertation. Karlsruhe: Universität Karlsruhe, 2008.
- [18] J. D. Naber und D. Siebers. „Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays“. In: *SAE Technical Paper 960034* (1996).
- [19] J. Ernst. „Experimentelle und numerische Analyse des Impulses von aufbereitetem Kraftstoffspray im düsen nahen Bereich der Dieseleinspritzung“. Dissertation. Universität Stuttgart, 2014.
- [20] L.C. Ganippa, Sven Andersson und Jerzy Chomiak. „Transient Measurement of Discharge Coefficients of Diesel Nozzles“. In: *SAE Technical Paper 2000-01-2788* (2000).
- [21] B. Brunn. „Kavitation und die Zugfestigkeit von Flüssigkeiten“. Dissertation. TU Darmstadt, 2006.
- [22] C. v. Kuensberg Sarre, S.-C. Kong und R. Reitz. „Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays“. In: *SAE Technical Paper 1999-01-0912* (1999).
- [23] M. Jungemann. *1D-Modellierung und Simulation des Durchflussverhaltens von Hydraulikkomponenten bei sehr hohen Drücken unter Beachtung der thermodynamischen Zustandsgrößen von Mineralöl*. Als Ms. gedr. Band 473. Düsseldorf: VDI Verlag GmbH, 2005. ISBN: 3-18-347307-0.
- [24] W. H. Nurick. „Orifice Cavitation and Its Effects on Spray Mixing“. In: *Journal of Fluids Engineering* 98 (1976), Seiten 681–687.
- [25] D. Vischer, Herausgeber. *Erosion, Abrasion und Kavitation im Wasserbau*. 1988.
- [26] R. Busch. „Untersuchung von Kavitationsphänomenen in Dieseleinspritzdüsen“. Dissertation. Universität Hannover, 2001.
- [27] C. Mauger, L. Méès und M. Michard. „Shadowgraph; Schlieren and interferometry in a 2D cavitation channel flow“. In: *Experiments in Fluids* 53 (2012), Seiten 1895–1913.

- [28] R. Miranda, H. Chaves und F. Obermeier. „Imaging of Cavitation, Hollow Jets and Jet Brancing at Low Lift in a Real Size VCO Nozzle“. In: *ILASS Europe* (2002).
- [29] A. Sou. „Liquid Jet Deformation Induced by Cavitation in Nozzles of Various Shapes“. In: *SAE Technical Paper* 2009-24-0157 (2009).
- [30] Akira Sou, Shigeo Hosokawa und Akio Tomiyama. „Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007).
- [31] W. Eifler. „Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie“. Dissertation. Kaiserslautern, 1990.
- [32] A. Fath. „Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung“. Dissertation. Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [33] S. H. Park, H. K. Suh und C. S. Lee. „Effect of Cavitating Flow on the Flow and Fuel Atomization Characteristics of Biodiesel and Diesel Fuels“. In: *Energy & Fuels* 22 (2008).
- [34] H. Sigloch. *Technische Fluidmechanik*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 2012. ISBN: 978-3-642-22845-2.
- [35] Z. Liu, K.-S. Im, Y. Wang, K. Fezzaa, X. Xie, M.-C. Lai und J. Wang. „Near-Nozzle Structure of Diesel Sprays Affected by Internal Geometry of Injector Nozzle: Visualized by Single-Shot X-ray Imaging“. In: *SAE Technical Paper* 2010-01-0877 (2010).
- [36] A.H. Lefebvre. *Atomization and sprays*. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [37] S. Som, A. I. Ramirez, D. E. Longman und S. K. Aggarwal. „Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions“. In: *Fuel* 90.3 (2011), Seiten 1267–1276. ISSN: 0016-2361.
- [38] H. Hiroyasu. „Spray Breakup Mechanism from the Hole-Type Nozzle and Its Applications“. In: *Atomization and Sprays* 10 (2000), Seiten 211–527.
- [39] L. Zigan, M. Wensing und A. Leipertz. „Experimentelle und numerische Untersuchung zum Einfluss der Kraftstoffeigenschaften auf die Düseninnenströmung und den Strahlaufbruch bei der Bezindirekteinspritzung“. In: *BEV. Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik, Tagung Motorische Verbrennung 10* (2011), Seiten 225–238.
- [40] Carsten Baumgarten. *Mixture Formation in Internal Combustion Engine*. Berlin und Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-30836-2.
- [41] S. S. Yoon und S. D. Heister. „A fully non-linear model for atomization of high-speed jets“. In: *Engineering Analysis with Boundary Elements* 28 (2004), Seiten 345–357.
- [42] H. Schlichting und K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 2006. ISBN: 978-3-540-32985-5.

- [43] P. von Böckh und Ch. Saumweber. *Fluidmechanik: einführendes Lehrbuch*. Berlin Heidelberg New York: Springer Vieweg, 2013.
- [44] M. Gnirss, K. Heukelbach und C. Tropea. „Influence of Nozzle Flow on the Atomization of Liquid Sheets and Round Jets“. In: *Proceedings: Final Presentation of the DFG Research Program* (2004).
- [45] M.-C. Lai u. a. „Characterization of internal flow and Spray of Multihole DI Gasoline Spray using X-ray Imaging and CFD“. In: *SAE Technical Paper 2011-01-1881* (2011).
- [46] A. I. Ramírez, S. Som, S. K. Aggarwal, A.L. Kastengren, E.M. El-Hannouny, D. E. Longman und C.F. Powell. „Quantitative X-Ray measurements of high-pressure fuel sprays from a production heavy duty diesel injector“. In: *Experiments in Fluids* 47 (2009), Seiten 119–134.
- [47] M. Linne, M. Paciaroni, T. Hall und T. Parker. „Ballistic imaging of the near field in a diesel spray“. In: *Experiments in Fluids* 40.6 (2006).
- [48] A.J. Yule und D.G. Salters. „The Structure and Dimensions of the Time Dependent Break-Up Zone of Diesel Sprays“. In: *ICLASS 1994 Paper II-2* (1994).
- [49] A. Heilig, M. Kaiser, D. Quin und F. Dinkelacker. „Optische Diagnosemöglichkeiten des Primärzerfalls für Dieselsprays“. In: *Motorische Verbrennung* 11. (2013), Seiten 447–458.
- [50] P. Leick. „Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfall von Dieselsprays“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [51] D. Weber und P. Leick. „Structure and Velocity Field of Individual Plumes of Flashing Gasoline Direct Injection Sprays“. In: *ILASS 26* (2014).
- [52] M. A. Reddemann, F. Mathieu und R. Kneer. „Zooming into the primary breakup region of engine-related sprays“. In: *ILASS 25* (2013).
- [53] C. Crua, T. Shoba, M. Heikal, M. Gold und C. Higham. „High-Speed Microscopic Imaging of the Initial Stage of Diesel Spray Formation and Primary Breakup“. In: *SAE Technical Paper 2010-01-2247* (2010).
- [54] M. A. Reddemann, F. Mathieu und R. Kneer. „Transmitted light microscopy for visualizing the turbulent primary breakup of a microscale liquid jet“. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013).
- [55] M.-C. Lai, T.-C. T. Wang, X. Xie, J.-S. Han und N. Henein. „Microscopic Characterization of Diesel Sprays at VCO Nozzle Exit“. In: *SAE Technical Paper 982542* (1998).
- [56] M. Pilch und C. A. Erdmann. „Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to predict the maximum Size of Stable Fragments“. In: *International Journal Multiphase Flow* 6.13 (1987).
- [57] F. Pischinger. *Abschlußbericht Sonderforschungsbereich 224: Motorische Verbrennung*. Aachen, 2001.

- [58] F.X. Tanner. *Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications*. New York: Springer Verlag, 2011.
- [59] C.-O. Schmalzing. „Theoretische und experimentelle Untersuchung zum Strahlausbreitungs- und Verdampfungsverhalten aktueller Diesel-Einspritzsysteme“. Dissertation. Universität Stuttgart, 2001.
- [60] T. B. Gradinger. „Spray Modeling with Application to Fuel-Air Premixing“. Dissertation. ETH Zürich, 2000.
- [61] J. Wilms. „Evaporation of Multicomponent Droplets“. Dissertation. Universität Stuttgart, 2005.
- [62] R. Clift, J.R. Grace und M.E. Weber. *Bubbles, Drops and Particles*. London: Academic Press, INC., 1978.
- [63] T. Kamimoto und S. Matsuoka. „Prediction of Spray Evaporation in Reciprocating Engines“. In: *SAE Technical Paper 770413* (1977).
- [64] W. Zeng, M. Xu, G. Zhang, Y. Zhang und D. J. Cleary. „Atomization and vaporization for flash-boiling multi-hole sprays with alcohol fuels“. In: *Fuel* 95 (2012), Seiten 287–297. ISSN: 0016-2361.
- [65] S. Yang, Z. Song, T. Wang und Z. Yao. „An Experimental Study on Phenomenon and Mechanism of Flash Boiling Spray from a Multi-Hole Gasoline Direct Injector“. In: *Atomization and Sprays* 23.5 (2013).
- [66] A. Flügel, L. Zigan, I. Schmitz, M. Wensing und A. Leipertz. „Semi-Emperical Model to Calculate Spray Length Considering Evaporation Effects“. In: *ICLASS 2010* 23 (2010).
- [67] M. Xu, Y. Zhang, W. Zeng, G. Zhang und M. Zhang. „Flash Boiling: Easy and Better Way to Generate Ideal Sprays than the High Injection Pressure“. In: *SAE Technical Paper 2013-01-1614* (2013).
- [68] K.S. Varde, D.M. Popa und L.K. Varde. „Spray Angle and Atomization in Diesel Sprays“. In: *SAE Technical Paper 841055* (1984).
- [69] Y. Wakuri, M. Fuji, T. Amitani und R. Tsuneya. „Studies on the Penetration of Fuel Spray in a Diesel Engine“. In: *Bulletin of JSME* 3.9 (1960), Seiten 123–130.
- [70] R.D. Reitz und F.B. Bracco. „On the Dependence of Spray Angle and Other Spray Parameters on Nozzle Design and Operating Conditions“. In: *SAE Technical Paper 790494* (1979).
- [71] K. J. Wu, C. C. Su, F.V. Bracco, R. L. Steinberger und D.A. Santavicca. „Measurement of Spray Angle of Atomizing Jets“. In: *Transactions of the ASME* (1983).
- [72] H. Hiroyasu und Masataka Arai. „Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines“. In: *SAE Technical Paper 900475* (1990).
- [73] J. Arrègle, J. V. Pastor und S. Ruiz. „The Influence of Injection Parameters on Diesel Spray Characteristics“. In: *SAE Technical Paper 1999-01-0200* (1999).
- [74] B. M. Schneider. „Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck“. Dissertation. ETH Zürich, 2003.

- [75] I. Gostic. „Experimentelle Studie des Strahlzerfalls in Abhängigkeit von der Düsengeometrie“. Dissertation. Universität Erlangen-Nürnberg, 2011.
- [76] P.J Rourke und A. Amsden. „The Tab method for numerical calculation of spray droplet breakup“. In: *SAE Technical Paper* 872089 (1987).
- [77] Ch. Bae, J. Yu, J. Kang und J. Kong. „Effect of Nozzle Geometry on Common-Rail Diesel Spray“. In: *SAE Technical Paper* 2002-01-1625 (2002).
- [78] I. Pribicevic. „Dieselmotorische Gemischbildung und Verbrennung bei Einspritzdrücken bis 300 MPa“. Dissertation. Technische Universität München, 2013.
- [79] S. Moon, K. Komada, K. Sato, H. Yokohata, Y. Wada und N. Yasuda. „Ultrafast X-ray study of multi-hole GDI injector sprays: Effect of nozzle hole length and number on initial spray formation“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 68 (2015), Seiten 68–81.
- [80] Z. He, Z. Shao, Q. Wang, W. Zhong und X. Tao. „Experimental study of cavitating flow inside vertical multi-hole nozzles with different length-diameter ratios using diesel and biodiesel“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 60 (2015).
- [81] Z. He, G. Guo, Xicheng Tao, Wenjun Z., X. Leng und Q. Wang. „Study of the effect of nozzle hole shape on internal flow and spray characteristics“. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* (2015). ISSN: 0735-1933.
- [82] T. Schulze. „Untersuchung des Einflusses der Spritzlochgeometrie der Einspritzdüse auf die dieselmotorische Gemischbildung und Verbrennung“. Dissertation. Technische Universität Dresden, 2005.
- [83] R. Marohn, Dr. J. Maaß, Dr. S. Rakowski und Dr. J. Seebode. *Einfluss der Düsenlochgeometrie auf die Gemischbildung: Interner Bericht*. Gifhorn, 2009.
- [84] M. Moulai, R. Grover, S. Parrish und D. and Schmidt. „Internal and Near-Nozzle Flow in a Multi-Hole Gasoline Injector Under Flashing and Non-Flashing Conditions“. In: *SAE Technical Paper* 2015-01-0944 (2015).
- [85] W. Bauer. „Empirisches Modell zur Bestimmung des dynamischen Strahlkegelwinkels bei Diesel-Einspritzdüsen“. Dissertation. TU München, 2007.
- [86] J.C. Dent. „A Basis for the Comparison of Various Experimental Methods for Studying Spray Penetration“. In: *SAE Technical Paper* 710571 (1971).
- [87] K.S. Varde und D.M. Popa. „Diesel Fuel Spray Penetration at High Injection Pressures“. In: *SAE Technical Paper* 830448 (1983).
- [88] A. Flügel, L. Zigan, I. Schmitz, M. Wensing und A. Leipertz. „Modell zur Berechnung der Eindringtiefe unter Berücksichtigung der Kraftstoffverdampfung“. In: *BEV, Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik* (2011), Seiten 473–482.
- [89] Y. Gao, W. Huang, Y. Gao, J. Deng, Z. Hu, Z. Wu und L. Li. „A Study in the Hole-to-Hole Spray Variation Based on Nozzle Internal Structure“. In: *SAE Technical Paper* 2013-01-1611 (2013).
- [90] B. Ofner. „Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystem“. Dissertation. TU München, 2001.

- [91] Z. Jiang, Z. He, Q. Wang, J. Lui und W. Zhong. „Investigation of Effect of Nozzle Geometry on Spray Characteristics with 3D Eulerian Spray Model Coupled with the Nozzle Cavitating Flow“. In: *ICLASS 2012* (2012).
- [92] F. Schulz und J. Schmidt. „The Influence of Gasoline Nozzle Geometry on Spray Formation and Piston Wetting“. In: *Fista 2014* (2014).
- [93] F. Wang, Z. He, J. Liu und Q. Wang. „Diesel Nozzle Geometries on Spray Characteristics with a Spray Model Coupled with Nozzle Cavitating Flow“. In: *International Journal of Automotive Technology* 16.4 (2015), Seiten 539–549.
- [94] T. Hulkkonen, T. Sarjovaara, O. Kaario, I. Hämäläinen und M. Larmi. „Experimental Study of Conical Diesel Nozzle Orifice Geometry“. In: *Atomization and Sprays* 25.6 (2015), Seiten 519–538.
- [95] H. Hiroyasu, M. Arai und M. Tabata. „Empirical equations for the Sauter mean diameter of a diesel spray“. In: *SAE Technical Paper* 890464 (1989).
- [96] H. Hiroyasu. „Experimental and Theoretical Studies on the Structure of Fuel Sprays in Diesel Engines“. In: *ICLASS 1991 Paper B* (1991).
- [97] H. Rottengruber und E. Ch. Todsen. „Wechselwirkung Rohemissionen und Verbrauch: Folgen für die Abgasnachbehandlung“. In: *Internationaler Motorenkongress* (2014), Seiten 553–570.
- [98] H.-R. Tränkler und L. M. Reindl. *Sensortechnik: Handbuch für Praxis und Wissenschaft*. 2. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014. ISBN: 978-3-642-29942-1.
- [99] K.-U. Münch. *Anwendung der zweidimensionalen Mie-Streulichttechnik zur Diagnose des Einspritzprozesses im Brennraum eines direkteinspritzenden PKW-Dieselmotors*. Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik. Erlangen: Energie- und Systemtechnik GmbH, 1993. ISBN: 3-9803413-0-5.
- [100] P. K. Panigrahi und K. Muralidhar. *Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer*. New York, NY: Springer New York, 2012. ISBN: 978-1-4614-4534-0.
- [101] F. Durst und M. Zare. „Laser doppler measurements in two-phase flows“. In: *Proceeding of the LDA-Symposium* (1975), Seiten 403–429.
- [102] F. Mayinger und O. Feldmann. *Optical Measurements: Techniques and Applications*. 2. Auflage. Berlin Heidelberg New York: Springer Verlag, 2001. ISBN: 3540666907.
- [103] National Institute of Health. *ImageJ: Dokumentation*. 2014.
- [104] L. Thimm, H. Hansen und F. Dinkelacker. *Vermessung der Düseninnenströmung an Transparentdüsen*. Interner Bericht. Hannover: Institut für Technische Verbrennung, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, 2015.
- [105] M. Löffler-Mang. *Optische Sensorik: Lasertechnik, Experimente, Light Barriers*. 1. Auflage. Vieweg & Teubner, 2012.
- [106] C. Badock, R. Wirth, R. Fath und A. Leipertz. „Application of Laser Light Sheet Technique for the Investigation of Cavitation Phenomena in Real Size Diesel Injection Nozzles“. In: *ILASS* 236-241 (1998).

- [107] F. Eichler, H. Middendorf, C. Helbing, L. Hentschel, J. Scherf und W. Wendt. „Der neue 1,0l 3-Zylinder TSI“. In: *Internationales Wiener Motorensymposium 35* (2014).
- [108] F. Steimle. „Untersuchung zur Reduzierung der Partikelemissionen an Ottomotoren mit Direkteinspritzung“. Dissertation. TU Carolo-Wilhelmina Braunschweig, 2014.
- [109] AVL List GmbH. *AVL Particle Counter: Product Guide*. 2015.
- [110] United Nations. *Addendum 82: Regulation No. 83*. 2015.
- [111] AVL List GmbH. *AVL Micro Soot Sensor: Product Guide*. 2008.
- [112] flucon fluid control GmbH. *Kraftstoffanalyse im Auftrag der Volkswagen AG, Interner Bericht*. 2012.
- [113] L. Zigan, I. Schmitz, M. Wensing und A. Leipertz. „Effect of fuel properties on primary breakup and spray formation studied at gasoline 3-hole nozzle“. In: *ILASS Europe 23* (2010).
- [114] S. Jollet. „Experimentelle und numerische Untersuchungen der instationären dynamischen Innenströmung in Dieselinjektoren“. Dissertation. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014.
- [115] M. Chouak, A. Mousseau, D. Reveillon, L. Dufresne und P. Seers. „Study of Transient Effects in the Internal Flow of a Diesel Fuel Injector“. In: *SAE Technical Paper 2015-01-0923* (2015).
- [116] J. O. Soriano Palao. „Modellierung des Einflusses der Düseninnenströmung auf den Zerfall von Dieselstrahlen“. Dissertation. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2009.
- [117] O. Kreckler. „Methodenentwicklung zur Messung hydraulisch-kinematischer Parameter an einem Magnetspuleninjektor der Benzin-Direkteinspritzung“. Masterarbeit. Technische Universität Braunschweig, 2013.
- [118] Ansys Inc. *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*. 2014.
- [119] E. Laurien und H. Oertel jr. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag, 2009.
- [120] W. F. Piock, B. Befrui, A. Berndorfer und G. Hoffmann. „Fuel Pressure and Charge Motion Effects in GDi Engine Particulate Emissions“. In: *SAE Technical Paper 2015-01-0746* (2015).
- [121] W. F. Piock, G. Hoffmann, G. M. Ramsay, R. Millen, S. Schilling, D. N. Salo und J. G. Spalkowski. „Delphi’s Einspritzsysteme für effiziente und saubere Benzinmotoren mit Direkteinspritzung“. In: *Internationales Wiener Motorensymposium 36* (2015).
- [122] U. Meingast, M. Staudt, S. Hohmann und U. Renz. „Untersuchung eines Common-Rail Einspritzstrahls im Düsennahbereich“. In: *SPRAY* (1998).

- [123] B. Befruit, A. Aye, P. Spiekermann, D. L. Varble, M. A. Shost, M.-C. Lai und J. Wang. „GDi Skew-Angled Nozzle Flow and Near-Field Spray Analysis using Optical and X-Ray Imaging and VOF-LES Computational Fluid Dynamics“. In: *SAE Technical Paper* 2013-01-0255 (2013).
- [124] H. Song, J. Xiao, Y. Chen und Z. Huang. „The effect of deposits on spray behaviors of gasoline direct injector“. In: *Fuel* 180 (2016), Seiten 506–513. ISSN: 0016-2361.
- [125] F. Steimle, A. Kulzer, H. Richter, D. Schwarzenthal und C. Romberg. „Systematic Analysis and Particle Emission Reduction of Homogeneous Direct Injection SI Engines“. In: *SAE Technical Paper* 2013.2013-01-0248 (2013).
- [126] W. Wiese, A. Kufferath, A. Storch und P. Rogler. „Anforderungen an den Mehrlochinjektor zur Erfüllung zukünftiger Emissionsgrenzwerte beim direkteinspritzenden Ottomotor“. In: *Internationaler Motorenkongress Baden-Baden 2* (2015).
- [127] F. Schumann. „Experimentelle Grundlagenuntersuchung zum Katalysatorheizbetrieb mit strahlgeführter Benzin-Direkteinspritzung und Einspritzdrücken bis 800 bar“. Dissertation. Universität Karlsruhe, 2014.
- [128] U. Spicher, H. Kubach und H. Dageförde. „Untersuchung von Maßnahmen zur Reduktion der Partikel Anzahlemissionen bei Otto-DI-Motoren: Zwischenbericht“. In: *FVV Frühjahrstagung R558* (2012).
- [129] P. Whitaker, P. Kapus, M. Ogris und P. Hollerer. „Measures to reduce Particulate Emissions from Gasoline DI engines“. In: *SAE Technical Paper* 2011-01-1219 (2011).
- [130] A. Kneifel. „Hochdruckeinspritzung als Möglichkeit zur Kraftstoffverbrauchs- und Abgasemissionsreduzierung bei einem Ottomotor mit strahlgeführtem Brennverfahren“. Dissertation. Universität Karlsruhe, 2008.
- [131] H. Zhang, E. Achleitner, J. Beer, F. Kapphan, W. Klügl, O. Maiwald, G. Rösel und J. Ehrhard. „The Future of Gasoline Engines“. In: *Internationales Wiener Motorensymposium* 36 (2015).
- [132] H. Dageförde. „Untersuchung von Maßnahmen zur Reduktion der Partikel-Anzahl-emissionen bei Otto-DI-Motoren: Abschlussbericht“. In: *FVV* 1038 (2013).
- [133] J. Kazour, B. Befrui, H. Husted, M. Raney und D. Varbe. „Innovative Sprays and Particulate Reduction with GDi Injectors“. In: *SAE Technical Paper* 2014-01-1441 (2014).
- [134] D. Gill, J. Erhart, L. Bürgler, H. Kammerstetter und M. Werner. „Characterizing Injection Systems Behaviour under Real Operating Conditions“. In: *Injection Systems for IC Engines*.
- [135] AVL List GmbH. *Bedienungsanleitung AVL Shot to Shot PLU 131*. 2006.
- [136] Gamma Technologies. *GT-Suite Hilfe*. Westmont und USA, 2012.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Temperaturabhängiger Dampfdruck von ISO-Oktan und Diesel Modellkraftstoff	5
2.2. Strömungsarten im Spritzloch nach [22]	6
2.3. Kavitationsformen in Einspritzdüsen nach [7] a) Wirbel- und Filmkavitation in einer gläsernen Sacklochdüse b) Film- und Blasenkavitation in einem gläsernen Spritzloch c) Wirbelkavitation in der Originalgeometrie d) Filmkavitation in der Originalgeometrie	7
2.4. Zerfalls-Regime in Abhängigkeit von Oh und Re nach Lefebvre [36]	11
2.5. Zerstäubungsmodelle nach Yule und Salters [48] und Fath [32]	12
2.6. Sekundärzerfall in Abhängigkeit der Weberzahl nach [56]	14
2.7. Konzentrations- und Temperaturverlauf während der Tropfenverdampfung nach [57]	15
2.8. d^2 -Gesetz der Tropfenverdampfung nach [58]	15
2.9. Einfluss des Flash-Boilings auf die Sprayparameter nach [64]	17
2.10. Makroskopische und mikroskopische Strahleigenschaften	19
2.11. Schematische Darstellung des Spraykegelwinkels (Badewannenkurve)	20
3.1. Druckkammer	34
3.2. Prinzipskizze der untersuchten Einlochvorausdüsen	35
3.3. Messaufbau der Mie-/Schlieren Messungen	37
3.4. Processing der Mie-/Schlieren Aufnahmen	38
3.5. Messaufbau der PDA Messungen	39
3.6. Messaufbau der Fernfeldmikroskop-Messungen zur Charakterisierung des primären Strahlaufbruchs	40
3.7. Bildbearbeitungsschritte	41
3.8. Prinzipskizze der Transparentdüse	43
3.9. Messaufbau zur Visualisierung der Düseninnenströmung mittels Schattenverfahren (Querschnitt durch Spritzloch)	43
3.10. Messaufbau zur Visualisierung der Düseninnenströmung mittels Laserlichtschnitt	44
4.1. Vorgehensweise bei der Düseninnenströmungs-Simulation	48
4.2. Einfluss der Handhabung der Seitenflächen; Einfluss auf den Flüssigphasenanteil Y am Düsenaustritt	49
4.3. Totaldruck in [Pa] am Düsenaustritt der Düse Z1 bei Massenstrom-Druck-Randbedingung (links) und Druck-Druck-Randbedingung (rechts)	50
4.4. Nadelhub-Kurve	51
4.5. Flüssigphasenanteil am Düsenaustritt der Düse Z1 bei stationärer und transienter Simulation im Vergleich	53

5.1. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der zylindrischen Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	54
5.2. Durchströmte Spritzloch- und Nadelsitzfläche in Abhängigkeit des Spritzlochdurchmessers	55
5.3. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der divergenten Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	56
5.4. Einfluss der Divergenz auf die Düseninnenströmung ($t = 0,8$ ms nach ASB) am Düsenaustritt	58
5.5. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der gestuften Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	59
5.6. Einfluss der Spritzlochlänge auf die Düseninnenströmung am Düsenaustritt	60
5.7. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung der konvergenten Spritzlöcher, Mittelung aus 10 Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1$ ms nach ASB; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	61
5.8. Einfluss der Konvergenz auf die Düseninnenströmung am Düsenaustritt . .	62
5.9. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung ($t_i = 1$ ms; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	63
5.10. Einfluss der Temperatur auf die makroskopischen Strahlparameter	65
5.11. Einfluss des Druckes auf die makroskopischen Strahlparameter	66
5.13. Örtliche Verteilung der Geschwindigkeit im Spray	68
5.12. Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Tropfengröße und -geschwindigkeit ($t_i = 1$ ms; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	69
5.14. Rohaufnahmen im düsen nahen Bereich der Düse D3 bei zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	73
5.15. Initialer Aufbruch bei 50 bar Kraftstoffdruck nach [104]	73
5.16. Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Tropfen im düsen nahen Bereich zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	75
5.17. Kraftstoffspray bei bzw. nach Nadelschließen [104]	76
5.18. Sprayparameter im düsen nahen Bereich der zylindrischen Düsen ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	77
5.19. Turbulente Kinetische Energie der zylindrischen Düsen	78
5.20. Sprayparameter im düsen nahen Bereich der divergenten Düsen ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	79
5.21. Sprayparameter im düsen nahen Bereich der gestuften Düsen ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	80
5.22. LES Simulation des Flüssigphasenanteils in gestuften Spritzlöchern [123] .	81
5.23. Sprayparameter im düsen nahen Bereich der konvergenten Düsen ($p_{Rail} = 100$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25$ °C; $T_{Injektor} = 25$ °C)	82
5.24. Beispielhafte Aufnahme des Schattenverfahrens	84

5.25. Vergleich der Düseninnenströmung zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach ASB am Beispiel der Düse D1 ($p_{Rail} = 50\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$), [dunkel=dampf; hell=fluessig] [104]	84
5.26. Vergleich der Dampfgebiete aller Düsen, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 0,5\text{ ms}$ nach ASB; $p_{Rail} = 50\text{bar}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$), [dunkel=dampf; hell=fluessig] [104]	85
5.27. Lichtschnitt durch Duese Z2 bei unterschiedlichen Raildrücken, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1,4\text{ ms}$ nach ASB; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)	87
5.28. Vergleich aller Düsen bei 10 und 50 bar Kraftstoffdruck, Summe aus 50 binarisierten Bildern eines Einspritzzeitpunktes ($t = 1,4\text{ ms}$ nach ASB; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)	87
5.29. Simulierter Flüssigphasenanteil der divergenten Düsen	88
5.30. Simulierter Flüssigphasenanteil der gestuften Düse	88
5.31. Simulierter Flüssigphasenanteil der gestuften Düse	89
5.32. Eindringtiefe des Kraftstoffstrahl der Düsen Z1 und G1 und Gegenüberstellung mit Penetrationsmodellen ($t_i = 1\text{ms}$; $p_{Rail} = 200\text{bar}$, $p_{Kammer} = 1\text{bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)	94
5.33. Einfluss des Raildrucks auf die Strahlausbreitung ($t_i = 1\text{ ms}$; $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$)	96
5.34. Partikelanzahl- und Rußmassen-Kennfeld der Serienkonfiguration (rot=vermessene Betriebspunkte)	98
5.35. Partikelanzahl- und Rußmassen-Entwicklung während des Konditioniervorgangs	99
5.36. Düsengeometrieinfluss auf die Partikelemissionen bei Betriebspunkt BP1 .	100
5.37. Betriebspunkt- und Düsengeometrieinfluss auf die PN- und HC-Emissionen	101
5.38. Betriebspunkt-, Düsengeometrie- und Raildruckeinfluss auf die Partikelemissionen	102
5.39. Tropfengrößenverteilung bei $m = 20\text{mg}$; $p_{Kammer} = 1\text{bar}$; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 90^\circ\text{C}$, entspricht warmen Motorbetriebspunkten)	103
5.40. Raildruck- und Geometrieinfluss auf die Penetration	104
A.1. Messprinzip der hydraulischen Messeinheit nach [135]	124
A.2. Aufbau des Hydraulikkreislaufs	125
B.1. Geometrische Parameter an einem Kugelventil nach [136]	126
C.1. Festlegung des Schwellwertes zur Unterscheidung zwischen Spray und Hintergrund	127
D.1. Bestimmung der Breite des Lichtschnittes	128
E.1. Ablagerungsbildung auf der Injektorspitze verschiedener Spritzlochgeometrien	130
F.1. Düsengeometrieinfluss auf Emissionen und Laufruhe bei Betriebspunkt BP2131	
F.2. Düsengeometrieinfluss auf Emissionen und Laufruhe bei Betriebspunkt BP3132	

G.1. Sprayaufnahme seitlich bei t=1 ms nach ASB; $p_{Rail} = 200$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^{\circ}\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^{\circ}\text{C}$	133
G.2. Sprayaufnahme frontal bei t=1 ms nach ASB; $p_{Rail} = 200$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^{\circ}\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^{\circ}\text{C}$	133

Tabellenverzeichnis

2.1.	Empirische Modelle des Strahlkegelwinkels	21
2.2.	Einflussfaktoren auf den Strahlkegelwinkel	24
2.3.	Empirische Modelle der Penetration	25
2.4.	Einflussfaktoren auf die Penetration	30
3.1.	Kenndaten der Einlochinjektoren	36
3.2.	Motorkenndaten	45
3.3.	Motorbetriebspunkte	46
3.4.	Kenndaten der Mehrlochinjektoren	46
3.5.	Stoffdaten der verwendeten Kraftstoffe bei 15 °C und 1 bar [112, 113] . . .	47
4.1.	Vergleich statischer Durchfluss Simulation und Messung	50
4.2.	Simulations-Randbedingungen	51
5.1.	Makroskopische Strahleigenschaften der divergenten Düsen	57
5.2.	Makroskopische Strahleigenschaften der gestuften Düsen	59
5.3.	Makroskopische Strahleigenschaften der konvergenten Düsen	61
5.4.	Charakteristische mittlere Kenngrößen im Düsenaustritt der konvergenten Spritzlöcher	62
5.5.	Betriebspunkte zur Analyse des Einflusses der Temperatur auf den makro- skopischen Strahlzerfall	64
5.6.	Makroskopische Strahleigenschaften der Düse Z1 bei Variation der Tempe- ratur	65
5.7.	Betriebspunkte zur Analyse des Einflusses des Druckes auf den makrosko- pischen Strahlzerfall	66
5.8.	Makroskopische Strahleigenschaften der Düse Z1 bei Variation des Druckes	67
5.9.	Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der zylindrischen Düsen .	68
5.10.	Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der divergenten Düsen . .	70
5.11.	Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der gestuften Düsen . . .	71
5.12.	Äquivalente Durchmesser und Geschwindigkeiten der konvergenten Düsen .	72
5.13.	Anzahl von Zerfallsphänomenen im düsen nahen Bereich bei 10 Messungen ($p_{Rail} = 50$ bar; $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^{\circ}\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^{\circ}\text{C}$)	74
5.14.	Zusammenfassung des Einflusses eines erhöhten Spritzlochdurchmessers auf die Spraykenngößen	90
5.15.	Zusammenfassung des Einflusses einer erhöhten Divergenz auf die Spray- kenngößen	91
5.16.	Zusammenfassung des Einflusses einer verminderten Spritzlochlänge auf die Spraykenngößen	91

5.17. Zusammenfassung des Einflusses einer vergrößerten Konvergenz auf die Spraykenngrößen	92
5.18. Relative Abweichung zwischen Modell und Messung in [%]	97

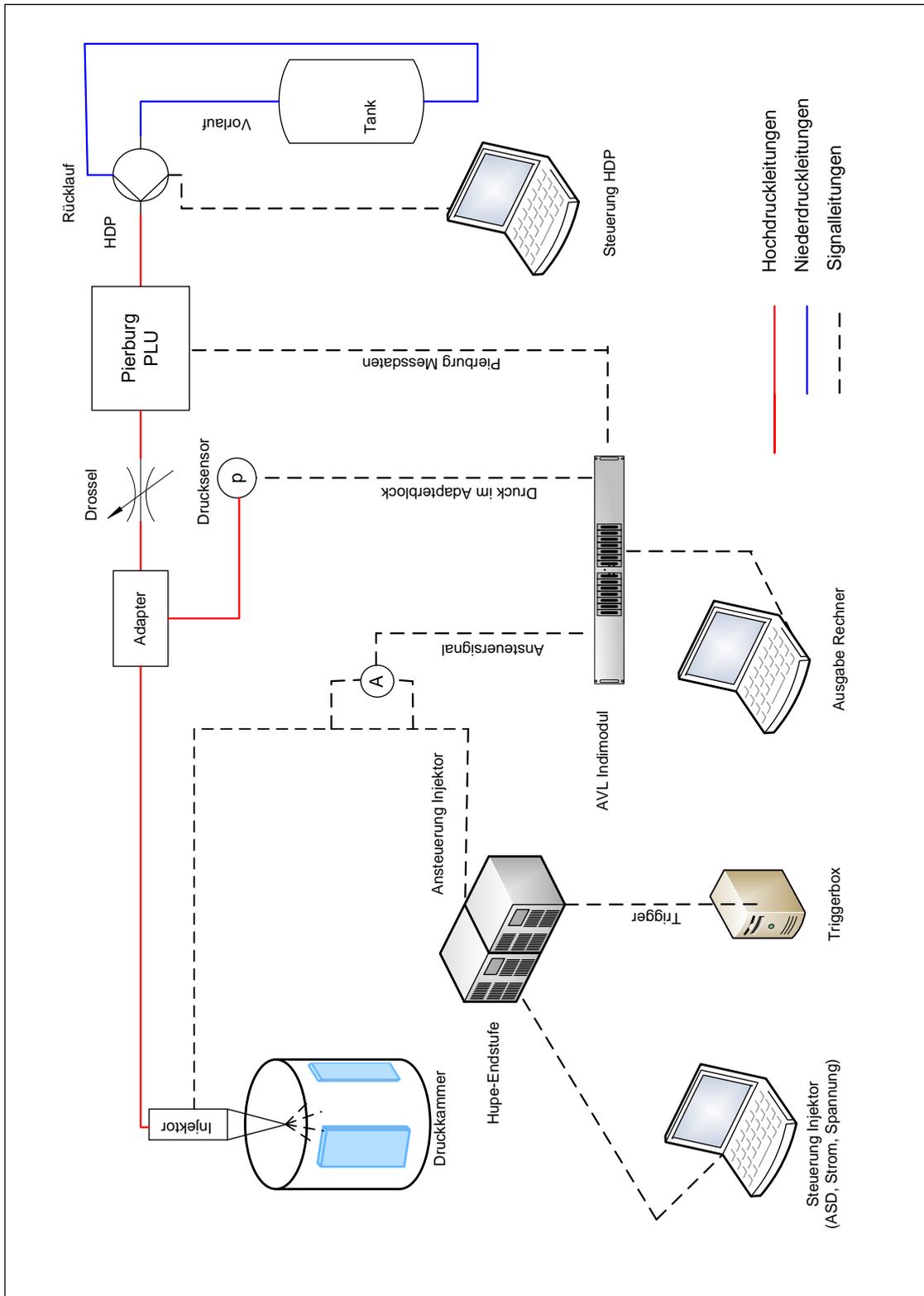


Abbildung A.2.: Aufbau des Hydraulikkreislaufs

B. Durchströmung Nadelsitz

Die durchströmte Querschnittsfläche des Nadelsitzes lässt sich durch folgende geometrische Beziehung berechnen:

$$A_K = \pi \cdot x \cdot (D_b + x \cdot \sin(\varphi)) \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\varphi) \quad (\text{B.1})$$

Dabei sind:

- Kugeldurchmesser D_B
- Nadelhub x
- Flankenwinkel φ .

Diese Kenngrößen sind in Abbildung B.1 nochmals dargestellt.

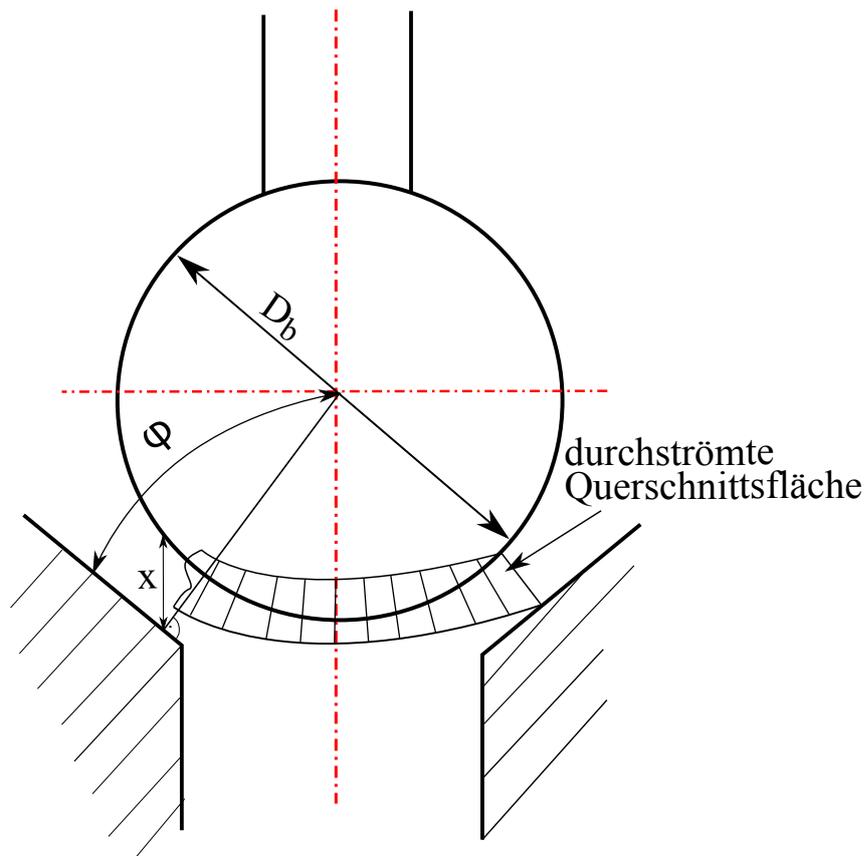


Abbildung B.1.: Geometrische Parameter an einem Kugelventil nach [136]

C. Schwellwertbestimmung Nahfelduntersuchung

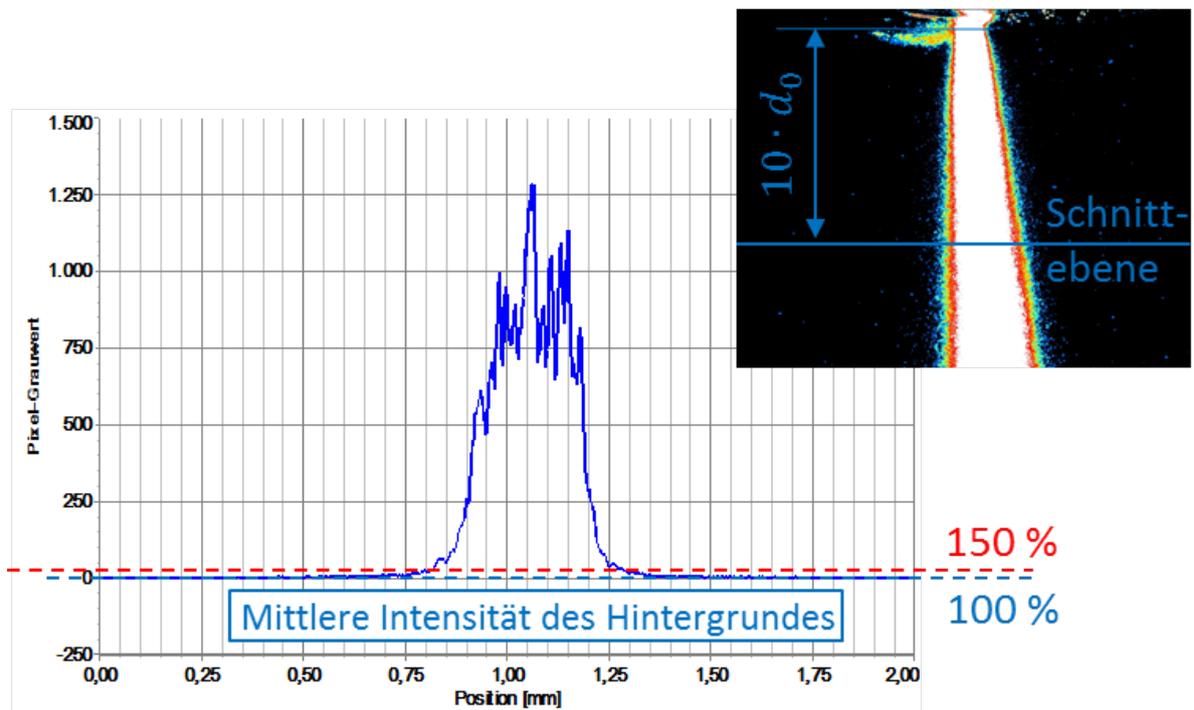


Abbildung C.1.: Festlegung des Schwellwertes zur Unterscheidung zwischen Spray und Hintergrund

D. Bestimmung Lichtschnitt-Dicke

Der zur Beleuchtung eingesetzte Nd:YAG-Laser¹ emittiert Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda=532$ nm und einer Pulsdauer von $t_B=3-5$ ns. Zur Beleuchtung lediglich eines Längsschnittes des Spritzlochs ist die Formung eines sehr dünnen Laserlichtschnittes notwendig. Dafür wird eine Lichtschnittoptik, bestehend aus einer Zylinderlinse ($f_z=40$ mm), eingesetzt, die den aufgeweiteten (ca. $d_L=13$ mm) und kollimierten Laserstrahl zu einem Lichtschnitt formt. Bei dem Laser handelt es sich, idealisiert betrachtet, um einen TEM_{00} Laser, der einen Gauß-Strahl emittiert. Dabei gilt für die erreichbare Lichtschnittdicke im Fokus des Gauß-Strahls folgender Zusammenhang:

$$d_s = 1,22 \cdot \frac{2 \cdot \lambda \cdot f_z}{d_L} \quad (\text{D.1})$$

Daraus ergibt sich eine theoretische, minimale Lichtschnittdicke von $25,96 \mu\text{m}$.

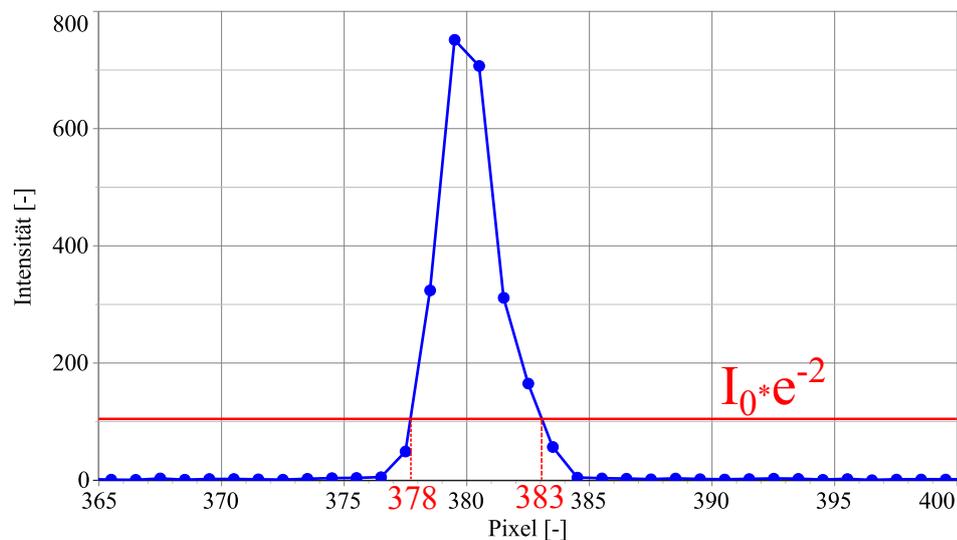


Abbildung D.1.: Bestimmung der Breite des Lichtschnittes

Zur Bestimmung der realen Lichtschnittdicke wurde dieser mit abgeschwächter Intensität auf eine CCD-Kamera ohne Objektiv fokussiert. Dabei ergab sich die in Abbildung D.1 dargestellte Intensitätsverteilung. Der Strahlradius w wird beim Gauß-Strahl bei einer Abschwächung auf ca. 13,5% ($I(w) = I_0 \cdot e^{-2}$) der maximalen Intensität bestimmt. Nach dieser Abhängigkeit und der optischen Auflösung der Kamera von $6,7 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ lässt sich die reale Lichtschnittdicke zu $d_s=36,18 \mu\text{m}$ bestimmen. Die Abweichung zwischen

¹New Wave, Modell Solo II-30

theoretisch erreichbarer und real gemessener Lichtschnittdicke ergibt sich durch den Einsatz realen Linsen mit leichten Abweichungen und der nicht idealen Positionierung der Messebene im Fokus des Lichtschnittes. Der Lichtschnitt weist jedoch trotz alledem eine deutlich kleinere Dicke als der Spritzlochdurchmesser auf [105].

E. Ablagerungsbildung Injektorspitze

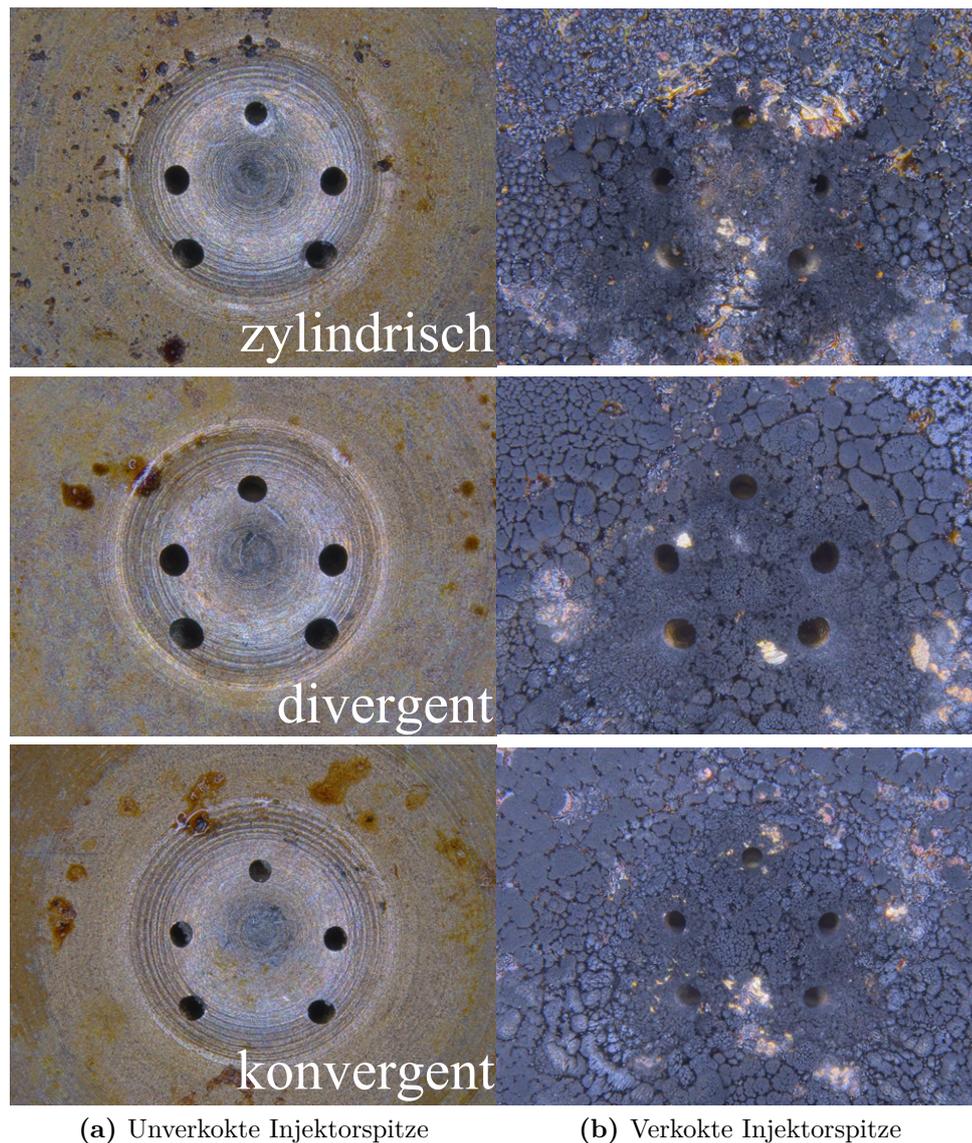


Abbildung E.1.: Ablagerungsbildung auf der Injektorspitze verschiedener Spritzlochgeometrien

F. Einfluss der Düsengeometrie auf das Motorverhalten

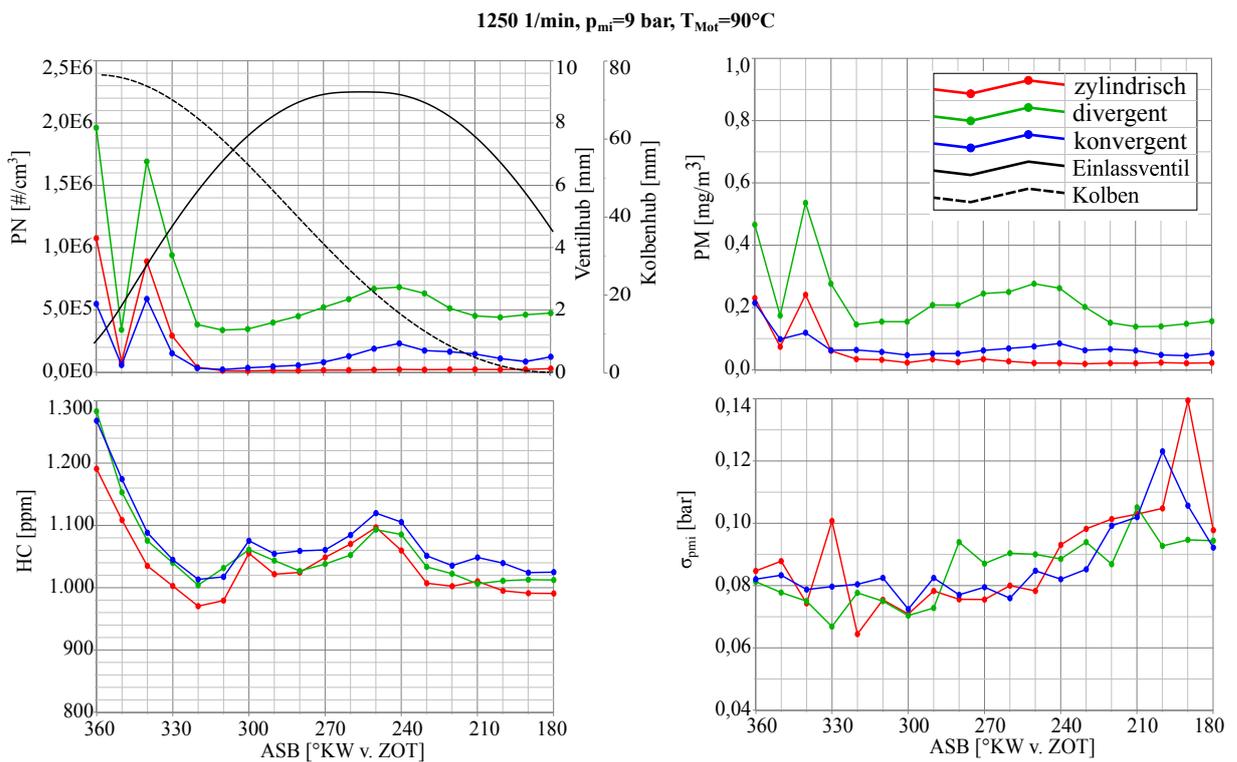


Abbildung F.1.: Düsengeometrieinfluss auf Emissionen und Laufruhe bei Betriebspunkt BP2

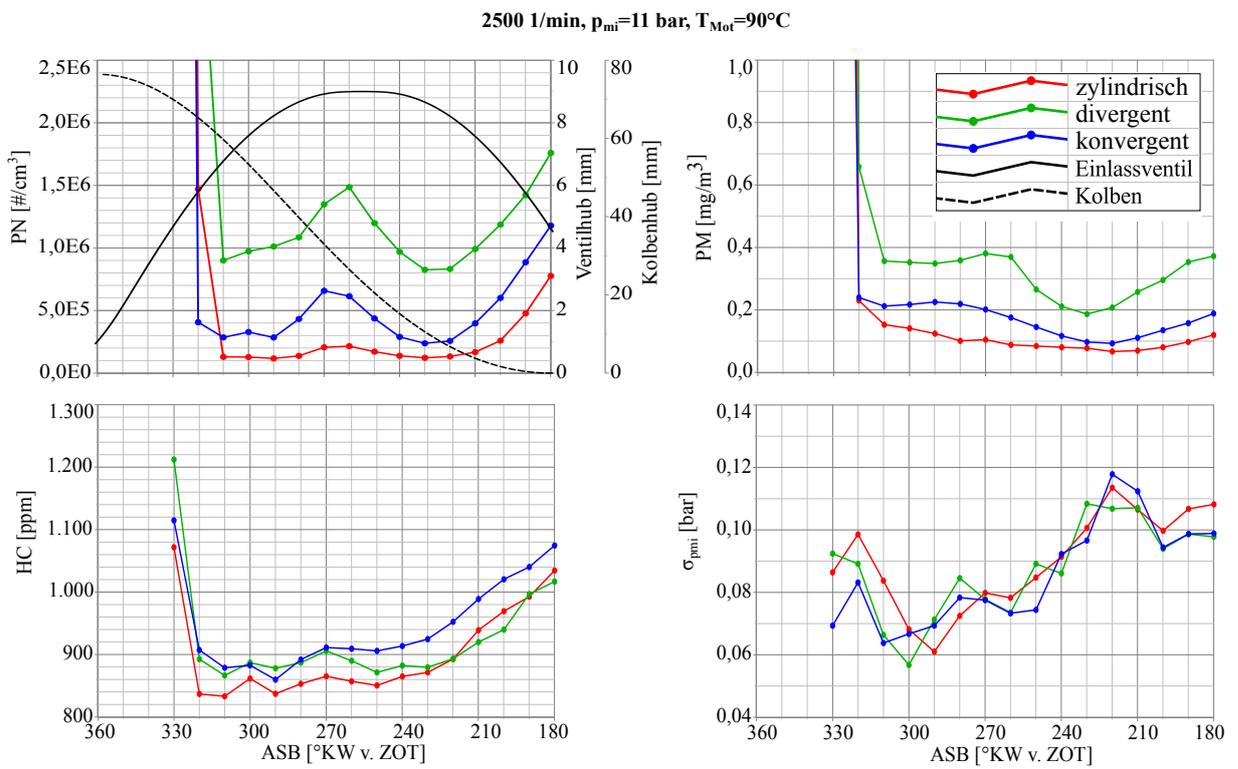


Abbildung F.2.: Düsengeometrieinfluss auf Emissionen und Laufruhe bei Betriebspunkt BP3

G. Spraybilder Mehrlochinjektoren

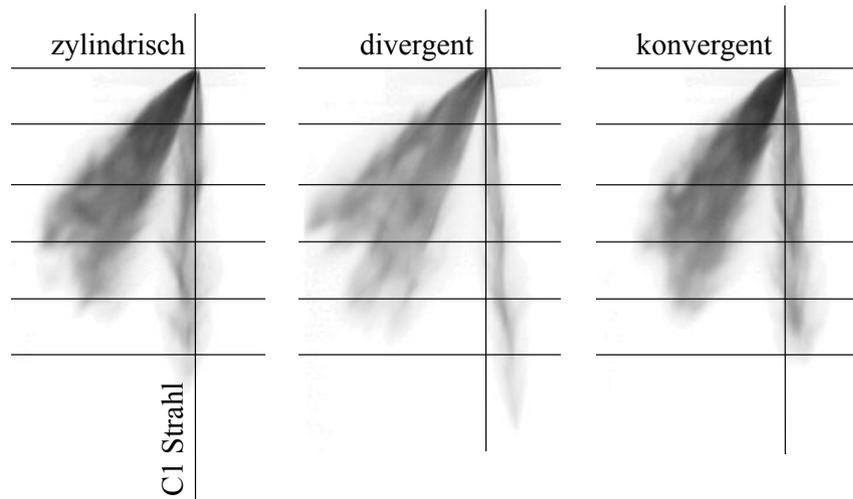


Abbildung G.1.: Sprayaufnahme seitlich bei $t=1$ ms nach ASB; $p_{Rail} = 200$ bar;
 $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$

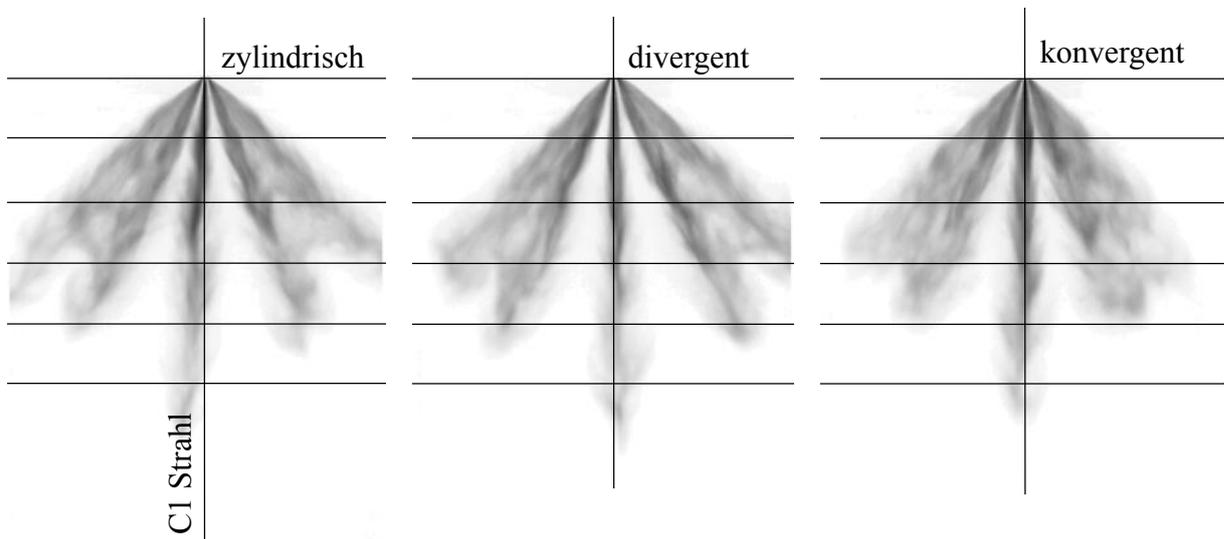


Abbildung G.2.: Sprayaufnahme frontal bei $t=1$ ms nach ASB; $p_{Rail} = 200$ bar;
 $p_{Kammer} = 1$ bar; $T_{Kammer} = 25^\circ\text{C}$; $T_{Injektor} = 25^\circ\text{C}$

H. Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Juliane Wetzel
Staatsangehörigkeit: deutsch
Geburtsdatum: 5. Mai 1989
Geburtsort: Lutherstadt Eisleben

Schulbildung, Studium und Beruf

Berufliche Laufbahn

2012 - 2015: Doktorandin, Volkswagen AG, Wolfsburg
seit November 2015: Fahrwerkentwicklung, Volkswagen AG,
Wolfsburg

Studium

2007 - 2012: Maschinenbau (Diplom), Otto-von-Guericke
Universität, Magdeburg

Schulbildung

2002 - 2007: Gymnasium am Markt, Hettstedt
2000 - 2002: Sekundarschule Martin Luther, Mansfeld
1998 - 2000: Grundschule, Vatterode
1996 - 1998: Grundschule am Schloßplatz, Eisleben