

VT-Forschungsbericht 2019-01

Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Kohlenwasserstoffen auf das Verbrennungsverhalten drallstabilisierter Sprayflammen

Dipl.-Ing. Jasper Grohmann

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Verbrennungstechnik
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40
70569 Stuttgart

Telefon
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Kohlenwasserstoffen auf das Verbrennungsverhalten drallstabilisierter Sprayflammen

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Jasper Grohmann

aus Berlin

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn

Tag der mündlichen Prüfung 18. Januar 2019

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
Universität Stuttgart

2019

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Stuttgart. An dieser Stelle möchte ich mich bei den vielen Menschen bedanken, die mich während dieser Zeit unterstützt haben.

Ich danke meinem Doktorvater und Institutsleiter Professor Dr. Manfred Aigner für die Ermöglichung dieser Arbeit und für die Schaffung hervorragender Rahmenbedingungen für die Durchführung wissenschaftlicher Arbeiten an seinem Institut. Professor Dr. Henning Bockhorn vom Engler-Bunte-Institut des Karlsruher Instituts für Technologie danke ich für die Übernahme der Aufgabe des Mitberichters und Professor Dr. Nico Sneeuw vom Geodätischen Institut der Universität Stuttgart danke ich für den Vorsitz des Prüfungsausschusses.

Besonders danken möchte ich meinem fachlichen Betreuer und Abteilungsleiter Dr. Wolfgang Meier für die ausgezeichnete Betreuung in Form unzähliger hilfreicher Ratschläge und Diskussionen und für das große entgegengebrachte Vertrauen. Mein großer Dank gilt auch den vielen weiteren ehemaligen Kolleginnen und Kollegen aller Abteilungen des DLR-Instituts für Verbrennungstechnik dafür, dass sie mir mit ihrer großen fachlichen Expertise in den verschiedensten Disziplinen stets zur Seite standen, für ihre hohe Hilfsbereitschaft bei aller Art an Fragen und die sehr freundschaftliche Arbeitsatmosphäre. Besonders danke ich Dr. Bastian Rauch und Dr. Trupti Kathrotia für die Durchführung von Simulationen, die Eingang in diese Arbeit gefunden haben und Dr. William O’Loughlin, Dr. Luca Cantu und Daniel Lais, B.Sc. für die Unterstützung im Labor und bei Messungen.

Ich freue mich besonders über die während meiner Zeit am Institut entstandenen Freundschaften und hoffe, dass diese lange bestehen bleiben werden. Ich danke meinen Freunden und Verwandten, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit in vielfältigster Weise unterstützt und mir großen Rückhalt gegeben haben. Ganz besonders danke ich meiner Mutter, meinem Vater und meiner Schwester. Mein größter Dank gebührt meiner Verlobten, die mich in dieser Zeit unermüdlich und in liebevoller Weise motiviert und unterstützt hat.

Stuttgart, Januar 2019

Jasper Grohmann

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	9
Kurzfassung	13
Abstract	15
1 Einleitung	17
2 Grundlagen und Stand des Wissens	22
2.1 Prozesse bei der Verbrennung flüssiger Brennstoffe	22
2.1.1 Zerstäubung	23
2.1.2 Verdampfung	25
2.1.3 Mischung und Verbrennung	27
2.2 Brennstoffeinfluss auf mageres Verlöschen und Schadstoffemissionen	30
2.2.1 Mageres Verlöschen	31
2.2.2 Schadstoffemissionen	38
2.3 Angewandte Messverfahren	43
2.3.1 Magere Verlöschgrenzen	43
2.3.2 Lichtstreuung an Tropfen	44
2.3.3 Particle Image Velocimetry	45
2.3.4 Laser Doppler Anemometrie und Phasen Doppler Interferometrie	46
2.3.5 Sensoren zur Schadstoffmessung	48
2.3.6 Phosphorthermometrie	49
2.3.7 Flammenleuchten und Chemolumineszenz	49
2.3.8 Kohärente anti-Stokes Raman-Spektroskopie	51
3 Versuchsstand	53
3.1 Zerstäuber	53
3.2 Brennkammer, Peripherie und Instrumentierung	55

4	Versuchsbeschreibungen und Messverfahren	58
4.1	Gasphasenströmungsfeld	59
4.2	Wandtemperaturen	62
4.3	Flammenleuchten	63
4.4	Magere Verlöschgrenzen	64
4.5	Abgasemissionen	66
4.6	Sprayverteilung	67
4.7	Tropfengrößen und -geschwindigkeiten	70
4.8	Gasphasentemperaturprofile	73
5	Ergebnisse	76
5.1	Brennstoffauswahl	76
5.1.1	Molekulare Struktur des Brennstoffs	77
5.1.2	Physikalische Brennstoffeigenschaften	79
5.1.3	Chemisch-kinetische Brennstoffeigenschaften	84
5.1.4	Fazit und Auswahl der Betriebsbedingungen	89
5.2	Messergebnisse	91
5.2.1	Gasphasenströmungsfeld	91
5.2.2	Wandtemperaturen	96
5.2.3	Flammenleuchten	97
5.2.4	Magere Verlöschgrenzen	104
5.2.5	Abgasemissionen	106
5.2.6	Sprayverteilung	109
5.2.7	Tropfengrößen und -geschwindigkeiten	113
5.2.8	Gasphasentemperaturprofile	120
6	Analyse	126
6.1	Allgemeine Aspekte der untersuchten Flammen	126
6.2	Mageres Verlöschn	131
6.3	Abgasemissionen	134
7	Zusammenfassung	138
A	Anhang 1	142
A.1	Verbrennungsrechnung	142
A.2	Auswirkung der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes	143
A.3	Berechnung der geometrischen Drallzahl	146

A.4	Koordinatentransformation für die Tropfengeschwindigkeitsmessungen	147
A.5	Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit ausgewählter Messergebnisse	149
A.6	Eigenschaften des verwendeten Kerosins	151
	Literaturverzeichnis	153

Abkürzungsverzeichnis

	<i>Symbole</i>	
b_L	Massenverhältnis Brennstoff-Luft	
c_p	Isobare Wärmekapazität	
$\Delta\Phi$	Phasendifferenz	
$f/$	Öffnungsverhältnis	
d	Durchmesser	
d_{32}	Sauterdurchmesser	
Da	Damköhler-Zahl	
f	Brennweite	
G	Impulsstrom	
ΔH_f^0	Molare Standardbildungsenthalpie	
h	Planck'sches Wirkungsquantum	
h	Spezifische Enthalpie	
H_R^0	Molare Standardreaktionsenthalpie	
$H_{u/o}$	Unterer/Oberer Heizwert	
κ	Isentropenexponent	
λ	Luftzahl	
λ	Verdampfungsrate	
λ	Wellenlänge	
l	Länge	
\dot{m}	Massenstrom	
μ	Dynamische Viskosität	
M	Molare Masse	

Abkürzungsverzeichnis

ν	Frequenz
ν	Stöchiometrischer Koeffizient
n	Anzahl
n	Brechungsindex
ϕ	Äquivalenzverhältnis
f_{PZ}	Massenanteil der Primärluft
p	Druck
Q	Volumenanteil von Tropfen
q	Breite der Rosin-Rammler-Verteilung
ρ	Dichte
Re	Reynolds-Zahl
σ	Oberflächenspannung
S	Drallzahl
s_L	Laminare Flammengeschwindigkeit
τ	Charakteristische Zeit
T	Temperatur
t	Zeit
V	Volumen
$v_{(i)}$	Geschwindigkeit (in die Raumrichtung i)
X	Charakteristischer Durchmesser der Rosin-Rammler-Verteilung ($d_{0,632}$)
X	Molenbruch
x,y,z	Brennerkoordinaten
x_M	Mie-Parameter

Indizes

a	außen
ad	adiabat
B	Brennstoff
c	charakteristisch
3	Brennkammereintritt

<i>e</i>	Ende
<i>eff</i>	effektiv
<i>exp</i>	experimentell
<i>ges</i>	gesamt
<i>i</i>	innen
<i>L</i>	Luft
<i>L</i>	laminar
<i>l</i>	links
<i>M</i>	Medium
<i>min</i>	minimal
<i>0</i>	Anfang
<i>P</i>	Partikel
<i>PZ</i>	Primärzone
<i>r</i>	rechts
<i>ref</i>	Referenz
<i>rel</i>	relativ
<i>stöch</i>	stöchiometrisch
<i>ZV</i>	Zündverzug

Abkürzungen

AFR	Air to Fuel Ratio
CARS	Coherent anti-Stokes Raman Spectroscopy
CCD	Charge-Coupled Device
CtL	Coal-to-Liquid
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
F	Filter
GtL	Gas-to-Liquid
ICAO	International Civil Aviation Organization
L	Linse
LDA	Laser Doppler Anemometrie

Abkürzungsverzeichnis

LES	Large Eddy Simulation
ND	Neutraldichtefilter
NIST	National Institute of Standards and Technology
PDI	Phasen Doppler Interferometrie
PIV	Particle Image Velocimetry
PVC	Precessing Vortex Core
RQL	Rich burn, quick quench, lean burn
S	Spiegel
sCMOS	Scientific Complementary Metal Oxide Semiconductor
TDE	ThermoData Engine

Kurzfassung

Die Zusammensetzung alternativer flüssiger Brennstoffe kann sich stark von der Zusammensetzung konventioneller Brennstoffe unterscheiden. Sie kann durch die Wahl der Syntheseparameter gezielt beeinflusst werden, um das Verbrennungsverhalten zu optimieren. Vor diesem Hintergrund beschreibt diese Dissertation Untersuchungen zum Verbrennungsverhalten ausgewählter Kohlenwasserstoffe, mit dem Ziel, ein besseres Verständnis des Einflusses einzelner Bestandteile synthetischer flüssiger Brennstoffe auf das Verbrennungsverhalten zu erlangen. Dazu wurde ein Versuchsstand zum Betrieb drallstabilisierter atmosphärischer Sprayflammen aufgebaut. Die Brennkammer war optisch zugänglich, um die Anwendung optischer und laserbasierter Messmethoden zu ermöglichen.

Die untersuchten Brennstoffe wurden gezielt anhand ihrer chemischen Klasse und ihrer Stoffeigenschaften ausgewählt. Die Wahl fiel auf die linearen Alkane *n*-Hexan, *n*-Nonan und *n*-Dodecan, das verzweigte Alkan *iso*-Octan, sowie Cyclohexan und Toluol als Vertreter der ringförmigen Alkane und der Aromaten. Zum Vergleich wurde Kerosin Jet A-1 untersucht. Es wurde eine Referenzflamme mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,8$ und einem Luftmassenstrom von $4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ definiert. Dies entsprach einer thermischen Leistung von ca. 10 kW. Die Brennstoffvorwärmtemperatur wurde auf 30 °C und die Luftvorwärmtemperatur auf 50 °C festgelegt. Die Untersuchungen wurden zu großen Teilen bei diesen Bedingungen durchgeführt. Zusätzlich wurde eine erhöhte Luftvorwärmtemperatur von 150 °C bei einer Brennstofftemperatur von 50 °C untersucht.

Die mageren Verlöschgrenzen und die CO- und NO_x-Abgasemissionen wurden über einen weiten Luftmassenstrombereich ($4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ - $12,9 \frac{\text{g}}{\text{s}}$) bzw. Äquivalenzbereich (0,55-0,9) bestimmt. Zusätzlich zu diesen globalen Größen wurden das nichtreagierende und Teile des reagierenden Gasphasenströmungsfelds mit Particle Image Velocimetry gemessen. Außerdem wurden die Wandtemperaturen mit Phosphorthermometrie und die Sprayverteilung mittels Laserlichtstreuung gemessen. Tropfengrößen und -geschwindigkeiten wurden mit Laser-Doppler-Anemometrie und Phasen-Doppler-Interferometrie bestimmt. Die Gasphasentemperatur wurde mittels kohärenter anti-Stokes Raman-Spektroskopie gemessen. Zusätzlich wurde das Flammeneigenleuchten aufgezeichnet. Auch Randbedingungen wie die Brennstoffvorwärmtemperatur und Luftvorwärmtemperatur wurden gemessen.

Bezüglich der mageren Verlöschgrenzen wurden bei den gewählten Referenzbedingungen Unterschiede zwischen Brennstoffen von bis zu 14 % festgestellt. Mit Hilfe der ergänzenden Messungen und einer umfassenden Analyse der physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften konnten sowohl eine große Bedeutung der Brennstoffreaktivität, als auch ein positiver Einfluss einer heterogenen Brennstoffverteilung auf die Verlöschgrenze aufgezeigt werden. Hinsichtlich der NO_x -Emissionen wurden bei den gewählten Referenzbedingungen Unterschiede zwischen Brennstoffen von mehr als einem Faktor 2 gefunden. Neben dem unmittelbaren Einfluss der adiabaten Flammentemperatur auf die NO_x -Emissionen konnte ein Einfluss der lokalen Verteilung des flüssigen Brennstoffs und der resultierenden gemessenen Gasphasentemperaturverteilung herausgearbeitet werden. Die Brennstoffe lieferten keine nennenswerten Unterschiede in den CO-Emissionen.

Es wurde ein umfassender quantitativer experimenteller Datensatz zur Validierung numerischer Modelle und zum besseren Verständnis des Einflusses physikalischer und chemischer Eigenschaften einzelner Brennstoffkomponenten auf das Verbrennungsverhalten erstellt. Außerdem konnte gezeigt werden, dass bereits ein atmosphärischer Prüfstand mit kleiner thermischer Leistung und entsprechend geringen Kosten geeignet sein kann, relevante Trends des Brennstoffeinflusses, zum Beispiel im Rahmen eines Zertifizierungsprozesses, aufzuzeigen.

Abstract

The composition of alternative liquid fuels can differ significantly from the composition of conventional liquid fuels. The composition can be adjusted in order to improve its properties for optimised combustion performance. In this work the combustion behaviour of selected single component hydrocarbons was investigated to gain a better understanding of the influence of components of synthetic fuels on the combustion behaviour. An experimental set-up for swirl-stabilised spray flames was used. The flames were operated at atmospheric pressure conditions. The combustion chamber was optically accessible to enable optical and laser-based measurement techniques.

The fuels were selected based on their chemical class and their properties. The selected fuels were three linear alkanes *n*-hexane, *n*-nonane and *n*-dodecane, one branched alkane *iso*-octane, as well as cyclohexane and toluene as representatives of cyclic alkanes and aromatic hydrocarbons. For comparison, conventional kerosene Jet A-1 was used. A reference flame with an equivalence ratio of $\phi = 0.8$ and an air mass flow rate of $4.3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ was defined. This resulted in a thermal power of approximately 10 kW. The fuel preheat temperature was 30 °C and the air preheat temperature was 50 °C. Most of the measurements were performed at these conditions. Additional measurements were performed at an increased air preheat temperature of 150 °C and a fuel preheat temperature of 50 °C.

Lean blowout limits and CO and NO_x exhaust gas emissions were measured over a wide range of air mass flow rates ($4.3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ - $12.9 \frac{\text{g}}{\text{s}}$) and equivalence ratios (0.55-0.9). In addition to these performance parameters the non-reacting gas phase flow field and parts of the reacting flow field were measured with Particle Image Velocimetry (PIV). Wall temperatures were determined with thermographic phosphors. The liquid phase loading was measured using laser light scattering and drop diameters and velocities were measured with Laser Doppler Anemometry (LDA) and Phase Doppler Interferometry (PDI). Gas phase temperatures were measured with Coherent anti-Stokes Raman Spectroscopy (CARS). The visible flame luminescence and CH* chemiluminescence were recorded. Furthermore, boundary conditions, such as fuel and air preheat temperatures were measured.

Regarding the lean blowout limits, differences of up to 14% were found at the selected reference conditions. By means of the additional measurements and a comprehensive study

of the physical and chemical fuel properties the roles of fuel reactivity and of heterogeneous fuel air mixing were highlighted. A positive influence of incomplete mixing on lean stability was observed. Concerning the NO_x emissions, differences of more than a factor of 2 were found. Aside from an immediate influence of the adiabatic flame temperature on the NO_x emissions, the influence of the local distribution of the liquid fuel and the resulting measured gas phase temperature field on the exhaust gas NO_x emissions was explained. No significant differences in CO emissions between the fuels were observed.

A comprehensive quantitative experimental data set for validation of numerical models was created and insight into the influence of physical and chemical properties of single component fuels on the combustion behaviour was gained. Furthermore, it was shown that an atmospheric test rig with low thermal powers and according low costs can identify relevant trends of fuel influence, e.g. in the context of certification of future fuels.

1 Einleitung

Die technische Nutzung fossiler Energieträger durch Verbrennung erfährt Kritik, da sie maßgeblich zum Anstieg der Treibhausgasemissionen beiträgt, der mit äußerster Wahrscheinlichkeit die Hauptursache des Klimawandels ist [1, S. 4f.]. Dennoch wird der Großteil der weltweiten Primärenergie heute über fossile Energieträger bereitgestellt [2, S. 6]. Ein großer Teil davon betrifft flüssige Kohlenwasserstoffe, die durch Raffinierung von Erdöl hergestellt und unter anderem im Transportwesen eingesetzt werden. So wird die Mehrzahl der heutigen Flugzeuge von Flugtriebwerken angetrieben, die mit Kerosin fossilen Ursprungs betrieben werden [3]. Aufgrund ihrer hohen gravimetrischen Energiedichte kann im Lufttransportwesen auf absehbare Zeit davon ausgegangen werden, dass flüssige Kohlenwasserstoffe die Energieträger der Wahl bleiben [3], denn das Gewicht des Fahrzeugs spielt hier, im Vergleich zum Land- und Wassertransport, eine deutlich größere Rolle.

Als Alternative zur Verwendung konventionellen Kerosins auf Erdölbasis bieten sich synthetische Treibstoffe an, die zwar zum einen aus Erdgas oder Kohle [4], aber zum anderen auch aus regenerativen Kohlenstoffquellen, vor allem in Form von Biomasse [5], erzeugt werden können. Auch stationäre Gasturbinen zur Stromerzeugung können mit flüssigen Kohlenwasserstoffen betrieben werden. So ist zum Beispiel für Gaskraftwerke oft ein Notfallbetrieb mit Diesel vorgesehen. Im Zuge des Ausbaus der erneuerbaren Sekundärenergiebereitstellung ergibt sich hier ein weiteres Anwendungsgebiet alternativer Brennstoffe. Wenn diese mit erneuerbarer Überschusselektrizität und erneuerbaren Kohlenstoffquellen synthetisiert werden, können sie als CO₂-neutrale chemische Energiespeicher dienen. Bei Bedarf kann dann die Umwandlung in Strom, zum Beispiel mittels Gasturbinenkraftwerken erfolgen.[6]

Seit geraumer Zeit wird die Synthese von flüssigen Kohlenwasserstoffen im industriellen Maßstab aus Kohle und Erdgas vollzogen [7, 8]. Die Prozesse werden als CtL (Coal-to-Liquid) und GtL (Gas-to-Liquid) bezeichnet. Dabei wird aus dem jeweiligen Rohstoff Synthesegas (CO, H₂) produziert, welches durch den Fischer-Tropsch-Prozess katalytisch in flüssige Kohlenwasserstoffe umgewandelt wird [4]. Ein Teil des Produktspektrums ist für die Mischung zu konventionellem Kerosin sowie als vollsynthetischer Luftfahrttreibstoff zertifiziert [9]. Erfahrungen, die bei der Fischer-Tropsch-Umwandlung von fossilen Rohstoffen gemacht werden, lassen sich zudem als Wegbereiter für die Treibstoffherstellung aus Biomasse in-

interpretieren [4]. In der jüngeren Vergangenheit wurde eine große Vielfalt an Prozessen zur Herstellung von flüssigen Kohlenwasserstoffen aus Biomasse erforscht [3, 5]. Die einzelnen Verfahren sind stark unterschiedlich weit entwickelt, der Fortschritt reicht vom Forschungsstadium bis zur kommerziellen Anwendung [5]. Allen gemeinsam sind individuelle Vor- und Nachteile im Bereich der Rohstoffe, Prozesse, Kosten und Umweltauswirkungen [3]. Die Verfahren arbeiten mit Rohstoffen in Form von Pflanzenölen und fester Biomasse (zum Beispiel zucker- und stärkehaltige Pflanzen, biologische Abfälle, Holz, Stroh, etc.), die über unterschiedliche thermische, chemische und biologische Verfahren in flüssige Kohlenwasserstoffe umgewandelt werden. Umfassende Informationen zu den einzelnen Verfahren lassen sich zum Beispiel in den Übersichtsartikeln von Wang und Tao [5] und Neuling und Kaltschmitt [3] finden. Einige dieser Treibstoffe sind bereits für die Zumischung zu konventionellem Kerosin zertifiziert [9].

Konventionelles Kerosin ist eine komplexe Mischung aus einer Vielzahl an Kohlenwasserstoffen unterschiedlicher chemischer Strukturen und Kohlenstoffkettenlängen. Sie lassen sich in vier Hauptgruppen der unverzweigten, verzweigten, ringförmigen und aromatischen flüssigen Kohlenwasserstoffe einteilen [10]. Die Zusammensetzung ist nicht konstant und ändert sich zum Beispiel in Abhängigkeit des verwendeten Rohöls [4, 11]. Damit schwanken auch die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Endprodukts. Für die Zulassung als Luftfahrttreibstoff müssen jedoch immer Grenzwerte für diese Eigenschaften eingehalten werden [12]. Synthetische Kohlenwasserstoffe können je nach Herstellungsverfahren und Prozessparametern [13] Zusammensetzungen mit noch größeren Unterschieden und hohen Abweichungen vom Standardkerosin [14] aufweisen. Einige der aktuell zertifizierten alternativen Treibstoffe sind daher nur als Beimischung zu konventionellem Kerosin zugelassen, sodass die Anforderungen der Treibstoffnorm erfüllt werden können. Die Beeinflussbarkeit der Zusammensetzung alternativer Treibstoffe über ihre Synthese wird jedoch auch als Chance gesehen, die Eigenschaften des Brennstoffs und dadurch die Verbrennung im Triebwerk zu optimieren [4, 15].

Flugtreibstoffe müssen nicht nur für die schwierigen Bedingungen im Flug, sondern auch für die vorhandene Infrastruktur und alle aktiven Triebwerkstypen geeignet sein [4]. Alternative Treibstoffe werden daher eingeteilt in zertifizierte „drop-in“-Treibstoffe, die als sofortiger Kerosinersatz mit aktuellen Technologien kompatibel sind und „near-drop-in“-Treibstoffe für die fernere Zukunft [3]. Der Zertifizierungsprozess selbst beinhaltet eine Reihe aufwändiger Großprüfstands- und Triebwerksversuche [16, 17] und ist mit hohen Kosten verbunden. Es stellt sich die Frage, ob dieser Prozess vereinfacht werden kann, indem die Brennstoffkompatibilität einfacher vorhergesagt werden kann. Außerdem stellen sich allgemein die Fragen, wie ein optimaler Brennstoff zusammengesetzt ist, bzw. wie eine solche optimale Zusam-

mensetzung überhaupt ermittelt werden kann. Optimal bedeutet hierbei, dass die Brennstoffzusammensetzung den Betrieb der Gasturbine optimiert. Dazu gehört zum Beispiel die Reduktion unerwünschter Emissionen (Abgas, Akustik), entweder durch den direkten Einfluss des Brennstoffs auf die Verbrennung oder indirekt, zum Beispiel über die Vergrößerung des stabilen Betriebsbereichs. Der Einfluss der Molekülstruktur und -kettenlänge auf die physikalischen und chemischen Eigenschaften und auf das Verbrennungsverhalten ist jedoch nicht ausreichend verstanden [10, 15]. Um die genannten Aufgaben der Optimierung der Zusammensetzung und der Vorhersage der Kompatibilität zu lösen, muss der Einfluss des Verhältnisses der verschiedenen chemischen Gruppen (verzweigt, unverzweigt, cyclisch) auf das Verbrennungsverhalten und auf den Triebwerksbetrieb besser verstanden werden [4].

Um dieses Verständnis zu erlangen, sind die Teilprozesse der technischen Verbrennung von flüssigen Brennstoffen zu betrachten. Dazu gehören die physikalischen Prozesse der Brennstoffzerstäubung und -verdampfung, der Mischung mit der Verbrennungsluft sowie die chemischen Verbrennungsreaktionen. Diese Teilprozesse sind für sich genommen bereits Gegenstand der Forschung, aber auch ihr Zusammenspiel und ihre Wechselwirkungen unter Bedingungen, wie sie in technischen Verbrennungssystemen wie Flugtriebwerken auftreten, sind von Bedeutung. Von Interesse ist dabei der Brennstoffeinfluss auf relevante Größen, die die technische Qualität der Verbrennung beschreiben (Betriebseigenschaften). Zu diesen Größen gehören zum Beispiel unerwünschte Emissionen in Form von Kohlenstoffmonoxid und Stickoxiden oder die Stabilität der Flamme, die in dieser Arbeit untersucht wurden.

Der Einfluss einer Brennstoffvariation auf ein technisches Verbrennungssystem kann sowohl auf experimentellem als auch auf numerischem Weg untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit lag der Fokus auf den experimentellen Methoden. Die Ergebnisse einer solchen Untersuchung dienen zum einen unmittelbar der Vergrößerung des Verständnisses des Brennstoffeinflusses und zum anderen der Validierung von numerischen Simulationen. Hier ist zu betonen, dass im Idealfall die Betriebseigenschaften eines ausgewählten Brennstoffs quantitativ durch die Simulation getroffen werden sollten. Vor allem aber sollten die relativen Unterschiede zwischen verschiedenen Brennstoffen wiedergegeben werden, um die Eignung eines Modells für die Untersuchung des Brennstoffeinflusses zu demonstrieren.

Der zu variierende Versuchsparameter ist vor allem der Brennstoff selbst. Dieser wird durch eine Reihe von physikalischen und chemischen Eigenschaften beschrieben, die die relevanten Teilprozesse beeinflussen und die auf experimentellem Weg in der Regel nicht unabhängig voneinander variiert werden können. Es stellt sich zum Beispiel die Frage, in welchem Maß in einem technischen Verbrennungssystem Betriebseigenschaften durch die physikalischen Subprozesse und damit die physikalischen Eigenschaften der Brennstoffe, oder durch die chemischen Subprozesse und damit die chemischen Eigenschaften der Brennstoffe bestimmt werden.

Insbesondere der relative Einfluss eines Teilprozesses, verglichen mit den anderen Teilprozessen, ist von Bedeutung, um zum Beispiel einschätzen zu können, auf welche Eigenschaften bei der Vorhersage besonders geachtet werden muss. Aus den gewonnenen Erkenntnissen lassen sich dann im Idealfall Schlussfolgerungen ziehen, welche physikalischen und chemischen Eigenschaften ein optimierter Brennstoff besitzt, bzw. wie die Brennstoffzusammensetzung für einen konkreten Anwendungsfall optimiert werden kann. Vor diesem Hintergrund lassen sich die Ziele dieser Arbeit wie folgt bestimmen:

- Aufbau und Inbetriebnahme eines Prüfstands mit optischem Zugang zur Untersuchung des Verbrennungsverhaltens flüssiger Brennstoffe unter gasturbinenähnlichen Bedingungen
- Zusammenfassung des vorhandenen Kenntnisstands des Brennstoffeinflusses auf die zu untersuchenden charakteristischen Verbrennungsparameter
- Identifizierung von Herausforderungen des Vergleichs unterschiedlicher flüssiger Brennstoffe
- Auswahl geeigneter Brennstoffe, um den Einfluss der Brennstoffstruktur auf Betriebs-eigenschaften bewerten zu können
- Untersuchung der Brennstoffsensitivität ausgewählter charakteristischer Verbrennungseigenschaften in verdrallten turbulenten Sprayflammen
- Messung relevanter Größen mittels optischer und laserbasierter Messmethoden zur Untersuchung des Verbrennungsverhaltens und zur Bereitstellung als Validierungsdaten
- Auswertung der Messergebnisse und Verständnisentwicklung für beobachtete Brennstoffunterschiede oder -ähnlichkeiten

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine technische Brennerkonfiguration untersucht, um alle genannten Teilprozesse und ihre gegenseitigen Wechselwirkungen miteinzubeziehen, wohl wissend, dass eine vollständige Isolierung von Einflussgrößen damit kaum möglich ist. Für die Validierung numerischer Verbrennungsrechnungen ist ein Vergleich mit einem solchen Gesamtsystem jedoch unumgänglich. Wie später beschrieben wird, werden in dieser Arbeit vor allem Einzelkomponentenkohlenwasserstoffe (*n*-Hexan, *n*-Nonan, *n*-Dodecan, *iso*-Octan, Cyclohexan und Toluol) verwendet, mit dem Ziel, den Einfluss der Molekülstruktur auf das Verbrennungsverhalten zu untersuchen.

Im folgenden Kapitel wird zunächst kurz auf die Grundlagen der Sprayverbrennung eingegangen, um dann einen Überblick über den Stand des Wissens des Brennstoffeinflusses auf

die untersuchten Verbrennungseigenschaften zu geben. Schließlich werden noch die Grundlagen der angewandten Messverfahren vorgestellt. In den anschließenden Kapiteln werden der Versuchsstand und die Messaufbauten beschrieben. Es folgen die Vorstellung der Ergebnisse, die sich auf die Auswahl der Brennstoffe und die Messergebnisse aufteilt, sowie eine Interpretation und die Zusammenfassung der Erkenntnisse.

2 Grundlagen und Stand des Wissens

Dieses Kapitel beschreibt die Verbrennung flüssiger Brennstoffe und die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebseigenschaften von Gasturbinenbrennkammern. Außerdem wird der Stand des Wissens hinsichtlich des Brennstoffeinflusses auf diese Betriebseigenschaften zusammengefasst. Im Anschluss werden die Funktionsprinzipien der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten experimentellen Messverfahren erläutert.

2.1 Prozesse bei der Verbrennung flüssiger Brennstoffe

Für die Verbrennung von flüssigen Brennstoffen in Flugtriebwerken ist die Fett-Mager-Verbrennung (RQL) ein weit verbreitetes Konzept. Abbildung 2.1.1 skizziert das Prinzip und gleichzeitig die damit einhergehenden Prozesse. Die vom Verdichter kommende Luft (1) wird zur Brennkammer (2) geleitet. Ein Teil davon tritt als Primärluft (3) direkt in die Brennkammer ein und interagiert mit dem durch die Brennstoffdüse (4) in die Brennkammer ein tretenden Brennstoff (5). Der Brennstoff ist flüssig und muss zunächst verdampfen, bevor er verbrennen kann. Für das schnelle Verdampfen ist eine große Oberfläche vorteilhaft. Zur Oberflächenvergrößerung wird der Brennstoff mit der Brennstoffdüse in ein feines Spray zerstäubt. Die entstehenden Tropfen verdampfen und der dann gasförmige Brennstoff mischt sich mit der Primärluft. Es kommt zur Verbrennung unter Brennstoffüberschuss (fett) in der Primärzone (6). Die Verbrennung wird dann durch die Zugabe von Mischluft (7) in der

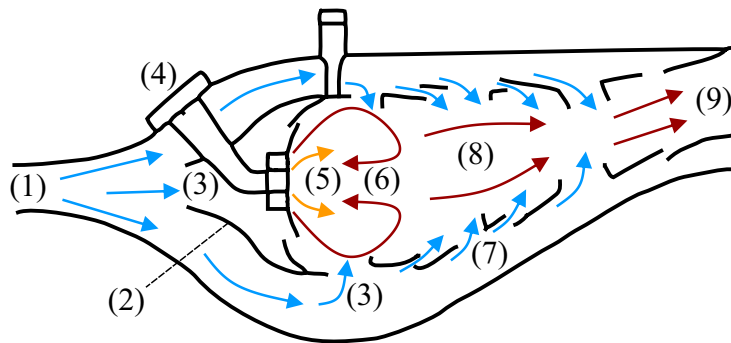


Abbildung 2.1.1: Konzept der Fett-Mager-Verbrennung nach [18, S. 983].

Sekundärzone (8) unter Luftüberschuss (mager) abgeschlossen und das erhitzte Abgas der Turbine zugeführt (9). Die relevanten Prozesse der Zerstäubung, Verdunstung, Mischung und Verbrennung werden in diesem Kapitel genauer beschrieben. Dabei wird insbesondere auf den Einfluss von Brennstoffeigenschaften auf die jeweiligen Prozesse eingegangen.

2.1.1 Zerstäubung

Die Zerstäubung von Flüssigkeiten dient typischerweise der großflächigen Verteilung des Fluids im Raum oder einer Beschleunigung von gewünschten Prozessen durch die Vergrößerung seiner Oberfläche. Sie findet in vielen technischen Bereichen Anwendung und ist seit geraumer Zeit Gegenstand der Forschung.[19, S. 1 f.] Der Zerfall findet durch die Einwirkung äußerer oder innerer Kräfte statt. Eine frühe mathematische Beschreibung des Zerfalls von laminaren Flüssigkeitsstrahlen lieferte bereits Rayleigh [20]. Ausführliche Beschreibungen der historischen Forschung und des Stands der Technik lassen sich in der umfangreichen Fachliteratur finden (zum Beispiel [19, 21, 22]).

Prinzipiell lassen sich mit dem Primär- und Sekundärzerfall zwei Teilvorgänge bei der Zerstäubung unterscheiden. Der Primärzerfall beschreibt die Bildung von in der Regel nicht sphärischen Flüssigkeitsansammlungen (Filamente), die kleiner als die ursprüngliche Fluidmenge sind und sich von ihr lösen. Der weitere Zerfall dieser Ansammlungen zu immer kleineren Tropfen wird dann als Sekundärzerfall bezeichnet. Beim Primärzerfall wird zwischen dem Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen und Flüssigkeitsfilmen unterschieden.[19, S. 27] Der Filmzerfall kann noch weiter in luftgestützten und nicht luftgestützten Zerfall eingeteilt werden [23]. Beim luftgestützten Zerfall wiederum unterscheidet man nach der Art und Weise, wie der Flüssigkeitsfilm vorangetrieben wird: schubspannungsgetrieben oder mit Eigenimpuls [23]. Ein Ausführungsbeispiel für den nicht luftgestützten Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls ist der einfache Druck-(Drall)-Zerstäuber und für den schubspannungsgetriebenen, luftgestützten Zerfall eines Flüssigkeitsfilms, der filmlegende Airblast-Zerstäuber. Die beiden genannten Zerstäuber werden auch in dieser Arbeit verwendet.

Die jeweiligen Vorgänge des Primär- und Sekundärzerfalls zeichnen sich durch charakteristische Zerfallsbereiche aus, die in Abhängigkeit der vorliegenden Betriebsbedingungen auftreten. Für Flüssigkeitsstrahlen kann zwischen den Bereichen Abtropfen, Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben unterschieden werden [20, 24]. Für Flüssigkeitsfilme mit Eigenimpuls kann zwischen den Bereichen des Zerfalls durch Randkontraktion, durch aerodynamische Wellenbildung oder des „Perforated-Sheet“-Zerfalls unterschieden werden [19, 22, 25]. Beim Sekundärzerfall wiederum kann zwischen den Bereichen des Blasenzerfalls, des Keulenzzerfalls, des Scheibenzerfalls und des katastrophalen Zerfalls unterschieden werden.

Für die Einteilung in die verschiedenen Bereiche werden typischerweise dimensionslose Kennzahlen herangezogen. Diese fassen die relevanten physikalischen Einflussgrößen zusammen und definieren die Grenzen der unterschiedlichen Bereiche. Zu den wichtigsten Kennzahlen gehören die Weber-Zahl, die das Verhältnis von Trägheitskraft (der Luft) zu aus der Oberflächenspannung resultierenden Kraft (Kapillarkraft) beschreibt und als Haupteinflussparameter auf den Sekundärzerfall gesehen wird [26], die Reynolds-Zahl, die das Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft beschreibt und die Ohnesorge-Zahl, die das Verhältnis von innerer Reibungskraft zu Kapillarkraft beschreibt ([27, S. 39] und [28, S. 127]).

Das Produkt eines Zerstäubungsvorgangs ist eine Ansammlung von Tropfen, die als Spray bezeichnet wird. Die Tropfen haben typischerweise unterschiedliche Durchmesser (polydispers). Wenn der Durchmesser konstant ist, wird das Spray als monodispers bezeichnet. Zur Beschreibung von Tropfengrößenverteilungen können Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktionen und charakteristische mittlere Durchmesser herangezogen werden. Häufig wird die Rosin-Rammler-Verteilung verwendet, die den Volumenanteil Q beschreibt, der in Tropfen mit einem Durchmesser kleiner als d enthalten ist [19, 24]:

$$Q = 1 - \exp^{-(d/X)^q} \quad (2.1.1)$$

Dabei beschreibt q die Breite der Verteilung und X den Tropfendurchmesser, bei dem 63,2% des Gesamtvolumens in Tropfen mit einem kleineren Durchmesser enthalten sind ($d_{0,632}$) [19, S. 87].

Ein allgemeiner charakteristischer mittlerer Durchmesser d_{ab} lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$d_{ab} = \left(\frac{\sum n_i d_i^a}{\sum n_i d_i^b} \right)^{1/(a-b)} \quad (2.1.2)$$

Dabei beschreibt i eine bestimmte Größenklasse, n_i die Anzahl an Tropfen in dieser Klasse und d_i den Durchmesser, auf den die Größenklasse zentriert ist. Damit ist d_{10} der arithmetische Durchmesser und mit $a = 3$ und $b = 2$ bildet sich der sogenannte Sauter-Durchmesser d_{32} , der oft bei der Beschreibung von Verbrennungsvorgängen Anwendung findet [19, S. 90 f.]. Er gibt den Durchmesser an, den die Tropfen eines monodispersen Sprays haben müssen, damit es insgesamt das gleiche Verhältnis von Volumen zu Fläche hat wie das zu beschreibende Spray.

Neben der Zerstäubergeometrie, den Umgebungsbedingungen und dem strömungsmechanischen Zustand der Flüssigkeit und der Zerstäubungsluft, spielen insbesondere die physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit eine wichtige Rolle bei der Zerstäubung [19, 24]. Auf letztere wird hier genauer eingegangen, da auf dem Brennstoffeinfluss der Fokus dieser Ar-

beit liegt. Die relevanten Eigenschaften sind die Viskosität, Oberflächenspannung und Dichte [19, S. 256]. Eine zunehmende Viskosität führt in den meisten Fällen zu schlechterer Zerstäubung mit größeren Tropfen, da die Bildung von Turbulenz und Instabilität in der Flüssigkeit behindert wird und weniger Energie für den Zerfall zur Verfügung steht. Auch eine Erhöhung der Oberflächenspannung erschwert die Zerstäubung und vergrößert typischerweise die Tropfen, da mit steigender Oberflächenspannung mehr Kraft zur Vergrößerung der Oberfläche und damit für die Zerstäubung erforderlich ist. Der Einfluss der Flüssigkeitsdichte auf die Zerstäubung wird als eher gering angesehen, zumal flüssige Brennstoffe im Allgemeinen nur geringe Unterschiede in der Dichte aufweisen [19, S. 205]. Alle drei Eigenschaften sind insbesondere auch von Temperatur und Druck abhängig.

Trotz der umfassenden Beschreibung der verschiedenen Zerfallsbereiche ist bis heute keine vollständige allgemein akzeptierte Theorie, weder des Primärzerfalls der Airblast-Zerstäubung [29], noch des Sekundärzerfalls [26] bekannt. Beide Prozesse sind weiter Gegenstand der Forschung [30, S. 5 ff.]. Die Vorhersage von Zerstäubungsvorgängen erfolgt daher oft mittels empirischer Korrelationen [19, 30] auf Basis experimenteller Untersuchungen. Für eine typische Bauart eines schubspannungsgetriebenen luftgestützten Filmzerstäubers, wie er auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird, wurde nachfolgende Korrelation für den mittleren Sauter-Durchmesser durch Lefebvre [31] experimentell ermittelt [19, S. 258]:

$$\frac{d_{32}}{l_c} = A \left(\frac{\sigma_B}{\rho_L v_L^2 d_i} \right)^{0.5} \left(1 + \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} \right) + B \left(\frac{\mu_B^2}{\sigma_B \rho_B d_i} \right)^{0.5} \left(1 + \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} \right) \quad (2.1.3)$$

Die Konstanten A und B müssen dabei für jeden Zerstäuber individuell bestimmt werden. Der Sauter-Durchmesser hängt hier von den Brennstoffeigenschaften dynamische Viskosität μ_B , Oberflächenspannung σ_B und Dichte ρ_B , sowie von den Luft- und Brennstoffmassenströmen \dot{m}_L und \dot{m}_B , der Luftdichte ρ_L , der Luftgeschwindigkeit v_L , dem Filmlegerdurchmesser d_i und einer charakteristischen Länge l_c ab.

Im späteren Verlauf dieser Arbeit wird auf diese Korrelation zurückgegriffen, um die Zerstäubungseigenschaften ausgewählter Brennstoffe zu beurteilen. Es ist dabei zu beachten, dass in der Regel eine einzige Korrelation kaum ausreicht, die Tropfengrößen eines Zerstäubers über seinen ganzen Betriebsbereich vorherzusagen und dass diese Korrelationen mit großer Vorsicht angewandt werden sollten [32, S. 265].

2.1.2 Verdampfung

Der Übergang des Brennstoffs von der Flüssigphase in die Gasphase wird als Verdampfen bezeichnet. Wenn der Vorgang unterhalb der Siedetemperatur stattfindet, spricht man auch von

Verdunsten [33]. Der Phasenübergang ist gekennzeichnet durch eine Wärmeübertragung von der Umgebung auf den Tropfen durch Konvektion und Konduktion (Diffusion) und durch eine Stoffübertragung des Brennstoffdampfs auf die Umgebung durch Konvektion und Diffusion [19, S. 309].

Der Vorgang kann durch eine Vielzahl an Modellen beschrieben werden. Diese reichen von einer analytisch lösbaren quasi-eindimensionalen Massen- und Energiebilanz, bis zur numerischen Lösung der dreidimensionalen Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Energie wie im Buch von Joos beschrieben [24, S. 464 ff.]. Dazwischen finden sich Abstufungen, die je nach Komplexität zum Beispiel tropfeninterne Wärme- und Stofftransporte berücksichtigen.

Bei vereinfachter Betrachtung kann die Tropfenverdampfung in eine Aufheizphase und eine Verdampfungsphase eingeteilt werden [32, S. 49]. In der Aufheizphase erhöht sich die Temperatur des Tropfens bis zur Siedetemperatur, anschließend verdampft der Tropfen mit einer konstanten Verdampfungsrate. Wenn die Aufheizzeit vernachlässigt und angenommen wird, dass der sich in ruhender Umgebung befindliche Tropfen mit einem Anfangsdurchmesser d_0 nach der Aufheizphase eine räumlich und zeitlich konstante Temperatur besitzt, die gleich der Siedetemperatur ist, liefert eine einfache Betrachtung der Massen und Energiebilanz das d^2 -Gesetz zur Tropfenverdampfung [19, 24, 30, 34]:

$$d^2(t) = d_0^2 - \lambda t \quad (2.1.4)$$

Das Quadrat des Tropfendurchmessers nimmt demnach linear mit der Zeit ab. Die Proportionalität wird durch die Verdampfungsrate λ hergestellt, die von der Wärmeleitfähigkeit, der Wärmekapazität und der Temperatur der Gasphase, sowie von der Verdampfungsenthalpie und der Dichte der Flüssigphase abhängt [24, S. 467].

Bei der Verdampfung von Tropfen unter sehr hohen Umgebungstemperaturen, wie sie bei der Sprayverbrennung auftreten, stößt diese Vereinfachung an ihre Grenzen, da der Verdampfungsprozess auf einer ähnlichen Zeitskala wie der Aufheizvorgang abläuft.

Der gesamte Vorgang kann sich jedoch als der wichtigste Teilprozess der Sprayverbrennung herausstellen, da er im Vergleich zu anderen Prozessen langsam ablaufen kann [30, S. 2]. Die Verwendung von detaillierteren Modellen ist daher erforderlich. Diese schließen weitere relevante Betriebsparameter wie Tropfenanfangstemperatur, Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebung, Druck und weitere Stoffeigenschaften wie Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität der Flüssigphase mit ein. Diese Eigenschaften sind insbesondere auch von Temperatur und Druck abhängig.

Der Einfluss des konvektiven Transports, hervorgerufen durch eine nicht ruhende Umgebung, im Vergleich zu rein diffusiven Transportvorgängen in ruhender Umgebung, wird für

den Wärmetransport durch die dimensionslose Nußelt-Zahl und für den Stofftransport durch die Sherwood-Zahl beschrieben ([19, S. 348], [24, S. 473]). Für eine umfangreiche Übersicht über die verschiedenen Tropfenverdampfungsmodelle wird auf das Buch von Sirignano [30] verwiesen.

Wenn die totale Verdampfungszeit t_e eines Tropfens mit dem Anfangsdurchmesser d_0 bekannt ist, lässt sich nach Chin und Lefebvre [35] eine effektive Verdampfungsrate λ_{eff} definieren, die auch die Aufheizzeit und den Einfluss von Konvektion berücksichtigt [32, S. 52]:

$$\lambda_{eff} = \frac{d_0^2}{t_e} \quad (2.1.5)$$

Die Bestimmung der totalen Verdampfungszeit kann dabei experimentell oder numerisch erfolgen. Auf diese Größe wird im späteren Verlauf dieser Arbeit zurückgegriffen, um mittels eines numerischen Verdampfungsmodells die Verdampfungseigenschaften von ausgewählten Treibstoffkomponenten zu beurteilen.

2.1.3 Mischung und Verbrennung

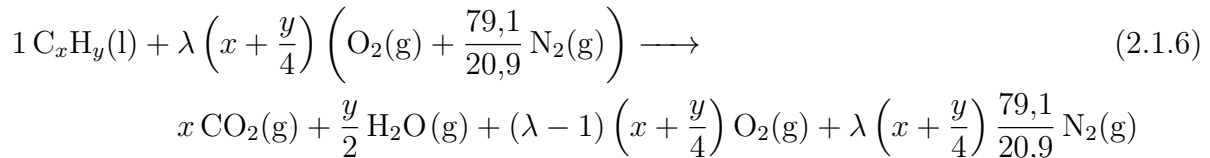
Als Verbrennung lässt sich allgemein die exotherme Reaktion eines Brennstoffs und eines Oxidators (in der Regel Luft) beschreiben [32, S. 35]. Sie umfasst ein weites Feld der Forschung. Eine Übersicht lässt sich zum Beispiel in den Grundlagenwerken von Law [34], Lefebvre und Ballal [32], Warnatz et al. [36] und Joos [24] finden. Im Folgenden werden daher nur ausgewählte, für diese Arbeit relevante Aspekte der Verbrennung betrachtet. Ein besonderes Augenmerk liegt auf dem Einfluss flüssiger Brennstoffe.

Die Verbrennung lässt sich nach Art des Strömungszustands und des Mischungszustands von Brennstoff und Luft in respektive laminar oder turbulent und vorgemischt oder nicht-vorgemischt einteilen. Außerdem wird beschrieben, ob sich Brennstoff und Oxidator in dem selben Aggregatzustand (homogen) oder in unterschiedlichen Aggregatzuständen (heterogen, Zweiphasenströmung) befinden.[32, S. 35] In Brennkammern von Gasturbinen für flüssige Brennstoffe findet man typischerweise nicht-vorgemischte, turbulente, heterogene Flammen.

Die Verbrennungsreaktionen lassen sich vereinfacht durch eine globale Reaktionsgleichung darstellen. Diese gibt Größen wie die gesamte Wärmefreisetzung oder die Abgasemissionen von Kohlenstoffdioxid und Wasser gut wieder. In der Realität setzt sich der Verbrennungsvorgang jedoch durch eine große Anzahl an Zwischenreaktionen (Elementarreaktionen) zusammen. Wenn diese sich auf einer ähnlichen Zeitskala wie die der Strömung und des Molekültransports bewegen, lassen sich damit verbundene Prozesse mit einer Globalreaktion nicht mehr genügend genau beschreiben. Dies trifft zum Beispiel auf die Schadstoffbildung in Gasturbinenbrennkammern zu.[24, S. 109 f.] Der Verbrennungsprozess wird dann durch einen

Satz an Elementarreaktionen abgebildet, der als Reaktionsmechanismus bezeichnet wird (detaillierte Verbrennungschemie). Dabei treten eine Vielzahl an Zwischenprodukten auf, insbesondere auch Radikale, die zusätzlich elektronisch angeregt sein können (zum Beispiel OH, CH).

Eine globale Reaktionsgleichung für die Verbrennung reiner, flüssiger Kohlenwasserstoffe mit der allgemeinen Summenformel C_xH_y mit Luftüberschuss lässt sich wie folgt notieren:



Für die Luft wird dabei oft und auch in dieser Arbeit vereinfacht eine Zusammensetzung aus 79,1 % Stickstoff und 20,9 % Sauerstoff angenommen. Der Parameter λ bezeichnet die Luftzahl. Sie gibt das Massenverhältnis von Luft zu Brennstoff bezogen auf das für vollständige Umsetzung von Sauerstoff und Brennstoff erforderliche (=stöchiometrische) Massenverhältnis von Luft zu Brennstoff an. Die Inverse der Luftzahl ist das Äquivalenzverhältnis ϕ . Flammen mit einem $\lambda > 1$, bzw. $\phi < 1$ werden als mager und Flammen mit einem $\lambda < 1$, bzw. $\phi > 1$ als fett bezeichnet.

Für eine Reaktion einer Menge von N Stoffen A_i lässt sich eine allgemeine Reaktionsgleichung aufstellen [24, S. 66]:

$$\sum_{i=1}^N \nu_i A_i = 0 \quad (2.1.7)$$

Mit ν_i werden die stöchiometrischen Koeffizienten bezeichnet, diese sind negativ für Edukte und positiv für Produkte. Aus der Reaktionsgleichung und den molaren Standardbildungsenthalpien $H_{f,i}^0$ der beteiligten Stoffe lässt sich die molare Standardreaktionsenthalpie ΔH_R^0 berechnen:

$$\Delta H_R^0 = \sum_{i=1}^N \nu_i \Delta H_{f,i}^0 \quad (2.1.8)$$

Für Verbrennungsreaktionen entspricht sie der bei der Reaktion freigesetzten Wärme pro 1 mol Brennstoff.[24, S. 66 f.] Sie wird mit positivem Vorzeichen und je nach Aggregatzustand des entstehenden Wassers, als Brennwert, bzw. oberer Heizwert H_o (auskondensiertes Wasser) oder unterer Heizwert H_u (gasförmiges Wasser) bezeichnet. Damit können die brennstoffabhängige thermische Leistung und die brennstoffabhängigen erforderlichen Brennstoff- und Luftmassenströme einer Flamme eines bestimmten Äquivalenzverhältnisses bestimmt werden (siehe auch Anhang A.1).

Mit Hilfe des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik lässt sich die theoretisch maximal erreich-

bare Abgastemperatur berechnen. Diese Temperatur, die bei der Verbrennung eines Brennstoff-Luftgemischs eines bestimmten Äquivalenzverhältnisses ohne Wärmeverluste erreicht wird, wird als adiabate Flammentemperatur bezeichnet. Sie ist brennstoffabhängig und lässt sich mittels der (temperaturabhängigen) Wärmekapazitäten der beteiligten Stoffe berechnen (siehe Anhang A.1).

Unter Berücksichtigung der detaillierten Verbrennungsschemie kann der Brennstoffeinfluss auf die Verbrennung durch eine Reihe an Brennstoffeigenschaften, ähnlich wie bei der Zerstäubung und der Verdunstung, beschrieben werden. Diese können durch spezielle Experimente oder Simulationen bestimmt werden. Sie sind die unmittelbare Folge aus den bei der Verbrennung ablaufenden Elementarreaktionen und werden in besonderem Maße durch die chemische Struktur des Brennstoffs (zum Beispiel verzweigt, unverzweigt) beeinflusst. Im Abschnitt 5.1.1 wird auf diesen Einfluss genauer eingegangen. Oft verwendete Brennstoffeigenschaften sind in diesem Zusammenhang die laminare Flammgeschwindigkeit, die Zündverzugszeit und die Verlöschstreckrate. Für die Bestimmung dieser Größen werden flüssige Brennstoffe üblicherweise vorverdampft, um den Einfluss von Zerstäubung und Verdunstung zu eliminieren.

In praxisnahen Anwendungen wird auch zwischen der unteren und oberen Explosionsgrenze, dem Flammpunkt, der Zündtemperatur und der Oktan- und Cetanzahl unterschieden. Allen gemeinsam ist, dass sie ein Maß für die Reaktivität des Brennstoffs sind. Die Größen Zündverzugszeit, Explosionsgrenze, Flammpunkt, Zündtemperatur, Oktanzahl und Cetanzahl beziehen sich dabei auf die Zündwilligkeit des Brennstoffs, während sich die Flammgeschwindigkeit auf die Flammenausbreitung und die Verlöschstreckrate auf die Flammenstabilität bezieht. Ähnlich wie bei der Zerstäubung und Verdunstung sind diese Eigenschaften insbesondere auch von Umgebungsbedingungen, wie zum Beispiel Temperatur und Druck, abhängig. Auf einige dieser Größen wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Beurteilung der chemisch-kinetischen Unterschiede der ausgewählten Brennstoffe zurückgegriffen.

Die für die Verbrennung erforderliche Mischung von Brennstoff und Luft erfolgt in laminaren, nicht-vorgemischten Flammen durch Diffusion der beteiligten Moleküle, die wiederum u.a. auch brennstoffabhängig ist. In technischen Verbrennungssystemen verhält sich der Mischungsvorgang durch den vorliegenden turbulenten Strömungszustand zusätzlich konvektiv und wird dadurch signifikant beschleunigt. Die Verhältnisse von konvektiven zu diffusiven Wärme- und Stofftransportvorgängen können durch die dimensionslosen Kennzahlen Péclet-Zahl und Schmidt-Zahl beschrieben werden. Das Verhältnis von strömungsmechanischen Zeitskalen zu chemisch-kinetischen Zeitskalen kann durch die dimensionslose Damköhler-Zahl beschrieben werden.

Bei der Sprayverbrennung bilden die Prozesse der Zerstäubung und Verdunstung zusammen mit den chemisch-kinetischen Prozessen der Verbrennungsreaktion, sowie Wechselwir-

kungen der Tropfen untereinander und Wechselwirkungen der Tropfen und der Verbrennungschemie mit dem turbulenten Strömungsfeld ein komplexes Wechselspiel, das bis heute Gegenstand der Forschung ist [24, 36]. Je nach Dichte des Sprays (Abstand der Tropfen voneinander) konnten von Chiu et al. [37] unterschiedliche Verbrennungsmodi identifiziert werden. Diese reichen von der Einzeltropfenverbrennung und der internen Gruppenverbrennung, bei der einzelne Tropfen von einer eigenen Flamme umgeben sein können, bis zu externer Hüllenverbrennung, bei der die Gesamtheit des Sprays von einer gemeinsamen Flamme umgeben ist.[30, 34, 36, 38] Diese Beschreibung wird jedoch eher als grobe Einteilung [36, S. 242] und als Grundlage für weitere Untersuchungen [30, S. 166] verstanden.

Nach Candel et al. [39] wird die Einzeltropfenverbrennung in praktischen Anwendungen, in denen der Brennstoff in Form einer dichten Tropfenwolke eingedüst wird, nur selten beobachtet. Die Autoren zitieren eine Reihe an Untersuchungen, die die Verbrennung in einer Flamme um eine gemeinsam verdampfenden Tropfenwolke beobachteten (Gruppenverbrennung). Durch eine Analyse der vorhandene Arbeiten zu Regimen der Sprayverbrennung kommt Beck [38, S. 9] jedoch zu dem Schluss, dass in mageren Heißgasumgebungen Einzeltropfenverbrennung durch nicht vollständig verdunsteten Brennstoff existieren kann. Dabei existierten nach Spalding [40] zwei Arten an Einzeltropfenflammen, je nach Grad der erzwungenen Konvektion zwischen Tropfen und Umgebung. Während sich bei niedrigen Relativgeschwindigkeiten den Tropfen umschließende Flammen ausbildeten, führten hohe Relativgeschwindigkeiten zu Nachlaufflammen.[38] Beck et al. [41] konnten Einzeltropfenverbrennung in einer teilweise vorgemischten, mageren, drallstabilisierten Sprayflamme experimentell nachweisen.

2.2 Brennstoffeinfluss auf mageres Verlöschen und Schadstoffemissionen

Es gibt eine Vielzahl an Eigenschaften, die den Betrieb von Gasturbinen- und Flugtriebwerksbrennkammern charakterisieren. Dazu gehören Emissionen in Form von Schall und Schadstoffen im Abgas, der Betriebsbereich (in Form von magerer und fetter Verlöschgrenzen), die Zuverlässigkeit und der Wirkungsgrad, um nur einige zu nennen. Nachfolgend werden die in dieser Arbeit untersuchten Kenngrößen der mageren Verlöschgrenze, ausgewählter Schadstoffemissionen und insbesondere der Kenntnisstand zum Einfluss von flüssigen Brennstoffen auf eben diese vorgestellt.

2.2.1 Mageres Verlöschen

Für das Aufrechterhalten von Verbrennungsreaktionen ist eine kontinuierliche Zufuhr von Wärme und Radikalen erforderlich [24, S. 199]. Es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen Wärmezufuhr durch die exothermen chemischen Reaktionen und Wärmeabfuhr durch konvektiv-diffusiven Wärmetransport und Strahlung [36, S. 229]. Da die Strömungsgeschwindigkeiten (Wärmeabfuhr) in technischen Verbrennungssystemen weit über den Flammengeschwindigkeiten (Wärmezufuhr) liegen können, werden konstruktive Maßnahmen getroffen, um die Strömungsgeschwindigkeiten lokal zu verringern.

Bei einer Änderung des Äquivalenzverhältnisses lässt sich jedoch selbst bei optimalen strömungsmechanischen Bedingungen die Verbrennung nicht beliebig aufrecht erhalten. Wenn das Massenverhältnis von Brennstoff zu Luft zu hoch oder zu niedrig wird, verhindert der Wärmeverlust an die zusätzliche, nicht an den Reaktionen beteiligte Masse eine stabile Flamme. Dies wird als Stabilitätsgrenze bezeichnet.[24, S. 199] Sie ist in Abbildung 2.2.1 durch ein Stabilitätsdiagramm schematisch dargestellt. Der innere Bereich der Kurve kennzeichnet die möglichen Werte, die das Verhältnis von Brennstoff zu Luft bei einem bestimmten Luftmassenstrom annehmen kann, ohne dass die Flamme verlöscht. Die magere Verlöschgrenze wird durch die untere Hälfte der Kurve definiert. Mit zunehmendem Luftmassenstrom (und damit zunehmendem Turbulenzgrad und zunehmender Streckungsrate) steigt diese zu fetteren Äquivalenzverhältnissen an, bis ab einem kritischen Luftmassenstrom keine Verbrennung mehr möglich ist.

Die magere Verlöschgrenze ist ein wichtiger Betriebsparameter von Gasturbinenbrennkammern. So werden zum Beispiel Flugtriebwerke im Sinkflug im Leerlauf betrieben, was sie

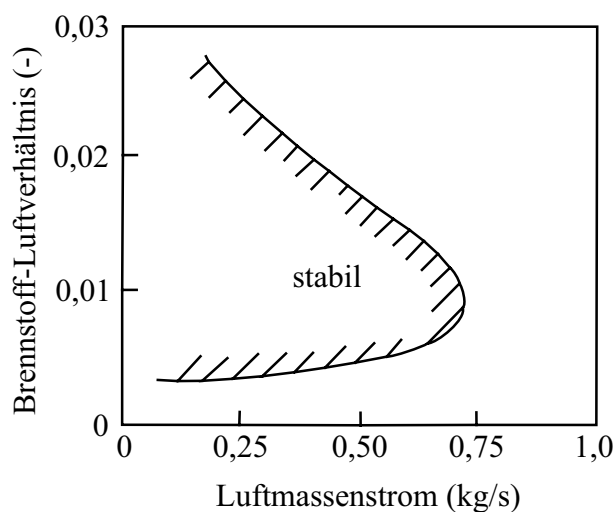


Abbildung 2.2.1: Typisches Stabilitätsdiagramm einer Brennkammer nach [32, S. 168].

empfindlich gegenüber Änderungen im Brennstoffmassenstrom oder dem Ansaugen von Hagel oder großen Wassermengen (Regen) macht. Außerdem müssen Flugtriebwerke gegenüber plötzlichen Schubänderungen tolerant sein.[32, S. 167] Stationäre Gasturbinen werden zur Schadstoffreduzierung üblicherweise prinzipiell bei mageren Bedingungen betrieben, wodurch auch dort die magere Verlöschgrenze von Bedeutung ist [42–44].

Zu den konstruktiven Maßnahmen zur Flammenstabilisierung gehören die Platzierung von Staukörpern in der Strömung und die Verdrallung der Luftströmung. In beiden Fällen entstehen Rückströmungsgebiete und Scherschichten, in denen die Strömungsgeschwindigkeiten lokal sinken. Während es für Staukörperflammen eine große Anzahl an Untersuchungen zur mageren Stabilität gibt, wurde die Flammenstabilität in typischen Gasturbinenbrennern deutlich weniger intensiv untersucht [32, S. 184].

Die Ergebnisse für Staukörperflammen wurden von Lefebvre und Ballal [32] wie folgt zusammengefasst: Die Flammenstabilität kann durch eine Verringerung der Anströmgeschwindigkeit, der Turbulenz und der Tropfengröße, sowie einer Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur, des Brennkammerdrucks, der Brennstoffvolatilität und durch bestimmte Veränderungen der Staukörpergeometrie verbessert werden [32, S. 179].

Bei drallstabilisierten Flammen existiert eine größere Zahl an Untersuchungen nur zu gasförmigen Brennstoffen. Das magere Verlöschen von drallstabilisierten Sprayflammen, insbesondere hinsichtlich des Brennstoffeinflusses, wurde hingegen in weit geringerem Umfang untersucht, wie auch von Cavaliere et al. [45] und Marinov et al. [43] festgestellt.

Frühere Untersuchungen fanden unter anderem auch von Lefebvre, Ballal und ihren Mitarbeitern statt. Sie sind in ihrem Werk [32, S. 183 ff.] zusammengefasst. Auf Grundlage einer Bilanzierung der Wärmefreisetzung und der Wärmeverluste sowie der Theorie zur homogenen Brennstoff-Luft-Mischung entwickelten sie eine Korrelation, die das Massenverhältnis von Brennstoff zu Luft beim mageren Verlöschen $b_{L,LBO}$ („lean blowout“) in Abhängigkeit der Brennkammergeometrie, der Betriebsbedingungen und der Brennstoffeigenschaften vorhersagen kann [46–48]:

$$b_{L,LBO} = \left(\frac{A'' f_{PZ}}{V_{PZ}} \right) \left(\frac{\dot{m}_L}{p_3^{1,3} \exp(T_3/300)} \right) \left(\frac{d_0^2}{\lambda_{eff} H_u} \right) \quad (2.2.1)$$

Die Geometrie der Brennkammer wird im ersten Term mit einem experimentell zu bestimmenden Faktor A'' , dem Anteil der Verbrennungsluft f_{PZ} , der an der Verbrennung in der Primärzone beteiligt ist, und dem Volumen der Primärzone V_{PZ} berücksichtigt. Die Betriebsbedingungen finden sich im zweiten Term in Form des Luftmassenstroms \dot{m}_L , des Brennkammereintrittsdrucks p_3 und der Brennkammereintrittstemperatur T_3 . Der dritte Term berücksichtigt die beobachteten Einflüsse der Brennstoffeigenschaften in Form des anfänglichen

mittleren Tropfendurchmessers des Brennstoffsprays d_0 , der effektiven Verdunstungsrate λ_{eff} und des unteren Heizwerts H_u .

Es lässt sich erkennen, dass kleinere Tropfen und größere Verdunstungsraten die vorhergesagte Verlöschgrenze verbessern. Lefebvre [48] analysierte in dem Zusammenhang die Ergebnisse von umfangreichen Versuchen zur Bestimmung der mageren Verlöschgrenze in technisch-relevanten Flugtriebwerksbrennkammern für eine Reihe an komplexen Brennstoffmischungen (u.a. bei $p_3 = 1$ bar, $T_3 = 238$ K – 320 K). Er beobachtete, dass die Brennstoffeigenschaften, die für Zerstäubung und Verdunstung relevant sind (physikalische Brennstoffeigenschaften), einen deutlich stärkeren Einfluss auf die Verlöschgrenzen haben als die Brennstoffeigenschaften, die mit der Reaktionschemie zusammenhängen. Kleine chemische Unterschiede der Verlöschgrenzen wurden durch unterschiedliche Heizwerte und damit adiabate Flammentemperaturen erklärt.

Die Korrelation wurde in jüngster Zeit verstärkt aufgegriffen und weiterentwickelt. Das Brennkammervolumen wurde zum Beispiel von Hu et al. und Xie et al. [49–52] durch das Flammenvolumen ersetzt und die Korrelation für verschiedene Düsenkonfigurationen getestet. Ateshkadi et al. [53] haben zusätzlich den Einfluss der Düsengeometrie betrachtet, sowie die Beschreibung des Temperatureinflusses modifiziert [45]. Der Term, der den Einfluss der Brennstoffeigenschaften beschreibt, wurde in diesen Veröffentlichungen jedoch nicht überarbeitet.

Einen anderen Ansatz verfolgten Plee und Mellor [54], jedoch für staukörperstabilisierte Flammen. Für ihr Modell nahmen sie an, dass die Verlöschgrenze erreicht wird, wenn die Aufenthaltszeit des Brennstoffs in der Scherschicht kleiner als die Summe aus der Verdunstungszeit und der Reaktionszeit ist. Das Modell bringt damit eine strömungsmechanische Zeitskala mit der physikalisch-chemischen Zeitskala der Verbrennung in Zusammenhang. Es erklärt außerdem einen stabilisierenden Einfluss durch weniger volatile Brennstoffe, der auch in Experimenten der Autoren festgestellt wurde. Dabei wurde eine zusätzliche Flammenzone beobachtet, die durch langsam verdampfende Tropfen, die die Scherschicht durchdringen, erklärt wurde [55]. Diese wiederum ließ mehr Zeit für die Reaktionen zu und verbesserte dadurch die Verlöschgrenze. Durch Anpassung der Modellparameter an Verlöschdaten aus Experimenten wurde folgende explizite Form gefunden [54]:

$$\tau_{sl} + 0,12\tau_{fi}' = 2,12 (\tau_{hc}' + 0,011\tau_{eb}') + 0,095 \text{ ms} \quad (2.2.2)$$

Als τ_{sl} wird die charakteristische Zeit der Scherschicht („shear layer“) bezeichnet, die als proportional zum Verhältnis einer charakteristischen Länge (zum Beispiel Staukörperdurchmesser) und der Anströmgeschwindigkeit des Staukörpers angenommen wird. Die beobach-

tete Verbesserung der Verlöschgrenze durch tief eindringende Brennstoffe wird durch die Zeitskala τ_{fi} („fuel injection“) beschrieben. Sie ist proportional zur Verdunstungszeit und zur Tropfengeschwindigkeit, bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit. Auf der rechten Seite der Gleichung findet sich die Zeitskala der chemischen Reaktionen τ_{hc} („hydrocarbon“), die als Zündverzugszeit aufgefasst wird, welche mit diversen Annahmen aus dem Kehrwert der Reaktionsrate abgeleitet wird. Als τ_{eb} wird schließlich die Verdunstungszeitskala („evaporation“) bezeichnet, die vom anfänglichen Tropfendurchmesser und einer Verdunstungsrate abhängt.

Der Einfluss von Brennstoffeigenschaften wird in dem Modell an mehreren Stellen, in Form der Verdunstungscharakteristik (wiederum abhängig vom Tropfendurchmesser und damit der Zerstäubung) und der chemischen Reaktionsrate, in Form einer Art Zündverzugszeit, abgebildet. Die eingestrichenen Größen kennzeichnen eine Abhängigkeit von der durch die Verbrennung beeinflussten Temperaturentwicklung in der Brennkammer.

Das Modell wurde zwar ursprünglich für staukörperstabilisierte Einzelflammen entwickelt, konnte jedoch später für Vollringbrennkammern mit drallstabilisierten Sprayflammen erweitert werden [56–58] und wurde auch für alternative Treibstoffe verwendet [59].

Ähnlich dem stabilisierenden Effekt weniger volatiler flüssiger Brennstoffe, wurde auch für gasförmige Brennstoffe von Sturgess und Shouse [60] und Durbin und Ballal [61] eine Verbesserung der Magerstabilität von drallstabilisierten Flammen durch schlechtere Durchmischung beobachtet. Der Effekt wurde durch lokal fettere Gebiete erklärt.

In einem anderen Ansatz wurden von Marinov et al. [43] drallstabilisierte, magere Kerosin- und Methanflammen und ihre mageren Verlöschgrenzen untersucht, ohne größere Veränderungen an der Brennergeometrie durchzuführen ($p_3 = 1$ bar, $T_3 = 540$ K). Es wurden deutliche Unterschiede in den Flammenstrukturen der gasförmigen und flüssigen Brennstoffe bei gleichen Strömungsfeldern beobachtet. Die Autoren urteilten, dass die Stabilität von Sprayflammen nicht ausreichend mit der Ähnlichkeit zu Flammen, die mit gasförmigen Brennstoffen betrieben werden, erklärt werden kann. Als besonders relevant wurden der Transport des flüssigen Brennstoffs und die damit zusammenhängende Verteilung des Brennstoff-Luft-Verhältnisses in Form des Mischungsbruchs sowie die charakteristischen Verdunstungszeiten des Sprays hervorgehoben.

Cavaliere et al. [45] untersuchten mageres Verlöschen an einer aus Stau- und Drallkörper bestehenden Brennergeometrie ($p_3 = 1$ bar, $T_3 = 298$ K) mit einfachem Druck-Drall-Zerstäuber. In einem ähnlichen Ansatz wie Marinov et al. [43] verglichen sie vorgemischte und nicht-vorgemischte Methanflammen mit n -Heptan Sprayflammen. Die mittleren Verlöschzeiten wurden gemessen. Sie waren für die Sprayflammen kürzer als für die Methanflammen. Die Autoren wandten eine auf der Damköhler-Zahl aufbauende Korrelation an, die von Radhakrishnan et al. [62] entwickelt wurde. Verlöschen tritt demnach ein, wenn die inverse Damköhler-Zahl

einen kritischen Wert R erreicht:

$$\frac{1}{Da} = \sqrt{\left(\frac{C_1}{C_2} \frac{15}{A}\right) \left(\frac{v_k}{d}\right) \left(\frac{\nu}{s_L^2}\right)} > R \quad (2.2.3)$$

Die Damköhler-Zahl wird dabei durch eine Reihe Konstanten (C_1 , C_2 , A), der Anströmgeschwindigkeit und der Größe des Staukörpers (v_k , d), der kinematischen Viskosität der Reaktanten ν und der laminaren Flammgeschwindigkeit s_L beschrieben. Obwohl die Korrelation ursprünglich für nicht-verdrallte, vorgemischte Flammen entwickelt wurde, lieferte sie auch gute Ergebnisse für die verdrallten, vorgemischten und nicht-vorgemischten Flammen der Studie. Wie zu erkennen ist, musste dazu der unmittelbare Einfluss von Tropfengrößen und Sprayverdunstung nicht berücksichtigt werden.

Für eine Reihe von Flugtreibstoffmischungen fanden Colket et al. [63] große Schwankungen der mageren Verlöschgrenze an einem Sektor einer generischen RQL-Modellbrennkammer mit zwei Brennstoffdüsen bei konstanten Bedingungen ($p_3 = 5,5 \text{ bar} - 8,6 \text{ bar}$, $T_3 = 430 \text{ K} - 530 \text{ K}$). Sie konnten einen starken Zusammenhang des Äquivalenzverhältnisses der Primärzone beim Verlöschen mit der Cetanzahl und damit der Brennstoffreaktivität aufzeigen. Eine geringere Cetanzahl (niedrigere Reaktivität) führte zu einem höheren Äquivalenzverhältnis beim Verlöschen (geringere Stabilität).

Burger et al. [64, 65] untersuchten speziell den Einfluss von verschiedenen, gezielt nach ihren Eigenschaften ausgewählten, flüssigen Brennstoffen auf das magere Verlöschen von drallstabilisierten Sprayflammen. Aus ihren Untersuchungen im Labormaßstab ($p_3 = 1 \text{ bar}$, $T_3 = 310 \text{ K}$) schlossen sie, dass die mageren Verlöschgrenzen potenziell gleichermaßen von physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften beeinflusst sein können. Sie verwendeten einen einfachen Druckzerstäuber und beobachteten verbesserte Verlöschgrenzen mit erhöhter Brennstoffvolatilität (Siedetemperatur) und verringerter Brennstoffdichte und -viskosität [64]. Sie stellten jedoch nur geringe Unterschiede in den mageren Verlöschgrenzen von acht Versuchsbrennstoffen fest, die an einer RQL-Vollringbrennkammer (anwendungsnaher Zerstäuber) gemessen wurden. Die Brennkammer wurde dabei unter Bedingungen betrieben, die bei großer Flughöhe vorliegen ($p_3 = 0,41 \text{ bar}$, $T_3 = 265 \text{ K}$).[65]

Für staukörperstabilisierte Flammen, die mit einer Reihe an gasförmigen, aber auch einigen vorverdampften, flüssigen Mischungen von Flugtreibstoffen ($p_3 = 0,68 \text{ bar}$, $T_3 = 732 \text{ K} - 920 \text{ K}$) betrieben wurden, leiteten Huelskamp et al. [66] eine Korrelation her, die die magere Verlöschgrenze in Abhängigkeit der Damköhler-Zahl vorhersagt. Die Zündverzugszeit wurde dabei als ein aussagekräftiges Maß für die chemisch-kinetische Zeitskala der Damköhler-Zahl identifiziert. In einer Nachfolgestudie an ausschließlich flüssigen, alternativen und konventionellen Flugtreibstoffen sowie deren Mischungen konnte jedoch kein signifikanter Einfluss

chemischer Brennstoffeigenschaften, wie Wasserstoff-Kohlenstoff-Verhältnis oder Cetanzahl, festgestellt werden. Die Autoren begründen dies mit den geringen chemischen Unterschieden zwischen den ausgewählten Brennstoffen.[67]

In einem ähnlichen Ansatz untersuchten Rock et al. [68], wie die magere Löschgrenze von drallstabilisierten Sprayflammen bei moderaten Druck- und Temperaturbedingungen ($p_3 = 3,45$ bar, $T_3 = 450$ K) von der Art des flüssigen Brennstoffs beeinflusst wird. Dabei kamen zwei unterschiedliche Arten an Zerstäubergeometrien zum Einsatz. Bei der Verwendung eines reinen Druckzerstäubers zeigten Brennstoffe, die weniger gut zerstäuben (höhere Viskosität) und verdunsten (höhere Siedetemperatur), bessere Werte der mageren Verlöschgrenze (höhere Stabilität). In Anlehnung an Lefebvre [48] erklären die Autoren dies mit einem günstigen Einfluss von schlechter Brennstoff-Luft-Mischung und entsprechenden Gebieten mit erhöhten Äquivalenzverhältnissen und Flammentemperaturen. Bei der Verwendung eines Airblast-Zerstäubers wurde kein deutlicher Zusammenhang mit den physikalischen Brennstoffeigenschaften, sondern mit dem Anteil an verzweigten Alkanen festgestellt. Dies wird als Indiz für einen möglichen Einfluss der chemischen Brennstoffeigenschaften auf die magere Verlöschgrenze gewertet. Außerdem wurde beobachtet, dass die magere Verlöschgrenze vom thermischen Zustand der Brennkammer abhängt.

Zwei weitere Studien von Stouffer et al. [69] und Corporan et al. [16] untersuchten den Brennstoffeinfluss auf die magere Verlöschgrenze von drallstabilisierten Sprayflammen (anwendungsnaher Zerstäuber) bei moderatem Druck ($p_3 = 2,07$ bar, $T_3 = 394$ K). Die Ergebnisse von Stouffer et al. zeigten einen starken linearen Zusammenhang zwischen der mageren Verlöschgrenze und einer Cetanzahl, die die chemische Reaktivität des Brennstoffs beschreibt. Dabei wiesen Brennstoffe mit niedriger Cetanzahl (niedrige Zündwilligkeit) schlechtere Magerstabilität auf. Die Autoren vermuten, dass in ihrem Versuch die Zerstäubungsqualität der Brennstoffe ausreichend gut war, um die physikalischen Brennstoffeigenschaften in den Hintergrund rücken zu lassen. Der Zusammenhang wurde von Corporan et al. [16] zwar auch beobachtet, er war jedoch nicht so stark ausgeprägt, dass eine Vorhersage der Verlöschgrenze nur durch die verwendete Cetanzahl möglich gewesen wäre. Die letztgenannten Autoren weisen auch darauf hin, dass, obwohl die beobachteten Unterschiede in der mageren Verlöschgrenze zwischen den Brennstoffen eher gering sind, diese Unterschiede signifikanten Einfluss auf den Betrieb der Gasturbine haben können.

Sidey et al. [70] beobachteten schließlich für drallstabilisierte Staukörperflammen eine geringere Stabilität beim mageren Verlösch für einen rein aus verzweigten Kohlenwasserstoffen bestehenden alternativen Brennstoff im Vergleich zu konventionellem Kerosin.

Zusätzlich zu den genannten Arbeiten und auch der Vorliegenden, die sich mit dem Brennstoffeinfluss auf das magere Verlösch aus globaler Sicht befassen, gibt es einige Arbeiten,

die den Verlöschvorgang selbst und die lokalen, zeitlich aufgelösten Prozesse, die zum Verlöschen führen, detailliert untersuchten. Drei ausgewählte Untersuchungen sollen an dieser Stelle kurz vorgestellt werden.

Stöhr et al. [71] untersuchten die Dynamik einer teilweise vorgemischten drallstabilisierten Methanflamme in der Nähe der Verlöschgrenze. Sie beobachteten, dass Verlöschen stattfand, wenn die Reaktionen der Flammenwurzel im Stagnationspunkt zwischen heißer Rückströmung und Frischgaseinströmung aufgrund hoher Streckungsraten während einer kritischen Dauer unterbrochen waren.

Verdier et al. [72] untersuchten den Verlöschvorgang einer n-Heptan Sprayjetflamme und konnten zwei verschiedene lokale Verlöschmechanismen identifizieren. Zum einen führten großskalige Wirbel in der Nähe der Scherschicht zu einer starken Streckung der Flammen und damit zu einer lokalen Brennstoff-Luftmischung, in der die Verbrennung nicht aufrecht erhalten werden konnte. Zum anderen wurde gezeigt, dass große Tropfen des Brennstoffsprays die Flamme bis zum Verlöschen abkühlen konnten. Diese Tropfen sind außerdem von Brennstoffdampf umgeben, der lokal zu Gebieten mit so hohem Äquivalenzverhältnis führen kann, dass keine Reaktionen stattfinden können.

Escalpez et al. [73] untersuchten, ob instationäre LES-Rechnungen geeignet sind, Brennstoffeinflüsse auf magere drallstabilisierte Sprayflammen in der Nähe der Verlöschgrenze und den Verlöschvorgang selbst abbilden zu können. Die Rechnungen zeigten, dass mit magerer werdender Flamme die Temperatur der Rückströmung abnimmt, dadurch die Verdunstung langsamer wird und weniger gasförmiger Brennstoff zu Verfügung steht. Dies führt letztendlich zum Verlöschen der Flamme. Die Rechnungen lieferten Unterschiede in der mageren Verlöschgrenze von drei unterschiedlichen alternativen Treibstoffen, es zeigten sich jedoch Diskrepanzen zwischen der Rechnung und experimentellen Ergebnissen für einen Brennstoff mit besonders niedriger Reaktivität. Sie urteilten, dass weitere Untersuchungen in diese Richtung nötig sind.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Arbeiten unter anderem von Lefebvre [48], Burger et al. [64], Rock et al. [68], Stouffer et al. [69] und Corporan et al. [16] sowie die weiteren genannten Arbeiten verdeutlichen, dass der Brennstoffeinfluss und insbesondere der relative Einfluss von physikalischen zu chemischen Brennstoffeigenschaften auf die magere Verlöschgrenze sowohl mikroskopisch als auch makroskopisch nicht vollständig verstanden sind. Weitere Untersuchungen in diese Richtung sind daher naheliegend und Gegenstand dieser Arbeit.

2.2.2 Schadstoffemissionen

Zu den unmittelbaren Abgasemissionen bei der Verbrennung gehören Kohlenstoffmonoxid (CO), Stickstoffoxide (NO_x), Schwefeloxide (SO_x), unverbrannte Kohlenwasserstoffe (C_xH_y) und Ruß (feste Partikel, größtenteils aus Kohlenstoff (C)). Die Emissionsmengen dieser Verbrennungsprodukte sind für technische Anlagen reguliert, da sie gesundheitsschädlich und klimaschädlich wirken können. So werden die Abgasemissionen für zivile Flugtriebwerke zum Beispiel durch Grenzwerte der Internationalen Zivilluftfahrtorganisation ICAO (*International Civil Aviation Organization*) und die Abgaswerte für stationäre Gasturbinen zur Stromerzeugung in Deutschland durch die „Verordnung über Großfeuerungs-, Gasturbinen- und Verbrennungsmotoranlagen“ (13. BImSchV) reguliert ([32, S. 362 ff.] und [24, S. 867 ff.]). Die stetige Reduktion schädlicher Abgasemissionen ist daher erstrebenswert und stellt einen Beweggrund für die Entwicklung alternativer Brennstoffe dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Brennstoffeinfluss auf die CO- und die NO_x -Emissionen untersucht. Auf diese beiden Emissionsarten und den Stand des Wissens zum Brennstoffeinfluss auf sie wird im Folgenden genauer eingegangen. Eine Voruntersuchung ergab, dass die verwendete Modellbrennkammer bei den Bedingungen, für die sie ausgelegt wurde (global mager, atmosphärischer Druck), keine nennenswerten Mengen an sichtbarem Ruß produzierte (siehe Kapitel 5.2.3). Eine Untersuchung des Brennstoffeinflusses auf Partikelemissionen wurde daher nicht durchgeführt.

2.2.2.1 Stickoxide

Die Bildung von Stickoxiden erfolgt je nach vorliegenden Bedingungen über unterschiedliche Reaktionen entweder mit dem in der Luft enthaltenen Stickstoff, oder mit bereits im Brennstoff enthaltenen Stickstoff [24, S. 594]. Stickstoffhaltige Verbindungen werden für Flugtreibstoffe schon bei der Herstellung entfernt und auch die in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffe enthalten keine stickstoffhaltigen Verbindungen [24, S. 608]. Daher wird auf diesen Produktionspfad hier nicht näher eingegangen.

Bei der Bildung von Stickoxiden mit in der Luft enthaltenem Stickstoff unterscheidet man zwischen vier Mechanismen [32, S. 374], die je nach Äquivalenzverhältnis und Umgebungsdruck unterschiedlich starke Rollen spielen. Da Sprayflammen prinzipiell einen weiten Bereich an Äquivalenzverhältnissen abdecken, werden an dieser Stelle alle Mechanismen kurz vorgestellt. Prinzipiell wird zunächst Stickstoffmonoxid (NO) gebildet, welches anschließend teilweise zu Stickstoffdioxid (NO_2) und ggfs. weiteren Stickstoffoxidverbindungen weiterreagiert. Bei der Darstellung von Messergebnissen werden die beiden Produkte in der Regel zu NO_x zusammengefasst [32, S. 374].

Bei hohen Temperaturen (über 1850 K) können Stickoxide über den Zeldovich-Mechanismus thermisch gebildet werden [32, S. 374]. Die Bildungsrate hängt dabei von den Konzentrationen von Sauerstoffradikalen und molekularem Stickstoff und insbesondere exponentiell von der Temperatur ab [24, S. 601]. Ein Anstieg der Brennkammereintrittstemperatur führt daher in der Regel zu erhöhten NO_x -Emissionen.[32, S. 376][74] Da die geschwindigkeitsbestimmende Reaktion jedoch relativ langsam abläuft, spielt die Aufenthaltszeit bei hohen Temperaturen eine wichtige Rolle und die theoretischen Gleichgewichtskonzentrationen werden typischerweise nicht erreicht [24, S. 602].

Bei Bedingungen mit Brennstoffüberschuss und niedrigerer Temperatur wird die sogenannte prompte NO-Bildung über den Fenimore-Mechanismus beschrieben. Die Bildungsrate des Fenimore-NO steigt mit der Konzentration von freien Kohlenwasserstoffradikalen. Die Reaktion kann auch bei Temperaturen unter 1000 K ablaufen. Obwohl die thermische NO-Bildung als die Hauptquelle für NO_x -Emissionen in Verbrennungssystemen mit turbulenten nicht-vorgemischtem Flammen gesehen wird [75, 76], ist der prompte Anteil nicht zu vernachlässigen. So wurden zum Beispiel bei der numerischen Untersuchung teilweise vorgemischter *n*-Hexan Gegenstromflammen hohe Konzentrationen an prompten NO-Radikalen gefunden [77]. Weiter kann NO über Distickstoffoxid (N_2O) bei mageren Bedingungen und erhöhtem Druck und über NNH-Radikale, wiederum bei mageren Bedingungen, gebildet werden [24, S. 606 ff.].

Der Einfluss von Brennstoffeigenschaften auf die Schadstoffemissionen von Gasturbinenbrennkammern ist bereits seit Langem Gegenstand der Forschung. Die frühen Arbeiten von Lefebvre [78] an unterschiedlichen Flugtriebwerksbrennkammern ($p_3 = 2,5 \text{ bar} - 18,7 \text{ bar}$, $T_3 = 413 \text{ K} - 850 \text{ K}$) zeigten keinen nennenswerten Einfluss der physikalischen Brennstoffeigenschaften einer Reihe alternativer technischer Brennstoffe auf die NO_x -Emissionen. Der Autor urteilte, dass bei den hohen thermischen Leistungen die Tropfenverdunstung nur einen geringen Anteil am Brennkammervolumen erforderte. Es konnte auch kein signifikanter Einfluss der chemischen Brennstoffeigenschaften auf die NO_x -Emissionen festgestellt werden. Dies wurde damit begründet, dass die chemischen Unterschiede der Brennstoffe nur geringen Einfluss auf die jeweiligen adiabaten Flammentemperaturen hatten.

In späteren Arbeiten von Rink und Lefebvre [74, 79], die von Lefebvre und Ballal [32, S. 381 f.] zusammengefasst wurden, konnte jedoch ein Einfluss der Tropfengrößen auf die NO_x -Emissionen gezeigt werden. Dieser hing stark vom Äquivalenzverhältnis ab. Insbesondere bei niedrigen Äquivalenzverhältnissen wurde ein Anstieg der NO_x -Emissionen mit steigendem Tropfendurchmesser, auch bei erhöhten Brennkammerdrücken und -temperaturen ($p_3 = 12,7 \text{ bar}$, $T_3 = 573 \text{ K}$), beobachtet. Der Einfluss wurde mit dem Auftreten von Einzelflammen, die den Tropfen umschließen (siehe Abschnitt 2.1.3), erklärt, die bei größeren Tropfen vermehrt auftreten. Da sie als nicht-vorgemischte Flammen vorzugsweise bei nahe-

stöchiometrischen Bedingungen und damit hohen Temperaturen verbrannt, könnten sie eine nennenswerte Quelle für thermische NO_x -Emissionen darstellen. Außerdem würde selbst bei reinen Nachlaufflammern durch eine Erhöhung der Tropfengröße der Anteil an fett oder stöchiometrisch verbrennendem Brennstoff steigen. Die Hypothese wurde durch die Beobachtung gestärkt, dass bei stöchiometrischen und fetten Bedingungen die Tropfengröße kaum Einfluss auf die NO_x -Emissionen hatte. Die Autoren betonen, dass durch diesen Mechanismus auch bei adiabaten Flammentemperaturen unter 1800 K nennenswerte NO_x -Emissionen auftreten können.[32, S. 381 f.]

Wie von Beck [38] beschrieben, wurde von Baessler et al. [80] der Einfluss des Vorverdunstungsgrads auf die Stickoxidemissionen einer Sprayflamme in einer einfachen Rohrkonfiguration untersucht ($p_3 = 1 \text{ bar}$, $T_3 = 313 \text{ K} - 376 \text{ K}$). Während bei nahe-stöchiometrischen Bedingungen kein Einfluss des Vorverdampfungsgrades auf die NO_x -Emissionen festgestellt wurde, konnte bei mageren Bedingungen für Vorverdampfungsgrade von $> 50\%$ ein linearer Abfall der NO_x -Emissionen mit sinkendem Flüssigbrennstoffanteil beobachtet werden.

In ihren eigenen Untersuchungen des Einflusses partieller Vorverdampfung auf Stickoxidemissionen zeigten Beck et al. [38, 41, 81], dass es in der Scherschicht einer teilweise vorverdampften drallstabilisierten Sprayflamme zum Auftreten von Einzeltropfenflammen kommen kann. Je nach Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebung, die auch durch den lokalen Turbulenzgrad beeinflusst ist, könnten den Tropfen umschließende Flammen entstehen. Da dabei nahe-stöchiometrische Reaktionszonen auftreten, bestehe ein hohes NO_x -Bildungspotential.

Der Einfluss der Brennstoffvolatilität von *n*-Hexan, *n*-Dodecan und Kerosin auf die Verbrennungs- und Emissionseigenschaften einer drallstabilisierten Sprayflamme mit Sekundär- und Verdünnungszone wurde von Sharma und Som [82] mit einem numerischen Modell untersucht ($p_3 = 1 \text{ bar}$, $T_3 = 600 \text{ K}$). Die Ergebnisse zeigten steigende NO_x -Emissionen im Abgas mit sinkender Brennstoffvolatilität für verschiedene Tropfenstartbedingungen (Durchmesser, Spraywinkel). Der Anstieg der NO_x -Emissionen wurde mit dem Auftreten von heißen Verbrennungsgasen stromab der Sekundärzone erklärt. Als Ursachen wurden verzögerte Verbrennung durch langsame Verdunstung oder erhöhter Sprayeindringtiefe, sowie die Ansammlung von Brennstoffdampf in der Nähe der Brennkammerwand genannt. Die Autoren stellten weiterhin fest, dass nur wenig Informationen zum Einfluss der Brennstoffverdampfung auf die Verbrennungs- und Emissionseigenschaften von Gasturbinenbrennkammern in der Literatur zu finden waren.

Neuere Untersuchungen alternativer Treibstoffe wurden von Blakey et al. [4] zusammengefasst. Für neuartige synthetische Treibstoffe stellten sie ein Reduktionspotential für NO_x -Emissionen fest. Da NO_x -Emissionen vornehmlich für typische Triebwerksbedingungen im

Steig- oder Reiseflug und damit bei hohen Leistungen relevant seien, würden sie durch thermisches NO_x dominiert. Brennstoffunterschiede in Versuchen mit stationären Gasturbinen wurden durch Unterschiede in den adiabaten Flammentemperaturen, hervorgerufen durch unterschiedliche C:H-Verhältnisse, erklärt. Da jedoch die Stickoxidemissionen nicht nur durch die Temperatur sondern auch durch die Aufenthaltszeit bestimmt würden, könnten auch Änderungen in der Brennstoffzusammensetzung, die zu einer früheren Verbrennung führten, die NO_x -Emissionen beeinflussen.

Auch Bhagwan et al. [83] fassen bisherige experimentelle Ergebnisse zum Treibstoffeinfluss auf Abgasemissionen zusammen. Sie stellen fest, dass keine einheitliche Meinung zum Einfluss von neuen synthetischen Flugtreibstoffen auf das allgemeine Emissionsverhalten existiert und vermuten den Grund dafür in einem starken Einfluss der experimentellen Versuchsbedingungen. Die Autoren selbst beobachteten einen nennenswerten Einfluss der Zerstäubungseigenschaften von unterschiedlichen Mischungen von Fischer-Tropsch-Treibstoffen auf die Abgasemissionen drallstabilisierter Sprayflammen eines Airblast-Zerstäubers ($p_3 = 3 \text{ bar} - 8 \text{ bar}$, $T_3 = 578 \text{ K}$). Sie beobachteten eine gute Korrelation zwischen gemessenen Brennkammertemperaturen und den NO_x -Emissionen. Die Brennkammertemperaturen wiederum wurden mit den gemessenen Tropfengrößen korreliert. Dabei zeigten Brennstoffe mit größeren Tropfen niedrigere Temperaturen. Dies wurde mit höherer Rußbildung und damit größeren Wärmeverlusten begründet.[83]

Der Einfluss von Brennstoffeigenschaften auf die NO_x -Emissionen bekommt auch im Zusammenhang mit der Verbrennung in Kolbenmotoren zunehmende Aufmerksamkeit. In vielen Untersuchungen wurden erhöhte NO_x -Werte bei der Verbrennung von Biodiesel festgestellt, was als „Biodiesel NO_x -Effekt“ bezeichnet wird. Der Grund für die erhöhten NO_x -Emissionen wurde noch nicht eindeutig geklärt, er wird jedoch in den chemischen und physikalischen Brennstoffeigenschaften vermutet.[76]

Der Brennstoffeinfluss auf NO_x -Abgasemissionen von Verbrennungssystemen kann zusammengefasst als nicht vollständig verstanden interpretiert werden. Weitere Untersuchungen sind daher wünschenswert.

2.2.2.2 Kohlenstoffmonoxid

Die Ursache von Kohlenstoffmonoxid im Abgas einer Gasturbinenbrennkammer hängt vom Äquivalenzverhältnis ab. Die Emissionen haben ein Minimum bei einem Äquivalenzverhältnis von ca. $\phi = 0,8$ [32, S. 368]. Mit steigendem Äquivalenzverhältnis zu stöchiometrischen Bedingungen kommt es zu einem Anstieg der CO-Emissionen aufgrund von thermischer Dissoziation von CO_2 . Bei noch weiter steigendem Äquivalenzverhältnis zu fetten Bedingungen steigen die CO-Emissionen weiter an, da nicht mehr genügend Sauerstoff zur Verfügung steht,

um das CO zu CO₂ zu oxidieren. Auf der anderen Seite, bei mageren Bedingungen führt ein Sinken des Äquivalenzverhältnisses zu steigenden CO-Emissionen, da mit sinkendem Äquivalenzverhältnis die Konzentration des OH-Radikals abnimmt. Diese Konzentration bestimmt maßgeblich die Reaktionsrate der Oxidation von CO zu CO₂ mit dem Hydroxylradikal.[36, S. 274] Um die theoretisch geringen Gleichgewichtskonzentrationen bei niedrigen Äquivalenzverhältnissen zu erreichen, reicht in technischen Systemen die Aufenthaltszeit oft nicht aus [24, S. 615 f.].

Insgesamt lassen sich wenig Aussagen über den Brennstoffeinfluss auf CO-Emissionen von Gasturbinenbrennkammern finden. Der Einfluss der Zerstäubungsqualität auf die CO-Emissionen wird von Lefebvre und Ballal [32, S. 370] durch die mit steigender Tropfengröße erhöhte Verdunstungszeit erklärt. Das damit eingenommene zusätzliche Brennkammervolumen steht dann nicht mehr für chemische Reaktionen und folglich zur CO-Oxidation zur Verfügung.

In frühen Untersuchungen von Lefebvre [78] wurden leicht erhöhte CO-Emissionen für verschiedene Treibstoffmischungen in realen Triebwerksbrennkammern bei niedrigen Leistungsbedingungen festgestellt, die mit den bei diesen Bedingungen erhöhten Verdunstungszeiten und damit den physikalischen Brennstoffeigenschaften in Verbindung gebracht wurden. Der Einfluss der chemischen Brennstoffeigenschaften wurde als klein bewertet und durch Unterschiede im Heizwert erklärt [78].

Die von Bhagwan et al. untersuchten CO-Emissionen ($p_3 = 3$ bar, $T_3 = 540$ K) verschiedener alternativer Fischer-Tropsch-Treibstoffmischungen zeigten nur geringfügige Unterschiede zwischen den Treibstoffen, abgesehen von deutlich geringeren Emissionswerten eines vollsynthetischen Flugtreibstoffs, für die keine eindeutige Erklärung gegeben werden konnte.

Im global mageren Bereich wurden von Corporan et al. die CO-Emissionen von drallstabilisierten Sprayflammen in einer anwendungsnahen Konfiguration ($p_3 = 2,07$ bar, $T_3 = 394$ K) untersucht. Dabei kamen vier zur Beimischung zertifizierte alternative Treibstoffe, zwei Einzelkomponenten (*n*-Heptan, *n*-Dodecan) und sechs Zweikomponentenmischungen von Kohlenwasserstoffen der vier Hauptklassen, sowie Jet A Kerosin zum Einsatz. Es wurde eine starke Abhängigkeit der CO-Emissionen von den physikalischen Eigenschaften der Brennstoffe festgestellt. Insbesondere das kurzkettige *n*-Heptan zeigte deutlich reduzierte CO-Werte. Die allgemeine Verbesserung der CO-Emissionen mit steigendem Äquivalenzverhältnis (im mageren Bereich) wurde mit damit einhergehender verbesserter Brennstoffzerstäubung erklärt.

In ihrer Übersicht zum Einfluss alternativer Treibstoffe auf Flugtriebwerksverbrennung stellen Blakey et al. [4] fest, dass es deutliche Unterschiede zwischen den CO-Emissionen verschiedener Messungen alternativer Luftfahrttreibstoffe in realen Triebwerken gibt. In den von den Autoren berücksichtigten Studien wurden sowohl erhöhte, als auch niedrigere CO-Emissionen beobachtet. Die Autoren weisen auf einen starken Einfluss des Aromatengehalts

auf die CO-Emissionen hin.

Da sich auch bei den CO-Emissionen kein eindeutiges Bild zum Brennstoffeinfluss zeigt, sind auch auf diesem Gebiet weitere Untersuchungen wünschenswert.

2.3 Angewandte Messverfahren

Nachfolgend werden die Prinzipien der in dieser Arbeit verwendeten Messverfahren zur Untersuchung reagierender Zweiphasenströmungen kurz vorgestellt. Für weitergehende Informationen wird auf die jeweils umfangreich vorhandene Literatur verwiesen. In Kapitel 4 werden dann die verwendeten Aufbauten und Parameter, sowie insbesondere die aus diesen Konfigurationen und den ausgewählten Methoden resultierenden möglichen Fehlerquellen beschrieben.

2.3.1 Magere Verlöschgrenzen

Als magere Verlöschgrenze bezeichnet man das globale Äquivalenzverhältnis ϕ_{min} , bei dem die Flamme verlöscht, wenn sie kontinuierlich abgemagert wird. Dies kann auf zwei Arten erfolgen. Der Luftmassenstrom kann unter Beibehaltung des Brennstoffmassenstroms erhöht werden, oder der Brennstoffmassenstrom kann unter Beibehaltung des Luftmassenstroms verringert werden. Die zweite Methode hat den Vorteil, dass sich die Luftgeschwindigkeit am Brennkammereintritt beim Abmagern nicht wesentlich verändert. Dadurch ist der Turbulenzgrad des Strömungsfelds nur indirekt durch die Veränderung der thermischen Leistung beim Abmagern beeinflusst und nicht direkt durch den Abmagerungsprozess. Es kann daher die Annahme getroffen werden, dass keine wesentlichen Unterschiede zwischen den globalen Strömungsfeldern von verschiedenen Brennstoffen bei konstantem Luftmassenstrom und Äquivalenzverhältnis bestehen, solange die Brennstoffe ähnliche Heizwerte besitzen. Bei einer Abmagerung über eine Brennstoffreduktion lässt sich die magere Verlöschgrenze aus dem Luftmassenstrom \dot{m}_L , dem stöchiometrischen Massenbruch Brennstoff/Luft $b_{L,stöch}$ (siehe Anhang A.1) und dem Brennstoffmassenstrom im Moment des Verlöschens $\dot{m}_{B,min}$ wie folgt bestimmen:

$$\phi_{min} = \frac{\dot{m}_{B,min}}{\dot{m}_L \cdot b_{L,stöch}} \quad (2.3.1)$$

Die Detektion des Verlöschereignisses kann visuell über das Auge oder einen Sensor, bzw. eine Kamera erfolgen. Alternativ kann das Verlöschereignis auch akustisch oder über die sprunghafte Änderung von thermodynamischen Größen wie Temperatur oder Druck identifiziert werden.

2.3.2 Lichtstreuung an Tropfen

Bei der Lichtstreuung wird unterschieden zwischen elastischer Streuung, bei der sich die Wellenlänge, bzw. Frequenz (und damit die Energie) des gestreuten Lichts bezüglich der des einfallenden Lichts nicht ändert und inelastischer Streuung bei der es zu einer Wellenlängenverschiebung kommt [84, S. 731]. Bei der Charakterisierung von Partikeln oder Tropfen in Strömungen haben elastische Streuprozesse eine große Bedeutung. Eine umfassende Beschreibung lässt sich zum Beispiel in dem Buch von van de Hulst [85] finden.

Je nach Verhältnis von Partikeldurchmesser d_P zu Wellenlänge λ wird nach Tropea [86] zwischen verschiedenen Arten der elastischen Streuung unterschieden. Dazu dient der dimensionslose Mie-Parameter x_M [86]:

$$x_M = \frac{d_P \cdot \pi}{\lambda} \quad (2.3.2)$$

Von Rayleigh-Streuung spricht man bei der elastischen Wechselwirkung von Licht mit einzelnen Atomen oder Molekülen [84, S. 731] für Mie-Parameter $x_M < 1$ [86]. Wenn die Partikelgröße bei gleicher Wellenlänge steigt, wird der Bereich der Mie-Streuung relevant ($1 < x_M < 90$). Für noch größere Partikel, bzw. Tropfen, wird von geometrischer Streuung gesprochen [86]. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Tropfen liegen ungefähr im Bereich von $1 \mu\text{m}$ – $100 \mu\text{m}$. Bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm ergibt sich ein Mie-Parameter zwischen 6 und 600 und damit die Möglichkeit von Mie-Streuung und geometrischer Streuung.

Generell steigt mit steigendem Partikeldurchmesser die Intensität des gestreuten Lichts an. Ab dem Bereich der Mie-Streuung kommt es jedoch zur Interferenz von auf unterschiedlichen optischen Wegen gestreutem Licht und damit zu lokalen Minima bei Auftragung über dem Partikeldurchmesser. Ab dem Bereich der geometrischen Streuung sind diese jedoch vernachlässigbar und es kann von einer Proportionalität der Streuintensität mit x_M^2 und damit mit der Partikeloberfläche ausgegangen werden.

Die räumliche Intensitätsverteilung ist zusätzlich von dem Winkel zwischen einfallendem Licht und dem gestreuten Licht (Streuwinkel), sowie dem relativen Brechungsindex n_{rel} eines transparenten Tropfens und der Polarisation abhängig [86]. Dies ist in Abbildung 2.3.1 für einen $50 \mu\text{m}$ -Dieseltropfen in Luft ($n_{rel} = 1,46$) logarithmisch dargestellt [87, S. 388]. Zu erkennen ist die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels für senkrecht zur Streuebene polarisiertes Licht (obere Hälfte) und horizontal polarisiertes Licht (untere Hälfte) an einem Tropfen. Die Streuebene ist die Ebene im Raum, in der Sende- und Empfangsoptik liegen. Gezeigt werden jeweils der Anteil des reflektierten Lichts und des gebrochenen Lichts erster und zweiter Ordnung. Bei $\phi_B = 68,8^\circ$, dem Brewster-Winkel, zeigt sich unter diesen Bedingungen ein charakteristisches Minimum des parallel polarisierten reflektierten Lichts.

Zur Messung der Verteilung der Flüssigphase in der Brennkammer lässt sich die elastische

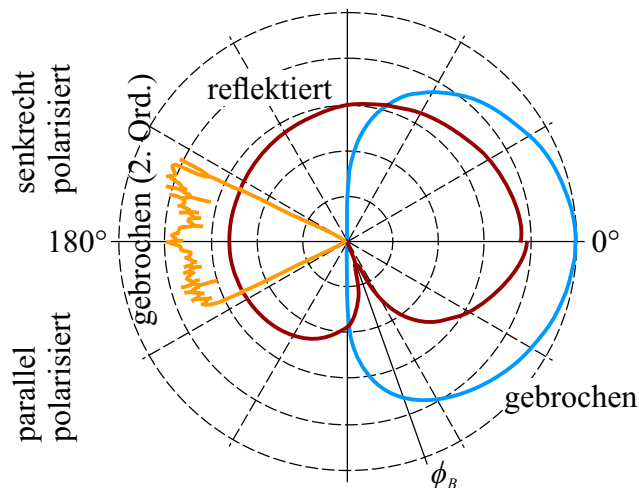


Abbildung 2.3.1: Polardiagramm der Intensität des an einem Dieseltropfen in Luft gestreuten Lichts nach [87, S. 388].

Streuung eines Laserlichtschnitts an den Brennstofftropfen mit einer Kamera aufnehmen. Dazu ist ein optischer Zugang erforderlich. Bei genügend kurzer Belichtungszeit oder wenn die Belichtung über einen kurzen Laserpuls erfolgt, ist in den Einzelbildern die Lage der Tropfen zu erkennen. Um aus vielen Einzelaufnahmen eine mittlere Verteilung des Sprays berechnen zu können, ist es erforderlich, die Aufnahmen zu binärisieren. Dadurch werden die durch unterschiedliche Tropfengrößen resultierenden Intensitäten (Grauwerte) des Streulichts eliminiert. Die Binärisierung erfordert die Wahl eines Schwellwerts. Es ergibt sich eine auf diesen Schwellwert konditionierte Verteilung der Flüssigbeladung, die zwar keine physikalischen Messwerte liefert, aber einen relativen Vergleich zwischen Brennstoffen zulässt.

2.3.3 Particle Image Velocimetry

Das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld der Luftströmung kann mit dem etablierten Particle Image Velocimetry (PIV) Verfahren gemessen werden. Dafür wird die Luftströmung mit feinen Partikeln geimpft, die im Idealfall perfekt der Strömung folgen. Mittels einer Lichtquelle wird ein Lichtschnitt durch den zu untersuchenden Bereich erzeugt. Dafür ist ein optischer Zugang erforderlich. Das von den Partikeln elastisch gestreute Licht (Mie-Streuung) wird mit einer in der Regel orthogonal zur Lichtschnittebene platzierten Kamera abgebildet, für die ein weiterer optischer Zugang erforderlich ist. Zur Messung der Geschwindigkeiten werden zwei Bilder mit bekanntem zeitlichen Versatz aufgenommen. Aus dem räumlichen Versatz der Partikel von der ersten zur zweiten Aufnahme können dann die Geschwindigkeiten in die zwei Raumrichtungen in der Lichtschnittebene bestimmt werden. Die Umrechnung von Kamerakoordinaten in Raumkoordinaten erfolgt typischerweise mit einer Kalibrierungsaufnahme. Die

Bestimmung des räumlichen Versatzes erfolgt mittels Algorithmen auf Basis von Kreuzkorrelationen von Bildausschnitten. Wird eine zweite Kamera verwendet und ist der Lichtschnitt in der zu ihm orthogonalen Raumrichtung ausreichend groß, kann unter Ausnutzung des stereoskopischen Effekts auch die Geschwindigkeitskomponente in die dritte Raumrichtung bestimmt werden. Eine genauere Beschreibung des Messverfahrens befindet sich zum Beispiel in dem Buch von Maydinger [88] und wurde kürzlich zusammengefasst von Prasad [89].

2.3.4 Laser Doppler Anemometrie und Phasen Doppler Interferometrie

Zur quantitativen Bestimmung von Tropfengrößen und -geschwindigkeiten dienen zwei berührungslose Messverfahren, die auf unterschiedlichen physikalischen Prinzipien beruhen, sich aber einen gemeinsamen optischen Aufbau teilen. Die Messung von Tropfengeschwindigkeiten kann über das Verfahren der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und die Messung von Tropfendurchmessern über das Verfahren der Phasen-Doppler-Interferometrie (PDI) erfolgen. Beide Verfahren beeinflussen die Strömung nicht und haben ein hohes räumliches Auflösungsvermögen. Nachfolgend werden die Prinzipien beider Verfahren kurz vorgestellt. Mehr Informationen lassen sich in der Fachliteratur [88, 90–92] finden, auf der die nachfolgenden Beschreibungen beruhen.

Die Geschwindigkeitsmessung mit LDA beruht auf dem Doppler-Effekt. Wenn ein Laserlichtstrahl einer bestimmten Ausgangsfrequenz an einem sich bewegenden Teilchen gestreut wird, detektiert ein ruhender Empfänger ein proportional zur Partikelgeschwindigkeit frequenzverschobenes Signal. Die Frequenzverschiebung hängt zusätzlich von der Raumrichtung der Lichtstrahlen ab. Sie ist jedoch deutlich kleiner als die Lichtfrequenz und lässt sich nicht ohne erheblichen Aufwand direkt messen. Aus diesem Grund wird ein zweiter, nicht-parallel Lichtstrahl eingesetzt. Das am Partikel gestreute Licht des zweiten Strahls erfährt dadurch eine andere Frequenzverschiebung als das des ersten Strahls. Die Überlagerung der beiden Streusignale erzeugt eine niederfrequente Schwebung, die mit einem Photodetektor gemessen werden kann und die direkt von der Wellenlänge der eingehenden Strahlen, des Winkels zwischen den Strahlen und insbesondere linear und kalibrierungsfrei von der Partikelgeschwindigkeit abhängt.

Neben dieser wellentheoretischen Beschreibung lässt sich das Prinzip auch über das sogenannte Interferenzstreifenmodell erklären. Die Überlagerung der zwei Laserstrahlen erzeugt ein Messvolumen mit Interferenzstreifenmuster. Die Streifen liegen parallel zur optischen Achse der einfallenden Strahlen und senkrecht zur Ebene, die diese Strahlen bilden [88]. Ein sich durch das Messvolumen bewegendes Teilchen erzeugt dann, entsprechend seiner senk-

recht zum Streifenverlauf orientierten Geschwindigkeitskomponente, ein periodisches Streusignal. Um die Geschwindigkeit in mehreren Raumrichtungen zu messen, werden weitere entsprechend orientierte Strahlpaare anderer Grundfrequenzen gebraucht. Durch eine konstante Frequenzverschiebung eines der beiden Strahlen kommt es zu einer Bewegung der Interferenzstreifen. Dadurch können sehr kleine Geschwindigkeiten gemessen werden und es kann zwischen positiven und negativen Geschwindigkeiten unterschieden werden.

Zur Messung des Partikeldurchmessers mit dem PDI-Verfahren ist ein zweiter Photodetektor erforderlich, der zum Ersten räumlich versetzt ist. Wenn ein Partikel das Messvolumen passiert, empfangen beide Detektoren das oben erwähnte Dopplersignal. Da sich, durch die unterschiedliche Lage der Detektoren, die optischen Weglängen durch den Tropfen der von den Detektoren empfangenen Strahlen unterscheiden, entsteht eine Phasendifferenz der Signale der beiden Detektoren. Wenn der Durchmesser des Partikels steigt, verlängert sich der optische Weg und damit vergrößert sich die Phasendifferenz der an den zwei Detektoren ermittelten Signale. Wie von Durst und Zaré [93] gezeigt, hängt die Phasendifferenz von der Lichtwellenlänge, von konstanten geometrischen Parametern, sowie insbesondere linear und kalibrierungsfrei vom Partikeldurchmesser ab.

Prinzipiell funktionieren sowohl das LDA-Verfahren, als auch das PDI-Verfahren mit am Tropfen reflektiertem oder gebrochenem Licht. Der Durchmesser hängt bei der Verwendung von gebrochenem Licht, neben einem anderen funktionalen Zusammenhang der geometrischen Größen, zusätzlich noch von dem relativen Brechungsindex von Partikel zu Medium ab (siehe auch Anhang A.2). Es ist daher wichtig, dass die ausgewählte Streuungsart bei der verwendeten optischen Konfiguration dominiert, damit ein linearer Zusammenhang zwischen Phasendifferenz und Partikeldurchmesser gegeben ist. Der in Abschnitt 2.3.2 erwähnte Brewster-Winkel bietet sich daher als Streuwinkel an, wenn es der optische Zugang zulässt. Da die Phasendifferenz eine sich wiederholende Messgröße ist (2π -Periodizität), ist zur eindeutigen Durchmesserbestimmung ein dritter Detektor erforderlich. Die Kombination der linearen Zusammenhänge unterschiedlicher Steigungen von jeweils zwei Detektoren erlaubt dann die eindeutige Durchmesserbestimmung.

Obwohl die Verfahren prinzipiell kalibrierungsfrei sind, gibt es eine Reihe von möglichen Fehlerquellen, die zum Beispiel in den Büchern von Albrecht et al. [90, S. 208 ff., S. 454 ff.], Maydinger et al. [88, S. 142 f.] und Lefebvre [19, S. 369 ff.] beschrieben sind. So führen sehr dichte Sprays oder eine ungenaue optische Ausrichtung zu geringeren Signal-zu-Rausch-Verhältnissen. Dies führt wiederum zu Messungenauigkeiten, genauso wie auch nicht-sphärische Partikel, mehrere Partikel im Messvolumen oder zu geringe Intensitätsunterschiede zwischen verschiedenen Streumoden (reflektiert/gebrochen). Zwei weitere systematische Fehlerquellen sind als Strahlprofileffekt und Blendeneffekt bekannt. In beiden Fällen wirkt sich die Lage

des Tropfens im Messvolumen auf die Art der detektierten Streustrahlung (reflektiert oder gebrochen) und damit die Linearität des Phasen-Durchmesser-Zusammenhangs aus. Kommerzielle PDI-Systeme versuchen durch spezielle optische und elektronische Modifikationen und die Verwendung von Bewertungsalgorithmen die Fehler zu minimieren [88].

Der Einfluss der Fehler lässt sich jedoch insgesamt nur schwer quantifizieren, da es keine Sprays gibt, für die die Tropfengrößenverteilung analytisch bestimmt werden kann und die damit theoretisch vollständig bekannt ist [94]. Bei der Anwendung des Messverfahrens in Heißgasumgebungen ergeben sich weitere Fehlerquellen, die zum Beispiel von Behrendt et al. [95], Ikeda et al. [96] und dem Buch von Lading et al. [97, S. 175 ff.] beschrieben sind. Dazu gehören die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes und, besonders bei hohen Drücken, die Ablenkung der Laserstrahlen durch Dichtegradienten in der Gasphase.

2.3.5 Sensoren zur Schadstoffmessung

Es gibt eine Vielzahl an Verfahren zur Messung von gasförmigen Luftschadstoffen, von denen eine große Auswahl in dem Buch von Joos [24, S. 841 ff.] erwähnt und einige erläutert werden. Weitere Informationen lassen sich zum Beispiel auch in dem Buch von Tränkler [98] finden. An dieser Stelle soll kurz das Funktionsprinzip der Sensoren des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten kommerziellen Messgeräts erklärt werden. Die Messung der Konzentrationen von O_2 , CO , NO und NO_2 erfolgte über amperometrische Sensoren, die zu den elektrochemischen Sensoren gehören. Diese Sensoren messen Gaskonzentrationen anhand von Strom-Spannungs-Kurven [99, S. 77]. Der Sensor besteht im einfachsten Fall aus zwei Elektroden, die durch ein Elektrolyt voneinander getrennt sind. An den Elektroden liegt entweder eine definierte Spannung an, oder sie bauen aufgrund ihrer Eigenschaften und denen des Elektrolyts eine Eigenspannung auf. Die zu messende Gasart dringt über eine gas-permeable Polymermembran in den Sensor ein und reagiert mit dem Elektrolyt an einer Elektrode. Es kann dann ein Strom zwischen den Elektroden fließen, der, genau wie die dann anliegende Spannung [100], proportional zur Konzentration des Gases ist [99, S. 78]. Da mit jedem umgesetzten Molekül mindestens ein Elektron freigesetzt wird, wird die Gaskonzentration direkt in ein elektrisches Signal umgewandelt [98]. Mittels einer Kalibrierung kann sie in eine volumetrische Konzentration umgerechnet werden. Als wichtige Einflussparameter lassen sich die Temperatur des Sensors und der Feuchtigkeitsgehalt der Probe nennen. Elektrochemische Sensoren können Querempfindlichkeiten zu anderen Gasarten aufweisen, die gegebenenfalls berücksichtigt werden müssen.

2.3.6 Phosphorthermometrie

Die Phosphorthermometrie gehört zu den Messverfahren, mit denen die Temperatur von Oberflächen bestimmt werden kann. Das Verfahren wird seit einiger Zeit für technische Anwendungen, auch im Bereich der Verbrennung in Gasturbinen eingesetzt [101]. Dazu werden seltene Erden oder Übergangsmetalle, die in geringen Konzentrationen in ein keramisches Substrat eingebracht sind, mit kurzwelligem Licht angeregt. Über einen inelastischen Streuprozess emittiert der sogenannte Phosphor daraufhin sichtbares Licht, dessen Eigenschaften zur Temperaturbestimmung verwendet werden können.[102] Die Lichtemission entsteht durch den Übergang von den angeregten Elektronen der beteiligten Moleküle auf niedrigere Energieniveaus. Im Vergleich zur Fluoreszenz (10^{-9} s) sind die Abklingzeiten der Phosphoreszenz um mehrere Größenordnungen länger. Mit steigender Temperatur sinkt die Abklingzeit der Phosphoreszenz. Über den zeitlichen Abfall der gemessenen Phosphoreszenzintensität kann die Lebensdauer der Emission bestimmt werden. Zur Temperaturbestimmung wird diese mit Kalibrierungsmessungen bei bekannten Temperaturen verglichen. Statt der Abklingzeit kann auch das Intensitätsverhältnis von zwei oder mehr Emissionslinien des emittierten Spektrums zur Temperaturbestimmung verwendet werden.[101] Je nach Auswahl des Phosphors können Temperaturen bis zu 1970 K gemessen werden. Der Phosphor wird dünn auf die zu messende Oberfläche aufgebracht und mittels eines Binders fixiert. Die Anregung kann mit Laserlicht im UV-Bereich erfolgen. Die Erfassung der Phosphoreszenz erfolgt mit einer Fotodiode. Die hohe theoretische Genauigkeit (Fehler $< 1\%$) und die hohe örtliche und zeitliche Auflösung lassen sich als Vorteile der Phosphorthermometrie nennen [102], als Nachteile die erforderliche Kalibrierung und der messtechnisch erhöhte Aufwand. Weitere Informationen zu dem Messverfahren lassen sich in den umfangreichen Übersichtsartikeln von Alden et al. [101] und Brübach et al. [102] und der jeweils dort genannten Sekundärliteratur finden.

2.3.7 Flammenleuchten und Chemolumineszenz

Das breitbandige Leuchten von Flammen im sichtbaren und UV-Bereich besteht hauptsächlich aus der Chemolumineszenz elektronisch angeregter Moleküle und Atome und der Schwarz-/Graukörperstrahlung von Partikeln [103, S. 178],[104, S. 4 f.]. Der Übergang von elektronisch angeregten Molekülen in den Grundzustand kann entweder durch Übertragung der Energie auf Schwingungszustände im elektronischen Grundzustand (Schwingungsrelaxation), oder auf einen beliebigen Stoßpartner (Quenching), oder aber über die spontane Emission eines Photons erfolgen, was als Chemolumineszenz bezeichnet wird, sofern die elektronische Anregung über eine chemische Reaktion erfolgte. Als thermische Strahlung bezeichnet man eine temperaturabhängige elektromagnetische Strahlung von Körpern [105, S. 550].

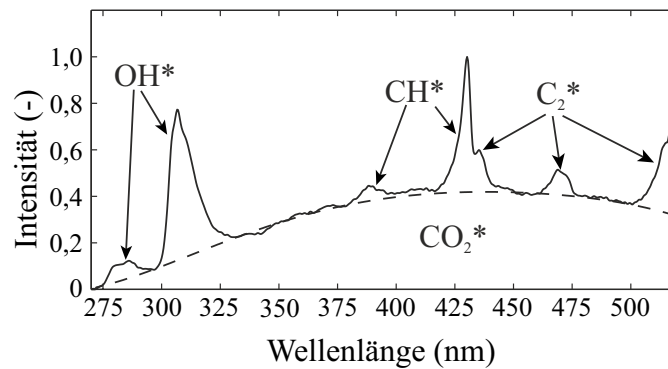


Abbildung 2.3.2: Spektrum der Chemolumineszenz einer stöchiometrischen Methan-Luft-Flamme nach [109, 110].

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen entstehen über Zwischenreaktionen elektronisch angeregte Moleküle, die einen Hinweis auf die Lage der Reaktionszone, und damit die Form und Lage der Flamme, geben können [106]. Außerdem kann es zur Bildung von Rußpartikeln kommen [107, S. 3]. Die Hauptquellen für Chemolumineszenz in Kohlenwasserstoffflammen sind OH^* , CH^* , C_2^* und CO_2^* [104, 108]. Der elektronische Anregungszustand wird dabei durch * gekennzeichnet. Abbildung 2.3.2 zeigt beispielhaft ein Spektrum einer stöchiometrischen Methan-Luft-Flamme [109, 110].

In dieser Arbeit wurden das Breitbandleuchten der untersuchten Flammen im sichtbaren Bereich und die Chemolumineszenz des CH^* -Radikals untersucht. Da es strahlende Übergänge von verschiedenen elektronischen Zuständen und innerhalb eines elektronischen Zustands auch von unterschiedlichen vibronischen und rotatorischen Zuständen geben kann, wird das emittierte Licht über einen größeren spektralen Bereich abgegeben. Als Bande wird dabei ein spektrales Intervall bezeichnet. Die Chemolumineszenz des CH^* -Radikals setzt sich aus drei Hauptbanden zusammen. Die Stärkste trägt zu 80 % der Gesamtemission bei und emittiert bei 431 nm (blau) [108]. Sie überlagert sich mit der breitbandigen Chemolumineszenz von CO_2^* , wie in Abbildung 2.3.2 zu erkennen.

Für mit Erdgas betriebene vorgemischte Gegenstromflammen konnte die CH^* -Chemolumineszenz als guter Indikator für die Wärmefreisetzung identifiziert werden [111]. Da die Intensität jedoch stark vom lokalen Äquivalenzverhältnis und dem Druck abhängt [106], kann unter den in dieser Arbeit vorliegenden Bedingungen nicht von einem unmittelbaren Zusammenhang ausgegangen werden.

Die messtechnische Erfassung des Breitbandleuchtens der Flamme kann über eine Kamera und die der CH^* -Chemolumineszenz über eine zusätzliche spektrale Filterung mittels eines Bandpassfilters erfolgen. In beiden Fällen wird das Signal über die Messrichtung integriert. Bei vorhandener Zylindersymmetrie kann jedoch eine zweidimensionale Verteilung aus der

gemessenen Projektion rekonstruiert werden (Abel-Transformation). Entsprechende numerische Methoden wurden von Pretzler et al. [112] und Dasch [113] vorgestellt.

2.3.8 Kohärente anti-Stokes Raman-Spektroskopie

Zur Temperaturbestimmung von Flammen eignet sich die kohärente anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS). Dabei wird ausgenutzt, dass die einzelnen Moleküle eines Ensembles je nach Temperatur unterschiedliche Vibrations- und Rotationszustände (Energieniveaus) haben. Dies wird als Besetzungsverteilung bezeichnet und lässt sich mittels der Boltzmann-Statistik berechnen [88, S. 176]. Mit steigender Temperatur steigt die Anzahl an Molekülen in höheren Rotations- und Vibrationszuständen, der Zusammenhang ist nicht linear. Bei der CARS-Spektroskopie kommt es zu einem inelastischen Streuprozess, bei dem drei Laserstrahlen mit den Molekülen wechselwirken und dabei einen Signalstrahl erzeugen, dessen spektrale Verteilung Informationen über die Besetzung der Energiezustände der Moleküle enthält.

Das Prinzip ist in dem Energiediagramm in Abbildung 2.3.3 schematisch dargestellt. Hier bezeichnen E_1 und E_2 Energiezustände des Moleküls. Die elektrischen Felder von drei Laserstrahlen, einem Pumpstrahl (ν_P), einem Stokes-Strahl (ν_S) und einem Messstrahl (ν_M), wechselwirken mit der Ladungsverteilung im Molekül. Dabei wird ein Signalstrahl erzeugt (ν_{CARS}). Die genauen physikalischen Prozesse lassen sich zum Beispiel in dem Buch von Eckbreth [103, S. 281 ff.] nachlesen. Wenn die Differenz der Energien der Laserstrahlen ν_P und ν_S mit dem Abstand der Energiezustände E_1 und E_2 übereinstimmen, wird der CARS-Prozess resonant verstärkt (laserähnlichen Lichtemission des Signals) und man kann hohe Signalintensitäten erzeugen.

Die Abstände zwischen einzelnen Energieniveaus sind jedoch nicht äquidistant. Bei konstanten Laserfrequenzen lässt sich daher mit dieser Methode nur die Anzahl an Molekülen in

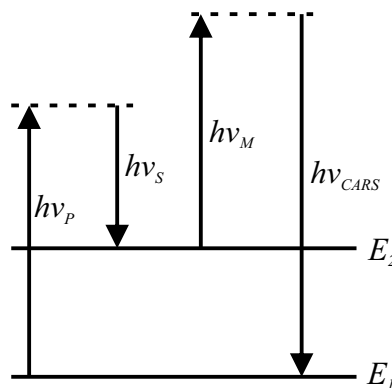


Abbildung 2.3.3: CARS-Anregungsschema nach [36, S. 17].

einem bestimmten Energiezustand über die Intensität des CARS-Signals bestimmen, jedoch noch nicht die Temperatur. Erst durch Variation der Wellenlänge, zum Beispiel des Stokes-Strahls, können Moleküle unterschiedlicher Energiezustände angeregt werden. Der Stokes-Strahl wird daher breitbandig ausgeführt, während Pump- und Messstrahl schmalbandig bleiben können. In der vorliegenden Arbeit wurde Vibrations-CARS angewandt, E_1 und E_2 sind daher Vibrationszustände und die Wellenlängen sind auf das N_2 -Molekül abgestimmt.

Aus der Intensitätsverteilung im CARS-Spektrum (entsprechend unterschiedlicher Molekülzustände) lässt sich dann die Temperatur des Ensembles bestimmen. Dazu werden Spektren simuliert, bei denen die Temperatur und Zusammensetzung solange variiert werden, bis das simulierte Spektrum dem Gemessenen möglichst gut entspricht. Die Nachteile der Methode (experimenteller Aufbau und Auswertung sind sehr aufwändig) werden durch die Vorteile (hohe örtliche und zeitliche Auflösung, hohe Signalintensität und dadurch robust gegenüber Partikel- oder Tropfenbeladung) aufgewogen.[36, S. 16f., S. 22]

3 Versuchsstand

In diesem Kapitel wird der Verbrennungsprüfstand beschrieben. Dazu gehören der verwendete Brenner mit der Brennstoffeindüsung und der Brennkammer, sowie die Prüfstandsperipherie. Der Prüfstand wurde für die Untersuchungen dieser Arbeit neu aufgebaut.

3.1 Zerstäuber

Die Zerstäubung des Brennstoffs erfolgte mit einer Airblast-Brennstoffdüse. Sie besaß zudem zwei Drallerzeuger, die der Luftströmung eine Umfangskomponente aufprägten, sodass in der Brennkammer eine Wirbelströmung entstand, die der Stabilisierung der Flamme diente. Die Konfiguration der Brennstoffdüse war an bereits untersuchte Drallbrenner für Sprayflammen angelehnt, die sich jedoch vor allem mit anderen Aspekten der Sprayverbrennung als dem Brennstoffeinfluss, befasst haben (zum Beispiel [83, 114–127]).

Abbildung 3.1.1 zeigt eine Schnittzeichnung der verwendeten Brennstoffdüse. Die gemeinsame Plenumluft teilte sich auf einen unteren und einen oberen Drallerzeuger auf. Der untere Drallerzeuger bestand aus acht Kanälen mit einer Breite von 2,3 mm, die in einem Winkel von 45° zur Mittelebene angeordnet waren. Der obere Drallerzeuger bestand aus zehn Kanälen mit einer Breite von 2,1 mm, die in einem Winkel von 36° zur Mittelebene angeordnet

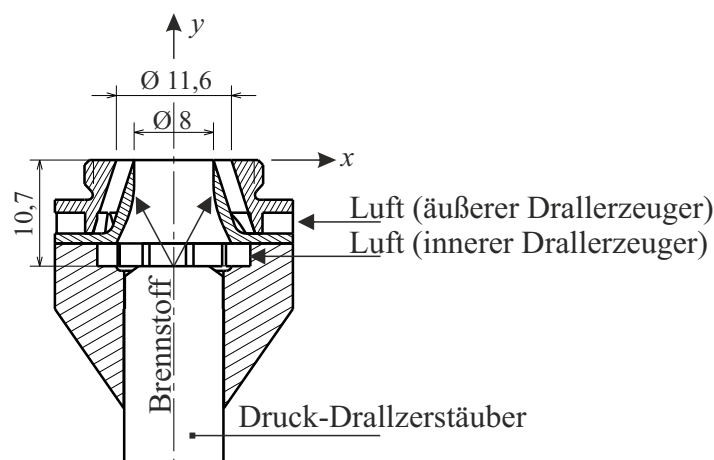


Abbildung 3.1.1: Filmlegender Airblast-Zerstäuber (modifiziert aus [128]).

waren. Die Höhe der Kanäle betrug 2,3 mm für den unteren Drallerzeuger, bzw. 2,1 mm für den oberen Drallerzeuger. Die Luft des unteren Drallerzeugers wurde in den inneren Teil der Brennstoffdüse geleitet. Sie trat durch eine kreisrunde Öffnung mit einem Durchmesser von 8 mm aus der Düse aus und in die Brennkammer ein. Die Luft des oberen Drallerzeugers wurde durch einen Ringspalt mit einem an der Austrittsebene gemessenen Außendurchmesser von 12,6 mm geleitet, bevor sie in die Brennkammer strömte. Die zwei Luftströmungen rotierten in die gleiche Richtung. Sie waren durch einen dünnen Ring getrennt, der in der Brennkammereintrittsebene mit einer scharfen Abrisskante endete.

Ein koaxial mit der Brennstoffdüse verbauter Druck-Drall-Zerstäuber (*Schlick Modell 121*) erzeugte ein Hohlkegelspray mit einem nominalen Öffnungswinkel von 60° . Der Zerstäuber besaß zwei Drallkanäle mit einer Breite von jeweils weniger als 0,3 mm und eine Auslassbohrung mit einem Durchmesser von 0,35 mm. Der Brennstoff wurde auf die Innenfläche des Rings gesprüht und erzeugte dort einen Film. Dieser wurde mittels des inneren Luftstroms schubspannungsgetrieben zu der Abrisskante transportiert. Dort wurde der Brennstoff zwischen dem inneren und dem äußeren Luftstrom mittels des Airblast-Prinzips erneut zerstäubt. Das hier angewandte Zerstäubungsprinzip gehörte damit in die Gruppe der luftgestützten Filmzerstäuber mit schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilm (siehe Abschnitt 2.1.1).

Ein wichtiges Kriterium bei der Auswahl des Bohrungsdurchmessers des Druck-Drall-Zerstäubers war die gewünschte Brennstoffflexibilität über einen weiten Betriebsbereich. Der Brenner sollte zum Beispiel auch für die Verbrennung von oxygenierten Kohlenwasserstoffen geeignet sein, die in der Regel deutlich höhere Durchsätze erfordern. Des Weiteren zeigten institutsinterne Erfahrungen, dass zu kleine Bohrungsdurchmesser anfällig für Verstopfungen in Heißgasumgebungen sind. In einer Reihe von Vorversuchen wurde außerdem festgestellt, dass die Achsensymmetrie der Hohlkegelsprays von einer Reihe von baugleichen Druck-Drall-Zerstäubern starken Schwankungen unterlegen war. Ursachen dafür können Fertigungstoleranzen, Ablagerungen in den Drallkanälen oder der Auslassbohrung oder der Betrieb außerhalb der vom Hersteller spezifizierten Betriebsbedingungen (Durchflussmenge, Vordruck) sein. Aus einer Auswahl von sechs Zerstäubern wurde schließlich derjenige mit der gleichmäßigsten Sprayverteilung gewählt. Der Bohrungsdurchmesser wurde als Kompromiss aus Zerstäubungsqualität und Zuverlässigkeit, bzw. Brennstoffvordruck ausgewählt.

Zur Beschreibung der Stärke der Verdrallung der Luftströmung kann die Drallzahl als dimensionslose Kenngröße herangezogen werden. Von Galley et al. [129] wurde sie als Verhältnis des Impulsstromes in Umfangsrichtung G_θ zum Impulsstrom in axialer Richtung G_y und einer charakteristischen radialen Länge l_c definiert:

$$S = \frac{G_\theta}{G_y l_c} \quad (3.1.1)$$

Mit Hilfe einiger von den Autoren vorgeschlagener Vereinfachungen [129] wurde die geometrische Drallzahl für die in dieser Arbeit verwendete Düse berechnet (siehe Anhang A.3). Als charakteristische Längen wurden jeweils der Austrittsradius des inneren oder des äußeren Auslasses verwendet. Die geometrische Drallzahl des inneren Luftstroms war $S_i = 1,17$ und die des äußeren Luftstroms $S_a = 1,22$.

3.2 Brennkammer, Peripherie und Instrumentierung

Der Aufbau des Versuchsstands ist in Abbildung 3.2.1 dargestellt. Ein Verdichter lieferte trockene Luft, die über einen Filter (*Festo LFR-D-MAXI*), einen thermischen Massenstromregler (*Bronkhorst EL-FLOW select F-203AV* mit einer nominellen Genauigkeit von $\pm 0,5\%$ des Messwerts plus $\pm 0,1\%$ vom Messbereichsende ($\pm 0,03 \frac{\text{g}}{\text{s}}$) und einen elektrischen Lufterhitzer (*Sylvania*) dem Plenum von unten zugeführt wurde. Die Messgenauigkeit des Massenstromreglers wurde durch regelmäßige Vergleichsmessungen mit einem Coriolis-Massenstromregler (*Siemens Sitrans F C Massflo*) überprüft, die Abweichung lag bei $< 1,2\%$ bei einem typischen Massenstrom von $4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$.

Der Lufterhitzer hatte eine elektrische Leistung von 6 kW. Stromab des Lufterhitzers, kurz vor der Anbindung an das Plenum, bot ein T-Stück die Möglichkeit zusätzliche Luft (z. B. mit Partikelbeladung) hinzuzugeben. Mit Hilfe einer sonischen Düse wurde das Brennerplenum von der Luftzuleitung akustisch entkoppelt. Innerhalb des Plenums dienten zwei Drahtgeflechte zur Homogenisierung des Strömungsfelds. Die Lufttemperatur wurde mittels eines Thermoelements vom Typ K mittig zwischen Brennstofflanze und Plenumsinnenwand 32 mm stromauf des unteren Drallerzeugers gemessen. Zur Temperierung der Verbrennungsluft diente neben dem Lufterhitzer ein wassergekühltes Kupferrohr, das von außen um das Plenum gewickelt war.

Der Brenner war aufrecht mit der Hauptströmungsrichtung entgegen der Erdbeschleunigung auf einem dreiachsigen Traversierungssystem montiert. Die einzelnen Gewindetribe wurden mit Schrittmotoren angetrieben, die von einer Motorsteuerungseinheit (*Isel IMC-P1-3*) angesprochen wurden.

Die Brennkammer bestand aus vier Stahlpfosten, die auf einer Bodenplatte befestigt waren. Sie hielten vier Quarzglasscheiben, die die Brennkammerwände bildeten. Die Brennkammer war damit fast vollständig optisch zugänglich. Sie hatte eine Höhe von 167 mm und eine Querschnittsfläche von $85 \text{ mm} \times 85 \text{ mm}$. Die Höhe der Brennkammer erlaubte sehr guten stereoskopischen Zugang mittels mehrerer Kameras, sowie die Messung von Schadstoffen im Abgas bei sehr mageren und damit langen Flammen. Die Konstruktion der Brennkammer wurde so ausgeführt, dass thermische Verformungen der Scheibenhaltungen nicht zu einer

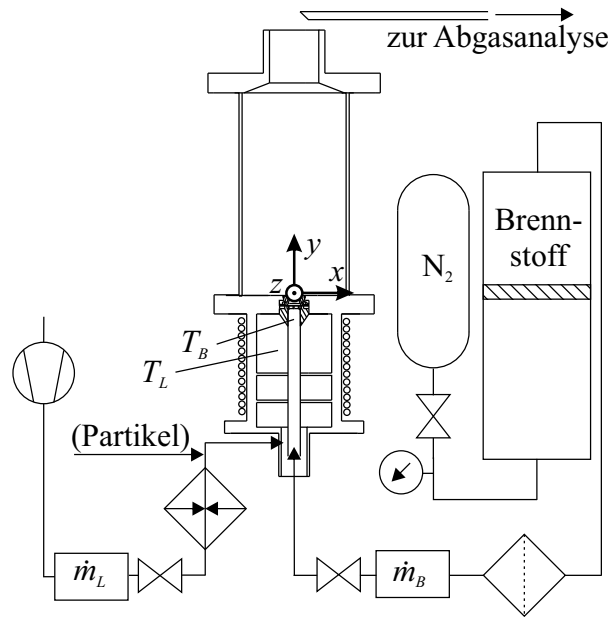


Abbildung 3.2.1: Versuchsstand (modifiziert aus [128]).

Beschädigung der Glasscheiben führten. Da die untersuchten thermischen Leistungen relativ klein waren, war keine aktive Kühlung der Brennkammerscheiben notwendig.

Als Brennkammerabschluss diente ein Deckel mit einem zentralen Auslassrohrstutzen, der einen Innendurchmesser von 40 mm aufwies. Alle Versuche wurden bei atmosphärischen Druckbedingungen am Brennkammeraustritt durchgeführt. Eine Abschätzung des Einflusses von typischen Schwankungen des Luftdrucks ist in Kapitel 4.4 gegeben.

Der Brennstoff wurde von einem Hydraulik-Stahlzylinder mit Kolben (*Hydac SK210-20*) bereitgestellt. Zum Befüllen wurde zunächst, mittels eines Unterdrucks auf der Gasseite des Kolbens, Brennstoff aus einem Fass auf die Flüssigseite des Zylinders gezogen. Anschließend wurde die Gasseite mittels Stickstoff mit Druck beaufschlagt und so der erforderliche Vor- druck auf der Brennstoffseite aufgebaut. Dieses System erwies sich im Betrieb als stabiler und weniger anfällig gegenüber Fehlern als eine Brennstoffpumpe. Der Stahlzylinder wies ein Totvolumen von ca. 14 cm^3 auf, welches bei einem Brennstoffwechsel nicht entleert werden konnte. Mit einem Sicherheitsfaktor von 2 ergab sich damit eine maximale Verunreinigung des neuen Brennstoffs von ca. 0,3%, bei einer Befüllung mit 10 l Brennstoff. Der Kolben wurde jedoch vor jeder Neubefüllung zweimal mit jeweils ca. einem Liter des neuen Brennstoffs gespült, was eine weitere deutliche Reduzierung der Verunreinigung mit den Vorgängerbrennstoff zur Folge hatte.

Der Brennstoff wurde über einen Filter mit einer Filterweite von $40 \mu\text{m}$ und einen Coriolis-Massenstromregler (*Bronkhorst mini CORI-FLOW M14* mit einer nominellen Genauigkeit von $\pm 0,2\%$ vom Messwert) zur Brennstofflanze transportiert. Die Genauigkeit wurde durch

Auslitern in einen Messzylinder bei einer für diese Arbeit typischen Durchflussmenge von $850 \frac{\text{g}}{\text{h}}$ überprüft, sie lag unter dem geschätzten Ablesefehler des Messzylinders ($\pm 0,5\%$). Die Lanze leitete den Brennstoff zu dem Druck-Drall-Zerstäuber. Die Brennstofftemperatur wurde stromauf des Druckzerstäubers 10 mm vor der ersten Zerstäubung mittels eines Thermoelements vom Typ K gemessen. Auf diese Weise konnte die Brennstofftemperatur so kurz wie möglich vor der Zerstäubung bestimmt und kontrolliert werden. In dem Zwischenraum der doppelwandigen Brennstofflanze befand sich eine temperierte Wasserströmung, die zur Regelung der Brennstofftemperatur diente. Zur Temperierung des Wassers wurde ein Kälte-Wärme-Thermostat (*Huber MPC-K6s*) mit Wasserbad verwendet.

Die Ansteuerung und das Auslesen der Traversierungsposition, der Massenstromregler, des Wasserbads und der Thermoelemente erfolgten mittels eines Personalcomputers und in dem Programmiersystem *LabView* programmierten Anwendungen. Der Luftherhitzer wurde mittels einer vom Hersteller bereitgestellten Software angesprochen.

4 Versuchsbeschreibungen und Messverfahren

In diesem Kapitel werden die gemessenen Größen und die dafür in Anwendung gebrachten Messverfahren beschrieben. Dabei wird der verwendete Aufbau dargestellt und auf mögliche Fehlerquellen eingegangen. Die theoretischen Grundlagen der Messverfahren wurden bereits in Kapitel 2.3 diskutiert. Abbildung 4.0.1 zeigt die Messorte in der Brennkammer.

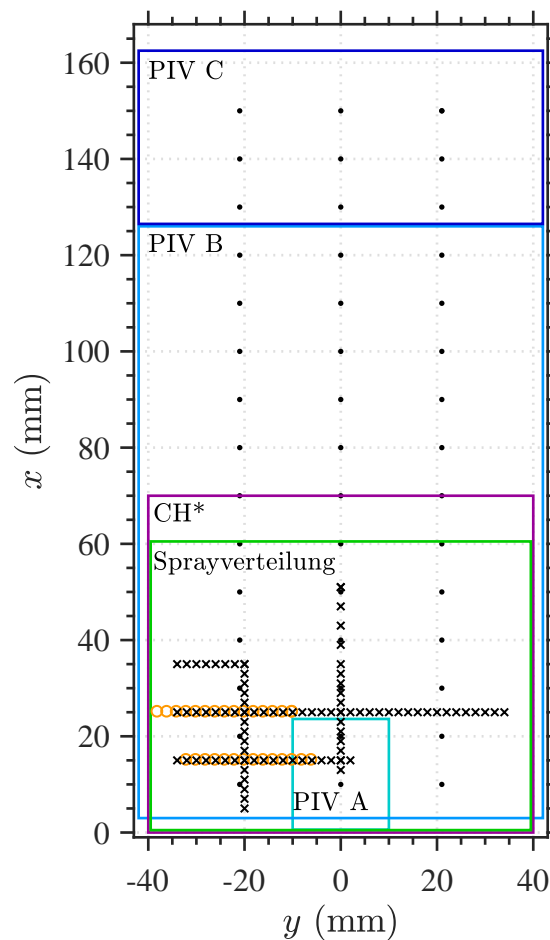


Abbildung 4.0.1: Visualisierung der Messorte der angewandten Verfahren (\bullet = Wandtemperatur, \circ = Tropfengrößen/-geschwindigkeiten, \times = Gasphasentemperatur).

4.1 Gasphasenströmungsfeld

Die drei Geschwindigkeitskomponenten der nichtreagierenden und von Teilen der reagierenden Luftströmung wurden mit dem Stereo Particle Image Velocimetry (PIV) Verfahren gemessen. Hauptziele der Messungen waren es, zu beurteilen, ob das Strömungsfeld bestimmte Charakteristika drallstabilisierter Flammen aufwies, um die gewünschte Nähe zu realen Brennkammerkonfigurationen zu bestätigen und Validierungsdaten für numerische Simulationen bereitzustellen. Der Einfluss von Brennstoffen auf das Strömungsfeld war nicht Gegenstand dieser Untersuchungen.

Die Beschreibung des Aufbaus ist weitgehend aus der Veröffentlichung von Grohmann et al. [130] entnommen. Ein Teil der Zuluft wurde mit feinen Partikeln aus Titaniumdioxid (Ti_2O) mit einem nominellen Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ beladen. Anschließend wurde sie an der in Abbildung 3.2.1 markierten Stelle der Verbrennungsluft zugemischt. Mit einem optischen Aufbau, der in Abbildung 4.1.1 dargestellt ist, wurde ein Laserlichtschnitt erzeugt, um die Bewegung der Partikel mittels Kameras abzubilden.

Es kam ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser mit Güteschalter im Pulsbetrieb bei 10 Hz zum Einsatz (*New Wave Solo PIV 120XT*). Der Laser hatte zwei Kavitäten mit einer jeweiligen maximalen Pulsenergie von 120 mJ und einer Pulsdauer von 3 ns-5 ns bei einer Wellenlänge von 532 nm. Die Überlagerung der Strahlen wurde manuell optimiert. Die Laserenergie wurde mit einer Reihe von Neutraldichtefiltern (ND) je nach ausgewähltem Bildausschnitt auf 25 %-80 % der Maximalenergie abgeschwächt, um eine Sättigung der Kamerachips zu vermeiden. Die Laserstrahlen wurden anschließend in ein vertikales Lichtband aufgeweitet (ca. 150 mm), das durch die Mittelachse der Brennkammer geführt wurde. Dazu wurde das in Abbildung 4.1.1 skizzierte System an Zylinderlinsen und dielektrischen Spiegeln (S1-3) verwenden

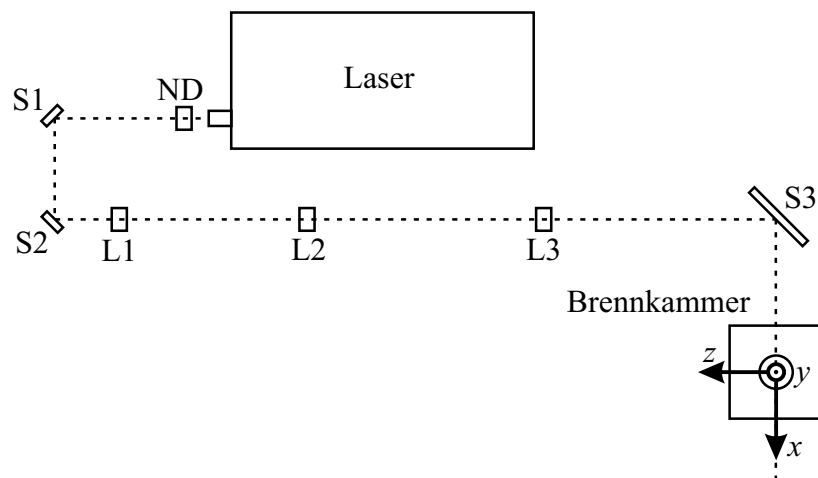


Abbildung 4.1.1: Skizze des Laseraufbaus der PIV-Messung.

det. Der Strahl wurde mit einer plan-konkaven Linse (L1, $f = -100$ mm oder $f = -25$ mm) aufgeweitet, mit einer plan-konvexen Linse (L2, $f = 750$ mm) kollimiert und mit einer weiteren plan-konvexen Linse (L3, $f = 750$ mm) in die Brennkammer fokussiert. In einem leicht modifizierten Aufbau wurde außerdem ein horizontaler Lichtschnitt erzeugt, der bei verschiedenen Abständen von $y = 15$ mm – 35 mm von der Düsenaustrittsebene durch die Brennkammer geführt wurde. Die Lichtschnitte hatten in der Brennkammer eine Halbwertsbreite von ca. 1 mm.

Das an den Partikeln gestreute Licht wurde von zwei doppelbildfähigen Kameras (*LaVision Imager sCMOS*) mit einer Maximalauflösung von 2560×2560 Pixel und einem Dynamikbereich von 16 bit aufgenommen. Die optischen Achsen der Objektive befanden sich für die vertikalen Lichtschnitte in einem Winkel von 34° zueinander (siehe Abbildung 4.1.2(a)). Der Laser wurde mit einer Doppelpulswiederholrate von 5 Hz betrieben und die Pulsseparationszeit wurde je nach Sichtfeld und Betriebsbedingungen auf einen Wert im Bereich von $1 \mu\text{s}$ - $16 \mu\text{s}$ eingestellt. Für die Messungen in horizontalen Ebenen wurden die Kameras sich gegenüberliegend, von zwei Seiten in die Brennkammer blickend, angeordnet. Dabei wurde ein Winkel von ca. 70° zwischen den optischen Achsen der Kameras eingestellt (siehe Abbildung 4.1.2(b)).

Mit dem vertikalen Lichtschnitt wurde in drei Bereichen der Brennkammer gemessen. Der Nahbereich des Düsenauslasses (vgl. Bereich A in Abbildung 4.0.1) wurde mit einer hohen örtlichen Auflösung aufgenommen, mit dem Ziel hoch aufgelöste Validierungsdaten für die Simulationen der Düsenströmung zu liefern. Dazu wurden zwei Objektive (*Nikon*) mit einer Brennweite von 200 mm und einem Öffnungsverhältnis von $f/32$ verwendet. Das Sichtfeld für den Nahbereich hatte eine Größe von $20 \text{ mm} \times 23 \text{ mm}$.

Der restliche Bereich der Brennkammer wurde mit zwei zueinander versetzten Sichtfeldern vermessen. Diese hatten eine niedrigere Auflösung. Zum Einsatz kamen zwei Objektive mit einer Brennweite von 50 mm, die jeweils zusätzlich mit einem 532 nm-Bandpassfilter mit einer Filterbreite von 10 nm ausgestattet waren. Die Bildausschnitte hatten dann eine Größe von $85 \text{ mm} \times 122 \text{ mm}$ (vgl. Bereiche B und C in Abbildung 4.0.1). Der obere Bildausschnitt wurde wegen reduzierter optischer Zugänglichkeit nur im 2D-PIV-Verfahren vermessen (ohne dritter Geschwindigkeitskomponente). Von dieser Messung wurde nur der nicht bereits von Bereich B abgedeckte Bereich verwendet.

Zur Kalibrierung der Aufnahmen und Umrechnung von Kamerakoordinaten auf Laborkoordinaten wurden spezielle 3D-Targets des Herstellers *LaVision* verwendet (Target #05 und #06). Die jeweiligen Objektive der Kameras, deren Chipebenen nicht parallel zur Laserlichtschnittsebene verliefen (Kamera 2, bzw. Kamera 1 und 2) wurden mittels Scheimpflug-Adapter verkippt, um die Fokusebenen auf die Lichtschnittsebenen zu legen. Zu Beginn eines

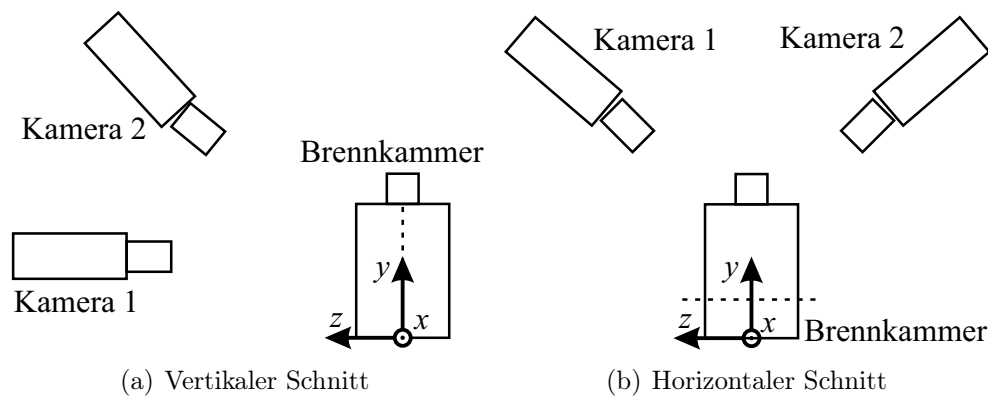


Abbildung 4.1.2: Skizzen der Kamerapositionen für die Geschwindigkeitsmessungen.

jeden Messtages wurde eine Dunkelbildkorrektur der Kameras vorgenommen.

Bei der Messung des reagierenden Strömungsfelds konnte nicht zwischen Partikeln und kleinen Brennstofftropfen unterschieden werden. Da letztere aufgrund einer höheren Masse möglicherweise dem Strömungsfeld nicht in gleicher Weise wie die PIV-Partikel folgen konnten, wurden Bereiche mit Flüssigbrennstoffbeladung von der Auswertung ausgenommen. Bei Messungen der reagierenden Strömung wurden wieder Bandpassfilter für die Laserwellenlänge verwendet, um den Einfluss des Flammenleuchtens zu reduzieren.

Die Aufnahmen wurden zunächst vorbearbeitet, bevor sie mit einem kommerziellen PIV-Algorithmus (*LaVision DaVis 8.1.-8.3.*) ausgewertet wurden. Die Vorbereitung beinhaltete eine Reduktion des Hintergrundleuchtens durch Abzug eines gleitenden Minimums und eine Normierung des Partikelleuchtens. Die anschließende Vektorberechnung erfolgte in mehreren Durchgängen mit einem anfänglichen Analysefenster von 64×64 Pixel und einer finalen Fenstergröße von 32×32 Pixel. Dies entsprach im vertikalen Schnitt einer Vektorauflösung von ca. $0,3 \text{ mm} \times 0,3 \text{ mm}$ für den Düsennahbereich und von ca. $1,6 \text{ mm} \times 1,6 \text{ mm}$ für die restlichen Brennkammerbereiche und im horizontalen Schnitt einer Auflösung von ca. $0,8 \text{ mm} \times 0,8 \text{ mm}$. Die Analysefenster wurden kreisförmig gewichtet und es bestand eine Überlappung von 50 %.[130]

Die Genauigkeit von PIV-Messungen wird durch eine Vielzahl an Faktoren beeinflusst [131], deren Auswirkungen teilweise schwer quantifizierbar sind. Für zweidimensionale PIV-Messungen mit nur einer Kamera existiert ein möglicher perspektivischer Fehler der Abbildung. Da in dieser Arbeit jedoch größtenteils Stereokonfigurationen mit zwei Kameras verwendet wurden, konnte diese Fehlerquelle eliminiert werden. Die Bestimmung der Korrelationsmaxima mit dem verwendeten PIV-Algorithmus unterlag einer bestmöglichen Genauigkeit von 0,1 Pixel. Dies entsprach einem statistischen Fehler der Einzelmessungen von $0,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für den Bereich A, $1,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für den Bereich B und $2,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ für die horizontalen Aufnahmen. Für die

Berechnung mittlerer Geschwindigkeiten reduzierte sich der Fehler jedoch mit zunehmender Anzahl an Aufnahmen. Ein weiterer wichtiger Aspekt war die Fähigkeit der Partikel, der Strömung zu folgen. Zur Beurteilung wurde die Stokes-Zahl im Bereich des Düsenaustritts mittels der Partikelrelaxationszeit [132, S. 14] und einer angenommenen turbulenten Zeitskala zu $St \approx 0,15$ abgeschätzt. Der Wert war damit kleiner als 1. Dies ließ auf eine ausreichende Fähigkeit der Partikel, der Strömung zu folgen, schließen [133]. Insbesondere in großer Nähe zum Düsenaustritt bestand jedoch die Möglichkeit, dass die dort besonders hohen Geschwindigkeiten nicht vollständig abgebildet wurden.

4.2 Wandtemperaturen

Die Temperaturen der Brennerstirnplatte und der Innenseite der Brennkammerscheiben wurden mit dem Verfahren der Phosphorthermometrie gemessen. Dazu wurden die zu messenden Oberflächen mit einer Phosphorschicht versehen, die Messorte mit einem gepulsten Laserstrahl im ultravioletten Wellenlängenbereich beleuchtet und die Abklingzeit der Phosphoreszenz bestimmt. Ziel war es, Randbedingungen für numerische Simulationen von Kerosin Jet A-1 zu messen. Der Brennstoffeinfluss auf die Wandtemperatur war nicht Gegenstand der Untersuchungen.

Je nach Messort und erwarteten Temperaturen kamen zwei unterschiedliche Phosphore (Mg₄FGeO₆:Mn (SV067) von *Osram* und YAG:Tb von *Leuchtstoffwerk*) zum Einsatz, die wiederum mit zwei unterschiedlichen Bindern (HPC und LRC Binder von *ZYP Coatings*) vermischt und auf die Oberflächen aufgetragen wurden. Es wurden jeweils Konzentrationen von 0,1 g Phosphor auf 1 ml Binder verwendet. Die Mischungen wurden je nach Zugänglichkeit mit einem Airbrush-System (*Badger 100*, Düse L) oder einem Pinsel aufgetragen. Daraus resultierten Schichtdicken von ca. 10 µm-20 µm.

Zur Anregung wurde ein Nd:YAG-Laser (*InnoLas Spitlight 600*) mit einer Pulswiederholrate von 15 Hz verwendet. Der Laserstrahl mit einem Durchmesser von 1,5 mm wurde mit einer Reihe an Spiegeln in die Brennkammer geführt. Der Messort wurde durch Bewegen des Brenners mit Hilfe des Traversierungssystems verändert. Die Anregung von SV067 erfolgte durch Frequenzverdreifung bei 355 nm mit einer Pulsenergie von 0,3 mJ und die Anregung von YAG:Tb durch zweimalige Frequenzverdopplung bei 266 nm mit einer Pulsenergie von 1,6 mJ.

Die Detektion der Phosphoreszenz erfolgte über eine Sammeloptik mit einem Photomultiplier in einem Winkel von 45° von oben auf die Brennkammerwand und -stirnplatte. Für die Detektion des SV067-Signals wurde ein Bandpassfilter für 660 nm mit einer Filterbreite von 10 nm und für die Detektion des YAG:Tb-Signals ein Bandpassfilter für 543 nm mit einer Fil-

terbreite von 10 nm verwendet. Das Signal wurde mit einem Oszilloskop (*Agilent DSO7034B*, 350 MHz, 50 Ω Abschlusswiderstand) aufgezeichnet und auf einen Personalcomputer übertragen. Die Datenspeicherung und Auswertung erfolgte mit einem *LabView*-Programm.

Für die Auswertung der Daten wurde eine monoexponentielle Kurve an den Abklingverlauf angepasst. Dazu wurde die von Brübach et al. [134] beschriebene Methode verwendet, um pro Messort 150 Einzelmessungen anzupassen und daraus den Mittelwert der Abklingzeiten zu berechnen. Aus diesem wurde dann die Temperatur ermittelt. Dazu wurde eine Kalibration in einem elektrischen Ofen mit optischen Zugang durchgeführt. Dabei wurden die gleichen Einstellungen für Laser und Detektion wie im Experiment verwendet. Der Ofen wurde zunächst auf die maximal zu kalibrierende Temperatur geheizt und dann langsam abgekühlt. Der Messfehler wurde für ähnliche Konfigurationen auf $\pm 2\%$ geschätzt. Der Aufbau, der Betrieb des Messsystems und die Auswertung erfolgten durch Dr. Patrick Nau (DLR).

4.3 Flammenleuchten

Das Flammenleuchten im sichtbaren Spektralbereich wurde mittels einer CCD-Fotokamera (*Canon EOS 500D*) mit einem Objektiv mit einer Brennweite von 18 mm-200 mm (*Canon EFS*) aufgenommen. Belichtungszeit, ISO-Empfindlichkeit und Blendeneinstellung wurden für alle Aufnahmen konstant gehalten (1/100 s, ISO1600, f/4,5). Mit den Aufnahmen konnte ein erster Eindruck der Form, Lage und Größe der Flamme gewonnen, sowie die Rußneigung beurteilt werden. Ziel der Untersuchungen war es außerdem, den Einfluss von Brennstoffen auf diese Größen zu beurteilen. Die Beschreibung des Versuchs ist weitgehend aus der Veröffentlichung von Grohmann et al. [128] entnommen.

Zur genaueren Analyse der Flammen wurde das Chemolumineszenzsignal des elektronisch angeregten CH-Radikals mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (*LaVision Imager Intense* mit *LaVision IRO*) aufgezeichnet (siehe Abbildung 4.3.1). Zur Abbildung wurde ein telezentrisches Objektiv (*Sill Optics Correctal TD160/0,095*) mit einem Frontlinsendurchmesser von 160 mm verwendet. Dadurch konnten die Flammen vollständig und ohne perspektivische Verzerrung auf einem Sichtfeld von 80 mm \times 70 mm abgebildet werden. Der Kamerachip hatte eine Auflösung von 1376 \times 1040 Pixel und einen Dynamikbereich von 12 bit. Um Vergleichbarkeit zwischen den Brennstoffen herzustellen, wurde für alle Messungen eine konstante Verstärkung und Belichtungsdauer des Bildverstärkers eingestellt. Zur Beurteilung der Wiederholbarkeit wurde der erste Brennstoff am Ende der Messkampagne erneut vermessen. Das Signal wurde mit einer Aufnahmezeit von 5 Hz aufgezeichnet.

Zwischen Objektiv und Kamera befand sich ein Bandpassinterferenzfilter mit einer Transmission von $> 45\%$ bei 430 nm und einer Halbwertsbreite von 10 nm. Für jeden Brenn-

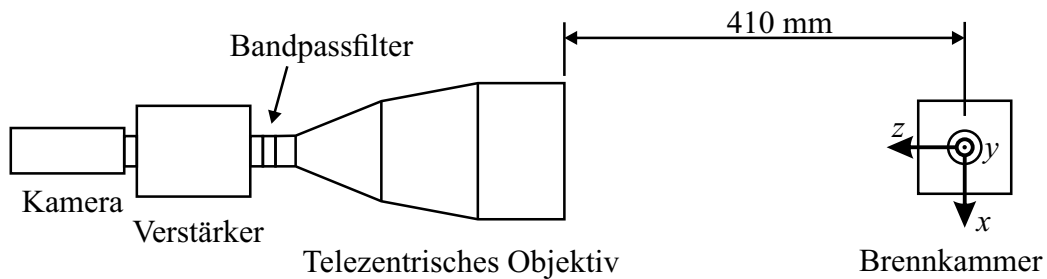


Abbildung 4.3.1: Skizze des Aufbaus zur Chemolumineszenzmessung.

stoff wurden 1000 Einzelbilder bei ausgewählten Bedingungen aufgenommen und gemittelt. Von den gemittelten Aufnahmen wurde ein gemitteltetes Hintergrundbild abgezogen, das ohne Flamme und Spray aufgenommen wurde. Zur Korrektur von optischen Strukturen, die bei der Verwendung von Bildverstärkern typisch sind, wurden die Bilder noch mit einem Weißlichtbild korrigiert. Mittels einer Kalibrierungsaufnahme wurde von Kamerakoordinaten in Laborkoordinaten umgerechnet.

Die Abbildung konnte als Integration des Signals entlang der Sichtlinie aufgefasst werden. Unter der Annahme, dass die Flamme achsensymmetrisch war, ließ sich mit Hilfe einer inversen Abel-Transformation die Signalverteilung in der Brennermittelebene berechnen. In dieser Arbeit kam das von Pretzler entwickelte Verfahren [135], das von Killer [136] in eine *MathWorks Matlab*-Routine implementiert wurde, zum Einsatz. Dieses Verfahren wurde auf alle Messungen angewandt.

Die Messgenauigkeit der Flammenform, -lage und -größe wurde durch zwei Hauptfaktoren beeinflusst. Der erste betraf die Umwandlung von Pixel in Ortskoordinaten mit Hilfe eines Punktemusters (Target #05, *LaVision*). Die Lage des Nullpunkts wurde anhand des auf den Bildern erkennbaren Düsenaustritts eingestellt. Die Genauigkeit wurde auf jeweils $\pm 0,5$ mm in x - und y -Richtung geschätzt. Als zweiter Parameter lassen sich mögliche Schwankungen der Sensitivität der Kamera oder des Bildverstärkers nennen. Um die Wiederholbarkeit der Messungen zu beurteilen, wurde die Messung des ersten Brennstoffs am letzten Tag der Messkampagne wiederholt.

4.4 Magere Verlöschgrenzen

Für diese Arbeit wurden die mageren Verlöschgrenzen durch schrittweises Verringern des Brennstoffmassenstroms unter Beibehaltung des Luftmassenstroms bestimmt. Die Luft- und Brennstoffvorwärmtemperaturen wurden durch manuelles Nachregeln der Heizleistung des Lufterhitzers, bzw. der Kühlleistung der Wasserkühlung, soweit wie möglich konstant gehalten.

ten. Wie bei der Charakterisierung von Flugtriebwerksbrennkammern üblich (siehe Abschnitt 2.2.1, Abbildung 2.2.1), wurden die Messungen für unterschiedliche Luftmassenströme durchgeführt. Ziel der Untersuchungen war es insbesondere den Brennstoffeinfluss zu verstehen. Die Beschreibung des Versuchs ist weitgehend aus den Veröffentlichungen von Grohmann et al. [130, 137, 138] entnommen.

Zunächst wurde der Brenner thermisch stabilisiert, indem eine magere Flamme mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,6$ betrieben wurde bis die Luft- und Brennstofftemperatur ihre Sollwerte erreicht hatten. Anschließend wurde der Brennstoffmassenstrom bis zu einem Wert von $80 \frac{\text{g}}{\text{h}}$ über der erwarteten Verlöschgrenze reduziert. Von dort wurde der Brennstoffmassenstrom mit einer konstanten Rate von $0,5 \frac{\text{g}}{\text{hs}}$ automatisch reduziert, bis die Flamme endgültig verlösch. Je nach eingestelltem Luftmassenstrom bedeutete die konstante Reduktionsrate im Brennstoffmassenstrom eine Reduktionsrate im Äquivalenzverhältnis von $0,001 \frac{1}{\text{s}}$ bis $0,0001 \frac{1}{\text{s}}$. Das vollständige Verlöschen wurde mit dem Auge detektiert und der zu diesem Zeitpunkt herrschende Brennstoffmassenstrom notiert. Wenn es vorher zu kurzzeitigem Verlöschen mit Wiederezünden kam, wurde der Brennstoffmassenstrom notiert, bei dem die Flamme vollständig verlösch. Die Prozedur wurde für jeden Luftmassenstrom dreimal wiederholt. Der Ablauf war für alle untersuchten Brennstoffe gleich.

Es gab eine Reihe an möglichen Fehlerquellen bei der Bestimmung der mageren Verlöschgrenzen. Die absolute Genauigkeit wurde vor allem durch die Genauigkeit der Durchflussmesser (siehe Kapitel 3.2) beeinflusst. Da das Augenmerk dieser Arbeit aber vor allem auf Unterschieden zwischen verschiedenen Brennstoffen liegt, war die relative Genauigkeit der Ergebnisse von größerer Bedeutung. Weil die Versuche an aufeinanderfolgenden Tagen innerhalb eines kurzen Zeitraums durchgeführt wurden, kann der relative Fehler der Durchflussmesser zwischen verschiedenen Brennstoffen als gering eingeschätzt werden. Zur besseren Einschätzung der Wiederholbarkeit wurden bei einer Nachfolgemessung etwa ein Jahr nach der ersten Messung zwei der untersuchten Brennstoffe erneut vermessen. Die Erkenntnisse werden im Kapitel 5.2.4 diskutiert.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle war das manuelle Ablesen des Brennstoffdurchsatzes zum Zeitpunkt des Verlöschens der Flamme. Auch der Einfluss dieser Fehlerquelle kann als vernachlässigbar eingeschätzt werden, da die Brennstoffreduktionsrate mit $0,5 \frac{\text{g}}{\text{hs}}$ klein genug war, um den Istwert beim Verlöschen in Ruhe abzulesen.

In Kapitel 2.2.1 wurden mögliche Einflussgrößen auf die magere Verlöschgrenze genannt (Brennstofftemperatur, Lufttemperatur, Druck, Luftmassenstrom, Geometrien, thermischer Brennerzustand). Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse hängt im Allgemeinen maßgeblich von der Konstanz der jeweils nicht variierten Größen ab.

Die Eintrittstemperaturen der Medien Brennstoff und Luft wurden gemessen und geregelt,

sodass hier nur geringe Fehler zu erwarten waren. Da die Messungen unter atmosphärischen Druckbedingungen stattfanden, unterlagen sie den natürlichen Schwankungen des atmosphärischen Luftdrucks. Während einer typischen Messserie dieser Arbeit kam es zu einer auf das Minimum bezogenen Luftdruckschwankung von +2%, was eine entsprechenden Schwankung des Volumenstroms und damit der Luftgeschwindigkeiten bedeutete.

Der Einfluss der Düsen- oder Brennkammergeometrie wurde in dieser Arbeit nicht untersucht, die Geometrie war daher konstant. Der thermische Zustand des Brenners wurde während der Bestimmung der Verlöschgrenzen zunächst nicht erfasst. Wie bereits erwähnt, war das Untersuchungsziel, die relativen Unterschiede zwischen den Brennstoffen zu beurteilen. Da der Messablauf von Brennstoff zu Brennstoff nicht verändert wurde und insbesondere die Stabilisierungszeiten in den gleichen Größenordnungen lagen, kann von einem vernachlässigbaren Einfluss des thermischen Brennerzustands auf die brennstoffrelative Genauigkeit der mageren Verlöschgrenzen ausgegangen werden. In Nachmessungen an in dieser Arbeit nicht vorgestellten Brennstoffen mit zusätzlicher Instrumentierung zur Bestimmung der Brennkammertemperaturen konnte außerdem gezeigt werden, dass bei der praktizierten Methode nur geringe Unterschiede der Wandtemperaturen zu erwarten sind.

4.5 Abgasemissionen

Die volumenbezogenen Konzentrationen der Abgasemissionen der verschiedenen Brennstoffe wurden mit Hilfe eines kommerziellen Emissionsmessgeräts (*IMR 2000*) bestimmt. Die Beschreibung des Versuchs ist weitgehend aus der Veröffentlichung von Grohmann et al. [128] entnommen. Mittels elektrochemischer Sensoren wurden die Konzentrationen von Kohlenstoffmonoxid (CO), Stickstoffmonoxid (NO), Stickstoffdioxid (N₂O) und Sauerstoff (O₂) gemessen. NO und NO₂ werden hier zu NO_x zusammengefasst.

Zu Beginn der Messkampagne wurde das Gerät vom Hersteller kalibriert. Nach jedem Brennstoffwechsel wurde das Messgerät gespült und mit Umgebungsluft erneut kalibriert. Die Entnahme der Abgasprobe erfolgte kontinuierlich am Brennkammeraustritt mittels einer für diesen Zweck gefertigten Abgassonde aus nichtrostendem Stahl. Die Sonde wurde mit Luft gekühlt und ihre Wandtemperatur wurde manuell auf 145 ± 5 °C geregelt. Dies diente dem Schutz der Sonde vor zu hohen Temperaturen und verhinderte gleichzeitig die Kondensation von Wasser. Die Unterkante der Abgassonde wurde im Abstand von 4 mm vom Abgasrohrende der Brennkammer installiert, wie in Abbildung 3.2.1 angedeutet. Es wurden drei radiale Entnahmepositionen getestet ($x = 0$ mm, 8 mm und 16 mm).

Mittels einer in dem Emissionsmessgerät eingebauten Saugpumpe wurde die Abgasprobe durch einen elektrisch beheizten Schlauch zum Emissionsmessgerät transportiert. Der

Schlauch hatte eine Länge von ca. 1,5 m und wurde auf eine Temperatur von 140 °C geheizt. Vor Beginn der Versuchsreihe wurde der Schlauch zwei Stunden mit heißer Luft gespült, um eventuell vorhandene Rückstände zu entfernen. Die vom Hersteller des Emissionsmessgeräts angegebene Saugleistung betrug $120 \frac{1}{h}$. Damit war die theoretische Aufenthaltszeit der Abgasprobe im Schlauch weniger als eine Sekunde. Um das Wasser aus dem Abgas zu entfernen, wurde es durch eine Messgasaufbereitungsanlage geleitet, bevor es in das Messgerät strömte.

Die Messungen fanden bei konstantem Luftmassenstrom und unterschiedlichen Äquivalenzverhältnissen statt. Der Brenner wurde thermisch stabilisiert, indem er bei jeder Betriebsbedingung ca. vier Minuten betrieben wurde bis die Abgaswerte sich nicht mehr veränderten. Danach wurde die Messung durchgeführt. Der Brenner konnte mittels der Traverse unter die Abgassonde gefahren werden.

Die vom Hersteller angegebene Genauigkeit für den Sauerstoffsensor lag bei $\pm 0,2\%$ des Messwerts. Die Genauigkeit für die anderen Sensoren lag laut Herstellerdatenblatt bei $\pm 2\%$ vom Messbereichsende. Sie wurde vom Hersteller für den Bereich von 0 ppm-200 ppm auf ± 2 ppm angegeben. Die Ansprechzeit der Sensoren lag bei < 40 s. Die angegebene Reproduzierbarkeit aller Sensoren lag bei 1% vom Messbereichsende. Zur Beurteilung der Wiederholbarkeit wurde der erste Brennstoff am Ende der Messkampagne erneut vermessen.

Neben den vom Hersteller angegebenen Messgenauigkeiten und den in Kapitel 3 erwähnten Ungenauigkeiten bei der Einstellung der Massenströme, können folgende zusätzliche Fehlerquellen die Genauigkeit der Abgasmessungen beeinflussen: Undichtigkeiten auf dem Weg von der Abgasentnahmesonde zum Messgerät, die Ansaugung von Umgebungsluft von der Abgassonde, eine falsche Kalibrierung der Messsensoren oder die Messung nach ungewollter Sättigung der Sensoren ohne ausreichende Erholung. Um die Wiederholbarkeit der Messungen und die relative Genauigkeit besser beurteilen zu können, wurde nach Abschluss der Messungen aller Brennstoffe der erste Brennstoff erneut vermessen.

4.6 Sprayverteilung

Zur Bestimmung der Verteilung der Flüssigphase in der Brennkammer wurde das Brennstoffspray mittels eines aufgeweiteten Laserstrahls beleuchtet und das an den Tropfen gestreute Licht mit einer Kamera aufgenommen. Der optische Aufbau zur Strahlführung und der verwendete Laser waren identisch mit denen, die für die Messung des vertikalen Geschwindigkeitsfelds verwendet wurden (Abbildung 4.1.1). Ähnlich wie bei der Geschwindigkeitsmessung wurde auch bei dieser Messung ein weiterer horizontaler Lichtschnitt verwendet, um die Sprayverteilung in parallel zur Brennerstirnplatte liegenden Ebenen zu beurteilen. Die Laserenergie wurde mittels Neutraldichtfiltern auf unter 1% der Maximalenergie abgeschwächt,

um eine Sättigung des Kamerasensors zu vermeiden.

Zur Detektion des an den Brennstofftröpfchen elastisch gestreuten Lichts des vertikalen Schnitts wurde eine CCD-Kamera (*LaVision Imager Intense*) mit einer Auflösung von 1376×1040 Pixel und einem Dynamikbereich von 12 bit eingesetzt, wie in Abbildung 4.6.1(a) skizziert. Zur Abbildung wurde ein Objektiv (*Nikon*) mit einer Brennweite von 50 mm und einem 532 nm-Bandpassfilter mit einer Filterbreite von 10 nm eingesetzt. Es wurde ein Bereich von $80 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ untersucht (vgl. Abbildung 4.0.1). Um Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Brennstoffen herzustellen, wurde die Blendenöffnung ($f/1,4$) und die Laserabschwächung für alle Messungen konstant gehalten. Für jeden Brennstoff wurden 6000 Einzelaufnahmen mit einer Aufnahme­rate von 5 Hz aufgenommen.

Für die horizontalen Aufnahmen wurden zwei Kameras (*LaVision Imager sCMOS*) mit einer Maximalauflösung von 2560×2560 Pixel und einem Dynamikbereich von 16 bit verwendet. Es wurden zwei gleiche Objektive und Filter wie bei dem vertikalen Schnitt verwendet. Die optischen Achsen der Kameras befanden sich in einem Winkel von ca. 85° zueinander (siehe Abbildung 4.6.1(b)). Um Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Brennstoffen herzustellen, wurde die Blendenöffnung ($f/2,8$) und die Laserabschwächung für alle Messungen konstant gehalten. Es wurden 6000 Einzelaufnahmen mit einer Aufnahme­rate von 5 Hz aufgenommen.

Zur Auswertung wurde von den Rohbildern zunächst der Hintergrund in Form des Mittelwerts von 500 Aufnahmen ohne Tropfenbeladung und mit eingeschaltetem Laser subtrahiert. Anschließend wurden eventuelle negative Intensitätswerte auf null gesetzt. Der Hintergrund wurde für jeden Betriebstag erneut gemessen. Im nächsten Schritt wurden die Aufnahmen binärisiert. Dazu wurde ein gemeinsamer konstanter Schwellwert von ca. 2% der Maximalintensität festgelegt, sodass Bereiche mit vorhandener Flüssigphase hinterher den Intensitätswert 1 und Bereiche ohne Flüssigphase den Intensitätswert 0 besaßen. Anschließend wurde der arithmetische Mittelwert der Einzelaufnahmen gebildet und von Kamerakoordinaten in

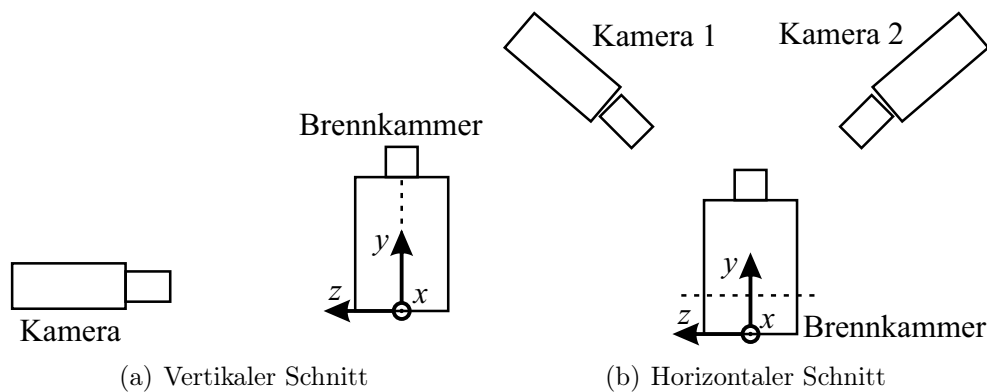


Abbildung 4.6.1: Skizzen der Kamerapositionen für die Messung der Sprayverteilungen.

Laborkoordinaten umgerechnet. Das Ergebnis kann als eine Art Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Tröpfchen an einer bestimmten Position in der Brennkammer aufgefasst werden.

Eine Reihe möglicher Fehlerquellen bei der Quantifizierung dieser Flüssigphasenbeladung wird nachfolgend diskutiert.

Die Erkennung von Tropfen über einen Schwellwert war von der Beleuchtungsintensität abhängig. Da die Laserenergie vom Radius des Strahls abhängt, war auch die Intensität des Lichtschnitts nicht konstant. Der Einfluss wurde reduziert, indem das obere und untere Ende des Lichtschnitts mit einer Blende entfernt wurden und nur der Anteil hoher Intensität eines typischen Laserstrahlprofils in die Brennkammer geleitet wurde. Ein höhenabhängiger Intensitätsverlauf war jedoch bei den vertikalen Lichtschnitten nicht auszuschließen. Die Laserenergie kann außerdem von Puls zu Puls und über längere Zeit variieren.

Für den verwendeten Lasertyp kann jedoch davon ausgegangen werden, dass weder das Profil, noch die Laserenergie über den Zeitraum der Messkampagne großen Änderungen unterworfen waren. Ein relativer Vergleich der verschiedenen Brennstoffe an einem konstantem Ort in der Brennkammer ist daher zulässig. Für die Messungen der horizontalen Sprayverteilung mit dem Ziel einer Symmetriebewertung war jedoch eine Intensitätskorrektur erforderlich, die das Intensitätsprofil des Lasers berücksichtigte. Dies wurde mit Hilfe einer Küvette mit in Ethanol gelöstem Farbstoff, der bei der verwendeten Laserwellenlänge zur Fluoreszenz angeregt wurde, realisiert. Da die Fluoreszenzintensität proportional zur Laserenergie war, konnten die Aufnahmen anschließend durch einfache Division mit dem gemessenen Profil korrigiert werden.

Als weiterer Effekt lässt sich die Abschwächung des Lasers in Strahlrichtung, zum Beispiel durch die gewünschte Streuung an den Brennstofftropfen nennen. Dadurch konnte es zu einer Unterschätzung der Brennstoffbeladung auf der dem Lasereintritt abgelegenen Seite kommen. Da die Auswertung der Beladungen vor allem in Abständen von der Brennkammerintrittsebene mit sehr niedriger Tropfendichte erfolgte, wird der Effekt als vernachlässigbar eingeschätzt.

Eine weitere Fehlerquelle betraf die erwähnte Hintergrundkorrektur. Durch die zufällige Verteilung des Sprays in der Brennkammer und die resultierende variierende Streuung des Laserlichts variierte die Beleuchtung des Hintergrunds von Aufnahme zu Aufnahme. Dadurch war die Hintergrundkorrektur nicht bei jeder Aufnahme gleich effektiv. Da Brennstoffe mit hoher Tropfenbeladung auch mehr Streuflächen und damit hellere Hintergründe lieferten, könnte die Flüssigbeladung dieser Brennstoffe tendenziell überschätzt worden sein.

Auch die Wahl des Schwellwerts hat Auswirkungen auf die absoluten Beträge der Flüssigbeladung. Ein zu kleiner Schwellwert kann zu einer Interpretation des Hintergrundrauschens als Flüssigphase führen. Ein zu großer Schwellwert kann zum Ausschließen von kleinen Tropfen

führen. Es gab daher eine unbekannte kleinste ausgewertete Tropfengröße. Da der Schwellwert jedoch für alle Brennstoffe konstant gehalten wurde, lässt sich der entsprechende Fehler bezüglich Brennstoff-relativer Aussagen als vernachlässigbar einschätzen. Die Methode der Binärisierung mittels Schwellwert minimierte außerdem den Einfluss des Brechungsindex des verwendeten Brennstoffs, der zu brennstoffabhängiger Streulichtintensität führen konnte.

Es lässt sich schließen, dass die Messungen der Sprayverteilung einem erhöhten, unbekanntem absolutem Fehler unterlagen. Sie sind daher nicht geeignet, Spraycharakteristika oder Volumenströme quantitativ zu bestimmen. Mit dem Ziel einen Brennstoffvergleich zu ermöglichen, wurde jedoch vor allem Wert auf die relative Genauigkeit gelegt. Um diese zu quantifizieren wurde der erste Brennstoff am Ende der Messkampagne erneut vermessen. Außerdem wurde eine Konvergenzanalyse zur Beurteilung der nötigen Anzahl an Einzelaufnahmen durchgeführt.

4.7 Tropfengrößen und -geschwindigkeiten

Die Durchmesser und alle drei Geschwindigkeitskomponenten der Brennstofftropfen wurden mittels PDI und LDA gemessen. Dazu wurde ein kommerziell erhältliches 3D-System (*Artium Technologies Inc. PDI-300 MD*) verwendet. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.7.1 in einer Ansicht von oben dargestellt. Teile der Versuchsbeschreibung sind aus den Veröffentlichungen von Grohmann et al. [137, 138] entnommen. Er bestand aus zwei Sendeeinheiten (Transmitter 1, Transmitter 2) mit Sammellinsen mit Brennweiten von 350 mm, die drei Laserstrahlenpaare erzeugten. Es handelte sich um Festkörperlaser, die von Diodenlasern gepumpt wurden und im Dauerstrichbetrieb liefen. Für die Messung der Axialgeschwindigkeit und der Durchmesser wurde eine Wellenlänge von 532 nm bei einer Energie von 200 mW verwendet. Für die Messung der Radial- und der Umfangsgeschwindigkeitskomponenten wurden Wellenlängen von 491 nm und 561 nm bei jeweils 90 mW verwendet. Die Frequenz jeweils einer der beiden Strahlen jedes Paares wurde mit einer Bragg-Zelle um jeweils 40 MHz, 45 MHz und 40 MHz verschoben, zur Messung kleiner und negativer Geschwindigkeiten.

Das an den Brennstofftropfen gestreute Licht wurde von einer Empfängereinheit (Brennweite der Sammellinse 350 mm) mit Hilfe von drei Photomultipliern detektiert (Kanal 1-3). Es wurde eine Seitwärtsstreuungskonfiguration verwendet und auf diese Weise von den Tropfen gebrochenes Licht gemessen, da diese Konfiguration höhere Signalintensitäten im Vergleich zu einer Rückwärtsstreuungskonfiguration, besonders für kleine Tropfen, versprach [88, S. 117]. Die Messung von gebrochenem Licht machte die Kenntnis der Brechungsindizes der verwendeten Treibstoffe erforderlich. Sie wurden mit einem Abbe-Refraktometer bei Raumtemperatur gemessen und sind im Anhang A.2 aufgeführt.

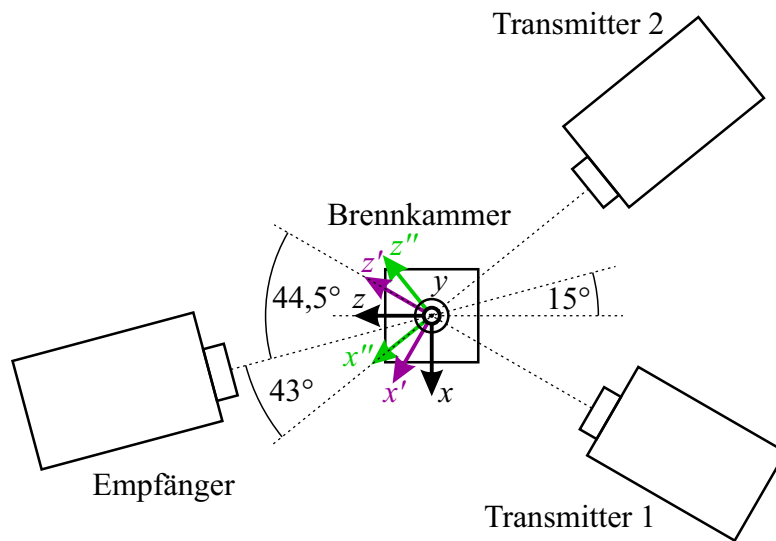


Abbildung 4.7.1: Skizze des Aufbaus zur Messung der Tropfencharakteristika.

Die optischen Achsen der Sendeeinheiten befanden sich in der gleichen horizontalen Ebene wie die optische Achse der Empfangseinheit. Letztere war aber um jeweils $44,5^\circ$, bzw. 43° von den Achsen der Sendeeinheiten verdreht („off-axis angles“). Die Achse der Empfangseinheit war gleichzeitig um einen Winkel von 15° von der z -Achse der Brennkammer verdreht. Diese Konfiguration erlaubte es, das Spray entlang der negativen x -Achse vollständig zu vermessen, ohne Störungen der Strahlverläufe durch die Brennkammerpfosten. Die Wahl des Streuwinkels für die Durchmesserbestimmung ($44,5^\circ$) war daher ein Kompromiss aus optischer Zugänglichkeit und dem idealen Winkel für die Verwendung gebrochenen Lichts erster Ordnung (Brewster-Winkel, siehe Abschnitt 4.7). Dieser lag für die untersuchten Brennstoffe zwischen 67° und 73° . Die Laserstrahlen der Sendeeinheiten waren gegenüber der Ebene der optischen Achsen von Sendeeinheiten parallel polarisiert.

Die Messung der axialen Geschwindigkeitskomponente v_y erfolgte direkt im Brennerkoordinatensystem $\{x, y, z\}$. Bedingt durch die Ausrichtung der optischen Achsen der zwei Transmitter erfolgte die Messung der radialen Geschwindigkeitskomponente v_x und der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung v_z mittels zwei weiterer Koordinatensysteme $\{x', y', z'\}$ und $\{x'', y'', z''\}$. Direkt gemessen wurden dabei $v_{x'}$ und $v_{z''}$. Die Umrechnung in Brennerkoordinaten erfolgte mittels einer Koordinatentransformation, die in Anhang A.4 beschrieben ist.

Die optische Konfiguration führte zu einer Strahltaile im Messvolumen von ca. $150\ \mu\text{m}$ - $180\ \mu\text{m}$, je nach Wellenlänge. Das Messsystem erlaubte die Auswahl der Größe einer Schlitzeblende, die die räumliche Auflösung in Strahlrichtung bestimmte. Sie wurde in der Regel auf $500\ \mu\text{m}$ und in Gegenden mit sehr hoher Spraydichte auf $250\ \mu\text{m}$ eingestellt. Mit dieser Konfiguration war es theoretisch möglich, Tropfengrößen im Bereich von $0,7\ \mu\text{m}$ - $100\ \mu\text{m}$ zu

messen. Die Verstärkerspannungen der Photomultiplier der Empfangseinheit wurden jeweils individuell an die lokalen Messbedingungen angepasst. Dabei sollte die Signalstärke so hoch wie möglich sein, um möglichst viele der kleinen Tropfen zu erfassen, ohne dass es zur Sättigung der Photomultiplier kam. Es ist jedoch anzumerken, dass bei Tropfengrößenmessungen mit dem PDI-Verfahren typischerweise ein maximaler Dynamikbereich von 50 : 1 erreicht wird [94].

Der Brenner wurde mit Hilfe des Traversierungssystems verfahren, um Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsprofile an zwei Abständen von der Brennkammereintrittsebene zu messen. Die Ausrichtung der Laserstrahlen auf die Brennermitte erfolgte mittels einer Lochblende und eines spitzen Kegeleinsatzes. An jedem Messort wurden mindestens 5000 Einzeltropfen gemessen, die von allen drei Geschwindigkeitskanälen gleichzeitig detektiert wurden. Da bei dieser Form der koinzidenten Messung die Datenrate deutlich absinkt, konnten währenddessen 15.000 – 35.000 Einzeltropfen am Kanal 1 (Axialgeschwindigkeit und Tropfengröße) gemessen werden. Für die Berechnung der mittleren Durchmesser wurden alle gemessenen Tropfengrößen verwendet, um eine hohe statistische Qualität zu erreichen. Für die Berechnung von Geschwindigkeitsstatistiken wurden nur die koinzidenten Ereignisse verwendet, um die Koordinatentransformationen auf Einzelmessungen anzuwenden.

Die gemessenen Signale jedes Kanals wurden an jeweils einen Prozessor zur Signalverarbeitung gesendet. Dieser bestimmte die Phasendifferenz und damit den Tropfendurchmesser und mittels einer schnellen Fouriertransformation die Frequenz des Dopplersignals und damit die Tropfengeschwindigkeit. Die Ansteuerung des Messsystems und die erste Auswertung der Daten erfolgten mit der zugehörigen kommerziellen Software *Artium AIMS 4.5*. Anschließend fand eine Nachbearbeitung der Daten mittels *Matlab* statt. Damit wurden die Koordinatentransformationen durchgeführt und ausgewählte Durchmesser kennzahlen berechnet.

Wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, gibt es eine Reihe an Messunsicherheiten bei den verwendeten Verfahren und die Messfehler lassen sich nur schwer quantifizieren. Der Hersteller des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Systems geht von typischen Messfehlern von 0,5 %-2 % des Messbereichs für die Bestimmung der Durchmesser und weniger als 0,1 % des Messbereichs für die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten aus [94].

Zusätzlich wurde mit der Abhängigkeit der Phasen-Durchmesserbeziehung vom Brechungsindex bei der hier verwendeten optischen Konfiguration eine weitere Fehlerquelle detailliert analysiert, die insbesondere bei der Anwendung der Messtechnik in Heißgasumgebungen eine Rolle spielt. Durch Aufheizung der Tropfen kommt es zu einer Veränderung des Brechungsindex, die zum Zeitpunkt der Messung im Allgemeinen nicht bekannt ist. Behrendt et al. [95] zitieren zwei Ansätze, um den resultierenden Fehler zu minimieren. Während Schneider und Hirlemann [139] empfehlen, den anfänglichen Brechungsindex bei der Tropfenstarttempera-

tur zu verwenden, schlagen Kneer et al. [140] vor, den Mittelwert aus den Brechungsindizes bei der Anfangstemperatur und bei der Endtemperatur zu verwenden [95]. In dieser Arbeit wurde der Brechungsindex bei Raumtemperatur und damit in etwa die erstgenannte Methode verwendet. Eine genaue Analyse des Einflusses auf die hier gemessenen Tropfengrößen findet sich in Anhang A.2.

Eine weitere Fehlerquelle betraf die Genauigkeit der Bestimmung des Messorts. Die Reproduzierbarkeit der Traversenposition wurde mittels einer Messuhr auf $\pm 50 \mu\text{m}$ ermittelt. Die Genauigkeit bei der Positionierung des Messvolumens in der Brennkammer wurde auf $400 \mu\text{m}$ anhand der Stärke der verwendeten Kegelspitze geschätzt.

Für die Interpretation von Brennstoffeinflüssen kam dem statistischen Fehler, bzw. der Wiederholbarkeit der Messungen eine hohe Bedeutung zu. Aus diesem Grund wurde der zuerst vermessene Brennstoff am Ende der Messkampagne erneut vermessen.

4.8 Gasphasentemperaturprofile

Zur Messung der Gasphasentemperatur mittels kohärenter anti-Stokes Raman Spektroskopie am N_2 -Molekül wurden zwei Farbstofflaser (*Sirah Double Dye PrecisionScan*) verwendet, die mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (*Quanta Ray Pro 290*) mit einer Pulswiederholrate von 10 Hz bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von ca. 8 ns gepumpt wurden. Die Beschreibung des Versuchsaufbaus stammt größtenteils aus der Veröffentlichung von Cantu et al. [141]. Der Aufbau ist in Abbildung 4.8.1 dargestellt. Der Aufbau, der Betrieb des Messsystems und die Auswertung erfolgten in Zusammenarbeit mit Dr. Luca Cantu (DLR).

Der erste Farbstofflaser erzeugte zwei schmalbandige gelbe Strahlen bei $\lambda_{P,M} = 591 \text{ nm}$ mit typischen Pulsenergien von jeweils 29 mJ (Farbstoff *Kiton red* in Ethanol) als Pump- und als Messstrahl. Der zweite Farbstofflaser erzeugte einen breitbandigen roten Strahl mit einer Maximalenergie von typischerweise 28 mJ pro Puls bei $\lambda_S = 685 \text{ nm}$ (*Pyridin 1* in Ethanol) als Stokes-Strahl. Die Energiedifferenz der beiden Wellenlängen entsprach einem Vibrationsquant des N_2 -Moleküls (ca. 2300 cm^{-1}). Während konventionelle CARS-Systeme mit den Wellenlängen 532 nm und 607 nm arbeiten, wurde mit diesem System die Wellenlänge des CARS-Signals von 473 nm auf 519 nm verschoben („shifted vibrational CARS“), was Überlagerung des CARS-Signals mit laserinduzierter Fluoreszenz des C_2 -Radikals vermied [142].

Die meisten optischen Komponenten und die Laser befanden sich in einem fahrbaren Container, der bereits von Geigle et al. [142] beschrieben wurde. Die austretenden Strahlen wurden über eine Reihe an beschichteten Spiegeln (S1-2) zum Messort in der Brennkam-

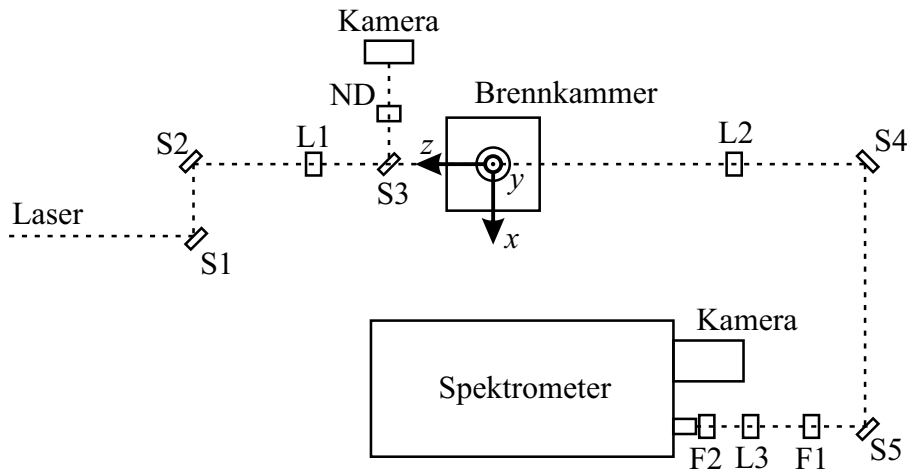


Abbildung 4.8.1: Skizze des Laseraufbaus der CARS-Messung.

mer geleitet und mittels einer Sammellinse L1 mit einer Brennweite von $f = 250$ mm in das Messvolumen fokussiert. Zur Erzeugung eines maximalen CARS-Signals ist konstruktive Interferenz (Phasen Anpassung) der Anregungsstrahlen nötig. Dies wurde mit einer „folded BOXCARS“-Konfiguration erreicht (siehe zum Beispiel [103, S. 314]). Mittels eines Strahlteilers S3 und einer Strahlprofilkamera (*Data Ray WinCamD*) wurde die Überlagerung der Strahlen im Messvolumen optimiert. Die Größe des Messvolumens wurde zu Beginn eines jeden Messtags bestimmt. Sie lag im Mittel bei 2,2 mm in Strahlrichtung und bei $< 0,1$ mm im Durchmesser.

Die Anregungsstrahlen wurden nach der Messung in Strahlfallen geführt. Im Messvolumen wurde das CARS-Signal erzeugt und mit einer Sammellinse L2 ($f = 350$ mm) und einer Reihe an dichrotischen Spiegeln (S4-5) zum Spektrometer (*ISA Instruments THR 1000*, $f = 1000$ mm) geführt und mit einer weiteren Sammellinse L3 ($f = 80$ mm) auf den Eingangsspalt des Spektrometers (Breite $50 \mu\text{m}$) fokussiert. In diesem befand sich ein optisches Gitter mit 1200 Linien pro Millimeter. Mittels zweier optischer Filter F1 und F2 (532 nm Langpass und 520 nm Bandpass) wurde Streulicht reduziert. Das spektral aufgelöste Signal wurde schließlich mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (*LaVision FlameStar II*) mit einer Auflösung von 1,21 Pixel pro Wellenzahl aufgenommen. Die Umrechnung von Kamerakordinaten in Wellenlänge erfolgte mit der Instrumentenfunktion des Spektrometers, die anhand tageweise aufgenommener Raumtemperaturspektren bestimmt wurde.

Es wurden mehrere vertikale und horizontale Temperaturprofile in der Brennkammer gemessen (siehe Abbildung 4.0.1). An jedem Messort wurden 1200 Einzelspektren des N_2 -Moleküls aufgenommen. Für die Auswertung wurde zunächst von jedem Einzelspektrum ein mittlerer Hintergrund, der nach jeder Messung an jedem Messort aufgenommen wurde, abgezogen. Anschließend erfolgte eine wellenlängenabhängige Intensitätskorrektur des Stokes-

Strahls, indem die Einzelspektren mit einem nicht-resonanten Spektrum normalisiert wurden. Dafür wurden jeweils am Anfang und am Ende Argon-Spektren aufgenommen, deren Mittelwert verwendet wurde.

Mittels eines vom DLR entwickelten Algorithmus' [143] wurden für die gemessenen Spektren passende, im Vorhinein berechnete, theoretische Spektren iterativ gesucht, bis die Fehlersumme der Differenz aus Messung und Theorie einen minimalen Wert erreichte. Die zu dem passenden theoretischen Spektrum gehörende Temperatur entsprach dann der ausgewerteten Temperatur am Messort. Anschließend wurden statistische Werte aus den einzelnen Temperaturen bestimmt.

Zur Bewertung der Messgenauigkeit wurde die Temperatur einer Methanflamme eines McKenna-Brenners gemessen und mit bekannten Werten verglichen. Der Messfehler wurde damit auf $< 4,5\%$ für Einzelpulsmessungen ermittelt.

In den untersuchten Sprayflammen konnte es zur Plasmabildung kommen, wenn sich ein oder mehrere Tropfen im Messvolumen zum Messzeitpunkt befanden. Dies führte zu einer Erhöhung der Hintergrundintensität des Spektrums, die mittels eines Schwellwerts detektiert wurde. Die entsprechenden Einzelmessungen wurden dann nicht weiter verwendet, weil eine zuverlässige Temperatúrauswertung für sie nicht möglich war.

Zwei gegenläufige Effekte konnten zu einer Messungenauigkeit führen. Zum einen führte das Verwerfen von Messungen mit einem Tropfenanteil im Messvolumen, der zu einem Plasma führte, zu einer Überschätzung der mittleren Temperatur, da Tropfenumgebungen durch die stattfindende Verdunstung typischerweise eher niedrige Temperaturen vorwiesen und diese dann vom Mittelwert ausgeschlossen wurden. Wenn andererseits ein Temperaturgradient im Messvolumen vorlag (zum Beispiel kürzlich verdampfte gasförmige Brennstoffphase), wurde die Form des CARS-Spektrums von den kälteren Anteilen dominiert. Das lag an der quadratischen Abhängigkeit der Signalstärke von der Gasdichte [103, S. 290]. Die räumliche Mittelung der CARS-Temperatur innerhalb des Messvolumens führte dann zu einer Verschiebung zu niedrigen Temperaturen im Vergleich zum enthalpiegemittelten Temperaturwert [144–147]. Der resultierende Fehler für die mittlere Temperatur war schwer zu quantifizieren, er hing auch davon ab, wie viele Spektren herausgefiltert wurden. Auch bei hohen Temperaturfluktuationen am Messort war damit zu rechnen, dass Temperaturgradienten und damit eine Verschiebung zu kleinen Temperaturen verstärkt auftraten.

5 Ergebnisse

Im folgenden werden zunächst die Ergebnisse des Auswahlprozesses der Brennstoffe präsentiert, sowie die Wahl der Betriebsbedingungen, bei denen die Versuche durchgeführt wurden. Anschließend werden die einzelnen Messergebnisse für die ausgewählten Brennstoffe vorgestellt und im nachfolgenden Kapitel in einen Zusammenhang gesetzt.

5.1 Brennstoffauswahl

Zur experimentellen Untersuchung des Brennstoffeinflusses auf ein ausgewähltes Verbrennungssystem muss der Brennstoff selbst und damit seine Eigenschaften systematisch variiert werden. Dies ist aus mehreren Gründen nur eingeschränkt möglich.

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, sind die Teilprozesse der Verbrennung und dadurch potentiell auch globale Verbrennungseigenschaften wie die magere Verlöschgrenze, durch eine Vielzahl an Brennstoffeigenschaften beeinflusst. Es liegt jedoch in der Natur der Brennstoffe, dass eine Veränderung einer einzelnen Eigenschaft fast immer mit der Veränderung weiterer Eigenschaften einhergeht, da diese, wie schon von Lefebvre [78] beschrieben, stark miteinander korreliert sind [68]. Die Veränderung weiterer Eigenschaften kann dabei alle beteiligten Teilprozesse in, für das jeweilige Verbrennungsphänomen, günstiger oder ungünstiger Weise betreffen. Hinzu kommt, dass die physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften zusätzlich unterschiedlich stark von der Temperatur und dem Druck abhängen. Da sich beide Parameter zeitlich oder örtlich in der Brennkammer verändern können, kann sich auch die relative Einflussstärke von Teilprozessen verändern.

Die in Abschnitt 2.1 angesprochene separate Untersuchung der Teilprozesse ist daher naheliegend, jedoch nicht geeignet, die gegenseitige Wechselwirkung der Prozesse und ihren gemeinsamen Einfluss auf globale Verbrennungseigenschaften zu untersuchen. Beispielsweise kann ein Brennstoff physikalische Eigenschaften aufweisen, die zu größeren Tropfen als ein Vergleichsbrennstoff führen, was zu einer langsameren Verdunstung des Brennstoffs führen würde, selbst wenn dieser die gleichen Verdunstungseigenschaften besäße. Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurde daher ein Verbrennungssystem ausgewählt, das alle relevanten Teilprozesse abbildet, zu dem Preis, dass eine getrennte Untersuchung der ablaufenden Teil-

prozesse nicht möglich ist, da sich diese zeitlich und örtlich überlagern.

Eine weitere Einschränkung bei der Brennstoffauswahl ergibt sich aus der Verfügbarkeit zu untersuchender Brennstoffe. Einige Herstellungsverfahren sind technisch noch nicht so weit entwickelt, sodass keine ausreichenden Mengen für Verbrennungsversuche in der für diese Arbeit angestrebten Größenordnung verfügbar waren. Auch viele Einzelkomponenten sowohl konventioneller als auch alternativer Treibstoffmischungen lassen sich nur zu hohen Preisen [130] oder gar nicht beschaffen, was die mögliche Auswahl an Versuchsbrennstoffen reduziert. Weiter müssen die ausgewählten Brennstoffe repräsentativ für Produkte der im Hintergrund stehenden potentiellen alternativen Produktionsverfahren sein. So liefert zum Beispiel das in Kapitel 1 erwähnte Fischer-Tropsch-Verfahren überwiegend nicht-verzweigte, lineare Kohlenwasserstoffe [6].

Eines der Ziele dieser Arbeit ist es zu bewerten, ob unter ausgewählten Bedingungen eher physikalische oder eher chemische Brennstoffeigenschaften einen dominierenden Effekt auf mageres Verlöschen oder Abgasemissionen haben können. Der in den nachfolgenden Abschnitten beschriebene Brennstoffauswahlprozess wurde mit diesem Ziel geführt.

Der Ansatz lag darin, durch strategische Brennstoffauswahl den gemeinsamen Effekt einer Gruppe von Brennstoffeigenschaften auf einen ausgewählten Teilprozess konstant zu halten, wenn schon die einzelnen Eigenschaften nicht konstant gehalten werden können. Dazu wurden die relevanten physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften zunächst ermittelt und analysiert, sowie eine Literaturstudie zu den chemisch-kinetischen Eigenschaften angestellt. Anschließend wurden Hypothesen zum Verhalten der Brennstoffe in den einzelnen Prozessen anhand von Korrelationen und Modellrechnungen überprüft.

5.1.1 Molekulare Struktur des Brennstoffs

Konventionelle Luftfahrttreibstoffe bestehen aus einer Mischung aus Kohlenwasserstoffen unterschiedlicher Kettenlänge und aus vier unterschiedlichen Hauptgruppen. Abbildung 5.1.1 zeigt die Zusammensetzung des in dieser Arbeit verwendeten Jet A-1 Kerosins, die über eine zweidimensionale Gaschromatographie bestimmt wurde. Dabei wurden einfache und polycyclische Alkane zu Cycloalkanen und verschiedene Arten aromatischer Verbindungen zu Aromaten zusammengefasst. Die enthaltenen Verbindungen bestanden mehrheitlich aus 7 bis 16 Kohlenstoffatomen mit einem Maximum bei C_{10} . Die Brennstoffmasse war einigermaßen gleichmäßig auf die vier Gruppen verteilt. Weitere Eigenschaften lassen sich in Anhang A.6 finden.

Auch viele alternative Herstellungsverfahren liefern typischerweise Kohlenwasserstoffe oder Kohlenwasserstoffmischungen, die sich Teilen dieser Gruppen zuordnen lassen (siehe Kapitel

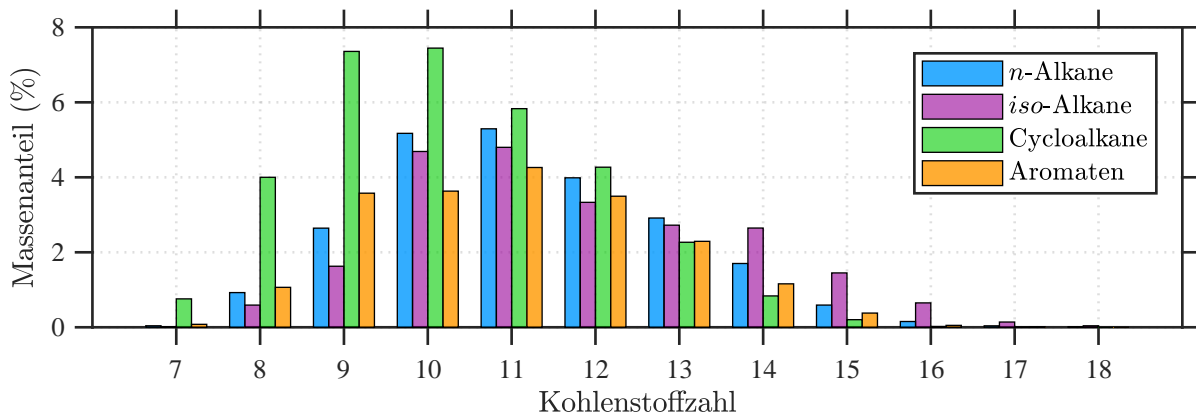


Abbildung 5.1.1: Zusammensetzung des in dieser Arbeit verwendeten Jet A-1.

1). Als Beispiel lässt sich die Produktverteilung eines Fischer-Tropsch-Prozesses inklusive Sekundärbehandlung mittels mildem Hydrocracken nennen. Wie von Moser et al. [6] gezeigt, entsteht ein Produktspektrum aus mehrheitlich linearen Kohlenwasserstoffen mit einem Maximum im Bereich C6-C8 [6].

Um derartige Zusammensetzungen abzubilden, wurde für diese Arbeit aus den Gruppen der linearen, verzweigten, ringförmigen (cyclischen) und aromatischen Kohlenwasserstoffen mindestens ein Vertreter ausgewählt. Zur Untersuchung des Einflusses der Kettenlänge sollten zusätzlich ein vergleichsweise kurzes und langes Molekül der unverzweigten Alkane hinzugefügt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Brennstoffmoleküle in Reinform untersucht, mit dem Ziel, deutliche Unterschiede zwischen verschiedenen Brennstoffen aufzudecken und die in Kapitel 1 erwähnten Validierungsdaten für numerische Brennstoffsensitivitätsstudien zu liefern. Auf die Einflüsse von Mischungen wird im Ausblick (Kapitel 7) eingegangen.

Neben der Molekülstruktur haben zwei weitere Kriterien die Brennstoffauswahl beeinflusst. Zumindest für einen Teil der ausgewählten Brennstoffe musste eine Interpretation der Ergebnisse hinsichtlich des relativen Einflusses von physikalischen und chemischen Eigenschaften möglich sein. In den nachfolgenden Abschnitten wird darauf genauer eingegangen. Außerdem mussten die Einzelstoffe zu akzeptablen Preisen in ausreichender Menge beschaffbar sein.

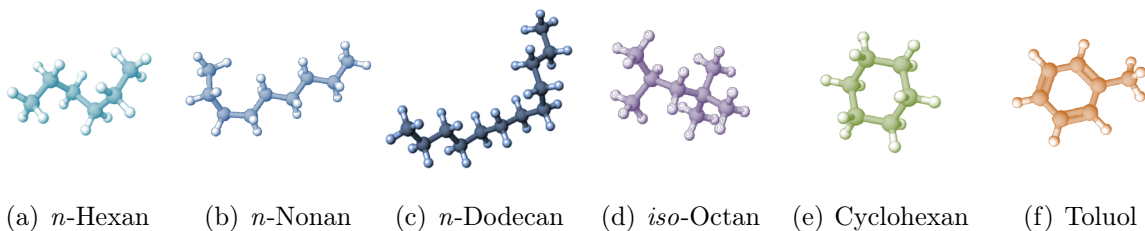


Abbildung 5.1.2: Darstellungen der Moleküle der ausgewählten Brennstoffe (Visualisierung aus [148]).

Ausgewählt wurden schließlich *n*-Hexan, *n*-Nonan und *n*-Dodecan als Vertreter der unverzweigten, linearen Alkane, *iso*-Octan (2,2,4-Trimethylpentan) und Cyclohexan als Vertreter der verzweigten und ringförmigen Alkane und Toluol als Vertreter der aromatischen Kohlenwasserstoffe. Alle Brennstoffe hatten Reinheiten von > 99 %. Die Moleküle sind in Abbildung 5.1.2 dargestellt. Sie sind in den im weiteren Verlauf der Arbeit für sie verwendeten Farben dargestellt.

5.1.2 Physikalische Brennstoffeigenschaften

Eine Übersicht über die in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 diskutierten relevanten physikalischen Eigenschaften für die Zerstäubung (Dichte, dynamische Viskosität und Oberflächenspannung) und Verdampfung (spezifische Wärmekapazität, Siedetemperatur und spezifische Verdampfungsenthalpie) von den für diese Arbeit ausgewählten Brennstoffen ist in Tabelle 5.1 dargestellt. Die Daten für die Reinstoffe stammen von der NIST ThermoData Engine (TDE) #103a, Version 2.1 [149–151], außer für die Viskosität von Cyclohexan, die aus der Veröffentlichung von Tanaka et al. [152] stammt. Die Dichte und der Siedetemperaturbereich für das Kerosin Jet A-1 stammen aus dem Analysezertifikat des in dieser Arbeit verwendeten Kerosins (siehe Anhang A.6).

Tabelle 5.1: Physikalische Eigenschaften der ausgewählten Brennstoffe (TDE).

	Dichte	dyn.	Oberfl.-	Siede-	spezif.	Verdampf.-
		Viskosität	spannung	temp.	Wärmekap.	enthalpie
	kg/m ³	mPa s	mN/m	°C	kJ/(kg K)	kJ/kg
<i>n</i> -Hexan	650,5	0,2874	17,3	68,7	2,30	333,3
<i>n</i> -Nonan	710,1	0,6211	22,2	150,8	2,23	285,8
<i>n</i> -Dodecan	741,8	1,2320	24,5	216,3	2,22	251,8
<i>iso</i> -Octan	683,8	0,4517	18,0	99,2	2,11	268,4
Cyclohexan	769,2	0,8918	24,4	80,7	1,88	354,3
Toluol	857,7	0,5257	27,3	110,6	1,72	359,9
Jet A-1	795,0	-	-	159,8 - 256,3	-	-

Die Werte der Reinstoffe gelten für atmosphärischen Druck (die Werte der Wärmekapazitäten für den jeweiligen Sättigungsdampfdruck) und wo zutreffend für Temperaturen von 30 °C, einer für Versuche dieser Arbeit ausgewählten Brennstoffvorwärmtemperatur. Die Verdampfungsenthalpie gilt für den jeweiligen Siedepunkt. Die Dichte des Kerosins gilt für 20 °C. Einige thermodynamische Eigenschaften (zum Beispiel die Verdampfungsenthalpie) können pro Stoffmenge oder -masse angegeben werden. Bedingt durch unterschiedliche Molekülgrößen kann dies zu Unterschieden in der Brennstoffreihenfolge führen. Da aber, wie in Abschnitt

5.1.4 beschrieben, die Brennstoffmassenströme der ausgewählten Kohlenwasserstoffe bei den ausgewählten Betriebspunkten sehr nahe beieinander liegen, werden für die weitere Diskussion die massenspezifischen Größen verwendet [137, 138]. Da alle Experimente dieser Arbeit bei atmosphärischen Druckbedingungen durchgeführt wurden, wird der Einfluss des Drucks an dieser Stelle nicht diskutiert.

Die Tabelle gibt einen ersten Eindruck der Komplexität des Brennstoffeinflusses. So kann zum Beispiel ein Brennstoff (Toluol) eine höhere Oberflächenspannung, aber niedrigere Viskosität als ein Vergleichsbrennstoff (Cyclohexan) haben.

Die Eigenschaften sind zusätzlich in der Regel stark temperaturabhängig, wodurch auch die Brennstoffreihenfolge in Bezug auf bestimmte Eigenschaften temperaturabhängig sein kann. Abbildung 5.1.3 zeigt den Verlauf zweier für die Zerstäubung relevanter Eigenschaften über einen Temperaturbereich von 30 °C bis zur jeweiligen Siedetemperatur bei atmosphärischen Druckbedingungen. Die Daten wurden aus der TDE-Datenbank aus experimentellen Werten über einen Fit abgeleitet.

Es zeigen sich größtenteils einheitliche nennenswerte Unterschiede zwischen den ausgewählten Kohlenwasserstoffen. Die drei unterschiedlich langen *n*-Alkane weisen mit der Kettenlänge steigende Viskositätswerte und Oberflächenspannungswerte auf. Das verzweigte Alkan *iso*-Octan hält sich in der Nähe des kürzesten *n*-Alkans auf. Die Viskositätswerte von Toluol und Cyclohexan liegen unter- und oberhalb von *n*-Nonan. Die Oberflächenspannungen liegen beide oberhalb von *n*-Dodecan.

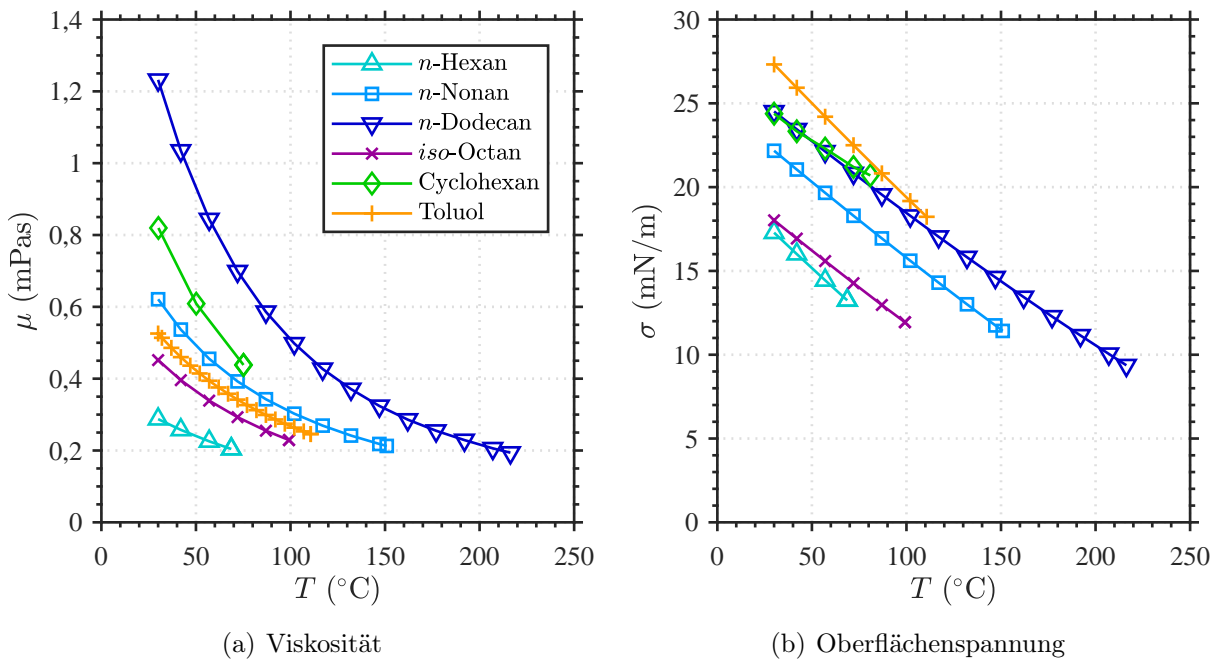


Abbildung 5.1.3: Vergleich von ausgewählten Zerstäubungseigenschaften (TDE).

Anhand der Werte lassen sich erste Vermutungen über die Zerstäubungsqualität der Brennstoffe anstellen. Für *n*-Hexan und *iso*-Octan werden bei sonst gleichen Bedingungen die kleinsten Tropfen erwartet, während *n*-Dodecan vermutlich die größten Tropfen produzieren wird. Durch den uneinheitlichen Trend von Cyclohexan und Toluol ist die Vorhersage nur anhand dieser Eigenschaften hier schwieriger. Für diese Überlegungen wurde die Dichte außer Acht gelassen, deren Einfluss jedoch wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, als gering angesehen wird.

Um zusätzlich den Einfluss aller relevanten Parameter zu untersuchen, wurde das Zerstäubungsverhalten unter Anwendung der in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Korrelation 2.1.3 für filmlegende Airblastzerstäuber berechnet. Dabei wurden mit dem in Abschnitt 4.7 beschriebenen Aufbau gemessene Tropfendurchmesser einer Ethanolflamme verwendet, um die Korrelationsparameter anzupassen. Die Wahl fiel auf Ethanol, da dieser Brennstoff eine fast dreifach höhere Verdampfungsenthalpie ($> 800 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$) und eine erhöhte Wärmekapazität ($2,5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$ bei 30°C) besitzt. Somit konnte der Einfluss der Verdunstung, der bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau immer vorhandenen war, reduziert werden. Ein reiner Zerstäubungsprüfstand stand für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

Verwendet wurde der mit dem Radius gewichtete mittlere Sauterdurchmesser, der bei einem Abstand von $y = 15 \text{ mm}$ von der Düsenaustrittsebene gemessen wurde. Als charakteristische Länge wurde der Filmlegerdurchmesser verwendet. Als Luftgeschwindigkeit wurde der maximale Geschwindigkeitsbetrag der mit PIV (siehe Abschnitt 5.2.1) gemessenen nicht reagierenden Strömung verwendet, bzw. für verschiedene Luftmengen linear davon inter- oder extrapoliert. Die Brennstoff- und Lufteigenschaften wurden für die gewählten nominellen Einlassbedingungen bestimmt. Die Rechnungen wurden für die sechs Luftmassenströme gemacht, bei denen auch die mageren Verlöschgrenzen gemessen wurden. Die Anpassung der Korrelationsparameter erfolgte mit dem in der Software *Matlab* implementierten Downhill-Simplex-Verfahren (Nelder-Mead). Die beste Anpassung lieferte $A = 0,1532$ und $B = 0,0997$.

Diese Werte sind mit hoher Unsicherheit behaftet, bedingt durch den kleinen Kalibrierungsdatensatz und den Verdunstungseinfluss in der reagierenden Strömung. Die Absolutwerte des erwarteten mittleren Sauter-Durchmessers und selbst die relative Reihenfolge müssen daher nicht zwangsläufig mit der Realität übereinstimmen. Das Vorgehen lieferte jedoch die bestmögliche Abschätzung über den Einfluss aller Parameter auf die Zerstäubung. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.1.4 zu sehen. Es zeigt sich, dass der mittlere Sauterdurchmesser mit steigender Luftmenge abnimmt. Die kleinsten Tropfen werden für *n*-Hexan und *iso*-Octan erwartet, wie anhand der Eigenschaften vermutet. Die Reihenfolge der *n*-Alkane mit Kettenlänge bleibt erhalten und Cyclohexan und Toluol liefern Werte zwischen *n*-Nonan und *n*-Dodecan, welches die größten Tropfen erwarten lässt.

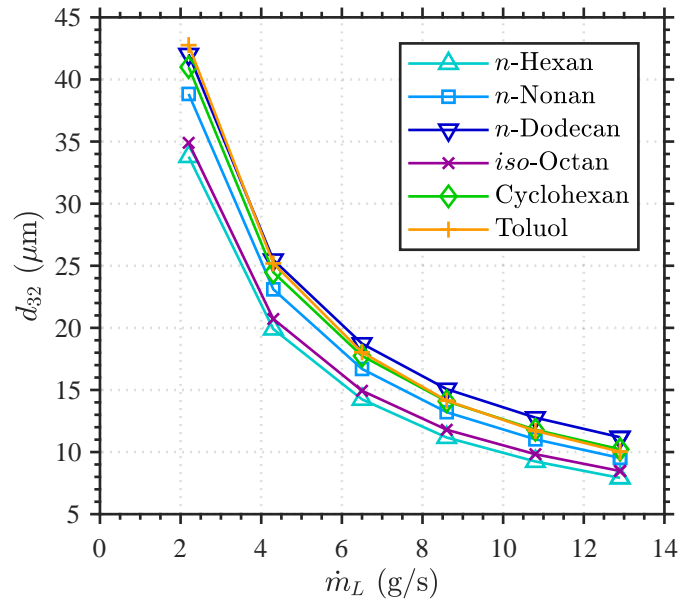


Abbildung 5.1.4: Vorhergesagter Verlauf der mittleren Sauter-Durchmesser über den Luftmassenstrom unter Berücksichtigung der physikalischen Brennstoffeigenschaften.

Der Temperaturverlauf zweier für die Verdunstung relevanter Eigenschaften ist in Abbildung 5.1.5 dargestellt. Es zeigen sich wieder nennenswerte Unterschiede zwischen den ausgewählten Kohlenwasserstoffen. Die drei *n*-Alkane weisen mit sinkender Kettenlänge sinkende Dampfdrücke auf. Ihre Verdampfungsenthalpie bei konstanter Temperatur ist nahezu identisch, die Werte bei ihren jeweiligen Siedetemperaturen sinken jedoch mit steigender Kettenlänge. *n*-Hexan besitzt insgesamt den niedrigsten Dampfdruck, gefolgt von Cyclohexan und *iso*-Octan und Toluol. Cyclohexan und Toluol weisen vergleichsweise hohe Verdampfungsenthalpien auf.

Da der Verdampfungsprozess durch eine Vielzahl an Stoffeigenschaften (zum Beispiel zusätzlich Wärmekapazität und -leitfähigkeit) und Prozessparametern (zum Beispiel Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas, Temperatur, etc.) beeinflusst ist, wurde die in Abschnitt 2.1.2 vorgestellte effektive Verdampfungsrate λ_{eff} von Dr. Bastian Rauch (DLR) numerisch mit dem vom DLR entwickelten Code *Spraysim* berechnet. Das Simulationswerkzeug wurde bereits in vielen Veröffentlichungen beschrieben (zum Beispiel [153]). Es basiert auf einem Modell von Abramzon und Sirignano [154].

Für die Berechnung wurden die Anfangsbedingungen für alle Brennstoffe konstant gehalten. Der Anfangsdurchmesser wurde auf einen für typisch befundenen Wert von $d_0 = 30 \mu\text{m}$ festgelegt. Die anfängliche Brennstofftemperatur war $T_{B,0} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ und die anfängliche Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Luft $v_{rel,0} = 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die letzten zwei Werte basieren auf Ergebnissen der nachfolgend vorgestellten PDI- und LDA-Messungen. Die Werte stellen

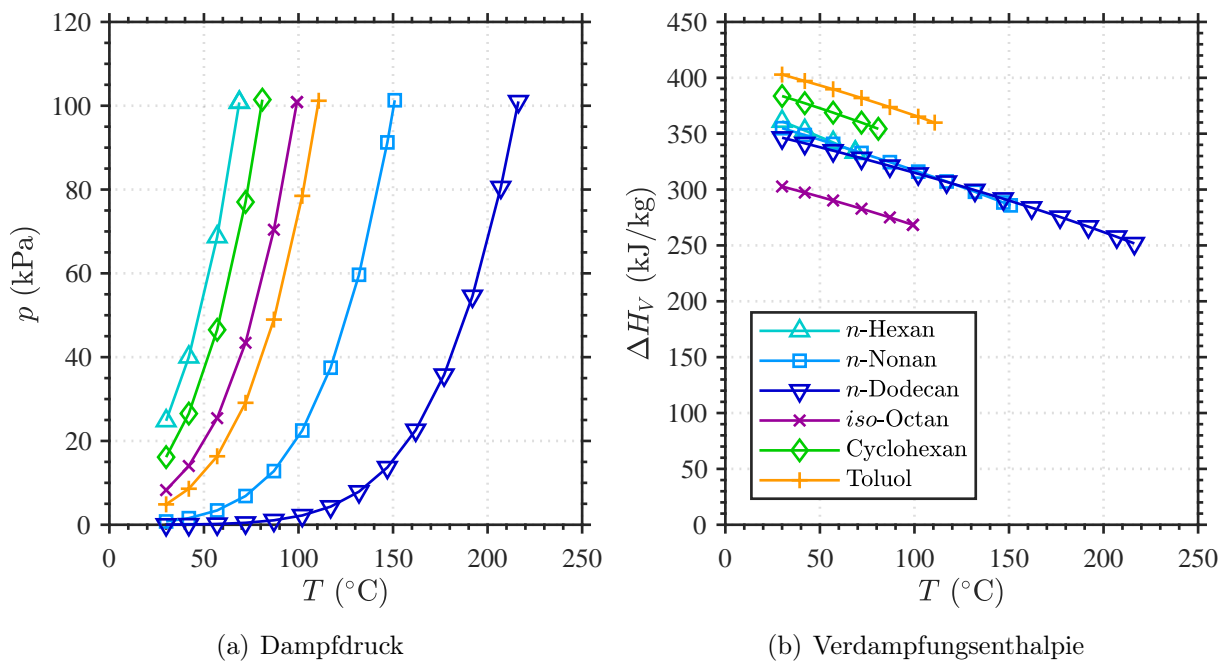


Abbildung 5.1.5: Vergleich von ausgewählten Verdampfungseigenschaften (TDE).

Annahmen dar und werden Unterschiede zur Realität aufweisen. Insbesondere können die Tropfeneigenschaften in der Realität eine Vielzahl an Werten annehmen. Die Annahmen bilden jedoch eine gute Basis für die Abschätzung des Verdampfungsverhaltens. Die Ergebnisse für die drei Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Octan und *n*-Dodecan wurden bereits veröffentlicht [137, 138]. Abbildung 5.1.6 zeigt den Verlauf der effektiven Verdampfungsraten über der anfänglichen Lufttemperatur.

Es zeigt sich, dass die Verdampfungsraten von *n*-Hexan und *iso*-Octan nahezu identisch über den gesamten Temperaturbereich sind. *n*-Dodecan weist dagegen deutlich niedrigere Wert auf. Die Werte von *n*-Nonan liegen durchgehend zwischen dem kürzeren und dem längeren *n*-Alkan.

Im Bereich niedriger Temperaturen weist Cyclohexan etwas höhere Verdampfungsraten als *n*-Nonan auf. Mit steigender Umgebungstemperatur nähern sich die beiden Brennstoffe immer weiter an. Toluol zeigt dagegen im niedrigen Temperaturbereich ähnliche Verdampfungsraten wie *n*-Nonan, bei hohen Temperaturen verdampft es jedoch langsamer als *n*-Nonan und nähert sich *n*-Dodecan an. Die geschilderten Verläufe verdeutlichen die Komplexität des Verdampfungsprozesses, da kein exklusiver Zusammenhang zu einer einzelnen der besprochenen physikalischen Eigenschaften besteht.

Die bisherige Betrachtung der physikalischen Brennstoffeigenschaften zeigt, dass zwei Brennstoffe ausgewählt wurden, die sich in ihrem Zerstäubungs- und Verdunstungsverhalten stark ähneln (*n*-Hexan und *iso*-Octan), während sie sich deutlich von einem dritten Brennstoff

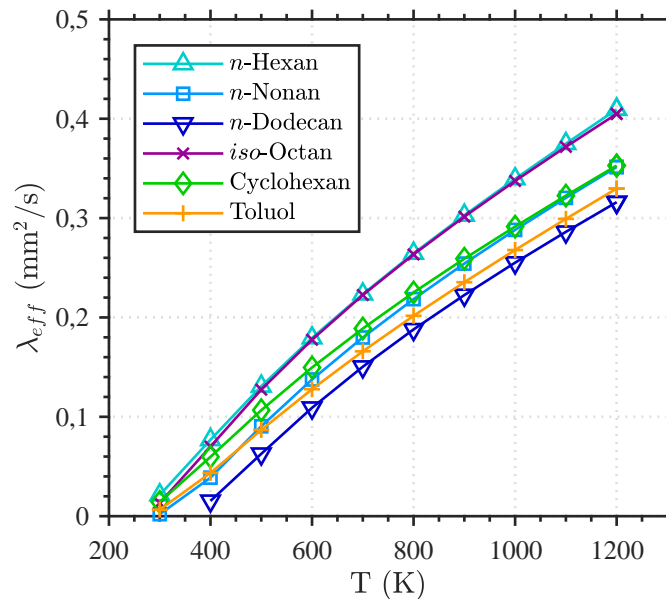


Abbildung 5.1.6: Verlauf der effektiven Verdampfungsrate über der Umgebungstemperatur.

(*n*-Dodecan) unterscheiden, der in größere Tropfen zerstäubt und langsamer verdunstet. Im nachfolgenden Abschnitt werden die chemische-kinetischen Brennstoffeigenschaften untersucht.

5.1.3 Chemisch-kinetische Brennstoffeigenschaften

Eine Auswahl chemischer Eigenschaften der ausgewählten Brennstoffe ist in Tabelle 5.2 dargestellt. Die Heizwerte wurden mittels Gleichung 2.1.8 aus den molaren Standardbildungsenthalpien berechnet, die wiederum aus dem NIST Chemistry WebBook [148] stammen (siehe Anhang A.1). Der untere Heizwert und die adiabate Flammentemperatur bei einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,6$ sind jeweils für flüssigen Brennstoff und vorverdampften Brennstoff angegeben. Die adiabaten Flammentemperaturen für flüssigen Brennstoff wurden mit einem *Matlab*-Skript nach der in Anhang A.1 beschriebenen Methode berechnet und die für gasförmigen Brennstoff mit dem Programm GasEQ von C. Morley¹. Die mittlere Summenformel des Jet A-1 wurde von dem Analyselabor aus seiner Zusammensetzung (siehe Abbildung 5.1.1 und Anhang A.6) bestimmt, der Heizwert stammt aus dem entsprechendem Analysezertifikat und die adiabate Flammentemperatur wurde mit GasEQ mittels der von Rachner [155] veröffentlichten Daten bestimmt.

Es zeigt sich, dass die Unterschiede zwischen flüssigem und vorverdampftem Brennstoff für Heizwert und Flammentemperatur nicht groß sind, da die Verdampfungsenthalpie klein

¹<http://www.gaseq.co.uk>

Tabelle 5.2: Chemische Eigenschaften der ausgewählten Brennstoffe (Quellen siehe Fließtext).

	Summen- formel	molekulare Masse g/mol	Heizwert (fl./gasf.) MJ/kg	T_{ad} ($\phi = 0,6$) (fl./gasf.) K	Cetanzahl -
<i>n</i> -Hexan	C ₆ H ₁₄	86,2	44,7/45,1	1718/1724	49
<i>n</i> -Nonan	C ₉ H ₂₀	128,3	44,3/44,7	1721/1726	61
<i>n</i> -Dodecan	C ₁₂ H ₂₆	170,3	44,1/44,5	1722/1727	73
<i>iso</i> -Octan	C ₈ H ₁₈	114,2	44,3/44,6	1718/1725	18
Cyclohexan	C ₆ H ₁₂	84,2	43,4/43,8	1724/1730	20
Toluol	C ₇ H ₈	92,1	40,5/40,9	1767/1774	6
Jet A-1	C _{10,6} H _{20,6}	148,6	43,3/-	-/1735	-

im Vergleich zur Reaktionsenthalpie ist. Auch die Unterschiede zwischen den Brennstoffen für die beiden Eigenschaften sind relativ klein. Als Ausnahme zeigt sich die aromatische Verbindung Toluol. Aufgrund des abweichenden C:H-Verhältnisses, hervorgerufen durch die Doppelbindungen, liegt der spezifische Heizwert etwas niedriger und die adiabate Flammtemperatur etwas höher als bei den gesättigten Kohlenwasserstoffen. Um einen ersten Eindruck der Reaktivität der Brennstoffe zu erhalten, sind die Cetanzahlen aufgeführt, die aus der Veröffentlichung von Yanowitz et al. [156] entnommen wurden. Besonders niedrige Werte (und damit geringe Zündwilligkeit) weisen das verzweigte Alkan und der Aromat auf. Die Werte der linearen Alkane deuten dagegen auf deutlich höhere Reaktivität hin.

Um die Reaktivität besser beurteilen zu können, wurden die laminare Flammgeschwindigkeit und die Zündverzugszeit betrachtet. Sie gehören zu den wichtigsten fundamentalen Verbrennungseigenschaften [10]. Da sich diese Arbeit mit dem mageren Verlöschen beschäftigt, wurde außerdem die Verlöschstreckrate betrachtet. Zu diesem Zweck wurde zunächst eine Literaturstudie durchgeführt, die zu großen Teilen bereits in [137, 138] veröffentlicht wurde.

Von Holley et al. [157–159] wurden die Verlöschstreckraten vieler einzelner Kohlenwasserstoffe und Flugtreibstoffmischungen experimentell untersucht. Die Brennstoffe wurden in einem beheizten Stickstoffstrom vorverdampft und dann in einer nicht-vorgemischten planaren Gegenstromflamme verbrannt. Anschließend wurde der Brennstoffmassenstrom bis zum Verlöschen der Flamme reduziert und die maximale Streckungsrate kurz vor dem Verlöschereignis bestimmt. Die Autoren beobachteten, dass über einen großen Äquivalenzverhältnisbereich die Verlöschstreckraten von *n*-Heptan größer waren als die von *iso*-Octan [157]. Sie maßen größere Stabilität von *n*-Octan-Flammen im Vergleich zu *iso*-Octan-Flammen [158]. Für lineare, unverzweigte Alkane wurde höhere Verlöschstabilität bei den kurzkettigen Brennstoffen fest-

gestellt. Dies wurde mit Stoffdiffusion auf molekularer Ebene erklärt. Won et al. [160] fanden für *iso*-Octan schlechtere Verlöschstreckraten als für eine Reihe an *n*-Alkanen mit 7 bis 10 C-Atomen. Beim Vergleich anhand der Brennstoffmasse (statt molarer Menge) beobachteten sie die höchste Verlöschstreckrate beim kürzesten *n*-Alkan. Bei der Untersuchung der Verlöschstreckraten kühler Flammen (600 K-1000 K) stellten Reuter et al. [161] jedoch fest, dass bei diesen Temperaturen längere *n*-Alkane deutlich stabilere Diffusionsflammen erzeugten als die kurzkettigen Alkane. Hui et al. [13] zitieren Studien [162–164], die allgemein geringere Verlöschresistenz von Aromaten im Vergleich zu Alkanen belegen und mit der höheren Stabilität des aromatischen Rings erklären. Bergthorson und Thomson [165] verweisen auf eine weitere Studie [166], die eine erhöhte Verlöschneigung von Alkan-Aromaten-Mischungen im Vergleich zum reinen Alkan zeigte.

Westbrook et al. [167] untersuchten Konzentrationsprofile in Rührreaktoren und Zündverzugszeiten bei höheren Temperaturen von *n*-Alkanen von *n*-Octan bis *n*-Hexadecan und stellten fest, dass alle untersuchten Brennstoffe sich sehr ähnlich verhielten und daher in vielen Simulationsanwendungen einfach untereinander ausgetauscht werden können. In ihrer Literaturstudie stellten sie außerdem fest, dass lineare Alkane bei Bedingungen, wie sie in Kolbenmotoren vorherrschen, leichter zünden als verzweigte Alkane. Auch Davidson et al. [168] bestätigten die Ähnlichkeit in der Zündverzugszeit von höheren linearen Alkanen bei Temperaturen über 1250 K. Stoßrohrdaten von Shen et al. [169] weisen gleichfalls darauf hin, dass die Zündverzugszeiten von *n*-Alkanen mit mehr als sechs C-Atomen nur wenig von der Kettenlänge beeinflusst sind. Von Li et al. [170] wurden Zündverzugszeiten von drei verzweigten Alkanen mit Stoßrohrexperimenten gemessen. Sie zählen außerdem eine Reihe an weiteren Untersuchungen auf, die allgemein geringere Reaktivität von verzweigten Alkanen im Vergleich zu unverzweigten Alkanen beobachteten. Mit ihren eigenen Untersuchungen bestätigten sie, dass mit steigendem Verzweigungsgrad die Zündverzugszeit steigt. Hui et al. [13] erklärten Unterschiede in Cetanzahlen zwischen einer Reihe an alternativen Flugtreibstoffen mit ihrer molekularen Zusammensetzung und der geringeren Reaktivität von *iso*-Alkanen und *cyclo*-Alkanen bezogen auf *n*-Alkane.

Mittels einer Literaturstudie zu Untersuchungen laminarer Flammengeschwindigkeiten stellten Ranzi et al. [171] fest, dass sich diese für lineare Kohlenwasserstoffe mit vier oder mehr Kohlenstoffatomen kaum unterschieden. Die entsprechenden verzweigten Alkane hätten jedoch niedrigere Flammengeschwindigkeiten als lineare Alkane mit gleicher Kohlenstoffzahl. Auch Naik et al. [172] stellten für Brennstoffe, die hauptsächlich aus Alkanen mit sieben oder mehr Kohlenstoffatomen zusammengesetzt waren, einen nur geringen Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die laminare Flammengeschwindigkeit fest. Aus ihrer Literaturübersicht über Messungen der laminaren Flammengeschwindigkeiten von Kohlenwasserstoffen

schließen Ranzi et al. [171], dass die Flammgeschwindigkeiten von Cycloalkanen ähnliche Werte wie die der entsprechenden linearen Alkane und die Flammgeschwindigkeiten von verzweigten Alkanen niedrigere Werte als die der entsprechenden linearen Alkane aufwiesen. Kumar et al. [173] verweisen auf Ergebnisse von Davis et al. [174, 175], die geringere laminare Flammgeschwindigkeiten für aromatische Kohlenwasserstoffe im Vergleich zu n -Alkanen zeigten.

Es lässt sich also vermuten, dass auf chemisch-kinetischer Seite nur geringe Unterschiede zwischen n -Alkanen und größere Unterschiede zu den verzweigten Alkanen vorhanden sind. Für Cyclohexan werden eher geringe Unterschiede in der Reaktivität zu n -Alkanen erwartet und für Toluol eine allgemein niedrigere Reaktivität. Wie von Dr. Trupti Kathrotia in der Veröffentlichung von Grohmann et al. [137, 138] beschrieben, wird die Brennstoffreaktivität nicht nur durch die ersten entstehenden Brennstoffradikale bestimmt, sondern vor allem von der Art der kleineren Zwischenprodukte ($< C_4$) und ihrem anschließendem Abbau. Ji et al. [176] zeigten zum Beispiel, dass hoch verzweigte Alkane im Vergleich zu n -Alkanen höhere Konzentrationen stabiler Zwischenprodukte aufweisen. Für die ursächlichen Fundamentalreaktionen und die kinetischen Details dieser Trends sei zusätzlich auf die zitierte Literatur verwiesen.

Chemisch-kinetische Brennstoffvergleiche werden jedoch dadurch erschwert, dass die entsprechenden Experimente bei unterschiedlichen Bedingungen (zum Beispiel Druck und Temperatur) durchgeführt wurden. Um die chemisch-kinetischen Unterschiede aller ausgewählten Reinstoffe dieser Arbeit bei identischen Bedingungen zu vergleichen, wurden von Dr. Trupti Kathrotia (DLR) verschiedene kinetische Modellrechnungen durchgeführt. Dazu wurden laminare Flammgeschwindigkeiten mit *Cantera* [177] und Zündverzugszeiten mit *Chemical Workbench* [178] berechnet. Es wurden DLR-Reaktionsmechanismen verwendet (zum Beispiel [179]).

Die laminaren Flammgeschwindigkeiten s_L wurden aus Berechnungen sich frei ausbreitender, adiabater Flammen mit definierten Anfangsbedingungen für die Brennstoff-Luft-Zusammensetzung, die Temperatur und den Druck bestimmt. Die Zündverzugszeiten t_{ZV} wurden anhand eines nulldimensionalen homogenen Stoßreaktormodells mit konstantem Volumen für adiabate Bedingungen bestimmt. Der Wert wurde aus dem Anstieg von Temperaturprofilen bestimmt. Die berechneten laminaren Flammgeschwindigkeiten für den Brennstoff *iso*-Octan wurden zusätzlich um 10 % verringert, da der verwendete Mechanismus experimentelle Ergebnisse von Richter et al. [180] nicht ausreichend genau wiedergab. Angemerkt sei hier jedoch, dass auch die experimentelle Bestimmung zum Beispiel laminarer Flammgeschwindigkeiten an unterschiedlichen Versuchständen größeren Schwankungen unterworfen ist, wie von Richter et al. [180] gezeigt.

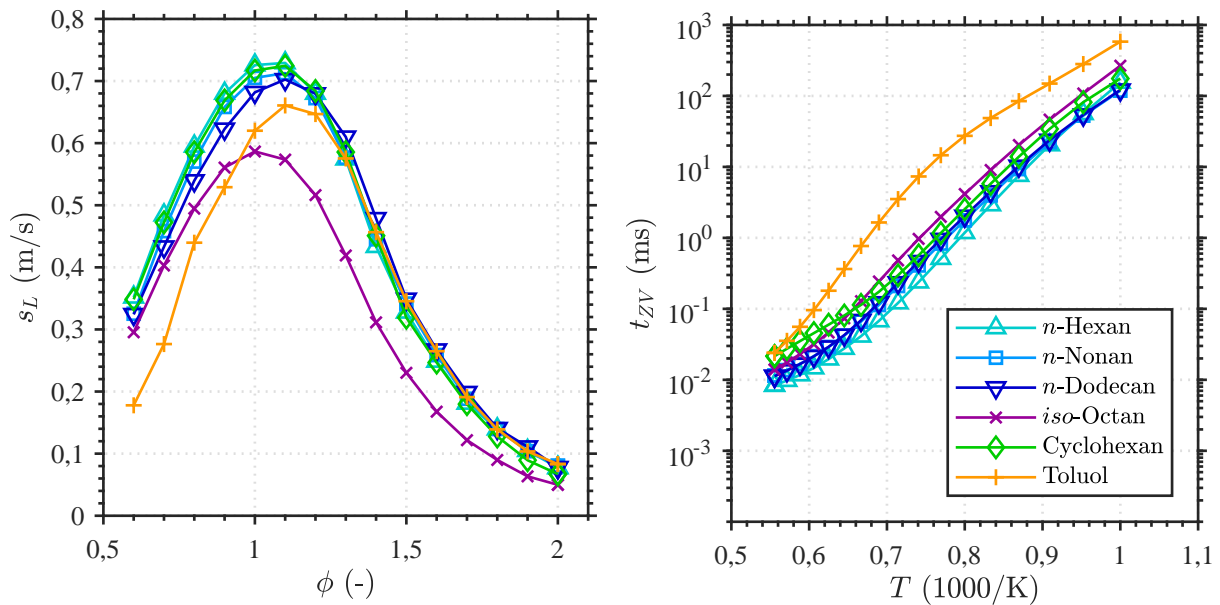
(a) Flammgeschwindigkeiten bei $T = 150\text{ °C}$ (b) Zündverzugszeiten bei $\phi = 0,6$

Abbildung 5.1.7: Vergleich kinetischer Eigenschaften der ausgewählten Brennstoffe.

Abbildung 5.1.7 zeigt den Vergleich der berechneten Größen für die ausgewählten Brennstoffe bei atmosphärischen Druckbedingungen, wie sie auch in dieser Arbeit vorlagen. Es zeigt sich, dass die laminaren Flammgeschwindigkeiten der linearen Alkane (n -Hexan, n -Nonan, n -Dodecan) nur geringe Unterschiede, aber einen deutliche Unterschied zum verzweigten Alkan iso -Octan und dem Aromaten Toluol aufweisen. Die Werte von Cyclohexan liegen im Bereich der n -Alkane. Ähnliche Trends lassen sich für die Zündverzugszeiten feststellen. Während nur geringe Unterschiede zwischen den linearen Alkanen untereinander und Cyclohexan bestehen, braucht iso -Octan über einen großen Temperaturbereich etwas länger und Toluol deutlich länger bis zur Zündung. Die besonders niedrige Reaktivität von Toluol wurde auch in Experimenten zur Messung der Zündverzugszeit beobachtet und wird von seiner sehr niedrigen Cetanzahl bestätigt. Sie kann mit der Resonanzstabilisation des aromatischen Rings erklärt werden [181].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass es nur geringe Unterschiede im chemisch-kinetischen Verhalten der ausgewählten n -Alkane untereinander, sowie Cyclohexan bestehen. Hinsichtlich Verlöschstreckraten sind leichte Unterschiede zwischen den linearen Alkanen im Niedertemperaturbereich zu erwarten. Deutlich niedrigere Reaktivitäten werden für iso -Octan und Toluol erwartet, sowohl im Bereich der Flammenausbreitung, als auch im Bereich der Selbstzündung.

5.1.4 Fazit und Auswahl der Betriebsbedingungen

Die Analyse der physikalischen und chemischen Eigenschaften zeigt, dass es gelungen ist, drei Reinstoffe auszuwählen, von denen sich zwei in ihren physikalischen Eigenschaften sehr ähnlich sind (*n*-Hexan und *iso*-Octan), während sie gleichzeitig signifikante chemischen Unterschiede aufweisen. Der dritte Brennstoff *n*-Dodecan hingegen unterscheidet sich physikalisch deutlich von *n*-Hexan, weist gleichzeitig jedoch eine hohe chemische Ähnlichkeit auf. Damit ist eine Voraussetzung geschaffen, um den in Abschnitt 2.2 erwähnten relativen Einfluss physikalischer und chemischer Brennstoffeigenschaften auf die magere Löschgrenze und die Abgasemissionen auf das in dieser Arbeit untersuchte Verbrennungssystem beurteilen zu können. Des Weiteren wurde als dritter unverzweigter Brennstoff *n*-Nonan ausgewählt, um den Einfluss der Kettenlänge zu untersuchen. Mit Cyclohexan und Toluol als Vertreter der ringförmigen und aromatischen Kohlenwasserstoffe wurden schließlich zwei Brennstoffe ausgewählt, die physikalisch und chemisch jeweils unterschiedliche Trends im Vergleich zu den restlichen Brennstoffen aufweisen.

Bei der Auswahl der Betriebsbedingungen, bei denen die Messungen an der Flamme durchgeführt werden sollen, ergab sich ein überbestimmtes System aus einer Reihe an Parametern, wie insbesondere dem Luftmassenstrom, dem Brennstoffmassenstrom, dem Äquivalenzverhältnis, der adiabaten Flammentemperatur und der thermischen Leistung. In einem ersten Schritt wurde entschieden, für eine Referenzflamme, die vor allem zur Validierung numerischer Simulationen dienen soll, den Luftmassenstrom konstant zu halten. Damit wird, unter der Annahme ähnlicher Wärmefreisetzung, weitestgehend auch das Strömungsfeld (Luftgeschwindigkeiten, Turbulenz) zwischen den verschiedenen Brennstoffen konstant gehalten. Die Annahme der ähnlichen Wärmefreisetzung begründet sich in den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ähnlichkeiten in den Heizwerten der Brennstoffe. Es sei jedoch angemerkt, dass es, bedingt durch unterschiedliche lokale Wärmefreisetzung, dennoch zu Unterschieden zwischen den Brennstoffen kommen kann.

Als zweiter Parameter wurde das Äquivalenzverhältnis festgelegt, da diese Größe auch zur Beschreibung der Flammenstabilität verwendet wird. Für den Referenzluftmassenstrom wurde $4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ ausgewählt, da dies akzeptable maximale Luftgeschwindigkeiten für numerische Simulationen ergab. Bei diesem Luftmassenstrom wurde ein Druckverlust bezogen auf den Plenumsdruck von ca. 5% über Brennstoffdüse und Brennkammer gemessen. Als Äquivalenzverhältnis wurde $\phi = 0,8$ ausgewählt, was einer stabilen, mageren Flamme entsprach. Ein typisches Äquivalenzverhältnis der Primärzone einer RQL-Brennkammer von $\phi = 1,4$ [32, S. 381,418] konnte mit dem hier verwendeten Aufbau nicht erreicht werden, da keine Mischluftereindüsung vorgesehen war. Damit ergaben sich die in Tabelle 5.3 genannten Werte für die übrigen Parameter.

Tabelle 5.3: Betriebsparameter der Referenzflammen ($\dot{m}_L = 4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$, $\phi = 0,8$).

	thermische Leistung kW	Brennstoff- massenstrom g/h	T_{ad} (gasf.) K
<i>n</i> -Hexan	10,116	814,1	2065
<i>n</i> -Nonan	10,123	822,2	2068
<i>n</i> -Dodecan	10,125	826,3	2070
<i>iso</i> -Octan	10,101	820,1	2067
Cyclohexan	10,122	839,2	2074
Toluol	10,342	918,8	2128
Jet A-1	10,2	850,0	2080

Es ist zu erkennen, dass die Unterschiede relativ klein sind. Die stärksten Abweichungen liefert Toluol aufgrund des bereits erwähnten abweichenden C:H-Verhältnisses. Durch die enthaltenen Aromaten zeigt sich dieser Effekt in abgeschwächter Form auch bei Kerosin. Die Unterschiede zwischen den anderen Brennstoffen können weitestgehend vernachlässigt werden.

Wie von Colket et al. [63] beschrieben, muss ein Prüfstand zur Bewertung alternativer Brennstoffe eine hohe Brennstoffsensitivität, aber gleichzeitig eine ausreichende Ähnlichkeit zu kommerziellen Brennkammersystemen aufweisen. Des Weiteren sollten Experimente bei Bedingungen, die die größte Sensitivität auf die Brennstoffauswahl zeigen und unter repräsentativen Bedingungen für reale Systeme durchgeführt werden [63]. Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden bei atmosphärischen Brennkammerdruckbedingungen durchgeführt. Dies hatte den Vorteil, dass eine große Anzahl an Messtechniken mit, im Vergleich zu Druckprüfständen, reduziertem Aufwand angewandt werden konnte. Auch der Brennstoffdurchsatz und damit die Brennstoffkosten waren dadurch verringert.

Die Auswahl der Lufttemperatur erfolgte unter der Annahme, dass eine niedrigere Temperatur höhere Brennstoffunterschiede hervorruft, sowie mit dem Hintergrund der typischerweise beim mageren Verlöschen vorherrschenden Brennkammerbedingungen. Nach Mongia et al. [182] liegen typische Brennkammereintrittstemperaturen, bei denen es zu Problemen mit magerem Verlöschen kommen kann, im stationären Leerlauf von Flugtriebwerken abhängig von der Flughöhe, bei ca. 116 °C-227 °C. Eine eigene Abschätzung der Brennkammereintrittsbedingungen für den Leerlauf auf 10 km Höhe lieferte eine Temperatur von ca. 150 °C und einen Druck von 2,5 bar unter der Annahme isentroper Verdichtung mit $\kappa = 1,4$ und atmosphärischen Bedingungen von $p_0 = 0,25$ bar und $T_0 = -55$ °C. Colket et al. [63] nennen Zielwerte von 127 °C-177 °C und 2 bar-4 bar für die Untersuchung des mageren Verlöschens.

Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurden daher zwei Luftvorwärmtemperaturen ausgewählt, 50 °C als Referenztemperatur und 150 °C für weitere Messungen der mageren Verlöschgrenze. Bei der Referenztemperatur ergab sich eine, auf den äußeren Austrittsdurchmesser der Brennstoffdüse bezogene, theoretische Reynoldszahl, unter Annahme eines Geschwindigkeitsblockprofils, von $Re_{D_{uese}} \approx 24.000$. Auch der erwähnte atmosphärische Druck ist nicht sehr weit von den typischen kritischen Werten entfernt. Die Untersuchungen der Abgasemissionen bei diesen Bedingungen erfolgte vor dem Hintergrund der erwünschten hohen Brennstoffsensitivität.

5.2 Messergebnisse

Der zweite Teil dieses Kapitels stellt die Ergebnisse der Messungen vor, die an der ausgewählten Spraybrennerkonfiguration durchgeführt wurden. Die Ergebnisse werden zunächst weitgehend isoliert betrachtet. Im folgenden Kapitel wird dann auf den Zusammenhang der einzelnen Messungen und die Interpretation von Brennstoffunterschieden eingegangen. Teile der nachfolgend vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in [128, 130, 137] und [138] veröffentlicht.

5.2.1 Gasphasenströmungsfeld

Ein vertikaler Schnitt durch das Strömungsfeld der nichtreagierenden Strömung ohne Brennstoffbeladung bei Referenzluftmenge und -temperatur ist in Abbildung 5.2.1 für die drei Messbereiche A, B und C (vgl. Abbildung 4.0.1) dargestellt. In Abbildungsteil (a) zeigt die Hintergrundfarbe bis ($y = 125$ mm) den Betrag des dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors. Es ist zu erkennen, dass die höchsten Geschwindigkeiten von ca. $100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ am Düsenaustritt (Zerstäuberante), bzw. Brennkammereintritt ($y = 0$ mm) auftraten. Mit zunehmendem Abstand von der Düse sanken die Geschwindigkeitsbeträge der konischen Hauptströmung, bedingt durch die Vergrößerung der durchströmten Querschnittsfläche. In der oberen Brennkammerhälfte wurden nur noch Beträge von wenigen Metern pro Sekunde erreicht.

Dem Hintergrund überlagert sind Stromlinien mit Richtungspfeilen eingezeichnet. Anhand dieser lässt sich erkennen, dass sich zwei innere Rezirkulationsgebiete (bei $y \approx 7$ mm und $y \approx 75$ mm) und ein äußeres Rezirkulationsgebiet ausbildeten, in denen es zu einer Umkehr der Hauptströmungsrichtung kam. An den Grenzen der Rückströmgebiete zu der Hauptströmung bildeten sich entsprechende Scherschichten, die mit weißen Linien angedeutet sind. Sie kennzeichnen die Orte, an denen die axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_y verschwand. Es lässt sich die sehr gute Übereinstimmung des räumlich hochauflösend gemessenen Strömungs-

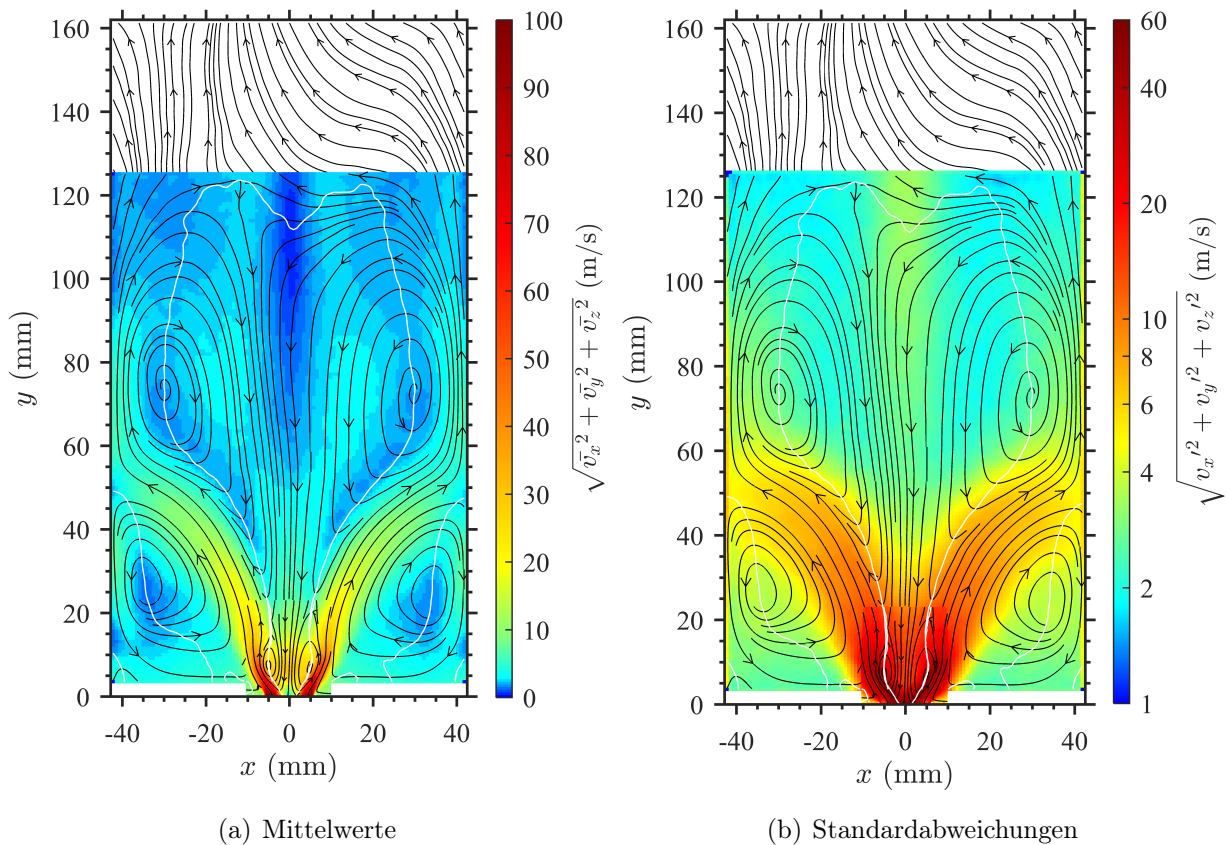
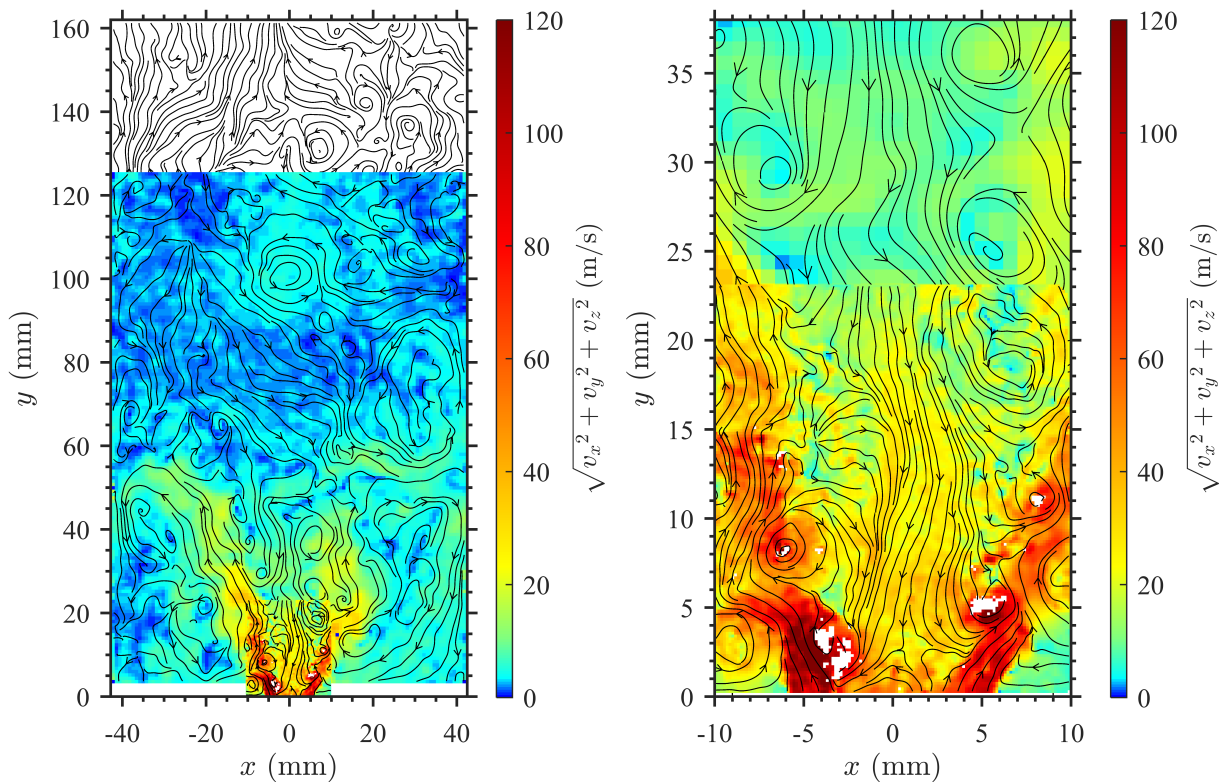


Abbildung 5.2.1: Mittleres vertikales Strömungsfeld der nichtreagierenden Strömung.

felds im Düsenbereich (PIV A) mit seiner grober aufgelösten Umgebung erkennen. Das kleinere der beiden inneren Rezirkulationsgebiete reichte bis in die Düse ($y < 0$ mm) hinein. Das größere Gebiet streckte sich bis zu einer Höhe von $y \approx 125$ mm in die Brennkammer. Mit den aufgezählten Merkmalen lagen somit die Eigenschaften des Strömungsfelds einer gasturbinentypischen drallstabilisierten Flamme vor.

In Teil (b) der Abbildung wurde der Hintergrund durch den Betrag der Standardabweichungen der drei Geschwindigkeitskomponenten ersetzt. Hohe Werte lassen sich insbesondere im Bereich der Ausströmung und an der Grenzschicht zur mittleren Lage des inneren Rezirkulationsgebiets erkennen. Diese hohen Beträge der Schwankungsgrößen deuten auf stark turbulente Strömungen in diesen Bereichen hin. Beide vertikalen Schnitte durch das Strömungsfeld wiesen keine auffälligen Asymmetrien auf.

Um den instantanen Strömungszustand besser beurteilen zu können, sind in Abbildung 5.2.2 Einzelmessungen des gesamten Strömungsfelds (a) und des Düsenbereichs (b) dargestellt. Anhand der Stromlinien lässt sich die hohe Turbulenz der Strömung in Form von Wirbeln unterschiedlicher Größe erkennen. Die Wirbel spielen eine große Rolle bei der Mischung von Brennstoff und Luft im reagierenden Fall. Der Düsenbereich zeigt weiße Be-



(a) Gesamte Brennkammer

(b) Düsenbereich

Abbildung 5.2.2: Momentanes vertikales Strömungsfeld der nichtreagierenden Strömung.

reiche, in denen die PIV-Partikelbeladung verschwindend gering war und dadurch dort keine Vektoren berechnet werden konnten. Es handelt sich um die Zentren eines umlaufenden Wirbelschlauchs, der auch als „precessing vortex core“ (PVC) bezeichnet wird und bei dieser Art von verdrallten Strömungen häufig aufzufinden ist. Der umlaufende Charakter lässt sich auch aus der regelmäßig abwechselnden Lage der Wirbelzentren in der rechten und linken Brennkammerhälfte erkennen.

Zur genaueren Analyse der Strömungsfelder sind in Abbildung 5.2.3 mittlere radiale Geschwindigkeitsprofile an zwei unterschiedlichen Abständen von der Düsenaustrittsebene aufgetragen. Dabei wurde zur besseren Übersicht jeweils nur jeder vierte Messpunkt mit einem Symbol gekennzeichnet. Abbildungsteil 5.2.3(a) zeigt die Geschwindigkeitsbeträge in die drei Raumrichtungen in der Nähe vom Düsenaustritt ($y \approx 0,4$ mm). Die höchsten Geschwindigkeitsbeträge erreichte die Umfangskomponente v_z mit ca. $90 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $|x| \approx 5$ mm, was auf eine starke Verdrallung hindeutet. Die Geschwindigkeitskomponente v_y in Hauptströmungsrichtung erreichte im Mittel Maximalbeträge von ca. $65 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und leicht negative Werte auf der Brennermittelachse. In beiden Profilen sind lokale Minima bei $|x| \approx 4$ mm zu erkennen. Sie lassen sich durch die dort liegende Zerstäuberkannte erklären (Durchmesser 8 mm).

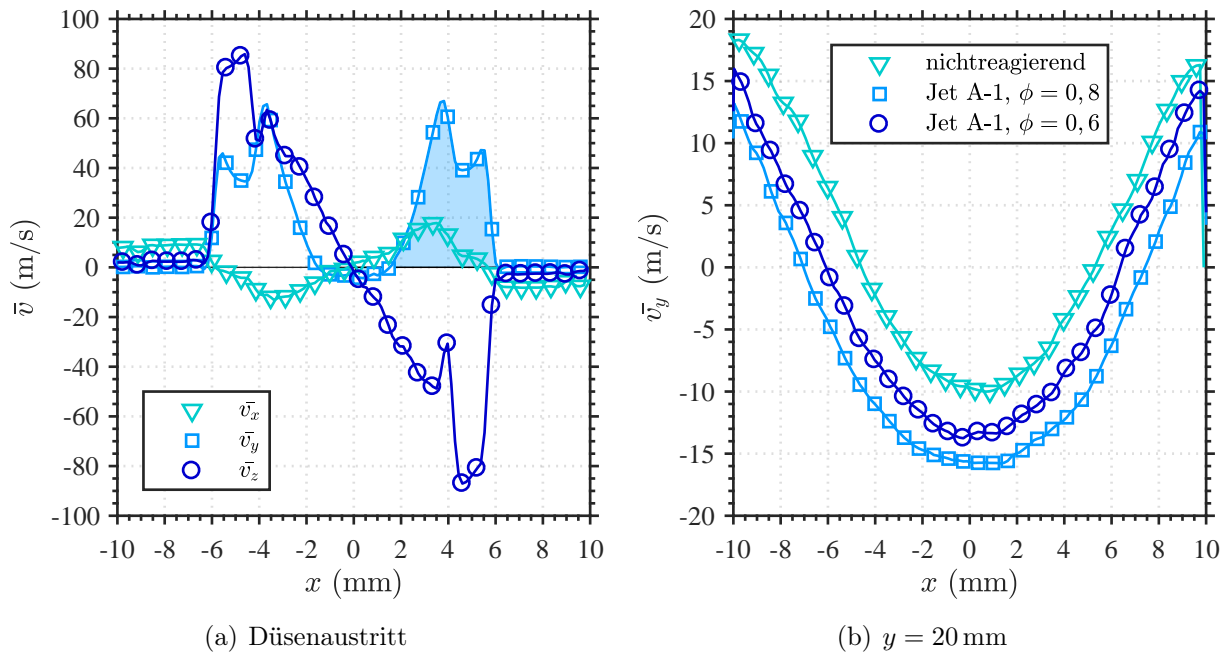


Abbildung 5.2.3: Mittlere Geschwindigkeitsprofile des Strömungsfelds der nichtreagierenden und reagierenden Strömungen.

Die radiale Geschwindigkeitskomponente v_x wies, wie erwartet, auf positiver x -Seite in positive x -Richtung, bzw. umgekehrt auf der negativen x -Seite. Sie erreichte Beträge von $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ - $20 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Profile sind weitgehend achsensymmetrisch zur y -Achse. Die Höhe der Geschwindigkeiten macht den Referenzfall geeignet für die Verwendung numerischer Modelle, die von inkompressiblen Gasverhalten ausgehen.

Über eine Integration der axialen Geschwindigkeitskomponente v_y in radiale Richtung und entlang des Umfangs konnte ein Massenstrom ermittelt werden. Die Integration des blau unterlegten Bereichs ergab eine Luftmenge von $\dot{m}_{L,exp} = 4,41 \frac{\text{g}}{\text{s}}$, die gut mit dem eingestellten Luftmassenstrom von $\dot{m}_{L,ref} = 4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ übereinstimmt. Bei einfacher Trennung des Integrationsgebiets am Abszissenwert des erwähnten lokalen Minimums ergab sich eine theoretische Aufteilung von $2,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ für den inneren Drallerzeuger und $1,8 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ für den äußeren Drallerzeuger. Da die Messung jedoch nicht bei $y = 0 \text{ mm}$ stattfand, sind diese Werte mit einer größeren Unsicherheit behaftet.

Aus dem Verhältnis des Impulsstroms in Umfangsrichtung und des axialen Impulsstroms zwischen $x = 0 \text{ mm}$ und $|x| = 10 \text{ mm}$ wurden Drallzahlen gemäß Gleichung 3.1.1 bestimmt. Für die linke Seite ergab sich ein Wert von $S_l = 1,09$ und für die rechte Seite ein Wert von $S_r = 0,98$. Diese Werte stimmen gut mit den in Kapitel 3.1 geometrisch berechneten Werten von $S_{i,a} \approx 1,2$ überein. Im Vergleich zu theoretischen Drallzahlen niedrigere gemessene Drallzahlen wurden z.B. auch in einer Studie von Palies et al. [183] festgestellt.

Im zweiten Teil der Abbildung 5.2.3 sind Profile der axialen Geschwindigkeitskomponente v_y im Bereich der inneren Rückströmung bei $y = 20$ mm der nichtreagierenden Strömung und der reagierenden Strömung bei zwei verschiedenen Äquivalenzverhältnissen aufgetragen (Messbereich PIV A). Als Brennstoff kam Kerosin Jet A-1 zum Einsatz. Es lässt sich erkennen, dass der Maximalbetrag der Geschwindigkeit bei Reaktion und mit zunehmendem Äquivalenzverhältnis von ca. $\bar{v}_y = -10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ auf $\bar{v}_y = -15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ stieg. Dies lässt sich mit zunehmender Wärmefreisetzung und der entsprechenden Expansion des Gases in axiale Richtungen erklären. Aufgrund der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Ungenauigkeiten bei der Messung des reagierenden Strömungsfelds wurde auf die Untersuchung der Strömungsfelder weiterer Brennstoffe mit PIV verzichtet. Der Vergleich wird anhand der in Abschnitt 5.2.7 vorgestellten LDA-Messungen gezogen.

Um die Konvergenz der Mittelwerte der Messungen zu beurteilen, wurden für die Messungen der Geschwindigkeitskomponenten des nichtreagierenden Strömungsfelds der Messbereiche PIV A und B Felder ansteigender Anzahl zeitlich gemittelt sowie das Ergebnis räumlich gemittelt, um einen einzelnen Wert zu erhalten. Die Beträge der Werte wurden über eine steigende Anzahl an Strömungsfeldern aufgetragen und auf ihren jeweiligen Maximalwert normiert (nicht dargestellt). Für alle Geschwindigkeitskomponenten ließ sich erkennen, dass die Werte ab ca. 150 Aufnahmen nur noch geringen Schwankungen unterworfen waren. Die Anzahl von 400 Aufnahmen war daher für arithmetische Mittelwerte ausreichend.

Abbildung 5.2.4 zeigt horizontale Schnitte bei $y = 15$ mm und $y = 25$ mm durch das Strömungsfeld der nichtreagierenden Strömung ohne Brennstoffbeladung bei Referenzluftmenge und -temperatur. Die Blickrichtung ist entsprechend eines Rechtssystems stromauf. Die Hintergrundfarbe kennzeichnet die Richtung und den Betrag der mittleren Geschwindigkeit \bar{v}_y in Hauptströmungsrichtung. Die überlagerten Vektoren visualisieren die anderen beiden Ge-

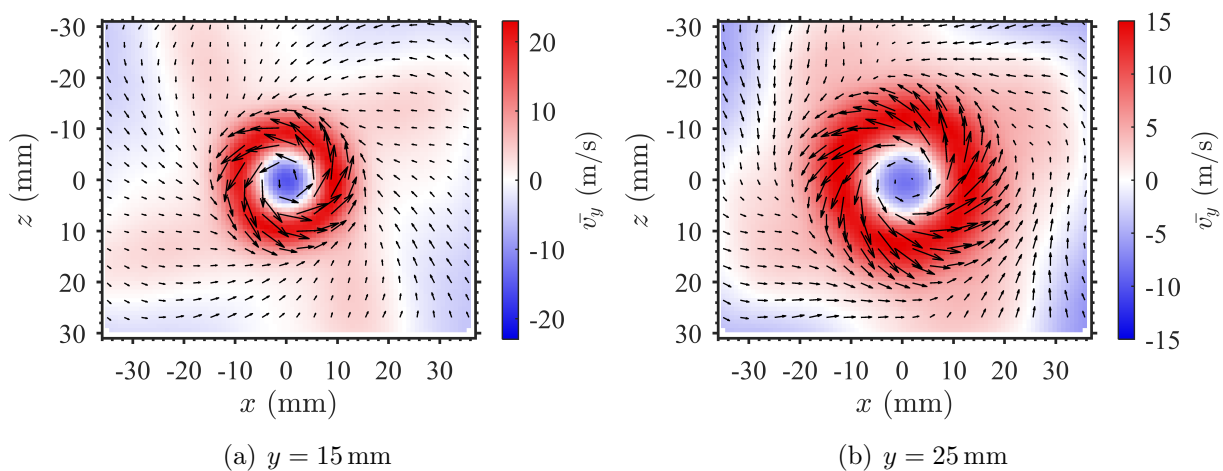


Abbildung 5.2.4: Mittleres horizontales Strömungsfeld der nichtreagierenden Strömung.

schwindigkeitskomponenten. Deutlich zu erkennen sind die ringförmige Ausströmung und das zentrale Rückströmgebiet. Zusätzlich lässt sich ein vierfach periodisches Muster im äußeren Bereich erkennen, an dem die äußere Rückströmung durch eine moderate Strömung in Richtung der Hauptströmung unterbrochen war. Diese Abweichung von einer zylindersymmetrischen Strömung ergab sich durch den quadratischen Brennkammerquerschnitt. Ihr Einfluss auf die Lage der Flamme wird in Abschnitt 5.2.3 beschrieben werden.

Zur Beurteilung der Genauigkeit der Positionierung der Laserlichtschnitte und der Messgenauigkeit der jeweiligen Stereo-Geschwindigkeitskomponente wurden die Mittelwerte der axialen und der Umfangskomponente an den Schnittlinien des vertikalen Strömungsfelds mit den horizontalen Strömungsfeldern verglichen (nicht dargestellt). Es zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung über den gesamten Brennkammerquerschnitt.

Anhand der hier vorgestellten Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass die verwendete Brennerkonfiguration ein typisches Strömungsfeld drallstabilisierter Gasturbinenflammen aufweist und damit diesbezüglich für die Ziele dieser Arbeit geeignet war. Außerdem wurde eine Abweichung von reiner Zylindersymmetrie bemerkt und quantifiziert, sowie die Güte der Messungen beurteilt. Außerdem wurde eine wichtige Grundlage für die Validierung numerischer Simulationen geschaffen.

5.2.2 Wandtemperaturen

Die mittels Phosphorthermometrie gemessenen Temperaturen der Wandinnenseite bei Betrieb der Jet A-1 Referenzflamme sind in Abbildung 5.2.5 dargestellt. Abbildungsteil (a) zeigt die Lage der Messpunkte in Form von Kreuzen und eine Interpolation zwischen den Messpunkten mittels der Hintergrundfarbe. Die höchsten Temperaturwerte wurden mit ca. 1400 K bei einer Höhe von $y = 50$ mm gemessen. Stromauf und stromab nahmen die Temperaturen im Messgebiet bis ca. 900 K-1000 K ab. Die erkennbare Asymmetrie lässt sich vermutlich mit der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Asymmetrie des Strömungsfelds erklären (vgl. Abbildung 5.2.4 und Abschnitt 5.2.3). Die Werte lassen sich für die drei vertikalen Profile aus Teil (b) entnehmen.

Zusätzlich zu den Wandtemperaturen wurden die Temperaturen der Brennerstirnseite gemessen. Abbildung 5.2.6(a) zeigt die Lage der Messpunkte und die jeweils gemessene Temperatur bei Referenzbedingungen (Jet A-1). Die Temperaturen lagen im Bereich von 800 K-950 K. Der zweite Teil der Abbildung zeigt eine Fotografie der glühenden Brennerstirnseite, jedoch bei der Verbrennung von *iso*-Octan. Es lässt sich ansatzweise ein Muster in Form von vier helleren Streifen erkennen, von denen einer von der Flamme verdeckt ist. Die im vorherigen Abschnitt erwähnte Abweichung von der Zylindersymmetrie wird als Ursache dieser

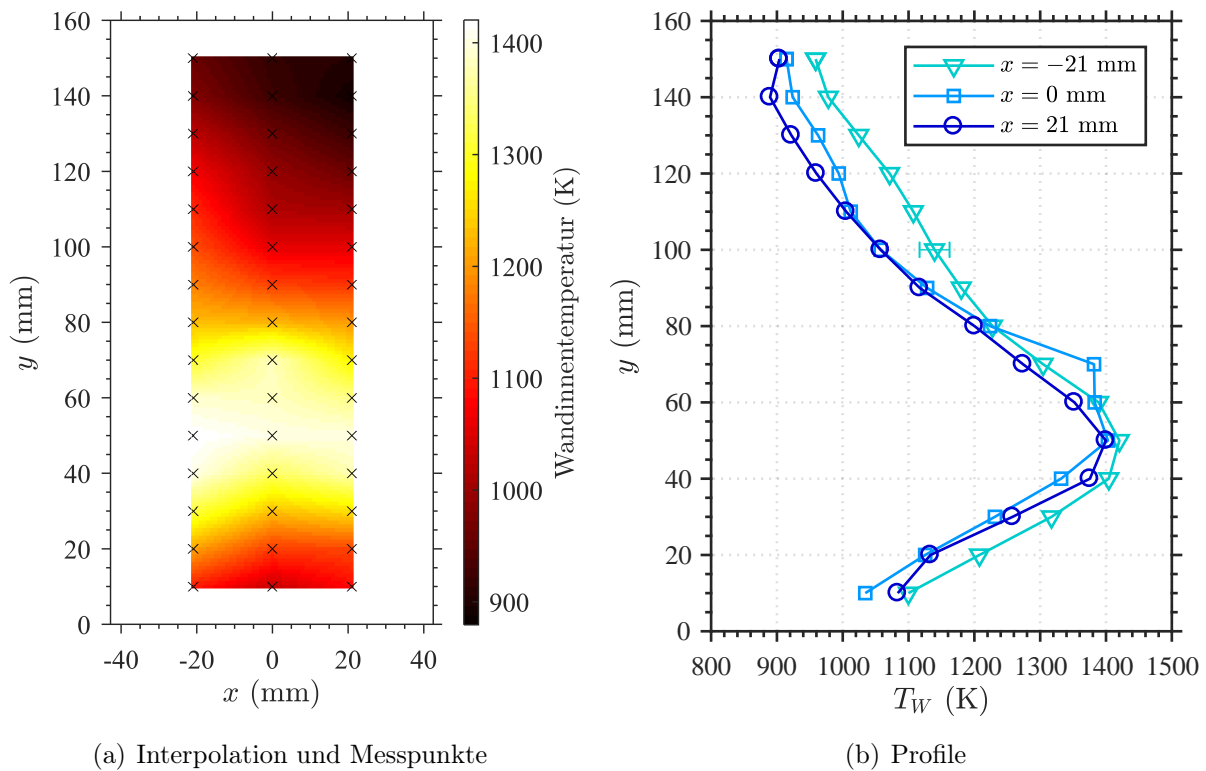


Abbildung 5.2.5: Temperaturen der Wandinnenseite bei Betrieb der Jet A-1 Referenzflamme.

ungleichmäßigen Temperaturverteilung auf dem Brennerstirring interpretiert.

Die gemessenen Temperaturen können als Randbedingungen für numerische Simulationen dienen. So weisen zum Beispiel Mercier et al. [184] darauf hin, dass die Berücksichtigung von Wandwärmeverlusten die Vorhersage von Geschwindigkeiten und Temperaturen in der inneren Rezirkulationszone von Staukörperflammen beeinflusst und Kraus et al. [185] betonen die Bedeutung von Wandwärmeverlusten für die Vorhersage von thermoakustischen Instabilitäten mit LES. Aufgrund der hohen Ähnlichkeit der thermischen Leistungen der ausgewählten Brennstoffe bei Referenzbedingungen (vgl. Tabelle 5.3) wurde auf eine Messung der Wandtemperaturen der weiteren Brennstoffe verzichtet, da zunächst keine nennenswerten Unterschiede erwartet wurden.

5.2.3 Flammenleuchten

Zur Untersuchung der Form, Lage und Größe der Flammen wurde das Flammenleuchten im sichtbaren Spektralbereich mittels einer CCD-Fotokamera aufgenommen. Abbildung 5.2.7 zeigt die mit gleichen Einstellungen fotografierten Flammen für drei verschiedene Luftmassenströme und zwei Äquivalenzverhältnisse. Die Flammenbilder bei Referenzbedingungen finden sich in der vierten Spalte. Die Aufnahmen wurden für alle ausgewählten Brennstoffe durch-

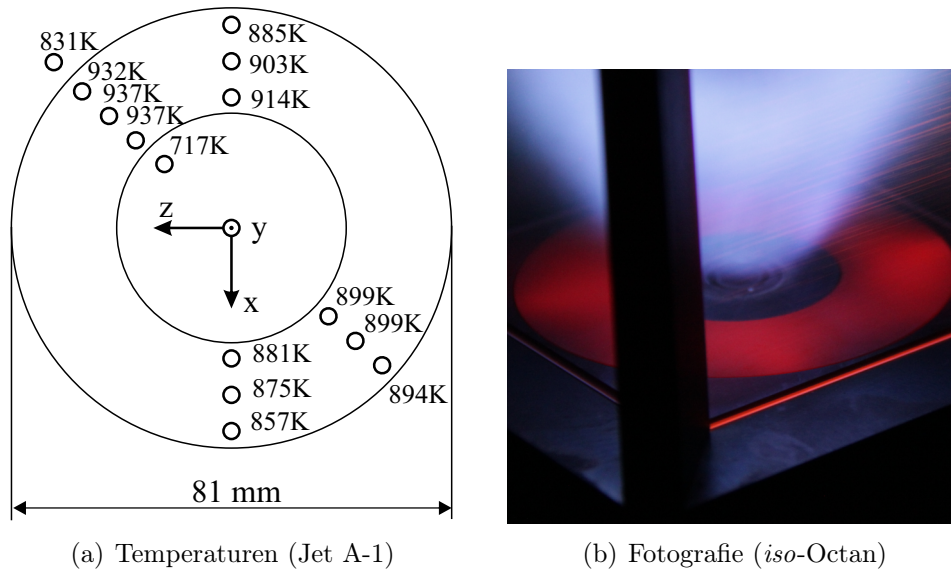


Abbildung 5.2.6: Brennerstirntemperaturen bei Betrieb der Referenzflamme.

geführt. Zunächst werden die allgemeinen, brennstoffunabhängigen Trends diskutiert.

Mit zunehmendem Luftmassenstrom verlängerten sich die Flammen aller Brennstoffe in axiale Richtung und die Abstände der Flammenwurzeln zur Brennerstirnplatte (Abhebehöhen). Dies lässt sich durch die entsprechend höheren Luftgeschwindigkeiten bei weitgehend gleichbleibender chemischer Zeitskalen erklären. Dabei nahm auch die Intensität des Flammenleuchtens zu, was sich auf die bei konstantem Äquivalenzverhältnis ansteigende thermische Leistung und damit Wärmefreisetzung zurückführen lässt. Wie an den Brennkammerpfosten an den Bildrändern und der Brennerstirnplatte zu erkennen ist, beeinflusste dies auch den thermischen Zustand der Brennkammer hin zu höheren Wandtemperaturen. Die Flammen nahmen bei Referenzbedingungen typischerweise ca. ein Drittel der Brennkammer ein. Im darüberliegenden Bereich ließ sich kein sichtbares Flammenleuchten beobachten. Dies deutet darauf hin, dass die Flammen in der Brennkammer vollständig ausbrannten.

Die Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses von 0,6 auf 0,8 führt bei konstantem Luftmassenstrom zu einer Verkürzung der Flammen in axialer Richtung, hervorgerufen durch die entsprechende Verkürzung der chemischen Zeitskala. Die damit wieder einhergehende Vergrößerung der thermischen Leistung ließ die Flammen stärker leuchten. Bei dem mageren Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,6$ bekamen die Flammen mit zunehmendem Luftmassenstrom den Charakter einer stark verteilten Verbrennung (siehe zum Beispiel *n*-Hexan), die Ränder der Flammenzonen waren weniger stark definiert. Diese Beobachtungen wurden auch bei noch stärkerer Abmagerung in Richtung mageren Verlöschens gemacht.

Zwischen den Brennstoffen lassen sich Unterschiede in der Intensität des Flammenleuchtens und der Flammenfarbe erkennen.

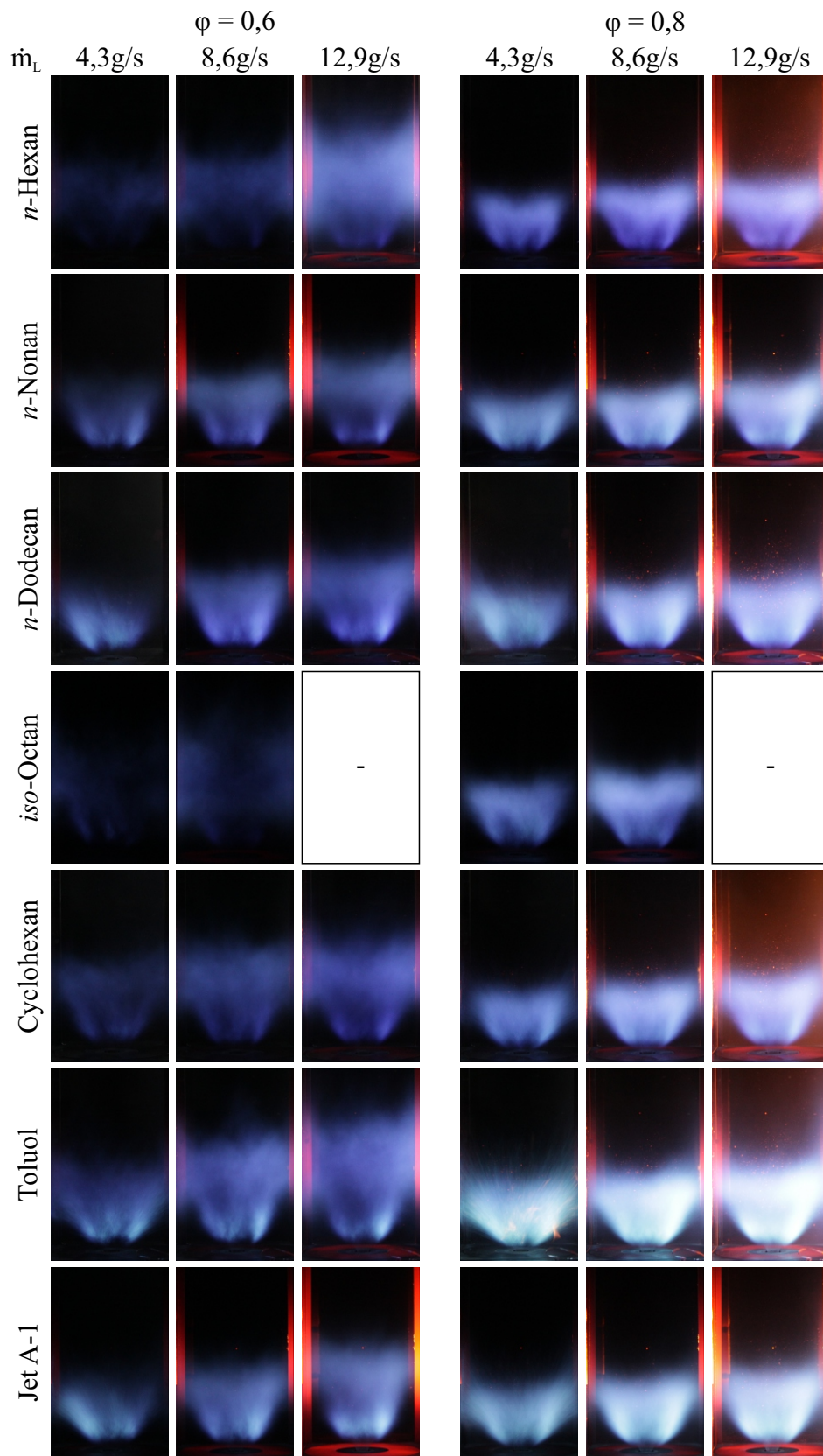


Abbildung 5.2.7: Fotografien der Flammen bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen.

Die Flammen weisen das typische blaue Leuchten von mageren Kohlenwasserstoffflammen auf, hervorgerufen durch die Chemolumineszenz elektronisch angeregter Moleküle (insbes. CH^* und C_2^* , siehe Kapitel 2.3.7). Zusätzlich zeigte einzig die Toluol-Flamme bei Referenzbedingungen sichtbares Rußleuchten in Form von gelblichen Strähnen. Die global mageren Verhältnisse und der atmosphärische Druck schienen die Rußbildung für die anderen Fälle wirkungsvoll zu verhindern.

Die Intensität der Luminosität stieg für gleiche Betriebsbedingungen für die drei linearen Alkane mit steigender Kettenlänge (Zeilen 1-3). Die leichten Brennstoffe *n*-Hexan und *iso*-Oktan wiesen die geringsten Intensitäten auf, während der Aromat Toluol und das aromatenhaltige Kerosin am stärksten leuchteten. Für *iso*-Oktan liegen keine Aufnahmen für den höchsten Luftmassenstrom vor. Die Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Oktan und Cyclohexan fielen bei Referenzbedingungen durch besonders kompakte Flammen auf. Die *iso*-Oktan-Flamme war dabei ein wenig länger in axiale Richtung.

Die Flammensymmetrie kann im Allgemeinen als gut bezeichnet werden. Insbesondere bei niedrigen Brennstoffmassenströmen ließen sich jedoch für einige Brennstoffe sichtbare Abweichungen feststellen. So wiesen die *n*-Dodecan-Flammen bei der niedrigsten Luftmenge einen Bereich erhöhten Flammenleuchtens auf der linken Brennkammerhälfte auf. Mit steigendem Brennstoffdurchsatz verteilte sich die Flamme jedoch gleichmäßiger und das Intensitätsmaximum schien auf die rechte Brennkammerhälfte zu wandern. Ein auf den Aufnahmen nur schwer erkennbares, bei schrägem Blick in die Brennkammer jedoch deutlich sichtbares, periodisches Muster von vier dunkleren Gebieten in der Flamme, ließ sich durch die im vorherigen Abschnitt beschriebene Abweichung des Strömungsfelds von einer rein zylindersymmetrischen Strömung erklären. Die Unterbrechung der äußeren Rezirkulationszone führte hier zu Bereichen mit veränderter Reaktivität.

Zur genaueren Beurteilung der Lage der Flammenzone und möglicher Brennstoffeinflüsse wurde das Leuchten des angeregten CH -Radikals mit einer wissenschaftlichen Kamera mit telezentrischem Objektiv aufgenommen. Abbildung 5.2.8 zeigt arithmetische Mittel der Signalintensität von jeweils 1000 Aufnahmen bei konstanten Aufnahmeeinstellungen und Referenzbedingungen für die untersuchten Brennstoffe. Die Abbildungen der einzelnen Brennstoffe wurden auf ihr jeweils eigenes Maximum normiert, um die Lage der Flammenzonen besser miteinander vergleichen zu können. Eine vorherige Analyse der Intensität des Flammenleuchtens lieferte die gleichen Trends wie im bereits analysierten gesamten sichtbaren Spektralbereich.

Anhand der Aufnahmen lässt sich erkennen, dass CH^* -Radikale bereits wenige Millimeter stromab der Brennereintrittsebene vorhanden waren und sich dieser Bereich bis ca. $y = 50$ mm in die Brennkammer streckte. Im Bereich von $y \approx 25$ mm bis $y \approx 55$ mm reichte das Signal

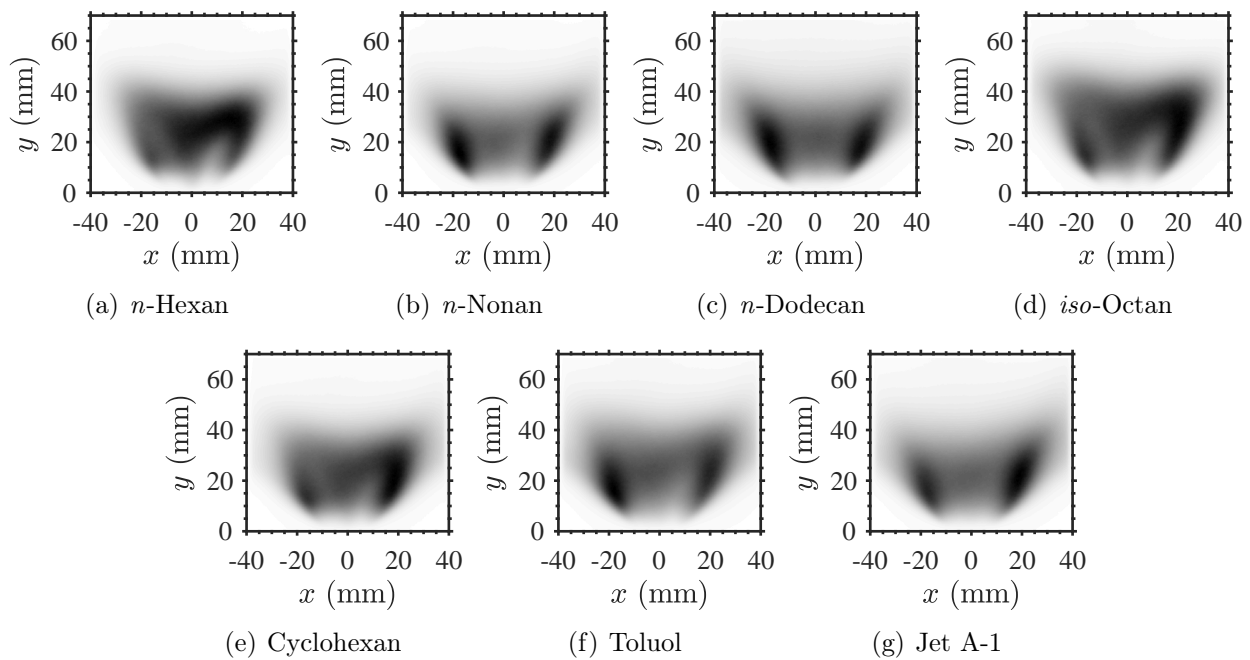


Abbildung 5.2.8: CH^* -Chemolumineszenz der Flammen bei Referenzbedingungen.

bis an die Brennkammerwände ($|x| > 40 \text{ mm}$) heran. Dies traf besonders auf die Brennstoffe *n*-Dodecan, Toluol und Jet A-1 zu. Es deckt sich mit den Messungen der Wandtemperaturen bei Betrieb der Jet A-1-Flamme, die bei $y = 50 \text{ mm}$ ihr Maximum erreichten (vgl. Abschnitt 5.2.2). Das Intensitätsmaximum wurde typischerweise in einer Zone um $(|x|, y) \approx (20 \text{ mm}, 20 \text{ mm})$ erreicht. Dies entspricht der Außenseite der kegelförmigen Düsenaustrittsströmung des nicht reagierenden Strömungsfelds (vgl. Abbildung 5.2.1(a)).

Die bereits gemachten Beobachtungen zur Flammensymmetrie bestätigen sich. Die Flammen wiesen größtenteils gute Symmetrien, jedoch eine in axialer Richtung größere Chemolumineszenzzone auf der rechten Seite auf. Dies traf jedoch nicht auf *n*-Dodecan zu, bei dem dieses Verhalten auf der linken Seite sichtbar wird. Eine Erklärung dafür wird Abschnitt 5.2.6 liefern.

Ein deutlicher Unterschied zwischen den Brennstoffen ist hinsichtlich der Gesamtlage der Flammen zu erkennen. Ein Teil der Brennstoffe (*n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan) fiel durch deutlich stärkeres Flammenleuchten auf der Brennkammermittelachse ($x = 0 \text{ mm}$), im Vergleich zu dem jeweiligen Leuchten an der Außenseite des Flammenkegels, auf. Zur genaueren Analyse wurde daher, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, mit Hilfe einer inversen Abel-Transformation, die Signalverteilung in der Brennermittelebene berechnet. Da diese Methode Rotationssymmetrie voraussetzt, die hier nicht vollständig gegeben war, muss von einer gewissen Ungenauigkeit ausgegangen werden. Zur Beurteilung wurden daher die linke und die rechte Seite des Signals getrennt transformiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2.9 darge-

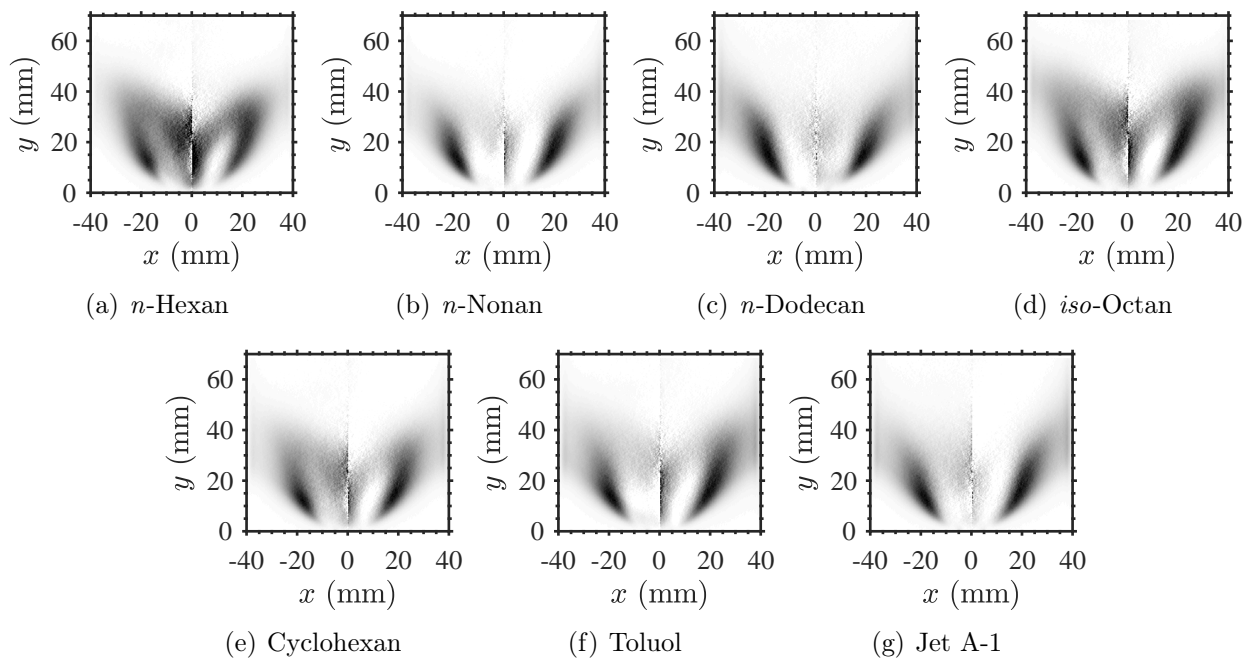


Abbildung 5.2.9: Inverse Abeltransformation der CH^* -Chemolumineszenz der Flammen bei Referenzbedingungen.

stellt. Die Aufnahmen der einzelnen Brennstoffe wurden wieder auf ihr jeweiliges Maximum normiert.

Es ist zu erkennen, dass sich die Form und Lage der Flammenzone der drei Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan deutlich von denen der anderen Brennstoffe unterscheiden. Wie die anderen Brennstoffe, wiesen sie eine starke Intensität des Flammenleuchtens an der Außenseite des Strömungskegels ($|x| \approx 20 \text{ mm}$) auf. Bei einer Höhe von ca. $y = 40 \text{ mm}$ schien es jedoch im Mittel zu einer Umlenkung noch reagierender Strömung zu kommen. Dies hatte zur Folge, dass sich bei diesen Brennstoffen auch auf der Brennkammermittellachse noch angeregte CH -Radikale befanden. Diese reichten relativ weit stromauf, in die Mitte des Flammenkegels. Bei der Interpretation ist zu beachten, dass es bei der Abelinversion auf der Symmetrieachse zu Artefakten und größeren Fehlern kommen kann. Der Unterschied zu den anderen Brennstoffen ist jedoch mit dem bloßem Auge ersichtlich. Die Flammen der erwähnten Brennstoffe wiesen eine M-Form auf, während die anderen Flammen eher V-förmig waren. Wie bereits bei den einfachen Flammenfotografien erkennbar gewesen ist, war die Flamme von *iso*-Octan in axialer Richtung etwas länger als die Flammen von *n*-Hexan und Cyclohexan.

In Abbildung 5.2.10 sind Profile der transformierten CH^* -Signale beider Seiten an zwei verschiedenen Abständen von der Brennkammereintrittsebene abgebildet. Sie wurden zur Glättung über eine kleines y -Intervall gemittelt (ca. 1 mm) und auf ihr jeweiliges Maximum

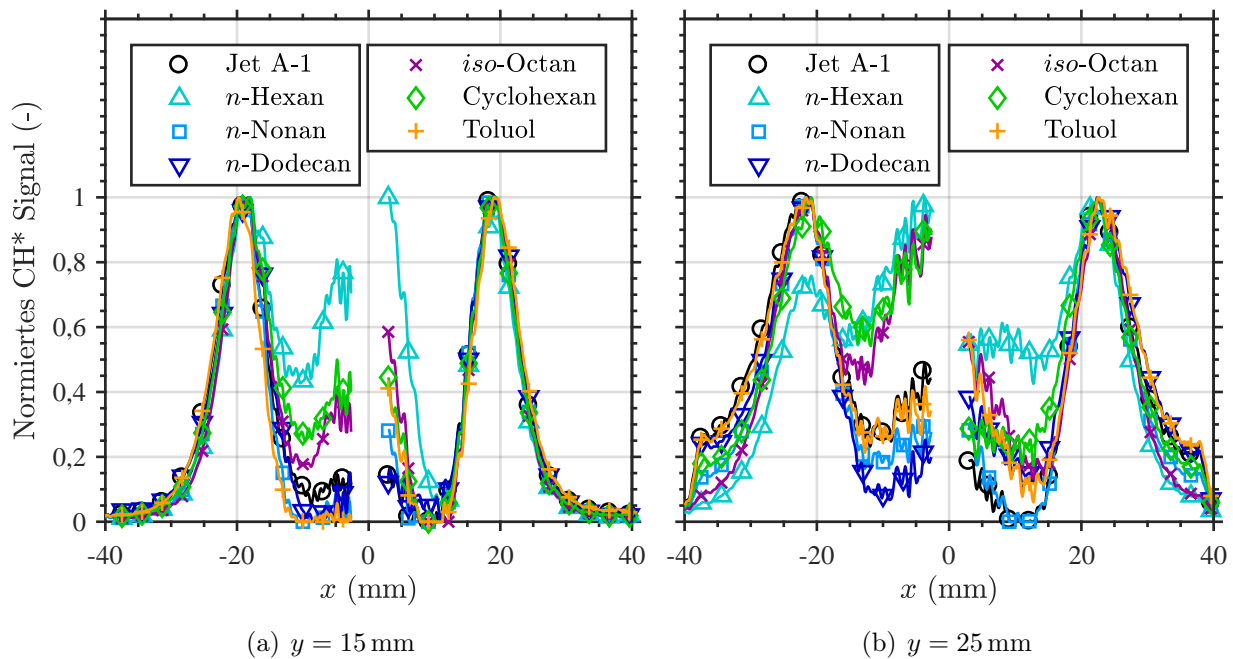


Abbildung 5.2.10: Profile der normierten und transformierten CH*-Signale.

normiert. Die vorher gemachten Beobachtungen bestätigen sich größtenteils. Alle Brennstoffe wiesen zwischen der Mittelachse und dem äußeren Maximum ein Minimum auf, das bei $y = 15 \text{ mm}$ bei $|x| \approx 10 \text{ mm}$ und bei $y = 25 \text{ mm}$ bei $|x| \approx 10 \text{ mm} - 15 \text{ mm}$ lag. Die Brennstoffe *n*-Nonan, *n*-Dodecan, Toluol und Jet A-1 erreichten ihr jeweiliges Maximum bei ca. $|x| = 20 \text{ mm}$ und wiesen in der Nähe der Brennkammermittelachse größtenteils deutlich niedrigere Werte auf. Die drei leichteren Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan zeigten jedoch deutlich höhere CH*-Signale in der Nähe der Brennkammermittelachse bezogen auf die jeweiligen Intensitäten bei $|x| \approx 20 \text{ mm}$. Bei *n*-Hexan ist dieses Verhalten am deutlichsten erkennbar. An dieser Stelle sei insbesondere auch auf die relative Ähnlichkeit von *n*-Hexan und *iso*-Octan im Vergleich zu *n*-Dodecan hingewiesen.

Die für eine solche, brennstoffrelative, Untersuchung erforderliche Wiederholbarkeit der Messergebnisse wurde anhand einer erneuten Messung eines Brennstoffs am Ende der Messkampagne bewertet. Die in Anhang A.5 dargestellten Profile der CH*-Signale an zwei unterschiedlichen Messtagen bestätigen eine sehr hohe Reproduzierbarkeit.

Es scheint insgesamt also, dass bei einigen Brennstoffen der Transport von einer Mischung aus Brennstoff und Frischgas aus der kegelförmigen Hauptströmung in Richtung der Brennkammermitte erleichtert war. Um diesen Effekt genauer zu verstehen, werden im weiteren Verlauf der Arbeit auch die Eigenschaften der Flüssigphase untersucht. Zunächst wird jedoch mit den mageren Verlöschgrenzen und den Abgasemissionen auf zwei globale Betriebsgrößen der Brennstoffe eingegangen.

5.2.4 Magere Verlöschgrenzen

Die Untersuchung der mageren Verlöschgrenzen aller ausgewählten Brennstoffe erfolgte bei zwei unterschiedlichen Luftvorwärmtemperaturen. Abbildung 5.2.11 zeigt die globalen Äquivalenzverhältnisse ϕ_{min} , bei denen es zu einem vollständigen Verlöschen der Flamme kam, aufgetragen über dem Luftmassenstrom. Bei den durch die Symbole dargestellten Werten handelt es sich um die arithmetischen Mittelwerte aus jeweils drei Verlöschereignissen.

Abbildungsteil (a) stellt die Messergebnisse für $T_L = 50^\circ\text{C}$ dar. Der allgemeine Verlauf ist für alle Brennstoffe ähnlich. Von hohen Luftmassenströmen kommend, verbesserte sich die magere Verlöschgrenze für die meisten Brennstoffe mit sinkendem Luftmassenstrom. Dieser Effekt war jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt, weswegen es zu Überschneidungen der Verlöschkurven verschiedener Brennstoffe kommt. Insbesondere *iso*-Octan und *n*-Hexan, sowie auch Cyclohexan, wiesen nur minimale Verbesserungen ihres ϕ_{min} von $\dot{m}_L = 13 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ bis ca. $\dot{m}_L = 6,5 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ auf. Die Brennstoffe *n*-Nonan, *n*-Dodecan, Toluol und Jet A-1 verbesserten sich dagegen um ca. $\Delta\phi = 0,02 - 0,03$ im gleichen Intervall. Im Bereich hoher Luftmassenströme folgen die Messungen aller Brennstoffe also dem theoretischen Verhalten, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben (Verschlechterung der Stabilität mit steigender Luftmenge, vgl. Abbildung 2.2.1), jedoch mit unterschiedlicher Intensität.

Bei sehr niedrigen Luftdurchsätzen kam es bei allen Brennstoffen zu einer Verschlechterung

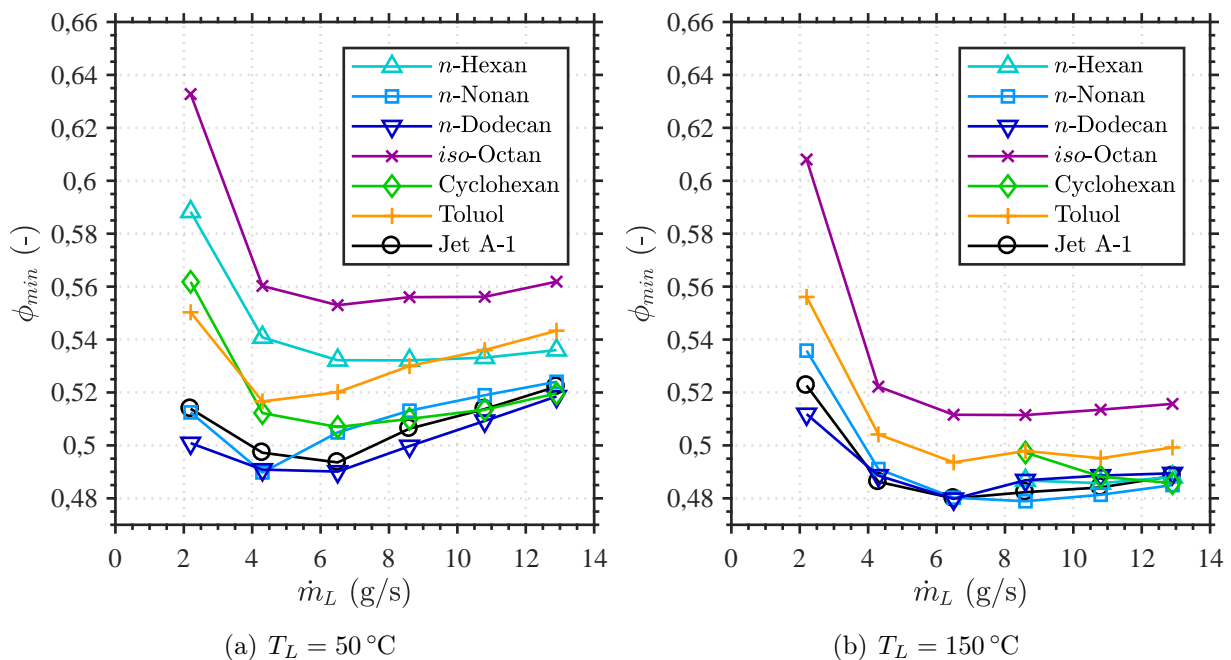


Abbildung 5.2.11: Magere Verlöschgrenzen der Brennstoffe bei zwei Luftvorwärmtemperaturen.

der mageren Verlöschgrenzen. Das resultierende gemessene Minimum lag für alle Brennstoffe entweder bei $\dot{m}_L = 4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ oder $\dot{m}_L = 6,5 \frac{\text{g}}{\text{s}}$. Der Anstieg des Äquivalenzverhältnisses beim mageren Verlöschen bei niedrigen Luftdurchsätzen war für *iso*-Octan, *n*-Hexan, Cyclohexan und Toluol besonders ausgeprägt. Eine Erklärung wäre eine bei sehr niedrigen Luft- und Brennstoffdurchsätzen deutlich verschlechterte Zerstäubung und damit Mischung von Brennstoff und Luft.

Es sind allgemein deutliche Unterschiede zwischen den Brennstoffen zu erkennen. Die niedrigsten Werte für ϕ_{min} (und damit die größte Stabilität) wurden von *n*-Dodecan erreicht, gefolgt von Jet A-1. Die drei linearen Alkane verhielten sich in der Reihenfolge ihrer Kettenlänge; je länger die Kette, desto niedriger das Äquivalenzverhältnis beim mageren Verlöschen. Die höchsten Werte und damit die geringste Stabilität wurde bei *iso*-Octan beobachtet. Die Werte von Cyclohexan und Toluol unterschieden sich bei niedrigen Luftdurchsätzen kaum. Mit steigender Luftmenge näherte sich Cyclohexan den stabileren Brennstoffen an, während die Werte von Toluol deutlich anstiegen. Der größte Unterschied bestand bei Referenzbedingungen zwischen *iso*-Octan und *n*-Dodecan und beträgt ca. 14% bezogen auf *iso*-Octan.

Bei Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur auf $T_L = 150^\circ\text{C}$ kam es zu einer allgemeinen, aber brennstoffabhängigen Verbesserung der mageren Verlöschgrenzen für alle Brennstoffe im Bereich hoher Luftmassenströme. Die Brennstoffe *n*-Nonan, *n*-Dodecan, Cyclohexan und insbesondere *n*-Hexan wiesen nahezu keine Unterschiede mehr auf. Toluol und *iso*-Octan verbesserten sich deutlich, es blieb jedoch eine Differenz zu den Werten der anderen Brennstoffe. Die höchsten Werte des Äquivalenzverhältnisses beim mageren Verlöschen lieferte weiter *iso*-Octan. Die Brennstoffe Cyclohexan und *n*-Hexan konnten nur bis zu einem Luftmassenstrom von $\dot{m}_L = 8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ gemessen werden, da es bei niedrigeren Durchsätzen zum Sieden der Brennstoffe in der Zuleitung kam. Auch der leichte Anstieg von Cyclohexan bei $\dot{m}_L = 8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ lässt sich so erklären. Der allgemeine Anstieg der mageren Verlöschgrenzen bei sehr kleinen thermischen Leistungen wurde auch bei der höheren Luftvorwärmtemperatur beobachtet.

Da es sich bei den gemessenen Brennstoffunterschieden in den mageren Verlöschgrenzen teilweise nur um kleine Beträge handelt, wurde die Wiederholbarkeit der Messungen umfassend untersucht. Abbildung 5.2.12 geht auf verschiedene Aspekte der relativen Messgenauigkeit ein. Im Abbildungsteil 5.2.12(a) sind die einzelnen Messwerte der drei Wiederholungen für zwei Brennstoffe mit sehr ähnlicher magerer Verlöschgrenze in Form von Kreuzen zusätzlich zu den oben beschriebenen Kurven eingezeichnet. Es lässt sich erkennen, dass im Bereich hoher Luftmassenströme eine sehr gute unmittelbare Reproduzierbarkeit der Messungen bestand. Die Abweichungen waren hier kleiner als der (bereits sehr geringe) Brennstoffunterschied. Im Bereich der kleinen Luftmengen kam es zu erhöhter Streuung der Messungen. Eine teilweise Überlappung der Werte der zwei Brennstoffe existierte jedoch nur für $\dot{m}_L = 2,2 \frac{\text{g}}{\text{s}}$.

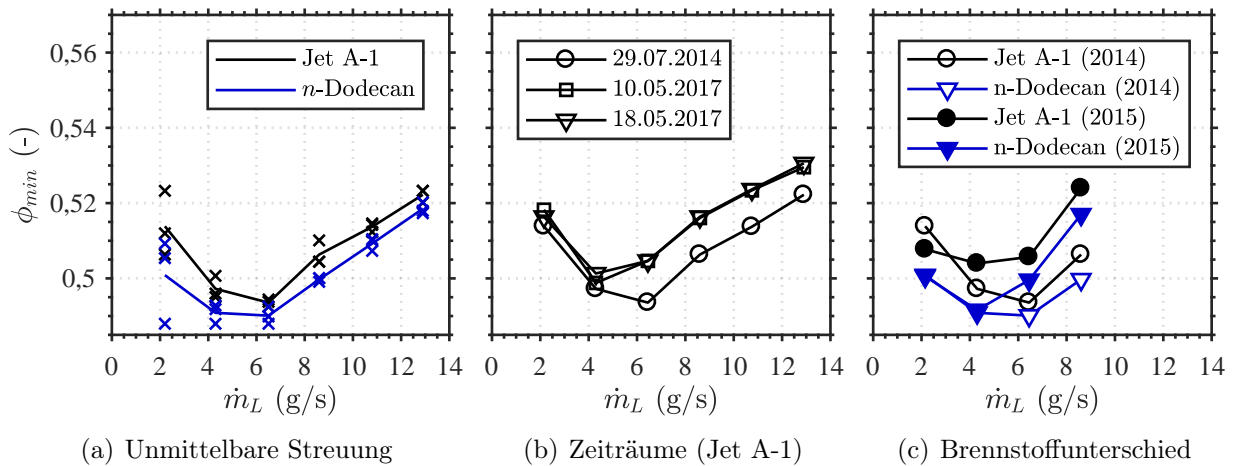


Abbildung 5.2.12: Analyse der Reproduzierbarkeit der mageren Löschgrenzen.

In Abbildungsteil 5.2.12(b) sind die jeweils gemittelten Messwerte für den Brennstoff Jet A-1 von verschiedenen Messreihen dargestellt. Es zeigt sich, dass bei einer Wiederholung der Messung nach ca. einer Woche eine sehr gute Reproduzierbarkeit erreicht wurde. Nach einem Zeitraum von ca. drei Jahren konnte dagegen eine Abweichung von $\Delta\phi \approx 0,01$ festgestellt werden. Gründe dafür können z.B. Abweichungen in den Fluidmassenströmen in der Größenordnung der Genauigkeit der Massenstromregler und die in Kapitel 4.4 besprochenen Luftdruckschwankungen sein. Der Abbildungsteil 5.2.12(c) zeigt jedoch, dass sich solche Veränderungen auf alle Brennstoffe auswirkten und daher brennstoffrelative Aussagen, selbst bei sich nur minimal unterscheidenden Brennstoffen, gültig blieben. Die Konstanz weiterer Einflussparameter in Form der Wand- und Bodentemperaturen bei Anwendung des gleichen Messprotokolls wurde in einer hier nicht dargestellten Nachmessung für eine Auswahl weiterer Brennstoffe nachgewiesen [186]. Die beobachteten Brennstoffunterschiede werden in Kapitel 6 genauer analysiert werden.

5.2.5 Abgasemissionen

Der Verlauf der volumenbezogenen Sauerstoffkonzentrationen im Abgas bei Verbrennung von *n*-Nonan über dem Äquivalenzverhältnis ist in Abbildung 5.2.13(a) dargestellt. Ein steigendes Äquivalenzverhältnis führte, wie erwartet, zu einer Verringerung der Sauerstoffkonzentration im Abgas. Es wurde jedoch eine Abweichung der gemessenen Werte zu den für die jeweiligen Äquivalenzverhältnisse aus der globalen Reaktionsgleichung berechneten Werte festgestellt. In späteren Versuchen konnte die erhöhte Sauerstoffkonzentration auf das Ansaugen von Umgebungsluft durch die Abgassonde zurückgeführt werden. Wie im unteren Bereich des Diagramms gezeigt, war der Unterschied zwischen der gemessenen und der theoretischen

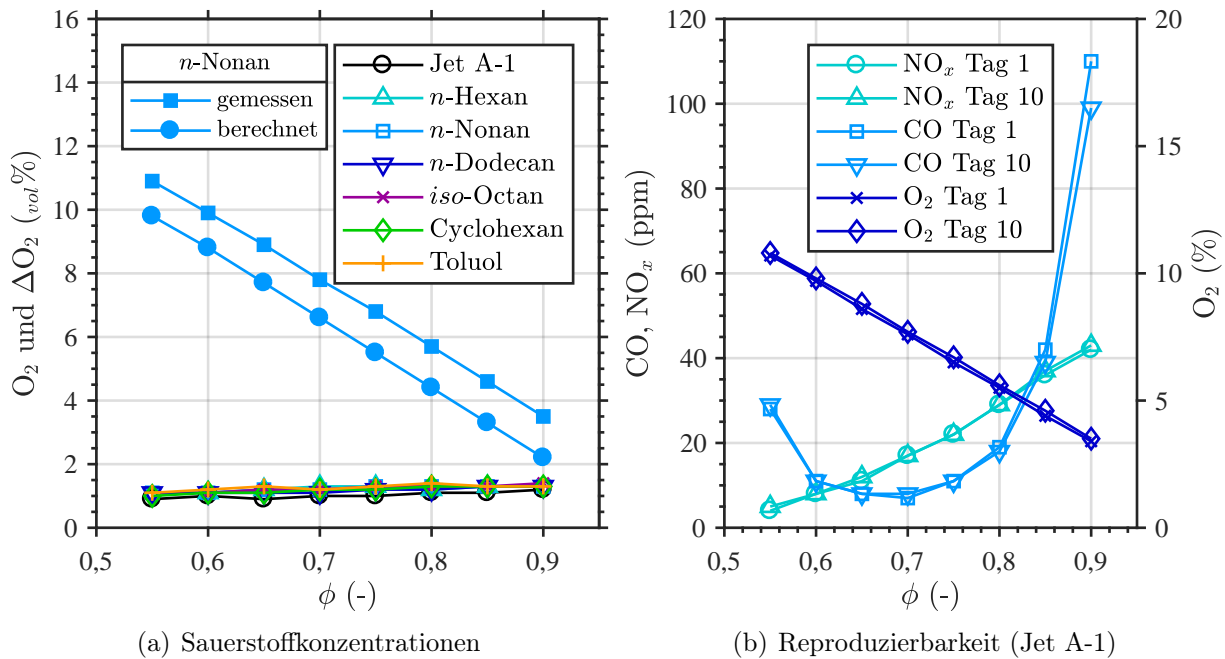


Abbildung 5.2.13: Analyse der Qualität der Abgasmessungen.

schen Sauerstoffkonzentration jedoch für alle Brennstoffe nahezu identisch. Die Bewertung von Brennstoffunterschieden war daher nicht beeinträchtigt. Die im späteren Verlauf dargestellten Ergebnisse für die CO- und NO_x-Konzentrationen der ausgewählten Brennstoffe wurden bezüglich der zusätzlich angesaugten Falschlufte korrigiert.

Es wurde außerdem der Einfluss der radialen Position der Entnahmesonde untersucht. Tabelle 5.4 zeigt die volumenbezogenen CO- und NO_x-Konzentrationen der Kerosin-Referenzflamme bei drei verschiedenen Sondenpositionen. Die maximalen Werte wurden an der Abgasrohrmitte ($x = 0$ mm) gemessen. Dieses Position wurde daher für alle weiteren Messungen verwendet.

Der Verlauf der volumenbezogenen Abgaskonzentrationen von CO, NO_x und O₂ über dem Äquivalenzverhältnis an jeweils zwei Messtagen ist für Jet A-1 in Abbildung 5.2.13(b) dargestellt. Das Äquivalenzverhältnis wurde mit ausreichend Abstand von der mageren Verlöschgrenze bis zu einem Wert von $\phi = 0,9$ variiert. Für höhere Äquivalenzbereiche wurde der CO-Messbereich des Analysegeräts überschritten. Für alle drei Spezies wurde eine sehr gute

	NO _x	CO
$x = 0$ mm	28	19
$x = 8$ mm	28	16
$x = 16$ mm	27	14

Tabelle 5.4: Abgasemissionen (in ppm) bei verschiedenen radialen Entnahmepositionen.

Reproduzierbarkeit der Messwerte festgestellt. Damit können im Folgenden Aussagen über Brennstoffunterschiede mit hoher Zuverlässigkeit getroffen werden.

Aus der Abbildung lässt sich der allgemeine Verlauf erkennen. Mit steigendem Äquivalenzverhältnis kam es zu steigenden Stickoxidkonzentrationen im Abgas. Dies lässt sich, wie im Kapitel 2.2.2.1 erläutert, mit der dabei ansteigenden adiabaten Flammentemperatur erklären. Auch der in Kapitel 2.2.2.2 beschriebene Zusammenhang zwischen dem Äquivalenzverhältnis und den Kohlenstoffmonoxidemissionen wird wiedergegeben. Die CO-Emissionen stiegen zu niedrigen Äquivalenzverhältnissen aufgrund unvollständiger Oxidation und zu hohen Äquivalenzverhältnissen aufgrund höherer Gleichgewichtskonzentrationen an.

Die gemessenen CO-Konzentrationen aller untersuchten Brennstoffe sind in Abbildung 5.2.14(a) aufgetragen. Die Äquivalenzverhältnisse wurden dabei durch die zu den Brennstoffen zugehörigen adiabaten Flammentemperaturen ersetzt. Dies führte hauptsächlich zu einer Verschiebung des Toluolverlaufs aufgrund der höheren Flammentemperatur des Aromaten. Bei einer Flammentemperatur von 2200 K lagen die CO-Emissionen bei ca. 100 ppm, das Minimum von ca. 10 ppm wurde bei $T_{ad} \approx 1850$ K erreicht. Auf der Seite höherer Temperaturen lassen sich keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Brennstoffen erkennen. Auch auf der mageren Seite lagen die Messwerte der Brennstoffe sehr nah beieinander. Für den letzten Messpunkt wurde bei Toluol eine etwas höhere Konzentration gemessen. Die allgemein geringen Unterschiede deuten darauf hin, dass weniger lokale Effekte, sondern eher die in der oberen Hälfte der vergleichsweise langen Brennkammer erreichte Gleichgewichtstemperatur und -konzentration die CO-Konzentrationen im Abgas bestimmten. Diese hingen vor allem vom globalen Äquivalenzverhältnis und weniger vom gewählten Brennstoff ab. Die geringen Unterschiede der adiabaten Flammentemperaturen der meisten Brennstoffe und die sehr gute Übereinstimmung aller Brennstoffe nach der Umrechnung der Äquivalenzverhältnisse in die adiabaten Flammentemperaturen unterstützen diese Vermutung.

Deutliche Unterschiede zwischen den Brennstoffen wurden dagegen bei den NO_x -Konzentrationen festgestellt. Abbildung 5.2.14(b) zeigt den Verlauf der summierten NO- und NO_2 -Konzentrationen der untersuchten Brennstoffe über der adiabaten Flammentemperatur. Die Brennstoffe *n*-Hexan und *iso*-Octan wiesen kaum Unterschiede und die geringsten Werte aller Brennstoffe auf. Die Werte von Cyclohexan lagen ab $T_{ad} = 1900$ K geringfügig höher, der Unterschied stieg mit steigendem Äquivalenzverhältnis. Die drei linearen Alkane (Blautöne) zeigten steigende NO_x -Konzentrationen mit steigender Kettenlänge, *n*-Dodecan produzierte die höchsten NO_x -Emissionen aller Brennstoffe. Die Werte von Jet A-1 lagen zusammen mit *n*-Nonan und Toluol größtenteils im Mittelfeld. Im Bereich der höheren Flammentemperaturen stiegen die NO_x -Konzentrationen von Toluol jedoch etwas stärker an. Bei Referenzbedingungen wies *n*-Dodecan mehr als doppelt so hohe Werte wie *n*-Hexan auf. Bei $T_{ad} = 2200$ K

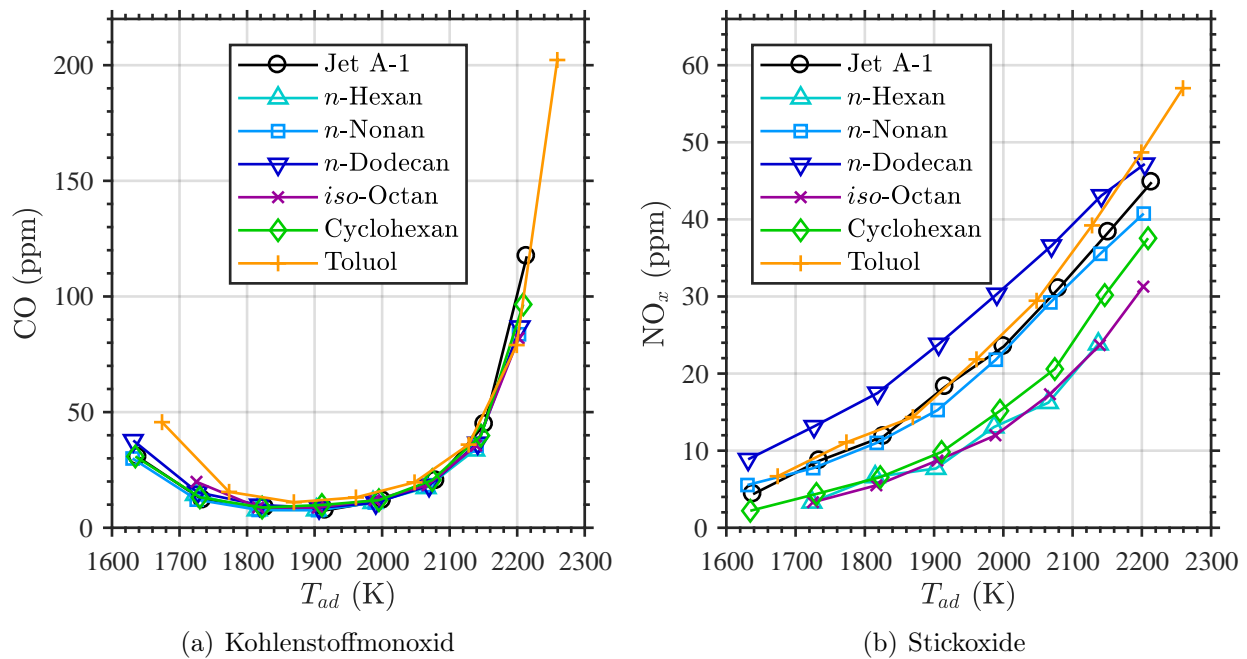


Abbildung 5.2.14: Abgasemissionen der untersuchten Brennstoffe.

wurden NO_x-Emissionen im Bereich von 30 ppm-50 ppm, je nach Brennstoff, erreicht.

Mit steigenden Äquivalenzverhältnissen sanken die relativen Unterschiede zwischen den Brennstoffen. Während bei $T_{ad} = 1800$ K *n*-Dodecan ca. dreifach höhere NO_x-Emissionen aufwies, betrug der Unterschied bei $T_{ad} = 2200$ K nur noch ca. 30 %.

Zur Erklärung der unterschiedlichen NO_x-Konzentrationen der Brennstoffe trotz ähnlicher adiabater Flammentemperaturen werden in den folgenden Abschnitten die Eigenschaften der Flüssigphase und die Temperaturen der Gasphase untersucht.

5.2.6 Sprayverteilung

Die Verteilung der Flüssigphase in der Brennkammer wurde wie in Kapitel 4.6 beschrieben gemessen. Abbildung 5.2.15 zeigt zwei typische Aufnahmen des vom Laser beleuchteten Sprays in Prozent des Signals vom Dynamikbereich der Kamera. Die Grauskalen der Abbildungsteile sind unterschiedlich. Abbildungsteil (a) entstand mit der 12 bit CCD-Kamera, die auch für die restlichen Messungen zur Verfügung stand, während Abbildungsteil (b) von den PIV-Messungen (siehe Abschnitt 5.2.1) mit einer 16 bit sCMOS-Kamera stammt, die für Messungen der Sprayverteilung nicht zur Verfügung stand.

In Abbildungsteil (a) sind die vom Laser beleuchteten einzelnen Tropfen im Spraykegel ab $|x| > 15$ mm gut zu erkennen. Die Anzahl an Tropfen pro Volumen nahm mit steigendem Abstand von der Düse ab. In dem dargestellten Fall reichten die Tropfen bis an die

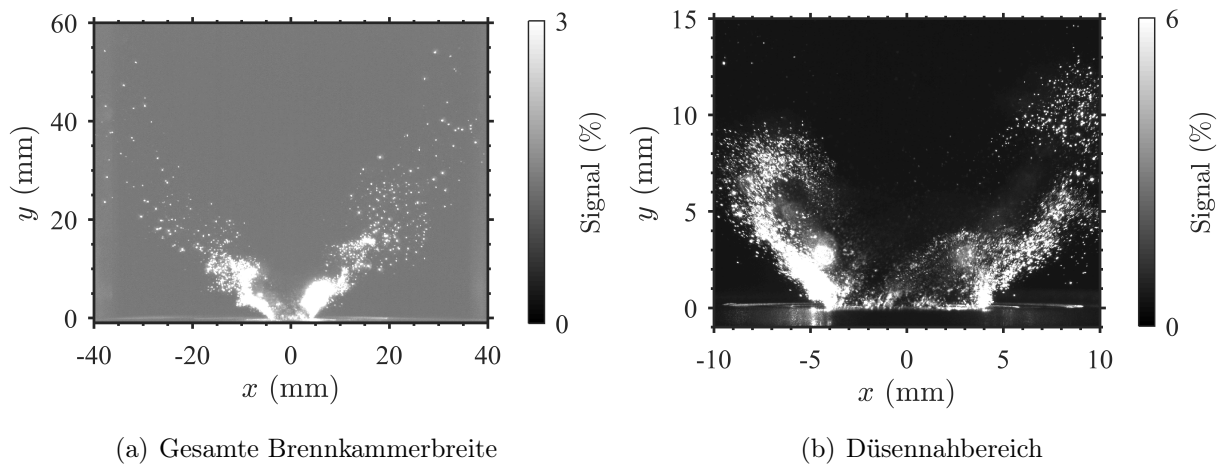


Abbildung 5.2.15: Unbearbeitete Aufnahmen des Streusignals von Jet A-1 mit unterschiedlichen Spreizungen der Grauskala.

Brennkammerwand. Da es sich um Messungen mit niedriger Aufnahmerate handelt, lässt sich nicht erkennen, ob die Tropfen an der Brennkammerwand abprallten, oder spätestens beim Kontakt mit der Brennkammer verdunsteten. Im Düsenbereich wurden, bedingt durch die hohe Spraydichte, sehr hohe Signalintensitäten gemessen. Eine Unterscheidung einzelner Tropfen war in diesem Bereich nicht möglich, er wurde daher bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt. Anhand der im Rahmen der PIV-Messungen entstandenen Aufnahmen des Düsenbereichs mit der sCMOS-Kamera konnte jedoch ein Einblick in das dortige Sprayverhalten gewonnen werden. Abbildungsteil 5.2.15(b) zeigt eine typische Situation. Zu erkennen sind Flüssigkeitsfilamente, die die Kante des Airblast-Zerstäubers verließen und in die Drallrichtung der Luftströmung (stromab im Uhrzeigersinn) transportiert wurden (Primärzerfall). Der anschließende Sekundärzerfall führte zur Bildung kleinerer Tropfen. Diese folgten offensichtlich dem Strömungsfeld, insbesondere dem in Abschnitt 5.2.1 erwähnten PVC. Der Einfluss des PVC auf die Flüssigphase sollte daher auch bei numerischen Simulationen berücksichtigt werden.

Für den Vergleich der untersuchten Brennstoffe wurde stattdessen der Bereich sehr geringer Spraydichten herangezogen. Abbildung 5.2.16 zeigt die arithmetischen Mittel von jeweils 6000 Einzelaufnahmen, die wie in Kapitel 4.6 beschrieben ausgewertet wurden. Dabei wurden alle Werte unter 0,5 % auf Null (und damit weiß) gesetzt. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den Brennstoffen zu erkennen. Die Brennstoffe *n*-Dodecan, Jet A-1 und Toluol wiesen besonders große Eindringtiefen auf, während die Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan offensichtlich deutlich schneller verdunsteten. Auch zu erkennen ist, dass sich keine nennenswerten Mengen an flüssigem Brennstoff auf der Brennkammermittelachse befanden.

Für einen einfacheren Vergleich der Brennstoffe sind in Abbildung 5.2.17 Profile der Brenn-

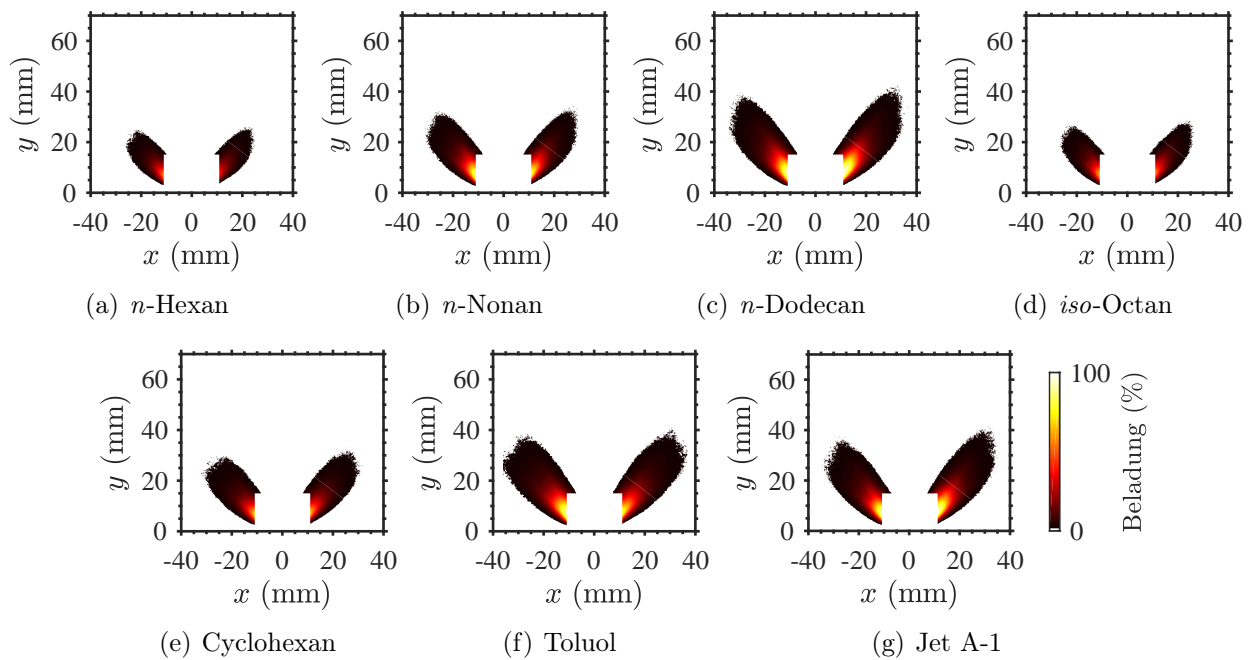


Abbildung 5.2.16: Flüssigphasenbeladung der untersuchten Brennstoffe.

stoffbeladung an zwei Abständen von der Brennkammereintrittsebene dargestellt. Dabei wurde jeder zwanzigste Messpunkt mit einem Symbol gekennzeichnet. Die höchsten Werte wurden von *n*-Dodecan erreicht, gefolgt von Jet A-1 und Toluol. Die drei linearen Alkane wiesen eine mit steigender Kettenlänge steigende Brennstoffbeladung auf. Die geringsten Werte wurden von *n*-Hexan und *iso*-Octan erreicht, Cyclohexan lag etwas darüber. Die Beträge der Maxima auf der jeweils linken und rechten Seite wiesen deutliche Unterschiede auf. In der Regel wurden auf der rechten Seite ($x > 0$ mm) höhere Brennstoffbeladungen erreicht, insbesondere von Jet A-1 und *n*-Dodecan. Da der Laserstrahl von links in die Brennkammer geleitet wurde, kann es sich dabei nicht um Schwächung der Laserintensität durch Streuung handeln. Dies deutet auf eine durch den Druck-Drall-Zerstäuber hervorgerufene asymmetrische Sprayverteilung in der Brennkammer hin.

Die Maxima und damit der Kern des Spraykegels lagen bei $y = 15$ mm bei ca. $|x| = 14,5$ mm und bei $y = 25$ mm bei ca. $|x| = 21$ mm mit leichten Abweichungen zwischen den Brennstoffen. Daraus ließ sich der Öffnungswinkel für jeden Brennstoff bestimmen. Dieser lag bei $66^\circ \pm 4^\circ$, je nach Brennstoff. Die geringen Unterschiede zwischen den Brennstoffen deuten darauf hin, dass das Strömungsfeld der Gasphase und die Düsengeometrie größeren Einfluss auf diese Parameter hatten als die Brennstoffeigenschaften.

Eine Untersuchung der Reproduzierbarkeit mittels einer Wiederholungsmessung lieferte die Erkenntnis, dass die Messwerte der Sprayverteilung höheren Schwankungen unterlagen (siehe Anhang A.5). Ein Hauptgrund dafür war vermutlich die zeitlich variierende Laserin-

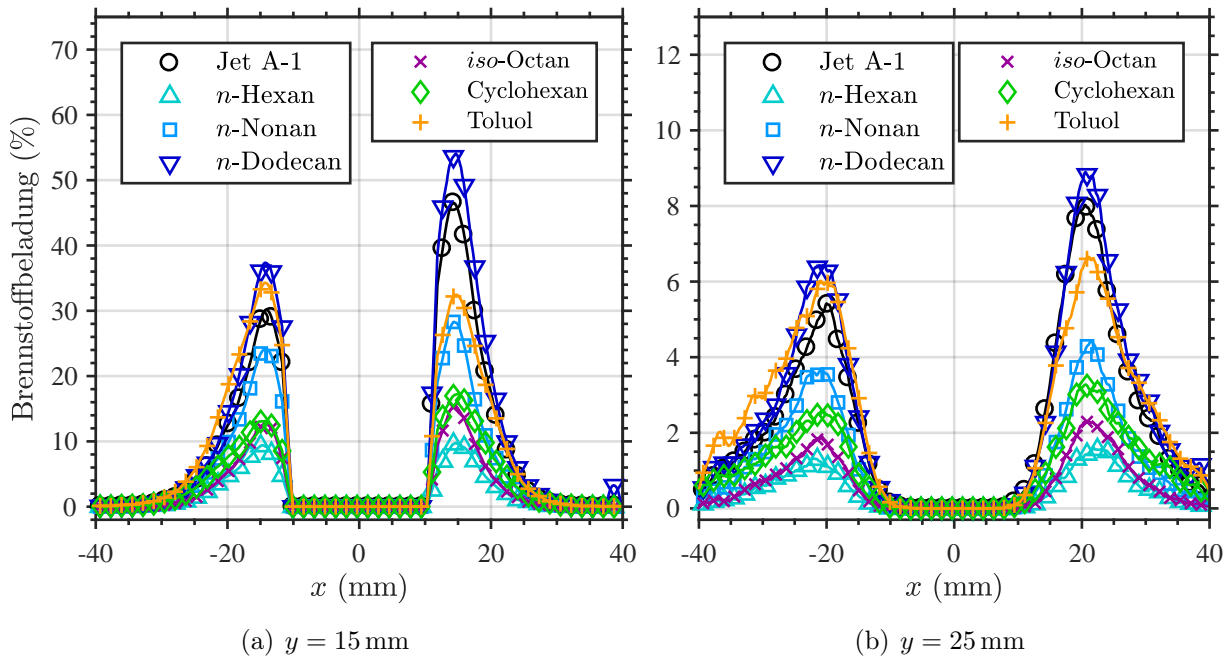


Abbildung 5.2.17: Profile der Flüssigphasenbeladung.

tensität und der hohe Einfluss dieser auf die Auswirkung des ausgewählten Schwellwerts. Die Absolutwerte der Brennstoffbeladung sind daher mit größerer Vorsicht zu interpretieren, sie werden im folgenden Abschnitt durch die quantitative Untersuchung der Spraycharakteristika mittels LDA/PDI ergänzt. Dies traf jedoch nicht auf den relativen Verlauf der Spraydichte über den Radius und die Lage der Maxima (und damit die Öffnungswinkel) zu, da beide weitestgehend unabhängig von der Laserenergie waren.

In einem weiteren Aufbau wurde die horizontale Brennstoffverteilung in der Brennkammer gemessen, um die oben beschriebene Asymmetrie der Sprayverteilung zu beurteilen. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Spraydichte in Umfangsrichtung nicht konstant war und die Position des Druck-Drall-Zerstäubers einen Einfluss auf die Lage des entsprechenden Maximums hatte (hier nicht dargestellt). Wie in Abbildung 5.2.18 dargestellt, konnte die Sprayverteilung zusätzlich auch vom Brennstoffmassenstrom abhängen.

Dieses Verhalten lässt sich mit dem weiten Durchsatzbereich, über den der Druck-Drall-Zerstäuber betrieben werden musste, erklären. Er wurde so ausgelegt, dass eine große Menge an unterschiedlichen Brennstoffen über einen großen Betriebsbereich mit der vorhandenen Infrastruktur verwendet werden konnten. Infolgedessen konnte der Zerstäuber nicht in jeder Situation an seinem Auslegungspunkt betrieben werden. Da sich die Brennstoffe jedoch insbesondere hinsichtlich der globalen Parameter der Abgasemissionen und der mageren Verlöschgrenze über einen weiten Betriebsbereich stetig verhielten, kann der Einfluss auf die brennstoffrelative Bewertungen dieser Arbeit vernachlässigt werden. Auch die in Abschnitt

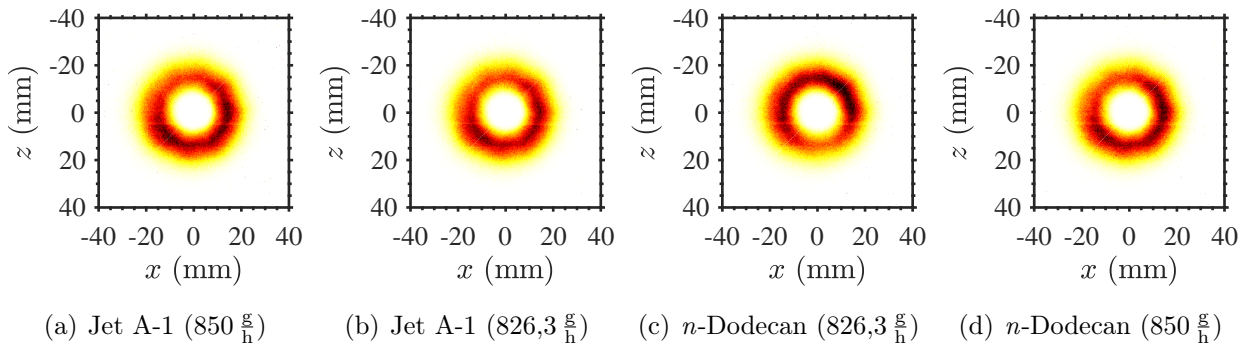


Abbildung 5.2.18: Untersuchung des Einflusses des Brennstoffdurchsatzes auf die Spraysymmetrie bei $y = 15$ mm.

5.2.3 beschriebene Asymmetrie des Flammenleuchtens lässt sich mit hoher Wahrscheinlichkeit darüber erklären.

5.2.7 Tropfengrößen und -geschwindigkeiten

Der Verlauf der gemessenen mittleren Sauterdurchmesser d_{32} über der radialen Position an zwei Abständen von der Brennkammereintrittsebene ist in Abbildung 5.2.19 für alle untersuchten Brennstoffe dargestellt. Die Messung erfolgte bei Referenzbedingungen. In Abbildungsteil (a) ist zu erkennen, dass ausgehend von einem lokalen Minimum bei $x = -14$ mm die Tropfendurchmesser von ca. $18 \mu\text{m}$ - $22 \mu\text{m}$ (je nach Brennstoff) nach außen und innen anstiegen. An der äußersten noch messbaren radialen Position wurden Tropfendurchmesser von $25 \mu\text{m}$ - $33 \mu\text{m}$ erreicht. In Richtung der Brennkammermittelachse war der Anstieg nicht so stark, bei $x = -10$ mm existierte ein lokales Maximum von $20 \mu\text{m}$ - $24 \mu\text{m}$, danach verringerten sich die Sauterdurchmesser der Brennstoffe wieder.

Das lokalen Minimum deckte sich gut mit der im vorherigen Abschnitt bestimmten Lage der höchsten Tropfendichte (Spraykern). Die mittleren Tropfendurchmesser stiegen vor allem mit zunehmender radialer Entfernung vom Spraykern. Dies lässt sich mit dem Transport großer Tropfen nach außen durch die rotierende Strömung erklären. Die Tropfengrößen lagen im unteren Bereich der Messergebnisse einiger von Lefebvre [19, S. 242] zitierter Studien für filmlegende Airblast-Zerstäuber ($25 \mu\text{m}$ - $125 \mu\text{m}$).

Die Tropfendurchmesser bei $y = 25$ mm (Abbildungsteil 5.2.19(b)) zeigen ähnliche Verläufe wie bei $y = 15$ mm, jedoch mit einem geringeren Unterschied zwischen den jeweils kleinsten und größten mittleren Durchmessern. Die Verringerung des Durchmessers mit zunehmender Nähe zur Brennkammermittelachse war für *n*-Hexan und *iso*-Octan nicht mehr erkennbar. Die lokalen Minima lagen bei ca. $x = -21$ mm und damit wieder an der Stelle der höchsten Spraydichte. Im Vergleich zu den Messungen bei $y = 15$ mm hatten die Tropfen an dieser

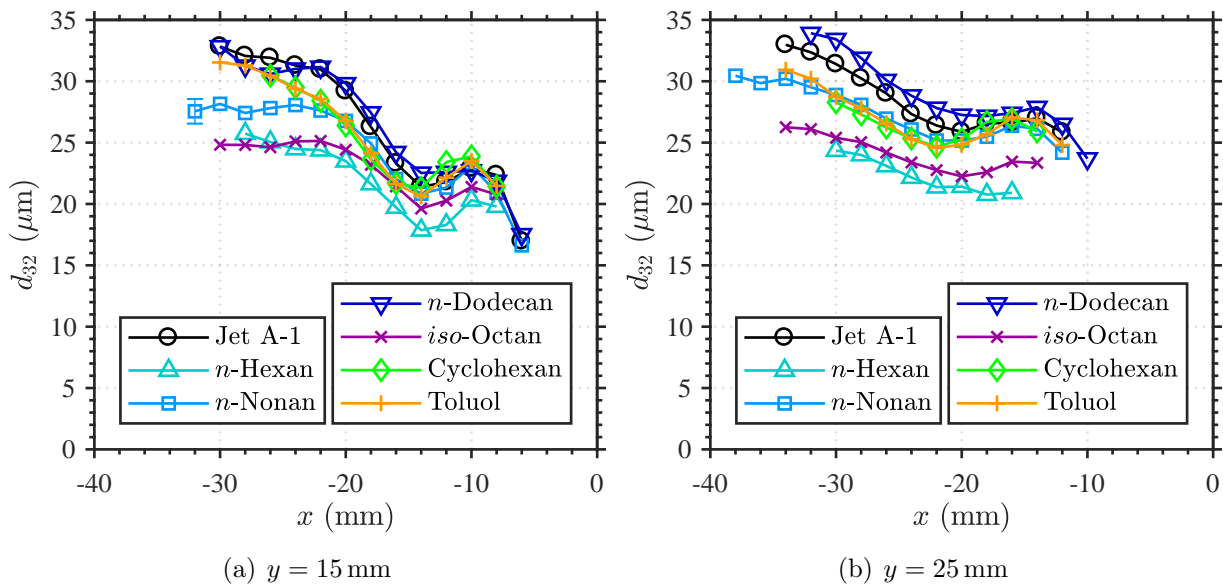


Abbildung 5.2.19: Profile der mittleren Sauterdurchmesser entlang der negativen x -Achse bei Referenzbedingungen.

Stelle etwas höhere Durchmesser von $21 \mu\text{m}$ - $28 \mu\text{m}$.

An beiden Positionen wiesen die Brennstoffe ähnliche Trends im gegenseitigen Vergleich auf. Die kleinsten Tropfen wurden für n -Hexan gemessen, gefolgt von iso -Octan. Die Tropfen von n -Dodecan hatten über weite Bereiche die größten gemessenen Durchmesser, dicht gefolgt von oder identisch mit Jet A-1. Die drei linearen Alkane ordneten sich in der Reihenfolge ihrer Kettenlänge, mit steigender Kettenlänge wurden größere Tropfen produziert. Die Tropfengrößen von Cyclohexan und Toluol lagen nah beieinander, mit ähnlichen Beträgen wie die von n -Nonan. Es wurden Brennstoffunterschiede von bis zu ca. 40 % festgestellt.

Abbildung 5.2.20 zeigt normierte Tropfendurchmesserverteilungen an den drei innersten messbaren radialen Positionen bei $y = 15 \text{ mm}$ für Jet A-1 bei Referenzbedingungen. Während in blau alle gemessenen Tropfengrößen dargestellt sind, kennzeichnet violett alle Tropfen mit einer negativen Axialgeschwindigkeit v_y . Es ist deutlich zu erkennen, dass in der Nähe der Brennkammermittelachse eine mit zunehmender Entfernung abnehmende Menge an zurückströmenden Tropfen im Bereich sehr kleiner Durchmesser ($d < 10 \mu\text{m}$) vorlag. Dies erklärt den beschriebenen Abfall der mittleren Durchmesser in Richtung der Brennkammermittelachse.

Um den mit zunehmender Eindringtiefe in die Brennkammer zunächst überraschenden Anstieg der mittleren Durchmesser zu erklären, zeigt Abbildung 5.2.21 normierte Tropfendurchmesserverteilungen an den zwei gemessenen Abständen von der Brennkammereintrittsebene, jeweils an der x -Position mit der höchsten Tropfenbeladung. Dabei wurde die Anzahl an Ereignissen bei $y = 25 \text{ mm}$ auf 48 % ihrer ursprünglich gemessenen Tropfenanzahl reduziert, um

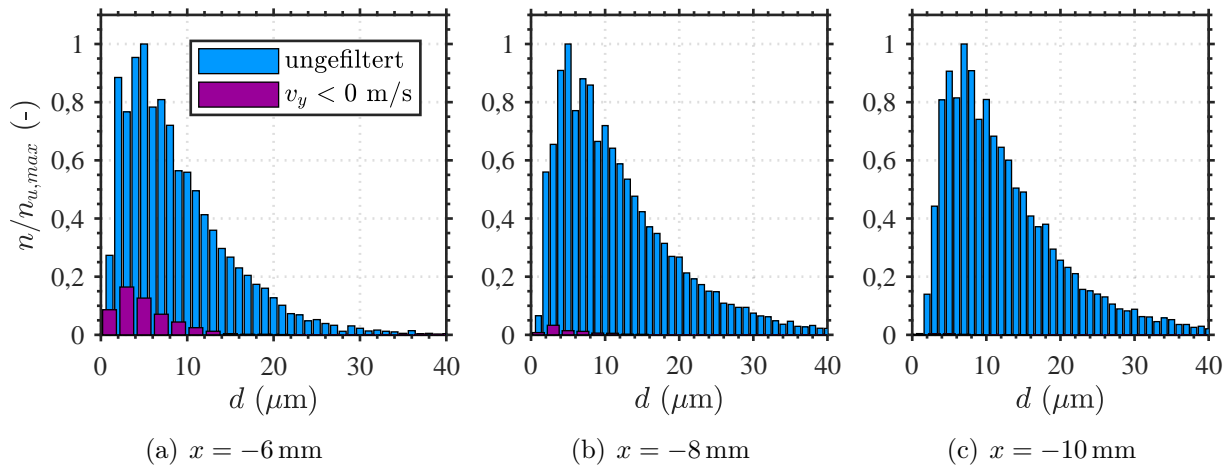


Abbildung 5.2.20: Tropfendurchmesserverteilungen nahe der Mittelachse von Jet A-1 bei Referenzbedingungen und $y = 15$ mm.

für beide Fälle eine identische Anzahl an Tropfen mit einem Durchmesser größer als $20 \mu\text{m}$ zu erhalten. Es zeigt sich, dass sich bei $y = 25$ mm insbesondere die Menge an kleinen Tropfen ($d < 10 \mu\text{m}$) deutlich reduziert hatte. Dies lässt sich mit dem d^2 -Gesetz (siehe Kapitel 2.1.2) durch das schnelle Verdampfen der Tropfen in diesem Größenbereich erklären [187] und liefert damit die Erklärung für die zunehmenden mittleren Durchmesser.

Die Tropfengrößen wurden auch bei doppelter thermischer Leistung bei einem Luftmassenstrom von $8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ und dem Referenzäquivalenzverhältnis $\phi = 0,8$ gemessen. Dies erfolgte bei zwei Werten für die Luftvorwärmtemperatur. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.2.22 dargestellt. Im Vergleich zu den Messungen bei $\dot{m}_L = 4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ ergaben sich deutlich kleinere Tropfendurchmesser im Bereich von $7 \mu\text{m}$ - $17 \mu\text{m}$. Dies lässt sich durch eine bessere Airblast-Zerstäubung (höherer Luft- und Brennstoffdruckverlust über den Zerstäuber) und schnellere

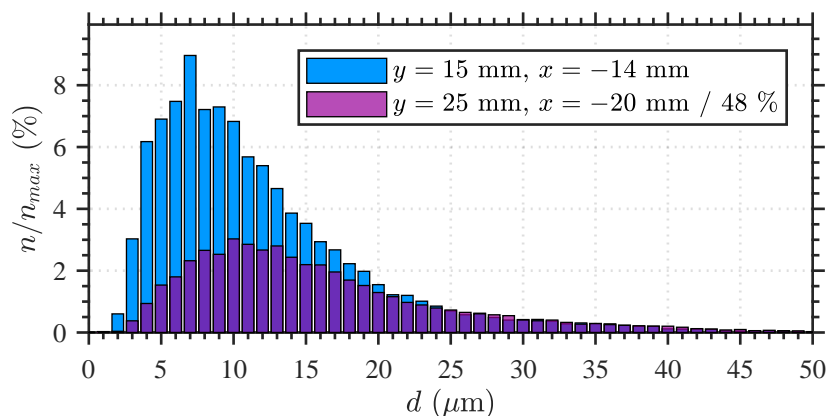


Abbildung 5.2.21: Tropfendurchmesserverteilungen im Spraykern von Jet A-1 bei Referenzbedingungen.

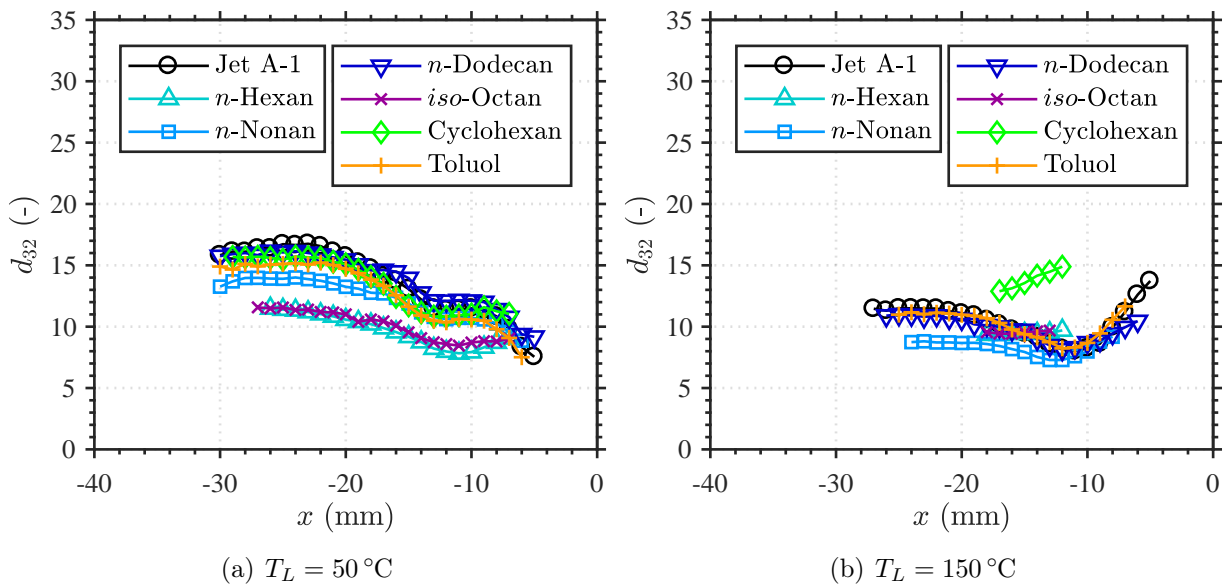


Abbildung 5.2.22: Profile der mittleren Sauterdurchmesser bei $\dot{m}_L = 8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ und $y = 15 \text{ mm}$.

Verdunstung erklären. Für die niedrigere Luftvorwärmtemperatur von $T_L = 50^\circ\text{C}$ (Abbildungsteil (a)) ergaben sich prinzipiell ähnliche Verläufe wie bei den Referenzbedingungen, die Größenunterschiede zwischen den lokalen Extrema waren jedoch geringer. Auch die absoluten Unterschiede zwischen den Brennstoffen waren deutlich kleiner, bedingt durch die generell geringen Durchmesserbeträge. Brennstoffunterschiede waren jedoch weiterhin vorhanden. Die Ähnlichkeit von *n*-Hexan zu *iso*-Octan als Brennstoffe mit den kleinsten Tropfen war genauso zu erkennen wie die Reihenfolge der linearen Alkane und die Messung der größten Tropfen bei *n*-Dodecan und Jet A-1. Toluol und Cyclohexan verhielten sich ähnlich.

Abbildungsteil 5.2.22(b) zeigt die Ergebnisse der Messung bei $T_L = 150^\circ\text{C}$. Bei $y = 25 \text{ mm}$ konnten bei diesem Betriebspunkt für einige Brennstoffe bereits nicht mehr genug Tropfen gemessen werden. Bei $y = 15 \text{ mm}$ verringerten sich die Tropfendurchmesser im Vergleich zu $T_L = 50^\circ\text{C}$ weiter und die Brennstoffunterschiede verschwanden nahezu, bzw. bewegten sich in der Größenordnung der Messgenauigkeit. Die Werte von Cyclohexan lagen unerwartet höher als die anderen Brennstoffe und die der Messung bei der niedrigen Luftvorwärmtemperatur. Hierbei könnte es sich um einen Messfehler unbekannter Ursache handeln. Für drei der Brennstoffe (*n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan) konnte nur ein deutlich reduziertes radiales Intervall gemessen werden, da an dieser Position ein Großteil der Tropfen bei dieser Temperatur bereits verdunstet war.

Um die Form der Tropfenverteilungen der einzelnen Brennstoffe besser beurteilen zu können, wurde versucht, die Messdaten mit der in Kapitel 2.1.1 vorgestellten Rosin-Rammler-Verteilung wiederzugeben. Abbildung 5.2.23 zeigt die Situation im Spraykern bei $y = 25 \text{ mm}$.

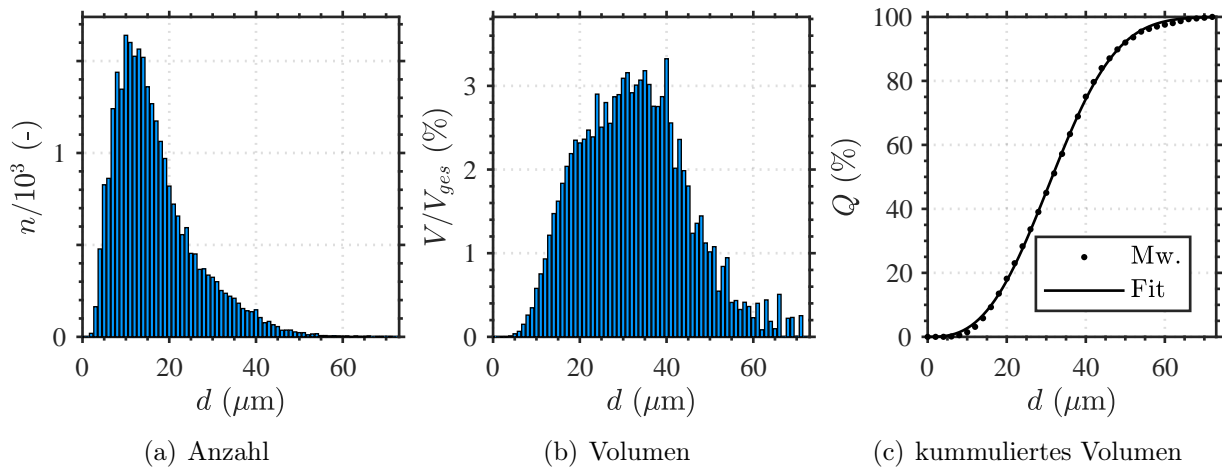


Abbildung 5.2.23: Tropfendurchmesser von Jet A-1 bei Referenzbedingungen (Messort: $x = -22$ mm, $y = 25$ mm).

An dieser Position wurden 28.371 Ereignisse mit einer mittleren Datenrate von 935 Hz aufgezeichnet. Die Durchmesserverteilung des polydispersen Sprays nach Anzahl ist in Abbildungsteil (a) dargestellt. Man erkennt eine steile Flanke auf der Seite der kleinen Tropfen hin zu einem Maximum in der Nähe des arithmetischen Mittelwerts von $d_{10} = 15,8 \mu\text{m}$. Aufgrund der stärkeren Gewichtung größerer Tropfen lag der Sauterdurchmesser dieser Verteilung bei $d_{32} = 26,4 \mu\text{m}$. Dies ist erkennbar in Abbildungsteil (b). Aufgetragen ist der auf das Gesamtvolumen bezogene Anteil der einzelnen Durchmesserklassen. Wenn die Volumina der einzelnen Durchmesserklassen kumuliert summiert und über dem Tropfendurchmesser aufgetragen werden, erhält man den mit Symbolen dargestellten Verlauf in Abbildungsteil (c). An diesen kann die Rosin-Rammler-Funktion gefittet werden. Dies funktionierte sehr gut, wie an der durchgezogenen Linie zu erkennen ist. Auch an den anderen Positionen und für die anderen Brennstoffe wurden ähnlich gute Fits erreicht. Die Rosin-Rammler-Verteilung eignete sich demnach sehr gut für die Beschreibung der Tropfenverteilungen des in dieser Arbeit verwendeten Zerstäubers.

Anhand der in Abbildung 5.2.24 dargestellten Verläufe des Exponenten q und des charakteristischen Durchmessers X lassen sich somit die Tropfengrößenverteilungen der untersuchten Brennstoffe vergleichen. Wie in Abbildungsteil (a) zu erkennen, wurden keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Brennstoffen im Exponenten q festgestellt. Dieser ist ein Maß für die Breite der Verteilung und liegt typischerweise zwischen 1,5 und 4 [19, S. 87]. Es handelte sich also hier um vergleichsweise schmale Verteilungen. Im Spraykern existierte ein kleines lokales Minimum, was auf etwas breitere Verteilungen in diesem Bereich hindeutet. Der in Abbildungsteil (b) aufgetragene charakteristische Durchmesser X gibt den Durchmesser an, bei dem 63,2% des Gesamtvolumens in Tropfen mit einem kleineren Durchmesser enthalten

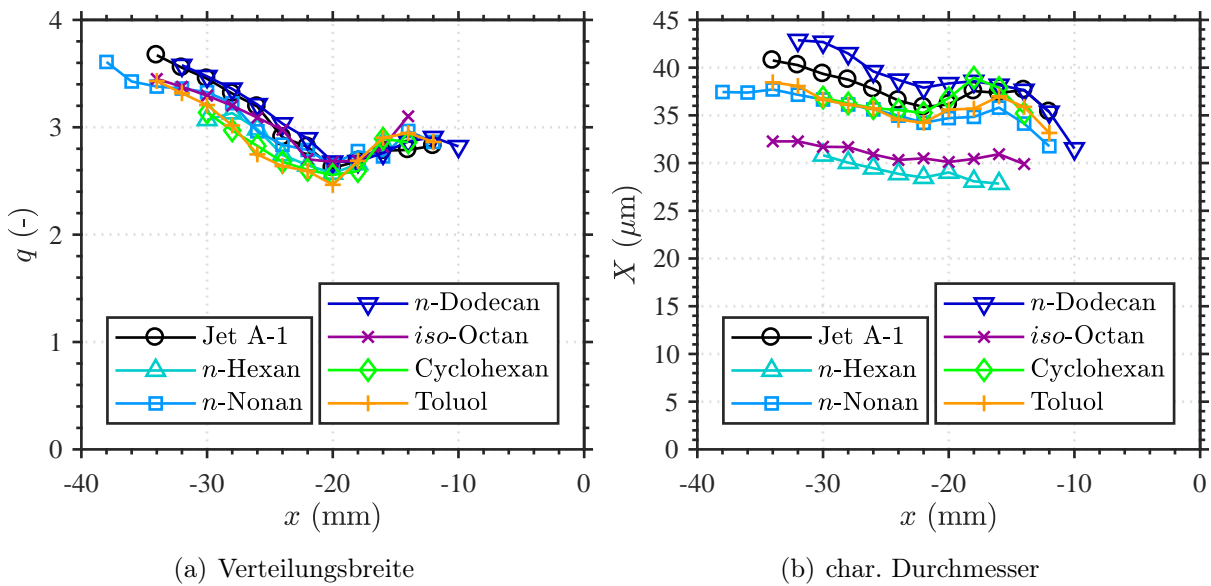


Abbildung 5.2.24: Profile der Rosin-Rammler-Parameter bei Referenzbedingungen bei $y = 25$ mm.

sind [19]. Er ist daher insbesondere hinsichtlich großer Tropfen sensitiv. Deutlich erkennbar ist der Unterschied der Brennstoffe n -Hexan und iso -Octan zu den restlichen Brennstoffen und ihre eigene Ähnlichkeit. Auch die bereits in Abbildung 5.2.19 beschriebenen Trends werden wiedergegeben.

Eine in Anhang A.5 vorgestellte Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Tropfengrößmessungen lieferte sehr gute Übereinstimmung ($\Delta d_{32} < 1 \mu\text{m}$) zwischen zwei Messtagen im Abstand von ca. einer Woche. Auch konnten keine nennenswerten Abweichungen bei Traversierung in die positive z -Richtung der Brennkammer festgestellt werden.

Abschließend werden die gemessenen Geschwindigkeiten der Tropfen betrachtet. Abbildung 5.2.25 zeigt die radialen Verläufe der gemittelten Geschwindigkeitskomponenten in die drei Raumrichtungen bei $y = 15$ mm. Die Profile folgen den Erwartungen an eine Drallströmung. Es ließen sich keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Brennstoffen feststellen ($|\Delta v| < 10\%$). Bei einer Filterung nach kleinen Tropfen $d < 5 \mu\text{m}$ (hier nicht dargestellt) zeigten sich keine signifikanten Unterschiede der mittleren Axialgeschwindigkeiten ($|\Delta v_y| < 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) zu den ungefilterten Geschwindigkeiten. Die Geschwindigkeit der Tropfen wurde also größtenteils durch das durch die Luftmenge definierte Gasphasenströmungsfeld bestimmt.

Hinsichtlich des Zerstäubungs- und des Verdunstungsverhaltens lässt sich an dieser Stelle ein Zwischenfazit mit Hilfe der Ergebnisse zur Flüssigphasenbeladungen und zu den Tropfengrößen, sowie den in Kapitel 5.1.2 betrachteten physikalischen Brennstoffeigenschaften ziehen. Zunächst sei bemerkt, dass aufgrund der hier untersuchten Konfiguration eine getrennte Mes-

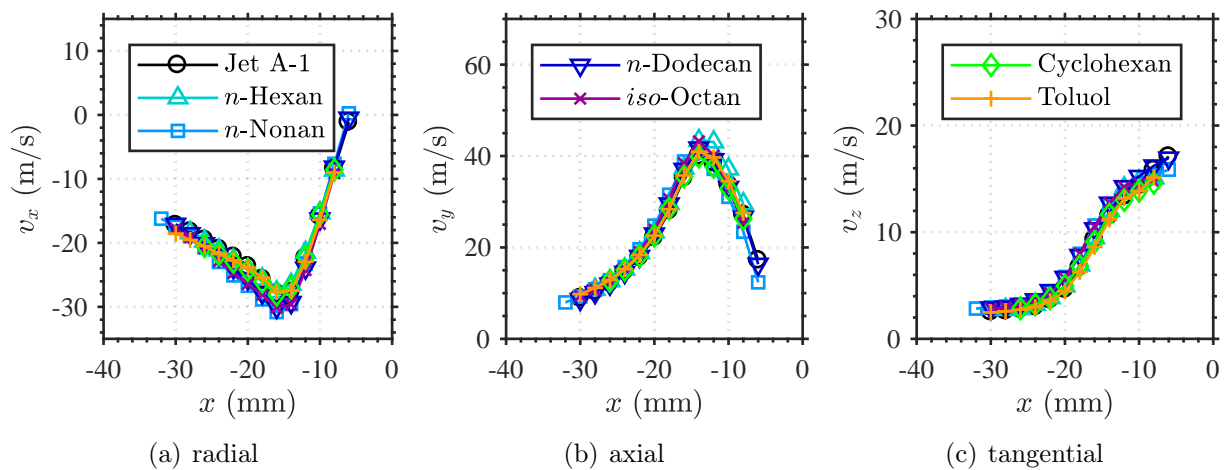


Abbildung 5.2.25: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten bei Referenzbedingungen und $y = 15$ mm.

sung der Effekte der Zerstäubung und der Verdunstung nicht möglich war. Die Messungen fanden immer unter reagierenden Bedingungen und damit bei hohen Temperaturen statt. Dies erlaubte an den Messpositionen nicht die Annahme, dass die Verdunstung vernachlässigbar wäre. Dennoch kann der kombinierte Effekt mittels der Messergebnisse beurteilt werden.

Wie anhand der Zerstäubungs- und Verdunstungseigenschaften vermutet, wurden die kleinsten Tropfen und die geringsten Beladungen mit Flüssigphase bei den Brennstoffen *n*-Hexan und *iso*-Octan gefunden. Diese Brennstoffe wiesen dabei sehr ähnliche Messwerte auf. Auch die Reihenfolge der linearen Alkane in den vorhergesagten Tropfengrößen und Verdampfungsraten entsprach der bei den Versuchen ermittelten Reihenfolge (größere Tropfen und langsamere Verdunstung mit steigender Kettenlänge). Wie erwartet, wurden die größten Tropfen und Flüssigphasenbeladungen für *n*-Dodecan gemessen. Die vorhergesagten Tropfengrößen von Cyclohexan und Toluol ähnelten sich stark, Cyclohexan zeigte jedoch über den gesamten modellierten Temperaturbereich eine etwas höhere Verdampfungsrate als Toluol (vgl. Abbildung 5.1.6). Dies deckt sich gut mit der Ähnlichkeit der gemessenen Tropfengrößen dieser zwei Brennstoffe und dem Unterschied in ihrer Flüssigphasenbeladung. Bei der Interpretation der Versuchsergebnisse ist hier zusätzlich zu berücksichtigen, dass Toluol aufgrund des abweichenden C:H-Verhältnisses bei Referenzbedingungen einen ca. 10% höheren Brennstoffmassenstrom im Vergleich zu Cyclohexan aufwies (siehe Tabelle 5.3). Dies ist ein weiterer Grund für die deutlich höheren Flüssigphasenbeladungen von Toluol. Die Tropfengrößen beider Brennstoffe lagen bei Referenzbedingungen im Mittelfeld der Brennstoffe.

Die Messergebnisse zur Flüssigphasenbeladungen und zu den Tropfengrößen spiegeln also größtenteils die ermittelten Zerstäubungs- und Verdunstungseigenschaften wider. Sie werden in Kapitel 6 zur weiteren Analyse aufgegriffen werden.

5.2.8 Gasphasentemperaturprofile

Die Reproduzierbarkeit der Gasphasentemperaturmessungen mittels CARS-Spektroskopie wurde für Jet A-1 bei Referenzbedingungen durch eine Wiederholungsmessung nach ca. 3 Wochen überprüft. Abbildung 5.2.26(a) zeigt die radialen Profile der mittleren Temperatur an zwei unterschiedlichen Abständen von der Brennkammereintrittsebene. Für beide Profile zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den zwei Messtagen. An den äußersten radialen Positionen ergaben sich leichte Abweichungen von ca. 3%. Auf den allgemeinen Kurvenverlauf wird später eingegangen.

Mit Hilfe des zweiten Abbildungsteils (b) soll die Symmetrie des Temperaturfelds bewertet werden. Dazu wurden Messungen über die gesamte Brennkammerbreite bei $y = 25$ mm durchgeführt. Die Abbildung zeigt die mittlere Temperatur und die häufigste Temperatur der ermittelten Temperaturverteilungen. Es zeigten sich nur minimale Abweichungen von einer vollständigen Zylindersymmetrie. Die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Symmetrieabweichungen schienen an dieser Position also nur einen geringen Einfluss auf das Gasphasentemperaturfeld zu haben. Alle Messungen konnten bis zu einer äußeren radialen Position von $x = -34$ mm durchgeführt werden, weiter außen kam es zu einer Blockierung der Laserstrahlen durch die Brennkammerpfosten.

Um den großen Gradienten im Verlauf des Profils der häufigsten Temperatur zu erklären, sind in Abbildung 5.2.27 die Temperaturverteilungen an zwei unterschiedlichen radialen Positionen bei $y = 25$ mm in Form von Histogrammen mit einer Klassenbreite von 50 K dargestellt. Während sich bei $x = -30$ mm (Abbildungsteil (a)) eine fast monomodale Verteilung mit einer häufigsten Temperatur von ca. 1750 K und einer mittleren Temperatur von

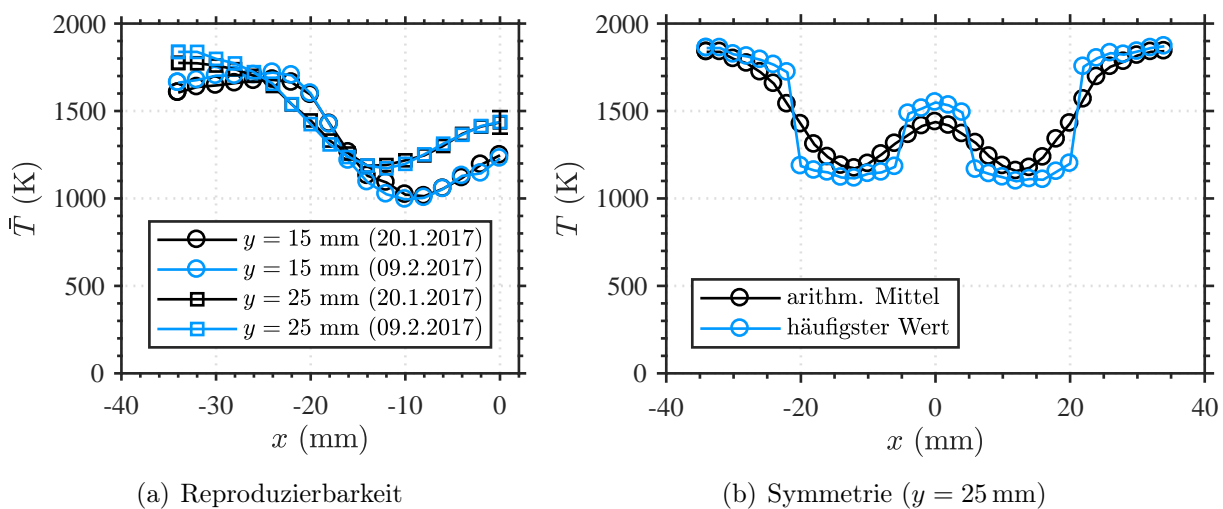
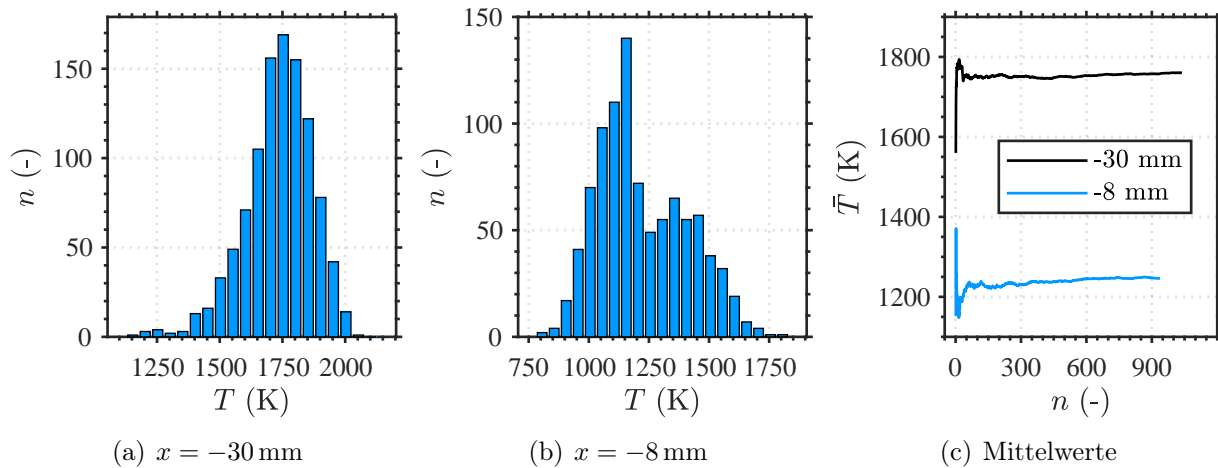


Abbildung 5.2.26: Temperaturmesswerte für Jet A-1 bei Referenzbedingungen.

Abbildung 5.2.27: Analyse der CARS-Messungen bei $y = 25$ mm.

1760 K ergab, zeigt $x = -8$ mm (Abbildungsteil (b)) eine deutlich bimodale Verteilung mit zwei Temperaturpeaks von 1150 K und 1350 K und einer mittleren Temperatur von 1246 K. Die Bimodalität lässt sich mit der an dieser Position vorliegenden Mischung von Gasen unterschiedlicher Temperatur erklären. Dabei könnte es sich um reagierendes Gas, sowie re-zirkuliertes Abgas handeln. Der große Gradient in den Profilen der häufigsten Temperatur (Abbildung 5.2.26(b)) ergab sich also an den Stellen, wo die häufigste Temperatur des kälteren Gases der Mischung öfter auftrat als die des wärmeren Gases der Mischung und umgekehrt. Alle nachfolgenden Analysen werden mit der mittleren Temperatur durchgeführt.

Im dritten Abbildungsteil 5.2.27(c) sind die gemittelten Temperaturen der beiden Messpunkte mit steigender Stichprobengröße aufgetragen. Für beide Messungen konnte eine Konvergenz bereits nach ca. 300 Messwerten festgestellt werden.

Dies wird im Zusammenhang mit der in Abbildung 5.2.28 dargestellten Anzahl an Einzelmessungen pro Messserie ohne erhöhtem Hintergrundsignal bei Referenzbedingungen wichtig. Ein erhöhtes Hintergrundsignal war durch den Einfluss von Tropfen im oder um das Messvolumen begründet. Der Anteil dieser Messungen konnte nicht weiter ausgewertet werden, da es zu einer Degradierung der Spektrumsqualität führte. In beiden Abbildungsteilen ergeben sich Minima im Anteil weiter auswertbarer Messungen jeweils bei $x = -14$ mm und -12 mm, bzw. $x = -20$ mm und -18 mm, was sich gut mit den in Abschnitt 5.2.6 ermittelten radialen Positionen des Spraykerns deckt. Um genügend Ereignisse zu messen, wurden an Orten mit hoher Spraydichte zwei Messungen mit jeweils 1200 Laserschüssen durchgeführt, sodass pro Messpunkt mindestens 400 Ereignisse für die Auswertung verwendet werden konnten.

Nach diesen Vorbetrachtungen zeigt Abbildung 5.2.29 die mittleren Temperaturprofile der untersuchten Brennstoffe an drei gemessenen Abständen von der Brennkammereintrittsebene. Die allgemeinen Verläufe der Abbildungsteile (a) und (b) weisen Minima bei $x \approx -10$ mm

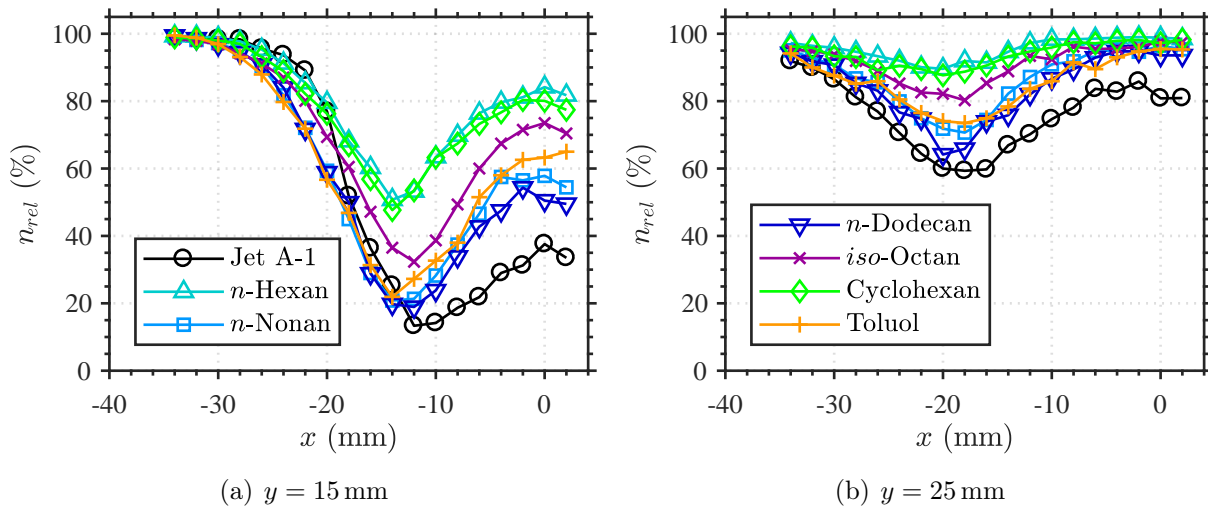


Abbildung 5.2.28: Anteil von Einzelmessungen pro Messserie ohne erhöhtem Hintergrundsignal bei Referenzbedingungen.

und $x \approx -15$ mm auf. Diese decken sich nicht mit der Lage der Spraykerne, sondern eher mit der Lage der Minima in der Chemolumineszenz des CH^* -Radikals (vgl. Abschnitt 5.2.3) und vor allem mit den Bereichen der höchsten Axialgeschwindigkeit des mittleren nichtreagierenden Strömungsfelds (vgl. Abbildung 5.2.1(a)). Auf diese Aspekte wird im folgenden Kapitel genauer eingegangen werden. Die mittleren Temperaturen erhöhten sich dann für alle Brennstoffe in äußere radiale Richtung und in Richtung der Brennkammermittelachse. Die höchsten Temperaturen wurden in der Nähe der Brennkammerwand, am äußeren Ende der radialen Profile bei $y = 25$ mm und $y = 35$ mm erreicht. Die hohen Temperaturen auf der Mittelachse können durch Heißgastransport mittels der inneren Rezirkulationsströmung, bzw. möglicherweise bei einigen Brennstoffen auch mit einer Wärmefreisetzung in diesem Bereich erklärt werden. Bei $y = 15$ mm sanken die mittleren Temperaturen wieder etwas im äußersten radialen Messbereich. Das lokale Maximum wurde hier bei ca. $x = -25$ mm erreicht, was in etwa der Lage der äußeren mittleren verschwindenden Axialgeschwindigkeit (Scherschicht) des nichtreagierenden Strömungsfelds entspricht (vgl. Abbildung 5.2.1(a)).

Die gemessenen Temperaturen der einzelnen Brennstoffe unterschieden sich deutlich. Links des Minimums wurden die geringsten Temperaturen im Maximum bei $y = 15$ mm in den n -Hexan- und iso -Octan-Flammen mit ca. 1450 K gemessen. Die Flammen von n -Dodecan und Jet A-1 erreichten dagegen fast 1700 K. Die drei linearen Alkane verhielten sich in ihren Gastemperaturen in der gleichen Reihenfolge wie ihre Kettenlänge. Die Gastemperaturen von Cyclohexan und Toluol lagen im äußeren radialen Bereich in der Nähe der Temperaturen der n -Nonan-Flamme. Im Minimum waren die Unterschiede zwischen den Brennstoffen geringer (abgesehen von Jet A-1), auf der Brennkammermittelachse jedoch wieder größer. Auf der

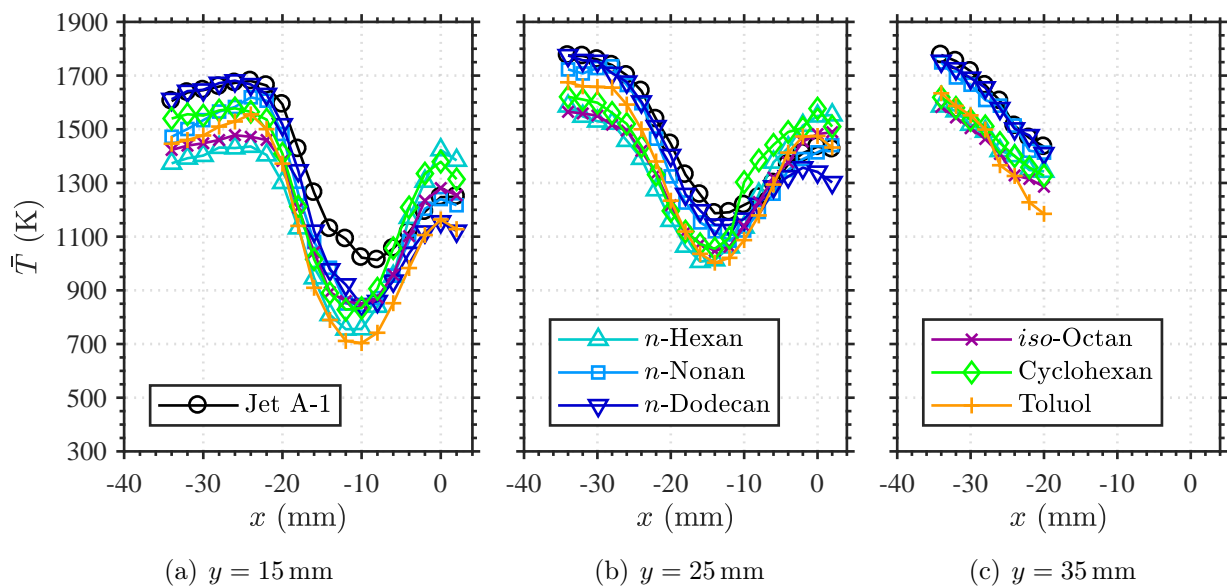


Abbildung 5.2.29: Horizontale Profile der mittleren Gasphasentemperaturen bei Referenzbedingungen.

Mittelachse vergrößerten sich die Brennstoffunterschiede, es änderte sich jedoch die Reihenfolge der Brennstoffe. Die höchsten Temperaturen wurden dort von *n*-Hexan, Cyclohexan und *iso*-Octan erreicht, während Toluol und *n*-Dodecan, gefolgt von *n*-Nonan die geringsten Temperaturen lieferten. Die Temperaturen von Jet A-1 lagen dort im mittleren Bereich.

Bei $y = 35$ mm bildeten die Brennstoffe *n*-Nonan, *n*-Dodecan und Jet A-1 eine Gruppe der hohen Temperaturen und *n*-Hexan, *iso*-Octan und Cyclohexan zusammen mit Toluol eine Gruppe der tiefen Temperaturen. Die Temperaturunterschiede zwischen den Brennstoffen waren deutlich größer als die Unterschiede in ihren adiabaten Flammentemperaturen (siehe Kapitel 5.1.4). Außerdem wichen selbst die höchsten gemessenen mittleren Temperaturen (*n*-Dodecan, Jet A-1) ca. 200 K-300 K von ihren adiabaten Temperaturen ab, was durch hohe Wärmeverluste über die Brennkammerwände und das vergleichsweise große Brennkammer-volumen erklärbar ist.

Die gemessenen Temperaturverteilungen sind für das kurze und lange *n*-Alkan beispielhaft in Abbildung 5.2.30 an zwei radialen Positionen dargestellt. An beiden Orten war der Anteil an ausgeschlossenen Messungen aufgrund von Tröpfchen im Messvolumen vernachlässigbar (vgl. Abbildung 5.2.28(b)), sodass keine nennenswerte Überschätzung der Temperaturen (vgl. Abschnitt 4.8) vorgelegen haben sollte. Im äußeren Brennkammerbereich, Abbildungsteil (a), ist deutlich die unterschiedliche Lage der Maxima zu erkennen, die wie oben gezeigt zu einem höheren Temperaturmittelwert für *n*-Dodecan führt. Auch die maximal gemessenen Temperaturwerte lagen für *n*-Dodecan mit ca. 2200 K deutlich höher als die von *n*-Hexan

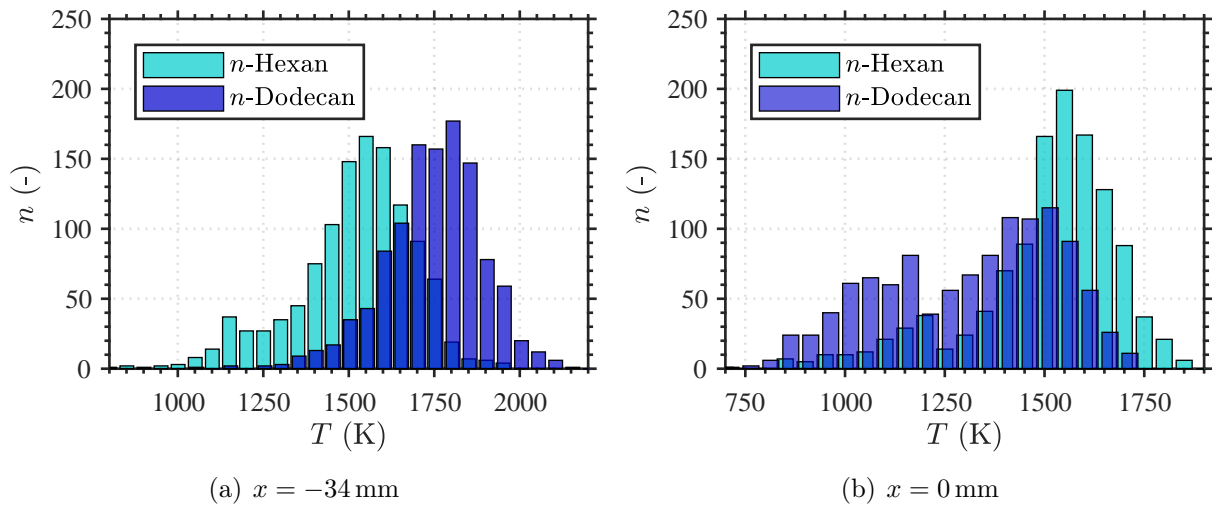


Abbildung 5.2.30: Gemessene Temperaturverteilungen für zwei Brennstoffe bei $y = 25$ mm.

mit ca. 2050 K. Die Verteilung von n -Hexan reicht dagegen deutlich weiter in den Bereich niedriger Temperaturen hinein. Auf der Mittelachse zeigt sich ein gegenteiliges Bild, wie im Abbildungsteil 5.2.30(b) zu erkennen ist. Beide Brennstoffe wiesen dort bimodale Temperaturverteilungen auf, die gemessenen Maximalwerte lagen für n -Hexan mit ca. 2000 K deutlich höher als für n -Dodecan (ca. 1800 K). Das Verhalten dieser zwei ausgewählten Brennstoffe war repräsentativ für die anderen Brennstoffe entsprechend ihrer im vorherigen Absatz beschriebenen Trends.

Um das relative Verhalten der Brennstoffe zwischen Brennkammermittelachse und äußerem radialen Bereich zu vergleichen, sind in Abbildung 5.2.31 die jeweils auf ihre Maximaltemperatur normierten Profile der mittleren Gasphasentemperaturen bei $y = 15$ mm und $y = 25$ mm über dem Radius aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen den Temperaturmaxima bei den Brennstoffen n -Hexan, iso -Octan und Cyclohexan geringer war als bei n -Nonan, Toluol, Jet A-1 und n -Dodecan.

Abschließend sind in Abbildung 5.2.32 vertikale Profile der mittleren Gasphasentemperaturen bei Referenzbedingungen für alle untersuchten Brennstoffe bei $x = 0$ mm dargestellt. In der Nähe des Düsenaustritts wurden auf der Mittelachse und demnach im Gebiet der inneren Rückströmung die höchsten Temperaturen von n -Hexan, Cyclohexan und iso -Octan erreicht (1250 K-1400 K). Die Brennstoffe n -Dodecan und Toluol erreichten dort die niedrigsten Gasphasentemperaturen (1100 K-1250 K), n -Nonan und Jet A-1 lagen im Mittelfeld.

Mit zunehmender axialer Distanz stromab der Düse verringerten sich die Unterschiede zwischen den Brennstoffen, es ist jedoch nicht eindeutig zu erkennen, ob sie bei $y = 50$ mm konvergiert waren. Die geringen Unterschiede zwischen den Brennstoffen in diesem Bereich lassen sich mit den geringen Unterschieden in den thermischen Leistungen, bzw. adiabaten

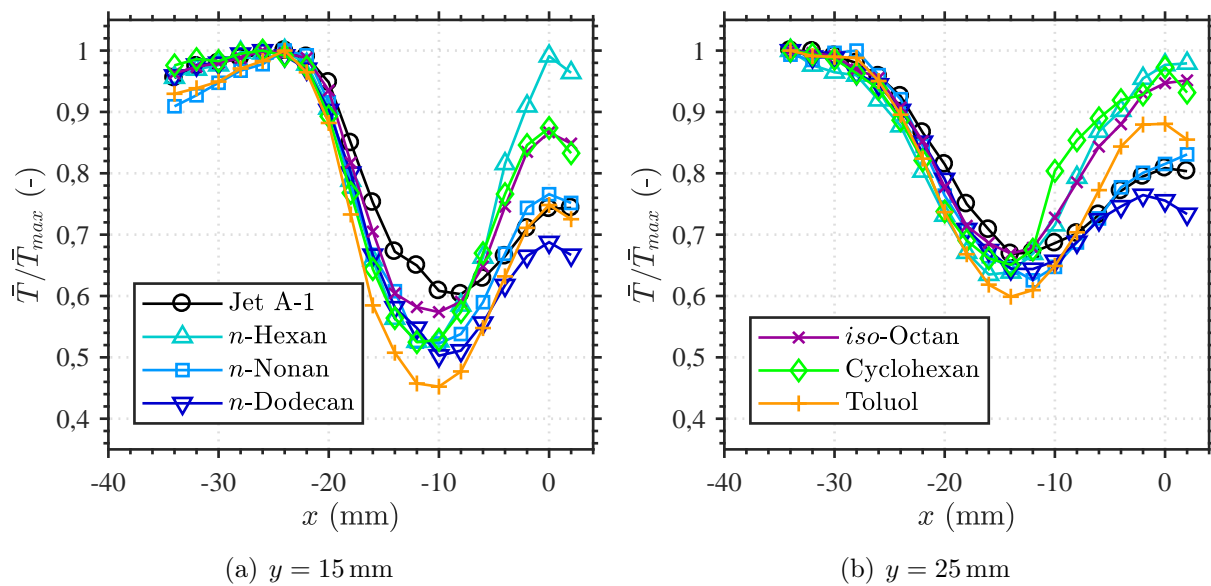


Abbildung 5.2.31: Horizontale Profile der normierten mittleren Gasphasentemperaturen bei Referenzbedingungen.

Flammentemperaturen erklären (vgl. Tabelle 5.3). Die allgemein niedrigen Werte im Vergleich zu den adiabaten Flammentemperaturen waren mit großer Wahrscheinlichkeit durch hohe Wärmeverluste über die Brennkammerwände bedingt. Die Temperaturunterschiede zwischen den Brennstoffen weiter stromauf werden im folgenden Kapitel 6.1 weiter analysiert.

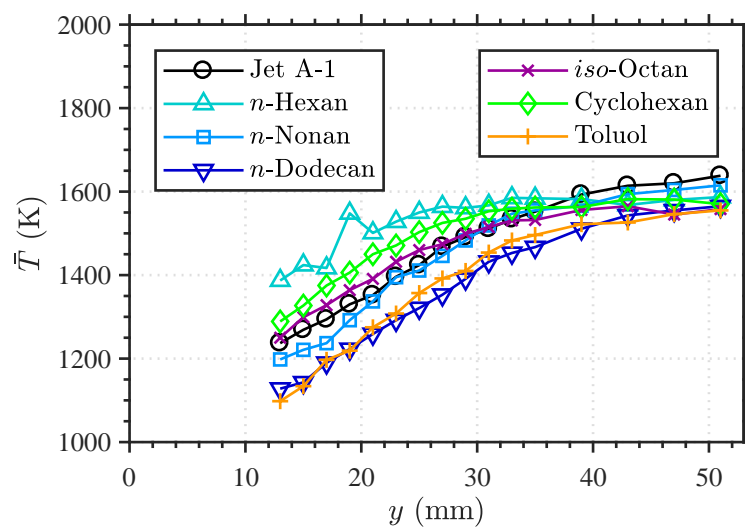


Abbildung 5.2.32: Vertikale Profile der mittleren Gasphasentemperaturen auf der Brennkammermittelachse bei Referenzbedingungen.

6 Analyse

Ziel dieses Kapitels ist es, die einzelnen Versuchsergebnisse der im vorherigen Kapitel vorgestellten Messungen im Zusammenhang zu interpretieren. Dafür werden zunächst ausgewählte Aspekte der untersuchten Flammen wiederholt und kombiniert analysiert. Anschließend wird auf die zwei globalen Messgrößen der mageren Verlöschgrenzen und der NO_x -Emissionen der ausgewählten Brennstoffe eingegangen mit dem Ziel, die beobachteten Unterschiede mit Hilfe der physikalischen und chemischen Eigenschaften zu begründen. Dabei soll auch auf die Grenzen der Methode der im Rahmen dieser Arbeit gewählten strategischen Brennstoffauswahl eingegangen werden.

6.1 Allgemeine Aspekte der untersuchten Flammen

In Abbildung 6.1.1 sind ausgewählte Messergebnisse für die mit n -Hexan und n -Dodecan betriebenen Referenzflammen visualisiert. Bei den Brennstoffen handelt es sich um die zwei Brennstoffe mit den größten Unterschieden im Zerstäubungs- und Verdunstungsverhalten von den dieser Arbeit zugrunde liegenden Brennstoffen. Zunächst wird die aus Kapitel 5.2.3 bekannte Lage des Flammeneigenleuchtens (CH^*), dargestellt in Graustufen im Hintergrund, mit dem Profil der mit PIV gemessenen Gasphasengeschwindigkeit des nichtreagierenden Falls, dargestellt in Form von dunkelblauer Vektoren bei $y = 0$ mm, verglichen. Die Messung der Geschwindigkeiten fand zwar nicht bei reagierenden Bedingungen statt, bei $y = 0$ mm werden die Geschwindigkeiten des reagierenden und des nichtreagierenden Falls jedoch als sehr ähnlich eingestuft.

Zu erkennen ist die Richtung, in der die Luftströmung die Düse verließ und in die Brennkammer eintrat. In Abbildung 6.1.1(a) wird deutlich, dass sich für n -Hexan die Lage des gebildeten Jets mit dem Minimum an CH^* -Intensität deckte. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass das bei $(x,y) = (|18 \text{ mm}|, 15 \text{ mm})$ gelegene Intensitätsmaximum auf der Außenseite des Ausströmungskegels lag und die Flamme damit im Mittel vor allem in der Scherschicht zur äußeren Rezirkulationszone stabilisierte. Dies lässt sich im Abbildungsteil (b) auch für n -Dodecan erkennen, welches jedoch, wie bereits diskutiert, deutlich geringere Reaktivität auf der Brennermittelachse aufwies.

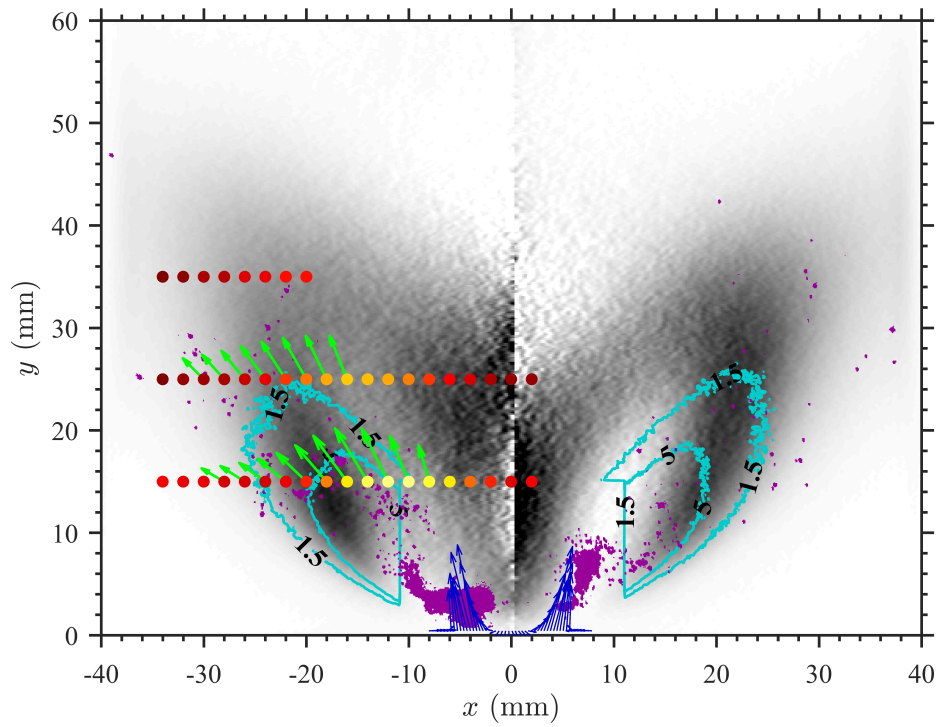
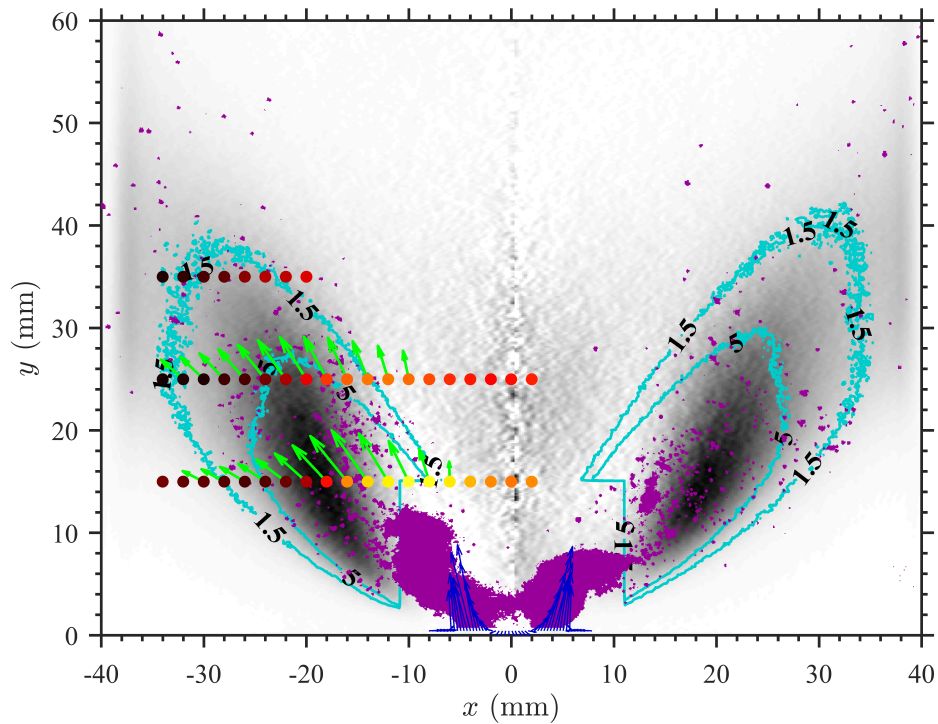
(a) *n*-Hexan(b) *n*-Dodecan

Abbildung 6.1.1: Überlagerung des brennstoffnormierten Chemolumineszenzsignals (grau), der Flüssigphasenbeladung (hellblau), einzelner Tropfen (violett), der Tropfengeschwindigkeiten (grün), des Gasphasengeschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt (dunkelblau) und der Gasphasentemperaturen (gelb-rot).

Zusätzlich sind in hellblau zwei Isokonturlinien der Flüssigphasenbeladung, wie in Kapitel 5.2.6 beschrieben, dargestellt. Der Unterschied zwischen den zwei Brennstoffen ist deutlich zu erkennen. Man sieht außerdem, dass sich für beide Brennstoffe weite Gebiete der äußeren Flammenzone mit Bereichen überlagerten, in denen Tropfen zu finden waren. Viele Brennstofftropfen passierten also das Gebiet der mittleren, durch die CH^* -Chemolumineszenz visualisierten Flammenzone, bzw. die Flamme brannte im Spraygebiet. Die Trajektorie der maximalen Brennstoffbeladung verlief quer durch die äußere Flammenzone. Auf der Brennkammermittelachse wurde jedoch keine nennenswerte Beladung mit flüssigem Brennstoff gemessen.

In violett dargestellt ist eine repräsentative Einzelmessung der Lichtstreuung an den Brennstofftropfen, auf deren Gesamtheit die Berechnung der Flüssigbeladungen beruht. Es ist gut zu erkennen, dass es für *n*-Hexan nur wenige Tropfen in den oberen Bereich der Flamme ($y > 35 \text{ mm}$) schafften, während sich in diesem Bereich deutlich mehr *n*-Dodecan Tropfen aufhielten. Auch der in einfachen Flammvisualisierungen (Abbildung 5.2.7) erkennbare Kontakt der schwereren Brennstoffe mit den Brennkammerwänden (V-förmige Flamme) kann so erklärt werden. Die Tropfen hatten einen größeren Impuls als der Brennstoffdampf und die Verbrennungsluft. Während letztere bevorzugt dem allgemeinen Strömungsfeld und damit zu großen Teilen auch der inneren Rückströmung folgten, setzten die Tropfen ihren Transport in Richtung der Brennkammerwände fort und ermöglichten in diesem Bereich die weitere Reaktion. Die Verbrennung schwerer Brennstoffe, wie *n*-Dodecan, war somit durch ein größeres reagierendes Volumen charakterisiert, in dem sich flüssiger Brennstoff aufhielt. Im Bereich des durch die violetten Flächen gekennzeichneten, sehr dichten Sprays am Düsenaustritt, wurde keine Chemolumineszenz gemessen. An dieser Stelle war offensichtlich noch nicht genug Brennstoff verdampft, um eine Verbrennung zu ermöglichen.

Bei $y = 15 \text{ mm}$ und $y = 25 \text{ mm}$ sind die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten an den Orten, wo das Sprays dicht genug für eine Messung war, mit grünen Vektoren dargestellt. Dieser Bereich deckte sich weitestgehend mit dem durch die mittlere Flüssigphasenbeladung definierten Bereich. Die höchsten Geschwindigkeiten wurden an der Grenzschicht zwischen dem Bereich der äußeren Flammenzone und dem Kegel geringer Reaktivität (zum Beispiel $(x,y) = (-12 \text{ mm}, 15 \text{ mm})$) erreicht. Die Richtung der Vektoren von *n*-Dodecan bei $y = 25 \text{ mm}$ lässt auf die Historie der Flugbahn der beispielhaft dargestellten einzelnen Tropfen im oberen Flammenbereich schließen. An dieser Stelle sei auf den für Jet A-1 in Abbildung 5.2.20 beschriebenen Anteil an Tropfen mit negativer Axialgeschwindigkeit v_y an der Stelle $(x,y) = (-6 \text{ mm}, 15 \text{ mm})$ hingewiesen. Es handelte sich (im Mittel) um einen Bereich niedriger Reaktivität. Bei den rückströmenden Tropfen könnte es sich um Tropfen handeln, die dort ihre Richtung aufgrund der lokalen Turbulenz umkehrten, oder um Tropfen, die im inneren

Rückstromgebiet von wesentlich weiter stromab an diesen Ort transportiert wurden. Bei dem bei $(x,y) = (8\text{ mm}, 28\text{ mm})$ abgebildeten Tropfen könnte es sich zum Beispiel um so einen Fall handeln. Für eine genauere Analyse wären Hochgeschwindigkeitsmessungen nötig.

Abschließend werden die mit Punkten dargestellten Gasphasentemperaturen der CARS-Messungen betrachtet. Die Farbskala beider Brennstoffe ist gleich und verläuft von gelb (600 K) über rot bis schwarz (1800 K). Für die genauen Temperaturverläufe sei auf Kapitel 5.2.8 verwiesen. Zu erkennen ist der deutliche Unterschied in den relativen Verläufen der beiden Brennstoffe. Während *n*-Hexan generell niedrigere Maximaltemperaturen erreichte, diese jedoch auf der Brennkammermittelachse und im äußerem Brennkammerbereich ähnlich hoch waren, erreichte *n*-Dodecan höhere Maximaltemperaturen im äußerem Brennkammerbereich, deren Beträge jedoch auf der Mittelachse nicht erreicht wurden. Die Lage der niedrigsten Temperaturen stimmte gut mit dem Minimum der CH*-Chemolumineszenz und der vermuteten Lage der höchsten Gasphasengeschwindigkeiten überein. Ein deutlicher Gradient ist in radialer Richtung zu erkennen, der einen Temperaturanstieg im Zentrum der mittleren Sprayverteilung bewirkte, dort wo auch das Maximum der Reaktivität in der äußeren Flammenzone sichtbar war. Auch in radialer Richtung noch weiter außerhalb der Flammenzone wurden bei $y = 15\text{ mm}$ hohe Gasphasentemperaturen gemessen, die sich durch die Rückströmung heißen Abgases in der äußeren Rezirkulationszone erklären lassen.

Der im vorherigen Absatz beschriebene Unterschied in der Eindringtiefe der Brennstofftropfen hatte unmittelbare Auswirkungen auf die Temperaturen, zum Beispiel bei $y = 35\text{ mm}$. Die *n*-Dodecan-Flamme erreichte dort deutlich höhere Temperaturen, was sich auch mit der Lage des CH*-Signals deckte. Die unterschiedlich starke Temperaturerhöhung auf der Brennkammermittelachse muss in einem unterschiedlichen Mischungsverhalten der Brennstoffe begründet sein. Die schnellere Verdunstung des Brennstoffs *n*-Hexan ermöglichte den Transport eines reaktionsfähigen Brennstoff-Luftgemisches auf die Brennkammermittelachse mit Hilfe des inneren Rückströmgebiets. Dort wurde offensichtlich die weitere Reaktion ermöglicht (M-förmige Flamme). Bei *n*-Dodecan hingegen folgten die länger existierenden Tropfen ihrer anfänglichen Trajektorie hin zu den Brennkammerwänden. Weniger Brennstoffdampf gelangte auf die Brennkammermittelachse und die Flamme nahm ein größeres Volumen im Bereich der Brennkammerwände ein. Nichtsdestotrotz wird natürlich auch Heißgas der *n*-Dodecan-Flamme auf die Mittelachse transportiert und somit dort die Temperatur erhöht.

Die bisherigen Analysen ermöglichen ein erstes Verständnis der Vorgänge in den Sprayflammen der zwei Brennstoffe *n*-Hexan und *n*-Dodecan, die sich deutlich in ihren physikalischen Eigenschaften, sowohl im Bereich der Zerstäubung, als auch im Bereich der Verdunstung, unterscheiden. Der schwerere Brennstoff *n*-Dodecan zerstäubt in größere Tropfen, die nicht nur wegen ihrer Größe, sondern zusätzlich aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften lang-

samer verdunsten. Dieser Umstand führt zu einer Verlängerung der Flamme in die Richtung der Tropfentrajektorie und damit V-förmigen Flammen. Im Vergleich zu den leichten Brennstoffen ergibt sich ein größeres Flammenvolumen, in dem der Brennstoff in flüssiger Phase existiert. Das heißt, es existieren auch mehr Gebiete, in denen das lokale Äquivalenzverhältnis höher als das magere globale Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,8$ (im Fall der Referenzflamme) ist.

Hier nicht dargestellt ist der Vergleich zwischen den hinsichtlich der physikalischen Eigenschaften ähnlichen Brennstoffen *n*-Hexan und *iso*-Octan, die jedoch chemisch grundsätzlich verschieden sind. Die im vorherigen Kapitel diskutierten Messgrößen der Brennstoffbeladung und der Tropfengrößen wiesen keine nennenswerten Unterschiede zwischen diesen Brennstoffen auf. Trotzdem wurden Unterschiede in der Flammenlänge festgestellt, die auch geringe Auswirkungen auf die gemessenen Temperaturprofile hatten. Im äußeren Bereich der Temperaturprofile wurden zwar sehr ähnliche Temperaturen gemessen, auf der Brennkammermittellachse waren die Temperaturen von *iso*-Octan jedoch etwas geringer, obgleich immer noch deutlich höher als die der schweren Brennstoffe (siehe zum Beispiel Abbildung 5.2.32).

Die weiteren untersuchten Brennstoffe *n*-Nonan, Cyclohexan und Toluol lassen sich auf Basis ihrer physikalischer Eigenschaften und den Messergebnissen zu den Eigenschaften der Flüssigphase den zwei Flammenformen zuordnen. Zwar lieferten alle drei Brennstoffe zunächst ähnliche Tropfengrößen (vgl. Abbildungen 5.1.4 und 5.2.19), die Tropfen von Cyclohexan verdampften anschließend jedoch schneller (vgl. Abbildungen 5.1.6 und 5.2.17). Die Flammen von Cyclohexan waren daher eher M-förmig. Auch die auf der Mittelachse höheren Temperaturen von Jet A-1 im Vergleich zu *n*-Dodecan deuten auf einen Einfluss der leichten Anteile dieses mehrkomponentigen Brennstoffs in der gleichen Weise hin.

Die Einteilung in zwei Flammenformen auf der Basis der physikalischen Stoffeigenschaften ist eine starke Vereinfachung. Bedingt durch die Vielzahl an die Zerstäubung und Verdunstung beeinflussenden Eigenschaften wird es in der Realität einen fließenden Übergang zwischen dem Brennstoff mit den kleinsten, am schnellsten verdampfenden Tropfen und dem mit den größten und am langsamsten verdampfenden Tropfen geben. Die Vereinfachung wird dennoch bei der Interpretation der NO_x -Emissionen helfen.

Mit den Erkenntnissen hinsichtlich der physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften aus Kapitel 5.1 und den eben beschriebenen Zusammenhängen sollen nachfolgend zunächst die beobachteten mageren Verlöschgrenzen und anschließend die NO -Emissionen der Brennstoffe analysiert werden.

6.2 Mageres Verlösch

Abbildung 6.2.1 zeigt erneut die gemessenen mageren Verlöschgrenzen. Ziel ist es, das unterschiedliche Verhalten der Brennstoffe zu analysieren. Die allgemeinen Verläufe wurden bereits in Kapitel 5.2.4 weitestgehend besprochen. Zunächst werden nur die drei Brennstoffe *n*-Hexan, *iso*-Octan und *n*-Dodecan bei $T_L = 50^\circ\text{C}$ betrachtet. Das Äquivalenzverhältnis beim Verlösch der *iso*-Octan-Flamme lag ca. 4% höher als das von *n*-Hexan. Der Brennstoff fiel durch eine im Vergleich zu linearen Alkanen verminderte Reaktivität (Zündverzugszeit, Flammengeschwindigkeit) auf, es wurden aber auch ca. 5% größere mittlere Tropfendurchmesser und ca. doppelte Flüssigphasenbeladung im Vergleich zu *n*-Hexan festgestellt. Das Äquivalenzverhältnis beim Verlösch von *n*-Dodecan lag dagegen um ca. 7% niedriger als das von *n*-Hexan.

Es kann (wie in Kapitel 5.1.3 dargelegt) davon ausgegangen werden, dass die *n*-Alkane eine ähnliche Reaktivität besitzen, mit der Tendenz, dass *n*-Dodecan etwas weniger reaktiv ist. Der Brennstoff zeigte jedoch ca. 30% größere mittlere Tropfendurchmesser und eine ca. siebenfache Flüssigphasenbeladung im Vergleich zu *n*-Hexan. Aus diesen Beobachtungen lässt sich schließen, dass der Unterschied im mageren Verlösch zwischen *n*-Hexan und *n*-Dodecan im Unterschied der physikalischen Eigenschaften begründet sein muss, da der Unterschied in der Reaktivität entgegen der beobachteten Stabilität verläuft, bzw. vernachlässigbar ist. Der Unterschied zwischen *n*-Hexan und *iso*-Octan dagegen muss in den chemischen Eigenschaften der Brennstoffe begründet sein, da der Unterschied in der Flüssigphasenbeladung entgegen des bei *n*-Hexan und *n*-Dodecan beobachteten Trends bezüglich der Stabilität verläuft, bzw. vernachlässigbar ist.

Es kann also gefolgert werden, dass bei diesen Bedingungen eine Zerstäubung in größere Tropfen und eine langsamere Verdunstung für die magere Stabilität der Flamme in diesem Verbrennungssystem von Vorteil ist. Eine Erklärung dafür wäre, dass die bei schweren Brennstoffen resultierende schlechtere Mischung von Brennstoff und Luft zu mehr Gebieten mit höherem lokalem Äquivalenzverhältnis führt. Wie in Abbildung 5.1.7(a) erkennbar, erreicht die laminare Flammengeschwindigkeit ihr Maximum bei einem Äquivalenzverhältnis von ca. $\phi = 1,1$. Die Mischung von Luft und Brennstoffen, die schnell in die Gasphase übergehen, ist dagegen verbessert. Dies bedeutet, dass größere Gebiete mit Äquivalenzverhältnissen, die dem mageren globalen Äquivalenzverhältnis entsprechen, vorhanden sind. Durch die dort niedrigeren Temperaturen und die in Folge verminderte Reaktivität nähert sich die Flamme schneller ihrer mageren Verlöschgrenze. Dieser Effekt wurde auch in den am Anfang der Arbeit zitierten Studien von Plee und Mellor [54], Leonard und Mellor [55], Sturgess und Shouse [60] und Durbin und Ballal [61] beschrieben.

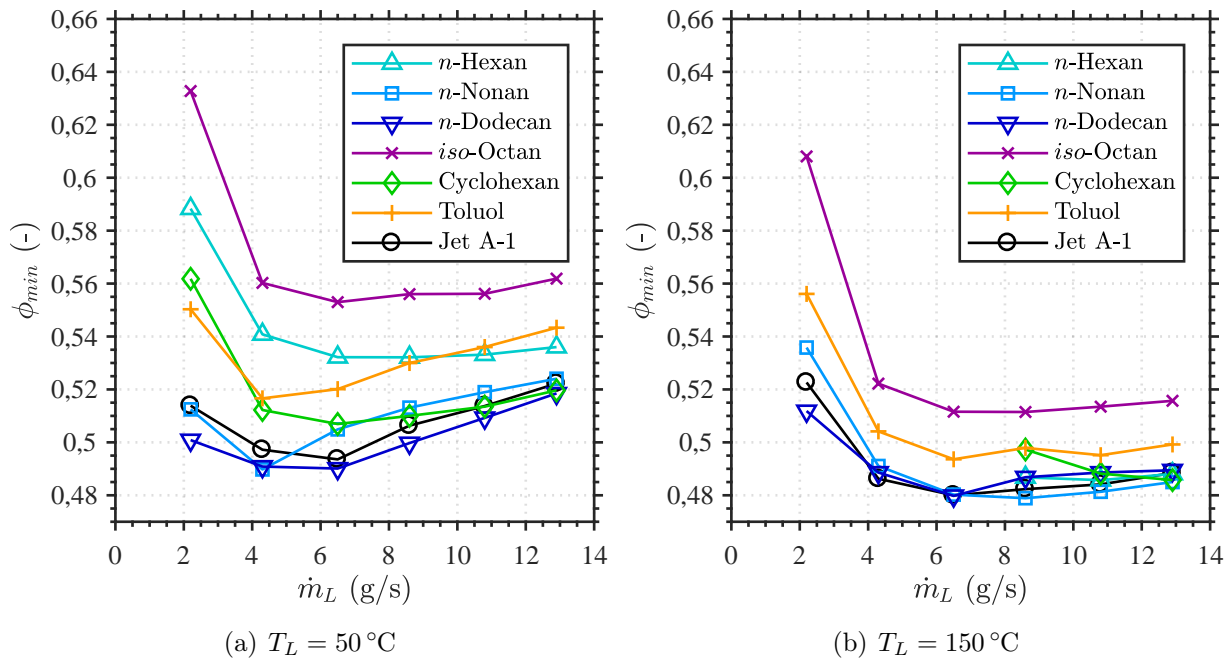


Abbildung 6.2.1: Magere Verlöschgrenzen der Brennstoffe bei zwei Luftvorwärmtemperaturen.

Anhand dieser Überlegungen lässt sich unmittelbar die beobachtete Reihenfolge im mageren Verlösch der drei n -Alkane mit ihrer steigenden Kettenlänge und den resultierenden physikalischen Eigenschaften erklären. Die niedrigeren Werte des Äquivalenzverhältnisses beim mageren Verlösch von Cyclohexan im Vergleich zu n -Hexan folgen dann aus den größeren Tropfen und der ca. doppelten Flüssigphasenbeladung (ähnlich wie n -Nonan). Die trotz seiner sehr niedrigen Reaktivität vergleichsweise guten mageren Verlöschgrenzen des Brennstoffs Toluol lassen sich durch seine großen Tropfen und den hohen Flüssigphasenanteil erklären, sowie durch den am Ende von Kapitel 5.2.7 beschriebenen überdurchschnittlichen Brennstoffmassenstrom bei gleichem Äquivalenzverhältnis. Obwohl der technische Brennstoff Jet A-1 eine Mischung vieler verschiedener Kohlenwasserstoffe ist und auch niedrig reaktive Komponenten wie verzweigte Alkane und Aromaten enthält, scheint der Effekt der heterogenen Mischung zu dominieren.

Es fällt zusätzlich auf, dass die leichten Brennstoffe n -Hexan und iso -Octan sowie in Maßen auch Cyclohexan einen deutlich geringeren Anstieg der mageren Verlöschgrenze mit steigendem Luftmassenstrom aufwiesen als die schwereren Brennstoffe. Dadurch kommt es auch zu Überschneidungen der einzelnen Verläufe (zum Beispiel n -Hexan und Toluol oder n -Nonan und Cyclohexan). Der Grund für dieses Verhalten liegt vermutlich im Zerstäubungsverhalten der Brennstoffe. Mit steigender Luftmenge werden die Airblast-Zerstäubung immer effektiver (vgl. Abbildung 5.2.22(a)) und die Tropfen immer kleiner. Die resultierende Verschlech-

terung der mageren Stabilität entsprechend der beschriebenen Theorie fällt demzufolge für Brennstoffe mit ohnehin kleinen Tropfendurchmessern geringer aus als für Brennstoffe mit bei mittleren Luftgeschwindigkeiten großen Tropfendurchmessern. Würden die Messungen in Bereiche mit noch höheren Luftmassenströmen fortgeführt, wäre eine Konvergenz aller Brennstoffe mit ähnlichen chemischen Eigenschaften (also die n -Alkane und Cyclohexan) zu erwarten, was ansatzweise schon bei den hohen gemessenen Luftmengen zu erkennen ist. Hinzu kommen außerdem die bei höheren Luftmassenströmen potentiell verbesserte Verdunstung und turbulente Mischung, was die auf heterogener Brennstoff-Luft-Verteilung basierende Flammenstabilität weiter vermindern sollte.

Einen ähnlichen Effekt hat die Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur, wie im Abbildungsteil 6.2.1(b) zu erkennen ist. Die Erhöhung der Lufttemperatur im Plenum um $\Delta T_L = 100$ K hat eine deutlich beschleunigte Verdampfung der Tropfen aller Brennstoffe zur Folge. Die hinsichtlich ihrer Reaktivität ähnlichen Brennstoffe der n -Alkane und Cyclohexan liefern bei diesen Bedingungen nahezu identische magere Verlöschgrenzen. Auch der Anstieg der mageren Verlöschgrenzen mit steigendem Luftmassenstrom fällt, wie zu erwarten, für die schweren Brennstoffe deutlich geringer aus. Übrig bleibt der Unterschied zu den weniger reaktiven Brennstoffen *iso*-Octan und Toluol. Trotz der deutlich geringeren Reaktivität scheint der Aromat auch bei diesen Bedingungen noch von einer höheren Beladung mit flüssigem Brennstoff zu profitieren.

Die allgemeine Verbesserung der Stabilität aller Brennstoffe mit steigender Luftvorwärmtemperatur scheint zunächst gegen die Theorie der Stabilitätsverbesserung durch Heterogenität zu sprechen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass eine Temperaturerhöhung eine generelle Verbesserung der Reaktivität aller Brennstoffe zur Folge hat. Dadurch laufen Reaktionen bei gleichem Äquivalenzverhältnis bei einer höheren Luftvorwärmtemperatur schneller ab, was die Stabilität der Flamme befördert.

Bisher nicht besprochen wurde der Aspekt der Interaktion der Flamme mit den Brennkammerwänden und dem Brennkammerboden. Zwar können operative Einflüsse auf die Temperaturen bei unterschiedlichen Brennstoffen weitestgehend ausgeschlossen werden, da für alle Brennstoffe die gleiche Methode zur Bestimmung der Verlöschgrenzen angewandt wurde, dennoch sind Unterschiede in den Wandtemperaturen aufgrund unterschiedlicher Flammenformen der Brennstoffe wahrscheinlich. Eine weitere Erklärung für die guten mageren Verlöschgrenzen der schwereren Brennstoffe könnten demnach auch höhere Wandtemperaturen durch Kontakt mit den längeren Flammen sein. Auf der anderen Seite könnte der Kontakt mit der deutlich kälteren Brennkammerwand auch einen negativen Effekt auf die Flammenstabilität haben. Auch wenn im Ergebnis ohnehin wieder die physikalischen Eigenschaften der Brennstoffe die Erklärung lieferten, ist ein Ausschluss dieser Theorie mit den vorhandenen

Daten nicht möglich.[138]

Abschließend soll auf die in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Korrelationen zum mageren Verlöschen eingegangen werden. Durch genaue Betrachtung lässt sich erkennen, dass die Gleichungen 2.2.1 und 2.2.3 prinzipiell den Unterschied zwischen n -Hexan und n -Dodecan nicht wiedergeben können, da sie keinen stabilisierenden Effekt großer Tropfen und langsamer Verdunstung beinhalten [138]. Vielversprechender wären die auf das Flammenvolumen bezogene modifizierte Korrelation von Hu et al. und Xie et al. [49–52] und der Ansatz der charakteristischen Zeiten von Plee und Mellor [54]. Bei der Anwendung letzterer Korrelation im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch festgestellt, dass Unterschiede im mageren Verlöschen aufgrund operativer Unterschiede (zum Beispiel doppelte thermische Leistung) die geringen Unterschiede aufgrund unterschiedlicher Brennstoffeigenschaften in den Hintergrund treten lassen.

Die in Kapitel 2.2.1 vorgestellten Thesen von Burger et al. [64], Rock et al. [68], Stouffer et al. [69] und Corporan et al. [16], dass die chemischen Brennstoffeigenschaften hinsichtlich der Reaktivität einen nennenswerten Einfluss auf die magere Verlöschgrenzen haben können, konnten hier bestätigt werden.

Eine Abschätzung des Druckeinflusses auf die Brennstoffunterschiede im mageren Verlöschen wird durch die komplexen Prozesse der Zerstäubung, Verdunstung, Mischung und Verbrennung erschwert. In der Regel führt eine Druckerhöhung zu einer Verbesserung der mageren Verlöschgrenzen hin zu kleineren Äquivalenzverhältnissen (siehe zum Beispiel Gleichung 2.2.1). Wie sich jedoch die relativen Brennstoffunterschiede verhalten, sollte im Einzelfall modelliert oder gemessen werden.

6.3 Abgasemissionen

Um im Folgenden die bei gleichen adiabaten Flammentemperaturen unterschiedlichen NO_x -Emissionen der Brennstoffe zu erklären, werden in Abbildung 6.3.1 erneut die gemessenen Werte gezeigt. Die allgemeinen Verläufe wurden bereits in Kapitel 5.2.5 besprochen. Zunächst werden die Brennstoffe n -Hexan und *iso*-Octan betrachtet. Offensichtlich haben die im vorherigen Abschnitt erläuterten Unterschiede in der chemischen Reaktivität dieser Brennstoffe keinen messbaren Einfluss auf die Konzentrationen von Stickoxiden im Abgas. Die höchsten Emissionswerte im Bereich mittlerer adiabater Flammentemperaturen ($T_{ad} \approx 2000 \text{ K}$), bzw. Äquivalenzverhältnisse werden hingegen von n -Dodecan erreicht, dem Brennstoff mit den größten mittleren Tropfendurchmessern und der höchsten Flüssigphasenbeladung.

Daraus lässt sich unmittelbar folgern, dass der Einfluss chemisch-kinetischer Eigenschaften hinsichtlich der Brennstoffreaktivität bei diesen Bedingungen bezüglich der NO_x -Emissionen

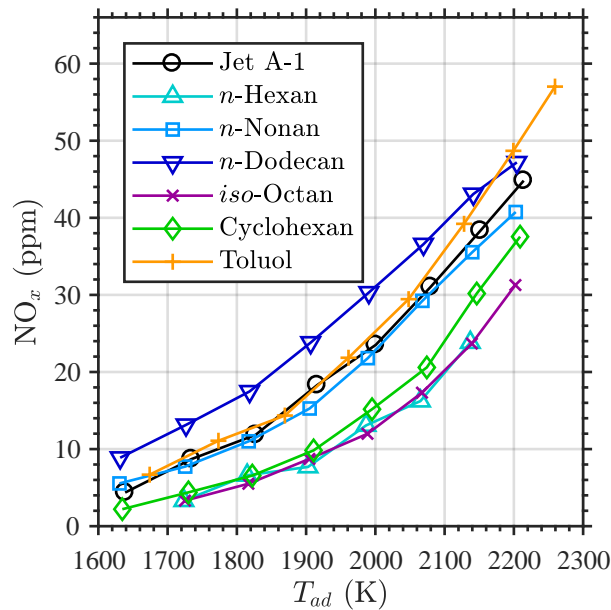


Abbildung 6.3.1: Stickoxidemissionen der untersuchten Brennstoffe.

vernachlässigbar ist. Vielmehr scheinen insbesondere die Verteilung des flüssigen Brennstoffs und die damit einhergehende Mischung von Brennstoff und Luft, sowie das lokale Äquivalenzverhältnis die Hauptrolle zu spielen. Auch hier wird diese Vermutung durch die mit ihrer Kettenlänge ansteigende Reihenfolge der linearen Alkane gestützt (*n*-Nonan zwischen *n*-Hexan und *n*-Dodecan). Je mehr Kohlenstoffatome, desto größer das Molekulargewicht und die intermolekularen Kräfte und damit auch die Tropfen, in die das Molekül zerstäubt und desto langsamer seine Verdampfung. Die etwas höheren Werte von Cyclohexan im Vergleich zu *n*-Hexan und *iso*-Octan lassen sich über die etwas größeren Tropfen (vgl. Abbildung 5.2.19) erklären, die dann jedoch schnell verdampfen (vgl. Abbildungen 5.1.6 und 5.2.17).

Es zeigt sich, dass die Brennstoffe, die zu der Gruppe der V-förmigen Flammen gehören, tendenziell höhere NO_x-Werte aufweisen als die Brennstoffe mit eher M-förmigen Flammen. Dies folgt unmittelbar aus dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Zusammenhang zwischen den gemessenen Gasphasentemperaturen und der lokalen Beladung mit flüssigem Brennstoff. Hohe Brennstoffbeladungen führen zu einer höheren Anzahl an reagierenden Gebieten mit hohem lokalem Äquivalenzverhältnis und damit höheren Temperaturen als der globalen adiabaten Flammentemperatur. Die Bildung von Stickoxiden ist, wie in Kapitel 2.2.2.1 erläutert, stark von der Aufenthaltszeit bei hohen Temperaturen abhängig. Der beobachtete Zusammenhang zwischen der Flüssigbrennstoffbeladung, der resultierenden Gasphasentemperaturverteilung und den NO_x-Emissionen ist daher unmittelbar ersichtlich.

Die starke Abhängigkeit der NO_x-Emissionen vom lokalen Äquivalenzverhältnis wird durch zwei weitere Beobachtungen bestätigt. Zum einen ist erkennbar, dass sich mit steigender

adiabater Flammentemperatur und entsprechend steigendem globalen Äquivalenzverhältnis der relative Unterschied zwischen den einzelnen Brennstoffen verringert. Nach Lefebvre und Ballal [32, S. 382] sollte die Tropfengröße keinen Einfluss auf die NO_x -Emissionen bei stöchiometrischen Bedingungen haben, da in diesem Fall das lokale Äquivalenzverhältnis, bei dem Verbrennung stattfindet, ungefähr dem globalen Äquivalenzverhältnis entspricht. Bei global mageren Bedingungen hingegen seien die Emissionen durch das in Tropfenumgebungen höhere lokale Äquivalenzverhältnis bestimmt. Die Messungen dieser Arbeit wurden bis zu einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,9$ durchgeführt. Es ist zu vermuten, dass sich bei Erweiterung des Messbereichs zu $\phi \geq 1,0$ die Brennstoffunterschiede weiter verringern würden.

Zum Zweiten wurde in hier nicht dargestellten Messungen der NO_x -Emissionen einer Reihe weiterer Brennstoffe festgestellt, dass eine Erhöhung der Luftvorwärmtemperatur (und damit Erhöhung der adiabaten Flammentemperatur) eine Verringerung der NO_x -Konzentrationen im Abgas zur Folge hatte. Dies lässt sich mit Hilfe der genannten Überlegungen auf die bessere Mischung von Brennstoff und Luft aufgrund schnellerer Verdunstung zurückführen.

Bisher nicht betrachtet wurden die NO_x -Emissionen der Brennstoffe Toluol und Jet A-1. Nach Korrektur auf die adiabate Flammentemperatur wies der Aromat ähnliche Emissionswerte wie *n*-Nonan auf, was sich eventuell mit ähnlichen Flüssigphasenbeladungen erklären ließe. Es fallen jedoch die relativ niedrigen Werte der gemessenen Gasphasentemperaturen bei Referenzbedingungen (vgl. Abbildung 5.2.29) auf. In Bereichen mit Flüssigbrennstoffbeladung könnten diese durch den im Vergleich zu den anderen Brennstoffen überdurchschnittlichen Brennstoffmassenstrom bei gleichem Äquivalenzverhältnis erklärt werden. Dieser könnte zu einer Unterschätzung der mit dem CARS-Verfahren gemessenen Temperatur geführt haben. Allgemein wären auch zusätzliche Wärmeverluste in Form von Strahlung der etwas stärker rußenden Flamme des Aromaten sowie in Rußvorläufern gebundene Energie mögliche Erklärungen.

Die relativ hohen NO_x -Konzentrationen des Jet A-1 lassen sich auf die höhersiedenden Komponenten des Brennstoffs zurückführen, der Anteil an leichten Komponenten scheint jedoch zu verhindern, dass die Werte von *n*-Dodecan erreicht werden.

Die in der Literaturübersicht in Kapitel 2.2.2.1 vorgestellten Thesen zum Brennstoffeinfluss auf NO_x -Emissionen konnten in dieser Arbeit somit in großen Teilen bestätigt werden. Zu bemerken ist, dass eine makroskopische Untersuchung der Verbrennungsmodi der Tropfen, wie zum Beispiel von Beck [38], nicht Gegenstand dieser Arbeit war. Es lässt sich damit nicht beurteilen, ob es sich bei den beschriebenen Reaktionsgebieten lokal höherer Äquivalenzverhältnisse um Einzeltropfenflammen oder Gruppenverbrennung handelt (vgl. Ende des Kapitels 2.1.3).

Aufgrund des Zusammenspiels der komplexen Prozesse der Zerstäubung, Verdunstung,

Mischung und Verbrennung ist eine Abschätzung des Druckeinflusses auf die Brennstoffunterschiede auch hinsichtlich der NO_x -Emissionen nicht trivial. Nach Lefebvre und Ballal [32, S. 379] kann eine Vergrößerung des Brennkammerdrucks je nach Untersuchung allgemein zu keinen bis signifikanten Steigerungen der NO_x -Emissionen führen. Nach Bhagwan et al. [83] beeinflusst eine Druckerhöhung die Verbrennung flüssiger Brennstoffe in vielfältiger Hinsicht, sie nennen zum Beispiel verbesserte Zerstäubung und schnellere Reaktionsraten (was auch die NO_x -Bildung betrafte). Ob sich Brennstoffunterschiede also vergrößern oder verkleinern, muss somit im Einzelfall modelliert oder gemessen werden.

7 Zusammenfassung

Die Zusammensetzung alternativer flüssiger Brenn- und Treibstoffe kann sich stark von der Zusammensetzung ihrer konventionellen Gegenspieler (zum Beispiel Kerosin Jet A-1) unterscheiden und sie kann durch die Wahl der Syntheseparameter gezielt beeinflusst werden. Daraus folgen unmittelbar zwei Fragestellungen: Wie kann die Eignung eines neuen Produkts für den Betrieb mit dem existierenden Maschinenpark beurteilt werden (Zertifizierung von „drop-in“ Treibstoffen) und wie kann eine für eine bestimmte Anwendung optimale Zusammensetzung des Produkts („designer fuel“) ermittelt werden?

Für die Beantwortung dieser Fragen böte sich die Anwendung numerischer Simulationen an, die den Einfluss von Brennstoffeigenschaften auf das Verbrennungsverhalten eines ausgewählten Verbrennungssystems ausreichend genau vorhersagen können. Die Entwicklung solcher Simulationswerkzeuge ist Gegenstand der Forschung und ihre Validierung bedarf hochwertiger experimenteller Datensätze.

Vor diesem Hintergrund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Prüfstand zur Untersuchung des Verbrennungsverhaltens eines gasturbinentypischen Drallbrenners aufgebaut. Die Brennkammer wurde mit einem optischen Zugang ausgestattet, um die Anwendung optischer und laserbasierter Messmethoden zu ermöglichen. Außerdem wurden Randbedingungen wie die Brennstoff- und Luftvorwärmtemperatur definiert und gemessen.

Die untersuchten Brennstoffe wurden gezielt anhand ihrer chemischen Klasse und ihrer Stoffeigenschaften ausgewählt. Dabei wurde auf Einzelkomponentenkohlenwasserstoffe zurückgegriffen, da hier die größten Unterschiede im Verhalten verschiedener Brennstoffe erwartet wurden. Ausgewählt wurden die linearen Alkane *n*-Hexan, *n*-Nonan und *n*-Dodecan, das verzweigte Alkan *iso*-Octan, sowie Cyclohexan und Toluol als Vertreter der ringförmigen Alkane und der Aromaten. Zum Vergleich wurde konventionelles Kerosin Jet A-1 untersucht. Die Untersuchung von Einzelkomponenten hat zudem den Vorteil, dass bezugnehmende numerische Simulationen mit Einstoffmechanismen durchgeführt werden können. Die numerische Abbildung von Brennstofftrends einzelner Komponenten ist Grundvoraussetzung, um den Einfluss komplexer Mischungen vorhersagen zu können.

Es wurde eine Referenzflamme mit einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,8$ und einem Luftmassenstrom von $4,3 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ definiert. Dies entsprach einer thermischen Leistung von ca. 10 kW.

Die Brennstoff- und Luftvorwärmtemperatur wurden auf 30 °C bzw. 50 °C festgelegt. Die Untersuchungen wurden zu großen Teilen bei diesen Bedingungen durchgeführt. Zusätzlich wurden eine erhöhte Brennstoff- und Luftvorwärmtemperatur von 50 °C bzw. 150 °C untersucht.

Die technisch relevanten Betriebsparameter des mageren Verlöschens und der NO_x-Abgasemissionen wurden über einen weiten Luftmassenstrombereich (4,3 $\frac{g}{s}$ -12,9 $\frac{g}{s}$) bzw. Äquivalenzbereich (0,55-0,9) gemessen. Zusätzlich zu diesen globalen Größen wurden bei Referenzbedingungen das nichtreagierende und Teile des reagierenden Gasphasenströmungsfelds mit PIV, die Wandtemperaturen mit Phosphoreszenz, die Sprayverteilung mittels Laserlichtstreuung, Tropfengrößen und -geschwindigkeiten mit LDA und PDI und die Gasphasentemperatur mittels kohärenter anti-Stokes Raman-Spektroskopie (CARS), sowie das Flammeneigenleuchten gemessen.

Es wurden Brennstoffsensitivitäten der mageren Verlöschgrenze und der NO_x-Abgasemissionen festgestellt. Bezüglich der mageren Verlöschgrenzen wurden bei den gewählten Referenzbedingungen Unterschiede zwischen Brennstoffen von bis zu 14 % gefunden. Die stabilsten Flammen lieferte *n*-Dodecan. Die Flammen von *iso*-Octan wiesen das am wenigsten stabile Verhalten auf. Eine Literaturrecherche ergab außerdem, dass im Bereich der mageren Verlöschgrenze insbesondere der relative Einfluss von physikalischen und chemischen Brennstoffeigenschaften nicht ausreichend verstanden ist. Mit Hilfe der ergänzenden Messungen und der Stoffeigenschaften konnten sowohl eine große Bedeutung der Brennstoffreaktivität, als auch ein positiver Einfluss einer heterogenen Brennstoffverteilung auf die Verlöschgrenze aufgezeigt werden.

So konnte der Unterschied im mageren Verlöschen zwischen den Brennstoffen *n*-Hexan und *iso*-Octan auf ihre unterschiedliche Reaktivität zurückgeführt werden, da sich die Brennstoffe in ihren physikalischen Eigenschaften und den gemessenen Brennstoffverteilungen und Tropfengrößen stark ähneln. Das stabilere Verhalten von *n*-Dodecan im Vergleich zu *n*-Hexan ließ auf einen positiven Einfluss heterogener Mischung aufgrund schlechterer Zerstäubung und langsamerer Verdunstung schließen, da beide Brennstoffe ähnliche chemische Eigenschaften aufwiesen.

Hinsichtlich der NO_x-Emissionen wurden bei den gewählten Referenzbedingungen Unterschiede zwischen Brennstoffen von mehr als einem Faktor 2 gefunden. Die höchsten Konzentrationen wurden für *n*-Dodecan gemessen. Die Brennstoffe *n*-Hexan und *iso*-Octan wiesen die niedrigsten NO_x-Konzentrationen auf. Ein Zusammenhang mit der lokalen Verteilung des flüssigen Brennstoffs und der resultierenden gemessenen Gasphasentemperaturverteilung, neben dem unmittelbaren Einfluss der adiabaten Flammentemperatur, konnte herausgearbeitet werden. Ein Einfluss der chemischen Reaktivität auf die NO_x-Konzentration im Abgas konnte

nicht festgestellt werden.

Die Messungen der Sprayverteilungen und der Tropfengrößen zeigten allgemein deutliche Unterschiede zwischen den Brennstoffen und mittels der Messungen des Flammenleuchtens wurden unterschiedliche Flammenformen festgestellt. Auch die Temperaturmessungen lieferten nennenswerte Unterschiede zwischen den Brennstoffen. Die Beobachtungen konnten mit den Eigenschaften der Brennstoffe erklärt werden.

Es wurde ein umfassender quantitativer experimenteller Datensatz zur Validierung numerischer Modelle im Hinblick auf den Brennstoffeinfluss auf mageres Verlöschen und NO_x -Abgasemissionen und insbesondere zur Validierung der Brennstoffsensitivität dieser Modelle erstellt. Außerdem konnte erfolgreich gezeigt werden, dass hinsichtlich der untersuchten Verbrennungseigenschaften bereits ein atmosphärischer Prüfstand mit kleiner thermischer Leistung und entsprechend geringen Kosten in der Lage ist, relevante Trends des Brennstoffeinflusses zu ermitteln, die für den Zertifizierungsprozess eines neuen Produkts von großem Interesse sein können.

Aufgrund der Komplexität der Abläufe bei der Sprayverbrennung ist ein exaktes Verständnis des Brennstoffeinflusses auf die genannten Parameter wahrscheinlich nur mit Hilfe numerischer Simulationen möglich, insbesondere im Hinblick auf Brennstoffmischungen. Bereits der Vergleich der beiden untersuchten globalen Verbrennungscharakteristika zeigte, dass der beste Brennstoff bezüglich der Flammenstabilität nicht auch der beste Brennstoff bezüglich NO_x -Emissionen ist. So wiesen die Flammen, die mit *iso*-Octan betrieben wurden, zwar sehr geringe NO_x -Emissionen, aber gleichzeitig auch sehr hohe Äquivalenzverhältnisse beim mageren Verlöschen auf. Letzteres könnte möglicherweise bereits durch eine geringe Zugabe eines schwereren Brennstoffs verbessert werden. Eine kleine Zugabe einer sehr reaktiven Komponente könnte wiederum andere Eigenschaften, wie das Wiederzünden in großer Höhe, positiv beeinflussen. Die Untersuchung solcher, oft nichtlinearer Mischungseffekte wird daher für nachfolgende Arbeiten empfohlen.

Es stellt sich noch die Frage, ob sich die an der in dieser Arbeit ausgewählten Brennergeometrie gewonnenen Erkenntnisse auf andere Drallbrennergeometrien, oder gar andere Brennerkonzepte übertragen lassen. Da es sich bei der Sprayverbrennung prinzipiell um gleichbleibende Prozesse handelt, besteht grundsätzlich diese Möglichkeit. Es kann jedoch zu unterschiedlichen Einflussstärken der einzelnen Prozesse kommen, was die relative Bedeutung einzelner Prozesse verschieben könnte. Gerade im Hinblick auf das Ziel der Validierung numerischer Simulationen ist jedoch anzunehmen, dass ein numerisches Werkzeug, das die Prozesse korrekt abbildet, flexibel auf Geometrieänderungen reagieren sollte.

Um den beobachteten Einfluss der Brennstoffreaktivität auf die magere Verlöschgrenze weiter zu untersuchen, wird ihre Messung mit vorverdampften Brennstoffen bei sonst glei-

chen Bedingungen empfohlen. Von grundsätzlichem Interesse sind natürlich auch weitere Betriebscharakteristika wie Rußemissionen und Flammenakustik, deren Brennstoffsensitivität untersucht werden sollte und auch bereits wird [188]. Um das Verständnis der dynamischen Effekte und den Brennstoffeinfluss auf die magere Verlöschgrenze weiter zu verbessern, könnten außerdem Messungen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung helfen.

A Anhang 1

A.1 Verbrennungsrechnung

Die Berechnung der Heizwerte der ausgewählten Einzelkomponentenbrennstoffe (vgl. Tabelle 5.2) erfolgte mit Hilfe ihrer Standardbildungsenthalpien $\Delta H_{f,i}^0$ und den stöchiometrischen Koeffizienten ν_i für eine vollständige Verbrennung. Die verwendeten Standardbildungsenthalpien für jeweils den flüssigen und gasförmigen Aggregatzustand sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Sie wurden aus dem NIST Chemistry WebBook [148] entnommen.

Zur Bestimmung der erforderlichen Stoffströme wurden für alle Brennstoffe die stöchiometrischen Massenbrüche für Brennstoff zu Luft $b_{L,stöch}$ unter der Annahme eines Molenbruchs von Sauerstoff in der Luft von $X_{O_2,L} = 0,2096$ und einer mittleren molaren Masse von Luft von $M_L = 28,97 \frac{g}{mol}$, mit Hilfe der stöchiometrischen Koeffizienten ν_i für eine vollständige Verbrennung, berechnet. Zur Anschaulichkeit sind in Tabelle A.1 die, auch als AFR („air to fuel ratio“) bezeichneten, Kehrwerte dargestellt.

Wie von Warnatz et al. [36, S. 50] beschrieben, folgt aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik für ein geschlossenes adiabatisches Verbrennungssystem bei konstantem Druck, dass die Enthalpieänderung dH verschwindet. Außerdem gilt für die spezifische Enthalpie eines Zustands 1:

$$h_i^1 = h_i^{ref} + \int_{T_{ref}}^{T_1} c_{p,i}(T) dT \quad (A.1.1)$$

Dabei werden mit h_i^{ref} die Bildungsenthalpien der beteiligten Moleküle bei definierten Referenzbedingungen und mit $c_{p,i}$ die temperaturabhängigen Wärmekapazitäten beschrieben.

Tabelle A.1: Standardbildungsenthalpien und stöchiometrische Massenverhältnisse der verwendeten Brennstoffe.

	<i>n</i> -Hexan	<i>n</i> -Nonan	<i>n</i> -Dodecan	<i>iso</i> -Octan	Cyclohexan	Toluol
$H_{f,i,liq}^0$ (kJ/mol)	-198,7	-274,7	-352,1	-259,3	-157,7	12
$H_{f,i,gas}^0$ (kJ/mol)	-167,1	-228,3	-290,9	-224,1	-124,6	50,1
$AFR_{stöch}$ (-)	15,239	15,089	15,013	15,127	14,782	13,502

Über eine Enthalpiebilanz kann dann mit Hilfe der stöchiometrischen Koeffizienten ν_i für ein bestimmtes Äquivalenzverhältnis die adiabate Flammentemperatur T_{ad} berechnet werden.

Für einen beliebigen Brennstoff B ergibt sich folgende molare Bilanz bei Verwendung von Standardbedingungen als Referenzbedingungen:

$$\begin{aligned} & \nu_B^u \left(\Delta H_{fB}^0 + \int_{T_0}^{T_B} c_{pB}(T) dT \right) + \nu_{O_2}^u \int_{T_0}^{T_L} c_{pO_2}(T) dT + \nu_{N_2}^u \int_{T_0}^{T_L} c_{pN_2}(T) dT \quad (A.1.2) \\ & = \nu_{CO_2}^b \Delta H_{fCO_2}^0 + \nu_{H_2O}^b \Delta H_{fH_2O}^0 \\ & + \int_{T_0}^{T_{ad}} \nu_{CO_2}^b c_{pCO_2}(T) + \nu_{O_2}^b c_{pO_2}(T) + \nu_{N_2}^b c_{pN_2}(T) + \nu_{H_2O}^b c_{pH_2O}(T) dT \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen die Hochstellungen u und b den unverbrannten (Edukte) und den verbrannten (Produkte) Zustand. Da sich die Luftvorwärmtemperatur T_L und Brennstoffvorwärmtemperatur T_B bei den in dieser Arbeit gewählten Referenzbedingungen nur wenig von der Temperatur bei Standardbedingungen $T_0 = 25^\circ\text{C}$ unterschieden, wurden für die Berechnungen konstante Wärmekapazitäten auf der Eduktseite angenommen.

Für die Funktionen der Wärmekapazitäten auf der Produktseite wurden Shomate-Gleichungen in Form von Polynomen verwendet. Die Standardbildungsenthalpien und die Koeffizienten für die Polynomfunktionen wurden aus den frei zugänglichen Daten des NIST Chemistry WebBook [148] entnommen. Die Lösung der Gleichung nach T_{ad} erfolgte iterativ mit Hilfe des Newton-Raphson-Verfahrens, das in ein *Matlab*-Skript implementiert wurde. Auf diese Weise wurden die in Tabelle 5.2 dargestellten adiabaten Flammentemperaturen bei magerem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,6$ berechnet. Dissoziationseffekte mussten bei diesen Bedingungen noch nicht berücksichtigt werden.

A.2 Auswirkung der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex

Die Abhängigkeit der Phasendifferenz $\Delta\Phi$ von der Partikelgröße d_p und weiteren Systemparametern kann für ein Standard Phasen-Doppler-System nach Albrecht et al. [90, S. 417] für zwei symmetrisch um die horizontale Mittelebene angeordneten Detektoren A und C wie folgt angegeben werden:

$$\Delta\Phi_{AC} = \beta_{AC} \cdot d_p \quad (A.2.1)$$

mit

$$\beta_{AC} = 2 \frac{2\pi}{\lambda_b} \left(\sqrt{1 + n_{rel}^2 - n_{rel}\sqrt{2}\sqrt{1 + \cos\psi_r \cos\phi_r \cos(\theta/2) + \sin\psi_r \sin(\theta/2)}} \right. \quad (\text{A.2.2}) \\ \left. - \sqrt{1 + n_{rel}^2 - n_{rel}\sqrt{2}\sqrt{1 + \cos\psi_r \cos\phi_r \cos(\theta/2) - \sin\psi_r \sin(\theta/2)}} \right)$$

Dabei wird mit λ_b die Wellenlänge des verwendeten Laserstrahlenpaars und mit $n_{rel} = n_P/n_M$ der relative Brechungsindex zwischen Partikel und Medium bezeichnet. Mit θ wird der Winkel zwischen den Laserstrahlen („beam separation angle“), mit ψ_r der Winkel zwischen den Detektoren und der horizontalen Mittelebene („elevation angle“, $\psi_r = \psi_A = \psi_C$) und mit ϕ_r der Streuwinkel („off-axis angle“) bezeichnet. Es lässt sich der lineare Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und der Partikelgröße bei Konstanz der Systemparameter erkennen.

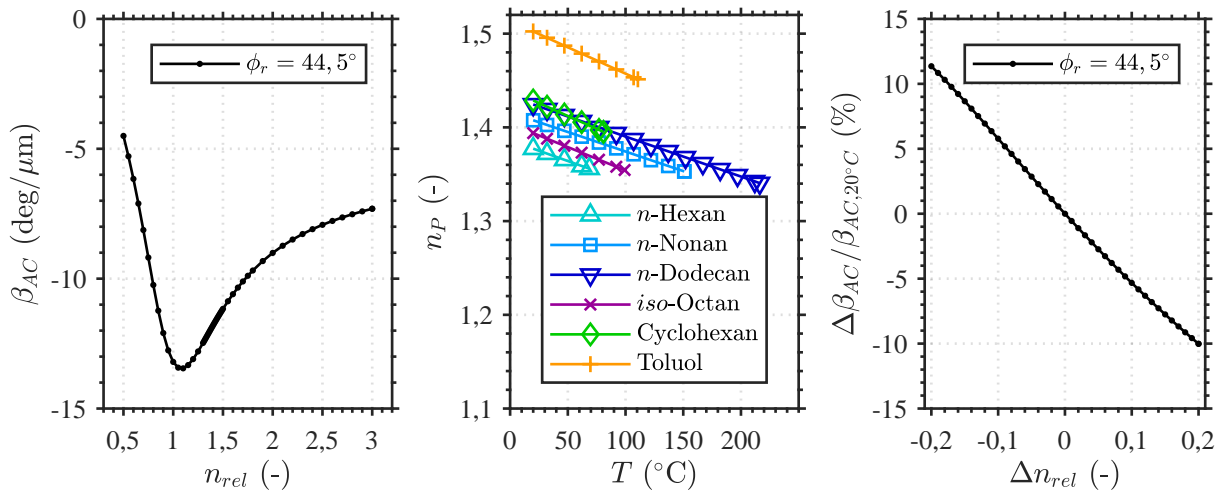
An dieser Stelle soll der Einfluss einer Veränderung des Brechungsindexes auf den Proportionalitätsfaktor β_{AC} und damit die gemessene Tropfengröße, unter Berücksichtigung der Systemparameter des in dieser Arbeit verwendeten Systems untersucht werden. Die dafür erforderlichen Systemparameter sind in Tabelle A.2 aufgelistet. Die genannten Winkel ergeben sich aus geometrischen Überlegungen anhand der ebenfalls genannten Abstandsmaße im Linsendurchgang und den Brennweiten. Die Analyse wird für das Detektorpaar AC durchgeführt, da dieses Paar die höhere Sensitivität auf Phasenunterschiede und damit die höhere Genauigkeit bei der Durchmesserbestimmung aufwies.

In Abbildung A.2.1(a) ist der Proportionalitätsfaktor β_{AC} über einer Variation des relativen Brechungsindexes $n_{rel} = 0,5 - 3$ aufgetragen (in Anlehnung an [90, S. 422]). Zu erkennen ist, dass der Faktor auf Änderungen des Brechungsindexes unterschiedlich sensitiv reagiert, je nach Betrag des Brechungsindexes.

Um den Einfluss einer Brennstofftemperaturänderung auf die Durchmesserbestimmung zu analysieren, wurde im nächsten Schritt der Temperatureinfluss auf den Brechungsindex für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Einzelkomponenten untersucht. Dazu wurden mit Hilfe

Tabelle A.2: Parameter des verwendeten PDI-Systems.

Transmitter	Laserwellenlänge λ_b	532 nm
	Brennweite	350 mm
	Strahlabstand	59,6 mm
	→ θ	0,1699 rad
Empfänger (AC)	Streuwinkel ϕ_r	0,7767 rad
	Brennweite	350 mm
	Detektorabstand	58,14 mm
	→ ψ_r	0,0829 rad



(a) Einfluss von n_{rel} auf β_{AC} (b) Temperaturabhängigkeit (c) Einfluss einer n_{rel} -Änderung

Abbildung A.2.1: Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes.

der NIST ThermoData Engine (TDE) #103a, Version 2.1 [149–151] die Brechungsindizes für eine Wellenlänge von 532 nm für den Temperaturbereich der Raumtemperatur von 20°C bis zu der jeweiligen Siedetemperatur des Brennstoffs in Abbildung A.2.1(c) aufgetragen.

Mit steigender Temperatur kommt es für alle Brennstoffe zu einer stetigen Verringerung des Brechungsindexes. Der Unterschied im Brechungsindex zwischen der Raumtemperatur und der Siedetemperatur ist für *n*-Dodecan mit $\Delta n_P = -0,084$ am größten. Daher ist für diesen Brennstoff auch der größte Fehler zu erwarten.

Um den relativen Einfluss einer Brechungsindexänderung auf den Proportionalitätsfaktor und damit direkt die gemessene Tropfengröße zu beurteilen, ist in Abbildung A.2.1(c) die Änderung des Betrags von β_{AC} bezogen auf das Referenz- β_{AC} von *n*-Dodecan bei Raumtemperatur, über einer Veränderung des relativen Brechungsindexes in einem realistisch möglichen Maß, aufgetragen. Für diese Abschätzung wurde angenommen, dass die Änderung des Brechungsindexes des den Brennstofftropfen umgebenden Mediums (Luft, bzw. Gemisch aus Brennstoffdampf und Luft) im Vergleich zu der Änderung des optisch deutlich dichteren Tropfens vernachlässigbar ist. Für das Medium wurde ein Brechungsindex von $n_M = 1,000292$ angenommen.

Für die genannte temperaturabhängige Verringerung des Brechungsindexes von *n*-Dodecan von $\Delta n_P = -0,084$ lässt sich eine Steigerung des Betrags des Proportionalitätsfaktors um ca. 5% ablesen. Damit wäre die gemessene Phasendifferenz eines heißen Tropfens dieses Brennstoffs entsprechend höher. Wenn der kleinere Proportionalitätsfaktor des kalten Tropfens zur Berechnung des Durchmessers verwendet würde, käme es gemäß Gleichung A.2.1 zu einer Überschätzung des Tropfendurchmessers um die genannten 5%.

Tabelle A.3: Gemessene absolute Brechungsindizes der verwendeten Brennstoffe bei Raumtemperatur.

<i>n</i> -Hexan	<i>n</i> -Nonan	<i>n</i> -Dodecan	<i>iso</i> -Octan	Cyclohexan	Toluol	Jet A-1
1,376	1,407	1,422	1,392	1,427	1,498	1,444

Für die Messungen wurden bei Raumtemperatur gemessene Brechungsindizes der Brennstoffe verwendet. Sie sind in Tabelle A.3 aufgelistet. Durch den unbekanntem Brechungsindex eines Brennstofftropfens zum Zeitpunkt der Messung konnte es daher für die hier untersuchten Einzelkomponentenbrennstoffe zu einer Überschätzung der Tropfengröße um bis zu 5% kommen. Für die Brennstoffmischung Kerosin Jet A-1 nennen Behrendt et al. [95] einen minimalen Brechungsindex von 1,33 und schätzen damit den maximalen Fehler auf 10%. Für die optische Konfiguration dieser Arbeit war mit dieser Annahme für Jet A-1 ein maximaler Fehler von ca. 6,5% zu erwarten.

A.3 Berechnung der geometrischen Drallzahl

Die geometrische Drallzahl S wurde nach Galley et al. [129] wie folgt berechnet:

$$S = \frac{1}{1 - \psi} \tan(\alpha_m) \frac{r_a}{2h} \left(1 - \left(\frac{r_i}{r_a} \right)^2 \right) \quad (\text{A.3.1})$$

Dabei bezeichnet ψ einen sogenannten „blockage factor“:

$$\psi = 1 - \frac{nc_0}{2\pi r_1} \quad (\text{A.3.2})$$

Hier ist n die Anzahl an Drallkanälen und c_0 die Bogenlänge am Austritt eines jeden Drallkanals, die über:

$$c_0 = r_1(\alpha_1 - \alpha_2) \quad (\text{A.3.3})$$

definiert ist, wobei r_1 den Radius am Kanalausstritt und α_1 und α_2 die Lage der Austrittskanten bezeichnet. In Gleichung A.3.1 wird weiter mit α_m ein mittlerer Kanalwinkel beschrieben, der wie folgt aus r_1 und den Abständen d_1 und d_2 der Kanalseiten von der Mittelachse bestimmt wird:

$$\alpha_m = \arcsin \left(\frac{d_1 + d_2}{2r_1} \right) \quad (\text{A.3.4})$$

In Gleichung A.3.1 bezeichnen r_a den Außenradius und r_i den Innenradius der Austrittsfläche der Düse in die Brennkammer sowie h die Höhe der Drallkanäle. Für die Herleitung der Bezie-

Tabelle A.4: Spezifikationen der verwendeten Drallerzeuger.

	innen	außen
n	8	10
r_1 (mm)	5,8	7,9
α_1	32,9°	41,9°
α_2	70°	69,2°
d_1 (mm)	3,15	5,25
d_2 (mm)	5,45	7,35
r_a (mm)	4,0	5,8
r_i (mm)	0	4,1
h (mm)	2,3	2,1

hungen sei auf die Veröffentlichung von Galley et al. [129] verwiesen. Die numerischen Werte für die beiden in dieser Arbeit verwendeten Drallerzeuger sind in Tabelle A.4 dargestellt. Damit ergaben sich die in Kapitel 3.1 genannten Werte für die geometrischen Drallzahlen des inneren und des äußeren Drallerzeugers ($S_i = 1,17$ und $S_a = 1,22$).

A.4 Koordinatentransformation für die Tropfengeschwindigkeitsmessungen

Wie in Kapitel 4.7 beschrieben, wurden nicht alle Geschwindigkeitskomponenten durch das LDA-System im Brennerkoordinatensystem $\{x, y, z\}$ gemessen, sondern in den Koordinatensystemen $\{x', y', z'\}$ und $\{x'', y'', z''\}$ der beiden Transmitter 1 und 2. Die direkt gemessenen Geschwindigkeitskomponenten waren v_y , $v_{x'}$ und $v_{z''}$. Zur Umrechnung der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten in die Geschwindigkeitskomponenten im Brennerkoordinatensystem war demnach folgende Koordinatentransformation mit Hilfe der zu bestimmenden Rotationsmatrix \mathbf{A} nötig:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} v_{x'} \\ v_y \\ v_{z''} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4.1})$$

Abbildung A.4.1(a) verdeutlicht die Lage des Koordinatensystems von Transmitter 1, welches bezüglich des Brennerkoordinatensystems um den Winkel ϕ verdreht ist. Dieser ergibt sich aus Abbildung 4.7.1 zu $\phi = 29,5^\circ$. Die Sonde misst die Projektionen der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z auf die x' -Achse. Die direkt gemessene Geschwindigkeitskomponente $v_{x'}$ muss sich aus der Summe dieser Größen zusammensetzen. Aus trigonometrischen Über-

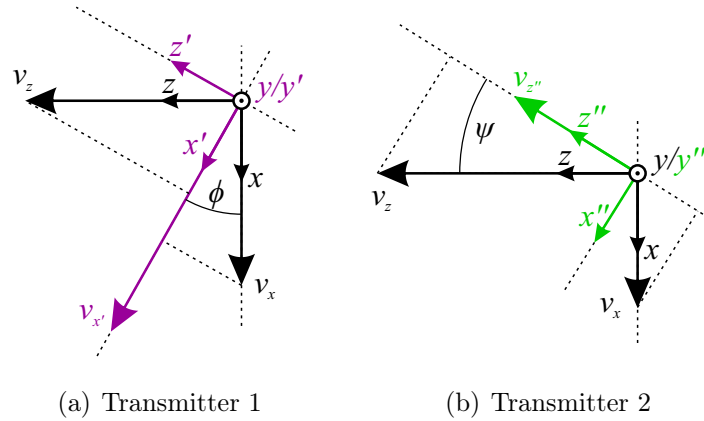


Abbildung A.4.1: Lage der Koordinatensysteme des LDA-Systems.

legungen folgt dann:

$$v_{x'} = v_x \cos \phi + v_z \sin \phi \quad (\text{A.4.2})$$

Dies wird umgeformt nach einer der gesuchten Geschwindigkeitskomponenten im Brennerkoordinatensystem:

$$v_z = \frac{v_{x'} - v_x \cos \phi}{\sin \phi} \quad (\text{A.4.3})$$

Abbildung A.4.1(b) skizziert die Lage des Koordinatensystems von Transmitter 2, welches bezüglich des Brennerkoordinatensystems um den Winkel ψ verdreht ist. Dieser ergibt sich aus Abbildung 4.7.1 zu $\psi = 32^\circ$. Die Sonde misst die Projektionen der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z auf die z'' -Achse. Wieder aus trigonometrischen Überlegungen folgt hier:

$$v_{z''} = v_z \cos \psi - v_x \sin \psi \quad (\text{A.4.4})$$

In diese Gleichung wird nun Gleichung A.4.3 eingesetzt und nach v_x aufgelöst. Es ergibt sich:

$$v_x = \frac{\cos \psi}{\cos(\phi - \psi)} v_{x'} - \frac{\sin \phi}{\cos(\phi - \psi)} v_{z''} \quad (\text{A.4.5})$$

Dies kann nun in Gleichung A.4.3 eingesetzt werden, um v_z in Abhängigkeit der zwei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten darzustellen. Nach Vereinfachung mittels Additionstheorem ergibt sich:

$$v_z = \frac{\sin \psi}{\cos(\phi - \psi)} v_{x'} + \frac{\cos \phi}{\cos(\phi - \psi)} v_{z''} \quad (\text{A.4.6})$$

Außerdem gilt $v_y = v_{y'} = v_{y''}$, da es sich in beiden Fällen um Rotationen um die y -Achse handelt. Damit ergibt sich die Rotationsmatrix \mathbf{A} zu:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{\cos \psi}{\cos(\phi-\psi)} & 0 & -\frac{\sin \phi}{\cos(\phi-\psi)} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{\sin \psi}{\cos(\phi-\psi)} & 0 & \frac{\cos \phi}{\cos(\phi-\psi)} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4.7})$$

Mit den Werten für ϕ und ψ konnten damit die Geschwindigkeiten im Brennerkoordinatensystem bestimmt werden. Für die Gültigkeit der Transformationsmatrix wurde mittels der Software des LDA-Systems sichergestellt, dass jeweils in x' - und z'' -Richtung positiv gemessene Geschwindigkeitskomponenten auch in x - und z -Richtung positiv waren. Weiterhin zu beachten war, dass eine Bewegung des Traversierungssystems in positive Richtung des Brennerkoordinatensystems einer Bewegung des Messvolumens in negative Richtung des Brennerkoordinatensystems bedeutete.

A.5 Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit ausgewählter Messergebnisse

In diesem Abschnitt werden weitere Untersuchungen zur Wiederholbarkeit einiger Messergebnisse analysiert. Abbildung A.5.1 zeigt Profile der Intensität der CH^* -Chemolumineszenz der Jet A-1 Flamme bei Referenzbedingungen an zwei Abständen von der Düsenaustrittsebene. Jeweils aufgetragen sind die Ergebnisse einer Messung zu Beginn der Messkampagne und einer Wiederholungsmessung gegen Ende der Messkampagne. Deutlich zu erkennen ist die sehr gute Übereinstimmung der Messergebnisse. Die Reproduzierbarkeit der Messungen zur Chemolumineszenz konnte damit als sehr gut bewertet werden.

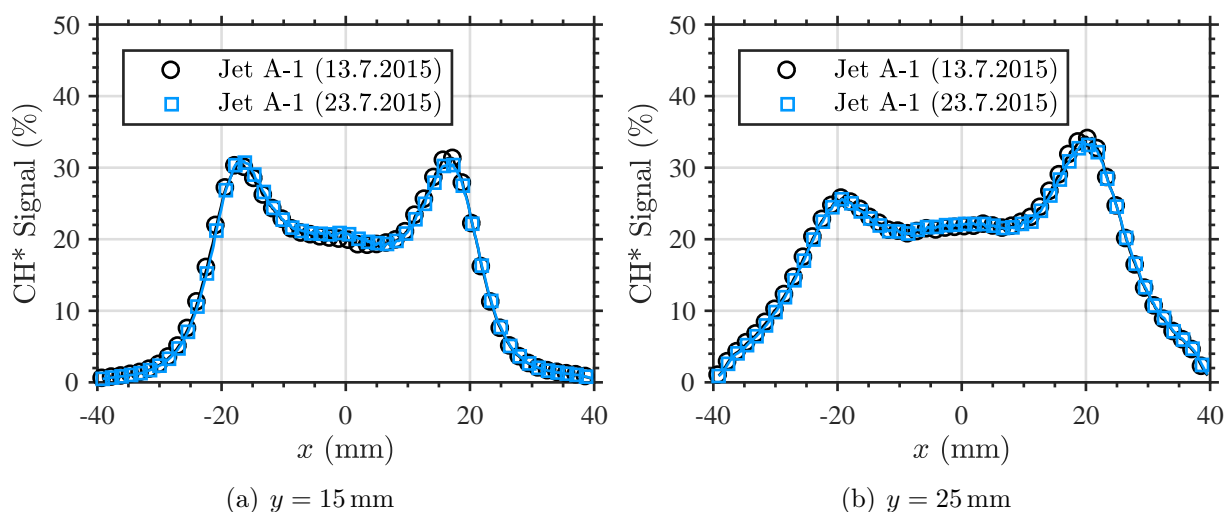


Abbildung A.5.1: Profile der CH^* -Signale von Jet A-1 an zwei unterschiedlichen Messtagen.

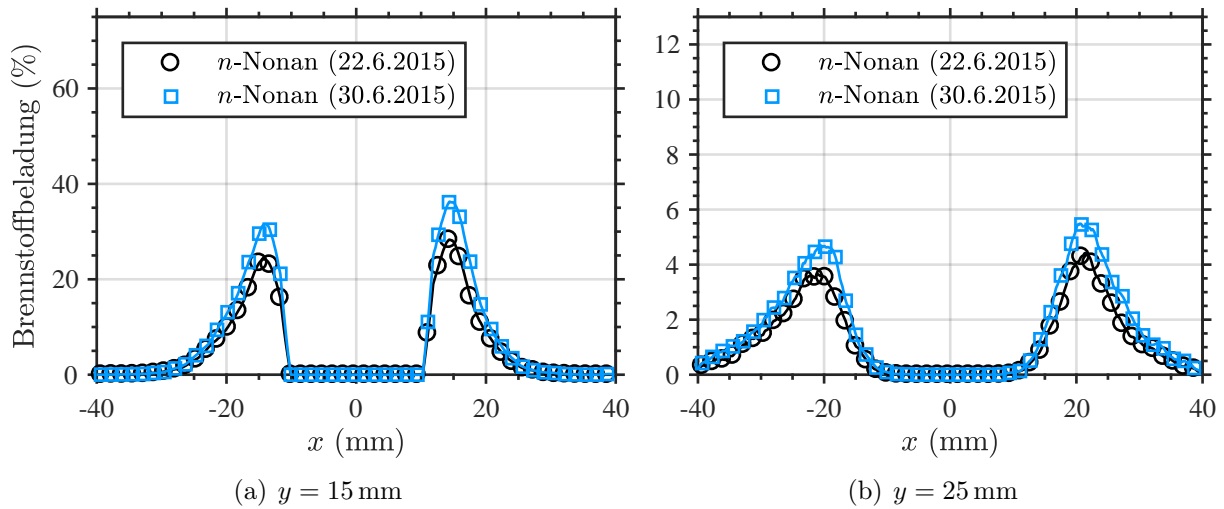


Abbildung A.5.2: Profile der Flüssigphasenbeladung von *n*-Nonan an zwei unterschiedlichen Messtagen.

Nach dem gleichen Prinzip wurde die Messung der Flüssigphasenbeladung, diesmal für den Brennstoff *n*-Nonan, wiederholt. Abbildung A.5.2 zeigt wieder Profile der gemessenen Beladung einer Messung zu Beginn der Messkampagne und einer Wiederholungsmessung gegen Ende der Messkampagne an zwei Abständen von der Düsenaustrittsebene bei Referenzbedingungen. Im Gegensatz zu der Wiederholungsmessung der Chemolumineszenz wurde hier ein deutlicher Unterschied mit einer Abweichung von ca. 8 Prozentpunkten im rechten Maximum bei $y = 15$ mm festgestellt. Dies hatte die in Kapitel 5.2.6 beschriebenen Konsequenzen zur Folge und resultierte in der Messung der Tropfengrößen mittels PDI.

Abschließend zeigt Abbildung A.5.3 Profile der gemessenen mittleren Sauterdurchmesser

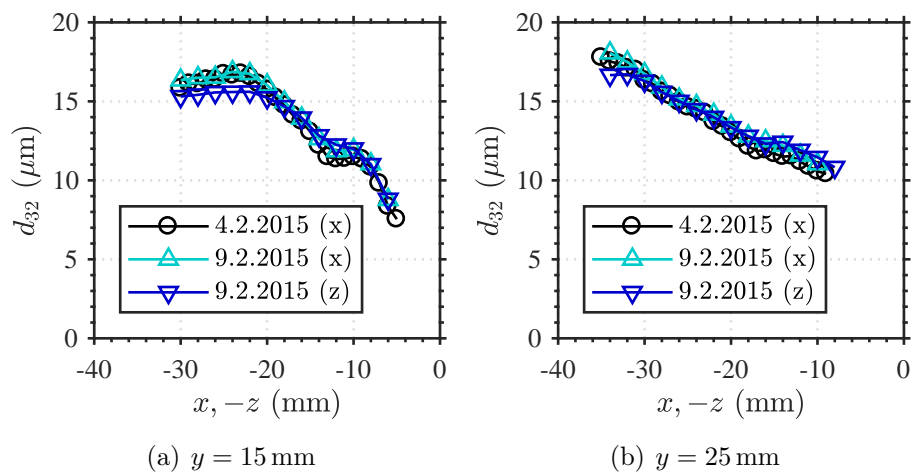


Abbildung A.5.3: Wiederholbarkeit und Spraysymmetrie der Tropfengrößen von Jet A-1 bei einer Luftmenge von $\dot{m}_L = 8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ und $\phi = 0,8$.

in Jet A-1 Flammen bei einer Luftmenge von $\dot{m}_L = 8,6 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ und einem Äquivalenzverhältnis von $\phi = 0,8$ an zwei verschiedenen Messtagen und für den zweiten Messtag zusätzlich das gemessene Profil in Richtung der z -Achse (vgl. Abbildung 4.7.1). Es lässt sich für beide Abstände von der Düsenaustrittsebene eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Messwerte am gleichen Ort bei Traversierung der x -Achse feststellen. Hinsichtlich der Messung in die zweite Raumrichtung lassen sich geringe Unterschiede im Bereich bei $z = 24 \text{ mm}$ von ca. $\Delta d_{32} = 1 \mu\text{m}$ feststellen. Die Form der Profile ist im Allgemeinen sehr ähnlich.

A.6 Eigenschaften des verwendeten Kerosins

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kerosin Jet A-1 wurde im Auftrag des DLR nach ASTM-D1655 [12] von der Firma *Sasol* im März 2014 analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.5 dargestellt.

Tabelle A.5: Analyseergebnisse des verwendeten Kerosins Jet A-1.

Property	Unit	Limits	Result	Test Method
<i>Appearance</i>				
Appearance Visual	Rating	Report	PASS	-
Colour, Saybolt	-	Report	26	D156
Particulate Contaminants	mg/l	1,0 max	0,4	D5452
<i>Composition</i>				
Total Acidity	mgKOH/g	0,015 max	0,001	D3242
Total Aromatics	vol %	26,5 max	17,6	D1319
Paraffins	vol %	-	80,7	D1319
Olefins	vol %	-	1,7	D1319
Total Sulphur	mass %	0,3 max	0,01	D4294/D5453
Sulphur Mercaptan	mass %	0,0030 max	0,0002	D3227
<i>Volatility</i>				
Initial Boiling Point	°C	Report	159,8	D86
5 %	°C	-	163,5	D86
10 %	°C	205,0 max	171,0	D86
20 %	°C	-	177,6	D86
30 %	°C	-	183,2	D86
40 %	°C	-	188,9	D86
50 %	°C	Report	195,3	D86
60 %	°C	-	202,3	D86
70 %	°C	-	210,6	D86
80 %	°C	-	220,1	D86

Tabelle A.6: Fortsetzung von Tabelle A.5.

Property	Unit	Limits	Result	Test Method
90 %	°C	Report	233,0	D86
95 %	°C	-	243,1	D86
Final Boiling Point	°C	300,0 max	256,3	D86
Recovery	vol %	-	98,5	D86
Residue	vol %	1,5 max	1,1	D86
Loss	vol %	1,5 max	1,5	D86
Recovery	vol %	-	98,5	D86
$T_{50} - T_{10}$	°C	> 10	24,3	D86
$T_{90} - T_{10}$	°C	> 40	62,0	D86
Flash point at 101,325 kPa	°C	38,0 min	49,5	D56/D3828
Density at 15 °C	g/ml	0,775-0,840	0,798	D4052
Density at 20 °C	g/ml	0,771-0,836	0,795	D4052
<i>Fluidity</i>				
Freezing Point	°C	-47,0 max	-52,6	D7153/D5972
Viscosity at -20 °C	mm ² /s	8,0 max	3,88	D445
<i>Combustion</i>				
Specific Energy	MJ/kg	42,8 min	43,29	D3338
Smoke Point	mm	25,0 min	25,0	D1322
<i>Corrosion</i>				
Copper Corrosion	Rating	1 max	1A	D130
<i>Stability: Thermal Stability (JFTOT)</i>				
Control Temperature	°C	260 min	260	D3241
Filter Pressure Differential	mmHg	25,0 max	0	D3241
Tube Deposit Rating (TDR)	Rating	<3	1	D3241
<i>Contaminants</i>				
Existent gum	mg/100ml	7 max	0,1	D381
Water content	mg/kg	80 max	34	D4294/D5453
<i>Microseparator - (MSEP) Ratings:</i>				
Fuel without Static Dissipator Additive	Rating	85 min	94	D3948
<i>Conductivity</i>				
Electrical Conductivity	pS/m	50-450	446	D2624
<i>Lubricity</i>				
BOCLE, WSD	mm	0,85 max	0,69	D5001

Literaturverzeichnis

- [1] PACHAURI, R. K.; MEYER, L. A.: Klimaänderung 2014: Synthesebericht. Beitrag der Arbeitsgruppen I, II und III zum fünften Sachstandsbericht des zwischenstaatlichen Ausschusses für Klimaänderungen / IPCC. Genf, 2014. – Forschungsbericht
- [2] International Energy Agency: *Key World Energy Statistics*. 2016
- [3] NEULING, U.; KALTSCHMITT, M.: Conversion routes for production of biokerosene - status and assessment. In: *Biomass Conv. Bioref.* 5 (2015), S. 367–385
- [4] BLAKEY, S.; RYE, L. ; WILSON, C. W.: Aviation gas turbine alternative fuels: a review. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 2, S. 2863–2885
- [5] WANG, W.-C.; TAO, L.: Bio-jet fuel conversion technologies. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 53 (2016), S. 801–822
- [6] MOSER, M.; PREGGER, T.; SIMON, S.; KÖNIG, D. H.; WÖRNER, A.; DIETRICH, R.-U.; KÖHLER, M.; OSSWALD, P.; GROHMANN, J.; KATHROTIA, T.; ECKEL, G.; SCHWEITZER, D.; ARMBRUST, N.; DIETER, H.; SCHEFFKNECHT, G.; KERN, C.; THIESSEN, J.; JESS, A. ; AIGNER, M.: Synthetische flüssige Kohlenwasserstoffe aus erneuerbaren Energien – Ergebnisse der Helmholtz Energieallianz. In: *Chemie Ingenieur Technik* 89 (2017), Nr. 3, S. 274–288
- [7] WOOD, D. A.; NWAOKA, C. ; TOWLER, B. F.: Gas-to-liquids (GTL): A review of an industry offering several routes for monetizing natural gas. In: *Journal of Natural Gas Science and Engineering* 9 (2012), S. 196–208
- [8] HÖÖK, M.; ALEKLETT, K.: A review on coal to liquid fuels and its coal consumption. In: *International Journal of Energy Research* 34 (2010), Nr. 10, S. 848–864
- [9] ASTM International: *Standard Specification for Aviation Turbine Fuel Containing Synthesized Hydrocarbons D7566-16b*. 2016
- [10] BRAUN-UNKHOFF, M.; RIEDEL, U.: Alternative fuels in aviation. In: *CEAS Aeronautical Journal* 6 (2015), Nr. 1, S. 83–93

- [11] DRYER, F.: Chemical kinetic and combustion characteristics of transportation fuels. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), Nr. 1, S. 117–144
- [12] ASTM International: *Standard Specification for Aviation Turbine Fuels D1655-05*. 2005
- [13] HUI, X.; KUMAR, K.; SUNG, C.-J.; EDWARDS, T. ; GARDNER, D.: Experimental studies on the combustion characteristics of alternative jet fuels. In: *Fuel* 98 (2012), S. 176–182
- [14] EDWARDS, T.; MOSES, C. ; DRYER, F.: Evaluation of combustion performance of alternative aviation fuels. In: *Proceedings of the 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2010 (AIAA 2010-7155)
- [15] BRAUN-UNKHOFF, M.; KATHROTIA, T.; RAUCH, B. ; RIEDEL, U.: About the interaction between composition and performance of alternative jet fuels. In: *CEAS Aeronautical Journal* 7 (2016), Nr. 1, S. 83–94
- [16] CORPORAN, E.; EDWARDS, T.; STOUFFER, S.; HENDERSHOTT, T.; DEWITT, M.; KLINGSHIRN, C.; WEST, Z.; BRUENING, C. ; STRIEBICH, R.: Impacts of fuel properties on combustor performance, operability, and emissions characteristics. In: *Proceedings of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2017 (AIAA 2017-0380)
- [17] ASTM International: *Standard Practice for Qualification and Approval of New Aviation Turbine Fuels and Fuel Additives D4054-16*. 2016
- [18] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke*. Berlin: Springer, 2009
- [19] LEFEBVRE, A. H.: *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- [20] RAYLEIGH, Lord: On the instability of jets. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* 10 (1878), Nr. 1, S. 4–13
- [21] ASHGRIZ, N.: *Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications*. Springer, 2011
- [22] WOZNIAK, G.: *Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte*. Springer, 2003 (VDI-Buch)
- [23] MEIER, R.; INSTITUT FÜR THERMISCHE STRÖMUNGSMASCHINEN, KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT) (Hrsg.): *Experimentelle Untersuchung und numerische Simulation des luftgestützten Zerfalls von Flüssigkeitsfilmen*. Berlin: Logos Verlag, 2010. – Dissertation

-
- [24] JOOS, F.: *Technische Verbrennung*. Berlin: Springer, 2006
- [25] FRASER, R. P.; EISENKLAM, P.: Research into the performance of atomizers for liquids. In: *Imp. Coll. Chem. Eng. Soc. J.* 7 (1953), S. 52–68
- [26] GULDENBECHER, D. R.; LÓPEZ-RIVERA, C. ; SOJKA, P. E.: Secondary atomization. In: *Experiments in Fluids* 46 (2009), S. 371–402
- [27] ZIEREP, J.: *Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre*. Karlsruhe: Braun-Verlag, 1991
- [28] ZIEREP, J.: *Grundzüge der Strömungslehre*. Berlin: Springer, 1997
- [29] WARNCKE, K.; GEPPERTH, S.; SAUER, B.; SADIKI, A.; JANICKA, J.; KOCH, R. ; BAUER, H.-J.: Experimental and numerical investigation of the primary breakup of an airblasted liquid sheet. In: *International Journal of Multiphase Flow* 91 (2017), S. 208–224
- [30] SIRIGNANO, W. A.: *Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays*. New York: Cambridge University Press, 2010
- [31] LEFEBVRE, A. H.: Airblast atomization. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 6 (1980), S. 233–261
- [32] LEFEBVRE, A. H.; BALLAL, D. R.: *Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions*. Boca Raton: CRC Press Taylor and Francis Group, 2010
- [33] CHRISTEN, D. S.: *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik*. Berlin: Springer, 2010
- [34] LAW, C. K.: *Combustion Physics*. New York: Cambridge University Press, 2006
- [35] CHIN, J. S.; LEFEBVRE, A. H.: Effective values of evaporation constant for hydrocarbon fuel drops. In: *Proceedings of the 20th Automotive Technology Development Contractor Coordination Meeting*, 1982, S. 325–331
- [36] WARNATZ, J.; MAAS, U. ; DIBBLE, R.: *Verbrennung: physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. Berlin: Springer, 2001
- [37] CHIU, H. H.; KIM, H. Y. ; CROKE, E. J.: Internal group combustion of liquid droplets. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 19 (1982), Nr. 1, S. 971–980

- [38] BECK, C. H.; INSTITUT FÜR THERMISCHE STRÖMUNGSMASCHINEN, UNIVERSITÄT KARLSRUHE (TH) (Hrsg.): *Analyse der Stickoxidbildung in mageren Sprayflammen mit partieller Vorverdunstung*. Berlin: Logos Verlag, 2009. – Dissertation
- [39] CANDEL, S.; LACAS, F.; DARABIHA, N. ; ROLON, J.-C.: Group combustion in spray flames. In: *Multiphase Science and Technology* 11 (1999), Nr. 1, S. 1–18
- [40] SPALDING, D. B.: The combustion of liquid fuels. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 4 (1953), S. 847–864
- [41] BECK, C. H.; KOCH, R. ; BAUER, H. J.: Identification of droplet burning modes in lean, partially prevaporized swirl-stabilized spray flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 2, S. 2195–2203
- [42] COLBY, J. A.; MENON, S. ; JAGODA, J.: Spray and emission characteristics near lean low out in a counter-swirl stabilized gas turbine combustor. In: *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 2006 (GT2006-90974)
- [43] MARINOV, S.; KERN, M.; ZARZALIS, N.; HABISREUTHER, P.; PESCHIULLI, A.; TURRINI, F. ; SARA, O. N.: Similarity issues of kerosene and methane confined flames stabilized by swirl in regard to the weak extinction limit. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 89 (2012), Nr. 1, S. 73–95
- [44] BHAGWAN, R.; WOLLGARTEN, J. C.; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: Experimental investigation on lean blow out of a piloted aeroengine burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2014 (GT2014-25199)
- [45] CAVALIERE, D. E.; KARIUKI, J. ; MASTORAKOS, E.: A comparison of the blow-off behaviour of swirl-stabilised premixed, non-premixed and spray flames. In: *Flow Turbulence Combustion* 91 (2013), Nr. 2, S. 347–372
- [46] BALLAL, D. R.; LEFEBVRE, A. H.: Weak extinction limits of turbulent flowing mixtures. In: *Journal of Engineering for Power* 101 (1979), Nr. 3, S. 343–348
- [47] BALLAL, D. R.; LEFEBVRE, A. H.: Weak extinction limits of turbulent heterogeneous fuel/air mixtures. In: *Journal of Engineering for Power* 102 (1980), Nr. 2, S. 416–421
- [48] LEFEBVRE, A. H.: Fuel effects on gas turbine combustion - ignition, stability, and combustion efficiency. In: *Transactions of the ASME* 107 (1985), Nr. 1, S. 24–37

-
- [49] XIE, F.; HUANG, Y.; HU, B. ; WANG, F.: Improved semiempirical correlation to predict lean blowout limits for gas turbine combustors. In: *Journal of Propulsion and Power* 28 (2011), Nr. 1, S. 197–203
- [50] XIE, F.; HUANG, Y.; HU, B. ; WANG, F.: Investigation of the relation between flame volume and LBO limits for a swirl-stabilized combustor. In: *International Conference on Materials for Renewable Energy & Environment (ICMREE)*, 2011, S. 2049–2053
- [51] HU, B.; HUANG, Y ; XU, J.: A hybrid semi-empirical model for lean blow-out limit predictions of aero-engine combustors. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137 (2015), Nr. 3, S. 031502.1–031502.10
- [52] HU, B.; ZHAO, Q. ; XU, J.: Predicting lean blowout limit of combustors based on semi-empirical correlation and simulation. In: *Journal of Propulsion and Power* 32 (2016), Nr. 1, S. 108–120
- [53] ATESHKADI, A.; MCDONELL, V. G. ; SAMUELSEN, G. S.: Lean blowout model for a spray-fired swirl-stabilized combustor. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), Nr. 1, S. 1281–1288
- [54] PLEE, S. L.; MELLOR, A. M.: Characteristic time correlation for lean blowoff of bluff-body-stabilized flames. In: *Combustion and Flame* 35 (1979), S. 61–80
- [55] LEONARD, P. A.; MELLOR, A. M.: Lean blowoff in high-intensity combustion with dominant fuel spray effects. In: *Combustion and Flame* 42 (1981), S. 93–100
- [56] PETERS, J. E.; MELLOR, A. M.: Characteristic time ignition model extended to an annular gas turbine combustor. In: *Journal of Energy* 6 (1982), Nr. 6, S. 439–441
- [57] JARYMOWYCZ, T. A.; MELLOR, A. M.: Correlation of lean blowoff in an annular combustor. In: *Journal of Propulsion* 2 (1986), Nr. 2, S. 190–191
- [58] DERR, W. S.; MELLOR, A. M.: Characteristic times for lean blowoff in turbine combustors. In: *Journal of Propulsion* 3 (1987), Nr. 4, S. 377–380
- [59] LEONARD, P. A.; MELLOR, A. M.: Correlation of lean blowoff of gas turbine combustors using alternative fuels. In: *Journal of Energy* 7 (1983), Nr. 6, S. 729–732
- [60] STURGESS, G. J.; SHOUSE, D.: Lean blowout research in a generic gas turbine combustor with high optical access. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 1993 (93-GT-332)

- [61] DURBIN, M. D.; BALLAL, D. R.: Studies of lean blowout in a step swirl combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 1994 (94-GT-216)
- [62] RADHAKRISHNAN, K.; HEYWOOD, J.B. ; TABACZYNSKI, R.J.: Premixed turbulent flame blowoff velocity correlation based on coherent structures in turbulent flows. In: *Combustion and Flame* 42 (1981), S. 19–33
- [63] COLKET, M.; ZEPPIERI, S.; DAI, Z. ; HAUTMAN, D.: Fuel research at UTRC. In: *Multi-Agency Coordinating Council for Combustion Research, 5th Annual Fuel Research Meeting*. Livermore, CA, 2012
- [64] BURGER, V.; YATES, A. ; VILJOEN, C.: Influence of fuel physical properties and reaction rate on threshold heterogeneous gas turbine combustion. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2012 (GT2012-68153)
- [65] BURGER, V.; YATES, A.; MOSBACH, T. ; GUNASEKARAN, B.: Fuel influence on targeted gas turbine combustion properties part II: detailed results. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2014 (GT2014-25105)
- [66] HUELSKAMP, B. C.; KIEL, B. V. ; GOKULAKRISHNAN, P.: Influence of fuel characteristics in a correlation to predict lean blowout of bluff-body stabilized flames. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2015 (GT2015-43433)
- [67] HUELSKAMP, B. C.; MONFORT, J.; KIEL, B. V.; NEUROTH, C. ; CASWELL, A. W.: Comparison of alternative jet fuel lean blowouts for bluff-body stabilized flames. In: *Proceedings of the 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2016 (AIAA 2016-0450)
- [68] ROCK, N.; CHTEREV, I.; SMITH, T.; EK, H.; EMERSON, B.; NOBLE, D.; SEITZMAN, J. ; LIEUWEN, T.: Reacting pressurized spray combustor dynamics, part 1. fuel sensitivities and blowoff characterization. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2016 (GT2016-56346)
- [69] STOUFFER, S.; HENDERSHOTT, T.; MONFORT, J.; DIENER, J.; CORPORAN, E.; WRZESINSKI, P. ; CASWELL, A. W.: Lean blowout and ignition characteristics of conventional and surrogate fuels measured in a swirl stabilized combustor. In: *Proceedings of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2017 (AIAA 2017-1954)
- [70] SIDEY, J. A. M.; ALLISON, P. M. ; MASTORAKOS, E.: The effect of fuel composition on swirling kerosene flames. In: *Proceedings of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2017 (AIAA 2017-0383)

-
- [71] STÖHR, M.; BOXX, I.; CARTER, C. ; MEIER, W.: Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 2, S. 2953–2960
- [72] VERDIER, A.; SANTIAGO, J. M.; VANDEL, A.; GODARD, G.; CABOT, G.; BOUKHALFA, M. A. ; RENOU, B.: Experimental study of local extinction mechanisms on a spray jet flame. In: *Proceedings of the 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*, 2016
- [73] ESCLAPEZ, L.; MA, P. C.; MAYHEW, E.; XU, R.; STOUFFER, S.; LEE, T.; WANG, H. ; IHME, M.: Fuel effects on lean blow-out in a realistic gas turbine combustor. In: *Combustion and Flame* 181 (2017), S. 82–99
- [74] RINK, K. K.; LEFEBVRE, A. H.: The influences of fuel composition and spray characteristics on nitric oxide formation. In: *Combustion Science and Technology* 68 (1989), Nr. 1-3, S. 1–14
- [75] CORREA, S. M.: A review of NO_x formation under gas-turbine combustion conditions. In: *Combustion Science and Technology* 87 (1993), Nr. 1-6, S. 329–362
- [76] VARATHARAJAN, K.; CHERALATHANB, M.: Influence of fuel properties and composition on NO_x emissions from biodiesel powered diesel engines: a review. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 16 (2012), Nr. 6, S. 3702–3710
- [77] NAHA, S.; AGGARWAL, S. K.: Fuel effects on NO_x emissions in partially premixed flames. In: *Combustion and Flame* 139 (2004), Nr. 1-2, S. 90–105
- [78] LEFEBVRE, A. H.: Fuel effects on gas turbine combustion-liner temperature, pattern factor, and pollutant emissions. In: *Journal of Aircraft* 21 (1984), Nr. 11, S. 887–898
- [79] RINK, K. K.; LEFEBVRE, A. H.: Pollutant formation in heterogeneous mixtures of fuel drops and air. In: *Journal of Propulsion* 3 (1987), Nr. 1, S. 5–10
- [80] BAESSLER, S.; MOESL, K. G. ; SATTELMAYER, T.: NO_x emissions of a premixed partially vaporized kerosene spray flame. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129 (2007), Nr. 3, S. 695–702
- [81] BECK, C. H.; KOCH, R. ; BAUER, H. J.: Investigation of the effect of incomplete droplet prevaporization on NO_x emissions in LDI combustion systems. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130 (2008), Nr. 5, S. 0515041–0515048

- [82] SHARMA, N. Y.; SOM, S. K.: Influence of fuel volatility and spray parameters on combustion characteristics and NO_x emission in a gas turbine combustor. In: *Applied Thermal Engineering* 24 (2004), Nr. 5-6, S. 885–903
- [83] BHAGWAN, R.; HABISREUTHER, P.; ZARZALIS, N. ; TURRINI, F.: An experimental comparison of the emissions characteristics of standard Jet A-1 and synthetic fuels. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 92 (2014), Nr. 4, S. 865–884
- [84] PAUS, H. J.: *Physik in Experimenten und Beispielen*. München: Carl Hanser Verlag, 2002
- [85] VAN DE HULST, H. C.: *Light Scattering by Small Particles*. New York: Dover Publications, 1981
- [86] TROPEA, C.: Optical particle characterization in flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 43 (2011), S. 399–426
- [87] DANTEC, Dynamics: *BSA Flow Software Reference Guide*. 10. Skovlunde, Denmark: Dantec Dynamics A/S, 2006
- [88] MAYDINGER, F. (Hrsg.); FELDMANN, O. (Hrsg.): *Optical Measurements*. Berlin: Springer, 2001
- [89] PRASAD, A. K.: Stereoscopic particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 29 (2000), Nr. 2, S. 103–116
- [90] ALBRECHT, H.-E.; BORYS, M.; DAMASCHKE, N. ; TROPEA, C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, 2003
- [91] ZHANG, Z.: *LDA Application Methods: Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics*. Berlin / Heidelberg: Springer, 2010 (Experimental Fluid Mechanics)
- [92] RUCK, B.: *Laser-Doppler-Anemometrie*. Stuttgart: AT-Fachverlag, 1987
- [93] DURST, F.; ZARÉ, M.: Laser Doppler measurement in two-phase-flows. In: *Proceedings of the LDA Symposium Copenhagen, 1975*, S. 403–429
- [94] SIPPERLY, C.: *Persönliche Korrespondenz*. 01 2015. – Artium Technologies Inc.
- [95] BEHRENDT, T.; CARL, M.; HEINZE, J. ; HASSA, C.: Optical measurements of the reacting two-phase flow in a realistic gas turbine combustor at elevated pressures. In: *Atomization and Sprays* 16 (2006), Nr. 5, S. 475–492

-
- [96] IKEDA, Y.; HIROHATA, T. ; NAKAJIMA, T.: Measurement uncertainties of phase Doppler technique due to effects of slit location, control volume size and flame front presence. In: *Proceedings of the 8th International Symposium on Applications of Laser Technology to Fluid Mechanics*, 1996 (2.6)
- [97] LADING, L. (Hrsg.); WIGLEY, G. (Hrsg.) ; BUCHHAVE, P. (Hrsg.): *Optical Diagnostics for Flow Processes*. Berlin: Springer, 1994
- [98] TRÄNKLER, H.-R. (Hrsg.); OBERMEIER, E. (Hrsg.): *Sensortechnik Handbuch für Praxis und Wissenschaft*. Berlin: Springer, 1998
- [99] OEHME, F.; GERLACH-MEYER, U.; LEONHARD, V.; JASOWICZ, M.; LÖFFLER, U.; NAUBER, A. ; RÜMLER, K.; OEHME, F. (Hrsg.): *Chemische Sensoren heute und morgen: Anforderungen, Fertigungstechniken und Entwicklungstrend*. Renningen-Malmsheim: expert verlag, 1994
- [100] GENTICS: *IMR7500 Wirtschaftliche TA-Luft-Messtechnik*. 1.02.00. Neckarsulm: M&C TechGroup Gentic GmbH, 06 2017
- [101] ALDÉN, M.; OMRANE, A.; RICHTER, M. ; SÄRNER, G.: Thermographic phosphors for thermometry: a survey of combustion applications. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 37 (2011), Nr. 4, S. 422–461
- [102] BRÜBACH, J.; PFLITSCH, C.; DREIZLER, A. ; ATAKAN, B.: On surface temperature measurements with thermographic phosphors: a review. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 39 (2013), Nr. 1, S. 37–60
- [103] ECKBRETH, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Amsterdam: Overseas Publishers Association (OPA) under license by Gordon and Breach Publishers, 1996
- [104] GAYDON, A. G.: *The Spectroscopy of Flames*. London: Chapman & Hall Ltd., 1974
- [105] TIPLER, P. A.: *Physik*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 1998
- [106] NORI, V.; SEITZMAN, J.: CH* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 1, S. 895–903
- [107] BOCKHORN, H.; BOCKHORN, H. (Hrsg.): *Soot Formation in Combustion*. Berlin: Springer-Verlag, 1994

- [108] KATHROTIA, T.; RIEDEL, U.; SEIPEL, A.; MOSHAMMER, K. ; BROCKHINKE, A.: Experimental and numerical study of chemiluminescent species in low-pressure flames. In: *Applied Physics B* 107 (2012), Nr. 3, S. 571–584
- [109] LAUER, M.; SATTELMAYER, T.: On the adequacy of chemiluminescence as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), Nr. 6, S. 0615021–0615028
- [110] LAUER, M. R. W.: *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging*, Technische Universität München, Diss., 2011
- [111] HARDALUPAS, Y.; ORAIN, M.: Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. In: *Combustion and Flame* 139 (2004), Nr. 3, S. 188–207
- [112] PRETZLER, G.; JÄGER, H.; NEGER, T.; PHILIPP, H. ; WOISETSCHLÄGER, J.: Comparison of different methods of Abel inversion using computer simulated and experimental side-on data. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 47a (1992), S. 955–970
- [113] DASCH, C. J.: One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods. In: *Applied Optics* 31 (1992), Nr. 8, S. 1146–1152
- [114] CAO, M.; EICKHOFF, H.; JOOS, F. ; SIMON, B.: Influence of operating conditions on the atomization and distribution of fuel by air blast atomizers. In: *ASME Propulsion and Energetics Panel 70th Symposium*, 1987 (422), S. 8.1–8.8
- [115] MEIER, R.; MERKLE, K.; MAIER, G.; ZARZALIS, N.; LEUCKEL, W. ; WITTIG, S.: Development of an improved prefilming airblast atomizer for gasturbine application. In: *15th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Toulouse*, 1999, S. 5–7
- [116] HADEF, R.: Dynamics of an airblast spray in a double swirled stabilized flame. In: *International Journal of Fluid Mechanics Research* 28 (2001), Nr. 6, S. 735–746
- [117] HADEF, R.; LENZE, B.: Measurements of droplets characteristics in a swirl-stabilised spray flame. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 30 (2005), Nr. 2, S. 117–130
- [118] DANNECKER, R.; NOLL, B.; GIEZENDANNER-THOBEN, R. ; AIGNER, M.: High frequency periodic oscillations downstream of a fuel atomizer nozzle. In: *Proceedings of the 17th International Symposium on Air-Breathing Engines*, 2005 (XVII ISABE2005-1101)

-
- [119] GIEZENDANNER, R.; WEIGAND, P.; DUAN, X. R.; MEIER, W.; MEIER, U.; AIGNER, M. ; LEHMANN, B.: Laser-based investigations of periodic combustion instabilities in a gas turbine model combustor. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 127 (2005), Nr. 3, S. 492–496
- [120] HADEF, R.; LENZE, B.: Effects of co- and counter-swirl on the droplet characteristics in a spray flame. In: *Chemical Engineering and Processing* 47 (2008), Nr. 12, S. 2209–2217
- [121] HAGE, M.; DREIZLER, A. ; JANICKA, J.: Flow fields and droplet diameter distribution of water and n-heptane sprays at varied boundary conditions in a generic gas turbine combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, 2007* (GT2007-27108)
- [122] FOKAIDES, P.; WEISS, M.; KERN, M. ; ZARZALIS, N.: Experimental and numerical investigation of swirl induced self-excited instabilities at the vicinity of an airblast nozzle. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 83 (2009), Nr. 4, S. 511–533
- [123] HAGE, M.; BRÜBACH, J ; DREIZLER, A.: Velocity and droplet diameter distributions of reacting n-heptane sprays at varied boundary conditions in a generic gas turbine combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, 2010* (GT2010-23378)
- [124] MARINOV, S.; KERN, M.; ZARZALIS, N.; TURRINI, F. ; PESCHIULLI, A.: Spray characteristic investigation of a kerosene fuelled swirl flame. In: *Proceedings of SPEIC10, 2010*
- [125] SEDLMAIER, J.; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: Influence of liquid and gaseous fuel on lifted flames at elevated pressure stabilized by outer recirculation. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, 2014* (GT2014-25823)
- [126] ZHANG, C.; ZOU, P.; WANG, B.; XUE, X.; LIN, Y. ; SUNG, C.-J.: Comparison of flame dynamics at stable and near-LBO conditions for swirl-stabilized kerosene spray combustion. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, 2015* (GT2015-42596)
- [127] RENAUD, A.; DUCRUIX, S.; SCOUFLAIRE, P. ; ZIMMER, L.: Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), Nr. 3, S. 3365–3372
- [128] GROHMANN, J.; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Gas turbine model combustor emissions of liquid single-component fuels. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, 2017* (GT2017-63182)

- [129] GALLEY, D.; DUCRUIX, S.; LACAS, F. ; VEYNANTE, D.: Mixing and stabilization study of a partially premixed swirling flame using laser induced fluorescence. In: *Combustion and Flame* 158 (2011), Nr. 1, S. 155–171
- [130] GROHMANN, J.; O’LOUGHLIN, W.; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Comparison of the combustion characteristics of liquid single-component fuels in a gas turbine model combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2016 (GT2016-56177)
- [131] ADRIAN, R. J.; WESTERWEEL, J.: *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press, 2011
- [132] RAFFEL, M.; WILLERT, C. E. ; KOMPENHANS, J.; ADRIAN, R. J. (Hrsg.); GHARIB, M. (Hrsg.); MERZKIRCH, W. (Hrsg.); ROCKWELL, D. (Hrsg.) ; WHITELAW, J. H. (Hrsg.): *Particle Image Velocimetry*. Springer, 1998
- [133] HUMBLE, R. A.; SCARANO, F. ; VAN OUDHEUSDEN, B. W.: Particle image velocimetry measurements of a shock wave/turbulent boundary layer interaction. In: *Experiments in Fluids* 43 (2007), Nr. 2-3, S. 173–183
- [134] BRÜBACH, J.; JANICKA, J. ; DREIZLER, A.: An algorithm for the characterisation of multi-exponential decay curves. In: *Optics and Lasers in Engineering* 47 (2009), Nr. 1, S. 75–79
- [135] PRETZLER, G.: A new method for numerical Abel-inversion. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 46a (1991), S. 639–641
- [136] KILLER, Carsten: *Abel Inversion Algorithm*. <https://de.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/43639-abel-inversion-algorithm>. Version: 2013
- [137] GROHMANN, J.; RAUCH, B.; KATHROTIA, T.; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Investigation of differences in lean blowout of liquid single-component fuels in a gas turbine model combustor. In: *Proceedings of the 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2016 (AIAA 2016-4647)
- [138] GROHMANN, J.; RAUCH, B.; KATHROTIA, T.; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Influence of single-component fuels on gas-turbine model combustor lean blowout. In: *Journal of Propulsion and Power* 34 (2018), Nr. 1, S. 97–107
- [139] SCHNEIDER, M.; HIRLEMAN, E. D.: Influence of internal refractive index gradients on size measurements of spherically symmetric particles by phase Doppler anemometry. In: *Applied Optics* 33 (1994), Nr. 12, S. 2379–2388

- [140] KNEER, R.; WILLMANN, M.; SCHNEIDER, M.; HIRLEMAN, E. D.; KOCH, R. ; WITTIG, S.: Theoretical studies on the influence of refractive index gradients within multicomponent droplets on size measurements by phase Doppler anemometry. In: *Proceedings of the 6th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 1994
- [141] CANTU, L. M. L.; GROHMANN, J.; MEIER, W. ; AIGNER, M.: Temperature measurements in confined swirling spray flames by vibrational coherent anti-Stokes Raman spectroscopy. In: *Proceedings of the 10th Mediterranean Combustion Symposium*, 2017
- [142] GEIGLE, K. P.; SCHNEIDER-KÜHNLE, Y.; TSURIKOV, M. S.; HADEF, R.; LÜCKERATH, R.; KRÜGER, V.; STRICKER, W. ; AIGNER, M.: Investigation of laminar pressurized flames for soot model validation using SV-CARS and LII. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 1, S. 1645–1653
- [143] LÜCKERATH, R.; WOYDE, M.; MEIER, W.; STRICKER, W.; SCHNELL, U.; MAGEL, H.-C.; GÖRRES, J.; SPLIETHOFF, H. ; MAIER, H.: Comparison of coherent anti-Stokes Raman-scattering thermometry with thermocouple measurements and model predictions in both natural-gas and coal-dust flames. In: *Applied Optics* 34 (1995), Nr. 18, S. 3303–3312
- [144] MEIER, W.; PLATH, I. ; STRICKER, W.: The application of single-pulse CARS for temperature measurements in a turbulent stagnation flame. In: *Applied Physics B* 53 (1991), Nr. 5-6, S. 339–346
- [145] DUNN-RANKIN, D.; SWITZER, G. L.; OBRINGER, C. A. ; JACKSON, T. A.: Effect of droplet-induced breakdown on CARS temperature measurements. In: *Applied Optics* 29 (1990), Nr. 21, S. 3150–3159
- [146] ZHU, J. Y.; DUNN-RANKIN, D.: CARS thermometry in high temperature gradients. In: *Applied Physics B* 56 (1993), Nr. 1, S. 47–55
- [147] SEEGER, T.; WEIKL, M. C.; BEYRAU, F. ; LEIPERTZ, A.: Identification of spatial averaging effects in vibrational CARS spectra. In: *Journal of Raman Spectroscopy* 37 (2006), Nr. 6, S. 641–646
- [148] LINSTROM, P. J. (Hrsg.); MALLARD, W. G. (Hrsg.): *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2017

- [149] FRENKEL, M.; CHIRICO, R.; DIKY, V.; YAN, X.; DONG, Q. ; MUZNY, C.: ThermoData Engine (TDE): Software Implementation of the Dynamic Data Evaluation Concept. In: *Journal of Chemical Information and Modeling* 45 (2005), Nr. 4, S. 816–838
- [150] DIKY, V.; CHIRICO, R.; KAZAKOV, A. F.; MUZNY, C. ; FRENKEL, M.: ThermoData Engine (TDE): Software Implementation of the Dynamic Data Evaluation Concept. 3. Binary Mixtures. In: *Journal of Chemical Information and Modeling* 49 (2009), Nr. 2, S. 503–517
- [151] FRENKEL, M.; CHIRICO, R.; DIKY, V.; MUZNY, C.; LEMMON, E. W.; YAN, X. ; DONG, Q.: *NIST Standard Reference Database 103a, NIST ThermoData Engine, Version 2.1*. Gaithersburg, MD (USA): Standard Reference Data, 2005
- [152] TANAKA, Y.; HOSOKAWA, H.; KUBOTA, H. ; MAKITA, T.: Viscosity and density of binary mixtures of cyclohexane with n-octane, n-dodecane, and n-hexadecane under high pressures. In: *International Journal of Thermophysics* 12 (1991), Nr. 2, S. 245–264
- [153] RAUCH, B.; CALABRIA, R.; CHIARIELLO, F.; LE CLERCQ, P.; MASSOLI, P. ; RACHNER, M.: Accurate analysis of multicomponent fuel spray evaporation in turbulent flow. In: *Experiments in Fluids* 52 (2012), Nr. 4, S. 935–948
- [154] ABRAMZON, B.; SIRIGNANO, W. A.: Droplet vaporization model for spray combustion calculations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989), Nr. 9, S. 1605–1618
- [155] RACHNER, M.: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*. Bd. 98-01. Köln: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., 1998
- [156] YANOWITZ, J.; RATCLIFF, N. A.; MCCORMICK, R. L.; TAYLOR, J. D. ; MURPHY, M. J.: Compendium of experimental cetane numbers / National Renewable Energy Laboratory. 2014 (NREL/TP-5400-61693). – Technical Report
- [157] HOLLEY, A. T.; DONG, Y.; ANDAC, M. G. ; EGOLFOPOULOS, F. N.: Extinction of premixed flames of practical liquid fuels: experiments and simulations. In: *Combustion and Flame* 144 (2006), Nr. 3, S. 448–460
- [158] HOLLEY, A. T.; DONG, Y.; ANDAC, M. G.; EGOLFOPOULOS, F. N. ; EDWARDS, T.: Ignition and extinction of non-premixed flames of single-component liquid hydrocarbons, jet fuels, and their surrogates. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 1, S. 1205–1213

- [159] HOLLEY, A. T.; YOU, X. Q.; DAMES, E.; WANG, H. ; EGOLFOPOULOS, F. N.: Sensitivity of propagation and extinction of large hydrocarbon flames to fuel diffusion. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 1, S. 1157–1163
- [160] WON, S. H.; DOOLEY, S.; DRYER, F. ; JU, Y.: A radical Index for the determination of the chemical kinetic contribution to diffusion flame extinction of large hydrocarbon fuels. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 2, S. 541–551
- [161] REUTER, C. B.; MINHYEOK, L.; SANG HEE, W. ; YIGUANG, J.: Study of the low-temperature reactivity of large n-alkanes through cool diffusion flame extinction. In: *Combustion and Flame* 179 (2017), S. 23–32
- [162] KUMAR, K.; SUNG, C.-J.: Flame propagation and extinction characteristics of neat surrogate fuel components. In: *Energy & Fuels* 24 (2010), Nr. 7, S. 3840–3849
- [163] WON, S. H.; SUN, W. ; JU, Y.: Kinetic effects of toluene blending on the extinction limit of n-decane diffusion flames. In: *Combustion and Flame* 157 (2010), Nr. 3, S. 411–420
- [164] WON, S. H.; DOOLEY, S.; DRYER, F. L. ; JU, Y.: Kinetic effects of aromatic molecular structures on diffusion flame extinction. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 1, S. 1163–1170
- [165] BERGTHORSON, J. M.; THOMSON, M. J.: A review of the combustion and emissions properties of advanced transportation biofuels and their impact on existing and future engines. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 42 (2015), S. 1393–1417
- [166] LI, B.; LIU, N.; ZHAO, R. ; EGOLFOPOULOS, F. N.: Extinction studies of flames of heavy neat hydrocarbons and practical fuels. In: *Journal of Propulsion and Power* 29 (2013), Nr. 2, S. 352–361
- [167] WESTBROOK, C. K.; PITZ, W. J.; HERBINET, O.; CURRAN, H. J. ; SILKE, E. J.: A comprehensive detailed chemical kinetic reaction mechanism for combustion of n-alkane hydrocarbons from n-octane to n-hexadecane. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 1, S. 181–199
- [168] DAVIDSON, D. F.; RANGANATH, S. C.; LAM, K.Y.; LIAW, M.; HONG, Z. ; HANSON, R. K.: Ignition delay time measurements of normal alkanes and simple oxygenates. In: *Journal of Propulsion and Power* 26 (2010), Nr. 2, S. 280–287

- [169] SHEN, H.-P. S.; STEINBERG, J.; VANDEROVER, J. ; OEHLSCHLAEGER, M. A.: A shock tube study of the ignition of n-heptane, n-decane, n-dodecane, and n-tetradecane at elevated pressures. In: *Energy & Fuels* 23 (2009), Nr. 5, S. 2482–2489
- [170] LI, S.; CAMPOS, A.; DAVIDSON, D. F. ; HANSON, R. K.: Shock tube measurements of branched alkane ignition delay times. In: *Fuel* 118 (2014), S. 398–405
- [171] RANZI, E.; FRASSOLDATI, A.; GRANA, R.; CUOCI, A.; FARAVELLI, T.; KELLEY, A. P. ; LAW, C. K.: Hierarchical and comparative kinetic modeling of laminar flame speeds of hydrocarbon and oxygenated fuels. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 38 (2012), Nr. 4, S. 468–501
- [172] NAIK, C. V.; PUDUPPAKKAM, K. V.; MODAK, A.; MEEKS, E.; WANG, Y. L.; FENG, Q. ; TSOTSIS, T. T.: Detailed chemical kinetic mechanism for surrogates of alternative jet fuels. In: *Combustion and Flame* 158 (2011), Nr. 3, S. 434–445
- [173] KUMAR, K.; SUNG, C.-J. ; HUI, X.: Laminar flame speeds and extinction limits of conventional and alternative jet fuels. In: *Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2009* (AIAA 2009-991)
- [174] DAVIS, S. G.; WANG, H.; BREZINSKY, K. ; LAW, C.K.: Laminar flame speeds and oxidation kinetics of benzene-air and toluene-air flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 26 (1996), Nr. 1, S. 1025–1033
- [175] DAVIS, S. G.; LAW, C.: Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-octane-air and n-heptane-air flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 521–527
- [176] JI, C.; SARATHY, M.; VELOO, P. S.; WESTBROOK, C. K. ; EGOLFOPOULOS, F. N.: Effects of fuel branching on the propagation of octane isomers flames. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 4, S. 1426–1436
- [177] GOODWIN, D. G.; MOFFAT, H. K. ; SPETH, R. L.: *Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes, Version 2.2.0*. <http://www.cantera.org>. Version: 2015
- [178] KINTECHLAB: *Chemical WorkBench[®] 4.0*. <http://www.kintechlab.com/products/chemical-workbench/>. Version: 2013

- [179] KNYAZKOV, D. A.; SLAVINSKAYA, N.; DMITRIEV, A. G.; SHMAKOV, A. G.; KOROBENICHEV, O. P. ; RIEDEL, U.: Structure of an n-heptane/toluene flame: molecular beam mass spectrometry and computer simulation investigations. In: *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 52 (2016), Nr. 2, S. 142–154
- [180] RICHTER, S.; RAIDA, M. B.; NAUMANN, C. ; RIEDEL, U.: Measurement of the laminar burning velocity of neat jet fuel components. In: *Proceedings of the World Congress on Momentum, Heat and Mass Transfer*, 2016 (CSP 115)
- [181] NAUMANN, C.: *Unveröffentlichte Daten*. Persönliche Kommunikation, 10 2017
- [182] MONGIA, H. C.; VERMEERSCH, M.; THOMSEN, D. D. ; HELD, T. J.: A simple reactor-based approach for correlating lean blowout of turbopropulsion engine combustors. In: *Proceedings of the 37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2001 (AIAA 2001-3420)
- [183] PALIES, P.; DUROX, D.; SCHULLER, T. ; CANDEL, S.: The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames. In: *Combustion and Flame* 157 (2010), Nr. 9, S. 1698–1717
- [184] MERCIER, R.; SCHMITT, T.; VEYNANTE, D. ; FIORINA, B.: The influence of combustion SGS submodels on the resolved flame propagation. Application to the LES of the Cambridge stratified flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), Nr. 2, S. 1259–1267
- [185] KRAUS, C.; SELLE, L.; POINSOT, T.; ARNDT, C. M. ; BOCKHORN, H.: Influence of heat transfer and material temperature on combustion instabilities in a swirl burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2016 (GT2016-56368)
- [186] LAIS, D.: *Experimentelle Untersuchungen des Verbrennungsverhaltens alternativer flüssiger Brennstoffe an einem atmosphärischen Verbrennungsprüfstand*, Universität Stuttgart, Bachelorarbeit, 2017
- [187] GHAFARPOUR, M.; CHEHROUDI, B.: Experiments on spray combustion in a gas turbine model combustor. In: *Combustion Science and Technology* 92 (1993), Nr. 1-3, S. 173–200
- [188] LE CLERCQ, P.; RAUCH, B.: Emission and Climate Impact of alternative Fuel ECLIF / DLR e.V. 2014 (2). – Projektplan