

# Laseroptische Strömungsdiagnostik zu Selbstzündungsprozessen bei Freistrahlen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Gerald Fast

Hauptreferent: Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Andreas Class  
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas  
Universität Karlsruhe (TH)

Tag der mündlichen Prüfung 21. Dezember 2006



Diese Arbeit erscheint auch als wissenschaftlicher Bericht des  
Forschungszentrums Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe  
FZKA-Bericht Nr. 7288  
ISSN 0947-8620



für den feinen Herrn Stünuxx

*Wohltätig ist des Feuers Macht,  
wenn sie der Mensch bezähmt, bewacht.*

Das Lied von der Glocke (1799)  
Friedrich Schiller

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH. Dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg, danke ich sehr für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Herrn Priv.-Doz. habil. Dr.-Ing. Andreas Class danke ich für die vielen fachlichen Anregungen, die mir überlassenen Freiräume bei der Durchführung meiner Arbeit und die Übernahme des Hauptreferats. Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. U. Maas danke ich für die Übernahme des Korreferats, der kompetenten Betreuung des Projekts sowie der freundlichen Bereitstellung des INSFLA-Codes. Ebenso bin ich dem Prüfungsvorsitzenden Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer für das Interesse an der Arbeit dankbar.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Dietmar Kuhn, dessen fachliche Betreuung sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Seine stete Bereitschaft zu fruchtbaren und zielführenden Diskussionen war mir sehr von Bedeutung. Meinem ehemaligen Gruppenleiter Dr.-Ing. L. Krebs danke ich für die geleistete Unterstützung und Fürsprache. Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Breitung bin ich für die fördernde Vertretung innerhalb des Sonderforschungsbereichs und das entgegengebrachte Vertrauen dankbar.

Ein besonderer Dank richtet sich an Herrn Michael Hesselschwerdt, der die technische Realisierung der TROJA-Anlage bewerkstelligt hat, sowie deren hervorragende und ausdauernde Betreuung übernommen hat. Des Weiteren danke ich für die zahlreichen tatkräftigen Einsätze der Mitarbeiter aus den mechanischen und elektrotechnischen Werkstätten, der Techniker sowie der infrastrukturellen Besetzung am Institut, ohne deren Unterstützung die Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Auf ihre schnelle und erfolgreiche Hilfe konnte ich jederzeit zuverlässig zurückgreifen.

Allen Studenten, die im Rahmen von Praktika und Diplomarbeiten wertvolle Beiträge geleistet haben, sei ebenfalls gedankt, insbesondere den ehemaligen Diplomanden Josse-  
lin Nattier und Karolin Rüther.

Ebenso bedanke ich mich bei allen Kollegen am IKET für die Hilfsbereitschaft, die freundliche Arbeitsatmosphäre und die heiteren Kaffeepausen. Insbesondere spreche ich meinem Bürokollegen Herrn Thomas Stäbler meinen Dank für die vielen gewinnbringenden Diskussionen aus.

Diese Arbeit war eingebettet in einen durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Sonderforschungsbereich (SFB), für deren finanzielle Unterstützung ich mich ebenfalls bedanken möchte. Dem Leiter des SFBs, Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Bockhorn, danke ich für die persönliche und fachliche Förderung sowohl vor als auch während des Projekts. Mein Dank gilt dabei auch den Kollegen und Projektpartnern innerhalb des SFBs für die gute Zusammenarbeit. Besonderen Dank schulde ich Herrn Rainer Stauch für die programmiertechnische Beratung bei der Durchführung der INSFLA-Berechnungen.

Meinen Eltern danke ich besonders für den gegebenen Rückhalt während meiner gesamten Ausbildungszeit. Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank meiner lieben Frau Eva-Maria, die mich während des Entstehens dieser Arbeit in allen Dingen unterstützt hat.

Sollte ich Personen unerwähnt gelassen haben, so habe ich sie sicher nur hier auf dem Papier vergessen und nicht in meinen Erinnerungen an ihren Beitrag zu dieser Arbeit.

Karlsruhe, im Februar 2007

Gerald Fast



## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt experimentelle Untersuchungen zum Selbstzündverhalten von gasförmigen Brennstoff-Freistrahlen mit dem Ziel, eine Datenbasis für die numerische Modellierung bereitzustellen. Hierzu wurde eine Zündkammer errichtet, in der ein Freistrahle während der instationären Ausbreitung durch die vorgeheizte Luft bis  $770\text{ K}$  in einer Hochdruckatmosphäre bis  $40\text{ bar}$  zur Selbstzündung gebracht wird. Der verwendete Brennstoff ist Dimethylether (DME), welcher über ein Düsenrohr gasförmig und mit Unterschall-Geschwindigkeit in die Kammer injiziert wird. Das transiente Verhalten des turbulenten achsensymmetrischen Geschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt wird mit der *Laser Doppler Anemometrie* über die optischen Zugänge der Kammer gemessen und charakterisiert. Der Eindüsvorgang von DME sowie die nachfolgende Selbstzündung werden mittels eines *Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahrens* visualisiert und die Zündverzugszeiten detektiert. Die Zündung erfolgt dabei simultan über einen großen räumlichen Bereich. Trotz der Variation der Düsenaustrittsgeschwindigkeit bleibt die mittlere Zündverzugszeit konstant, was darauf hinweist, dass der Zündvorgang von der chemischen Kinetik kontrolliert wird. Die zugrundeliegende Niedertemperatur-Oxidation weist eine Zweistufenzündung auf, deren erste und zweite Induktionszeit ebenfalls aufgelöst wird. Einen ergänzenden Einblick liefern eindimensionale Flamelet-Simulationen der Selbstzündung mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus für DME. Die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erlaubt es, den Einfluss von Temperatur- und Druckänderung sowie von Geschwindigkeitsgradienten charakterisiert durch die Streckung mit den Flamelet-Rechnungen zu untersuchen.

Um Daten für eine PDF-Modellierung der Selbstzündung bereitzustellen, wird die instationäre Entwicklung des molaren DME-Mischungsbruchs innerhalb des zeitlichen Zündfensters mit der *Laser-induzierten Fluoreszenz* von Aceton-Tracergas bei Eindüsung in Stickstoff zweidimensional erfasst. Die phasenaufgelösten instationären Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) lassen sich im gesamten Freistrahlfeld durch Beta-Funktionen parametrisieren. Unter den gleichen Randbedingungen wird die Entwicklung des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes bei Eindüsung von Stickstoff mit Hilfe der *Particle Image Velocimetry* vermessen. Die radialen Querschnittsprofile sind sowohl für Mischungsbruch als auch Geschwindigkeit selbstähnlich. Die Analogie zur stationären Freistrahlausbreitung wird für beide Fälle diskutiert. Die Messdaten stehen als Basis für die Validierung zur Verfügung.

# Abstract

## Laser-optical flow diagnostics of auto-ignition processes in open jets

This report presents the experimental investigation of the auto-ignition of gaseous fuel jets. The aim is to provide a data base for the validation of numerical models. For this purpose an ignition chamber with optical access was built in which the open jet penetrates a high-pressure atmosphere up to 40 bars. During the transient evolution the jet auto-ignites by the presence of air at temperatures up to 770 K. Dimethyl ether (DME) is used as fuel and is injected in gaseous state through a pipe nozzle. The transient velocity profile at the nozzle exit is recorded by *Laser Doppler Velocimetry*. The temporal development of the turbulent and subsonic velocity profile of the axis-symmetric jet is characterized. With *Highspeed-Shadowgraphy* the entire process of injection and subsequent auto-ignition is captured and ignition delay times measured. The ignitable part of the open jet reacts simultaneously over a wide spatial extension. Mean induction times keep constant with varying nozzle velocities. This indicates the predominance of chemical kinetics compared with the shorter time scales of mixing. The two-stage ignition phenomenon is typical for low-temperature oxidation of hydrocarbons which is also resolved. Supplementary information is gained by one-dimensional flamelet simulations of the auto-ignition process with a detailed reaction mechanism for DME. As the simulated and experimental data agree very well, further flamelet calculations are performed to study the influence of temperature, pressure and stretch.

For the validation of PDF modelling the non-stationary propagation of the molar fuel mixture fraction is needed. Therefore the phase-coupled and two-dimensional distribution of the mixture fraction is measured by *Laser Induced Fluorescence* of acetone as tracer gas. The experiments are conducted during the timeframe of ignition, but non-reactive by the injection into nitrogen atmosphere. The resulting probability density functions are described by the parameters of beta functions within the complete area of the open jet. Under the same conditions the evolution of the two-dimensional velocity field is detected by *Particle Image Velocimetry*. The mean radial profiles of both mixture fraction and velocity are self-similar and the analogy to stationary jets is discussed. The experimental results provide the necessary data for validation.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Stand der Forschung . . . . .	2
1.2	Zielsetzung . . . . .	4
1.3	Übersicht und Gliederung der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Turbulenter Freistrahl . . . . .	7
2.1.1	Stationärer Freistrahl . . . . .	8
2.1.2	Instationärer Freistrahl . . . . .	11
2.2	Dimethylether als Brennstoff . . . . .	12
2.3	Reaktionskinetik . . . . .	15
2.4	Flamelet-Betrachtung . . . . .	18
2.4.1	Beschreibung der Streckung . . . . .	19
2.4.2	Vorgemischte Flammen . . . . .	20
2.4.3	Nicht-vorgemischte Flammen . . . . .	21
2.5	PDF-Formulierung . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Versuchsbeschreibung und Messtechnik</b>	<b>25</b>
3.1	TROJA-Anlage . . . . .	25
3.1.1	Spülgaszufuhr . . . . .	27
3.1.2	Injektionsgaszufuhr . . . . .	27
3.1.3	Injektionssystem . . . . .	30
3.1.4	Vermischung in der Zündkammer . . . . .	31
3.2	Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahren . . . . .	33
3.3	LDA-Technik zur Messung der Düsendringlichkeit . . . . .	34
3.4	Geschwindigkeitsmessung mittels PIV . . . . .	35
3.4.1	Messprinzip . . . . .	36
3.4.2	Versuchsanordnung zur Ermittlung des Geschwindigkeitsfelds . . . . .	37
3.4.3	Fehleranalyse . . . . .	38
3.5	Generierung von Tracer-Partikel . . . . .	39
3.6	Tracer-LIF-Technik zur Erfassung des Molenbruchs . . . . .	41
3.6.1	Fluoreszenz von Aceton . . . . .	42
3.6.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	43
3.6.3	Lokale und zeitliche Auflösung . . . . .	45
3.6.4	Bildkorrektur und Quantifizierung . . . . .	45
3.6.5	Fehlerbetrachtung . . . . .	47
3.6.6	Definition des molaren Mischungsbruchs . . . . .	47
3.7	Versuchsstrategie und Messmatrix . . . . .	48

<b>4</b>	<b>Charakteristik der Rohrdüse</b>	<b>53</b>
4.1	Geschwindigkeitsverlauf am Düsenaustritt . . . . .	53
4.2	Partikelfolgevermögen . . . . .	56
4.3	Stationäre Geschwindigkeit für verschiedene Druckkombinationen . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Induktionszeiten bei der Selbstzündung</b>	<b>61</b>
5.1	Temperaturbestimmung . . . . .	61
5.2	Visualisierung der Selbstzündung . . . . .	63
5.3	Messung der Zündverzugszeit . . . . .	64
5.4	Auflösung der Zweistufenzündung . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Statistische Verteilung des transienten Mol-Mischungsbruchs</b>	<b>69</b>
6.1	Vorausgehender Stickstoff-Strahl . . . . .	69
6.2	Eindüsung von DME . . . . .	70
6.2.1	Mittlere Entwicklung des Freistrahls . . . . .	71
6.2.2	Statistische Verteilung . . . . .	73
6.2.3	Beschreibung durch Beta-Funktionen . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Instationäre Geschwindigkeitsverteilung</b>	<b>77</b>
7.1	Eindüsung von Stickstoff . . . . .	77
7.1.1	Partikelverteilung und Validierung . . . . .	78
7.1.2	Strahlentwicklung . . . . .	78
7.1.3	Ausbreitung des stationären Strahls . . . . .	80
7.1.4	Selbstähnlichkeit . . . . .	81
7.1.5	Turbulente Größen . . . . .	81
7.1.6	Mittlere Geschwindigkeitsgradienten im stationären Strahl . . . . .	83
7.1.7	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen . . . . .	84
7.2	Eindüsung von DME . . . . .	86
<b>8</b>	<b>Vergleich mit der Simulation</b>	<b>87</b>
8.1	Programm INSFLA . . . . .	87
8.2	1-D Geometrie mit ruhendem Ausgangszustand . . . . .	88
8.3	Einfluss durch Streckung . . . . .	90
8.4	Bewertung . . . . .	91
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>95</b>
	<b>Nomenklatur</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>

# 1 Einleitung

Die Beherrschung und Nutzbarmachung des Feuers war schon immer ein wesentlicher Bestandteil der Zivilisation. Seit der industriellen Revolution wurden technische Verbrennungssysteme entwickelt und verbessert. Der heutige Anteil der fossilen Energieträger am weltweiten Primärenergieverbrauch von 90% zeigt die große Bedeutung der technischen Verbrennung für die Umwandlung in thermische, elektrische und mechanische Energie. Dem wachsenden Bedarf an Wärme, Strom und Mobilität, der durch Heizungen, Kraftwerke und Wärmekraftmaschinen abgedeckt wird, stehen deren Auswirkungen auf Mensch und Umwelt sowie die Begrenzung der fossilen Ressourcen gegenüber. Aus diesem Grund sind die Verminderung des Brennstoffverbrauchs, die Wirkungsgradsteigerung von Verbrennungsprozessen, der Einsatz regenerativer Energieträger sowie die Reduktion von Schadstoffemissionen Gegenstand aktueller Forschung. Zur Verfolgung dieser Ziele können Verbrennungsabläufe mit der Entwicklung von mathematischen Modellen und numerischen Verfahren simuliert werden. Diese können zur Gestaltung und Optimierung neuer Brennverfahren eingesetzt werden, welche ein großes Potenzial zur Minimierung des Kraftstoff-Verbrauchs und des Schadstoffausstoßes besitzen [17]. Vertreter



Abbildung 1.1: Zur Reduktion von Ruß und Stickoxiden werden neue Brennverfahren eingesetzt, wie z.B. bei Verbrennungsmotoren die Benzindirekteinspritzung von Kraftstoff (grün gekennzeichnet). Quelle: Audi

aktueller Entwicklungsfelder bei Verbrennungsmotoren sind beispielsweise die Kraftstoff-Direkteinspritzung [57] (Abb. 1.1) oder die *HCCI*-Technologie<sup>1</sup> in Dieselmotoren. Aber auch bei Gasturbinen finden Konzepte der Vormischverbrennung von verdampftem Flüssigkraftstoff (LPP<sup>2</sup>) Anwendung zur Emissionsminderung [32].

Bei allen Brennverfahren spielt die Gemischaufbereitung bis zur Zündung eine Schlüsselrolle. Während die Selbstzündung bei relativ niedrigen Temperaturen beim Dieselmotor angestrebt wird, tritt sie als Klopfen bei der ottomotorischen Verbrennung unerwünscht auf. In vorgemischten Verbrennungssystemen ist eine verfrühte Selbstzündung während der Vermischungsphase ebenso betriebskritisch (z.B. Klopfen, Flammenrückschlag bei der Gasturbine). Der Zündablauf hat dabei erheblichen Einfluss auf die Entstehung von Schadstoffen. Allerdings sind die detaillierten chemischen und physikalischen Prozesse während der Selbstzündung des Kraftstoffs hoch instationär und bis heute noch nicht befriedigend verstanden. Die Gemischbildung erfolgt meist durch Brennstoffeindüsung in Luft, wodurch ein turbulentes Mischungs- und Strömungsfeld vorliegt. Der transienten Gemischbildung ist die komplexe chemische Kinetik überlagert, bei der brennstoffspezifische Reaktionen dominieren. Gerade bei Kohlenwasserstoffen wird die Bildung von Radikalen bei niedrigen Temperaturen vor der Verbrennung über den sogenannten Niedertemperatur-Mechanismus kinetisch kontrolliert, wodurch die Zündung eingeleitet wird. Alle beteiligten Prozesse laufen auf unterschiedlichen Zeitskalen ab, die miteinander gekoppelt sind, so dass die exakte Beschreibung der Selbstzündung erschwert wird. Die vorliegende Arbeit untersucht im Rahmen des *Sonderforschungsbereichs 606* experimentell den Selbstzündungsprozess im gasförmigen Freistrahler, um Validierungsdaten für die numerische Modellierung zu liefern.

## 1.1 Stand der Forschung

In der Verbrennungsforschung haben sich für stationäre Flammen verschiedene Modellierungsansätze sowohl für laminare als auch turbulente Strömungsfelder etabliert [15]. Die Beschreibung der Zündung mit anschließender Verbrennung ist jedoch schwieriger, da verschiedene Zeitskalen, sowohl in der Chemie als auch in der Strömung, gleichzeitig auftreten. Bei der Zündung von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen läuft eine Vielzahl von Elementarreaktionen ab. Abhängig von den Anfangsbedingungen nehmen dabei verschiedene Reaktionskanäle unterschiedliche Gewichtungen an, so dass die Zündverzugszeiten ein nichtlineares Verhalten in Abhängigkeit von Temperatur und Druck aufweisen [23]. Die Selbstzündung tritt demzufolge oft als gestufte Temperatur- bzw. Druckerhöhung auf (Zweistufen-Zündung). Mit Hilfe von detaillierten Reaktionsmechanismen lässt sich die Zündung von Brennstoff-Luft-Gemischen in einfachen Geometrien sehr gut vorausberechnen [38] [73]. Bei komplizierten Geometrien kommen meist reduzierte Mechanismen in CFD<sup>3</sup>-Simulationen zum Einsatz [40]. In strömenden Gemischen wird der Stoff- und Energietransport über die Grenzen der sich ausbildenden Zündzone aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten und Turbulenz beeinflusst. Die dabei zugrundeliegende lokale Streckung in der Strömung wirkt sich auch auf die Zündenergie aus, mit der ein brennbares Gemisch durch externe Zündquellen zur Zündung gebracht werden kann. So verursacht

---

<sup>1</sup>Homogeneous Charge Compression Ignition

<sup>2</sup>Lean Premixed Pre-vaporized

<sup>3</sup>Computational Fluid Dynamics

die Zunahme der Turbulenzintensität in Rohrströmungen einen überproportionalen Anstieg der erforderlichen Zündenergie im Brennstoff-Luft-Gemisch [45].

Bei inhomogener Verteilung von Brennstoff und Oxidator, d.h. bei strömenden nicht-vorgemischten Bedingungen erhöht sich die Komplexität der Zündung durch die Überlagerung oben genannter Phänomene mit der turbulenten Vermischung. Aus Untersuchungen der Zündung in Otto- oder Dieselmotoren lassen sich nur schwer Kenntnisse über die zugrunde liegenden physikalisch-chemischen Prozesse ableiten [83]. DNS<sup>4</sup>-Rechnungen mit nicht-vorgemischtem Ausgangszustand kalten Brennstoffs und vorgewärmter Luft sagen für eine Ein-Schritt-Reaktion die Selbstzündung an einem Ort mit magerer Gemischzusammensetzung voraus, da der Einfluss der Lufttemperatur gegenüber der Brennstoffkonzentration dominiert [76]. Gleichzeitig herrschen am Ort der Zündung niedrige skalare Dissipationsraten vor und damit geringe Wärmeverluste. Eine Variation der Turbulenz zeigt hierbei jedoch keine großen Auswirkungen auf die Zündverzugszeit. Die Zündung erfolgt aber aufgrund der lokalen intensivierten Vermischung früher als bei laminaren Bedingungen, weshalb eine teilweise vorgemischte Konfiguration ebenfalls die Zündverzugszeit reduziert. Die Verzögerung der Selbstzündung bei Erhöhung der skalaren Dissipationsrate aufgrund gesteigerter Strömungsturbulenz wird in Experimenten für Wasserstoff und Heptan festgestellt [74]. Dies korrespondiert mit der Beobachtung, dass die notwendigen Zündtemperaturen in einer Gegenstromanordnung von Heptan und Luft bei Erhöhung der Streckrate zunehmen [48]. Eine instationäre numerische Simulation mit detaillierter Chemie [106] bestätigt dieses Verhalten für erhöhte skalare Dissipationsraten und zeigt, dass sich die zweite Stufe bei der Zweistufen-Zündung gegenüber der ersten Stufe mit zunehmenden Wärmeverlusten verzögert und damit sensitiver als die erste reagiert. Unter den gleichen Bedingungen wird experimentell eine Abhängigkeit des Zündprozesses von der Krümmung des Mischungsbruchfelds festgestellt [55], wobei die Selbstzündung bei gekrümmten Brennstoff-Luft-Grenzflächen konkav zur Luftseite beginnt.

Der statistische Charakter der Turbulenz erfordert bei der Modellierung und numerischen Simulation der Selbstzündung die Verwendung von PDF<sup>5</sup>-Ansätzen, da eine zeitliche oder dichtegewichtete Betrachtung keine realistische Vorausberechnung der Reaktionsrate und damit der Zündung erlaubt. Für stationäre Flammen sind PDF-Transportgleichungen in den letzten Jahren entwickelt und Lösungen für Modellierungsprobleme bereitgestellt worden [91] [120] [100]. Die Modelle wurden durch Messungen von einfachen oder Verbund-Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen skalarer Größen (Temperatur, Konzentration chemischer Spezies', Mischungsanteil) oder Geschwindigkeiten validiert [75] [13]. Für instationäre reaktive Strömungen liegen bislang nur wenige experimentelle Untersuchungen von transienten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen vor. Insbesondere ist die technisch relevante Freistrahlsströmung kaum untersucht [19].

---

<sup>4</sup>Direct Numerical Simulation

<sup>5</sup>Probability Density Function

## 1.2 Zielsetzung

Die vorliegende Untersuchung wird im Rahmen des *Sonderforschungsbereichs 606 „Instationäre Verbrennung: Transportphänomene, Chemische Reaktion, Technische Systeme“* durchgeführt, welcher an der *Universität Karlsruhe (TH)* angesiedelt ist und von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG)* finanziell unterstützt wird. Die Arbeit ist Bestandteil des Teilprojekts *A3*, welches die Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen behandelt. Innerhalb der ersten Förderperiode steht die Untersuchung der Selbstzündung eines gasförmigen instationären Brennstoff-Freistrahls im Vordergrund. Damit treten zunächst keine Zerstäubungs- und Verdampfungsprozesse auf, wodurch grundlegende Analysen ermöglicht werden. In der vorliegenden Arbeit sollen Daten experimentell gewonnen werden, um so die Validierungsbasis für eine mathematische PDF-Modellierung zu schaffen.

Da die Zündung von Kohlenwasserstoffen in Verbrennungsmotoren auf Zeitskalen abläuft, die kleiner sind als die Zeitskalen der Kolbenbewegung, können die Untersuchungen an einer Konstantdruckanlage durchgeführt werden. Um Untersuchungen unter vergleichbaren Drücken wie im Verbrennungsmotor zu ermöglichen, soll eine oxidative Atmosphäre bis  $40\text{ bar}$  in einer Hochdruckkammer bereitgestellt werden. Die für den Bereich der Niedertemperatur-Oxidation erforderlichen Temperaturen bis  $720\text{ K}$  müssen mit der Zündkammer ebenfalls erreichbar sein. Unter diesen Bedingungen soll gasförmiger Brennstoff mit Unterschall-Geschwindigkeit in die Kammer eingedüst werden. Der Bereich der Selbstzündung muss optisch zugänglich sein, damit berührungslose laseroptische Messverfahren eingesetzt werden können, die eine hohe zeitliche Auflösung und gleichzeitig flächendeckende Informationen liefern. Insbesondere soll geklärt werden, unter welchen Bedingungen die Selbstzündung in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Strömungsfeld erfolgt, welche Einflussparameter die Zündverzugszeit kontrollieren und wie die Zündung in einem turbulenten Strömungsfeld abläuft.

## 1.3 Übersicht und Gliederung der Arbeit

Zur Durchführung der Experimente wurde am *Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)* des *Forschungszentrums Karlsruhe GmbH* in Zusammenarbeit mit dem *Engler-Bunte-Institut* (Bereich Verbrennungstechnik) der *Universität Karlsruhe (TH)* eine Hochdruck-Versuchsanlage konzipiert und errichtet [54].

Dieser als *TROJA*<sup>6</sup> benannte Versuchsstand wird in Kapitel 3.1 vorgestellt. Im selben Kapitel wird auch auf das verwendete Injektionssystem eingegangen. Die Dauer der Eindüsung liegt typischerweise im Bereich von  $20\text{ ms}$  und kann mit einer zeitlichen Genauigkeit  $< 0.1\text{ ms}$  in weiten Bereichen variiert werden. Um den Brennstoff bei den hohen Temperaturen bis zu  $650\text{ K}$  elektromagnetisch dosieren zu können, war eine spezielle Entwicklung des Solenoid-Injektors notwendig. Diese Temperaturen sind erforderlich, da Kohlenwasserstoffe unter den hohen Vordrücken den Injektor sonst in flüssigem Zustand verlassen. In den darauffolgenden Abschnitten des Kapitels 3 werden die eingesetzten optischen Messtechniken erläutert.

---

<sup>6</sup>Transient Open Jet for Auto-Ignition



Vor den Zündversuchen wurde das Verhalten des Injektionssystems mit der verwendeten Rohrdüse charakterisiert. Hierzu fanden Geschwindigkeitsmessungen am Düsenrohraustritt mittels *Laser Doppler Anemometrie* (LDA) statt, deren Ergebnisse in Kapitel 4 aufgeführt sind. Diese werden als Eingangsdaten für die numerische Simulation benötigt.

Wesentlich zum Erfolg der Arbeit hat die Zündvisualisierung über ein Schattenverfahren mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera beigetragen, da die Selbstzündung im Bereich weniger Millisekunden stattfindet. Damit war es möglich den Zündvorgang zu analysieren und eine Selbstzündung im Sinne des Projekts sicherzustellen. Das zuerst injizierte Brenngas war Ethan, welches unter den erreichbaren Kammerbedingungen zu hohe Zündverzugszeiten aufwies, so dass eine Zündung lange nach der Injektion ( $t_{inj} = 15 \text{ ms}$ ) entweder an Rußteilchen (nach etwa  $80 \text{ ms}$ ) oder an der heißen Düsenrohrwand (nach  $300\text{-}400 \text{ ms}$ ) initiiert wurde [33]. Die Rußteilchen entstanden beim Abbrand des Brenngases im Düsenrohr, was durch die Nacheindüsung von Stickstoff in den Folgeversuchen verhindert werden konnte. Als geeigneter Brennstoff wurde in verschiedenen Voruntersuchungen Dimethylether identifiziert. Dieser besitzt ähnlich niedrige Zündtemperaturen wie Dieselkraftstoff, so dass eine kurze Induktionszeit die Selbstzündung im transienten Freistrahlfeld reproduzierbar ermöglicht. Die dazugehörigen Ergebnisse sind in Kapitel 5 aufgezeigt.

Für die Erstellung von PDFs im Mischungsbruch wird die *Laserinduzierte Fluoreszenz* (LIF) von Aceton als Tracer eingesetzt, um die zeitliche und örtliche Entwicklung der Brenngasverteilung quantitativ zu erfassen. Die Messungen aus Kapitel 6 erfolgen innerhalb des zuvor ermittelten Zündzeitfensters, allerdings ohne Reaktion durch die Eindüsung in eine Stickstoff-Atmosphäre. Zur Bestimmung des instationären zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes des Freistrahls kommt die *Particle Image Velocimetry* (PIV) in Kapitel 7 zur Anwendung.

Anschließend werden die experimentell gefundenen Ergebnisse mit einer eindimensionalen Simulation der Selbstzündung unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus in Kapitel 8 verglichen und bewertet. Im folgenden Kapitel 2 werden zunächst verschiedene relevante Aspekte als Grundlage für die Untersuchung bereitgestellt.



## 2 Grundlagen

Für die Selbstzündung in der technischen Anwendung müssen Brennstoff und Luft zunächst vermischt werden. Die Eindüsung im Dieselmotor erzeugt ein turbulentes Strömungsfeld, dem chemische Reaktionen überlagert sind, welche eine Selbstzündung einleiten. In diesem Kapitel werden die Grundlagen dargestellt, die für eine Beurteilung der in dieser Arbeit auftretenden Form der Selbstzündung notwendig sind.

Bei der Injektion des Kraftstoffs in den Zylinder eines Dieselmotors mit anschließender Verbrennung lassen sich verschiedene Phasen unterscheiden. Vor der Zündung erfolgt die Gemischbildung durch die Zerstäubung des flüssigen Kraftstoffs stromab der Düse, die Strahlausbreitung sowie die Verdampfung der Tropfen. Der sich ausbildende Einspritzstrahl beschleunigt das heiße und verdichtete Endgas im Zylinder und kühlt es durch die Tropfenverdunstung lokal ab. Der Teil des Kraftstoffs, der bereits in die Gasphase überführt wurde, vermischt sich mit der komprimierten Luft und bildet zündfähige Bereiche. In Abhängigkeit der Verteilung von Brennstoffkonzentration und Gastemperatur kommt es zur Ausbildung besonders reaktiver Bereiche, in denen das Gemisch nach einer chemisch bedingten Zündverzugszeit von selbst zündet. Bei aufgeprägter Drallströmung innerhalb des Zylinders erfolgt die Zündung im Brennstoffdampf-Luft-Gemisch auf der drallabgewandten Seite außerhalb des Sprays [83]. Die reaktivste Mischung liegt unter mageren Bedingungen vor, da die höhere Temperatur im Gas einen stärkeren Einfluss auf die Zündung hat als die Brennstoff-Konzentration [110]. Unmittelbar an die Zündung schließt sich die Phase vorgemischter Verbrennung an. Ausgehend vom Ort der Zündung breitet sich die Flamme im Brennstoff-Luft-Gemisch sowohl in die brennstoffreiche als auch -magere Seite aus. Sobald auf der fetten Gemischseite sauerstoffarme Konzentrationen erreicht sind, wechselt die Flamme in eine nicht-vorgemischte Verbrennung, bei der Brennstoff und Oxidator getrennt voneinander zur Reaktionszone geführt werden.

Bei gasförmigem Brennstoff reduziert sich der Vorgang auf die turbulente Vermischung zwischen Brenngas und Luft im Freistrahls mit begleitender Reaktionskinetik. Die folgenden Abschnitte betrachten verschiedene Aspekte als Grundlage für die vorliegenden Untersuchungen.

### 2.1 Turbulenter Freistrahls

Bei allen Freistrahlsströmungen sowie bei Strömungen in geschlossenen Brennräumen liegen Scherturbulenzen vor, deren Beschreibung für technische Verbrennungen aufgrund ihrer Komplexität einer theoretischen Analyse nur schwer zugänglich ist [86]. In turbulenten Strömungen dominieren die destabilisierenden Trägheitskräfte gegenüber den

stabilisierenden viskosen Kräften, so dass die dimensionslose *Reynolds*-Zahl groß wird:

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{u d}{\nu} \quad (2.1)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit  $u$ , einer charakteristischen Länge  $d$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$ . Für Rohr- oder Düsenströmungen wird die Reynoldszahl  $Re_d$  mit dem Innendurchmesser der Austrittsöffnung  $d$  und der Geschwindigkeit in Düsenmitte  $u_{a,0}$  gebildet. Bei großen Dichtegradienten können turbulente Freistrahlen auch durch Auftriebskräfte beeinflusst werden, welche mit der *Froude*-Zahl als dimensionslose Kennzahl eingestuft werden [21]:

$$Fr = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Auftriebskraft}} = \frac{u^2}{g d \left( \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_0} \right)} \quad (2.2)$$

mit der Erdbeschleunigung  $g$  und den Dichten  $\rho$  am Düsenaustritt („0“) und Umgebung („ $\infty$ “). In den vorliegenden Untersuchungen liegen die Froude-Zahlen vor der Zündung in der Größenordnung  $10^4$ , so dass Auftriebseffekte vernachlässigt werden können.

Die folgenden Abschnitte gehen auf die bekannten Eigenschaften von stationären und instationären Freistrahlen ein, um die gewonnenen Ergebnisse diskutieren zu können.

### 2.1.1 Stationärer Freistrah

Befindet sich der Freistrah weit genug von Wänden entfernt, so skizziert Abb. 2.1 die typische Ausbreitung eines stationären Freistrahls [41]. Im Kernbereich bleibt die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $\bar{u}_0$  auf der Strahlachse ( $y = 0$ ) erhalten. Das zunächst rechteckförmige Profil in der Schnittebene der Düse geht in eine gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung im Ähnlichkeitsbereich über. Die Breite des Freistrahls nimmt linear mit dem Düsenabstand  $x$  zu, wobei der virtuelle Strahlursprung um  $x_0$  stromauf der Düsenmündung liegt. Die eingezeichneten Strömungsprofile stellen für verschiedene axiale

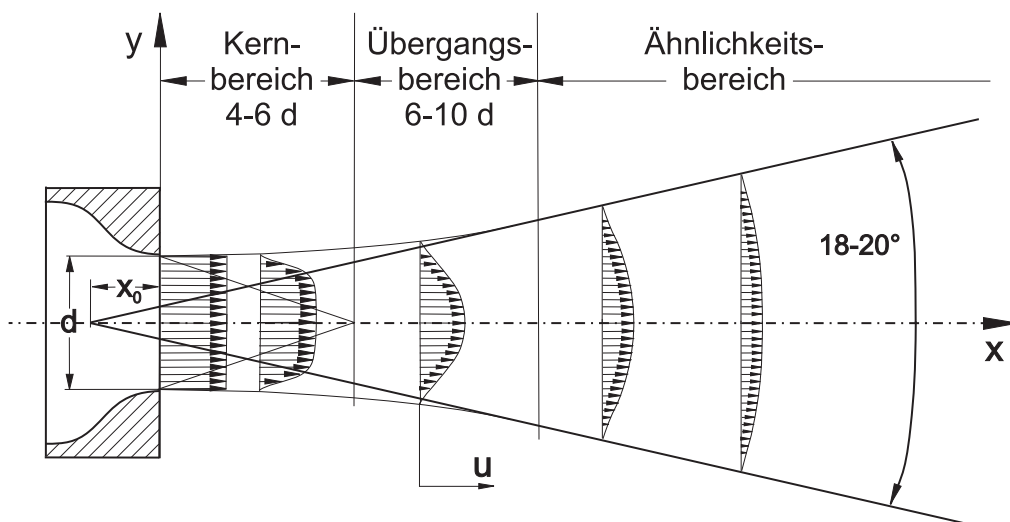


Abbildung 2.1: Räumliche Ausbreitung der mittleren Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}$  eines stationären achsensymmetrischen Freistrahls aus einer Düse mit dem Übergang vom Kern- in den Selbstähnlichkeitsbereich der Profile, nach [41].

Positionen die zeitlich bzw. örtlich gemittelten Geschwindigkeiten  $\bar{u}$  dar. Diesen Mittelwerten sind turbulente Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  überlagert, woraus sich der Momentanwert additiv ergibt:  $u = \bar{u} + u'$ . Mit diesem Ansatz lässt sich der mittlere Transport der Geschwindigkeit, aber auch der von Skalaren wie z.B. der Temperatur, in den strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen formulieren: Da im Außenbereich des Freistrahls keine Druckgradienten auftreten und die Querausdehnung im Vergleich zur Hauptausbreitungsrichtung  $x$  klein ist, vereinfachen sich die *Navier-Stokes-Gleichungen* als Grenzschichtnäherung für eine stationäre, axialsymmetrische Scherströmung zu [101]:

$$\text{Masse} \quad \frac{\partial(y \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(y \bar{v})}{\partial y} = 0, \quad (2.3)$$

$$\text{Impuls} \quad \rho \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - y \rho \overline{u'v'} \right), \quad (2.4)$$

$$\text{Energie} \quad \rho c_p \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) = -\frac{1}{y} \frac{\partial(y q_t)}{\partial y}, \quad (2.5)$$

wobei  $x$  die axiale und  $y$  die radiale Koordinate darstellt. In diesen Richtungen sind  $u$  und  $v$  die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v} = (u, v)$ . Die turbulente Wärmestromdichte ist

$$q_t = -\frac{\rho c_p \nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (2.6)$$

mit der Dichte  $\rho$ , der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ , der Wirbelviskosität  $\nu_t$  und der turbulenten *Prandtl-Zahl*  $Pr_t = (\nu/a)_t$ . Hierbei ist die Temperaturleitfähigkeit

$$a = \frac{\lambda_{th}}{\rho c_p} \quad (2.7)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{th}$ . Die *Reynolds'schen Schubspannungen*  $-\rho \overline{u'v'}$  können mit dem folgenden *Boussinesq-Ansatz* modelliert werden, welcher den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsgradient und Schubspannung analog zu der molekularen Viskosität im rein laminaren Fall abbildet. Die turbulente Schubspannung lautet somit:

$$\tau_t = -\rho \overline{u'v'} = \rho \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.8)$$

Die Wirbelviskosität  $\nu_t$  muss hierzu modelliert werden, wobei im Ähnlichkeitsbereich eine Lösung existiert, die experimentell bestätigt wurde [101]. Dabei entwickelt sich der Strahl aus dem virtuellen Ursprung gemäß Abb. 2.1. Der Halbwertsradius  $y_{0.5u}$ , an dem die Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}$  für eine feste Position  $x$  auf die Hälfte abgenommen hat, ist linear von  $x$  abhängig:

$$y_{0.5u} = R_u (x - x_0) \quad (2.9)$$

Somit wird die Ausbreitung des Strahls mit der konstanten Strahlaufweitung  $R_u$  beschrieben, welche zwischen 0.08 und 0.1 liegt [21] [92]. Die Geschwindigkeit  $u_a$  auf der Strahlachse nimmt dabei hyperbolisch mit  $x$  ab. Für nicht-isotherme Freistrahlen besteht darüberhinaus noch eine Abhängigkeit vom Dichteverhältnis [21] [41]:

$$\frac{u_a}{u_0} = \frac{B_u}{(x - x_0)/d} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_\infty}}, \quad (2.10)$$

wobei  $B_u$  einen empirischen Faktor zwischen 5 und 6 darstellt [21]. Mit diesen beiden Gleichungen lässt sich die gaußförmige Querverteilung im Selbstähnlichkeitsbereich angeben:

$$\frac{u}{u_a} = \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{y}{y_{0.5u}} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

Aus Kontinuitätsgründen ist die Quergeschwindigkeit  $v$  um den Faktor 40 kleiner als die Achsgeschwindigkeit [92]. Über die lineare Verbreiterung des Strahls wird Luft eingesaugt (*entrainment*), wobei der Impulsstrom  $\dot{J}$  über dem gesamten Querschnitt erhalten bleibt:

$$\dot{J}(x) = \int_0^\infty 2\pi y \rho u^2 dy \quad (2.12)$$

Die Beziehungen  $u_a \propto x^{-1}$  (Gl. 2.10) und  $y_{0.5u} \propto x$  (Gl. 2.9) führen dazu, dass  $\dot{J}$  unabhängig von  $x$  wird [92]. Ebenso verliert die charakteristische Reynolds-Zahl

$$Re_{char} = \frac{u_a(x) y_{0.5u}(x)}{\nu} \quad (2.13)$$

die Abhängigkeit von  $x$ . Interessanterweise sind oben genannte Parameter  $R_u$  und  $B_u$  der makroskopischen Strahlausbreitung keine Funktionen der Reynolds-Zahl [92]. Dafür werden die kleinskaligen Turbulenzstrukturen bei höherer Reynoldszahl kleiner. Hierfür ist der Mechanismus der Turbulenz-Kaskade verantwortlich, nach dem große Wirbel mit hoher Turbulenzintensität sukzessiv in kleinere Wirbel zerfallen [101]. Dabei setzt sich die kinetische Energie der Strömung aus einem mittleren Term und einem Schwankungsterm, der massebezogenen turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.14)$$

zusammen. Die mittleren Geschwindigkeitsgradienten arbeiten gegen die turbulenten Schubspannungen  $\tau_t$ , so dass kinetische Energie aus dem mittleren Strömungsfeld in das fluktuierende Geschwindigkeitsfeld transferiert wird. In der Transportgleichung für  $k$  steht die Dissipationsrate  $\epsilon$  als Senkterm für die Umwandlung in innere Energie [92]:

$$\epsilon \equiv 2 \nu \overline{\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \right]^2} \quad (2.15)$$

Gemäß einer Dimensionsanalyse nach *Kolmogorov* existiert bei lokal-isotroper Turbulenz für hohe Reynoldszahlen eine kleinste Wirbelabmessung, unterhalb derer molekulare Transportvorgänge schneller sind als der turbulente Austausch:

$$l_K \equiv \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{und} \quad t_K \equiv \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

als zugehörige Wirbel-Umdrehungszeit. Die Turbulenz-Reynoldszahl  $Re_T$  stellt dabei den Zusammenhang der größten Wirbel  $l_0$  zu der Kolmogorov-Abmessung  $l_K$  her:

$$\frac{l_0}{l_K} = (Re_T)^{\frac{3}{4}} \quad \text{mit} \quad Re_T = \frac{v' l_0}{\nu}, \quad v' = \sqrt{\frac{2 k_V}{\rho}}, \quad (2.17)$$

wobei  $k_V$  die volumenbezogene turbulente kinetische Energie darstellt. Dies erklärt, warum mit zunehmender Reynoldszahl und bei konstanter Systemabmessung, welche das integrale Maß  $l_0$  vorgibt, die kleinsten Wirbelabmessungen abnehmen. In Freistrahlen gilt folgende Skalierung der Dissipationsrate im Selbstähnlichkeitsbereich [92]:

$$\frac{\epsilon}{\hat{\epsilon}} = \frac{u_a^3}{y_{0.5u}} \quad (2.18)$$

wobei  $\hat{\epsilon}$  eine reynoldsunabhängige Konstante mit dem ungefähren Wert 0.03 darstellt [12]. Die messtechnisch zugänglichere Reynoldszahl  $Re_{char}$  nach Gl. 2.13 ist mit der Turbulenz-Reynoldszahl über folgenden Zusammenhang korreliert [12]:

$$Re_T = 2.3 \sqrt{Re_{char}} . \quad (2.19)$$

Die Freistrahlsströmung bereitet somit ein breitbandiges Turbulenzfeld vor, in dem die Vermischung zwischen Brennstoff und Luft abläuft und welches mit der Reaktionschemie über physikalische Größen wechselwirkt.

### 2.1.2 Instationärer Freistrah

Die transiente Entwicklung des Freistrahls wird für  $Re_d > 10^5$  unabhängig von der Reynoldszahl [60]. Die zeitliche Entwicklung der Eindringtiefe  $Z_s$  des Strahls ist durch den Impulsstrom  $\dot{J}$  am Düsenaustritt, die Umgebungsdichte  $\rho_\infty$  und den Strahldurchmesser  $D_s$  beschreibbar. Ein Vergleich verschiedener Experimente ist in [44] zu finden, wo folgender Zusammenhang für ausreichend große Zeiten  $t$  hergestellt wird:

$$\frac{D_s}{Z_s} \longrightarrow 0.25 \pm 0.05 \quad \text{und} \quad \frac{Z_s}{\left(\frac{\dot{J}}{\rho_\infty}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{t}} \longrightarrow 3.0 \quad (2.20)$$

Die Ausbreitung des vorausgehenden Kopfwirbels weist demnach bei konstantem Impulsstrom eine Wurzelabhängigkeit mit der Zeit auf.

Das Strömungsfeld zwischen Düse und dem Kopfwirbel zeigt ebenfalls Selbstähnlichkeit [44]. Für Freistrahlen, deren Austrittsdichte  $\rho_0$  sich von der Umgebung  $\rho_\infty$  unterscheidet, bleiben dimensionslose Parameter, wie z.B. die relative Abklingrate der Achsgeschwindigkeit, unverändert, wenn die Skalierung der axialen Distanz  $x$  mit dem äquivalenten Düsendurchmesser  $d_e$  wie in Gl. 2.10 erfolgt [44] [41]:

$$d_e = d \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_\infty}} . \quad (2.21)$$

Unter dieser Berücksichtigung werden die Ergebnisse der instationären Strahlentwicklung in den Kapiteln 6 und 7 diskutiert und mit der stationären Ausbreitung verglichen.

## 2.2 Dimethylether als Brennstoff

Als geeigneter kohlenwasserstoffhaltiger Brennstoff erweist sich Dimethylether mit sehr guten Selbstzündungseigenschaften, worauf im Folgenden näher eingegangen wird.

chemische Formel		$CH_3 - O - CH_3$	
Molekülabbmessung	[113]	$4.307 \cdot 10^{-10}$	$m$
molare Masse	[95]	46.069	$g/mol$
Sauerstoffgehalt		34.8	mass-%
Siedepunkt	[7]	-24.8	$^{\circ}C$
Dampfdruck (25 $^{\circ}C$ )	[7]	5.1	$bar$
Flüssigdicthe (15 $^{\circ}C$ )	[107]	668	$kg/m^3$
kritischer Druck	[82]	52.64	$bar$
kritische Temperatur	[50]	127	$^{\circ}C$
Zündtemperatur (atm)	[7]	235	$^{\circ}C$
Zündgrenzen in Luft (atm)	[7]	3.0-18.6	vol-%
Mindestluftbedarf		9.1	$kg/kg$
stöchiometrischer Faktor in Luft		0.065	$mol/mol$
unterer Heizwert	[107]	28.80	$MJ/kg$
Cetanzahl	[27]	55-60	-
kinematische Viskosität $\nu(p)$ , flüssig, $T=38^{\circ}C$ , 2-207 $bar$	[14]	$0.0004 p / bar + 0.2$	$mm^2/s$
dynamische Viskosität $\mu(T)$ , gasförmig, 1 $bar$ , 20-500 $^{\circ}C$	[95]	$0.03 T / K + 0.7$	$\mu Pa s$
molare Wärmekapazität $c_{p,m}(T)$ für 270-700 $K$	[20]	$0.12 T / K + 30.1$	$J/(mol K)$

Tabelle 2.1: Chemische und physikalische Eigenschaften von DME

Dimethylether ( $CH_3OCH_3$ , DME) ist bei atmosphärischem Druck und Temperatur gasförmig. Die wesentlichen physikalischen und chemischen Merkmale sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Dimethylether besitzt sehr gute Verbrennungseigenschaften. Da Mitte der 90er Jahre preisgünstige Herstellverfahren für DME vorgestellt wurden, wird DME als Diesel-Ersatzkraftstoff aktuell diskutiert. Ein Überblick über das Potenzial von DME in Dieselmotoren und bereits durchgeführten Untersuchungen wird in [107] gegeben. Zu den Vorteilen gehören vor allem die verminderte Rußemission, ein niedriger Verbrennungslärm, sehr gute Kaltstarteigenschaften und eine hohe Zündwilligkeit durch die hohe Cetanzahl von 55-60 im Vergleich zu Dieselkraftstoff mit 40-55. Aufgrund des hohen Dampfdrucks ist DME auch als Ersatz für Flüssiggas im Gespräch. DME verhält sich nicht korrosiv gegenüber metallischen Werkstoffen, stellt aber ein starkes Lösungsmittel für die meisten organischen Substanzen dar, so dass besondere Dichtungsmaterialien eingesetzt werden müssen. Teflon gilt dabei als inert gegenüber DME [84], KalRez<sup>®</sup> zeigt ebenfalls sehr gute Beständigkeit. Die um eine Größenordnung geringere Viskosität gegenüber Dieselkraftstoff verursacht bislang Leckagen bei Injektoren im Serienbetrieb und in Verbindung mit den schlechten Schmiereigenschaften geringere Dauerfestigkeiten bei Ventilen und Pumpen [14].



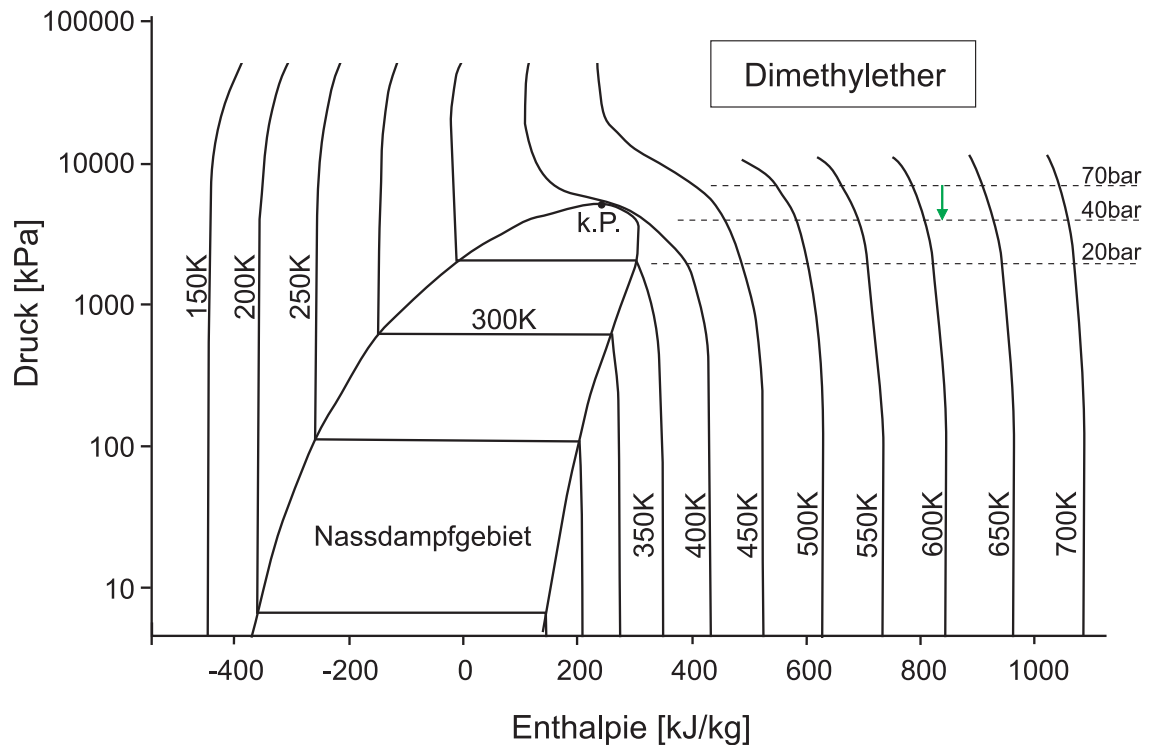


Abbildung 2.2: Thermodynamisches Zustandsdiagramm von DME als Zusammenhang zwischen Druck und Enthalpie [8]. Eingetragen sind verschiedene Isotherme mit dem Nassdampfgebiet, das durch die flüssige Phase (links), dem kritischen Punkt (k.P.) und der Gasphase (rechts) begrenzt wird. Die Expansion von DME in die Kammer entspricht einer adiabaten Drosselung, welche durch einen Pfeil skizziert ist.

Die Herstellung erfolgt entweder direkt aus Synthesegas oder über die Zwischenstufe Methanol. Als Quelle für das Synthesegas können Erdgas, Kohle aber auch Biomasse eingesetzt werden, so dass DME als regenerativer Energieträger derzeit zunehmend an Bedeutung gewinnt [36].

Thermodynamisch weist DME ähnlich hohe kritische Drücke auf wie andere Kohlenwasserstoffe von Methan bis Hexan [68]. Demnach ist auch das Druck-Enthalpie-Diagramm aus Abb. 2.2 typisch. Die Daten stammen aus einer kubischen Zustandsgleichung nach *Peng-Robinson* [8], so dass insbesondere das Realgasverhalten bei hohen Drücken gut beschrieben wird. Für die Strömungseigenschaften ist die Kenntnis der dynamischen Viskosität von Interesse. Das Diagramm in Abb. 2.3 stellt die Zähigkeiten von DME [95] und Stickstoff [6] in Abhängigkeit von Temperatur und Druck gegenüber. In der Nähe des kritischen Punktes ist die Viskosität sehr stark druckabhängig. Dies gilt auch für Stickstoff, dessen kritische Temperatur allerdings niedriger ist. Für höhere Temperaturen nimmt diese Druckabhängigkeit für Drücke  $p < 70 \text{ bar}$  ab.

Der chemische Aufbau von DME ist durch zwei Methyl-Gruppen gegeben, die über ein gemeinsames Sauerstoffatom verbunden sind (siehe Skizze in Abb. 2.3). Im Gegensatz zu anderen Ethern besteht keine Gefahr der Autoxidation [77] [80]. Bei Erwärmung bis  $400^\circ\text{C}$  tritt keine Zersetzung auf, darüber zerfällt es in  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2$  [39]. Die Reak-

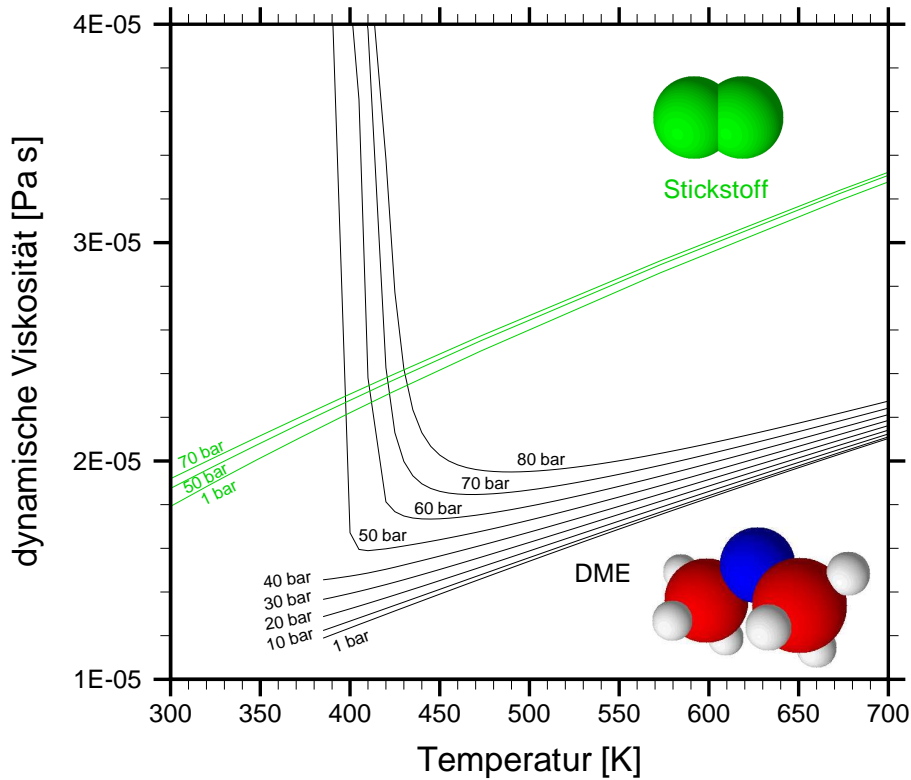
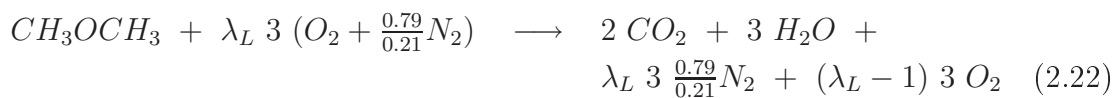


Abbildung 2.3: Dynamische Viskosität von DME (schwarz) und Stickstoff (grün) in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Isobare [95]. Daneben ist die jeweilige Molekülstruktur mit unterschiedlichen Farben für die verschiedenen Atome skizziert (grün: Stickstoff, blau: Sauerstoff, rot: Kohlenstoff, weiß: Wasserstoff).

tion mit Luft (näherungsweise zusammengesetzt aus 79 %  $N_2$  und 21 %  $O_2$ ) ist exotherm und wird durch folgende globale Umsatzreaktion beschrieben:



mit der technischen Luftzahl  $\lambda_L \geq 1$ , gebildet aus dem Verhältnis der Massenströme  $\dot{m}_i$ :

$$\lambda_L = \frac{\left( \frac{\dot{m}_{\text{Luft}}}{\dot{m}_{\text{DME}}} \right)_{\text{tatsächlich}}}{\text{Mindestluftbedarf}} \quad (2.23)$$

Der stöchiometrische Umsatz wird für  $\lambda_L = 1$  erreicht. Bei dieser üblichen Definition der Luftzahl liegt eine brennstoffarme bzw. magere Verbrennung in vorgemischten Systemen vor, wenn der Mindestluftbedarf überschritten wird, d.h.  $\lambda_L > 1$ . Für eine brennstoffreiche Verbrennung mit  $\lambda_L < 1$  entstehen unverbrannte oder nicht vollständig oxidierte Produkte, so dass Gl. 2.22 nicht mehr gültig ist. Wird die tatsächliche Luftzahl (absolute Luftzahl) mit der Gesamtmenge an Sauerstoffatomen gebildet, so nimmt diese

bei sauerstoffhaltigen Brennstoffen wie DME im System höhere Werte an als die eingestellte technische Luftzahl  $\lambda_L$ . Mit dem enthaltenen Sauerstoff liegen beim Zerfall von DME in nicht-vorgemischtem Flammen weniger rußbildende Bedingungen in der Flammenfront und der Rauchgasseite vor als bei nicht-sauerstoffhaltigem Brennstoff. Auf diese Weise bleibt ein starkes Rußleuchten wie bei der Dieselverbrennung aus [107]. Niedrige Rußemissionen entstehen nach [49] zudem durch die schnelle Verdampfung bei der Flüssigeinspritzung aufgrund des niedrigen Siedepunkts. Die detaillierte Chemie bei der Verbrennung ist allerdings komplexer als die Formulierung der Globalreaktion. Der Verbrennungsmechanismus von DME lässt sich als System mit 70 Spezies beschreiben, die in 700 Elementarreaktionen auftreten [35]. Hierauf wird in Abschnitt 2.3 näher eingegangen.

Sowohl chemische als auch physikalische Eigenschaften eines Brennstoffs haben Einfluss auf dessen laminare Flammgeschwindigkeit  $v_L$  bei der Verbrennung mit Luft. Diese charakteristische Kenngröße nimmt für DME unter atmosphärischen Bedingungen einen maximalen Wert von etwa  $50 \text{ cm/s}$  an, welcher bei leicht brennstoffreicher Gemischzusammensetzung liegt [122] [28]. Damit liegt die laminare Flammgeschwindigkeit im gleichen Bereich wie die von Kohlenwasserstoffen ohne C=C-Doppelbindungen [41]. Diese verbrennungstechnische Kenngröße hängt aber auch von Systemparametern ab. So fällt bei DME die stöchiometrische Flammgeschwindigkeit von  $v_L = 40 \text{ cm/s}$  auf den halben Wert bei Erhöhung des Drucks von  $1 \text{ bar}$  auf  $10 \text{ bar}$  [93]. Auch dieser Trend ist bei anderen Kohlenwasserstoffen zu sehen [41]. Gegenüber Temperaturänderungen zeigt die laminare Flammgeschwindigkeit von Kohlenwasserstoffen sogar eine quadratische Abhängigkeit [41]. Die Flammgeschwindigkeit von DME wird über einen vollständigen Reaktionsmechanismus in Kapitel 8 berechnet.

Die in Tabelle 2.1 angegebene Zündtemperatur ist nach DIN<sup>1</sup> [2] bestimmt und gibt ein Maß für die Neigung eines Stoffes an, sich an heißen Oberflächen innerhalb von höchstens 5 Minuten zu entzünden, wobei eine deutliche Flammerscheinung wahrnehmbar ist. Diese Definition ist für die vorliegenden Untersuchungen zwar nicht ausreichend, trotzdem kann mit ihr ein ungefährender Vergleich zu anderen Brennstoffen gezogen werden. So liegt DME im gleichen Bereich wie Dieselkraftstoff mit etwa  $250^\circ\text{C}$ . Auch Zündgrenzen werden von verschiedenen Autoren unterschiedlich definiert [29] und meist bei atmosphärischen Bedingungen gemessen. Allerdings erweitert sich nach [66] beispielsweise die obere Zündgrenze in einem Erdgas-Luft-Gemisch beim Übergang zu  $40 \text{ bar}$  auf den dreifachen Wert. Die untere brennstoffarme Zündgrenze nimmt dagegen über den gleichen Druckbereich nur um etwa 1% des atmosphärischen Wertes ab.

DME weist eine für Kohlenwasserstoffe typische Niedertemperatur-Oxidation auf, welche im nächsten Abschnitt erläutert wird. Die charakteristischen Verbrennungsmerkmale von DME sind den aliphatischen Kohlenwasserstoffen sehr ähnlich, so dass DME als Modellbrennstoff für die vorliegenden Untersuchungen geeignet ist.

## 2.3 Reaktionskinetik

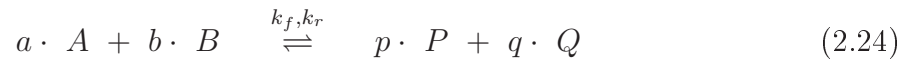
Aliphatische Kohlenwasserstoffe weisen ebenso wie DME eine Niedertemperatur-Oxidation auf, die unter den zu untersuchenden Bedingungen für die Selbstzündung wichtig wird. In diesem Abschnitt werden die reaktionskinetischen Eigenschaften bereitgestellt, die sowohl

---

<sup>1</sup>Deutsches Institut für Normung e.V.

im Experiment als auch in der Simulation der vorliegenden Arbeit beobachtet werden.

Während die rein thermischen Theorien der Selbstzündung von *Semenov* und *Frank-Kamenetzki* [118] bereits nach Reaktionsstart eine Temperaturerhöhung der Reaktanden voraussagen, tritt bei der Selbstzündung von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen eine starke Temperaturerhöhung in Form einer Radikalketten-Explosion erst nach einer charakteristischen Zündverzugszeit ein. Diese Beobachtung ist auf komplexe Reaktionsmechanismen einer großen Anzahl chemischer Spezies zurückzuführen. Dabei wird die globale Formulierung des Brennstoffumsatzes nach Gl. 2.22 in ein System von Elementarreaktionen folgender Art überführt:



mit den Edukten  $A$ ,  $B$ , den Produkten  $P$ ,  $Q$ , den stöchiometrischen Koeffizienten  $a$ ,  $b$ ,  $p$ ,  $q$  und den Geschwindigkeitskoeffizienten für die Vorwärts- ( $k_f$ ) und Rückwärtsreaktion ( $k_r$ ). Das Zeitgesetz zu dieser chemischen Reaktion, welche einen einzelnen möglichen Stoßvorgang von maximal drei beteiligten Molekülen auf der Eduktseite beschreibt, wird durch einen empirischen Ansatz abgeleitet. Die Reaktionsgeschwindigkeit  $\omega$ , mit der ein beteiligter Stoff gebildet oder verbraucht wird, lautet beispielsweise für den Stoff  $A$  mit der zugehörigen Konzentration  $c_A$  bei der Vorwärtsreaktion (f):

$$\omega_{A,f} = \frac{dc_A}{dt} = -k_f c_A^a c_B^b \quad (2.25)$$

Hierbei sind die Geschwindigkeitskoeffizienten  $k_f$  und  $k_r$  stark nichtlinear von der Temperatur abhängig. Sie lassen sich mit Hilfe eines *Arrhenius*-Ansatzes

$$k_f = A_s T^b \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (2.26)$$

angeben und mit dem präexponentiellen Faktor aus der Stoßzahl  $A_s$  und dem Temperaturexponenten  $b$  sowie der Aktivierungsenergie der Reaktion  $E_a$  parametrisieren. In der Zusammenwirkung verschiedener Einzelreaktionen dieser Art entstehen reaktive Radikale innerhalb der Zündverzugszeit. Durch Kettenfortpflanzungs- und Kettenverzweigungsreaktionen bilden sich Radikale ohne merkliche Temperaturerhöhung in der Mischung mit dem Oxidationsmittel. Erst wenn genug Radikale für einen maßgeblichen Brennstoffumsatz vorliegen, setzt eine schnelle Zündung mit hoher Wärmefreisetzung ein. Die relevante Initialreaktion zur Bildung von Radikalen stellt der unimolekulare Zerfall in zwei Radikale dar [89]:



Der Punkt  $\cdot$  kennzeichnet dabei Radikale und nicht die Anzahl ungepaarter Elektronen. Diese Radikale aktivieren je nach Temperatur unterschiedliche Kettenverzweigungsreaktionen, welche die chemische Kinetik der Verbrennung bestimmen. Nach [118] lässt sich dabei die Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen in drei verschiedene Kettenverzweigungs-Mechanismen einteilen:

- Bei hohen Temperaturen (oberhalb 1100K für Alkane) wird die Oxidation durch die Reaktion

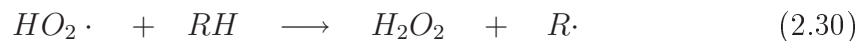


dominiert. Diese Kettenverzweigung ist sehr temperatursensitiv und bildet die Radikale für die H-Atom-Abstraktion von C-H-Bindungen. Auf diese Weise entstehen Kohlenwasserstoff-Radikale, die in der Flammenzone thermisch zerfallen. Über mehrere solcher  $\beta$ -Zerfälle entstehen stabile Methyl- ( $CH_3 \cdot$ ) und Ethyl-Radikale ( $C_2H_5 \cdot$ ), die am Ende der Zerfallskette oxidiert werden. Dieser letzte Oxidationsschritt ist vergleichsweise langsam und daher der geschwindigkeitsbestimmende Schritt bei der stationären Verbrennung, weshalb z.B. die laminaren Flammgeschwindigkeiten von Kohlenwasserstoffen ähnlich groß sind.

- Bei niedrigeren Temperaturen und höheren Drücken konkurriert Gl. 2.28 mit folgender Rekombinations-Reaktion über einen weiteren Stoßpartner  $M$  [89]:



Die Kettenfortpflanzung erfolgt hier über



mit der anschließenden Kettenverzweigung



Die so entstehenden Hydroxyl-Radikale ( $OH \cdot$ ) können durch Reaktion mit Wasserstoff  $H$ -Radikale generieren, welche über die Reaktion 2.29 wieder Hydroperoxy-Radikale ( $HO_2 \cdot$ ) hervorbringen. Dieser Kettenverzweigungsmechanismus ist ebenfalls brennstoffunspezifisch.

- Wird die Temperatur weiter abgesenkt, so verlangsamt sich der Zerfall von Wasserstoffperoxid ( $H_2O_2$ ) nach Gl. 2.31 und es kommt zum Übergang in den Nieder-temperatur-Oxidationsbereich, wo brennstoffspezifische Reaktionen wirksam sind, die zu komplizierten Kettenverzweigungsmechanismen führen. In diesem Bereich existieren sogenannte kalte Flammen, welche unter konstanter Wärmeabfuhr stabilisiert und beispielsweise für das Vorverdampfen flüssiger Kohlenwasserstoffe genutzt werden können [71]. Im ersten Schritt reagieren Kohlenwasserstoffradikale mit Sauerstoff zu Peroxi-Radikalen ( $O_2$ -Addition):



Das neu gebildete Peroxi-Radikal kann über eine externe  $H$ -Atom-Abstraktion von einem anderen Kohlenwasserstoff ( $RH$ ) zur Bildung von  $R \cdot$  und  $ROOH$  führen, wobei  $ROOH$  bei niedrigen Temperaturen nur sehr langsam zerfällt [66]. Eine Wasserstoffabstraktion innerhalb desselben Peroxi-Radikals ist schneller und für größere Moleküle wahrscheinlicher, so dass sich mit einer weiteren  $O_2$ -Addition und den Nachfolgereaktionen eine Kettenverzweigung ergibt [118].

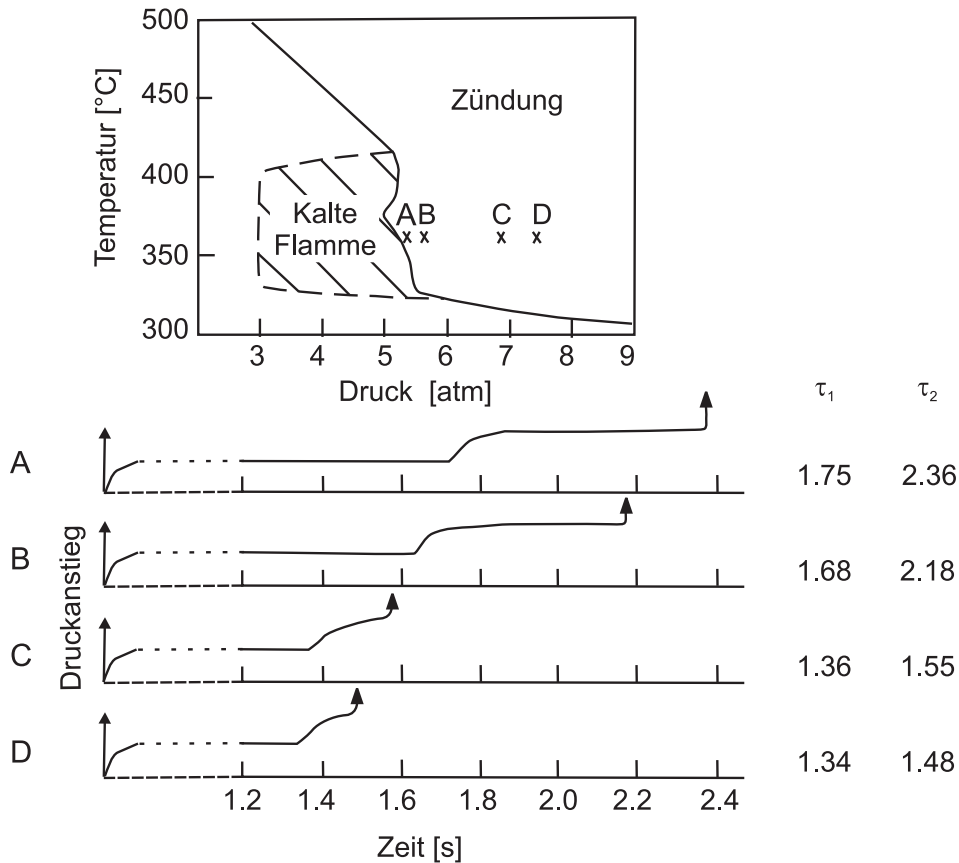


Abbildung 2.4: Zweistufenzündung in einem 6.5 %-Propan-Luft-Gemisch in einem zylindrischen Gefäß mit  $\varnothing 32 \text{ mm}$  [66]. Nach der Befüllung werden zwei weitere Druckanstiege mit den Zündverzugszeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  für verschiedene Anfangszustände A bis D beobachtet.

Die Initialreaktion entsprechend Gl. 2.27 stellt für das relativ kurzkettenige Dimethylether die homolytische Spaltung in ein Methyl- und ein Methoxy-Radikal dar [35]:



Im Niedertemperaturbereich wird das Methyl-Radikal nach Gl. 2.32 zu  $\text{CH}_3\text{O}_2\cdot$  oxidiert. Dieses Peroxi-Radikal kann über eine externe  $H$ -Atom-Abstraktion von DME ( $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ ) zur Bildung von  $\text{CH}_3\text{OCH}_2\cdot$  und  $\text{CH}_3\text{O}_2\text{H}$  führen. Letzteres zerfällt weiter in  $\text{CH}_3\text{O}\cdot$  und  $\text{OH}\cdot$  [26]. Durch mehrfache Oxidationen gemäß Gl. 2.32, die an demselben Molekül stattfinden, ergibt sich in der Bilanz eine Kettenverzweigung, welche zu einer hohen Reaktivität von Ether-Sauerstoff-Gemischen führt [66]. Sobald dieser anfängliche Mechanismus eine Temperaturerhöhung nach sich zieht, wird das Peroxi-Radikal jedoch instabil und es kommt zur Dissoziation in die Ausgangspartner der linken Seite von Gl. 2.32. Dies wird als degenerierte Kettenverzweigung bezeichnet. Der Mechanismus wechselt dann auf höherem Temperaturniveau in die reaktivere Dissoziation von  $\text{H}_2\text{O}_2$  nach Gl. 2.31. Nach einer weiteren Verzögerung schlägt die Reaktion schließlich explosionsartig in den Hochtemperaturmechanismus um. Ausgehend von niedrigen Temperaturen führen die Übergänge zwischen den unterschiedlichen Zündbereichen zu dem Phänomen der Zweistufenzündung. Abbildung 2.4 zeigt im oberen Teil ein p,T-Diagramm mit den Bereichen der kalten Flamme und der Niedertemperatur-Explosion für eine Propan-Luft-Mischung

[66]. Bei konstanter Anfangstemperatur und Überschreiten eines Grenzdrucks findet die Selbstzündung in zwei Stufen statt. Der Druckverlauf im unteren Teil der Abbildung ist ein Indikator für den Reaktionsfortschritt im beheizten Reaktionsgefäß für die verschiedenen Anfangszustände A bis D. Dabei kommt es nach Befüllung auf einen Anfangsdruck zur Niedertemperatur-Oxidation bis zur ersten Zündstufe  $\tau_1$ . Danach beschleunigt die Radikalbildung bis zur Explosion bei  $\tau_2$ . Höhere Anfangsdrücke führen zu einer Verkürzung sowohl von  $\tau_1$  als auch überproportional von  $\tau_2$ . Nicht dargestellt ist der Druckverlauf bei der Einstufenzündung, die bei Überschreitung der thermischen Explosionsgrenze oberhalb dem Gebiet der kalten Flamme stattfindet. Hierbei erfolgt der direkte Übergang in die Hochtemperatur-Oxidation. Nach [66] erfolgt bei Ether-Luft-Gemischen ebenfalls eine Zweistufenzündung.

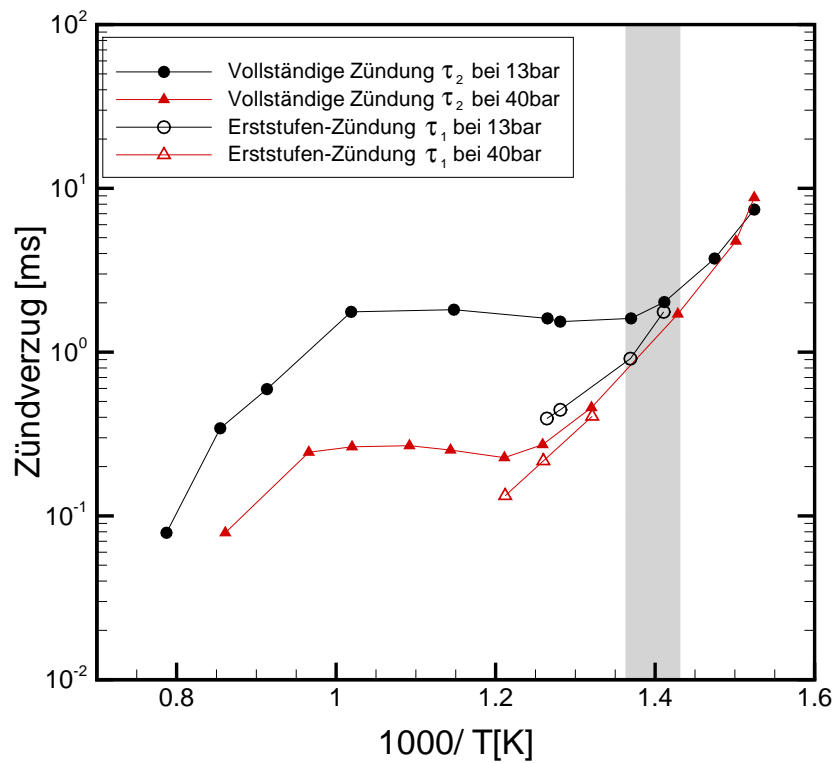


Abbildung 2.5: Zündverzugszeiten der ersten Stufe ( $\tau_1$ ) und der vollständigen Zündung ( $\tau_2$ ) bei stöchiometrischen DME-Luft-Gemischen für 13 und 40 bar und unterschiedlichen Temperaturen, ermittelt aus Stoßrohrexperimenten [88]. Der graue Balken entspricht dem Bereich der gewählten Temperatur im Kammergas für die vorliegende Arbeit (700 bis 730 K).

Die Tatsache, dass bei niedrigen Anfangstemperaturen die Hochtemperatur-Oxidation der langsamere Mechanismus darstellt, wird in Abb. 2.5 deutlich. Darin sind die chemischen Induktionszeiten von DME-Luft-Gemischen als Arrhenius-Darstellung über dem Kehrwert der Temperatur aufgetragen. Dabei existiert ein Temperaturregime, in dem bei Temperaturabnahme die Zündverzugszeiten konstant bleiben bzw. kürzer werden. In diesem Bereich des negativen Temperaturkoeffizienten ( $NTC^2$ ) dominiert der Nieder-

<sup>2</sup>Negative Temperature Coefficient

temperatur-Mechanismus. Der Temperaturbereich für kalte Flammen erstreckt sich bei DME von  $650\text{ K}$  bis  $750\text{ K}$ , gefolgt von dem NTC-Regime zwischen  $750\text{ K}$  und  $1000\text{ K}$  [27]. Der graue Balken in Abb. 2.5 markiert den Temperaturbereich, der für das Kammergas in den reaktiven Versuchen dieser Arbeit gewählt wird. Die lokale Temperatur, die für die Selbstzündung relevant ist, stellt sich in der Mischung zwischen DME und Luft im Freistrahle ein.

## 2.4 Flamelet-Betrachtung

Für eine vergleichende eindimensionale Simulation der vorliegenden Selbstzündung wird in Kapitel 8 ein repräsentatives Flameletmodell eingesetzt. Auf dieses Modell und dessen Verknüpfung zum turbulenten Strömungsfeld über die Streckung wird in diesem Abschnitt eingegangen.

Bei turbulenten reaktiven Strömungen kann die Verbrennungszone bzw. Flammenfront als Ensemble von kleinen laminaren Flammen, sogenannter *Flamelets*, betrachtet werden. Diese Beschreibung ist bei niedriger Turbulenz sowohl für vorgemischte als auch für nicht-vorgemischte Flammen möglich. So resultiert beispielsweise die hohe turbulente Flammengeschwindigkeit aus der Vergrößerung der Flammenfront durch deren Auffaltung bei gleichzeitigem laminarem Abbrand. Das Flamelet-Konzept bei der turbulenten nicht-vorgemischten Verbrennung beinhaltet nach [87] die Berechnung der Flammenfront als Funktion des Mischungsbruchs von Brennstoff und Luft als unabhängige Variable. Die Flamelets erstrecken sich dabei entlang von Isolinien des Mischungsbruchs (Definitionen siehe Gl. 2.38 und Gl. 3.15). Senkrecht zu diesen Isolinien, entlang der Gradienten, findet der Transport von Wärme und Stoff wie bei stationären laminaren Flammen statt. Für vorgemischte Flammen existieren analoge Modelle mit einer unabhängigen Fortschrittsvariable, die als Prozentsatz eines ausgewählten Endprodukts die Position der Vormischflammenfront bestimmt [118]. Aus solchen Betrachtungen können sogenannte Flamelet-Gleichungen für die Modellierung abgeleitet werden [67]. Das Flamelet-Konzept erlaubt auf diese Weise die getrennte Behandlung von Chemie und Turbulenz.

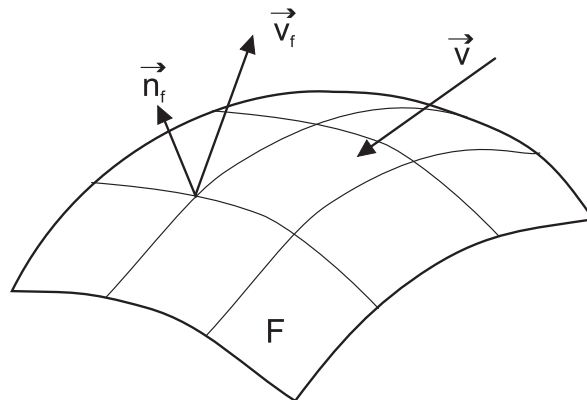


Abbildung 2.6: Oberflächenelement mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_f$  in einem Strömungsfeld  $\vec{v}$  [63]. Der Normalenvektor  $\vec{n}_f$  steht lokal senkrecht zur Fläche.



### 2.4.1 Beschreibung der Streckung

In Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, dass Selbstzündungsprozesse bereits im 0-dimensionalen Raum komplizierte Reaktionspfade in Abhängigkeit von Druck und Temperatur aufweisen. In Strömungen wirken zusätzliche Einflüsse wie örtliche Temperatur- und Speziesverteilung sowie Streckung bzw. skalare Dissipationsraten. Bei der Einströmung von Brennstoff in Luft werden in der wirbelbehafteten Scherschicht solche Einflüsse wirksam. Im Flamelet-Bereich lassen sich Verbrennungsvorgänge lokal als laminare Reaktionszone abbilden. Während der Transport von Wärme und Stoff senkrecht zu der laminaren Reaktionszone stattfindet, unterliegt das Flamelet einer räumlichen Streckung, die eine Rückwirkung auf die Transport- und Reaktionseigenschaften verursacht. Die allgemeine Definition der Streckung (*stretch*) eines Oberflächenelements  $F$  der Fläche  $A$  (vgl. Abb. 2.6) lautet [63]:

$$S_F = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2.34)$$

Diese Gleichung beschreibt die zeitliche relative Flächenänderung, wobei sich die Berandung des Elements in tangentialer Richtung zur Oberfläche bewegt. Der Einfluss der lokalen Strömung auf diese Verzerrung ist durch folgende Gleichung gegeben [63]:

$$S_F = \nabla_t v_t + (\vec{v}_f \cdot \vec{n}_f)(\nabla \cdot \vec{n}_f) \quad (2.35)$$

mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_f$  des Oberflächenelements  $F$  und dessen Komponente  $v_t$  tangential zur Oberfläche, vgl. Abb. 2.6. Der Einheitsvektor  $\vec{n}_f$  steht normal zur Oberfläche und zeigt in Richtung des unverbrannten Gases. Der erste Summand aus Gl. 2.35 repräsentiert den Einfluss von ungleichförmiger Strömung entlang der Oberfläche durch aerodynamische Streckung. Der zweite Term beschreibt die instationäre Bewegung der Oberfläche, innerhalb derer die Krümmung  $\nabla \cdot \vec{n}_f$  eine Rolle spielt.

Im Grenzfall einer planaren Flammenfront, die in einer divergierenden Stauströmung örtlich fest sitzt, ist der zweite Summand in Gl. 2.35 Null [63]. Die gleiche Betrachtungs-

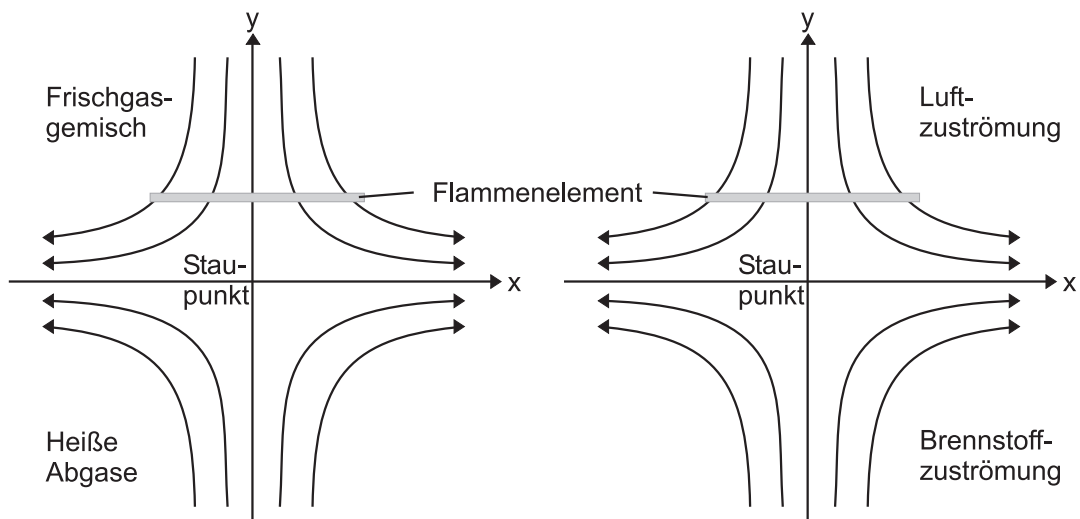


Abbildung 2.7: Die Reaktionszone in einer Strömung kann lokal durch eine laminare Staupunktströmung repräsentiert werden [109]. Der skizzierte Fall im linken Bild entspricht der vorgemischten Flamme, bei der das Frischgasgemisch im Gegenstrom mit dem Rauchgas reagiert. Im nicht vorgemischten Fall (rechts) sitzt das Flamelet auf der mageren Seite der Luftzuströmung.

weise kann analog für ein Flamelet gemäß Abb. 2.7 durchgeführt werden. Die schematische Darstellung auf der linken Seite zeigt einen mikroskopischen Ausschnitt einer zusammenhängenden gekrümmten Flammenfront, welche eine Gegenströmung aus dem Rauchgas erfährt [109]. Die Reaktionszone unterliegt dann der dominierenden Streckung aus der räumlichen Ableitung der tangentialen Geschwindigkeitskomponenten. Bei Annahme einer Potenzialströmung durch diese Flammenoberfläche hindurch mit der Geschwindigkeit  $\vec{v} = [ax, -2ay, 0]$ , ergibt sich mit dem ersten Term von Gl. 2.35 direkt  $S = dv_x/dx = a$ , wobei  $a$  [ $s^{-1}$ ] die Streckrate (*strain rate*) darstellt [63] [109]. Dieser Parameter hat insbesondere beim Zündvorgang entscheidenden Einfluss, da er die konvektive Wärmeableitung und den Abtransport von Radikalen aus dem potenziellen Zündort bewirkt. In Kapitel 8 wird auf Basis dieser Streckrate der Strömungseinfluss auf die Zündverzugszeit analysiert.

## 2.4.2 Vorgemischte Flammen

Zur Charakterisierung von turbulenten vorgemischten Flammen dient das sogenannte *Borghi*-Diagramm [16] in Abbildung 2.8. Zur Beurteilung des Einflusses von turbulenter Schwankung und chemischer Reaktion auf die Verbrennung wird die turbulente *Damköhler*-Zahl  $Da_t$  definiert, welche das Verhältnis zwischen den makroskopischen Zeitskalen der Strömung  $t_0 = l_0/v'$  und der Zeitskala der chemischen Reaktion  $t_L = l_L/v_L$  bildet:

$$Da_t = \frac{t_0}{t_L} = \frac{l_0 v_L}{v' l_L} \quad (2.36)$$

mit

$l_0$  = integrales Längenmaß: größte Längenskala der Wirbel, vorgegeben durch die Systemgeometrie

$l_L$  = laminare Flammendicke

$v'$  =  $\sqrt{2 k_V/\bar{\rho}}$ , Turbulenzintensität aus volumenbezogener turbulenter kinetischer Energie  $k_V$  und Dichte  $\rho$

$v_L$  = laminare Flammengeschwindigkeit

Diese Geschwindigkeits- und Längenmaße werden jeweils normiert auf den Achsen des Borghi-Diagramms doppelt logarithmisch aufgetragen. Demnach ergibt sich das Verhältnis  $Da_t = 1$  als Winkelhalbierende, welche die Flammen oberhalb der Turbulenz-Reynoldszahl  $Re_T = 1$  (Gl. 2.17) in zwei Teile untergliedert: Links dieser Geraden sind mit  $Da_t < 1$  die chemischen Reaktionszeiten länger als die makroskopischen Zeitskalen der Strömung. Daraus resultiert eine Reaktionszone über das gesamte Feld, innerhalb derer die Wirbel mit der Flammenstruktur wechselwirken. In diesem Bereich des sogenannten *homogenen* oder *perfekten Rührreaktors* begrenzen chemische Reaktionen die zeitliche Umsetzung der Reaktanden. Unter dieselmotorischen Bedingungen gilt während der Zündphase  $Da_t < 1$  [111], so dass dieser Bereich für die Selbstzündung in der vorliegenden Untersuchung von Bedeutung ist (Markierung „T“ in Abb. 2.8). Unterhalb der Winkelhalbierenden für  $Da_t > 1$  verlaufen chemische Reaktionen schneller als die charakteristische integrale Zeitskala der Turbulenz. Ist gleichzeitig  $v' < v_L$  (Bereich unterhalb der horizontalen Linie), so wird die Reaktionszone so dünn, dass selbst die größten Wirbel die Flamme nicht signifikant beeinflussen. Ein weiteres Kriterium wird durch die turbulente *Karlowitz*-Zahl  $Ka$  vorgegeben, welche mit  $Ka = 1$  den restlichen Bereich unterteilt und gleichzeitig die Grenze für das darunterliegende schraffierte Flamelet-Regime

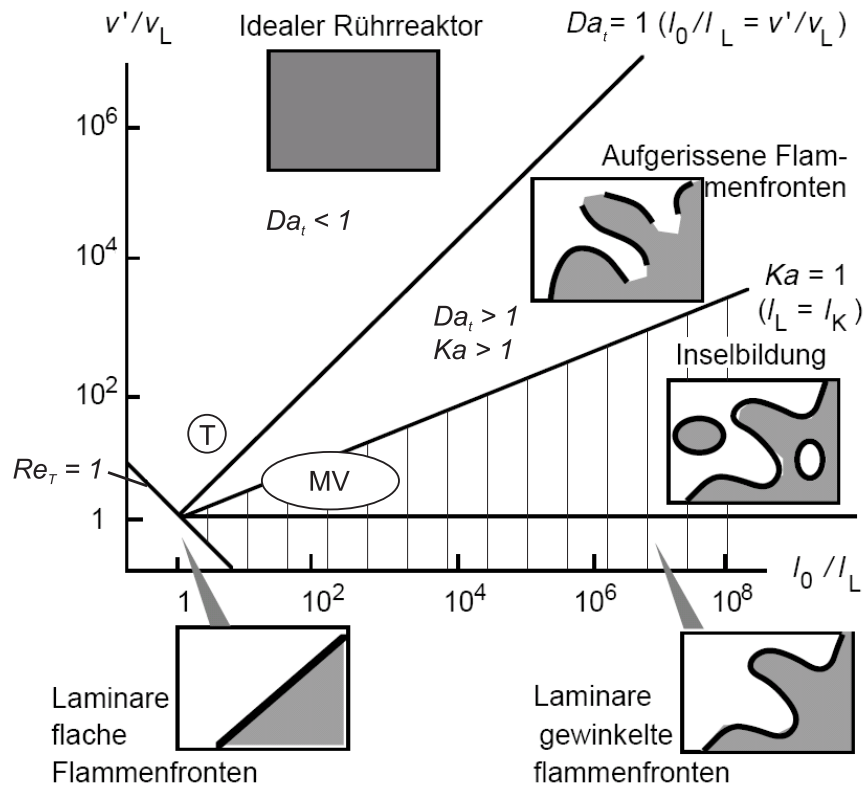


Abbildung 2.8: Borghi-Diagramm für vorgemischte Flammen (aus [118]), schwarze Linien = Flammenfront, graue Bereiche = verbranntes Gas, MV=Motorische Verbrennung [5], T=TROJA. Aufgetragen ist das charakteristische Geschwindigkeitsverhältnis über dem charakteristischen Längenverhältnis. Das Erscheinungsbild der Reaktionszone lässt sich mit dimensionslosen Kennzahlen kategorisieren.

( $Ka < 1$ ) markiert. Sie beschreibt das Verhältnis aus der Zeitskala  $t_L$  der laminaren Flamme und der *Kolmogorov*-Zeitskala  $t_K$  [118]:

$$Ka = \frac{t_L}{t_K} = \left( \frac{l_L}{l_K} \right)^2 \quad \text{mit} \quad t_K = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}}, \quad (2.37)$$

wobei  $\nu = \mu/\rho$  eine charakteristische kinematische Viskosität und  $\epsilon$  die Dissipationsgeschwindigkeit der turbulenten kinetischen Energie nach Gl. 2.15 darstellt. Das Zeitmaß  $t_K$  kann als Umdrehungszeit der kleinsten Wirbel mit der Kolmogorov-Abmessung  $l_K$  interpretiert werden, welche genau so groß ist wie die Zeit, die durch Diffusion über die gleiche Länge  $l_K$  benötigt wird. Für  $Ka > 1$  liegt diese Abmessung innerhalb der Flammenzone, so dass die Reaktionszone lokal aufgrund der starken Streckung der Wirbelelemente verlöscht, wodurch eine lokale Homogenisierung hervorgerufen wird. Dieser Bereich ist durch verdickte Reaktionszonen gekennzeichnet. Im Flamelet-Bereich für  $Ka < 1$  ist die Flammenoberfläche noch zusammenhängend. Die Reaktion findet dabei lokal unter laminaren Strömungsbedingungen innerhalb der kleinsten Wirbel  $l_K$  statt, wodurch eine stark gewellte oder gefaltete Flamme entsteht.

Aufgrund des breiten Spektrums der Dissipationsgeschwindigkeit  $\epsilon$  bei technischen Systemen erstreckt sich die Verbrennung über verschiedene Bereiche im Borghi-Diagramm. Bei der motorischen Verbrennung („MV“ in Abb. 2.8) sind die auftretenden Turbulenz-

intensitäten mit  $1 < v'/v_L < 10$  so niedrig, dass die Verbrennung im Flamelet-Regime mit Angrenzung zur verdickten Flammenzone ( $Ka > 1$ ) liegt [5] [67]. Im Freistrahл treten verschiedene Längenskalen auf (siehe Abschnitt 2.1), so dass für die Zündung ebenfalls ein breites Spektrum an physikalisch-chemischen Kopplungen vorliegt. Die Diskussion in Kapitel 8.4 wird zum Teil mit dem Borghi-Diagramm (Abb. 2.8) geführt, basierend auf der Betrachtung, dass innerhalb des Brennstoff-Freistrahls partiell vorgemischte Bereiche auftreten, d.h. dass unmittelbar vor und nach der Zündung Brennstoff und Oxidationsmittel lokal vorgemischt vorliegen.

### 2.4.3 Nicht-vorgemischte Flammen

Bei der nicht-vorgemischten Verbrennung befindet sich die Reaktionszone am Ort hoher Temperatur nahe der stöchiometrischen Mischung. Ihre Ausbreitung ist auf diese Weise an die räumliche und zeitliche Entwicklung des Mischungsfeldes gekoppelt. Anders als bei den vorgemischten Flammen gibt es keine charakteristische Flammgeschwindigkeit [67]. Da die Flammenposition durch das Mischungsfeld fixiert wird, lässt sich die physikalische

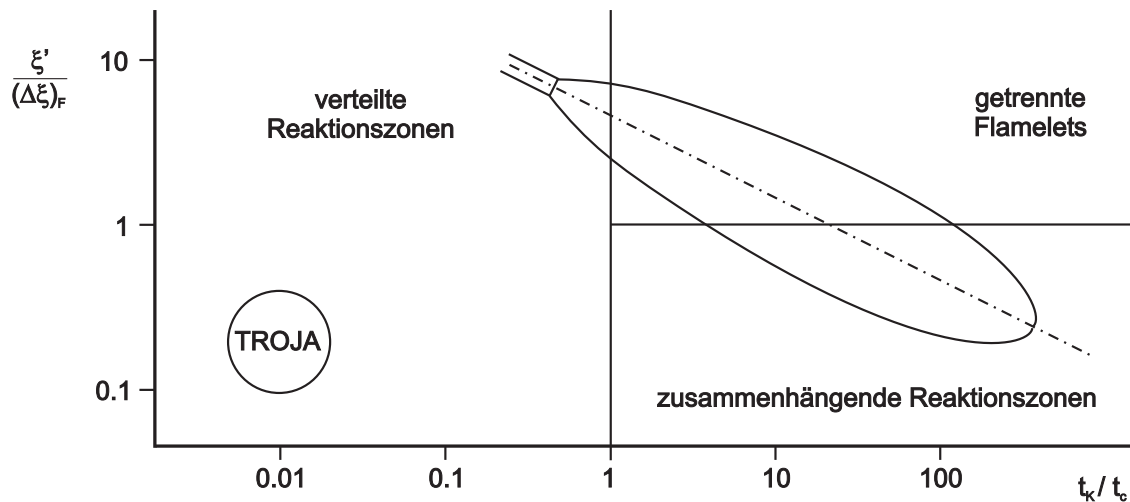


Abbildung 2.9: Diagramm zur Flammenstruktur nicht-vorgemischter Flammen (aus [67]). Aufgetragen ist eine normierte Mischungsbrechfluktuation über dem charakteristischen Zeitverhältnis aus Strömung und Reaktionskinetik. Eine ausgebildete Strahlflamme erstreckt sich über verschiedene Regimes (Randausdehnung durch eine mittlere Isolinie des Mischungsbrech  $\xi$  skizziert). Die Zündung unter den vorliegenden Bedingungen findet im gekennzeichneten Bereich statt (vgl. Kapitel 8.4).

Verteilung von Brennstoff und Luft auf die Mischungsbrechvariable  $\xi$  projizieren. Diese ist für ein Zweistoffsystem als lokales Verhältnis aus Brennstoffmassenstrom  $\dot{m}_B$  zum Gesamtmassenstrom aus Brennstoff ( $B$ ) und Luft ( $L$ ) wie folgt definiert [87]:

$$\xi = \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_B + \dot{m}_L} \quad (2.38)$$

Diese Definition spannt das Mischungsfeld als Skalar zwischen den Werten „0“ und „1“ auf und lässt sich auch in der Flamme als Ausdruck lokaler Massenbrüche [87] bzw. Elementmassenbrüche [118] formulieren. Die Flammenstruktur bei der nicht-vorgemischten Verbrennung wird durch die Fluktuation des Mischungsbrech  $\xi'$  vorgegeben. Als Referenz

wird eine charakteristische Diffusionsdicke  $(\Delta\xi)_F$  im Mischungsbruchraum herangezogen, welche in etwa den doppelten Wert des stöchiometrischen Mischungsbruchs annimmt [87]:

$$(\Delta\xi)_F \approx 2 \xi_{\text{stöch}} \quad . \quad (2.39)$$

Die zugehörige räumliche Ausdehnung entspricht bei vorgemischten Systemen der laminaren Flammendicke  $l_L$ , wobei zusätzlich die konvektive-diffusive Vorheizzone senkrecht zur Reaktionsschicht eingeschlossen wird. Als weiteres Kriterium zur Einteilung der nicht-vorgemischten Flammen in Abb. 2.9 wird das Verhältnis relevanter Zeitskalen benutzt. Analog zur Karlowitz-Zahl (Gl. 2.37) wird die kürzeste turbulente Zeitskala  $t_K$  auf eine charakteristische chemische Zeit  $t_c$  bezogen. Nach Kapitel 2.3 existieren jedoch viele Reaktionen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitskoeffizienten, so dass für die Bestimmung von  $t_c$  ein Flamelet kurz vor Flammenlöschung gewählt wird [67]. Für diesen Fall steht die Wärmeerzeugung im Gleichgewicht mit der Wärmeableitung aus der Reaktionszone in beide Richtungen von Brennstoff und Luft, so dass das chemische Zeitmaß gleich der charakteristischen Zeit aus der lokalen Streckung (vgl. Kapitel 2.4.1) ist:

$$t_c \approx \frac{1}{a_{\text{krit}}} \quad . \quad (2.40)$$

Eine nicht-vorgemischte Strahlflamme deckt verschiedene Bereiche gemäß der Skizze in Abb. 2.9 ab. Nahe dem Düsenaustritt ist  $t_K < t_c$ , so dass lokale Flammenlöschung auftritt, was auch ein Abheben der Flamme vom Brenner verursacht. Ab  $t_K/t_c > 1$  beginnt der Bereich getrennter Flamelets. An der Flammenspitze ist typischerweise  $\xi' \approx 0.3 \xi_{\text{stöch}} < (\Delta\xi)_F$ , so dass die Flammenzonen geschlossen werden [67]. Die Steigung von  $-1/2$  in der doppelt-logarithmischen Darstellung ergibt sich durch folgende Zusammenhänge: Stromab nimmt  $\xi'$  mit  $\bar{\xi} \propto x^{-1}$  ab, während  $t_K \propto l_K^2$  (Gl. 2.16) mit  $x^2$  ansteigt (Gl. 7.3).

## 2.5 PDF-Formulierung

Die experimentell gewonnenen Ergebnisse dienen der Validierung für die numerische Modellierung über einen PDF-Ansatz. Der Hintergrund für die Wahl dieses Modells als auch die Schnittstelle zur Formulierung der experimentellen Daten werden in diesem Abschnitt erläutert.

Aus dem Borghi-Diagramm (Abb. 2.8) bzw. der Flammeneinteilung in Abb. 2.9 sowie aus dem Arrhenius-Diagramm (Abb. 2.5) wird ersichtlich, dass in einem technischen Verbrennungssystem verschiedene Größenordnungen in den Zeit- und Längenskalen der turbulenten Strömung sowie der Chemie auftreten. Dies erschwert die Berechnung lokaler Reaktionsgeschwindigkeiten wie sie zur Lösung von gemittelten Transportgleichungen benötigt werden, da chemische Reaktionsterme stark nichtlinear von der Temperatur und der Zusammensetzung abhängen (siehe Gleichungen 2.25 und 2.26). Ein allgemeiner Ansatz zur Beschreibung von statistischen Verteilungen stellt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, *Probability Density Function (PDF)* dar. Die Wahrscheinlichkeit, dass z.B. die Geschwindigkeit in x-Richtung  $v_x$  als Zufallsvariable einen Wert zwischen  $v_x$  und  $v_x + dv_x$  annimmt, ist  $P(v_x) dv_x$ . Die Wahrscheinlichkeit, dass diese Geschwindigkeit irgendeinen Wert aus der vorliegenden Menge annimmt, liegt bei 1, woraus sich die

Normierungsbedingung ergibt [91]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(v_x) dv_x = 1 \quad (2.41)$$

Der Mittelwert ist mit dem Erwartungswert identisch:

$$\bar{v}_x = \int_{-\infty}^{\infty} v_x P(v_x) dv_x \quad (2.42)$$

Mit diesem Erwartungswert lassen sich zentrale Momente mit der Ordnung  $i$  berechnen zu [18]:

$$\mu_i = \int_{-\infty}^{\infty} (v_x - \bar{v}_x)^i P(v_x) dv_x \quad , \quad (2.43)$$

wobei die zweite Ordnung ( $i = 2$ ) die Varianz der Verteilung beschreibt.

In turbulenten reaktiven Strömungen tauchen neben der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  noch skalare Größen wie die Dichte  $\rho$ , die Temperatur  $T$  sowie  $N$  Spezies mit den Massenbrüchen  $w_i$  auf, welche vom Ort  $\vec{r}$  und bei instationären Vorgängen zusätzlich von der Zeit  $t$  abhängen. Entsprechend Gl. 2.42 lässt sich dann die mittlere Reaktionsgeschwindigkeit der Gl. 2.25 mit  $a=b=1$  durch Integration über die gebundene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*joint PDF*, JPDF) angeben zu:

$$\bar{\omega}(\vec{r}, t) = - \int_0^1 \cdots \int_0^1 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} k c_A c_B P(\rho, T, w_1, \dots, w_{N-1}; \vec{r}, t) d\rho dT dw_1 \dots dw_{N-1} \quad (2.44)$$

wobei sich  $w_N$  durch die Bedingung  $\sum w_i = 1$  ergibt. Wie aus dieser Gleichung hervorgeht, verknüpft die mehrdimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $P$  die Fluktuationen in der Geschwindigkeit und in den skalaren Größen. Um die Reaktionsrate zu berechnen, ist die Bestimmung dieser PDF erforderlich. Dies kann entweder durch die Lösung von PDF-Transportgleichungen oder durch die Annahme von einfachen PDF-Formen wie z.B. einer Gauß- oder Betaverteilung geschehen. Die erste Methode beschreibt den allgemeinen Weg, bei dem aus den Erhaltungsgleichungen der Teilchenmasse die Transportgleichungen für die zeitliche Entwicklung der PDF abgeleitet werden [118]. Die numerische Lösung erfolgt durch stochastische Partikel, welche die Wahrscheinlichkeitsdichte im Anfangszustand abbilden und zu jedem Zeitpunkt einzelne Realisierungen der Strömung darstellen. Bei dieser Vorgehensweise kann die chemische Reaktion theoretisch exakt behandelt werden, muss aber aufgrund des rechenaufwändigen *Monte-Carlo*-Verfahrens zur Lösung der Transportgleichungen auf einfache chemische Systeme oder reduzierte Mechanismen beschränkt werden [120] [100]. In der zweiten Methode werden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aus empirischen Daten angenommen (*presumed PDF*). Dabei wird eine statistische Unabhängigkeit der Variablen angenommen, um die multidimensionale PDF in ein Produkt aus den einzelnen eindimensionalen PDFs zerlegen zu können, welche aus Experimenten leichter zu bestimmen sind [43]. Die Mittelwerte und Varianz der entsprechenden Variablen werden in Transportgleichungen mittels

anschließender CFD-Simulation gelöst, wobei die Reaktionsraten zuvor aus den PDFs bestimmt werden.

Zur Beschreibung von experimentell gewonnenen Verteilungsformen dient die Beta-Funktion nach [96] als etablierte und praktische Beschreibung von Wahrscheinlichkeitsdichten:

$$P(X) = \gamma X^{\alpha-1} (1 - X)^{\beta-1}, \quad (2.45)$$

wobei  $X$  ausschließlich im Intervall  $[0; 1]$  definiert sein darf. Mit dieser Funktion lassen sich einfach-modale Verteilungen mit unterschiedlicher Charakteristik beschreiben. Sie besitzt darüberhinaus den Vorteil, von nur zwei Parametern  $\alpha$  und  $\beta$  abzuhängen, die sich aus dem Mittelwert  $\bar{X}$  und der Varianz  $\overline{X'^2}$  der Verteilung folgendermaßen berechnen lassen:

$$\alpha = \left( \frac{\bar{X}(1 - \bar{X})}{\overline{X'^2}} - 1 \right) \bar{X} \quad (2.46)$$

$$\beta = \alpha \left( \frac{1}{\bar{X}} - 1 \right) \quad (2.47)$$

Der Koeffizient  $\gamma$  aus Gl. 2.45 sorgt für die Erfüllung der Normierungsbedingung aus Gl. 2.41. Er berechnet sich aus  $\alpha$  und  $\beta$ :

$$\gamma = \frac{\Gamma(\alpha + \beta)}{\Gamma(\alpha) \Gamma(\beta)}, \quad (2.48)$$

wobei  $\Gamma(x)$  die vollständige Gamma-Funktion repräsentiert, welche mit der Hilfsvariablen  $g$  wie folgt definiert ist:

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} g^{x-1} e^{-g} dg. \quad (2.49)$$

Diese Form der Beschreibung wird für die statistische Verteilung des Mischungsbruchs in Kapitel 6 angewandt, um die Ergebnisse in einfacher Parametrisierung bereitstellen zu können.





# 3 Versuchsbeschreibung und Messtechnik

## 3.1 TROJA-Anlage

Für die Durchführung der Experimente wurde am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH der Versuchsstand TROJA (Transient Open Jet for Auto-Ignition) ausgelegt und aufgebaut. Die Anforderungen an die experimentellen Untersuchungen, die mit dieser Anlage erfüllt werden, sind im Folgenden aufgelistet:

- konstante Hochdruckatmosphäre bei motorrelevanten Drücken bis 40 *bar*, innerhalb derer die Selbstzündung von kohlenwasserstoffhaltigen Brennstoffen erfolgt,
- ausreichend große Dimension des Druckkammer-Innenraums, um eine ungestörte Strahlausbreitung ohne Beeinflussung von Wänden zu ermöglichen,
- Beheizung der Gase und der strömungsführenden Armaturen zur Gewährleistung der Selbstzündung im brennstoffspezifischen Niedertemperatur-Oxidationsbereich  $< 770\text{ K}$ ,
- kontinuierliche Spülung des Reaktionsraumes für den Abtransport von Rauchgas bzw. Tracerstoffen,
- schnelles Injektionssystem zur reproduzierbaren Eindüsung und exakten Dosierung von Brenngas,
- gasförmige Einströmung des Brennstoffs in die Kammer mit Unterschall-Geschwindigkeit,
- optische Zugänglichkeit für die Anwendung von nicht-invasiven optischen Strömungsmesstechniken.

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Versuchsaufbau der Anlage TROJA. Die Zündkammer [7] sowie die Behälter mit den elektrischen Gasheizungen [5] und [6] sind Richtlinien-konform zu [4] und [1] gefertigt und TÜV-zertifiziert [54].

Die Zündkammer besteht aus einem zylindrischen Druckbehälter mit einem maximal zulässigen Druck von 44 *bar* und einer maximalen Einsatztemperatur von 500 °C. Seine axiale Innenabmessung beträgt 500 *mm* mit einem Innendurchmesser von 102 *mm* (siehe Zeichnung Abb. 3.2). Die optische Zugänglichkeit ist durch vier kreuzweise orientierte kreisförmige Fenster mit jeweils einer lichten Weite von  $\varnothing 50\text{ mm}$  gegeben. Die eingesetzten Quarzgläser (*Heraeus HOQ 310*) besitzen einen Außendurchmesser von  $\varnothing 70\text{ mm}$  und eine Dicke von 30 *mm*. Aus dem Flussdiagramm in Abb. 3.1 sind vier Stoffströme zu

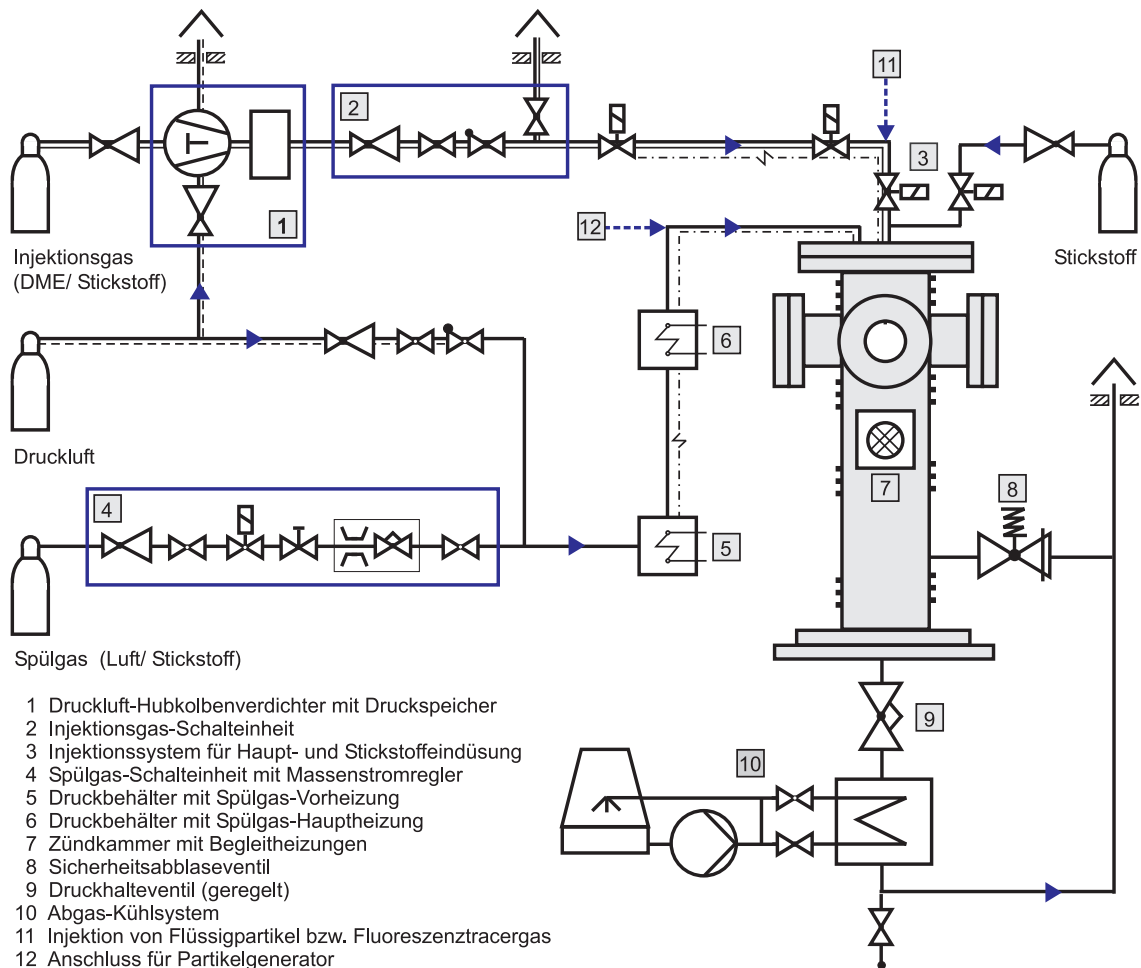


Abbildung 3.1: Flussdiagramm der TROJA-Anlage (Symbole nach DIN 2481): Der Zündkammer **7** werden Injektionsgas und Spülgas zugeführt und über getrennte Heizstrecken und Druckregelungen konditioniert.

der Zündkammer identifizierbar: Die unteren beiden Druckflaschen auf der linken Seite stellen die Druckluft- bzw. Spülgasversorgung dar. Die jeweilige Gassorte wird über zwei Heizungen **5** und **6** vorgewärmt in die Kammer geleitet. Der obere waagrechte Strang symbolisiert die Injektionsgasaufbereitung bis zum Dosierventil **3** vor dem Düsensrohr, welches zentral durch den oberen Deckel in die Zündkammer geführt wird. In dasselbe Düsensrohr kann zur Freispülung Stickstoff eingelassen werden (rechts im Diagramm). Das Abgas verlässt die Kammer über eine Ableitung im Kammerboden, an die das Druckhalteventil **9** angeschlossen ist. Die einzelnen Verfahrensschritte werden im Folgenden näher erläutert.

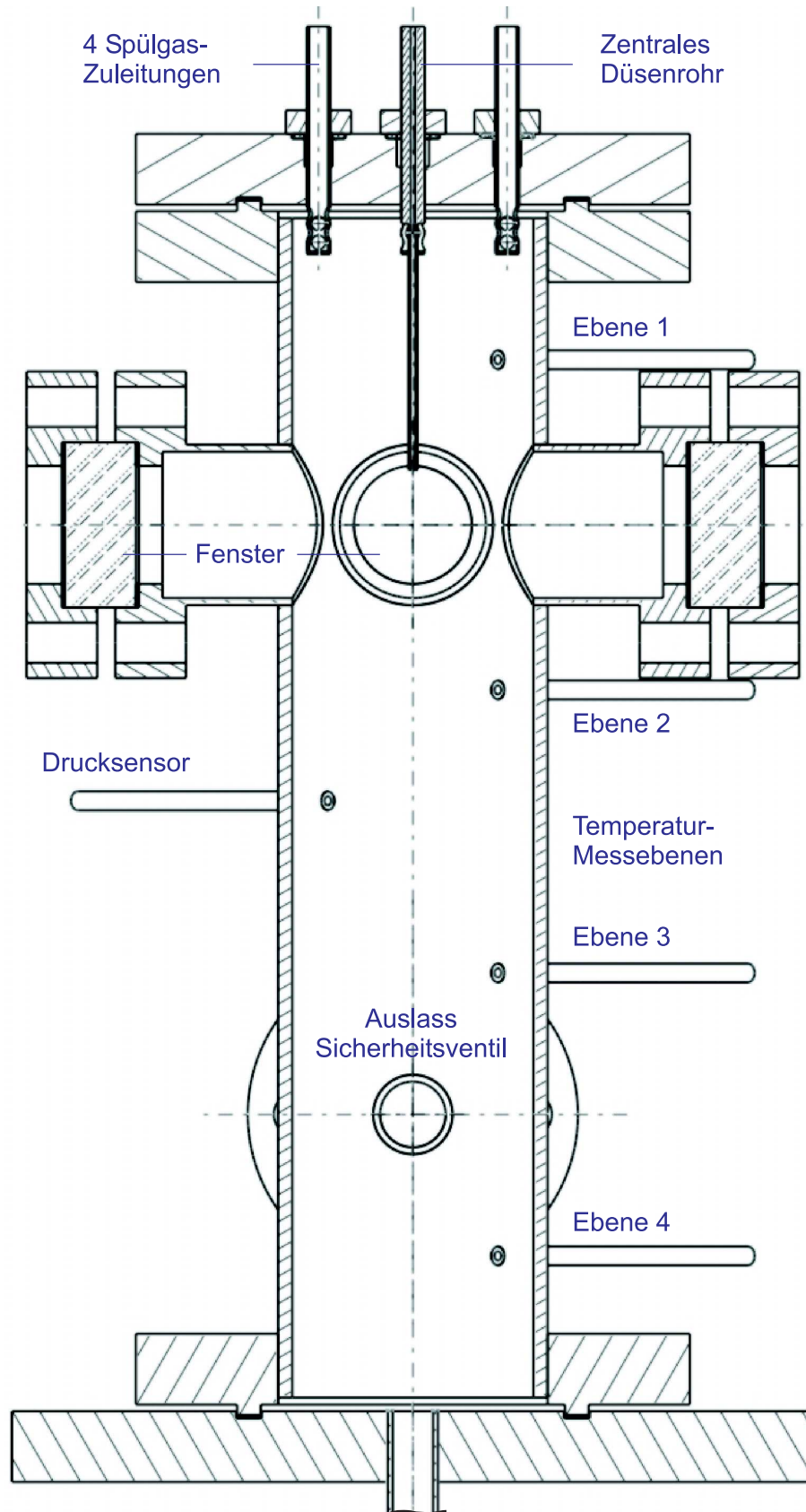


Abbildung 3.2: Schnittzeichnung der zylindrischen Zündkammer. Das Spülgas wird über 4 Zuleitungen durch den Kammerdeckel eingelassen. Das Düsenrohr sitzt in der Mitte und reicht bis zum sichtbaren Bereich der 4 kreuzweise angeordneten Fenster (Dimensionen siehe Text).

### 3.1.1 Spülgaszufuhr

Die als „Druckluft“ bezeichnete Gasquelle ist das Haus-Druckluftnetz, aus dem ölfreie Luft bis zu einem Druck von  $7\text{ bar}$  sowohl für den mechanischen Antrieb des Kompressors [1] als auch für die Beströmung der Zündkammer in deren Aufheiz- bzw. Abkühlphase entnommen wird. Als Spülgas steht je nach Ausrichtung des Versuchs entweder synthetische Luft (20-21 % Sauerstoff, Rest: Stickstoff) oder Stickstoff in der Regelstrecke [4] zur Verfügung. Die Reinheitsgrade bzw. Anteile von Fremdgasen betragen laut Hersteller (Firma *Air Liquide*):

Luft 5.0:	99.999 %	< 5 ppmv $H_2O$	< 0.2 ppmv $C_nH_m$	< 0.1 ppmv $NO_x$
		< 1 ppmv $CO_2$	< 1 ppmv $CO$	
Stickstoff 4.6:	99.996 %	< 3 ppmv $O_2$	< 3 ppmv $H_2O$	

Die Bereitstellung erfolgt jeweils durch ein Druckflaschen-Bündel mit einem Gesamtvolumen von  $600\text{ l}$  und einem Anfangsdruck von  $200\text{ bar}$ . An der Stelle [4] wird der Vor- druck zu etwa  $5\text{ bar}$  über dem Kammerdruck eingestellt und der Massenstrom über ein Flowcontroller (Firma *Bronkhorst*) geregelt. Die Messung erfolgt hierbei über einen thermischen Massensensor, der für Luft und Stickstoff kalibriert ist und eine Messgenauigkeit von  $\leq \pm 1\%$  vom Endwert ( $1250\text{ l}_N/\text{min}$ ) aufweist. Eine ausreichende Kammer spülung wurde zu  $100\text{ l}_N/\text{min}$  ermittelt, welche für alle folgenden Versuchsbedingungen konstant gehalten wird. Dies entspricht einem Massenstrom von  $1.3\text{ g/s}$  und auf einem Druckniveau von  $40\text{ bar}$  den mittleren Fließgeschwindigkeiten in der Kammer von  $5.7\text{ cm/s}$  bei  $300\text{ K}$  und  $14\text{ cm/s}$  bei  $720\text{ K}$ . Da die Geschwindigkeit des Freistrahls um drei Größenordnungen höher ist (siehe Kapitel 7), kann eine Beeinflussung durch das Spülgas vernachlässigt werden. Die elektrische Aufheizung des Gases erfolgt geregelt, wobei die Heizleiter in die Druckbehälter eingesetzt sind. Bei der Vorheizung [5] werden elektrische Heizwendeln unter direktem Kontakt überströmt, in der Hauptheizung [6] befindet sich ein Heizstab koaxial in einem Rohr aus hochtemperaturbeständigem *Inconel*, in dessen Ringspalt das Gas spiralförmig durchgeführt wird. Alle anderen Druckgefäße und Rohrleitungen der TROJA-Anlage sind aus dem Edelstahl 1.4571 (V4A) gefertigt. Zur Reduktion der Wärmeverluste sind die Rohrleitungen und die Zündkammer extern mit geregelten Begleitheizungen ausgestattet und mit keramischen Dämmmatten isoliert. Sämtliche Rohranschlüsse sind über Klemmringverbindungen metallisch gedichtet, alle Flanschverbindungen werden durch Flachdichtungen vom Typ *Klinger Milam PSS* (Stärke  $1.3\text{ mm}$ ) geschlossen.

### 3.1.2 Injektionsgaszufuhr

Als Injektionsgas kann wahlweise Brenngas oder Stickstoff angeschlossen werden. Die Spezifikation zur Reinheit des verwendeten DMEs ist gemäß Hersteller:

DME 3.0:	99.9 %	100 ppm $H_2O$	10 ppm Verdampfungsrückstände
----------	--------	----------------	-------------------------------

Für die reaktiven Versuche wird das gasförmige DME ausgehend von einem Druckniveau bei  $2\text{ bar}$  mit einem druckluftangetriebenen Hubkolbenverdichter [1] auf bis zu

100 *bar* komprimiert. Dieser Verdichtungsprozess erfolgt annähernd isotherm, so dass nach Abb. 2.2 mit der Druckerhöhung eine Phasenumwandlung zu flüssigem DME verbunden ist. Aus diesem Druckspeicher wird DME auf dem gewünschten Druckniveau (70 *bar*) entnommen. Das Befüllen der Injektionsgasleitung ist über ein Sichtfenster beobachtbar, so dass der Aggregatzustand visuell überprüft werden kann. Drücke und Temperaturen in der Injektionsgasleitung werden an verschiedenen Stellen überwacht. Nach einem Notabschaltventil beginnt die Heizstrecke, auf der das DME über Außenheizleiter erwärmt wird, bevor es über einen Injektor [3] in das Düsenrohr gefördert wird. Um nachträgliche Druckerhöhungen aufgrund der Temperaturzunahme zu vermeiden, erfolgt die erste Befüllung langsam, damit das DME gleichzeitig durch Wärmeaufnahme auf die Solltemperatur gebracht wird. Da die Injektionsmengen von DME in die Kammer gering sind und das Eindüsintervall groß ist (s. Kapitel 5), bleibt für die Erwärmung des nachströmenden DMEs aus dem Druckminderer [2] auf die gewünschte Temperatur ausreichend Verweilzeit. Mit  $T_{inj} > T_{krit}$  wird das DME in den thermodynamisch superkritischen Fluidzustand überführt. Bei Injektion in das Düsenrohr erfolgt die Expansion direkt in den gasförmigen Zustand (siehe Pfeil in Abb. 2.2). Dem Injektor schließt sich das 200 *mm* lange senkrechte Düsenrohr an mit dem Innendurchmesser  $d = 2$  *mm* und der Wandstärke 1 *mm*. Das Düsenrohrende ist durch die Kammerfenster sichtbar. Die Stirnseite des Düsenrohrs ist senkrecht zur Achse plan abgedreht, so dass sich ein scharfkantiger, aber gradloser Querschnittsübergang zum Reaktionsraum ergibt. Die Versuche werden bei Kammerdrücken bis 40 *bar* durchgeführt. Ein Injektionsgasdruck von 70 *bar* hat sich als geeignet gezeigt, um unter einem breiten Geschwindigkeitsbereich am Düsenaustritt infolge variablen Kammerdrucks eine Zündung während der Freistrahlentwicklung auf Fensterhöhe zu detektieren (vgl. Kapitel 5). Dabei wird in fast allen Betriebspunkten das strömungsmechanisch kritische Druckverhältnis überschritten, ab dem Schallgeschwindigkeit an der engsten Stelle des Injektors auftritt. Dieses ist nach [123]

$$\frac{p_{inj}}{p_K} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3.1)$$

mit dem Isentropenexponent  $\kappa = c_p / (c_p - \mathcal{R})$ , der näherungsweise als konstant betrachtet wird. Für DME ergibt sich mit der Wärmekapazität  $c_p$  über den angegebenen Temperaturbereich aus Tabelle 2.1 ein kritisches Druckverhältnis von  $1.661 \pm 0.006$ . Das bedeutet, dass bei einem Kammerdruck von  $p_K = 40$  *bar* und einem Injektionsgasdruck  $p_{inj} \geq 66.2$  *bar* die Strömungsgeschwindigkeit im Injektor auf die Schallgeschwindigkeit begrenzt ist (vgl. Kapitel 3.7). Bei  $p_{inj} = 70$  *bar* gilt dies für alle realisierbaren Kammerdrücke. Allein der aufgestaute Hinterdruck im Düsenrohr bestimmt die Beschleunigung zur Kammer und die Geschwindigkeit am Düsenaustritt (vgl. Kapitel 4.3). Die Anforderung der Unterschall-Einströmung wird durch die Verzögerung im angeschlossenen Düsenrohr erfüllt. Geschwindigkeitsmessungen mittels LDA am Austritt des Düsenrohrs zeigen ein ausgebildetes turbulentes Rohrströmungsprofil (siehe Kapitel 4.1). Um das restliche Brenngas im Düsenrohr nach erfolgter Zündung abzutransportieren, wird nach der Haupteindüsung mit einem zweiten Injektor Stickstoff bei 50 *bar* in das Düsenrohr gefördert. Für einige Versuche wird Stickstoff als Injektionsgas eingesetzt, dessen Siedepunkt bei 77.35 *K* liegt, so dass im vorliegenden Betriebsbereich Phasenübergänge ausgeschlossen sind. Im folgenden Abschnitt finden sich Einzelheiten zum Injektionssystem.

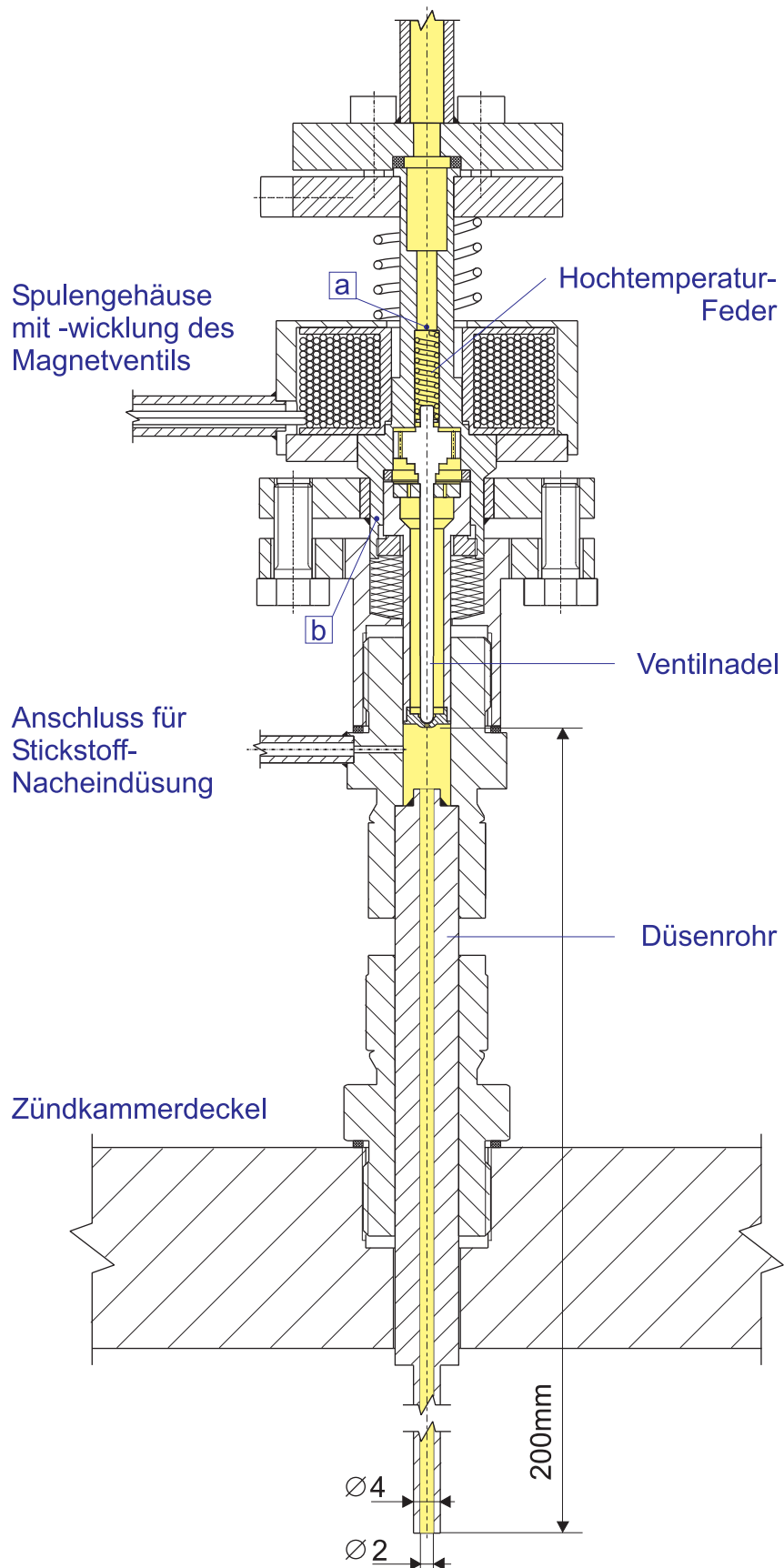


Abbildung 3.3: Technische Skizze des Hauptinjektors mit Düsenrohr. Das Gas wird von oben dem Injektorinneraum zugeführt, von wo es in das Düsenrohr eingedüst wird. Zur Spülung wird über denselben Mischungsraum Stickstoff injiziert.

### 3.1.3 Injektionssystem

Die Dosierung und Zuführung des Brenngases in das Düsenrohr erfolgt über einen kommerziellen Injektor (Firma *Bosch*), welcher für die Benzindirekteinspritzung im *VW FSI*<sup>1</sup>-Motor konzipiert ist. Die kleinere Bauweise gegenüber einem Gas- oder Dieselinjektor erlaubt die ortsnahe Einkopplung von Brenngas als auch Stickstoff für die Nacheindüsung in das Düsenrohr. Zur Verbesserung der Dichtigkeit für Gase ist die Spitze der Ventalnadel nachpoliert. Beide Injektoren [3] sind oberhalb des Kammerdeckels montiert (Abb. 3.1). Die Solenoid-Injektoren sind aus einem Chrom-Nickel-Stahl gefertigt und besitzen einen Austrittsdurchmesser von  $\varnothing 0.1\text{ mm}$ . Der Hauptinjektor in Abb. 3.3 wurde für den Einsatz bei hohen Temperaturen modifiziert, da er unmittelbar vor der Eindüsung in Kontakt mit dem Injektionsgas steht. Insbesondere ist die ursprüngliche Feder durch eine wärmebehandelte Inconel-Feder mit gleicher Federkonstanten ersetzt. Die Originalspule ist durch eine Spulenwicklung aus eloxiertem Aluminium-Draht ausgetauscht. Die Oxidschicht dient der elektrischen Isolierung, wodurch eine geringe Abmessung ermöglicht wird, die eine hohe Wicklungsdichte erlaubt. Die Wicklung sitzt auf einem keramischen Spulenträger in einem Gehäuse aus ferritischem Stahl zur Verstärkung der magnetischen Feldlinien. Der Hauptinjektor ist dadurch bis  $500^\circ\text{C}$  einsatzfähig. Der Injektor für die Stickstoff-Nacheindüsung bleibt in originalem Zustand und ist zum Schutz vor zu hohen Temperaturen über einen wassergekühlten Adapter angeschlossen. Die Ansteuerung der beiden Injektoren und die Synchronisation mit der Messtechnik erfolgt über eine PC-Messdatenerfassungskarte, welche die Magnetventile mit einer Genauigkeit von  $6\ \mu\text{s}$  anspricht („Trigger-PC“). Das TTL<sup>2</sup>-Ausgangssignal schaltet den Lastkreis mit Gleichspannungsquelle und Injektor-Spule ( $2.1\ \Omega$ ) über ein galvanisch trennendes *Solid State Relais*, das eine Schaltverzögerung von  $25\ \mu\text{s}$  besitzt. Die zugehörige Spannungskennlinie über den Hauptinjektor sowie der Strom im Lastkreis zeigt Abbildung 3.4. Die Gleichspannung von  $12\text{ V}$  fällt nach einer Zeit von  $5\text{ ms}$  auf einen konstanten Endwert, der von der eingestellten Strombegrenzung in der Spannungsquelle abhängt. Für alle Versuche wird eine hohe Strombegrenzung von  $4.5\text{ A}$  gewählt, um auch bei vergrößertem elektrischen Widerstand aufgrund hoher Einsatztemperaturen ein schnelles Schalten zu ermöglichen. Bei Erreichen des konstanten Grenzwertes wird die Stromänderung und damit die Induktionsspannung Null. Nach der logischen Signalzeit  $t_{inj}$  wird der Lastkreis unterbrochen und es folgt eine Abklingzeit des Stroms von  $20\ \mu\text{s}$ . In diesem Bereich weist der elektrische Kreis eine Schwingung von  $250\text{ kHz}$  mit einer sehr kleinen Amplitude auf, die in der Skizze aus Abb. 3.5 nicht darstellbar ist. In den Kennlinienverläufen treten sonst keine Rückkopplungen aus dem mechanischen System des Injektors auf. Der lineare Zusammenhang zwischen eingedüster Gasmenge und Injektionsdauer  $t_{inj}$  zeigt Abb. 3.5. Dargestellt sind Volumenmessungen der Gasmenge mit einer Gasspritze bei Eindüsung mit  $p_{inj} = 30\text{ bar}$ . Da der Glaskolben das injizierte Gas auf Umgebungsdruck entspannt, entspricht dieses Normvolumen einer äquivalenten Masse. Hierbei ist die Verzögerungszeit durch die Vormagnetisierungsdauer von  $0.5\text{ ms}$  gegeben, worauf sich die Ventalnadel hebt. Bei Abzug dieser Verzögerung ist die eingedüste Masse proportional zur Öffnungszeit des Ventils. Dieser Zusammenhang führt auf eine konstante Einströmgeschwindigkeit zurück, welche aufgrund der überkritischen Druckverhältnisse vorliegt (siehe Abschnitt 3.1.2). Bei konstanter Injektionszeit  $t_{inj}$  ergibt sich ebenso ein linearer Zusammenhang

---

<sup>1</sup>Fuel Stratified Injection, siehe Abb. 1.1

<sup>2</sup>Transistor-Transistor-Logik

zwischen injizierter Menge und Injektionsgasdruck  $p_{inj}$  bzw. der Gasdichte in der Injektionsgasleitung.

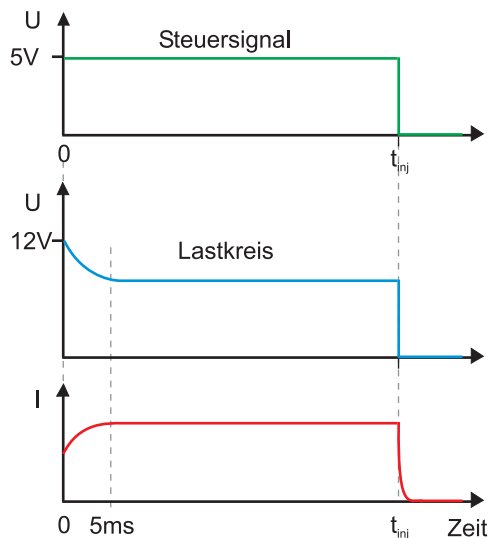


Abbildung 3.4: Steuerspannung und simultaner Spannungs- und Stromverlauf im Injektor-Lastkreis

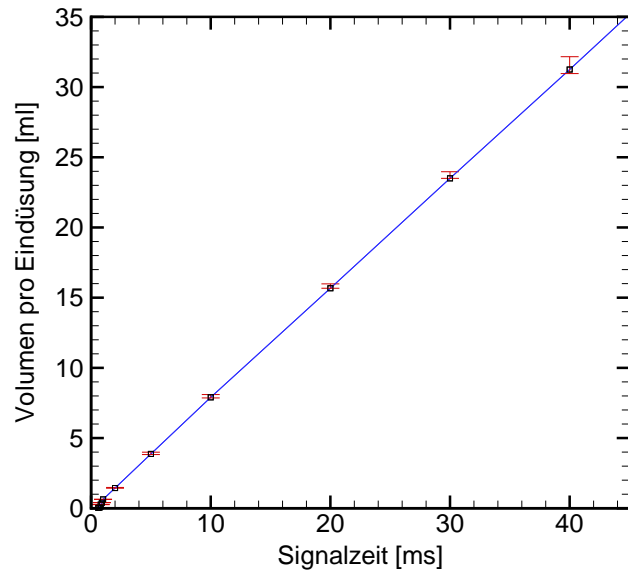


Abbildung 3.5: Lineares Verhalten zwischen Signalzeit  $t_{inj}$  und ausgetretener Gasmenge pro Eindüsung bei  $p_{inj} = 30 \text{ bar}$ , gemessen mit einer Gasspritze (atmosphärisch)

### 3.1.4 Vermischung in der Zündkammer

Vor dem Eintritt in die Kammer [7](#) wird das Spülgas auf vier Leitungen verteilt, die an den oberen Behälterdeckel angeschlossen sind (Abb. 3.1). Diese münden in vier Rohrstutzen mit einem Innendurchmesser von  $\varnothing 8 \text{ mm}$ , die  $25 \text{ mm}$  in den Kammerraum hineinragen (Abb. 3.2). Querbohrungen mit  $\varnothing 6 \text{ mm}$  sind an diesen Rohrabschnitten in kreuzweiser Anordnung übereinander angebracht, um eine langsame und horizontal ausgerichtete Gaszuführung über den gesamten Querschnittsbereich des oberen Kammervolumens zu ermöglichen. Die Spülgasgeschwindigkeit über den Kammerquerschnitt ist durch den geringen Gesamtmassenstrom so niedrig, dass keine dominanten Einzeljets auftreten (vgl. Kapitel 7). Der Freiraum oberhalb der Düsenmündung sorgt bei Injektionsgaseindüsung für eine Kammergas-Ansaugung aus Bereichen stromauf des Freistrahls ohne Wandbeeinflussung. Ebenso hat der Freistrahel unterhalb der Düse mit einer Länge von  $40 \cdot d$  genügend Platz für eine ungestörte Ausbreitung zur Verfügung. Zur Minimierung der Wärmeverluste wird die Zündkammerwand von außen über Begleitheizungen temperiert. Alle beheizten strömungsführenden Armaturen sind zusätzlich mit Keramikwolle isoliert (siehe Abb. 3.6).

Verteilt über der Kammerhöhe sind fünf Rohrleitungen angeschweißt, welche zur Durchführung einer Druckmesssonde in der Mitte und vier Thermoelementen dienen. Die Messung der Kammergastemperatur erfolgt äquidistant, siehe Abb. 3.2. An der TROJA-Anlage werden alle Temperaturen mit Mantel-Thermoelementen vom Typ K (NiCr-Ni) mit einer Genauigkeit von  $\pm 2 \text{ K}$  gemessen. Die Drücke werden mit einer Genauigkeit von



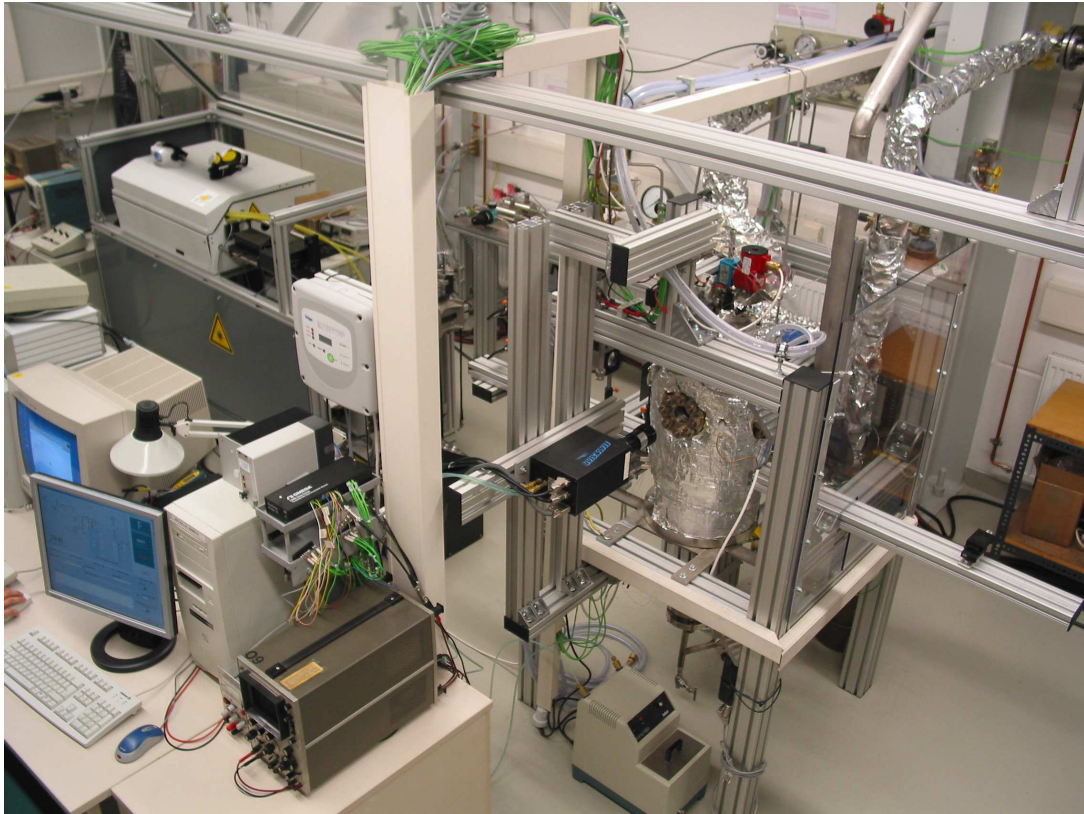


Abbildung 3.6: Foto der TROJA-Versuchsanlage mit der isolierten Zündkammer im rechten Teil des Bildes (innerhalb des Trägergerüsts installiert)

maximal  $\pm 0.8\%$  für den Kammer- bzw.  $\pm 0.9\%$  für den Injektionsgasdruck mit piezoresistiven Sensoren erfasst. Alle angegebenen Drücke stellen Absolutdrücke dar. In der Zündkammer besitzen die Thermoelemente einen Durchmesser von  $\varnothing 0.25\text{ mm}$  und stehen  $5\text{ mm}$  in den Kammerraum hinein. Diese kleinen Abmessungen sorgen für einen geringen Strahlungseinfluss durch benachbarte Wände und für ein schnelles Ansprechverhalten. Die Regelung des Kammerdrucks wird über den freien Strömungsdurchmesser des Druckhalteventils [9] realisiert, welches unterhalb der Kammer angeordnet ist. Um den verbleibenden Restdruck hinter dem Ventil abzubauen, ist danach eine Drosselscheibe mit einer Bohrung von  $\varnothing 7\text{ mm}$  eingesetzt. Die heißen Abgase werden über einen Rohr-bündelwärmeübertrager, der an den Kühlturm-Wasserkreislauf [10] angeschlossen ist, auf Umgebungstemperatur gekühlt und über einen Kamin abgeleitet. Über einen gesonderten Kühlkreislauf mit einem Plattenwärmeübertrager, der ebenfalls in [10] integriert ist (nicht dargestellt in Abb. 3.1), werden Laser, Druckmesssonden und Magnetventile gekühlt. Als primäre Sicherheitsmaßnahme bei unzulässig hohem Druckanstieg ist ein federbelastetes Überdruckventil [8] mit einem engsten Querschnitt von  $\varnothing 20\text{ mm}$  an den Behälter angeflanscht, der eine schnelle Druckentlastung direkt in den Kamin ermöglicht. Mit Hilfe eines Überwachungscomputers (in den folgenden Diagrammen „TROJA-PC“ genannt) werden sämtliche Drücke, Temperaturen und Massenströme während des Versuchs aufgezeichnet. Zur sekundären Sicherheitsausstattung gehören Notabschalt-Ventile in der Spülgas- und Injektionsgaszufuhr, die bei Überschreiten definierter Grenzwerte von Temperatur und Druck auslösen. Darüberhinaus ist ein Brenngasdetektor im Laborraum installiert, der auf DME kalibriert ist.

## 3.2 Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahren

Zur Auslegung der Randbedingungen und zur Erfassung der Phänomene bei der Selbstzündung ist eine geeignete Visualisierung notwendig. Dabei soll sowohl das frische Brenngas als auch die Verbrennungsreaktion räumlich und zeitlich erfasst werden. Da DME einen Brechungsindex von ca. 1.4 gegenüber der heißen Luftumgebung von etwa 1 besitzt, eignet sich ein Schatten- oder Schlierenverfahren zur Sichtbarmachung. Bei der Reaktion kommt es zu einer Temperaturerhöhung, so dass die Abnahme der Dichte  $\rho$  über eine Änderung des Brechungsindex  $n$  nach dem Gesetz von Gladstone-Dale ebenfalls detektiert wird [37]:

$$n = 1 + k_{GD} \rho \quad (3.2)$$

mit der stoffabhängigen *Gladstone-Dale-Konstante*  $k_{GD}$ . Durchquert ein paralleles Lichtstrahlbündel ein Gebiet mit einem Brechungsindexgradient  $\partial n/\partial y$  quer zur Ausbreitungsrichtung  $x$  des Lichts, so krümmen sich die Lichtstrahlen in Richtung höherer optischer Dichte, proportional zu diesem Gradienten. Die Lichtstrahlablenkung führt auf einem entfernten Schirm zur Überlagerung mit ungestörten parallelen Lichtstrahlen und damit zu dunklen und hellen Bereichen in der Intensität. Die lokalen inhomogenen Dichteverteilungen bzw. Störungen in einem transparenten Medium werden als *Schlieren* bezeichnet. Diese direkte Sichtbarmachung der Schlieren stellt das Schattenverfahren dar, bei dem die Ablenkung auf dem Schirm proportional zur Änderung der Lichtstrahlkrümmung und damit proportional zur zweiten örtlichen Ableitung des lokalen Brechungsindex im Strömungsfeld  $\partial^2 n/\partial y^2$  ist [105]. Demgegenüber ist das resultierende Bild eines Schlierenverfahrens proportional zur einfachen Änderung des Brechungsindex  $\partial n/\partial y$ . Dies wird durch Fokussierung des Schattenbildes mit teilweiser Ausblendung des Brennpunkts erreicht. Durch die doppelte Differentiation von  $n$  eignet sich das Schattenverfahren besser zur Visualisierung turbulenter Strukturen bei Gasströmungen [105]. Die hohen Drücke in der Kammer sind einer höheren Signalstärke dienlich, da sich mehr Moleküle im Lichtweg befinden. Auf diese Weise zeigt das Schattenverfahren ausreichende Sensitivität für eine qualitative Erfassung. Um den gesamten Prozess während einer Injektion aufzunehmen, wird eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 3.7 skizziert.

Die Aufnahme erfolgt in Gegenlichtanordnung, so dass das Licht für die Video-Hochgeschwindigkeitskamera zunächst über eine Streuscheibe gedämpft wird. Zur gleichförmigen Ausleuchtung der Streuscheibe wird aus dem Licht einer Quecksilberdampfampe über eine Kondensorlinse mit nachfolgender Lochblende zunächst eine punktförmige Lichtquelle erzeugt. Mit einer zweiten Linse wird das Licht parallel auf die Streuscheibe gerichtet. Auf der gegenüberliegenden Seite der Zündkammer empfängt die Kamera das Licht, das durch das Messfeld geführt wird. Dabei ist die Kamera schräg nach unten geneigt, so dass zusammen mit einer Weitwinklereinstellung ein großer Bereich beobachtbar ist. Auf diese Weise reicht das Sichtfeld bis zu einem Abstand von 57 mm unterhalb der Düsenmündung. Die fokussierte Ebene liegt dabei unterhalb der Düse. Das beobachtete Feld umfasst Bereiche ohne Gegenlicht, um sicherzustellen, dass die Zündung nicht durch eingeblassene Rußteilchen initiiert wird. Bei der früheren DME-Injektion ohne Stickstoff-Nacheindüsung konnten sich Rußpartikel aus der Flamme am Düsenrohrende ablagern, so dass diese Rußteilchen bei der nachfolgenden Injektion als Zündkeime dienten. Diese waren zu Beginn des Eindüsvorgangs bereits als Abdunklung im Gegenlicht der Lampe zu sehen. Die Installation der Nacheindüsung behob dieses Problem.

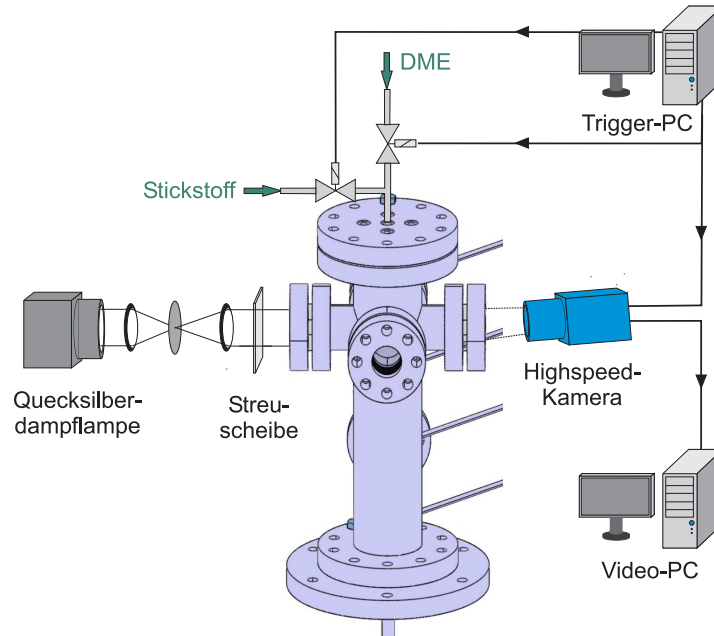


Abbildung 3.7: Versuchsaufbau zur Zündvisualisierung: Das Licht der Quecksilberdampf Lampe wird durch das Messfeld der Kammer geführt und direkt von einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen.

Das Schattenverfahren wird durch die Streuscheibe diffus, erlaubt aber die kombinierte Erfassung von sowohl Strömungs- und Reaktionsphänomenen als auch Eigenleuchten der Flamme. Es stellt somit ein geeignetes Auslegungswerkzeug für die Dimensionierung der reaktiven Versuche in Kapitel 5 dar. Zur Synchronisation mit dem Freistrahler wird die Kamera von dem Injektionssignal getriggert. Der verwendete Sensor der Kamera (*Weinberger SpeedCam Visario 1500*) hat eine Auflösung von  $1536 \times 1024$  Pixel bei einer Aufnahme-frequenz von  $1 \text{ kHz}$ . Bei Erhöhung der zeitlichen Auflösung auf  $10 \text{ kHz}$  reduziert sich der Aufnahmebereich auf  $512 \times 192$  Pixel, wobei die Farbtiefe von 30 Bit erhalten bleibt. Mit dieser Messtechnik wird die Selbstzündung in Kapitel 5 visualisiert.

### 3.3 LDA-Technik zur Messung der Düsengeschwindigkeit

Zur zeitlich hochauflösenden Erfassung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit eignet sich die *Laser-Doppler-Anemometrie* (LDA), die den Dopplereffekt an gestreuten Teilchen nutzt. Da dieses Messverfahren in der Strömungsdiagnostik bereits etabliert ist [9] [37], soll hier in verkürzter Form auf das Messprinzip eingegangen werden. Die dem Messverfahren zugrundeliegende Geschwindigkeitsinformation ist in der Dopplerverschiebung des gestreuten Lichts von Teilchen enthalten, die in der Träger-Strömung vorhanden sind. Diese Teilchen müssen klein genug sein, um der Strömung rückwirkungsfrei folgen zu können (vgl. Abschnitt 3.5). Das kohärente Licht des Lasers wird von einem Teilchen aufgrund seiner Geschwindigkeit frequenzverschoben gestreut und von einem Detektor aufgrund der Relativgeschwindigkeit des Teilchens zum Detektor nochmals frequenzverschoben empfangen. Da diese Frequenzverschiebungen im Vergleich zur hohen absoluten

Frequenz des Lichts kaum messbar sind, werden zwei Laserstrahlen gekreuzt, um die Messung der resultierenden Schwebefrequenz zu ermöglichen [37]. Neben der wellentheoretischen Herleitung existiert das anschauliche Interferenzstreifenmodell [99], siehe Abb. 3.8. Im ellipsoiden Schnittvolumen der beiden Laserstrahlen bilden sich Interferenzstreifen, so dass sich beim Passieren eines Teilchens abwechselnd Hell-Dunkel-Übergänge in der gestreuten Lichtintensität ergeben, deren Frequenz identisch zur Schwebefrequenz, der sogenannten Dopplerfrequenz  $f_D$ , ist. Die gemessene Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  steht senkrecht auf der optischen Achse und liegt in der Ebene, die von beiden Laserstrahlen aufgespannt wird.

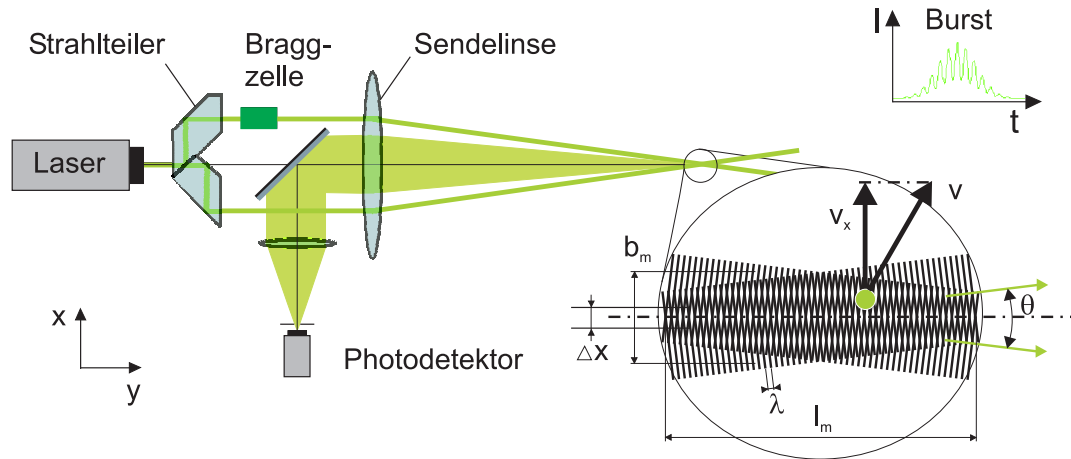


Abbildung 3.8: LDA Messprinzip in Zweistrahlordnung: Das Laserlicht wird mit einem frequenzverschobenen Strahl (durch Bragg-Zelle) im Messort gekreuzt, wodurch sich Interferenzstreifen ausbilden, die sich zur eindeutigen Erkennung der Flugrichtung in x-Richtung bewegen. Partikel, die das Messvolumen durchqueren, erzeugen einen Burst-artigen Verlauf der Streulichtintensität, welche vom Photomultiplier in Rückwärtsstreuung erfasst wird.

Mit dem Winkel  $\Theta$  zwischen den beiden Laserstrahlen der Wellenlänge  $\lambda$  ergibt sich der konstante Abstand der Interferenzstreifen zu

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin(\Theta/2)}. \quad (3.3)$$

Die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  berechnet sich mit der detektierten Dopplerfrequenz:  $v_x = f_D \Delta x$ . Durch die gaußförmigen Laserstrahlintensitäten ergibt sich ein Burst-artiges Signal (siehe Abb. 3.8), das vom Photodetektor aufgenommen und nach einer Bandpassfilterung digitalisiert wird. Um die Flugrichtung der Teilchen eindeutig zu erfassen, wird ein Laserstrahl gegenüber dem anderen frequenzverschoben, wodurch eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters induziert wird. Diese Verschiebung wird optoakustisch durch einen *Bragg-Kristall* erzeugt. In Abbildung 3.8 empfängt der Photomultiplier die rückwärtsgerichtete Mie-Streuung der Partikelbeleuchtung wie sie im vorliegenden Versuch realisiert ist. In der Sendeoptik ist gleichzeitig die Empfangsoptik integriert und über Glasfaserbündel mit einer Transmitter-Einheit flexibel verbunden, so dass für die Position des Messvolumens mehr Freiheitsgrade zur Verfügung stehen. Der verwendete Dauerstrichlaser stellt für die vorliegenden Messungen ein Argon-Ionen-Laser dar, von dessen dominierenden Wellenlängen nur  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  genutzt wird. In der Auswerteeinheit wird die Gültigkeit der detektierten Bursts überprüft und mit einer Zeit-Markierung

versehen. Zusammen mit der Übermittlung des Triggerimpulses können anschließend die Einzelgeschwindigkeiten dem Zeitpunkt relativ zum Triggersignal des Injektors zugeordnet werden.

Die örtliche Auflösung ist durch die Abmessungen des Messvolumens gegeben, wobei sich die kurze Achse  $b_m$  und die Längsachse  $l_m$  des Ellipsoids durch folgende Formeln berechnen lassen (vgl. Abb. 3.8):

$$b_m = \frac{4 F \lambda}{\pi D_L} \quad \text{und} \quad l_m = \frac{b_m}{\tan(\Theta/2)} \quad (3.4)$$

mit dem Laserstrahldurchmesser  $D_L = 1.35 \text{ mm}$  vor dem Eintritt in die Sendelinse der Fokallänge  $F$ . Durch die geometrischen Beschränkungen in der Laserstrahlführung durch die Zündkammer, wird das kleinste Messvolumen unter dem Düsenrohr durch eine Sendelinse mit der Brennweite  $F = 200 \text{ mm}$  erreicht. Der Durchmesser des Ellipsoids liegt dann nach Gl. 3.4 bei  $b_m = 80 \mu\text{m}$  mit einer Längsausdehnung von  $l_m = 1 \text{ mm}$ . Der Streifenabstand beträgt nach Gl. 3.3  $\Delta x = 2.72 \mu\text{m}$ . Um das radiale Geschwindigkeitsprofil am Düsenaustritt zu messen, wird der Messkopf auf einer Traverse seitwärts verfahren. Die gewählte Schrittweite beträgt  $50 \mu\text{m}$ , so dass mit 50 Messpositionen eine insgesamt Länge von  $2.5 \text{ mm}$  abgedeckt wird. Für die Breite  $b_m > 50 \mu\text{m}$  ergibt sich dabei eine Überlappung der einzelnen Volumina. Das Messvolumen befindet sich für die Messungen in Kapitel 4 im Abstand von  $0.8 \text{ mm}$  unterhalb der Düsenmitte.

## 3.4 Geschwindigkeitsmessung mittels PIV

Die *Particle Image Velocimetry* (PIV) kann im Vergleich zur LDA (Kapitel 3.3) einen zweidimensionalen Ausschnitt aus dem Geschwindigkeitsfeld einer Strömung über einen Laser-Lichtschnitt erfassen. Der Strömung müssen auch für dieses Messverfahren Tracerpartikel zugesetzt werden, welche die Strömung repräsentieren (Kapitel 3.5).

### 3.4.1 Messprinzip

Zur Geschwindigkeitsmessung wird die Bewegung der Partikel erfasst, indem das Partikelfeld durch einen Laserlichtschnitt zweimal kurz aufeinander folgend belichtet und das Partikelstreulicht fotografisch aufgenommen wird. Das Zeitintervall  $dt$  zwischen den beiden Aufnahmen wird relativ zur Strömungsgeschwindigkeit kurz gewählt. Zusammen mit dem Maßstab aus einem Kalibrierbild können die detektierten Verschiebungen der Partikel in Geschwindigkeitsvektoren umgerechnet werden [94]. Dabei werden keine diskreten Partikel aus den Einzelaufnahmen miteinander verglichen, sondern die Bildmuster bzw. Intensitätsfunktionen, welche durch die Partikel hervorgerufen werden. Die Kreuzkorrelation dieser Funktionen beschreibt den Ähnlichkeitsgrad zwischen beiden Mustern. Mathematisch wird der Vergleich durch eine Faltung realisiert. Mit dem benutzten Programm *DaVis* wird hierzu der gesamte Bildausschnitt in kleinere quadratische Auswertefenster (*interrogation window, IW*) unterteilt, wobei der Pixelwert der jeweiligen Seitenlänge  $l_{IW}$  eine ganzzahlige Zweierpotenz darstellt. Die Intensitätsfunktionen der einzelnen Fenster können somit über eine schnelle Fouriertransformation (*Fast Fourier Transformation, FFT*) in den Frequenzraum transformiert werden, wo sie mit der komplex konjugierten Intensitätsfunktion des korrespondierenden Auswertefensters aus der zweiten Aufnahme

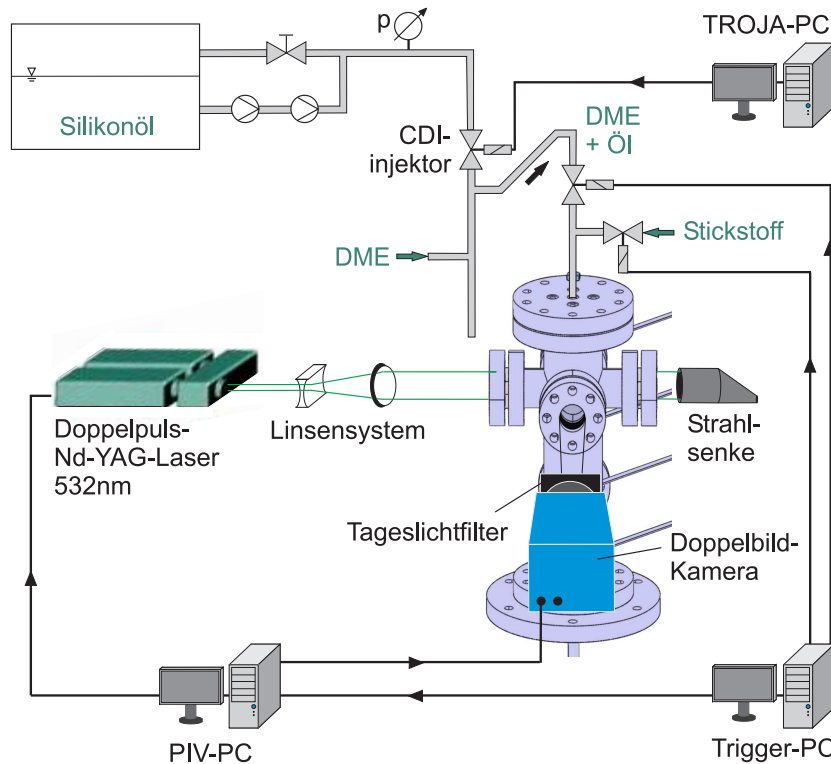


Abbildung 3.9: PIV-Versuchsaufbau: Die Erzeugung der Tracerpartikel erfolgt durch Zerstäubung von Silikonöl in der Injektionsgasleitung, von wo die Tröpfchen zum Injektor transportiert werden. Das Partikelfeld im Freistrahls wird über ein Doppelpuls-Laser zweimal belichtet und mit einer Doppelbild-Kamera aufgenommen. Die Verbindungsleitungen stellen die Signalzuweisungen für die Synchronisation dar.

multipliziert werden. Die Rücktransformation ergibt ein zweidimensionales Korrelationsfeld mit verschiedenen Spitzenwerten (*peaks*), deren Höhe den Ähnlichkeitsgrad wiedergeben und deren  $(x, y)$ -Positionen die räumliche Verschiebung markieren. Folglich stellt der Verschiebungsvektor zwischen der Mitte des Auswertefensters und dem Ort des höchsten Peaks den wahrscheinlichsten Partikelversatz dar, wobei die Genauigkeit aufgrund von Schätzfunktionen bis in den Subpixelbereich reicht. Die Richtung des Verschiebevektors ist über die zeitliche Reihenfolge der getrennt voneinander aufgenommenen Bilder eindeutig vorgegeben. Die restlichen Peaks stellen das Hintergrundrauschen dar, so dass eine Validierung der tatsächlichen Partikelverschiebung  $ds$  über den sogenannten Qualitätsfaktor (Q-Faktor) erfolgen kann. Dieser setzt den Wert des höchsten Peaks zum Wert des zweithöchsten Peaks ins Verhältnis. Pro Fenster ergibt sich auf diese Weise ein Geschwindigkeitsvektor, so dass einerseits eine räumliche Mittelung über die Fensterfläche und andererseits eine Mittelung über den Zeitabstand  $dt$  zwischen beiden Belichtungen stattfindet. Die maximale räumliche Auflösung bzw. kleinstmögliche Abmessung der Auswertefenster  $l_{IW}$  sowie die zeitliche Auflösung  $dt$  werden durch folgende Vorgaben für eine erfolgreiche Auswertung limitiert:

- ausreichend hohe Partikelanzahl  $N_p > 7.5$  innerhalb des Fensters [51]
- Anpassung der optischen Vergrößerung, so dass mit dem wählbaren Zeitabstand  $dt$ :  $0.1Pixel (\hat{=} \text{Genauigkeit des Verfahrens}) < ds < 25\% l_{IW}$  [52]

- $dt$  groß genug, damit ein mittlerer Partikelversatz von  $3-5\text{Pixel}$  resultiert, um den relativen Fehler zu minimieren (Abschnitt 3.4.3)
- $dt$  klein genug, damit dieselben Partikel im zweiten Bild wiedergefunden werden und nicht durch eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Lichtschnitt aus der Messebene hinauswandern (*loss of pairs*)

Letztgenannte Partikelverluste sind im Freistrahls bei der Ausrichtung der Messebene entlang der axialen Vorzugsrichtung der Strömung gering. Die geometrische Zugänglichkeit über das Fenster der Zündkammer begrenzt dabei die realisierbare optische Auflösung. Die Anforderungen an die Wahl der Partikel wird in Kapitel 3.5 diskutiert.

### 3.4.2 Versuchsanordnung zur Ermittlung des Geschwindigkeitsfelds

Für die vorliegenden Experimente steht ein Doppelpuls-Nd:YAG-Laser zur Verfügung, der über zwei getrennt ansteuerbare Laser-Kavitäten eine freie Wahl von  $dt$  zwischen den Pulsen für ein Doppelbild zulässt. Die maximale Energie liegt bei  $30\text{ mJ/Puls}$  pro Laser, wobei die Energie des stärkeren Lasers auf die des schwächeren gedrosselt wird, um ähnliche Lichtschnittintensitäten in beiden Bildern für eine bessere Auswertung zu erhalten. Die Pulsdauer beträgt 5 bis  $7\text{ ns}$ . Über einen Frequenzverdoppler-Kristall wird die emittierte Laserwellenlänge  $\lambda = 1064\text{ nm}$  halbiert, so dass die Partikel mit grünem Licht  $\lambda = 532\text{ nm}$  beleuchtet werden. Nach Abb. 3.9 wird der austretende Laserstrahl über ein Linsensystem in einen Lichtschnitt der Höhe  $50\text{ mm}$  mit der dünnsten Abmessung von  $0.55\text{ mm}$  unterhalb der Düse überführt. Beide Laserlichtschnitte werden so ausgerichtet, dass sie in der Messebene exakt übereinanderliegen. Das Streulicht der Partikel wird über ein Seitenfenster senkrecht zum Lichtschnitt mit einer CCD<sup>3</sup>-Kamera (*LaVision* Typ *FlowMaster 3S*, Auflösung  $1280 \times 1024$ ) erfasst, welche im Doppelbildmodus arbeitet. Ein aufgesetztes Tageslichtfilter verringert das Hintergrundrauschen während den Aufnahmen. Die optische Vergrößerung der Kamera wird mit einem Zwischenring erhöht. Das vorgelagerte Objektiv wird auf die Messebene unterhalb der Düse fokussiert. Zur Kalibrierung des Bild-Maßstabs wird vor den Versuchen ein äquidistantes Kreuzmuster in der Meßebebene positioniert. Zur phasenaufgelösten Messung im transienten Freistrahls müssen die Messgeräte synchronisiert werden (vgl. Abb. 3.14). In Abbildung 3.9 sind die Signalzuweisungen skizziert. Dabei funktioniert der Trigger-PC als Master, der die Eindüsung des Injektionsgases inklusive Nacheindüsung steuert. Das Schaltsignal der Haupteindüsung wird gleichzeitig vom PIV-PC empfangen, welcher zum gewünschten Aufnahme-Zeitschritt  $t_s$  den Laser-Doppelpuls über Blitzlampe und Güteschalter (*q-switch*) sowie die Kamera auslöst. Die Standardfrequenz der Blitzlampen ist dabei an die gewählte Aufnahmefrequenz von  $1\text{ Hz}$  angepasst, so dass der Laser triggerfähig wird. Die Eindüsung von Silikonöl als Tracerpartikel gemäß Abschnitt 3.5 erfolgt bei Bedarf. Um den Freistrahls von der Düse bis zum örtlichen Zündbereich der reaktiven Versuche gleichzeitig in einem Bild erfassen zu können, beträgt die Pixelauflösung  $27.4\text{ }\mu\text{m/Pixel}$ . Die daraus resultierenden Fehler werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Für die maximal auftretenden Geschwindigkeiten in Kapitel 7 ergeben sich für einen Partikelversatz von etwa  $5\text{ Pixel}$  Pulsabstände im Bereich von  $dt = 10\text{ }\mu\text{s}$ .

---

<sup>3</sup>charge-coupled device

Wie bei den LDA-Versuchen werden die Mittelwerte aus den instantanen Geschwindigkeiten arithmetisch berechnet. Die Messungen am Freistrahle erfolgen bei PIV phasen aufgelöst, so dass die Bildung konditionierter Mittelwerte, d.h. zu einem festen Zeitpunkt  $t_s$  nach Beginn der Eindüsung, möglich wird. Für die mittlere axiale Geschwindigkeit  $\bar{u}$  ergibt sich demnach:

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (3.5)$$

mit der Anzahl  $N$  an gültigen Einzelvektoren der Geschwindigkeiten  $u_i$  im betrachteten Auswertefenster. Die turbulenten Schwankungen berechnen sich aus der Standardabweichung ( $rms^4$ ) wie folgt:

$$u_{rms} = \sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2} \quad (3.6)$$

Die gleiche Vorgehensweise gilt für die radiale Geschwindigkeitskomponente  $v$ .

### 3.4.3 Fehleranalyse

Wie in Abschnitt 3.4.1 erläutert, werden die Geschwindigkeitsvektoren über die Wahl des Q-Faktors validiert. Dieser liegt in den Versuchen aus Kapitel 7 über dem Wert 2. Zur Verbesserung der Genauigkeit wird ein iteratives Berechnungsverfahren gewählt, bei welchem das Auswertefenster in jedem Durchgang verkleinert wird. Der verbleibende Fehler in den als gültig eingestuften Vektoren liegt in der örtlichen Unsicherheit  $\Delta s$  bei der Detektion des Partikelversatzes  $\vec{ds}$  (im Folgenden als  $s$  bezeichnet) sowie in der Ungenauigkeit  $\Delta t$  der zeitlichen Steuerung von  $dt$  (im Folgenden als  $t$  bezeichnet). Der Fehler im Betrag der Geschwindigkeit  $\vec{v} = \vec{ds}/dt$  lässt sich durch folgende Gleichung herleiten:

$$\begin{aligned} \Delta |\vec{v}| &= \left| \frac{\partial v}{\partial s} \right| \Delta s + \left| \frac{\partial v}{\partial t} \right| \Delta t \\ &= \left| \frac{1}{t} \right| \Delta s + \left| -\frac{s}{t^2} \right| \Delta t \\ &= v \frac{\Delta s}{s} + \underbrace{v \cdot \frac{\Delta t}{t}}_{\approx 0} \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\frac{\Delta |\vec{v}|}{v} = \frac{\Delta s}{s} \quad (3.8)$$

Die zeitliche Unsicherheit  $\Delta t$  im Pulsabstand beider Laser setzt sich aus der zeitlichen Auflösung der PC-Steuerungskarte (*Programable Timing Unit, PTU*) von  $12 \text{ ns}$  und der Ungenauigkeit von  $1 \text{ ns}$  beim Ansprechen der Laser-Hardware zusammen. Diese zeitlichen Diskretisierungsfehler sind im Vergleich zum eingestellten Puls-Abstand von  $t \approx 10 \mu\text{s}$  sehr klein, so dass der Quotient  $\Delta t/t$  in Gl. 3.7 vernachlässigbar wird. Der relative Fehler der Geschwindigkeit ist in der resultierenden Gl. 3.8 proportional zum relativen Fehler in

<sup>4</sup>root mean square



der Detektion der Wegstrecke der Partikel. Da die Partikeldurchmesser durch die realisierbare optische Abbildung in der Bildaufnahme kleiner als ein Pixel sind, besitzt auch das Korrelationsfeld den Peak innerhalb eines Pixels (*peak locking*). Der Versatz der Partikelmuster kann trotzdem detektiert werden, wobei die normale Subpixel-Genauigkeit von  $0.1 \text{ Pixel}$  für diesen Fall nicht gegeben ist. Die konservativ abgeschätzte Unsicherheit liegt dann bei  $\Delta s = 0.5 \text{ Pixel}$ , so dass bei einem typischen Partikelversatz auf der Strahlachse von  $s = 2 \text{ Pixel}$  in den vorliegenden Stickstoff-Versuchen der Fehler für einen Einzelvektor bei 25 % liegen kann. Dieser Fehler hat keinen Einfluss auf die Bestimmung des Mittelwerts, wirkt sich jedoch auf die statistischen Momente höherer Ordnung aus [22] (vgl. Kapitel 7.1.7). Die kleinen Partikel besitzen ein sehr gutes Strömungsfolgevermögen (Kapitel 3.5), eine Abschätzung zum verbleibenden Partikelschlupf für die höchsten Geschwindigkeiten am Düsenaustritt wird in Kapitel 4.2 gegeben.

Neben den bisher betrachteten systematischen Fehlern in der Messung von Einzelvektoren gibt die Grundmenge  $N$  der zur Verfügung stehenden Einzelvektoren die statistische Unsicherheit des gemessenen Mittelwerts  $\bar{v}$  vor. Der Mittelwert liegt für  $N > 60$  mit einer Sicherheit von 95 % in folgenden Vertrauensgrenzen [18]:

$$\Delta \bar{v} = \bar{v} \pm \frac{2 \sigma}{\sqrt{N}}, \quad (3.9)$$

wobei  $\sigma$  die Standardabweichung der Verteilung ist. Um das Vertrauensintervall klein zu halten, muss demnach eine große Menge an Einzelwerten  $N$  in die Berechnung eingehen. Hierauf wird in Kapitel 7.1 eingegangen.

### 3.5 Generierung von Tracer-Partikel

Da in den zu untersuchenden Gasen keine Partikel vorhanden sind, werden der Strömung Tracer-Partikel zugesetzt (*Seeding*). Um den Ventilsitz des Injektors zu schützen, dürfen darüberhinaus keine Feststoffpartikel eingesetzt werden. In einer Voruntersuchung wurde das Seeding durch eine überlagerte Festpartikel-Strömung (*Co-flow*) innerhalb des Düsenrohrs realisiert, was sich als unzureichend herausstellte, da die Partikelraten bei Eindüsung unterbrochen wurden und es zur Interaktion mit dem Co-Flow-System kam. Aus diesem Grund werden dem Injektionsgas direkt Flüssigkeitspartikel zugesetzt, die anschließend als Aerosol durch den Injektor in das Düsenrohr geführt werden. Als Tracerflüssigkeit für die Untersuchungen werden die Silikonöle *Baysilone M100* und *M1000* (Hersteller: Firma *Bayer*) verwendet. Beide sind polymere Dimethylsiloxane und aufgrund der Eigenschaften aus Tabelle 3.1 sehr gut für Untersuchungen unter den vorliegenden Bedingungen geeignet. Insbesondere besitzen sie einen hohen Siedepunkt und damit einen hohen Flammpunkt über  $570 \text{ K}$ , werden chemisch als sehr reaktionsträge eingestuft und sind in physiologischer Hinsicht unschädlich [3]. Unter inerter Atmosphäre sind die verwendeten Silikonöle bis  $570 \text{ K}$  beständig, bei Anwesenheit von Luft bis  $420 \text{ K}$ . Die Viskosität wird nicht durch Einwirkung von Scherkräften beeinflusst, so dass sich das Silikonöl wie eine *Newton'sche Flüssigkeit* verhält. Sämtliche Kohlenwasserstoffe sowie Ether wirken allerdings als Lösungsmittel, so dass geringe Mengen DME in Silikonöl löslich sind.

Da das Injektionsgas bei hohen Drücken vorliegt, wird das eingesetzte Silikonöl über einen Öl-Injektor direkt in die Injektionsgasleitung eingespritzt. Für die Beurteilung der

Baysilone	M100	M1000	
kinematische Viskosität $\nu_p$ bei 20 °C, 1 bar	100	1000	$mm^2/s$
bei 240 °C, 1 bar	10	75	$mm^2/s$
dynamische Viskosität $\mu_p$ bei 25 °C, 1600 bar	0.90	8.5	$Pa s$
Dichte $\rho_p$ bei 25 °C	970		$kg m^3$
Oberflächenspannung $\sigma_s$	19 - 21		$mN/m$
Flammpunkt	310	320	°C
Brennpunkt	370	390	°C
Dampfdruck zwischen 25 °C und 175 °C	$10^{-5}$ bis $10^{-4}$		$mbar$

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Öle als Tracer-Partikel [3]

Zerstäubung bildet die *Weber-Zahl* als dimensionslose Kennzahl das Verhältnis aus der deformierenden Trägheitskraft der Relativströmung um den Tropfen zur stabilisierenden Oberflächenkraft des Tropfens:

$$We = \frac{\rho_f v^2 d_p}{\sigma_s} \quad (3.10)$$

mit der Dichte  $\rho_f$  des umgebenden Mediums, der Anströmgeschwindigkeit  $v$  des Tropfens mit dem Durchmesser  $d_p$  und der Oberflächenspannung des Silikonöls  $\sigma_s \approx 20 mN/m$ . Die Silikonöle aus Tabelle 3.1 liegen als niedrigviskose Flüssigkeiten vor, so dass der Bereich der Atomisierung ab  $We > 12$  beginnt [65]. Aufgrund der relativ hohen Dichte  $\rho_f$  in der Injektionsgasleitung wird der Tropfenzerfall begünstigt. Da die Ausströmgeschwindigkeit  $v$  aus dem Öl-Injektor quadratischen Einfluss auf die Weber-Zahl nimmt, werden hohe Öl-Vordrücke angestrebt. Zu diesem Zweck wurde an der TROJA-Anlage ein Hochdrucksystem aufgebaut, das die Eindüsung von Öl bei 1500 bar ermöglicht. Die Konstruktion ist angelehnt an das *Common-Rail-System* aus der Dieselmotorentechnologie. Dabei fördert eine Vordruckpumpe das Silikonöl aus einem Reservoir zur Hochdruckpumpe, welche den Druck vor dem Ölinjektor erzeugt (vgl. Abb. 3.9). In dieser Verbindungsleitung wird der Druck manuell über einen Rücklauf zum Ölreservoir eingestellt. Nach der Öl-Injektion bleiben die kleinen Tröpfchen als Tracer-Teilchen im Injektionsgas, während die größeren an der Rohrrinnenwand aufgefangen werden und in ein Behälterrohr abfließen. In anderen Experimenten [102] finden sich dieselben Druckverhältnisse und Oberflächenspannungen wie in der vorliegenden Untersuchung, so dass unter nicht verdampfenden Bedingungen ein arithmetischer Tropfendurchmesser von  $6 \mu m$  für die Zerstäubung mit der Mehrlochdüse erwartet werden kann. Da die Siedepunkte von Silikonöl sehr hoch liegen und die Dampfdrücke extrem niedrig sind (vgl. Tab. 3.1), ist auch eine stabile Tropfenbildung für sehr kleine Radien möglich.

Beim Durchtritt des erzeugten Aerosols durch den Injektor in das Düsenrohr treten ebenfalls hohe Beschleunigungen auf, so dass hier von einem sekundären Tropfenzerfall ausgegangen werden kann, wodurch sich die Partikel weiter verkleinern. Desweiteren führt das hohe Kriechvermögen des Silikonöls zur Benetzung der Innenwände, so dass an Querschnittsübergängen innerhalb des Injektors (vgl. Abb. 3.3) aufgrund der hohen Injektionsgasdrücke hohe Scherkräfte auf den Ölfilm wirken und für einen Partikeleintrag in die Düsenströmung sorgen. Die Druck- und Temperaturabhängigkeiten der Viskosität von Baysilone-Ölen sind im Vergleich zu Mineralölen sehr gering, trotzdem nimmt die ki-

nematische Viskosität für den Typ M100 innerhalb des vorliegenden Temperaturfensters auf ein Zehntel ab. Beim Übergang von kaltem Stickstoff zu heißem DME als Injektionsgas wurde mit dem Typ M100 eine viel feinere Zerstäubung festgestellt, so dass die resultierenden Partikeldurchmesser zu klein waren (vgl. Kapitel 7). Dies wird durch eine kleinere *Ohnesorge*-Zahl  $Oh$  ausgedrückt, welche die Relation zwischen den dämpfend wirkenden Zähigkeitskräften und den Oberflächenspannungskräften darstellt:

$$Oh = \frac{\mu_p}{\sqrt{\sigma_s \rho_f d_{char}}} = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad (3.11)$$

In diesem Fall ist  $d_{char}$  eine charakteristische Innenabmessung des Injektors und  $\mu_p$  die dynamische Viskosität des Öls. Zur Kompensation wird in den DME-Untersuchungen bei höheren Temperaturen die Ölsorte M1000 eingesetzt, welche unter den hohen Einsatztemperaturen eine ähnlich hohe Viskosität wie M100 bei 20 °C besitzt (vgl. Tab. 3.1).

Um Geschwindigkeitsmessungen außerhalb des mit Partikel angereicherten Freistrahls zu ermöglichen, werden dem Spülgas ebenfalls Tracerpartikel nach dem *Lazkin-Nozzle*-Prinzip hinzugefügt [9]. Zu diesem Zweck ist zusätzlich ein Druckbehälter an der Stelle [12] im Anlagenschema (Abb. 3.1) installiert. Dabei wird ein regulierbarer Spülgasteilstrom über den Partikelerzeuger geführt. Das eintretende Gas tritt mit hoher Geschwindigkeit aus kleinen Öffnungen am Ende eines Tauchrohrs direkt in ein Silikonölbad ein. Die hohe Scherturbulenz erzeugt Partikelverteilungen mit einem zu erwartenden mittleren Partikeldurchmesser  $< 2 \mu m$  [53]. Die aufsteigenden Gasblasen geben diese Partikel über der Flüssigkeitsoberfläche frei und strömen mit dem Gas in die Zündkammer.

Je kleiner die Partikel sind, umso besser ist das Partikelfolgevermögen bei sonst gleichen Bedingungen. Hierzu charakterisiert die *Stokes*-Zahl die partikelbeladene Strömung als Verhältnis aus der Antwortzeit  $\tau_r$  (*response*) bei Geschwindigkeitsänderung zu einer charakteristischen Zeit  $\tau_f$  (*fluid*) aus der Trägerströmung [24]:

$$St = \frac{\tau_r}{\tau_f} \quad \text{mit} \quad \tau_r = \frac{d_p^2}{18 \nu_f} \frac{\rho_p}{\rho_f}, \quad (3.12)$$

worin  $d_p$  der Partikeldurchmesser,  $\nu_f$  die kinematische Fluidviskosität und  $\rho_p/\rho_f$  das Dichteverhältnis von Partikel zu Trägerfluid repräsentieren. Mit der dynamischen Viskosität von Stickstoff  $\mu_f = \nu_f \rho_f = 18 \cdot 10^{-6} Pa s$ , der Dichte von Silikonöl  $\rho_p = 970 kg/m^3$  und  $d_p = 6 \mu m$  für das Seeding im Freistrahlgas ergibt sich  $\tau_r = 0.1 ms$ . Diese Zeit verkürzt sich bei Erhöhung der Zähigkeit durch viskosere Trägermedien bzw. durch Änderung der thermodynamischen Zustände (vgl. Abb. 2.3). Die charakteristische Strömungszeit für die Eindüsung ist die mittlere Aufenthaltszeit im Düsenrohr, die mit einer unteren Abschätzung  $\tau_f = 0.2 m/(50 m/s) = 4 ms$  beträgt (vgl. Kapitel 4.3). Daraus resultiert mit  $St = 0.025 \ll 1$  ein sehr gutes Partikelfolgevermögen.

### 3.6 Tracer-LIF-Technik zur Erfassung des Molenbruchs

Die zeitliche und örtliche Konzentrationsverteilung im transienten gasförmigen Dimethylether-Freistrahlgas wird mittels der Laser-induzierten Fluoreszenz (LIF) von Aceton als Tracergas gemessen. In Form von phasengekoppelten Messungen wird das Brenngas in eine nicht-reaktive Stickstoffumgebung eingedüst. DME selbst zeigt bei Anregung im

UV-Wellenlängenbereich größer als  $200\text{ nm}$  nur sehr schwache Fluoreszenz [11], so dass die Konzentrationsbestimmung im inerten Freistrahler durch Messung der Fluoreszenz des beigemischten Tracergases Aceton erfolgt.

### 3.6.1 Fluoreszenz von Aceton

Die Anwendbarkeit und Vorteile von Aceton ( $C_3H_6O$ ) als Tracermedium wurden in verschiedenen Veröffentlichungen aufgezeigt [69] [114]. Die zugrundeliegende Messgröße ist die Intensität der Fluoreszenz, welche die spontane Emission eines Photons bei dem Übergang von einem elektronisch angeregten Molekülzustand in den Grundzustand darstellt. Das emittierte Licht besitzt dabei eine Wellenlänge, die von der Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen diesen beiden gebundenen Zuständen abhängt:

$$\lambda = \frac{h_P c_l}{\Delta E} \quad , \quad (3.13)$$

mit dem *Planck'schen Wirkungsquantum*  $h_P$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c_l$ . Ausführliche Grundlagen zur Photophysik von Molekülen finden sich in [31] und [104], speziell für Aceton existieren Modellansätze u.a. nach [115] und [121]. Im Folgenden werden kurz die prinzipiellen photophysikalischen Phänomene nach dem Modell von [115] erläutert. In Abbildung 3.10 repräsentieren die horizontalen Linien schematisch verschiedene Energiezustände, die das Molekül aufgrund von elektronischer Anregung als auch vibratorischen und rotatorischen Freiheitsgraden in der intramolekularen Bewegung von Atomkernen und Elektronen annehmen kann. Zwischen diesen diskreten Energiestufen finden Übergänge statt, die Einfluss auf die Fluoreszenzausbeute nehmen. Dabei befindet sich das nicht angeregte Molekül in einem energetisch niedrigen Zustand. Im Grundsinglet  $S_0$  wird aufgrund der Molekültemperatur ein bestimmter Zustand von vibratorischer und rotatorischer Energie besetzt ( $\Delta E_{therm}$ ). Wird ein Elektron durch die Absorption eines Photons mit der Energie  $\Delta E_{Laser}$  angeregt, so verändert sich die resultierende Spin-Quantenzahl  $S$  der ungepaarten Elektronen durch den Übergang auf das erste angeregte Singlet  $S_1$ . Dabei besitzen die resultierenden ungepaarten Elektronen ebenso einen anti-parallelen Spin ( $S = 0$ ) wie im Grundsinglet.

Der genaue Zustand nach der Anregung hängt nach Gl. 3.13 von der eingebrachten Energiedifferenz also der Lichtwellenlänge ab. Aufgrund der Molekülgröße bestehen viele Zustandsmöglichkeiten, in die das Molekül durch Aufnahme eines Photons übergehen kann. Daraus resultiert ein breites Absorptionsband im UV-Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda = 225$  und  $320\text{ nm}$  mit einem Maximum bei  $280\text{ nm}$ . Zunächst werden hohe vibratorische Zustände innerhalb von  $S_1$  besetzt, welche über der thermischen Gleichgewichtsbesetzung  $\Delta E_{therm}$  liegen. Die Lebensdauer in diesem Zustand wird durch den schnellen iso-energetischen Übergang zu einem angeregten Triplet mit parallelem Spin ( $S = 1$ ) begrenzt. Dieses sogenannte *Intersystem Crossing* erfolgt strahlungslos (*no radiation, nr*) mit der Rate  $k_{nr}$ , welche bei höheren  $S_1$ -Zuständen größer ist. Gleichzeitig relaxiert das Molekül innerhalb von  $S_1$  aufgrund von Stößen mit anderen Molekülen zu niedrigeren vibrationalen Energiestufen, die längerlebig sind (*Vibrational Relaxation, VR*). Dies erklärt die größere Fluoreszenzausbeute von Aceton bei höheren Drücken [121]. Durch Molekül-Kollisionen erfolgen ebenfalls strahlungslose Übergänge mit der Übergangsrate  $k_{koll}$ , welche vom Stoßpartner abhängt (*Quenching*). Aus den Zwischenstufen fluoresziert das Molekül mit den Übergangsraten  $k_f$ . Allerdings sorgen die sehr viel schnelleren Übergänge  $k_{nr}$  zum Triplet aus den jeweiligen Stufen für ein kurzes Fluoreszenzsignal von 1 bis

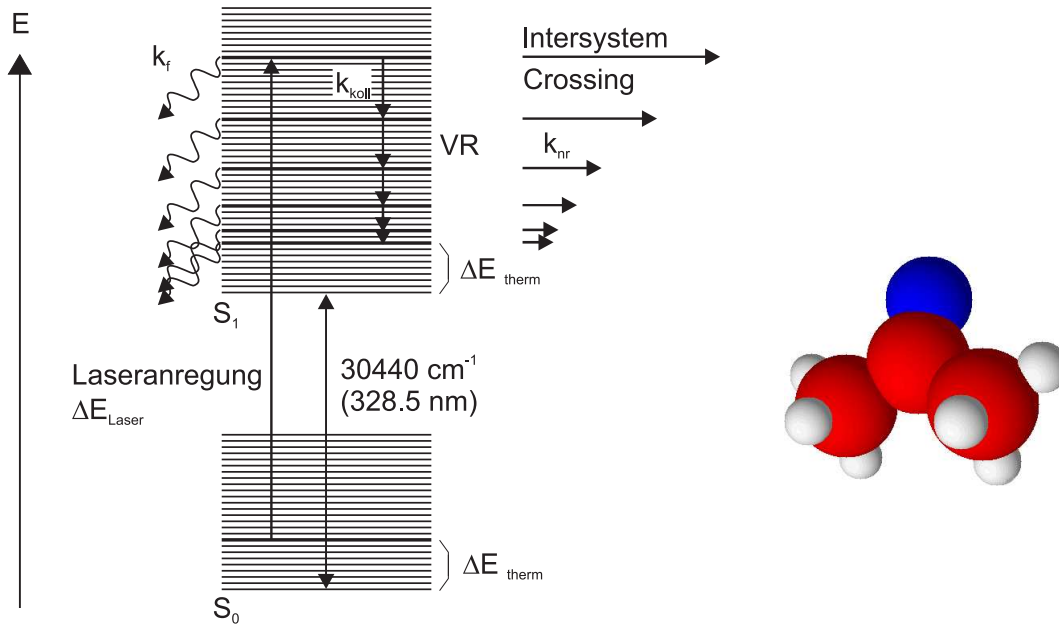


Abbildung 3.10: Modell der Photophysik von Aceton nach [115]: Das Molekül wird durch die Laserlichtanregung vom Grundsinglet  $S_0$  in den elektronisch angeregten Zustand  $S_1$  gebracht. Der energetisch höhere Zustand wird durch Abgabe von Fluoreszenzlicht mit der Rate  $k_f$  oder strahlungslos ( $k_{koll}$ ,  $k_{nr}$ ) abgebaut. Rechts ist die Molekülstruktur skizziert (Legende siehe Abb. 2.3).

100 ns Dauer, während die längerlebigen Triplet-Zustände gefüllt werden (nicht dargestellt in Abb. 3.10). Letztere sind im Millisekunden- bis Sekundenbereich stabil, aufgrund der spinverbotenen Relaxation in den Grundzustand  $S_0$  (Spin-Differenz  $\Delta S \neq 0$ ) [104]. Dieser schwächere Übergang zu  $S_0$  führt zur phosphoreszierenden Strahlungsemission. Die hohe Zustandsdichte im angeregten Aceton-Molekül, aus der das fluoreszierende Licht emittiert wird, sorgt ebenfalls für ein breitbandiges Spektrum. Durch die strahlungslose Energieabsenkung vor der Fluoreszenz durch obengenannte Prozesse liegt die Emission gegenüber dem Wellenlängenbereich der Absorption rotverschoben vor, von 300 bis 550 nm mit einem breiten Maximum bei 400 nm.

Bleibt die Anregungsenergie des Laserlichts unterhalb der Sättigungsenergie für Fluoreszenz, so beschreibt folgende Gleichung das zu erwartende Fluoreszenzsignal  $S_f$  [114]:

$$S_f(\lambda, T) \propto \frac{x_{\text{Aceton}} p}{\mathcal{R} T} I_{\text{Laser}} \sigma_A(\lambda, T) \Phi(\lambda, T) \quad (3.14)$$

mit dem Molenbruch  $x_{\text{Aceton}}$ , dem Druck  $p$ , der universellen Gaskonstante  $\mathcal{R}$ , der Temperatur  $T$ , der Laserenergie  $I_{\text{Laser}}$ , dem Absorptionsquerschnitt  $\sigma_A$  und der Fluoreszenzausbeute von Aceton  $\Phi$ . Der Absorptionskoeffizient  $\sigma_A$  zeigt bei der Anregungswellenlänge 266 nm im vorliegenden Temperaturbereich in der Strömung sehr geringe Sensitivität gegenüber Temperaturschwankungen [114]. Die Linienbreite des Lasers ist gegenüber diesem Absorptionsspektrum so schmal, dass Einflüsse durch Faltung im LIF-Signal nicht auftreten. DME selbst zeigt im Wellenlängenbereich von 200-450 nm vollständige Transmission [11], so dass das Laserlicht durch DME nicht abgeschwächt wird. Im zu untersuchenden Kammerdruckbereich von 20 bis 40 bar bleibt die Fluoreszenzausbeute von Aceton bei Stickstoff als Stoßpartner konstant [42]. Über die Fluoreszenzausbeute bei gleichzeitig

hohen Temperaturen wurden keine Angaben in der Literatur gefunden. Eine Überprüfung am Freistrahlfeld bei 20 *bar* Kammerdruck und 100 *K* Temperaturdifferenz zwischen Injektions- und Kammergas ergab keinen Unterschied der gemessenen Konzentrationsprofile gegenüber einem isothermen Freistrahlfeld [81]. Somit kann im vorliegenden Fall von einer vernachlässigbaren Temperaturabhängigkeit ausgegangen werden. Bei konstantem Druck und Temperatur ist die Bestimmung von Molenbruch und Konzentration nach Gl. 3.14 äquivalent. Die Linearität zwischen Fluoreszenz  $S_f$  und der Laserintensität  $I_{\text{Laser}}$  wird vor den Messungen überprüft, siehe Abschnitt 3.6.4.

### 3.6.2 Experimenteller Aufbau

Für die Tracer-LIF-Messungen wird dem Brennstoff DME unmittelbar vor der Haupteindüsung Aceton beigemischt (Anschlussstelle [11] in Abb. 3.1). Hierzu werden zeitlich kontrollierte Mengen von Stickstoff-beaufschlagtem Aceton bei 100 *bar* über einen weiteren Injektor entnommen. Das Verhältnis aus Haupteindüsung des DME-Aceton-Gemisches in die Kammer und der Aceton-Eindüsung in das vorgewärmte DME in der beheizten Injektionsgasleitung bestimmt die Verweilzeit vor der Freistrahlfeldbildung und wird so gewählt, dass die Verdampfung des Aceton-Sprays und die Vermischung mit DME abgeschlossen sind. Die Injektionsgasleitung dient so als Zwischenpuffer, so dass bei dieser Seeding-Technik die Anreicherung des DME mit Aceton über einen längeren Zeitraum variieren kann. Aus diesem Grund ist die begleitende Messung eines stationären Referenzstrahls zwischen den phasengekoppelten Freistrahlmessungen zur Berücksichtigung der Seedingrate notwendig, auf die in Abschnitt 3.6.4 näher eingegangen wird. Zwischen DME und Aceton treten keine chemischen Reaktionen auf [64]. Die gute Mischbarkeit von Aceton mit Ethern in Verbindung mit den dominierenden turbulenten Transporteigenschaften in der Strömung gewährleistet eine gleichförmige Ausbreitung beider Stoffe im Freistrahlfeld. Um flächige Informationen in der Mittelebene der achsensymmetrischen Strömung zu erhalten, wird der eingesetzte Laser als Lichtschnitt planar aufgeweitet. Die über vier Quarzglasfenster optisch zugängliche Druckkammer erlaubt die Einkopplung eines 50 *mm* hohen Laserlichtschnitts bei gleichzeitiger Kameraaufnahme unter 90° zur Laserrichtung, entsprechend Abb. 3.11.

Über ein Linsensystem, bestehend aus insgesamt sechs sphärischen und zylindrischen Linsen, wird der runde Laserstrahl auf einen parallelen Lichtschnitt mit einer Tailenabmessung von 0.2 *mm* unterhalb des Düsenrohres abgebildet. Die Gesamtpulsenergie wird auf 2.5 *mJ* pro Puls begrenzt um die Quarzglaslinsen zu schützen. Die resultierende Energiedichte in der Kammer beträgt 0.5 *mJ/cm*<sup>2</sup> pro Puls, so dass Photodissoziation von Aceton ausgeschlossen ist [42]. Die Laserenergie muss für jede Aufnahme gemessen werden, da sie von Puls zu Puls sowohl absolut als auch in ihrer örtlichen Verteilung schwankt. Hierfür wird über die gesamte Höhe ein kleiner Teil der Laserleistung mit Hilfe eines Quarzglasplättchens abgelenkt und in eine Farbstoff-Küvette geführt. Diese ist mit einer schwachen Methanol-Farbstoff-Lösung (*Coumarin 153*) gefüllt. Ein Spiegel bringt das Fluoreszenzbild der Küvette in die Fokusebene der Kamera, so dass die Farbstoff-Fluoreszenz im seitlichen Teil des Kamerabildes simultan bei jeder Injektion erfasst wird. So kann die inhomogen verteilte Laserenergie über den Lichtschnitt nachträglich korrigiert werden [58]. Eine Divergenz des Lichtschnitts zwischen dem Ort der Strömungsmessung und der Küvettenposition wird durch unabhängig einstellbare Spiegel vermieden und durch eine Musteraufprägung auf den Lichtschnitt vor der Messung

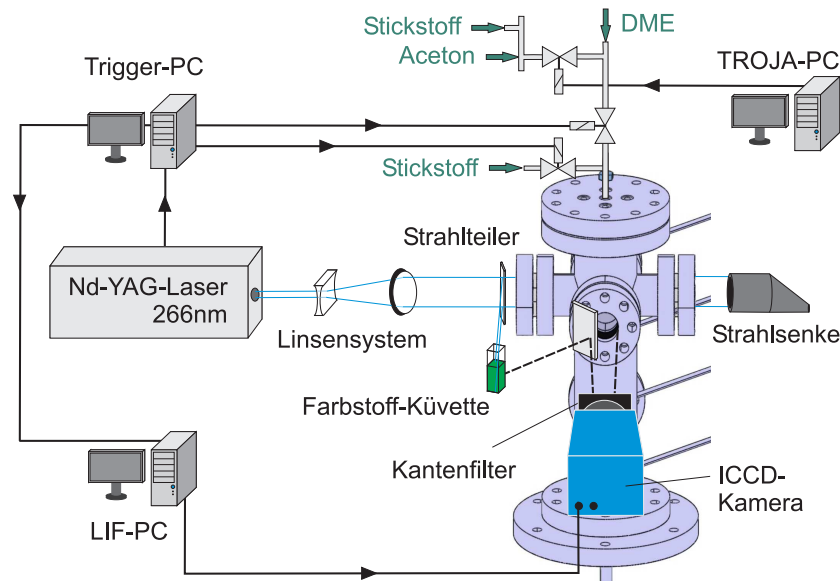


Abbildung 3.11: LIF Versuchsanordnung zur Messung der Brennstoffverteilung: Der gepulste Laserstrahl wird zu einem Lichtschnitt aufgeweitet und in das Freistrahlfeld geführt. Ein Teil des Lichts wird zur Korrektur der Laserenergie in eine mit Farbstoff gefüllte Küvette geleitet und dessen Fluoreszenzlicht gleichzeitig mit dem des Freistrahls durch eine intensivierte Kamera aufgenommen.

überprüft. Der CCD-Kamerachip der *NanoStar*-Kamera von *LaVision* besitzt eine vorge-lagerte Phosphor-Verstärkereinheit zur Intensivierung des Fluoreszenzlichts. Die Kamera wird auf  $-15^\circ\text{C}$  gekühlt, um thermisches Elektronen-Rauschen zu unterdrücken. Die spektrale Empfindlichkeit reicht von 190 bis  $900\text{ nm}$ . Am Kameraobjektiv (UV-Nikkor) ist ein Kantenfilter aufgesetzt, um die Streuung von Laserlicht bei der Aufnahme einzuschränken. Das Graustufenbild mit einer Auflösung von  $680 \times 480$  Pixeln besitzt eine 12bit-Tiefe zur Digitalisierung der Intensität.

### 3.6.3 Lokale und zeitliche Auflösung

Bei der Synchronisation zur phasenaufgelösten Bildaufnahme zum Zeitschritt  $t_s$  fungiert der Laser als Master, dessen Pulsabstände exakt  $100\text{ ms}$  betragen. Gleichzeitig zu den Pulsen werden TTL-Signale an den Trigger-PC übermittelt. Dieser gibt die Aufnahme-frequenz vor, wobei zwischen jedem Eindüszyklus  $3\text{ s}$  Pause liegen, um eine Beeinflussung aus der vorhergehenden Injektion zu vermeiden und um eine ausreichende Vermischungszeit für Aceton und DME sicherzustellen. Ist diese Pause verstrichen, so wartet der Trigger-PC das nächste Lasersignal ab, um nach der Zeit  $100\text{ ms} - t_s$  eine Injektion mit der Dauer  $t_{inj}$  auszulösen. Der LIF-PC empfängt den Trigger-Puls der Eindüsung und zählt intern ebenfalls die Zeit  $t_s$  hoch bevor die Kamera und deren Verstärkereinheit zur Bildaufnahme angesteuert werden, vgl. Abb. 3.14.

Durch die begrenzte Einsatz-Temperatur des Seeding-Injektors finden die Tracer-LIF-Messungen mit einer Injektionsgastemperatur von  $500\text{ K}$  und einer Kammergastemperatur von  $680\text{ K}$  statt. Die phasengekoppelte Aufnahme von jeweils 100 Einzelfreistrahlen

pro aufgelöstem Zeitschritt bildet eine ausreichend große Datenmenge, um Aussagen über die statistische Konzentrationsverteilung in Form der jeweiligen PDF pro Pixel bzw. Pixelgruppe zu treffen (vgl. Kapitel 6.2.2). Die Injektionszeit  $t_{inj}$  wird so gewählt, dass sie länger als die höchste Zündverzugszeit aus den reaktiven Experimenten ist, z.B.  $20\text{ ms}$ . Entsprechend den reaktiven Versuchen in Kapitel 5 findet nach erfolgter Haupteindüsung die Spülinjektion von Stickstoff in das Düsenrohr über den zweiten Injektor statt (Abb. 3.1). Die untersuchten Zeitschritte besitzen einen zeitlichen Abstand von  $1\text{ ms}$ .

Die zeitliche Auflösung ist gegeben durch die Lebensdauer des angeregten Acetons von etwa  $4\text{ ns}$  [70] und der Laserpulsdauer von  $5\text{ ns}$ . Die Phosphoreszenz von Aceton hat unter atmosphärischen Bedingungen eine Lebensdauer von  $200\text{ }\mu\text{s}$  [69], wird jedoch nach [103] bei hohen Drücken ausgelöscht. Dies konnte durch Verschiebung des Zeitfensters bestätigt werden. Die Fluoreszenzbilder geben somit den momentanen eingefrorenen turbulenten Strömungszustand wieder, welcher von der Kamera mit einer Belichtungszeit von  $5\text{ }\mu\text{s}$  erfasst wird. Die theoretische Ortsauflösung in der Lichtschnittebene ist durch das abbildende Kameraobjektiv zu  $66\text{ }\mu\text{m}$  pro Pixel gegeben. Die Lichtschnittdicke begrenzt die Tiefenauflösung auf etwa 3 Pixellängen. Skalare Dissipationsraten können nicht erfasst werden, da die kleinsten auflösbaren Abmessungen um zwei Größenordnungen über der *Batchelor*-Abmessung liegt, innerhalb der Konzentrationsgradienten gerade noch aufrecht erhalten werden. Da für Gase die *Schmidt*-Zahl  $Sc = \nu/D \approx 1$  ist, entspricht die Batchelor-Länge dem Kolmogorov-Maß  $l_K$  [116], welches in Kapitel 7.1.5 zu  $2\text{ }\mu\text{m}$  abgeschätzt wird.

### 3.6.4 Bildkorrektur und Quantifizierung

Zur Quantifizierung des DME-Molenbruchs im instationären Freistrahls wird eine Referenz mit bekannter Konzentration benötigt. Da eine Referenzzelle mit definierter Tracermenge und identischen Bedingungen nicht zur Verfügung steht, wird der Bezug zu einem stationären Freistrahls hergestellt, dessen Konzentration am Düsenaustritt  $100\%$  beträgt. Beispielsweise wird der stationäre Maximalwert der Fluoreszenz am Düsenaustritt für den zweiten Betriebspunkt aus Tab. 5.1 bei  $24\text{ ms}$  erreicht. Für die Erfassung ist also eine entsprechend längere Eindüsenzzeit erforderlich. Zwischen jeder Messreihe eines aufgelösten Zeitschritts wird dieser Referenzstrahl mit stationärer Konzentration am Düsenaustritt gemessen, so dass die Fluoreszenzbilder des instationären Freistrahls anschließend auf diesen Wert bezogen werden können. Da dieser Referenzwert gleichzeitig die Beladung von Tracer in DME wiedergibt, die über längere Zeiträume variieren kann (siehe Abschnitt 3.6.2), erfolgt auf diese Weise die Ermittlung der sogenannten Seedingrate zu jeder Messreihe. Neben dieser Korrektur müssen noch andere Störeinflüsse berücksichtigt werden, die zu den detektierten Intensitätswerten führen. Im Folgenden sind die durchgeführten Schritte während und nach der Bilderfassung für jede Einzelaufnahme zusammengefasst:

1. gleichzeitige Rohbild-Aufnahme des Freistrahls und der Farbstoffküvette
2. Abzug von Hintergrundreflexionen durch Laserstrahl:  
Vor der Messung wird ein Hintergrundbild bei aktiviertem Laser aufgenommen, das bei jeder Neuaufnahme abgezogen wird.



3. Korrektur der Pixelempfindlichkeit:  
Die unterschiedliche Pixelsensitivität im Kamerachip (*fixed pattern noise*) wird einmalig ermittelt und im Postprocessing berücksichtigt.
4. Korrektur der Gesamtlaserleistung:  
Der Intensitätsbereich im gemessenen Freistrahls wird mit einem Faktor so multipliziert, dass die Gesamtlaserleistung aus dem Küvettenbereich für jede Aufnahme gleich wird.
5. Transformation der variablen Laserintensität über der Lichtschritthöhe in eine konstante Energieverteilung in jedem Bild.
6. Berücksichtigung der über lange Zeit variierenden Seedingrate des Tracers durch Begleitmessungen am stationären Referenz-Freistrahls.
7. Berechnung des Molenbruchs  $x_{\text{Aceton}}$  durch Bezug auf die mittlere Fluoreszenz am Düsenaustritt des stationären Freistrahls.

Das Raumlicht ist während den Messungen ausgeschaltet, um bei hoher Signalverstärkung der Kamera keine gestreuten Photonen aus der Umgebung einzufangen. Trotzdem verbleibt ein typisches Schrotrauschen (*photon shot noise*) durch statistische Abweichungen von erzeugten freien Elektronen im Detektor. Aufgrund der großen Datenmenge nimmt dieser Rauschterm keinen großen Einfluss, so dass auf jegliche digitale Filterung verzichtet wird. Eine Überprüfung der proportionalen Abhängigkeit zwischen Anregungsenergie des Lasers und der Fluoreszenz wird vor der Messung durchgeführt. Da die Laserenergie von Puls zu Puls stark schwankt, wird hierzu die Fluoreszenz am Düsenaustritt vor dem vierten Korrekturschritt gemessen, siehe Abb. 3.12. Die Fluoreszenz schwankt hauptsächlich aufgrund turbulenter Fluktuationen, zeigt aber proportionales Verhalten gegenüber der Laseranregung, wodurch die Gültigkeit von Gl. 3.14 erfüllt ist.

### 3.6.5 Fehlerbetrachtung

Alle LIF-Messungen werden bei konstanten stationären Betriebsbedingungen durchgeführt, so dass die Randbedingungen kaum variieren. Abweichungen in Druck und Temperatur in der Kammer bleiben während einer Messreihe unter 1%. Der Injektionsgasdruck schwankt ebenfalls um weniger als 1%, so dass die Strömungsverhältnisse als identisch für alle Injektionen angesehen werden dürfen. Aufgrund der aufzubringenden Verdampfungsenthalpie nach der Zerstäubung von Aceton kann die Injektionsgastemperatur um 5% über der Gesamtmesszeit fallen. Die damit verbundene Variation der Acetonanreicherung in DME wird über die Referenzstrahlungsmessung erfasst und in der Auswertung berücksichtigt (s. Korrekturschritt 6 im vorhergehenden Abschnitt).

Neben den bereits angeführten Korrekturen sind zwei relevante Fehlereinflüsse bislang unberücksichtigt: die Lichtstrahlableitung durch Gradienten im Brechungsindex und die Absorption des Laserstrahls. Ersteres tritt durch Dichteschwankungen aufgrund von Konvektion in der Kammer auf. Als Abschätzung kann der Dichtegradient der thermischen Schichtung über der Kammerhöhe herangezogen werden. Dieser wurde mit Thermoelementen zu 25 K/50 mm Höhe im Bereich der Düse gemessen (vgl. Kapitel 5.1). Während die Ablenkung des Laserlichtschnitts über die separate Aufnahme der Musteraufprägung

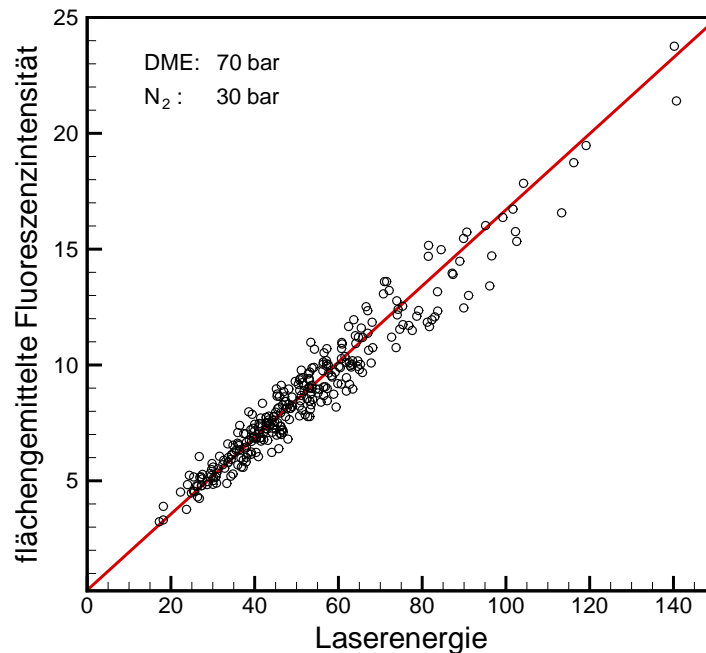


Abbildung 3.12: Die Aceton-Fluoreszenz am Düsenaustritt ist proportional zur Anregungsenergie des Lasers. Die Streuung stammt aus der turbulenten Schwankung.

unter Versuchsbedingungen erfasst wird, wirkt der Brechungsindexgradient auf das emittierte Fluoreszenzlicht, was zu einer Ortsunschärfe im detektierten Bild führt. Gemäß dem Gladstone-Dale Gesetz (Gl. 3.2) für Stickstoff ergibt sich eine Lichtstrahlablenkung über die Strecke des Kammerradius von 3.6 Pixel in senkrechter Richtung. Aufgrund der Konzentrationsgradienten innerhalb des Freistrahls und der damit verbundenen Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch das DME bzw. Aceton mit einem Brechungsindex von etwa 1.3, ergibt sich eine rechnerische Abweichung von 0.3 Pixel durch die geringe Breite des Freistrahls. Durch entgegengesetzte Orientierung der Brechungsindexgradienten innerhalb und außerhalb des Freistrahls ergibt sich eine Ortsunschärfe in jedem Pixel von  $\pm 1$  Pixel bzw. einem Feld von  $3 \times 3$  Pixeln.

Die gemessenen Radialprofile in Abb. 6.6 zeigen eine Asymmetrie mit höheren Werten auf der Seite des Lasereinfalls. Der Konzentrationsverlauf im stationären Strahl weist am Düsenaustritt eine exponentielle Abnahme nach dem Gesetz von *Beer-Lambert* auf, so dass die Asymmetrie allein auf die Absorption des Laserlichts durch Aceton-Moleküle zurückzuführen ist, wodurch die Konzentration unterschätzt wird. Durch geringe absolute Konzentrationen im instationären Freistrahls bleibt der Absorptionseinfluss begrenzt, weshalb auf eine iterative Korrektur verzichtet wird. Um den Fehler einzuschränken, soll nur die laserzugewandte Seite des Freistrahls bis zur Strahlachse betrachtet werden, bei dem der größte Fehler auf der Achse direkt am Düsenaustritt und bei der höchsten Dichte mit  $p_K=40 \text{ bar}$  zum größten Zeitschritt  $t=20 \text{ ms}$  auftritt. Dieser liegt bei  $-5\%$  vom Achswert.

### 3.6.6 Definition des molaren Mischungsbruchs

Zur Beurteilung der Vermischung von Stoffströmen, die durch einen Freistrahл hervorge-rufen wird, existieren unterschiedlich definierte Kennzahlen. Der dabei berechnete Vermi-schungsgrad orientiert sich meist an technischen Zielsetzungen bzw. legt globale geometri-sche und zeitliche Grenzen zu Grunde. Andere Definitionen besitzen die Eigenschaft, dass der Bezug auf einen Nullwert einer lokalen Größe auftreten kann, so dass Fluktuationen nicht erfasst werden können [30]. Bei der zeitlichen und räumlichen Entwicklung eines Freistrahls verschieben sich die Strömungsgrenzen, in denen die Vermischung stattfindet, so dass die Vermischungsgüte schwer zu definieren ist. Für den Einsatz der Radikalbildung und deren Kettenverzweigung bei der Selbstzündung ist die lokale Vermischung auf mole-kularer Ebene notwendig. Da die Ergebnisse der Validierung von PDF-Transportmodellen dienen, werden die gemessenen Konzentrationen ebenfalls in PDF-Form dargestellt. Die-se beinhaltet alle statistischen Momente des Skalars in Abhängigkeit von Ort und Zeit, vgl. Kapitel 2.5. Bei nicht-vorgemischten Flammen mit schneller Chemie ist es gebräuch-lich Mischungsbrüche anzugeben, da Reaktionen in deren Abhängigkeit berechnet werden können [118]. Der Mischungsbruch spannt das skalare Feld zwischen den Werten „0“ im äü-ßeren Umgebungs-Stoffstrom (Stickstoff) und „1“ im reinen Brennstoffstrom (DME) auf. Der molare Mischungsbruch wird in Abhängigkeit des gemessenen Molenbruchs  $x_{\text{Aceton}}$  aus Gl. 3.14 definiert als

$$X = \frac{x_{\text{Aceton}} - x_{\text{Aceton, Umgebung}}}{1 - x_{\text{Aceton, Umgebung}}} . \quad (3.15)$$

Der gemessene Molenbruch  $x_{\text{Aceton}}$  repräsentiert das DME, wobei  $x_{\text{Aceton}}$  gemäß Schritt 7 in der Bildauswertung (Abschnitt 3.6.4) relativ zum stationären Düsenaustrittswert 1 angegeben ist, um den Mischungsbruch bei verschiedenen zeitlichen Evolutionsstufen analysieren zu können. Die Einführung des Mischungsbruchs besitzt den Vorteil, dass die restliche Umgebungs-Fluoreszenz der mit Aceton schwach angereicherten Kammeratmo-sphäre ( $x_{\text{Aceton, Umgebung}}$ ) abgezogen wird. Durch Flächenmittelung über einen größeren Bildbereich außerhalb des Freistrahls wird auf diese Weise in jeder Aufnahme das restliche Hintergrundrauschen eliminiert.

## 3.7 Versuchsstrategie und Messmatrix

Mit den in diesem Kapitel vorgestellten Messtechniken erfolgt die Untersuchung des re-aktiven und nicht-reaktiven instationären Freistrahls. Bei den nicht-reaktiven Versuchen wird eine chemische Reaktion durch die Ausbreitung des Freistrahls in einer Stickstoff-Umgebung innerhalb der Kammer verhindert. Die Drücke und Temperaturen können trotzdem so gewählt werden, dass in einer oxidativen Atmosphäre eine Selbstzündung eintreten würde. Inerte Bedingungen durch Wahl von Stickstoff als Kammergas sind bei den Messtechniken notwendig, die eine Zugabe von reaktiven Tracerstoffen erfordern. So würden Ölpartikel bei LDA und PIV als auch Acetongas bei LIF unter Anwesenheit von Luft-Sauerstoff chemisch reagieren und den Zündablauf stören.

Um vergleichbare Messungen zu erhalten, werden zunächst die reaktiven Versuche, d.h. die DME-Eindüsungen in Luft mit eintretender Selbstzündung in Kapitel 5 durchge-führt. Hierzu wird mit dem Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahren (Abschnitt 3.2) das

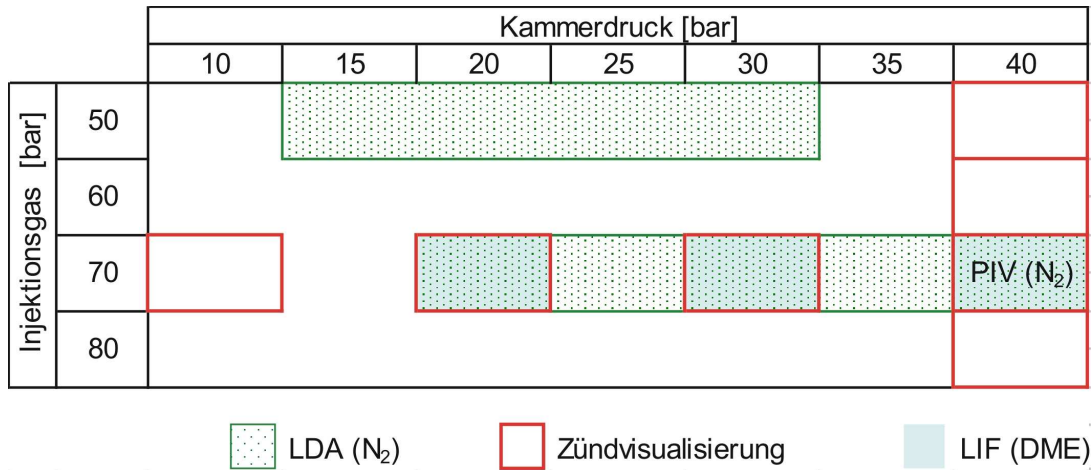


Abbildung 3.13: Übersicht der eingesetzten Messtechniken innerhalb der Messmatrix für verschiedene Druckkombinationen von Injektions- und Kammergas (Gassorte ist in Klammern angegeben)

Zündverhalten und die Zündverzugszeiten bei verschiedenen Kammerdrücken und unterschiedlichen Einströmgeschwindigkeiten analysiert. Die Parameter der reaktiven Versuche werden so abgestimmt, dass die Zündung auf der Höhe der Kammerfenster detektierbar bleibt. Eine Übersicht über die gewählten Parameter wird in Abb. 3.13 gegeben. Die gemessenen Zündverzugszeiten stellen die relevanten Messzeitschritte für die nicht-reaktiven Versuche dar.

Innerhalb des zeitlichen Fensters zwischen Einströmbeginn und Selbstzündung wird in Kapitel 6 die räumliche und zeitliche Entwicklung der statistischen Verteilung des Mol-Mischungsbruchs von DME unter nicht-reaktiven Bedingungen mit der Tracer-LIF-Messtechnik aus Abschnitt 3.6 erfasst. Während mit der Hochgeschwindigkeitskamera der gesamte Prozess einer Einzelinjektion bis zur Selbstzündung aufgezeichnet wird, ist bei den LIF-Messungen nur jeweils eine Aufnahme pro Eindüsung möglich. Aus diesem Grund wird die Datenerfassung über ein Triggersystem zu einer festen zeitlichen Phase des Freistrahls gegenüber dem Eindüsbeginn konditioniert. Eine große Gesamtmenge an Bildern zu dem festgelegten Messzeitpunkt  $t_s$  nach Beginn der Eindüsung gewährleistet die Ermittlung statistischer Größen. Der zeitliche Ablauf der Injektion und der Triggerung ist in Abb. 3.14 skizziert. Dabei wird die Aufgabe unter verschiedenen Rechnern aufgeteilt. Über den Trigger-PC werden die Injektionszyklen im zeitlichen Abstand  $t_{\text{Intervall}}$  ausgelöst. Ein Injektionszyklus besteht dabei aus der Haupteindüsung des Injektionsgases mit der Injektionsdauer  $t_{inj}$  und der nachfolgenden Stickstoff-Eindüsung zur Freispülung des restlichen Injektionsgases aus dem Düsenrohr. Diese Nacheindüsung ist bei den reaktiven Versuchen notwendig, um die sich ausbildende Flamme vom Düsenrohr wegzutransportieren, und wird zur Vergleichbarkeit auch in den nicht-reaktiven Versuchen eingesetzt. Der Messzeitschritt  $t_s \leq t_{inj}$  wird entsprechend den Ergebnissen der reaktiven Versuche aus Kapitel 5.3 gewählt. Mit einem synchronisierten Messrechner werden Lasersteuerung und Bildaufnahme gebündelt (vgl. Abschnitt 3.6.3). Über den Troja-PC, wo alle Anlagendaten aufgezeichnet werden, erfolgt die Schaltung der Tracer-Zugabe in die Injektionsgasleitung.

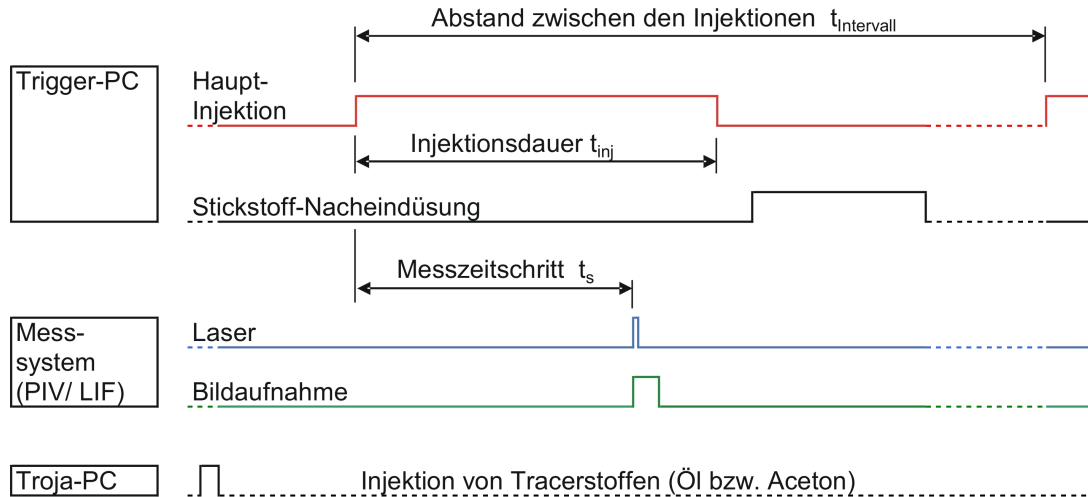


Abbildung 3.14: Synchronisation zwischen Injektionszyklus und Messung: Die Injektionen mit der Injektionszeit  $t_{inj}$  erfolgen im Abstand  $t_{Intervall}$ , jeweils gefolgt von einer Stickstoff-Nacheindüsung. Für die Messtechniken PIV und LIF wird der Injektor zur Tracerzugabe vom TROJA-PC aus gesteuert, während der Laser und das Kamerasystem zum Messzeitpunkt  $t_s$  ausgelöst werden.

Da die Einströmung in die Kammer die Randbedingung für eine numerische Modellierung darstellt, wird das instationäre Verhalten der Geschwindigkeit am Austritt der Rohrdüse in Kapitel 4 mit Hilfe der zeitlich hochauflösenden LDA-Messtechnik aus Abschnitt 3.3 aufgenommen. Ebenso wie mit der Hochgeschwindigkeitskamera lässt sich mit dem LDA-System der gesamte Injektionsprozess aufzeichnen. Hierzu werden LDA-Messungen am Düsenaustritt für verschiedene Druckkombinationen gemäß der Messmatrix aus Abb. 3.13 durchgeführt. Dabei entspricht der Injektionsgasdruck von 70 bar der Haupteindüsung, während bei 50 bar die Nacheindüsung realisiert wird. Wie in Kapitel 4 erörtert wird, ist die LDA-Messung von DME selbst aufgrund der Unterschiede im Brechungsindex zwischen Freistrah und umgebendem Medium nicht zuverlässig durchführbar. Aus diesem Grund wird Stickstoff als Injektionsgas gewählt, welches in eine Stickstoff-Atmosphäre eingedüst wird. Diese Versuche erfolgen isotherm bei Umgebungstemperatur. Die Übertragbarkeit zum eingesetzten DME, welches bei höherer Temperatur aus dem Düsenrohr austritt, wird im Folgenden aufgezeigt.

Da DME als *Newton'sches Fluid* wirkt [95], ist ebenso wie bei Stickstoff ein proportionaler Zusammenhang zwischen Schubspannung und Geschwindigkeit zu erwarten. Zur Beurteilung des turbulenten Verhaltens kann die Reynoldszahl (Gl. 2.1 oder 2.13) herangezogen werden, so dass der Vergleich zwischen Stickstoff und DME mit der kinematischen Viskosität  $\nu = \mu/\rho$  zu führen ist. Abweichungen der Dichte  $\rho$  vom realen zum idealen Gasverhalten wird mit einem Realgas- oder Kompressibilitätsfaktor  $Z$  berücksichtigt [95]:  $Z = (pM)/(\rho \mathcal{R} T)$ . Da der Arbeitspunkt von Stickstoff weit vom zugehörigen Nassdampfgebiet entfernt liegt, besitzt Stickstoff den Wert  $Z \approx 1$  und ist somit als ideales Gas zu betrachten. Bei einer DME-Temperatur von 620 K und einer Entspannung von 70 auf 40 bar ändert sich  $Z$  von 0.75 auf 0.85 [95]. Der mittlere Realgasfaktor ist demnach 0.8. Für den folgenden Vergleich der kinematischen Viskositäten werden die Bedingungen der Stickstoff-Messungen ( $T_{N_2} = 300 K$ ) und die Bedingungen für DME ( $T_{DME} = 620 K$ )

aus den reaktiven Versuchen in Kapitel 5 zugrunde gelegt:

$$\frac{\nu_{DME}}{\nu_{N_2}} = \underbrace{\frac{\mu_{DME}(T, p)}{\mu_{N_2}(T, p)}}_{\approx 1} \cdot \underbrace{\frac{T_{DME}}{T_{N_2}}}_{\approx 2} \cdot \underbrace{\frac{Z_{DME}}{Z_{N_2}}}_{\approx 0.8} \cdot \underbrace{\frac{p_{N_2}}{p_{DME}}}_{=1} \cdot \underbrace{\frac{M_{N_2}}{M_{DME}}}_{=0.61} \approx 1 \quad (3.16)$$

Es ergeben sich für beide Stoffe  $\nu = 4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ , so dass dasselbe Spektrum an turbulenten Längenskalen zu erwarten ist (vgl. Kapitel 2.1). Bei der Durchströmung des Injektors ist weiterhin zu berücksichtigen, dass durch Überschreitung des kritischen Druckverhältnisses von Injektionsgasleitung und Kammer der Durchfluss im Injektor sowohl bei Stickstoff als auch bei DME begrenzt ist (*choking*, vgl. Kapitel 3.1.2). Deshalb muss auch das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten  $c_{s,i}$  verglichen werden, welches für die beiden Temperaturen wie folgt ist:

$$\frac{c_{s,DME}}{c_{s,N_2}} = \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa_{DME}}{\kappa_{N_2}}}}_{\approx 0.89} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{T_{DME}}{T_{N_2}}}}_{\approx 1.44} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{M_{N_2}}{M_{DME}}}}_{=0.78} \approx 1 \quad (3.17)$$

Die Druckabhängigkeit von  $c_p$  und damit  $\kappa$  (vgl. Kapitel 3.1.2) hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit. Für beide Medien ergibt sich  $c_s \approx 350 \text{ m/s}$ . Da diese Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt an der Injektorspitze auftritt, ist der erreichbare Durchsatz durch die Dichte  $\rho_{inj}$  bestimmt. Aus Gl. 3.16 geht hervor, dass auch die Dichten  $\rho_{inj,i}$  gleich sind, da  $\rho = \mu/\nu$  und  $\mu_{DME}/\mu_{N_2} \approx 1$ . Die kinematischen Untersuchungen der Strömung von kaltem Stickstoff und heißem DME sind demnach vergleichbar.

Um eine kombinierte Aussage von Brennstoffverteilung und Geschwindigkeit zu erhalten, wird die Entwicklung des Geschwindigkeitsfeldes mittel PIV für den in Abb. 3.13 gekennzeichneten Fall untersucht. Wie in Kapitel 7.2 diskutiert wird, ist eine direkte Messung des DME-Strahls nicht durchführbar, so dass auch hier auf die Entwicklung des Stickstoff-Strahls zurückgegriffen werden muss. Die PIV-Messungen erfolgen ebenfalls nach dem Schema aus Abb. 3.14.

Ergänzende Einblicke zu den gemessenen Größen liefert die eindimensionale Simulation der Selbstzündung in Kapitel 8.

## 4 Charakteristik der Rohrdüse

Die Entwicklung des Freistrahls wird durch dessen zeitliches Verhalten im Düsenursprung bestimmt. Zur Charakterisierung des Injektionssystems, bestehend aus Injektor und Rohrdüse, werden Geschwindigkeitsmessungen am Düsenaustritt durchgeführt. Da der Innendurchmesser  $d = 2\text{ mm}$  den Rahmen des Messfeldes vorgibt und der zeitliche Verlauf des gesamten Injektionsvorgangs erfasst werden soll, ist ein Messverfahren mit kleinen Abmessungen und hoher zeitlicher Auflösung erforderlich, so dass diese Analyse mit Hilfe der LDA-Messtechnik aus Kapitel 3.3 durchgeführt wird.

Die Untersuchung richtet sich auf die Eindüsung von mit Tracerpartikel angereicherstem Stickstoff ohne Nacheindüsung, so dass vor jeder neuen Injektion bereits Stickstoff

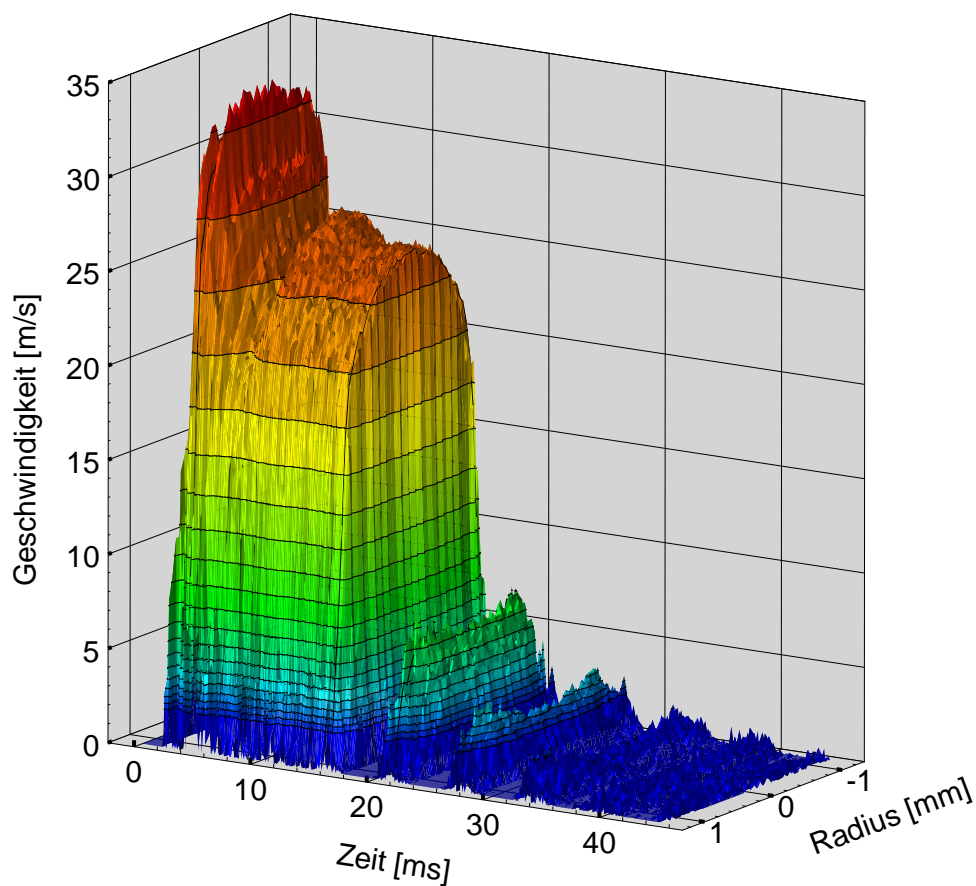


Abbildung 4.1: Instationärer Geschwindigkeitsverlauf von Stickstoff für alle Traversierpositionen mit einer Schrittweite von  $50\ \mu\text{m}$ . Die Drücke sind  $p_{inj} = 70\ \text{bar}$ ,  $p_K = 40\ \text{bar}$ .

im Düsenrohr vorliegt. Auf diese Weise wird zusätzlich die anfängliche Einströmung aus dem Düsenrohr in die Kammer nach der Schaltung des Hauptinjektors detektiert. Dieser Fall entspricht der Verdrängung des Stickstoffs aus dem vorherigen Injektionszyklus (vgl. Kapitel 3.1.2). Die instationäre Entwicklung des nachströmenden Brenngases kann nicht erfasst werden, da aufgrund der großen Unterschiede im Brechungsindex die beiden Laserstrahlen abgelenkt werden und somit nur zufällig ein gemeinsames Messvolumen mit parallelen Interferenzstreifen finden, wodurch das Signalrauschen zu groß wird.

Gemäß Kapitel 3.7 werden verschiedene Kammerdrücke  $p_K$  mit zwei Injektionsdrücken kombiniert. Bei dem Injektionsdruck  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$  werden die Versuche in den folgenden Kapiteln durchgeführt, der Vordruck  $p_{inj} = 50 \text{ bar}$  ist für die Auslegung der Nacheindüsung relevant.

## 4.1 Geschwindigkeitsverlauf am Düsenaustritt

Die zeitliche Sortierung der Geschwindigkeitsinformationen (Bursts) relativ zum Triggersignal aus 600 Injektionen liefert die Entwicklung der Geschwindigkeit am Düsenaustritt für jeden Traversierschritt mit einem jeweiligen Abstand von  $50 \mu\text{m}$  entlang des Radius. Bei der Eindüsffrequenz von  $10 \text{ Hz}$  ist keine gegenseitige Beeinflussung der Einzelstrahlen feststellbar. Der typische transiente Geschwindigkeitsverlauf ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die eingetragenen Werte sind dabei für jede Traversierposition über Zeitintervalle von jeweils  $0.1 \text{ ms}$  gemittelt. Der zugehörige Verlauf der detektierten Geschwindigkeitsinformationen auf der Strahlachse zeigt Abb. 4.2. Die Datenrate der Aufnahme beträgt etwa  $1 \text{ kHz}$ . Die ersten Partikel sind nach einer Totzeit sichtbar, die sich aus der Vormagnetisierungszeit des Injektors ( $0.5 \text{ ms}$ ) und der Laufzeit der Störung durch Ventilöffnung zusammensetzt. Letztere breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s = \sqrt{\kappa \mathcal{R} T} = 350 \text{ m/s}$  aus (vgl. Kapitel 3.7), so dass eine weitere Verzögerung von  $0.6 \text{ ms}$  vorliegt. Zusammen mit dem Druckaufbau ergibt sich eine effektive Verzögerungszeit von  $1.8 \text{ ms}$ . Mit der An-

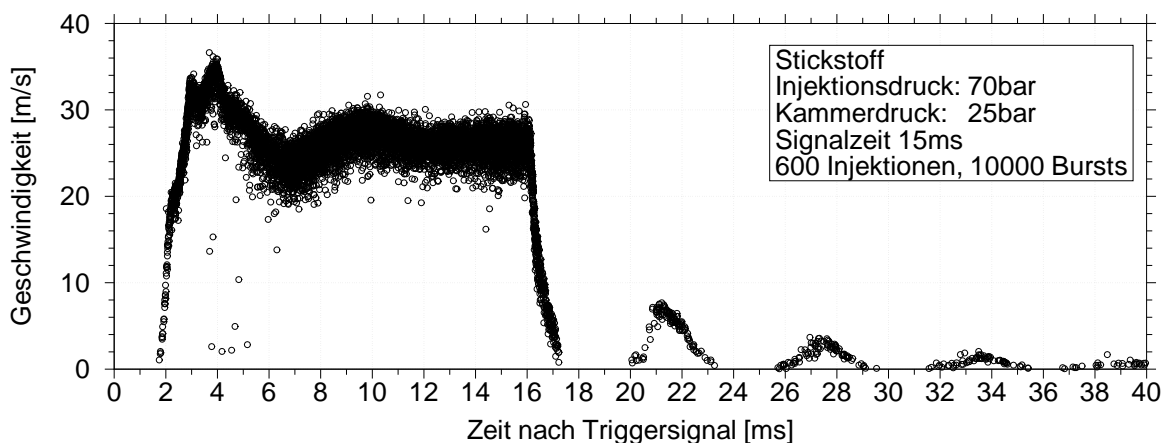


Abbildung 4.2: Zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit auf der Strahlachse unter den gleichen Bedingungen wie in Abb. 4.1. Vor Ende der Signalzeit  $t_{inj} = 15 \text{ ms}$  stellt sich nach einer Verzögerung und verschiedenen anfänglichen Schwingungsmoden eine stationäre Geschwindigkeit ein. Die Schwankung der einzelnen Geschwindigkeitsinformationen (Bursts) stellt das Maß für die Turbulenz dar.



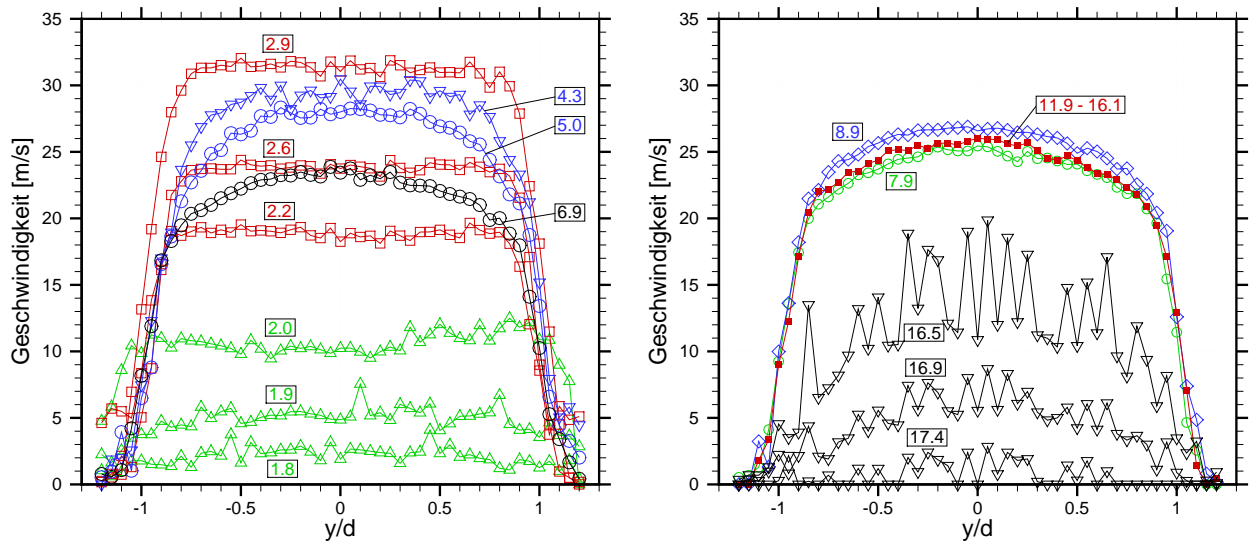


Abbildung 4.3: Zeitliche Entwicklung des mittleren Austrittsprofils über den gesamten Strömungsquerschnitt für die Einstellungen aus Abb. 4.2 (Zeitmarkierungen in  $[ms]$ ). Das achsensymmetrische Geschwindigkeitsfeld tritt zunächst blockförmig aus (im linken Bild), worauf es sich zwischen 4 und 7  $ms$  zu einem turbulenten Rohrströmungsprofil umwandelt und auf einen stationären Wert einschwingt bevor es nach der Injektionszeit einbricht (rechtes Bild).

kunft der Störung am Düsenaustritt setzt die Einströmung in die Kammer ein, indem zunächst das Gas im Düsenrohr beschleunigt wird. Die starke Beschleunigung führt zunächst zu einem Überschwingen der Strömungsgeschwindigkeit an der Düsenmündung bevor die Geschwindigkeiten nach 4  $ms$  wieder abnehmen. Die Massenträgheit verursacht eine Geschwindigkeitsüberhöhung von ca. 30 % über dem stationären Wert, welcher sich nach der Stabilisierung aufgrund von Reibungskräften durch die Rohrwand einstellt. Dem gesamten Vorgang sind mehrere Schwingungsmoden überlagert. Kurz nach Beginn der Einströmung ist eine höherfrequente Schwingung sichtbar mit einer Frequenz von 1  $kHz$ . Die Ursache der oszillierenden Störung liegt in der starken Wirbelströmung direkt hinter dem Austritt des Injektors. Aus diesem Anregungsspektrum treten diejenigen Frequenzen hervor, die durch geometrische Abmessungen verstärkt werden. Das Abklingen des langsameren Überschwingvorgangs geht in eine periodische Schwingung mit einer Schwingungsdauer von etwa 6  $ms$  über, was durch eine FFT-Analyse bestätigt werden konnte. Diese Oszillation deutet auf die Ausbildung einer stehenden Welle in axialer Ausdehnung der Zündkammer hin. Bei einer stehenden Welle mit einem  $\lambda/4$ -Verhalten ist die kleinste auftretende Frequenz  $f = c_s / (4 \cdot 0.5 m) = 165 Hz$ , was der Schwingungsdauer von 6  $ms$  entspricht. Als notwendige Voraussetzung muss die erzeugende Schallwelle über die Länge hin- und zurückgelaufen sein. Hierfür ist eine Zeit von 3  $ms$  erforderlich, die im zeitlichen Verlauf in Abb. 4.2 nach den ersten Signalen bereits verstrichen ist bevor sich die Schwingung etabliert. Dieselbe Schwingung ist nach Abschalten des Ventils sichtbar. Bei Erweiterung des Messbereichs für negative Geschwindigkeiten ist eine Rückströmung in die Düse sichtbar, so dass die Schwingung vollständig abbildbar ist. In [61] wurde ebenfalls eine Rückströmung bei akustischer Düsenrohranregung im Resonanzbereich beobachtet. Nach der Signalzeit von 15  $ms$  folgt dieselbe Verzögerungszeit wie bei der Ventilöffnung, worauf die Strömung mit einer steil abfallenden Geschwindigkeitsflan-

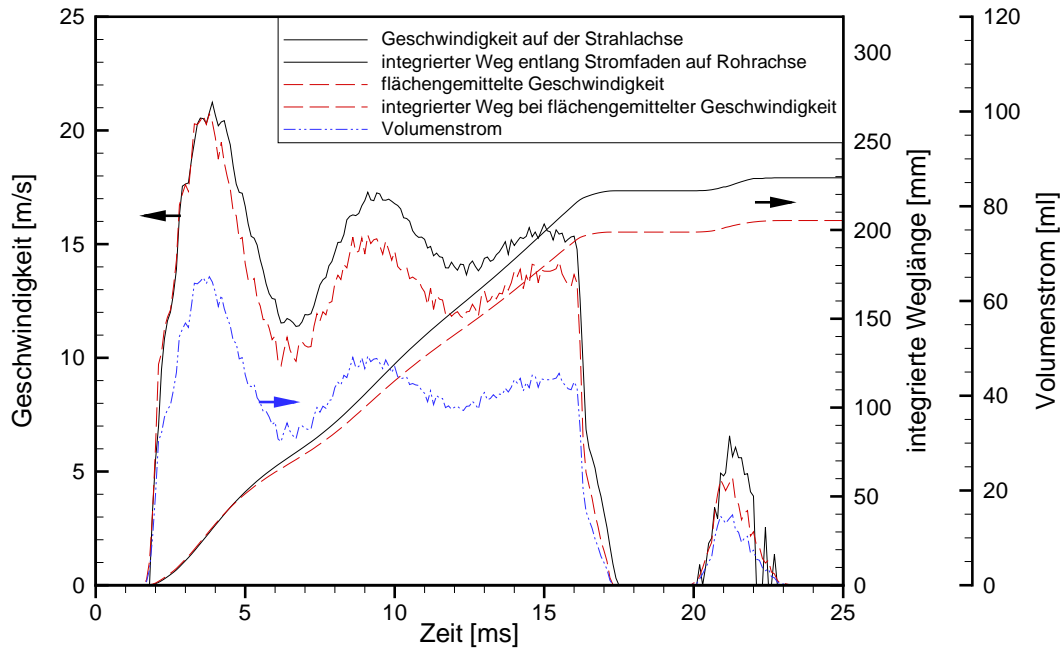


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der mittleren Geschwindigkeiten auf der Strahlachse am Düsenaustritt und integriert über die Rohrquerschnittsfläche mit dazugehörigem Wegintegral [mm] und Volumenstrom [ml/s] ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ). Die Geschwindigkeit in der Strahlachse trennt sich von der flächengemittelten Geschwindigkeit aufgrund der Umwandlung von dem Block- in ein Rohrströmungsprofil. Das Injektionsgas erreicht das Düsenende bei 15 bis 16 ms.

ke reagiert. Die zu Abb. 4.2 gehörenden Profile über den Strömungsdurchmesser werden in Abb. 4.3 für ausgewählte Zeitschritte aufgezeigt. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt in  $0.1 \text{ ms}$ -Schritten, so dass im Mittel mehr als 100 Bursts pro Position und Zeitschritt zugrundeliegen. Zu Beginn der Eindüsung wird das im Rohr befindliche Gas verdrängt. Über den gesamten Radius werden die gleichen mittleren Geschwindigkeiten erreicht. Bis zum Zeitschritt  $2 \text{ ms}$  ist eine Beschleunigung der ruhenden Umgebung am Strahlrand zu beobachten. Das Geschwindigkeitsprofil formt sich zunächst rechteckig aus bis die Maximalgeschwindigkeit aus der Überschwingung erreicht ist (Symbol  $\square$ ). Danach bildet sich ein Grenzschichtprofil innerhalb des Rohres aus, so dass sich das Blockprofil über die Zeitschritte  $4.3$  und  $5.0 \text{ ms}$  zu einem ausgebildeten turbulenten Rohrströmungsprofil in Zeitschritt  $6.9 \text{ ms}$  umwandelt, wobei die Strömung gleichzeitig abgebremst wird. Nach dieser Stabilisierung schwingt sich das Profil auf den stationären Verlauf im rechten Diagramm ein (Symbol  $\blacksquare$ ). Die Profile sind zwischen  $11.9$  und  $16.1 \text{ ms}$  identisch bevor die Strömung nach Ventilabschaltung zusammenbricht. Danach sehen die Profile unregelmäßig aus, da weniger Bursts für die Mittelung zur Verfügung stehen. Für dieselbe zeitliche Diskretisierung von  $0.1 \text{ ms}$  zeigt Abb. 4.4 den mittleren Geschwindigkeitsverlauf für die Druckkombination  $p_{inj} = 70 \text{ bar} / p_K = 40 \text{ bar}$ . Die Kurve darunter beschreibt die flächengemittelte Geschwindigkeit, welche sich als Quotient aus Volumenstrom  $\dot{V}$  und Rohrquerschnittsfläche ergibt. Diese liegt in der ersten Beschleunigungsphase deckungsgleich zu der Geschwindigkeit auf der Strahlachse vor und trennt sich dann von dieser aufgrund des oben beschriebenen Übergangs von einem blockförmigen zu einem turbulenten Geschwindigkeitsprofil. Der Volumenstrom ist in der untersten Kurve gezeigt und

berechnet sich zu

$$\dot{V} = \int_{-d/2}^{+d/2} \pi r u(r) dr \approx \pi \sum_{i=1}^{N=49} r_i u_i \Delta r \quad \text{mit } \Delta r = 50 \mu m. \quad (4.1)$$

In allen Verläufen sind beide Schwingungsmoden zu erkennen. Daneben sind die integrierten Weglängen für einen Stromfaden in der Düsenrohrachse bzw. aufgrund der räumlich gemittelten Geschwindigkeit eingetragen. Unter Annahme einer inkompressiblen Strömung tritt das Injektionsgas, welches vor Beginn der Eindüsung in der Injektionsgasleitung stand, nach der Düsenrohrstrecke von 200 mm bei etwa 15 ms in den Kammerraum ein. Ab diesem Zeitpunkt beginnt der Bereich der ausgebildeten Strömung am Düsenaustritt wie eine längere Stickstoff-Eindüsung ausgehend von 70 bar in 40 bar Stickstoff in Abb. 4.5 zeigt. Durch die kleinere Druckdifferenz sind hier die Geschwindigkeiten und die turbulente Schwankung erwartungsgemäß niedriger. Die instationären Phänomene treten identisch zur Eindüsung bei  $p_K = 25 \text{ bar}$  auf. Die längere Eindüsung zeigt, dass der Strahl auch nach 15 ms stationär bleibt und die Partikeldichte nicht abnimmt.

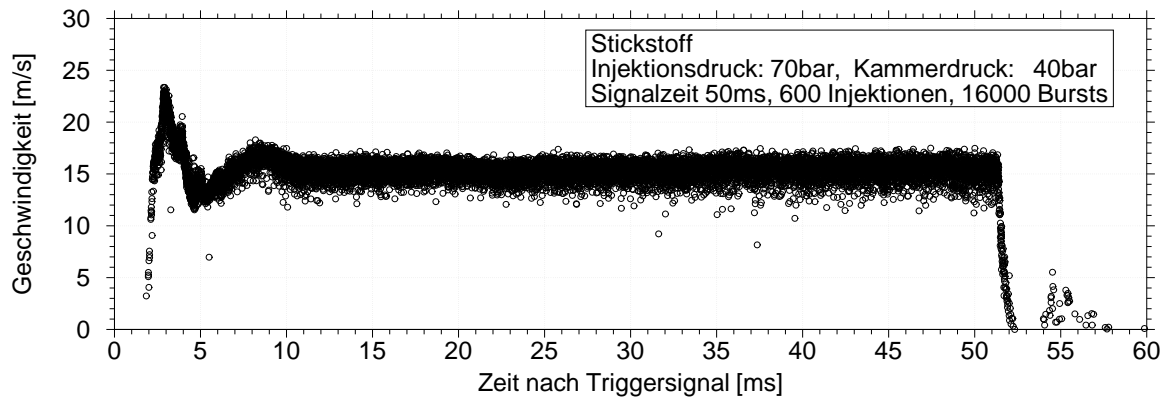


Abbildung 4.5: Zeitliche Auftragung der Geschwindigkeitsinformationen bei  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ . Auch bei einer Signalzeit von 50 ms bleibt die mittlere Geschwindigkeit nach der Einschwingphase konstant.

## 4.2 Partikelfolgevermögen

Aus den Ergebnissen des vorausgehenden Abschnitts kann zur nachträglichen Beurteilung des Schlupfes zwischen Partikel und Trägerfluid folgende Gleichung für das Partikelfolgevermögen bei plötzlicher Geschwindigkeitsänderung herangezogen werden [9]:

$$\frac{d}{dt} u_p(t) = \frac{1}{\tau_r} [u_f - u_p(t)] \quad (4.2)$$

mit den Fluid- und Partikelgeschwindigkeiten  $u_f$  bzw.  $u_p(t)$  und der Antwortzeit  $\tau_r$  nach Gl. 3.12. Zur ersten Abschätzung wird die größte Beschleunigung bei Strahlaustritt herangezogen. Diese lässt sich nach Abb. 4.2 zu  $40000 \text{ m/s}^2$  bestimmen. Mit den Werten aus Kapitel 3.5 berechnet sich der Schlupf zu  $u_f - u_p(t) = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1} d_p^2$ . Für

Partikel der Größe  $d_p = 6 \mu\text{m}$  ergibt sich demnach ein Schlupf von  $4.3 \text{ m/s}$ . Für kleinere Partikel z.B.  $d_p = 1 \mu\text{m}$  beträgt der Schlupf nur  $0.12 \text{ m/s}$ . Nach dem Abklingen der Überschwingung stellt sich eine stationäre Druckverteilung im Rohr ein, so dass die Beschleunigungen und damit die Fehler durch Schlupf kleiner werden. Bei der relevanten Beschleunigungsstrecke vom Injektor bis zum Rohrende erreicht die Strömung eine maximale Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $32 \text{ m/s}$  (vgl. nächster Abschnitt), so dass eine konstante Beschleunigung über der Düsenrohrlänge zu  $2500 \text{ m/s}^2$  abgeschätzt werden kann. Die Formel 4.2 liefert dann für  $d_p = 6 \mu\text{m}$  einen Schlupf von  $0.27 \text{ m/s}$  bzw.  $0.8 \%$ .

Der größte Fehler bei der LDA-Messung kommt dadurch zustande, dass das Messvolumen gegenüber dem Strömungsfeld nicht vernachlässigbar klein ist. Wie in Kapitel 3.3 aufgezeigt, besitzt das Messvolumen aufgrund geometrischer Beschränkungen in seiner Positionierung eine Längsausdehnung von  $1 \text{ mm}$  bei einer Breite von  $80 \mu\text{m}$ . Die Geschwindigkeiten werden unterschätzt, da das Messvolumen gleichzeitig mehrere Radien in demselben radialen Geschwindigkeitsgradient überdeckt. Die Ergebnisse aus dem vorangegangenen Abschnitt zeigen ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil mit einer flachen Verteilung im Strömungskern, so dass dort die Fehler aufgrund kleiner Geschwindigkeitsgradienten gering sind. Eine einfache Simulation, in der ein kreisförmiges 2D-Geschwindigkeitsfeld mit  $1/7$ -Potenzprofil von einem Messvolumen gleichen Verhältnisses zum Strömungsfeldrand wie im Versuch durchquert wird, weist im Strömungskern einen maximalen Fehler von  $-4 \%$  und in der Grenzschicht bis zu  $-8 \%$  zum echten Wert auf. Eine Verbesserung kann durch Wahl anderer Verfahren, wie z.B. einer tomographischen Auswertung erreicht werden [34].

### 4.3 Stationäre Geschwindigkeit für verschiedene Druckkombinationen

Die Abbildung 4.6 gibt eine Übersicht über die resultierenden stationären Geschwindigkeiten auf der Strahlachse am Düsenaustritt für die verschiedenen Druckverhältnisse aus Abb. 3.13. Die eingetragenen Balken geben die jeweilige RMS-Geschwindigkeit wieder, welche der Standardabweichung entspricht. Diese nimmt mit größeren mittleren Geschwindigkeiten zu. Über dem Verhältnis  $\sqrt{(p_{inj} - p_K)/p_K}$  ergibt sich ein linearer Zusammenhang in den mittleren Geschwindigkeiten. Dieser lässt sich zurückführen auf einen dynamischen Druckverlust der Geschwindigkeit in der reibungsbehafteten Düsenströmung. Analog zu einer turbulenten Rohrströmung gilt:  $\Delta p_{Rohr} \propto \rho v^2$ . In dieser Abhängigkeit steht  $\Delta p_{Rohr}$  für das treibende Druckgefälle über der Rohrlänge. Am Düsenaustritt herrschen niedrige Geschwindigkeiten mit einer *Mach*-Zahl  $Ma = v/c_s < 0.1$  vor, so dass dort von einer inkompressiblen Strömung ausgegangen werden kann. Die Dichte wird gemäß idealem Gasgesetz approximiert,  $\rho = p_K/(\mathcal{R} T)$ . Der relevante Vor- oder Überdruck für die Strömung in der Rohrdüse ist der Druck nach dem Injektor. Dieser baut sich beim Öffnen des Magnetventils instationär auf. Die Ausströmung aus dem Injektor erfolgt dabei lokal schallnah aufgrund des überkritischen Druckverhältnisses, wodurch kompressible Strömungsbedingungen vorliegen (vgl. Kapitel 3.1.2). Mit der großen Querschnittserweiterung des Fluids vom Injektor auf den oberen Raum im Düsenrohr um den Faktor  $(8 \text{ mm})^2/(0.1 \text{ mm})^2 = 6400$  sind verlustbehaftete Wirbelströmungen verbun-

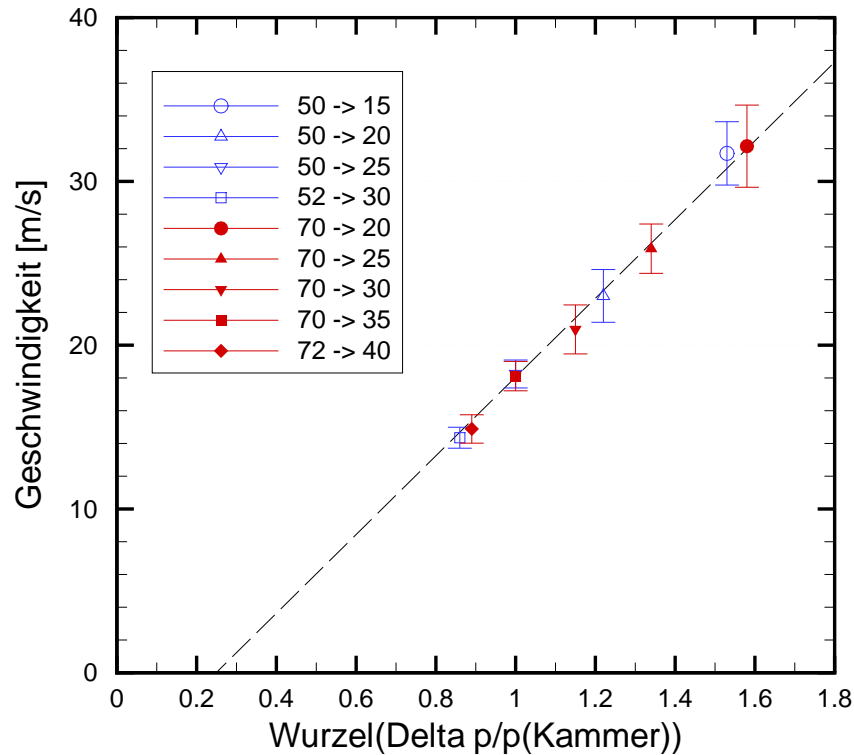


Abbildung 4.6: Mittlere Geschwindigkeiten und turbulente Schwankungsbreiten der stationären Strömung in der Strahlmitte bei der Eindüsung von Stickstoff in Stickstoff für verschiedene Druckkombinationen, aufgetragen über  $\sqrt{(p_{inj} - p_K)/p_K}$ . Der lineare Zusammenhang resultiert aus der Beziehung zwischen Geschwindigkeit und dynamischem Druckverlust  $\Delta p \propto \rho v^2$ .

den, so dass der Übergang in das Düsenrohr als *Carnot'scher Stoßdiffusor* wirkt [123]. Diese gekoppelten Prozesse sind einer einfachen Berechnung nicht zugänglich. Aus dem Diagramm geht jedoch hervor, dass die Regressionsgerade um  $\Delta p_{Verlust}$  gegenüber einem proportionalen Kurvenverlauf verschoben ist. Dies bedeutet, dass zur Bildung von  $\Delta p_{Rohr}$  in Abb. 4.6 der relevante Vordruck  $p_{inj}$  in Wirklichkeit kleiner und der Druck  $p_K$  am Düsenrohraustritt größer ist. Die konstante Steigung der Geraden spiegelt den Wirkungsgrad des Injektionssystems wider: Als Verhältnis aus dynamischen Druck der Strömung zur angelegten äußeren Druckdifferenz  $p_{inj} - p_K$  ergibt sich der konstante Wert von 0.32 %.

Durch Drehung des Messkopfes um  $\angle 90^\circ$  wurden die Tangential- und Quergeschwindigkeiten gemessen. In beiden Fällen war die mittlere Geschwindigkeit vernachlässigbar für alle traversierten Positionen, so dass der Drallerzeuger im Injektor keine Bewegungen in Umfangsrichtung hervorruft. Die turbulenten Schwankungen in Querrichtung sind am Düsenaustritt gegenüber den axialen Schwankungen ebenfalls vernachlässigbar, weshalb allein die Axialgeschwindigkeiten die Strömung am Düsenaustritt beschreiben. Eine Anreicherung von Partikel im Spülgasstrom nach Kapitel 3.5 ermöglicht die Messung im Randfeld der Düse bis zu einer Entfernung von 25 mm von der Strahlachse. Allerdings konnten selbst bei Verdopplung des Spülgas-Massenstroms keine signifikanten Geschwindigkeiten detektiert werden. Die zweidimensionalen Geschwindigkeitsmessungen in Kapi-

tel 7 bestätigen diese Ergebnisse.

Bei Bezug der stationären Geschwindigkeitsprofile auf die jeweilige Maximalgeschwindigkeit in der Strahlachse fallen die Kurven aus den unterschiedlichen Druckverhältnissen zusammen. Diese normierte Darstellung über dem entdimensionierten Radius  $y/d$  ist im Diagramm 4.7 abgebildet. Die sehr gute Übereinstimmung mit dem 1/7-Potenzgesetz (gestrichelte Linie) für turbulente Rohrströmungen zeigt, dass für alle Druckverhältnisse turbulente Austrittsprofile vorliegen. Das Gesetz lautet mit der maximalen Geschwindigkeit  $u_a$  auf der Strahlachse [123]:

$$\frac{u(r)}{u_a} = \left(1 - \frac{2r}{d}\right)^{\frac{1}{7}}. \quad (4.3)$$

Da die Geschwindigkeitsprofile  $0.8\text{ mm}$  stromab des Rohrendes erfasst werden, tritt am Strahlrand bereits eine Verbreiterung gegenüber dem Rohrströmungsprofil aus der Mitte ein. Alle Geschwindigkeitsprofile weisen eine hohe Achsensymmetrie auf, so dass die Voraussetzung für zweidimensionale Messungen in den Kapiteln 6 und 7 gegeben ist.

Die mit der kinematischen Viskosität bei Kammerdruck gebildeten Rohr-Reynoldszahlen  $Re_d$  variieren je nach Geschwindigkeit und Kammerdruck zwischen 40000 und 95000. Da für alle Zustände  $Re > Re_{krit} = 2300$  gilt, ist die Strömung am Düsenaustritt turbulent. Die Rohrrauigkeit liegt innerhalb der laminaren Unterschicht, so dass die Rohrrinnenwand als hydraulisch glatt wirkt [123]. Die Schwankungs- oder RMS-Geschwindigkeiten sind in Abb. 4.8 dargestellt. Aus größeren Druckdifferenzen  $p_{inj} - p_K$  resultieren größere Geschwindigkeiten, so dass auch die absoluten Schwankungen sowohl im Strömungskern als auch in der Scherschicht größer werden. Aus den RMS-Geschwindigkeiten  $\sigma$  werden die lokalen Turbulenzintensitäten als Quotient  $\sigma/\bar{v}$  berechnet. Da die gemessenen turbulenten Schwankungen in Strahlquerrichtung gegenüber axialen Schwankungen vernachlässigbar sind, lässt sich der Turbulenzgrad in Strahlhaupttrichtung wie folgt angeben:

$$Tu = \frac{u_{rms}}{\bar{u}}. \quad (4.4)$$

Die resultierenden Werte liegen im Strömungskern je nach mittlerer Austrittsgeschwindigkeit zwischen 5 und 8% (siehe Abb. 4.9). Im Randbereich steigt der Turbulenzgrad, da die örtlichen mittleren Geschwindigkeiten im Nenner klein und die absoluten Schwankungen in der Scherschicht am größten sind. Dies wird auch in den Histogrammen aus Abb. 4.10 deutlich. Das linke Bild zeigt die stationäre Verteilung der Geschwindigkeiten in der Strahlachse. Die hohe Datenmenge kommt durch eine lange Eindüsung zustande (siehe Abb. 4.5). Eine schwache Asymmetrie durch ein erhöhtes Auftreten kleinerer Geschwindigkeiten ist erkennbar. Da in einer Partikelverteilung immer eine geringe Anzahl größerer Partikel vorhanden ist, wird diese Anhebung wahrscheinlich durch größere Partikel mit entsprechend höherem Schlupf verursacht. Die Schwankungen um den Mittelwert aufgrund von Turbulenz können demnach als gaußförmig charakterisiert werden. Das rechte Histogramm zeigt die breitere Verteilung aus der stationären Scherschichtströmung. Die geringe Anzahl Bursts resultiert primär durch eine kürzere Injektionszeit. Die turbulente Streuung der Geschwindigkeit ist erwartungsgemäß größer und weist die gleiche Form wie im linken Histogramm auf. Bei einer zeitlichen Diskretisierung des instationären Geschwindigkeitsprofils von  $0.1\text{ ms}$  resultieren pro Messposition im Mittel immernoch mehr als 100 Bursts. Die Histogramme sind zwar lückenhafter, besitzen aber trotzdem eine gaußförmige Verteilung.

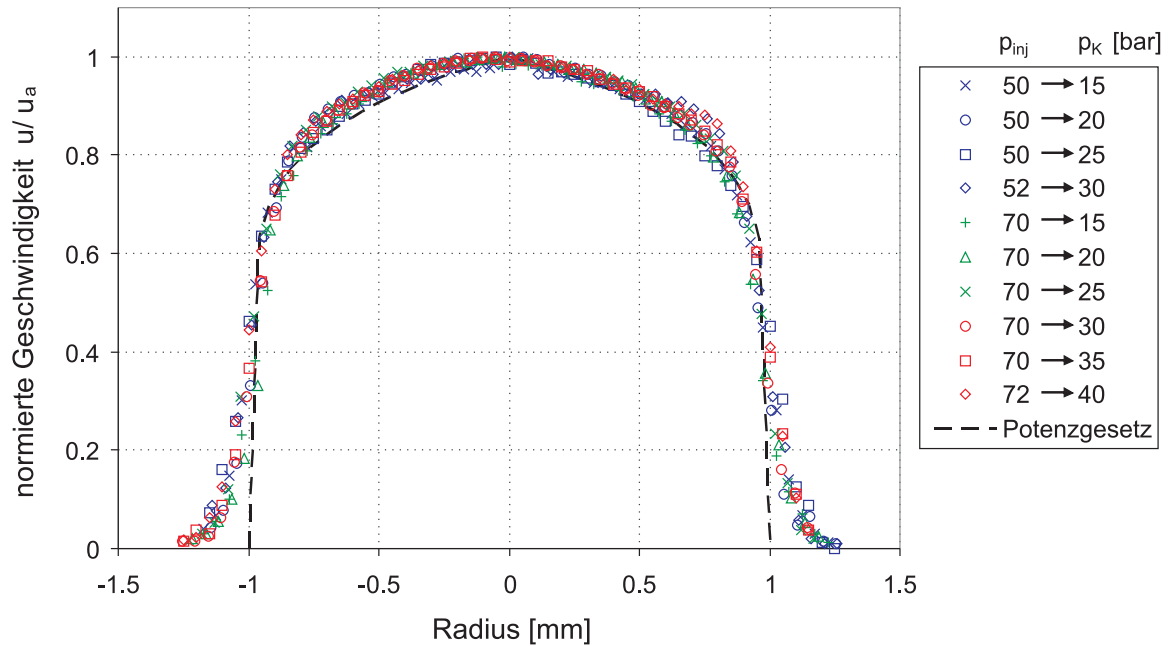


Abbildung 4.7: Stationäre Geschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Kammer- ( $p_K$ ) und Injektionsdrücken ( $p_{inj}$ ), normiert mit der maximalen Geschwindigkeit  $u_a$  in der Strahlachse. Zum Vergleich ist das 1/7-Potenzgesetz für turbulente Rohrströmungen eingetragen.

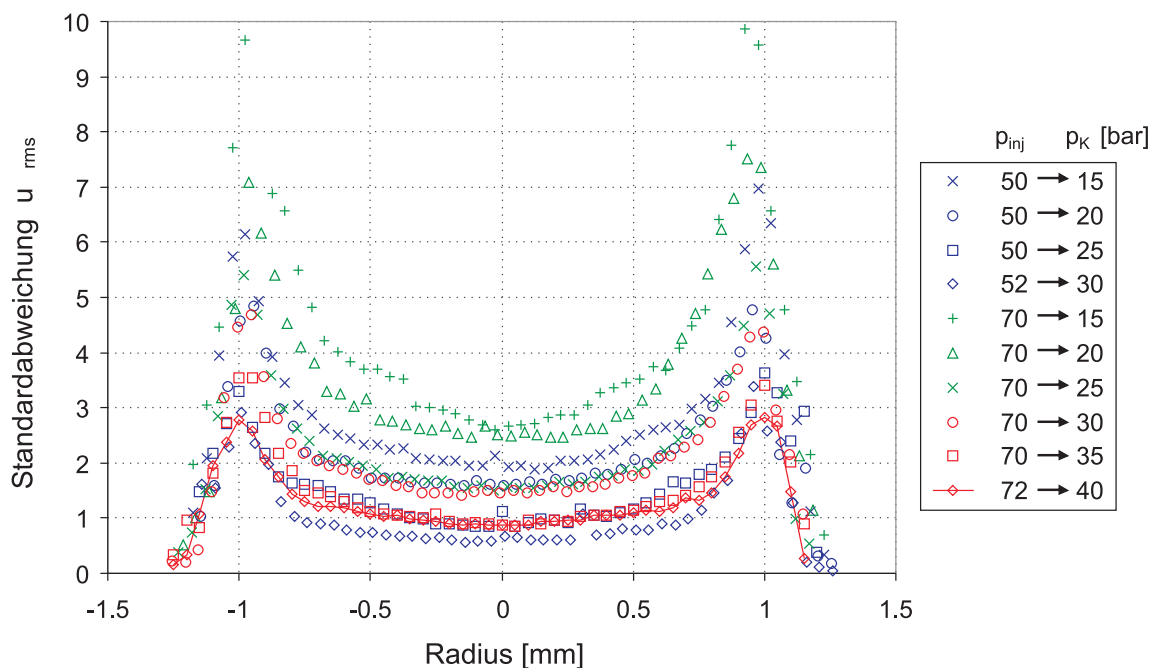


Abbildung 4.8: Schwankungsgeschwindigkeiten  $u_{rms}$  bei stationärer Düsenaustrittsgeschwindigkeit für verschiedene Druckverhältnisse über dem Düsenradius

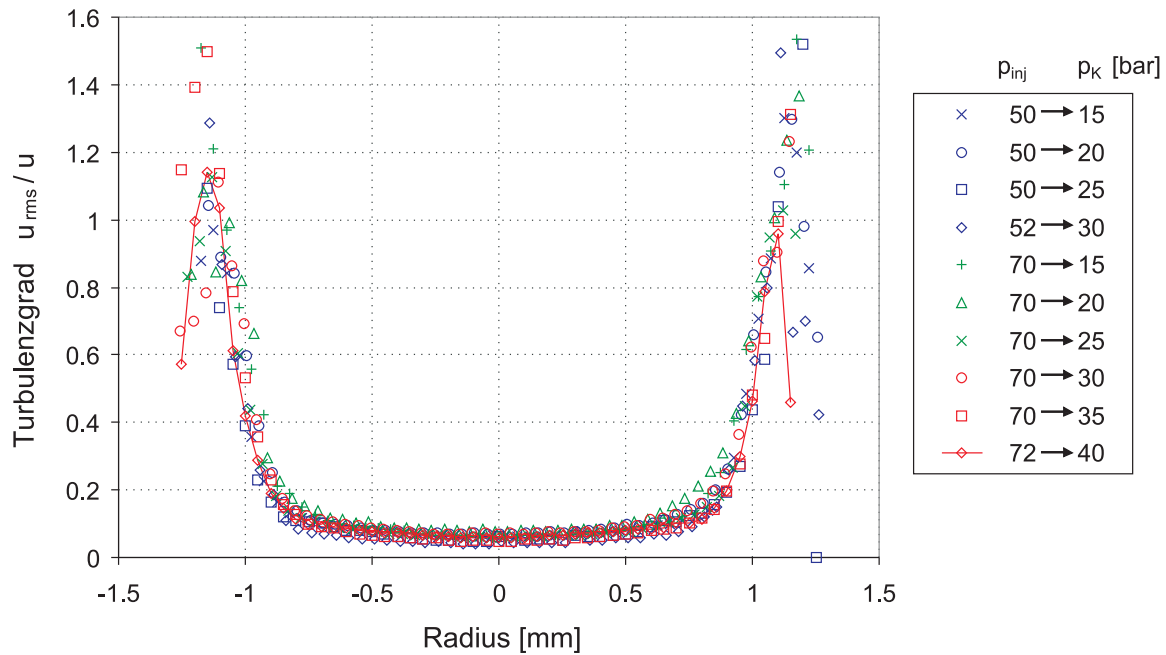


Abbildung 4.9: Turbulenzgrad des stationären Freistrahls  $0.8\text{ mm}$  stromab der Düse. Die RMS-Geschwindigkeiten werden auf die lokalen mittleren Geschwindigkeiten  $\bar{u}$  bezogen. In der sich ausbildenden Scherschicht sind die relativen turbulenten Schwankungen größer als im Strahlkern (5 bis 8%).

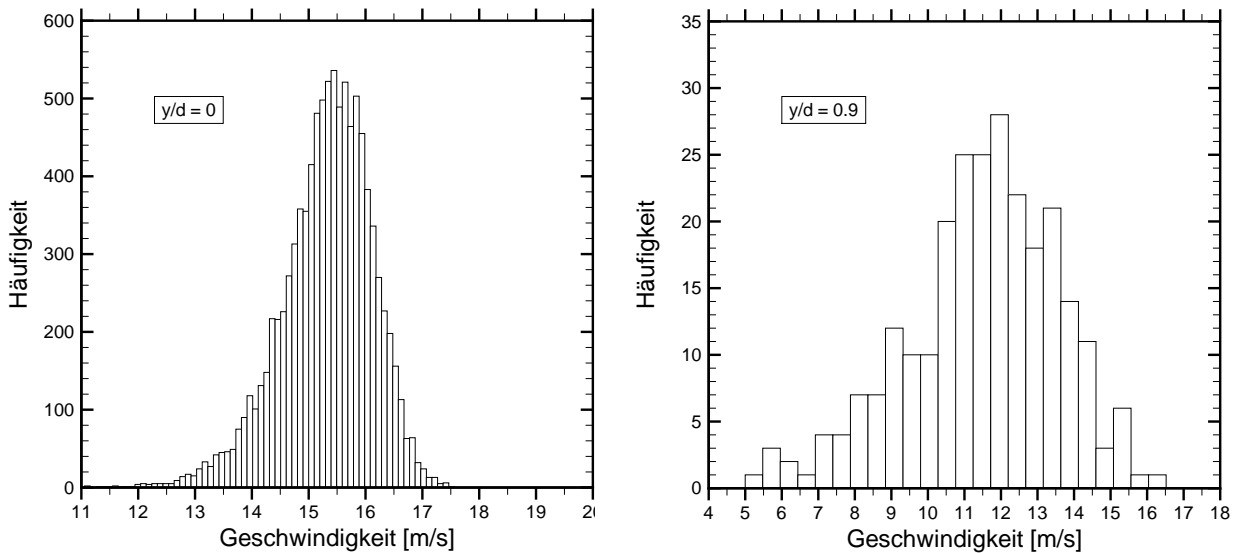


Abbildung 4.10: Histogramme der Geschwindigkeit am Düsenaustritt für  $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ,  $p_K = 40\text{ bar}$ , links: in der Strahlachse, rechts: aus der Scherschicht. Die Unsymmetrie kommt durch größere Partikel mit einer langsameren Geschwindigkeit zustande, die Turbulenz kann als Gaußförmig charakterisiert werden.



# 5 Induktionszeiten bei der Selbstzündung

Für eine Validierung des Selbstzündungsprozesses im Freistrahlfeld ist die Kenntnis des zeitlichen Zündfensters wichtig. In diesem Kapitel wird die Ermittlung der Zündverzugszeiten bei Eindüsung von DME in Luft vorgestellt. Diese werden für die Messung von Strömungsgrößen unter nicht-reaktiven Bedingungen in den darauffolgenden Kapitel 6 und 7 sowie für den Vergleich mit einer Flamelet-Simulation in Kapitel 8 benötigt. Zunächst wird auf die Bestimmung der relevanten Temperaturen eingegangen.

## 5.1 Temperaturbestimmung

Die Messung der Gastemperaturen vor der Selbstzündung wird mit Hilfe von Thermoelementen realisiert. Die Bestimmung der Temperatur erfolgt dabei nur mittelbar, um die Strömung und die Zündung nicht zu beeinflussen.

Die Injektionsgastemperatur wird in ruhendem Zustand vor der Eindüsung am Injektor gemessen. Die Temperaturmessstelle [a] befindet sich innerhalb des Injektors (siehe Abb. 3.3). Da das Gas vor der Eindüsung über längere Zeit in Kontakt mit dem Injektorgehäuse steht, wird auch die Temperatur der Gehäusewand [b] des Injektors aufgezeichnet. Die äußeren Heizleiter der Injektionsgasleitung stellen den Wärmeeintrag über die Rohrwände in das Gas bereit. Allerdings zeigt der Betrieb der TROJA-Anlage, dass die Beheizung des Injektionsgases maßgeblich an die Aufheizung der Kammer über den direkt beheizten Spülgasstrom gekoppelt ist. Die Wärmeleitung aus dem Kammerdeckel in die angeschlossenen Injektionsgasleitungen sorgt dafür, dass die Temperaturen bei [a] und [b] konstant um 40-50 K auseinander liegen. Da sich das Injektionsgas vor der Eindüsung in das Düsenrohr sehr nah am Kammerdeckel befindet, wird als Injektionstemperatur der Mittelwert aus den beiden Messpositionen zugrunde gelegt. In der anschließenden Expansion in das Düsenrohr erfährt das Gas eine Absenkung der Temperatur. Durch die starke Wirbelinduzierung direkt nach dem Injektor wirkt die Strömungsverengung als Drossel (vgl. Kapitel 4.1). Da der Prozess schnell und damit adiabat abläuft, liegt eine isenthalpe Zustandsänderung vor, die unter Vernachlässigung der Änderung kinetischer Energie in differentieller Form wie folgt lautet [112]:

$$dh = c_p dT + \left[ V_m - \left( \frac{\partial V_m}{\partial T} \right)_p \right] dp = 0 . \quad (5.1)$$

Hier stellt  $V_m$  das massespezifische Volumen dar. Da sich die Druckabsenkung von 70 bar auf 40 bar unterhalb der Inversionslinie des *Joule-Thomson-Effekts* befindet, führt die Entspannung gemäß Abb. 2.2 zu einer integralen Temperaturabsenkung von etwa 10 K [8]. Durch den Druckaufbau nach dem Injektor beschleunigt das Gas innerhalb des Düsenrohrs (vgl. Kapitel 4.1). Die Wärmeübertragung aus dem Rohr in das Gas ist hierbei

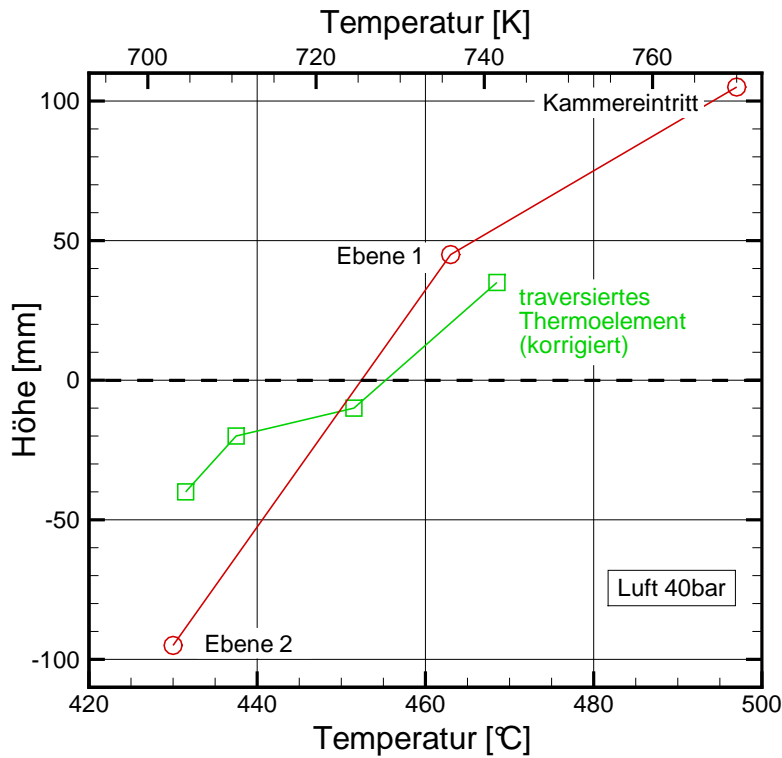


Abbildung 5.1: Gemessene Temperaturen in der Kammer für verschiedene axiale Höhen (Düsenende liegt bei  $0\text{ mm}$ ). Die rote Kurve stellt die Temperatur des Kammergases am Radius  $45\text{ mm}$  bezüglich der Kammerachse dar, die grüne Linie zeigt die um Wärmeleitung und -strahlung korrigierten Temperaturen eines traversierten Thermoelements. Die Temperatur am Düsenaustritt kann durch Mittelung der Temperaturen in den Ebenen 1 und 2 bestimmt werden.

vernachlässigbar, da die Aufenthaltszeit im Rohr kleiner ist als die thermische Relaxationszeit  $\tau_{therm}$ , innerhalb derer sich ein Temperaturgefälle konduktiv abbaut [117]:

$$\tau_{therm} = \left(\frac{d}{2}\right)^2 / a \quad (5.2)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit  $a$  nach Gl. 2.7. Für  $T_{DME} = 620\text{ K}$  ergibt sich:

$$\lambda = 0.076 \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad [95][113], \quad c_p = 2270 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}, \quad \rho(40\text{ bar}) = 44.6 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, \quad \tau_{therm} = 1.3\text{ s} \gg t_{inj}$$

Die Temperaturmessung des Kammerinhaltes in Düsennähe erfolgt über die Thermoelemente in Ebene 1 und 2, welche sich ober- bzw. unterhalb der Düsenmündung befinden (siehe Abb. 3.2). Um die Zündung nicht zu beeinflussen, ragen diese jeweils nur  $5\text{ mm}$  in den Kammerraum radial hinein. Bei Beheizung der Kammer und Befüllung mit heißer Luft stellen sich konvektive Luftbewegungen aufgrund von Temperaturgradienten im Kammerraum ein, die über ein Schattenverfahren nach Kapitel 3.2 sichtbar werden. Um aus den Messwerten der beiden Ebenen die mittlere Temperatur in Düsennähe einschätzen zu können, wird ein Thermoelement unter Versuchsbedingungen von  $40\text{ bar}$ ,  $T_K = 720\text{ K}$  und  $100\text{ l}_N/\text{min}$  durch den Kammerraum traversiert. Die Messwerte aus den unterschiedlichen Höhen sind in Abb. 5.1 grün dargestellt. Auf der Höhe  $0\text{ mm}$  ist

die Düsenmündung als gestrichelte Linie markiert. Durch Betrachtung von konvektiver Wärmeaufnahme mit Verlusten durch Wärmestrahlung und -leitung an der traversierten Thermoelementspitze ist die mittlere Temperatur um  $+10\text{ K}$  korrigiert. Sowohl die Temperaturen im Abstand von  $45\text{ mm}$  zur Kammerachse (rote Kurve) als auch die Temperaturmessung im Kammerinneren (grüne Kurve) zeigen eine mittlere Temperaturschichtung über der Kammerhöhe. Allerdings sind die Temperaturfluktuationen im Kammerinneren mit  $\pm 12\text{ K}$  höher als die Messung in Wandnähe, wodurch der flachere Verlauf der grünen Kurve zustande kommt. Für die Freistrahlausbreitung im nahen Bereich unterhalb der Düse überschneiden sich beide Kurven, so dass sich die mittlere Lufttemperatur als Mittelwert aus den Thermoelementmessungen der Ebene 1 und 2 schätzen lässt. Ihre Temperaturdifferenz von etwa  $30\text{ K}$  ist auch für andere Drücke typisch und bleibt in etwa konstant. Der Mittelwert aus beiden Ebenen wird im Folgenden als Gastemperatur in der Kammer angegeben.

Wie oben beschrieben, sind die Temperaturen von Injektions- und Kammergas gekoppelt. Gemäß dem Zustandsdiagramm von DME aus Abb. 2.2 sollte die Injektionsgastemperatur über  $450\text{ K}$  liegen, um mit ausreichendem Abstand zum Nassdampfgebiet gasförmig expandieren zu können. Um diese Temperaturen stationär zu erreichen, sind Gastemperaturen in der Kammer von etwa  $570\text{ K}$  notwendig. Aus der Temperaturschichtung (Abb. 5.1) geht hervor, dass bei Erreichen der maximal zugelassenen Temperatur des Druckbehälters von  $770\text{ K}$  am oberen Kammereintritt die höchste Kammergastemperatur in Düsennähe  $720\text{ K}$  beträgt. Diese Temperaturen geben die Grenzen in den Experimenten zur Selbstzündung von DME vor. Da die Temperaturen von DME und Luft nicht unabhängig voneinander variiert werden können, werden die reaktiven Versuche in den folgenden Abschnitten bei konstanten Temperaturen von  $620\text{ K}$  für DME und  $720\text{ K}$  für Luft durchgeführt. Unter der Annahme der Lufttemperatur als lokale Gastemperatur in der Mischung sind nach den Stoßrohrexperimenten von [88] stöchiometrische Zündverzugszeiten im Bereich von  $1\text{ ms}$  zu erwarten, vgl. grauer Balken in Abb. 2.5. Um den Einfluss der Mischungsvorgänge zu untersuchen, werden primär unterschiedliche Druckkombinationen eingestellt, die zu verschiedenen Ausströmgeschwindigkeiten aus dem Düsenrohr führen. Der Einfluss der Temperatur wird mittels numerischer Simulation in Kapitel 8.2 diskutiert.

## 5.2 Visualisierung der Selbstzündung

Obwohl die Regelung des Kammerdrucks über das Drosselventil (Abb. 3.1) zu langsam für den Druckanstieg ist, der von der Zündung hervorgerufen wird, erhöht sich der Kammerdruck aufgrund des kleinen Zündvolumens gegenüber dem Kammerraum nur im Bereich von 1%. Damit ist die Gleichdruckbedingung für die Simulation in Kapitel 8 erfüllt.

Die Detektion der Zündung erfolgt aus diesem Grund nicht über den Druckanstieg, sondern mit Hilfe von optischen Methoden. Darüberhinaus ist die Sichtbarmachung des Zündprozesses notwendig um sicherzustellen, dass die Zündung innerhalb der Gasphase stattfindet. Dabei kann sowohl die Einströmung durch den unterschiedlichen Brechungsindex als auch der Zündzeitpunkt durch die optische Dichteänderung in der Reaktionszone bestimmt werden. Gemäß Kapitel 3.2 erfasst die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera den kompletten Zündverlauf für jede Injektion. Die Informationen aus dem Schattenverfahren werden hierbei integral aus dem Lichtweg durch das Medium gewonnen. Abbildung

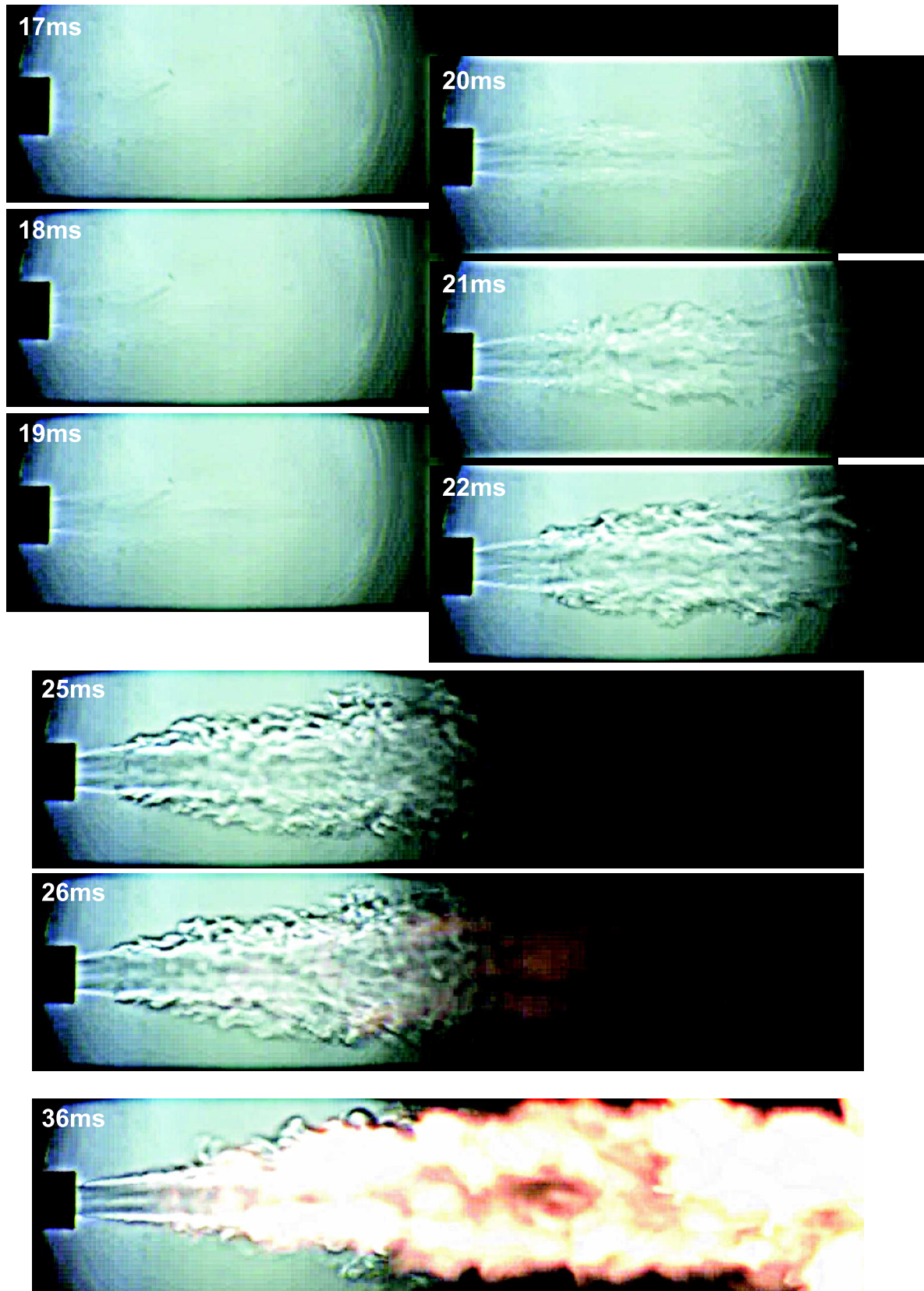


Abbildung 5.2: Visualisierung der Eindüsung und Selbstzündung von DME. Die Einströmung von DME wird ab  $17\text{ms}$  sichtbar ( $p_{inj} = 70\text{bar}$ ,  $T_{inj} = 600\text{K}$ ,  $t_{inj} = 35\text{ms}$ ). Die Temperaturänderung bei der Selbstzündung wird als Veränderung des Brechungsindex und der Heißgasexpansion zwischen den Zeitschritten  $19\text{ms}$  und  $20\text{ms}$  detektiert (Luft:  $40\text{bar}$ ,  $720\text{K}$ ). Im weiteren Verlauf etabliert sich eine nicht-vorgemischte Flamme, die stromauf bis zur Düsenmündung wandert ( $36\text{ms}$ ). Zur Kontrastverbesserung wurden die Bilder nachträglich unscharf maskiert.

5.2 zeigt die Bilderfassung aus dem gesamten Sichtfeld der Kamera. Dargestellt ist ein Ausschnitt sowie ausgewählte Zeitschritte aus der Bilderfolge einer einzelnen Injektion und Selbstzündung mit einem Bildabstand von  $1\text{ ms}$ . Die Einzelbilder haben eine entsprechende Belichtungszeit von  $1\text{ ms}$ . Die Eindüsung erfolgt ausgehend von DME bei  $70\text{ bar}$  und  $620\text{ K}$  in eine Luftatmosphäre von  $40\text{ bar}$  und  $720\text{ K}$ . Ab dem Zeitschritt  $17\text{ ms}$  wird die Einströmung von DME sichtbar. Insbesondere lässt sich die Kontur des Freistrahls in Düsennähe identifizieren, da dort hohe Konzentrationen und ein steiler radialer Gradient des Brechungsindex vorliegen. Im Zeitschritt  $20\text{ ms}$  ist bereits eine Reaktion zu sehen. Ein bevorzugter Zündort ist nicht zu lokalisieren, vielmehr expandieren die heißen Gase in einem größeren Volumen (im Bereich  $3 < x/d < 12$ ) quasi-gleichzeitig. Dieses Verhalten einer Reaktionszone über einen großen turbulenten Strömungsbereich ist aus dem homogenen Reaktor bekannt (vgl. Kapitel 8.4). Dies bedeutet, dass die viel kürzeren turbulenten Zeitskalen für eine gute Vermischung sorgen, während die langsamere Chemie für die Reaktion geschwindigkeitsbestimmend wird. Die Zündfront entsteht über einen größeren räumlichen Bereich simultan, so dass die Ausbreitung der Reaktionszone anders verläuft als der Flammenfortschritt bei vorgemischter Verbrennung (siehe auch [87]).

Sobald die Zündung erfolgt ist, beginnt die sich ausbildende Flamme stromauf zu wandern bis sie im Zeitschritt  $36\text{ ms}$  die Düsenmündung erreicht. Während dieser Zeit nimmt die freie Einmischlänge mit direktem Luftkontakt zwischen Düsenmündung und Flammenfront ab, so dass der komplette Freistrahls in eine nicht-vorgemischte Freistrahlsflamme übergeht. Damit verbunden ist eine Brennstoffanreicherung im Freistrahlskern, so dass bereits ab  $26\text{ ms}$  Rußleuchten zu beobachten ist. In nicht-vorgemischten DME-Flammen befindet sich der rußleuchtende Bereich innerhalb der blau leuchtenden Reaktionszone, also vor dem Kontakt mit Luftsauerstoff [49] [59].

Zum Vergleich ist in Abb. 5.3 eine kalte DME-Eindüsung gezeigt. Gemäß dem p-h-Diagramm aus Abb. 2.2 zerstäubt der Injektor flüssiges DME. Bei Eintritt in die Kammer entsteht ein zweiphasiges Brennstoff-Luft-Gemisch. Der teilweise verdampfte Strahl ist im Schattenbild deutlicher zu sehen als der rein gasförmige aus Abb. 5.2. Darüberhinaus ist im Rußleuchten Tropfenabbrand erkennbar.



Abbildung 5.3: Verbrennung von DME im zweiphasigen Freistrahls durch Expansion von  $87\text{ bar}$ ,  $360\text{ K}$  auf Kammerbedingungen von  $35\text{ bar}$ ,  $723\text{ K}$  Luft (vgl. Abb. 2.2). Der flüssige und teilverdampfte Strahl ist in der Schattenaufnahme deutlicher sichtbar, im Rußleuchten ist Tropfenabbrand zu erkennen.

## 5.3 Messung der Zündverzugszeit

Mit der vorgestellten Schattentechnik aus Kapitel 3.2 wird jede Zündung mit der Kamera aufgenommen. Da die Selbstzündung über einen großen Bereich einsetzt, wird zunächst

das größtmögliche Aufnahmegebiet der Videokamera gewählt, so dass die Aufnahmezeit auf  $1000\text{ Hz}$  beschränkt ist. Mit dieser Bildrate lässt sich der Reaktionsbeginn und somit die erste Zündverzugszeit  $\tau_1$  detektieren. Aufnahmen mit höheren Abtastraten können den zeitlichen Verlauf der Zweistufenzündung mit den Zeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  auflösen, zeigen jedoch nur einen Ausschnitt aus dem Strömungsfeld, worauf im nächsten Abschnitt 5.4 eingegangen wird.

Die DME-Injektionen erfolgen in einem Abstand von mindestens einer Minute, innerhalb derer die Spülluft ein etwa 1.7 faches Kammervolumen austauscht, so dass bis zur neuen Injektion frische Luft vorliegt. Aus Abb. 5.2 geht hervor, dass die Zündung zwischen dem Zeitschritt  $19\text{ ms}$  und  $20\text{ ms}$  einsetzt. Der globale Zündzeitpunkt nach dem Triggersignal wird demnach zu  $19.5\text{ ms}$  detektiert mit einem symmetrischen maximalen Fehler von  $\pm 0.5\text{ ms}$ . Für die effektive Zündverzugszeit wird die Einströmverzögerung abgezogen. Da letztere mit dem gleichen systematischen Fehler detektiert wird, ergibt sich zusammen mit den statistischen Schwankungen des Zündverzugs ein 95%-Vertrauensintervall für den effektiven Zündzeitpunkt von  $\bar{t}_{ign} \pm \Delta t$  mit  $\Delta t = \sqrt{2(0.5\text{ ms})^2 + (2\sigma_t/\sqrt{N})^2}$  und der Standardabweichung  $\sigma_t$  von  $N$  Messwerten [78]. Verschiedene Druckkombinationen führen zu unterschiedlichen Einströmverzögerungen. Ein Überblick über die untersuchten Verhältnisse gibt Tabelle 5.1. Für zu große Geschwindigkeiten kann die Zündverzugszeit

Betriebspunkt	Injektionsdruck $p_{inj}$ [bar]	Kammerdruck $p_K$ [bar]	Differenzdruck [bar]	Druckverhältnis	Zeitpunkt der Einströmung [ms]	Mittlere Düsenrohrgeschwindigkeit [m/s]	Mittelwert der globalen Zündverzugszeit [ms]	effektive Zündverzugszeit [ms]	95%-Vertrauensbereich [ms]
	70	10	60	7.00	Zündung unterhalb sichtbarer Fensterbereich				
1	70	20	50	3.50	8.18	24.46	11.5	2.97	$\pm 0.72$
2	70	30	40	2.33	11.04	18.11	14.5	3.38	$\pm 0.73$
3	70	40	30	1.75	16.19	12.35	20.5	3.28	$\pm 0.72$
	50	40	10	1.25	DME bleibt im Düsenrohr				
	60	40	20	1.50	20.93	9.56	24.5	3.19	$\pm 0.75$
	80	40	40	2.00	13.05	15.33	15.5	2.95	$\pm 0.72$

Tabelle 5.1: Messmatrix der reaktiven Versuche mit der ersten Zündverzugszeit  $\tau_1$ , sowohl global nach dem Zeitpunkt des Triggersignals des Hauptinjektors, als auch effektiv unter Abzug des Einströmzeitpunkts (DME bei  $T_{inj} = 620\text{ K}$ ,  $T_K = 720\text{ K}$ ).

nicht detektiert werden, da das DME-Luft-Gemisch unterhalb des sichtbaren Bereichs zündet. Bei zu niedrigen Geschwindigkeiten bleibt das DME innerhalb des Düsenrohrs und zündet erst, wenn es durch die Stickstoff-Nacheindüsung in die Kammer gefördert wird.

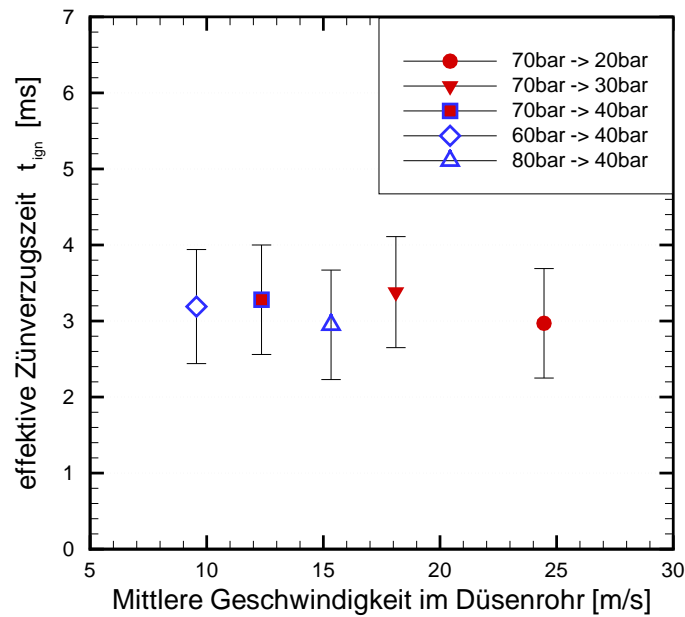


Abbildung 5.4: Die effektiven Zündverzugszeiten aus Tabelle 5.1 sind über der mittleren Geschwindigkeit im Düsenrohr aufgetragen, welche aus den verschiedenen Druckkombinationen resultiert. Die Grenzen kennzeichnen das 95%-Vertrauensintervall. Gegenüber der großen Bandbreite der Geschwindigkeiten verändert sich die Zündverzugszeit nicht, da der Prozess von der Reaktionskinetik dominiert wird.

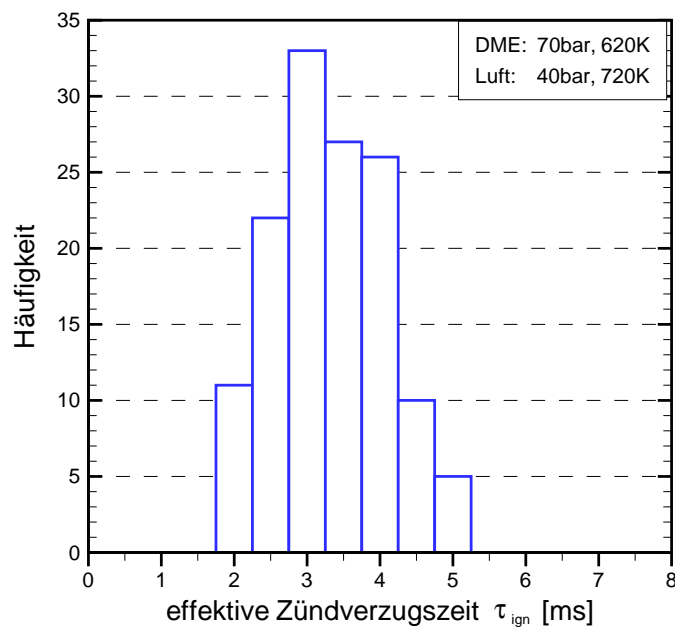


Abbildung 5.5: Histogramm der effektiven Zündverzugszeit für den Betriebspunkt 3 ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $T_{inj} = 620 \text{ K}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ,  $T_K = 720 \text{ K}$ ) mit einem Mittelwert von  $3.3 \text{ ms}$ .

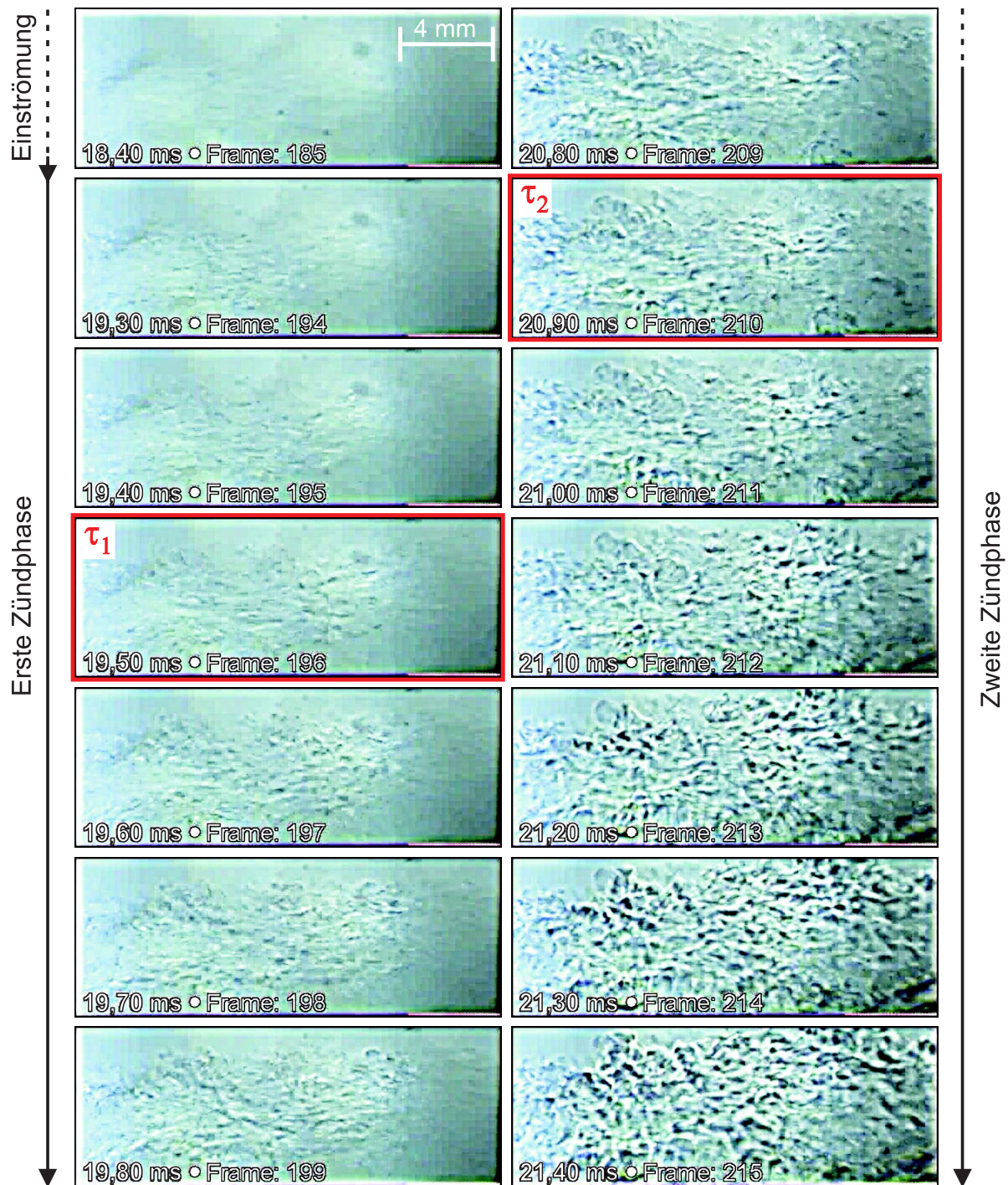


Abbildung 5.6: 10 kHz-Schattenaufnahmen der Selbstzündung (Bildbereich  $6,7 \cdot 18 \text{ mm}$ ), DME: 70 bar, 620 K, Luft: 40 bar, 710 K. In der linken Bildreihe ist die Entwicklung der ersten Zündphase zu sehen. Nach einer Pause von 1 ms zeigt die rechte Reihe die Expansion aufgrund der Reaktion in der zweiten Zündstufe. Bei den markierten Zündverzugszeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  ist beim Abspielen des Films deutlich der Beginn einer Gasexpansion zu beobachten. In der vorliegenden Darstellung nebeneinander liegender Bilder ist vor allem die unterschiedliche Strukturintensität in der ersten und zweiten Zündphase zu erkennen. Zur Kontrastverbesserung wurden die Bilder nachträglich unscharf maskiert.



Die Auftragung der Zündverzugszeit über der mittleren Düsenrohrgeschwindigkeit, gebildet aus dem Quotient von Düsenrohrlänge ( $200\text{ mm}$ ) und Zeitpunkt der Einströmung, ist in Abb. 5.4 dargestellt. Trotz des großen Dynamikbereichs in den resultierenden Austrittsgeschwindigkeiten gibt es kaum eine Variation in den effektiven Zündverzugszeiten. Dies bestätigt die Beobachtung aus dem vorhergehenden Abschnitt 5.2, dass die turbulente Vermischung unter den auftretenden Bedingungen keinen großen Einfluss besitzt. Vielmehr ist die Zeitskala der Chemie bestimmend, welche demzufolge gegenüber der turbulenten Zeitskala größer ist ( $Da_t < 1$  im Kontext der teilweise vorgemischten Reaktionszone). Aufgrund der annähernd konstanten mittleren Zündverzugszeit  $\tau_1$  wandert der Zündort mit größerer Düsenaustrittsgeschwindigkeit weiter stromab (vgl. Tab. 5.1).

Die Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung der effektiven Zündverzugszeit für den dritten Betriebspunkt aus 134 Injektionen. Die kürzeste Selbstzündung liegt bei  $2\text{ ms}$ , während der längste Zündverzug bei  $5\text{ ms}$  auftritt. Dieses Verhalten ist durch die inhomogene Temperaturverteilung innerhalb der Kammer zu erklären (Abschnitt 5.1), weshalb innerhalb der statistischen Fluktuationen Luft mit unterschiedlicher Temperatur angesaugt wird. Hierauf wird in Kapitel 8.2 zurückgegriffen.

## 5.4 Auflösung der Zweistufenzündung

Unter den vorliegenden Betriebsbedingungen aus Tabelle 5.1 liegen die erste ( $\tau_1$ ) und zweite ( $\tau_2$ ) Zündstufe (vgl. Kapitel 2.3) so kurz auseinander, dass die Zweistufenzündung mit einer Abtastrate von  $1\text{ kHz}$  nicht aufgelöst werden kann. Um diesen Verlauf verfolgen zu können, werden Aufnahmen mit einer Videofrequenz von  $10\text{ kHz}$  durchgeführt. Die maximale Belichtungszeit wird zu  $0.1\text{ ms}$  pro Bild gewählt, um Schlieren-Strukturen besser sichtbar zu machen. Die verwendete Kamera reduziert bei dieser höheren zeitlichen

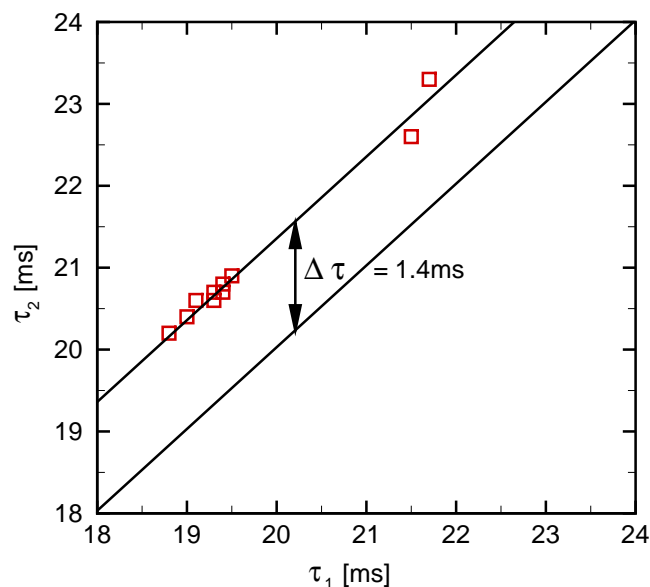


Abbildung 5.7: Mit dem kleineren Bildausschnitt der  $10\text{ kHz}$ -Aufnahme lässt sich der genaue Einströmzeitpunkt nicht messen, so dass in diesem Streudiagramm die globalen Zündverzugszeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  gegenüber gestellt sind. Die zweite Stufe erfolgt dabei um  $\Delta\tau = 1.4\text{ ms}$  später.

Auflösung die Ortsauflösung (siehe Kapitel 3.2), so dass der Bildausschnitt  $6.7 \times 18 \text{ mm}$  beträgt.

Die Aufnahmesequenz in Abb. 5.6 zeigt verschiedene Abschnitte aus einer einzelnen Injektion für den dritten Betriebspunkt (siehe Tab. 5.1). Die Einströmung erfolgt von links, wobei der linke Bildrand  $5 \text{ mm}$  unterhalb der Düse positioniert ist. Während der DME-Einströmung im ersten Bild ist auf dem Video die Bewegung der Schlieren zu sehen. Der genaue Zeitpunkt der Einströmung ist aufgrund des kleinen Bildausschnitts nicht zu erfassen, so dass im Folgenden die globalen Zeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  nach dem Triggersignal aufgeführt sind. Die linke Bildreihe stellt die erste Zündphase dar mit der detektierten Expansion im Video bei  $\tau_1 = 19.5 \text{ ms}$ . Anders als in Abb. 5.6 liegen die Einzelbilder im Video direkt übereinander, so dass die plötzliche Gasexpansion deutlich zu erkennen ist, welche aus der Temperaturerhöhung in der ersten Zündstufe resultiert. Nach einer Verweilzeit von  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = 1.4 \text{ ms}$  setzt die zweite Zündstufe in der rechten Bildreihe ein. Die zweite Expansion beginnt bei  $\tau_2 = 20.9 \text{ ms}$ . Ihre Ausbildung und Struktur sind deutlicher zu sehen, da mit der zweiten Zündstufe eine größere Wärmefreisetzung verknüpft ist.

Für einen statistischen Vergleich stellt Abb. 5.7 ein Streudiagramm (Scatterplot) der detektierten Zündstufen aus zehn Eindüsen dar. Ein eingetragener Punkt stammt aus einer einzelnen Zündung und zeigt auf der Abszissenachse die erste und auf der Ordinateachse die zweite globale Zündverzugszeit an. Die dichte Punktwolke links repräsentiert die Eindüsung unter Randbedingungen des dritten Betriebspunktes. Hieraus ist erkennbar, dass der mittlere Abstand zwischen den Zündstufen  $\Delta\tau = 1.4 \text{ ms}$  beträgt. Dies gilt auch für die beiden Ausreißer, bei denen die Einströmung aufgrund des niedrigeren Vordrucks von  $65 \text{ bar}$  später erfolgt. Ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen der Zündstufen folgt in Kapitel 8.3.

# 6 Statistische Verteilung des transienten Mol-Mischungsbruchs

Um eine PDF-Modellierung validieren zu können, ist die Kenntnis der statistischen Strömungsgrößen, wie sie im Zeitfenster der Zündung auftreten, von Interesse. Insbesondere berechnen sich die Reaktionsraten in Abhängigkeit des lokalen Mischungsbruchs. Da sich die Brennstoffkonzentration vor der Zündung nicht wesentlich verändert, wird die Luft in der Kammer durch Stickstoff ersetzt und damit eine Reaktion ausgeschlossen. Der DME-Freistrahle breitet sich demnach unter inerten Bedingungen aus, so dass die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse zusammen mit der statistischen Verteilung der Zündverzugszeiten aus Kapitel 5 zur Validierung herangezogen werden können. Die Messungen erfolgen mit der Tracer-LIF-Methode aus Kapitel 3.6.

## 6.1 Vorausgehender Stickstoff-Strahl

Wie in Abb. 3.14 aufgeführt, wird nach jeder Brenngas-Injektion aus dem zweiten Injektor Stickstoff nacheingedüst, um das Düsenrohr freizuspülen. Bei der nächsten Hauptinjektion wird DME in das Düsenrohr injiziert, wodurch zunächst der im Rohr befindliche Stickstoff in die Kammer gefördert wird und einen Freistrahle induziert. Um diesen Strahl sichtbar zu machen, erfolgen die ersten Konzentrationsmessungen ohne Nacheindüsung, d.h. das mit dem Tracergas Aceton angereicherte DME bleibt aus jeder vorhergehenden Haupteindüsung im Düsenrohr und wird bei jeder neuen Eindüsung in die Kammer gedrückt. Der eigentliche Stickstoffstrahl wird hier also durch das DME-Aceton-Gemisch repräsentiert, da in der Stickstoff-Spüleleitung kein Tracergas vorhanden ist. Vergleichsmessungen des induzierten Strahls, bei denen Stickstoff statt DME als Hauptinjektionsgas eingesetzt wurde, zeigte eine um maximal  $1\text{ mm}$  kürzere Eindringtiefe über die Injektionszeitschritte (beides unter heißen Bedingungen), so dass ein systematischer Fehler vernachlässigbar ist. Die Messungen aus Abb. 6.1 erfolgen phasenaufgelöst, wobei die Mittelwerte aus jeweils 100 Einzelstrahlen gebildet sind. Hierbei ist der Injektionsdruck zu  $p_{inj} = 70\text{ bar}$  und der Kammerdruck zu  $p_K = 40\text{ bar}$  gewählt, woraus sich eine relativ langsame Einströmung ergibt, um den Prozess bei einer konstanten Zeitschrittweite von  $1\text{ ms}$  besser aufzulösen. Die dazugehörigen Temperaturen sind  $T_{inj} = 480\text{ K}$  und  $T_K = 630\text{ K}$ . Als Längenmaßstab markiert das weiße Rechteck die Position der Düse mit einem Außendurchmesser von  $D = 4\text{ mm}$ . Charakteristisch für diese Injektion ist die Ausbildung eines ringförmigen Kopfwirbels durch die Verdrängung der quasi-ruhenden Umgebung. In den LIF-Aufnahmen ist eine Beschleunigung des Gases zum Zeitpunkt  $3\text{ ms}$  am Düsenaustritt sichtbar. Die Haftbedingung des Fluids an der Stirnseite der Rohrdüse sowie Fluidreibung aufgrund der Gegenstromanordnung zum Kammergas führen zur Abscherung des Kopfwirbels. Der Wirbel wird vom nachströmenden Gas aus dem Düsenrohr angetrieben und wächst stromab durch die Ansaugung von Umgebungsgas weiter an. Die Eindringtiefe  $Z_s$

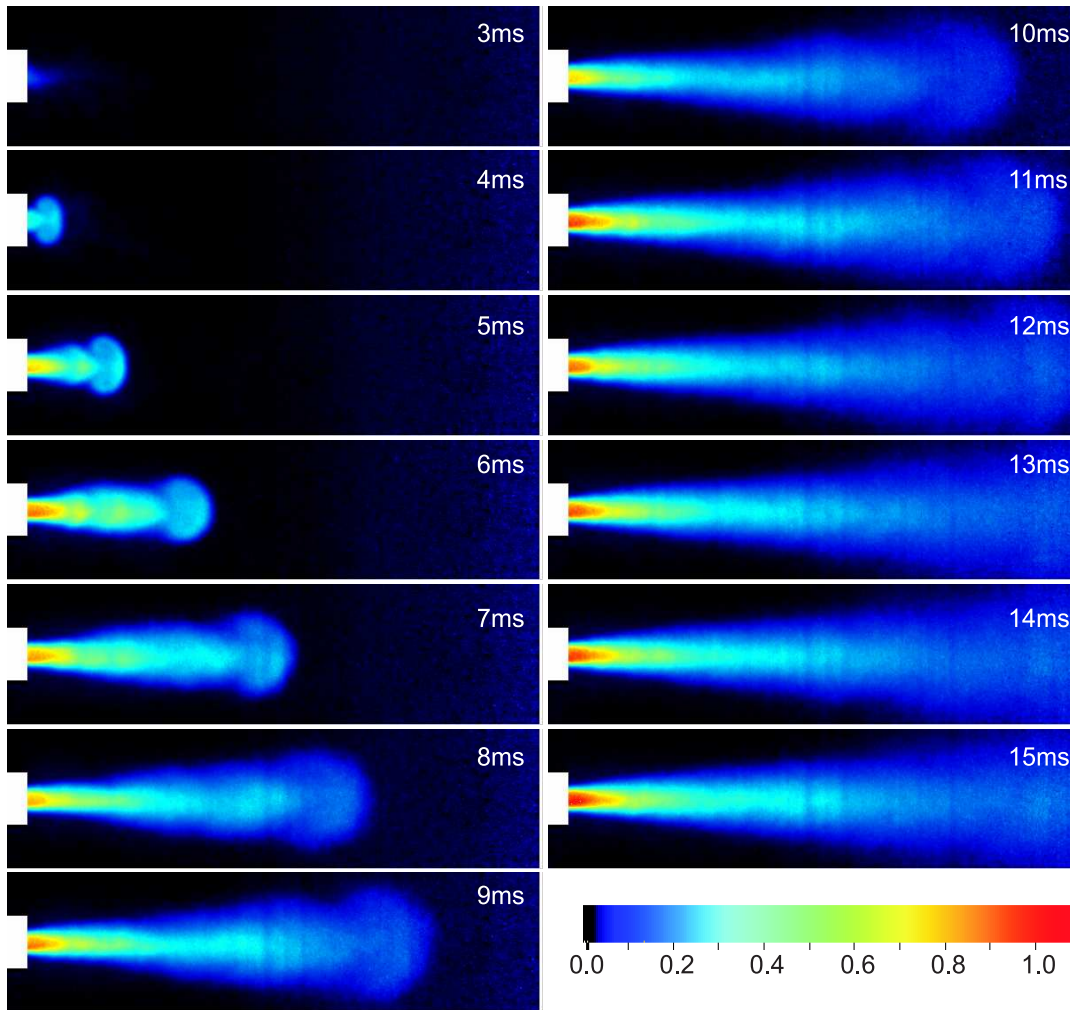


Abbildung 6.1: Vor der Einströmung von Brennstoff wird der Stickstoff aus der vorhergehenden Eindüsung in die Kammer gefördert. Die mittlere zeitliche Entwicklung des induzierten Stickstoffstrahls mit der Ausbildung eines Kopfwirbels ist aus der Tracer-LIF-Messung als molarer Mischungsbruch für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$  dargestellt.

des Freistrahls in Abhängigkeit der Zeit ist in Abb. 6.2 dargestellt. Diese Penetrationslänge wird hierbei als 5%-Schwellwert des Mischungsbruchs auf der Strahlachse definiert. Der zeitliche Verlauf von  $Z_s$  entspricht einer quadratischen Wurzelfunktion. Dieses Verhalten wird bereits in Gl. 2.20 vorausgesagt. Das Verhältnis von der Breite des Kopfwirbels  $D_s$  (3%-Schwellwert) zur Eindringtiefe  $Z_s$  strebt gegen den konstanten Wert von 0.3. Abbildung 6.2 zeigt, dass sich diese Beobachtung mit Ausbreitungsversuchen aus der Literatur [97] [44] deckt. Mit einer mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $13 \text{ m/s}$  (vgl. Abb. 4.4) und dem damit verbundenen Impulsstrom strebt das Verhältnis aus Gl. 2.20 für den vorliegenden Freistrahls ebenfalls gegen den Wert 3.

Bei der ausgebildeten Konzentrationsverteilung sind ortsfeste Querstreifen geringerer Intensität sichtbar. Diese verlaufen entlang der Laserausbreitungsrichtung und stellen Abschattungen durch Inhomogenitäten an optischen Komponenten dar. Die betroffenen Koordinaten werden bei der weiterführenden Auswertung nicht berücksichtigt.

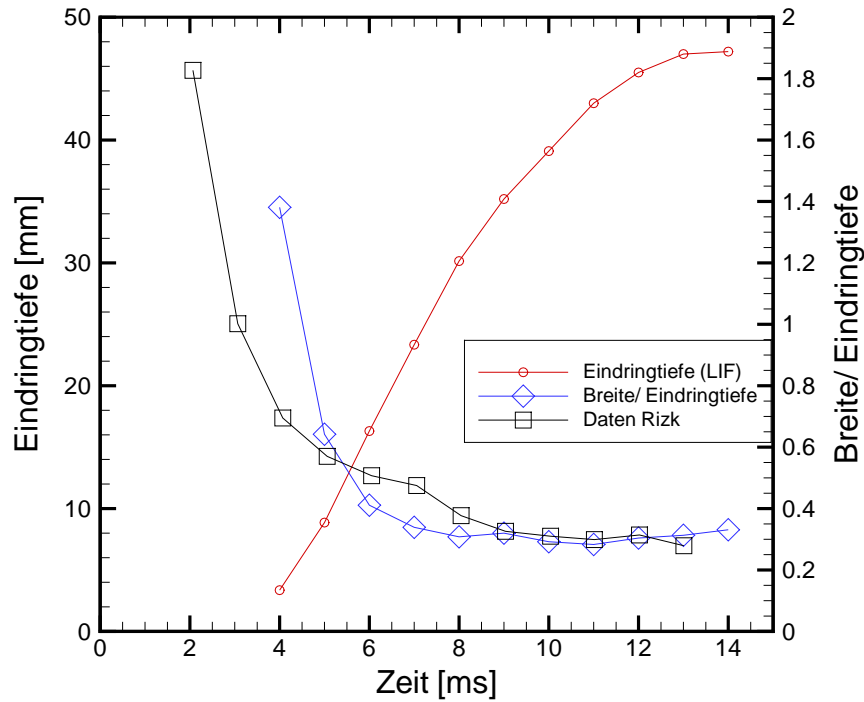


Abbildung 6.2: Zeitliche Entwicklung der Eindringtiefe des vorausgehenden Freistrahls sowie des Verhältnisses aus maximaler Breite (Kopfwirbel) und Eindringtiefe, welches vergleichbar mit Messungen von Rizk [97] ist ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ).

## 6.2 Eindüsung von DME

Aus der vorhergehenden Eindüsung mit anschließender Stickstoffspülung ist das Düsenrohr vor Injektionsbeginn noch mit Stickstoff gefüllt. Am Anfang der Hauptinjektion wird zuerst der Stickstoff durch das einströmende DME aus dem Düsenrohr geschoben, weshalb das DME erst nach einer Verzögerung am Düsenende ankommt. Zu diesem Zeitpunkt ist der vorangehende induzierte Stickstoffstrahl bereits ausgebildet, so dass das DME in das stationäre turbulente Freistrahlfeld des Stickstoffs mit angesaugtem Kammergas eindringt. Die interessierenden effektiven Zeitfenster von Beginn der Ausbreitung bis zur Zündung sind in allen Betriebspunkten etwa gleich (siehe Tab. 5.1). Da die gemessenen Konzentrationsfelder ähnliche Verteilungen aufweisen, soll hier exemplarisch zunächst die Injektion von DME und Tracer mit  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$  in eine Stickstoff-Atmosphäre mit  $p_K = 30 \text{ bar}$  vorgestellt werden. Die Temperatur der Luft in Düsenumgebung beträgt  $680 \text{ K}$ , die von DME und Aceton in der Injektionsgasleitung  $500 \text{ K}$ . Die maximal eingebrachte Acetonkonzentration bleibt einer Abschätzung zufolge deutlich unter  $10\%$ . Das zugehörige p-h-Diagramm der Mischung von DME und Aceton zeigt, dass der Abstand zum Zweiphasengebiet ausreichend ist [8]. Die isenthalpe Temperaturabsenkung nach der Expansion liegt bei etwa  $20 \text{ K}$ , so dass  $T_{inj} = 480 \text{ K}$  (vgl. Kapitel 5.1). Abbildung 6.3a zeigt die gemessene Mol-Mischungsbruchverteilung bei einer Einzelinjektion zum Zeitschritt  $15 \text{ ms}$ . Zu diesem Zeitpunkt ist die Zündung unter oxidativen Bedingungen am wahrscheinlichsten. Der Einzelfreistrahel weist makroskopische Turbulenzstrukturen auf,

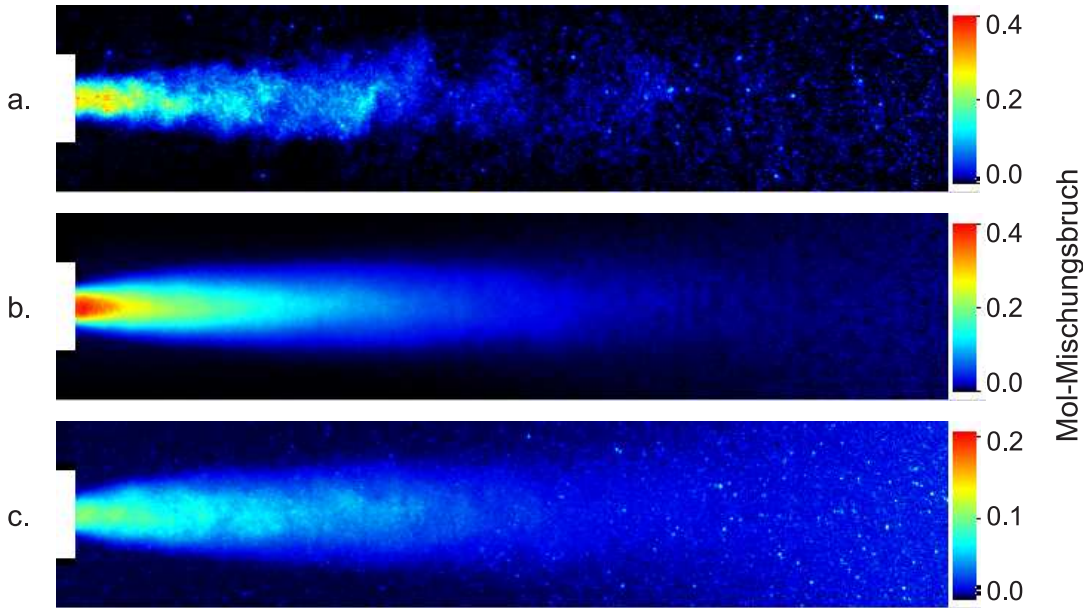


Abbildung 6.3: Zweidimensionale Verteilung des molaren Mischungsbruchs von DME (Farbskala) zum Zeitschritt  $15\text{ ms}$  bei  $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ,  $p_K = 30\text{ bar}$  (Betriebspunkt 2). Aus der Einzelinjektion (a), dem Mittelwertbild aus 100 Injektionen (b) und den zugehörigen RMS-Werten (c) werden die hohen Fluktuationen des Brenngases deutlich.

die vom induzierten Freistrahle aus der vorausgehenden Spülung stammen. Im gesamten Bild treten vereinzelt stärkere Pixel durch Photonenrauschen auf, welche nicht gefiltert werden (siehe Abschnitt 3.6.4). Im Bild 6.3b des gemittelten Mol-Mischungsbruchs  $\bar{X}$  über  $N = 100$  Einzelfreistrahlen ist dieses Rauschen nicht mehr sichtbar. Im dritten Bild sind die RMS-Werte für jedes Pixel  $(x, y)$  dargestellt, welche sich aus folgender Gleichung berechnen:

$$X_{rms}(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [X_i(x, y) - \bar{X}(x, y)]^2} \quad (6.1)$$

Beim Bezug dieser RMS-Mischungsbrüche auf den mittleren Mischungsbruch ergeben sich Schwankungsgrade bis zu 30 % am Düsenaustritt. Von dort aus nehmen die Schwankungen aus einem Kernbereich bis zum Freistrahtrand hin zu, wo die RMS-Werte größer als die lokalen mittleren Mischungsbrüche werden. Diese hohen Fluktuationen sind auch in den Histogrammen in Abschnitt 6.2.2 zu sehen. Die hohe Schwankungsintensität resultiert offenbar durch die Art der Einbringung von DME in das Düsenrohr (vgl. Kapitel 4.1). Durch die große Querschnittserweiterung bei der Expansion in das mit Stickstoff gefüllte Düsenrohr ergibt sich ein Mischungsraum im oberen Teil des Rohres (vgl. Abb. 3.3). Da die Aufenthaltszeit dort nur kurz ist und das Strömungsfeld sehr turbulent, pflanzen sich Inhomogenitäten bis zum Düsenende fort.

### 6.2.1 Mittlere Entwicklung des Freistrahls

Da die Injektionen immer zur selben Phase, d.h. zu einem festen Zeitpunkt nach dem Injektionstriggersignal erfasst werden, ist die Bildung von konditionierten Mittelwerten für feste Zeitschritte möglich. Abbildung 6.4 zeigt die instationäre Entwicklung der je-

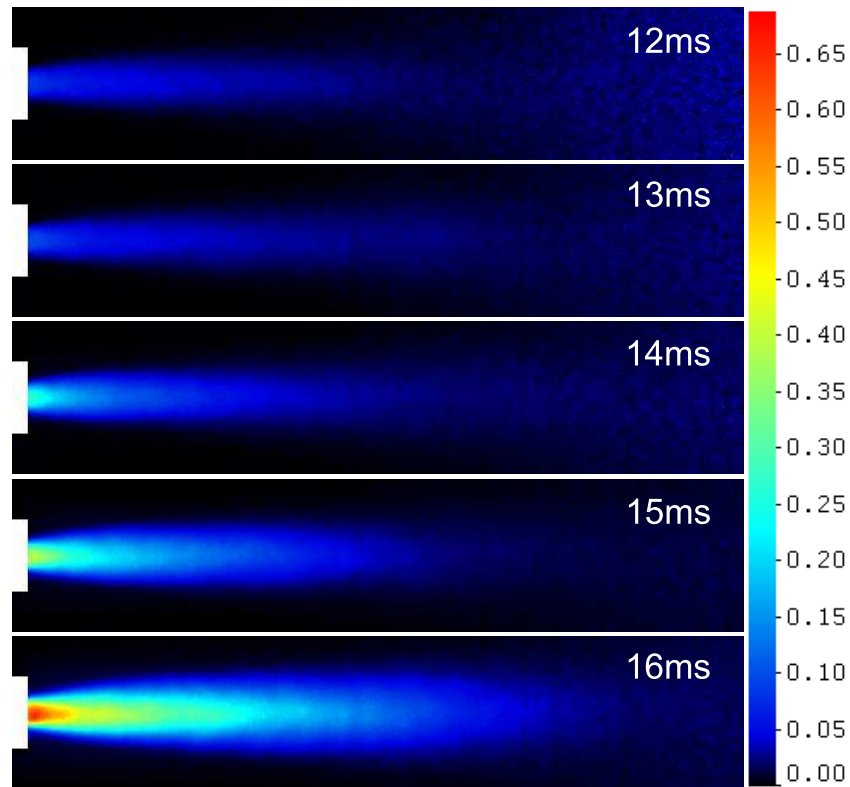


Abbildung 6.4: Phasengemittelte Evolution des inerten Mol-Mischungsbruchs von DME (Farbkodierung) innerhalb des zeitlichen Fensters von Einströmung bis Selbstzündung gemäß Tabelle 5.1,  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $T_{inj} = 480 \text{ K}$ ,  $p_K = 30 \text{ bar}$ ,  $T_K = 690 \text{ K}$ .

weils über 100 Bilder gemittelten Verteilung des Mischungsbruchs für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $T_{inj} = 480 \text{ K}$ ,  $p_K = 30 \text{ bar}$ ,  $T_K = 690 \text{ K}$ . Zum Vergleich ist der stationäre Freistrah in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Berandung des vorausgebildeten Stickstoffstrahls ist in Abb. 6.4 sichtbar, da die Stickstoffspülung nach der Haupteindüsung geometriebedingt das Aceton nicht restlos aus der Leitung fördert und der Haupteinjektor eine sehr schwache Leckage aufweist. Dadurch kann sich das Tracergas im Düsenrohr ansammeln und im induzierten Stickstoffstrahl fluoreszieren. Für DME ist diese Leckage vernachlässigbar, da unter oxidativen Bedingungen keine Reaktion beobachtet wurde. Von diesem Hintergrundsignal hebt sich der DME-Strahl deutlich ab, wie auch die zeitliche Entwicklung der

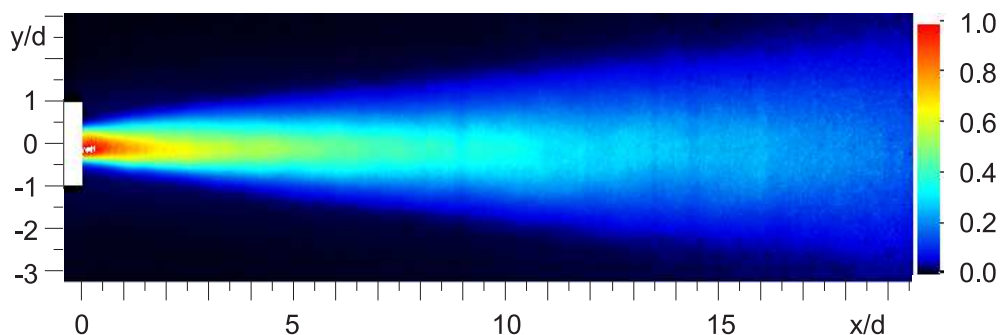


Abbildung 6.5: Mittlerer Mol-Mischungsbruch  $X$  im stationären Freistrah gemittelt über 100 Injektionen (Bedingungen wie in Abb. 6.4) mit  $X = 1$  am Düsenaustritt.

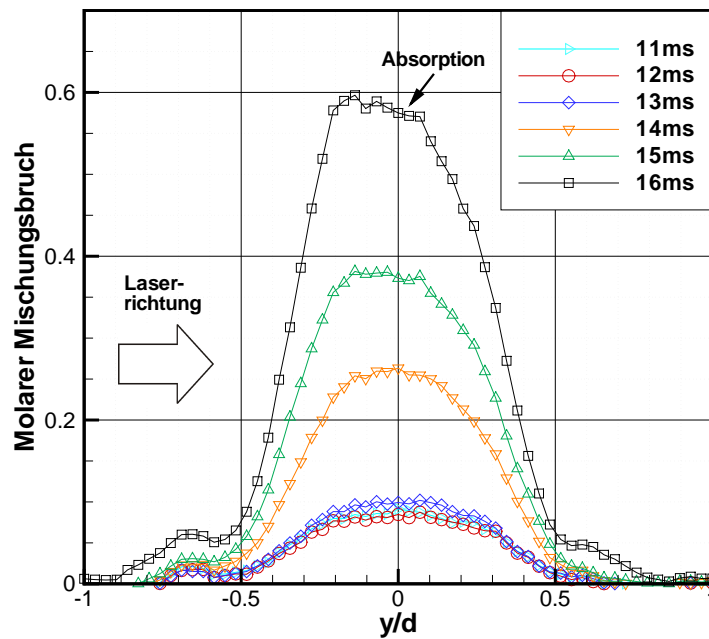


Abbildung 6.6: Zeitliche Entwicklung des mittleren Mischungsbruchs am Düsenaustritt ( $x/d = 0$ ), Bedingungen wie in Abb. 6.4. Hohe Mol-Mischungsbrüche zum späten Zeitschritt  $16\text{ ms}$  führen zur Absorption des Laserlichts, weshalb im weiteren nur die laserzugewandte Seite betrachtet wird.

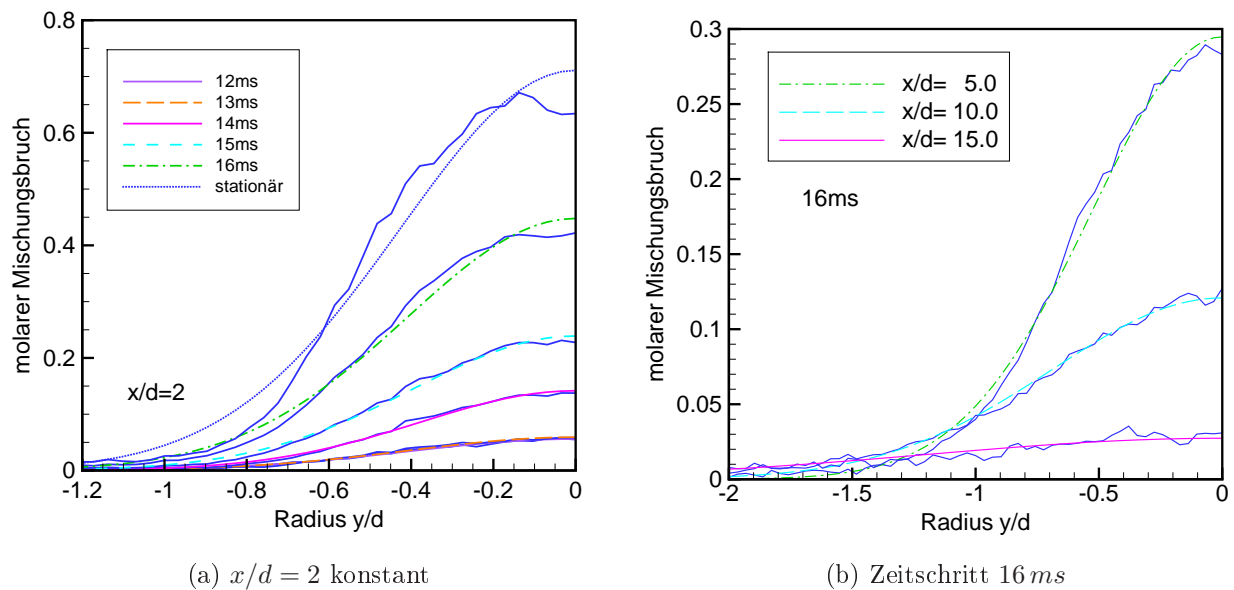


Abbildung 6.7: Zeitliche (a) und räumliche (b) Entwicklung des radialen Mischungsbruch-Profiles (Bedingungen siehe Abb. 6.4). Die Profile der instationären Zeitschritte lassen sich durch Gauß-Funktionen beschreiben.



mittleren Mischungsbruchprofile am Düsenaustritt in Abb. 6.6 zeigen. Dabei kommt es nicht zur Ausbildung eines Kopfwirbels innerhalb der transienten DME-Ausbreitung wie dies der Fall für den vorausgehenden Stickstoffstrahl ist, der in die ruhende Umgebung einströmt (siehe Abb. 6.1). Die Nebenmaxima in Abb. 6.6 resultieren aus Reflexionen des Fluoreszenzlichts am metallischen Düsenrohrende (Rohraußendurchmesser  $D = 2d$ ) und brauchen deshalb nicht berücksichtigt werden. Das Mischungsbruchprofil ist achsensymmetrisch über den Radius verteilt. Allerdings nimmt bei höheren Molenbrüchen zu späteren Zeitschritten die Absorption erwartungsgemäß zu, so dass der mittlere Mischungsbruch auf der Strahlachse unterschätzt wird. Wie in Kapitel 3.6.5 erläutert, wird zur Fehlerreduzierung nur die laserzugewandte Seite der Konzentrationsprofile gewertet. Aus diesem Grund treten im Folgenden nur negative  $y$ -Werte auf. Die gezeigten Mischungsbrüche sind dabei pixelweise in der Kameraaufnahme aufgelöst und dargestellt. Die radialen Profile des Mischungsbruchs aus Abb. 6.6 weisen den Verlauf einer Gauß-

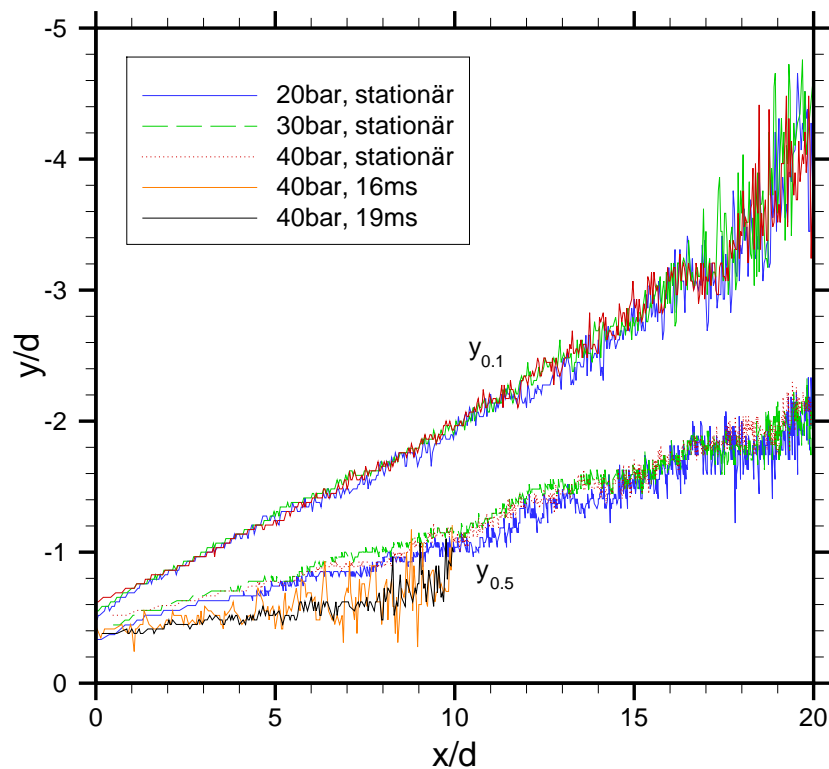


Abbildung 6.8: Vergleich der Halbwertsradien  $y_{0,5c}$  und 10-Prozent-Radien  $y_{0,1c}$  bei unterschiedlichen Kammerdrücken und  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ . Die stationären Ausbreitungsraten liegen übereinander, während die instationären Halbwertsradien kleinere Werte annehmen (hier für  $16 \text{ ms}$  und  $19 \text{ ms}$  bei  $p_K = 40 \text{ bar}$ ).

Funktion auf. Eine entsprechende Kurvenanpassung an die gemessenen Werte ist in Abb. 6.7 dargestellt. Dabei werden die radialen Profile sowohl in ihrer zeitlichen (linkes Diagramm) als auch räumlichen Evolution (rechtes Diagramm) sehr gut durch Gauß-Funktionen beschrieben. Im stationären Profil ist die Tracerkonzentration an der Freistrahachse bereits so hoch, dass eine merkliche Absorption des Laserlichts wie in Abb. 6.6 auftritt. Die Rekonstruktion des Signals in diesem Bereich durch Annahme einer Extink-

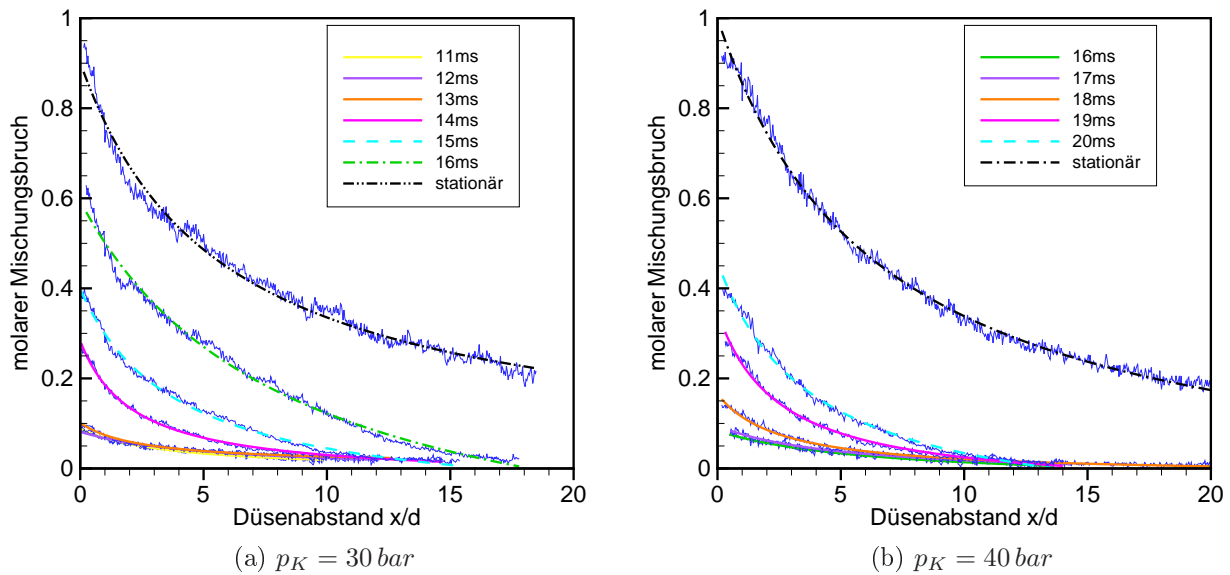


Abbildung 6.9: Zeitliche Entwicklung des Mol-Mischungsbruchs auf der Freistrahllachse ( $y/d = 0$ ) für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$  und den Kammerdrücken (a)  $30 \text{ bar}$  und (b)  $40 \text{ bar}$ . Der Verlauf lässt sich jeweils durch eine Hyperbel-Funktion beschreiben, wobei der Mischungsbruch bereits ab  $x/d = 0$  abfällt.

tion nach dem Gesetz von *Beer-Lambert* legt ebenfalls ein gaußförmiges Profil frei. Die mittlere Konzentrationsverteilung am Düsenaustritt ist demnach Gauß-verteilt. Der hohe Schwankungswert von 30 % weist auf die starken turbulenten Austrittsbedingungen der Ventilströmung im oberen Teil des Düsenrohrs hin. In stationären Freistrahlen wächst der Schwankungsgrad von Konzentration und Geschwindigkeit auf der Strahlachse von wenigen Prozent am Düsenaustritt auf etwa 20 % nach dem Übergangsbereich von  $x/d \approx 8$  [21], wobei der Düsenabstand  $x$  auf den Düseninnendurchmesser  $d = 2 \text{ mm}$  bezogen ist. Die Verdünnung und Einmischung beginnt hier bereits im oberen Teil des Düsenrohrs, wo zunächst Stickstoff verdrängt wird, vgl. Kapitel 3.1.3. Auf diese Weise fällt die Achskonzentration direkt nach dem Düsenaustritt ab. In Untersuchungen bei einem gepulsten transienten Freistrahle [62] wird von dem gleichen Phänomen berichtet. Die Gaußcharakteristik in der radialen Verteilung tritt deshalb bereits kurz nach der Düse auf und bleibt stromab bestehen.

Zusammen mit der Abb. 6.7a lässt sich im Diagramm 6.7b die räumliche Entwicklung der radialen Mischungsbruchverteilung beim zündwahrscheinlichen Zeitschritt  $16 \text{ ms}$  nachvollziehen. Die Konzentration auf der Strahlachse nimmt mit zunehmendem Düsenabstand ab, während das Profil gleichzeitig breiter wird.

Die örtlichen Verläufe des mittleren Mischungsbruchs auf der Freistrahllachse sind für  $p_K = 30 \text{ bar}$  und  $p_K = 40 \text{ bar}$  in der Abb. 6.9a bzw. 6.9b als zeitliche Abfolge eingetragen. Neben den Messwerten sind gefittete Hyperbel-Funktionen eingezeichnet. Die phasenaufgelösten Zeitschritte zeigen somit reziproke Proportionalität zum Düsenabstand  $x/d$ , eine mathematische Beschreibung der zeitlichen und örtlichen Entwicklung der Hyperbel, die für alle Zustände gültig ist, erweist sich jedoch als schwierig.

Abbildung 6.8 zeigt für verschiedene Kammerdrücke die radialen Abstände zur Freistrahllachse, bei denen der Wert des mittleren stationären Mischungsbruchs auf 0.5 (Halbwertsradius  $y_{0,5c}$ ) bzw. 0.1 vom Achswert abgefallen ist. Am Freistrahlende nehmen die

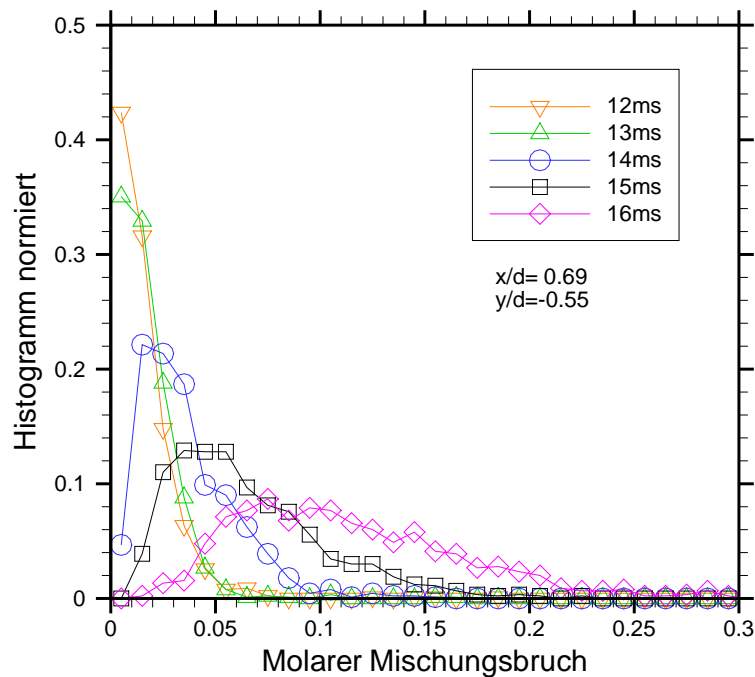


Abbildung 6.10: Zeitliche Entwicklung der diskreten PDF in der düsennahen Scherschicht (Position  $x/d = 0.69$ ,  $y/d = -0.55$ ) für die Bedingungen aus Abb. 6.4. Die Mischungsbruchverteilung verbreitert sich bis zum zündwahrscheinlichen Zeitschritt  $16\text{ ms}$ .

örtlichen Schwankungen zu, da die Achswerte klein werden. Bei allen drei Kammerdrücken liegen die Ortskurven mit guter Näherung übereinander. Der lineare Kurvenverlauf ist typisch für den Ähnlichkeitsbereich, innerhalb dessen die Ausbreitungsrate des Halbwertsradius  $y_{0.5c}$  linear verläuft. Die lineare Extrapolation der Kurven auf die Strahlachse ergibt für den Freistrahland ( $y_{0.1c}$ ) einen Achswert von  $-4d$  bei einer Aufweitung von 0.14. Der stationäre Halbwertsradius entwickelt sich demgegenüber mit  $y_{0.5c} = 0.077 [x - (-5d)]$ . Zum Vergleich mit Werten aus der Literatur muss der äquivalente Düsendurchmesser  $d_e$  aus Gl. 2.21 berücksichtigt werden. Die Wurzel aus dem Dichteverhältnis von Strahlaustritt zum Kammergas beträgt  $\sqrt{M_0/M_K T_K/T_0} = 1.5$ , so dass sich der vorliegende Strahl gegenüber einem isothermen Strahl mit gleichem Molgewicht von Strahl- und Umgebungsmedium schmaler ausbreitet und die Achswerte stromab länger erhalten bleiben. Die Ausbreitungsrate hat demnach die Steigung  $0.12 x/d_e$ . Diese passt sehr gut zu Angaben aus der Literatur, welche Werte im Bereich 0.11 bis 0.13 voraussagt [21].

Die instationären Halbwertsradien sind kleiner als die stationären Werte. Gezeigt sind die beiden Zeitschritte  $16\text{ ms}$  und  $19\text{ ms}$  am Anfang bzw. am Ende des Zündzeitfensters bei  $p_K = 40\text{ bar}$ , wobei die Schwankungen bei  $16\text{ ms}$  durch die noch kleineren Achswerte zustande kommen. Die anderen Zeitpunkte liegen ebenfalls auf diesen Kurven, so dass keine Tendenz erkennbar ist. Die Punktquelle des instationären Strahls liegt bei etwa  $-10d$  mit einer Steigung von 0.035.

## 6.2.2 Statistische Verteilung

Aus jeweils 100 Eindüsungen pro Zeitschritt resultiert eine statistische Verteilung des Mischungsbruchs in jedem Pixel, welche in Form eines Histogramms dargestellt wird. Die gemessenen Histogramme sind auf die jeweilige Gesamthäufigkeit der Einzelwerte normiert, so dass sich diskrete PDFs ergeben. Die Ordinate entspricht daher der gemessenen Auftretenswahrscheinlichkeit von Mischungsbruchwerten innerhalb eines festgelegten Intervalls (Bin). Die Binweite beträgt für alle vorliegenden Abbildungen  $\Delta X = 0.01$ . Jedes Histogramm wird aus einer  $3 \times 3$  Pixelmatrix an einer Position des Mischungsbruchfeldes generiert, um eine größere Gesamthäufigkeit von 900 Werten pro PDF zu erhalten. Dies verringert zwar die örtliche Auflösung, kommt aber der größeren Auswertefenster bei den PIV-Messungen entgegen.

In den Abbildungen 6.10 und 6.11 sind für ausgewählte Positionen die Histogramme angegeben. Zur Orientierung ist die PDF für die Position  $x/d=0.69$ ,  $y/d=-0.55$  zum Zeitpunkt  $16\text{ ms}$  in allen Diagrammen enthalten (Symbol  $\diamond$ ). Abbildung 6.10 zeigt das zeitliche Verhalten an dieser Position zu den untersuchten Zeitschritten. Zu Beginn der Einströmung liegt der Schwerpunkt der Verteilung bei niedrigen Molmischungsbrüchen, wobei für die Zeitschritte  $12\text{ ms}$  und  $13\text{ ms}$  ein Beitrag durch das verbleibende Aceton im Düsenrohr vorhanden ist, so dass der Mittelwert noch näher bei Null liegen müsste. Der Schwerpunkt verschiebt sich im Verlauf der Strahlentwicklung zu höheren Mischungsbrüchen. Die breiter werdende Verteilung zeigt, dass die Streuung und damit die Fluktuation im Mischungsbruch zunimmt. Die räumliche Entwicklung der PDF zum Zeitschritt  $16\text{ ms}$  ist in Abb. 6.11 zur besseren Darstellung auf zwei Diagramme verteilt. Für einen festen axialen Abstand  $x = 0.69 d$  zum Düsenende sind die PDFs aus verschiedenen radialen Positionen  $y/d$  aufgetragen. Außerhalb des Strahls ist der Mischungsbruch Null und mit

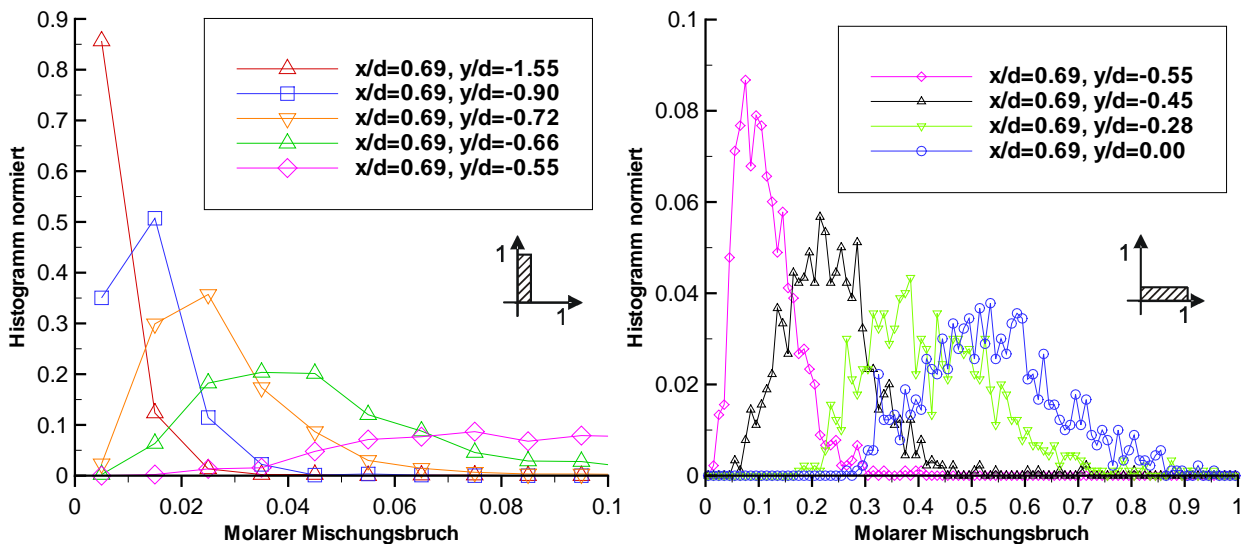


Abbildung 6.11: Radiale Entwicklung des Mischungsbruchs zum Zeitschritt  $16\text{ ms}$  für  $x/d = 0.69$ ,  $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ,  $p_K = 30\text{ bar}$ . Auf der Strahlachse ( $y/d = 0$ ) im rechten Bild ist das Mischungsbruchspektrum am größten mit  $\bar{X} = 0.53$  und nimmt zum Strahlrand hin ab (linkes Bild). Zum Vergleich ist die Verteilung am Radius  $y/d = -0.90$  in beiden Diagrammen eingetragen. Für den Intermittenzbereich bei  $y/d = -0.90$  liegt bereits mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ein Mischungsbruch von Null vor.

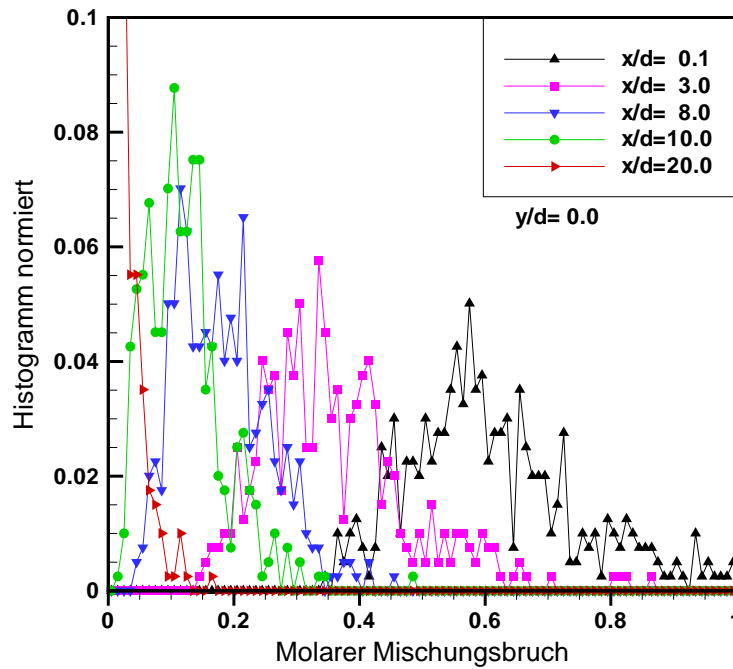


Abbildung 6.12: Die Verteilungsbreite des Mischungsbruchs nimmt ebenso wie der Mittelwert mit axialer Entfernung  $x/d$  ab. Bedingungen wie in Abb. 6.4, Zeitschritt  $16\text{ ms}$ .

abnehmendem Achsabstand verbreitert sich die Verteilung bis zur PDF mit dem größten Mittelwert auf der Strahlachse. Die Stelle  $y/d = -0.9$  liegt im Strahlrand, wo aufgrund von Intermittenz entweder kein Freistrahls vorhanden ist oder Brenngas in Randwirbeln transportiert wird. Trotzdem bleibt die Verteilung für alle Positionen und Zeitschritte unimodal.

Die Entwicklung der PDF entlang der Strahlachse in Abb. 6.12 verläuft qualitativ ähnlich wie die radiale Verteilung, wobei weiter stromab die Mittelwerte in Richtung Freistrahls abnehmen und die Verteilung schmaler wird. Sowohl der seitliche Rand als auch der Kopf des Freistrahls weisen starke Fluktuationen auf. Dies ist eine Erklärung für die quasi gleichzeitige Zündung über einen großen Bereich des Strahls. Die anderen Betriebspunkte zeigen ähnliches Verhalten in der transienten Entwicklung des Mischungsbruchs.

### 6.2.3 Beschreibung durch Beta-Funktionen

In Abb. 6.13 sind die Verteilungen des Molmischungsbruchs entlang der Strahlachse für den Zeitschritt  $19\text{ ms}$  bei  $p_K = 40\text{ bar}$ ,  $p_{inj} = 70\text{ bar}$  dargestellt. Gleichzeitig repräsentieren Beta-Funktionen nach Gl. 2.45 die Verteilung. Dabei werden die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  gemäß Gl. 2.47 aus dem Mittelwert und der Varianz des Mischungsbruchs berechnet. Sowohl der abnehmende Mittelwert als auch die sich verändernde Form der Originalverteilung zum Strahlrand hin werden dabei sehr gut abgebildet.

Ebenso verhält es sich mit der Verteilung an verschiedenen radialen Positionen der Stelle  $x/d = 1$  in Abb. 6.14. Eine Übersicht der lokalen Parameter für das gesamte Feld

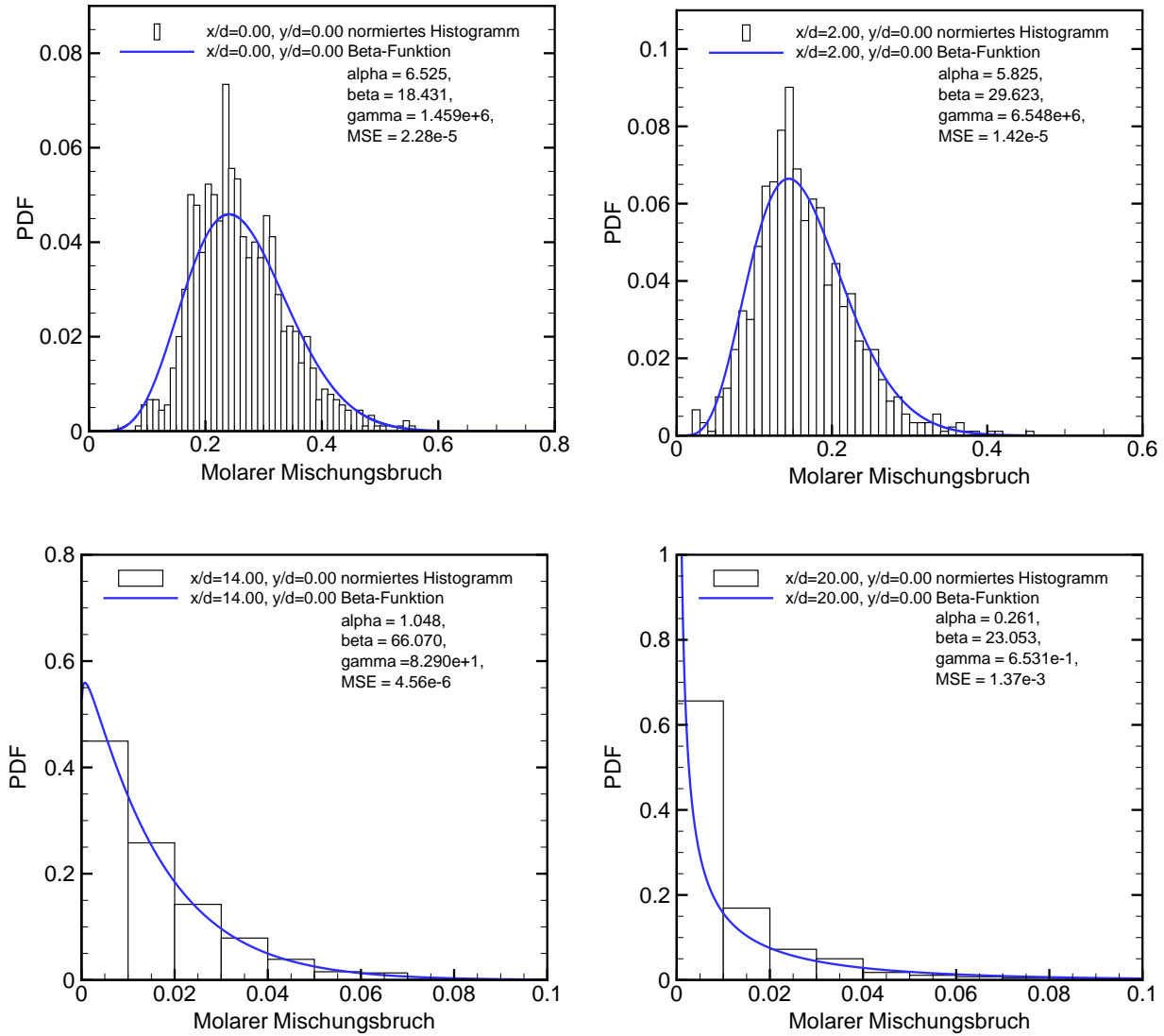


Abbildung 6.13: Ausgewählte Histogramme entlang der Strahlachse ( $y/d = 0$ ) von  $x/d = 0$  bis  $x/d = 20$  für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$  zum zündwahrscheinlichen Zeitschritt  $19 \text{ ms}$ . Aus dem jeweiligen Mittelwert und der Varianz der Verteilung sind Beta-Funktionen nach Gl. 2.45 berechnet, welche die PDF sehr gut beschreiben.

findet sich in Abb. 6.15. Zur Beurteilung der Güte bei der Bestimmung der angepassten Kurven lässt sich die mittlere quadratische Abweichung (*Mean Squared Error*, MSE) heranziehen. Diese bildet sich aus der quadrierten Differenz zwischen Messwert  $X(i)$  und Vergleichsfunktion  $F(i)$  über alle  $N_S$  Stützstellen im betrachteten  $(x, y)$ -Raum:

$$MSE = \frac{1}{N_S} \sum_{i=1}^{N_S} [X(i) - F(i)]^2 \quad (6.2)$$

In den dargestellten transienten Mischungsbruchprofilen liegt der maximale MSE-Wert am Strahlrand im Bereich von  $10^{-3}$ , im Strahlkern bei  $10^{-5}$ . Außerhalb des Freistrahls ist

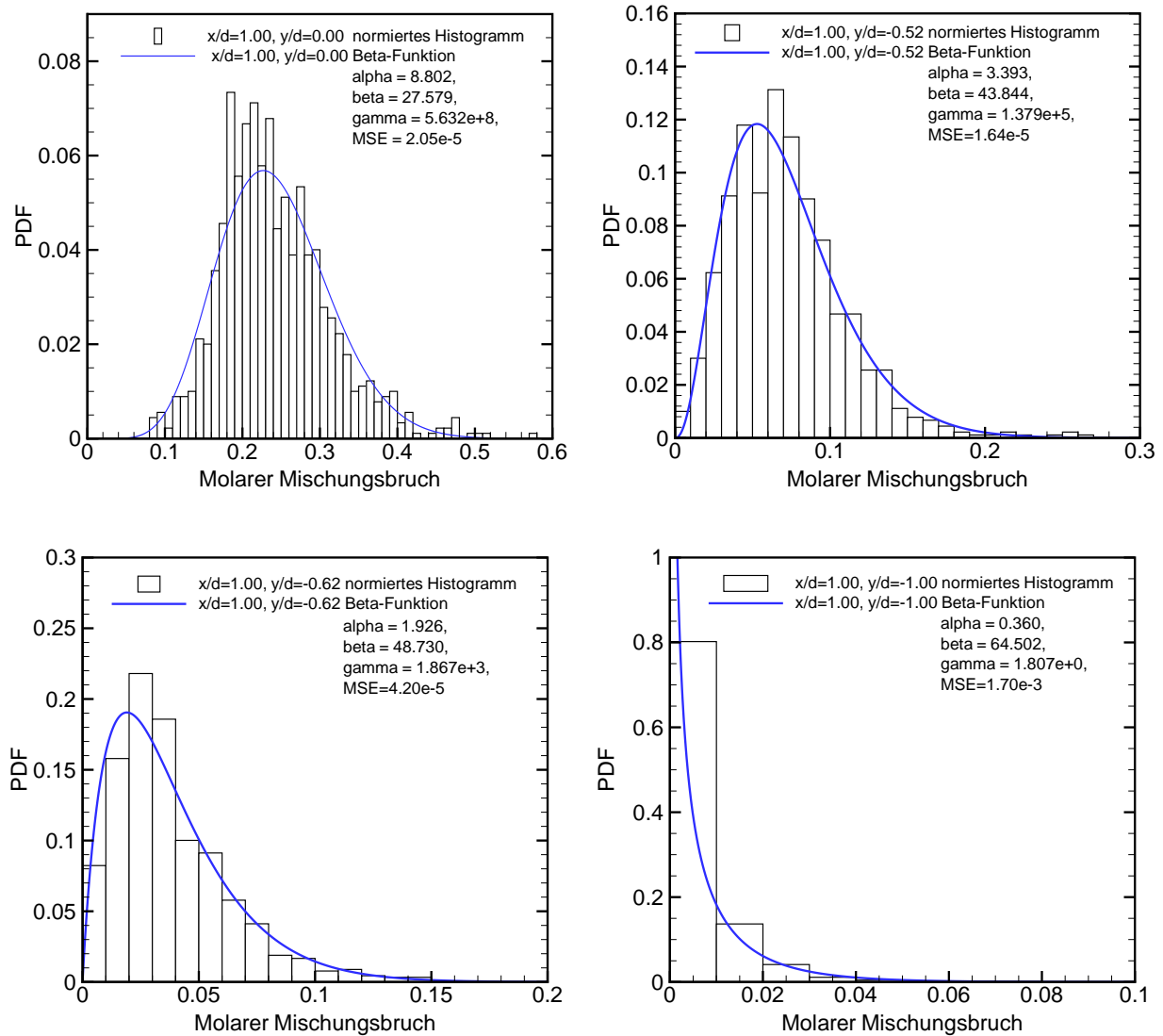


Abbildung 6.14: Ausgewählte Histogramme für den Düsenabstand  $x/d = 1$  und verschiedenen Radien von  $y/d = 0$  bis  $y/d = 1$  für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$  zum Zeitschritt  $19 \text{ ms}$ . Die zugehörigen Beta-Funktionen eignen sich für die Beschreibung der Verteilung.

der Mischungsbruch Null, wodurch eine Anpassung nicht mehr sinnvoll wird. Die obigen Diagramme zeigen, dass alle instationären PDFs innerhalb des Freistrahls durch Beta-Funktionen beschreibbar sind.

Durch die Kenntnis der lokalen Mischungsbruchverteilung kann als Maß für die Zündfähigkeit eine Integration innerhalb der Zündgrenzen von DME aus Tab. 2.1 durchgeführt werden [10]. Da für jeden aufgelösten Pixel eine PDF vorliegt, ergibt sich eine zwei-dimensionale Verteilung der so definierten Zündfähigkeit gemäß Abb. 6.16. Der Wert 1 bedeutet in diesem Fall, dass die komplette Verteilung des Mischungsbruchs innerhalb der Zündgrenzen liegt. Dabei ist zu beachten, dass die echten Zündgrenzen unter den vorliegenden nicht-atmosphärischen Bedingungen aufgeweitet sind (vgl. Kapitel 2.2)

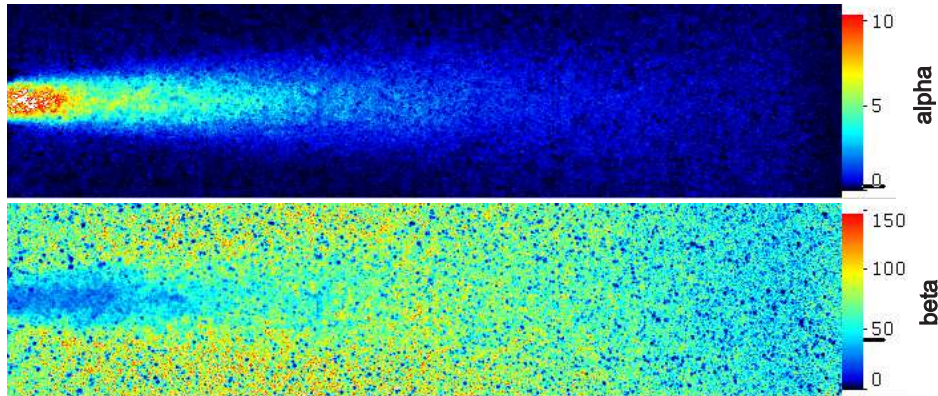


Abbildung 6.15: Räumliche Verteilung der Beta-Funktionsparameter  $\alpha$  und  $\beta$  für die Bedingungen aus Abb. 6.13 und 6.14. Der gesamte Freistrahel lässt sich auf diese Weise parametrisieren.

und für den echten Zündort die Verteilung von Temperatur und Streckung eine Rolle spielt, deren Einfluss in Kapitel 8 näher beleuchtet wird. Der Abb. 6.16 ist zu entnehmen, dass bereits in der Einströmpfase zündfähige Mischungen vorliegen, wobei in den LIF-Untersuchungen Stickstoff als einziger Mischungspartner auftritt. In den reaktiven Untersuchungen aus Kapitel 5.2 wird durch den induzierten Stickstoffstrahl Luft aus der Umgebung angesaugt, die am Freistrahlerand des nachströmenden DMEs für den Beginn des Radikalbildungsprozesses zur Verfügung steht.

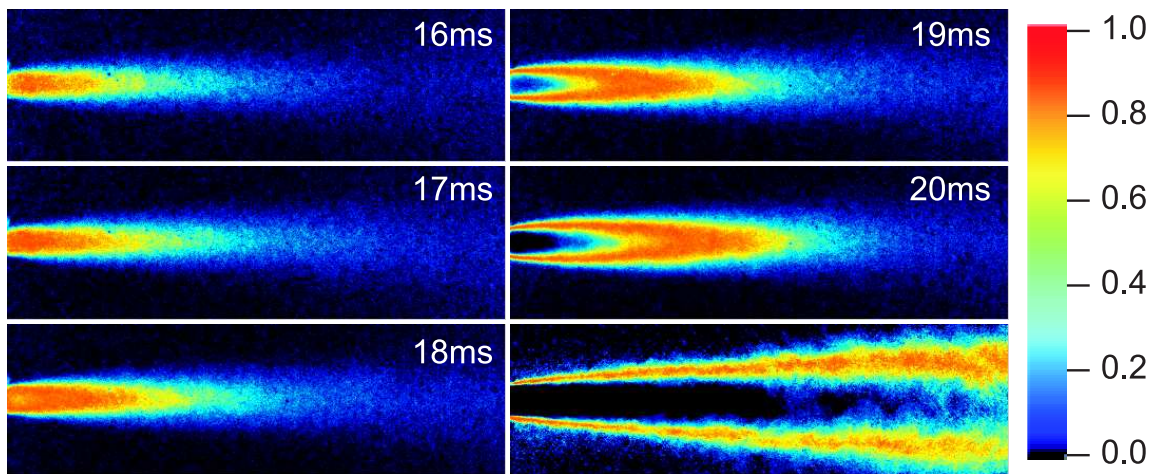


Abbildung 6.16: Integration über die lokalen PDFs mit den Zündgrenzen als Integrationsgrenzen definiert die örtliche Wahrscheinlichkeit zündfähiger Mischung (Bedingungen wie in Abb. 6.13 und 6.14).



# 7 Instationäre Geschwindigkeitsverteilung

Die Selbstzündung hängt nicht nur von der lokalen Verteilung des Mischungsbruchs ab, sondern wird auch durch die Strömungsgeschwindigkeit und deren turbulenten Schwankungen beeinflusst. Um die Verknüpfung zum Strömungsfeld herzustellen, wird die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe der PIV-Messtechnik im zeitlichen Zündzeitfenster der Freistrahlausbreitung erfasst. Über eine große Anzahl von Injektionen werden dabei verschiedene Momentaufnahmen des Freistrahls realisiert, so dass die lokale Verteilung der Geschwindigkeit gemessen werden kann, um Validierungsdaten bereitzustellen.

## 7.1 Eindüsung von Stickstoff

Analog zu den zeitaufgelösten Geschwindigkeitsmessungen am Düsenaustritt in Kapitel 4 wird das Geschwindigkeitsfeld zunächst bei Eindüsung von Stickstoff in eine Atmosphäre aus Stickstoff untersucht. Gemäß Kapitel 3.7 werden die Versuche unter atmosphärischen Temperaturen durchgeführt. Gegenüber LDA ist die örtliche Auflösung bei PIV geringer, da jeder Vektor aus einem Bereich von mehreren Pixel berechnet wird. Die Ortsauflösung in den LIF-Untersuchungen liegt beim Zusammenfassen (*Binning*) von 3 x 3 Pixeln bei  $198\mu\text{m}$  (Kapitel 3.6.3). Um in den Geschwindigkeitsmessungen eine ähnliche Auflösung zu erhalten, werden die Messparameter so gewählt, dass sich eine messtechnische Auflösung von  $l_{IW} = 16 \text{ Pixel} \cdot 27.4 \mu\text{m}/\text{Pixel} = 438\mu\text{m}$  und mit einer Überlappung von 50 % eine

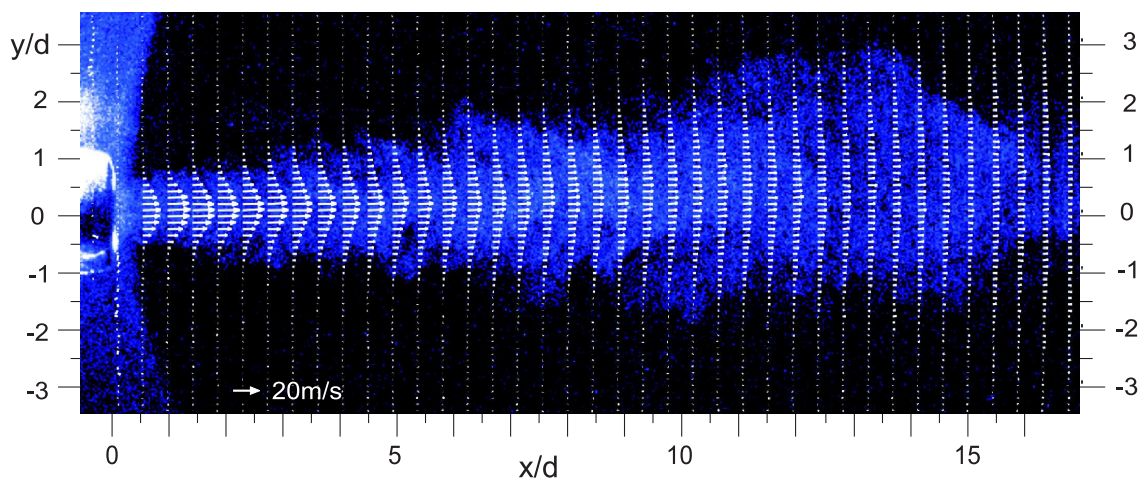


Abbildung 7.1: Die Vektoren stellen das mittlere Geschwindigkeitsfeld des stationären Stickstoffstrahls dar (Zeitschritt  $20 \text{ ms}$  bei  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ). Im Hintergrund ist das Partikelstreulicht aus einer Einzelinjektion zu sehen.

Messgitterweite von  $219 \mu\text{m}$  ergibt.

Die Forderung, dass nur Vektoren mit einem Q-Faktor  $\geq 2$  als gültig eingestuft werden, verringert die tatsächliche Datenmenge gegenüber der Anzahl an aufgenommenen Doppelbildern. Um die Mindestanzahl von Bildern zu bestimmen, die für eine ausreichende Statistik aufgenommen werden müssen, werden in einer Voruntersuchung aus einer Serie von 5000 Doppelbildern unterschiedliche Gesamtmenen für die Bildung von Mittelwert und Standardabweichung herausgenommen [98]. Ab 2000 Bildern ändern sich der Mittelwert und die Schwankungen im radialen Profil bei  $x/d = 5$  und im axialen Profil für  $y/d = 0$  nur noch marginal, so dass diese Anzahl in allen nachfolgenden Messungen zugrundegelegt wird.

Da im Strömungsfeld von Freistrah und Umgebung eine große Bandbreite in der Geschwindigkeit zu erwarten ist, werden der Randbereich und der Strahl zunächst über zwei verschiedene Bildabstände mit PIV aufgelöst ( $dt = 9 \mu\text{s}$  und  $60 \mu\text{s}$  bei  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ). Der Vergleich für den gemeinsamen niedrigen Geschwindigkeitsbereich zeigt jedoch keine Unterschiede, was in Abb. 7.5 für den Zeitschritt  $4 \text{ ms}$  gegenübergestellt wird. Aus diesem Grund werden die nachfolgenden Messungen mit einem kurzen Belichtungsabstand durchgeführt. Diese Vorgehensweise erspart die getrennte Auflösung von Strahl und Umgebung und damit die Überlagerung für die Bildung von statistischen Aussagen im gesamten Strömungsfeld.

### 7.1.1 Partikelverteilung und Validierung

Die Messung des stationären Strömungsfelds bei  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$  und  $p_K = 40 \text{ bar}$  ist in Abb. 7.1 dargestellt. Das Hintergrundbild zeigt das Streulicht der Partikel aus einer einzelnen Injektion. Der Laserstrahl-Lichtschnitt breitet sich dabei in die negative  $y$ -Richtung aus. Aus Gründen einer erkennbaren Darstellung wird in  $x$ -Richtung nur jeder vierte Geschwindigkeitsvektor präsentiert, die zugehörige quantitative Verteilung findet sich in Abb. 7.3 unten. In Düsenähe werden die Geschwindigkeiten jedoch falsch detek-

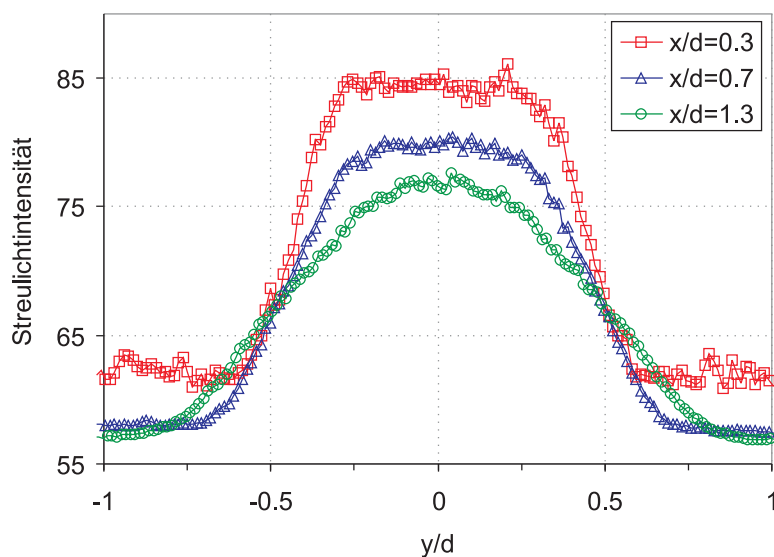


Abbildung 7.2: Mittlere Streulichtintensität der Rohbilder als Maß für die Partikelverteilung in Düsenähe. Die Partikeldichte geht von einem Blockprofil in ein gaußförmiges Profil über.

tiert, da die Partikeldichte zu hoch ist und sich dadurch der Kontrast verschlechtert. Wie das Streulicht an einer rauhen Wand, interferiert das gestreute Licht und bildet *Speckle*-Muster im Detektor, auf die der PIV-Algorithmus korreliert [25]. Die resultierenden falschen Vektoren aus dem düsennahen Bereich besitzen dennoch einen Q-Faktor  $\geq 2$ , so dass mit diesem Kriterium keine Filterung möglich ist. Aus der Partikelverteilung des stationären Strahls beim Zeitschritt  $20\text{ ms}$  in Abb. 7.2 ist deutlich zu erkennen, dass in Düsennähe zunächst ein blockförmiges Profil vorliegt. Diese hohe Partikeldichte verdünnt sich sehr schnell und geht in ein rundes Radialprofil über, so dass wieder Partikelmuster auf die Kamera abgebildet werden können. Neben dem räumlichen Abklingen der Partikelzahl ist auch ein zeitliches Abklingen in Abb. 7.3 zu beobachten, weshalb bei kürzeren Zeitschritten ein größerer Bereich unvalidiert bleibt. Die Partikeldichte im düsennahen Bereich lässt sich aus den in Kapitel 3.5 genannten Gründen nicht weiter reduzieren. Die Konsistenz zwischen den gültigen Geschwindigkeiten stromab der hohen Partikeldichte und den LDA-Messungen bei  $0.4 x/d$  wird im nächsten Abschnitt ersichtlich. Darüberhinaus weist der Vergleich der Stickstoffgeschwindigkeiten mit und ohne der Nacheindüsung von Stickstoff ( $50\text{ bar}$ ) keinen Unterschied auf [98]. Selbst die kurzen Zeitschritte lassen sich bei Aktivierung der Nacheindüsung vermessen, obwohl durch die vorausgehende Rohrspülung des letzten Injektionszyklus weniger Partikel zur Verfügung stehen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Innenfläche des Düsenrohrs mit Öl benetzt ist, so dass an den Querschnittsübergängen nach dem Injektor im oberen Teil des Düsenrohrs ebenfalls Partikel generiert werden (vgl. Abb. 3.3).

### 7.1.2 Strahlentwicklung

Die transiente Entwicklung von der Einströmung des verdrängten Stickstoffs bis zum stationären Strömungsfeld ist in Abb. 7.3 für vier ausgewählte Zeitschritte gezeigt. Die ungültigen Bereiche sind dabei schraffiert gekennzeichnet. In den LIF-Messungen aus Kapitel 6.1 wurde bereits der Kopfwirbel aufgelöst. Im Geschwindigkeitsfeld sind nun die zugehörigen Rückströmgebiete sichtbar. Bei  $20\text{ ms}$  sind die Geschwindigkeiten stationär, die Lücke bei  $14.5 x/d$  resultiert aus einer Lichtabschattung aufgrund eines optischen Defekts (auch in den folgenden Abbildungen zu sehen). Die Freistrahlachse ist nicht deckungsgleich mit der Bildachse, so dass der Strahl schräg nach oben verläuft. Der ringförmige Wirbel wird stromab transportiert, wobei er sich ständig vergrößert bis die zweidimensionale Rotation bzw. Wirbelstärke  $W = (\partial v/\partial x) - (\partial u/\partial y)$  so klein wird, dass der Wirbel kontinuierlich in das Randfeld des Freistrahls übergeht. Dies ist typisch für die vorliegende *Kelvin-Helmholtz-Instabilität* [46], bei der eine anfängliche Störung in einer freien Scherschicht stromab weiter anwächst. Die Wirbelstärken und Stromlinien sind für die Zeitschritte  $5$  und  $8\text{ ms}$  in Abb. 7.4 dargestellt. Der Kopfwirbel rollt sich bei  $5\text{ ms}$  so stark auf, dass die Stromlinien innerhalb des Ringes verdichtet werden, wodurch die Strömung lokal beschleunigt wird. Stromauf ist ein nachfolgender großer Wirbel zu sehen, der sich im Schatten des größeren ersten Wirbels befindet. Beide Wirbelzentren besitzen den gleichen Drehsinn und bewegen sich mit einer integralen Geschwindigkeit zwischen den beiden Zeitschritten von etwa  $5\text{ m/s}$  beim ersten und  $3\text{ m/s}$  beim nachfolgenden Wirbel. Die große Anzahl von 2000 Aufnahmen, die zu den vorgestellten Ergebnissen führt, weist auf eine hohe Reproduzierbarkeit der instationären Strahlentwicklung hin. Die Stromlinien zeigen, dass gleichzeitig Gas aus der Umgebung angesaugt und eingemischt wird.

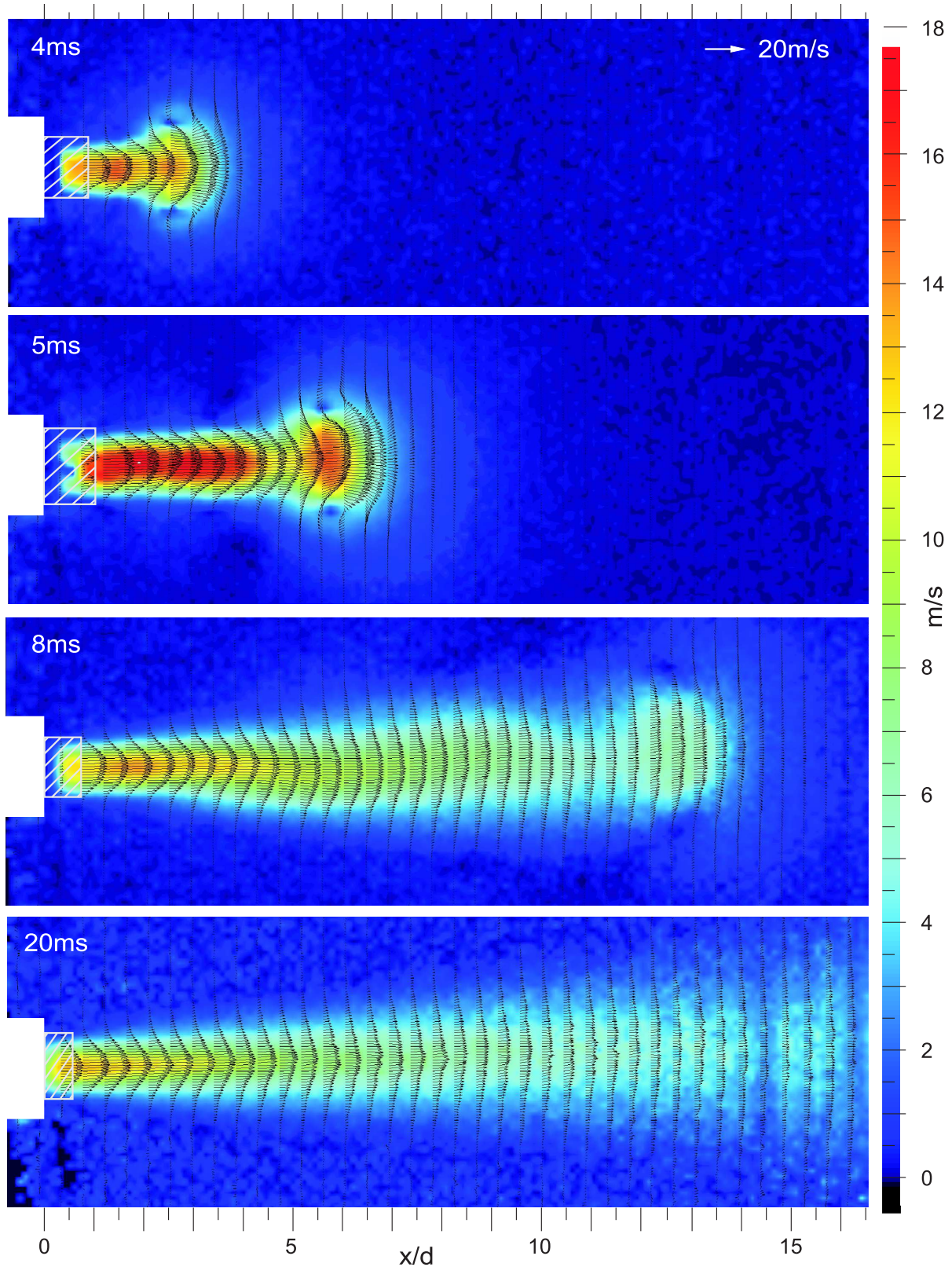


Abbildung 7.3: Zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsfelds für ausgewählte Zeitschritte bis zum stationären Strahl (20 ms) für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ . Der Geschwindigkeitsbetrag der Vektoren ist als Farbskala hinterlegt. Die schraffierten Bereiche markieren unvalidierte Vektoren, da dort die Partikeldichte zu hoch ist.

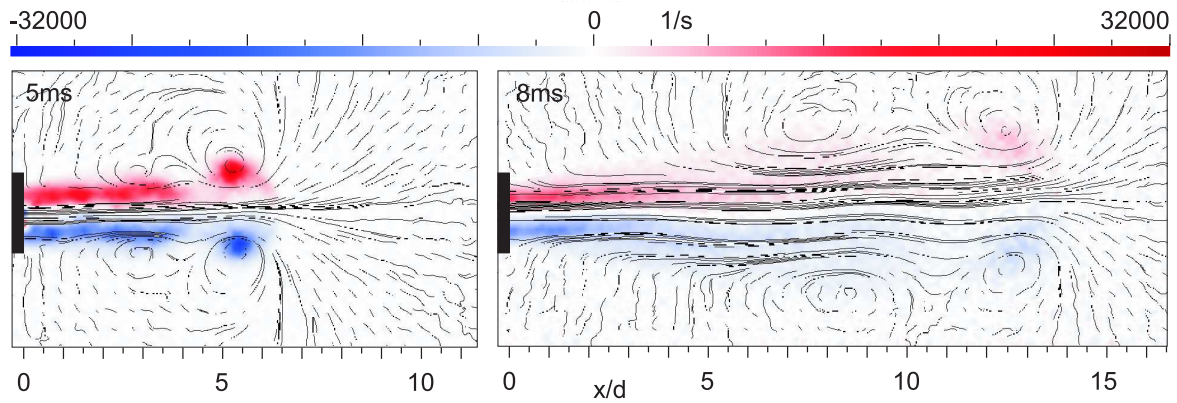


Abbildung 7.4: Für die Zeitschritte 5 und 8 ms aus Abb. 7.3 ist die Wirbelstärke  $W$  farblich dargestellt, woraus die Scherschicht und die Wirbelzentren hervorgehen. Die Stromlinien sind schwarz eingezeichnet, wodurch die Ansaugung der Umgebungsluft sichtbar wird.

Die starken Geschwindigkeitsgradienten in der düsenahen Scherschicht erzeugen ein Rotationsfeld, innerhalb dessen kleine Randwirbel entstehen. Im Zeitschritt 8 ms sind die größeren Wirbel angewachsen, haben aber an Wirbelstärke verloren und gehen in das turbulente Strömungsfeld des stationären Strahls über. In der Entwicklung der mittleren Achsgeschwindigkeit nach Abb. 7.5 wird deutlich, wie die Amplitude des Kopfwirbels mit zunehmendem Strahlfortschritt aufgezehrt wird. Im ausgeklammerten düsenahen Bereich sind die Geschwindigkeiten aus den LDA-Messungen (Abb. 4.4) eingetragen. Durch diese kombinierte Darstellung wird insbesondere beim Vergleich der Zeitschritte 4 und 5 ms ersichtlich, wie die Geschwindigkeitsoszillationen am Düsenaustritt als räumliche Störungen in die Kammer fortgepflanzt werden. Aus der Abbildung ist die Eindringtiefe des Strahls sehr gut ablesbar, die sich als Ort mit dem Geschwindigkeits-

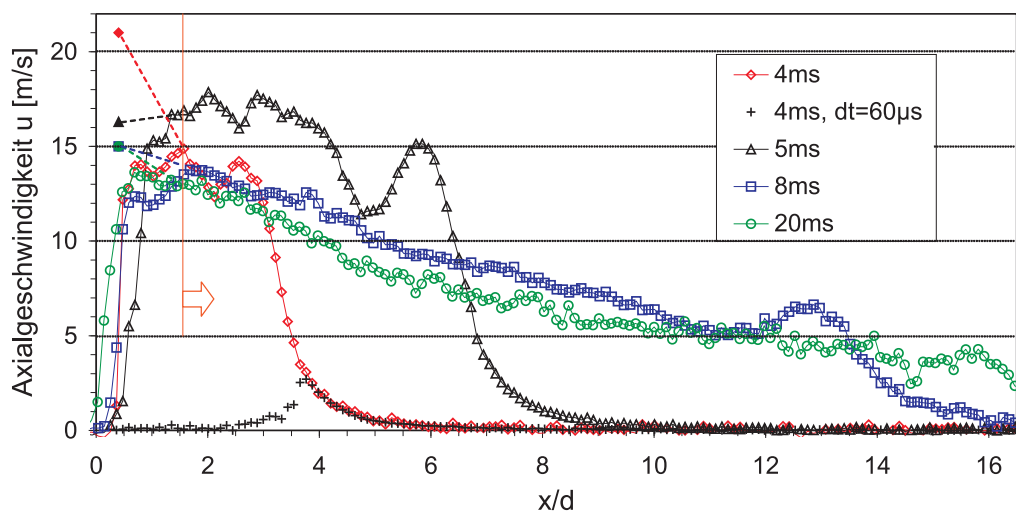


Abbildung 7.5: Zeitliche Entwicklung der mittleren Achsgeschwindigkeiten ( $y/d = 0$ ) für die Zeitschritte aus Abb. 7.3. Die vollen Punkte sind mit LDA gemessene Geschwindigkeiten (Abb. 4.4) zur Überbrückung bis zum validierten Bereich (Pfeil).

wert  $1\text{ m/s}$  definieren lässt. Demnach ergeben sich für die Zeitschritte 4, 5 und 8  $\text{ms}$  Eindringtiefen von 4.6, 8.0 bzw.  $15.2x/d$ . Gegenüber der Bestimmung der Eindringtiefe über den Mol-Mischungsbruch aus den LIF-Versuchen in Kapitel 6.1 werden in der Betrachtung der Geschwindigkeit auch Fluidteilchen vor dem Freistrahл beschleunigt, so dass mit dieser Fernwirkung die hier bestimmten Eindringtiefen tendenziell höher sind. Trotzdem weisen die in Abb. 6.2 gefundenen Penetrationslängen große Abweichungen auf, mit den zugehörigen Längen von 1.7, 4.5 und  $15.1x/d$ . Die Eindringtiefe  $Z_s$  gemäß Gl. 2.20 lässt sich nach [44] mit dem äquivalenten Durchmesser skalieren (Gl. 2.21), so dass mit Gl. 2.12  $Z_s \propto (\rho_0/\rho_\infty)^{1/4}$  bei sonst gleichen Parametern gilt. Mit dem Dichteverhältnis nach Seite 73 lässt dies sogar eine Zunahme von etwa 20 % gegenüber der isothermen Stickstoff-Penetration erwarten. Da allerdings die zeitliche Änderung der Eindringtiefe  $dZ_s/dt$  nach Gl. 2.20 proportional zu  $t^{-1/2}$  ist, kann ein zeitlicher Offset bei Beginn der Eindüsung größere Differenzen in  $Z_s$  bewirken. Da die Messung des Mischungsbruchs bei hohen Temperaturen stattfindet, ist neben der Erhöhung des elektrischen Widerstands eine Abschwächung des Magnetfelds im Injektor nicht auszuschließen, was zu einer Schalt-Verzögerungszeit gegenüber dem Triggersignal führt. Der Abstand zwischen den gefundenen Eindringtiefen konvergiert entsprechend der Differenz zwischen zwei auf der Zeitachse versetzte Wurzelfunktionen für höhere Zeitschritte gegen Null.

### 7.1.3 Ausbreitung des stationären Strahls

Da die Eindüsung von DME in ein ausgebildetes Freistrahlfeld erfolgt, ist das Verhalten des stationären Strahls von Bedeutung. Die maximale Geschwindigkeit  $u_a$  auf der Strahlachse in Abb. 7.5 klingt reziprok mit dem Düsenabstand ab. Der Kehrwert von  $u_a$  wird gemäß Abb. 7.6 (links) ab  $x/d \approx 2$  linear, so dass nach diesem Übergangsbereich ein selbstähnliches Strahlverhalten zu erwarten ist (vgl. Abschnitt 7.1.4). Die Steigung der interpolierten Geraden beträgt 0.2, welche in den aus Gl. 2.10 angegebenen Bereich passt.

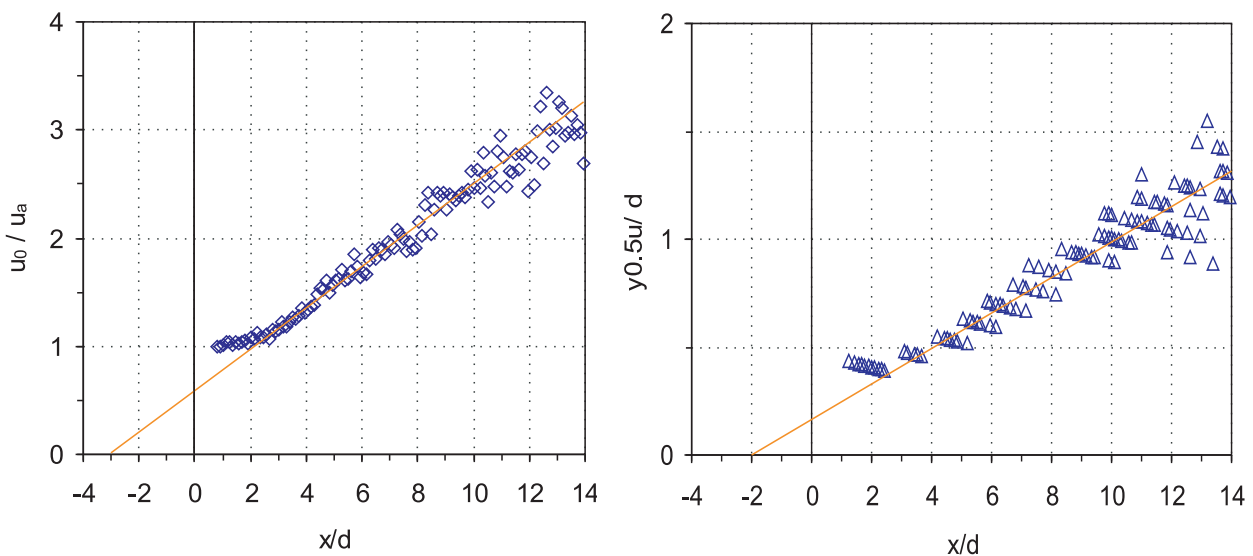


Abbildung 7.6: Stationärer Stickstoffstrahl ( $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ,  $p_K = 40\text{ bar}$ ), links: Der Kehrwert der Achsgeschwindigkeit  $u_0/u_a$  verläuft im Ähnlichkeitsbereich linear zum Düsenabstand  $x/d$ . Rechts: lineare Ausbreitungsrate des Halbwertsradius  $y_{0.5u}$  über  $x/d$ .

Die Extrapolation auf die Abszissenachse liefert einen virtuellen Strahlursprung von  $-3d$ . Ebenfalls unter Berücksichtigung der Schiefelage des Strahls gegenüber der Bildausrichtung ergibt sich für die stationäre Strömung eine Ausbreitungsrate des Halbwertsradius  $y_{0.5u}$  von  $0.083(x - x_0)$  symmetrisch um die Freistrahlachse, vgl. lineare Näherungsgerade in Abb. 7.6 rechts. Dies liegt in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben zwischen  $0.084$  [108] und  $0.086$  [21]. Der virtuelle Strahlursprung liegt hier bei  $x_0 = -2d$  und ist damit etwas näher am Düsenaustritt als bei der Bestimmung über den Geschwindigkeitsabfall. Der Unterschied kommt durch die Unsicherheit der Geschwindigkeit  $u_0$  im düsennahen Bereich und damit in der Steigung bei der Auftragung von  $u_0/u_a$  zustande.

### 7.1.4 Selbstähnlichkeit

In der Abb. 7.7 werden die dominierenden Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$  entlang radialer Schnitte zu verschiedenen Düsenabständen  $x/d$  und für die zwei Zeitschritte  $5\text{ ms}$  (links) und  $20\text{ ms}$  (rechts) verglichen. Bei Bezug des Achsabstandes  $y$  auf den Halbwertsradius  $y_{0.5u}$  fallen für den Zeitschritt  $20\text{ ms}$  die mittleren Geschwindigkeitsprofile zusammen, welche auf die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  bezogen sind. Die selbstähnlichen Pro-

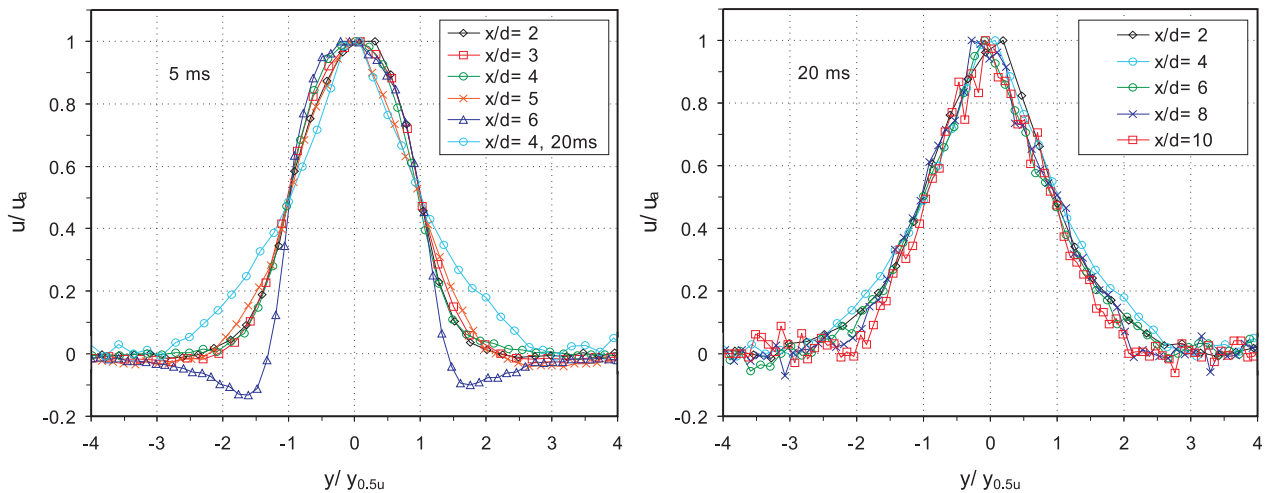


Abbildung 7.7: Radialprofile der Geschwindigkeitskomponente  $\bar{u}$  normiert auf  $u_a$  und aufgetragen über den Achsabstand  $y$ , der auf den Halbwertsradius  $y_{0.5u}$  bezogen ist. Das rechte Diagramm zeigt den stationären Strahl bei  $20\text{ ms}$ , bei dem die Profile für verschiedene  $x/d$  im Selbstähnlichkeitsbereich gaußförmig zusammenfallen. Im linken Bild ist für den Zeitschritt  $5\text{ ms}$  ebenfalls eine Selbstähnlichkeit mit nicht-gaußförmiger Charakteristik bis zum Kopfwirbel ( $x/d < 5$ ) zu sehen.

file sind deckungsgleich zu Vergleichsexperimenten aus der Literatur [92] und lassen sich durch eine Gaußfunktion beschreiben. Für den Zeitschritt  $5\text{ ms}$  im linken Diagramm sind die Radialverteilungen bis zum Kopfwirbel bei  $x/d = 5$  in gleicher Weise aufgetragen. Im Bereich zwischen Düse und Kopfwirbel existiert ebenfalls eine Selbstähnlichkeit, allerdings mit einer nicht-gaußförmigen Charakteristik. Zum Vergleich ist für  $x/d = 4$  das stationäre Profil aus dem rechten Diagramm eingetragen. Im Abstand  $x/d = 6$  werden die mittleren Geschwindigkeiten aufgrund des Wirbels im Randbereich negativ.

### 7.1.5 Turbulente Größen

In Abb. 7.8 sind die mittleren axialen Geschwindigkeiten sowie deren Standardabweichungen ohne Normierung dargestellt. Für vier verschiedene Düsenabstände  $x/d$  ist dabei die Strahlverbreiterung im mittleren Strömungsfeld zu sehen. Aus dem Qualitätskriterium zur Vektorvalidierung verbleiben lokal nur ein Bruchteil der Gesamtmenge an Doppelbildern, woraus sich ein mittlerer Q-Faktor von etwa 3 ergibt. Die reduzierte Datenmenge liefert mit Gl. 3.9 ein 95 %-Vertrauensintervall von  $\pm 0.2 \text{ m/s}$  für die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit. Die turbulenten Schwankungen  $u_{rms}$  weisen außerhalb des Frei-

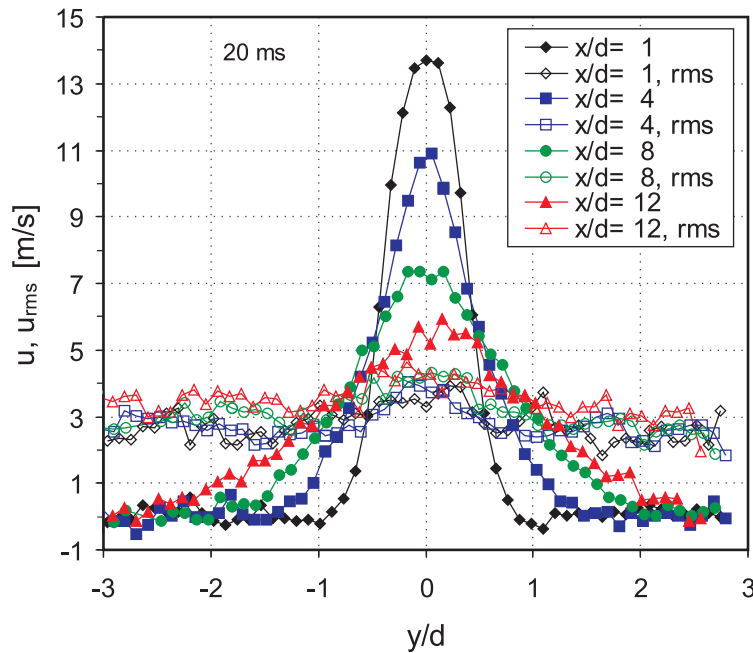


Abbildung 7.8: Axiale Geschwindigkeitskomponente  $\bar{u}$  und dazugehörige Schwankungsgeschwindigkeiten  $u_{rms}$  im stationären Stickstoffstrahl (20 ms) für vier verschiedene  $x/d$  ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ).

strahls hohe Werte von  $3 \text{ m/s}$  auf. Aufgrund der mittleren Geschwindigkeit Null liegt der Partikelversatz in diesem Bereich bei  $< \pm 0.5 \text{ Pixel}$ , so dass durch die abgebildete Partikelgröße  $< 1 \text{ Pixel}$  mit dem in Kapitel 3.4.3 beschriebene *Peak Locking*-Effekt zu rechnen ist. Mit der optischen Auflösung von  $27 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  und dem Pulsabstand  $dt = 5 \mu\text{s}$  ergibt sich hierbei eine Unsicherheit von  $< \pm 2.7 \text{ m/s}$ , wodurch die hohen RMS-Geschwindigkeiten resultieren. Für die Position  $x/d = 1$ ,  $y/d = 2$  außerhalb des Freistrahls ist die Geschwindigkeitsverteilung von  $u$  gleich der radialen Komponente  $v$  in Abb. 7.9. In der Freistrahlmittle ( $y/d = 0$ ), wo für  $x/d = 1$  und  $x/d = 4$  jeweils 800 validierte Vektoren zugrundeliegen, ist ebenfalls eine symmetrische Geschwindigkeitsverteilung um  $v = 0$  erkennbar, so dass von einer symmetrischen *Peak Locking*-Verbreiterung ausgegangen werden darf. Durch den im Programm verwendeten 3-Punkt-Schätzer zur Erhöhung der Subpixel-Genauigkeit resultiert statt der Pixel-Diskretisierung eine kontinuierliche Verteilung der Geschwindigkeit [22], welche als Gauß-Funktion  $f_{PL}(v)$  angenähert werden kann. Die durchgeführte Messung repräsentiert auf diese Weise eine Überlagerung der turbulenten Geschwindigkeiten  $v_{rms}$  mit der Messunsicherheit durch *Peak Locking*. Die



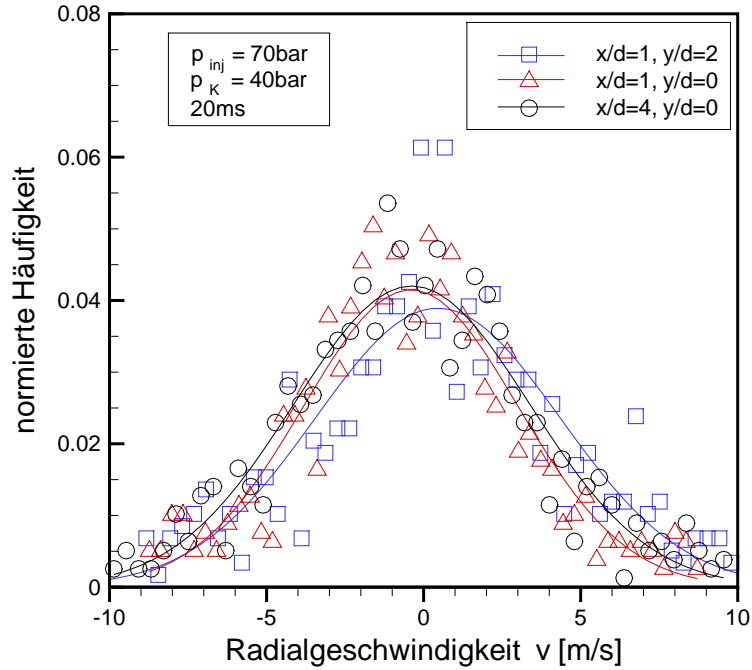


Abbildung 7.9: Geschwindigkeitsverteilung der radialen Komponente  $v$  für verschiedene Positionen des stationären Freistrahls ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ).

mathematische Faltung dieser Verteilungen wird durch folgenden Zusammenhang über die laufende Hilfsvariable  $v^*$  beschrieben:

$$v_{\text{Messung}} = \int_{-\infty}^{\infty} v_{rms}(v^*) f_{PL}(v - v^*) dv^* . \quad (7.1)$$

Wird für beide Funktionen ein Gauß-Profil angenommen, so gilt für die Standardabweichung der gemessenen Verteilung [58]:

$$\sigma_{\text{Messung}} = \sqrt{v_{rms}^2 + \sigma_{PL}^2} . \quad (7.2)$$

Mit den oben genannten Werten ergibt sich demnach  $v_{rms} \approx 1 \text{ m/s}$  außerhalb des Freistrahls. Um *Peak Locking* zu vermeiden, wären Partikeldurchmesser  $> 30 \mu\text{m}$  notwendig, die gemäß Kapitel 4.2 zu noch größeren Fehlern aufgrund von Schlupf und Rückwirkung auf die Strömung führen würden. Da die Grenze der optischen Auflösung erreicht ist, lässt sich der *Peak-Locking*-Fehler, welcher mit dem gleichen Betrag für den Einzelvektor innerhalb des Freistrahls auftritt, nur durch die Erhöhung des Bildabstandes  $dt$  verkleinern. Mit dieser Zeitverzögerung wächst allerdings der Partikelversatz und damit die Größe der Auswertefenster, so dass mit dieser Maßnahme die Ortsauflösung sinken würde. Innerhalb dieser Limitierung wachsen in Abb. 7.8 die gemessenen RMS-Werte innerhalb des Freistrahls auf  $4 \text{ m/s}$  an, woraus sich nach Gl. 7.2  $u_{rms} \approx 3 \text{ m/s}$  abschätzen lässt. In Kapitel 4.3 ist für die gleichen Druckbedingungen ( $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ ) bereits der Übergang von den niedrigen turbulenten Schwankungen  $u_{rms} = 1 \text{ m/s}$  in Düsenmitte zu der Turbulenz in der Scherschicht von  $u_{rms} = 3 \text{ m/s}$  zu beobachten. Der turbulente

Impulsaustausch führt zu einem schnellen Abklingen der mittleren Geschwindigkeit auf der Freistrahachse, was zur Steigerung des Turbulenzgrads nach Gl. 4.4 führt. Gemäß [21] strebt der Turbulenzgrad auf der Strahlachse für  $x/d > 10$  gegen 28 %. Im vorliegenden Fall wird dieser Wert bereits ab etwa  $x/d = 5$  erreicht. Dies ist konsistent mit den gefundenen Fluktuationen im Molmischungsbruch von etwa 30 % für den gleichen Bereich.

Die zu erwartenden Kolmogorov-Längenmaße und die entsprechenden Fluktuationsgeschwindigkeiten können mit den eingesetzten Messverfahren nicht aufgelöst werden. Durch Kombination der Gleichungen 2.16 und 2.18 kann das kleinste Längenmaß folgendermaßen berechnet werden:

$$l_K = 0.03^{-\frac{1}{4}} (Re_{char})^{-\frac{3}{4}} y_{0.5u} \quad (7.3)$$

Da  $Re_{char}$  unabhängig von  $x$  und  $y_{0.5u} \propto x$  ist, wächst  $l_K$  ebenfalls proportional zum Düsenabstand. Für 40 bar ist  $Re_{char} \approx 30000$ , so dass für  $x/d = 10$  das Kolmogorov-Längenmaß zu  $l_K = 2 \mu m$  bestimmt werden kann. Dieses Maß ist kleiner als bei der motorischen Verbrennung, wo  $l_k$  im Bereich  $10 \mu m$  liegt [5], da im vorliegenden Fall die kinematischen Viskositäten kleiner sind (vgl. Kapitel 3.7). Mit  $Re_T \approx 400$  gemäß Gl. 2.17 ergibt sich in Verbindung mit Gl. 2.19 ein integrales Längenmaß von  $l_0 = 0.2 mm$ . Für dasselbe  $x/d$  ist  $y_{0.5u} = 2 mm$ , so dass  $l_0$  als Scherschichtdicke interpretiert werden kann [47].

### 7.1.6 Mittlere Geschwindigkeitsgradienten im stationären Strahl

Die Streckraten in einem dreidimensionalen Strömungsfeld werden lokal durch einen Tensor mit sechs unabhängigen Komponenten  $S_{ij} \equiv (\partial v_i / \partial x_j) + (\partial v_j / \partial x_i)$  beschrieben [79]. Im vorliegenden Fall können nur Aussagen über vier Komponenten in der Lichtschnittebene getroffen werden. Nach [56] liegen die höchsten skalaren Dissipationsraten in schichtartigen Strukturen vor, welche mit der höchsten Aufenthaltswahrscheinlichkeit orthogonal

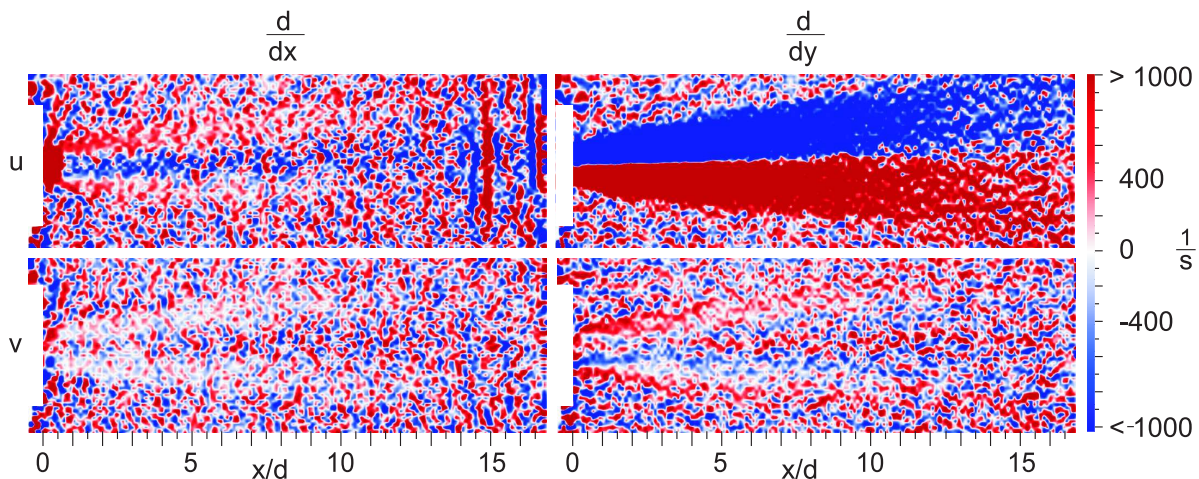


Abbildung 7.10: Örtliche Ableitungen der mittleren Geschwindigkeitskomponenten im Bereich von  $-1000 s^{-1}$  bis  $+1000 s^{-1}$  (Farbskala) für  $p_{inj} = 70 bar$  und  $p_K = 40 bar$ . Die Komponenten des mittleren Streckratentensors setzen sich additiv aus den einzelnen Ableitungen zusammen, wobei  $du/dy$  dominiert, so dass die mittleren Streckraten erst ab etwa  $x/d > 10$  unterkritisch werden (vgl. Abb. 8.8).

zur Ausrichtung der kompressiven Hauptstreckrate und damit gleichzeitig senkrecht zum skalaren Gradienten orientiert sind, analog zu Abb. 2.7. Im Hinblick auf die Zündsimulation in Kapitel 8.3 können die mittleren Geschwindigkeitsgradienten aus dem Vektorfeld berechnet werden, um die auftretenden Streckraten abzuschätzen. Momentane Geschwindigkeitsfelder weisen Gradienten auf, die von den mittleren stark abweichen können, so dass die Geschwindigkeitsgradienten in Abb. 7.10 nur als grobe Abschätzung dienen können. Gemäß Kapitel 5 tritt das Brenngas in eine ausgebildete Freistahlströmung ein, so dass der stationäre Freistahl aus Abb. 7.3 für die Ableitung der mittleren Geschwindigkeit herangezogen wird. Aus der Untersuchung des Streckungseinflusses bei der Simulation ergibt sich unter den vorliegenden Randbedingungen eine kritische Streckrate von etwa  $1000 \text{ s}^{-1}$ , oberhalb der eine Zündung nicht möglich ist. Aus diesem Grund wird in Abb. 7.10 nur der Bereich von  $-1000 \text{ s}^{-1}$  bis  $+1000 \text{ s}^{-1}$  markiert. Die weiße Farbe entspricht dem Geschwindigkeitsgradienten Null. Da die wirksame Streckrate nicht vorauszuberechnen ist, werden alle Raumableitungen der Komponenten gebildet. Außerhalb der Freistahlkontur stammt die große Variation der Gradienten aus dem Rauschen. Dort liegen die Mischungsbrüche nach Abb. 6.16 außerhalb einer zündfähigen Zusammensetzung. Innerhalb des Freistrahlfeldes ist der Verlauf der mittleren Geschwindigkeiten nicht glatt, so dass mit dem Bezug auf die kleinen Abmessungen eine hohe Fluktuation des Geschwindigkeitsgradienten resultiert. Auffällig ist der dominierende Gradient  $\partial u/\partial y$ , der erst für größere  $x/d$  niedrige Streckraten zulässt. Die kleinsten Streckraten führen nach Kapitel 8.3 zu den kürzesten Zündverzugszeiten. Die Beobachtung aus Kapitel 5 zeigt einen räumlichen Bereich der Selbstzündung von  $3 < x/d < 12$ , so dass die instantanen Geschwindigkeitsgradienten gegenüber dem mittleren Feld bereits ausreichend kleine Streckraten zulassen.

### 7.1.7 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Die lokale Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeit kann analog zu Kapitel 6.2.2 in Form eines normierten Histogramms dargestellt werden. In Abb. 4.10 sind bereits diskrete PDFs für den Düsenaustritt gezeigt. Im Folgenden werden deshalb Histogramme für den Stickstoffstrahl unter denselben Bedingungen vorgestellt ( $p_K = 40 \text{ bar}$ ,  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ). Die räumliche PDF-Entwicklung entlang der Strahlachse ist für den stationären Stickstoffstrahl in Abb. 7.11 dargestellt. Dabei sind neben der angenäherten Gauß-Funktion auch die fehlerkorrigierten Verteilungen mit der Standardabweichung  $u_{rms}$  gemäß Kapitel 7.1.5 eingetragen. Der Verlauf der abnehmenden Mittelwerte ist bereits in Abb. 7.5 vorgestellt. Die axiale RMS-Geschwindigkeit nimmt stromab kontinuierlich zu, wobei die Werte in der Größenordnung des überlagerten *Peak Locking*-Effekts bleiben. Für die Position  $x/d = 4$  kann die Verteilung mit der PDF der Radialkomponente aus Abb. 7.9 verglichen werden. Der korrigierte Wert  $v_{rms} = 2.6$  liegt um 15% unterhalb von  $u_{rms}$ , was im zu erwartenden Bereich liegt [85]. Nahe der Düse für  $x/d = 1$  steigen die Schwankungsgeschwindigkeiten mit zunehmendem Radius in Abb. 7.12 an. Die Position  $y/d = 0.5$  liegt im Bereich der Scherschicht,  $y/d = 1$  ist im Strahlrand. Für größere Düsenabstände  $x/d = 8$ ,  $x/d = 12$  klingen die turbulenten Schwankungen  $u_{rms}$  mit zunehmendem Radius allerdings langsamer ab als die Werte, die von [85] angegeben werden.

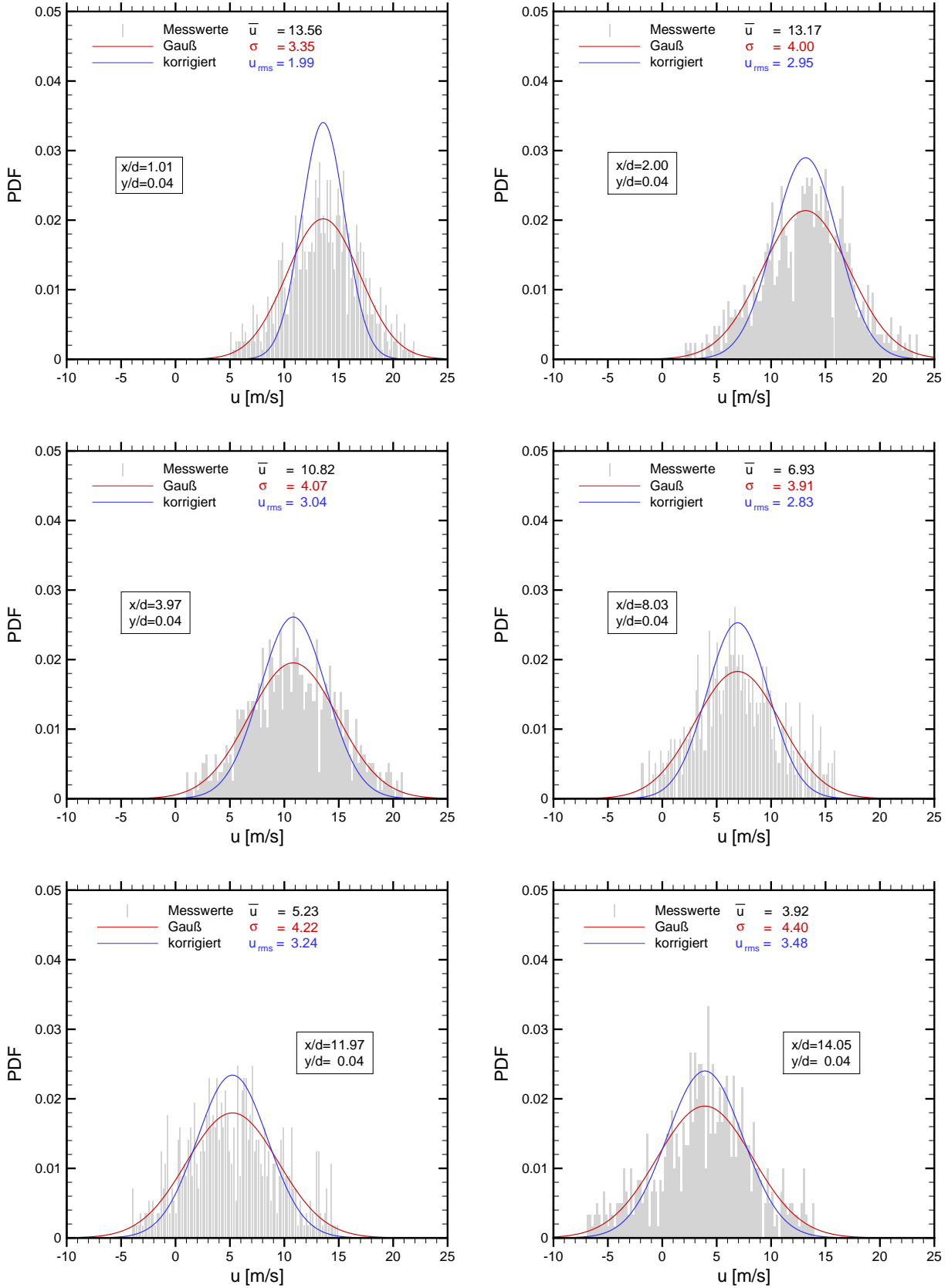


Abbildung 7.11: Ausgewählte Histogramme für die Geschwindigkeitskomponente  $u$  entlang der Strahlachse und gefittete (rote) und fehlerkorrigierte (blaue) Gauß-Funktionen,  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ , Zeitschritt  $20 \text{ ms}$  (stationärer Stickstoffstrahl)

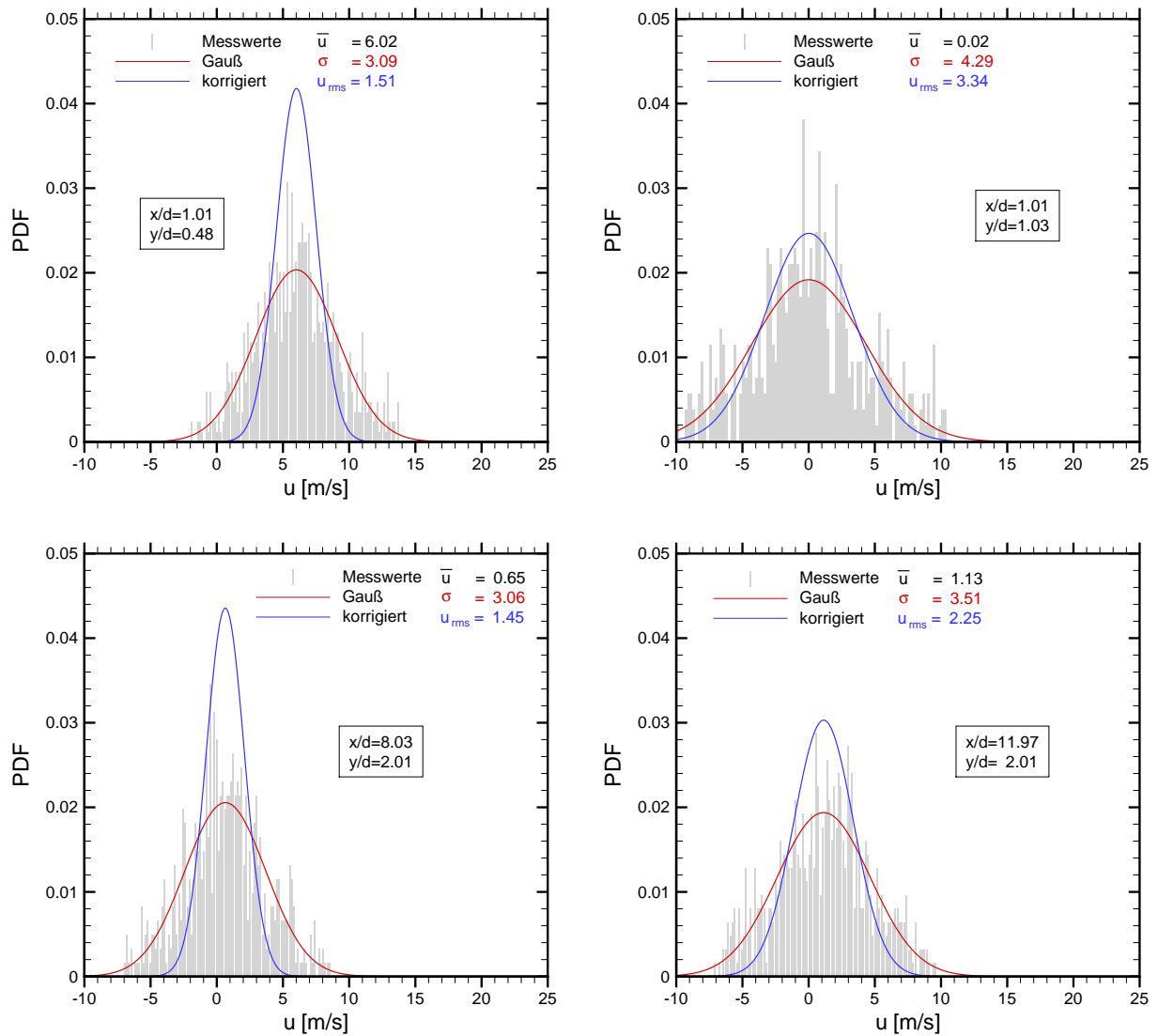


Abbildung 7.12: Ausgewählte Histogramme für die Geschwindigkeitskomponente  $u$  außerhalb der Strahlachse und gefittete (rote) und fehlerkorrigierte (blaue) Gauß-Funktionen,  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ , Zeitschritt  $20 \text{ ms}$  (stationärer Stickstoffstrahl)

## 7.2 Eindüsung von DME

Die Messung der DME-Geschwindigkeit ist mit der vorliegenden Versuchsanordnung nicht möglich, da im Experiment sekundäre Effekte beobachtet werden. Die Abb. 7.13 stellt die gefundenen Geschwindigkeitswerte bei der Eindüsung von DME zum zündwahrscheinlichen Zeitschritt  $19\text{ ms}$  bei  $p_{inj} = 70\text{ bar}$ ,  $p_K = 40\text{ bar}$  dar. Die Temperaturen sind auf

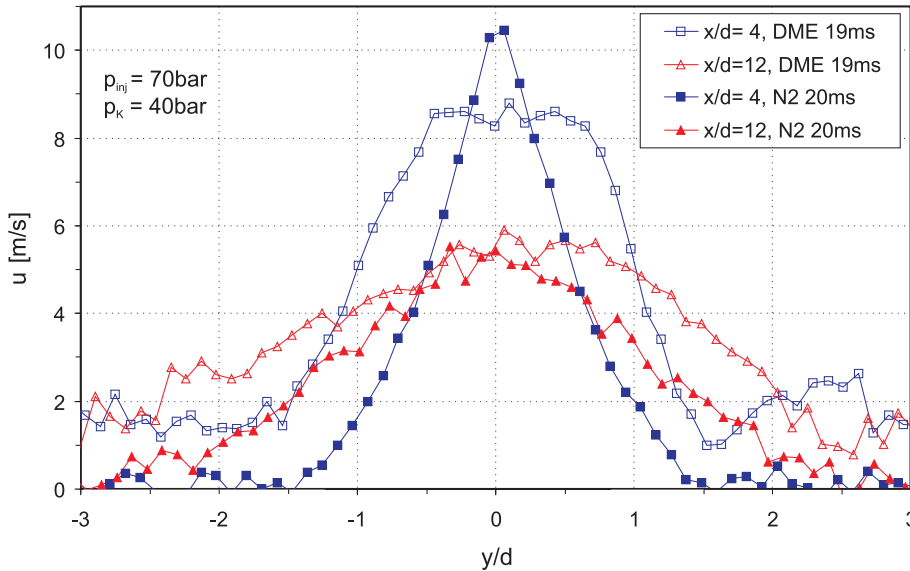


Abbildung 7.13: Vergleich des stationären Stickstoff-Strahls mit den gefundenen mittleren DME-Geschwindigkeiten, welche durch das Messverfahren beeinträchtigt sind.

$T_{inj} = 450\text{ K}$  bzw.  $T_K = 670\text{ K}$  limitiert, um keine Zersetzung von Silikonöl hervorzurufen. Gemäß Kapitel 6.2 ist DME zu diesem Zeitpunkt in den vorausgebildeten Strahl eingedrungen. Zum Vergleich ist der Stickstoffstrahl aus Abb. 7.8 in dasselbe Diagramm eingetragen. Die DME-Profile besitzen eine Asymmetrie, was auf den hohen Brechungsindex von DME gegenüber der Stickstoff-Atmosphäre zurückzuführen ist, so dass die Überlappung der beiden Laserlichtschnitte lokal variieren kann, insbesondere auf der laserabgewandten Seite ( $y$  negativ). Trotz derselben Qualitätskriterien wie in Abschnitt 7.1.7 liegen die RMS-Werte in der Größenordnung der gemessenen Mittelwerte, so dass die DME-Profile in Abb. 7.13 nicht vertrauenswürdig sind. Die starke Verbreiterung gegenüber dem Stickstoff-Strahl und den Mischungsbruch-Messungen lässt darauf schließen, dass sekundäre Phänomene beteiligt sind. Da sich DME in Silikonöl löst, ist bei der Expansion auf das Druckniveau in der Kammer ein Austreten von gelöstem DME aus dem Öl nicht auszuschließen. Dies führt bei beiden Ölsorten aus Kapitel 3.5 einerseits zur Partikelverkleinerung und damit zu erschwerten Messbedingungen (vgl. Abschnitt 7.1.1), andererseits sind damit Tröpfchenbewegungen assoziiert, die eine Verbreiterung der Geschwindigkeits-Histogramme um den jeweiligen Mittelwert hervorrufen.

# 8 Vergleich mit der Simulation

Die experimentell gewonnenen Informationen über das Zündverhalten unter den vorliegenden Freistrahbedingungen weisen auf eine reaktionskinetisch kontrollierte Selbstzündung hin. Um genauere Aussagen treffen zu können, wird der Vorgang mit einer eindimensionalen numerischen Flamelet-Simulation verglichen, unter Verwendung des Programmpakets INSFLA (*INStationary FLAme*) und eines validierten DME-Mechanismus. Die physikalische und chemische Entwicklung eines Flamelets bis hin zur Selbstzündung wird zunächst in Kapitel 8.2 für ein global unbewegtes System simuliert. Anschließend wird in Kapitel 8.3 der Strömungseinfluss mittels Streckraten untersucht und in Kapitel 8.4 bewertet.

## 8.1 Programm INSFLA

Mit dem INSFLA-Code können hochinstationäre eindimensionale Zündprozesse für laminare Strömungen berechnet werden [72]. Das Programm liefert zeit- und ortsabhängige Lösungen für Spezies-Konzentrationen, Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und Dichte unter Berücksichtigung eines detaillierten Reaktionsmechanismus. Alle Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie werden auf einem 1-D Rechengelände vollständig numerisch gelöst. Die stoffabhängigen empirischen Transportgesetze für Diffusion, Konvektion und Wärmeleitung werden laminar beschrieben, so dass keine Turbulenzmodellierung erforderlich ist. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [72] und [73]. Zur Vollständigkeit soll hier nur ein kurzer Abriss über die Berechnungsmethode gegeben werden. Die relevanten Einflussgrößen finden sich dabei in den folgenden Erhaltungsgleichungen wieder:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (8.1)$$

Spezies-Masseerhaltung:

$$\rho \frac{\partial w_i}{\partial t} + \rho \operatorname{div}(w_i \vec{v}) + \operatorname{div} \vec{j}_i = M_i \omega_i \quad (8.2)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{grad} p + \operatorname{div}(\mathbf{\Pi}) + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = 0 \quad (8.3)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} h) - \vec{v} \operatorname{grad} p + \operatorname{div} \vec{j}_q + \mathbf{\Pi} : \operatorname{grad} \vec{v} = \dot{q} \quad (8.4)$$

Darin enthalten sind die spezifische Enthalpie  $h$ , die Geschwindigkeit  $\vec{v}$ , die Dichte  $\rho$ , der Massenbruch  $w_i$  der Spezies  $i$  mit der molaren Masse  $M_i$ , die Wärmestromdichte  $\vec{j}_q$ , die Diffusionsstromdichte  $\vec{j}_i$ , der viskose Drucktensor  $\mathbf{\Pi}$ , die Produktionsrate  $\omega_i$  für die Spezies  $i$ , der Energiequellterm  $\dot{q}$  (chemische Wärmefreisetzung) und die Zeit  $t$ .

Diese Bilanzgleichungen werden mit dem idealen Gasgesetz als Zustandsgleichung und mit dem Bezug auf eindimensionale Geometrien vereinfacht. Bei Kopplung mit Strömungen werden Grenzschichtnäherungen angewandt und die konvektiven Terme durch Transformation in die *Lagrange'sche* Formulierung für mitbewegte Koordinaten eliminiert. An Stützstellen mit hohen räumlichen oder zeitlichen Gradienten der abhängigen Variablen (z.B.  $w_i$ ,  $T$ ) sorgt eine automatische Gitteranpassung für rechnerische Stabilität und Genauigkeit. Die chemischen Quellterme werden durch einen detaillierten Mechanismus für die DME-Oxidation berechnet, welcher als System von Elementarreaktionen vorliegt [26]. Darüberhinaus lässt sich der Einfluss der Flamelet-Streckung aus der Strömung durch Variation des Streckungsparameters  $a$  simulieren.

## 8.2 1-D Geometrie mit ruhendem Ausgangszustand

Das Flamelet-Konzept bietet den Vorteil, detaillierte chemische Prozesse berechnen zu können, ohne die turbulente Strömung im Fernfeld simulieren zu müssen. Um den laminaren Transport von Wärme, sowie der entstehenden chemischen Spezies und der Reaktionsenthalpie zu erfassen, wird der Zündvorgang auf einer eindimensionalen Geometrie (INSFLA Version Dezember 2005) berechnet. Die chemische Reaktion von DME ist mit dem vollständigen Oxidations-Mechanismus nach [35] und [26] implementiert. Dieser um-

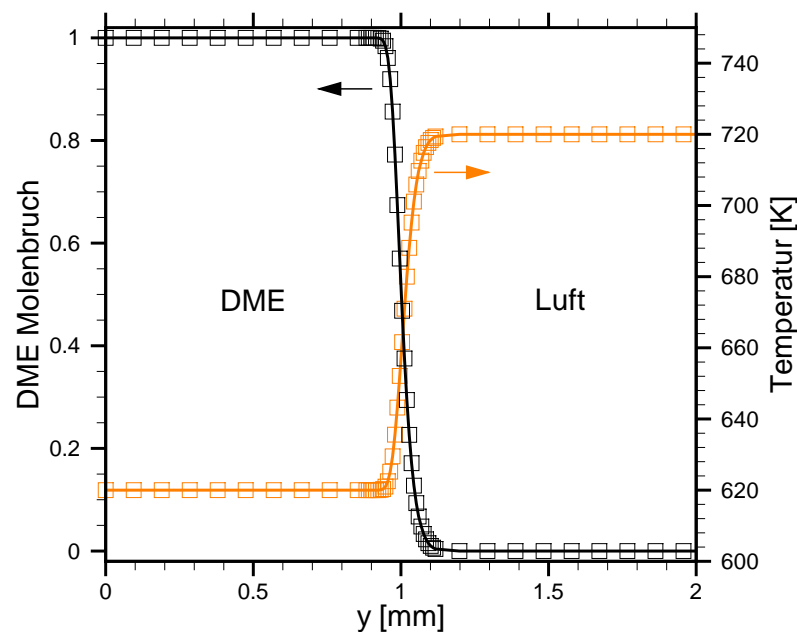


Abbildung 8.1: Startverteilung des DME-Molenbruchs und der Temperatur sowie die anfängliche Auflösung der Gitterpunkte über dem Rechengebiet der Länge 2 mm.



fasst 79 Spezies in 702 Elementar-Reaktionen. Das thermodynamische System verhält sich isobar und ist nach außen adiabat.

Betrachtet wird ein eindimensionales Rechengebiet der Länge  $\Delta y = 2\text{ mm}$ , das sich von der Freistrahlmittle ( $y = 0$ ) mit reinem DME (DME-Molenbruch 1) bis hin zur Luft am rechten Rand ( $y = 2\text{ mm}$ ) erstreckt. Entsprechend den Versuchen aus Kapitel 5.2 besitzt DME eine Temperatur von  $620\text{ K}$  gegenüber Luft von  $720\text{ K}$ . Wie aus Abb. 8.1 hervorgeht, werden diese Werte als konstante Randwerte für die Simulation vorgegeben. Die Stoff- und Temperaturgrenzen innerhalb des Flamelets werden zu Rechenbeginn mit einer einseitigen *Gauß'schen Fehlerfunktion* in der Mitte des Gittergitters wie in [76] definiert. Die steilen Anfangsprofile werden spiegelsymmetrisch für Konzentration und Temperatur gesetzt und durch eine automatische Verdichtung der Gitterpunkte besser aufgelöst. Das Rechengebiet ist gegenüber der Reaktionszone groß genug, um nach erfolgter Zündung keine Temperatur- oder Stoffgradienten an den Rändern zu erhalten. Die resultierende Grenzschicht zwischen der 5%- und 95%-Marke beträgt  $0.2\text{ mm}$ . Eine Erhöhung dieser Start-Grenzschichtdicke auf  $0.66\text{ mm}$  bewirkt bei  $30\text{ bar}$  eine Verkürzung der Zündverzugszeit um 20%, da das reaktivere flache Profil sonst erst durch einen Stofftransport nach Rechenbeginn entsteht. Für alle nachfolgenden Rechnungen wird das steile Anfangsprofil aus Abb. 8.1 benutzt. Vor den Rechnungen wurde in einer Gitterstudie eine Anzahl von 60 Gitterpunkten ermittelt, oberhalb derer die Lösung unbeeinflusst von

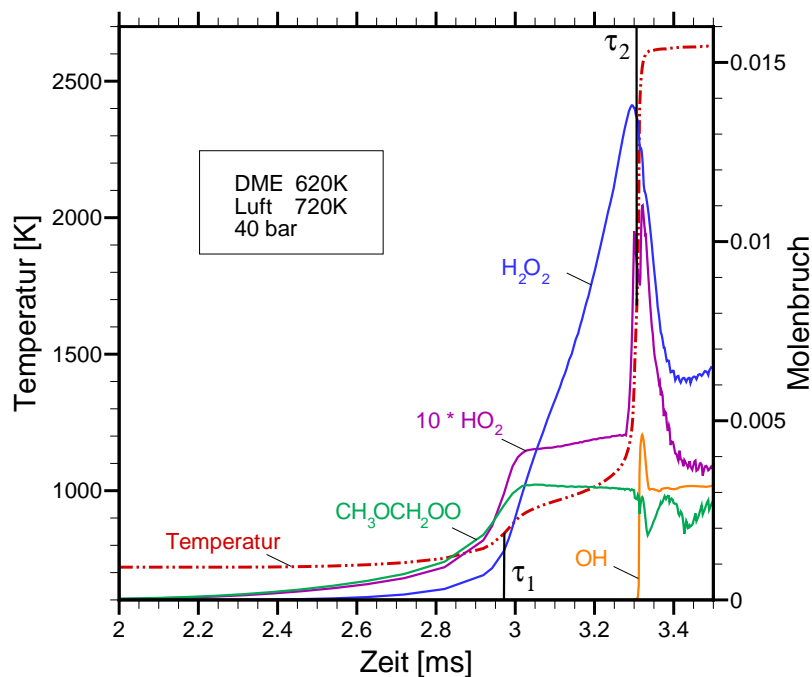


Abbildung 8.2: Zeitlicher Verlauf der Maximalwerte von Temperatur und ausgewählter Molenbrüche während der Zweistufenzündung bei  $p = 40\text{ bar}$ ,  $T_{DME} = 620\text{ K}$ ,  $T_{Luft} = 720\text{ K}$ . Zu Beginn bilden sich Peroxi-Radikale ( $CH_3OCH_2OO$ ), welche nach  $\tau_1 = 2.97\text{ ms}$  (Wendepunkt der Temperatur) von der  $H_2O_2$ -Bildung als Reaktionsträger abgelöst werden. Bei  $\tau_2 = 3.31\text{ ms}$  erfolgt die vollständige Zündung mit dem Übergang zum Hochtemperaturmechanismus ( $OH$ -Radikale).

der anfänglichen Gitterzahl wird. Daraus resultiert eine anfängliche Auflösung von  $8 \mu\text{m}$  pro Gitterpunkt innerhalb des Konzentrationsprofils. Für die Simulation werden kartesische Koordinaten gewählt. Die Berücksichtigung von zylindrischen Koordinaten mit  $y$  als radiale Raumrichtung ergibt keine wesentlichen Änderungen in den Zündverzugszeiten.

Die zeitliche Entwicklung der maximalen Temperatur sowie maximaler Molenbrüche von ausgewählten Spezies im Rechengebiet zeigt Abb. 8.2 für  $40 \text{ bar}$ . Ausgehend von der Lufttemperatur bei  $720 \text{ K}$  bilden sich über den Niedertemperatur-Mechanismus Peroxi-Radikale ( $\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{O}_2$ ), die nach einer ersten Induktionszeit von  $\tau_1 = 2.97 \text{ ms}$  zur ersten Zündstufe führen. Der Wendepunkt im zeitlichen Temperaturprofil gibt dabei die Zeit  $\tau_1$  vor. Innerhalb dieser Zündstufe erhöht sich die Temperatur in Folge der anfänglichen Peroxi-Radikalbildung. Durch die degenerierte Kettenverzweigung aus Kapitel 2.3 wird die weitere Peroxi-Bildung daraufhin abgeschwächt. Der Mechanismus wird dann abgelöst von der Bildung von  $\text{H}_2\text{O}_2$  über Gl. 2.30, so dass die Radikalbildung auf einem anderen Weg fortgeführt wird. Eine Freisetzung von  $\text{OH}$ -Radikalen durch den Zerfall von  $\text{H}_2\text{O}_2$  nach Gl. 2.31 wird in dieser Phase nicht beobachtet. Die freigesetzte Reaktionswärme erhöht die Temperatur bis zum Wendepunkt  $\tau_2 = 3.31 \text{ ms}$  des Temperaturprofils, an dem die komplette Durchzündung eintritt mit einer plötzlichen Dissoziation von  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Die freiwerdenden Hydroxyl-Radikale bilden zusammen mit  $\text{H}$ - und  $\text{O}$ -Radikalen den Hochtemperatur-Oxidationsmechanismus nach Gl. 2.28 mit einer adiabaten Flammtemperatur von  $2630 \text{ K}$ . Die anfänglich getrennten und ruhenden Ausgangsstoffe DME

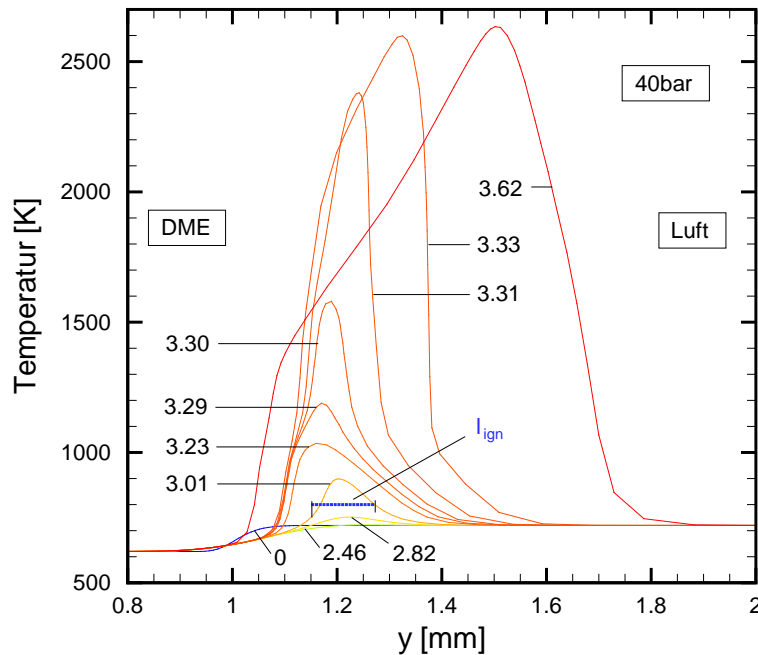


Abbildung 8.3: Zeitliche Entwicklung des Temperaturprofils über dem Rechengebiet während des Zündvorgangs bei  $p = 40 \text{ bar}$ ,  $T_{\text{DME}} = 620 \text{ K}$ ,  $T_{\text{Luft}} = 720 \text{ K}$  (Zeitangaben in  $[\text{ms}]$ ). Die Auslenkung aufgrund der ersten Zündstufe erfolgt für eine magere Gemischzusammensetzung mit der Ausdehnung  $l_{\text{ign}}$ , worauf sich eine langsamere Temperaturzunahme bis  $3.23 \text{ ms}$  anschließt. Die Einleitung der zweiten Zündstufe geht von der Stelle mit der höchsten Temperatur aus mit nachfolgender Flammenausbreitung und -fortschritt.

und Luft müssen sich zunächst über Stoffdiffusion vermischen. Für einen Druck von 40 *bar* veranschaulicht Abb. 8.3 den Wärmeeintrag in das entstehende Gemisch aufgrund des Temperaturgefälles an der Stoffgrenze. Nach 2.46 *ms* kommt es zur Auslenkung des Temperaturprofils an der Stelle  $y = 1.2 \text{ mm}$ . Die erste Zündstufe erfolgt im mageren Brenngas-Luft-Gemisch bei einem DME-Molenbruch von 0.044. Der stöchiometrische Molenbruch von DME liegt zum Vergleich bei 0.065. Dies zeigt bereits den stärkeren Einfluss der Temperatur auf die Reaktionsgeschwindigkeit entsprechend der Arrhenius-Gl. 2.26. Die

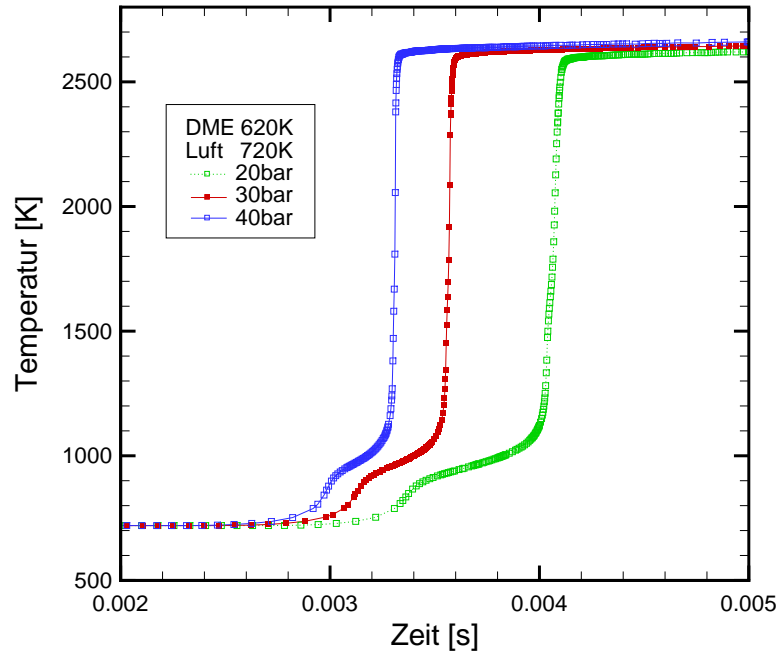


Abbildung 8.4: Zeitlicher Verlauf der Maximaltemperatur für die Drücke 20, 30 und 40 *bar* ( $T_{DME} = 620 \text{ K}$ ,  $T_{Luft} = 720 \text{ K}$ ). Bei zunehmendem Druck verkürzen sich die Zündverzugszeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  nichtlinear.

Ausdehnung des Zündbereichs aus der ersten Stufe lässt sich durch eine charakteristische Länge  $l_{ign}$  ausdrücken: Ausgehend vom Temperaturmaximum am Ende der ersten Zündstufe (Zeitschritt 3.01 *ms*, vgl. Abb. 8.4 und 8.3) wird  $l_{ign}$  hier als Abmessung zwischen den Orten des halben Temperaturabfalls in beide Richtungen definiert. Für den hohen Druck von 40 *bar* ergibt sich dabei eine Länge  $l_{ign} = 0.11 \text{ mm}$ . Diese ist eine Größenordnung kleiner als die entsprechende Länge  $l_{ign} = 1.5 \text{ mm}$  bei atmosphärischem Druck und gleichen Temperaturen. Relativ zu der Reaktionszone der Hochtemperatur-Chemie erstreckt sich dieses Maß über einen breiten Bereich und damit auch über eine breite Mischungsbruchverteilung.

In Abbildung 8.4 sind für 620 *K* DME und 720 *K* Luft bei den drei experimentell untersuchten Drücken die zeitliche Entwicklung der Maximaltemperatur aufgetragen. Bei höheren Drücken erfolgt eine schnellere Zündung, mit einem Zeitabstand von jeweils etwa 0.2 *ms*. Der Vergleich mit den experimentell ermittelten effektiven Zündverzugszeiten aus Kapitel 5.3 zeigt bereits eine sehr gute Übereinstimmung.

Zur besseren Orientierung finden sich die Zündverzugszeiten des Betriebszustands

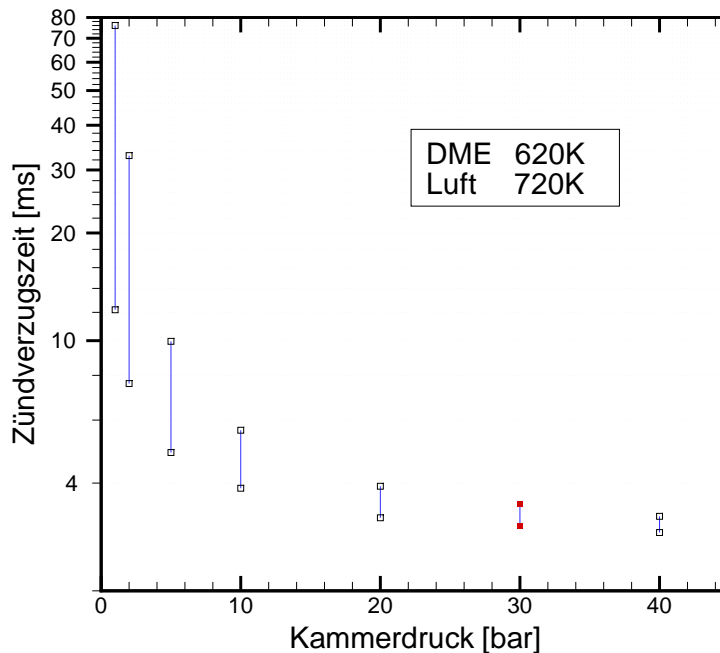


Abbildung 8.5: Erste und zweite Zündverzugszeit (Symbole) bei Variation des Systemdrucks ( $T_{DME} = 620\text{ K}$ ,  $T_{Luft} = 720\text{ K}$ ). Das Verhalten aus Abb. 8.4 ist auch für kleinere Drücke zu beobachten.

30 bar, 620 K DME und 720 K Luft als rotgefärbte und gefüllte Symbole in den nachstehenden Diagrammen wieder (■). Das Ergebnis einer größeren Druckvariation bei unveränderten Starttemperaturen zeigt Abb. 8.5. Die Symbole repräsentieren jeweils  $\tau_1$  bzw.  $\tau_2$ . Während bei den hohen Kammerdrücken die Veränderungen in der Zündverzugszeit klein sind, verzögert sich die Zündung bei  $\tau_1$  unter atmosphärischem Druck um das vierfache. Die Dauer bis zur zweiten Zündstufe  $\tau_2$  nimmt dabei um etwa das 20-fache zu. Damit sind die gleichen nicht-linearen Tendenzen wie in den isochoren Untersuchungen aus Abb. 2.4 zu beobachten. Da die Stoßreaktion nach Gl. 2.29 zwischen drei Partnern stattfindet, wird dieser Pfad der Radikalbildung bei niedrigen Drücken abgeschwächt. Die Abbildungen 8.6 und 8.7 demonstrieren die Sensitivität der Zündverzugszeit gegenüber der Temperatur von Luft bzw. DME. Insbesondere verändert sich die Zündverzugszeit um das zehnfache ihres Wertes bei Erhöhung oder Absenkung der Lufttemperatur um 80 K. Dieser Zusammenhang erklärt die Breite des Histogramms aus Abb. 5.5: Durch den induzierten Stickstoffstrahl wird Luft angesaugt, welche lokalen Temperaturfluktuationen unterliegt (vgl. Kapitel 5.1) und damit eine Streuung in der chemischen Induktionszeit bewirkt. Eine Temperaturstreuung von  $\pm 10\text{ K}$  führt somit nach Abb. 8.6 zu Zündverzugszeiten zwischen 2 und 4.5 ms.

Der Einfluss durch eine Änderung der Starttemperatur von DME ist dagegen nicht so stark, wenn die Luft auf der höheren Temperatur von 720 K konstant bleibt. Oberhalb einer DME-Temperatur von 700 K nimmt  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$  wieder zu, da der Zerfall von DME im unterstöchiometrischen Gemisch einsetzt. Die damit assoziierte Temperaturerhöhung wird in diesem Bereich bei  $\tau_1$  detektiert.

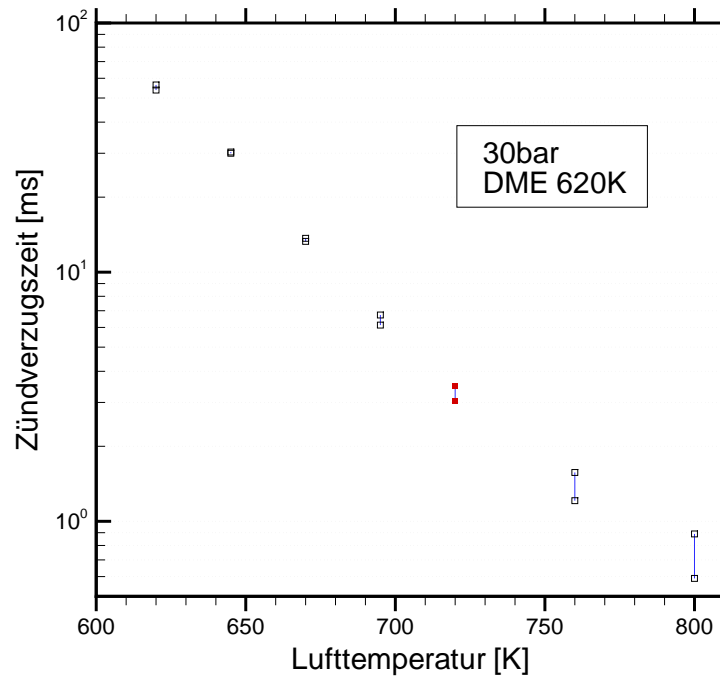


Abbildung 8.6: Der größte Einfluss auf die Induktionszeit besitzt die Lufttemperatur, hier für  $T_{DME} = 620\text{ K}$ ,  $p = 30\text{ bar}$ . Bei einer Variation um  $80\text{ K}$  ändert sich die Zündverzugszeit mit dem Faktor 10.

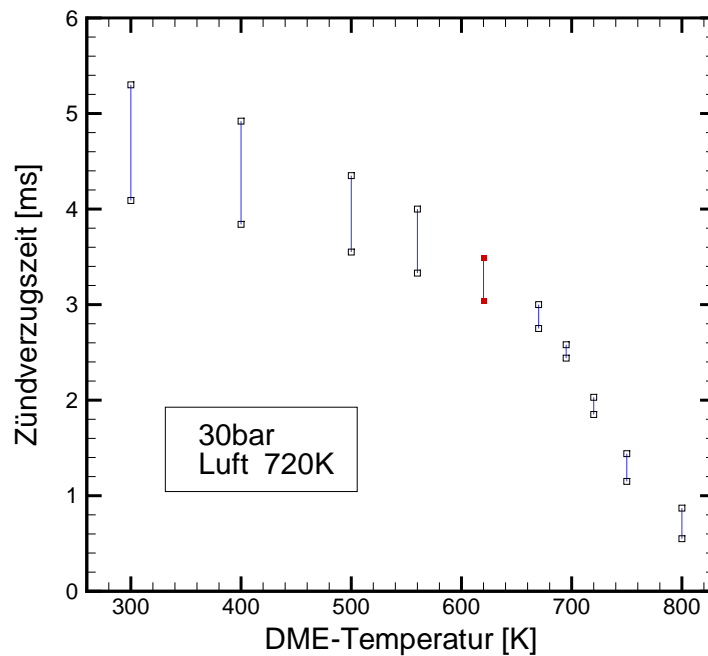


Abbildung 8.7: Für eine konstante Lufttemperatur ändert sich die Zündverzugszeit bei Variation der DME-Temperatur nur in kleinen Grenzen ( $p = 30\text{ bar}$ ). Oberhalb von  $700\text{ K}$  nimmt  $\Delta\tau$  zu, da der Zerfall von DME im unterstöchiometrischen Gemisch einsetzt.

### 8.3 Einfluss durch Streckung

Aus Abb. 6.16 wird ersichtlich, dass bereits am Düsenaustritt ein zündfähiger Mischungsbruch vorliegt. Für die vorliegende Freistrahlsströmung mit Zündung soll analog zu [90] ein Flamelet am Düsenaustritt betrachtet werden, das sich mit der Strömung von der Düse wegbewegt. Dabei ist das Flamelet als Strömungselement zu verstehen, innerhalb dessen der chemische Zündvorgang stattfindet. Die Strömung bewirkt durch Streckung des potenziellen Zündortes eine Wärmeableitung und Abtransport von Radikalen. Angesaugte Luft und die strahleigene Turbulenz üben eine Streckung auf das Flamelet aus. Eine kritische Energiedichte muss erhalten bleiben, um eine Selbstzündung einleiten zu können. Vor der Zündung ändert sich die Stoffdichte  $\rho$  innerhalb des Flamelets kaum im Vergleich zum Zustand mit ausgebildeter Flamme. In diesem Fall ist die Strömungsfunktion nach Kapitel 2.4.1 gültig. Die Konfiguration für die nicht-vorgemischte Stoffverteilung bildet eine Reaktionszone auf der Luftseite aus, so dass in Abb. 2.7 der Brennstoff von unten und die Luft von oben einströmt. Die Streckung  $a$  wird über die Randbedingungen vorgegeben und stellt sich unmittelbar nach Rechenbeginn konstant über das Rechengebiet ein. Sie verändert sich erst bei der Ausbildung der stationären Flamme nach erfolgter Zündung. Der Zusammenhang zu den Geschwindigkeitsgradienten an den Rechenrändern ist  $2a = dv_y/dy$  (Kapitel 2.4.1). Die Stoff- und Temperaturprofile bei Rechenbeginn sind

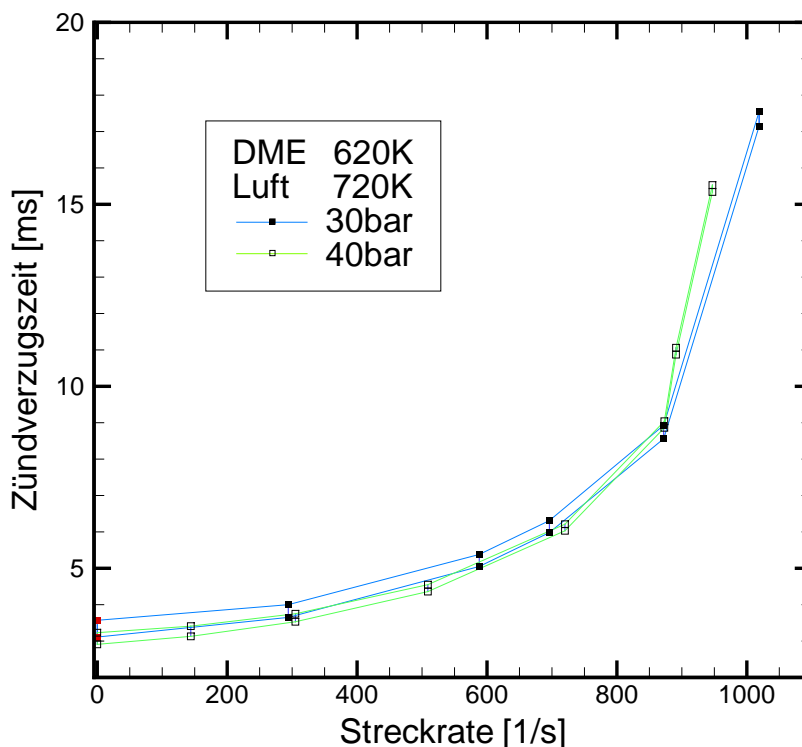


Abbildung 8.8: Für größere Streckraten nimmt die Zündverzugszeit zu ( $T_{DME} = 620 K$ ,  $T_{Luft} = 720 K$ ), wobei für 30 und 40 bar bei etwa  $850 s^{-1}$  ein steilerer Anstieg folgt bis zu einer kritischen Streckrate von etwa  $1000 s^{-1}$ , oberhalb derer die Zündzeiten außerhalb der Injektionszeit des Freistrahls liegen.

identisch zu Abb. 8.1. Durch die Wahl gleicher Einströmgeschwindigkeiten an den beiden Rechenrändern liegt der Staupunkt der beidseitigen Zuströmung von Luft und DME in der Grenzschicht dieser Profile.

In Abb. 8.8 ist das Verhalten der Zündverzugszeit über der eingestellten Streckrate  $a$  bei 30 und bei 40  $bar$  zu sehen. Für  $a = 0$  sind die Werte für  $\tau_1$  und  $\tau_2$  aus der ruhenden Rechnung eingetragen. Bei Erhöhung der Streckung verzögert sich die Selbstzündung, wobei es einen Knickpunkt bei etwa  $850 s^{-1}$  gibt, ab dem der Zündverzug steiler ansteigt. Für  $a > 1000 s^{-1}$  liegen die Zündzeiten außerhalb der Injektionszeit des Freistrahls. Eine kritische Streckrate begrenzt die Zündfähigkeit, innerhalb derer eine Selbstzündung unter Strömungseinwirkung möglich ist.

## 8.4 Bewertung

Der instationäre Freistrahler bringt bereits bei Austritt aus dem Düsenrohr eine hohe Fluktuation im Mischungsbruch mit sich (Kapitel 6.2) und generiert in der freien Scherschicht ein hochturbulentes Mischungsfeld (Kapitel 7.1). In den reaktiven Versuchen aus Kapitel 5.3 wird ein chemisch dominiertes Zündverhalten detektiert. Diese Beobachtungen deuten auf das reaktive Verhalten in einem homogenen Reaktor nach Abb. 2.8 hin. Günstige Bedingungen für so ein Verhalten werden nach [119] durch folgende Eigenschaften hergestellt: hohe Turbulenzintensität, kleine turbulente Skalen, langsame Reaktionsraten, hohe Reaktortemperatur, geringe Mengen an Wärmefreisetzung und schwache Temperaturabhängigkeiten. Unter diesen Umständen sind Mischungsraten gegenüber Reaktionsraten größer und Einflüsse durch Ungleichförmigkeiten im Reaktionsfeld werden vermindert. Die simultane Ausbildung der Selbstzündung über einen großen räumlichen Bereich gemäß Kapitel 5.2 unterstützt die Tatsache, dass die Reaktionschemie im Vergleich zu den turbulenten Zeitskalen langsam ist. Ebenso ist dies ein Hinweis darauf, dass eine schwache Temperaturabhängigkeit vorliegt, welche durch eine niedrige Aktivierungsenergie der Niedertemperaturoxidation gegeben ist.

Die Selbstzündung kann in den Diagrammen zur Flammenstruktur für vorgemischte und nicht-vorgemischte Verbrennung gemäß Kapitel 2.4 eingeordnet werden. Unter der Berücksichtigung des stofflich getrennten Ausgangszustands von Brennstoff und Luft werden zunächst für Abb. 2.9 die charakteristischen Zeiten und Mischungsbruchfluktuationen bestimmt:

- Die kürzeste Zeitskala aus der Strömung ist das Kolmogorov-Zeitmaß  $t_K = l_K^2/\nu$ , welches mit  $l_K \approx 2 \mu m$  (Kapitel 7.1.5) und  $\nu \approx 4 \cdot 10^{-7} m^2/s$  (Kapitel 3.7) bei  $t_K \approx 10^{-5} s$  liegt. Als charakteristische chemische Zeit ergibt sich mit Gl. 2.40 und  $a_{krit} \approx 1000 s^{-1}$  aus Abschnitt 8.3  $t_c \approx 1 ms$ . Das relevante Verhältnis liegt demnach in der Größenordnung  $t_K/t_c \approx 10^{-2}$ .
- Nach Kapitel 2.4.3 wird für die Bestimmung der Ordinate die Schwankung des Mischungsbruchs mit einer charakteristischen Ausdehnung der Reaktionszone im Mischungsbruchraum verglichen. Die Zündung erfolgt für  $p_{inj} = 70 bar$  und  $p_K = 40 bar$  im Bereich  $3 < x/d < 12$  (Kapitel 5.2). Innerhalb dieser Strecke nimmt  $X' = X_{rms}$  zum zündwahrscheinlichen Zeitschritt von  $0.8 X_{st\ddot{o}ch}$  auf  $0.2 X_{st\ddot{o}ch}$  entlang der Strahlachse ab (vgl. Abb. 6.13,  $X_{st\ddot{o}ch} = 0.065$ ). Mit Gl. 2.39 folgt damit ein Verhältnisbereich für  $X'/(ΔX)_F$  von 0.4 bis 0.1.

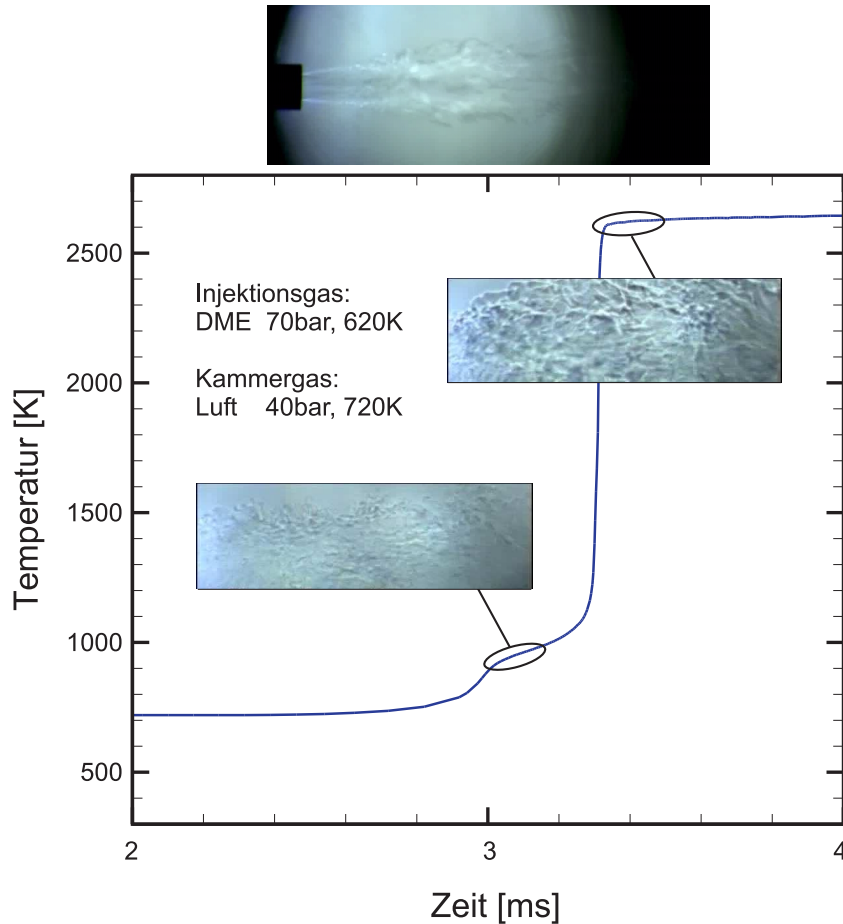


Abbildung 8.9: Die Zweistufenzündung von DME wird im Experiment als auch in der Flamelet-Simulation im übereinstimmenden Zeitfenster aufgelöst.

In den Grenzen dieser Verhältnisse ist der Bereich der Selbstzündung in Abb. 2.9 als „TROJA“ markiert. Er fällt in das Regime verteilter Reaktionszonen. Mit  $t_K/t_c < 1$  bzw.  $Ka > 1$  findet eine intensivierete Vermischung von Brennstoff und Luft statt, so dass sich partiell vorgemischte Zustände einstellen können [67]. Ebenso ist  $X' < (\Delta X)_F$  ein Hinweis für teilweise vorgemischte Bedingungen [87], weshalb im Folgenden auch die Einordnung der Selbstzündung in das Borghi-Diagramm für vorgemischte Reaktionszonen (Abb. 2.8) erfolgen soll. Hierfür müssen die charakteristischen Längen und Geschwindigkeiten ermittelt werden:

- Als reaktionsrelevante Länge aus der ersten Zündstufe kann  $l_{ign}$  zu Vergleichszwecken als laminare Flammendicke  $l_L$  zugrundegelegt werden. Das integrale turbulente Längenmaß aus dem Freistrah liegt nach Gl. 7.3 bei  $l_0 = 0.2 \text{ mm}$ , so dass sich ein Verhältnis von  $l_0/l_L = 1.8$  ergibt.
- Die INSFLA-Rechnung einer vorgemischten Verbrennung von einer stöchiometrischen Mischung bei  $40 \text{ bar}$  und  $720 \text{ K}$  liefert eine laminare Flammengeschwindigkeit von  $v_{L,Flamme} = 3.2 \text{ m/s}$ . Diese hohe Geschwindigkeit ist für die Beurteilung der ausgebildeten Flammenstruktur geeignet, spiegelt jedoch nicht die Skala für die Entwicklung der ersten Zündstufe wider. Als relevante Ort-Zeit-Beziehung wird hierfür der Fortschritt des maximalen Peroxi-Radikal-Molenbruchs gewählt. Diese



Geschwindigkeit liegt unter denselben Bedingungen bei  $v_L = 50 \text{ mm/s}$ . Die turbulente kinetische Energie lässt sich nach Gl. 2.14 mit der Annahme isotroper Turbulenz ( $u_{rms} = v_{rms} = w_{rms}$ ) und  $u_{rms} \approx 3 \text{ m/s}$  aus Kapitel 7.1 zu  $k \approx 2.6 \text{ J/kg}$  abschätzen. Mit Gl. 2.17 ergibt sich die Turbulenzintensität zu  $v' = 1.6 \text{ m/s}$ . Damit resultiert für die Ordinate im Borghi-Diagramm ein Verhältnis von  $v'/v_L \approx 30$ .

Die Selbstzündung findet demnach bei partieller Vormischung innerhalb des homogenen Reaktors im Borghi-Diagramm der Abb. 2.8 statt (Kennzeichnung „T“).

Obwohl diese Einstufungen außerhalb der Flamelet-Regimes liegen, wurde in der durchgeführten Simulation ein gedachtes Flamelet am Austritt des Freistrahls ausgesetzt, welches im unvermischten Ausgangszustand stromab transportiert wird und dabei die Vermischung und Reaktion unter dem Einfluss einer Streckung stattfinden. Da die Reaktionsraten langsam und damit geschwindigkeitsbestimmend für die Selbstzündung sind, eignen sich nach [87] sowohl PDF-Transportgleichungen als auch Flamelet-Beschreibungen für die turbulente Verbrennungsmodellierung in vorgemischten und nicht-vorgemischten Flammen, da Effekte aus der Verweilzeit berücksichtigt werden. Innerhalb dieser Aufenthaltszeit beginnt die chemische Reaktion, welche aufgrund der vergleichsweise niedrigen Temperaturen ein Zwei-Stufen-Zündverhalten aufweist. Die numerisch ermittelten Zündverzugszeiten von DME decken sich dabei mit den Erkenntnissen aus dem Experiment. Eine Zusammenstellung gibt Abb. 8.9 für  $p_{inj} = 70 \text{ bar}$ ,  $p_K = 40 \text{ bar}$ . Während die mittlere Lage der effektiven Zündverzugszeiten übereinstimmen, sagt die Simulation eine kürzere Zeitdifferenz zwischen den beiden Zündstufen im Bereich  $\Delta\tau = 0.3 \text{ ms}$  voraus, im Vergleich zu  $\Delta\tau = 1.4 \text{ ms}$  aus den Zündversuchen (Kapitel 5.4). Dieser Unterschied kann durch die Mehrdimensionalität der Strömung, aber auch durch Turbulenz-Effekte erklärt werden. Nach [106] reagiert gerade die temperatursensitivere zweite Zündstufe auf Wärmeverluste in der Strömung mit einer zusätzlichen zeitlichen Verzögerung gegenüber  $\tau_1$ . Ein zu flaches Anfangsprofil in der laminaren Rechnung oder eine zu hoch angenommene DME-Temperatur führen ebenfalls zu einer Verkürzung gegenüber dem experimentellen  $\Delta\tau$  (vgl. Abb. 8.7). Gemäß Kapitel 8.3 treten die kürzesten Zündverzugszeiten bis zu einer Streckung von etwa  $500 \text{ s}^{-1}$  auf. Nach Kapitel 7.1.6 nimmt die dominierende Streckung aufgrund des Gradienten  $\partial u/\partial y$  für große  $x/d$  ab, so dass die Selbstzündung ermöglicht wird. Diese tritt in der Strömung zuerst für kleine Streckraten ein, innerhalb derer die zündfähigen Bereiche zur simultanen Zündung führen.



# 9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen zur Selbstzündung von Brenngas-Freistrahlen unter Hochdruck-Atmosphäre durchgeführt, um eine Datenbasis für die numerische Modellierung bereitzustellen. Zur Realisierung der Versuche wurde eine Anlage errichtet, mit der eine Selbstzündung auf einem Druckniveau von bis zu  $40\text{ bar}$  bei Lufttemperaturen bis  $770\text{ K}$  möglich ist. Die zeitlich reproduzierbare Eindüsung erfolgt mit einem elektromagnetischen Injektor zur exakten Dosierung der Brennstoffmenge, welcher zur Anwendung bei hohen Temperaturen modifiziert ist. Die optische Zugänglichkeit der Zündkammer erlaubt den Einsatz berührungsfreier Messtechniken für die Strömungsdiagnostik.

Zur Charakterisierung des Injektionssystems mit der verwendeten Rohrdüse wird das transiente Geschwindigkeitsprofil am Düsenaustritt mit der *Laser Doppler Anemometrie (LDA)* gemessen. Hierbei wird die Einschwingphase bis zur Ausbildung des turbulenten achsensymmetrischen Rohrströmungsprofils zeitlich aufgelöst. Die variierten Austrittsgeschwindigkeiten liegen im Bereich  $15$  bis  $30\text{ m/s}$  und werden an der Düse ab etwa  $15\text{ ms}$  stationär. Als geeigneter kohlenwasserstoffhaltiger Brennstoff wird Dimethylether (DME) identifiziert, welcher innerhalb der instationären Freistrahls-Ausbreitung  $3$  bis  $4\text{ ms}$  nach Düsenaustritt selbstzündet. Das DME wird bei  $70\text{ bar}$  und  $620\text{ K}$  in den superkritischen Fluidzustand versetzt, von wo aus die direkte Expansion in die Gasphase erfolgt.

Durch die Visualisierung mittels eines Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahrens werden Zündverhalten, Zündort und Zündverzugszeiten bei verschiedenen Systemdrücken detektiert. Die Selbstzündung erfolgt dabei simultan über einen ausgedehnten zündfähigen Bereich des Freistrahls. Zusätzlich wird die erste und zweite Induktionszeit der Zweistufenzündung erfasst, welche  $1.4\text{ ms}$  auseinander liegen. Die Variation der Einströmgeschwindigkeit wirkt sich nicht auf die Zündverzugszeit aus, so dass die Reaktionschemie der Niedertemperatur-Oxidation den Zündprozess dominiert.

Innerhalb des zeitlichen Zündfensters wird die instationäre Evolution des molaren DME-Mischungsbruchs mit der *Laser-induzierten Fluoreszenz (LIF)* von Aceton-Tracer-gas bei Eindüsung in Stickstoff quantifiziert. Diese Messdaten liefern die phasenaufgelöste zweidimensionale Entwicklung von instationären Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs), welche sich im gesamten Strömungsfeld als lokale Beta-Funktionen parametrisieren lassen. Die Bestimmung des relevanten zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes des Freistrahls kommt die *Particle Image Velocimetry (PIV)* zur Anwendung. Hierbei werden Stickstoff-Freistrahlen unter den gleichen Strömungskonditionen vermessen, da die direkte DME-Messung nicht möglich ist. Die radialen Querschnittsprofile werden bereits für kurze Düsenabstände sowohl für Mischungsbruch als auch Geschwindigkeit selbstähnlich.

Ein Vergleich der gewonnenen Daten mit einer eindimensionalen Flamelet-Simulation

der Selbstzündung unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus zeigt sehr gute Übereinstimmung. Als Parameterstudie wird der Einfluss von Temperatur, Druck und Streckungsrate auf die Zündverzugszeiten von DME ermittelt, um die Messdaten abschließend zu kategorisieren. Das Zündverhalten entspricht dabei der Reaktion in einem homogenen Reaktor. Die Messdaten stehen als Basis für die Validierung mathematischer Modelle zur Verfügung.

# Nomenklatur

## Lateinische Zeichen

$a$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit Gl. 5.2
$a$	$s^{-1}$	Streckrate
$A_s$	[ $mol, m, s$ ]	Stoßzahl
$b_m$	$m$	kurze Achse des Ellipsoids Gl. 3.4
$B_u$	-	empirischer Faktor in Gl. 2.10
$C$	-	Kohlenstoff-Atom
$c_s$	$m/s$	Schallgeschwindigkeit
$c_l$	$m/s$	Lichtgeschwindigkeit
$c_A$	$mol/m^3$	Konzentration des Stoffes A
$c_p$	$J/(kg K)$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_{p,m}$	$J/(mol K)$	molare Wärmekapazität bei konstantem Druck
$d_{char}$	$m$	charakteristische Abmessung
$d_e$	$mm$	äquivalenter Durchmesser Gl. 2.21
$d_p$	$m$	Partikeldurchmesser
$\mathcal{D}$	$m^2/s$	Diffusionskonstante
$D_L$	$m$	Laserstrahl-Durchmesser
$D_s$	$mm$	maximaler Strahldurchmesser
$ds$	$mm, Pixel$	Partikelversatz
$E$	$J$	Energie
$E_a$	$J$	Aktivierungsenergie
$f$	$Hz$	Frequenz
$f_D$	$Hz$	Doppler-Frequenz
$F$	$m$	Brennweite
$g$	-	Hilfsvariable Gl. 2.49
$h$	$J/kg$	spezifische Enthalpie
$H$	-	Wasserstoff-Atom
$i$	-	Zähler
$I$	$J/(m^2 s)$	Intensität
$\dot{J}$	$N$	Impulsstrom Gl. 2.12
$k$	$1/s$	Übergangsrate zwischen gebundenen Molekülzuständen
$k$	$m^2/s^2$	massenbezogene turbulente kinetische Energie Gl. 2.14
$k_V$	$J/m^3$	volumenbezogene turbulente kinetische Energie
$k_f$	-	Reaktionsgeschwindigkeitsfaktor der Vorwärtsreaktion

$k_r$	-	Reaktionsgeschwindigkeitsfaktor der Rückwärtsreaktion
$k_{GD}$	-	Gladstone-Dale-Konstante Gl. 3.2
$l_0$	$m$	integrales Längenmaß
$l_{IW}$	$mm, Pixel$	Seitenlänge des quadratischen Auswertefensters
$l_K$	$m$	Kolmogorov-Längenmaß Gl. 2.16
$l_L$	$m$	laminare Flammendicke
$l_m$	$m$	lange Achse des Ellipsoids Gl. 3.4
$\dot{m}$	$kg/s$	Massenstrom
$M$	-	Stoßpartner
$M_i$	$g/mol$	Molmasse des Stoffes i
$n$	-	Brechungsindex
$N$	-	Anzahl der Komponenten bzw. Werte
$N$	-	Stickstoff-Atom
$N_p$	-	Partikelanzahl
$\vec{n}$	-	Normalenvektor
$O$	-	Sauerstoff-Atom
$P$	-	Wahrscheinlichkeit
$p$	$Pa, bar$	Druck
$p_K$	$Pa, bar$	Kammerdruck
$p_{inj}$	$Pa, bar$	Injektionsgasdruck
$P$	-	Wahrscheinlichkeit
$q_t$	$W/m^2$	turbulente Wärmestromdichte Gl. 2.6
$r$	$m$	Radius
$\vec{r}$	$m$	Ortsvektor
$RH$	-	Kohlenwasserstoffkette
$R\cdot$	-	Kohlenwasserstoffradikal
$R_u$	-	Strahlaufweitung Gl. 2.9
$S$	-	Spin-Quantenzahl
$S_F$	$s^{-1}$	Streckung eines Oberflächenelements Gl. 2.8
$S_{(i)}$	-	Singlet im elektronischen Energiezustand i
$S_f$	-	Fluoreszenzsignal Gl. 3.14
$T$	$K$	Temperatur
$t$	$s$	Zeit
$t_c$	$s$	chemisches Zeitmaß Gl. 2.40
$t_{ign}$	$ms$	effektive Zündverzugszeit
$t_s$	$ms$	Zeitschritt der Messung
$t_K$	$m$	Kolmogorov-Zeitmaß Gl. 2.16
$u, v$	$m/s$	axiale bzw. radiale Komponente der Geschwindigkeit $\vec{v}$
$\bar{u}, \bar{v}$	$m/s$	axiale bzw. radiale mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$u', v', w'$	$m/s$	Schwankungsgrößen der Geschwindigkeiten in x-, y-, z-Richtung
$UV$	-	Ultraviolettes Licht mit $\lambda < 300 nm$
$v_x, v_y$	$m/s$	axiale bzw. radiale Komponente der Strömungsgeschwindigkeit

$\vec{v}$	$m/s$	Geschwindigkeitsvektor
$V$	$m^3$	Volumen
$V_m$	$m^3/kg$	massespezifisches Volumen
$\dot{V}$	$m^3/s$	Volumenstrom
$V_n$	$m^3$	molspezifisches Volumen
$w_i$	$kg/kg$	Massenbruch der Komponente i
$x$	$mm, Pixel$	Koordinate in axialer Richtung
$x_i$	$mol/mol$	Molenbruch der Spezies i
$X$	$mol/mol$	Molarer Mischungsbruch
$y$	$mm, Pixel$	Koordinate in radialer Richtung
$y_{0.5u}$	$mm, Pixel$	Halbwertsradius der Achsgeschwindigkeit
$y_{0.5c}$	$mm, Pixel$	Halbwertsradius des Mischungsbruchs auf der Achse
$z$	$mm$	Koordinate in azimuthaler Richtung
$Z$	-	Realgasfaktor
$Z_s$	$mm$	Eindringtiefe des Freistrahls

## Griechische Zeichen

$\alpha, \beta$	-	Parameter in der Beta-Funktion Gl. 2.47
$\gamma$	-	Normierungskoeffizient Gl. 2.48
$\Gamma$	-	Gamma-Funktion Gl. 2.49
$\Delta$	-	Differenz, Abstand, Binweite, Fehler
$\epsilon$	$m^2/s^3$	Dissipationsrate Gl. 2.15
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$\lambda$	$m$	Lichtwellenlänge
$\lambda_L$	-	technische Luftzahl Gl. 2.23
$\lambda_{th}$	$W/(m K)$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	$Pa s$	dynamische Viskosität
$\mu_i$	-	zentrales Moment der Ordnung i (Gl. 2.43)
$\nu$	$m^2/s$	kinematische Viskosität
$\nu_t$	$m^2/s$	Wirbelviskosität
$\omega$	$mol/(m^3 s)$	Reaktionsgeschwindigkeit Gl. 2.25
$\Phi$	-	Fluoreszenzausbeute
$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
$\rho_\infty$	$kg/m^3$	Dichte in der Umgebung
$\sigma$	-	Standardabweichung
$\sigma_A$	$cm^2$	Absorptionsquerschnitt
$\sigma_s$	$N/m$	Oberflächenspannung
$\tau_f$	$s$	charakteristische Zeit in der Strömung
$\tau_r$	$s$	Antwortzeit
$\tau_t$	$N/m^2$	turbulente Schubspannung Gl. 2.8
$\tau_{therm}$	$s$	thermische Relaxationszeit Gl. 5.2
$\tau_1, \tau_2$	$s$	Induktionszeit der ersten bzw. zweiten Zündstufe
$\Theta$	$rad$	Winkel zwischen den Laserstrahlen (LDA)
$\xi$	-	Mischungsbruch Gl. 2.38

## Indizes

0	Wert am Düsenaustritt
$a$	Wert auf der Freistrahlachse
$atm$	atmosphärische Bedingungen, $T = 298 K$ , $p = 1013 mbar$
$B$	Brennstoff
$f$	Trägerfluid
$i, j$	Indizes, Koordinatenrichtungen
$ign$	Zündung
$inj$	Injektionsgas
$koll$	durch Molekül-Kollision
$krit$	kritischer Zustand
$K$	Kammergas
$L$	Luft
$p$	Partikel
$rms$	root mean square, Standardabweichung (Gl. 3.6)
$t$	turbulent
$therm$	thermisch

## Konstanten

$c_l$	$3.0 \cdot 10^8 m/s$	Lichtgeschwindigkeit
$d,$	$2 mm$	Innendurchmesser des Düsenrohrs
$D,$	$4 mm$	Außendurchmesser des Düsenrohrs
$g$	$9.81 m/s^2$	Erdbeschleunigung
$h_P$	$6.62607 \cdot 10^{-34} Js$	Plancksches Wirkungsquantum
$\mathcal{R}$	$8.314472 J/(mol K)$	universelle Gaskonstante
$\hat{\epsilon}$	0.03	Skalierungskonstante in Gl. 2.18

## Dimensionslose Kennzahlen

$Da_t$	Gl. 2.36	turbulente Damköhlerzahl
$Fr$	Gl. 2.2	Froude-Zahl
$Ka$	Gl. 2.37	Karlowitz-Zahl
$Ma$	Seite 57	Mach-Zahl
$Oh$	Gl. 3.11	Ohnesorge-Zahl
$Pr_t$	Seite 9	turbulente Prandtl-Zahl
$Re$	Gl. 2.1	allgemeine Reynoldszahl
$Re_{char}$	Gl. 2.13	strahlcharakteristische Reynoldszahl
$Re_T$	Gl. 2.19	Turbulenz-Reynoldszahl
$Sc$	Seite 45	Schmidt-Zahl
$St$	Gl. 3.12	Stokes-Zahl
$Tu$	Gl. 4.4	Turbulenzgrad
$We$	Gl. 3.10	Weber-Zahl



# Literaturverzeichnis

- [1] AD 2000-Merkblätter zur Berechnung von Druckbehältern / Verband der Technischen Überwachungs-Vereine e.V. – Carl Heymanns Verlag Köln, Ausgabe Oktober 2000
- [2] Bestimmung der Zündtemperatur / Deutsches Institut für Normung e.V. – Beuth Verlag Berlin. DIN 51794, Mai 2003
- [3] Baysilone-Öle M, Polymere Dimethylsiloxane. 1980. – Bayer AG Datenblatt, Best.-Nr. AC12209
- [4] Richtlinie über Druckgeräte / Europäisches Parlament. 1998. – Richtlinie 97/23/EG des Europäischen Parlaments und des Rates vom 29. Mai 1997 zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedsstaaten über Druckgeräte
- [5] Sonderforschungsbereich 224: Motorische Verbrennung / RWTH Aachen. 2001. – Abschlussbericht. Pischinger, F.
- [6] VDI-Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang / Verein Deutscher Ingenieure. 2002. – Springer-Verlag, Berlin Heidelberg
- [7] EG-Sicherheitsdatenblatt / Air Liquide Deutschland GmbH. 2005. – SDB Nr: 048 Version: 1.60
- [8] Enthalpy-pressure data / Quest Consultants Inc. 2006. – <http://www.questconsult.com>
- [9] ALBRECHT, H.-E. ; DAMASCHKE, N. ; BORYS, M. ; TROPEA, C. : *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2003. – ISBN 3-540-67838-7
- [10] ALVANI, R. F. ; FAIRWEATHER, M. : Ignition Characteristics of Turbulent Jet Flows. In: *Chemical Engineering Research and Design* 80 (2002), Nr. A8, S. 917–923
- [11] ANDERSSON, . ; NEIJ, H. ; BOOD, J. ; AXELSSON, B. ; ALDEN, M. : Optical characterization of dimethylether (DME) for laser-based combustion diagnostics. In: *Combust. Sci. and Tech.* 137 (1998), S. 299–322
- [12] ANTONIA, R. A. ; SATYAPRAKASH, B. R. ; HUSSAIN, A. K. M. F.: Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets. In: *Physics of Fluids* 23 (1980), S. 695–700
- [13] BARLOW, R. ; FRANK, J. : Effects of Turbulence on Species Mass Fractions in Methane/Air Jet Flames. In: *27th International Symposium on Combustion* (1998), S. 1087–1095

- [14] BHIDE, S. ; MORRIS, D. ; LEROUX, J. ; WAIN, K. ; PEREZ, J. ; BOEHMAN, A. : Characterization of the Viscosity of Blends of Dimethyl Ether with Various Fuels and Additives. In: *Energy and Fuels* 17 (2003), S. 1126–1132
- [15] BILGER, R. ; POPE, S. ; BRAY, K. ; DRISCOLL, J. : Paradigms in Turbulent Combustion Research. In: *30th Symposium on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 2004
- [16] BORGHI, R. : *Recent Advances in Aerospace Science, In Honor of L. Crocco*. Corrado Casci, Claudio Bruno, Plenum Press, 1985, S. 117–138
- [17] BOULOUCHOS, K. : New Combustion Systems Development: Consequences for Combustion Research. In: *International Workshop on Unsteady Combustion Collaborative Research Center 606*, 2004
- [18] BRONSTEJN, I. N.: *Handbook of Mathematics*. 4. Springer, 2004
- [19] BRUNEAUX, G. : A Study of Mixture Formation in Direct Injection Diesel Like Conditions Using Quantitative Fuel Concentration Visualizations in a Gaseous Fuel Jet. In: *Society of Automotive Engineers, Paper 2002-01-1632* (2002)
- [20] CHAO, J. : Thermodynamic properties of key organic oxygen compounds in the carbon range C1 to C4. Part 2. Ideal gas properties. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 15 (1986), S. 1369–1436
- [21] CHEN, C. J. ; RODI, W. : Vertical turbulent buoyant jets: A review of experimental data. In: *NASA STI/Recon Technical Report A 80* (1980)
- [22] CHRISTENSEN, K. T.: The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), S. 484–497
- [23] CIEZKI, H. ; ADOMEIT, G. : Shock-Tube Investigation of Self-Ignition of n-Heptane-Air Mixtures Under Engine Relevant Conditions. In: *Combustion and Flame* 93 (1993), S. 421–433
- [24] CLAYTON CROWE ; MARTIN SOMMERFELD ; YUTAKA TSUJI: *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press LLC, 1998
- [25] COLLICOTT, S. : Transition from Particle Image Velocimetry to Laser Speckle Velocimetry with increasing density. In: *6th International Symposium on Laser Techniques and Applications in Fluid Mechanics* (1992), S. 181–194
- [26] CURRAN, H.J. ; FISCHER, S.L. ; DRYER, F.L.: The Reaction Kinetics of Dimethyl Ether. II: Low-Temperature Pyrolysis and Oxidation in Flow Reactors. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 32 (2000), Nr. 12, S. 741–759
- [27] DAGAUT, P. ; DALY, C. ; SIMMIE, J. ; CATHONNET, M. : The oxidation and ignition of dimethylether from low to high temperature (500-1600K): experiments and kinetic modeling. In: *27th Symposium on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1998

- [28] DALY, C. ; SIMMIE, J. ; WÜRMELE, J. ; DJEBALLI-CHAUMEIX, N. ; PAILLARD, C. : Burning Velocities of Dimethyl Ether and Air. In: *Combustion and Flame* 125 (2001), S. 1329–1340
- [29] DE SMEDT, G. ; DE CORTE, F. ; NOTELE, R. ; BERGHMANS, J. : Comparison of two standard test methods for determining explosion limits of gases at atmospheric conditions. In: *Journal of Hazardous Materials* A70 (1999), S. 105–113
- [30] DENEV, J.A. ; FRÖHLICH, J. ; BOCKHORN, H.: Evaluation of mixing and chemical reactions within a jet in crossflow by means of LES. In: *Proc. of European Combustion Meeting*, 2005
- [31] ECKBRETH, A. : *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. Abacus Press, Cambridge, 1988
- [32] FAST, G. : Anwendung der mageren Vormischverbrennung in Mikrogasturbinen: Eigenschaften, Potentiale und Einsatzgrenzen eines neuen Brennerkonzepts. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Jahrbuch 2004, Band II* Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt (DGLR), 2004
- [33] FAST, G. ; KUHN, D. ; CLASS, A. : Auto-ignition delay times and nozzle velocity profiles of an ethane jet. In: *58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics* American Physical Society, 2005
- [34] FAST, G. ; KUHN, D. ; CLASS, A. : Tomographische Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) - ein neues Verfahren zur Steigerung der Ortsauflösung. In: *Technisches Messen (tm)* 73/10 (2006), S. 527–536
- [35] FISCHER, S.L. ; DRYER, F.L. ; CURRAN, H.J.: The Reaction Kinetics of Dimethyl Ether. I: High-Temperature Pyrolysis and Oxidation in Flow Reactors. In: *International Journal of Chemical Kinetics* 32 (2000), Nr. 12, S. 713–740
- [36] FLEISCH, T. : DME and IDA: Progress, Opportunities, Challenges. In: *2nd International DME Conference*, International DME Association (IDA), 2006
- [37] FRANZ MAYINGER ; OLIVER FELDMANN: *Optical Measurements: Techniques and Applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001
- [38] GARDINER, W. : *Combustion Chemistry*. Springer-Verlag New York, 1984
- [39] GAVRILIUC, R. : Dimethylether - Begründung für zusätzliche thermodynamische Forschungen / Institut für Technische Thermodynamik, Universität Karlsruhe. 1998. – Studienbericht
- [40] GERLINGER, P. : *Numerische Verbrennungssimulation*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2005
- [41] GÜNTHER, R. : *Verbrennung und Feuerung*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, 1984

- [42] GROSSMANN, F. ; MONKHOUSE, P. ; RIDDER, M. ; SICK, V. ; WOLFRUM, J. : Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentanone. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 62 (1996), Nr. 3, S. 249–253
- [43] GUTHEIL, E. ; BOCKHORN, H. : The Effect of Multi Dimensional PDFs on the Turbulent Reaction Rate in Turbulent Reactive Flows at Moderate Damköhler Numbers. In: *PhysicoChemical Hydrodynamics* 9 (1987), S. 525–535
- [44] HILL, P. ; OUELLETTE, P. : Transient turbulent gaseous fuel jets for diesel engines. In: *Journal of Fluids Engineering* (1999), Nr. 121, S. 93–101
- [45] HORSTMANN, T. : *Einfluß turbulenter Strömungsbedingungen auf den Entzündungsvorgang von Brennstoff/Luft-Gemischen*. 1999
- [46] HYUN, G. ; NOGAMI, M. ; SENDA, J. ; H., F. : Study on unsteady gas jet and wall impingement jet. In: *JSAE Review* 17 (1996), S. 347–354
- [47] IVANCIC, B. : *Untersuchungen zur Strömung und Verbrennung im Einspritzgebiet von LOX/H<sub>2</sub>-Raketenbrennkammern*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2001
- [48] JOMAAS, G. ; ZHENG, X. ; ZHU, D. ; LAW, C. : Experimental determination of counterflow ignition temperatures and laminar flame speeds of C<sub>2</sub>-C<sub>3</sub> hydrocarbons at atmospheric and elevated pressures. In: *30th International Symposium on Combustion, Chicago, USA* (2004)
- [49] KAISER, E. ; WALLINGTON, T. ; HURLEY, M. ; PLATZ, J. ; CURRAN, H. ; PITZ, W. ; WESTBROOK, C. : Experimental and Modeling Study of Premixed Atmospheric-Pressure Dimethyl Ether-Air Flames. In: *Journal of Physical Chemistry A* 104 (2000), Nr. 35, S. 8194–8206
- [50] KAMFER, G. ; RYZHKIN, S. V. : Dimethyl Ether in a State of Saturation. Calculation of Thermodynamic Properties. In: *Chemistry and Technology of Fuels and Oils* 41 (2005), Nr. 1, S. 77–83
- [51] KEANE, R. ; ADRIAN, R. : Theory of cross-correlation analysis of PIV images. In: *Journal of Applied Scientific Research* 49 (1992), S. 191–215
- [52] KEANE, R. ; R.J., A. : Optimization of particle image velocimeters. Part 1: Double pulsed systems. In: *Meas. Sci. Tech.* 1 (1990), S. 1202–1215
- [53] KÄHLER, C. ; SAMMLER, B. ; KOMPENHANS, J. : Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air. In: *Experiments in Fluids* 33 (2002), S. 736–742
- [54] KÖHLY, C. : *Auslegung und Konstruktion einer Hochdruck-Gaseinspritzkammer zur Untersuchung des Selbstzündungsverhaltens eines Gas-Einspritzstrahles* / Institut für Kern- und Energietechnik, Forschungszentrum Karlsruhe. 2005. – Projektarbeit 2, Fachhochschule Karlsruhe

- [55] KORTSCHIK, C. ; HONNET, S. ; PETERS, N. : Influence of curvature on the onset of autoignition in a corrugated counterflow mixing field. In: *Combustion and Flame* 142 (2005), S. 140–152
- [56] KOTHNUR, P. ; CLEMENS, N. T.: Effects of unsteady strain rate on scalar dissipation structures in turbulent planar jets. In: *Physics of Fluids* 17 (2005), S. 125104
- [57] KUFFERATH, A. ; SAMENFINK, W. ; GERHARDT, J. : Die neue Emissionsstrategie der Benzin- Direkt-Einspritzung. 11, Jahrgang 64 (2003), S. 916–923
- [58] KUHN, D. : *Messung von Temperatur- und Konzentrationsprofilen mittels Laser-induzierter Fluoreszenz (LIF)*, Forschungszentrum Karlsruhe, Dissertation, FZKA-Bericht 6685, 2001
- [59] KUNTE, S. : *Untersuchungen zum Einfluss von Brennstoffstruktur und -sauerstoffgehalt auf die Russbildung und -oxidation in laminaren Diffusionsflammen*, ETH Zürich, Dissertation, 2003
- [60] KUO, T. ; BRACCO, F. : On the Scaling of Transient Laminar, Turbulent, and Spray Jets. In: *Society of Automotive Engineers, Paper 82-0038* (1982)
- [61] LAKSHMINARASIMHAN, K. ; CLEMENS, N. ; EZEKOYE, O. : Mixing and Flow-field Characteristics of Strongly-forced Transitional / Turbulent Jets and Jet Flames. In: *58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics* American Physical Society, 2005
- [62] LAKSHMINARASIMHAN, K. ; RYAN, M. ; CLEMENS, N. ; EZEKOYE, O. : Mixing characteristics in strongly forced non-premixed methane jet flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute*, im Druck, 2006
- [63] LAW, C. : Dynamics of stretched flames. In: *22nd Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, 1988, S. 1381–1402
- [64] LEERMAKERS, J. : The Chain Decomposition of Dimethyl Ether Photosensitized by Acetone. In: *Journal of the American Chemical Society* 56 (1934), S. 1899–1904
- [65] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion*. Thermal Science and Propulsion Center, School of Mechanical Engineering, Purdue University, 1998
- [66] LEWIS, B. ; VON ELBE, G. : *Combustion, Flames and Explosion of Gases*. Third Edition. Academic Press, 1987
- [67] LIBBY, P. ; WILLIAMS, F. : *Turbulent reacting flows*. Academic Press, 1994. – ISBN 0–12–447945–6
- [68] LIDE, D. : *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 82. CRC Press LLC, 2001. – ISBN 0849304822
- [69] LOZANO, A. ; YIP, B. ; HANSON, R. : Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar-laser-induced fluorescence. In: *Exp.fluids* 14 (1992), S. 369–376

- [70] LOZANO, A. ; SMITH, S.H. ; MUNGAL, M.G. ; HANSON, R.K.: Concentration measurements in a transverse jet by planar laser-induced fluorescence of acetone. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics* 32 (1993), Nr. 121, S. 218–221
- [71] LUCKA, K. : Developments in Cool Flame Technology and its Applications. In: *8th International Conference on Energy for a Clean Environment/ CLEAN AIR*, 2005
- [72] MAAS, U. : *Mathematische Modellierung instationärer Verbrennungsprozesse unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen*, Universität Heidelberg, Dissertation, 1988
- [73] MAAS, U. ; WARNATZ, J.: Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures. In: *Combustion and Flame* 74 (1988), S. 53–69
- [74] MARKIDES, C. N. ; DE PAOLA, G. ; MASTORAKOS, E. : Measurements and simulations of mixing and autoignition of an n-heptane plume in a turbulent flow of heated air. In: *Fourth Mediterranean Combustion Symposium, Lisbon, Portugal*, 2005
- [75] MASRI, A. ; DIBBLE, R. : Spontaneous Raman Measurements in Turbulent CO/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Flames near Extinction. In: *22nd International Symposium on Combustion* (1988), S. 607–618
- [76] MASTORAKOS, E. ; BARITAUD, T. ; POINSOT, T. : Numerical Simulation of Autoignition in Turbulent Mixing Flows. In: *Combustion and Flame* 109 (1997), S. 198–223
- [77] MÜLLER, M. : Dimethyl Ether. In: *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*. 6. Auflage. Wiley-VCH, 2002. – ISBN 3–527–30385–5
- [78] MOFFAT, R. : Describing the uncertainties in experimental results. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 1 (1988), S. 3–17
- [79] MULLIN, J. ; DAHM, W. : Dual-plane stereo particle image velocimetry measurements of velocity gradient tensor fields in turbulent shear flow. II. Experimental results. In: *Physics of Fluids* 18 (2006), S. 035102
- [80] NAITO, M. ; RADCLIFFE, C. ; WADA, Y. ; HOSHINO, T. ; LIU, X. ; ARAI, M. ; TAMURA, M. : A comparative study on the autoxidation of dimethyl ether (DME) comparison with diethyl ether (DEE) and diisopropyl ether (DIPE). In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Selected Papers Presented at the International Conference on Bhopal Gas Tragedy and its Effects on Process Safety* 18 (2005), S. 469–473
- [81] NATTIER, J. ; FAST, G. ; KUHN, D. : Orts- und zeitaufgelöste Untersuchung der Ausbreitung und Mischung eines Freistrahls zu Selbstzündungsexperimenten / Forschungszentrum Karlsruhe. 2007. – FZKA-Bericht 7280
- [82] NOLES, J. ; ZOLLWEG, J. : Vapor-Liquid Equilibrium for Chlorodifluoromethane + Dimethyl Ether from 283 to 395 K at Pressures to 5.0 MPa. In: *Journal of Chemical Engineering* 37 (1992), S. 306

- [83] OFNER, B. ; EISEN, S. ; MAYINGER, F. : Untersuchungen zur Spray- und Gemischbildung an Common-Rail Diesel-Einspritzsystemen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie und anderen optischen Meßmethoden. In: *Spray 1999, Proceedings des 5. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen*, 1999
- [84] PAAS, M. : Safety Assessment of DME Fuel, Prepared for Transportation Development Centre Safety and Security Transport Canada / M. Paas Consulting Ltd. (Winnipeg, Manitoba). 1997. – no. P 12998E
- [85] PANCHAPAKESAN, N. ; LUMLEY, J. : Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part I: Air jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 246 (1993), S. 197–223
- [86] PETERS, N. : *Fifteen Lectures on Laminar and Turbulent Combustion*. 1992
- [87] PETERS, N. : *Turbulent combustion*. Repr. Cambridge University Press, 2002. – ISBN 0–521–66082–3
- [88] PFAHL, U. ; FIEWEGER, K. ; ADOMEIT, G. : Self-Ignition of Diesel-Relevant Hydrocarbon-Air Mixtures under Engine Conditions. In: *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1996, S. 781–789
- [89] PILLING, M. : *Low-Temperature Combustion and Autoignition*. Bd. 35. Elsevier Science B.V., 1997
- [90] PITSCH, H. ; RIESMEIER, E. ; PETERS, N. : Unsteady Flamelet Modeling of Soot Formation in Turbulent Diffusion Flames. In: *Combustion, Science and Technology* 158 (2000), S. 389–406
- [91] POPE, S. : PDF methods for turbulent reactive flows. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 11 (1985), S. 119–192
- [92] POPE, S. : *Turbulent flows*. 1. publ. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0–521–59125–2, 0–521–59886–9
- [93] QIN, X. ; JU, Y. ; LAW, C. : Measurement of Burning Velocities of Dimethyl Ether and Air Premixed Flames at Elevated Pressures. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA-2004-3708, 2004
- [94] RAFFEL, M. ; WILLERT, C.E. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. 3. Springer Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 1998
- [95] REID, R. C. ; PRAUSNITZ, J. M. ; POLING, B. E.: *The properties of gases and liquids*. 4. ed. McGraw-Hill, 1987. – ISBN 0–07–051799–1
- [96] RICHARDSON, J. ; HOWARD, H. ; SMITH, R. : The relation between sampling-tube measurements and concentration fluctuations in a turbulent gas jet. In: *Forth Symposium on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1953, S. 814

- [97] RIZK, W. : Experimental Studies of the Mixing Processes and Flow Configurations in Two-Cycle Engine Scavenging. 172 (1958), S. 417–424
- [98] RÜTHER, K. ; FAST, G. ; KUHN, D. : Zeitaufgelöste Messung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung in einem instationären Gasfreistrahler / Forschungszentrum Karlsruhe. 2006. – FZKA-Bericht 7266
- [99] RUCK, B. : *Laser Doppler Anemometrie*. Stuttgart : AT Fachverlag Stuttgart, 1987
- [100] SAXENA, V. ; POPE, B. : PDF simulation of turbulent combustion incorporating detailed chemistry. In: *Combustion and Flame* 117 (1999), S. 340–350
- [101] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K. : *Grenzschicht-Theorie*. 10., überarb. Aufl. Springer, 2006. – ISBN 3-540-23004-1, 978-3-540-23004-5
- [102] SCHNEIDER, B. : *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*, ETH Zürich, Dissertation, 2003
- [103] SCHNEIDERS, T. : Laserspektroskopische Untersuchung instationärer Strahlmischungsprozesse in Gasturbinen-Vormischbrennern mit einem Tracer-LIF-Verfahren. In: *Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6* (2002), Nr. 480
- [104] SCHULZ, C. ; SICK, V. : Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31 (2005), S. 75–121
- [105] SETTLES, G. : *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 2002
- [106] SHILING, L. ; HEWSON, J. ; CHEN, J. : Nonpremixed n-heptane autoignition in unsteady counterflow. In: *Combustion and Flame* 145 (2006), S. 730–739
- [107] SORENSON, S. : Dimethyl Ether in Diesel Engines: Progress and Perspectives. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 652–658
- [108] SPALDING, D. : Concentration fluctuations in a round turbulent free jet. In: *Chemical Engineering Science* 26 (1971), S. 95–107
- [109] STAHL, G. : *Rechnerische Simulation stationärer und instationärer gestreckter Methan- und Propan-Luft Flammen unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 1989
- [110] STAUCH, R. ; LIPP, S. ; MAAS, U. : Detailed numerical simulations of the autoignition of single n-heptane droplets in air. In: *Combustion and Flame* 145 (2006), S. 533–542
- [111] STEINER, R. : *Modellbildung und strömungsmechanische Simulation der dieselmotorischen Verbrennung*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 2004
- [112] STEPHAN, K. ; MAYINGER, F. : *Technische Thermodynamik - Band 1: Einstoffsysteme*. 11. neubearb. Aufl. Springer, 1998



- [113] SVEHLA, R. : Estimated Viscosities and Thermal Conductivities at High Temperatures / NASA. 1962. – Technical Report
- [114] THURBER, M. : Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows / Department of Mechanical Engineering, Stanford University. 1999. – Topical report TSD-120
- [115] THURBER, MARK C. ; GRISCH, FREDERIC ; KIRBY, BRIAN J. ; VOTSMEIER, MARTIN ; HANSON, RONALD K.: Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 21, S. 4963–4978
- [116] TSURIKOV, M.S. ; CLEMENS, N.T.: The structure of dissipative scales in axisymmetric turbulent gas-phase jets. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA-2002-0164* (2002)
- [117] VOGEL, H. : *Gerthsen Physik*. 19. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997
- [118] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.W.: *Verbrennung*. 3. Auflage. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001
- [119] WILLIAMS, F. : *Combustion Theory*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988
- [120] XIAO, K. ; SCHMIDT, D. ; MAAS, U. : PDF simulation of turbulent non-premixed  $CH_4/H_2$ -air flames using automatically reduced chemical kinetics. In: *27th Symposium on Combustion*, The Combustion Institute: Pittsburgh, 1998, S. 1073–1080
- [121] YUEN, L. ; PETERS, J. ; LUCHT, R. : Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone. In: *Applied Optics* 36 (1997), Nr. 15, S. 3271–3277
- [122] ZHAO, Z. ; KAZAKOV, A. ; DRYER, F. : Measurements of dimethyl ether/air mixture burning velocities by using particle image velocimetry. In: *Combustion and Flame* 139 (2004), S. 52–60
- [123] ZIEREP, J. : *Grundzüge der Strömungslehre*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1997



# Lebenslauf

## Persönliche Angaben

Name	Gerald Fast
Geburtsdatum	13. April 1977
Geburtsort	Achern
Familienstand	verheiratet

## Ausbildung

1983 - 1987	Grundschule Obersasbach
1987 - 1996	Gymnasium Achern
1997 - 2003	Universität Karlsruhe (TH), Studium des Allgemeinen Maschinenbaus
01 - 03/2001	University of Nottingham (England), Studienarbeit

## Tätigkeiten

1996 - 1997	Grundwehrdienst Deutsch-Französische Brigade in Donaueschingen
1998 - 2002	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 05/2003	Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)