

VT-Forschungsbericht 2017-01

Experimentelle Untersuchungen zur laserinduzierten und elektrischen Sprayzündung von Luftfahrtbrenn- stoffen

Dipl.-Ing. Gregor C. Gebel

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 zur laser- induzierten und elektrischen Sprayzündung von Luftfahrtbrennstoffen

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. Gregor C. Gebel
aus Göttingen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Friedrich Dinkelacker
Tag der mündlichen Prüfung: 17. August 2016

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt
der Universität Stuttgart

2017

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner sechsjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung für Verbrennungsdiagnostik des Instituts für Verbrennungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Stuttgart. Sie wurde durch viele Menschen unterstützt, denen ich hiermit meinen Dank aussprechen möchte.

Ein besonderer Dank gebührt meinem fachlichen Mentor Dr. Thomas Mosbach und meinem Abteilungsleiter Dr. Wolfgang Meier, die mich stets in bester Weise unterstützt haben. Ihre beständige Förderung, bei gleichzeitiger Gewährung wissenschaftlicher Freiräume, hat in hohem Maße zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Dr. Michael Stöhr, Christoph Arndt und Dr. Isaac Boxx danke ich für ihre wertvollen Hinweise zu verschiedenen experimentellen Problemstellungen, insbesondere zur Durchführung und Auswertung von PIV-Messungen. Manfred Kapernaum und Dr. Claus Wahl danke ich für ihre Unterstützung, fachliche Hinweise und die GC-MS-Analysen der Brennstoffe. Ralph Bruhn, Jens Kreeb und den Mitarbeitern der Institutswerkstatt danke ich für ihre technische Unterstützung und die Fertigung von Bauteilen für die Versuchsaufbauten. Den von mir betreuten Studenten Arne Meindl, Stéphane Le Brun und Cornelia Rülke danke ich für ihre Arbeit und Beiträge. Weiterhin danke ich den folgenden Kolleginnen und Kollegen am Institut für ihre Unterstützung, fachliche Diskussionen und Hinweise: Dr. Ratan Joarder, Dr. Markus Köhler, Dr. Klaus-Peter Geigle, Dr. Peter Kutne, Dr. Rainer Lückcrath, Dr. James Gounder, Ulrich Stopper, Bastian Rauch, Dr. Marina Braun-Unkhoff, Dr. Patrick Le Clecq und Dr. Trupti Kathrotia. Victor Burger vom SASOL Advanced Fuels Laboratory danke ich für die gute Zusammenarbeit, viele fachliche Diskussionen sowie für die Leihgabe des in dieser Arbeit verwendeten Zündsystems aus einer Hub-schraubergasturbine. Dem FKLG-Team des DLR-Instituts für Fahrzeugkonzepte danke ich für die Leihgabe des Wechselstromzündgeräts. Michał Majcherczyk vom Engler-Bunte-Institut des Karlsruher Instituts für Technologie sowie Karl Gerblisch und Ralf Nowak von Genotec Elektronik GmbH danke ich für ihre Hinweise bei der Entwicklung des Zündmoduls für die Verwendung mit dem Wechselstromzündgerät. Prof. Dr. Manfred Aigner danke ich für die Ermöglichung dieser Dissertation am DLR-Institut für Verbrennungstechnik und für die Übernahme der Aufgabe des Hauptberichters. Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker vom Institut für Technische Verbrennung der Leibniz Universität Hannover danke ich für die Übernahme der Aufgabe des Mitberichters. Prof. Dr. Jens von Wolfersdorf vom Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt danke ich für den Vorsitz des Prüfungsausschusses.

Diese Dissertationsschrift wurde zu einer Zeit verfasst, zu der meine Frau Julia und ich gemeinsam vor großen persönlichen Herausforderungen standen. Doch trotz schwieriger Umstände hat sie unseren kleinen Benjamin gesund zur Welt gebracht. Dafür und für ihr Durchhaltevermögen, ihre Tapferkeit, ihre Liebe und ihr Verständnis möchte ich ihr von ganzem Herzen danken. Diese Arbeit widme ich unserer kleinen Familie.

Gregor Gebel, August 2016

Inhalt

Kurzfassung	11
Abstract	13
Nomenklatur	15
1 Hintergrund und Motivation	21
1.1 Verbrennung in Strahltriebwerken	21
1.1.1 Einleitung	21
1.1.2 Arbeitsweise einer konventionellen Ringbrennkammer	23
1.1.3 Ursache, Wirkung und Begrenzung von Stickoxiden	24
1.1.4 Konzepte für stickoxidarme Verbrennung	26
1.2 Induzierte Zündung in Strahltriebwerken.....	29
1.2.1 Zündsysteme in modernen Strahltriebwerken.....	29
1.2.2 Der Zündungsprozess.....	30
1.2.3 Wiederzündung in großen Flughöhen.....	32
1.2.4 Laserinduzierte Zündung.....	35
1.3 Alternative Luftfahrtbrennstoffe.....	37
1.3.1 Wirtschaftliche und umweltpolitische Hintergründe	37
1.3.2 Anforderungen und Umsetzung	39
1.4 Motivation und Ziele dieser Arbeit	40
1.4.1 Herausforderungen der Brennkammerentwicklung.....	40
1.4.2 Numerische Simulation des Zündungsprozesses	41
1.4.3 Zielsetzung dieser Arbeit	42
1.4.4 Überblick der wissenschaftlichen Untersuchungen	44
2 Grundlagen	47
2.1 Aerodynamischer Tröpfchenzerfall.....	47
2.2 Induzierter Plateau-Rayleigh-Zerfall.....	50
2.3 Luftgestützte Sprayzerstäubung	52
2.4 Sprayverbrennung.....	55

2.5	Chemolumineszenz in Flammen	57
2.6	Elektrische Funkenentladung	60
2.7	Laserinduzierter Durchbruch	62
2.8	Plasmastrahlung	65
2.9	Detonationswellen	67
2.10	Elastische Lichtstreuung	72
3	Versuchsstand, Brennstoffe und Messtechnik	77
3.1	Laborversuchsstand	77
3.1.1	Computersteuerung	79
3.1.2	Lufteinlassmodul	79
3.1.3	Messgebiet	80
3.1.4	Auffang- und Auslassmodul	81
3.1.5	Brennstoffreservoir	81
3.1.6	Brennstoff- und Luftversorgung der Spraydüse	82
3.1.7	Brennstoffversorgung des Tröpfchenketteninjektors	83
3.1.8	Löschsystem	85
3.2	Injektoren	85
3.2.1	Spraydüse	85
3.2.2	Tröpfchenketteninjektor	87
3.3	Zündsysteme	89
3.3.1	Laserzündsystem	89
3.3.2	Wechselstromzündsystem	92
3.3.3	Gasturbinenzündsystem	93
3.4	Brennstoffe	95
3.4.1	Kerosin Jet A-1	95
3.4.2	Shell GtL-SPK	98
3.4.3	Ethanol	99
3.5	Messtechnik und Methoden	100
3.5.1	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	100
3.5.2	Particle Image Velocimetry	101
3.5.3	Schlieren- und Schattenmethode	106

3.5.4	Fernfeldmikroskopie	108
3.5.5	Chemolumineszenz	109
3.5.6	Sichtfeldkalibration	111
3.5.7	Optische Emissionsspektroskopie	111
3.5.8	Energiemessung am laserinduzierten Durchbruch	115
3.5.9	Bestimmung der Eigenschaften realer, feuchter Luft	115
4	Charakterisierung der Randbedingungen	119
4.1	Laserinduzierte Luftdurchbrüche	119
4.1.1	Hochgeschwindigkeitsvideos	119
4.1.2	Optische Emissionsspektroskopie	125
4.1.3	Schlierenaufnahmen	130
4.1.4	Diskussion	138
4.2	Elektrische Luftdurchbrüche	139
4.2.1	Wechselstromzündsystem	139
4.2.2	Gasturbinenzündsystem	141
4.2.3	Diskussion	145
4.3	Zündungswahrscheinlichkeiten	145
4.3.1	Spraydüse	146
4.3.2	Tröpfchenketteninjektor	147
4.4	Strömungs- und Spraymessungen	147
4.4.1	Stereo-PIV an der Luftströmung	148
4.4.2	PIV am Spray und an Tröpfchenketten	150
4.4.3	Diskussion	152
5	Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung	153
5.1	Hochgeschwindigkeitsvideos	153
5.1.1	Sprayzündung	155
5.1.2	Tröpfchenkettenzündung	156
5.2	Optische Emissionsspektroskopie	157
5.2.1	Kurzzeitbelichtungen während der ersten 20 μ s	158
5.2.2	Übergang vom Plasma zur Verbrennung	160
5.2.3	Temperaturbestimmung	162

5.3	Schlieren- und Schattenaufnahmen	166
5.3.1	Effekt der laserinduzierten Detonationswellen	167
5.3.2	Effekt der Heißgaswolken	175
5.4	Fernfeldmikroskopie	179
5.5	Diskussion	182
6	Phase 1 der elektrischen Sprayzündung	185
6.1	Wechselstromzündsystem	185
6.2	Gasturbinenzündsystem	187
6.2.1	Schlieren- und Schattenaufnahmen	188
6.2.2	Hochgeschwindigkeitsvideos	191
6.2.3	Optische Emissionsspektroskopie	194
6.3	Diskussion	197
7	Phase 2 der laserinduzierten Sprayzündung	199
7.1	Sprayzündung von Kerosin Jet A-1	200
7.2	Sprayzündung von Shell GtL-SPK	202
7.3	Diskussion	203
8	Genauigkeitsanalysen	205
8.1	Genauigkeit der Fluidmassenströme	205
8.1.1	Gasmassenströme	205
8.1.2	Brennstoffmassenströme der Spraydüse	205
8.1.3	Brennstoffmassenströme des Tröpfchenketteninjektors	206
8.2	Tröpfchendurchmesser	207
8.3	Zeitliche Genauigkeit	209
8.3.1	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	209
8.3.2	Chemolumineszenzvideos der Sprayzündung	210
8.3.3	Optische Emissionsspektroskopie	211
8.4	Genauigkeit der Sichtfeldkalibration	212
8.4.1	Positionsfehler der Testtafel	212
8.4.2	Sichtfeldkalibration durch LaVision DaVis	213
8.4.3	Sichtfeldkalibration bei der Fernfeldmikroskopie	213
8.5	Genauigkeit von PIV-Messungen	214

8.5.1	Mögliche Fehlerquellen.....	214
8.5.2	Stereo-PIV in der Luftströmung.....	216
8.5.3	PIV am Spray und an Tröpfchenketten.....	218
8.6	Spektroskopische Temperaturbestimmung.....	219
9	Zusammenfassung	223
	Anhang	231
A	Versuchsaufbauten	231
B	Dimensionsloses Detonationswellenmodell.....	235
C	Exxsol D80.....	237
D	Berechnung von c_0 und γ	238
E	Temperaturbestimmung mit LIFBASE.....	239
	Urheberrechtliche Angaben	241
	Literatur	243
	Lebenslauf	261

Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation trägt zur Entwicklung der direkten Magerverbrennung für Brennkammern von Strahltriebwerken bei. Diese bietet durch hohe Verbrennungswirkungsgrade bei kontrollierten Flammentemperaturen ein großes Potential für die Vermeidung von Stickoxiden. Jedoch sind die Bedingungen für eine erfolgreiche Zündung in großen Flughöhen wegen der hohen Luftmassenströme in der Primärzone und des Abstandes der Zündkerze von der Pilotstufe gegenüber der weit verbreiteten Fett-Mager-Verbrennung ungünstiger. Daher ist die Entwicklung von Vorhersagemethoden der Zündfähigkeit in Abhängigkeit von den globalen und lokalen Brennkammerbedingungen sowie der Position und den technischen Eigenschaften des Zündsystems im Sinne einer kostengünstigen und zügigen Brennkammerentwicklung erstrebenswert. Als mit den Untersuchungen zu dieser Dissertation begonnen wurde, hatten die numerischen Möglichkeiten zur Simulation transienter Sprayflammen bereits einen hohen Reifegrad erreicht. Im Gegensatz dazu existierte de facto kein Wissen über die Prozesse bei der Entstehung eines Sprayflammenkerns aus einem Zündfunken, welcher in seiner physikalischen Natur ein Plasma ist. Daher wird dieser Vorgang in numerischen Simulationen durch einfache Modelle substituiert, weshalb absolute Aussagen zur Zündfähigkeit einer Brennkammer bislang nicht möglich sind. Dieser Umstand kann nur mithilfe besserer Modelle geändert werden, deren Entwicklung aber Kenntnisse über die physikalische Realität bedarf. Daher wurde die experimentelle Erforschung der grundlegenden Prozesse bei der Entstehung von Sprayflammenkernen aus Zündfunken als zentrales Thema für diese Dissertation ausgewählt. Zusätzlich wurde die Weiterentwicklung eines Flammenkerns zu einer Sprayflamme genauer betrachtet, wobei der Fokus auf dem Vergleich zwischen Kerosin der Sorte Jet A-1 und einem kerosinähnlichen Gas-to-Liquid-Brennstoff (GtL-SPK) lag, um der zunehmenden Relevanz alternativer Luftfahrtbrennstoffe Rechnung zu tragen.

Die Experimente erfolgten in einem generischen Versuchsstand bei atmosphärischen Bedingungen, bestehend aus einem vertikalen Versuchskanal mit annähernd rechteckigem Querschnitt und großen optischen Zugängen, der wahlweise mit einer Vollkegelspraydüse oder einem Schwingblenden-Tröpfchenketteneinjektor ausgestattet werden konnte. Während die Spraydüse ein polydisperses Spray mit verschiedenen Tröpfchendurchmessern lieferte, erzeugte der Injektor monodisperse Ketten. Der Tröpfchendurchmesser lag hierbei üblicherweise bei 95 μm . Die Zündungen erfolgten mit einem Nd:YAG-Laserzündsystem bei Durchbruchenergien von ungefähr 200 bis 250 mJ, einem induktiv arbeitenden Wechselstromzündsystem mit einer Leistung von 40 W und mit einem kapazitiv arbeitenden Zündsystem aus einer Allison T63-Hubschraubergasturbine mit einer Speicherenergie von 1,2 J. Die physikalischen Vorgänge bei der Flammenkernentstehung wurden ausschließlich mit optischen Messverfahren beobachtet, um diese nicht zu stören. Mithilfe von Hochgeschwindigkeitsvideos wurden die transienten Erscheinungsbilder laserinduzierter und elektrischer Durchbrüche während ihrer Transformation zu Flammenkernen erfasst. Die dabei ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse, insbesondere das Entstehen und Vergehen charakteristischer

Spezies, wurden mithilfe optischer Emissionsspektroskopie nachgewiesen. Zur Unterstützung der Analysen wurden die gleichen Messungen an Luftdurchbrüchen durchgeführt. Mit Schlieren- und Schattenaufnahmen und einem Fernfeldmikroskop wurden die gasdynamischen Vorgänge im Umfeld der Durchbrüche und ihr Effekt auf die umgebenden Brennstofftröpfchen untersucht. Die Untersuchungen offenbarten bei der Zündung durch das Laserzündsystem und das Gasturbinenzündsystem weitgehend ähnliche Vorgänge. Durch sorgfältige Analysen der gewonnenen Aufnahmen und Spektren wurden die grundlegenden Prozesse identifiziert:

1) Der Zündfunken ist zunächst in einem Plasmazustand. Nach dem Ende der Energiezufuhr durch das Zündsystem entsteht durch Rekombinationen innerhalb weniger Mikrosekunden ein Radikalpool. Die Radikale initiieren oder unterstützen erste Verbrennungsreaktionen. Im Falle laserinduzierter Zündung wurde der Verbrennungsbeginn auf die ersten 100 μs nach dem Laserpuls eingegrenzt. Die Temperatur der Zündfunken wurde spektroskopisch anhand einer CN^* -Spektralbande approximiert. Im Falle der laserinduzierten Zündung fiel sie zwischen 0,6 und 150 μs nach dem Laserpuls von 7800 auf 4490 K ab. Im Falle der Zündung mit dem kapazitiven elektrischen Zündsystem lag sie während der Bogenentladungsphase von 20 bis 25 μs Dauer bei 7000 K und fiel anschließend über einen Zeitraum von 40 bis 50 μs auf 4800 K ab.

2) Um den Zündfunken bildet sich bei der Laserzündung eine Heißgaswolke, die sich über einen Zeitraum von mehreren Millisekunden mit der umgebenden Gasphase vermischt. Von ihr erfasste Spraytröpfchen werden intensiv zerstäubt und verdampft. Im resultierenden Dampf-Luft-Gemisch treten infolge von Wärmeübertragung vom Zündfunken lokale Reaktionszonen auf. Das Gasturbinenzündsystem erzeugt einen Heißgasstrahl mit vergleichbarer Wirkung. Zusätzlich sorgt er dafür, dass sich der Flammenkern um einige Millimeter von der Stirnfläche der Zündkerze fortbewegt.

3) Vom Zündfunken geht eine Stoßwelle in Gestalt einer sphärischen Detonationswelle aus. Sie nimmt einen wesentlichen Teil der Durchbruchenergie auf. Bei der Laserzündung lag diese bei 125 mJ, was der Hälfte der Durchbruchenergie entsprach. Im Falle der kapazitiven elektrischen Zündung lag die Wellenenergie bei 55 mJ. Das Strömungsfeld hinter der Stoßfront induziert für wenige Mikrosekunden Weberzahlen im hohen zwei- bis dreistelligen Bereich, regt damit Schwingungen von Tröpfchen an, die teilweise in einem Zerfall in zwei bis drei Sekundärtröpfchen münden.

Die beschriebenen Vorgänge sind Folgen der sehr schnellen Energiefreisetzung, welche typisch für die beiden Zündsysteme ist. Unter geeigneten Bedingungen wurden mit ihnen sehr hohe Erfolgsquoten bei der Sprayzündung erreicht. Gänzlich anders verlief die Zündung durch das Wechselstromzündgerät, welches nur geringe Zündungserfolge erreichte.

Ergänzend wurde die Weiterentwicklung von Sprayflammenkernen mit Hochgeschwindigkeitsvideos der OH^* -Chemolumineszenz aus zwei Blickrichtungen aufgenommen. Die vergleichende Untersuchung der Sprayflammenausbreitung und -stabilisierung für Kerosin Jet A-1 und GtL-SPK zeigte eine weitgehende Ähnlichkeit. Kleinere Unterschiede sind auf die besseren Verdunstungseigenschaften und die höhere laminare Flammengeschwindigkeit des GtL-SPKs zurückzuführen.

Abstract

This dissertation contributes to the lean direct injection combustion technology for jet engines. This technology provides high combustion efficiencies at controlled flame temperatures, offering a great potential for the reduction of nitrous oxide emissions. However, high air mass flows in the primary combustion zone and the distance between the spark plug and the pilot flame complicate ignition at high flight altitudes compared to the widespread “rich burn – quick quench – lean burn” combustors. Therefore, in order to limit design costs for new combustors applying lean direct injection, the development of prediction methods of the relight capability depending on global and local conditions and the technical parameters of the ignition systems is a worthwhile goal. When the work on this dissertation was begun, numerical methods already offered a high capability for the prediction of spray flame growth and stabilization, starting with a local flame kernel. In contrast, practically no knowledge on the mechanisms leading from an ignition spark plasma to a flame kernel was in existence. Therefore, numerical simulations either skip the flame kernel generation or substitute it by simple replacement models. As a result, no accurate predictions of the relight performance of a newly developed combustor are possible until today. This situation will improve when better models become available, which require knowledge of the actually involved processes. Therefore, the focus of this dissertation was put on the experimental investigation of the fundamental physical mechanisms of the spray flame kernel generation from an ignition spark. In addition, as the relevance of alternative fuels in aviation keeps increasing, spray flame stabilization was comparatively investigated for a standard Jet A-1 kerosene and a kerosene-like gas-to-liquid fuel (GtL-SPK).

The experiments were performed in a vertically arranged flow channel with a nearly square cross section and very good optical accesses. It was either equipped with a full cone spray nozzle or a vibrating orifice injector. The nozzle produced a polydisperse spray, while the injector produced monodisperse droplet chains with a typical droplet diameter of 95 μm . The ignition sparks were generated by an Nd:YAG laser ignition system at breakdown energies of around 200 to 250 mJ, an alternating current igniter with a power of 40 W and a capacitive ignition system from an Allison T63-helicopter gas turbine with a capacitor energy of 1.2 J. Only optical diagnostic methods were applied, in order to perform non-intrusive measurements. The transient appearances of laser-induced and electrical breakdowns during their transition to flame kernels were captured by high speed imaging. The involved physical and chemical processes, especially the formation and consumption of characteristic species, were verified with optical emission spectroscopy. In order to support the analyses, the same measurements were performed on breakdowns in pure air. Gasdynamic processes in the vicinity of the breakdowns and their effects on fuel droplets were investigated by means of schlieren and shadowgraph imaging, as well as long distance microscopy. The experimental investigations revealed a great similarity between the ignition processes initiated by the laser ignition system

and the gas turbine igniter. Thorough analyses of the recorded images and spectra revealed the fundamental mechanisms:

1) The ignition spark is in a plasma state at the initial stage of its life. Recombination processes begin immediately when the energy input from the ignition system terminates. A radical pool is created within only few microseconds. The radicals can initiate or sustain the first combustion reactions. The beginning of combustion reactions was identified within the first 100 μs for the laser-induced ignition. Spark temperatures were approximated by the investigation of a CN^* emission band. For the case of the laser-induced ignition they dropped from 7800 to 4490 K within 0.6 to 150 μs after the laser pulse. For the case of the gas turbine igniter they were 7000 K for 20 to 25 μs during the arc discharge and subsequently dropped to 4800 K over a period of 40 to 50 μs .

2) For the case of the laser-induced ignition a hot gas plume is created around the ignition spark. While it expands, it initiates droplet breakup and evaporation. Local reaction zones occur within the resulting vapor mixture, which are ignited by the heat transfer from the nearby spark. The gas turbine igniter creates a hot gas jet with a similar effect on fuel droplets. Moreover, its motion causes the flame kernel to shift from the front face of the igniter by several millimeters.

3) Spherical blast waves expand from the ignition sparks. They consume a considerable amount of spark energy. 125 mJ was measured for the laser-induced ignition, which was approximately half of the breakdown energy. The energy was 55 mJ for the gas turbine igniter. The post-shock flow fields of the blast waves induce high Weber numbers for several microseconds. Consequently, droplet oscillations are initiated, which partly result in droplet breakup into two or three secondary droplets.

The described processes result from the rapid energy release by the two ignition systems. At the right conditions they lead to very high spray ignition probabilities. In contrast, ignition by the alternating current igniter was difficult and rarely successful.

The investigations were complemented by simultaneous OH^* chemiluminescence imaging of developing spray flame kernels from two viewing directions. The comparative investigation of the spray flame stabilization for Jet A-1 kerosene and GtL-SPK revealed fundamental similarities. Minor differences resulted from the higher evaporation rates and higher laminar flame speed of the GtL-SPK.

Nomenklatur

Häufig verwendete lateinische Symbole

<u>Zeichen</u>	<u>Bedeutung</u>	<u>Einheit</u>
c_0	Schallgeschwindigkeit der umgebenden Atmosphäre	[m/s]
d_T	Tröpfchenabstand	[m]
D_T	Tröpfchendurchmesser	[m]
D_{32}	Sauterdurchmesser	[m]
E_0	Anfangsenergie der Detonationswelle	[J]
E_D	Energie des Durchbruchs	[J]
E_{LP}	Einfallende Laserpulsenergie	[J]
E_{TR}	Transmittierte Laserpulsenergie	[J]
H'_0	Relative Feuchte der umgebenden Atmosphäre	[%]
I	Intensität	
I_0	Anfangsintensität	
\dot{m}_D	Gasmassenstrom Spraydüse	[kg/s]
\dot{m}_F	Massenstrom Flüssigkeit (i.d.R. der Brennstoff)	[kg/s]
\dot{m}_K	Gasmassenstrom Versuchskanal	[kg/s]
\dot{m}_R	Luftmassenstrom zur Reservoirbedruckung	[kg/s]
p_0	Druck der umgebenden Atmosphäre	[N/m ²]
Δp_{RK}	Druckdifferenz Brennstoffreservoir – Versuchskanal	[N/m ²]
t	Zeitpunkt einer Messung oder Aufnahme	[s]
t_0	Referenzzeitpunkt (i.d.R. der Moment des Durchbruchs)	[s]
t_S	Startzeitpunkt der Messtechnik	[s]
Δt_{BL-PO}	Schaltzeitdifferenz Blitzlampe – Pockels-Zelle Laser	[s]
T_0	Periodenlänge einer Eigenschwingung	[s]
T_0	Temperatur der umgebenden Atmosphäre	[K]
u_F	Geschwindigkeit Flüssigkeit	[m/s]
u_G	Geschwindigkeit Gas (i.d.R. Luft)	[m/s]
u_L	Laminare Flammengeschwindigkeit	[m/s]

Nomenklatur

U_{BL}	Vorspannung Laserblitzlampe	[V]
ν'	Vibrationsquantenzahl Ausgangszustand	
ν''	Vibrationsquantenzahl Endzustand	

Häufig verwendete griechische Symbole

<u>Zeichen</u>	<u>Bedeutung</u>	<u>Einheit</u>
γ	Isentropenexponent	
η_F	Dynamische Viskosität Flüssigkeit	[Pa s]
λ	Wellenlänge	[m]
ν_0	Eigenfrequenz eines Oszillators	[Hz]
ν_B	Schwingblendenfrequenz	[Hz]
ρ_F	Dichte Flüssigkeit	[kg/m ³]
ρ_G	Dichte Gas	[kg/m ³]
σ_F	Oberflächenspannung Flüssigkeit	[N/m]
τ	Mittlere Lebensdauer	[s]
Φ	Äquivalenzverhältnis	
χ^2	Statistische Prüfgröße Chi-Quadrat	

Dimensionslose Kennzahlen

<u>Zeichen</u>	<u>Bedeutung</u>
Ma	Mach-Zahl
Oh	Ohnesorge-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
St	Stokes-Zahl
We	Weber-Zahl

Abkürzungen

ACARE	Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
ALFA-BIRD	Alternative Fuels and Biofuels for Aircraft Development
ASTM	American Society for Testing and Materials

ANTLE	Affordable Near Term Low Emissions
BNC	Bayonet Neill Concelman (<i>Koaxialsteckverbindung</i>)
BNC	Berkeley Nucleonics Corporation (<i>Pulsgeneratoren</i>)
BtL	Biomass to liquid
CAD	Computer aided design
CAEE	Committee on Aircraft Engine Emissions
CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CCD	Charge-coupled device
CFD4C	Computational Fluid Dynamics for Combustion
CMC	Conditional moment closure
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
CS-E	Certification specifications for engines (<i>EASA</i>)
CtL	Coal to liquid
DAC	Dual annular combustor
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte numerische Simulation
EASA	European Aviation Safety Agency
EEFAE	Efficient and Environmentally Friendly Aircraft Engine
EffMaTec	Effiziente, schadstoffarme Magerverbrennungstechnologie
EU	Europäische Union
FAA	Federal Aviation Administration
FAR	Federal Aviation Regulations
FC	Flow controller / Massenstromregler
FSJF	Fully synthetic jet fuel
FVM	Finite volume method
GC-MS	Gaschromatographie mit Massenspektrometrie-Kopplung
GerMaTec	Geräuschreduzierte, schadstoffarme Magerverbrennungstechnologie
GtL	Gas to liquid
HSS5 / 6 / 8	LaVision High Speed Star 5 / 6 / 8 (<i>Hochgeschwindigkeitskameras</i>)
HRJ	Hydrogenerated renewable jet
HEFA	Hydroprocessed esters and fatty acids

ICAO	International Civil Aviation Organization
ICP	Intelligent computer peripherals
IEA	International Energy Agency
IATA	International Air Transport Association
ICAO	International Civil Aviation Organization
IRO	Intensified relay optics (<i>Bildverstärker</i>)
KTP	Kalium-Titanyl-Phosphat
KD*P	Kalium-Dideuterium-Phosphat
Laser	Light amplification by stimulated emission of radiation
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LDI	Lean direct injection
LEAP	Leading edge aviation propulsion
LEC	Low emissions combustor
LES	Large eddy simulation
LIBS	Laser-induced breakdown spectroscopy
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LiSAF	Lithium-Strontium-Aluminium-Fluorid
LTO	Landing and take-off
LuFo	Luftfahrtforschungsprogramm
MV	Magnetventil
NIST	National Institute of Standards and Technology
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PIV	Particle image velocimetry
PLIF	Planare laserinduzierte Fluoreszenz
PTFE	Polytetrafluorethylen
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes equations
RQL	Rich burn – quick quench – lean burn
SARS	Sub-atmospheric relight sector
SASOL	South African Synthetic Oil Limited
SNECMA	Société nationale d'études et de construction de moteurs d'aviation
SPK	Synthetisches paraffinisches Kerosin

TALON	Technology for advanced low NO _x combustors
TAPS	Twin annular premixing swirler
THETA	Turbulent heat release extension of the TAU-code
TIMECOP-AE	Toward innovative methods for combustion prediction in aero engines
TTL	Transistor-transistor logic
UHC	Unburnt hydrocarbons
URANS	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes
UrhG	Gesetz [der Bundesrepublik Deutschland – <i>Anmerkung des Verfassers</i>] über Urheberrecht und verwandte Schutzrechte
USAF	United States Air Force
USB	Universal serial bus
USD	US-Dollar
UV	Ultraviolettes Licht
VOF	Volume of fluid
WIG	Wolfram-Inertgas
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat

1 Hintergrund und Motivation

Dieses Kapitel dient der Einordnung der vorliegenden Dissertation in einen technischen, wirtschaftlichen und umweltpolitischen Kontext. Dazu wird zunächst der technische Hintergrund allgemein dargestellt. Ausgehend von dieser Basis werden schrittweise speziellere Problemstellungen besprochen, und somit die Hintergründe der vorliegenden Arbeit immer klarer umrissen. Abgeschlossen wird das Kapitel durch eine Darstellung der Motivation und Zielsetzung, inklusive einer Übersicht der Vorgehensweise und der angewendeten Methoden.

1.1 Verbrennung in Strahltriebwerken

1.1.1 Einleitung

In der Luftfahrt ist die Verbrennung flüssiger Kohlenwasserstoffe die mit Abstand wichtigste Technik zur Bereitstellung von Antriebsenergie. Schon beim ersten bestätigten Motorflug der Menschheitsgeschichte, dem Flug von Orville Wright am 17. Dezember 1903, wurde ein benzinbetriebener, vierzylindriger Viertaktmotor verwendet. Auch in den darauffolgenden Jahrzehnten wurden als Luftfahrtantriebe ausschließlich Kolbenmotoren eingesetzt. Mit dem Strahltriebwerk wurde ab den vierziger Jahren des 20. Jahrhunderts eine leistungsstarke Alternative verfügbar, die bis zum Ende der sechziger Jahre die Kolbenmotoren nahezu vollständig aus der Luftfahrt verdrängte. Das neue Antriebskonzept nach dem Prinzip der Gasturbine bot höhere Reichweiten und Geschwindigkeiten bei weniger Wartungsaufwand, Vibration und Lärm. Bis auf wenige Ausnahmen – vor allem kleine Propellerflugzeuge – werden heute die meisten Luftfahrzeuge von Gasturbinen angetrieben, welche entweder Strahl- oder Wellenleistung erzeugen. Die ersten Strahltriebwerke besaßen Rohrbrennkammern, die zwischen dem Verdichter und der Turbine kranzförmig um die Welle herum angeordnet waren. Diese Bauform war in Bezug auf Gewicht und Volumen sehr ungünstig und wurde daher zunächst von den Rohr-Ring-Brennkammern und schließlich von den Ringbrennkammern verdrängt, obwohl der Aufwand für Entwicklung, Herstellung und Wartung damit erheblich anstieg. Eine ausführliche Gegenüberstellung der drei Bauformen wird von BRÄUNLING [1] gegeben. Vernachlässigt man Entropie- und Druckverluste, können die thermodynamischen Vorgänge in Gasturbinen durch den Joule-Kreisprozess vereinfacht beschrieben werden. Desse-
sen Wirkungsgrad ist gegeben als

$$\eta_{\text{Joule}} = 1 - \frac{T_{t9}}{T_{t4}}, \quad (1.1)$$

worin T_{t4} und T_{t9} die Totaltemperaturen am Turbineneintritt stromab der Brennkammer und am Düsenaustritt sind. Gl. (1.1) verdeutlicht, dass der Wirkungsgrad durch die Erhöhung von T_{t4} steigt. Daher wurden die Turbineneintrittstemperaturen über die Jahrzehnte mithilfe der

1 Hintergrund und Motivation

Entwicklung temperaturresistenter Materialien und fortschrittlicher Kühlmethode von einst 1100 K auf heute bis zu 2000 K gesteigert. Die hohen Temperaturen beeinflussen maßgeblich das Design moderner Brennkammern. Abb. 1.1 zeigt eine Schnittzeichnung des weit verbreiteten Mantelstromtriebwerks General Electric CF6-80C2 (Airbus A300 und A310, Boeing 747 und 767, Lockheed C-5M, McDonnell Douglas MD-11) sowie einen schematischen Querschnitt durch die Brennkammer mit ihrem Strömungsfeld. Es handelt sich um eine Ringbrennkammer in konventioneller Bauweise. Zum Verständnis der Motivation dieser Dissertation ist es wichtig, die Funktionsweise von Ringbrennkammern zu kennen. Daher wird sie im folgenden Unterkapitel kurz erläutert und anhand von Abb. 1.1 veranschaulicht.

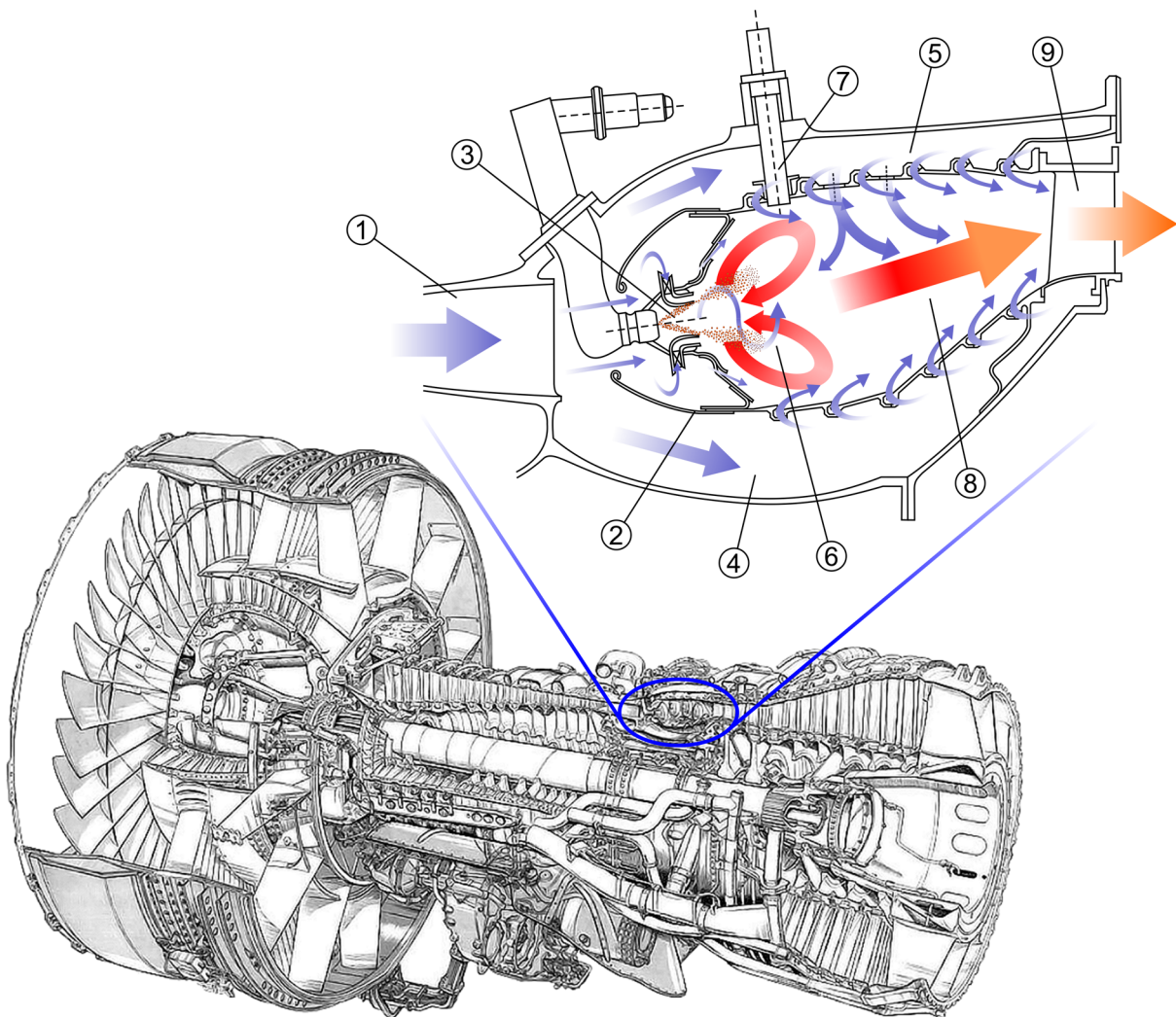


Abb. 1.1: Mantelstromtriebwerk General Electric CF6-80C2 mit konventioneller Ringbrennkammer. Dreidimensionale Schnittzeichnung des Triebwerks aus [2], © Flight International 1987.

1.1.2 Arbeitsweise einer konventionellen Ringbrennkammer

Durch den im Brennkammerquerschnitt in Abb. 1.1 zu sehenden Einlaufdiffusor (1) strömt vom Verdichter komprimierte¹, 600 bis 800 K heiße Luft in das Brennkammerplenum ein [1]. Ungefähr 10 bis 20 % gelangen durch die Einlaufhaube des Ringflamrohrs (2) zu den kranzförmig angeordneten Luftstrahlzerstäubern² (3) [3]. Der Hauptanteil der Luft strömt in den inneren (4) und den äußeren (5) Ringspalt, welche das Ringflamrohr vom Außengehäuse trennen. Entsprechend der Anzahl und Anordnung der Luftstrahlzerstäuber kann das Ringflamrohr in mehrere Sektoren zergliedert werden. Konventionelle Ringbrennkammern bestehen, je nach Größe, typischerweise aus sechzehn (Rolls-Royce AE 3007) bis dreißig Sektoren (General Electric CF6) mit jeweils einem Luftstrahlzerstäuber. Beim Passieren der Luftstrahlzerstäuber wird die Luft von kleinen Leitschaufeln verdrallt und in die Primärzone (6) des Brennraums eingeleitet. In dieses Strömungsfeld injizieren die Luftstrahlzerstäuber flüssiges Kerosin, wobei es zu einer Zerstäubung in Tröpfchen von einigen hundertstel Millimetern Durchmesser und einer guten Durchmischung mit der Luft kommt. Eine umfassende Darstellung verschiedener Arten von Zerstäuberdüsen wird von LEFEBVRE [4] gegeben. Durch den Drall bildet sich in der Primärzone vor jedem Luftstrahlzerstäuber ein torusförmiges Rezirkulationsgebiet aus [5]. Seine Aufgabe ist es, die Flamme in der Primärzone zu stabilisieren und die Aufenthaltszeiten so zu erhöhen, dass es zu einer optimalen Verbrennung des Kerosin-Luft-Gemischs kommt. Die Initialzündung des Gemischs wird durch elektrische Entladungen hervorgerufen. Dazu ragen Zündkerzen (7) auf der Höhe der Primärzone radial in das Flammrohr hinein. Die meisten Ringbrennkammern besitzen zwei Zündkerzen [6,7]. In konventionell ausgelegten Brennkammern erfolgt bei hohen Leistungen, beispielsweise beim Start des Flugzeugs, die Verbrennung unter stöchiometrienahen Bedingungen. Infolgedessen sind die Flammentemperaturen hoch und betragen, je nach Triebwerksdruckverhältnis, lokal bis zu 2600 K [1]. Aufgrund dieser hohen Temperaturen sind ein Schutz der Flammenrohrwand sowie eine Abkühlung des Heißgases vor dem Eintritt in die Turbine erforderlich. Dazu ist das Flammrohr mit zwei Arten von Öffnungen versehen. Die erste Art besteht in einer Vielzahl kleiner Öffnungen, die über das gesamte Flammrohr verteilt sind. Luft aus den Ringspalten strömt durch sie wandparallel in den Brennraum ein und bildet einen schützenden Kühlluftfilm. Die anderen Öffnungen sind die größeren Mischluftlöcher. Durch sie gelangt 20 bis 40 % der vom Verdichter kommenden Luft in die auf die Primärzone folgende Mischluftzone (8) [5]. Sie vermischt sich mit der Heißgasströmung und kühlt sie so auf Temperaturen herunter, die von den ersten Turbinenstufen verkraftet werden. Dank moderner Werkstoffe, Keramikbeschichtungen, Filmkühlung und interner Luftkühlung widerstehen die hinter der Brennkammer liegenden Turbinenstufen (9 ist das erste Leitrad der Hochdruckturbine) Heißgas-temperaturen von bis zu 2000 K [5]. Daher wird in der Mischluftzone die Temperatur so ein-

¹ Beim CF6-80C2 beträgt das Triebwerksdruckverhältnis bei 1 atm (entspricht 1,01325 bar) Umgebungsdruck und Vollast $\pi \approx 30$. Da der Wirkungsgrad von Strahltriebwerken an diesen Wert gekoppelt ist, weisen moderne Entwicklungen, beispielsweise das Rolls-Royce Trent 1000, bis zu $\pi = 46$ auf. Die Daten sind [8] entnommen.

² In der englischsprachigen Fachliteratur wird diese Familie von Zerstäubern als *airblast atomizer* bezeichnet.

gestellt, dass bei Volllast am Brennkammeraustritt ein Mittelwert von ~ 1800 K mit Spitzenwerten unterhalb von 2000 K vorliegt [9].

1.1.3 Ursache, Wirkung und Begrenzung von Stickoxiden

Der kontinuierlich verbesserte Temperaturschutz von Brennkammer- und Turbinenbauteilen ermöglicht es den Triebwerksherstellern, immer höhere Triebwerksdruckverhältnisse und Turbineneintrittstemperaturen umzusetzen. Dadurch steigt mit jeder neuen Triebwerksgeneration der Wirkungsgrad, Kerosinverbrauch und CO_2 -Emission pro Leistungseinheit sinken. Außerdem verringern sich die Emissionen von Kohlenmonoxid (CO) und unverbrannten Kohlenwasserstoffen (*unburnt hydrocarbons*, UHC), da höherer Druck und höhere Temperaturen im Brennraum zu einer effizienteren Verbrennung führen [10]. Wird die konventionelle Methode der stöchiometrienahen Verbrennung in der Primärzone beibehalten, erhöht sich damit auch die Flammentemperatur, wodurch die Emission von Stickoxiden (NO_x) zunimmt. In technischen Verbrennungssystemen entstehen Stickoxide durch verschiedene Reaktionsmechanismen. Eine umfassende Darstellung gibt JOOS [3]. In Strahltriebwerken dominiert die thermische Stickoxidbildung [7,11], die durch den *erweiterten Zeldovich-Mechanismus* beschrieben wird [5,12]:



Dieser Reaktionsmechanismus ist endotherm, und die Bildungsrate ist erst ab ~ 1850 K bedeutsam, steigt danach aber mit zunehmender Temperatur exponentiell an [5]. Die Gleichungen (1.3) bis (1.5) beschreiben die Bildung von NO . Bei Volllast macht es ~ 90 % der NO_x -Emission eines Strahltriebwerks aus. Im Leerlauf ist das Kerosin-Luft-Gemisch in der Primärzone magerer, wodurch ~ 50 % des NO zu NO_2 weiteroxidiert [10]. NO_2 entsteht auch außerhalb des Triebwerks aus der Reaktion von NO mit Sauerstoff oder Ozon. Freigesetzte Stickoxide haben durch verschiedene chemische Reaktionen negative Auswirkungen auf die Atmosphäre [5,13,14]:

- Abbau von Methan in der Troposphäre.
- Photochemische Bildung von Ozon in der Troposphäre.
- Katalytischer Abbau von Ozon in der Stratosphäre.
- Saurer Regen durch die Bildung von Salpetersäure.
- Photochemischer Smog durch Reaktionen mit Kohlenstoffverbindungen.

Stickoxide beeinflussen somit die Umwelt und das Klima und stellen, neben ihrer eigenen Giftigkeit, insbesondere durch die Bildung troposphärischen Ozons eine Gesundheitsbelas-

tung dar. Daher werden vom *Committee on Aviation Environmental Protection* (CAEP) der *International Civil Aviation Organization* (ICAO) im *Annex 16, Volume II* [15] Emissionsgrenzwerte für Strahltriebwerke festgelegt. Während die Grenzwerte für Ruß, Kohlenmonoxid und UHC seit ihrer ersten Festlegung 1981 unverändert blieben, wurden diejenigen für Stickoxide bislang alle paar Jahre gesenkt. Die letzte Senkung (CAEP/8) erfolgte 2010 und ist seit 2014 für die Zulassung neuer Triebwerkstypen verbindlich. Ab voraussichtlich 2018 müssen sämtliche neu gebauten Triebwerke, auch älterer Typen, die neuen Grenzwerte einhalten [10].

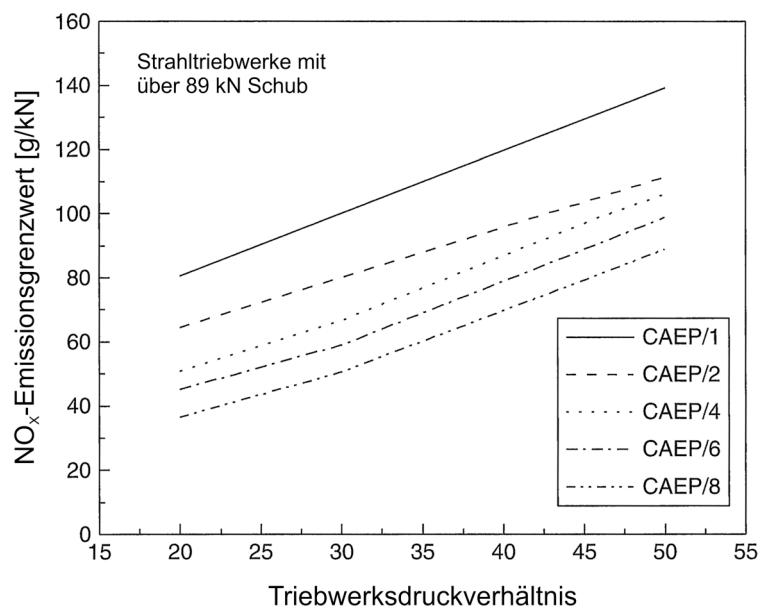


Abb. 1.2: Entwicklung der NO_x-Emissionsgrenzwerte von 1981 (CAEP/1) bis 2010 (CAEP/8). Triebwerksdruckverhältnis für 1 atm und Volllastschub. Übersetzte Wiedergabe aus [10], © Cambridge University Press 2013.

Abb. 1.2 zeigt die Entwicklung der NO_x-Grenzwerte von CAEP/1³ bis CAEP/8 für große Strahltriebwerke mit über 89 kN Schub. Die Grenzwerte sind definiert als Gesamtemission während eines normierten Lastzyklus (von der ICAO definierter *LTO-Zyklus*), der Endanflug, Rollen am Boden und Start abdeckt, geteilt durch den Volllastschub bei einem Umgebungsdruck von 1 atm. Sie steigen mit zunehmendem Triebwerksdruckverhältnis an, da mit diesem die Brennkammereintritts- und damit die Flammentemperaturen ansteigen. Dadurch ist es schwieriger, die NO_x-Emissionen zu begrenzen, was durch die Steigung der Grenzwertkurven berücksichtigt wird. Seit ihrer Einführung sind die zulässigen NO_x-Grenzwerte um die Hälfte

³ Die Nummer steht für die jeweilige Zusammenkunft des CAEP seit seiner Gründung. Korrekterweise muss ergänzt werden, dass bei der Festlegung der ersten Grenzwerte 1981 das CAEP noch nicht existierte. Die festlegende Vorgängerinstitution *Committee on Aircraft Engine Emissions* (CAEE) ging erst 1983 im CAEP auf. Da die ersten Grenzwerte ab 1986 verbindlich waren, also nach der ersten Zusammenkunft des CAEP, werden sie in der Literatur oft als CAEP/1-Grenzwerte bezeichnet.

gesunken, und weitere Senkungen sind geplant. Dadurch wird auf die Triebwerkshersteller der notwendige Zwang ausgeübt, den zunehmenden NO_x -Emissionen als Folge steigender Wirkungsgrade und wachsendem Luftverkehrs mit immer besseren Technologien entgegenzuwirken. Erwähnenswert sind in diesem Zusammenhang die Leitstrategien *Vision 2020* (2001) und *Flightpath 2050* (2011) der Europäischen Kommission für die europäische Luftfahrtindustrie. *Vision 2020* setzt eine Reduzierung der NO_x -Emissionen um 80 % bis 2020 zum Ziel und regte die Gründung des *Advisory Council for Aeronautics Research in Europe* (ACARE) zur strategischen Planung von unterstützenden Forschungsprojekten an [16]. *Flightpath 2050* setzt eine weitere Reduzierung um 90 % bis 2050 zum Ziel [17], was einer Halbierung der Emissionen gegenüber *Vision 2020* entspricht. Die Reduzierungsziele beziehen sich auf den technischen Stand von Strahltriebwerken in Jahr 2000.

1.1.4 Konzepte für stickoxidarme Verbrennung

Da eine Abgasnachbehandlung zum Entfernen thermischer Stickoxide wegen der großen Massen und Volumina entsprechender Aggregate ausscheidet, bleiben nur Maßnahmen, welche bereits die Entstehung minimieren. Diese können nur in der Verringerung der Aufenthaltszeiten oder in der Begrenzung der Flammentemperaturen in der Primärzone bestehen. Eine Verringerung der Aufenthaltszeiten ist nicht erstrebenswert, die Verbrennung wäre unvollständig, die Emissionen von Kohlenmonoxid, UHC und Ruß nähmen zu. In Industriegasturbinen werden die Flammentemperaturen bisweilen durch Wassereinspritzung gesenkt, wodurch die Emissionen thermischer Stickoxide um ~90 % reduziert werden können [10]. Wegen des Gewichts des mitzunehmenden Wassers scheidet diese Methode allerdings für die Luftfahrt aus. Somit bleibt noch die Möglichkeit, in der Primärzone nicht stöchiometrienah, sondern innerhalb der Verlöschgrenzen fett oder mager zu verbrennen. Aus diesem Ansatz sind seit der Einführung der NO_x -Emissionsgrenzwerte verschiedene Brennkammerkonzepte hervorgegangen. Drei Konzepte wurden bislang bis zur Serienreife entwickelt und werden daher im Folgenden genauer vorgestellt:

- Die Fett-Mager-Verbrennung,
- die gestufte Magerverbrennung,
- und die direkte Magerverbrennung.

Fett-Mager-Verbrennung

Derzeit ist die Fett-Mager- oder RQL-Verbrennung das am häufigsten eingesetzte Konzept zur Minimierung der NO_x -Emissionen. Hierbei erfolgt die Verbrennung stufenweise entlang des Flammrohrs. Im Leerlaufbetrieb, der insbesondere für die Zündung relevant ist, wird die Verbrennungsstabilität durch ein stöchiometrisches Kerosin-Luft-Gemisch in der Primärzone erreicht. Dadurch sind die Flammentemperaturen, und folglich die NO_x -Bildungsraten hoch. Allerdings ist der Kerosinmassenstrom gering, weshalb die NO_x -Emissionen insgesamt niedrig ausfallen. Bei Volllast, wenn der Kerosinmassenstrom sein Maximum erreicht, herrschen in der Primärzone sehr fette Bedingungen bei einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi \approx 1,5$ bis 2 [7,9,12]. Infolge des Sauerstoffmangels erfolgt die Verbrennung nicht vollständig, die Flam-

mentemperaturen sind zu gering für signifikante NO_x -Bildungsraten. Allerdings entstehen so auch große Mengen an Ruß, Kohlenmonoxid und UHC. Deshalb schließt sich an die fette Primärzone eine magere Nachverbrennungszone mit $\Phi \approx 0,5$ an [9], in der weitere Oxidation und Ausbrand erfolgen. Die dazu benötigte Luft wird in einer kurzen Zwischenzone durch Öffnungen im Flammrohr aus den Ringspalten eingeleitet. In dieser Zone liegen kurzzeitig stöchiometrische Bedingungen und hohe Flammentemperaturen vor. Daher erfolgt die Zumischung rasch und gleichmäßig, um die NO_x -Bildung zu minimieren. Eine ausführliche Darstellung des RQL-Konzepts wird von MCKINNEY und HOKE [7] gegeben. Alle großen Triebwerkshersteller setzen derzeit RQL-Brennkammern ein. Pratt & Whitney führte 1999 die TALON I-Brennkammer serienmäßig im Triebwerk PW4000 ein [3]. Die Weiterentwicklung TALON II wird aktuell im PW300, PW4000 und PW6000 eingesetzt [3,8]. Ihre NO_x -Emission liegt bei 80 % der CAEP/6-Grenzwerte [18]. Mit dem PW1000G erfolgt derzeit die Markteinführung der TALON X, die auch im PW800 eingesetzt wird. Sie erreicht 50 bis 55 % der CAEP/6-Grenzwerte [18], eine Querschnittzeichnung ist Abb. 1.3a zu sehen. General Electric setzt in den Triebwerken CF34 und CF6 die LEC-Brennkammer ein [8,19]. Bei Rolls-Royce kommt die Phase 5-Brennkammer in den Triebwerken der Trent- und der BR700-Familie zum Einsatz. Mit jeder neuen Triebwerksreihe verringerte sich ihre NO_x -Emission, von 70 % (Trent 500) auf 61 % der CAEP/6-Grenzwerte (Trent XWB) [18]. Der große Nachteil von RQL-Brennkammern besteht in ihrer Neigung zur Rußbildung. Ihre geringen NO_x -Emissionen hingegen versprechen auch mittelfristig eine Einhaltung der Grenzwerte. Das Potential der RQL-Technologie wird vom CAEP in einem Bericht von 2009 [18] zur Vorbereitung der achten Zusammenkunft CAEP/8 allerdings als nahezu ausgereizt angesehen. Erhebliche Verbesserungen sind nicht mehr zu erwarten, sodass zukünftige Grenzwerte nicht eingehalten werden können. Ein längerfristiges Zukunftspotential misst das CAEP daher der reinen Magerverbrennung bei, speziell der LDI-Technologie.

Gestufte Magerverbrennung

In RQL-Brennkammern herrschen in der Primärzone Bedingungen weitab der Verlöschgrenzen, die Verbrennung ist daher durchgehend stabil. Das Konzept der reinen Magerverbrennung ist schwieriger umzusetzen, denn die Leistungsregelung kann dann nicht ausschließlich über das Kerosin-Luft-Verhältnis erfolgen. Von der mageren Verlöschgrenze muss ausreichend Abstand gehalten werden, da lokale Verlöschungen zu Verbrennungsinstabilitäten führen. Die technische Lösung dieser Probleme besteht darin, die Triebwerksleistung nicht ausschließlich über den Kerosinmassenstrom zu steuern, sondern zusätzliche Brennerstufen vorzusehen, die bei Bedarf an- und abgeschaltet werden. Die ersten Umsetzungen dieses Konzepts besitzen zwei Brennerstufen mit räumlich getrennten Zerstäuberdüsen, die *Pilot-* und die *Hauptstufe*. Die beiden Brennerstufen sind entweder radial (General Electric [20]) oder axial mit radialem Versatz (Rolls-Royce [11], Pratt & Whitney [13]) zueinander angeordnet. Die Pilotstufe wird stöchiometrienah betrieben, gewährleistet damit eine durchgehend stabile Verbrennung, und ist für die Leistungsregelung bei geringen Lasten zuständig. Erst bei großen Leistungsanforderungen wird die magere Hauptstufe hinzugeschaltet. Sie wird von den heißen Gasen der Pilotstufe entzündet und stabilisiert. Die DAC-Brennkammern von General Electric sind die einzigen Beispiele dieser Bauart, die in den Serieneinsatz gelangt sind.

Mitte der neunziger Jahre wurden sie in den Triebwerken General Electric GE90 und CFM International CFM56 eingeführt und befinden sich im GE90 auch heute noch im Einsatz. Die NO_x -Emission liegt zwar bei nur 65 % der CAEP/6-Grenzwerte [21], aber aufgrund der niedrigen Flammentemperaturen sind die CO- und UHC-Emissionen wesentlich höher als bei konventionellen Brennkammern [20]. Weitere Nachteile sind die hohe Komplexität und der große Kühlluftbedarf aufgrund des großen Flammrohrs. Der Einsatz im CFM56 wurde inzwischen wieder eingestellt.

Direkte Magerverbrennung

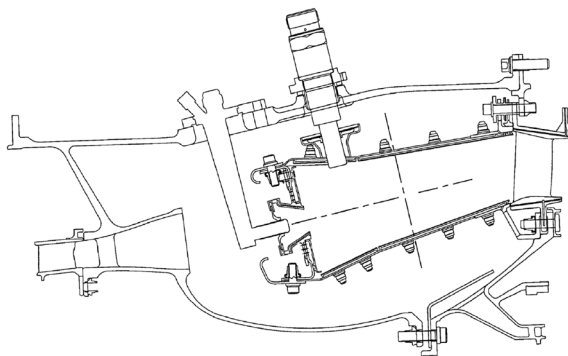
Das Konzept der direkten Magerverbrennung (LDI)⁴ stellt eine radikale Weiterentwicklung der gestuften Magerverbrennung dar. Bei diesem Konzept werden 60 bis 70 % der vom Verdichter kommenden Luft durch die Zerstäuberdüse in den Brennraum eingeleitet [21,22]. Die Zerstäubung des Kerosins findet dabei noch innerhalb der Düse statt, sodass es zu einer guten Durchmischung und partiellen Vorverdampfung kommt, ehe das Kerosin-Luft-Gemisch in die Primärzone gelangt. Auch bei diesem Konzept ist eine Stufung notwendig, um ein breites Spektrum an Lastfällen abzudecken. Allerdings erfolgt diese innerhalb der Zerstäuberdüse, welche im Zentrum eine Pilotstufe besitzt, die von der Hauptstufe umrundet wird. Die eigentliche Magerverbrennung erfolgt durch die Hauptstufe, während die Pilotstufe eher fett betrieben wird, um eine hohe Zündfähigkeit und Stabilität zu gewährleisten [21,23]. Das 2008 eingeführte Triebwerk GENx von General Electric ist mit der TAPS-Brennkammer ausgestattet, der ersten LDI-Brennkammer, welche die Serienreife erreicht hat. Sie wird ausführlich von FOUST et al. [21] vorgestellt. Eine Querschnittzeichnung ist in Abb. 1.3b zu sehen. Aufgrund der mageren Verbrennung beträgt ihre NO_x -Emission lediglich 48 % der CAEP/6-Grenzwerte [21]. Die verbesserte TAPS II für den CFM56-Nachfolger LEAP soll sogar nur 40 % der CAEP/6-Grenzwerte erreichen [21]. Derzeit befindet sich die TAPS III für das GE9X in der Entwicklung. Allerdings führen die niedrigen Flammentemperaturen auch beim LDI-Konzept dazu, dass die CO- und UHC-Emissionen verhältnismäßig hoch ausfallen [21]. Die Rußemissionen hingegen sind konzeptbedingt deutlich besser als bei konventionellen oder RQL-Brennkammern [18]. Eine Brennkammer mit im Prinzip ähnlicher LDI-Zerstäuberdüse⁵ befindet sich derzeit bei Rolls-Royce in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium und wird in zukünftigen Triebwerken der Trent- und BR700-Familien zum Einsatz kommen [23,24]. Es wird mit einer deutlichen Unterschreitung der Grenzwerte gerechnet, in einem Test wurden 32 % der CAEP/6-Grenzwerte erreicht [18]. Querschnittzeichnungen von Entwürfen der

⁴ In der deutschsprachigen Fachliteratur wird LDI häufig mit *magerer Direkteinspritzung* übersetzt. Dieser Begriff wird hier nicht übernommen, da er offenbar den Ottomotoren entlehnt wurde und somit irreführend ist. LDI-Brennkammern zeichnen sich dadurch aus, dass ein Großteil der Luft durch die Luftstrahlzerstäuber ins Flammrohr gelangt. Die Einspritzung des Brennstoffs erfolgt hingegen ähnlich wie bei anderen Konzepten.

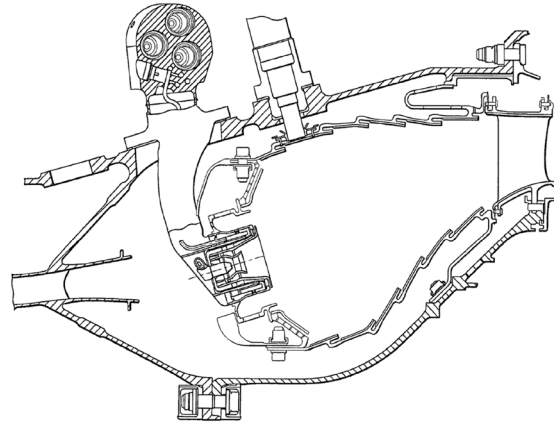
⁵ Die TAPS-Zerstäuberdüse verwendet für die Primärstufe einen Simplex-Luftstrahlzerstäuber. Die Hauptstufe besteht aus Brennstoffstrahlen, die radial in einen verdrahten Luftstrom injiziert werden [21]. Für die LDI-Düsen von Rolls-Royce werden als Primärstufe sowohl Simplex- als auch Filmleger-Luftstrahlzerstäuber untersucht. Die Hauptstufe besteht aus einem Filmleger, der einen Kerosinfilm zwischen zwei konzentrisch verdrahtete Luftströmungen injiziert [22,23].

Brennkammer und der Zerstäuberdüse sind in Abb. 1.3c zu sehen. Die dargestellte Brennkammer wurde im Forschungsprojekt ANTLE entwickelt, einem Teilprojekt des Projektes EEFAE im Rahmen des 5th Framework Programme for Research and Technology Development der Europäischen Kommission.

a) Pratt & Whitney TALON X



b) General Electric TAPS



c) Rolls-Royce ANTLE-Brennkammer mit LDI-Zerstäuberdüse (blau unterlegt, Vergrößerung rechts)

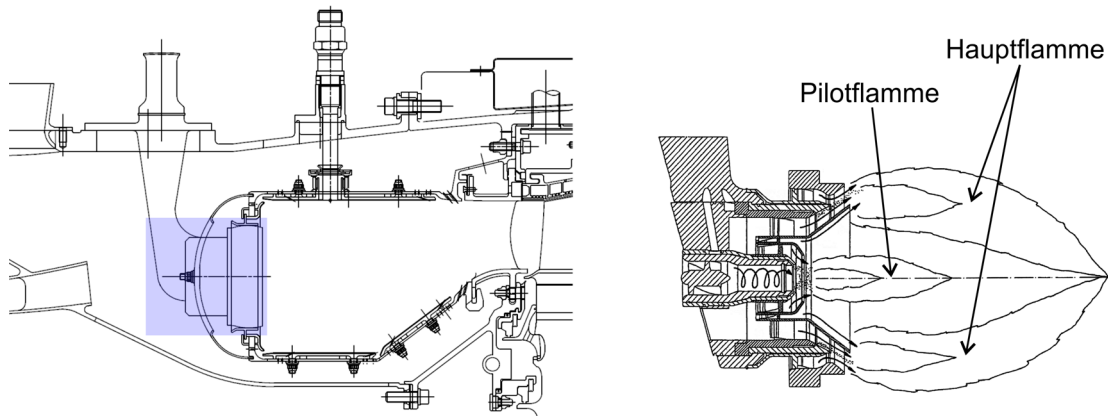


Abb. 1.3: Moderne Brennkammern für stickoxidarme Verbrennung [25-28].
a) RQL-Brennkammer, b) und c) LDI-Brennkammern. Rechts in c) ist eine zweistufige LDI-Zerstäuberdüse gezeigt.

1.2 Induzierte Zündung in Strahltriebwerken

1.2.1 Zündsysteme in modernen Strahltriebwerken

Soweit nicht anders angegeben, dient das Buch von LEFEBVRE und BALLAL [5] als Referenz für die technischen Daten in diesem Unterkapitel. In Strahltriebwerken kommen elektrische Zündsysteme zum Einsatz. Bei alten Bauweisen und Triebwerken mit Vorverdampfern werden gelegentlich Zündfackeln als Starthilfen eingesetzt, beispielsweise beim Rolls-Royce

Nene Mk.3 und beim Rolls-Royce Pegasus F402-RR-406A [29]. Elektrische Zündsysteme setzen sich aus Hochspannungsgeneratoren, geschirmten Leitungen und Zündkerzen zusammen. Die Hochspannungsgeneratoren enthalten Kondensatoren, die vom Bordnetz oder von einer Batterie relativ langsam ($\sim 0,1$ bis 1 s) auf- und über die Zündkerzen schnell entladen (~ 50 μ s) werden. Ringbrennkammern besitzen typischerweise zwei Zündkerzen, die sich in unterschiedlichen Sektoren befinden. Sie ragen entweder wenige Millimeter radial in das Flammrohr hinein oder ihre Stirnflächen schließen bündig mit der Flammrohrwand ab, siehe Abb. 1.1 und Abb. 1.3. Die Mindestanzahl von zwei Zündkerzen ist aus Sicherheitsgründen (Redundanz) von den Zulassungsvorschriften CS-E 240 der europäischen *European Aviation Safety Agency* (EASA) und FAR §33.69 der amerikanischen *Federal Aviation Administration* (FAA) vorgeschrieben. Eine Zündkerze für Strahltriebwerke besteht in der Regel aus einer inneren Stabelektrode, die von einem Isolationsmaterial und einem geerdeten Stahlmantel umhüllt wird. Die elektrische Entladung erfolgt an der Stirnfläche zwischen der Elektrode und dem Mantel. Die benötigte Durchbruchspannung liegt in der Größenordnung von 2 kV. Nach dem Durchbruch erfolgt die Entladung über einen Zeitraum von einigen hundertstel Millisekunden [1]. Je nach System beträgt die Speicherenergie der Kondensatoren zwischen 1 und 12 J und die Entladungsfrequenz 1 bis 15 Hz [5,30]. Nur ~ 25 % der Energie werden bei der Entladung im Brennraum freigesetzt. Davon werden wiederum nur ~ 33 % in Wärme umgesetzt. Eine physikalische Darstellung dieses Vorgangs erfolgt in Kap. 2.6. Abb. 1.4 zeigt exemplarisch eine Zündkerze vom Typ Champion Aerospace CH34761 für das Triebwerk Rolls-Royce Trent 500 (Airbus A340-500 und -600) für die Verwendung mit einem Hochleistungsgenerator mit 12 J Speicherenergie und einer maximalen Durchbruchspannung von $3,15$ kV [31]. Eine detaillierte technische Darstellung eines im Rahmen dieser Dissertation eingesetzten Zündsystems aus einer Hubschraubergasturbine wird in Kap. 3.3.3 gegeben.

1.2.2 Der Zündungsprozess

LEFEBVRE führte in den fünfziger Jahren des 20. Jahrhunderts eine Einteilung des Zündungsprozesses in drei Phasen ein, die bis heute häufig Verwendung findet, um verschiedene Aspekte der Zündung zu interpretieren und zu diskutieren [5]:

- Phase 1: Entstehung eines Flammenkerns, der nach dem Ende der elektrischen Entladung von ausreichender Größe und Temperatur ist um sich weiter auszubreiten.
- Phase 2: Ausbreitung der Flamme über die gesamte Primärzone des gezündeten Brennkammersektors.
- Phase 3: Ausbreitung der Flamme vom gezündeten Sektor in andere Sektoren.

Die Phasen werden in Abb. 1.5 schematisch dargestellt. Die Abbildung zeigt exemplarisch einen schematischen Schnitt durch eine Rohr-Ring-Brennkammer. Die Einteilung in diese drei Phasen wurde zu einer Zeit aufgestellt, als Ringbrennkammern noch nicht dem Stand der Technik entsprachen. Erfolgte Phase 3 bei Rohr- und Rohr-Ring-Brennkammern tatsächlich im Anschluss an Phase 2, so laufen in Ringbrennkammern beide Phasen weitgehend simultan ab. Eine eindrucksvolle Veranschaulichung liefert die Computersimulation von BOILEAU et al. [32]. Dennoch werden in der Fachliteratur beide Phasen oft getrennt betrachtet.

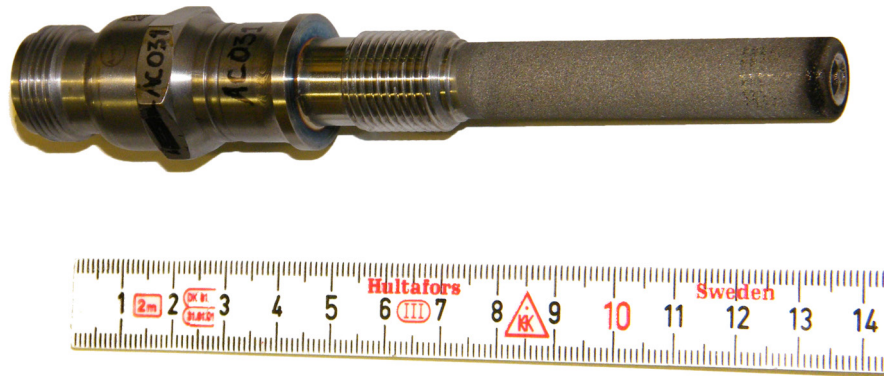


Abb. 1.4: Zündkerze des Triebwerks Rolls-Royce Trent 500.

Zum erfolgreichen Durchlaufen einer jeden Phase tragen verschiedene Rahmenbedingungen bei, die von LEFEBVRE und BALLAL [5] detailliert besprochen werden. Für diese Dissertation sind die Phasen 1 und 2 von Bedeutung, die daher im Folgenden auf Basis von [5] und [7] genauer erläutert werden. Der Erfolg von Phase 1 hängt ausschließlich von der Energiebilanz des Flammenkerns ab. Er muss mehr Verbrennungswärme freisetzen als durch Wärmeverlustprozesse verloren geht. Die Wärmefreisetzung hängt vor allem vom Kerosin-Luft-Verhältnis im Umfeld der Zündkerze und der Größe des Flammenkerns ab. Stöchiometrienähe und hohe Güte der Gemischbildung begünstigen eine hohe Wärmefreisetzung. Die Größe des Flammenkerns wächst mit der Energie und Dauer der elektrischen Entladung. Die Wärmeverluste sind unter anderem durch die Strömungsgeschwindigkeit und den Turbulenzgrad bestimmt. Zu hohe Geschwindigkeiten und Turbulenzen führen dazu, dass die Verbrennungsreaktion durch Konvektionsverluste erlischt. In Phase 2 spielen alle Faktoren mit Einfluss auf die Verbrennungsstabilität eine Rolle. Genau wie in Phase 1 sind das die Strömungsgeschwindigkeit, der Turbulenzgrad, das Kerosin-Luft-Verhältnis und die Güte der Gemischbildung. Dazu kommen der Druck und die Temperatur im Brennraum. Mit ihnen steigt die Reaktionsgeschwindigkeit und infolgedessen die Verbrennungsstabilität. Darüber hinaus spielt die

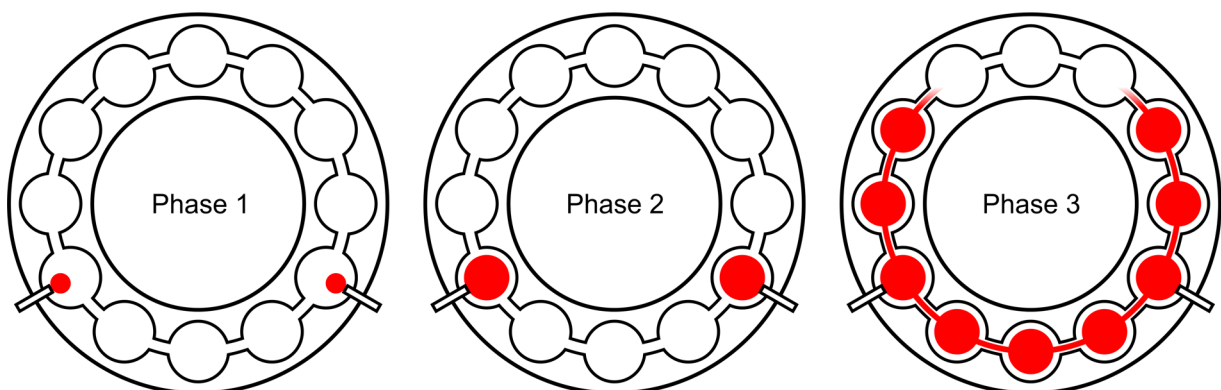


Abb. 1.5: Die drei Phasen der Zündung in Strahltriebwerken am Beispiel einer Rohr-Ring-Brennkammer.

Position der Zündkerze für Phase 2 eine entscheidende Rolle. Idealerweise befindet sie sich an einer Position, von der aus die Strömung den Flammenkern ins Zentrum des Rezirkulationsgebiets transportiert. Von dort aus erfolgt die weitere Ausbreitung über die Primärzone. In Abb. 1.6 wird der Vorgang veranschaulicht. Die Bildsequenz zeigt die Zündung der Pilotstufe eines LDI-Brennkammersektors in der SARS-Versuchsanlage von Rolls-Royce in Derby unter Bedingungen, wie sie in großen Flughöhen herrschen. Zum Zeitpunkt t_0 ist am oberen Bildrand die elektrische Entladung an der Zündkerze zu sehen. Ein Flammenkern entsteht, der ins Zentrum des stehenden Wirbels im Rezirkulationsgebiet getragen wird (10 ms). Die Flamme wächst und breitet sich über den Wirbel aus (43 ms), bis schließlich die gesamte Primärzone von einer stabilen Flamme erfüllt ist (80 ms). Abb. 1.7 zeigt eine Zündungskarte, wie sie bei der Entwicklung einer Brennkammer mittels Versuchen erstellt werden. Druck und Temperatur sind konstant, die Zündfähigkeit ist in Abhängigkeit vom globalen Kerosin-Luft-Verhältnis und dem Luftmassenstrom aufgetragen. Die Abnahme der Zündfähigkeit hin zu hohen Luftmassenströmen resultiert aus den hohen Strömungsgeschwindigkeiten und den damit verbundenen hohen Konvektionsverlusten. Die Begrenzungen in Abhängigkeit vom Kerosin-Luft-Verhältnis rühren daher, dass das Gemisch zu fett oder zu mager für eine erfolgreiche Zündung ist. Bei moderaten Luftmassenströmen unter 0,5 kg/s ist die Zündfähigkeit für sehr fette Gemische deutlich besser als für sehr magere. Zusätzlich ist die Stabilitätsgrenze eingezeichnet. Eine Flamme kann sich über die Grenzen der Zündfähigkeit hinaus halten, ihre Stabilität ist aber im Prinzip denselben Begrenzungen unterworfen wie die Zündfähigkeit.

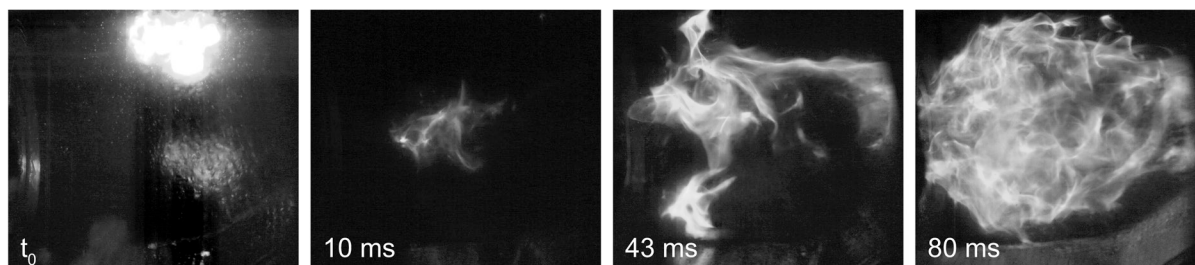


Abb. 1.6: Zündung der Pilotstufe eines LDI-Brennkammersektors unter Bedingungen, wie sie in großen Flughöhen herrschen.

1.2.3 Wiederzündung in großen Flughöhen

Eine zentrale Anforderung an die Brennkammern von Strahltriebwerken ist die Wiederzündfähigkeit nach einem Erlöschen während des Fluges. Diese Fähigkeit wird von den Zulassungsvorschriften CS-E 910 der EASA und FAR §25.903e der FAA verlangt. Ein Triebwerkshersteller muss Flughöhen und Fluggeschwindigkeiten benennen, bei denen eine sichere Wiederzündung erfolgen kann und für ein neues Triebwerk im Rahmen des Zulassungsverfahrens nachweisen, siehe Abb. 1.8. Strahltriebwerke für große Passagierflugzeuge produzieren nicht nur Vortriebsschub, sie haben weitere essenzielle Aufgaben im Gesamtsystem: Zapfluft aus den Hochdruckverdichtern dient der Luftversorgung der Kabine, abgegriffene Wellenleistung treibt Stromgeneratoren und Pumpen an [1]. Zwar können diese Aufgaben

zeitweilig auch durch Hilfs- und Notsysteme⁶ übernommen werden, dennoch muss die Wiederzündung in großen Reiseflughöhen möglichst rasch nach dem Erlöschen erfolgen. Ursächlich hierfür ist der Umstand, dass ein erloschenes Triebwerk durch die kalte Höhenluft schnell auskühlt, wodurch eine erfolgreiche Wiederzündung innerhalb kürzester Zeit immer unwahrscheinlicher wird. Denn einerseits kann sich ein Flammenkern in einem erkalteten Triebwerk nur schwer stabilisieren (siehe Energiebilanz, Kap. 1.2.2), andererseits besteht die Möglichkeit des Rotorsperrens, da sich unter der kalten Anströmung die Triebwerkskomponenten unterschiedlich abkühlen und zusammenziehen. Für Triebwerke großer Passagierflugzeuge erfolgt der Nachweis der Wiederzündfähigkeit für Flughöhen von 25 000 bis 30 000 ft und für Triebwerke von Geschäftsreiseflugzeugen für bis zu 35 000 ft [7]. Gemäß der *Internationalen Standardatmosphäre* betragen die Luftbedingungen in 25 000 ft Höhe -35 °C und 0,38 bar und in 35 000 ft Höhe -55 °C und 0,24 bar. In der Brennkammer ist der Druck etwas höher, da die Luft durch den sich verengenden Verdichter einströmt. Durch die Restwärme der Verdichter- und Brennkammerbauteile wird die Luft außerdem kurze Zeit nach dem Erlöschen noch etwas erwärmt. Typischerweise herrschen in 35 000 ft Höhe in einer erloschenen Brennkammer Temperaturen und Drücke von -40 °C und 0,28 bar [7]. Berechnungen für verschiedene Flughöhen und -geschwindigkeiten werden von READ [33] gegeben. Unter diesen Bedingungen ist die Reaktionsgeschwindigkeit verlangsamt, wodurch die Zündung erschwert wird. Einerseits ist die Wahrscheinlichkeit vermindert, dass ein Flammenkern entsteht, andererseits besteht eine größere Wahrscheinlichkeit, dass er nach kurzer Zeit wieder erlischt. Bei Luftstrahlzerstäubern kommt erschwerend hinzu, dass die Zerstäubung bei geringen Luftdrücken wenig effizient und damit die Güte der Gemischaufbereitung geringer ist [7]. Insbeson-

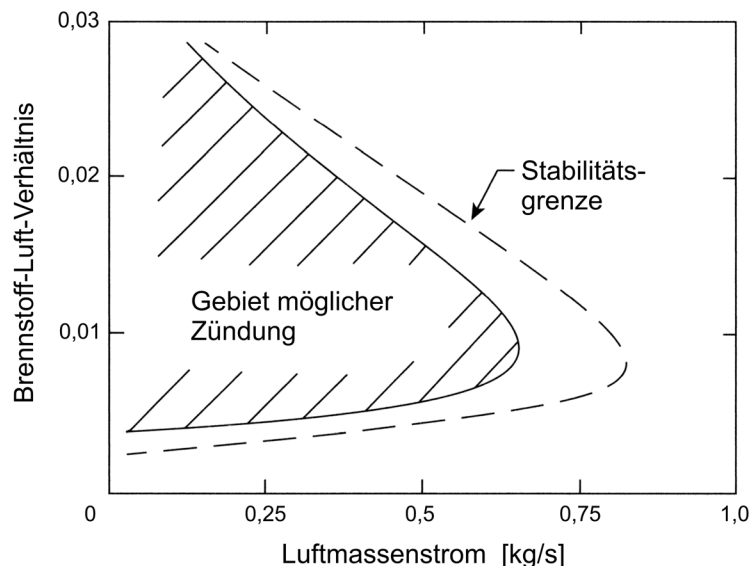


Abb. 1.7: Typischer Zündungs- und Stabilitätsbereich einer konventionellen Brennkammer für Strahltriebwerke. Übersetzte Wiedergabe aus [5], © Taylor & Francis 2010.

⁶ Diese sind die Hilfsgasturbine (*Auxiliary Power Unit*) und die Staudruckturbine (*Ram Air Turbine*).

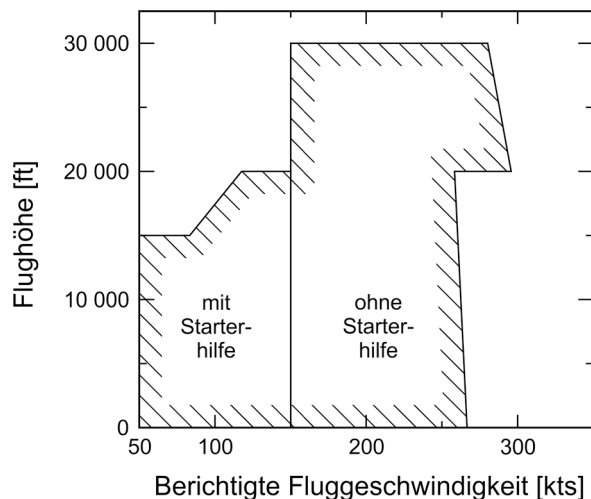


Abb. 1.8: Typische Bereichsgrenzen der Wiederzündbarkeit eines Strahltriebwerks für große Passagierflugzeuge⁷. Die Darstellung entspricht denen in Flughandbüchern und zeigt die Abhängigkeit von Flughöhe und Geschwindigkeit relativ zur durchflogenen Luft.

dere magere Gemische sind anfällig für schlechte Wiederzündfähigkeiten in großen Flughöhen. Wie schon anhand Abb. 1.7 erläutert wurde, ist bei moderaten Luftmassenströmen die Zündfähigkeit sehr fetter Gemische deutlich besser als die sehr magerer. Deshalb wird in Magerbrennkammern die Pilotstufe stöchiometrienah bis fett betrieben. Dennoch existiert bei den LDI-Brennkammern konzeptbedingt ein Problem, das die Wiederzündfähigkeit beeinträchtigen kann: Die zentrale Position der Pilotstufen bei LDI-Zerstäuberdüsen (siehe Abb. 1.3c) bringt das Problem mit sich, dass die große Distanz zur Zündkerze auf Kosten der Zündfähigkeit gehen kann. Bei den RQL- und DAC-Brennkammern besteht dieses Problem nicht, denn sie sind mit konventionell ausgelegten Zerstäuberdüsen ausgestattet. Diese verteilen das Kerosin-Luft-Gemisch über die gesamte Primärzone, bis nahe an die am Rand des Flammrohrs sitzenden Zündkerzen. Bei der Zündung können diese somit lokal eine Verbrennungsreaktion initiieren, die sich anschließend in der Primärzone ausbreitet. Während des Zündungsprozesses werden bei den LDI-Düsen lediglich die Pilotstufen mit Kerosin versorgt. Folglich sind die Zündkerzen vom Kerosin-Luft-Gemisch einige Zentimeter entfernt und müssen durch die kerosinfreie Luftströmung der Hauptstufen⁸ wirken [22]. Bislang ist dieses Problem mit konventionellen Methoden beherrschbar. Sowohl die TAPS-Brennkammern von General Electric als auch die LDI-Brennkammern von Rolls-Royce erfüllen mit herkömmlichen Zündkerzen bislang sämtliche Zuverlässigkeits- und Sicherheitsanforderungen [21,23,24]. Da mittel- bis

⁷ Bei geringen Fluggeschwindigkeiten muss der Anlassvorgang durch den Starter unterstützt werden. Dieser dreht die Hochdruckwelle und wird selbst von Druckluft von der Hilfsturbine oder einem anderen Triebwerk angetrieben. Bei höheren Fluggeschwindigkeiten ist sein Einsatz nicht erforderlich, da die Wellen durch die Anströmung ausreichend in Rotation versetzt werden.

⁸ Die Zuschaltung der Hauptstufe zur Unterstützung ist keine Option, denn nach erfolgter Zündung würde das Triebwerk schlagartig einen hohen Betriebspunkt anfahren.

langfristig mit einer Senkung der NO_x -Grenzwerte auf 20 % der CAEP/1-Grenzwerte (die Grenzwerte von CAEP/8 liegen bei ~50 % derer von CAEP/1) sowie mit Triebwerksdruckverhältnissen von ~60 zu rechnen ist [11], ist das für die Zukunft allerdings nicht gesichert. Niedrigere Grenzwerte und höhere Triebwerksdruckverhältnisse bedeuten, dass für zukünftige LDI-Brennkammern noch magerere Kerosin-Luft-Gemische bei höherer Güte der Gemischbildung angestrebt werden müssen. Unter diesen Umständen kann die Wiederezündfähigkeit der Pilotstufe in großen Flughöhen eine entscheidende Herausforderung bei der Brennkammerentwicklung werden⁹. Eine mögliche Lösung dieses Problems besteht in der Zündung mithilfe fokussierter Laserstrahlung anstelle von elektrischen Zündkerzen. Diese Methode wird im folgenden Unterkapitel und in Kap. 2.7 näher vorgestellt.

1.2.4 Laserinduzierte Zündung

Dieses Unterkapitel gibt einen Überblick der bislang erfolgten Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zur laserinduzierten Sprayzündung. Der zugrunde liegende physikalische Mechanismus wird in Kap. 2.7 erläutert. MARKER et al. [34] berichteten 1963 erstmalig von der Erzeugung laserinduzierter Durchbrüche in Luft. Über den ersten Einsatz solcher Durchbrüche als Zündfunken für ein Gasgemisch berichteten 1969 LEE et al. [35]. Seitdem wurde die wissenschaftliche Untersuchung laserinduzierter Durchbrüche in inerten Gasen und in zündfähigen Gasgemischen kontinuierlich vorangetrieben. Wichtige Erkenntnisse sind im Übersichtsaufsatz von PHUOC von 2006 [36] zusammengefasst. Die Untersuchung der laserinduzierten Zündung flüssiger Brennstoffe erhielt deutlich weniger Aufmerksamkeit. 1978 wurde die erste wissenschaftliche Studie zur laserinduzierten Zündung in einer Maschine publiziert: DALE et al. [37] betrieben einen Viertakt-Einzyliermotor bei einer Drehzahl von 1000 U/min, wobei sie das Benzin-Luft-Gemisch mit dem fokussierten Strahl eines gepulsten CO_2 -Lasers zündeten. Die Pulsenergie betrug 300 mJ und die Pulsdauer 300 ns. Der Laser konnte das Gemisch bei einem globalen Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0,53$ noch zünden, wohingegen für elektrische Zündungen mindestens $\Phi = 0,65$ erforderlich war. 1983 reichten zwei Tochterunternehmen der Toyota Motor Corporation eine Patentanmeldung [38] für ein Laserzündsystem für Kolbenmotoren ein, siehe Abb. 1.9a. Es ist allerdings zu bedenken, dass, im Gegensatz zu Strahltriebwerken, in Kolbenmotoren eine weitgehende Vorverdampfung der flüssigen Brennstoffe stattfindet [39]. Die 1998 publizierte Studie von OLDENBORG et al. [40] beschäftigte sich erstmals ausführlich mit dem Potential der laserinduzierten Zündung für Strahltriebwerke. Der Hintergrund war die Suche nach einer Möglichkeit, magere Kerosin-Luft-Gemische unter den Bedingungen großer Flughöhen zuverlässig zu zünden. Im Rahmen dieser Studie wurden mehrere Techniken zur Zündung von Kerosinsprays mithilfe von Nd:YAG und Cr:LiSAF-Lasern entwickelt und unter technisch relevanten Bedingungen getestet. Die laserinduzierte Zündung erwies sich auch hier als eine prinzipiell geeignete Me-

⁹ Es ist beispielsweise denkbar, dass die Hauptstufe für eine Verbrennung näher an der mageren Verlöschgrenze optimiert wird. Ein größerer Anteil am Gesamtluftmassenstrom muss dann durch die Hauptstufe einströmen. Das Zündsystem muss durch diesen Strom hindurchdringen, um die Pilotstufe zu zünden.

thode. Ferner wurden Konzepte entwickelt, wie entsprechende Systeme in Flugzeuge und Strahltriebwerke integriert werden könnten.

Die Studien von DALE et al. und OLDENBORG et al. belegten erstmalig das technische Potential der laserinduzierten Zündung. Insbesondere bei mageren Bedingungen ist sie zuverlässiger als die herkömmliche elektrische Zündung, da der Zündfunken weitab kühlender Wände im Brennraum positioniert werden kann. Dennoch erfolgte bislang kein Einzug in die Serienfertigung, allein schon weil keine kompakten und wartungsarmen Lasersysteme zur Verfügung standen. Seit wenigen Jahren hat das Interesse an der laserinduzierten Zündung aus zwei Gründen deutlich zugenommen. Erstens entwickelt sich die Lasertechnologie laufend weiter. Die ersten Laserzündkerzen auf Basis von diodengepumpten Nd:YAG-Lasern befinden sich in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium [41,42]. Hochleistungslichtleiter werden entwickelt, mit denen die Strahlung vom Lasersystem zum Brennraum geleitet werden kann [43]. Zweitens hat die Brennkammertechnologie bei praktisch allen Arten von Verbrennungsmaschinen einen Entwicklungsstand erreicht, der an das Zündsystem hohe Ansprüche stellt. Die Zündung mittels Lasern ermöglicht es nicht nur, den Zündfunken fern von den kühlenden Brennraumwänden zu positionieren, auch kann der Zündzeitpunkt sehr präzise eingestellt werden. Letzteres ist insbesondere für Kolbenmotoren von Bedeutung [44,45]. Das bereits genannte Problem der Zündung in LDI-Brennkammern bei sehr mageren Bedingungen kann durch Laserzündsysteme gelöst werden. Es besteht die Möglichkeit, dass elektrische Zündkerzen am Rande des Flammrohrs es nicht schaffen, die zentral positionierte Pilotstufe zu entzünden. Mit Laserzündsystemen hingegen kann die Position der Zündfunken optimiert werden. In Zusammenarbeit mit Rolls-Royce Deutschland untersuchten ANTOSHKIV et al. [46] das Potential einer diodengepumpten Laserzündkerze in einer atmosphärischen LDI-Versuchsbrennkammer. Sie stellten eine schnellere Flammenstabilisierung gegenüber herkömmlichen elektrischen Zündkerzen fest, wiesen aber auf den Verbesserungsbedarf von Zuverlässigkeit und Herstellungskosten hin, ehe eine Markteinführung denkbar erscheint.

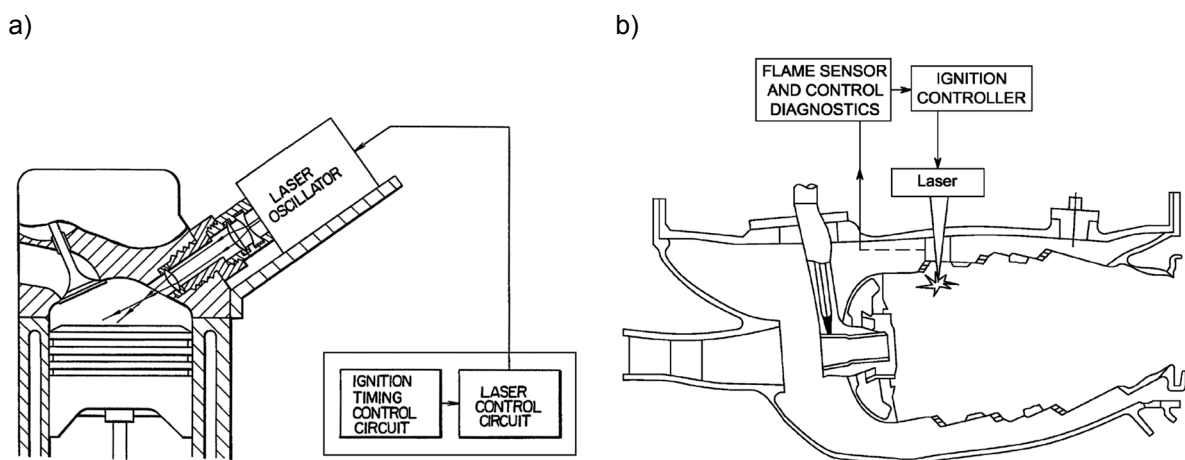


Abb. 1.9: Patentierte Laserzündungskonzepte: a) Von Nippon Soken (Toyota) für Kolbenmotoren (1983) [38], b) Von General Electric für Strahltriebwerke (2012) [48].

Systematische Variationen der Position laserinduzierter Zündfunken wurden von MÖSL et al. [47] in Kooperation mit General Electric durchgeführt. Ein Nd:YAG-Laser konnte mit einer Pulsenergie von 100 mJ bei 1064 nm selbst bei einem sehr mageren globalen Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0,23$ ein Kerosinspray zünden, wenn der Durchbruch am Rande des Spraykegels und nahe dem Düsenaustritt platziert wurde. 2012 wurden von General Electric mehrere Konzepte für Laserzündsysteme zum Patent angemeldet [48-50]. Eine Prinzipzeichnung aus diesen Patenten mit einer konventionellen Ringbrennkammer wird in Abb. 1.9b gezeigt.

1.3 Alternative Luftfahrtbrennstoffe

1.3.1 Wirtschaftliche und umweltpolitische Hintergründe

Die Versorgungssicherheit mit flüssigen Brennstoffen vor dem Hintergrund eines steigenden Verbrauchs bei begrenzter Verfügbarkeit fossilen Erdöls als Rohstoff ist für die Luftfahrt von zunehmender Bedeutung. Die Flugzeughersteller Airbus und Boeing rechnen in ihren Marktprognosen von 2013 [51,52] mit einer Verdopplung der Anzahl an Passagierflugzeugen bis zum Jahr 2032. Daher wird sich trotz effizienter werdender Triebwerke und damit sinkendem Verbrauch pro Sitzplatz und Flugstrecke der weltweite Kerosinbedarf erheblich erhöhen. Zwar wird fossiles Erdöl dank neuer Fördertechnologien (insbesondere Fracking) und der Erschließung neuer Lagerstätten (Tiefsee, Ölsande, Nordpolarmeer) noch für mehrere Jahrzehnte in großen Mengen verfügbar sein. Die Förderung ist allerdings – neben zunehmenden ökologischen Risiken – mit steigenden Kosten verbunden, die sich direkt auf den Kerosinpreis niederschlagen. Die *International Energy Agency* (IEA) präsentiert im *World Energy Outlook 2012* [53] eine Prognose der Ölpreisentwicklung für den Zeitraum von 2012 bis 2035. Sie umfasst die drei folgenden Szenarien:

- Szenario 1: Entwicklung infolge weltweitem Bevölkerungs- und Wirtschaftswachstums ohne neue gesetzliche Maßnahmen zur Verbrauchsreduzierung. Preisanstieg von 108 USD/Barrel im Jahr 2011 auf 145 USD/Barrel (inflationbereinigt) im Jahr 2035.
- Szenario 2: Moderate Maßnahmen zur Verbrauchsreduzierung, teilweise bereits angekündigt oder beschlossen. Preisanstieg auf 125 USD/Barrel im Jahr 2035.
- Szenario 3: Drastische Maßnahmen mit dem Ziel, die globale Erwärmung auf 2 °C zu begrenzen. Preisabfall auf 100 USD/Barrel im Jahr 2035.

Geht man vom wahrscheinlichsten Szenario 2 aus, ist in den kommenden Jahrzehnten mit mäßig steigenden Kerosinpreisen auf durchgehend hohem Niveau zu rechnen, während der Luftverkehr gleichzeitig eine Hochkonjunkturphase erlebt. Vor diesem Hintergrund haben die Erfahrungen zu Beginn des 21. Jahrhunderts – extreme Preisschwankungen und die politische Instabilität in wichtigen erdölfördernden Regionen – den Wunsch der Luftfahrtbranche nach einer langfristig verfügbaren Alternative zum erdölbasierten Kerosin befördert. Photovoltaikmodule, Brennstoffzellen und Kernreaktoren wurden in Experimentalflugzeugen bereits eingesetzt, stellen aus naheliegenden Gründen aber keine brauchbaren Alternativen dar. Technisch machbar hingegen erscheint der Einsatz von Flüssiggas oder Wasserstoff als

Brennstoff [5,9]. Die Realisierung brächte allerdings immense Herausforderungen mit sich. Eine neue Infrastruktur für Produktion, Transport und Lagerung müsste geschaffen werden. Eine andere Bauweise von Flugzeugen und Triebwerken wäre erforderlich, was eine komplette Neuentwicklung bedeutete. Somit wird es für die kommerzielle Luftfahrt in absehbarer Zukunft keine Alternative zu kerosinartigen Brennstoffen geben. Daher wird mit dem Luftverkehr auch dessen CO₂-Gesamtemission in den nächsten Jahrzehnten erheblich anwachsen. Diese lag 2005 bei 733 Megatonnen pro Jahr (das entspricht ~2,5 % der anthropogenen CO₂-Emission), und eine Studie von LEE et al. von 2009 [54] sagt einen Anstieg bis 2050 auf 1800 bis 2700 Megatonnen pro Jahr voraus. Politische Maßnahmen wurden geschaffen, um diesen Trend abzumildern. So entschied 2007 die Europäische Union, den Luftverkehr ab 2012 in den EU-Emissionshandel einzubinden. Wenn die Fluggesellschaften Brennstoffe aus fossilen Ressourcen einsetzen, müssen sie Emissionszertifikate erwerben. Bislang werden diese größtenteils kostenlos verteilt, sollen aber ab 2027 ausschließlich versteigert werden. Infolgedessen werden 2030 allein die Emissionszertifikate 3,6 % der Betriebskosten der Fluggesellschaften ausmachen, sofern keine Brennstoffe mit neutraler CO₂-Bilanz eingesetzt werden [55]. 2013 entschied die ICAO, bis 2020 ein internationales System wirtschaftlicher Anreize zur Begrenzung der CO₂-Emissionen zu schaffen (Handel mit Emissionszertifikaten oder Gutschrift von Kompensationsleistungen). Dadurch soll ab 2020 das weitere Wachstum des Luftverkehrs ohne Zunahme der jährlichen CO₂-Gesamtemission erfolgen. Einen entscheidenden Beitrag dazu soll der intensive Einsatz alternativer Brennstoffe aus Biomasse leisten. Diese werden als CO₂-neutral angesehen, für ihre Verwendung müssen daher keine Emissionszertifikate gekauft oder Kompensationsleistungen erbracht werden. Dahinter steckt der Gedanke, dass bei der Verbrennung ungefähr so viel Kohlendioxid entsteht, wie von den für die Herstellung benötigten Pflanzen während ihres Lebens verbraucht wird¹⁰. Die 2013 publizierten Klimasimulationen von LEE et al. [56] legen jedoch nahe, dass damit die klimaschädliche Wirkung des luftfahrtbedingten Kohlendioxids nicht neutralisiert wird, da es sich in der Atmosphäre deutlich schneller ansammelt als es abgebaut wird. Allerdings gibt es bislang nur Schätzungen darüber, wie schnell der Abbau erfolgt. Die 2013 veröffentlichte Studie von JOOS et al. [57] kam mithilfe von Simulationen an verschiedenen Klimamodellen zu dem Ergebnis, dass von einer Mengeneinheit emittierten Kohlendioxids nach eintausend Jahren noch 25 ± 9 % in der Atmosphäre vorhanden sind. Da stetig weiteres Kohlendioxid hinzukommt, wird die Veränderung der Atmosphäre trotz CO₂-neutraler Brennstoffe und Kompensationsleistungen kontinuierlich zunehmen. Einen Beitrag zum Aufhalten dieses Prozesses kann die kommerzielle Luftfahrt nur leisten, wenn ihre tatsächliche CO₂-Gesamtemission nach 2020

¹⁰ BLAKEY et al. [58] argumentieren, dass diese Annahme zu einfach und zu optimistisch ist. Für eine korrekte Bilanz müssen die CO₂-Emissionen durch die Bereitstellung der Anbauflächen und den Herstellungsprozess miteinbezogen werden. Würden beispielsweise die benötigten Anbauflächen durch Waldrodungen gewonnen, wäre die wahre CO₂-Bilanz sogar schlechter als die von fossilen Brennstoffen. Insofern können alternative Brennstoffe wie *Farnesan*, ein seit 2014 als Drop-In-Brennstoff (siehe Kap. 1.3.2) zugelassenes iso-Alkan (2,6,10-Trimethyldodekan), das mithilfe von Mikroben bislang aus brasilianischem Zuckerrohr hergestellt wird [59], zur Entlastung des Weltklimas nur dann beitragen, wenn diese Technologie vernünftig und verantwortungsbewusst eingesetzt wird.

nicht konstant bleibt, sondern wieder sinkt. Es ist somit notwendig, einerseits Flugzeuge und ihre Antriebe konsequent in Richtung Verbrauchsoptimierung weiterzuentwickeln und andererseits den Konflikt zwischen dem zunehmenden Reisebedürfnis der wachsenden Menschheit und der klimatischen Nachhaltigkeit zu lösen.

1.3.2 Anforderungen und Umsetzung

Zusammenfassend gibt es für die Luftfahrtbranche gute Gründe, die Entwicklung von Alternativen zum Kerosin aus fossilem Erdöl zu fördern. Ganz allgemein reduziert ein Markt mit Brennstoffen aus verschiedenen Quellen das Risiko unvorhergesehener Preisschwankungen. Weiterhin bewegen politisch initiierte wirtschaftliche Anreize die Fluggesellschaften dazu, in Zukunft Brennstoffe mit neutraler oder zumindest verbesserter CO₂-Bilanz einzusetzen. Insofern ist es plausibel, dass die *International Air Transport Association* (IATA) 2009 die Absicht verkündete, bis 2050 die CO₂-Gesamtemission der kommerziellen Luftfahrt auf 50 % des Niveaus von 2005 senken zu wollen, was insbesondere durch den massiven Einsatz alternativer, als CO₂-neutral angesehener Brennstoffe erreicht werden soll [60]. Dieses Ziel wird von der Europäischen Kommission mit der Leitstrategie *Flightpath 2050* [17] für die europäische Luftfahrtindustrie unterstützt. Da keine Modifikationen an Flugzeugen, Triebwerken und Flughafeninfrastrukturen erfolgen sollen, müssen die alternativen Brennstoffe spezielle Anforderungen erfüllen. Insbesondere müssen die Dichte zwischen 775 und 840 kg/m³ und der (untere) Heizwert über 42,8 MJ/kg liegen, anderenfalls wären deutliche Einbußen bei Reichweite und Nutzlast der Flugzeuge die Folge [58]. Diverse weitere Anforderungen mit Einfluss auf die Zerstäubung, Zündung und Verbrennung sowie die technische Kompatibilität sind zu erfüllen. Vor allem muss der Aromatengehalt mindestens 8 Vol.-% betragen, da anderenfalls Dichtungen spröde werden und Leckagen auftreten können. Als Ausgangsstoffe für alternative Brennstoffe dienen bislang Erdgas, Kohle und verschiedene Formen von Biomasse. Die Produktion aus Erdgas und Kohle erfolgt über ein komplexes Verfahren, bei dem zunächst ein Synthesegas, ein Gasmisch aus Wasserstoff und Kohlenmonoxid, hergestellt wird. Im nachfolgenden Fischer-Tropsch-Prozess entstehen langkettige Alkane, aus denen in weiteren Raffinationsprozessen (Cracken und Fraktionieren) Brennstoffe mit den gewünschten Eigenschaften hergestellt werden [58]. Die so erzeugten Brennstoffe werden als *coal-to-liquid* (CtL) und *gas-to-liquid*-Brennstoffe (GtL) bezeichnet. Sie stellen eine Brückentechnologie dar, bis eine Produktionsinfrastruktur geschaffen ist, mit welcher der Brennstoffbedarf der Luftfahrt vollständig mittels Biomasse gestillt werden kann. Für die Produktion von Brennstoffen aus Biomasse existieren verschiedene Verfahren, je nach den Eigenschaften des Ausgangsstoffs. Wie bei Kohle und Erdgas kann über die Schritte Synthesegaserzeugung, Fischer-Tropsch-Prozess und anschließende Raffination ein *biomass-to-liquid*-Brennstoff (BtL) erzeugt werden. Andere Verfahren verwenden Pflanzenöle oder wandeln Ester und Fettsäuren in Öle um und verarbeiten diese in Raffinationsprozessen zu Brennstoffen weiter (*hydrogenerated renewable jet* – HRJ, *hydroprocessed esters and fatty acids* – HEFA). Übersichten über verschiedene, teils noch in der Entwicklung befindliche Verfahren, werden in den Aufsätzen von BRAUN-UNKHOFF et al. [61,62] und im jährlich erscheinenden *IATA Report on Alternative Fuels* [63] gegeben. Die Verfahren zur Herstellung alternativer Brennstoffe sind hier stark

vereinfacht dargestellt. Im Detail sind sie wesentlich komplexer und unterscheiden sich zwischen verschiedenen Herstellern oft deutlich. Die meisten Hersteller produzieren Brennstoffe, die keine Aromaten enthalten und daher als *synthetische paraffinische Kerosine* (SPK) bezeichnet werden, beispielsweise GtL-SPK von Shell, siehe Kap. 3.4.2. Da allerdings ein Aromatengehalt von 8 Vol.-% gefordert ist, dürfen SPK nur als *Drop-in*-Brennstoffe verwendet werden. Das bedeutet, sie dürfen nur als Beimischung von maximal 50 Vol.-% zu erdölbasiertem Kerosin hinzugegeben werden. Die Aromaten stammen dann sämtlich aus dem Kerosin. Seit 2009 werden die Anforderungen an Drop-in-Brennstoffe durch die Spezifikation ASTM D7566 vorgegeben. Sie ist enger gefasst als die Spezifikationen für erdölbasierte Kerosine, ASTM D1655 (US-amerikanische Spezifikation für Jet A und Jet A-1) und DEF STAN 91-91 [64] (britische Spezifikation für Jet A-1), und gewährleistet, dass die Gemische in jeder Hinsicht dieselben Anforderungen erfüllen. Die Zulassung von CtL-, GtL- und BtL-SPK als Drop-in-Brennstoffe erfolgte 2009 mit der Einführung von ASTM D7566, die Zulassung von HEFA-SPK erfolgte 2011 [63]. Eine Ausnahme stellt ein als *fully synthetic jet fuel* (FSJF) bezeichneter und 2008 nach DEF STAN 91-91 als Jet A-1 zugelassener CtL-Brennstoff von SASOL dar [65]. Im von SASOL entwickelten Verfahren wird ein CtL-SPK mit aus Steinkohleteer synthetisierten Aromaten angereichert, wodurch das Endprodukt die Spezifikation genau wie ein erdölbasiertes Kerosin erfüllt. Allerdings ist sein Aromatengehalt mit 10,9 Vol.-% deutlich niedriger¹¹, ein Merkmal, welches es sich mit den Kerosin-SPK-Gemischen teilt. Da Aromaten wesentlich zur Bildung von Rußvorläuferpartikeln beitragen [66], bringt dieses Merkmal einige nennenswerte Vorteile: Eine geringere Rußbildung bedeutet nicht nur eine niedrigere Umweltbelastung, auch das Rußleuchten in den Brennkammern ist deutlich schwächer. Daher geht bei der Verbrennung von SPK weniger Energie durch Wärmestrahlung verloren, und die Brennkammerwände werden thermisch entlastet.

1.4 Motivation und Ziele dieser Arbeit

1.4.1 Herausforderungen der Brennkammerentwicklung

Die Entwicklung von Brennkammern für Fluggasturbinen ist sehr aufwendig und erfordert umfangreiche Versuchsreihen in speziellen Prüfständen. Noch vor wenigen Jahrzehnten konnten diese gigantische Ausmaße erreichen. Beispielsweise wurden während der Entwicklung der Brennkammer für das Pratt & Whitney JT8D (Boeing 727, erste Generation der Boeing 737, McDonnell Douglas DC-9 und MD-80, Saab 37) Anfang der sechziger Jahre insgesamt 465 Modifikationen und 140 Tests unter realen Bedingungen durchgeführt [67]. Damals gab es für die Vorauslegung nur empirische Modelle und einfache numerische Verfahren. Seitdem haben sich die Möglichkeiten, insbesondere die der numerischen Simulation, deutlich weiterentwickelt. Trotzdem ist die Brennkammerentwicklung nach wie vor iterativ und bedarf eines

¹¹ Der Aromatengehalt von erdölbasiertem Kerosin kann zwischen verschiedenen Chargen deutlich variieren. Er liegt typischerweise zwischen 15 und 22 Vol.-%. Ergebnis aus einer Untersuchung von zweitausend zwischen 2010 und 2011 an deutsche Flughäfen gelieferten Chargen von Jet A-1 [68].

nicht unerheblichen Versuchsaufwandes [7,22,23]. Iterativ bedeutet hier, von einer Komponente der Brennkammer werden verschiedene Varianten parallel entworfen und ausführlich getestet. Die Variante, welche die gestellten Anforderungen am besten erfüllt, wird anschließend weiterentwickelt und weiteren Tests unterzogen. Der Triebwerkshersteller geht dabei ein hohes finanzielles Risiko ein. Sollten sich in einem späten Iterationsschritt schwerwiegende Probleme zeigen, sind teure Wiederholungen der vorangegangenen Schritte oder gar die Aufgabe des Projekts in einem fortgeschrittenen Stadium die Folge. Die wachsenden Möglichkeiten numerischer Verbrennungssimulationen können einen Beitrag dazu leisten, den Aufwand und das Risiko bei der Brennkammerentwicklung zu verringern. Je zuverlässiger Simulationen die Eigenschaften einer Brennkammer schon in einer frühen Entwicklungsphase vorhersagen, desto unwahrscheinlicher werden unangenehme Überraschungen während des Testprogramms.

1.4.2 Numerische Simulation des Zündungsprozesses

Die vorliegende Dissertation entstand vor dem Hintergrund der LDI-Brennkammerentwicklung bei Rolls-Royce. Wie in Kap. 1.2.3 ausführlich erläutert wurde, besteht bei LDI-Brennkammern mit zentral angeordneter Pilotstufe das Risiko einer, verglichen mit konventionellen und RQL-Brennkammern, eingeschränkten Wiederezündfähigkeit in großen Flughöhen. Die bei Rolls-Royce entwickelten LDI-Brennkammern erfüllen mit herkömmlichen Zündkerzen bislang sämtliche Zuverlässigkeits- und Sicherheitsanforderungen [23,24]. Allerdings werden steigende Triebwerksdruckverhältnisse noch magerere Äquivalenzverhältnisse erfordern, um die thermische Bildung von Stickoxiden zu vermeiden. Damit besteht auch in Zukunft die Möglichkeit einer eingeschränkten Wiederezündfähigkeit von LDI-Brennkammern. Am DLR-Institut für Verbrennungstechnik wurden von LE CLERCQ und BOYDE [69,70] seit 2008 in Zusammenarbeit mit Rolls-Royce im Rahmen dreier öffentlich geförderter Forschungsprojekte, TIMECOP-AE (im Rahmen des 6th Framework Programme der Europäischen Kommission), GerMaTec und EffMaTec (beide im Rahmen des Luftfahrtforschungsprogramms *LuFo IV* des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie), numerische Methoden zur Simulation von induzierten Sprayzündungen entwickelt und anhand von Messdaten aus Laborexperimenten von MOSBACH und GEBEL [71-73] validiert. Dabei wurden monodisperse Tröpfchenkettensprays unterschiedlicher Brennstoffe, inklusive Kerosin Jet A-1, mit fokussierter Strahlung eines Nd:YAG-Lasers mit Frequenzverdoppler und Güteschalter entzündet und die Flammenentwicklung mit verschiedenen Verfahren verfolgt. Für die numerische Simulation wurden die DLR-Codes THETA und SPRAYSIM verwendet und ein URANS-Verfahren angewendet. Das Kerosin wurde durch ein Surrogat aus drei Komponenten dargestellt. In den Projekten zeigte sich, dass das Wachstum von Sprayflammen durch die Simulationen gut wiedergegeben werden kann. Es wurde jedoch offenbar, dass über die Entstehung von selbsterhaltenden Flammenkernen aus Zündfunken in Sprays, Phase 1 nach LEFEBVRE (siehe Kap. 1.2.2), praktisch keine wissenschaftlichen Kenntnisse existierten. Daher mussten die Zündfunken im Rahmen der Simulationen durch geschickt modellierte Startbedingungen ersetzt werden, um zumindest die Phase 2, die Flammenausbreitung, abzudecken. Es wurde angenommen, dass in einem zylindrischen Vo-

lumen von $\sim 100 \text{ mm}^2$ am Ort der Zündung eine Starttemperatur von 3000 K vorliegt. Die im Volumen enthaltenen Brennstofftröpfchen verdampfen, der Dampf wird weiter erhitzt, bis es zur Selbstzündung kommt. Eine Parametervariation zeigte, dass die berechneten Sprayflammen 20 ms nach der Zündung nur noch geringfügig durch die Modellierung von Phase 1 geprägt sind [70].

Auch in anderen numerischen Simulationen wurde die Phase 1 durch geeignete Startbedingungen ersetzt. NEOPHYTOU [74] simulierte die Zündung monodisperser n-Heptantröpfchen von 20 und 40 μm Durchmesser in Luft mit einer DNS. Der Zündfunke wurde durch eine sphärische, schrumpfende Wärmequelle mit einem Startdurchmesser von $\sim 0,5 \text{ mm}$ und einer Wärmeenergie von 0,926 mJ modelliert. Sie verdampfte die umliegenden Tröpfchen und erhitzte den Dampf weiter bis zur Selbstzündung. Die Simulationen gaben Einblicke in das Wachstum von Flammenkernen in Abhängigkeit von den Sprayeigenschaften und vom Turbulenzgrad. Eine ähnliche Modellierung benutzten BRUYAT und LINASSIER et al. [75,76]. Sie erstellten eine Zündungskarte für einen Modellspraybrenner, indem sie in RANS-Simulationen an verschiedenen Positionen als Startbedingung eine Kugel mit 5,1 mm Durchmesser und einer Gastemperatur von 3500 K platzierten. Der Brennstoff war ein einfaches Kerosinsurrogat. Die Autoren betonen, dass die Simulationen nur Auskunft darüber geben, in welchen Bereichen des Modellbrenners Zündung grundsätzlich möglich ist. SCHROLL [77] simulierte die Zündung einer n-Heptanflamme durch die Kopplung der CMC-Methode mit einer RANS-Simulation des Strömungsfeldes. Zur Repräsentation des Zündfunkens enthielten einige Gitterzellen Verbrennungsprodukte bei der realen Flammentemperatur. Experimentelle Validierungsdaten der Phase 2 von MARCHIONE et al. [78] wurden damit erfolgreich numerisch reproduziert. BOILEAU et al. [32] simulierten die Zündung einer Hubschrauberringbrennkammer mit achtzehn Sektoren und zwei Zündkerzen in einer LES. Als Kerosinersatz diente Dicyclopentadien. Der Tröpfchendurchmesser des monodispersen Sprays betrug 25 μm . Das globale Äquivalenzverhältnis lag bei $\Phi = 1,5$. Die Zündfunken wurden durch heiße Gasstrahlen an den Positionen der Zündkerzen modelliert. Das Gas bestand aus den Verbrennungsprodukten einer stöchiometrischen Mischung bei der adiabaten Flammentemperatur. Das Ziel der Simulation war es, einen Einblick in die Phasen 2 und 3 der Zündung in einer Ringbrennkammer zu erhalten.

Mit den in der zitierten Literatur verwendeten Vorgehensweisen ist eine Simulation der Phase 2 der Sprayzündung grundsätzlich möglich und gibt in Einzelfällen experimentelle Validierungsdaten gut wieder [70,77]. Die für die LDI-Brennkammerentwicklung wichtige Simulation der Entstehung von selbsterhaltenden Flammenkernen aus Zündfunken, insbesondere unter den Bedingungen großer Flughöhen, lässt sich jedoch ohne Berücksichtigung der in Phase 1 tatsächlich ablaufenden Prozesse nicht durchführen.

1.4.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Eine zuverlässige Vorhersage der lokalen Zündfähigkeit in einer Brennkammer bedarf eines genauen Verständnisses davon, wie aus dem Zündfunken ein Flammenkern entsteht. Die induzierte Zündung von vorgemischten Gasen, sowohl elektrisch als auch mit Lasern, wurde

in zahlreichen Studien untersucht [79-83]. Eine umfangreiche Darstellung der Untersuchungen zur Zündung von nichtvorgemischten Gasen gibt der Übersichtsaufsatz von MASTORAKOS [84]. Der Ablauf von Phase 1 der Zündung in Gasen ist damit weitgehend verstanden und lässt sich durch Modelle beschreiben. Eine umfangreiche Darstellung experimenteller und theoretischer Untersuchungen zur Zündung von Brennstoffsprays gibt der Übersichtsaufsatz von AGGARWAL von 1998 [85]. Er offenbart, dass die große Mehrheit der experimentellen Untersuchungen sich bis dahin darauf beschränkte, die minimale Zündenergie in Abhängigkeit vom Sauterdurchmesser des Sprays, den Verdampfungseigenschaften des Brennstoffs, dem globalen Äquivalenzverhältnis, den Strömungsfeldern und dem Druck im Brennraum zu bestimmen. Neuere Untersuchungen setzten diese Herangehensweise fort und führten Parametervariationen, beispielsweise zur Messung der minimalen Zündenergie durch [86] oder charakterisierten Phase 2 des Zündungsvorgangs in akademischen [78] und industriellen Versuchsständen [33,87]. Genaue Kenntnisse über die Prozesse der Flammenkernbildung bei der induzierten Sprayzündung existierten zu Beginn dieser Dissertation noch nicht. Daher wurden in die Projekte GeMaTec und EffMaTec experimentelle Untersuchungen miteinbezogen und nach Beendigung der Projekte fortgeführt, welche diese Prozesse aufdecken sollten.

Erste Vorarbeiten zu dieser Dissertation fanden 2008 statt, die letzten Experimente und Auswertungen wurden 2014 durchgeführt. Während dieses Zeitraums gewann die Thematik der alternativen Luftfahrtbrennstoffe deutlich an Bedeutung, siehe Kap. 1.3. Während 2008 nur Demonstrationsflüge der Industrie und vereinzelter Fluggesellschaften stattfanden [58], setzten 2012 einige Fluggesellschaften alternative Brennstoffe bereits im Liniendienst ein [62]. Der im Rahmen dieser Dissertation verwendete Standardbrennstoff war ein Kerosin der Spezifikation Jet A-1. Bei einigen Experimenten wurden andere Brennstoffe, insbesondere Ethanol, eingesetzt, um Brennstoffabhängigkeiten der Ergebnisse zu identifizieren. Aufgrund der aktuellen Relevanz der alternativen Brennstoffe wurde zusätzlich ein am DLR verfügbares SPK, ein Fischer-Tropsch-GtL von Shell, ins Versuchsprogramm mitaufgenommen. Mit den Messungen wurde die Übertragbarkeit der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zur Zündung von Jet A-1 auf GtL-SPK überprüft.

In den meisten Experimenten diente ein Nd:YAG-Laser mit Frequenzverdoppler und Güteschalter als Zündsystem. Die Gründe dafür waren die Vorteile gegenüber elektrischen Zündkerzen in Laborversuchsständen, siehe Kap. 3.3. Um die Übertragbarkeit der in diesen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse auf die elektrische Zündung zu überprüfen, wurden Vergleichsuntersuchungen mit zwei elektrischen Zündsystemen durchgeführt. Seit wenigen Jahren ist ein verstärktes Interesse von Forschung und Industrie an Laserzündsystemen zu verzeichnen. Wie in Kap. 1.2.4 erläutert wurde, bieten sie verschiedene Vorteile, sowohl für Kolbenmotoren als auch für Strahltriebwerke. Erste Laserzündkerzen sind in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium, verschiedene Konzepte für die Integration in Strahltriebwerke wurden 2012 zum Patent angemeldet. Ferner findet seit 2013 die alljährliche *Laser Ignition Conference* als wissenschaftliches Austauschforum statt. Insofern ist es mit Blick auf den technologischen Entwicklungstrend ein willkommener Nebeneffekt, dass in dieser Arbeit der laserinduzierten Zündung ein hoher Stellenwert zukommt.

Zusammenfassend ist die Schaffung eines fundamentalen Verständnisses der Flammenkernbildung durch induzierte Zündungen in Sprayflammen das zentrale Thema der vorliegenden Dissertation. Für die numerische Simulation der Zündung in LDI-Brennkammern ist es von großer Bedeutung. Ergänzend kommt die Beschäftigung mit den aktuell relevanten Forschungsthemen *Alternative Brennstoffe* und *Laserinduzierte Zündung* hinzu. Dazu wurden zahlreiche Untersuchungen gemacht, um die grundlegenden Prozesse zu erkennen. Der rote Faden durch diese Untersuchungen wird im folgenden Unterkapitel dargelegt.

1.4.4 Überblick der wissenschaftlichen Untersuchungen

In Kap. 4 – *Charakterisierung der Randbedingungen* – werden verschiedene experimentelle Untersuchungen vorgestellt, die wichtige Zusatzinformationen lieferten. Sie halfen bei der Interpretation der Ergebnisse in Kap. 5 bis Kap. 7 und können als Randbedingungen für Modellierungen und Simulationen dienen. Optische und spektroskopische Untersuchung der als Zündfunken dienenden laserinduzierten und elektrischen Durchbrüche in Luft erfassten ihre transiente räumliche Ausdehnung und die Zeitskalen der Plasmarekombination. Die gasdynamischen Vorgänge um die Durchbrüche herum wurden mit der Schlierenmethode untersucht. Ein besonderes Augenmerk lag auf den von den Durchbrüchen ausgehenden Stoßwellen in Form sphärischer Detonationswellen. Die Entwicklung und Anwendung einer Methode zur Bestimmung ihrer Energie unter Verwendung von in der Literatur verfügbaren Modellen wird vorgestellt. Zur Festlegung von geeigneten Durchbruchpositionen und Luft- und Brennstoffmassenströmen in den Zündungsexperimenten wurde die Erfolgswahrscheinlichkeit laserinduzierter Tröpfchenkettens- und Sprayzündungen in Abhängigkeit ebendieser Parameter ermittelt. Töpfchengeschwindigkeiten, Luft- und Sprayströmungsfelder wurden ohne Zündungen unter stationären Bedingungen mit dem PIV-Verfahren gemessen.

Kap. 5 – *Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung* – stellt die experimentellen Untersuchungen vor, auf denen das Hauptaugenmerk der vorliegenden Dissertation lag. In ihrer Summe geben sie ein umfassendes Bild der komplexen Vorgänge während der Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung, der Flammenkernbildung, ab. Mithilfe optischer und spektroskopischer Untersuchungen wurde der Übergang von einem Durchbruchplasma zu einem Flammenkern untersucht. In den optischen Untersuchungen wurde dieser Vorgang anhand des transienten Erscheinungsbilds der Zündfunken deutlich, während mit den spektroskopischen Untersuchungen das Entstehen und Vergehen charakteristischer Spezies im Inneren der Zündfunken nachgewiesen wurde. Darüber hinaus ermöglichten sie die Approximation eines mittleren zeitlichen Temperaturverlaufes während der Flammenkernbildung. Mithilfe von Schlieren- und Schattenaufnahmen sowie dem Einsatz eines Fernfeldmikroskops wurden die Effekte der von den laserinduzierten Durchbrüchen induzierten gasdynamischen Vorgänge auf die umgebenden Brennstofftröpfchen visualisiert und damit einer physikalischen Interpretation zugänglich gemacht.

Kap. 6 – *Phase 1 der elektrischen Sprayzündung* – stellt zu Kap. 5 äquivalente Untersuchungen für elektrische Zündungen vor. Allerdings sind diese weniger umfangreich, da die technischen Möglichkeiten der verfügbaren elektrischen Zündsysteme einige Einschränkungen

gen mit sich brachten. Insbesondere war eine Synchronisation der Messgeräte mit den elektrischen Zündsystemen nicht mit derselben Präzision wie bei der laserinduzierten Zündung möglich. Allerdings wurden einige physikalische Gemeinsamkeiten zwischen laserinduzierten und elektrischen Zündungen nachgewiesen, sodass Erkenntnisse von grundsätzlicher Natur direkt übertragen werden können.

Die in Kap. 7 – *Phase 2 der laserinduzierten Sprayzündung* – vorgestellte Untersuchung ist als eine Ergänzung zu den Inhalten der Kapitel 5 und 6 zu sehen. Während sich diese ausschließlich mit Phase 1 der Sprayzündung befassen, bietet dieses Kapitel einen kurzen Einblick in die sich anschließende Phase 2, die Ausbreitung und Stabilisierung einer Sprayflamme. Durch die Verwendung der Brennstoffe Kerosin Jet A-1 und GtL-SPK wird ein beispielhafter Vergleich zwischen einem herkömmlichen und einem alternativen Luftfahrtbrennstoff gegeben.

Kap. 8 – *Genauigkeitsanalysen* – stellt schließlich Analysen und experimentelle Untersuchungen vor, welche die Genauigkeit aufzeigen, mit der die Randbedingungen eingehalten und physikalische Eigenschaften, wie Größen, Zeitskalen, Geschwindigkeiten und Temperaturen erfasst wurden.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die technischen und physikalischen Grundlagen, die für das Verständnis bedeutender Komponenten der Versuchsaufbauten und der in den Experimenten beobachteten Vorgänge benötigt werden.

2.1 Aerodynamischer Tröpfchenzerfall

Soweit nicht anders angegeben, dient der Buchbeitrag von GULDENBRECHER et al. [88] als Referenz für dieses Unterkapitel. Besteht zwischen einem Tröpfchen und einer es umgebenden Gasphase eine Relativgeschwindigkeit ausreichender Größenordnung, so führen die auf das Tröpfchen einwirkenden aerodynamischen Kräfte zu dessen Verformung mit anschließendem Zerfall in mehrere Sekundärtröpfchen. In der Literatur werden verschiedene Formen des Tröpfchenzerfalls, *Zerfallsmoden* genannt, beschrieben. Diesen Moden liegen unterschiedliche strömungsmechanische Mechanismen zugrunde. Infolgedessen erfolgt die Tröpfchenverformung unterschiedlich, mit entsprechenden Konsequenzen für die Anzahl und Größe der resultierenden Sekundärtröpfchen. Umfangreiche Darstellungen der bislang bekannten Zerfallsmoden geben die Übersichtsaufsätze von PILCH und ERDMAN [89], GELFAND [90] und GULDENBRECHER et al. [91]. In Newton'schen Fluiden hängen sie hauptsächlich vom Verhältnis der angreifenden aerodynamischen Kraft zur stabilisierenden Kohäsion, die maßgebend für die Oberflächenspannung ist, ab. Dieses Verhältnis ist durch eine dimensionslose Kennzahl, die *Weber-Zahl*, charakterisiert:

$$We = \frac{\rho_G u^2 D_T}{\sigma_F} . \quad (2.1)$$

Hierin sind ρ_G die Dichte des Gases, σ_F die Oberflächenspannung der Flüssigkeit, D_T der Tröpfchendurchmesser und u die Relativgeschwindigkeit zwischen Tröpfchen und Gas. Durch die Viskosität der Tröpfchen während der Verformung wird ein Teil der über die Strömung zugeführten Energie dissipiert, wodurch weiterer Verformung und dem Zerfall entgegengewirkt wird. Das Verhältnis der viskosen Kräfte zur Kohäsion ist durch die *Ohnesorge-Zahl* charakterisiert:

$$Oh = \frac{\eta_F}{(\rho_F D_T \sigma_F)^{0,5}} . \quad (2.2)$$

Hierin sind ρ_F und η_F die Dichte und die dynamische Viskosität der Flüssigkeit. In umfangreichen Untersuchungen zeigten HSIANG und FAETH [92], dass die Ohnesorge-Zahl erst ab $Oh > 0,1$ (in Ausnahmen $Oh > 0,01$) von Bedeutung ist. Anderenfalls ist der Zerfallsmodus allein durch die Weber-Zahl bestimmt. Vier Zerfallsmoden sind in dieser Dissertation von Bedeutung: *Schwingungszerfall*, *Taschenzerfall*, *Filmablösungszerfall* und *katastrophaler*

*Zerfall*¹². Eine Illustration dieser Moden ist in Abb. 2.1 gegeben. Die angegebenen Weber-Zahlen entstammen dem Aufsatz von GULDENBRECHER et al. von 2009 [91] und geben somit einen recht aktuellen Wissensstand wieder. In Klammern sind die leicht abweichenden Zahlen aus dem häufig zitierten Aufsatz von PILCH und ERDMAN von 1987 [89] angegeben. Bis heute werden in der Literatur keine einheitlichen Weber-Zahlen für die verschiedenen Zerfallsmoden angegeben. So nennen beispielsweise die meisten Autoren $We > 350$ als Grenze des katastrophalen Zerfalls, während CHRYSIAKIS et al. [93] $We > 800$ angeben.

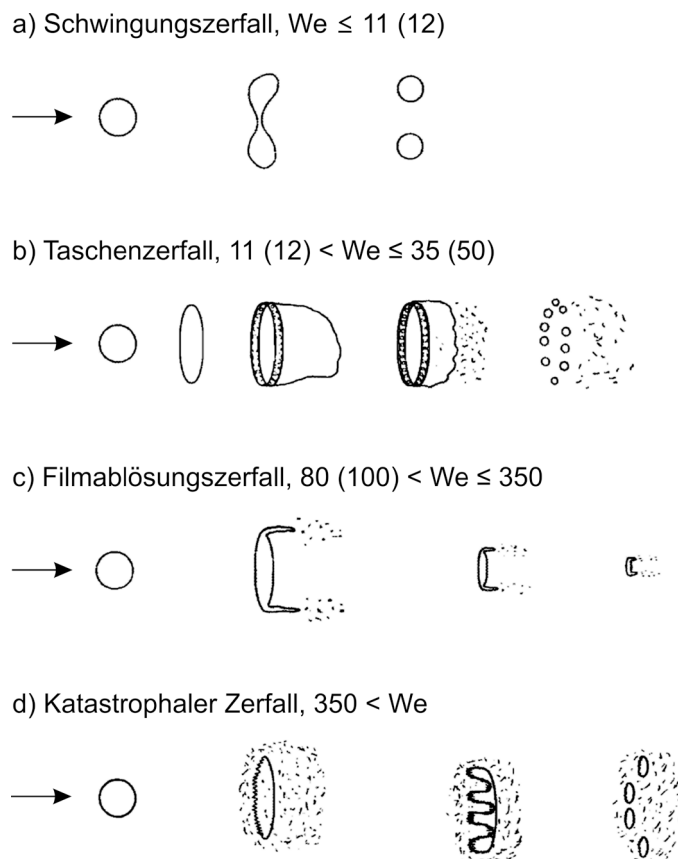


Abb. 2.1: Einige Zerfallsmoden von Tröpfchen bei einer Anströmung von links, in Abhängigkeit von der Weber-Zahl bei vernachlässigbarer Ohnesorge-Zahl. Übersetzte Wiedergabe aus [89], © Elsevier 1987.

Schwingungszерfall

Der bei geringen Weber-Zahlen $We < 11$ auftretende Schwingungszерfall wird durch eine Deformation des Tröpfchens in eine Scheibe eingeleitet, siehe Abb. 2.1a. Die Oberflächenspannung wirkt der Deformation entgegen und strebt eine Rückkehr in die sphärische Form an. Bei sehr kleinen Weber-Zahlen ab $We = 3$ lassen diese einander entgegen gerichteten

¹² In der englischsprachigen Fachliteratur werden diese Zerfallsmoden meist als *vibrational*, *bag*, *sheet stripping* und *catastrophic breakup* bezeichnet.

Kräfte das Tröpfchen bei seiner Eigenfrequenz linear oszillieren [92,91]. Etwas größere Weber-Zahlen führen zu einem instabilen Zustand mit über die Zeit anwachsender Schwingungsamplitude, welche in einem Auseinanderbrechen des Tröpfchens in wenige, große Sekundärtröpfchen mündet. Dieser Zerfallsmodus erfolgt auf einer deutlich längeren Zeitskala als sämtliche anderen Moden. Für genaue Untersuchungen ist die Berechnung der Tröpfcheneigenfrequenzen von Interesse. Die Kreiseigenfrequenzen eines von einem Gas umgebenen Tröpfchens sind gegeben durch

$$\omega_{0,n} = \left(\frac{(n-1)n(n+1)(n+2)\sigma_F}{(n\rho_G + (n+1)\rho_F)R_T^3} \right)^{0,5}, \quad (2.3)$$

worin $n \geq 2$ die Eigenmode bestimmt [94]. R_T ist der Tröpfchenradius. Im Fall $n=2$ liegt eine lineare Oszillation vor, wie sie auch beim Schwingungszerfall auftritt. Damit ergibt sich die zugehörige Eigenfrequenz zu

$$\nu_{0,2} = \frac{\omega_{0,2}}{2\pi} = \left(\frac{6\sigma_F}{(2\rho_G + 3\rho_F)\pi^2 R_T^3} \right)^{0,5}. \quad (2.4)$$

Taschenzerfall

Direkt an den Schwingungszerfall grenzt auf der We -Skala zwischen $11 < We \leq 35$ der Bereich des Taschenzerfalls an, siehe Abb. 2.1b. Auch dieser Zerfallsmodus beginnt mit einer Deformation des Tröpfchens in eine Scheibe. Auf der angeströmten Seite liegt der Staupunkt, während auf der Rückseite ein Totwassergebiet liegt. Die Druckdifferenz führt zu einer Einstülpung der Scheibe in Strömungsrichtung. Im weiteren Verlauf wird die eingestülpte Scheibe zu einer Tasche aufgeblasen, bis diese platzt. Der wulstige Öffnungsring der Tasche zerfällt dabei in relativ große Sekundärtröpfchen, während die dünne Taschenoberfläche in sehr feine Tröpfchen zerstäubt. CHOU und FAETH [95] bestimmten den mittleren Durchmesser der Sekundärtröpfchen aus dem Öffnungsring zu 30 % und den der Sekundärtröpfchen aus der Taschenoberfläche zu 4 % des Durchmessers des ursprünglichen Tröpfchens.

Filmablösungszerfall

Der Filmablösungszerfall tritt bei höheren Weber-Zahlen zwischen $80 < We \leq 350$ auf, siehe Abb. 2.1c. Das Tröpfchen wird durch die Anströmung zu einer Linse deformiert. Während beim Taschenzerfall die Linsenform ein Zwischenstadium auf dem Weg zur Scheibe ist, beginnt hier wegen der höheren Weber-Zahlen bereits der Zerfall. Durch die hohen aerodynamischen Kräfte strömt Flüssigkeit an den Rändern der Linse in Strömungsrichtung ab und bildet einen dünnen Film. Dieser zerfällt zunächst in Ligamente, welche anschließend in Sekundärtröpfchen zerstäuben. Dieser Prozess führt entweder zu einer völligen Zerstäubung des Tröpfchens oder endet, wenn die verbliebene Linse soweit beschleunigt wurde, dass die aerodynamischen Kräfte keinen Effekt mehr haben. Die genaue Ursache für die Entstehung der

Filmablösung wurde über lange Zeit kontrovers diskutiert, ein Überblick über verschiedene Untersuchungen und Theorien wird im Aufsatz von GULDENBRECHER et al. [91] gegeben.

Katastrophaler Zerfall

Am oberen Ende der We -Skala bei $We > 350$ liegt der katastrophale Zerfall, siehe Abb. 2.1d. An der Oberfläche des Tröpfchens entstehen instabile Schwingungen, deren anwachsende Amplituden das Tröpfchen in große Fragmente und feine Sekundärtröpfchen zerfallen lassen. WIERZBA und TAKAYAMA [96] beobachteten diesen Mechanismus mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung. Sie teilten den katastrophalen Zerfall in vier Phasen ein:

- Phase 1: An der Oberfläche des noch runden Tröpfchens beginnen die Schwingungen.
- Phase 2: Das Tröpfchen wird in eine annähernd ovale Form deformiert. Auf der Seite des Totwassergebiets ist die Oberfläche abgeflacht. Kleine Sekundärtröpfchen lösen sich in Strömungsrichtung ab.
- Phase 3: Das Tröpfchen wird weiter abgeflacht. Sekundärtröpfchen lösen sich ab.
- Phase 4: Das verbliebene, abgeflachte Tröpfchen zerbricht in große Fragmente, von denen sich weiter Sekundärtröpfchen ablösen.

Um die Ursache für die Oberflächenschwingungen zu finden, fertigte HWANG [97] Schattenaufnahmen von zerfallenden Tröpfchen an und verglich die beobachteten Oberflächenwellen mit den theoretischen Wellenlängen von Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten. Er folgerte, dass die abgeflachten Tröpfchen aufgrund von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten zerbrechen. Für die Ablösung weiterer Sekundärtröpfchen von den Fragmenten hingegen sind Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten verantwortlich.

2.2 Induzierter Plateau-Rayleigh-Zerfall

Die Erzeugung monodisperser Tröpfchenkettens durch die Schwingungsanregung von Flüssigkeitsstrahlen ist in dieser Dissertation von großer Bedeutung. Der Zerfall eines Strahls in Einzeltropfen wurde von PLATEAU [98] und RAYLEIGH [99,100] ausführlich untersucht. Ein ungestörter Flüssigkeitsstrahl zerbricht infolge kleiner Fluktuationen eigenständig in Tröpfchen zufälliger Größe. Wird er jedoch durch eine externe periodische Schwingung geeigneter Wellenlänge angeregt, entstehen beim Zerfall Tröpfchen einheitlicher Größe und mit konstantem Abstand (Monodispersität). Die Schwingung generiert Einschnürungen, die sich durch Kohäsion weiter verengen, bis einzelne Tröpfchen abgeschnürt werden. Der hier beschriebene Zerfallsprozess und die im Folgenden verwendeten geometrischen Größen werden in Abb. 2.2 veranschaulicht. Nach der Abschnürung schwingen die Tröpfchen gedämpft weiter, nehmen aber nach wenigen Oszillationen eine konstant runde Form an. Nach RAYLEIGH [99] hängt die ideale Anregungswellenlänge nach folgender Beziehung vom Strahldurchmesser D_s ab:

$$\lambda_{id} = 4,508D_s . \quad (2.5)$$

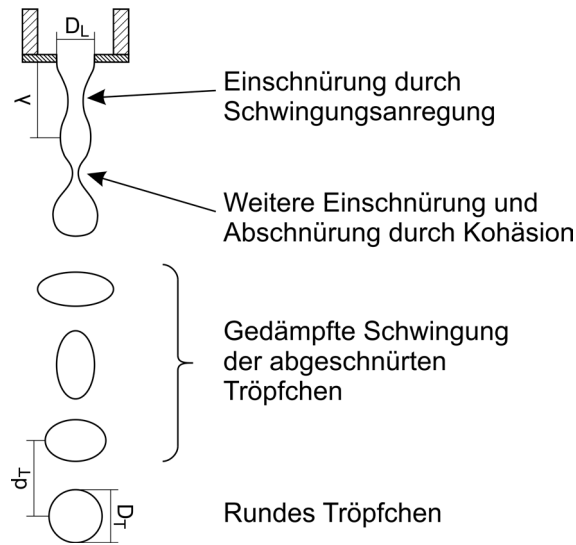


Abb. 2.2: Induzierter Plateau-Rayleigh-Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls.

Allerdings existiert ein Toleranzbereich für die Anregungswellenlänge, in dem nach wie vor ein monodisperser Zerfall erreicht wird. SCHNEIDER und HENDRICKS [101] bestimmten diesen experimentell zu:

$$3,5D_s < \lambda < 7D_s \quad (2.6)$$

In der praktischen Umsetzung kann ein Flüssigkeitsstrahl erzeugt werden, indem die Flüssigkeit durch eine Schwingblende mit dem Lochdurchmesser D_L austritt. Ist die Flüssigkeit inkompressibel, kann $D_s = D_L$ angenommen werden. Die ideale Anregungsfrequenz ist dann

$$v_{id} = \frac{u_s}{4,508D_L} \quad (2.7)$$

mit der Strahlgeschwindigkeit

$$u_s = \frac{4\dot{m}_F}{\rho_F \pi x D_L^2} \quad (2.8)$$

Gl. (2.8) kann für Blenden verwendet werden, die mehrere Löcher mit identischem Durchmesser besitzen. Hierbei steht x für die Anzahl der Löcher und \dot{m}_F für den Gesamtmassenstrom durch alle Löcher. Der Zusammenhang zwischen dem Lochdurchmesser und dem Tröpfchendurchmesser bei einer Anregung mit v_{id} ist gegeben durch [5]:

$$(4,508D_L) \left(\frac{\pi}{4} \right) D_L^2 = \left(\frac{\pi}{6} \right) D_{T,id}^3 \quad (2.9)$$

In Gl. (2.9) ist $4,508D_L = d_{T,id}$ der Mittelpunktabstand zweier aufeinanderfolgender Tröpfchen. Erfolgt die Anregung bei der realen Frequenz v_{re} , die gemäß Gl. (2.6) von v_{id} abweicht,

chen kann, lassen sich der Tröpfchendurchmesser und der Mittelpunktabstand geometrisch berechnen:

$$D_{T, \text{re}} = \left(\frac{6\dot{m}_F}{\rho_F \pi x v_{\text{re}}} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.10)$$

$$d_{T, \text{re}} = \frac{2D_{T, \text{re}}^3}{3D_L^2}. \quad (2.11)$$

2.3 Luftgestützte Sprayzerstäubung

In Verbrennungssystemen für den Einsatz flüssiger Brennstoffe kommen Spraydüsen verschiedener Bauweisen zum Einsatz. Für Gasturbinen sind dabei drei Typen von Bedeutung: Druckzerstäuber, luftgestützte Zerstäuber und Luftstrahlzerstäuber. In Strahltriebwerken wurden früher ausschließlich Druckzerstäuber eingesetzt, heute sind die Luftstrahlzerstäuber vorherrschend [1]. Während die Druckzerstäuber die kinetische Energie des Brennstoffstrahls zur Zerstäubung verwenden, nutzen die Luftstrahlzerstäuber die kinetische Energie der aus dem Verdichter einströmenden Luft. Bei der dritten Bauweise, den luftgestützten Zerstäubern, unterstützt oder induziert ein kleiner, separater Luftstrom mit hoher kinetischer Energie die Zerstäubung. Er muss durch eine eigene Zuführung in die Düse eingeleitet werden, weshalb das Konzept für Strahltriebwerke unpraktisch ist [4]. Daher beschränkt sich der Anwendungsbereich luftgestützter Zerstäuber auf Industriegasturbinen und -öfen sowie Ölheizungen. Die Möglichkeit, Zerstäubungsluft- und Brennstoffmassenströme separat zu regeln, ist für experimentelle Zwecke in Forschungslabors allerdings sehr vorteilhaft, weshalb im Rahmen dieser Dissertation eine derartige Düse ausgiebige Verwendung fand. Luftgestützte Zerstäuber¹³ gibt es in verschiedenen Ausführungen. Eine Prinzipzeichnung der in dieser Arbeit eingesetzten Ausführung ist in Abb. 2.3 zu sehen. Der Brennstoffstrahl strömt aus einer zentrisch angeordneten Blende aus. Die Zerstäubung wird erreicht, indem ein Luftstrom hoher kinetischer Energie um den Brennstoffstrahl herum verdrallt wird und unter einem Winkel von 45° kegelig auf diesen trifft. Die Zweiphasenströmung verlässt die Düse durch eine gemeinsame Blende. Diese Geometrie erzeugt ein Vollkegelspray. Der Drall der Luftströmung überträgt sich auf die entstehenden Tröpfchen, wodurch das Spray stabilisiert wird und eine gute Radialsymmetrie erhält. Aufgrund der großen Vielfalt an Düsengeometrien ist eine exakte Beschreibung der strömungsmechanischen Zerstäubungsmechanismen, wie auch in diesem Fall, nicht immer verfügbar. Wissenschaftliche Untersuchungen zur luftgestützten Zerstäubung bedienen sich zumeist einer simplen Geometrie, bei der ein Flüssigkeitsstrahl von einem coaxialen Luftstrahl umhüllt wird und mit diesem interagiert [102-104]. Der Vorteil dieser Konfiguration ist die gute optische Zugänglichkeit des Zerstäubungsgebiets. Auf Basis derartiger Unter-

¹³ Es ist anzumerken, dass die Unterscheidung zwischen luftgestützten Zerstäubern und Luftstrahlzerstäubern in der Literatur nicht einheitlich ist. Die hier verwendete Definition ist von LEFEBVRE [4] übernommen.

suchungen teilten CHIGIER und REITZ [102] die luftgestützte Strahlzerstäubung in verschiedene Moden ein, welche durch die auf den Blendendurchmesser und die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Phasen bezogene Weber-Zahl voneinander abgegrenzt werden. Obwohl bei der in Abb. 2.3 abgebildeten Düse der Luftstrahl den Flüssigkeitsstrahl nicht umhüllt, sondern mit diesem zusammentrifft, lässt sich der Zerstäubungsmechanismus in erster Näherung mithilfe dieser Moden beschreiben. Im Rahmen dieser Dissertation ist der Modus des *Ligamentzerfalls* relevant, welcher bei $100 < We < 500$ auftritt. Hierbei führen die Kombination aus Plateau-Rayleigh- und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten sowie helixförmigen Schwingungen des Flüssigkeitsstrahls zu oszillierenden Ablösungen von Flüssigkeitsligamenten. Durch Plateau-Rayleigh-Instabilitäten zerfallen diese weiter zu Tröpfchen, aus welchen wiederum durch aerodynamischen Zerfall kleinere Sekundärtröpfchen entstehen, siehe Kap. 2.1. Infolge der oszillierenden Ablösung der Ligamente weist das resultierende Spray insgesamt eine Pulsation der Tröpfchendichte auf. Mit steigender Weber-Zahl nimmt die Zerfallslänge des Strahls ab und die Amplitude der Pulsation zu. Bei einer derartigen, auf induzierten Instabilitäten basierenden Zerstäubung ist nicht nur die Tröpfchendichte Unregelmäßigkeiten unterworfen, auch die Tröpfchendurchmesser verteilen sich über die Größenordnungen von 1 bis $100\ \mu\text{m}$. Eine typische Verteilung über einen vollständigen Spraykegel ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die Verteilungen können durch mathematische Funktionen beschrieben werden, beispielsweise die *Rosin-Rammler-Verteilungsfunktion* [5]. In der Literatur findet sich eine Vielzahl an empirischen Gleichungen, mit deren Hilfe sich repräsentative Tröpfchendurchmesser (Sauterdurchmesser, Median, Mittelwert, etc.) des gesamten Sprays für verschiedene Bauweisen und Anwendungsfälle bestimmen lassen. Eine Übersicht wurde von LEFEBVRE [4] aufgestellt und

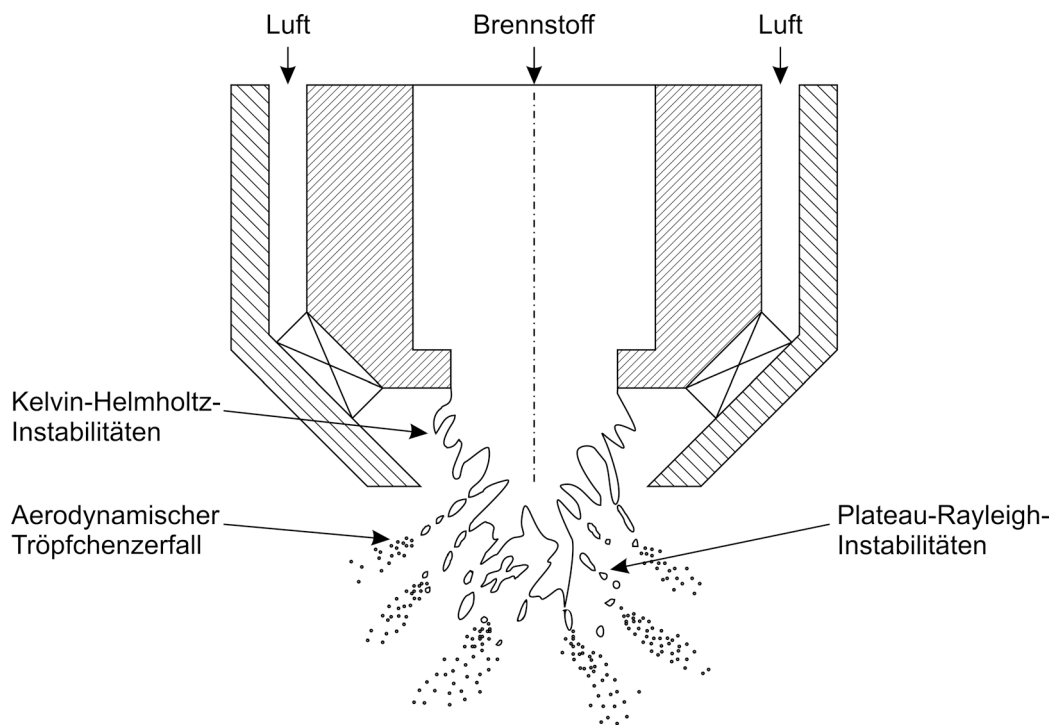


Abb. 2.3: Ligamentzerfall an einer luftgestützten Zerstäuberdüse mit verdrahter Luftströmung.

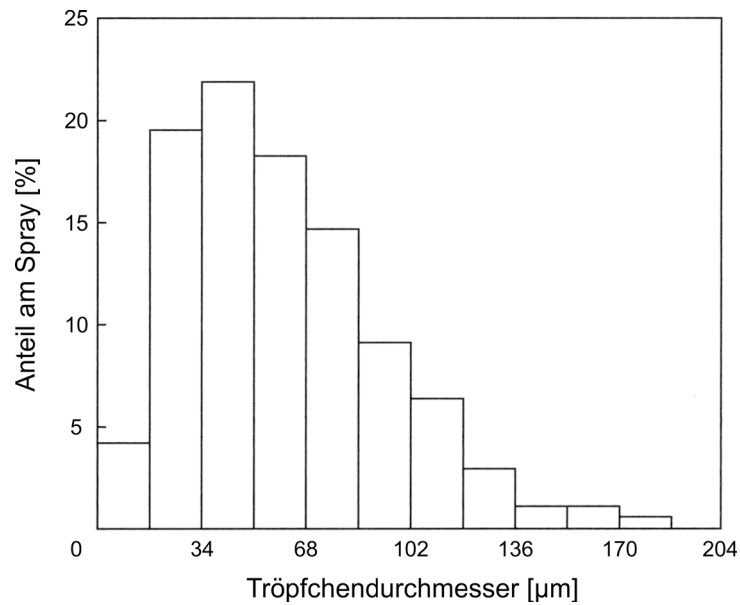


Abb. 2.4: Typische Tröpfchengrößenverteilung in einem technischen Spray. Übersetzte Wiedergabe aus [5], © Taylor & Francis 2010.

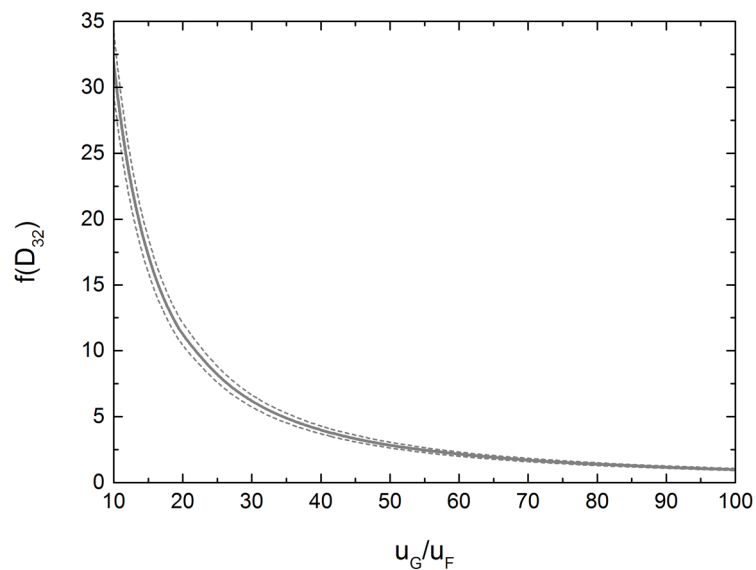


Abb. 2.5: Normierte Abhängigkeit des Sauterdurchmessers vom Luft-Flüssigkeit-Geschwindigkeitsverhältnis. Luftgestützte Zerstäuberdüse mit zentralem Brennstoffstrahl und kegelig auftreffender Luftströmung. Die gestrichelten Linien markieren das $\pm 7,5\%$ -Fehlerintervall.

von OMER und ASHGRIZ [105] erweitert. Viele dieser Gleichungen sind allerdings auf bestimmte Fälle beschränkt; für die in dieser Dissertation eingesetzte Düse und ihre Betriebsparameter wurde keine geeignete Gleichung gefunden. Jedoch untersuchten HARARI und SHER [106] eine Düse mit ähnlicher Geometrie wie in Abb. 2.3. Sie gaben keine Gleichung für den mittleren Tropfendurchmesser an, da sie nach einer Literaturstudie folgerten, dass solche

Gleichungen nur für konkrete Betriebsparameter und Geometrien gültig sein können. Für ihre untersuchte Konfiguration bestimmten sie indes eine Korrelation, welche die Abhängigkeit des Sauterdurchmessers von den Geschwindigkeiten des Flüssigkeitsstrahls u_F und des auftreffenden Luftstroms u_G mit einem Fehler von $\pm 7,5\%$ wiedergibt:

$$D_{32} \sim \left(\frac{u_F}{u_G^3} \right)^{0,5} . \quad (2.12)$$

Die Funktion ist zusammen mit dem Fehlerintervall in Abb. 2.5 dargestellt. Der Sauterdurchmesser ist auf das Geschwindigkeitsverhältnis $u_G / u_F = 100$ normiert. Das Diagramm offenbart, dass bei konstanter Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls der Sauterdurchmesser mit steigender Luftgeschwindigkeit exponentiell abnimmt. Insbesondere bis $u_G / u_F \approx 40$ ist der Sauterdurchmesser gegenüber dem Geschwindigkeitsverhältnis sehr empfindlich.

2.4 Sprayverbrennung

Soweit nicht anders angegeben, dient das Buch von KUO und ACHARYA [107] als Referenz für dieses Unterkapitel. Eine Einführung in wichtige Aspekte, experimentelle Daten und Modellierungsansätze für Sprayflammen gibt der Übersichtsaufsatz von FAETH [108]. Die Sprayverbrennung unterscheidet sich von anderen Verbrennungen darin, dass der Brennstoff entweder vollständig oder teilweise in Form flüssiger Tröpfchen in den Brennraum gelangt. Eine partielle Vorverdampfung ist möglich und wird bei den LDI-Injektoren durch die Vermischung des Brennstoffsprays mit großen Massenströmen heißer Verdichterluft erreicht. Sprayverbrennung findet in Form turbulenter Diffusionsflammen statt, da der Brennstoffdampf von den Tröpfchenoberflächen abdampft und daher nicht mit der Luft durchmischt ist. Die Flammenfronten liegen entweder um einzelne Tröpfchen oder um Gruppen von Tröpfchen herum. Welcher Fall vorliegt, hängt von der Spraydichte, der Verdunstungsrate der Tröpfchen und der Wärmediffusion aus dem Reaktionsgebiet in die Tröpfchen ab. Vier Fälle werden unterschieden, welche in Abb. 2.6 als Querschnitte durch eine rotationssymmetrische Vollkegelsprayflamme veranschaulicht werden:

- Fall a: Der Eintrag von Verbrennungswärme in die Kernregion des Sprays ist zu gering, um die Tröpfchen zu verdampfen. Verdampfung tritt in den Außenbereichen des Sprays auf. Die Flammenfront liegt im Mischungsbereich des Brennstoffdampfs und der umhüllenden Luft.
- Fall b: Ähnlich wie a, allerdings dringt die Verbrennungswärme bis in den Kern des Sprays vor, sodass auch dort die Tröpfchen verdampfen.
- Fall c: Die Verbrennungswärme dringt bis in den Kern des Sprays vor. Luft dringt in das Spray ein, sodass im Spray eine Flammenfront vorliegt. In den Außenbereichen des Sprays sind die Tröpfchen von individuellen Diffusionsflämmchen umhüllt.
- Fall d: Luft dringt in die Zwischenräume zwischen den Tröpfchen ein. Alle Tröpfchen sind von individuellen Diffusionsflammen umhüllt.

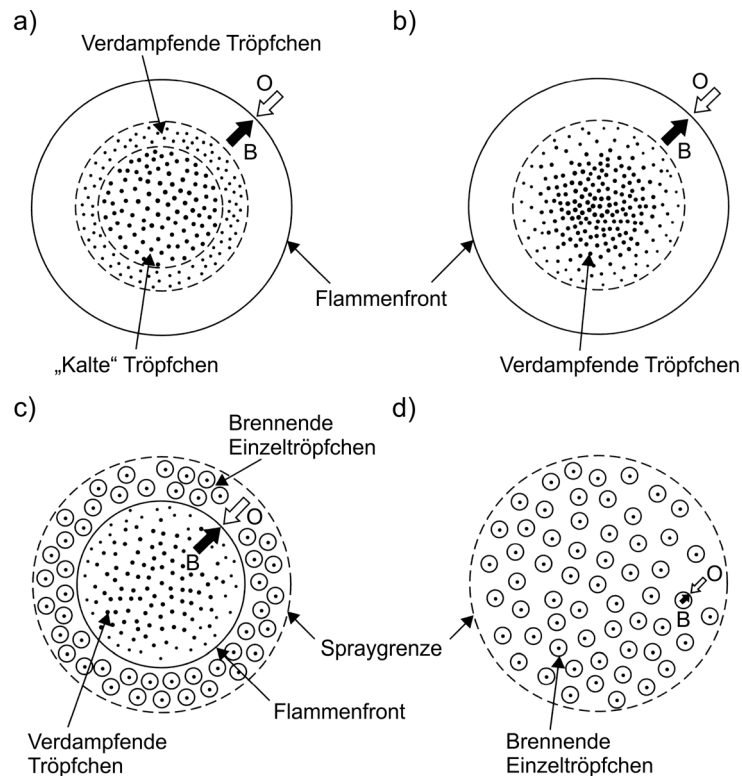


Abb. 2.6: Verbrennung von Tröpfchengruppen und Einzeltröpfchen in einem Vollkegelspray. Die Pfeile markieren das Zusammentreffen von Oxidator (O) und Brennstoff (B). Übersetzte Wiedergabe aus [107], © John Wiley & Sons 2012.

Abb. 2.7 zeigt eine schematische Darstellung der Sprayflamme einer luftgestützten Vollkegelspraydüse. Die rechte Seite veranschaulicht die Grenzen der kalten Kernströmung, der Reaktionszone, der Spraygrenze und der Kante des kalten Spraykegels. Die Kernströmung hat eine Keulengestalt und wird von der Reaktionszone umschlossen. Auf der linken Seite sind die radialen Temperaturprofile, Tröpfchendurchmesser, Geschwindigkeitsprofile und Massenbrüche von Brennstoff und Oxidator dargestellt. Die mittleren Tröpfchendurchmesser nehmen aufgrund zunehmender Verdampfung von innen nach außen und mit dem Abstand von der Düse ab. Nahe dem Austritt sind die Tröpfchen- und Luftgeschwindigkeiten am größten, das Geschwindigkeitsmaximum befindet sich im Zentrum. Durch den aerodynamischen Widerstand der Brennraumatmosfera sinkt die Tröpfchengeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand von der Düse ab. Die Temperatur hat ihr radiales Maximum im Zentrum des Reaktionsgebiets, wo stöchiometrische Bedingungen herrschen. Ein Teil der Verbrennungstemperatur wird durch Konvektion in das Spray hineingetragen und sorgt dafür, dass die Tröpfchen auf ihrem Weg stromab verdampfen. Kleine Tröpfchen folgen dem Strömungsfeld und sammeln sich in brennstoffreichen Wirbeln an, siehe Kreis in Abb. 2.7. Große Tröpfchen können weiter stromab gelangen, ehe sie vollständig verdampfen. Mit zunehmendem Abstand vom Düsenaustritt nimmt die Temperatur im Inneren des Sprays zu. Dadurch kommt es zu einer schnelleren Verdampfung, bis schließlich die meisten Tröpfchen verschwunden sind, und sich das Reaktionsgebiet oberhalb des Sprays schließt. Die Luftzuführung in die Reaktionszo-

ne erfolgt von innen durch die Düsenluft und von außen durch eindringende Umgebungsluft. Die vier in Abb. 2.6 dargestellten Fälle können in dieser Flamme gleichzeitig auftreten. Ihre möglichen axialen Positionen sind in Abb. 2.7 mit a bis d gekennzeichnet.

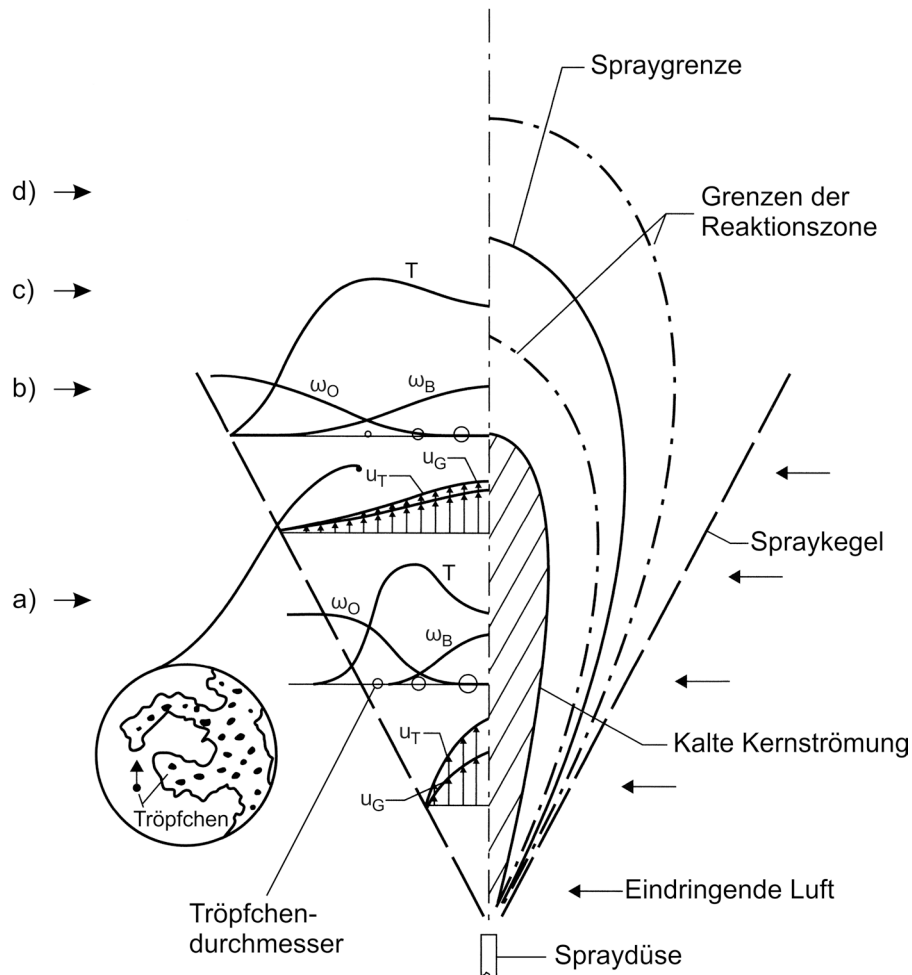


Abb. 2.7: Schematische Darstellung einer Vollkegelsprayflamme. In dieser Abbildung sind ω_o und ω_b die Mischungsbrüche von Oxidator und Brennstoff, u_T und u_G die Strömungsgeschwindigkeiten von Tröpfchen und Gas und T die Temperatur. Übersetzte Wiedergabe aus [107], © John Wiley & Sons 2012.

2.5 Chemolumineszenz in Flammen

Moleküle besitzen die Fähigkeit, Energie in gequantelten Mengeneinheiten intern zu speichern. Die Speicherung der Energie kann in Form von Rotationen, Vibrationen und elektronischer Anregung erfolgen. In Verbrennungsprozessen entstehen in den Reaktionszonen elektronisch angeregte Moleküle. Die Anregungsniveaus von Singulett- und Dublettzuständen werden mit den Großbuchstaben A, B, C, ... bezeichnet. Die Lebensdauern der Zustände betragen nur wenige Nanosekunden [109], der Übergang auf niedrigere Energieniveaus, zumeist

auf das Grundniveau X, erfolgt entweder durch Stoßdesaktivierung, Gl. (2.13), oder strahlende Desaktivierung, Gl. (2.14), also die Emittierung elektromagnetischer Strahlung:



Der Vorgang nach Gl. (2.14) ist der Ursprung der Chemolumineszenz, wobei * den elektronisch angeregten Zustand kennzeichnet. In Kohlenwasserstoffflammen sind angeregte *Hydroxylradikale* (OH*), *Methylidinradikale* (CH*), biatomare Kohlenstoffradikale (C₂*) und Kohlendioxidmoleküle (CO₂*) für die Chemolumineszenz verantwortlich. Ihre möglichen Bildungsmechanismen werden in den Dissertationen von NORI [110] und KATHROTIA [111] ausführlich besprochen. Eine knappe Wiedergabe erfolgt hier für die Radikale OH*, CH* und C₂*, welche für die vorliegenden Dissertation von besonderem Interesse sind. Als wesentlicher Bildungsmechanismus von OH* in Kohlenwasserstoffflammen wird folgende Reaktion betrachtet:



In der Literatur werden drei Bildungsmechanismen von CH* diskutiert:



Verschiedene Untersuchungen lieferten widersprüchliche Ergebnisse darüber, welcher dieser Mechanismen in Kohlenwasserstoffflammen der dominierende ist [111]. Auch bezüglich der Entstehung von C₂* herrscht keine endgültige Klarheit. Zwei Reaktionen werden als wesentlich betrachtet:



Beim Übergang vom elektronisch angeregten Zustand in den Grundzustand finden gleichzeitig Übergänge zwischen den Niveaus der Vibrations- und Rotationsenergien statt, weshalb die Chemolumineszenz in Form von Rotations-Vibrationsbanden emittiert wird. Die spektralen Eigenschaften der Banden hängen von den quantenmechanisch möglichen Energiezuständen der Moleküle ab und sind für die jeweilige Spezies charakteristisch. Wegen ihrer im Vergleich zu dreiatomigen Molekülen geringen Anzahl an möglichen Energiezuständen besitzen biatomare Moleküle recht schmalbandige Banden mit spektralen Breiten in der Größenordnung von 20 nm und deutlichen Spektrallinien. Drei- und mehratomige Moleküle haben mehr Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade, deshalb fallen ihre Banden deutlich breiter und flacher aus, da sich die Energie über eine größere Niveauielfalt verteilt. Die spektrale Gestalt

einer Bande wird stark von den Besetzungsdichten der molekularen Energieniveaus im angeregten elektronischen Zustand bestimmt und ist, thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt, ein Indikator für die *Rovibrationstemperatur* der emittierenden Spezies. Daher ist es prinzipiell möglich, aus der spektroskopischen Analyse einer Rotations-Vibrationsbande auf Temperatur, Druck und Teilchendichte in der Reaktionszone zu schließen. Die Grundlagen zur Entstehung und Gestalt von Spektralbanden werden in zahlreichen Fachbüchern beschrieben, beispielsweise in den Büchern von HAKEN und WOLF [112] und ATKINS [113]. In der Verbrennungsdiagnostik werden insbesondere die OH*- und CH*-Chemolumineszenz als Indikatoren für die Lage der Reaktionszonen verwendet. Abb. 2.8 zeigt das spektral aufgelöste, intensitätskorrigierte Flammenleuchten einer LDI-Pilotstufe. Das Spektrum wurde vom Autor dieser Dissertation am SARS-Versuchsstand von Rolls-Royce in Derby aufgenommen. Der Brennstoff war das aliphatische Kerosin Exxsol D80, siehe Anhang C. Dank seines sehr geringen Aromatengehalts fand kaum Rußbildung statt. Daher ist im dargestellten Spektrum die reine Chemolumineszenz zu sehen, ohne Überlagerung durch Rußleuchten.

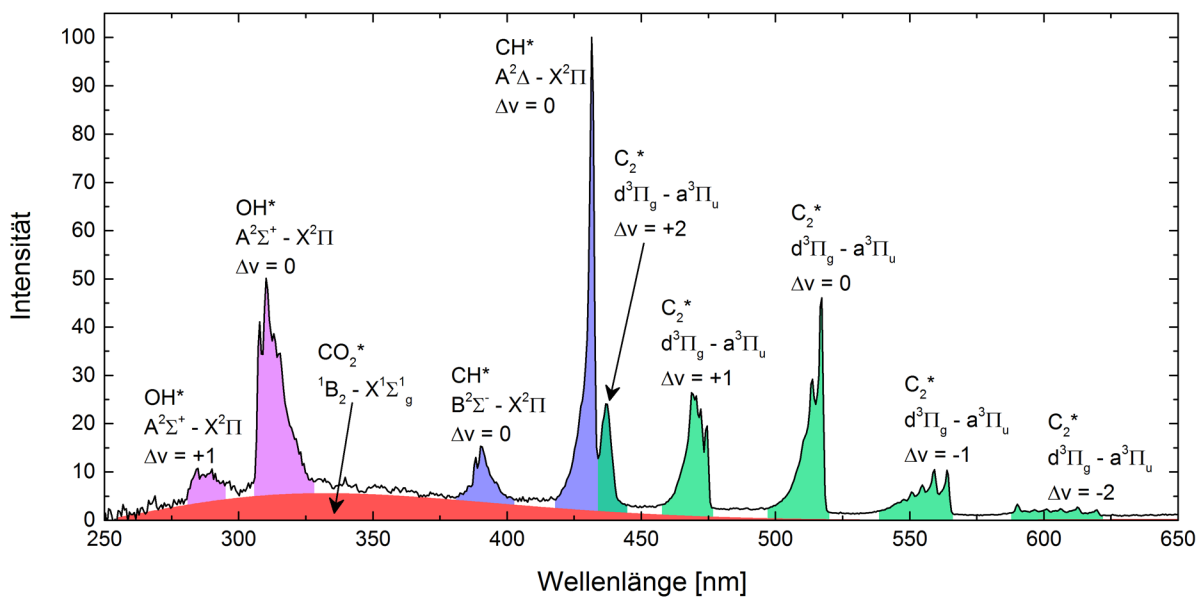


Abb. 2.8: Gemessenes Chemolumineszenzspektrum einer rußfreien Kohlenwasserstoffflamme (Exxsol D80) bei subatmosphärischen Bedingungen.

Die detektierbaren Banden von OH*, CH*, C₂* und CO₂* sind in Abb. 2.8 farblich gekennzeichnet und beschriftet. In den ersten Zeilen der Beschriftungen ist die jeweilige Spezies benannt. Die zweite Zeile gibt die elektronischen Niveaus des Übergangs und Informationen zu den jeweiligen Orbitalen an. Die Bedeutung der hier verwendeten Nomenklatur zur Beschreibung der Orbitale kann beispielsweise bei GAYDON [114] nachgelesen werden. Die dritte Zeile gibt die Richtung des Vibrationsübergangs an. Dabei ist $\Delta v = v' - v''$, worin v' und v'' die Vibrationsquantenzahlen vor und nach dem Übergang sind. Im ultravioletten Spektrum von $\lambda = 281$ bis 328 nm liegen zwei Banden des A-X-Übergangs von OH*. Im sichtbaren Spektrum von $\lambda = 381$ bis 445 nm liegen die Banden der A-X- und B-X-Übergänge von CH*.

Der A-X-Übergang überlagert sich zwischen $\lambda = 433$ und 445 nm mit einer Bande des *Swan-Systems* von C_2^* . Dieses System besteht aus fünf Banden, die sich im sichtbaren Spektrum von 433 bis 622 nm erstrecken. Anders als die anderen Banden resultieren sie aus einem Triplettübergang, welcher in Kleinbuchstaben als d-a-Übergang bezeichnet wird. Die OH^* - und CH^* -Banden sowie Teile des Swan-Systems sitzen auf einem breiten Untergrund, der vom B-X-Übergang von CO_2^* herrührt. Die Informationen über die Orbitale von OH^* , CH^* und CO_2^* sowie die spektralen Positionen sämtlicher Banden sind dem Buch von GAYDON [114] entnommen. Die Informationen über die Orbitale von C_2^* sind dem Aufsatz von COOPER und NICHOLLS [115] entnommen.

2.6 Elektrische Funkenentladung

Induzierte Zündungen in Verbrennungsmaschinen werden meistens mithilfe elektrischer Funkenentladungen initiiert. Die dazu verwendeten Zündkerzen sind in der Regel so konstruiert, dass zwischen einer Kathode und einer Erde ein Luftspalt weniger Millimeter Breite liegt. Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der technischen Funkenentladung haben MALY et al. in den siebziger und achtziger Jahren des 20. Jahrhunderts geleistet. Ihre Erkenntnisse sind in einem Buchbeitrag [116] zusammengefasst. Darauf basierend werden im Folgenden die vier Hauptphasen der elektrischen Funkenentladung vorgestellt:

- Phase 1: Bildung eines Entladungskanals.
- Phase 2: Durchbruch.
- Phase 3: Bogenentladung.
- Phase 4: Glimmentladung.

Der Verlauf der Stromstärke und der Spannung über diese Phasen hinweg ist in Abb. 2.9 dargestellt. Die Achsenwerte sind lediglich repräsentativ, in der Praxis können sie anders sein. Vor einem Durchbruch wird vom Hochspannungsgenerator zwischen der Kathode und der Erde eine Potentialdifferenz von einigen Kilovolt aufgebaut. Infolgedessen beschleunigen natürlich vorkommende freie Elektronen¹⁴ im Potentialfeld in Richtung der Erde. Wenn sie dabei genügend kinetische Energie aufnehmen, können sie durch Stöße Moleküle ionisieren. Die dabei freiwerdenden Elektronen beschleunigen und ionisieren ihrerseits durch Stöße weitere Moleküle. Es kommt eine Elektronenkaskade in Gang. Da die Elektronen zur Erde fließen, kann der Prozess nur weiterlaufen, wenn im Luftspalt fortwährend neue Elektronen freigesetzt werden. Das wird im Wesentlichen durch Photoionisation erreicht. Durch Stöße elektronisch angeregte Ionen wechseln auf niedrigere Energieniveaus, wobei sie die Energie als Photonen emittieren. Diese wiederum ionisieren weitere Moleküle, wodurch die Elektronendichte weiter zunimmt. So bildet sich im Luftspalt innerhalb einer Nanosekunde ein Kanal kalten Plasmas mit einem Durchmesser von ~ 40 μm , der als *Entladungskanal* bezeichnet

¹⁴ Die freien Elektronen resultieren aus permanent stattfindenden Ionisationsprozessen infolge natürlicher Radioaktivität und kosmischer Strahlung.

wird. Sobald er eine ausreichende Dichte an geladenen Teilchen enthält, kommt es zum elektrischen Durchbruch: Durch den Entladungskanal fließt ein Strom, wodurch er nahezu vollständig ionisiert wird und sich auf $\sim 60\,000\text{ K}$ aufheizt. Die Leitfähigkeit nimmt zu, der Strom erreicht innerhalb von wenigen Nanosekunden eine Größenordnung von 100 A , und die Potentialdifferenz bricht auf $\sim 100\text{ V}$ zusammen. Die schnelle Erhitzung des Entladungskanals lässt den inneren Druck auf mehrere Hundert bar ansteigen, wodurch sich dieser mit Überschallgeschwindigkeit radial ausdehnt. Dadurch kühlt er auf $\sim 6000\text{ K}$ ab, die Ausdehnung kommt zum Stillstand, und eine *Detonationswelle* (siehe Kap. 2.9) löst sich ab. Dieser Prozess läuft innerhalb weniger Nanosekunden ab. Es schließt sich die Bogenentladungsphase an, während der über mehrere Millisekunden ein Strom der Größenordnung von $0,1$ bis 1 A durch den Entladungskanal fließt. Diese Phase ist gekennzeichnet von einem intensiven Leuchten, $\sim 5\%$ der umgesetzten Leistung geht als Photonen in die Umgebung verloren. Weitere $\sim 45\%$ werden über die Elektroden durch Wärmeleitung abgeführt. Der Rest hält die Plasmatemperatur aufrecht, wird an die Umgebung abgegeben und kann brennbare Gemische entzünden. Sobald die vom Zündsystem zur Verfügung gestellte elektrische Energie zur Neige geht, erfolgt der Übergang von der Bogen- in die Glimmentladung. Die Stromstärke fällt, die Ionisation des Entladungskanals nimmt ab, und die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der Erde steigt. Mit dieser Phase von mehreren Millisekunden Länge endet der elektrische Durchbruch.

Es ist wichtig anzumerken, dass die Bogen- und die Glimmentladung sowohl mit Gleich- als auch mit Wechselstrom erfolgen können. Die meisten technischen Zündsysteme stellen Gleichstrom zur Verfügung, aber ein Wechselstrombetrieb kann die thermische Belastung der Elektroden reduzieren und damit die Lebensdauern der Zündkerzen verlängern [117]. Ferner kann bei Wechselstromzündsystemen die Bogenentladungsphase beliebig verlängert werden. Beide Methoden kamen in den experimentellen Untersuchungen zu dieser Dissertation zum Einsatz.

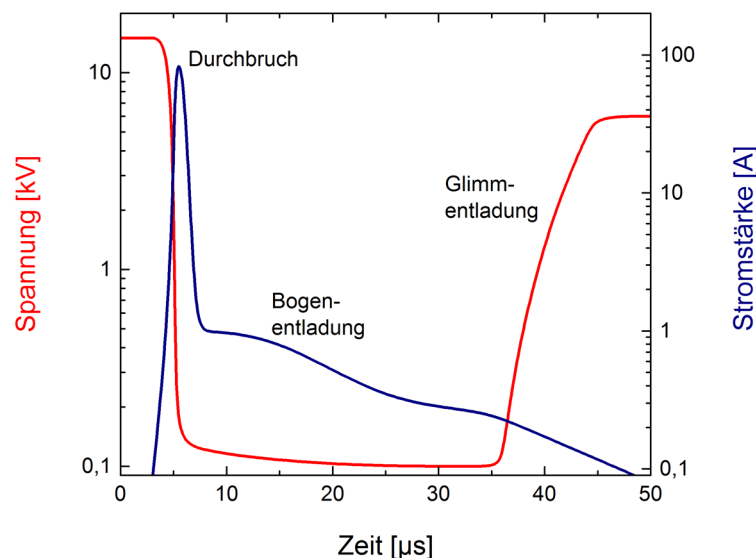


Abb. 2.9: Strom- und Spannungsverlauf bei der elektrischen Funkenentladung.

2.7 Laserinduzierter Durchbruch

Alternativ zur elektrischen Funkenentladung kann auch Laserstrahlung zur Zündung brennbarer Gemische und Zweiphasenströmungen eingesetzt werden. In wissenschaftlichen Untersuchungen ist diese Methode seit Jahrzehnten im Einsatz und steht derzeit an der Schwelle zur industriellen Anwendung, siehe Kap. 1.2.4. Es existieren vier verschiedene Mechanismen, mit denen Laserstrahlung zur Zündung eingesetzt werden kann:

- Thermische Zündung.
- Nichtresonanter Durchbruch.
- Resonanter Durchbruch.
- Photochemische Zündung.

Die vier Mechanismen werden ausführlich von RONNEY [118] besprochen. In dieser Dissertation wurde ausschließlich der nichtresonante Durchbruch angewendet, welcher daher im Folgenden vorgestellt wird. Zu Beginn dieses Prozesses werden freie Elektronen benötigt, welche entweder natürlich vorkommen oder durch Photoionisation von Atomen und Molekülen durch die Laserstrahlung entstehen. Der letztgenannte Prozess kann in der Regel nur in Form von Multiphotonenionisation erfolgen, da die Energie der Laserphotonen deutlich unter den Ionisationsenergien der meisten Spezies liegt. Die Energie eines Photons mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ beträgt $2,33 \text{ eV}$. Zum Vergleich, die Ionisationsenergien von atomarem Stickstoff und Sauerstoff betragen $14,53$ und $13,62 \text{ eV}$ [119]. Bei der Multiphotonenionisation absorbieren die Teilchen innerhalb kürzester Zeit mehrere Photonen, bis die Ionisationsenergie überschritten ist. Dieser Prozess ist vor allem bei Laserwellenlängen unterhalb von $1 \mu\text{m}$ dominant. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt die Wahrscheinlichkeit ab, dass genug Photonen zum Erreichen der Ionisationsenergie absorbiert werden können [120]. Stehen die ersten Elektronen zur Verfügung, absorbieren sie in den Feldern der neutralen oder ionisierten Teilchen über den

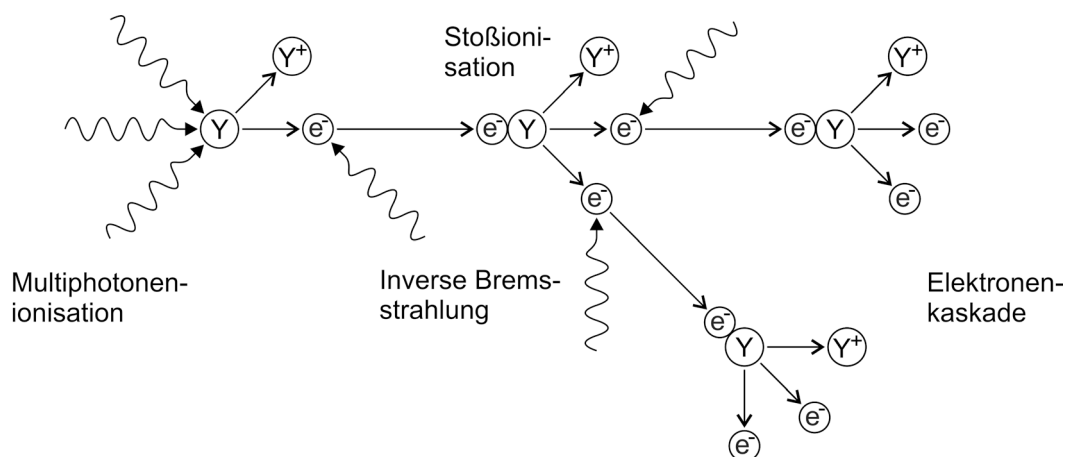


Abb. 2.10: Der physikalische Mechanismus des nichtresonanten laserinduzierten Durchbruchs.

Mechanismus der inversen Bremsstrahlung weitere Laserphotonen, wodurch ihre kinetische Energie zunimmt. Die beschleunigten Elektronen kollidieren mit weiteren Teilchen, wodurch diese ionisiert und weitere Elektronen freigesetzt werden. Es kommt eine Elektronenkaskade in Gang, durch die der Ionisationsgrad exponentiell zunimmt. Ein Plasmaball entsteht, welcher als *laserinduzierter Durchbruch* bezeichnet wird. Der Prozess ist in Abb. 2.10 veranschaulicht. Eine Bedingung ist, dass Laserphotonen in ausreichender Dichte zur Verfügung stehen. Die Bestrahlungsstärke der einfallenden Laserstrahlung muss mindestens 10^8 W/cm^2 betragen [120]. Aus diesem Grund werden in der Praxis nichtresonante Durchbrüche erzeugt, indem man den Laserstrahl mit einer Linse fokussiert. Je nach Laserpulsleistung, Brennweite und sphärischer Aberration der Linse kann der Durchbruch im Fokus oder etwas davor erfolgen [121]. Das wird in Abb. 2.11 veranschaulicht. Ist die Pulsleistung gerade hoch genug, dass die minimale Bestrahlungsstärke zum Erzeugen der Elektronenkaskade im Fokus erreicht wird, beschränkt sich der Durchbruch auf dieses Gebiet, siehe Fall I in Abb. 2.11a. Wird die minimale Bestrahlungsstärke des konvergierenden Laserstrahls hingegen schon vor Erreichen des Fokus erreicht, entwickelt sich der Durchbruch davor. Je früher die minimale Bestrahlungsstärke erreicht wird, desto weiter vor dem Fokus erfolgt der Durchbruch, siehe Fälle II und III. Bei einem nichtresonanten Durchbruch wird in der Regel ein großer Anteil der Photonen des Laserpulses im Durchbruch absorbiert, aber ein nicht unerheblicher Anteil passiert den Fokus. Theoretisch sind auch Verluste durch Rayleigh-Streuung (siehe Kap. 2.10) und Beugung zu erwarten, sind in der Praxis aber von vernachlässigbarer Größe [36]. Die Leistung eines Laserpulses ist nicht konstant, sondern folgt zeitlich ungefähr einer Gauß-Verteilung. Daher wird die minimale Bestrahlungsstärke erst einige Pico- bis Nanosekunden nach Beginn des Pulses erreicht, siehe Abb. 2.11b. Zuvor können Photonen das Durchbruchs-

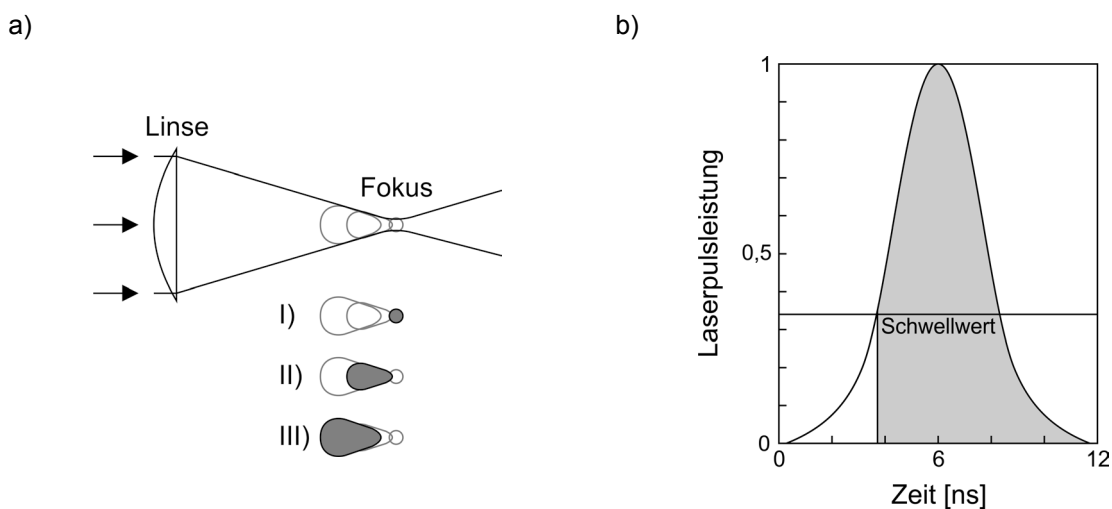


Abb. 2.11: a) Räumliche Positionen des Durchbruchsgebiets in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke. b) Zeitlicher Verlauf der Laserpulsabsorption (der absorbierte Pulsanteil ist grau hinterlegt). Darstellungen nach CHEN et al. [121].

gebiet passieren. Sobald die Elektronenkaskade in Gang kommt, sorgt die exponentiell wachsende Zahl der Elektronen dafür, dass nahezu sämtliche eintreffende Photonen durch inverse Bremsstrahlung absorbiert werden. Weil das Durchbruchgebiet anfangs nicht den gesamten Querschnitt des Strahlgangs abdeckt, können jedoch einige Photonen seitlich passieren. Sobald das Durchbruchgebiet vollständig ionisiert ist, tritt eine Sättigung ein. Es können nicht mehr sämtliche Photonen absorbiert werden, ein Großteil passiert das Durchbruchgebiet. Im Durchbruch herrschen zum Zeitpunkt der vollständigen Ionisation hohe Translationstemperaturen von bis zu 10^6 K [122], gleichbedeutend mit einem hohen Überdruck von $\sim 10^3$ atm gegenüber der Umgebung. Daher dehnt er sich mit hoher Überschallgeschwindigkeit aus. An der Grenzfläche zur Umgebung bildet sich eine Stoßschicht, welche als *lasergestützte Detonationswelle*¹⁵ bezeichnet wird [123]. Nach dem Abklingen des Laserpulses existiert das Plasma bei Temperaturen von $\sim 10^4$ K für einige Mikrosekunden fort und dehnt sich zunächst weiter aus [124]. Die Ausdehnung führt allerdings zu einer Abkühlung und damit zu einer Abnahme der Ausdehnungsgeschwindigkeit. Die Detonationswelle löst sich vom Durchbruch ab und expandiert sphärisch in die Umgebung, siehe Kap. 2.9. BEDUNEAU et al. [81] beobachteten eine Ablösung der Detonationswelle nach 700 ns bei einer Pulsenergie von 11,7 mJ, einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 10 ns. WANG et al. [125] beobachteten Ablösungen nach 430 ns und 750 ns bei Pulsenergien von 1,0 J und 2,0 J, einer Wellenlänge von 1053 nm und einer Pulsdauer von 33 ns. Die im Durchbruch absorbierte Laserpulsenergie (im Folgenden als Durchbruchenergie E_D bezeichnet) wird über verschiedene Prozesse an die Umgebung abgegeben. Neben der Detonationswelle sind dies insbesondere Bremsstrahlung, Wärmestrahlung, Wärmediffusion und Konvektion. Eine messtechnische Quantifizierung der jeweiligen Energieanteile ist sehr schwierig. Akkurate Berechnungen sind nicht möglich, da physikalische Modelle die Realität in ihrer Komplexität nicht erfassen, und darüber hinaus Eigenschaften des Durchbruchs bekannt sein müssen, welche messtechnisch schwer zugänglich sind. Die einzige in der Literatur auffindbare Approximation der jeweiligen Energieanteile wurde von PHUOC und WHITE [124] für verschiedene E_D zwischen 15 und 50 mJ durchgeführt. Für die Berechnung der Bremsstrahlung verwendeten sie ein von AKRAM [126] aufgestelltes Plasmamodell für elektrische Funkenentladungen, die Berechnung der Wärmestrahlung erfolgte über das Stefan-Boltzmann-Gesetz¹⁶. Es erfolgte auch eine Approximation der Konvektion, wobei die Methode zu ihrer Bestimmung nicht dargestellt wird. Für $E_D = 15$ mJ berechneten sie die Energien der Bremsstrahlung E_{BR} , Wärmestrahlung E_{WS} und Konvektion E_K zu $E_{BR} = 2,3$ mJ, $E_{WS} = 1,04$ mJ und $E_K = 10$ μ J. Mit steigendem E_D blieb der Anteil von E_{BR} nahezu gleich, E_{WS} nahm anteilig zu, während E_K anteilig abnahm. Für $E_D = 50$ mJ wurden $E_{BR} = 5,99$ mJ, $E_{WS} = 11,1$ mJ und $E_K = 20$ μ J bestimmt. Diese Berechnungen geben eine grobe Vorstellung von den Größenordnungen der von den jeweiligen Prozessen konsumierten Energien. Sie sind indes mit Vorsicht zu behandeln, denn einerseits

¹⁵ In der englischsprachigen Fachliteratur werden diese Wellen als *laser-supported detonation waves*, oder kurz als *LSD waves* bezeichnet.

¹⁶ Die Verwendung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes begründet sich mit der Annahme eines optisch dichten und daher nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz emittierenden Plasmas, siehe Kap. 2.8.

geht AKRAMS Modell von einem Plasma aus nur einer Spezies und von thermodynamischem Gleichgewicht aus, andererseits wurden Annahmen bezüglich Vibrationstemperatur, Absorptionskoeffizient, Dichte und spezifischer Gaskonstante des Plasmas getroffen. Weiterhin betrachtet die Berechnung den reinen Plasmazustand. In welchem Maße der Durchbruch Energie während der Phase der Plasmarekombination und des Verlöschens abgibt, bleibt unbekannt. Daher wird in dieser Dissertation darauf verzichtet, ähnliche Berechnungen durchzuführen, denn diese würden die komplexe Realität nur unzureichend wiedergeben. PHUOC und WHITE bestimmten auch die von der Detonationswelle konsumierte Energie E_0 . Diese Ergebnisse werden nicht hier, sondern im letzten Abschnitt von Kap. 4.1.3 vorgestellt und mit den Ergebnissen eigener Untersuchungen verglichen. Wie in Kap. 5.3.1 gezeigt wird, ist die Kenntnis von E_0 für diese Arbeit von großer Bedeutung. Mehrere Wege zu ihrer Bestimmung werden daher in Kap. 2.9 vorgestellt.

In der Literatur wird der nichtresonante laserinduzierte Durchbruch von den vier genannten Mechanismen als derjenige beschrieben, der die größte physikalische Ähnlichkeit mit der elektrischen Funkenentladung hat [118,121]. Es gibt aber einige Unterschiede. Laserinduzierte Durchbrüche sind im Allgemeinen kleiner als elektrische Funkenentladungen. Sie existieren nur wenige Mikrosekunden. Ihre räumliche Gestalt ist sphärisch bis tropfenförmig. Sie erreichen Temperaturen der Größenordnung von 10^6 K, welche nach dem Ende des Laserpulses schnell auf 10^4 K abfallen. Im Gegensatz dazu dauern elektrische Funkenentladungen einige hundertstel Millisekunden an. Ihre Gestalt ist bogenförmig. Die Temperaturen erreichen während des Durchbruchs $\sim 60\,000$ K und fallen bei der Bogenentladung auf ~ 6000 K ab [116].

2.8 Plasmastrahlung

Während der Phase intensiver Energiezufuhr und einiger darauffolgenden Nanosekunden handelt es sich bei den elektrischen und laserinduzierten Durchbrüchen um thermische Plasmen, also um nahezu vollständig ionisierte Gase [116,120]. Sie emittieren eine starke elektromagnetische Kontinuumsstrahlung, die sich vom ultravioletten bis in den sichtbaren Spektralbereich erstreckt. Die Entstehung der Kontinuumsstrahlung wird von GRIEM [127] erläutert. Sie ist das Resultat verschiedener interner Prozesse. Einen wesentlichen Beitrag leistet die Bremsstrahlung, die aus dem Wechsel freier Elektronen von hohen auf niedrigere Energieniveaus resultiert. Die Elektronen verringern in den Feldern der Ionen ihre kinetische Energie, wobei sie die Differenz in Form von Photonen emittieren. Den zweiten bedeutsamen Beitrag leistet die Rekombinationsstrahlung, also die Emission von Photonen bei der Rekombination von freien Elektronen mit Ionen. Gleichzeitig finden die Umkehrprozesse statt, inverse Bremsstrahlung und Photoionisation unter Absorption von Photonen. Das Wechselspiel aus Emissions- und Absorptionsprozessen führt dazu, dass thermische Plasmen ausreichender Dichte Photonen verschiedenster Energien abstrahlen, wodurch eine Kontinuumsstrahlung entsteht. Je dichter ein Plasma ist, desto mehr folgt die Intensitätsverteilung des Spektrums aufgrund häufiger Emissionen und Absorptionen dem Planck'schen Strahlungsgesetz. Diese Strahlung wird überlagert durch Emissionslinien von elektronisch angeregten Ionen, welche auf einen niedrigeren Energiezustand wechseln. Sobald die externe Energiezufuhr endet, ver-

licht ein Plasma innerhalb weniger Mikrosekunden. Ionisierte Spezies rekombinieren mit Elektronen, Wärme wird über Strahlung und Wärmeleitung an die Umgebung abgegeben. Das intensitätskorrigierte Spektrum eines abklingenden Plasmas aus einem laserinduzierten Durchbruch in einem Kerosinspray (Jet A-1, luftgestützte Zerstäuberdüse) ist in Abb. 2.12 zu sehen. Die Belichtung erfolgte zwischen 100 und 200 ns nach dem Laserpuls. Die Kontinuumsstrahlung ist im Spektralbereich zwischen 350 und 500 nm deutlich zu erkennen. Zahlreiche Linien von einfach ionisiertem Stickstoff (N_{II}) sind über das sichtbare Spektrum verteilt. Da die Zahl der Elektronen mit der Zeit abnimmt, ist das Kontinuum bereits schwächer als am Anfang. Darüber hinaus sind einige Atomlinien von Stickstoff (N_I) und Sauerstoff (O_I) sowie die *Balmer-Linien* des atomaren Wasserstoffs (H_α , H_β , H_γ) zu sehen. Durch die Rekombinationen von Atomen oder Atomen und Ionen entstehen zudem elektronisch angeregte *Cyanoradikale* (CN^*), deren Bande des B-X-Übergangs im nahen ultravioletten Spektrum schwach zu sehen ist. Ihre Gestalt in Abb. 2.12 lässt auf eine Temperatur der Größenordnung von $>10^4$ K schließen. Sobald kein Kontinuum und keine Ionenlinien mehr sichtbar sind, ist der Plasmazustand per Definition beendet. Für einige Mikrosekunden lassen sich noch elektronisch angeregte Atome und die CN^* -Bande detektieren. Schließlich kühlt das Gas weiter ab, bis auch dieses Leuchten verschwunden ist. Natürlich hängt es von den Spezies am Ort des Durchbruchs ab, welche Linien im Plasmaspektrum sichtbar sind. Beim Durchbruch in Kero-

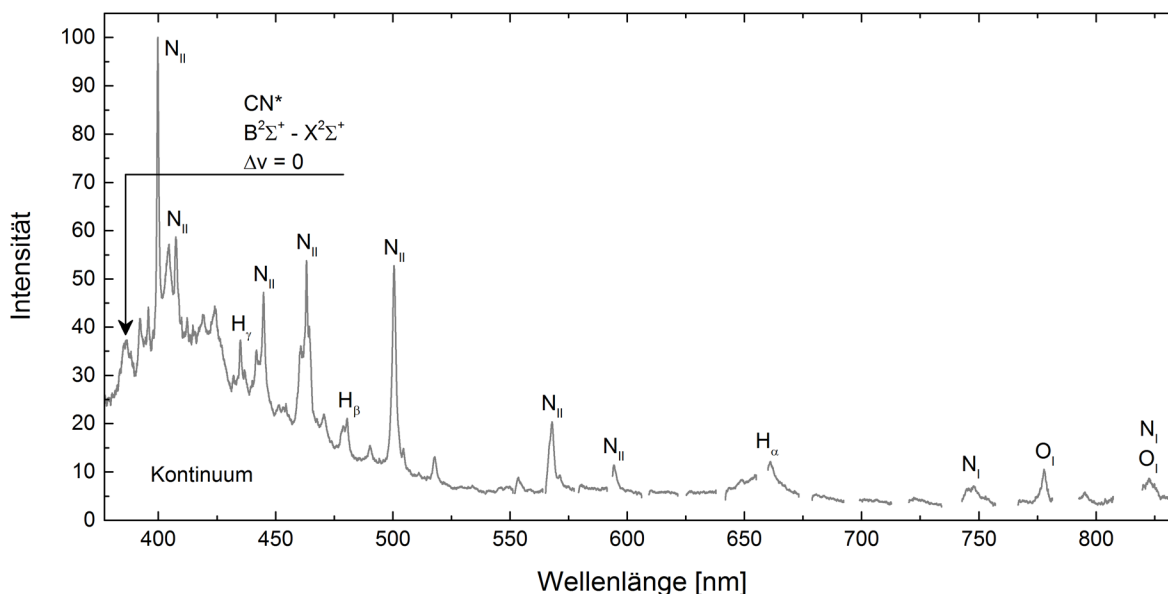


Abb. 2.12: Gemessenes Plasmaspektrum in einem Kerosinspray nach einem laserinduzierten Durchbruch¹⁷. Belichtungszeit 100 ns, Belichtungsstart 100 ns nach dem Laserpuls.

¹⁷ Die Lücken in der rechten Hälfte rühren von blinden Flecken des Spektrographen her und sind Eigenarten des Geräts. Eine Erläuterung erfolgt in Kap. 3.5.7.

sinspray sind es Kohlenwasserstoffe und Luft. Erfolgt der Durchbruch in reiner Luft, unterscheidet sich das Spektrum von Abb. 2.12 vor allem durch das Fehlen von CN^* und den deutlich schwächeren Balmer-Linien, da diese dann nur von Luftfeuchte herrühren. Bei einem Durchbruch in reinem Stickstoff fehlen zusätzlich die Sauerstofflinien, dafür sind die Linien von Stickstoffatomen und -ionen intensiver, und Banden von N_2^+ (ionisierte Stickstoffmoleküle) sind nachweisbar.

2.9 Detonationswellen

Elektrische und laserinduzierte Durchbrüche expandieren während der ersten Mikrosekunde mit hoher Überschallgeschwindigkeit, wodurch sich an der Grenzfläche zur Umgebung eine Stoßschicht bildet. Wenn sich die Expansion verlangsamt, löst sich die Stoßschicht aufgrund der Impulserhaltung vom Durchbruch ab und expandiert als entkoppelte Detonationswelle¹⁸ in das umgebende Gas. Eine gute Einführung in das Themengebiet wird von DEWEY [128] gegeben. In Abb. 2.13 wird eine Vorschau auf drei Experimente aus dieser Dissertation gegeben, in denen Detonationswellen von laserinduzierten und elektrischen Durchbrüchen mittels Schlierenaufnahmen visualisiert wurden. Das linke Bild zeigt einen laserinduzierten Durchbruch, das mittlere einen elektrischen Durchbruch eines Wechselstromzündgeräts und das rechte einen Durchbruch an einer Zündkerze aus einer Hubschraubergasturbine. Die Durchbrüche erfolgten jeweils in Luft bei 1 atm. In allen Bildern sind die Detonationswellen deutlich zu erkennen. Wie insbesondere im mittleren Bild deutlich wird, ist die räumliche

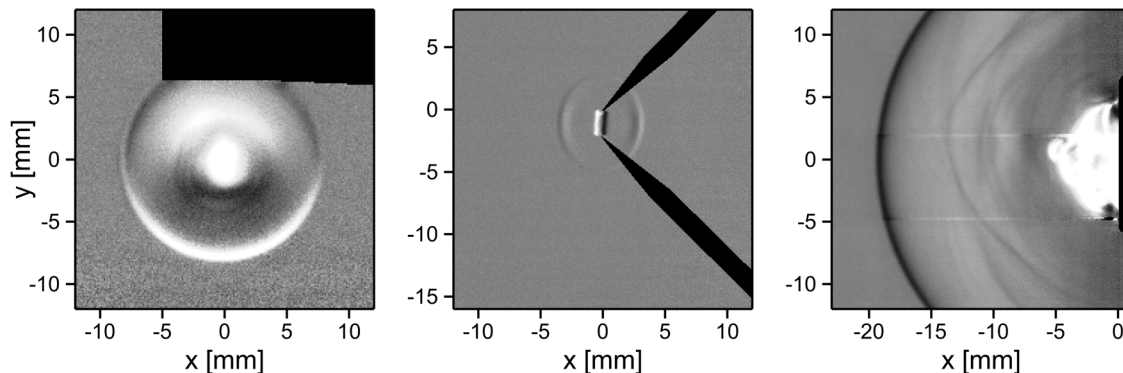


Abb. 2.13: Detonationswellen: Laserinduzierter Durchbruch (links), induktive elektrische Funkenentladung (Mitte), kapazitive elektrische Funkenentladung (rechts).

¹⁸ Es ist wichtig zu betonen, dass es sich bei den im Rahmen dieser Dissertation besprochenen Detonationswellen um expandierende Stoßwellen handelt, die in der englischsprachigen Fachliteratur als *blast waves* bezeichnet werden. Leider gibt es für diesen Begriff keine exakte deutsche Übersetzung. Auf keinen Fall dürfen die Detonationswellen in dieser Arbeit mit Wellen verwechselt werden, die sich innerhalb explosionsfähiger Gemische ausbreiten. Andere mögliche Übersetzungen sind *Stoßwelle* und *Druckwelle*. Die Erfahrung hat allerdings gezeigt, dass diese Begriffe bei Außenstehenden zu falschen Annahmen führen.

Gestalt der Detonationswellen wenige Mikrosekunden nach den Durchbrüchen von deren Form geprägt. Das Wechselstromzündgerät erzeugte einen geraden Lichtbogen von 4 mm Länge und ~ 1 mm Durchmesser. Entsprechend hat die Detonationswelle die Form einer Superellipse. An der Gasturbinenzündkerze erfolgte der Durchbruch an der ebenen Stirnfläche, weshalb die Welle eine Halbsphäre ist. Die Detonationswelle eines laserinduzierten Durchbruchs hat anfänglich die Form eines Ovoids, nimmt aber innerhalb weniger Mikrosekunden eine sphärische Gestalt an, siehe die Schlierenaufnahmen von WANG et al. [125]. Allgemein gilt, dass Detonationswellen zügig eine sphärische Gestalt annehmen [128]. Daher wird im Folgenden, entsprechend der Fachliteratur, der Begriff *sphärische Detonationswellen* verwendet. Die Orts- und Zeitskalen hängen insbesondere von der Energie der Welle ab, die im Folgenden genannten Größenordnungen entsprechen den Skalen der Experimente dieser Dissertation. Abb. 2.14 zeigt zwei berechnete radiale Geschwindigkeits- und Dichteprofile einer sphärischen Detonationswelle mit einer Energie von 100 mJ¹⁹ in Luft bei NIST-Standardbedingung²⁰ für die Zeitpunkte 4 und 19 μ s nach dem Laserpuls. Die äußere Hülle der Detonationswelle bildet eine Stoßfront, welche das Strömungsfeld der Welle und das Durchbruchgebiet vollständig einhüllt. Sie expandiert mit Überschallgeschwindigkeit in das umgebende, ruhende Gas, welches beim Passieren einen Sprung von Dichte, Druck und Temperatur erfährt. Der Stoßfront folgt ein Strömungsfeld in Richtung der Expansion. Betrachtet man eine ortsfeste Koordinate, bedeutet das, dass mit dem Stoß zunächst zusätzliche Gasteilchen eintreffen, die anschließend im Strömungsfeld in Expansionsrichtung weiterströmen, zusammen mit Gasteilchen dieser Koordinate. Die Dichte, und damit verbunden der Druck und die Temperatur fallen wieder ab. Diese als Verdünnungswelle bezeichnete Strömung ist im unteren Diagramm von Abb. 2.14 gut zu erkennen. Die Dichte sinkt deutlich unter den Wert des umgebenden Gases (im Beispiel 1,204 kg/m³). Von der Stoßfront bis an die betrachtete Koordinate herrscht also ein Gefälle der gasdynamischen Größen. Infolge dieses instabilen Zustandes folgt der Stoßfront nach mehreren Mikrosekunden eine einwärts gerichtete Rückströmung, in Abb. 2.14 im Geschwindigkeitsprofil für 19 μ s erkennbar. Mit dieser strömen Gasteilchen an ihre ungefähren Ursprungskoordinaten zurück. Die Dichteverteilung im Gas wird so wieder auf den Stand vor Durchlaufen der Stoßfront gebracht. Einzig eine geringe Temperaturerhöhung infolge von Dissipation bleibt von der Detonationswelle zurück. Mit zunehmender Expansion konvergiert die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Detonationswelle gegen die Schallgeschwindigkeit des umgebenden Gases. Das ist in Abb. 2.15 anhand der Stoßfronttrajektorie einer sphärischen Detonationswelle mit einer Energie von 100 mJ in Luft bei NIST-Standardbedingung veranschaulicht. Liegt die Expansion während der ersten 100 ns noch deutlich über $Ma = 4$, verläuft sie bei 20 μ s schon fast parallel zur Linie für $Ma = 1$. Die Sprunghöhe der gasdynamischen Größen und der Strömungsgeschwindigkeit wird ebenfalls geringer, vergleiche 4 μ s und 19 μ s in Abb. 2.14. Die Ursache für die Abschwächung der Detonationswelle besteht in der wachsenden Oberfläche der Stoßfront und der damit abnehmenden Energiedichte sowie in Entropieverlusten. Letztere sind insbesondere in der Frühphase

¹⁹ Typische Größenordnung für die in dieser Dissertation beschriebenen laserinduzierten Durchbrüche.

²⁰ NIST-Standardbedingung: 20 °C Lufttemperatur und 1,01325 bar Luftdruck.

der Detonationswelle maßgeblich, wenn der Drucksprung über die Stoßfront noch sehr hoch ist. Der Übergang in eine akustische Welle ist nach $\sim 100 \mu\text{s}$ abgeschlossen. Obwohl die sphärische Detonationswelle infolge schlagartiger und punktförmiger Energiefreisetzen ein einfaches gasdynamisches Problem zu sein scheint, ist eine exakte analytische Beschreibung nicht möglich [128]. Auch die mathematische Modellierung mittels Näherungen oder numerischer Methoden ist schwierig. Intensive Bemühungen um genaue Modelle fanden erst vor

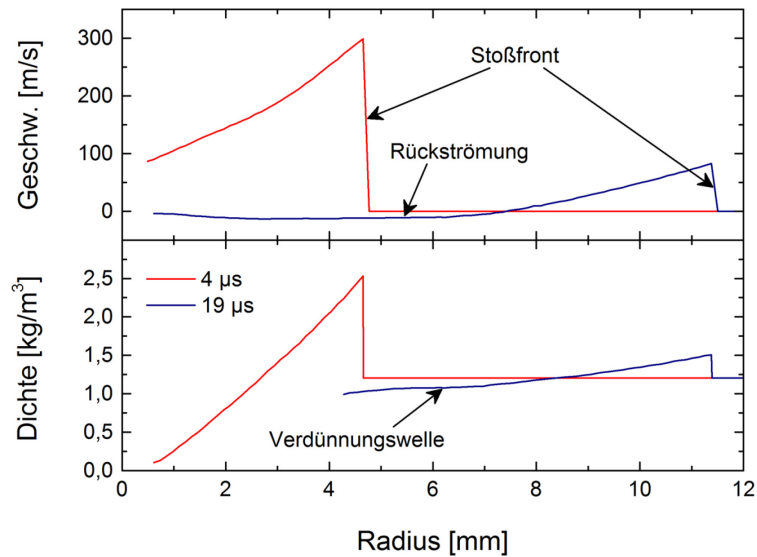


Abb. 2.14: Geschwindigkeits- und Dichteprofile einer sphärischen Detonationswelle bei NIST-Standardbedingung und einer Wellenenergie von 100 mJ. Berechnungen mit den Daten von BRODE [142].

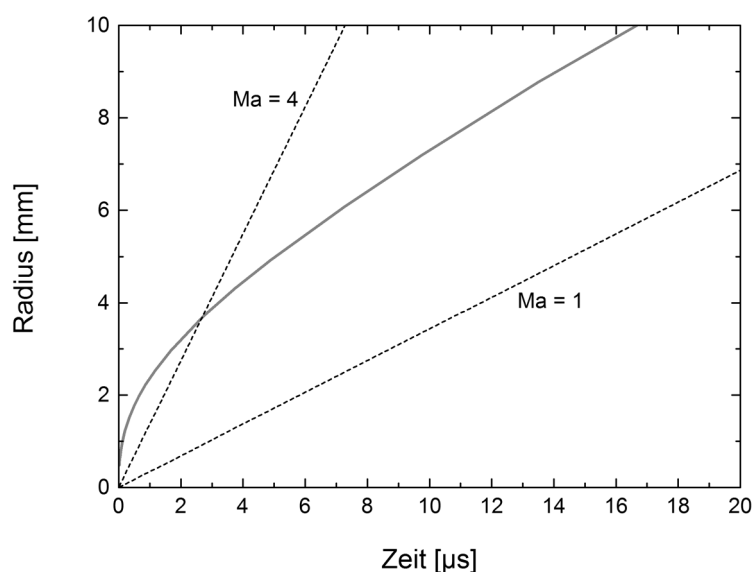


Abb. 2.15: Stoßfronttrajektorie einer sphärischen Detonationswelle bei NIST-Standardbedingung und einer Wellenenergie von 100 mJ. Berechnungen mit der Methode von BRODE [138].

dem Hintergrund der Atomwaffenentwicklung ab den vierziger Jahren des 20. Jahrhunderts statt, weshalb die ersten theoretischen Untersuchungen von Mitarbeitern des Manhattan-Projekts stammten, unter anderem BETHE und VON NEUMANN [129-131]. Es wurde nach einem Modell gesucht, mit dem aus der messtechnisch leicht zugänglichen Stoßfronttrajektorie oder dem Drucksprung die Wellenenergie E_0 zum Startzeitpunkt bestimmt werden kann. Eine solche Methode ist auch für diese Dissertation von großem Interesse. Ein häufig verwendetes, analytisches Modell wurde unabhängig voneinander von TAYLOR [132] und von SEDOV [133] entwickelt. Unter der Annahme, dass der Druck des umgebenden Gases in den Rankine-Hugoniot-Gleichungen vernachlässigbar sei, entwickelten sie eine Gleichung, welche den Radius der Stoßfront in Abhängigkeit von der initialen Wellenenergie E_0 und der Dichte ρ_0 des umgebenden Gases angibt:

$$r(t) = \left(\frac{E_0 t^2}{K(\gamma) \rho_0} \right)^{0,2} . \quad (2.21)$$

Im Falle von $\gamma = 1,4$ beträgt der Korrekturfaktor $K = 0,856$ [134]. Diese Gleichung ist selbstähnlich und nur in der Frühphase der Welle gültig, wenn der Drucksprung über die Stoßfront $\Delta p/p \geq 10$ beträgt [128]. Je weiter sich die Detonationswelle einer akustischen Welle annähert, desto größer wird der Fehler. Aufgrund ihrer Selbstähnlichkeit sagt Gl. (2.21) eine unnatürliche Verlangsamung der Welle auf Unterschallgeschwindigkeiten vorher. Wird der Druck des umgebenden Gases berücksichtigt, geht die Selbstähnlichkeit der Rankine-Hugoniot-Gleichungen verloren, eine exakte analytische Lösung ist nicht möglich. Daher wurden zahlreiche numerische Berechnungen durchgeführt, unter anderem von GOLDSTINE und VON NEUMANN [131], SAKURAI [135,136], SEDOV [137] und BRODE [138]. Sie lieferten dimensionslose Datensätze, welche mit den Eigenschaften des ruhenden Gases sowie einer Startbedingung skaliert werden können. SAKURAI'S Methode basiert auf einer Reihenentwicklung. Da seine numerischen Berechnungen nur die ersten zwei Glieder der Reihe miteinbeziehen, ist sein Modell eine unwesentliche Verbesserung gegenüber der Taylor-Sedov-Gleichung Gl. (2.21) und wie dieses nur für große Drucksprünge über die Stoßfront geeignet. Das Modell von GOLDSTINE und VON NEUMANN wiederum liefert die Trajektorie der Stoßfront nicht in Abhängigkeit von der initialen Wellenenergie E_0 , sondern von einem Anfangsdruck von 100 atm. Für diese Dissertation ist allerdings die Bestimmung von E_0 von Interesse, welche mit den numerischen Modellen von SEDOV (nicht zu verwechseln mit der Taylor-Sedov-Gleichung) und BRODE möglich ist. Einen ganz anderen Ansatz wählte JONES [139]. Mithilfe eigener experimenteller Daten [140] entwickelte er SAKURAI'S Modell zu einem Satz semiempirischer Gleichungen weiter:

$$\tau = a \left(\left(1 + b x^{\frac{n+2}{2}} \right)^{\frac{2}{n+2}} - 1 \right) , \quad (2.22)$$

$$\lambda_0 = \left(\left(\frac{n+2}{2} \right)^2 \frac{1}{B(\gamma)\gamma} \frac{E_0}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (2.23)$$

$$x(t) = \frac{r(t)}{\lambda_0}, \quad (2.24)$$

$$\tau = c_0 \frac{t}{\lambda_0}. \quad (2.25)$$

Hierin sind τ eine dimensionslose Zeit und λ_0 ein Referenzradius, c_0 ist die Schallgeschwindigkeit der ungestörten Atmosphäre. Die Konstanten in den Gleichungen (2.22) und (2.23) sind in Tab. 2.1 für die Fälle ebener, zylindrischer und sphärischer Stoßkonturen gegeben. Mithilfe dieser Gleichungen kann die Wellenenergie anhand des transienten Radius und des Umgebungsdrucks berechnet werden.

Tab. 2.1: Konstanten für JONES' Detonationswellenmodell [139,141].

Stoßkontur	n	a	b	$B (\gamma = 1,4)$
eben	1	0,444	3,38	1,22
zylindrisch	2	0,5	4	3,94
sphärisch	3	0,543	4,61	5,33

Nicht nur die Stoßfronttrajektorie in Abhängigkeit von der Wellenenergie ist in dieser Dissertation von Interesse, auch die gasdynamischen Größen und die Strömungsgeschwindigkeit hinter der Stoßfront müssen berechnet werden. Der einzige in der Literatur verfügbare Datensatz besteht aus weiteren dimensionslosen numerische Berechnungen von BRODE [142]. Die Diagramme aus dieser Veröffentlichung wurden im Rahmen dieser Dissertation digitalisiert, die Daten können in dimensionsbehaftete Werte umgerechnet werden. Diagramme und Gleichungen sind in Anhang B zu finden. Die Diagramme in Abb. 2.14 wurden mit diesem Datensatz erstellt.

Wenn ein laserinduzierter oder elektrischer Durchbruch zur Zündung eines Brennstoffsprays eingesetzt wird, stellt sich die Frage, wie die vom Durchbruch ausgehende Detonationswelle mit dem Spray interagiert. Die Dämpfung von Stoß- und Detonationswellen durch Sprays ist insbesondere für den Explosionsschutz interessant, weshalb hierzu einige numerische und experimentelle Studien durchgeführt wurden [143-145]. Sie stimmen darin überein, dass die Geschwindigkeit der Stoßfront und der Drucksprung durch das Spray gesenkt werden. Der Effekt nimmt mit wachsender Weber-Zahl zu. Die Dämpfung ist also umso stärker, je größer die Tröpfchen sind und je schneller sich die Stoßfront bewegt. Eine Unter-

suchung der Wechselwirkung zwischen einer zylindrischen Detonationswelle und Brennstofftröpfchen wurde von BAR-OR et al. [146] durchgeführt. Die Wellen wurden durch Sprengladungen mit Energien zwischen 1 und 21 MJ ausgelöst. Die Stoßfronten expandierten mit Mach-Zahlen zwischen 4 und 7. Die Tröpfchen hatten einen Durchmesser von 400 μm , als Brennstoffe wurden Heptan, Dekan, und Kerosin eingesetzt. Die Atmosphäre war reiner Sauerstoff, welcher im Fall von Heptan mit Heptandampf gesättigt war. In allen Fällen lösten die Detonationswellen einen aerodynamischen Tröpfchenzerfall aus, wie in Kap. 2.1 beschrieben, welcher aber nicht näher untersucht wurde. Zündungen initiierten die Wellen nur im Falle der Heptantröpfchen. Die Studie belegt, dass intensive Detonationswellen bei geeigneten Rahmenbedingungen die Zündung von Brennstoffsprays initiieren können. Allerdings sind die verwendeten, sehr hohen Energien und die reine Sauerstoffatmosphäre keine repräsentativen Bedingungen für technische Anwendungen. Andere experimentelle Studien über die Interaktion von Brennstofftröpfchen und Detonationswellen sind nicht bekannt. Der Effekt von ebenen Stoßwellen auf Tröpfchen wurde hingegen ausgiebig untersucht. Im Rahmen zahlreicher Studien wurden Experimente in Stoßrohren und Überschallwindkanälen durchgeführt, auf welchen die in Kap. 2.1 präsentierten Erkenntnisse über den aerodynamischen Tröpfchenzerfall basieren. Die eingesetzten Versuchsanlagen erzeugten indes ebene Stoßwellen, deren Strömungsfelder hinter den Stoßfronten für mehrere Millisekunden konstant blieben. Entsprechend sind die verschiedenen Tröpfchenzerfallsmoden für konstante Weber-Zahlen definiert. Expandierende Detonationswellen weisen jedoch exponentiell rasch abklingende Strömungsfelder auf, siehe Abb. 2.14. Detaillierte Untersuchungen über den aerodynamischen Tröpfchenzerfall in solchen Strömungsfeldern existierten zu Beginn der Untersuchungen zu dieser Dissertation nicht.

2.10 Elastische Lichtstreuung

Treten Photonen in Wechselwirkungen mit Materie, finden Prozesse statt, die allgemein als Streuung bezeichnet werden. Dabei bewegen sich die ausfallenden Photonen in andere Richtungen als die einfallenden Photonen. Bei Streuungsprozessen findet zwischen der Materie und den Photonen auf verschiedenen Wegen ein Energieaustausch statt. Hierbei wird zwischen (quasi)elastischer und inelastischer Streuung unterschieden, wobei diese sich dadurch unterscheiden, dass bei der inelastischen Streuung die Zentralwellenlänge des Streulichtes von derjenigen des einfallenden Lichts verschoben ist. Inelastische Streumechanismen sind beispielsweise Compton-, Brillouin- und Raman-Streuung sowie Fluoreszenz und Phosphoreszenz. Zu den elastischen Streumechanismen gehören:

- Thomson-Streuung,
- Rayleigh-Streuung,
- Mie-Streuung,
- geometrische Streuung.

Entsprechend den Anwendungsfällen in der vorliegenden Dissertation beschränkt sich dieses Kapitel auf eine knappe Darstellung der drei letztgenannten Mechanismen. Diese finden an

Festkörperpartikeln und Tröpfchen statt, während Thomson-Streuung bei der Wechselwirkung von Photonen mit freien oder schwach gebundenen Elektronen auftritt. Zur ungefähren Abgrenzung der drei Streumechanismen dient der Mie-Parameter:

$$x_M = \frac{D_p \pi}{\lambda} . \quad (2.26)$$

Hierin sind D_p der Durchmesser des bestrahlten Partikels (oder Tröpfchens) und λ die Wellenlänge der Strahlung. Die Bedeutung des Mie-Parameters wird in Abb. 2.16 veranschaulicht. Sie zeigt die Abgrenzung von Rayleigh-, Mie- und geometrischer Streuung für sphärische Partikel mit Durchmessern zwischen 0,01 und 100 μm . Die beiden Kurven geben die Intensität des Streulichtes in einem Winkel von 30° und 90° zur Einfallrichtung bei einer Wellenlänge der einfallenden Photonen von $\lambda = 532 \text{ nm}$ wieder. Die Werte von x_M mit denen zwischen den Streumechanismen unterschieden wird, sind in der Literatur nicht einheitlich. Die im Folgenden genannten Werte sind dem Übersichtsaufsatz von TROPEA [147] entnommen. Die dargestellten physikalischen Grundlagen und Eigenschaften der Rayleigh- und Mie-Streuung sind, soweit nicht anders angegeben, dem Buch von VAN DER HULST [148] und dem Buchbeitrag von PLATT et al. [149] entnommen.

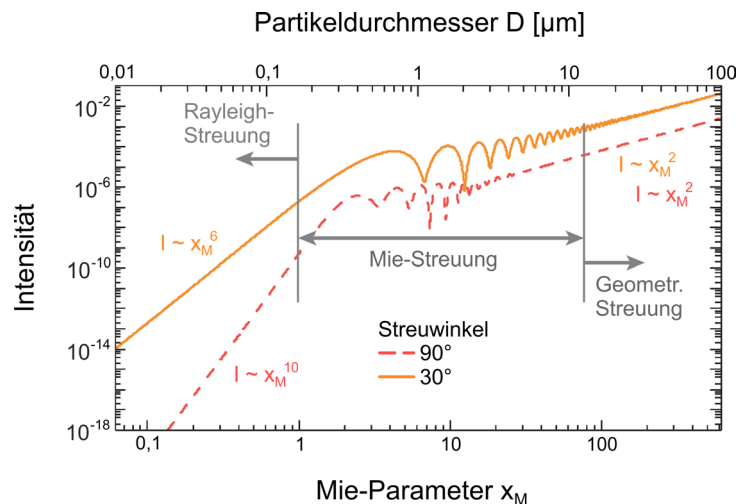


Abb. 2.16: Streuung an sphärischen Partikeln bei einer einachsigen Bestrahlung parallel polarisierten Lichts mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$. Die Darstellung zeigt die Abgrenzung der Rayleigh-, Mie- und geometrischen Streuung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser D . Übersetzte Wiedergabe aus [147], © Annual Reviews 2011.

Rayleigh-Streuung

Im Falle $x_M < 1$ ist das bestrahlte Partikel kleiner als die Strahlungswellenlänge und besteht aus nur einem bis wenigen Molekülen. Diese können als Hertz'sche Dipole aufgefasst werden, die in Phase schwingen. Der Streuprozess lässt sich daher mithilfe der Maxwell-Gleichungen beschreiben [150]. Die hantelförmige Intensitätsverteilung des Streulichtes ist

von D abhängig und besitzt ihre Maxima in Vorwärts- und Rückwärtsstreurichtung entlang der Photoneneinfallachse und ihre Minima in den dazu senkrechten Achsen. Daher fällt die Intensität in Abb. 2.16 beim größeren Streuwinkel deutlich schwächer aus. Der Streuwinkel ist der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung der einfallenden Photonen und der Beobachtungsrichtung. Darüber hinaus besteht bei einem sphärischen Partikel zwischen der Gesamtintensität und der Wellenlänge der Zusammenhang $I \sim \lambda^{-4}$. Rayleigh-Streuung findet typischerweise an Gasmolekülen statt, beispielsweise als Nebenerscheinung bei der Raman-Spektroskopie in Gasen.

Mie-Streuung

Im Intervall $1 < x_M < 90$ findet die Mie-Streuung statt. Sie stellt einen komplizierten Sonderfall der Rayleigh-Streuung dar, bei dem der Durchmesser des emittierenden Partikels der Größenordnung der Photonenwellenlänge entspricht. Daher kommt es zwischen Photonen die aus unterschiedlichen Bereichen des Partikels austreten zu Interferenzen. Je nach Beobachtungsrichtung weist die Intensitätsverteilung daher Minima und Maxima auf, wobei die intensivste Keule in Vorwärtsstreurichtung weist. Die Kurven in Abb. 2.16 zeigen eine Annäherung an einen linearen Zusammenhang zwischen Partikeloberfläche und Intensität. Typische Kandidaten für Mie-Streuung sind Titandioxid-Partikel mit Durchmessern in der Größenordnung von $1 \mu\text{m}$, wie sie üblicherweise zur Strömungsmarkierung bei *Particle Image Velocimetry*-Messungen in reagierenden Gasen verwendet werden, siehe Kap. 3.5.2.

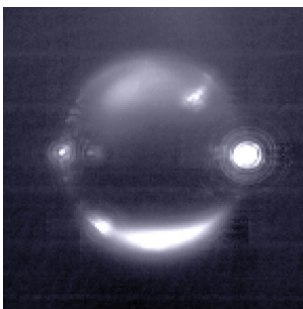
Geometrische Streuung

Ist $x_M > 90$, ist das Partikel wesentlich größer als die Wellenlänge der Strahlung. Die Streuung lässt sich dann mit Mitteln der geometrischen Optik als ein Zusammenspiel von Einzelstreuungen verschiedener Ordnungen (Einfach- und Mehrfachreflexionen, letztere kombiniert mit Brechung) beschreiben. Infolge von Interferenzen entstehen weiterhin streuwinkelabhängige Minima und Maxima, deren Auswirkungen auf die Intensität aber sehr viel geringer als im Falle der Mie-Streuung sind. Die Gesamtintensität ist weitgehend linear proportional zur Partikeloberfläche. Lichtstreuung an Tröpfchen lässt sich meistens als geometrische Streuung erklären. Das wird im Folgenden an einem für diese Dissertation relevanten Fall demonstriert. In zwei experimentellen Untersuchungen wurden Brennstofftröpfchen vom vertikalen Lichtband eines Nd:YAG-Lasers mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ bestrahlt und das Streulicht senkrecht zur Ebene des Lichtbandes von einer Kamera aufgenommen, siehe Kap. 4.4.2 und Kap. 5.4. Abb. 2.17a zeigt eine mikroskopische Aufnahme eines Kerosintröpfchens aus einer dieser Untersuchungen. Die Größe und die sphärische Gestalt des Tröpfchens werden durch die Bestrahlung von oben durch einen laserinduzierten Durchbruch deutlich. Zusätzlich sind rechts und links zwei *Glanzpunkte*²¹ zu sehen. Sie sind typisch für die Beleuchtung von Tröpfchen durch kohärente Strahlung. Ihre Entstehung wird in der Fachliteratur erläutert, beispielsweise von FROHN und ROTH [151] und von GLANTSCHNIG und CHEN [152]. Abb. 2.17b

²¹ In der englischsprachigen Fachliteratur werden diese Punkte als *glare points* bezeichnet.

zeigt eine schematische Draufsicht eines von links durch ein kohärentes Lichtband bestrahlten sphärischen Tröpfchens. Die Entstehung der Glanzpunkte wird mit Mitteln der geometrischen Optik veranschaulicht. Demnach resultiert der linke Glanzpunkt aus Strahlung, die an der Tröpfchenoberfläche direkt in die Aufnahmeoptik der Kamera reflektiert wird. Der rechte Glanzpunkt entsteht durch Strahlung, die beim Ein- und Austritt an der Tröpfchenoberfläche gebrochen und dabei stark umgelenkt wird. Strahlung, die zentral auf das Tröpfchen trifft, passiert dieses ohne oder nur unter sehr geringer Ablenkung in Form von Brechungen. Daher zeigen Tröpfchen bei kohärenter Hintergrundbeleuchtung in der Mitte einen hellen Fleck, siehe Abb. 8.1 in Kap. 8.2. Die schematische Darstellung in Abb. 2.17b stellt vornehmlich die Strahlgänge dar, die für die Glanzpunkte verantwortlich sind. Darüber hinaus finden Brechungen höherer Ordnung statt, bei denen Strahlung ein- bis mehrmals innerhalb des Tröpfchens an dessen Oberfläche reflektiert wird, ehe sie wieder austritt. Verkomplizierend kommt hinzu, dass die Intensität eines realen Lichtbands entlang seiner Dicke und Höhe einer Verteilungsfunktion folgt. Von der Position eines Tröpfchens in einem realen Band hängt daher ab, ob der linke oder der rechte Glanzpunkt intensiver erscheint. Die Glanzpunkte werden in verschiedenen Messverfahren zur Messung von Tröpfchendurchmessern genutzt, eine Einführung bietet der Übersichts-aufsatz von TROPEA [147].

a)



b)

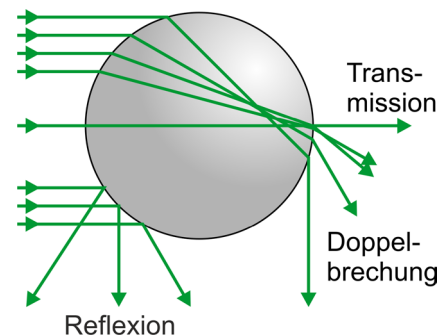


Abb. 2.17: a) Kerosintröpfchen mit $D_T = 95 \mu\text{m}$. Bestrahlung von links durch ein Laserlichtband mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ und von oben durch einen laserinduzierten Durchbruch. b) Schematische Draufsicht mit Strahlgängen in einem durch ein Lichtband bestrahlten sphärischen Tröpfchen.

3 Versuchsstand, Brennstoffe und Messtechnik

Die in der vorliegenden Dissertation vorgestellten experimentellen Untersuchungen wurden in einem Laborversuchsstand am DLR-Institut für Verbrennungstechnik in Stuttgart durchgeführt. In diesem Kapitel werden zunächst die wesentlichen Elemente des Versuchsstandes vorgestellt. Diese sind der Versuchskanal, seine Aggregate und die eingesetzten Injektoren und Zündsysteme. Es folgt eine Darstellung der verwendeten Brennstoffe, ihrer Auswahlkriterien und Eigenschaften. Abgeschlossen wird das Kapitel mit Erläuterungen zu den angewendeten Messverfahren.

3.1 Laborversuchsstand

Das zentrale Element des Versuchsstands war ein vertikal arrangierter Versuchskanal, welcher dank seiner modularen Bauweise für verschiedene experimentelle Untersuchungen einfach modifiziert werden konnte. Eine CAD-Darstellung des Kanals und seiner wesentlichen Komponenten ist in Abb. 3.1 zu sehen. Der eigentliche Kanal war 99 cm lang, wies einen nahezu rechteckigen Querschnitt von 62 cm^2 auf und bestand aus vier Segmenten, die auf je drei Seiten großflächige Fenster hatten. Die innere Stützstruktur bildeten vier Messingleisten in den Ecken des Querschnitts. Die Fenster waren durch horizontale und vertikale, schwarz eloxierte Aluminiumleisten an den Messingleisten fixiert. Die Leisten begrenzten das durch jedes Fenster gegebene Sichtfeld auf $6 \times 24 \text{ cm}$. Die Fenstergläser konnten leicht ausgetauscht werden, wodurch es möglich war, Gläser mit für das jeweilige Experiment geeigneten Transmissions- und Reflexionseigenschaften einzusetzen und diese leicht zu reinigen. Es standen Quarzgläser der Sorten Momentive GE 124 und Saint-Gobain Spectrosil 2000 sowie Borosilikat-Krongläser der Sorte Schott BK7 mit verschiedenen Antireflexbeschichtungen (beispielsweise für 532 nm) zur Verfügung. Als Abdichtung kamen chemisch resistente Dichtungstreifen und Dichtungsbänder aus Fluorkautschuk zum Einsatz. Die vierte Seite des Kanals war mit schwarz eloxierten Aluminiumplatten anstelle von Fenstern ausgestattet und an einer computergesteuerten Translationsmechanik befestigt. Die Mechanik besaß eine horizontale und eine vertikale Lineareinheit, wodurch der Kanal entlang der in Abb. 3.1 dargestellten x- und y-Achse mit einer Schrittweite von $0,0127 \text{ mm}$ verschoben werden konnte. In Abb. 3.2 und Abb. 3.3 sind die vereinfachten Leitungspläne des Versuchsstandes für den Betrieb zweier unterschiedlicher Injektoren, einer Spraydüse und eines Tröpfchenketteninjektors, dargestellt. Es handelt sich um die Standardkonfigurationen, welche in den meisten Experimenten zum Einsatz kamen. Mögliche Abweichungen werden in den Beschreibungen der jeweiligen Experimente angesprochen. Die Darstellungen beschränken sich auf die für das Verständnis wesentlichen Komponenten. Diverse Absperrventile, Entlüftungs- und Ablasshähne sowie Druck- und Temperatursensoren sind nicht dargestellt.

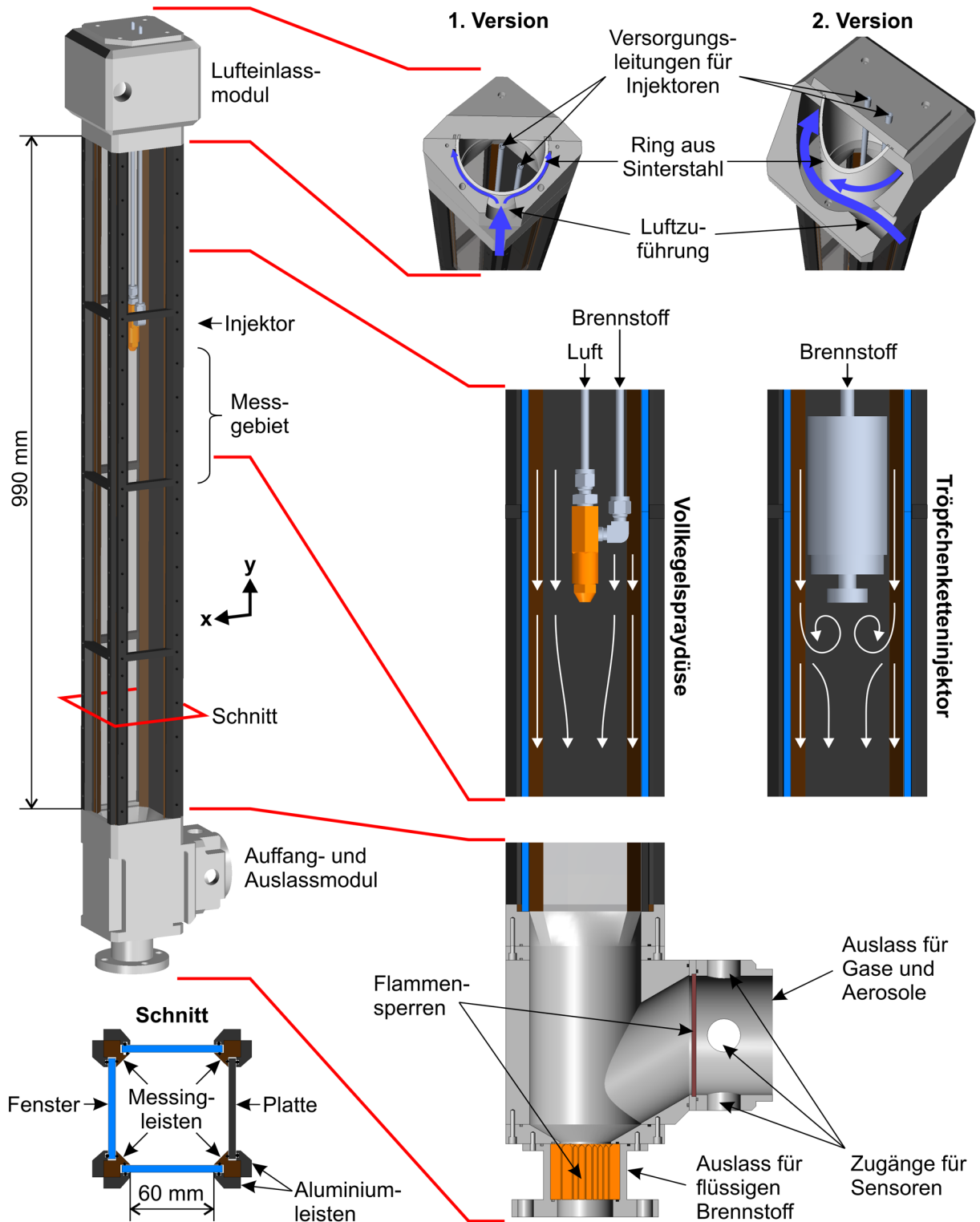


Abb. 3.1: Gesamtansicht des Versuchskanals (links) und ausgewählte Detailansichten: Beide Versionen des Lufteinlassmoduls (rechts oben), das Messgebiet mit Spraydüse und Tröpfchenketteninjektor (rechts Mitte) und das Auffang- und Auslassmodul (rechts unten). Die Querschnittszeichnung unten links ist maßstabsgetreu zu den Schnittzeichnungen des Messgebietes und des Auffang- und Auslassmoduls.

3.1.1 Computersteuerung

Vor jedem Versuchsbetrieb waren an einigen Systemkomponenten des Laborversuchsstandes manuelle Einstellungen vorzunehmen, andere Komponenten wurden über einen Windows-Computer kontrolliert und gesteuert:

- Bronkhorst-Luftmassenstromregler wurden über RS-232-Schnittstellen mit einem Feldbus (Bronkhorst FLOW-BUS) angesteuert. Die in dieser Arbeit angegebenen Massenströme entsprechen teilweise nicht denjenigen, die in der Steuerungssoftware eingestellt wurden. Sofern dieses zutraf, wurden sie mithilfe des Bronkhorst-Programmpakets FLUIDAT gegenüber den eingestellten Werten korrigiert [153]. Das war erforderlich, wenn die Eingangsdrücke der Massenstromregler von den kalibrierten Drücken abwichen oder wenn Stickstoff statt Luft verwendet wurde.
- Drucksensoren, Thermoelemente und Magnetventile waren an ICP-Schnittstellen (Produktreihe ICP-CON) angeschlossen, welche mit dem Computer über eine USB-Schnittstelle verbunden waren.
- Ein Pulsgenerator (BNC 565-8C) war über eine RS-232-Schnittstelle mit dem Computer verbunden und wurde in vielen Experimenten dazu verwendet, Messgeräte und das Zündsystem mittels Triggerpulsen zu starten.
- Die Translationsmechanik des Versuchskanals, bestehend aus zwei rechtwinklig angeordneten Lineareinheiten (Isel Doppelspur-Vorschub 1), wurde über eine RS-232-Schnittstelle angesteuert.

Durch die Steuerung wichtiger Komponenten über einen einzelnen Computer konnte ein hoher Automatisierungsgrad des Versuchsstandes realisiert werden. Dieser war bei Zündungsexperimenten aus Sicherheitsgründen von Vorteil. Von einem selbstgeschriebenen Makro für das Messtechnik- und Analyseprogramm LaVision Davis (Versionen 7 und 8) wurden die Brennstoffzufuhr, das Zündsystem, die Messtechnik und das Löschesystem nacheinander automatisch aktiviert. So wurde die Zeit, in der im Versuchskanal Verbrennung stattfand, auf wenige Sekunden pro Messung minimiert.

3.1.2 Lufteinlassmodul

Während des Versuchsbetriebes wurde der Kanal üblicherweise von oben nach unten von einem kontinuierlichen Luftstrom durchströmt. Zum einen versorgte er die Zündungsregion mit Luftsauerstoff, zum anderen spülte er Verbrennungsrückstände, Brennstoffdampf und Aerosole aus dem Kanal. Am oberen Ende des Kanals befand sich das Lufteinlassmodul. Seine Aufgabe bestand darin, dem Kanal die von einer Hausdruckluftleitung bereitgestellte Luft gleichmäßig über den Querschnitt verteilt zuzuführen. Die Hausdruckluft hatte einen Druck von ~ 13 bar, der von einem manuellen Drosselventil auf 10 bar reduziert wurde. Um Fluktuationen zu dämpfen, beispielsweise infolge von Luftentnahme aus derselben Leitung in anderen Labors, wurde die Luft in eine Ruhekammer mit einem Volumen von 12 l eingeleitet, von welcher sie über einen Massenstromregler (*Flow controller* FC1 in Abb. 3.2 und Abb. 3.3,

Bronkhorst F-206AI mit $\dot{m}_{k,\max} = 258,6 \text{ kg/h}^{22}$) in das Lufterlassmodul geleitet wurde. Dieses Modul wurde in Verlauf der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation weiterentwickelt. Die erste Version kam bei den in Kap. 4.3, 4.4.2, 5.1, 5.2 und 7 vorgestellten Untersuchungen zum Einsatz. Bei allen anderen Untersuchungen wurde die verbesserte, zweite Version verwendet, siehe obere Detailansichten in Abb. 3.1. Beiden Versionen lag dasselbe Konzept zugrunde: Druckluft wurde kontinuierlich über einen seitlichen Zugang in einen Ringspalt eingeleitet. Die innere Begrenzung des Ringspalts war die Außenfläche eines Sinterstahlrings mit einer Wanddicke von 3,5 mm und einer mittleren Porenweite von 80 μm . Die Druckluft verteilte sich über den Ringspalt und strömte durch die Poren des Sinterstahlringes ins Innere des Kanals. Die Idee hinter dem Konzept war die Annahme, dass die Druckdifferenz über den Sinterstahlring so groß war, dass sich trotz der einseitigen Zuführung die Luft im Ringspalt gleichmäßig verteilte, ehe sie ins Innere des Versuchskanals strömte. Zusätzlich wirkte der Sinterstahlring als Laminarisor, der große und kleine Verwirbelungen auflöste. Strömungstechnisch wäre es günstiger gewesen, dem Kanal die Luft nicht seitlich, sondern von oben über eine Sinterstahlplatte zuzuführen. Eine solche Bauform war jedoch nicht praktikabel, da die Brennstoffinjektoren samt Versorgungsleitungen vertikal in den Kanal eingeführt wurden. Der wesentliche Unterschied zwischen der ersten und der zweiten Version des Lufterlassmoduls bestand in der Anordnung der Luftzuführung. In der ersten Version wurde die Luft radial in den Ringspalt eingeleitet, der eine Breite von 3 mm besaß. Dadurch war es möglich, dass bei hohen Luftmassenströmen die Luft nicht gleichmäßig über den Sinterstahlring verteilt ins Innere des Kanals gelangte, sondern überproportional auf der Seite der Luftzuführung. Daher wurde die zweite Version entwickelt und bei späteren Experimenten eingesetzt. Sie unterschied sich von der ersten Version in zwei wesentlichen Punkten. Erstens war der Ringspalt mit 23 mm deutlich breiter. Zweitens wurde ihm die Luft nicht mehr radial, sondern tangential zugeführt. Damit stellte der Ringspalt eine Zyklonkammer dar, wodurch die gleichmäßige Verteilung der Luft über den Ringspalt sichergestellt wurde. Die kinetische Rotationsenergie der Luft sollte bei der Durchströmung der feinen Poren des Sinterstahlrings dissipiert werden. Das wurde in Stereo-PIV-Messungen überprüft, siehe Kap. 4.4.1.

3.1.3 Messgebiet

Es wurden zwei verschiedene Injektoren verwendet, eine Spraydüse und ein Tröpfchenketteninjektor. Eine detaillierte Darstellung erfolgt in Kap. 3.2. Die Injektoren wurden im oberen Teil des Versuchskanals mit der Austrittsebene nach unten installiert. Somit wurden die Brennstoffe in Strömungsrichtung des Luftstroms injiziert. Die stählernen Versorgungsleitungen ragten vertikal von den Injektoren bis zum Deckel des Versuchskanals, wo sie an Versorgungsleitungen und -schläuche angeschlossen waren. Die Austrittsebenen befanden sich

²² Die eingestellten Massenströme sind „krumme“ Werte. Das liegt daran, dass die Massenstromregler mit der Einheit *Standardliter pro Minute* arbeiteten, welche über die Luftdichte $\rho_L (0 \text{ °C}) = 1,293 \text{ kg/m}^3$ in einen Massenstrom umgerechnet werden musste. Wegen der Handlichkeit der Zahlenwerte werden in dieser Dissertation die Massenströme \dot{m}_f (Flüssigkeit/Brennstoff) und \dot{m}_d (Luft Spraydüse) in g/min und \dot{m}_k (Luft Versuchskanal) in kg/h angegeben.

~30 cm unterhalb des Lufteinlassmoduls. Die induzierte Zündung des Brennstoffs erfolgte wenige Zentimeter tiefer, und dementsprechend konnte das Messgebiet durch die Fenster des zweiten Segments des Versuchskanals gut eingesehen werden, siehe die Gesamtansicht in Abb. 3.1. Die Konfiguration aus einem Injektor in einem luftdurchströmten Kanal stellt eine rudimentäre Annäherung an eine Gasturbinenbrennkammer dar. Der wesentliche Unterschied bestand darin, dass die Geometrien von Gasturbinenbrennkammern und -injektoren dahingehend optimiert sind, dass sich die Flammen in torusförmigen Rezirkulationsgebieten verankern. Dieses Merkmal spielte für den Versuchskanal keine Rolle, da sich die Experimente auf fundamentale Prozesse bei der Entstehung und Entwicklung von Flammenkernen konzentrierten, die innerhalb weniger Millisekunden nach der Zündung ablaufen. Die Strömungsfelder um die Injektoren herum sind in den mittleren Detailansichten in Abb. 3.1 als weiße Stromlinien angedeutet. Stromab der schlanken Spraydüse war kein ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet zu erwarten. Der Tröpfchenketteneinjektor hingegen bestand aus mehreren zylindrischen Segmenten mit einem maximalen Durchmesser von 57 mm und stellte einen aerodynamischen Wirbelkörper²³ dar. Stromab wurde daher ein Rezirkulationsgebiet erwartet und mit PIV-Messungen nachgewiesen und charakterisiert, siehe Abb. 8.4a in Kap. 8.5.2.

3.1.4 Auffang- und Auslassmodul

Am unteren Ende des Kanals befand sich das Auffang- und Auslassmodul mit einem seitlichen und einem unteren Auslass, siehe untere Detailansicht in Abb. 3.1. Der seitliche Auslass war über einen Metallschlauch an die Entlüftungsanlage des Labors angeschlossen. Er war mit einer Flammensperre in Form einer Scheibe aus gesinterten Bronzekugeln ausgestattet, welche verhinderte, dass sich Flammen vom Versuchskanal ins Entlüftungssystem ausbreiten konnten. Hinter der Flammensperre lag ein Leitungssegment mit vier kreuzförmig angeordneten Zugangslöchern für Sensoren, gefolgt vom Schlauchstutzen. Der Luftstrom, verdampfter Brennstoff, Verbrennungsrückstände und Aerosole (Ruß, feine Brennstofftröpfchen, PIV-Partikel) wurden über einen Schlauch aus dem Versuchskanal abgesaugt und über einen Schornstein entsorgt. Das untere Ende des Versuchskanals besaß eine Trichterform, in deren Mitte sich der Auslass für flüssigen Brennstoff befand. Ein Kupferzylinder mit vierundfünfzig feinen vertikalen Bohrungen diente als Flammensperre. Unterhalb des Auslasses war ein Edelstahlgefäß mit einem Fassungsvermögen von 1,5 l montiert, das den flüssigen Brennstoff auffing und bis zum Ende des Versuchsbetriebes speicherte.

3.1.5 Brennstoffreservoir

Die Versorgung der Injektoren mit Brennstoff erfolgte über ein doppelwandiges, druckdichtes Edelstahlreservoir. Der Brennstoff befand sich in der inneren Kammer mit einem Fassungsvermögen von 1,4 l. Sie wurde von der äußeren Kammer umhüllt, welche vor und während des Versuchsbetriebes von einem kontinuierlichen Wasserstrom durchspült wurde. Der Wasserstrom diente der Temperaturregulierung des Brennstoffs und wurde von einem was-

²³ Der englischsprachige Fachbegriff lautet *bluff body*.

sergekühlten Temperiergerät mit Edelstahlbad (Lauda CS 6) zur Verfügung gestellt. Die Temperatur des Wassers wurde auf 21 °C eingestellt, die Brennstofftemperatur wurde mit einem Thermoelement in der Mitte der inneren Reservoirkammer überwacht. Die Wassertemperatur ließ sich am Temperiergerät mit einer Schrittweite von 0,1 °C einstellen, die absolute Genauigkeit wird vom Hersteller mit $\pm 0,2$ °C angegeben. Erst wenn die Brennstofftemperatur derjenigen des Wassers entsprach, wurde mit den Experimenten begonnen. In Vorstudien zu dieser Dissertation zeigte das Zündungsverhalten eine deutliche Abhängigkeit von der Brennstofftemperatur, welche ohne Temperaturregulierungen der Raumtemperatur im Labor unterlag. Daher wurde mit 21 °C eine Temperatur gewählt, die der durchschnittlichen Raumtemperatur entsprach und sich zu allen Jahreszeiten durch Erwärmen oder Abkühlen des Brennstoffs sehr genau einhalten ließ. An warmen Sommertagen wurde zusätzlich die Raumtemperatur des Labors durch eine Klimaanlage auf 21 °C gekühlt.

3.1.6 Brennstoff- und Luftversorgung der Spraydüse

Zur Förderung des Brennstoffs zu den Injektoren wurde Luft aus einer Hausdruckluftleitung in die innere Kammer des Reservoirs eingeleitet. Bedingt durch die Unterschiede in der Bauform und im Funktionsprinzip erfolgte die Brennstoffförderung zur Spraydüse und zum Tröpfchenketteninjektor auf verschiedene Weisen. Beim Einsatz der Spraydüse wurde die auf 5 bar gedrosselte Luft einer Hausdruckluftleitung über ein manuelles Drosselventil weiter reduziert, in den Hohlraum oberhalb des Flüssigkeitsspiegels der inneren Reservoirkammer ein- und über eine Bypassleitung in die Entlüftungsanlage ausgeleitet. Auf diese Weise wurde der Brennstoff unabhängig vom Füllstand des Reservoirs unter einem konstanten Überdruck gegenüber dem Versuchskanal gehalten, der über das Drosselventil genau eingestellt wurde. Die Druckdifferenz Δp_{RK} zwischen dem Reservoir und dem luftdurchströmten Kanal wurde mithilfe zweier kapazitiver Druckaufnehmer (Gems 2800) gemessen, die im Deckel der inneren Reservoirkammer und an der Stickstoffleitung des Löschsystems installiert waren. In allen experimentellen Untersuchungen wurde ein geringer Überdruck $\Delta p_{\text{RK}} = 100 \pm 1$ mbar angelegt, welcher in einem konstanten Brennstoffmassenstrom von $\dot{m}_{\text{F}} \approx 20$ g/min resultierte. Geringfügige Abweichungen zwischen verschiedenen Brennstoffen resultierten aus deren unterschiedlichen Dichten und Viskositäten. Exakte Messungen und Genauigkeitsanalysen werden in Kap. 8.1.2 vorgestellt. In Abb. 3.2 wird die Brennstoffleitung vom Reservoir zum Injektor mit einem Filter, einem Magnetventil (MV2) und einem Wasserwärmetauscher dargestellt. Der Filter war ein Swagelok-Sinterstahlzylinder mit einer mittleren Porenweite von 90 μm , der die Spraydüse vor Verstopfung durch Schwebstoffe schützen sollte. Der Wasserwärmetauscher war ein Metallblock mit einer Leitung für den Brennstoff und einer Leitung für das Wasser, welches aus dem Wasserkreislauf für die Temperierung des Brennstoffreservoirs stammte. Der Wärmetauscher sollte in erster Linie den Wärmeeintrag durch das Magnetventil MV2 kompensieren, bot aber den Nebeneffekt, dass die Brennstofftemperatur vor der Einleitung in den Versuchskanal nochmals an den Sollwert angeglichen wurde. Das Magnetventil wurde vom DaVis-Makro wenige Sekunden vor einer Zündung automatisch geöffnet und nach Abschluss der Messung geschlossen. Einerseits wurde so der Brennstoffverbrauch während des Versuchsbetriebes auf ein Minimum reduziert (an einem typischen Versuchstag

wurden 1 bis 2 l Brennstoff verbraucht), andererseits wurde nach erfolgter Zündung das Löschen der Flamme unterstützt. Bei der Spraydüse handelte es sich um eine luftgestützte Vollkegelspraydüse. Die Zerstäubungsluft wurde ihr durch eine separate Leitung zugeführt, welche an die 5-bar-Hausdruckluftleitung angeschlossen und mit einem Massenstromregler (FC2 in Abb. 3.2, Bronkhorst F-202AC mit $\dot{m}_{D,max} = 9,31 \text{ kg/h}$) ausgestattet war. In den meisten Messungen, mit Ausnahme der Untersuchung von Zündungswahrscheinlichkeiten (siehe Kap. 4.3.1), wurde als Standardzustand ein Zerstäubungsluftmassenstrom von $\dot{m}_{D,max} = 7,8 \text{ g/min}$ verwendet.

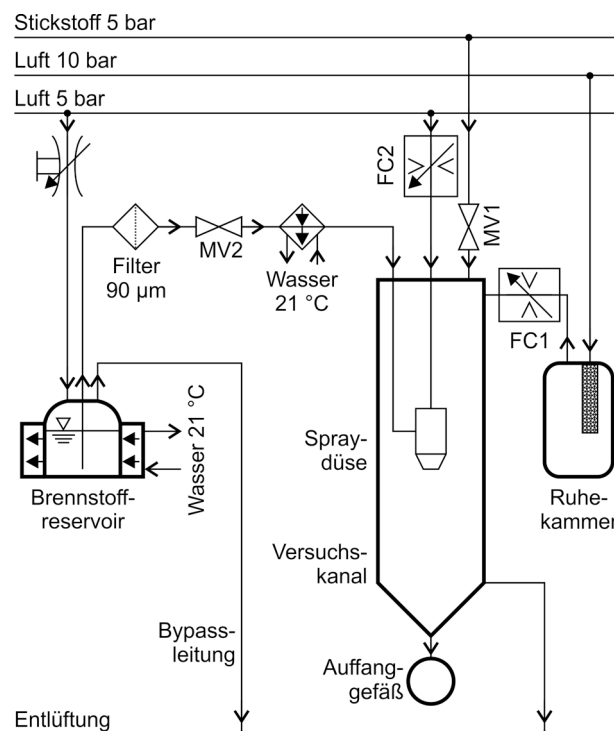


Abb. 3.2: Leitungsplan des Versuchsstandes mit luftgestützter Spraydüse.

3.1.7 Brennstoffversorgung des Tröpfchenketteninjektors

Für den Betrieb des Tröpfchenketteninjektors wurde die Bypassleitung abgesperrt und der Brennstoff im Reservoir durch einen kontinuierlich einströmenden Luftmassenstrom aus der 5-bar-Hausdruckluftleitung verdrängt, welcher von einem Massenstromregler (FC3 in Abb. 3.3, Tylan FC-2900 mit $\dot{m}_{R,max} = 2,155 \text{ g/h}$) geregelt wurde. Der Reservoirdruck im Hohlraum oberhalb des Flüssigkeitsspiegels wurde kontinuierlich von einem kapazitiven Druckaufnehmer (Gems 2800) gemessen. Unter der Annahme, dass die Lufttemperatur im Reservoir 21 °C betrug, berechnete sich aus dem Druck und dem Luftmassenstrom der einströmende Luftvolumenstrom, welcher dem verdrängten Brennstoffvolumenstrom entsprach. Mit der bekannten Brennstofftemperatur von 21 °C stand somit der Brennstoffmassenstrom fest. Während der Versuchsvorbereitungen stellte sich der Reservoirdruck langsam auf einen konstanten Wert ein, der von der Einstellung des Massenstromreglers FC3, dem verwendeten

Brennstoff und der Blende des Injektors abhing. In der Standardkonfiguration wurde eine Blende mit fünf Löchern mit 50 μm Durchmesser verwendet, siehe Kap. 3.2.2. Bei ihrem Einsatz wurde der Massenstromregler auf $\dot{m}_R = 0,431 \text{ g/h}$ eingestellt. Andere Blenden erforderten andere Massenströme, diese werden in den Beschreibungen der jeweiligen Experimente genannt. Während der Versuchsvorbereitungen dauerte es bis zu einer halben Stunde, bis sich der Reservoirdruck und damit der Brennstoffmassenstrom auf konstante Werte stabilisiert hatten. In der Standardkonfiguration pendelte sich der Reservoirdruck für Kerosin Jet A-1 bei $480 \pm 15 \text{ mbar}$ und für Ethanol bei $420 \pm 15 \text{ mbar}$ gegenüber dem Kanaldruck ein. Abweichungen resultierten vor allem aus der schwankenden Durchlässigkeit der Brennstofffilter. Neben dem 90- μm -Swagelokfilter wurde zusätzlich ein Einwegfilter mit einer PTFE-Membran und einer Porenweite von 0,45 μm verwendet. Er wurde benötigt, da der Tröpfchenketteninjektor wegen der kleinen Blendenlöcher sehr empfindlich auf feine Schwebstoffe im Brennstoff reagierte. Vor jedem Versuchsbetrieb wurde ein neuer Filter in die Leitung eingesetzt, weshalb der Reservoirdruck jedes Mal leicht variierte. Der Brennstoffmassenstrom in der Standardkonfiguration lag für alle fünf Blendenlöcher sowohl für Jet A-1 als auch für Ethanol bei $\sim 3 \text{ g/min}$, fiel aber wegen des nicht exakt reproduzierbaren Reservoirdrucks bei jeder Messung geringfügig unterschiedlich aus. In den Beschreibungen der Experimente werden die jeweils berechneten Brennstoffmassenströme \dot{m}_F genannt. Die indirekte Bestimmung von \dot{m}_F aus dem Reservoirdruck und dem einströmenden Luftmassenstrom erforderte Referenzmessungen zur Genauigkeitsanalyse, die in Kap. 8.1.3 vorgestellt werden.

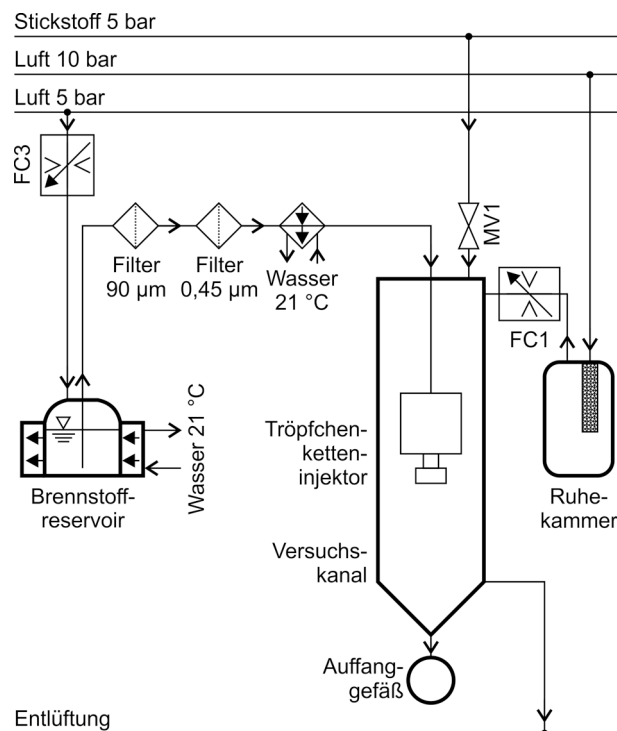


Abb. 3.3: Leitungsplan des Versuchsstandes mit Tröpfchenketteninjektor.

3.1.8 Löschesystem

Durch ein Rohr im Deckel oberhalb des Lufterlassmoduls konnte aus einer Gasflasche Stickstoff mit einem Druck von 5 bar in den Versuchskanal eingeleitet werden. Der Kanal war nicht für kontinuierliche Verbrennung ausgelegt, daher mussten nach einer Zündung die Flammen zügig zum Verlöschen gebracht werden. Das Löschesystem konnte entweder über ein manuelles Absperrventil oder ein Magnetventil (MV1 in Abb. 3.2 und Abb. 3.3) aktiviert werden. Das Magnetventil war vom Computer über eine ICP-Schnittstelle ansteuerbar und wurde vom DaVis-Makro drei Sekunden nach der Gabe eines Startsignals an das Zündsystem automatisch für fünf Sekunden geöffnet.

3.2 Injektoren

3.2.1 Spraydüse

Bei der verwendeten Spraydüse handelte es sich um eine luftgestützte Vollkegelspraydüse Modell SN 30609-2 von Delavan Spray Technologies, die für den Einsatz in Ölbrennern entwickelt wurde. Eine Schnittzeichnung durch die fast identische Spraydüse SN 30609-11 ist in Abb. 3.4 zu sehen. Die Düse besaß eine seitliche Zuführung für den Brennstoff und eine zentrale Zuführung für die Zerstäubungsluft. Im Inneren gelangte der Brennstoff über eine zentrale Leitung zu einer internen Brennstoffblende mit einem Durchmesser von 0,5 mm. Die Zerstäubungsluft strömte über interne Kanäle, welche um die Brennstoffleitung herum angeordnet waren, zu einem Drallerzeuger. In einer schmalen Zone zwischen der Brennstoff- und der Austrittsblende (Durchmesser 1,7 mm) traf die verdrehte Luft unter einem Winkel von 45° auf den Brennstoff, wobei es zur Zerstäubung kam. Das Funktionsprinzip dieser Spraydüse und der Zerstäubungsmechanismus werden in Kap. 2.3 näher erläutert.

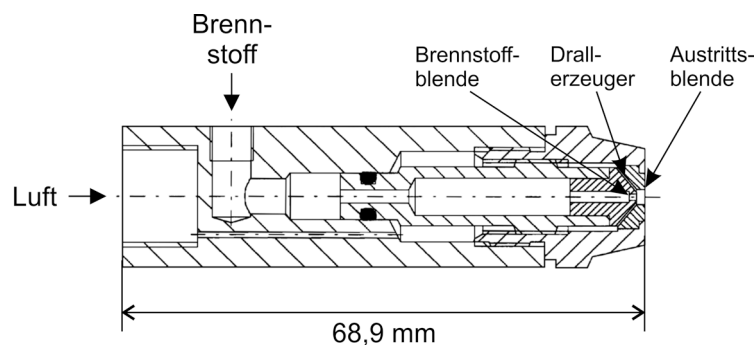


Abb. 3.4: Schnittzeichnung durch die Spraydüse Delavan SN 30609-11. Wiedergabe aus [154].

Der Grad der Zerstäubung und der resultierende Spraywinkel hingen maßgeblich vom Zerstäubungsluftmassenstrom \dot{m}_D ab. In Versuchskanal wurde die Spraydüse vertikal mit der Austrittsöffnung nach unten installiert. Ohne die Zerstäubungsluft trat der Brennstoff als

Strahl aus, der infolge von Gravitation und Kohäsion nach wenigen Zentimetern an zufälligen Orten einschnürte und zertropfte. Je höher der Zerstäubungsluftmassenstrom war, desto höher war die kinetische Energie der Luft beim Auftreffen auf den Brennstoff und damit der Grad der Zerstäubung. Dieser wird durch die auf den Blendendurchmesser und die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Phasen bezogene Weber-Zahl charakterisiert, siehe Kap. 2.3. Laut Herstellerangaben konnte die Spraydüse mit einem Brennstoffvolumenstrom von 0,3 bis 2,1 l/h betrieben werden. Nimmt man eine für flüssige Kohlenwasserstoffe repräsentative Dichte $\rho_F = 790 \text{ kg/m}^3$ an, entspricht das einem Massenstrom von 4 bis 28 g/min. Der mögliche Zerstäubungsluftvolumenstrom war mit 0,01 bis 0,059 m³/min angegeben. Bei NIST-Standardbedingungen entspricht das 12 bis 71 g/min. Allerdings zeigten systematische Untersuchungen der Zündungseigenschaften, dass die Düse bei geringeren Zerstäubungsluftströmen besser zündete, siehe Kap. 4.3.1, weshalb primär Massenströme \dot{m}_D von $\sim 8 \text{ g/min}$ realisiert wurden. Abb. 3.5 zeigt drei invertierte Laserlichtschnittbilder der Mie-Streuung eines von der Spraydüse erzeugten Kerosinsprays. Der Brennstoffmassenstrom und der Kanalluftmassenstrom lagen konstant bei $\dot{m}_F = 20,7 \text{ g/min}$ und $\dot{m}_K = 12,9 \text{ kg/h}$. Von links nach rechts nimmt \dot{m}_D von 8,4 über 16,2 auf 23,9 g/min zu. Am Düsenaustritt entspricht das Luftgeschwindigkeiten von ~ 50 , ~ 100 und $\sim 150 \text{ m/s}$. Die angegebenen Weber-Zahlen beziehen sich auf den Brennstoffblendendurchmesser und auf die Relativgeschwindigkeit zwischen Brennstoff und Zerstäubungsluft. Nach der Definition von CHIGIER und REITZ [102] liegt bei koaxialen Zweiphasenströmungen ab $We > 100$ der Modus des Ligamentzerfalls vor, siehe Kap. 2.3. Allerdings darf angenommen werden, dass auch bei $We \approx 60$ dieser Modus präsent war, da die beiden Phasen nicht koaxial waren, sondern unter einem Winkel von 45° aufeinanderprallten, woraus eine erhöhte Energiezufuhr ins Spray resultierte. In allen drei Bildern von Abb. 3.5 ist die Pulsation des Sprays anhand wellenförmiger Intensitätsschwankungen sichtbar. Mit zunehmender Weber-Zahl wurde der Spraywinkel enger und die Tröpfchendichte nahm zu, wie am von links nach rechts dunkler werdenden Kegel ersichtlich ist. Laut Herstellerangaben betrug der Spraywinkel unmittelbar stromab der Austrittsblende 40° . Die von der Düse erzeugten Tröpfchendurchmesser sind nicht bekannt, da während der Untersuchungen zu dieser Dissertation kein geeignetes Messsystem zur Verfügung stand. In Abb. 3.5 wird aber deutlich, dass die Tröpfchendurchmesser einer breiten Streuung unterlagen. Es sind stark zerstäubte Sprays, aber auch einzelne große Tröpfchen zu erkennen. Insbesondere bei $We \approx 60$ sind im Außenbereich des Spraykegels große Tröpfchen in Form einzelner schwarzer Punkte sichtbar. Der Brennstoffmassenstrom von 20 g/min entsprach bei einer Dichte $\rho_F = 790 \text{ kg/m}^3$ einer Austrittsgeschwindigkeit aus der Brennstoffblende von $\sim 2 \text{ m/s}$. Mit den oben genannten Austrittsgeschwindigkeiten der Zerstäubungsluft ergeben sich damit am Düsenaustritt Geschwindigkeitsverhältnisse von $u_G/u_F = 25$, 50 und 75 (von links nach rechts in Abb. 3.5). Wendet man die von HARARI und SHER [106] für diese Düsengeometrie bestimmte Korrelation Gl. (2.12) des Sauterdurchmessers $D_{32} = f(u_F, u_G)$ an, zeigt sich, dass dieser für $We \approx 220$ ein Drittel von dem bei $We \approx 60$ und für $We \approx 480$ fast die Hälfte von dem bei $We \approx 220$ beträgt. In Abb. 3.5 nimmt D_{32} von links nach rechts also um mehr als den Faktor 5 ab.

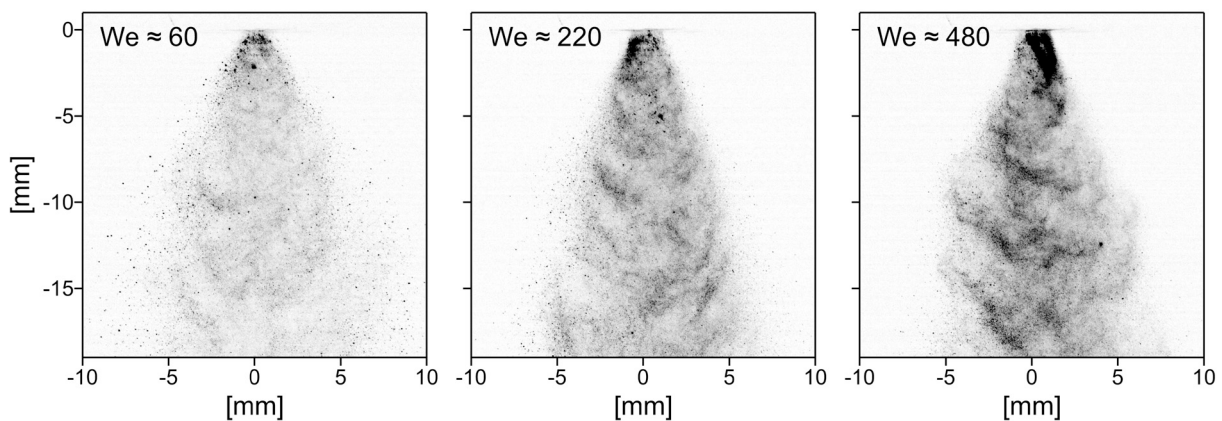


Abb. 3.5: Invertierte Laserlichtschnittbilder von Kerosinspraykegeln für drei verschiedene Weber-Zahlen und $\dot{m}_f = 20,7 \text{ g/min}$.

3.2.2 Tröpfchenkettinjektor

Der Tröpfchenkettinjektor war ein umgebauter Schwingblendenaerosolgenerator Modell VOAG 3450 von TSI Inc. Im Auslieferungszustand waren der eigentliche Aerosolgenerator, die Versorgungssysteme und die Bedienkonsole in einem Steuer- und Versorgungsgerät integriert. Für die Experimente im Versuchskanal wurde der Aerosolgenerator aus dem Gerät ausgebaut. Auf der Rückseite wurde ein Stahlrohr montiert, durch welches die Versorgungsleitungen zum Steuer- und Versorgungsgerät geführt wurden. In Abb. 3.6 ist eine Schnittzeichnung durch den Injektor zu sehen. An der Unterseite eines hohlen Metallzylinders befand sich ein Gewindezapfen, auf welchen die rotationssymmetrische Fassung für die Schwingblende aufgeschraubt war. Die Fassung wurde von einem Ring aus einer piezoelektrischen Keramik umrundet, die durch ein elektrisches Rechtecksignal angeregt wurde und ihre Schwingung über die Fassung auf die Schwingblende übertrug. Die Frequenz des Signals wurde an der Bedienkonsole manuell eingestellt. Die Übertragung erfolgte vom Steuer- und Versorgungsgerät über eine Koaxialleitung und einen Kontaktkopf an der Unterseite des Zylinders. Der einstellbare Frequenzbereich des VOAG 3450 reichte von 0,7 bis 1590 kHz, die benötigte Frequenz konnte mit den Gleichungen (2.7) und (2.8) berechnet werden. Die Schwingblende lag in der Fassung mittig über einem Loch mit 5 mm Durchmesser auf. Vom Gewindezapfen war sie durch einen O-Ring aus Fluorkautschuk mechanisch isoliert. Einerseits sorgte der O-Ring dafür, dass die Schwingung der Blende nicht durch den Gewindezapfen blockiert wurde. Andererseits schaffte er einen Hohlraum über der Blende, in welchem der Brennstoff zu den Blendenlöchern fließen konnte. Durch den Gewindezapfen führten zwei vertikale Bohrungen zum Hohlraum, welche im Zylinder an feine PTFE-Schläuche angeschlossen waren. Der Zuflussschlauch führte direkt vom Brennstoffreservoir zum Injektor, siehe Abb. 3.3. Der Rückflussschlauch führte zu einem Absperrventil und einem Ablasshahn, welche beide im Steuer- und Versorgungsgerät integriert waren. Während der Versuchsvorbereitung wurde das Ventil geöffnet, um den Zuflussschlauch und den Hohlraum über der Blende zu entlüften. Während des Versuchsbetriebes war es abgesperrt.

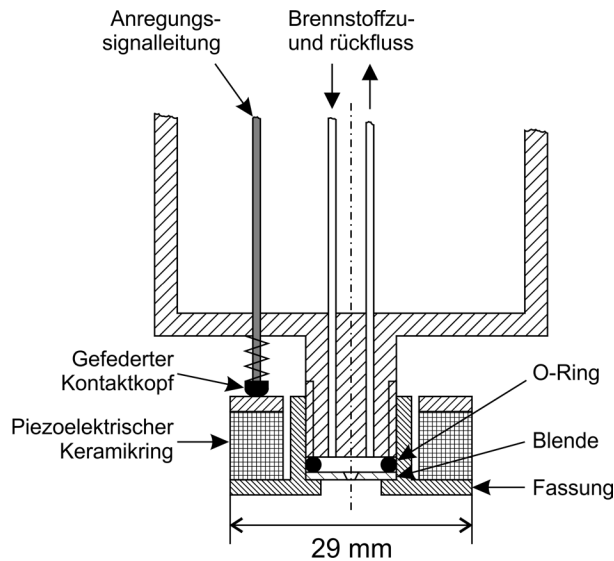


Abb. 3.6: Schnittzeichnung durch den Tröpfchenketteninjektor.

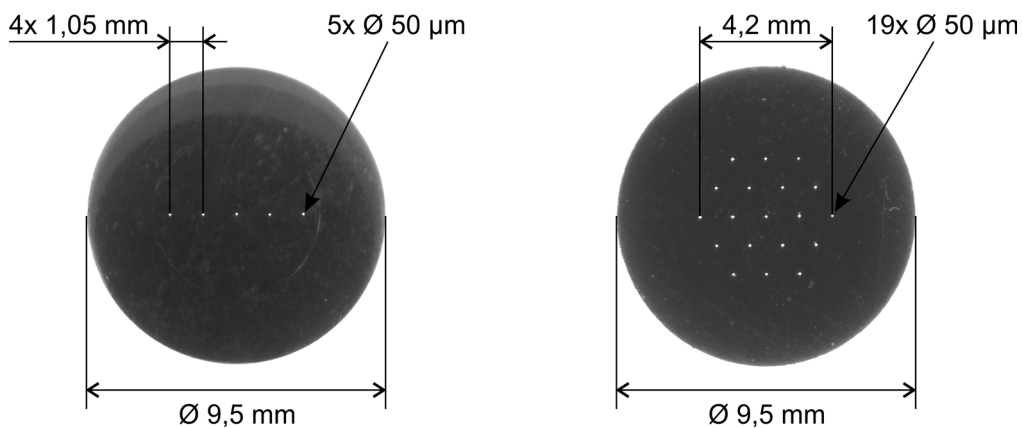


Abb. 3.7: Schwingblenden mit fünf in Reihe (links) und neunzehn hexagonal (rechts) angeordneten Löchern.

Für die experimentellen Untersuchungen zu dieser Dissertation wurden von zwei Herstellern verschiedene Schwingblenden angefertigt. In den Untersuchungen hat sich insbesondere eine hochpräzise Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Löchern von Günther Frey GmbH & Co. KG bewährt. Sie ist links in Abb. 3.7 zu sehen. Die Löcher besaßen eine konische Form, hatten einen Durchmesser $D_L = 50 \mu\text{m}$ und einen Loch-zu-Loch-Abstand von $1,05 \pm 0,025 \text{ mm}$. Die angegebenen Werte beziehen sich auf den engeren Durchmesser des Lochkonus, der für eine korrekte Funktion des Injektors nach unten zu weisen hatte. Die Präzision von Lochform und -durchmesser entsprach dem für die Fertigung von Elektronenmikroskopen gebräuchlichen, sehr hohen Standard. Eine Angabe der Fertigungstoleranz wurde daher vom Hersteller nicht gegeben. Die Blende bestand aus einer Platin-Iridium-Legierung, besaß einen Durchmesser von 9,5 mm und eine Dicke von 0,2 mm. Zwei weitere Blenden mit geringerer Fertigungsgenauigkeit wurden von Deringer-Ney Inc. angefertigt. Eine besaß ein einzelnes, zentrales Loch mit $D_L = 50 \pm 12,5 \mu\text{m}$, die andere besaß neunzehn Löcher mit

$D_L = 50 \pm 12,5 \mu\text{m}$ in einer hexagonalen Anordnung. Diese Blende ist rechts in Abb. 3.7 zu sehen. Die beschriebenen Blenden wurden in verschiedenen Untersuchungen für diese Dissertation eingesetzt.

3.3 Zündsysteme

Laserinduzierte Zündungen bieten einige Vorteile gegenüber den in heutigen Verbrennungsmotoren üblichen elektrischen Entladungen, welche sie insbesondere für Laborexperimente unter präzise definierten Bedingungen interessant machen:

- Große Flexibilität bei der Positionierung des Zündfunkens.
- Keine Zündkerze im näheren Umfeld des Zündfunkens, die mit dem lokalen Strömungsfeld interagiert und als Wärmesenke fungiert.
- Die Zündenergie kann stufenlos variiert werden, besitzt eine hohe Reproduzierbarkeit und ist messtechnisch leicht zugänglich.
- Der Zündzeitpunkt lässt sich auf wenige Nanosekunden genau einstellen.

Aufgrund dieser Vorteile wurde für die meisten Zündungsexperimente im Versuchskanal ein laserbasiertes Zündsystem eingesetzt. Allerdings entsprechen elektrische Zündsysteme nach wie vor dem Stand der Technik in heutigen Verbrennungsmaschinen. Daher war es als Teil der Arbeiten zu dieser Dissertation unabdingbar, die mithilfe laserinduzierter Zündungen gewonnenen Erkenntnisse bezüglich ihrer Übertragbarkeit auf elektrische Zündungen zu überprüfen. Es existieren zahlreiche Formen elektrischer Zündsysteme. Zwei Formen, ein induktiv arbeitendes Wechselstromzündsystem und ein kapazitiv arbeitendes Gasturbinenzündsystem wurden verwendet, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede gegenüber der Sprayzündung mit dem Laserzündsystem zu identifizieren. Allerdings wiesen diese einen Nachteil auf, welcher sich auf die Quantifizierung der mit ihnen durchgeführten Messungen auswirkte: Während sich die Laserpuls- und Durchbruchenergien bei der laserinduzierten Zündung mit der in Kap. 3.5.8 beschriebenen Methode gut bestimmen ließ, war eine Messung der von den elektrischen Zündsystemen freigesetzten Energien nicht möglich. Dazu hätte es hochspannungsresistenter und zeitlich hochauflösender Messgeräte bedurft, die sehr teuer sind und am DLR-Standort in Stuttgart nicht zur Verfügung standen. Daher sind außer den in diesem Kapitel angegebenen technischen Daten keine weiteren Informationen über die während der Messungen freigesetzten Energien verfügbar.

3.3.1 Laserzündsystem

Das Laserzündsystem verwendete den physikalischen Mechanismus des nichtresonanten Durchbruchs durch fokussierte Laserstrahlung, der in Kap. 2.7 ausführlich vorgestellt wird. Als Quelle für die Laserstrahlung diente ein Nd:YAG-Laser InnoLas SpitLight 600-10, der mit einem Typ-II-KTP-Kristall als Frequenzverdoppler und einer KD*P-Pockels-Zelle als Güteschalter ausgestattet war. Er besaß eine Oszillator- und eine Verstärkerstufe, die beide durch eine gemeinsame Blitzlampe mit einer Pulsdauer von $200 \mu\text{s}$ gepumpt wurden und auf

eine Arbeitsfrequenz von 10 Hz ausgelegt waren. Die Laserpulse folgten sowohl zeitlich als auch räumlich in erster Näherung einer Gauß-Verteilung. Die Laserstrahlung besaß nach der Frequenzverdoppelung eine vertikale Polarisation. Der Strahldurchmesser am Austritt betrug laut Hersteller 6 mm mit einer Divergenz von unter 0,5 mrad. Die Laserpulsenergie E_{LP} konnte über die Blitzlampenvorspannung U_{BL} und die Verzugszeit Δt_{BL-PO} zwischen dem Beginn des Blitzlampenpulses und dem Öffnen der Pockels-Zelle verändert werden. Eine Veränderung von U_{BL} würde allerdings zu einem anderen Wärmeeintrag in die Nd:YAG-Kristalle führen, mit Auswirkungen auf das Strahlprofil. Daher wurde U_{BL} auf einem konstant hohen Level von 610 V belassen. Wurde eine Variation von E_{LP} benötigt, so wurde diese durch die Veränderung von Δt_{BL-PO} erreicht. Die maximale Energie wurde bei $\Delta t_{BL-PO} = 215 \mu s$ erzielt. Die Pulsdauer $\Delta t_{LP,FWHM}$ der zweiten Harmonischen (Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$) betrug in diesem Fall 6 ns. Wurde Δt_{BL-PO} verlängert, sank E_{LP} , während $\Delta t_{LP,FWHM}$ zunahm. Beispielsweise war $\Delta t_{LP,FWHM} = 8,2 \text{ ns}$ bei $\Delta t_{BL-PO} = 295 \mu s$. Laut Hersteller waren Pulsenergien der zweiten Harmonischen von bis zu 400 mJ möglich. Allerdings lagen zwischen dem Laser und dem Durchbruch im Versuchskanal einige optische Komponenten, welche die tatsächlich im Durchbruch ankommende Energie deutlich reduzierten. Von der Möglichkeit, die Pulsenergie zu variieren wurde in der in Kap. 4.1.3 vorgestellten Untersuchung Gebrauch gemacht. In Tab. 4.2 sind für verschiedene Δt_{BL-PO} die sich einstellende Dauer $\Delta t_{LP,FWHM}$ und die im Versuchskanal ankommende Energie E_{LP} angegeben.

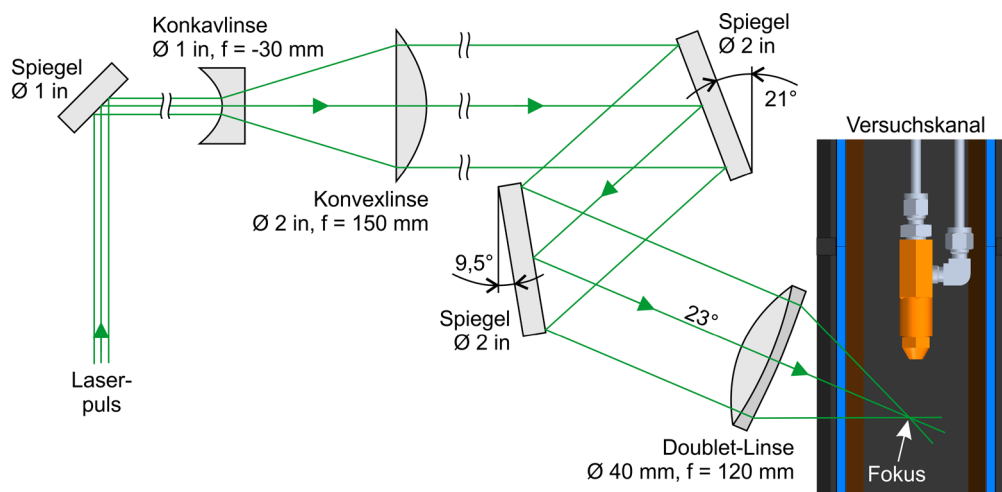


Abb. 3.8: Schematische Seitenansicht des Strahlgangs des Laserzündsystems. Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht.

Eine schematische Seitenansicht des Strahlgangs vom Laser zum Versuchskanal, inklusive der optischen Komponenten und ihrer Eigenschaften, wird in Abb. 3.8 gezeigt. Der Laser stand auf einem optischen Tisch neben dem Versuchskanal. Die Laserpulse wurden über ein vertikales Periskop in eine optische Bank eingekoppelt. Der obere Spiegel des Periskops ist links in Abb. 3.8 dargestellt. Er lenkte die Pulse in ein invertiertes Galilei'sches Teleskop, be-

stehend aus einer Konkav- und einer Konvexlinse, welches den Strahldurchmesser auf ~ 40 mm expandierte. Anschließend wurden die Pulse über zwei Spiegel senkrecht auf eine um 23° geneigte Doublet-Linse mit einer Brennweite von 120 mm gelenkt. Diese war für den Einsatz mit Nd:YAG-Lasern optimiert und zeichnete sich durch eine minimale chromatische Aberration zwischen 532 nm und 1064 nm sowie durch eine minimale sphärische Aberration aus. Dadurch ergab sich für die im Laserpuls enthaltenen Restanteile der ersten Harmonischen und für die den Laserpuls dominierende zweite Harmonische ein einheitlicher Fokus mit geringer räumlicher Ausdehnung. Der Fokus wurde im Versuchskanal stromab der Injektoren positioniert. Die Laserpulse traten durch ein Fenster in den Kanal ein, das auch für laserbasierte und optische Messungen benutzt wurde. Die genaue Position des Fokus wurde für die Spraydüse in Messungen der Zündungswahrscheinlichkeit festgelegt, die in Kap. 4.3.1 vorgestellt werden. Beim Einsatz des Tröpfchenketteninjektors mit der Schwingblende mit fünf parallelen Löchern wurde der Fokus auf die horizontale Position der ersten Tröpfchenkette auf der Seite des Einfallsfensters und 10 mm unterhalb der Austrittsebene des Injektors positioniert. Eine dreidimensionale schematische Darstellung aller Komponenten des Laserzündsystems ist in Abb. A.1 im Anhang A zu sehen.

Außer der Doublet-Linse waren sämtliche Optiken im Strahlengang mit Antireflexbeschichtungen für 532 nm versehen, um Energieverluste und gefährliche Reflexionen zu minimieren. Die Aufweitung der Laserpulse durch die Teleskopoptik und die anschließende Fokussierung hatte zwei Gründe. Erstens wurde damit für eine starke Konvergenz des Strahlgangs nach der Doublet-Linse gesorgt, wodurch der Fokus eine kurze räumliche Ausdehnung besaß und sich präzise positionieren ließ. Zweitens war der Puls beim Passieren des Kanalfensters noch so weit aufgeweitet, dass die lokale thermische Belastung des Fensters gering war. Auch der Neigungswinkel des letzten Strahlgangabschnitts von 23° hatte zwei Gründe. Erstens waren die meisten optischen Komponenten des Laserzündsystems oberhalb der Austrittsebene der Injektoren platziert, um die optische Zugänglichkeit des stromab liegenden Messgebiets nicht zu blockieren. Zweitens drang der Laserpuls durch einen Fensterabschnitt in den Kanal ein, der hoch genug lag, dass er beim Einsatz der Spraydüse vom Spraykegel nicht mit Brennstoff benetzt wurde.

Die Blitzlampe und die Pockels-Zelle des Lasers konnten entweder von einem internen Pulsgenerator oder über BNC-Buchsen am Versorgungsmodul mittels externer TTL-Pulse angesteuert werden. Ferner war es bei interner Taktung möglich, während des Blitzlampenpulses und zur Öffnungszeit der Pockels-Zelle über BNC-Buchsen am Versorgungsmodul des Lasersystems TTL-Pulse abzugreifen. Dadurch bot das Lasersystem vielfältige Möglichkeiten bei der Gestaltung von Experimenten und der Synchronisation mit Messgeräten. Bei externer Ansteuerung der Pockels-Zelle über das Versorgungsmodul unterlag der Zeitpunkt des Laserpulses einem Jitter von ± 10 ns. Dieser ließ sich jedoch auf ± 1 ns reduzieren, indem der TTL-Puls über einen Adapter direkt in die Kommunikationsleitung zwischen Laser und Versorgungsmodul eingekoppelt wurde. Diese Option wurde bei allen Experimenten genutzt.

3.3.2 Wechselstromzündsystem

In Ottomotoren kommen üblicherweise induktiv arbeitende Zündsysteme zum Einsatz. Bei diesen wird eine Primärspule von einem Strom durchflossen, wodurch sich in ihr ein Magnetfeld aufbaut. Zu einem vorgegebenen Zeitpunkt wird der Stromfluss unterbrochen, das Magnetfeld bricht schlagartig zusammen und induziert damit in der Sekundärspule eine Hochspannung von mehreren Kilovolt. Die Sekundärspule ist mit der Zündkerze verbunden, deren Elektroden in den Brennraum hineinragen. Durch die anliegende Hochspannung kommt es zwischen den Elektroden zum Durchbruch. Der entstehende Entladungskanal ist elektrisch leitfähig, die Hochspannung bricht zusammen. Für einige Mikrosekunden findet eine elektrische Entladung statt, wobei zwischen den Elektroden ein abklingender Strom fließt. Eine detaillierte Darstellung dieses Prozesses wird in Kap. 2.6 gegeben. Das verwendete, induktiv arbeitende Zündsystem gehörte zum Freikolbenlineargenerator-Prüfstand des DLR-Instituts für Fahrzeugkonzepte in Stuttgart und war eine Sonderanfertigung der Firma Genotec Elektronik GmbH. Seine Besonderheit gegenüber herkömmlichen induktiven Zündsystemen war seine Fähigkeit, die Bogenentladungsphase auf bis zu 3 ms auszudehnen. Das wurde durch das Anlegen eines Wechselstroms auf der Primärseite der Zündspule erreicht: Nach erfolgtem Durchbruch an der Zündkerze erzeugte das Zündgerät einen sägezahnförmigen Stromfluss mit steigender Rampe durch die Primärspule, wobei sich die Polung nach jeder Rampe umkehrte. In der Primärspule entstand so ein oszillierendes Magnetfeld, welches wiederum in der Sekundärspule einen Wechselstrom induzierte. Der Entladungskanal zwischen den Elektroden blieb solange erhalten, wie der Wechselstrom hindurchfloss. Das Gerät war für den Einsatz mit Viertakt-Ottomotoren entwickelt worden und konnte daher mit Zündfrequenzen zwischen 20 und 3000 Hz betrieben werden. Der Zündvorgang wurde über eine BNC-Buchse mittels eines externen TTL-Pulses gestartet, wobei der Jitter $\pm 1 \mu\text{s}$ betrug [155]. Am Gerät konnte eine Zünddauer zwischen 0,1 und 3 ms gewählt werden. Die Spitzenstromstärke des Sägezahnstroms auf der Primärseite $I_{p,\max}$ war zwischen 6 und 15 A wählbar. Ein baugleiches Gerät desselben Herstellers wurde in den Dissertationen von WILSTERMANN [117] und HOHNER [156] verwendet. Für $I_{p,\max} = 7 \text{ A}$ bzw. 10 A gaben sie eine Leistung der Bogenentladung von $\sim 40 \text{ W}$ an.

Für den Einsatz des Wechselstromzündsystems im Versuchskanal wurde ein Elektrodenmodul konstruiert, das anstelle eines Fensters seitlich in den Kanal eingebaut werden konnte. Als Basis diente eine Aluminiumplatte, deren Dicke und Kantenlängen mit denen der Kanalfenster übereinstimmten. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.9 zu sehen. Es wurde so entworfen, dass das Strömungsfeld und der Blick auf das Messgebiet durch die verbleibenden zwei Fensterfronten möglichst wenig gestört wurden. Ferner sollten sich die Position des Durchbruchs und die Spaltbreite zwischen den Elektroden flexibel einstellen lassen. Daher wurden zwei angespitzte Wolframelektroden mit 1,6 mm Durchmesser verwendet, wie sie zum WIG-Schweißen gebräuchlich sind. Damit elektrische Durchbrüche nur zwischen ihren Spitzen stattfanden, waren sie in einem rechten Winkel zueinander angeordnet, wobei eine Elektrode um 45° nach oben und die andere um 45° nach unten gerichtet war. Die Stromzufuhr zu den Elektroden erfolgte über zwei horizontale Aluminiumschäfte, die in Isolationshülsen aus Polyoxymethylen gelagert waren. Durch die Verschiebung der Aluminiumschäfte in

den Hülsen erfolgte die Justierung der horizontalen Position des Durchbruchs. Die Spaltbreite war über die Befestigung der Elektroden an den Aluminiumschäften einstellbar. Das Elektrodenmodul wurde so in den Kanal eingebaut, dass sich die Elektroden stromab des Injektors befanden. Die obere Elektrode war geerdet und die untere an die Zündspule angeschlossen, damit die Durchbrüche zwischen den Elektroden, und nicht zwischen der oberen Elektrode und dem Injektor stattfanden. Da das Wechselstromzündsystem für den Einsatz mit Zündkerzen für Ottomotoren entwickelt war, wurde zwischen der unteren Elektrode und der Zündspule ein Widerstand benötigt, um den internen Entstörwiderstand der Zündkerzen zu ersetzen. Da für den elektrischen Durchbruch gegenüber der Erde eine Potentialdifferenz von mehreren Kilovolt aufgebaut wurde, und während der Wechselstrom-Bogenentladung über mehrere Millisekunden hohe Leistungen übertragen wurden, war ein Hochleistungsrohrwiderstand mit $1 \pm 0,1 \text{ k}\Omega$ (Kanthal 889AS102KN) zu verwenden. Er war für eine elektrische Leistung von 100 W und Spannungsspitzen von bis zu 75 kV geeignet.

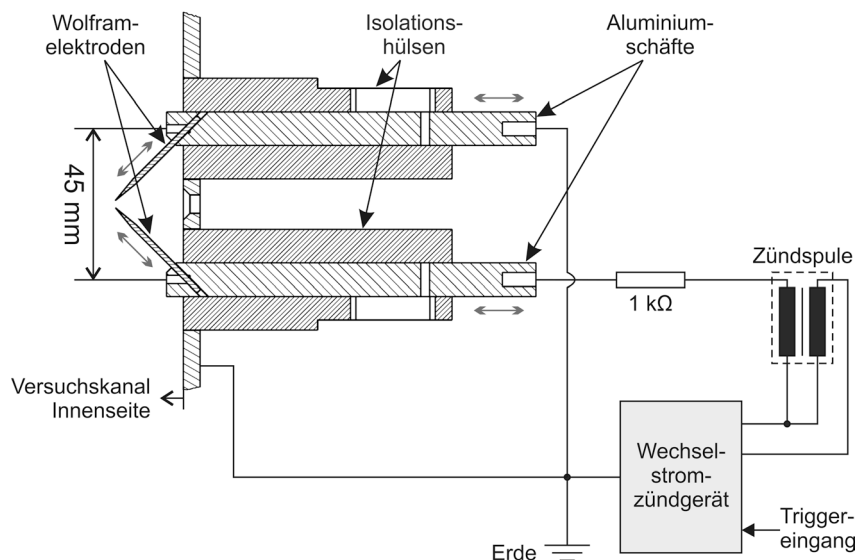


Abb. 3.9: Schematische Darstellung des Wechselstromzündsystems mit Konstruktionszeichnung des Elektrodenmoduls für den Versuchskanal.

3.3.3 Gasturbinenzündsystem

Bezüglich seiner Arbeitsweise hatte das Wechselstromzündsystem eine starke Ähnlichkeit mit den Zündsystemen, die in Ottomotoren verwendet werden. Die Zündsysteme für Fluggasturbinen unterscheiden sich von diesen insbesondere durch die deutlich höheren Funkenenergien. Der alleinige Einsatz des Wechselstromzündsystems wäre daher nicht ausreichend, um abschließende Aussagen über die Vergleichbarkeit von laserinduzierten und elektrischen Zündungen zu treffen. Daher wurden zusätzlich experimentelle Untersuchungen mit einem kapazitiv arbeitenden Gasturbinenzündsystem durchgeführt. Es stammte aus einer Hub-schraubergasturbine vom Typ Allison T63-A-700 (Bell H-13, Hughes OH-6) und wurde vom SASOL Advanced Fuels Laboratory leihweise zur Verfügung gestellt. Das Zündsystem war von Unison Industries und bestand aus zwei Komponenten, der Zündkerze und dem Hoch-

spannungsgenerator. Anders als das Wechselstromzündsystem erzeugte es die Durchbruchspannung an der Zündkerze durch die Einkopplung eines aufgeladenen Kondensators. Der Hochspannungsgenerator (Unison-Teilenummer 10-614950-1) hatte eine Speicherenergie von 1,2 J und eine Durchbruchspannung von 5 kV [30]. Die Zündfrequenz hing linear von der elektrischen Gleichspannung am Ladekontakt ab und betrug bei 24 V genau 10 Hz. Der Schaltplan eines typischen Zündsystems für Fluggasturbinen ist in Abb. 3.10 zu sehen. Während der Aufladungsphase ist der Entladespalt nicht leitfähig, der Kondensator wird über den Ladetrafo aufgeladen. Sobald der Kondensator ausreichend geladen ist, kommt es am Entladespalt zum elektrischen Durchbruch. Der entstehende Entladungskanal schließt den Kontakt zur Mittelelektrode der Zündkerze. Damit liegt eine durch den Kondensator bestimmte Hochspannung zwischen der Mittelelektrode und dem geerdeten Mantel der Zündkerze an, wodurch es auch hier zum Durchbruch und zur elektrischen Entladung kommt. Der Prozess wird detailliert in Kap. 2.6 beschrieben. Für einige Mikrosekunden entlädt sich der Kondensator, bis der Stromfluss abgeklungen ist und eine neue Aufladungsphase beginnt.

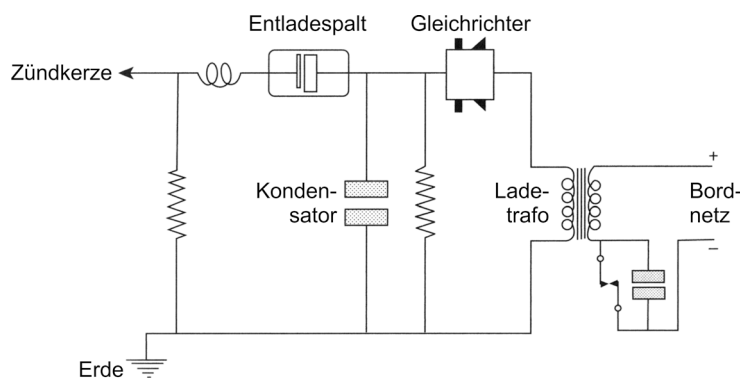


Abb. 3.10: Schaltplan eines Zündsystems für Fluggasturbinen. Übersetzte Wiedergabe aus [5], © Taylor & Francis 2010.

Die verwendete Zündkerze (Unison-Teilenummer 9044400-1) ist in Abb. 3.11 dargestellt. Es handelte sich um eine typische Gasturbinenzündkerze, sie war allerdings etwas kürzer als die in Abb. 1.4 abgebildete Zündkerze eines großen Strahltriebwerks. Die Mittelelektrode bestand aus einer Nickellegierung und war über ein Koaxialkabel mit dem Hochspannungsgenerator verbunden. Als geerdete Gegenelektrode diente der Mantel aus rostfreiem Stahl. Beide Elektroden waren durch eine Isolationsschicht voneinander getrennt. Sie bestand aus einer Aluminiumoxidkeramik und war an der Stirnfläche mit einer Halbleiterschicht auf Kupferbasis versehen, welche die Durchschlagfestigkeit des Luftspalts zwischen beiden Elektroden herabsetzte. Da die Elektroden zueinander radialsymmetrisch angeordnet waren, konnte der Durchbruch theoretisch in praktisch beliebiger radialer Richtung stattfinden. Die verwendete Zündkerze war allerdings schon seit einigen Jahren in Benutzung, durch Elektroerosion hatte sich eine bevorzugte Durchbruchrichtung herausgebildet, siehe Abb. 3.11b. Für die experimentellen Untersuchungen war diese Eigenschaft von Vorteil, denn so konnte der Ort des Durchbruchs genau positioniert werden. Die Stromversorgung erfolgte über ein Labornetzge-

rät (Zentro LA2x30/4CF), an dem entweder die elektrische Spannung oder die Stromstärke manuell einstellbar war. Üblicherweise wurde die Spannung auf 24 V gestellt, sodass die elektrischen Durchbrüche mit 10 Hz erfolgten. Der Stromverbrauch des Hochspannungsgenerators lag bei 0,6 A, die Leistungsaufnahme betrug damit 14,4 W. Dieser Wert harmonisiert, Verluste und Messunsicherheiten miteinbezogen, gut mit der Speicherenergie von 1,2 J und der Frequenz von 10 Hz.

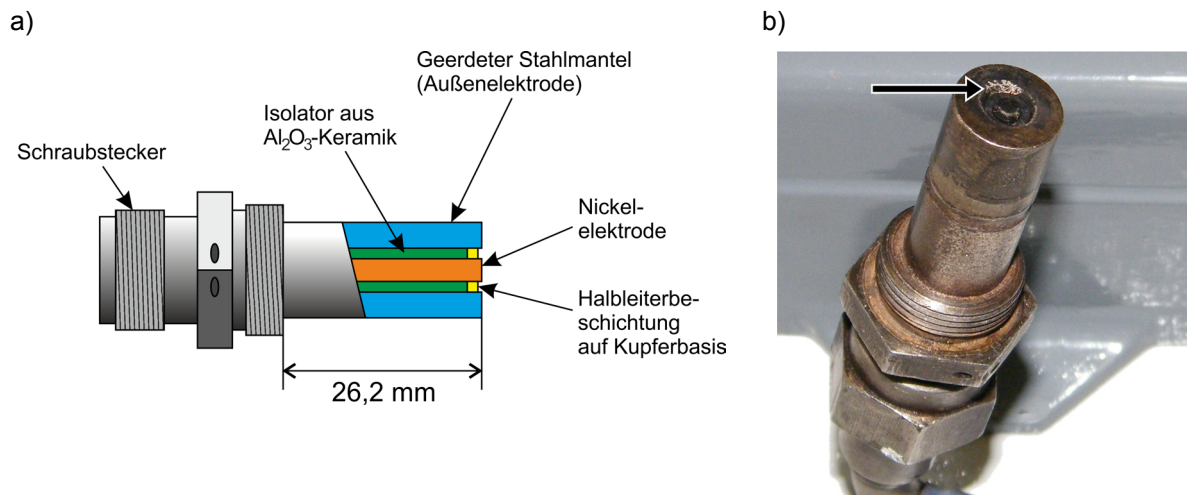


Abb. 3.11: Zündkerze des Gasturbinenzündsystems: a) Schematische Darstellung, b) Fotografie. Der Pfeil markiert die bevorzugte Durchbruchposition am Stahlmantel, erkennbar an der Elektroerosion.

3.4 Brennstoffe

Dieses Unterkapitel gibt eine Übersicht über die verwendeten Brennstoffe Kerosin Jet A-1, Shell GtL-SPK und Ethanol. Die Angabe physikalischer und chemischer Eigenschaften erfolgt nur soweit, wie sie für die vorliegende Dissertation von Bedeutung sind. Der Brennstoff Exxsol D80 findet in dieser Dissertation mehrmalige Erwähnung. Eine kurze Vorstellung erfolgt daher im Anhang C.

3.4.1 Kerosin Jet A-1

Kerosine sind die für Strahltriebwerke gebräuchlichen Brennstoffe. Die historischen Hintergründe und die Entwicklungschronologie verschiedener Kerosinsorten werden in einem Aufsatz von MAURICE et al. [157] dargestellt. Der für diese Dissertation verwendete Standardbrennstoff war ein kommerzielles Kerosin der Sorte Jet A-1 vom internationalen Flughafen Stuttgart. Es wurde ursprünglich für das Forschungsprojekt CFD4C (im Rahmen des 5th Framework Programme der Europäischen Kommission) verwendet, war daher von seinen spezifischen Eigenschaften weitgehend charakterisiert und am DLR-Institut für Verbrennungstechnik in hinreichender Menge verfügbar. Allerdings datierte der Projektabschlussbericht von EBERIUS et al. [158] auf das Jahr 2001, also über sieben Jahre vor den ersten Unter-

suchungen zu dieser Dissertation. Obwohl das Kerosin luftdicht verschlossen, in Dunkelheit und bei kühlen Temperaturen gelagert wurde, musste die Möglichkeit chemischer Veränderungen infolge der langen Lagerzeit in Erwägung gezogen werden. Wird Kerosin lange gelagert, kann es zu Oxidationen und der Bildung gummiartiger Schwebstoffe kommen. Am SASOL Advanced Fuels Laboratory werden Brennstoffe daher nach langer Lagerzeit mit Tonfiltern von Schwebstoffen befreit. Erfahrungsgemäß entsprechen sie anschließend wieder der Spezifikation und können problemlos in Versuchsständen eingesetzt werden [159]. Zwar werden kommerziellem Kerosin Jet A-1 neben anderen Additiven auch solche beigemischt, die Oxidationen und Gummibildungen verhindern (Details finden sich im Anhang A.2 der Spezifikation DEF STAN 91-91 [64]). Dennoch wurde es vorsorglich vor jedem Experiment mit einem Einwegfilter mit einer PTFE-Membran und einer Porenweite von 0,2 µm gefiltert. Darüber hinaus wurde die chemische Zusammensetzung von der Arbeitsgruppe für Chemische Analytik des DLR-Instituts für Verbrennungstechnik mittels Gaschromatographie mit Massenspektrometrie-Kopplung (GC-MS) untersucht. Das Analysesystem bestand aus einem Gaschromatograph Finnigan GC Ultra und einem Massenspektrometer Finnigan Trace DSQ von Thermo Electron Corporation. Die Kapillarsäule im Chromatograph war eine SGE BPX5 mit 60 m Länge, einem Innendurchmesser von 0,25 mm und einer Filmdicke von 1 µm. Da Kerosin hunderte Spezies enthält, ist eine einfache GC-MS-Analyse nur als Näherung zu betrachten, wobei individuelle Eigenschaften des Analysesystems und der Säule ins Ergebnis hineinspielen. Für eine genaue Bestimmung der Zusammensetzung wäre eine deutlich komplexere, multidimensionale Chromatographie erforderlich gewesen, die nicht zur Verfügung

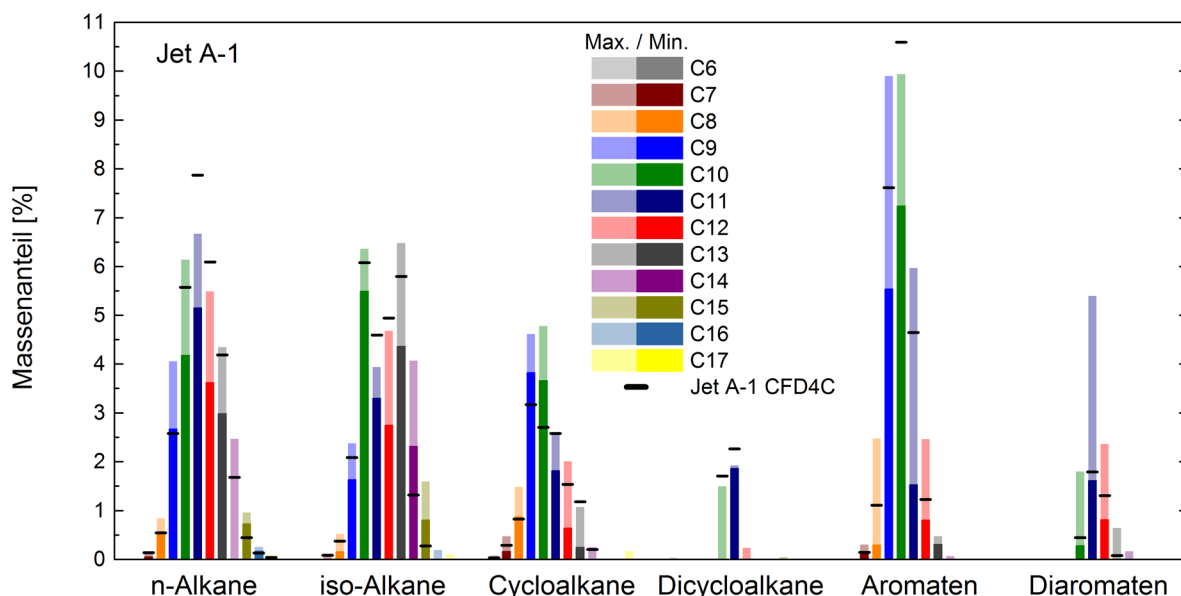


Abb. 3.12: Nach Stoffklassen und Anzahl der Kohlenstoffatome sortierte GC-MS-Analysen von vier Kerosinen der Sorte Jet A-1. Die farbigen Säulen repräsentieren die größten und kleinsten Massenanteile in drei Referenzkerosinen. Die Massenanteile des in dieser Dissertation verwendeten Kerosins sind als schwarze Querbalken dargestellt.

stand²⁴. Daher wurde das Kerosin beurteilt, indem im selben Analysesystem unter Verwendung derselben Säule drei weitere Kerosine der Sorte Jet A-1 aus verschiedenen Quellen analysiert und die Ergebnisse miteinander verglichen wurden. Der Vergleich ist in Abb. 3.12 dargestellt. Die detektierten Spezies sind nach ihren Stoffklassen und der Anzahl an Kohlenstoffatomen sortiert. Die farbigen Säulen sind die Massenanteile in den Referenzkerosinen, wobei jede Säule sowohl den kleinsten (kräftige Farben) als auch den größten gemessenen Massenanteil (blasse Farben) darstellt. Die Massenanteile des verwendeten Kerosins sind als schwarze Querbalken darübergelegt. Teilweise liegen sie oberhalb (beispielsweise n-Undecan), teilweise unterhalb (iso-Alkane mit vierzehn Kohlenstoffatomen) der größten bzw. kleinsten Massenanteile in den Referenzkerosinen. Signifikante Abweichungen waren jedoch nicht auszumachen, und BURGER vom SASOL Advanced Fuels Laboratory fand bei der Beurteilung von Abb. 3.12 keine Auffälligkeiten [159]. Daher wurde davon ausgegangen, dass sich das Kerosin dank geeigneter Lagerbedingungen in seinen Eigenschaften nicht wesentlich verändert hatte.

Tab. 3.1: Eigenschaften des verwendeten Kerosins Jet A-1 bei 21 °C.

Physikalische Größe	Wert	Prüfmethode
Oberflächenspannung $\sigma_{\text{Jet A-1}}$	25,9 mN/m	ISO 304
Dichte $\rho_{\text{Jet A-1}}$	793,4 kg/m ³	DIN EN ISO 12185
Dynamische Viskosität $\eta_{\text{Jet A-1}}$	1,308 mPa s	ASTM D7042

Für den Betrieb des Tröpfchenketteninjektors, die Bewertung von Tröpfchenzerfällen und die Berechnung von Tröpfcheneigenfrequenzen wurden die Oberflächenspannung $\sigma_{\text{Jet A-1}}$, die Dichte $\rho_{\text{Jet A-1}}$ und die dynamische Viskosität $\eta_{\text{Jet A-1}}$ des Kerosins bei 21 °C benötigt. Die Oberflächenspannung ist in der Spezifikation DEF STAN 91-91 [64] nicht vorgegeben, und in der Fachliteratur finden sich unterschiedliche Angaben. So gibt ein Diagramm im *CRC Handbook of Aviation Fuel Properties* [160] $\sigma_{\text{Jet A-1}}(21^\circ\text{C}) = 23,6$ mN/m an, während die Formeln im Buch von RACHNER [161] $\sigma_{\text{Jet A-1}}(21^\circ\text{C}) = 22,8$ mN/m ergeben. Auch bezüglich der Dichte und der Viskosität gibt DEF STAN 91-91 lediglich Grenzwerte vor. Daher wurden von ASG Analytik-Service GmbH die benötigten Eigenschaften anhand einer Probe des verwendeten Kerosins bei 21 °C mit normierten Prüfmethode bestimmt. Die Methoden und Ergebnisse sind in Tab. 3.1 angegeben.

²⁴ Darüber hinaus hätte das Analysesystem für eine exakte Bestimmung der Massenanteile für die zu identifizierenden Spezies kalibriert werden müssen, was im Falle komplexer Mischungen wie Kerosin kaum zu leisten ist.

3.4.2 Shell GtL-SPK

Aus dem Forschungsprojekt ALFA-BIRD (im Rahmen des 7th Framework Programme der Europäischen Kommission) stand am DLR-Institut für Verbrennungstechnik ein GtL-SPK zur Verfügung, welches als Beispiel für paraffinische, alternative Brennstoffe für den Vergleich mit Kerosin Jet A-1 ausgewählt wurde. Es wurde in der Shell-Raffinerie in Bintulu (Malaysia) im *Shell Middle Distillate Synthesis Process* hergestellt. Eine Beschreibung des Herstellungsprozesses geben EILERS et al. [162]. Eine chemische Analyse wurde mit demselben GC-MS-Analysesystem durchgeführt, das auch für Kerosin Jet A-1 verwendet wurde, siehe Kap. 3.4.1. Das Ergebnis ist im Säulendiagramm Abb. 3.13 dargestellt. Das GtL-SPK bestand ausschließlich aus n- und iso-Alkanen. Wegen der fehlenden Aromaten könnte es in Fluggasturbinen nur als Drop-In-Brennstoff verwendet werden. Außerdem war im Vergleich zu herkömmlichem Kerosin eine geringere Rußbildung zu erwarten, siehe Kap. 1.3.2. Die physikalischen Eigenschaften wurden von ASG Analytik-Service GmbH bestimmt. Einige dieser Eigenschaften sowie die Ergebnisse experimenteller Untersuchungen der Verbrennungseigenschaften sind in zwei Aufsätzen von BRAUN-UNKHOFF et al. [61,62] aufgelistet. Unter anderem wurde die laminare Flammgeschwindigkeit u_L für verschiedene Äquivalenzverhältnisse Φ bei einem Druck $p = 1$ bar und einer Vorwärmtemperatur von $T_0 = 473$ K gemessen und mit einem Referenzkerosin der Sorte Jet A-1 verglichen. Bei $\Phi \approx 1,05$ wurden beispielsweise $u_{L,\text{GtL-SPK}} = 83$ cm/s und $u_{L,\text{Jet A-1}} = 77,5$ cm/s gemessen [61]. Auch bei höheren Äquivalenzverhältnissen bis $\Phi \approx 1,25$ galt stets $u_{L,\text{GtL-SPK}} > u_{L,\text{Jet A-1}}$. Die Verdampfungseigenschaften, etwa in Form von Dampfdrücken, wurden nicht gemessen. Die Erfahrungen beim Umgang mit den Brennstoffen im Labor zeigten aber, dass das GtL-SPK deutlich flüchtiger als Kerosin Jet A-1 war. Diese Unterschiede sind insbesondere mit Hinblick auf die vergleichende Untersuchung der Sprayzündung beider Brennstoffe, die in Kap. 7 vorgestellt wird, von Interesse.

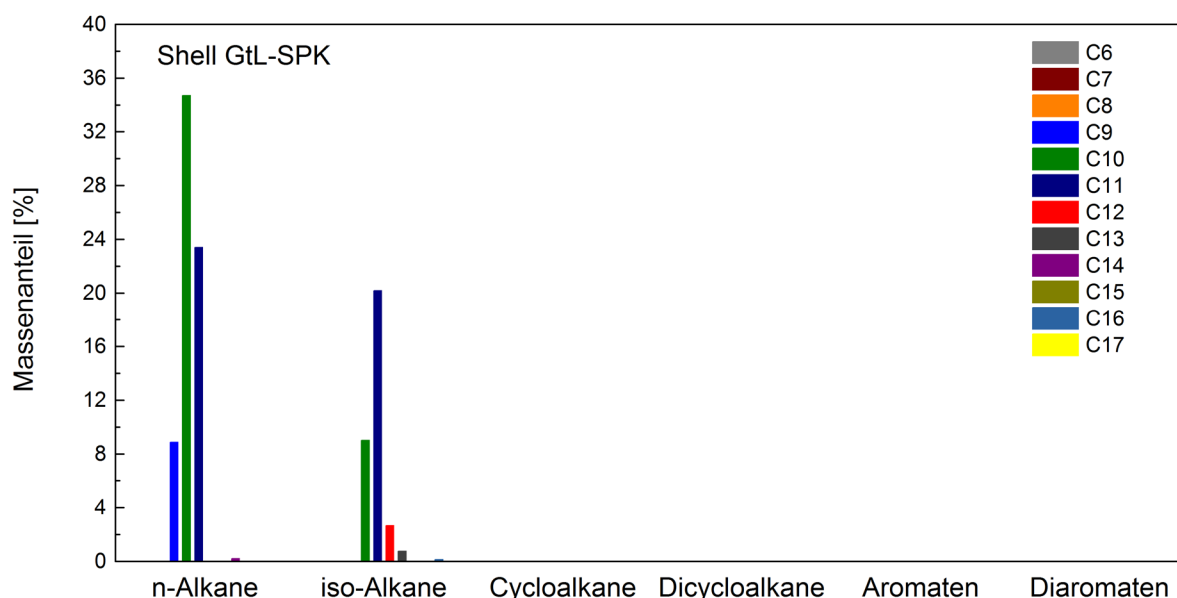


Abb. 3.13: Nach Stoffklassen und Anzahl der Kohlenstoffatome sortierte GC-MS-Analyse von Shell GtL-SPK.

3.4.3 Ethanol

Ethanol kommt als alternativer Brennstoff für Strahltriebwerke nicht infrage. Die Heizwerte von Alkoholen sind deutlich geringer als diejenigen von herkömmlichen Kerosinen (Jet A-1 mindestens 42,8 MJ/kg) und SPKs, sodass ihre Verwendung deutliche Leistungseinbußen der Flugzeuge zur Folge hätte [58]. Dennoch wurde die Zündung von Ethanol sprays und das Verhalten von Ethanoltröpfchen in einigen experimentellen Untersuchungen direkt mit Kerosin Jet A-1 verglichen. Damit wurde die Abhängigkeit von Messungen und Beobachtungen von den Eigenschaften des Brennstoffs überprüft. Die Wahl von Ethanol als Vergleichsbrennstoff war durch folgende Punkte begründet:

- Die Dichte ähnelt der von Kerosin Jet A-1. Die Brennstoffversorgung des Laborversuchsstandes konnte daher bei denselben Einstellungen erfolgen (Reservoirdruck bzw. -luftstrom, siehe Kap. 3.1.6 und Kap. 3.1.7), ohne dass sich der Brennstoffmassenstrom signifikant änderte.
- Kostengünstig und leicht verfügbar, wenn ein Vergällungsmittel beigemischt ist.
- Da es sich, abgesehen vom Vergällungsmittel, um eine reine Spezies handelt, sind die physikalischen und chemischen Eigenschaften gleichbleibend und gut bekannt.
- Bei den Bedingungen der Laboratmosphäre verdampfte Ethanol zügig und rückstandsfrei. Der Wechsel zu einem anderen Brennstoff im Versuchsaufbau ließ sich daher einfach durchführen.
- In geringen Mengen biologisch verträglich. Damit war im Vergleich zu Kerosin, welches Benzol enthält, die Gesundheitsbelastung der Experimentatoren geringer.

Darüber hinaus ist Ethanol zwar nicht für Strahltriebwerke, jedoch für Ottomotoren als Benzinadditiv oder -ersatz von technischem Interesse. Seine für die experimentellen Untersuchungen relevanten physikalischen Eigenschaften sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Dabei handelt es sich um die Eigenschaften von reinem Ethanol bei 21 °C. Das für diese Dissertation verwendete Ethanol war indes mit ~1 Vol.-% Butanon vergällt.

Tab. 3.2: Eigenschaften von reinem Ethanol bei 21 °C.

Physikalische Größe	Wert	Quelle
Oberflächenspannung σ_{Ethanol}	22,2 mN/m	VÁZQUEZ et al. [163]
Dichte ρ_{Ethanol}	789,8 kg/m ³	KHATTAB et al. [164]
Dynamische Viskosität η_{Ethanol}	1,168 mPa s	KHATTAB et al. [164]

3.5 Messtechnik und Methoden

Dieses Unterkapitel gibt eine Einführung in die grundsätzliche Vorgehensweise bei verschiedenen Messmethoden, spezielle Details der Versuchsaufbauten (Belichtungszeiten, Aufnahmefrequenzen, etc.) werden in den Beschreibungen der jeweiligen Messungen angegeben. Der häufige Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras unter vollständiger Ausnutzung sämtlicher Fähigkeiten und Betriebsarten macht ein eigenständiges Unterkapitel erforderlich. Andere Geräte werden in den jeweiligen Unterkapiteln in angemessenem Umfang vorgestellt.

3.5.1 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Angesichts der sehr kurzen Zeitskalen, auf denen die Zündungsvorgänge abliefen, war der Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras für die Untersuchungen zu dieser Dissertation unerlässlich. Meistens wurde eine LaVision High Speed Star 6 (HSS6, im Kern eine Photron Fastcam SA1.1) eingesetzt. Für die in Kap. 5.4 gezeigten Aufnahmen wurde eine High Speed Star 8 (HSS8, Photron Fastcam SA5) verwendet. Für die in Kap. 7 gezeigten Aufnahmen wurden zwei High Speed Star 5 (HSS5, Photron Fastcam APX RS) simultan eingesetzt. Alle drei Modelle waren mit monochromatischen CMOS-Sensoren mit einer Auflösung von 1024×1024 Pixel ausgestattet. Die spektrale Empfindlichkeit der Sensoren erstreckte sich von $\lambda \approx 350$ bis >1000 nm, die höchste Empfindlichkeit lag zwischen 600 und 700 nm. Die Untergrenze wurde durch das Schutzglas vor dem Sensor bestimmt, dessen Transmission ab $\lambda < 370$ nm rapide abnahm. Der wesentliche Unterschied zwischen den Modellen bestand in der maximalen Aufnahmefrequenz. Diese war 7,0 kHz bei der HSS8, 5,4 kHz bei der HSS6 und 3,0 kHz bei der HSS5, sofern der gesamte Sensor ausgelesen wurde. Die Frequenz konnte gesteigert werden, wenn nur ein Teilbereich ausgelesen wurde. Die HSS6 wurde meistens bei 25 kHz betrieben, wodurch sich die effektive Auflösung auf 448×448 Pixel reduzierte. Bei 250 kHz reduzierte sie sich weiter auf 128×80 Pixel.

Da nicht nur hohe Aufnahmefrequenzen, sondern auch eine sehr präzise Festlegung des Startzeitpunkts erforderlich waren, wurden beide extern vorgegeben. Dazu wurden Pulsgeneratoren (BNC 565-8C, kombiniert mit BNC 555-8C oder Quantum 9528) an die Steuergeräte der Kameras angeschlossen und steuerten diese mit TTL-Pulsen. Beim Einsatz des Laser- und des Wechselstromzündsystems (siehe Kap. 3.3.1 und Kap. 3.3.2) war eine direkte Synchronisation mit der HSS6 möglich, da diese Systeme über BNC-Buchsen für externe Startpulse verfügten. Im Falle des Gasturbinenzündsystems (siehe Kap. 3.3.3) war es hingegen erforderlich, die Aufnahme von einer Photodiode (Thorlabs PDA25K-EC) zu starten, die auf das Einleuchten des Durchbruchs ansprach und daraufhin einen TTL-Puls abgab.

Die kürzeste Belichtungszeit der Hochgeschwindigkeitskameras betrug $1 \mu\text{s}$ und wurde standardmäßig verwendet. Trotzdem war sie, gemessen an der Geschwindigkeit, mit der einige Phänomene während der Sprayzündungen abliefen, recht lang und musste in einigen Auswertungen und Analysen berücksichtigt werden. Daher war eine Kenntnis der zeitlichen Belichtungsfunktion wichtig und wurde anhand der HSS6 genau untersucht. Eine ausführliche Darstellung, inklusive einer Genauigkeitsanalyse, findet sich in Kap. 8.3.1.

Für spezielle Messverfahren (beispielsweise PIV, siehe Kap. 3.5.2 und Kap. 4.4.2) konnten die Kameras in einen Quasi-Doppelbildmodus versetzt werden. Bezüglich ihrer Arbeitsweise entsprach dieser Modus einem normalen Aufnahmemodus, Belichtungen erfolgten nach wie vor bei äquidistanten Zeitabständen. Die Aufnahme­frequenz entsprach der zweifachen Doppelpulsfrequenz des PIV-Lasersystems. Die Belichtungszeit wurde vom Steuerungsprogramm DaVis 7 so angepasst, dass die Pause zwischen zwei Belichtungen etwas kleiner als die Puls­separationszeit des Doppellaserpulses war, sodass beide Pulse in zwei aufeinanderfolgenden Bildern eingefangen wurden.

3.5.2 Particle Image Velocimetry

Bei der *Particle Image Velocimetry* (PIV) handelt es sich um ein berührungsloses Verfahren zur planaren Geschwindigkeitsmessung in transparenten Fluidströmungen. Sein besonderer Reiz liegt darin, dass mit nur einer Messung ein vollständiges Vektorfeld der augenblicklichen Strömung in der Messebene gewonnen werden kann. PIV ist ein etabliertes Messverfahren, und dementsprechend zahlreich ist die ein- und weiterführende Literatur. Exemplarisch seien hier die Bücher von RAFFEL et al. [165] und ADRIAN und WESTERWEEL [166] genannt. Daher erfolgt lediglich eine knappe Darstellung des Grundprinzips, ehe die Besonderheiten der im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Experimente genannt werden.

Eine PIV-Untersuchung erfordert einen geeigneten Versuchsstand, Laser und Kameras mit Doppelpuls- bzw. Doppelbildfähigkeit sowie eine Analysesoftware auf einem leistungsfähigen Computer. Für die Aufnahme der Rohbilder wird das zu untersuchende Fluid mit Partikeln oder Tröpfchen markiert. Ihre Dichten, Massen und Größen sind so zu wählen, dass sie einerseits die Eigenschaften des Fluids nicht verändern und sich andererseits ohne wahrnehmbare Verzögerungen mitbewegen. Je kleiner die Partikel sind, desto besser können sie diese Anforderungen erfüllen. Dem steht die Forderung nach einem hohen Signal-Rausch-Verhältnis entgegen, welches mit zunehmender Partikelgröße anwächst. Auch die Partikeldichte²⁵ in der Strömung muss einem Idealzustand nahekommen, bei dem die gesamte Strömung von einem Partikelmuster erfüllt ist, das sich gut auswerten lässt. Daher ist stets ein Kompromiss zu finden, der sämtlichen Anforderungen gerecht wird.

Über optische Zugänge im Versuchsstand erhält eine Kamera (bei Stereo-PIV zwei Kameras, bei Tomographie-PIV auch mehr) Einblick in das Strömungsfeld, wobei ihr Objektiv auf eine Messebene fokussiert ist. Um die Markierungspartikel sichtbar und ihre Bewegungen nachvollziehbar zu machen, werden sie zweimal kurz hintereinander mit einem Laserlichtband beleuchtet. Bei jeder Beleuchtung nimmt die Kamera ein Bild auf, das die Mie-Streuung des Laserlichtes an den Partikeln zeigt. Die Beleuchtungen dauern wenige Nanosekunden, der zeitliche Abstand liegt typischerweise in den Größenordnungen von 10 bis 100 μs . Beispielfähig zeigt Abb. 3.14a zwei Bildausschnitte aus einer PIV-Messung, die im Rahmen des Projektes TIMECOP-AE am Tröpfchenketteninjektor erfolgte. Zu sehen ist die Mie-Streuung von Titandioxidpartikeln in einem Zeitabstand $t_2 - t_1 = 180 \mu\text{s}$. Da es sich um einen kleinen

²⁵ Mit Partikeldichte ist die Dichte an Partikeln im Fluid gemeint, nicht diejenige des Partikelmaterials.

Ausschnitt eines turbulenten Strömungsfeldes handelt, zeigen die Bilder eine inhomogene Verteilung der Markierungspartikel. Zur Veranschaulichung des Konzepts sind sie geeignet, für eine erfolgreiche Datenanalyse sind jedoch homogenere Partikelverteilungen anzustreben.

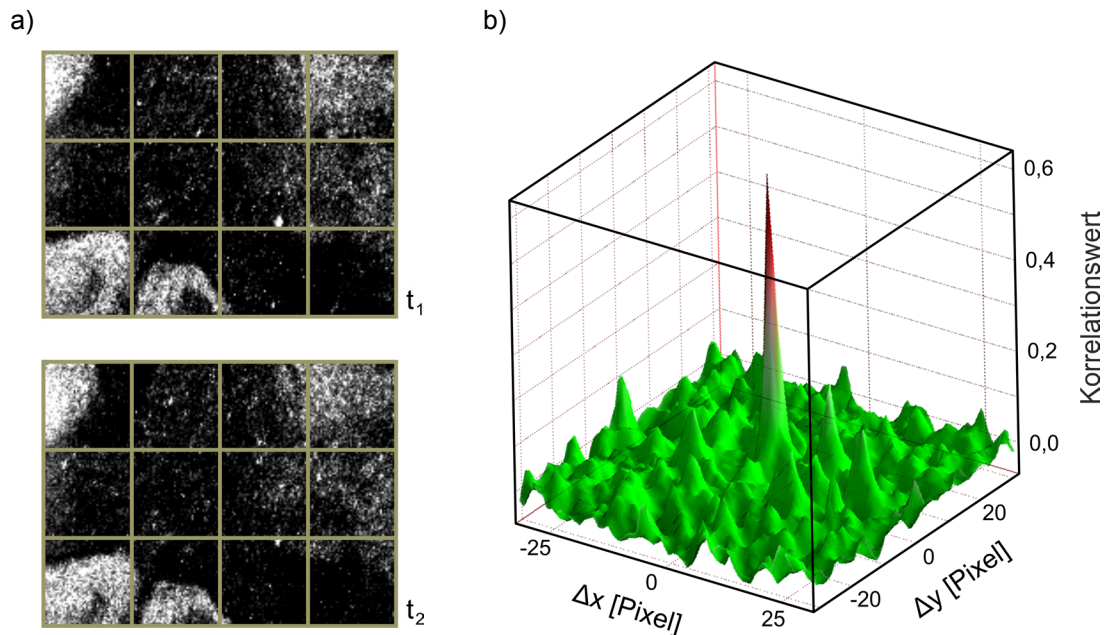


Abb. 3.14: a) Mie-Streuung eines Laserlichtbands an Titandioxidpartikeln in einer turbulenten Luftströmung. Der Zeitabstand zwischen den Bildern ist $t_2 - t_1 = 180 \mu\text{s}$. Zur Bestimmung von Geschwindigkeitsvektoren wurden sie in kleinere Analysefenster aufgeteilt. b) Korrelationsfeld eines Analysefensters zu den Zeiten t_1 und t_2 . Der Spitzenwert (rot) entspricht dem mittleren Versatz der Partikel, aus dem der Geschwindigkeitsvektor berechnet wird.

Die Aufbereitung und Auswertung der Rohbilder erfolgt mit einer PIV-Analysesoftware. Diese Programme verwenden hochentwickelte Algorithmen, um aus den Doppelbildern Vektorfelder zu generieren. Auf Details soll hier nicht näher eingegangen werden, diese finden sich beispielsweise in den beiden eingangs genannten Büchern und den Bedienungsanleitungen der Programme [167]. Die aufgenommenen Bilder werden zunächst in viele kleine Analysefenster²⁶ von typischerweise 64×64 bis 16×16 Pixel zerteilt, siehe Abb. 3.14a. Zu jedem Analysefenster zum Zeitpunkt t_1 existiert ein Komplementärfenster zum Zeitpunkt t_2 . Beide Fenster, oder ihre Fourier-Transformierten²⁷, werden miteinander gekreuzkorreliert. Das sich ergebende Korrelationsfeld ist eine Funktion des horizontalen und vertikalen Pixelversatz-

²⁶ Der Begriff in der englischsprachigen Fachliteratur lautet *interrogation window*.

²⁷ Die Kreuzkorrelation der Fourier-Transformierten ist deutlich schneller als die der Bilder selbst. Bei einer Analysebildgröße von 32×32 Pixel reduziert sich der Rechenaufwand um den Faktor 256/3 [168].

zes zwischen beiden Fenstern, beispielhaft in Abb. 3.14b für eine Analysefenstergröße von 64×64 Pixel dargestellt. Eine an den Spitzenwert angepasste Gauß-Verteilungskurve gibt den mittleren Versatz der Markierungspartikel zwischen den beiden Fenstern an. Aus dem Versatz, der Umrechnung von Pixel in Millimeter (siehe Kap. 3.5.6) und dem bekannten Zeitabstand $t_2 - t_1$ berechnen sich die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors. Mithilfe einer mehrmaligen Wiederholung der Messungen kann nach der rechnerischen Auswertung durch die PIV-Analysesoftware das mittlere Geschwindigkeitsfeld bestimmt werden. Die Mindestzahl der hierfür notwendigen Wiederholungen richtet sich nach dem Turbulenzgrad des Strömungsfeldes. Häufig sind mehr als einhundert Wiederholungen erforderlich. Für diese Dissertation wurde das PIV-Analysmodul des Programms LaVision Davis (Versionen 7 und 8) verwendet. Die Darstellung von Messergebnissen in Kap. 4.4 beschränkt sich auf mittlere Geschwindigkeitsfelder.

So elegant und einfach die Grundidee von PIV ist, so knifflig kann sich die praktische Durchführung gestalten. Eine allgemeine Darstellung ist deshalb nicht ausreichend. In den beiden folgenden Abschnitten werden daher Details und Besonderheiten der für diese Dissertation durchgeführten PIV-Untersuchungen genannt. Analytische Betrachtungen der Messgenauigkeit werden in Kap. 8.5 gegeben.

Stereo-PIV in der Luftströmung

Zur Untersuchung der Luftströmung im Versuchskanal wurde die stereoskopische PIV-Methode ausgewählt, da mit ihr alle drei Raumkomponenten der Geschwindigkeitsvektoren messbar waren und damit überprüft werden konnte, ob die zweite Version des Lufteinlassmoduls durch die tangentielle Luftzuführung einen Drehimpuls im Kanal hervorrief, siehe Kap. 3.1.2. Um die dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren der Markierungspartikel zu bestimmen, sind zwei Kameras erforderlich. Durch die Erfassung ihrer Bewegung aus zwei unterschiedlichen Blickwinkeln kann die PIV-Analysesoftware die Bewegung in allen Raumrichtungen innerhalb des Laserlichtbands rekonstruieren. Eine gute Einführung in die Grundlagen von Stereo-PIV bietet der Übersichtsbeitrag von PRASAD [169]. Eine schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus wird in Abb. A.8 im Anhang A gezeigt. Die Messungen erfolgten in der vertikalen Mittelebene des Versuchskanals direkt unterhalb der Injektoraustrittsebene. Zur Beleuchtung der Markierungspartikel wurden die Laserpulse eines Nd:YAG-Lasers (InnoLas SpitLight 600-10 mit Frequenzverdoppler und Güteschalter) zu einem Laserlichtband von ~ 120 mm Höhe aufgespannt. Die Kameras waren zwei LaVision Imager sCMOS (ähnlich PCO pco.edge 5.5, mit spezieller Firmware), die Objektive (Nikon AF Nikkor 50 mm 1:1.8D) besaßen eine Brennweite von $f = 50$ mm. Anders als die Hochgeschwindigkeitskameras (siehe Kap. 3.5.1) hatten die Kameras einen echten Doppelbildmodus: Während die Daten des ersten Bildes aus dem Zwischenspeicher an den Messcomputer übertragen wurden, erfolgte die Aufnahme des zweiten Bildes. Die Belichtungszeit des ersten und zweiten Bildes waren $10 \mu\text{s}$ und 10ms (letztere entspricht der Übertragungszeit des ersten Bildes an den Computer). Infolge der langen zweiten Belichtungszeit war die Verwendung von Bandpassfiltern für die Lichtbandwellenlänge von 532nm zwingend erforderlich, um Störungen durch Hintergrundlicht zu minimieren. Eine weitere Minimierung wurde durch die

zusätzliche Verwendung linearer Polarisationsfilter erreicht, die entsprechend der Polarisation des Streulichts orientiert waren. Da die Fenster des Versuchskanals deutlich höher als breit waren, wurden zur optimalen Ausnutzung der Sichtfeldbreite die Kameras in einem Abstand von ~ 500 mm übereinander positioniert und gegenüber der Fensternormalen um 22° nach oben bzw. nach unten geneigt. Zur Korrektur der Schärfenebene, d.h. zur Einhaltung der Scheimpflug-Bedingung, waren die Objektive vor den Kameras auf Scheimpflug-Adaptoren installiert und um 3° gegenüber den Sensorebenen geneigt. Der horizontale Abstand zwischen der Messebene und den Objektiven war ~ 520 mm.

Da die Luftströmung durch einen Sinterstahlring in den Versuchskanal einströmte, waren porengängige Markierungspartikel erforderlich. RAUCH et al. [170] machten bei PIV-Messungen in einem ähnlichen Versuchsstand mit Räucherstäbchen gute Erfahrungen. Auch in anderen Studien [171,172] wurden Räucherstäbchen erfolgreich zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten eingesetzt. Daher wurden zur Markierung der Luftströmung chinesische, sogenannte „rauchfreie“²⁸ Sandelholzräucherstäbchen verwendet. Die Partikelgrößen des Rauchs derartiger Stäbchen wurden von SEE et al. [173] mit einem Partikelspektrometer zu ~ 30 bis ~ 300 nm mit einem Häufigkeitsmaximum bei 95 nm bestimmt. Bei der mittleren Porenweite des Sinterstahlrings von $80 \mu\text{m}$ stellten Verstopfungen durch die Partikel somit kein Problem dar. Zur dosierten Einbringung des Rauchs in den Versuchskanal wurden die glimmenden Räucherstäbchen in einem luftdurchströmten Stahlzylinder platziert, der Luftstrom wurde mit einem Massenstromregler (Bronkhorst F-203AV mit $\dot{m}_{\text{max}} = 51,7$ kg/h) eingestellt und in die Hauptluftzuleitung zum Lufteinlassmodul eingekoppelt. Der Luftmassenstrom durch den Stahlzylinder lag üblicherweise bei 5 bis 10 % des Gesamtluftmassenstroms. Er bestimmte auch die Anzahl der gleichzeitig verwendeten Räucherstäbchen, diese lag zwischen acht und zwanzig. Die Dicke des Laserlichtbands in der Messebene wurde mit verschiedenen Methoden zu $\sim 200 \mu\text{m}$ bestimmt. Dieser verhältnismäßig kleine Wert erwies sich wegen der geringen Größe und hohen Dichte der Rauchpartikel als geeignet, einzelne Partikel waren in den Bildern unterscheidbar, die Rekonstruktion dreidimensionaler Bewegungen bereitete der PIV-Analysesoftware keine Schwierigkeiten. Die Auswertung erfolgte mit dem PIV-Analysenmodul von DaVis 8. Die Kreuzkorrelation der Bildpaare in den Analysefenstern erfolgte in drei iterativen Durchläufen, wobei die anfängliche Fenstergröße von 64×64 auf 32×32 Pixel abnahm. Um die Bewegungen an den Rändern der Analysefenster korrekt zu erfassen, wurde eine Überlappung mit den Nachbarfenstern von 50 % gewählt. Die Auflösung des Vektorfelds war ein Vektor auf $2,21 \times 2,21$ mm.

PIV am Spray und an der Tröpfchenkette

Zur Geschwindigkeitsmessung in Sprays werden üblicherweise LDA- und PDA-Systeme eingesetzt, ein solches System stand zum Zeitpunkt der Messungen jedoch nicht zur Verfügung. Daher wurde das PIV-Verfahren auf die Tröpfchenkette und das Spray angewendet.

²⁸ Damit ist mitnichten gemeint, dass diese Stäbchen keinerlei Rauchpartikel produzieren, sondern dass sie, anders als beispielsweise indische Räucherstäbchen, nicht zusätzlich mit Ölen angereichert sind, welche die Poren des Sinterstahlrings verkleben könnten.

Beispiele für seine Anwendung auf Sprays finden sich mehrfach in der Literatur [174-177]. Der Vorteil gegenüber LDA und PDA besteht darin, dass aus einer Messung die augenblicklichen Geschwindigkeiten im gesamten Spraykegel bestimmt werden können. Nachteilig ist hingegen die Gewichtung hin zu den Geschwindigkeiten größerer Tröpfchen, da die Intensität des geometrisch gestreuten Lichts an Tröpfchen linear proportional zur Tröpfchenoberfläche ist, siehe Kap. 2.10 und Abb. 2.16. Enthält ein Analysefenster ein großes, helles und mehrere kleine, dunkle Tröpfchen, wird die PIV-Analysesoftware einen Korrelations Spitzenwert finden, der maßgeblich die Bewegung des großen Tröpfchens widerspiegelt. IKEDA et al. [176] entwickelten ein Verfahren zur Korrektur dieses Effekts. Dabei werden von einem Computeralgorithmus aus jedem aufgenommenen Streulichtbild mehrere Einzelbilder für verschiedene Intensitätsklassen generiert. Anschließend werden für die einzelnen Klassen die Geschwindigkeitsvektorfelder mit einer PIV-Analysesoftware bestimmt und diese anschließend gemittelt. HUSTED et al. [177] untersuchten den Effekt der Übergewichtung großer Tröpfchen, indem sie an Wasserhohl- und Vollkegelsprays sowohl PIV- als auch PDA-Messungen durchführten und die Ergebnisse verglichen. Sie beobachteten, dass beide Verfahren in ihren Versuchen weitgehend ähnliche Ergebnisse lieferten, die mit PIV bestimmten Geschwindigkeiten lagen bis 50 mm unterhalb des Düsenaustritts innerhalb des Fehlerintervalls der PDA-Messungen. Daher wird PIV als Messverfahren für Tröpfchengeschwindigkeiten in dieser Dissertation als ein Näherungsverfahren mit ausreichender Genauigkeit betrachtet. Ein für Sprays optimiertes Analyseverfahren ähnlich dem von IKEDA et al. wurde nicht eingesetzt.

Die Messungen zu dieser Dissertation erfolgten im Rahmen des Projektes EffMaTec. In dieser Messreihe wurden auch die Bewegungen der Luftströmung während der Sprayzündung untersucht (nicht in dieser Dissertation enthalten), weshalb Hochgeschwindigkeits-PIV eingesetzt wurde. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus ist in Abb. A.7 im Anhang A zu sehen. Zur Beleuchtung der Brennstofftröpfchen wurde ein diodengepumpter Nd:YAG-Hochgeschwindigkeitslaser (EdgeWave InnoSlab IS6II-DE mit zwei Laserköpfen, Frequenzverdoppler und Güteschalter) eingesetzt. Die Höhe des Laserlichtbandes betrug ~ 20 mm und seine Dicke ~ 500 μm . Das Streulicht wurde von der Kamera HSS6 mit einem Objektiv (Tokina AT-X M100 AF Pro D) mit $f = 100$ mm aufgenommen. Laser und Kamera arbeiteten im Doppelpuls- bzw. Quasi-Doppelbildmodus bei 5 kHz. Die Belichtungszeit war für beide Bilder gleich und betrug weniger als 100 μs , daher waren keine Bandpass- oder Polarisationsfilter zur Minimierung des Hintergrundlichts erforderlich. Zur Abschwächung der hohen Streulichtintensität der Tröpfchen wurden Neutralsichtfilter verwendet. Weiterhin betrug der Abstand zur Messebene nur ~ 300 mm, da wegen der hohen Tröpfchendichte eine möglichst hohe Auflösung anzustreben war. Die bestimmten Tröpfchengeschwindigkeiten reichten von ungefähr 2 bis 30 m/s, daher waren die manuellen Voreinstellungen in DaVis 7 sehr sorgfältig vorzunehmen. Grundsätzlich ähnelten sie denjenigen, die im vorangegangenen Unterkapitel genannt werden. Die Auflösung des Vektorfelds war ein Vektor auf $0,87 \times 0,87$ mm. Eine detaillierte Darstellung der DaVis-Auswertung wird in einem Konferenzbeitrag von GEBEL et al. [178] gegeben.

3.5.3 Schlieren- und Schattenmethode

Die *Schlierenmethode* zur Visualisierung von Dichtegradienten in transparenten Medien erhielt 1864 von TÖPLER ihren Namen [179]. In jahrelanger Arbeit entwickelte er sie zu einem wissenschaftlichen Beobachtungsverfahren, für das er zahlreiche Anwendungsfälle fand [180-183]. Die Schlierenmethode liefert als Sichtlinienverfahren über das Messvolumen integrierte Informationen. Dennoch ist sie bis heute in der Aero- und Gasdynamik fester Bestandteil des diagnostischen Werkzeugkastens. In der Literatur finden sich zahlreiche Varianten und Anwendungen, Zusammenfassungen bieten der Übersichtsaufsatz von WEINSTEIN [184] und das Buch von SETTLES [185]. Eine Übersicht geeigneter optischer Geometrien für klassische Schlierenmethoden²⁹ geben SPEAK und WALTERS [186].

Auch für diese Dissertation wurde eine solche klassische Methode ausgiebig verwendet. Sie diente der Untersuchung gasdynamischer Phänomene im Umfeld laserinduzierter und elektrischer Zündfunken. Eine Prinzipzeichnung des verwendeten Versuchsaufbaus wird in Abb. 3.15 gezeigt. Eine schematische Darstellung mit dem Laserzündsystem wird in Abb. A.2 im Anhang A gezeigt. Die Lichtquelle (1) war eine Halogen-Richtleuchte (Spindler & Hoyer 030123) mit 100 W elektrischer Leistung. Ihre Stromversorgung erfolgte über ein Labornetzgerät (GW Instek SPD-3606). Vor der Austrittslinse der Richtleuchte befand sich eine Irisblende (2), welche die äußeren Bereiche des Lichtkegels abblockte. Ihre Öffnungsweite von ~ 5 mm war ein Kompromiss aus durchgelassener Lichtintensität und Annäherung an eine Punktlichtquelle. Der sich anschließende Reststrahlkegel wurde von einer Plankonvexlinse (3) kollimiert, durchdrang als nahezu paralleles Strahlenbündel mit einem Durchmesser von ~ 80 mm das Messvolumen (4) und wurde anschließend von einer weiteren Plankonvexlinse (5) fokussiert. Die Linsen (3) und (5) waren sphärisch gekrümmt und erzeugten eine ausgeprägte chromatische Aberration, deren verschmierender Effekt auf das Schlierenbild mit einem Langpassfilter (6) mit einer Kantenwellenlänge von $\lambda \approx 570$ nm (Schott OG570) unter Intensitätseinbuße reduziert wurde. Zur Generierung des Schliereneffekts schnitt eine Schneide (7) den Fokus des zusammenlaufenden Lichtkegels an. Dazu diente entweder eine Irisblende, die so justiert wurde, dass eine Lamelle den Fokus anschnitt (in Kap. 4.1.3 und Kap. 5.3 dargestellte Messungen und Ergebnisse), oder eine gerade Messerklinge (Kap. 6.1 und Kap. 6.2.1). Der nach dem Fokus divergierende Lichtkegel wurde mit einem auf ∞ fokussierten Objektiv auf den Kamerasensor projiziert (8).

Die Fachliteratur bietet zwei Erklärungsmodelle des Schliereneffekts. Weit verbreitet ist das Modell der *geometrischen Optik*, das für den verwendeten Aufbau anhand von Abb. 3.15 veranschaulicht wird. Tritt in einem transparenten Medium innerhalb des Messvolumens (4) ein Brechungsindexgradient $\partial n / \partial \xi$ unter einem schrägen Winkel zum parallelen Strahlen-

²⁹ Unter *klassischen* oder *traditionellen* Schlierenmethoden werden in der Fachliteratur gemeinhin Methoden verstanden, bei denen Licht mit Linsen oder Konkavspiegeln kollimiert, durch das Messvolumen geleitet, fokussiert und auf einen Sensor oder Schirm projiziert wird. Der Schliereneffekt wird dabei durch eine Schneide erzeugt, die den Fokuspunkt anschneidet. Engere Sichtweisen machen auch die Verwendung einer kontinuierlichen Lichtquelle und die Beobachtung auf einem Leuchtschirm oder die Aufnahme mit Film statt eines CCD- oder CMOS-Bildsensors zur Bedingung.

bündel auf, so werden die betroffenen Teilstrahlen gebrochen. Die Brechungsrichtung hängt von der Größe und Orientierung des Gradienten ab. Infolgedessen treffen sie entweder auf die Schneide (7) in der Fokusebene und werden abgeblockt (grüner Strahl), sodass die Gradienten im Bild als Abdunkelungen erscheinen, oder sie gelangen auf einem Umweg an ihren Zielort auf dem Kamerasensor (blauer Strahl). Da der Umweg um die Schneide herumführt, erfahren sie keinerlei Intensitätsverluste (die Schneide reduziert die Intensität des ungebrochenen Lichts) und hellen somit das Bild lokal auf. Ein Brechungsindexgradient $\partial n/\partial \xi$ bildet sich in der Sensorebene somit als Intensitätsgradient $\partial I/\partial y$ ab. Dieses anschauliche Erklärungsmodell ist in der Literatur weit verbreitet, vermeidet aber die Berücksichtigung von Beugungseffekten [187]. Darüber hinaus versagt es im Falle einer kohärenten Lichtquelle, beispielsweise eines Lasers [188]. Wird die *Fourier-Optik* verwendet, kann der Schliereneffekt mathematisch korrekt unter Berücksichtigung von Beugung und für kohärente Lichtquellen beschrieben werden. Sehr gute Darstellungen finden sich in den Aufsätzen von LOPEZ [187] und ZAKHARIN und STRICKER [188,189]. In der Vorstellung der Fourier-Optik liegt im Fokus das Produkt $F_\nu[U_4(\xi)]\Phi(\nu)$ aus der Fourier-Transformierten des elektromagnetischen Feldes $U_4(\xi)$ im Messgebiet und einer Tiefpassfunktion $\Phi_7(\nu)$ vor, die den Effekt der Schneide beschreibt. Das Sensorbild $U_8(y)$ entspricht dann der inversen Fourier-Transformierten $U_8(y) \sim F_y^{-1}\{F_\nu[U_4(\xi)]\Phi_7(\nu)\}$ dieses Produktes. Infolge der Tiefpassfunktion sind gegenüber dem Feld des Messgebietes höhere Raumfrequenzen entfernt, wodurch Gradienten durch ihre vom Hintergrund abweichenden Intensitäten zutage treten.

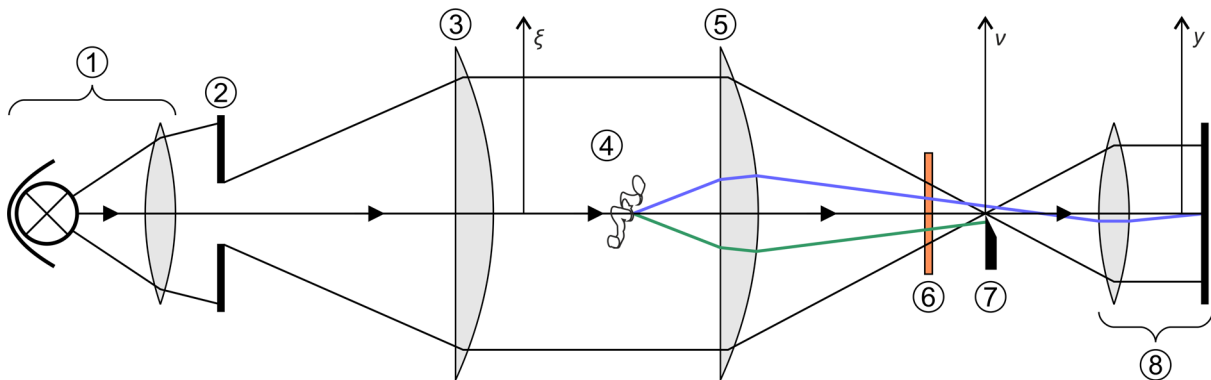


Abb. 3.15: Schematische Darstellung des verwendeten Schlieren- und Schattenaufbaus. Hier ist die Schlierenkonfiguration dargestellt. Für Schattenaufnahmen wurde die Irisblende (2) weiter geschlossen, die Schneide (7) entfernt und das Kameraobjektiv (8) auf die Tröpfchen im Messvolumen (4) fokussiert. Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht.

Der verwendete Schlierenaufbau bot den Vorteil, dass er mit wenigen Modifikationen für *Schattenaufnahmen* verwendet werden konnte. Die direkt aufeinanderfolgende Durchführung von Schlieren- und Schattenbeobachtungen im selben Experiment war sinnvoll, denn mit ersterer konnten gasdynamische Vorgänge sichtbar gemacht werden, mit letzterer ließ sich der Effekt dieser Vorgänge auf Brennstofftröpfchen beobachten. Zur Erzeugung von Schattenbil-

dern wurde die Irisblende (2) auf ~ 1 mm Öffnungsweite geschlossen, die Schneide (7) entfernt und das Objektiv (8) auf die Tröpfchen im Messvolumen (4) fokussiert. Mit dem Wegfall der Schneide war die Lichtintensität auch bei kleinerer Blendenöffnung noch ausreichend, und die durch das Schließen der Irisblende (2) verbesserte Annäherung an eine Punktlichtquelle ließ die Tröpfchen im Messvolumen schärfer erscheinen. Der Schatteneffekt beruhte vor allem darauf, dass Lichtstrahlen auf ihrem Weg durchs Messvolumen von den Tröpfchen abgeblockt wurden. Zwar werden auch Dichteunterschiede im transparenten Medium des Messvolumens durch Lichtbrechung als zweite Ableitung des Brechungsindex $\partial^2 n / \partial \xi^2$ in den Schattenbildern als $\partial^2 I / \partial y^2$ sichtbar, die Wirkung war in der Praxis aber deutlich schwächer als die Visualisierung von $\partial n / \partial \xi$ mit der Schlierenmethode.

Da die Lichtquelle in diesem Versuchsaufbau kontinuierlich arbeitete, war keine Synchronisation mit der Kamera oder dem Zündsystem erforderlich. Als Kamera diente stets eine HSS6, siehe Kap. 3.5.1. Da das interessierende Gebiet im Messvolumen nur wenige Quadratzentimeter maß, wurden Makro-Objektive mit Brennweiten von 100, 180 oder 200 mm (Tokina AT-X M100 AF Pro D, Nikon Nikkor 180 mm 1:2.8 oder Nikkor 200 mm 1:4.0) und verschiedene Distanzringe verwendet. Die Synchronisation der Kamera mit den Zündsystemen erfolgte nach den in Kap. 3.5.1 beschriebenen Methoden.

3.5.4 Fernfeldmikroskopie

Zur hoch aufgelösten Beobachtung einzelner Brennstofftröpfchen wurde ein Fernfeldmikroskop (Questar QM 100 UV) mit einer Maksutov-Cassegrain-Optik verwendet. Das Mikroskop konnte Objekte in einem Abstand von 150 bis 350 mm zur Eintrittslinse abbilden. Bei 150 mm betrug die Auflösung $\sim 1,1$ μm . Für andere Abstände wäre sie nach ABBE [190] oder RAYLEIGH [191] bestimmbar, in Ermangelung erforderlicher optischer Daten des Mikroskops muss jedoch mit dieser Datenblattinformation vorliebgenommen werden. Die Größe des von einer angeschlossenen Kamera eingesehenen Sichtfeldes ließ sich mithilfe von Distanzringen und Barlow-Linsen einstellen. Die Tiefenschärfe wuchs mit zunehmendem Abstand des Mikroskops zur Beobachtungsebene. Die Beleuchtung der beobachteten Tröpfchen erfolgte mithilfe eines Nd:YAG-Lasers (InnoLas SpitLight 600-10 mit Frequenzverdoppler und Güteschalter). Seine Pulsdauer von 6 ns gewährleistete, dass trotz deutlich längerer Kamerabelichtungszeiten keine Bewegungsunschärfen in den Bildern entstanden. Im Rahmen dieser Dissertation wurden zwei verschiedene experimentelle Aufbauten realisiert, die im Folgenden erläutert werden.

Bei den in Kap. 5.4 vorgestellten Untersuchungen wurden Tröpfchen seitlich durch ein Laserlichtband angestrahlt. Durch Mie- und geometrische Streuung wurden ihre Konturen für die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera HSS8 sichtbar. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.5 im Anhang A gezeigt. Der Laser wurde in einem Doppelpulsmodus mit einer Separationszeit von 20 μs betrieben, indem die Pockels-Zelle pro Blitzlampenpuls zweimal aktiviert wurde. Das Lichtband hatte eine Höhe von ~ 100 mm und eine Dicke von ~ 500 μm . Während einer Zündung nahm die Kamera bei einer Aufnahmefrequenz von 50 kHz zwei Bilder zu den Zeiten der kurz aufeinanderfolgenden Beleuchtungspul-

se auf. Die eingestellte Belichtungszeit betrug $1 \mu\text{s}$, die Auflösung 384×344 Pixel. Bei einem Abstand der Eintrittslinse des Mikroskops vom Laserlichtband von ~ 250 mm wurde eine Sichtfeldgröße von $434 \times 384 \mu\text{m}$ gemessen. Die Tiefenschärfe wurde zu $41 \mu\text{m}$ berechnet. Diese Methode war geeignet, um Tröpfchenzerstäubungen qualitativ zu untersuchen, da infolge von Beugungseffekten sehr kleine Tröpfchen als *Beugungsscheibchen* (auch *Airy-Scheibchen* genannt, nach AIRY [192]) erschienen und damit trotz ihrer geringen Größe gut nachzuweisen waren, siehe Abb. 5.17.

Für die in Kap. 8.2 vorgestellten Untersuchungen wurden die Laserpulse durch eine sphärische Linse aufgefächert und mit zwei Milchglasscheiben zerstreut. Die hochauflösende Kamera (LaVision Imager sCMOS mit 2560×2160 Pixel Auflösung und $15 \mu\text{s}$ Belichtungszeit) nahm die Silhouetten der Tröpfchen vor diesem Hintergrundlicht auf. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.6 im Anhang A gezeigt. Der Abstand zwischen den Tröpfchen und der Frontlinse des Fernfeldmikroskops betrug ~ 200 mm, woraus sich eine Tiefenschärfe von $\sim 34 \mu\text{m}$ und eine Sichtfeldgröße von $505 \times 354 \mu\text{m}$ ergaben. Diese Methode eignete sich insbesondere für Größenmessungen.

3.5.5 Chemolumineszenz

Das von einem Flammenkern oder einer Flamme ausgehende Eigenleuchten ist eine Überlagerung der Chemolumineszenz verschiedener Spezies und gegebenenfalls Rußleuchten. Hochgeschwindigkeitsvideos der Chemolumineszenz während der Sprayzündung können wertvolle Informationen liefern, die zum besseren Verständnis des Prozesses beitragen. Die räumliche Verteilung zeigt die Orte der Reaktionszonen an, der zeitliche Intensitätsverlauf ist ein qualitatives Maß für die Änderung von Reaktionsraten. In der Verbrennungsdiagnostik werden hierfür üblicherweise die Chemolumineszenzen der OH^* -Bande des A-X-Übergangs zwischen $\lambda = 306$ und 328 nm und die CH^* -Bande des A-X-Übergangs zwischen 418 und 445 nm verwendet, siehe Abb. 2.8 in Kap. 2.5. Beide Spezies eignen sich gleichermaßen zur Lokalisierung der Reaktionszonen, wobei die OH^* -Bande den Vorteil höherer Intensität bietet, während die CH^* -Bande im sichtbaren Spektralbereich liegt und daher mit UV-intransparenten Optiken detektiert werden kann. Da die spektrale Empfindlichkeit der Hochgeschwindigkeitskameras von $\lambda \approx 350$ bis >1000 nm reichte, war die Verwendung von Bandpassfiltern erforderlich, um bestimmte Banden isoliert zu beobachten. In verschiedenen Untersuchungen zu dieser Dissertation wurden sowohl OH^* - als auch CH^* -Chemolumineszenzbilder aufgenommen. Die Transmissionskurven der hierfür verwendeten Filter wurden mit einem Spektrophotometer (Shimadzu UV-2501PC) gemessen, die Flächen unter den Kurven sind in Abb. 3.16 violett (OH^* -Filter) und blau (CH^* -Filter) dargestellt. Der OH^* -Filter wurde von Laser Components individuell angefertigt. Es handelte sich um einen Interferenzfilter, dessen Transmissionsbereich eine Zentralwellenlänge $\lambda_0 \approx 320$ nm und eine Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \approx 50$ nm aufwies. Der CH^* -Filter war ein dichroitischer Spiegel (Andover 430FS10-50) mit λ_0 zwischen 320 und 323 nm und $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 10 \pm 2$ nm. Die Transmissionskurven sind mit dem Emissionsspektrum des Flammenleuchtens einer LDI-Pilotstufe unterlegt. Das Spektrum wurde am SARS-Versuchsstand von Rolls-Royce in Derby aufgenommen, als Brennstoff diente Kerosin Jet A-1. Es stammte aus derselben Messreihe

wie das in Abb. 2.8 gezeigte Spektrum einer Sprayflamme von Exxsol D80, zeigt im Gegensatz zu diesem aber ein intensives Rußleuchten. Da Rußleuchten in guter Näherung eine Schwarzkörperstrahlung ist [193,194], wurde an den Spektralbereich zwischen 625 und 850 nm eine Planck'sche Strahlungskurve angepasst und die unter ihr liegende Fläche in Abb. 3.16 orange dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht, dass Aufnahmen mit den verwendeten Filtern nicht unbedingt die reine Chemolumineszenz einer einzelnen Spezies zeigten. So deckte der OH*-Filter aufgrund seiner verhältnismäßig großen Halbwertsbreite nicht nur die A-X-Bande, sondern auch einen erheblichen Teil der darunterliegenden, deutlich breiteren CO₂*-Bande ab, vergleiche Abb. 2.8. Darüber hinaus besaß der Filter im Spektralbereich des Rußleuchtens zwischen 475 und 490 nm ein lokales Transmissionsmaximum von $\tau = 0,05$. Der CH*-Filter hatte keine lokalen Transmissionsmaxima fernab seines Hauptmaximums. Allerdings ist hervorzuheben, dass sich die A-X-Bande von CH* mit der Swan-Bande von C₂* für $\Delta v = +2$ und schwachen Anteilen von Rußleuchten überlagert, vergleiche Abb. 2.8. Bei der Interpretation von Hochgeschwindigkeitsvideos war also zu beachten, dass Aufnahmen von OH*-Chemolumineszenz auch CO₂*-Chemolumineszenz und Anteile von Rußleuchten zeigten. Aufnahmen von CH*-Chemolumineszenz wiederum enthielten Anteile von C₂*-Chemolumineszenz und Rußleuchten. Aus Gründen der Verständlichkeit und der üblichen Praxis werden in dieser Dissertation dennoch die Begriffe *OH*-Chemolumineszenz* und *CH*-Chemolumineszenz* gebraucht, bei der Interpretation von Aufnahmen wird gegebenenfalls das Anklängen weiterer Anteile angesprochen.

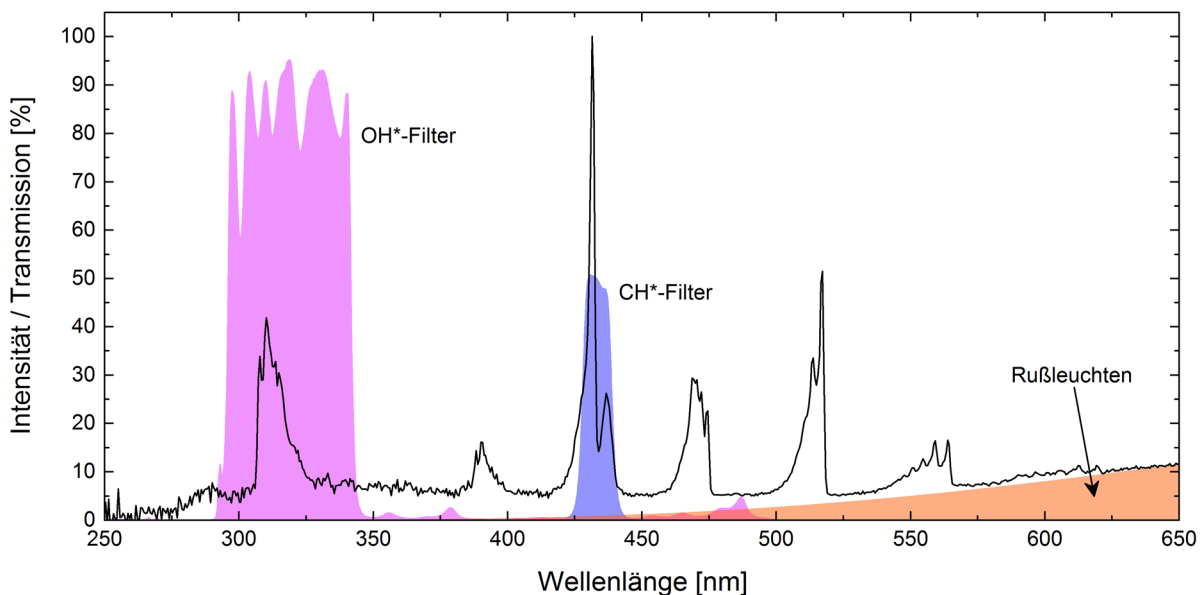


Abb. 3.16: Transmissionskurven der Bandpassfilter für OH*- und CH*-Chemolumineszenzaufnahmen mit dem Emissionsspektrum der Kerosin-sprayflamme einer LDI-Pilotstufe unter subatmosphärischen Bedingungen. Das Rußleuchten ist als orangene Fläche unter einer an das Spektrum angepassten Planck-Kurve ($T_s = 2400$ K) dargestellt.

Für die Aufnahme von Chemolumineszenzvideos von CH^* ist oft, für OH^* immer die Verwendung eines Bildverstärkers erforderlich. Erstens sind die über den Spektralbereich des nahen ultravioletten und sichtbaren Lichts integrierten Chemolumineszenzintensitäten von OH^* und CH^* , abhängig vom Äquivalenzverhältnis, meistens schwächer als diejenigen von C_2^* und das Rußleuchten. Zweitens kommt im Falle von OH^* hinzu, dass die Hochgeschwindigkeitskameras für den betreffenden Spektralbereich unterhalb von 328 nm unempfindlich sind, siehe Kap. 3.5.1. Bildverstärker mit Photokathodendetektoren sind geeignet, um die UV-Unempfindlichkeit zu kompensieren. Daher wurden zur Aufnahme der in Kap. 7 vorgestellten OH^* -Chemolumineszenzvideos die Hochgeschwindigkeitskameras mit UV-transparenten Objektiven (Nikon UV-Nikkor 105 mm 1:4.5) und Bildverstärkern (LaVision High Speed IRO 1102050) kombiniert. Letztere waren mit S20-Photokathoden, zwei Verstärkerstufen und P46-Phosphorschirmen ausgestattet. Die minimale Belichtungsdauer betrug 100 ns, die maximale Wiederholrate ~ 100 kHz. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.4 im Anhang A gezeigt. Die CH^* -Chemolumineszenz hingegen konnte im Schattenaufbau (siehe Kap. 3.5.3 und Abb. A.2 im Anhang A) mithilfe des Filters gut detektiert werden, ein Bildverstärker war nicht notwendig. Die Ergebnisse werden in Kap. 5.3.2 vorgestellt.

3.5.6 Sichtfeldkalibration

Zur Bestimmung der Sichtfeldgröße bei bildgebenden Messverfahren wurden Testtafeln verwendet, wobei die Auswahl der Tafeln vom jeweiligen Versuchsaufbau abhing. Anhand von Testtafeln mit Punktmustern konnte das Programm LaVision DaVis nicht nur die Sichtfeldgröße automatisch bestimmen, sondern auch objektivbedingte Verzerrungen beseitigen. Bei allen Schlieren- und Schattenaufnahmen sowie den Hochgeschwindigkeitsvideos von laserinduzierten Durchbrüchen in Luft, in Sprays und an Tröpfchenkettens wurde eine selbstangefertigte Tafel mit schwarzen Punkten auf transparentem Grund verwendet. Der horizontale und vertikale Punktabstand betrug jeweils nur 4 mm, daher war sie einerseits für kleine Sichtfeldabmessungen und andererseits für Versuchsaufbauten mit Hintergrundbeleuchtung geeignet. Zur Bestimmung der Sichtfeldgröße des Fernfeldmikroskops wurde eine USAF-1951-Auflösungstesttafel mit Balkenmustern verwendet. Bei allen übrigen in dieser Dissertation vorgestellten Messungen wurden LaVision-Testtafeln der Typen 5, 7 oder 11 mit Punktmustern verwendet. Sie besaßen durch ihre gerippte Oberfläche zwei zueinander um wenige Millimeter versetzte Kalibrationsebenen, wodurch sie sich auch zur Sichtfeldkalibration von Stereo-PIV-Messungen eigneten. Die Genauigkeit der Sichtfeldkalibration mit gepunkteten Testtafeln wird in Kap. 8.4 diskutiert.

3.5.7 Optische Emissionsspektroskopie

Um einen tieferen Einblick in physikalische und chemische Prozesse zu erhalten, wurde das von Zündfunken und Flammenkernen ausgehende Eigenleuchten mit hoher zeitlicher Auflö-

sung spektroskopisch untersucht. Hierfür wurde ein Échelle-Spektrograph³⁰ LLA Instruments ESA 4000 EV/i verwendet, der eine hohe spektrale Auflösung über einen großen Wellenlängenbereich von $\lambda = 200$ bis 870 nm bot. Er konnte damit sowohl Plasmaleuchten und Verbrennungsschemolumineszenz als auch Rußleuchten erfassen. Der interne optische Aufbau zeichnete sich dadurch aus, dass der erfasste Spektralbereich in zwei räumlichen Dimensionen aufgefächert wurde, sodass er von einem quadratischen Bildsensor aufgenommen werden konnte, womit sich ein guter Kompromiss aus Auflösungsvermögen und baulichen Abmessungen ergab. Dazu wurde das Licht nach dem Eintrittsspalt von einem Blaze-Gitter vertikal in verschiedene Beugungsordnungen zerteilt, welche anschließend durch ein Quarzprisma horizontal aufgefächert wurden. Das sich ergebende Spektrum bestand aus zahlreichen, übereinander angeordneten Teilspektren, die jeweils verschiedene Wellenlängenabschnitte umfassten. Ein exemplarisches Échelle-Spektrum ist in Abb. 3.17 gezeigt. Die Wellenlänge nimmt von rechts nach links und von oben nach unten zu. Die Abbildung zeigt das untere Viertel des Sensorbilds bei der Aufnahme eines laserinduzierten Durchbruchs in Kerosinspray (das zugehörige Spektrum wird in der oberen Zeile von Abb. 5.4 gezeigt). Die intensive CN*-Bande des B-X-Übergangs ist deutlich zu sehen, ihr Bandenkopf bei 388,4 nm wird durch die hellblaue Beschriftung gekennzeichnet. Eine Besonderheit des verwendeten Spektrographen bestand in der dispersiven Spalthöhenbeleuchtung. Vor dem Eintrittsspalt in den Spektrograph befand sich eine weitere Spaltoptik. Ihre Spaltbreite war nicht wie üblich konstant, sondern nahm vom sichtbaren ins ultraviolette Spektrum zu. Dadurch wurde die Verengung der Teilspektren mit abnehmender Wellenlänge kompensiert und die Fläche des CCD-Sensors bestmöglich ausgenutzt. Dadurch nahm auch die spektrale Auflösung mit abnehmender Wel-

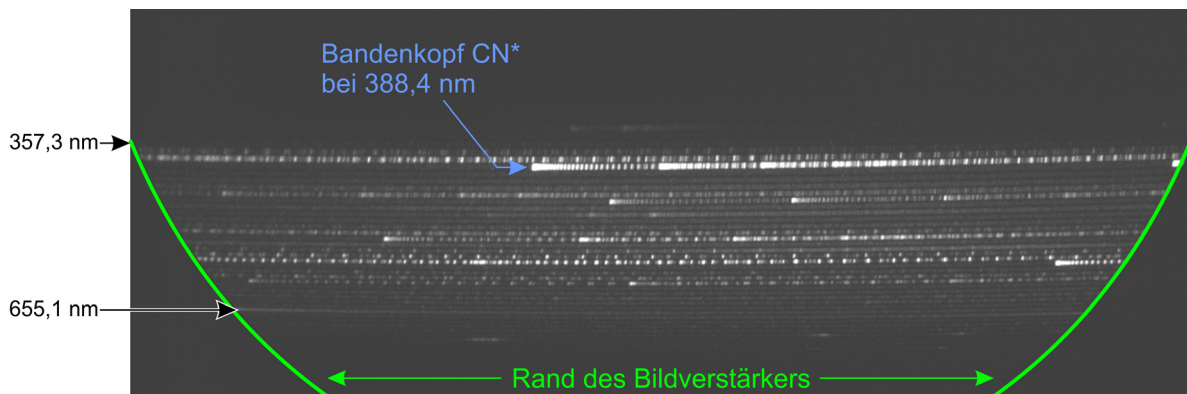


Abb. 3.17: Ausschnitt des Échelle-Spektrums eines laserinduzierten Durchbruchs in Kerosinspray, wie es vom quadratischen CCD-Sensor aufgenommen wird. Die Teilspektren sind übereinander angeordnet, wobei die Wellenlänge von rechts nach links und von oben nach unten zunimmt. Durch die Form und Größe des vorgesezten, runden Bildverstärkers gehen Teile des Spektrums verloren.

³⁰ Die Bezeichnung *échelle* (französisch für *Leiter*) spielt auf die Struktur des generierten optischen Spektrums an, welches aus einer Übereinanderstapelung mehrerer, länglicher Teilspektren besteht.

lenlänge deutlich zu, wie in Abb. 3.18 gezeigt wird. Bei 800 nm betrug sie 18 bis 23 pm und verringerte sich bei 200 nm auf 5 pm. Die steigenden Flanken sind die Sprünge zwischen den Teilspektren, die fallenden Rampen kennzeichnen die Auflösungsabnahme eines jeden Teilspektrums von rechts nach links. Die physikalischen Grundlagen und weitere technische Details des verwendeten Spektrographen werden in zwei Aufsätzen von FLOREK und BECKER-ROSS [195,196] ausführlich beschrieben.

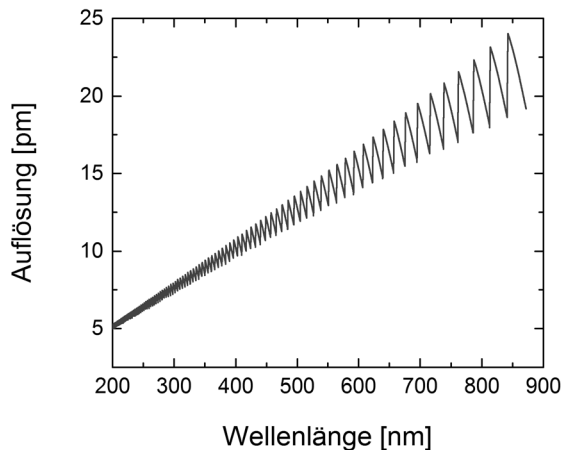


Abb. 3.18: Spektrale Auflösung des Échelle-Spektrographen.

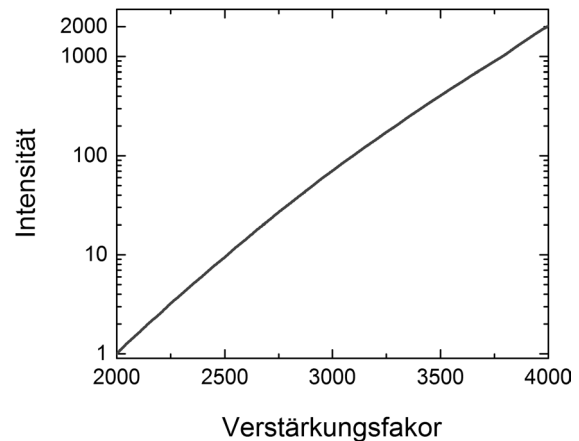


Abb. 3.19: Kalibrationskurve für den Verstärkungsfaktor.

Das Detektionssystem bedarf weiterer Erläuterungen. Der Sensor war ein CCD-Chip (Kodak KAF-1001) mit einer Sensorkantenlänge von $24,6 \times 24,6$ mm und einer Auflösung von 1024×1024 Pixel. Ihm war ein runder Bildverstärker (Proxitronic BV 2562 TZ) mit S20-Photokathode und P43-Phosphorschirm vorgesetzt, der sehr kurze Belichtungszeiten von ≥ 20 ns bei akzeptablen Signal-Rausch-Verhältnissen ermöglichte. In Abb. 3.19 ist die Intensitätserhöhung durch den Bildverstärker in Abhängigkeit vom in der Steuerungssoftware einstellbaren Verstärkungsfaktor dargestellt. Die Kurve ist auf die Intensität bei einem Verstärkungsfaktor³¹ von 2000 normiert und zeigt bei einer Erhöhung auf 4000 eine Intensitätszunahme um das Zweitausendfache. Die Kurve wurde anhand von Messungen an einer Wolfram-Deuterium-Kalibrationslampe (Heraeus Noblelight DTM 6/10) erstellt und bei der Aufbereitung gemessener Spektren zur Intensitätsskalierung verwendet. Dadurch wurde ein Vergleich von Linienintensitäten zwischen Spektren möglich, die bei verschiedenen Verstärkungsfaktoren aufgezeichnet wurden. Mit zunehmendem Verstärkungsfaktor nahm allerdings das Signal-Rausch-Verhältnis ab, weshalb dieser Wert sehr vorsichtig gewählt wurde. Sehr gute Ergebnisse wurden erzielt, indem der Verstärkungsfaktor möglichst gering gehalten und die Messungen zwecks Erstellung gemittelter Spektren mehrmals wiederholt wurden.

³¹ Die Verstärkungsfaktoren sind Softwareparameter ohne physikalische Bedeutung. Es besteht jedoch ein linearer Zusammenhang mit der Versorgungsspannung der Mikrokanalplatte des Bildverstärkers.

Die mit dem Échelle-Spektrographen gemessenen Spektren wiesen über einen großen Wellenlängenbereich zahlreiche Unterbrechungen auf, siehe beispielsweise Abb. 2.12. Sie rührten daher, dass der runde Bildverstärker mit seinem aktiven Durchmesser von 25 mm nicht die gesamte Sensorfläche des quadratischen CCD-Chips abdeckte, wodurch Teile des Spektrums verloren gingen. Dieser Umstand ist in Abb. 3.17 illustriert. Der Außenrand der aktiven Bildverstärkerfläche ist als grüner Kreis markiert. Der erste blinde Fleck lag bei 357,3 nm, ab hier wurde das Spektrum vielfach durch blinde Flecken unterbrochen, die mit zunehmender Wellenlänge größer wurden. Der blinde Fleck ab 655,1 nm ist hervorzuheben. Er ragte über die Zentralwellenlänge der H_{α} -Balmer-Linie bei 656,279 nm hinaus, weshalb an dieser sehr intensiven Linie keine Untersuchungen erfolgen konnten.

Bei der Durchführung experimenteller Untersuchungen am Versuchskanal wurde Licht mithilfe einer Kollimationsoptik in eine UV-transparente Lichtfaser (Silica 600660710 UVM) eingekoppelt und in den Spektrograph geleitet. Eine schematische Darstellung der Versuchsaufbauten wird in Abb. A.3 im Anhang A gezeigt. Das Eigenleuchten laserinduzierter Luftdurchbrüche (siehe Kap. 4.1.2) wurde mit einer UV-transparenten Kollimationsoptik eingefangen. Diese bestand aus einer Hintereinanderschaltung eines Glan-Thompson-Polarisators (von B. Halle), eines kleinen UV-Objektivs (UKA Optics UV2528B) und einer Kollimationslinse (Avantes COL-UV/VIS). Der Polarisator war zwar für 400 nm optimiert, vermochte aber das von den Durchbrüchen ausgehende, horizontal polarisierte Rayleigh- und Thomson-Streulicht³² des Laserpulses um ~50 % zu reduzieren. Der Nachteil dieser Optik bestand in einem geringen Sichtfelddurchmesser von nur wenigen Millimetern. Für die Untersuchung laserinduzierter und elektrischer Sprayzündungen wurde daher eine Kollimationslinse (Thorlabs F810SMA-780) mit einem Sichtfelddurchmesser von 7,5 mm verwendet, die allerdings nur für sichtbares Licht transparent war. Für jede optische Konfiguration, bestehend aus Lichtfaser, Kollimationsoptik und Versuchskanalfenster war eine Intensitätskalibration mit der o.g. Wolfram-Deuterium-Kalibrationslampe durchzuführen. Darüber hinaus war an jedem Versuchstag eine Wellenlängenkalibration des auf Betriebstemperatur aufgewärmten Échelle-Spektrographen mit einer Quecksilber-Argon-Kalibrationslampe (Avantes AvaLight-CAL) durchzuführen.

Der Échelle-Spektrograph besaß zwei BNC-Buchsen für eine externe Belichtungssteuerung mit TTL-Pulsen und konnte so mit den Zündsystemen synchronisiert werden. Analysen der zeitlichen Genauigkeit werden in Kap. 8.3.3 gegeben. Referenzmessungen zeigten eine Verzugszeit des Spektrographen von ~125 ns nach Eingang eines TTL-Pulses. Daher waren beim Einsatz des Gasturbinenzündsystems keine Messungen zu früheren Zeitpunkten möglich, da dieses System keine Triggereingänge besaß und der Échelle-Spektrograph über eine Photodiode gestartet wurde, siehe Kap. 3.3.3 und Kap. 6.2.3.

³² Zwar wurde aufgrund der Polarisation der Großteil des Streulichtes in die zur Sichtachse senkrechten Richtungen gestreut, dennoch war die Laserlinie in den Spektren deutlich ausgeprägt.

3.5.8 Energiemessung am laserinduzierten Durchbruch

Die im Durchbruch absorbierte Laserpulsenergie E_D war eine wichtige Information, insbesondere bei den Untersuchungen des Effekts von Detonationswellen auf benachbarte Brennstofftröpfchen, siehe Kap. 5.3.1 und Kap. 5.4. E_D reagierte sehr empfindlich auf die Justierung der in Abb. 3.8 gezeigten optischen Komponenten im Strahlengang des Laserzündsystems. Daher musste sie im Rahmen jeder experimentellen Untersuchung neu bestimmt werden. Da In-situ-Messungen nicht möglich waren, wurden unmittelbar vor oder nach den Untersuchungen Referenzmessungen durchgeführt. Dazu wurde die mittlere Laserpulsleistung \bar{P}_{LP} über zweitausend Pulse ~ 20 mm vor dem Fokus mit einem Volumenabsorber gemessen (Gentec Electro-Optics UP19K-15S-VR an einem Energiemonitor Gentec Electro-Optics DUO). An dieser Position hatten die Photonen bereits alle optischen Komponenten des Laserzündsystems und das Eintrittsfenster des Versuchskanals passiert, die Bestrahlungsstärke war für einen Durchbruch jedoch noch zu gering. In einer separaten Messung befand sich der Volumenabsorber ~ 20 mm hinter dem Fokus und maß die mittlere durch das Durchbruchgebiet transmittierte Pulsleistung \bar{P}_{TR} . Diese Restpulsleistung stammte von Photonen aus den ersten Picosekunden der Laserpulse, als die Durchbruchplasmen die Strahltille im Fokus noch nicht ausfüllten oder noch nicht optisch dicht waren, siehe Kap. 2.7. Bei diesen Messungen arbeitete der Zündlaser bei 10 Hz im Dauerpulsmodus³³. Die mittleren Puls- und Restpulsenergien \bar{E}_{LP} und \bar{E}_{TR} wurden daher einfach bestimmt, indem \bar{P}_{LP} und \bar{P}_{TR} durch 10 dividiert wurden. Die Differenz entsprach der Energie, die das Durchbruchgebiet nicht passierte und daher entweder im Durchbruch absorbiert, gestreut oder gebeugt wurde. In Referenzmessungen mit dem Volumenabsorber seitlich und unter dem Durchbruch wurde keine Streulichtenergie nachgewiesen. Laut dem Übersichtsbeitrag von PHUOC [36] sind Streuung und Beugung bei laserinduzierten Durchbrüchen vernachlässigbar. Somit entsprach die mittlere Durchbruchenergie \bar{E}_D der Differenz der Messwerte an den beiden Positionen vor und hinter dem Fokus:

$$\bar{E}_D = \frac{\bar{P}_{LP} - \bar{P}_{TR}}{10} = \bar{E}_{LP} - \bar{E}_{TR} . \quad (3.1)$$

3.5.9 Bestimmung der Eigenschaften realer, feuchter Luft

Zur Berechnung der Expansion von Detonationswellen in Luft und ihrer Strömungsfelder hinter der Stoßfront mithilfe der in Kap. 2.9 vorgestellten Modelle wurde die Kenntnis verschiedener gasdynamischer Eigenschaften benötigt. Mit einem Laborluftmessgerät (Greisinger GFTB 100) wurden die Temperatur T_0 , der Druck p_0 und die relative Luftfeuchte $H'_0 = 100 \cdot H_0$ (in Prozent) im Versuchskanal direkt gemessen. Andere benötigte Größen wa-

³³ Bei einigen Lasermodellen weichen die Pulsenergien im Dauer- und Einzelpulsmodus voneinander ab. Der Nd:YAG-Laser InnoLas SpitLight 600-10 wurde gerade deshalb als Zündlaser ausgewählt, da bei ihm die Pulsenergie unabhängig vom Betriebsmodus ist.

ren die Schallgeschwindigkeit c_0 , der Isentropenexponent γ und die Luftdichte ρ_0 . Allgemein bekannt ist die Gleichung für die Schallgeschwindigkeit in idealer Luft

$$c_0 = (\gamma R_A T_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.2)$$

worin $R_A = \mathfrak{R}/M_A$ die spezifische Gaskonstante von Luft ist. Wie in Kap. 4.1.3 gezeigt wird, ist die Bestimmung von Detonationswellenenergien mithilfe der in Kap. 2.9 vorgestellten Expansionsmodelle eine sensitive Methode, und eine präzise Kenntnis von c_0 ist notwendig, um korrekte Ergebnisse zu erhalten. Daher wurde zu ihrer Berechnung aus den gemessenen Luft-eigenschaften nicht Gl. (3.2), sondern die Näherung von CRAMER [197] für reale, feuchte Luft verwendet. Sie gestattet neben der Berechnung von c_0 auch die von γ und lässt darüber hinaus eine Wahl des CO₂-Anteils zu:

$$\begin{aligned} f(\vartheta_0, p_0, \chi_w, \chi_c) = & a_0 + a_1 \vartheta_0 + a_2 \vartheta_0^2 + \chi_w (a_3 + a_4 \vartheta_0 + a_5 \vartheta_0^2) \\ & + p_0 (a_6 + a_7 \vartheta_0 + a_8 \vartheta_0^2) + \chi_c (a_3 + a_4 \vartheta_0 + a_5 \vartheta_0^2) \\ & + a_{12} \chi_w^2 + a_{13} p_0^2 + a_{14} \chi_c^2 + a_{15} \chi_w p_0 \chi_c \end{aligned} \quad (3.3)$$

Hierin sind ϑ_0 die Lufttemperatur in °C, χ_w der Stoffmengenanteil von Wasserdampf und χ_c der Stoffmengenanteil von CO₂. Für die Berechnungen im Rahmen dieser Dissertation wurde $\chi_c = 4 \cdot 10^{-4}$ verwendet. f steht repräsentativ für c_0 oder γ , die für die jeweilige Berechnung benötigten Koeffizienten a_i sind in Tab. D.1 im Anhang D angegeben. Die Berechnung von χ_w erfolgte mit den Näherungsformeln von GIACOMO [198]:

$$\chi_w = \frac{H_0 V p_{SD}}{p_0}, \quad (3.4)$$

$$V = 1,000 \ 62 + \frac{3,14 \cdot 10^{-8}}{\text{Pa}} p_0 + \frac{5,6 \cdot 10^{-7}}{(\text{°C})^2} \vartheta_0^2, \quad (3.5)$$

$$p_{SD} = \exp(AT_0^2 - BT_0 + C + DT_0^{-1}). \quad (3.6)$$

Hierin sind V ein Verstärkungsfaktor und p_{SD} der Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf in Luft. Die Koeffizienten A bis D von Gl. (3.6) finden sich im Anhang D, wobei nicht die ursprünglichen Werte von GIACOMO, sondern die überarbeiteten Werte von DAVIS [199] angegeben sind.

Die Berechnung der Dichte feuchter Luft erfolgte mit der folgenden Formel [200]:

$$\rho_0 = \frac{p_0 (1 + x_H)}{T_0 \frac{\mathfrak{R}}{M_A} \left(1 + \frac{M_A}{M_w} x_H \right)}. \quad (3.7)$$

Hierin sind $M_A = 28,9647$ g/mol, $M_W = 18,0153$ g/mol und $\mathfrak{R} = 8,314\,472$ J/(mol·K) die Molmassen von trockener Luft, von Wasserdampf und die universelle Gaskonstante [201]. Der in Gl. (3.7) benötigte Wassergehalt der Luft x_H berechnet sich zu:

$$x_H = H_0 \frac{M_W}{M_A} \frac{p_{SD}}{p_0 - p_{SD}} . \quad (3.8)$$

Eine Näherungsformel zur präziseren Berechnung von ρ_0 unter Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit wird von DAVIS [199] angegeben. Da bei den in dieser Dissertation vorgestellten Untersuchungen $x_H \approx 0,01$ betrug, war Gl. (3.7) indes von hinlänglicher Genauigkeit.

4 Charakterisierung der Randbedingungen

Das vorliegende Kapitel präsentiert experimentelle Untersuchungen, welche die in Kap. 5 bis 7 vorgestellten Zündungsexperimente ergänzten, indem sie wertvolle Zusatzinformationen lieferten. In Kap. 4.1 und 4.2 wird die Wirkung der verschiedenen Zündsysteme auf statische Luft präsentiert. Kap. 4.3 stellt PIV-Messungen in der Kanalluft und an den Brennstofftröpfchen bei kalten Bedingungen, also ohne Zündung oder Verbrennung, vor. Abschließend stellt Kap. 4.3 Untersuchungen der Zündungswahrscheinlichkeiten bei der Laserzündung unter Variation der Brennstoff- und Luftmassenströme vor.

4.1 Laserinduzierte Luftdurchbrüche

Dieses Unterkapitel präsentiert experimentelle Untersuchungen an laserinduzierten Durchbrüchen in statischer Luft bei den Bedingungen der Laboratmosphäre. Die Experimente erfolgten unmittelbar vor oder nach denjenigen, die in Kap. 5 vorgestellt werden, wobei dieselben Versuchsaufbauten genutzt wurden. Das Ziel der Experimente war es, Daten zu sammeln, welche die Analysen der Zündungen unterstützten. So halfen Hochgeschwindigkeitsvideos und Emissionsspektren von laserinduzierten Luftdurchbrüchen dabei, anhand von Gemeinsamkeiten und Unterschieden zu den entsprechenden Daten aus den Zündungsexperimenten zwischen Plasma- und Verbrennungseffekten zu unterscheiden. Schlierenaufnahmen von laserinduzierten Detonationswellen dienten dazu, eine Methode zur Bestimmung der Wellenenergien zu entwickeln. Diese war von hoher Bedeutung, um den Effekt der Detonationswellen auf Brennstofftröpfchen zu analysieren. Dieses Kapitel stellt die Untersuchungen in Luft als eigenständiges Themengebiet vor. Eine vergleichende Diskussion erfolgt an geeigneten Stellen in Kap. 5.

4.1.1 Hochgeschwindigkeitsvideos

Das transiente Erscheinungsbild laserinduzierter Luftdurchbrüche wurde mit Hochgeschwindigkeitsvideos untersucht. Sie dienten als Vergleichsmaterial für Experimente, bei denen im selben Versuchsaufbau fünf parallele Tröpfchenkettchen und ein Spray entzündet wurden, siehe Kap. 5.1. Durch den Vergleich ließ sich zwischen Prozessen unterscheiden, welche durch die Präsenz von Brennstofftröpfchen beeinflusst wurden und solchen, bei denen das nicht der Fall war. Darüber hinaus gaben sie Einblicke in die das interne und externe Strömungsfeld der Durchbrüche bestimmenden Mechanismen, siehe Kap. 4.1.3. Die Hochgeschwindigkeitskamera HSS6 war senkrecht zum Strahlengang des Laserzündsystems ausgerichtet und beobachtete die Durchbrüche von der Seite. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.1 im Anhang A gezeigt. Die Kamera wurde bei einer Aufnahmefrequenz von 250 kHz und betrieben, die jedoch nicht ausreichte, um den hochgradig transienten Vorgang vollständig einzufangen. Daher wurde das Experiment vielfach wiederholt,

der Startzeitpunkt der Kamera $t_s = t_0 + \Delta t$ wurde gegenüber dem Laserpuls zur Zeit t_0 schrittweise um geeignete Δt verschoben. Für jeden Startzeitpunkt wurden fünf Videos mit einer Belichtungszeit von $1 \mu\text{s}$ pro Bild aufgenommen, um eine Datenbasis für eine Mittelwertanalyse zu schaffen. Die Durchbruchenergie E_D wurde zeitnah zur Aufnahme der Hochgeschwindigkeitsvideos mittels Volumenabsorbermessungen bestimmt, die Energien und ihre Standardabweichungen über zweitausend Laserpulse sind in Tab. 4.1 gegeben. Auch die in Kap. 5.1 präsentierten Aufnahmen von der laserinduzierten Zündung von Zweiphasenströmungen erfolgten unmittelbar im Anschluss an diese Aufnahmen. So wurde eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Aufnahmen untereinander gewährleistet. Eine Auswahl von Bildern des Durchbruchs für verschiedene Aufnahmezeiten nach dem Laserpuls wird in Abb. 4.1 gezeigt. Die Zeiten sind über den Bildern als abgeschlossene Intervalle angegeben. Der erste Wert entspricht dem Beginn der steigenden Flanke des Belichtungsintervalls nach dem Laserpuls, der zweite Wert entspricht dem Ende der fallenden Flanke. Damit deckt beispielsweise das erste Bild die ersten 30 ns nach dem Laserpuls ab, da die Kamera während der ersten $1,06 \mu\text{s}$ nur Dunkelheit aufnahm. Jedes Bild ist eine arithmetische Mittelung aus fünf Durchbrüchen. Die Intensitäten sind für jedes Bild individuell skaliert und daher nicht miteinander vergleichbar. Der Koordinatenursprung entspricht dem Fokus der Doublet-Linse, siehe Abb. 3.8. Die Bildsequenz zeigt während der ersten Mikrosekunden ein sehr schnelles Wachstum, eine anschließende Längsausdehnung und die Bildung einer Kette aus drei Keulen (siehe rechtes Bild der oberen Reihe: a,b,c), gefolgt von einer Längsschrumpfung zu einer Scheibenform. Das erste Bild zeigt eine Tröpfchenform des Durchbruchs im Strahlengang des Laserpulses vor dem Fokus. Die Erklärung wird in Kap. 2.7 gegeben: Sobald die minimale Bestrahlungsstärke des konvergierenden Laserstrahls einen bestimmten Grenzwert überschreitet, entwickelt sich der Durchbruch. Während der Wachstumsphase fallen die kompakte und rundliche Gestalt sowie die scharfe Kontur des Durchbruchs auf. Eine mögliche Erklärung gibt sein Plasmazustand: Die Anziehungskräfte zwischen Ionen und Elektronen bewirken eine magnetische Oberflächenspannung und damit ein Bestreben zu einer sphärischen Gestalt. Die Bildsequenz endet nach $29 \mu\text{s}$, im letzten Bild wird das sehr geringe Signal-Rausch-Verhältnis infolge des Intensitätsabklangs über die Sequenz deutlich.

Tab. 4.1: Gemessene Laserpulsenergien vor und nach dem Durchbruch sowie die berechnete Durchbruchenergie mit Standardabweichungen.

	E_{LP} [mJ]	E_{TR} [mJ]	E_D [mJ]
Mittlere Energie	193,1	71,9	121,2
Standardabweichung	1,74	1,07	2,04

Abb. 4.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der in den Bildern beobachteten Intensitätsmaxima über die Sequenz. Es sind für jeden Zeitpunkt jeweils der Mittelwert sowie der geringste und der höchste Wert aus fünf Durchbrüchen dargestellt. Jeder Datenpunkt wurde dem Zeitpunkt

zugeordnet, zu dem die Belichtungsfunktion der Kamera halb abgelaufen war. Daraus ergibt sich die steigende Flanke zu Beginn des Diagramms: Die ersten Aufnahmen wurden vor dem Laserpuls gestartet, daher war die Integrationszeit über das Durchbruchleuchten und folglich das Intensitätsmaximum pro Bild geringer. Das globale Maximum wurde gemessen, als der Laserpuls und der Belichtungsstart ungefähr zeitgleich erfolgten. Das nahezu ebene Maximum von $1 \mu\text{s}$ Dauer resultiert aus der Faltung der Belichtungsfunktion der Kamera mit der Zeitskala der Videosequenz. Das Diagramm verdeutlicht die hohe Dynamik des Durchbruchvorgangs. Zu Beginn wurde die größte Strahlungsintensität erreicht, gefolgt von einem exponentiellen Abklingen um drei Größenordnungen, das sich über $\sim 15 \mu\text{s}$ erstreckte. Nach $15 \mu\text{s}$ wurden die Bilder zunehmend durch das Hintergrundrauschen des CMOS-Sensors beeinträchtigt, nach $29 \mu\text{s}$ verschwand der Durchbruch endgültig im Rauschen.

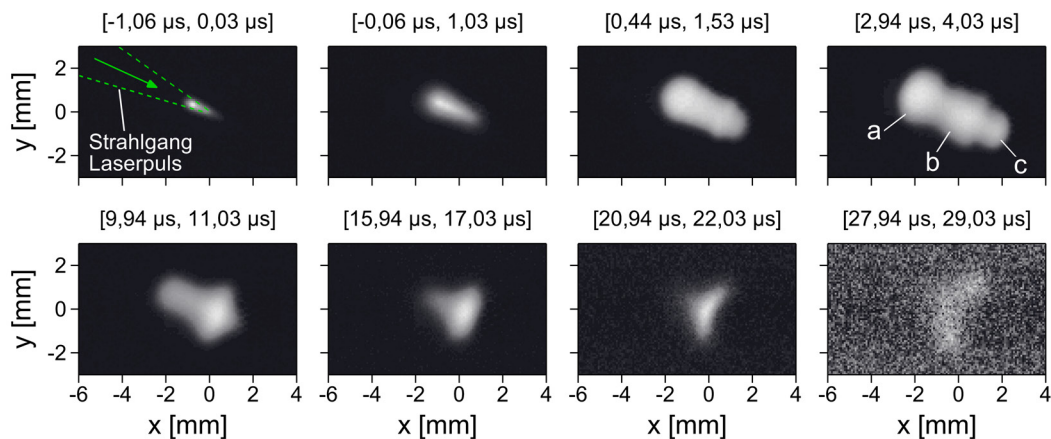


Abb. 4.1: Sequenz eines laserinduzierten Durchbruchs in Luft. Jedes Bild ist eine Mittelung aus fünf Einzelbildern.

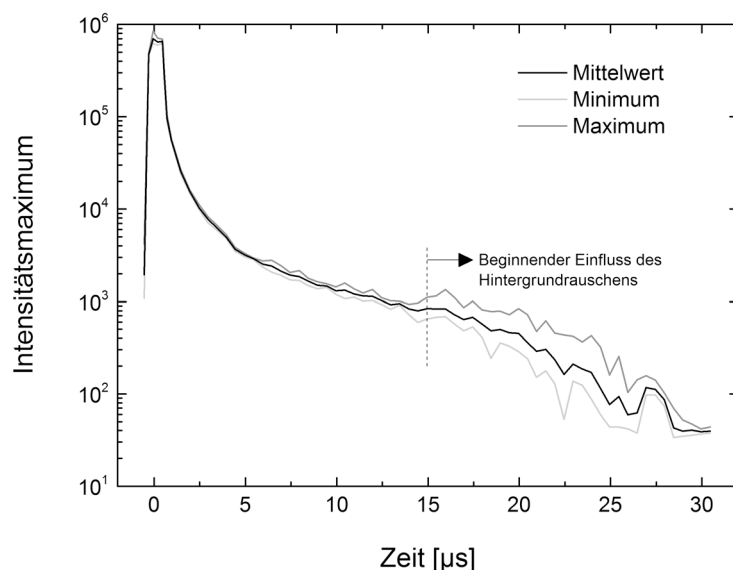


Abb. 4.2: Zeitlicher Verlauf der Intensitätsmaxima des Luftdurchbruchs. Mittelwert sowie Minimum und Maximum aus fünf Messungen.

Die scharfe Kontur des Durchbruchs und seine Rotationssymmetrie entlang der Längsachse erlaubten eine zeitliche Analyse seiner Geometrie. Hierfür wurde ein um 23° im Uhrzeigersinn gedrehtes kartesisches Koordinatensystem mit den Achsen η und ξ und dem Ursprung im Fokus definiert, siehe Abb. 4.3. Die horizontale und vertikale Ausdehnung des Durchbruchs, sein Volumen sowie die Positionen der Intensitätsmaxima der drei Keulen (a,b,c) wurden mithilfe eines selbstgeschriebenen MATLAB-Programms bestimmt. Dazu wurden die Bilder zunächst vom Hintergrundrauschen befreit und anschließend gegen den Uhrzeigersinn um 23° gedreht. Anschließend analysierte das Programm die Bilder spalten- und zeilenweise. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.4 dargestellt. Die Datenpunkte sind Mittelwerte über sämtliche Aufnahmen, die Fehlerbalken repräsentieren die Standardabweichungen. Die Auswertung endet bei $13,94 \mu\text{s}$, da zu späteren Zeiten das Signal-Rausch-Verhältnis infolge des Intensitätsabklangs für zuverlässige Analysen zu niedrig war. Eine Schwierigkeit ergab sich aus der Belichtungszeit von $1 \mu\text{s}$, die in Anbetracht des sehr schnellen Vorgangs verhältnismäßig lang war. Infolgedessen sind die in Abb. 4.1 gezeigten Bilder mathematisch betrachtet Faltungen der Belichtungsfunktion der Kamera mit der Zeitskala der Sequenz. Eine Entfaltung der Sequenz mit Mitteln der Bildverarbeitung erwies sich als nicht möglich, da hierfür deutlich mehr Zwischenschritte hätten aufgenommen werden müssen. Daher wurde die Entfaltung an den Ergebnissen der MATLAB-Analysen auf Basis folgender Überlegung durchgeführt: Während der ersten vier Mikrosekunden wuchs der Durchbruch in allen Raumrichtungen. Die anschließende Schrumpfung erfolgte ebenfalls gleichzeitig in allen Raumrichtungen. Folglich zeigen alle Aufnahmen aus der Wachstumsphase die räumliche Ausdehnung des Durchbruchs zum Ende der Kamerabelichtung. Analog zeigen alle Aufnahmen aus der Schrumpfphase die räumliche Ausdehnung zu Beginn der Kamerabelichtung. Also erhält man Diagramme mit entfalten Daten, indem die Datenpunkte entsprechend dem Start- oder dem Endzeitpunkt der Belichtung zugeordnet werden. Die gute Übereinstimmung verschiedener Datenpunkte zwischen $4,94$ und $5,53 \mu\text{s}$ in Abb. 4.4 belegt die Eignung dieser Methode. Die Diagramme a und b in Abb. 4.4 zeigen die räumliche Ausdehnung des Durchbruchs entlang der η - und ξ -Achse. Der Kopf des Durchbruchs ist definiert als die vertikale Kante in Einfallsrichtung des Laserpulses (negative ξ -Richtung), in gegenüberliegender Richtung liegt dementsprechend der Schwanz. Die mittleren Positionen der drei Keulen (a,b,c) entlang der ξ -Achse sind in Abb. 4.4c dargestellt. Abb. 4.4d zeigt die zeitliche Entwicklung des Durchbruchsvolumens. Es wurde bestimmt, indem die Ausdehnungen des Durchbruchs in η -Richtung für jede Pixelspalte bestimmt wurden und anschließend das Volumen unter der Annahme von Rotationssymmetrie um die ξ -Achse berechnet wurde. Die Diagramme verdeutlichen die anfängliche Expansion des Durchbruchs. Er erreicht seine größte räumliche Ausdehnung und sein größtes Volumen zwischen $4,94$ und $5,53 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls. Dem Wachstum entlang der ξ -Achse folgt eine nahezu lineare Schrumpfung, siehe Abb. 4.4a. Im Gegensatz dazu bleibt die Ausdehnung in η -Richtung nach Erreichen des Maximums konstant, was auf die Verformung des Durchbruchs zu einer Scheibe zurückzuführen ist. Die Keule a dehnt sich während der ersten vier Mikrosekunden aus, ihr Maximum bewegt sich in Einfallsrichtung des Laserpulses, siehe Abb. 4.4c. Nach fünf Mikrosekunden beginnt sie zu schrumpfen, das Maximum verschiebt sich zurück in Richtung Fokus. Im Gegensatz dazu bleibt das Maximum der Keule b nahezu konstant am Fokus stehen. Die Keule c dehnt sich zunächst in Richtung des La-

serpulses aus, kann aber nach $5,94 \mu\text{s}$ wegen ihres raschen Intensitätsabfalls nicht mehr erfasst werden. Um die transiente räumliche Gestalt des Durchbruchs zu verstehen, wurde parallel zu dieser Dissertation am DLR-Institut für Verbrennungstechnik eine FVM-Simulation eines laserinduzierten Luftdurchbruchs durchgeführt, für welche die in diesem Kapitel präsentierten Messungen als Validierungsdaten dienen. Sie wird detailliert im Aufsatz von JOARDER et al. [202] vorgestellt und erklärt die Deformation in eine Scheibengestalt mit der Entstehung zweier entgegengesetzt rotierender Toruswirbel in der den Durchbruch umgebenden Luft³⁴, siehe Abb. 4.12b. Sie entstehen infolge von Dichtegradienten im Durchbruchgebiet, die aus der rapiden anfänglichen Expansion des Durchbruchs resultieren.

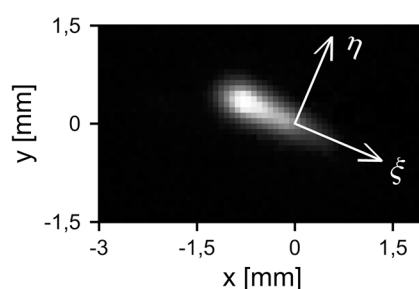


Abb. 4.3: Durchbruch zum Zeitpunkt $[-1,06 \mu\text{s}, 0,03 \mu\text{s}]$ mit um 23° gedrehtem kartesischen Koordinatensystem. Der Ursprung liegt im Fokus der Doublet-Linse.

Die Expansions- und Kontraktionsgeschwindigkeiten und die Volumenänderung wurden bestimmt, indem mit dem Programm Origin 9 Polynome an die Datenpunkte der Diagramme in Abb. 4.4 angepasst und ihre ersten Ableitungen bestimmt wurden. Polynome vierter und fünfter Ordnung wurden für die Wachstumsphase verwendet, während sich lineare Funktionen für die Schrumpfphase eigneten. Die angepassten Polynome sind in Abb. 4.4a, b und d als gestrichelte und gepunktete Linien dargestellt. Die Geschwindigkeiten und die Volumenänderung sind als durchgezogene rote Linien dargestellt. In Abb. 4.5 werden die horizontalen und vertikalen Expansionsgeschwindigkeiten einander gegenübergestellt. Zusätzlich sind die Geschwindigkeiten u für Mach-Zahlen von $Ma = u/c_0 = 1$ bis 3 als horizontale, gestrichelte Linien markiert, wobei die Schallgeschwindigkeit c_0 mit Gl. (3.3) für die Atmosphärenbedingungen im Versuchskanal berechnet wurde. Lufttemperatur, -druck und -feuchtigkeit betragen $23,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $963,6 \text{ hPa}$ und $45,8 \%$. Daraus ergab sich $c_0 = 345,89 \text{ m/s}$. Abb. 4.5 verdeutlicht, dass die anfängliche Expansion des laserinduzierten Durchbruchs mit Überschallgeschwindigkeit erfolgt. Während der hundert Nanosekunden liegt die vertikale Expansionsgeschwindigkeit bei $Ma \approx 2$ und die horizontale Expansionsgeschwindigkeit bei $Ma \approx 3$. $Ma = 1$ wird

³⁴ Die Simulation ist als Näherung aufzufassen. Zur Berechnung des Strömungsfeldes verwendete sie die Navier-Stokes-Gleichungen. Solange sich der Durchbruch in einem Plasmazustand befand, hätten zusätzlich die Maxwell-Gleichungen miteinbezogen werden müssen, um magnetohydrodynamische Einflüsse zu berücksichtigen.

nach $1,3 \mu\text{s}$ bzw. $3,0 \mu\text{s}$ unterschritten. Die anfängliche Expansion mit Überschallgeschwindigkeit bewirkt die Entstehung einer lasergestützten Detonationswelle, siehe Kap. 2.7. Die rapide Verzögerung auf Unterschallgeschwindigkeit innerhalb weniger Mikrosekunden führt zur Ablösung der Detonationswelle infolge von Impulserhaltung und einer eigenständigen Ausbreitung in die umliegende Luft, siehe Kap. 2.9. Eine genauere Untersuchung dieser Detonationswellen und ihrer Energien wird in Kap. 4.1.3 vorgestellt.

Die Hochgeschwindigkeitsvideos und ihrer geometrische Analyse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Messungen von KAWAHARA et al. [203]. Sie verwendeten einen Nd:YAG-Laser mit Frequenzverdoppler und Güteschalter sowie eine Fokussierlinse mit einer Brennweite von 200 mm. Bei einer Laserpulsenergie von 170 mJ beobachteten sie Durchbrüche, die wegen der größeren Brennweite etwas schmaler und länglicher ausfielen, aber ebenfalls aus mehreren hintereinander angeordneten Keulen bestanden und innerhalb von $10 \mu\text{s}$ im Hintergrundrauschen verschwanden.

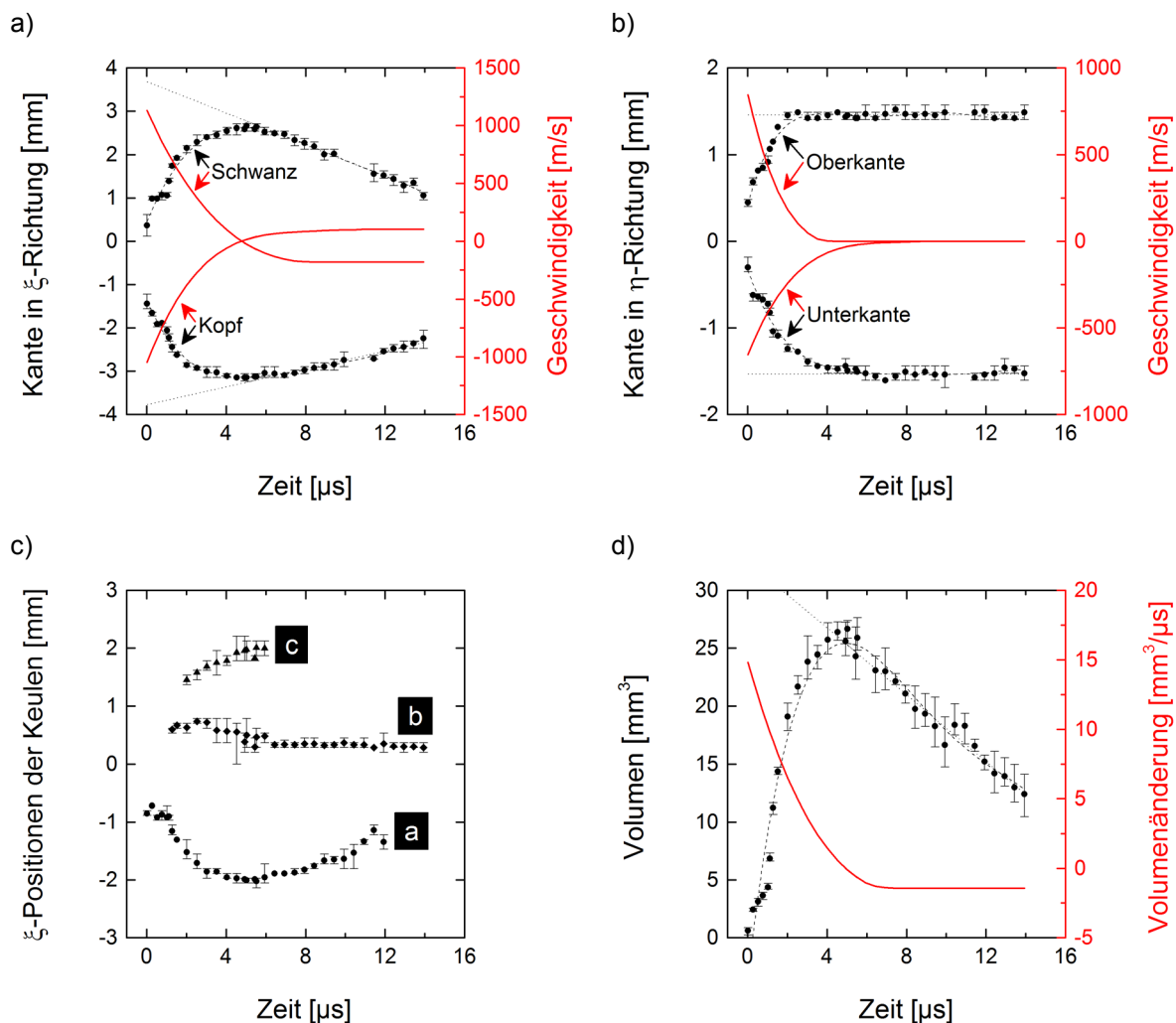


Abb. 4.4: Transientes Erscheinungsbild der laserinduzierten Luftdurchbrüche: a) Horizontale und b) vertikale Expansion- und Kontraktion, c) Horizontale Positionen der Keulenmaxima, d) Volumen.

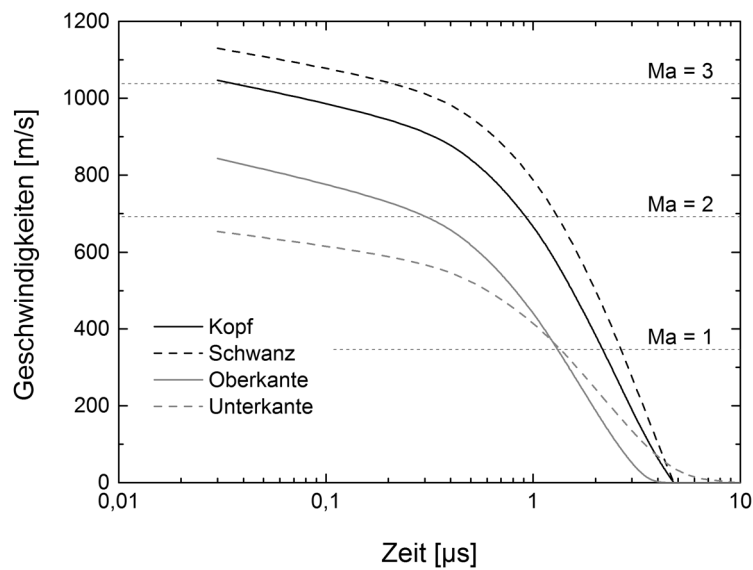


Abb. 4.5: Horizontale und vertikale Expansionsgeschwindigkeiten. Die Mach-Zahlen wurden für die Bedingungen der umgebenden Luft bestimmt.

4.1.2 Optische Emissionsspektroskopie

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Hochgeschwindigkeitsvideos gaben Auskunft über das transiente Erscheinungsbild und die Helligkeitsentwicklung des laserinduzierten Luftdurchbruchs. Die spektrale Empfindlichkeit der HSS6 erstreckte sich von $\lambda \approx 350$ bis >1000 nm, weshalb sich anhand der Videos keine Aussagen über die Herkunft des Eigenleuchtens treffen ließen. Spektrale Analysen hingegen können Einblicke in die physikalischen Vorgänge innerhalb des laserinduzierten Luftdurchbruchs liefern. Daher wurden im Anschluss an die in Kap. 4.1.1 vorgestellten Hochgeschwindigkeitsvideos Messungen mit einem Échelle-Spektrograph unter denselben experimentellen Bedingungen durchgeführt, insbesondere bei denselben Laserpuls- und Durchbruchenergien, siehe Tab. 4.1. Sie sollten zeigen, wie lange der Plasmazustand des Luftdurchbruchs andauerte und wie schnell er abklang. Prinzipiell ist anhand von Emissionsspektren auch eine Bestimmung des Temperaturverlaufs im Luftdurchbruch möglich, beispielsweise durch die Analyse der Boltzmann-Verteilung der Intensitäten mehrerer Ionen- oder Atomlinien. Das war allerdings nicht das Ziel dieser Untersuchungen, da diese Information einerseits für das Verständnis der Sprayzündung von geringem Interesse ist und andererseits entsprechende Untersuchungen mehrfach in der Literatur beschrieben werden [124,203,204].

Das Eigenleuchten der Durchbrüche wurde mit der in Kap. 3.5.7 beschriebenen UV-transparenten Kollimationsoptik eingefangen, die senkrecht zum Strahlengang des Laserpulses ausgerichtet war. Um ein möglichst hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, war sie seitlich des Fokus im geringstmöglichen Abstand von 34 mm positioniert. Das Fenster auf dieser Seite des Versuchskanals war entfernt. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.3 im Anhang A gezeigt. Um eine sehr hohe zeitliche Auflösung zu erzielen, wurde die Belichtungszeit des Spektrographen auf 50 ns gesetzt und der Startzeitpunkt der Messung $t_s = t_0 + \Delta t$ gegenüber dem Triggersignal für den Laserpuls zur Zeit t_0 schrittweise

4 Charakterisierung der Randbedingungen

um geeignete Δt verschoben. Da bei dieser sehr kurzen Belichtungszeit eine Einzelmessung ein sehr geringes Signal-Rausch-Verhältnis aufwies, wurden für jeden Startzeitpunkt einhundert Durchbrüche erzeugt und die aufgenommenen Spektren überlagert. Auf diese Weise wurde der Zeitraum von 100 ns vor bis 40 μ s nach dem Laserpuls untersucht.

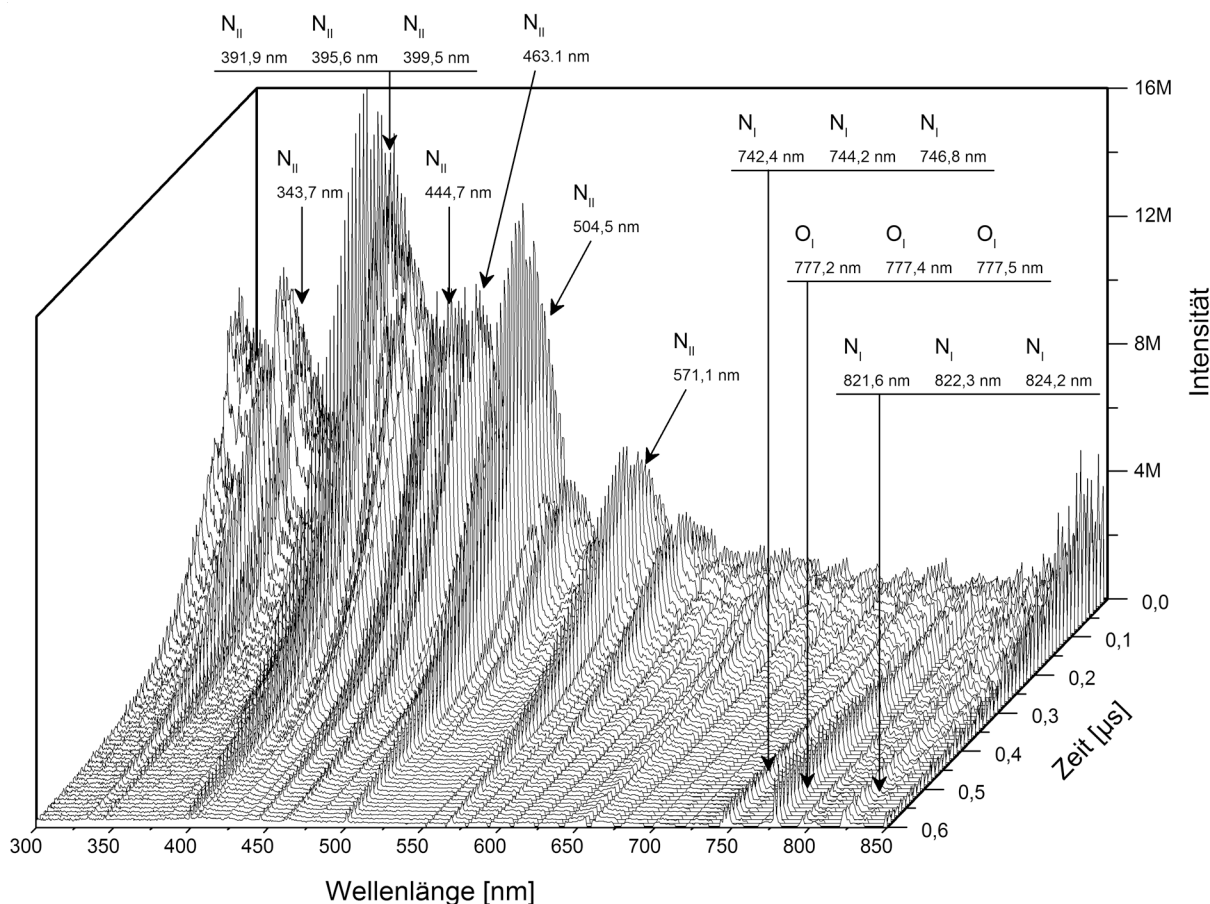


Abb. 4.6: Ensemble der Emissionsspektren des laserinduzierten Luftdurchbruchs bis 600 ns nach dem Laserpuls. Die Belichtungszeit betrug jeweils 50 ns. Jedes Spektrum ist eine Überlagerung aus einhundert Messungen.

Abb. 4.6 zeigt die gemessenen Spektren für den Zeitraum bis 600 ns nach dem Laserpuls. Sie sind auf der Zeitachse dem Startzeitpunkt der Belichtung nach dem Lasertriggersignal zugeordnet. Sehr hohe Intensitäten werden während der ersten 300 ns erreicht, mit einem Maximum zwischen $t = 50$ und 100 ns. Die Spektren zeigen eine intensive Kontinuumsstrahlung, die im Wesentlichen aus für den Plasmazustand des Durchbruchs charakteristischer Bremsstrahlung besteht, siehe Kap. 2.8. Sie wird von intensiven N_{II} -Linien überlagert, klingt nach dem Laserpuls exponentiell ab und verschwindet nach $t \approx 500$ ns. Die N_{II} -Linien klingen langsamer ab, während zeitgleich N_I - und O_I -Linien auftauchen. Abb. 4.7 vergleicht die integrierten spektralen Intensitäten mit den mittleren Bildintensitäten der Hochgeschwindigkeitsvideos, siehe Kap. 4.1.1. Die Kurven verlaufen weitgehend parallel. Kurz nach dem Laserpuls

ist das Maximum erreicht, gefolgt von einem exponentiellen Abklingen, das nach $\sim 20 \mu\text{s}$ auf das Niveau des Untergrundrauschens abfällt. Die steigende Flanke zu Beginn der Hochgeschwindigkeitsvideos wird in Kap. 4.1.1 erläutert. Die steigende Flanke der Spektren rührt von Messungen her, die bei $t = -100$ und -50 ns vor dem Laserpuls gestartet wurden; auch nach dem Belichtungsintervall von 50 ns besaß der Spektrograph über wenige Nanosekunden eine abklingende Restempfindlichkeit. Die gute Übereinstimmung der beiden Intensitätsverläufe belegt, dass sich der Dynamikbereich der gemessenen Spektren für eine Untersuchung des in den Hochgeschwindigkeitsvideos beobachteten Eigenleuchtens eignete. Ferner zeigt die Kurve der integrierten spektralen Intensität, dass das Eigenleuchten kein konstantes Maximum von $\sim 1 \mu\text{s}$ Dauer hatte, wie auch in Abb. 4.2 zu sehen, sondern dass der exponentielle Abfall direkt nach dem Laserpuls begann.

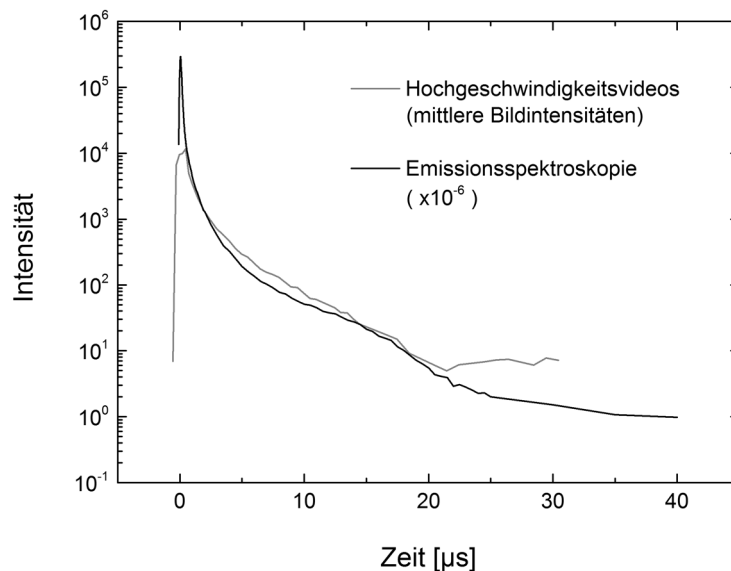


Abb. 4.7: Vergleich der spektral integrierten Intensitäten mit den mittleren Bildintensitäten der Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahme.

In Abb. 4.8a und b werden zwei Diagramme mit jeweils drei ausgewählten Spektren zwischen $t = 100 \text{ ns}$ und $20 \mu\text{s}$ gezeigt. Aufgrund der hohen Dynamik wurden logarithmische Ordinaten verwendet. Abb. 4.8a zeigt drei Spektren zwischen $t = 100 \text{ ns}$ und $1 \mu\text{s}$. Das Abklingen der Kontinuumsstrahlung ist deutlich zu erkennen. Zwischen $\lambda = 343$ und 571 nm sind abklingende N_{II} -Linien und zwischen 742 und 825 nm ansteigende N_{I} - und O_{I} -Linien zu sehen. Auch die H_{α} -Balmer-Linie bei $656,279 \text{ nm}$ ist sichtbar, ist aber weitgehend von einem blinden Fleck des Spektrographen überdeckt, siehe Kap. 3.5.7. Da die Durchbrüche in statischer Luft erzeugt wurden, rührte der Wasserstoff von natürlicher Luftfeuchtigkeit her. Abb. 4.8b zeigt zwei Spektren für $t = 5$ und $20 \mu\text{s}$. Die Kontinuumsstrahlung ist abgeklungen, Ionenlinien sind nur noch schwach vorhanden. Im Gegensatz dazu weisen die Atomlinien zwischen 500 ns und $10 \mu\text{s}$ eine nahezu konstante, hohe Intensität auf. Bei $t = 20 \mu\text{s}$ sind zwischen 345 und 430 nm ein paar schwache Höcker mit einem geringen Signal-Rausch-Verhältnis zu erkennen. Es handelt sich dabei um Banden des B-X-Übergangs von N_2^+ , wel-

4 Charakterisierung der Randbedingungen

ches im abklingenden Plasma durch Rekombination entstand. Weitere Moleküle wurden in den Spektren nicht nachgewiesen, allerdings zeigte ein deutlicher Ozongeruch während der Versuchsdurchführung die Rekombination von Sauerstoff zu O_3 an.

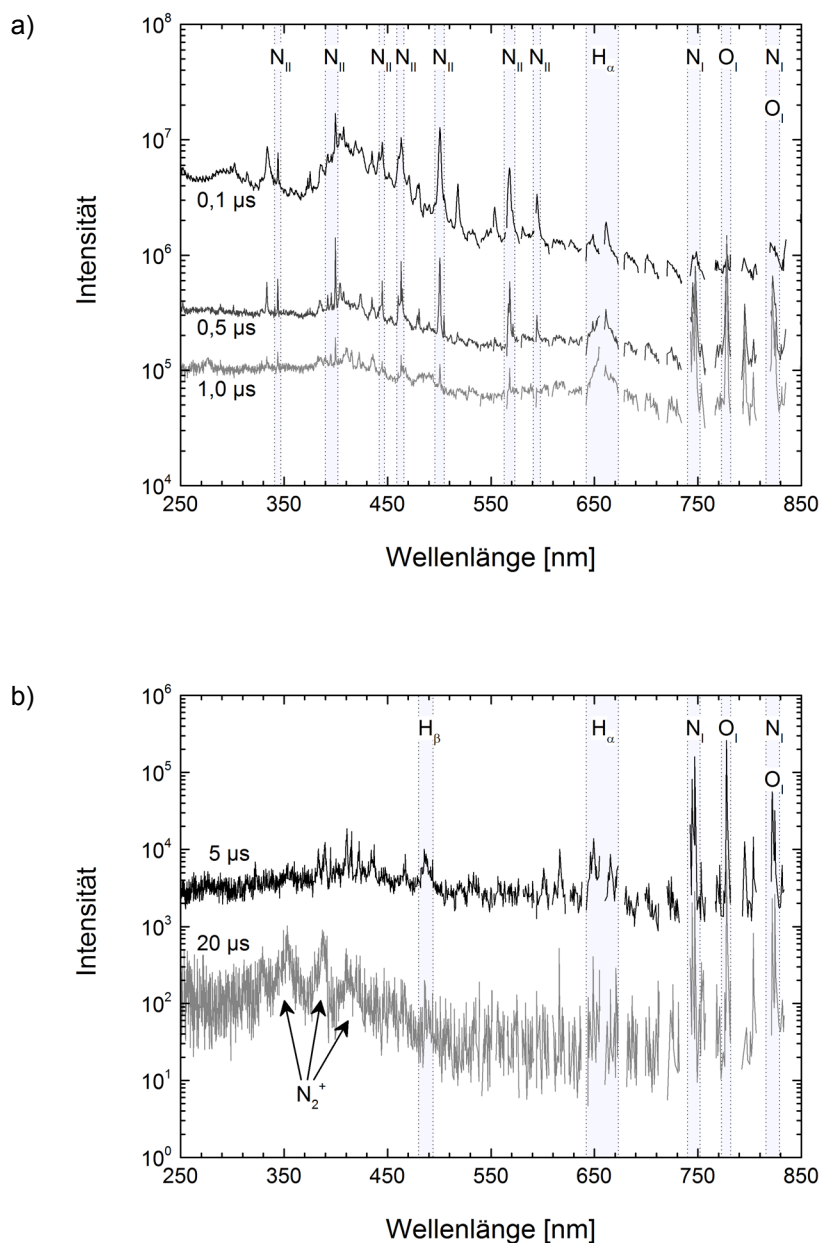


Abb. 4.8: Emissionsspektren des laserinduzierten Luftdurchbruchs für fünf ausgewählte Zeitpunkte. Die Belichtungszeit betrug 50 ns. a) Es dominieren die Kontinuumsstrahlung und Ionenlinien. b) Die intensivsten Signale stammen von Atomlinien.

Acht Ionenlinien zwischen 343,715 nm und 571,077 nm sowie drei Atomlinien zwischen 742,364 nm und 746,831 nm wurden für eine Analyse ihrer transienten Amplituden und ihrer mittleren Lebensdauern τ ausgewählt. Die Auswahl der Linien begründete sich durch ihre

hohen Intensitäten und exponierten Positionen in den Spektren, ohne Überlagerungen mit benachbarten Linien. Die Amplituden wurden mit einem selbstgeschriebenen LabVIEW-Programm bestimmt. Das Programm entfernte das Untergrundsignal und passte Lorentz-Profile mithilfe eines Levenberg-Marquardt-Algorithmus an die Linien an. Abb. 4.9 stellt die transienten Verläufe der Amplituden dar. Die Ionenlinien besitzen ihre Intensitätsmaxima zwischen $t=110$ und 180 ns und klingen bis $t=700$ ns um zwei Größenordnungen ab. An die Datenpunkte der N_{II} -Linie bei $463,054$ nm wurde mit Origin 9 eine exponentielle Zerfallskurve des Typs $I(t) \sim I_0 e^{(-t/\tau)}$ angepasst und ergab eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 193$ ns. Sie ist in Abb. 4.9 als grüne gestrichelte Linie dargestellt. Die Intensitäten sinken zwischen $t=700$ ns und $1,5$ μ s unter die Nachweisgrenze. Die ersten Atomlinien sind 220 ns nach dem Laserpuls identifizierbar. Sie erreichen ihre Maxima bei $t=1$ μ s, welche ungefähr eine Größenordnung unter den Maxima der intensivsten Ionenlinien liegen. An die anschließende Abklingphase der N_I -Linie bei $746,831$ nm wurde ebenfalls eine exponentielle Zerfallskurve angepasst und ergab $\tau = 6,3$ μ s, was ungefähr dem Dreißigfachen von τ der Stickstoffionen entspricht. Die Kurve ist in Abb. 4.9 als blau gestrichelte Linie dargestellt. Die Intensitäten sinken zwischen $t=20$ und 22 μ s unter die Nachweisgrenze. Die Atomlinien erreichen ihre Intensitätsmaxima zu einem Zeitpunkt, zu dem die Ionenlinien kaum noch nachweisbar sind. Das deutet auf einen Rekombinationsprozess von Ionen mit Elektronen zu Atomen hin. Daraus folgt, dass der Plasmazustand des Durchbruchs ungefähr 2 μ s nach dem Laserpuls sein Ende fand. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der in Abb. 4.1 dargestellten Sequenz, wird ersichtlich, dass die Durchbrüche während des Plasmastadiums rapide wuchsen und das Wachstum auch wenige Mikrosekunden nach der vollständigen Plasmarekombination anhielt. Die größte Ausdehnung des Durchbruchs wurde zu einem Zeitpunkt erreicht, zu dem er aus dissoziiertem Gas bestand und Rekombinationen zu Molekülen im Gange waren.

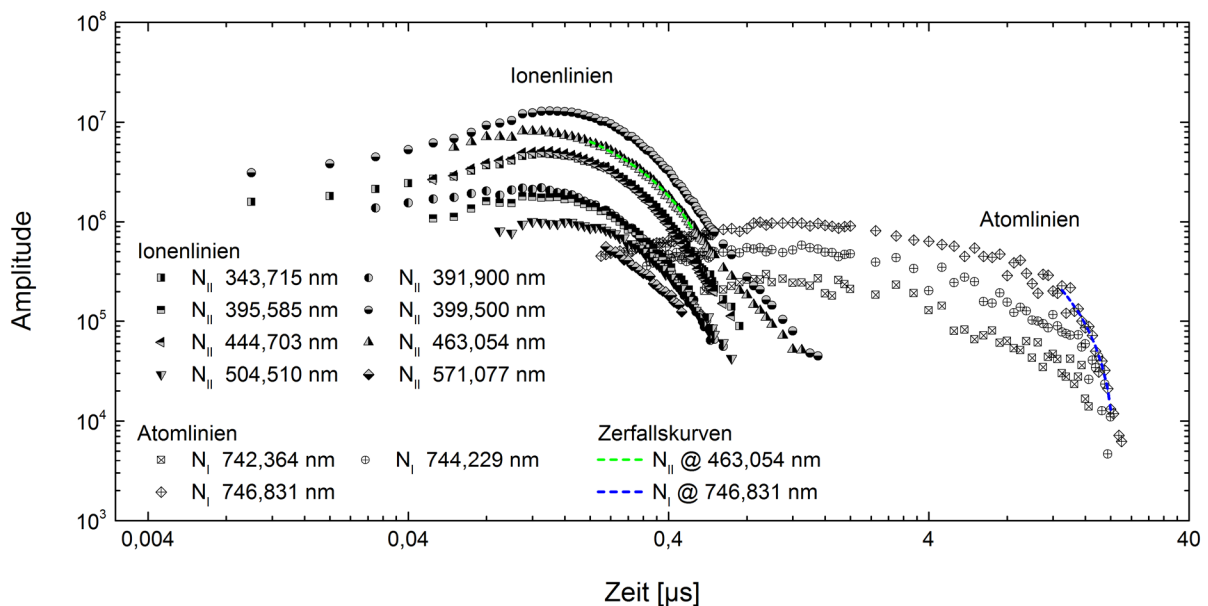


Abb. 4.9: Amplituden von ausgewählten Ionen- und Atomlinien in den Emissionsspektren des laserinduzierten Luftdurchbruchs.

Wie schon bei den Hochgeschwindigkeitsvideos zeigen die Ergebnisse der Emissionsspektroskopie eine gute Übereinstimmung mit den Messungen von KAWAHARA et al. [203]. Sie beobachteten ein Abklingen von Ionenlinien und ein Aufsteigen von Atomlinien zwischen 0,2 und 1 μs nach dem Laserpuls, was mit den hier dargestellten Ergebnissen gut übereinstimmt.

4.1.3 Schlierenaufnahmen

Die von den laserinduzierten Durchbrüchen erzeugten Detonationswellen waren als deutlich hörbare Knallgeräusche wahrnehmbar. Allein die Intensität dieser Sinneswahrnehmung legte die Vermutung nahe, dass die Wellen einen nicht unerheblichen Teil der Durchbruchenergie aufnahmen. Es stellte sich somit die Frage, ob diese Energie für den Zündungsvorgang verloren war, oder ob die Wellen selber Einfluss auf das Zündungsgeschehen nahmen. Zahlreiche Studien belegen, dass die Strömungsfelder hinter ebenen Stoßwellen Tröpfchenzerfälle induzieren, siehe Kap. 2.1. Daher wurde der Frage nachgegangen, ob auch die laserinduzierten Detonationswellen intensiv genug waren, um derartige Vorgänge anzustoßen. Detonationswellen unterscheiden sich von ebenen Stoßwellen durch die sphärische Kontur der Stoßfronten und insbesondere durch die sehr schnell abklingenden Strömungsfelder. In der Literatur fand sich kein Anhaltspunkt darüber, wie sich diese Besonderheiten auf den Tröpfchenzerfall auswirkten. Insofern waren eigene Untersuchungen erforderlich. Zur Bestimmung der Weber-Zahlen wurden Kenntnisse über die Strömungsbedingungen hinter den Stoßfronten benötigt. Diese hingen von den Wellenenergien ab, deren Bestimmung in diesem Unterkapitel beschrieben wird. Die Detonationswellen wurden in statischer Luft bei den Bedingungen der Laboratmosphäre erzeugt und mit der Schlierenmethode sichtbar gemacht. Die Hochgeschwindigkeitskamera HSS6 beobachtete die Durchbrüche durch das Eintrittsfenster für die Laserpulse. Sie war senkrecht zum Kanal orientiert, während der Laserstrahlgang einen Neigungswinkel von 23° aufwies. Damit beobachtete die Kamera das Durchbruchgeschehen von unten unter einem flachen Winkel. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.2 im Anhang A gezeigt. Die Kamera wurde bei einer Aufnahmefrequenz von 25 kHz betrieben, diese reichte jedoch nicht aus, um den sehr schnell ablaufenden Vorgang zufriedenstellend einzufangen. Daher wurde das Experiment vielfach wiederholt, der Startzeitpunkt der Kamera $t_s = t_0 + \Delta t$ wurde gegenüber dem Laserpuls zur Zeit t_0 schrittweise um geeignete Δt verschoben. Für jeden Startzeitpunkt wurden drei Videos mit einer Belichtungszeit von 1 μs pro Bild gemacht, um eine Datenbasis für Mittelwertanalysen zu schaffen.

Variation der Laserpulsenergie

Laserinduzierte Durchbrüche wurden bei fünf verschiedenen Laserpulsenergien E_{LP} erzeugt. Die Einstellung erfolgte über die Verzugszeit Δt_{BL-PO} zwischen dem Beginn des Blitzlampenpulses und dem Öffnen der Pockels-Zelle: Bei $\Delta t_{BL-PO} = 215 \mu\text{s}$ wurde die maximal verfügbare Laserpulsenergie erzeugt, bei $\Delta t_{BL-PO} = 335 \mu\text{s}$ war sie eben noch hoch genug, dass laserinduzierte Durchbrüche überhaupt erfolgten. Es wurden $\Delta t_{BL-PO} = 215, 255, 295, 315$ und $335 \mu\text{s}$ verwendet. Wie in Kap. 2.9 dargestellt wird, existieren zahlreiche Modelle für die Beschreibung der Expansion von Detonationswellen. Die Variation der Durchbruchenergie E_D

über $\Delta t_{\text{BL-PO}}$ eröffnete die Möglichkeit, geeignet erscheinende Modelle durch Prüfung ihrer Konsistenz über ein breites Energiespektrum zu validieren. Die sich für die unterschiedlichen Verzugszeiten ergebenden mittleren E_{LP} und E_{D} wurden mithilfe eines Volumenabsorbers gemessen. Sie sind in Tab. 4.2 angegeben, zusammen mit den Standardabweichungen der Durchbruchenergien s_{D} und den mit einer Photodiode (Thorlabs DET10A/M an einem Oszilloskop Tektronix TDS3034B) gemessenen Laserpulshalbwertszeiten $\Delta t_{\text{LP,FWHM}}$. Für $\Delta t_{\text{BL-PO}} = 315 \mu\text{s}$ und $335 \mu\text{s}$ zeigte $\Delta t_{\text{LP,FWHM}}$ Fluktuationen von $\pm 1 \text{ ns}$. Die geringen Standardabweichungen belegen, dass die Durchbruchenergien nicht nennenswert von diesen Fluktuationen beeinflusst wurden.

Tab. 4.2: Gemessene Laserpulsenergien vor dem Durchbruch, berechnete Durchbruchenergien mit Standardabweichungen sowie Laserpulshalbwertszeiten in Abhängigkeit des Öffnungszeitverzuges der Pokels-Zelle nach Beginn des Blitzlampenpulses.

$\Delta t_{\text{BL-PO}} [\mu\text{s}]$	335	315	295	255	215
$E_{\text{LP}} [\text{mJ}]$	24,2	60,7	104,9	199,6	276,6
$E_{\text{D}} [\text{mJ}]$	11,6	46,1	89,6	176,1	245,6
$s_{\text{D}} [\text{mJ}]$	0,75	0,56	0,75	1,41	1,49
$\Delta t_{\text{LP,FWHM}} [\text{ns}]$	$14,3 \pm 1$	10 ± 1	8,2	6,5	6

In Abb. 4.10 werden einige ausgewählte Schlierenbilder für die fünf E_{D} zu den Zeitpunkten $t = 10, 24$ und $48 \mu\text{s}$ gezeigt. Die Aufnahmen erfolgten direkt im Anschluss an die jeweils zugehörige Messung von E_{LP} und E_{D} . Die Belichtungszeit betrug $1 \mu\text{s}$. Die Aufnahmezeitpunkte sind die auf den Moment des Laserpulses bezogenen Zeitpunkte, zu denen die Belichtungsfunktion der Kamera halb abgelaufen war. Im oberen Bereich der Bilder ist die Silhouette der den Laserpuls fokussierenden Doublet-Linse in ihrem Halter zu sehen. Der Koordinatenursprung entspricht dem Fokus. Das Eigenleuchten der Durchbrüche erscheint bei $t = 10 \mu\text{s}$ im Koordinatenursprung als weißer Punkt. Die Detonationswellen erscheinen in den Bildsequenzen als kreisförmige Dichtegradienten, deren Mittelpunkte im Koordinatenursprung liegen. Die Irisblende der Schlierenoptik war so justiert, dass vertikale Dichtegradienten als dunkle oder helle Konturen erschienen: Geht man von unten nach oben durch das Bild, so erscheinen Dichtezunahmen dunkel und Dichteabnahmen hell. Da Dichtezunahmen über die Stoßfronten in der Regel wesentlich schneller erfolgen als die Dichteabnahmen in den nachfolgenden Strömungsfeldern (siehe Abb. 2.14), sind letztere insbesondere bei $t = 10 \mu\text{s}$ deutlich besser zu erkennen. Ein Vergleich der Schlierenbilder, die zum selben Zeitpunkt aber bei verschiedenen E_{D} aufgenommen wurden, offenbart zu einem beliebigen Zeitpunkt einen

zunehmenden Wellendurchmesser mit wachsendem E_D . Darüber hinaus ist die mit der Zeit fortschreitende Expansion klar zu erkennen. Ihre Analyse wird auf S. 134 ff. vorgestellt.

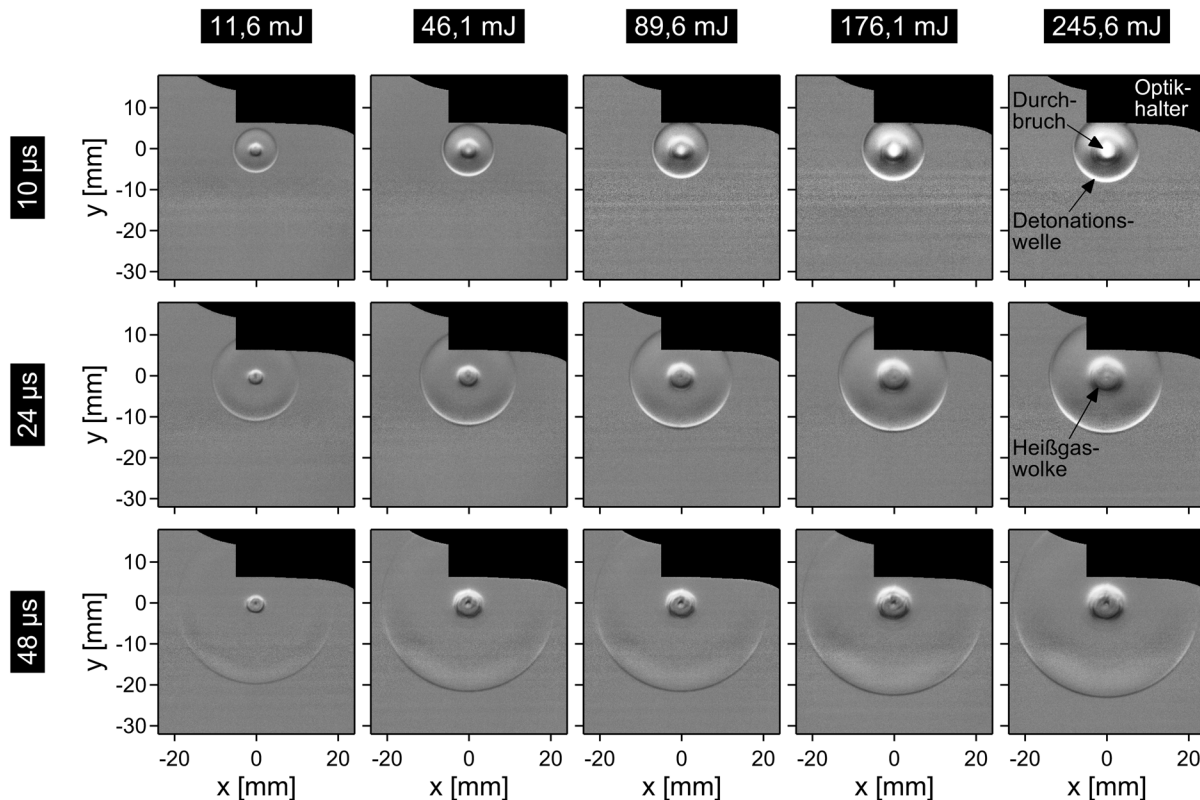


Abb. 4.10: Ausgewählte Schlierenbilder von laserinduzierten Durchbrüchen für verschiedene Durchbruchenergien und Zeitpunkte nach dem Laserpuls. Der Koordinatenursprung entspricht dem Fokus.

Heißgaswolken

Außer den Detonationswellen sind in Abb. 4.10 weitere kreisförmige Gradienten mit geringerem Durchmesser um den Koordinatenursprung sichtbar. Sie zeigen die Existenz von verdichteten *Heißgaswolken* an, welche in der direkten Umgebung der Durchbrüche, wahrscheinlich infolge der rapiden Expansion des Durchbruchs, möglicherweise auch durch Wärmediffusion und Strahlungsabsorption entstehen. Die Darstellung der Heißgaswolke bei $E_D = 245,6$ mJ wird in Abb. 4.11 gezeigt. Bei $t = 7$ μ s sind die Detonationswelle und das Durchbruchleuchten zu sehen. Die Heißgaswolke um den Durchbruch herum ist bereits zu erahnen. Sie bleibt nach dem Abklingen des Durchbruchs in der Umgebung des Fokus zurück. Ihr anfänglicher Durchmesser beträgt ungefähr 9 mm. Während der ersten 50 μ s expandiert sie mit einer geringen Geschwindigkeit von 20 bis 25 m/s. Bei $t = 90$ und 610 μ s ist im Zentrum eine Ein- oder Ausstülpung zu erkennen. Mit fortschreitender Zeit verwirbelt die Heißgaswolke und vermischt sich mit der Umgebungsluft, siehe $t = 3,6$ und 8,0 ms. Die in Abb. 4.10 und Abb. 4.11 gezeigten Schlierenbilder erwecken den Eindruck einer Sphärenform. Allerdings

zeigen in anderen Studien angefertigte Seitenansichten von laserinduzierten Durchbrüchen eine scheibenförmige Gestalt mit einem zentral in Einfallsrichtung des Laserpulses herauschießenden Heißgasstrahl [80,205-207]. Die Aufnahme eigener Seitenansichten war mit der Schlierenmethode nicht möglich, da der Versuchskanal senkrecht zum Laserstrahlgang nur von einer Seite optisch zugänglich war. Ersatzweise werden daher in Abb. 4.12a Schlierenbilder aus der Dissertation von BRIESCHENK [208] gezeigt. Die Aufnahmen zeigen die Heißgaswolke im Umfeld eines laserinduzierten Durchbruches, der mit einem Rubinlaser bei einer Pulsenergie von 4,46 J, einer Pulsdauer von 40 ns und einer Linse mit einer Brennweite von 100 mm erzeugt wurde. Der Vergleich mit Abb. 4.11 lässt auf ein sehr ähnliches transientes Erscheinungsbild schließen: Bei $t = 1$ ms zeigt die Heißgaswolke entlang der Mittelachse des Laserstrahlgangs eine rotationssymmetrische Gestalt mit einem Außendurchmesser von ~ 10 mm. In Einfallsrichtung des Laserpulses ist eine Ausstülpung zu sehen. Auf der gegenüberliegenden Seite ist eine Einstülpung zu erahnen. Die Aufnahme bei $t = 610 \mu\text{s}$ in Abb. 4.11 lässt eine kongruente Gestalt erkennen. Ebenso verhält es sich mit den Aufnahmen bei $t = 3,6$ ms in Abb. 4.11 und 4 ms in Abb. 4.12a: Der Außendurchmesser beträgt ~ 18 mm, und die Heißgaswolke zeigt eine turbulente Struktur. Um das transiente Erscheinungsbild besser zu verstehen, wurde von JOARDER et al. [202] am DLR-Institut für Verbrennungstechnik eine FVM-Simulation eines laserinduzierten Luftdurchbruchs durchgeführt. Sie zeigte, dass die Scheibenform durch zwei entgegengesetzt rotierende Toruswirbel in der den Durchbruch umgebenden Luft entsteht. Abb. 4.12b zeigt Dichte- und Strömungsfelder aus dieser Simulation bei $t = 10,1$ und $36 \mu\text{s}$. Das Koordinatensystem bezieht sich auf den Ursprung des Rechengitters. Die beiden Toruswirbel sind rechts und links von $x = 10$ mm erkennbar. Bei $t = 36 \mu\text{s}$ ist die Scheibenform ausgeprägt, in Einfallsrichtung des Laserpulses sind in Ansätzen die experimentell beobachtete Ausstülpung und auf der gegenüberliegenden Seite eine Einstülpung erkennbar. Das Phänomen der Heißgaswolke wurde unter anderem von BRADLEY et al. [80], MORSY und CHUNG [206] und BRIESCHENK et al. [207,208] untersucht. Im Rahmen dieser Dissertation ist es für das Verständnis der Tröpfchenzerstäubung bei der Sprayzündung wichtig und wird in Kap. 5.3.2 und Kap. 5.4 erneut aufgegriffen.

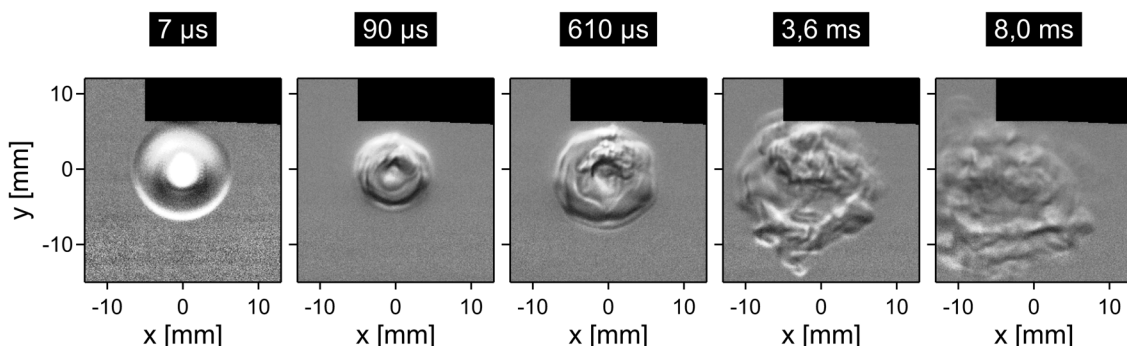


Abb. 4.11: Heißgaswolke nach dem laserinduzierten Durchbruch in der Vorderansicht. Die Durchbruchenergie betrug $E_D = 245,6$ mJ. Einzelbilder aus mehreren Durchbrüchen.

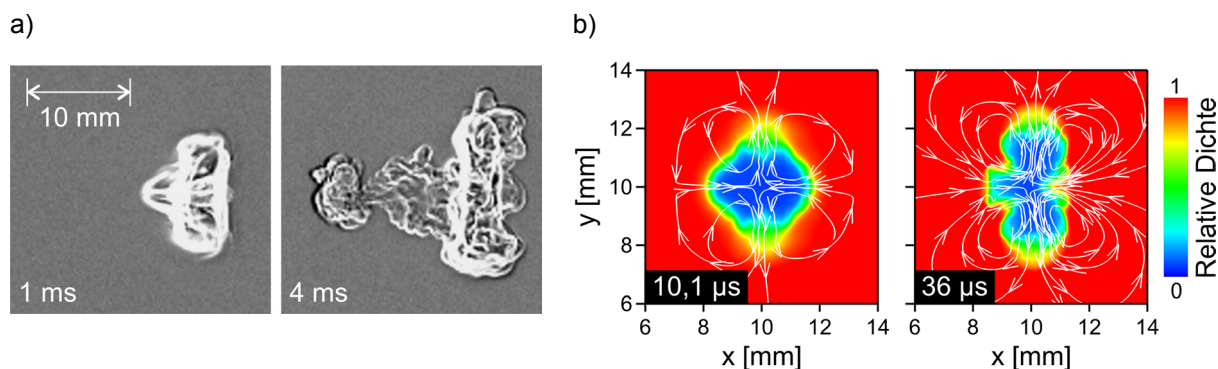


Abb. 4.12: a) Schlierenaufnahmen einer Heißgaswolke nach dem Durchbruch von BRIESCHENK [208], abgewandelte Wiedergabe mit freundlicher Genehmigung. b) Numerische Simulation eines laserinduzierten Durchbruchs von JOARDER³⁵. Der Laserpuls fällt jeweils von links ein.

Initiale Detonationswellenenergien

Aus den Schlierensequenzen der fünf untersuchten Durchbruchsenergien E_D wurden mit einem selbstgeschriebenen MATLAB-Programm die Trajektorien der Detonationswellen bestimmt. Das Programm arbeitete mit einem Kreuzkorrelationsalgorithmus, der die Schlierenbilder mit synthetischen Bildern von Kreisen verschiedener Durchmesser verglich. Angesichts der hohen Expansionsgeschwindigkeit der Detonationswelle war die Belichtungszeit der Kamera von $1 \mu\text{s}$ relativ lang, wodurch die Stoßfronten der Wellen in den Schlierenbildern leicht verschmiert wurden. Diesem Problem wurde begegnet, indem die Radien der Detonationswellen bei der Analyse der Kreuzkorrelationsfunktion dem Zeitpunkt zugeordnet wurden, zu dem die Belichtungsfunktion der Kamera halb abgelaufen war. Die Radien wurden somit mit einer Genauigkeit von $\pm 0,05 \text{ mm}$ bestimmt, was ungefähr $\pm 1/2$ Pixel entsprach. Die ermittelten Trajektorien sind in Abb. 4.13 dargestellt. Jeder Trajektorienpunkt ist ein Mittelwert aus drei Schlierenbildern. Da die Reproduzierbarkeit sehr gut war, sind keine Fehlerbalken dargestellt. Die theoretisch berechnete Trajektorie in Abb. 2.15 zeigt während der ersten $2 \mu\text{s}$ eine starke Krümmung und konvergiert anschließend gegen die Schallgeschwindigkeit. Die Phase der starken Krümmung fehlt in den Trajektorien in Abb. 4.13. Sie konnte wegen des sehr intensiven Durchbruchleuchtens nicht mit der Schlierenmethode visualisiert werden. Daher zeigen die Trajektorien die Ausbreitung der Detonationswellen, nachdem diese bereits weitgehend gegen die Schallgeschwindigkeit konvergiert und damit nahezu in akustische Wellen übergegangen sind. Die mit $Ma = 1$ beschriftete Linie kennzeichnet die Ausbreitung einer Schallwelle bei den während der Messungen herrschenden Luftbedingungen ($c_0 \approx 346 \text{ m/s}$ nach Gl. (3.3) mit $T_0 = 22,6 - 23,8 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_0 = 97\,810 - 97\,870 \text{ hPa}$ und $H'_0 = 27,5 - 28,4 \text{ \%}$). Der Abstand der Trajektorien von dieser Linie ist ein Indikator für die initialen Energien der De-

³⁵ Details und weitere Ergebnisse werden im Aufsatz von JOARDER et al. [202] vorgestellt. Die Abbildung wurde für diese Dissertation aus den Daten neu erstellt und findet sich daher in dieser Form nicht im Aufsatz.

tonationswellen. Zu ihrer Bestimmung wird ein Wellenmodell benötigt, das sowohl die anfängliche Phase der Ausbreitung bei hoher Überschallgeschwindigkeit als auch den Übergang in eine akustische Welle berücksichtigt.

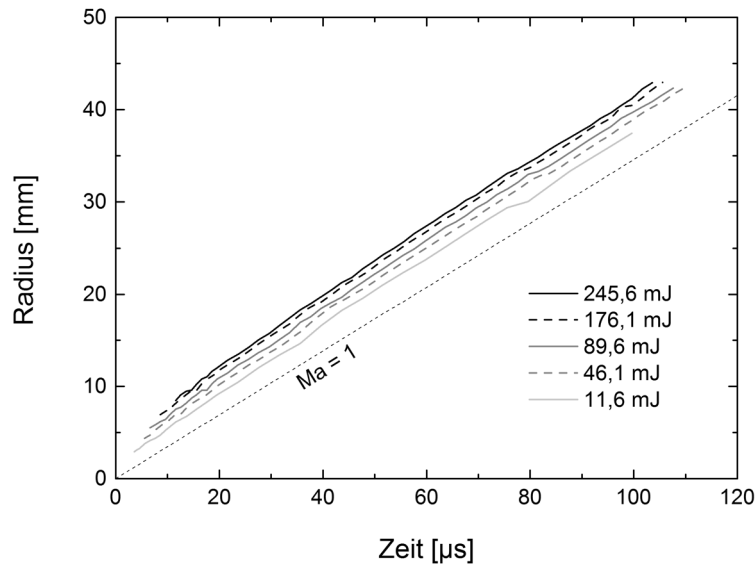


Abb. 4.13: Gemessene Detonationswellentrajektorien für fünf verschiedene Durchbruchenergien. Jeder Datenpunkt ist ein Mittelwert aus drei Messungen.

Wie in Kap. 2.9 dargestellt wird, existieren in der Literatur diverse Modelle mit unterschiedlichen Eigenschaften und Einschränkungen. Die Taylor-Sedov-Gleichung Gl. (2.21) wird im Zusammenhang mit laserinduzierten Durchbrüchen häufig verwendet, siehe beispielsweise [80,124,209]. Um ihre Eignung für die Energiebestimmung anhand der in Abb. 4.13 dargestellten Trajektorien zu testen, wurde sie mit einem selbstgeschriebenen LabVIEW-Programm an die Trajektorie für $E_D = 245,6$ mJ angepasst. Das Programm variierte die initiale Detonationswellenenergie E_0 in Gl. (2.21) mit einer Schrittweite von 0,01 mJ und bestimmte den Wert, bei dem sich die kleinste Summe der vertikalen Abstandsquadrate $\sum \Delta y_i^2$ zwischen der gemessenen und der berechneten Trajektorie ergab. In Abb. 4.14 ist die angepasste Trajektorie als blaue durchgezogene Linie dargestellt. Es ist offensichtlich, dass keine akzeptable Übereinstimmung mit den Punkten der gemessenen Trajektorie vorliegt. Die Summe der vertikalen Abstandsquadrate beträgt $\sum \Delta y_{i,TS}^2 = 1066,48$ mm², die bestimmte Wellenenergie beträgt $E_{0,TS} = 4,724$ J, was dem 19-fachen von E_D entspricht und somit nicht plausibel ist. Offensichtlich ist die Taylor-Sedov-Gleichung für die Analyse der Trajektorien nicht geeignet. TAYLOR betonte, dass sie nur für starke Wellen mit $\Delta p/p \geq 10$ korrekte Ergebnisse liefert, siehe Kap. 2.9. Er selbst verifizierte sie anhand von Fotos der ersten Atombombenexplosion 1945 in New Mexico [134]. Detonationswellen, die von laserinduzierten Durchbrüchen ausgehen, sind nur für wenige Nanosekunden starke Wellen. Die gemessenen Trajektorien hingegen deckten den Übergangsbereich zwischen starken und akustischen Wellen ab. Daher war es erforderlich, eine sorgfältige Auswahl aus den in Kap. 2.9 vorgestellten

Modellen zu treffen. Die Wahl fiel auf die Modelle von BRODE [138] und JONES [139]. BRODES Modell in Form eines dimensionslosen numerischen Datensatzes deckt die Expansion von Detonationswellen beliebiger Stärke und über sämtliche Phasen ab. JONES' Gleichungen, Gl. (2.22) bis (2.25), wurden für die Übergangsphase von einer starken Welle mit einem Drucksprung von $\Delta p/p = 10$ zu einer schallnahen Welle mit $\Delta p/p = 0,02$ entwickelt. Sie wurden in verschiedenen Studien erfolgreich angewendet, siehe [210-212]. Die beiden Modelle wurden, wie bereits die Taylor-Sedov-Gleichung, mithilfe eines LabVIEW-Programms an die Trajektorie bei 245,6 mJ Durchbruchenergie angepasst. Für BRODES Modell ergab sich $\sum \Delta y_{i, \text{Brode}}^2 = 4,1 \text{ mm}^2$ und $E_{0, \text{Brode}} = 128,2 \text{ mJ}$. Die Anpassung war von hoher Qualität, und die Wellenenergie war mit 52 % von E_D in einem realistischen Rahmen. Die Anpassung von JONES' Modell lieferte mit $\sum \Delta y_{i, \text{Jones}}^2 = 7,73 \text{ mm}^2$ und $E_{0, \text{Jones}} = 125,2 \text{ mJ}$ (51 % von E_D) ein ähnlich gutes Ergebnis. Angesichts der hohen Anpassungsgüte und der guten Übereinstimmung der Ergebnisse war eine Bevorzugung eines der beiden Modelle nicht zu begründen. Daher wurden beide auf sämtliche gemessenen Trajektorien angewendet.

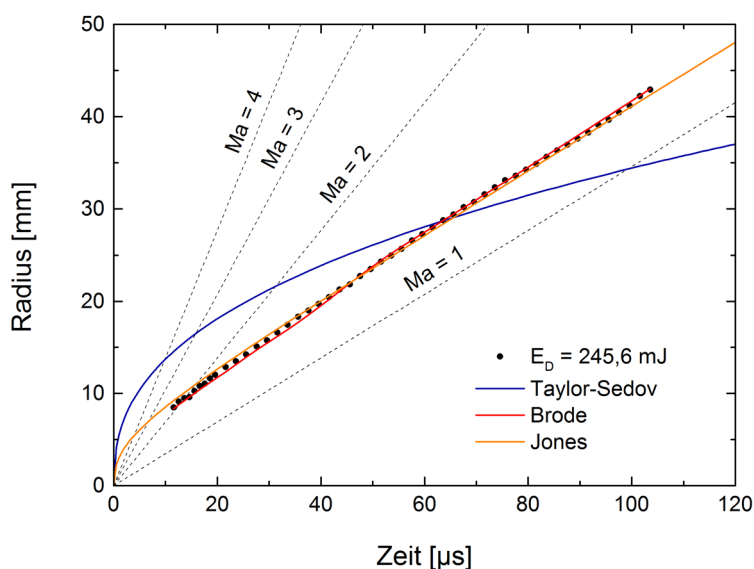


Abb. 4.14: Vergleich zwischen einer gemessenen Detonationwellentrajektorie und drei angepassten Modellen.

Die Bestimmung von E_0 durch die Anpassung von theoretischen Modellen ist eine sehr empfindliche und fehleranfällige Methode. Das wird in Abb. 4.13 deutlich: Die fünf gemessenen Trajektorien liegen sehr nahe beieinander, obwohl die Durchbruchenergien sehr unterschiedlich sind. Die höchste Energie beträgt dabei das 21-fache der niedrigsten. Daher wurde eine Analyse der Messunsicherheiten durchgeführt, indem die Unsicherheiten der zeitlichen und räumlichen Auflösungen auf die gemessenen Trajektorien aufgeschlagen und die Anpassungen mit dem LabVIEW-Programm wiederholt wurden. Als zeitliche Unsicherheit wurde der Jitter der Belichtungsfunktion der Kamera von $\pm 40 \text{ ns}$ (siehe Kap. 8.3.1) und als räumliche Unsicherheit die Skalierungsgenauigkeit des Sichtfeldes von $\pm 0,1 \%$ (siehe Kap. 8.4.2) verwendet. Die Ergebnisse der Energiebestimmungen für alle fünf Durchbruchenergien und

der Messunsicherheitsanalyse sind in Tab. 4.3 angegeben und in Abb. 4.15 als Diagramme dargestellt. Die Prozentangaben beziehen sich auf den Energieanteil von E_0 an E_D . Die Tabelle gibt zusätzlich die kleinsten Summen der vertikalen Abstandsquadrate als Indikatoren der Anpassungsgüte an.

Tab. 4.3: Mittlere Durchbruchs- und Detonationswellenenergien. Die kleinsten Summen der vertikalen Abstandsquadrate indizieren die Qualität der Modellanpassungen. Die prozentualen Energieanteile ($100 E_0/E_D$) sind in Klammern angegeben.

E_D [mJ]	$E_{0,\text{Brode}}$ [mJ (%)]	$\sum \Delta y_{i,\text{Brode}}^2$ [mm ²]	$E_{0,\text{Jones}}$ [mJ (%)]	$\sum \Delta y_{i,\text{Jones}}^2$ [mm ²]
245,6	128,2 ± 3,2 (52,2 ± 1,3)	4,10	125,2 ± 2,7 (51,0 ± 1,1)	7,73
176,1	94,6 ± 2,5 (53,7 ± 1,4)	3,34	95,5 ± 2,2 (54,2 ± 1,2)	8,95
89,6	50,4 ± 1,4 (56,2 ± 1,6)	1,55	52,2 ± 1,4 (58,2 ± 1,6)	10,56
46,1	28,7 ± 0,9 (62,3 ± 2,0)	2,06	29,9 ± 0,9 (64,9 ± 2,0)	11,28
11,6	8,9 ± 0,4 (76,6 ± 3,4)	1,74	9,9 ± 0,4 (77,7 ± 3,4)	5,13

Die Ergebnisse belegen, dass die Detonationswellen einen signifikanten Anteil von E_D absorbierten. Bei $E_D = 245,6$ mJ lag er bei 51 – 52 %. Er stieg mit sinkender absoluter Energie, und bei $E_D = 11,6$ mJ erreichte er 77 %. Die verwendeten Modelle von BRODE und JONES lieferten nahezu übereinstimmende Ergebnisse, die bestimmten E_0 wichen um maximal 4,2 % voneinander ab (festgestellt bei $E_D = 89,6$ mJ). Die Ergebnisse stimmen gut mit denjenigen anderer Studien überein: BRIESCHENK et al. [213] verwendeten einen Rubinlaser zur Erzeugung von Durchbrüchen. Sie variierten die Laserpulsenergie E_{LP} zwischen 100 mJ und 2,7 J und bestimmten den Energieanteil der Detonationswellen an E_D auf ungefähr 50 – 65 %. WANG et al. [125] verwendeten einen Nd:Glas-Laser und maßen für $E_{LP} = 1,0$ J einen Energieanteil der Detonationswellen von 59 % und für $E_{LP} = 2,0$ J einen Energieanteil von 34 %. Zwar sind die Ergebnisse dieser Studien entweder von eingeschränkter Genauigkeit [213] oder beziehen sich auf eine andere Energiegrößenordnung [125], aber sie bestätigen die Beobachtung, dass E_0 einen signifikanten Anteil der Gesamtenergie einnimmt. Eine systematische Untersuchung des Energieanteils in Abhängigkeit von E_D wurde von PHUOC und WHITE [124] durchgeführt. Sie untersuchten die Detonationswellen von laserinduzierten Durchbrüchen, die sie mit einem Nd:YAG-Laser mit Güteschalter bei $\lambda = 1064$ nm und einer Fokussierlinse mit einer Brennweite von 100 mm erzeugten. Dabei untersuchten sie fünf Durchbruchenergien zwischen $E_D = 15$ mJ und 50 mJ. Die Detonationswellenenergien wurden mit der Taylor-Sedov-Gleichung aus Photomultiplier-Messdaten während der ersten zwei Mikro-

sekunden bestimmt. Für $E_D = 50$ mJ ermittelten sie einen Energieanteil der Detonationswelle von 57 %. Wie in den in Tab. 4.3 dargestellten Ergebnissen stieg dieser mit sinkendem E_D an. Bei $E_D = 15$ mJ betrug er 77 %. Insgesamt zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit der hier vorgestellten Untersuchung. Insbesondere maßen sie bei $E_D = 44$ mJ einen Energieanteil von 61,6 %, während hier 62,2 % (BRODE) und 64,9 % (JONES) bei 46,1 mJ bestimmt wurden. Daher wurde der bei $E_D = 245,6$ mJ bestimmte Energieanteil von ~ 52 % als hinreichend genau betrachtet und in Kap. 5.3.1 weiterverwendet, um die Strömungsbedingungen und Weber-Zahlen hinter den Stoßfronten zu berechnen und Rückschlüsse auf die Mechanismen der beobachteten Tröpfchenzerfälle zu ziehen.

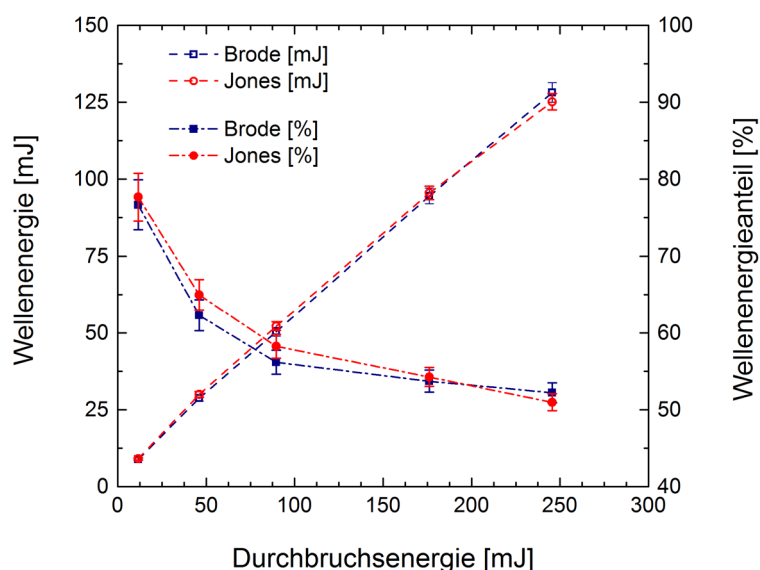


Abb. 4.15: Mittlere Detonationswellenenergien und prozentuale Energieanteile ($100 E_0 / E_D$) für fünf verschiedene Durchbruchenergien. Die Fehlerbalken stellen die Messunsicherheiten dar.

4.1.4 Diskussion

Die in Kap. 4.1 vorgestellten Untersuchungen liefern eine Fülle an wertvollem Referenzmaterial für den Aufbau eines grundlegenden Verständnisses der Vorgänge bei der laserinduzierten Sprayzündung. Die Betrachtung reiner Luftdurchbrüche gestattete es, verschiedene Vorgänge ungestört zu beobachten und Zeitskalen zu messen. Die Anwendung derselben Beobachtungs- und Messverfahren bei der Zündung von Tröpfchenkettens und Sprays zeigte, inwiefern sich die Vorgänge und Zeitskalen durch die Wechselwirkung mit Brennstofftröpfchen veränderten, siehe Kap. 5. Dadurch konnten die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung eines Flammenkerns erkannt werden. Bei der Interpretation der Ergebnisse der in Kap. 5 und Kap. 7 vorgestellten Versuche wird wiederholt auf Kap. 4.1 zurückgegriffen. Als Hilfestellung für den Leser sind die wesentlichen Erkenntnisse im Folgenden knapp zusammengefasst:

- Ein nichtresonanter laserinduzierter Luftdurchbruch erzeugt ein Plasma, das sich während der ersten drei Mikrosekunden nach dem Laserpuls mit Überschallgeschwindigkeit

keit ausdehnt. Der Durchbruch nimmt dabei die Form dreier hintereinanderliegender Keulen an. Nach $4,94 - 5,53 \mu\text{s}$ kommt die Ausdehnung zum Erliegen, es folgt ein Zusammenziehen zu einer scheibenförmigen Gestalt.

- Nach dem Ende des Laserpulses finden Rekombinationsprozesse statt. Stickstoffionen sind emissionsspektroskopisch praktisch von Beginn an nachweisbar, klingen aber innerhalb weniger Nanosekunden ab. Die mittlere Lebensdauer wurde zu $\tau = 193 \text{ ns}$ bestimmt. Nach 220 ns sind Stickstoffatome nachweisbar und klingen mit $\tau = 6,3 \mu\text{s}$ ab. Nach $29 \mu\text{s}$ ist das Durchbruchleuchten weder durch den Emissionsspektrograph noch durch die Hochgeschwindigkeitskamera detektierbar.
- Die anfängliche Überschallexpansion und das darauffolgende Abklingen des Durchbruchs haben die Entstehung einer abgelösten sphärischen Detonationswelle zur Folge. Diese verbraucht einen signifikanten Anteil der absorbierten Laserpulsenergie. Für $E_D = 245,6 \text{ mJ}$ lag er bei $51 - 52 \%$.
- Um den Durchbruch herum bildet sich eine Heißgaswolke, die nach dem Verlöschen für mehrere Millisekunde weiterbesteht, ehe sie sich mit der Umgebungsluft vermischt. Ihr anfänglicher Durchmesser beträgt 9 mm bei einer radialen Expansionsgeschwindigkeit von $20 - 25 \text{ m/s}$.

4.2 Elektrische Luftdurchbrüche

Elektrische Entladungen wurden mit einem Wechselstrom- und einem Gasturbinenzündsystem erzeugt. Auch diese Systeme wurden zunächst in Luft getestet, wobei aber nicht der Umfang und die Tiefe der in Kap. 4.1 vorgestellten Untersuchungen angestrebt wurden. Die von den elektrischen Entladungen beider Zündsysteme erzeugten Strömungsfelder wurden mit der Schlierenmethode visualisiert, die Entladungen des Gasturbinenzündsystems wurden zusätzlich spektroskopisch untersucht. Die umgesetzten elektrischen Leistungen wurden hingegen nicht gemessen. Dazu wären hochspannungsfeste Messgeräte erforderlich gewesen, die am DLR-Standort in Stuttgart nicht verfügbar waren. Als Ersatzwerte dienen die in den Beschreibungen der Zündsysteme in Kap. 3.3.2 und Kap. 3.3.3 angegebenen Daten. Die Untersuchungen erfolgten zeitnah zu den in Kap. 6 präsentierten Zündungsexperimenten mit dem Tröpfchenketteninjektor, sodass dieselben Versuchsaufbauten genutzt werden konnten.

4.2.1 Wechselstromzündsystem

Das in Abb. 3.9 gezeigte Elektrodenmodul des Wechselstromzündgeräts wurde anstelle eines Fensters in den Versuchskanal integriert, sodass die Elektroden in negativer x-Richtung in das Messgebiet hineinragten. Das System bot die Möglichkeit, sowohl die Spaltbreite zwischen den Spitzen der beiden Elektroden, als auch die Dauer der elektrischen Entladung zu variieren. Es wurden verschiedene Parameterkombinationen, sowohl in reiner Luft, als auch bei Zündungsexperimenten mit dem Tröpfchenketteninjektor untersucht (siehe Kap. 6.1), um ihren Effekt auf das Zündungsverhalten zu verstehen. Es wurden zwei Spaltbreiten untersucht: 2 und 4 mm . Die kleinere Spaltbreite lag im Bereich derjenigen, die bei Zündkerzen für

Ottomotoren gebräuchlich sind. Die größere Spaltbreite hingegen führte zu einem längeren Entladungskanal und damit zu einem größeren Gebiet der Energiefreisetzung. Das Wechselstromzündsystem unterschied sich von den in der Technik üblichen Gleichstromsystemen durch die lange und variable Dauer der elektrischen Entladung. Die Entladungsdauer und der Kanalluftmassenstrom betragen 2 ms und 12,9 kg/h. Die Spitzenstromstärke des Sägezahnstroms auf der Primärseite wurde auf $I_{p,max} = 15 \text{ A}$ gestellt. Die Belichtungszeit der Hochgeschwindigkeitskamera HSS6 betrug $1 \mu\text{s}$, die Aufnahmefrequenz lag bei 25 kHz. Abb. 4.16 zeigt Schlierenbilder der elektrischen Entladung in Luft für beide untersuchten Spaltbreiten. Der Koordinatenursprung liegt an der Spitze der oberen Elektrode. Die Bilder zum Zeitpunkt $t = 5 \mu\text{s}$ zeigen den Entladungskanal zwischen den Elektrodenspitzen und die vom elektrischen Durchbruch initiierten Detonationswellen. Auf eine Energiebestimmung äquivalent zu Kap. 4.1.3, wurde aus drei Gründen verzichtet: Erstens reagierte das Zündgerät auf das Startsignal mit einem relativ großen Jitter von $\pm 1 \mu\text{s}$, siehe Kap. 3.3.2. Zweitens erfolgte der Durchbruch im Luftspalt entlang des Weges des geringsten elektrischen Widerstandes, welcher häufig gekrümmt war. Daraus resultierten gewundene oder nierenförmige Detonationswellen, so zu sehen in Abb. 4.16 im unteren Bild bei $t = 5 \mu\text{s}$. Der Jitter und die geringe Reproduzierbarkeit der Wellenform erschwerten die Bestimmung einer mittleren Ausbreitungstrajektorie und damit der initialen Wellenenergie E_0 erheblich. Drittens wurde bei den in Kap. 6.1 präsentierten Zündungsexperimenten keine Wirkung der Detonationswellen auf die Tröpfchenkettchen beobachtet, weshalb der Kenntnis von E_0 nicht die Bedeutung wie bei der laserinduzierten Zündung zukam.

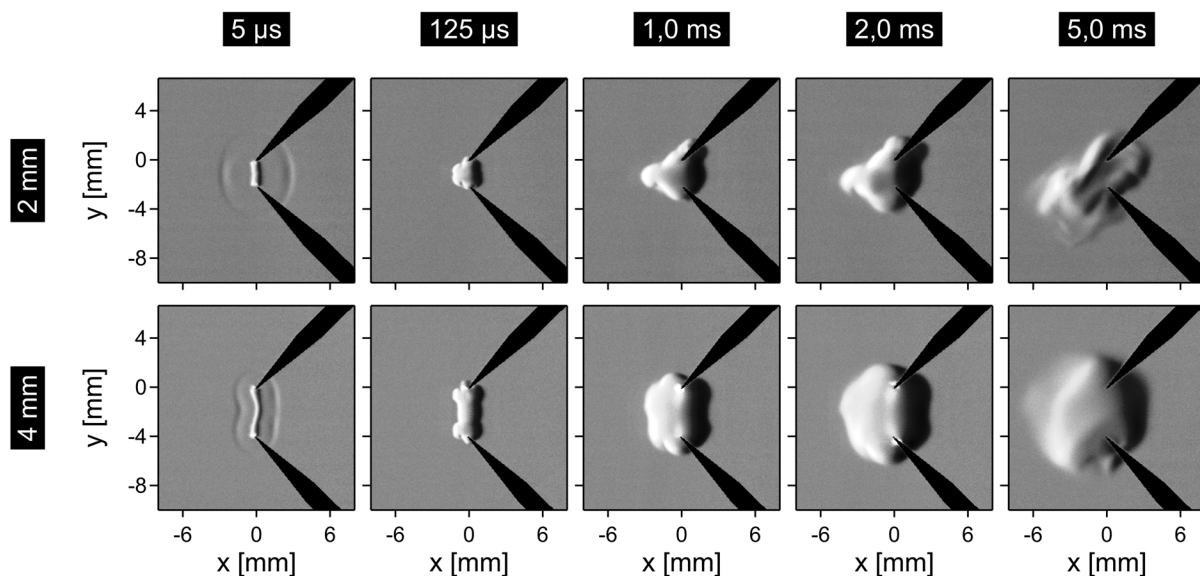


Abb. 4.16: Schlierenbilder der elektrischen Entladung des Wechselstromzündgeräts bei 2 mm und 4 mm Spaltbreite und 2 ms Entladungsdauer.

Abb. 4.16 veranschaulicht die Entwicklung einer Heißgaswolke um den Entladungskanal. Je länger die Entladung andauerte desto mehr elektrische Energie wird in Wärme dissipiert,

und umso größer wird die Wolke. Der von der Entladungsdauer und Spaltbreite abhängige Größenzuwachs ist deutlich zu erkennen. Weiterhin ist in Abb. 4.16 zu erkennen, dass die vom elektrischen Strom erhitzten Elektrodenspitzen geringfügig zum Wachstum der Heißgaswolke beitragen: Bei $t = 125 \mu\text{s}$ sind Ausstülpungen über die Elektrodenspitzen hinaus zu sehen, in Abb. 4.16 an der unteren Elektrode bei 4 mm Spaltbreite gut erkennbar. Bei $t = 1 \text{ ms}$ sind schließlich die Elektrodenspitzen von der Heißgaswolke eingehüllt. Nach Abschluss der elektrischen Entladung wird die Heißgaswolke vom Strömungsfeld fortgetragen und mischt sich auf einer Zeitskala von mehreren Millisekunden mit der Luftströmung, siehe $t = 5 \text{ ms}$. Eine tiefergehende Analyse der Schlierenaufnahmen wird in dieser Dissertation nicht gegeben. Wie in Kap. 6.1 gezeigt wird, weist die Sprayzündung mit dem Wechselstromzündsystem kaum Parallelen zur laserinduzierten Sprayzündung auf. Ausführlichere experimentelle Untersuchungen an Gleich- und Wechselstromzündsystemen in Luft bei ähnlichen Spaltbreiten wurden von ALBRECHT et al. [214] und KONO et al. [215,216] durchgeführt.

4.2.2 Gasturbinenzündsystem

Die Zündkerze des Gasturbinenzündsystems ragte durch eine anstelle eines Fensters installierte Aluminiumplatte in negativer x-Richtung in das Messgebiet hinein, siehe Abb. 3.1. Die Versorgungsspannung für den Hochspannungsgenerator wurde manuell auf 24 V gestellt, sodass an der Stirnfläche der Zündkerze periodische Durchbrüche mit einer Frequenz von 10 Hz erfolgten. Zur Kühlung der Zündkerze wurde der Versuchskanal mit einem schwachen kontinuierlichen Luftmassenstrom von $\dot{m}_k = 12,9 \text{ kg/h}$ betrieben.

Schlierenaufnahmen

Die Hochgeschwindigkeitskamera HSS6 arbeitete mit einer Aufnahme Frequenz von 25 kHz und wurde vom TTL-Puls einer Photodiode gestartet, sobald diese auf das Eigenleuchten des elektrischen Durchbruchs ansprach. Um eine höhere zeitliche Auflösung des Vorgangs zu erzielen, wurde das Experiment vielfach wiederholt, der Startzeitpunkt der Kamera $t_s = t_0 + \Delta t$ wurde gegenüber dem TTL-Puls zur Zeit t_0 schrittweise um geeignete Δt verschoben. Für jeden Startzeitpunkt wurden vier Videos mit einer Belichtungszeit von $1 \mu\text{s}$ pro Bild gemacht.

Abb. 4.17 zeigt ausgewählte Schlierenbilder des Entladungsvorgangs. Die angegebenen Aufnahmezeitpunkte sind die auf volle Mikrosekunden bzw. zehntel Millisekunden gerundeten Zeitpunkte, zu denen die Belichtungsfunktion der Kamera halb abgelaufen war. Der Koordinatenursprung entspricht dem Mittelpunkt der Detonationswelle an der Stirnfläche der Zündkerze. Die obere Zeile zeigt über die vier Datensätze arithmetisch gemittelte Bilder, die Bilder der unteren Zeile stammen aus einem einzelnen Video. Die Stirnfläche der Zündkerze ist am rechten Bildrand zu erkennen. Zum Schutz der Kamera vor dem intensiven Eigenleuchten der Entladung befand sich zwischen Kanal und Kamera eine kleine Blende. Sie ist auf einigen Aufnahmen als Rechteck links der Zündkerze zu sehen und überdeckt das Durchbruchgebiet. Die Klinge der Schlierenoptik war so justiert, dass horizontale Dichtegradienten als dunkle oder helle Konturen erschienen. Die vom Durchbruch ausgehende, halbsphärische Detonationswelle ist als schwarze Kontur sichtbar. Das Eigenleuchten der Entladung klang

innerhalb von $\sim 40 \mu\text{s}$ ab, sodass die Schutzblende anschließend nicht mehr benötigt wurde. Nach erfolgter Entladung bleibt eine Wolke heißen Gases zurück, in Abb. 4.17 bei $81 \mu\text{s}$ deutlich zu erkennen. Diese Wolke expandiert anschließend senkrecht zur Stirnfläche in den Versuchskanal und vermischt sich auf einer Zeitskala von wenigen Millisekunden turbulent mit der Kanalluft. Die gerichtete Expansion wurde nur bei diesem Zündungssystem beobachtet. Sie rührte daher, dass eine unidirektionale Expansion durch die Stirnfläche blockiert wurde. Im Folgenden und in späteren Kapiteln wird die Bezeichnung *Heißgasstrahl* verwendet, um die gerichtete Expansion hervorzuheben und so von den Heißgaswolken zu unterscheiden, die beim laserinduzierten Durchbruch entstanden. Die Schlierenaufnahmen der Detonationswellen ermöglichten eine Bestimmung der initialen Wellenenergie E_0 . Dazu wurde auf die Methoden zurückgegriffen, die anhand der laserinduzierten Durchbrüche entwickelt wurden (siehe Kap. 4.1.3): Mithilfe eines LabVIEW-Programms wurden die Wellenmodelle von BRODE [138] und JONES [139] an die aus den Schlierenaufnahmen gewonnene Trajektorie angepasst. Es wurde eine zeitliche Unsicherheit von $\pm 90 \text{ ns}$ angenommen, die sich aus dem Jitter der Belichtungsfunktion der Kamera von $\pm 40 \text{ ns}$ (siehe Kap. 8.3.1) und ihrer Unsicherheit in der Ansprechzeit auf die Photodiode von $\pm 50 \text{ ns}$ (siehe Kap. 3.5.1) zusammensetzte. Als räumliche Unsicherheit wurde die Skalierungsgenauigkeit des Sichtfeldes von $\pm 0,1 \%$ (siehe Kap. 8.4.2) angenommen. Die Luftbedingungen betragen $T_0 = 21,9 \text{ }^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 95 \text{ 860 hPa}$ und $H'_0 = 39,7 \%$. Damit berechnete sich die Schallgeschwindigkeit nach Gl. (3.3) zu $c_0 = 345,0 \text{ m/s}$. Für BRODES Modell ergab die Analyse $E_{0,\text{Brode}} = 55,4 \pm 2,4 \text{ mJ}$ und eine kleinste Summe der vertikalen Abstandskvadratsumme von $\sum \Delta y_{i,\text{Brode}}^2 = 3,90 \text{ mm}^2$. Die Anpassung von JONES' Modell ergab $E_{0,\text{Jones}} = 53,9 \pm 1,9 \text{ mJ}$ und $\sum \Delta y_{i,\text{Jones}}^2 = 2,82 \text{ mm}^2$. Die bemerkenswerte Erkenntnis aus dieser Untersuchung ist die Tatsache, dass $E_0 \sim 40 \%$ der größten in Kap. 4.1.3 bestimmten Energie einer von einem laserinduzierten Durchbruch ausgehende Detonationswelle betrug. Auf den ersten Blick mag das erstaunen, betrug die Kondensatorenergie des Gasturbinenzündsystems doch $1,2 \text{ J}$ (siehe Kap. 3.3), von denen $\sim 25 \%$ (siehe Kap. 1.2.1), also ungefähr 300 mJ in der elektrischen Entladung freigesetzt wurden, während die größte Energie eines laserinduzierten Durchbruchs zur $245,6 \text{ mJ}$ gemessen wurde. Allerdings wird bei einer elektrischen Entladung die meiste Energie während der Bogenentladungsphase freigesetzt, nachdem sich die Detonationswelle bereits vom Entladungskanal abgelöst hat, siehe Kap. 2.6. Allerdings lagen E_0 beim Laserzündsystem und beim Gasturbinenzündsystem in derselben Größenordnung. Das bedeutet, dass die mithilfe des Laserzündsystems gewonnenen Erkenntnisse über den Effekt von Detonationswellen auf Brennstofftröpfchen (siehe Kap. 5.3.1) auf elektrische Gasturbinenzündsysteme übertragbar sind.

Der Unterschied gegenüber den mit dem Wechselstromzündsystem erzeugten Durchbrüchen (siehe Kap. 4.2.1) wird bei einer vergleichenden Betrachtung von Abb. 4.16 und Abb. 4.17 offenbar (die unterschiedlichen Skalierungen der Abbildungen sind zu beachten):

- Die Detonationswelle expandierte von der Stirnfläche der Zündkerze ausgehend halbsphärisch in die umgebende Luft.
- Beide Sequenzen wurden mit derselben Schlierenoptik angefertigt. Die stärkere Abdunkelung der Detonationswelle weist auf größere Dichtegradienten hinter der Stoßfront und damit auf ein größeres E_0 hin.

- Statt einer über den Entladungszeitraum langsam anwachsenden Heißgaswolke entstand ein Heißgasstrahl, der senkrecht zur Stirnfläche expandierte und sich dabei turbulent mit der umgebenden Luft vermischte.

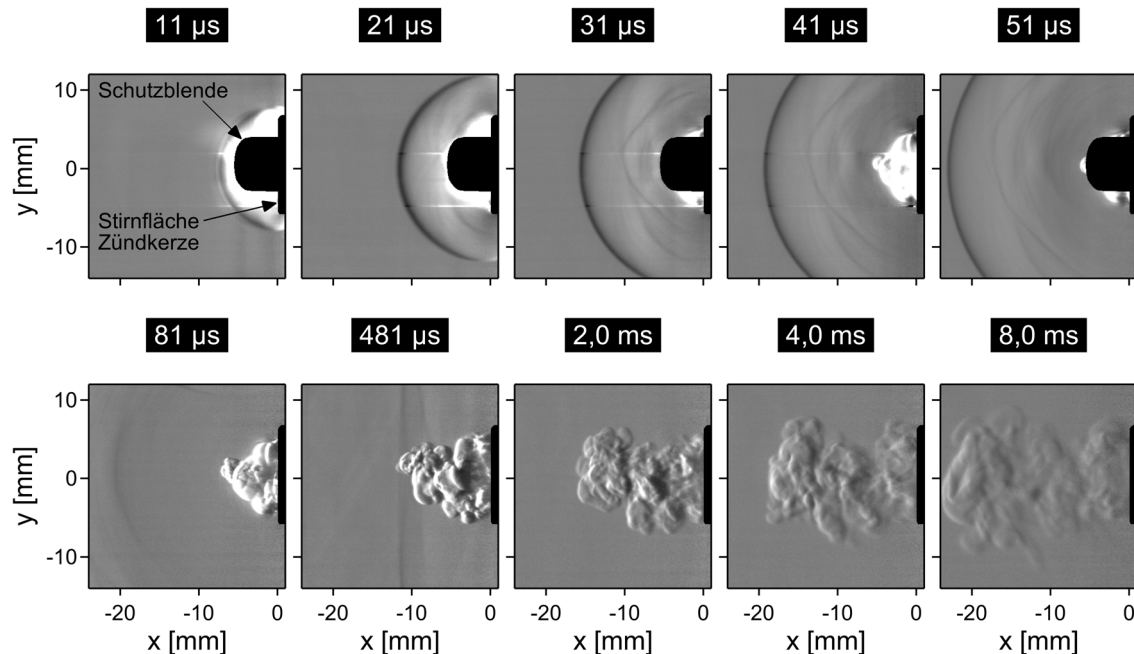


Abb. 4.17: Schlierenbilder der elektrischen Entladung an der Zündkerze einer Hubschrauberturbine in Luft. In der oberen Zeile ist die Ausbreitung der Detonationswelle zu sehen³⁶, die untere Zeile zeigt die Ausbreitung des Heißgasstrahls.

Optische Emissionsspektroskopie

Das Eigenleuchten der elektrischen Entladung des Gasturbinenzündsystems wurde mithilfe eines Échelle-Spektrographen untersucht. Die Untersuchung lieferte Informationen über die Dauer der Entladung und die physikalischen Bedingungen im elektrischen Durchbruch. Genau wie die Hochgeschwindigkeitskamera bei den Schlierenaufnahmen wurde der Spektrograph von den TTL-Pulsen einer Photodiode gestartet, sobald diese auf das Eigenleuchten des elektrischen Durchbruchs ansprach. Die Kollimationslinse war für den UV-Bereich intransparent. Sie befand sich außerhalb des Versuchskanals und blickt durch ein Seitenfenster auf die Stirnfläche der Zündkerze. Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen, wurde die Belichtungszeit des Spektrographen auf 5 µs gesetzt. Für jeden Startzeitpunkt nach dem TTL-Puls wurden die Spektren von einhundert Durchbrüchen überlagert. Zwei repräsentative

³⁶ In den Bildern für 11 bis 41 µs sind zwischen Durchbruch und Detonationswelle jeweils zwei horizontale, helle Streifen zu erkennen. Sie entstehen nicht durch das intensive Eigenleuchten des Durchbruchs, sondern sind Artefakte infolge des Betriebsmodus der Kamera (*random reset mode*) für den Start durch eine externe Photodiode.

Spektren sind in Abb. 4.18 gezeigt. Da die Belichtungszeit recht lang war, sind die Aufnahmezeiten als abgeschlossene Intervalle angegeben. Das Spektrum für $[0,425 \mu\text{s}, 5,425 \mu\text{s}]$ ³⁷ zeigt eine intensive Kontinuumsstrahlung, die hauptsächlich von Bremsstrahlung herrührt und typisch für den Plasmazustand des Durchbruchs ist. Sie wird überlagert von Atomlinien von Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff. Im Vergleich zu den Emissionsspektren laserinduzierter Durchbrüche in Luft (siehe Abb. 4.8) fallen zahlreiche über das ganze Spektrum verteilte Linien auf. Viele dieser Linien konnten verschiedenen Metallen, insbesondere Eisen und Chrom, zugeordnet werden, die im Stahlmantel der Zündkerze enthalten waren. Das zur späteren Zeit $[20,425 \mu\text{s}, 25,425 \mu\text{s}]$ aufgenommene Spektrum zeigt eine um eine Größenordnung abgeklungene Intensität. Nach wie vor sind Atomlinien erkennbar, hinzugekommen ist die Bande des B-X-Übergangs von CN* zwischen 384,2 und 388,4 nm. Die abgeklungene Intensität und das Auftauchen der CN*-Bande deuten auf ein Erlöschen des Plasmazustandes hin. Die zur Zeit $[25,425 \mu\text{s}, 30,425 \mu\text{s}]$ und später aufgenommenen Spektren werden in Abb. 4.18 nicht gezeigt. In ihnen ist keine Kontinuumsstrahlung mehr sichtbar, lediglich die schwächer werdende CN*-Bande ist für weitere 10 μs nachweisbar. Daher wird aus den Spektren gefolgert, dass die elektrische Entladung an der Zündkerze eine Dauer von 20 – 25 μs hatte. Das Auftauchen von Wasserstoff und CN* in den Spektren ist insofern interessant, als dass die Messungen in reiner Luft durchgeführt wurden. Sie resultierten aus Brennstoffrückständen, die an der Zündkerze trotz intensiver Reinigung nach wie vor vorhanden waren.

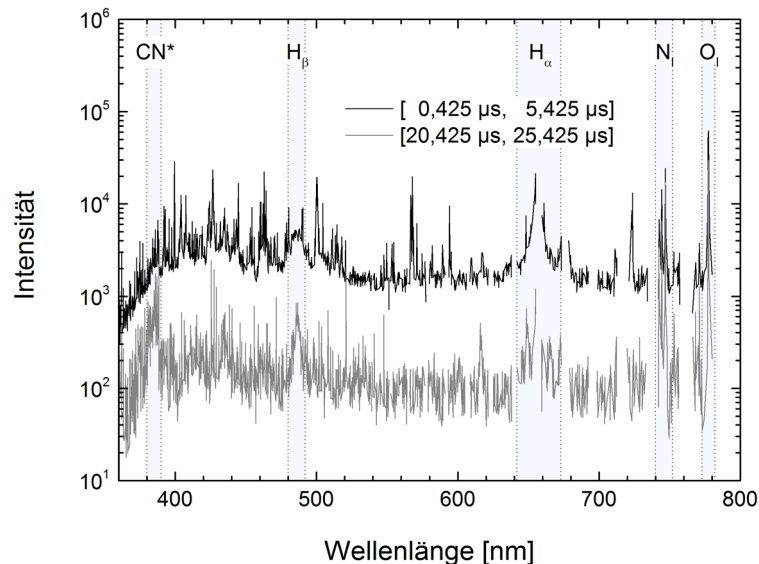


Abb. 4.18: Emissionsspektren der elektrischen Entladung an der Zündkerze einer Hubschraubergasturbine in Luft. Die Belichtungszeit betrug 5 μs .

³⁷ Der Startzeitpunkt von $0,425 \pm 0,055 \mu\text{s}$ nach Beginn des elektrischen Durchbruchs war im Experiment der frühestmögliche Zeitpunkt. Er wurde durch die Ansprechzeit der Photodiode auf das Eigenleuchten des Durchbruchs von $0,3 \pm 0,05 \mu\text{s}$ und durch die Ansprechzeit des Spektrographen von $0,125 \pm 0,005 \mu\text{s}$ bestimmt.

4.2.3 Diskussion

Die in Kap. 4.2 vorgestellten Untersuchungen lieferten wertvolles Referenzmaterial für die in Kap. 6 vorgestellten Untersuchungen der elektrischen Zündung von Tröpfchenkettensystemen. Ähnlich Kap. 4.1 konnten durch die Betrachtung reiner Luftdurchbrüche verschiedene Vorgänge ungestört beobachtet und Zeitskalen gemessen werden. Ferner wurde anschaulich demonstriert, dass sich elektrische Durchbrüche, abhängig von den technischen Eigenschaften der verwendeten Zündsysteme, in der Intensität und den Zeitskalen der ablaufenden Vorgänge stark unterscheiden können. Bei der Interpretation der Ergebnisse wird in Kap. 6 wiederholt auf die Ergebnisse aus Kap. 4.2 zurückgegriffen. Als Hilfestellung für den Leser sind die wesentlichen Erkenntnisse im Folgenden knapp zusammengefasst:

- Das Wechselstromzündsystem erzeugt eine schwache Detonationswelle und eine Heißgaswolke, die sich auf einer Zeitskala von mehreren Millisekunden mit der umgebenden Luft vermischt. Ihre Größe hängt primär von der Entladungsdauer und damit der zugeführten Energie ab.
- Das Gasturbinenzündsystem erzeugt eine intensivere Detonationswelle und einen Heißgasstrahl, der sich ebenfalls innerhalb mehrerer Millisekunden mit der umgebenden Luft vermischt. Die gewinkelte Oberfläche zeigt einen turbulenten Zustand an.
- Die in Kap. 4.1.3 vorgestellte Methode zur Energiebestimmung laserinduzierter Detonationswellen wurde auf die vom Gasturbinenzündsystem erzeugten Wellen übertragen. Trotz einer Energie der elektrischen Entladung von ~ 300 mJ beträgt die Wellenenergie lediglich 40 % derjenigen eines laserinduzierten Durchbruchs bei $E_D = 245,6$ mJ.
- Die emissionsspektroskopische Untersuchung der elektrischen Entladung des Gasturbinenzündsystems ergab eine Dauer des Entladungsvorgangs von $20 - 25$ μs . Im Gegensatz dazu hatte der Laserpuls eine Dauer von nur wenigen Nanosekunden. Damit erklärte sich die größere Wellenenergie im Vergleich zum Gasturbinenzündsystem: Die Detonationswellen lösen sich innerhalb weniger Mikrosekunden vom Durchbruchgebiet ab. Zu diesem Zeitpunkt ist dem laserinduzierten Durchbruch bereits erheblich mehr Energie zugeführt worden als dem elektrischen.

4.3 Zündungswahrscheinlichkeiten

Es war nicht das Ziel der hier vorgestellten Untersuchungen, die Zündungswahrscheinlichkeiten im Versuchskanal zu charakterisieren. Derartige Untersuchungen wurden von MÖSL et al. [47] und EL-RABII et al. [86] für Sprayzündungen mit laserinduzierten Durchbrüchen durchgeführt. Vielmehr ging es darum, eine Position für den Fokus des Laserzündsystems zu finden sowie Brennstoff- und Luftmassenströme festzulegen, die durchgehend hohe Zündungswahrscheinlichkeiten und damit viele Beobachtungen erfolgreicher Flammenkernbildungen gewährleisten. Die Brennstofftemperatur von 21 °C (siehe Kap. 3.1.5) und die Betriebsparameter des Zündlasers von $U_{BL} = 610$ V und $\Delta t_{BL-PO} = 215$ μs (siehe Kap. 3.3.1) wur-

den von vornherein festgelegt. Die gefundene Position und die festgelegten Massenströme wurden in den nachfolgenden Untersuchungen zur Sprayzündung konsequent eingehalten.

4.3.1 Spraydüse

Zündungswahrscheinlichkeiten wurden für Kanalluftmassenströme von $\dot{m}_K = 25,9, 51,7, 77,6$ und $103,4$ kg/h, Zerstäubungsluftmassenströme von $\dot{m}_D = 8,4, 16,2$ und $23,9$ g/min sowie für Brennstoffmassenströme von $\dot{m}_F \approx 20$ und 30 g/min durchgeführt. Der Fokus des Laserzündsystems wurde unterhalb der Austrittebene der Spraydüse bei vertikalen Abständen von 1, 2, 3 und 4 cm positioniert. Um die Anzahl der möglichen Parameterkombinationen zu begrenzen, wurde ein fester horizontaler Abstand des Fokus von der Spraymittelachse in Einfallrichtung des Laserpulses von 4 mm festgelegt. Für jede Parameterkombination wurden zehn Zündungsversuche durchgeführt. Abb. 4.19 zeigt die Ergebnisse für $\dot{m}_F \approx 20$ g/min. Der höhere Brennstoffmassenstrom von $\dot{m}_F \approx 30$ g/min ergab durchgehend geringere Zündungswahrscheinlichkeiten, weshalb er nicht weiter in Betracht gezogen wurde. Eine Darstellung der Ergebnisse entfällt daher. Die drei Diagramme stehen für die untersuchten Zerstäubungsluftmassenströme. In jedem Diagramm ist die Zündungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Düsenabstand des Fokus und des Kanalluftmassenstroms aufgetragen. Eine detaillierte Analyse wird in einem Konferenzbeitrag von GEBEL et al. [178] gegeben. Anhand der Ergebnisse wurde entschieden, in den Zündungsexperimenten den Fokus in 2 cm Abstand zur Düse zu positionieren, den Kanalluftmassenstrom auf $\dot{m}_K = 51,7$ kg/h und den Zerstäubungsluftmassenstrom auf $\dot{m}_D = 8,4$ g/min zu setzen. Wegen einer zwischenzeitlichen Wartung und Kalibrierung des entsprechenden Massenstromreglers wurde bei den in Kap. 5.1, 5.2 und 7 präsentierten experimentellen Untersuchungen letztendlich $\dot{m}_D = 7,8$ g/min verwendet.

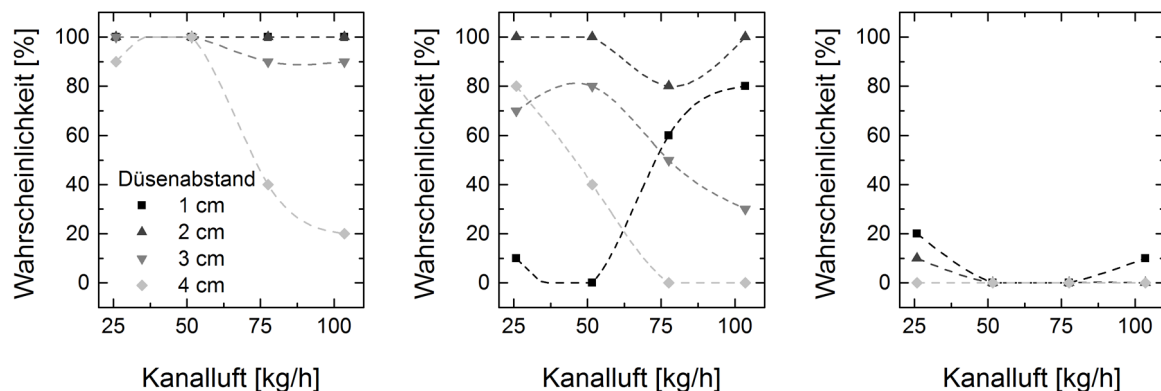


Abb. 4.19: Zündungswahrscheinlichkeiten eines Vollkegelsprays von Kerosin Jet A-1 bei 21 °C in Abhängigkeit vom Düsenabstand des Fokus für den laserinduzierten Durchbruch, dem Kanalluftmassenstrom und dem Zerstäubungsluftmassenstrom. $\dot{m}_D = 8,3$ g/min (links), $16,2$ g/min (Mitte), $23,9$ g/min (rechts).

4.3.2 Tröpfchenketteninjektor

Die Experimente erfolgten mit der Schwingblende mit fünf parallelen Löchern. Der Fokus des Laserzündsystems wurde in 1 cm vertikalem Abstand unterhalb der Schwingblende und an den horizontalen Koordinaten der ersten Tröpfchenkette in Einfallsrichtung des Laserpulses positioniert. Der Kanalluftmassenstrom wurde zwischen $\dot{m}_K = 4,65$ und $46,5$ kg/h und der Brennstoffmassenstrom zwischen $\dot{m}_F = 1,69$ und $6,76$ g/min variiert. Die Schwingblendenfrequenz wurde entsprechend eingestellt, sodass sich immer der für die Blende typische Tröpfchendurchmesser von $D_T \approx 94,5$ μm und der Tröpfchenabstand von $d_T \approx 225$ μm einstellten. Für jede Parameterkombination wurden zwanzig Zündungsversuche durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.20 als Zündungskarte dargestellt. Dunkelrot repräsentiert eine Zündungswahrscheinlichkeit von 100 % und dunkelblau eine Wahrscheinlichkeit von 0 %. Für $\dot{m}_K \geq 20$ kg/h und $\dot{m}_F \leq 3$ g/min wurden durchgehend hohe Zündungswahrscheinlichkeiten oberhalb von 75 % erreicht. Spitzenwerte wurden bei $\dot{m}_K = 27,9$ kg/h erreicht (Punkt a in Abb. 4.20). Daher wurde dieser Wert, zusammen mit $\dot{m}_F \approx 3$ g/min für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Flammenkernen verwendet, siehe Kap. 5.1.1. Bei Experimenten mit direkter Beobachtung der Tröpfchen (siehe Kap. 5.3.1, Kap. 5.4 und Kap. 6) wurde zur Vermeidung aerodynamischer Dispersionen $\dot{m}_F = 12,9$ kg/h verwendet (Punkt b).

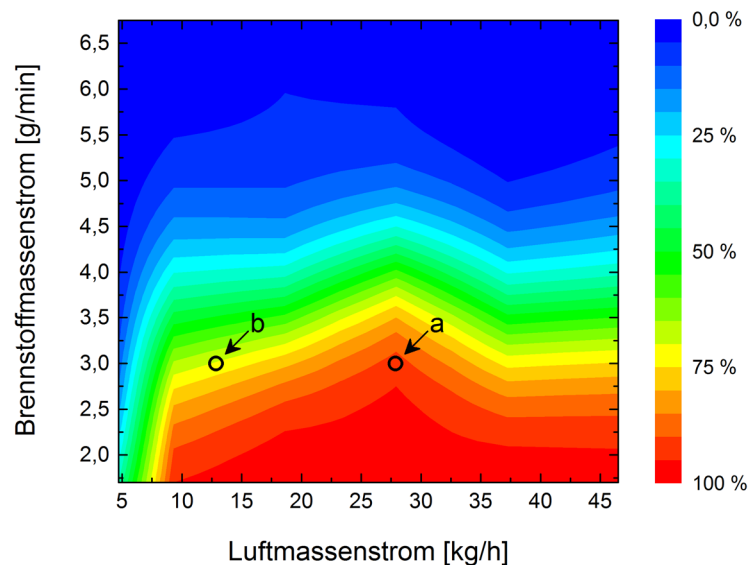


Abb. 4.20: Zündungswahrscheinlichkeiten von fünf Tröpfchenketten in Abhängigkeit vom Brennstoff- und Kanalluftmassenstrom. Punkte bei $\dot{m}_F = 3$ g/min, $\dot{m}_K = 27,9$ kg/h (a) und $12,9$ kg/h (b). Der Brennstoff ist Kerosin Jet A-1 bei 21 °C.

4.4 Strömungs- und Spraymessungen

Die Strömungsfelder der Kanalluft und die Geschwindigkeiten der Brennstofftröpfchen wurden mit der PIV-Methode charakterisiert. Details zu den Versuchsaufbauten finden sich in Kap. 3.5.2. Die Untersuchungen erfolgten in separaten Schritten, da sich eine Unterscheidung

zwischen der Lichtstreuung von Tröpfchen und Markierungspartikeln als schwierig erwies. Daher erfolgt auch hier die Darstellung in zwei separaten Unterkapiteln. Kap. 4.4.1 präsentiert das Strömungsfeld der Kanalluft im Messgebiet unter den Injektoren, und Kap. 4.4.2 präsentiert die Tröpfchengeschwindigkeiten der Spraydüse und des Tröpfchenkettinjektors.

4.4.1 Stereo-PIV an der Luftströmung

In diesem Kapitel werden ausgewählte Ergebnisse der PIV-Untersuchungen im Messgebiet des Versuchskanals beim Betrieb mit der zweiten Version des Lufteinlassmoduls präsentiert. Auch an der ersten Version fanden PIV-Untersuchungen statt, diese werden in den Berichten zu den Forschungsprojekten TIMECOP-AE (Tröpfchenkettinjektor, siehe [71]) und GerMaTec (Spraydüse, siehe [72]) dargestellt. Zu den beiden Versionen des Lufteinlassmoduls siehe Kap. 3.1.2. und Abb. 3.1. Die zweite Version zeichnete sich gegenüber der ersten unter anderem dadurch aus, dass die Luftzuführung tangential erfolgte, um einen über den Umfang des Sinterstahlrings kontinuierlichen Luftmassenstrom ins Innere des Versuchskanals zu gewährleisten. Die kinetische Rotationsenergie der Luft sollte bei der Durchströmung des Rings dissipiert werden. Um zu überprüfen, ob die Luft im Inneren des Versuchskanals nichtsdestotrotz einen makroskopischen Restdrehimpuls aufwies, wurde die Stereo-PIV-Methode angewendet. Während bei den in den o.g. Projektberichten vorgestellten Untersuchungen der Versuchskanal oberhalb des Lufteinlassmoduls mit einem zusätzlichen Modul zum Einblasen von Titandioxidpartikeln versehen wurde, erfolgte die Markierung der Luft hier, indem ein Teil der Luft vor dem Eintritt in das Lufteinlassmodul durch eine Rauchkammer geleitet wurde. Dadurch wurde eine Modifikation des Versuchskanals vermieden, die das Strömungsfeld hätte beeinflussen können. Die Kameras waren übereinander angeordnet und blickten unter einem Winkel von 22° auf- bzw. abwärts auf das Messgebiet. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.8 im Anhang A gezeigt. Die Partikel wurden durch das Laserlichtband eines Nd:YAG-Lasers mit Frequenzverdoppler und Güteschalter beleuchtet. Bei einer Frequenz von 10 Hz wurden Doppelbilder erzeugt, indem der Güteschalter während eines Blitzlampenpulses zweimal geöffnet wurde. Abhängig vom Kanalluftmassenstrom wurde entweder eine Pulsseparationszeit von 100 oder 180 μs verwendet. Abb. 4.21 zeigt drei ausgewählte Mittelwertbilder des Luftströmungsfeldes im Messgebiet unterhalb der Austrittsebene der Injektoren. Jedes Bild ist eine Mittelung auf zweihundertfünfzig Einzelmessungen. Der Nullpunkt der x-Achse liegt auf der Mittelachse des Kanals, der Nullpunkt der y-Achse in der Austrittsebene der Injektor. Die x- und y-Komponenten der Strömungsvektoren werden durch schwarze Pfeile angezeigt, die z-Komponente durch die Hintergrundfarben. Das linke Geschwindigkeitsfeld zeigt die Strömung im Versuchskanal ohne Injektoren. Der Luftmassenstrom betrug $\dot{m}_k = 51,7 \text{ kg/h}$, der auch beim Einsatz der Spraydüse verwendet wurde. Das Strömungsfeld weist eine gute Homogenität auf, mit $u_x \approx 0 \text{ m/s}$ und $\bar{u}_y \approx 2,5 \text{ m/s}$. Die y-Komponente besitzt eine leichte Asymmetrie mit $u_y \approx 2,7 \text{ m/s}$ bei $x = -20 \text{ mm}$ und $u_y \approx 2,2 \text{ m/s}$ bei $x = +20 \text{ mm}$. Die z-Komponente offenbart einen schwachen Drehimpuls um die Hochachse, dessen Drehsinn zur tangentialen Luftzuführung in das Lufteinlassmodul passt. Das Maximum der z-Komponente liegt aber bei weniger als 0,1 m/s. Das mittlere Geschwindigkeitsfeld in Abb. 4.21 zeigt die Luftströmung mit installierter Spraydüse beim selben

Luftmassenstrom. Durch die Düse und ihre Zuleitungen wird das Strömungsfeld deutlich beeinflusst. Unterhalb der Düse und in der rechten Hälfte sind die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten deutlich verlangsamt. Die z-Komponenten offenbaren eine horizontale Strömungskomponente in die Bildebene direkt unter der Düse und eine entgegengesetzte Komponente im übrigen Strömungsfeld. Das rechte Geschwindigkeitsfeld in Abb. 4.21 zeigt schließlich die Luftströmung mit installiertem Tröpfchenkettinjektor bei $\dot{m}_k = 12,9 \text{ kg/h}$, wie er bei den meisten Experimenten mit diesem Injektor verwendet wurde. Direkt unterhalb des Injektors liegt ein Totwassergebiet mit sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten und einer Rezirkulation vor, siehe auch Abb. 8.4a in Kap. 8.5.2. Unterhalb des Totwassergebietes werden entlang der vertikalen Mittelachse die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten von $u_y \approx 0,6$ bis $0,7 \text{ m/s}$ erreicht. Die z-Komponenten offenbaren horizontale Geschwindigkeitskomponenten, die in ihrer Richtung gegenüber denjenigen bei der Spraydüse invertiert sind.

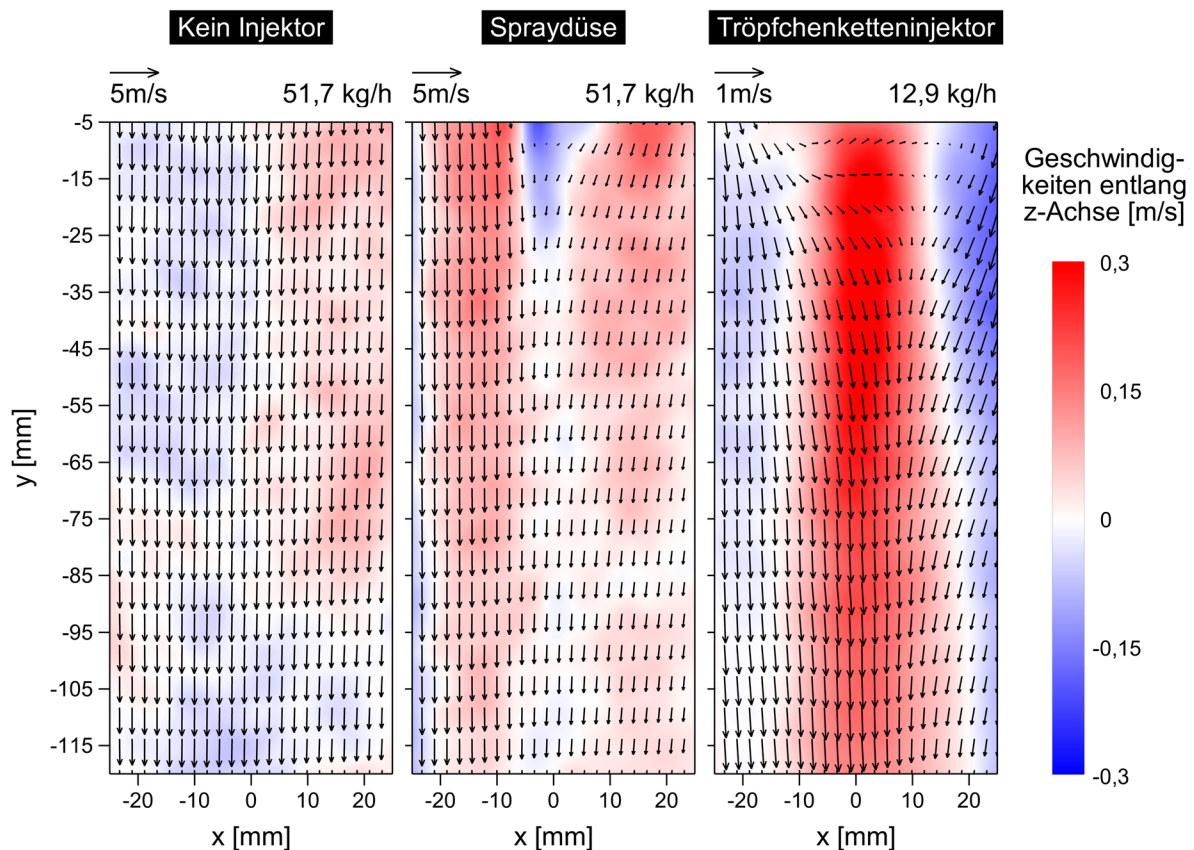


Abb. 4.21: Drei exemplarische Stereo-PIV-Messungen an der Kanalluft (zweite Version des Lufteinlassmoduls). Oben rechts ist \dot{m}_k angegeben. Die positive z-Richtung weist aus dem Bild hinaus. Zur besseren Darstellung ist in horizontaler Richtung nur jeder zweite und in vertikaler Richtung nur jeder fünfte Vektor dargestellt.

Die Stereo-PIV-Messungen verdeutlichen, dass das Strömungsfeld der Kanalluft durch die Injektoren stark beeinflusst wurde. Das ist nicht überraschend, die Messungen zeigen aber,

dass die Strömung auf kleine Ungenauigkeiten empfindlich reagierte. Das wird insbesondere am rechten Strömungsfeld in Abb. 4.21 deutlich. Anders als die Spraydüse und ihre Zuleitungen war der Tröpfchenketteneinjektor rotationssymmetrisch. Dennoch ergab sich ein Strömungsfeld mit deutlichen Asymmetrien. Ob dieser Effekt für die experimentellen Untersuchungen signifikant war, wurde überprüft, indem die Bewegung der Brennstofftröpfchen in Abhängigkeit vom Kanalluftmassenstrom untersucht wird.

4.4.2 PIV am Spray und an Tröpfchenketteneinjektoren

Die Tröpfchengeschwindigkeiten des Kerosinsprays und fünf paralleler Kerosintröpfchenketteneinjektoren wurden mit der PIV-Methode gemessen, indem die Tröpfchen durch ein Laserlichtband eines Nd:YAG-Hochgeschwindigkeitslasers mit Frequenzverdoppler und Güteschalter angeleuchtet und die Lichtstreuung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wurden. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zeigt Abb. A.7 im Anhang A.

Spraydüse

Die Kamera arbeitete im Doppelpulsmodus (siehe Kap. 3.5.2), die Aufnahmefrequenz betrug 5 kHz und die Pulsseparationszeit 15 μ s. Es wurden Messungen an einem Kerosinspray vorgenommen, wobei die Spraydüse mit einem Brennstoff- und einem Zerstäubungsluftmassenstrom vom $\dot{m}_F = 20,7$ g/min und $\dot{m}_D = 8,4$ g/min versorgt wurde. Die Betriebsparameter ähnelten denjenigen, die bei den in Kap. 5 und Kap. 7 präsentierten Untersuchungen verwendet wurden. Allerdings wurden mit $\dot{m}_K = 25,9$ und 103,4 kg/h Kanalluftmassenströme verwendet, die deutlich geringer bzw. größer waren. Somit wurde eine Extremfalluntersuchung durchgeführt, um den Effekt des Luftmassenstroms auf die Tröpfchengeschwindigkeiten herauszuarbeiten. Mittelwertbilder der gemessenen Geschwindigkeitsfelder werden in Abb. 4.22 gezeigt. Jedes Bild ist eine Mittelung aus eintausend Einzelmessungen. Der Koordinatenursprung liegt in der Austrittsblende der Spraydüse. Die Stromlinien kennzeichnen die Strömungsrichtung, die absoluten Strömungsgeschwindigkeiten in der Ebene des Laserlichtbands werden durch die Hintergrundfarben angezeigt. Die Kontur des Spraykegels ist deutlich zu erkennen. Durch das schwarze Rechteck zwischen $y = -1$ und -5 mm wird das primäre Zerfallsgebiet ausgespart, in dem aufgrund der hohen Tröpfchendichte keine Messungen möglich waren. Das Spray weist eine schmale Kernströmung auf, in der hohe Tröpfchengeschwindigkeiten von $u \approx 15 - 25$ m/s vorherrschen. An der Kante des Spraykegels haben die Tröpfchen geringere Geschwindigkeiten von $u \approx 8 - 10$ m/s. Eine Analyse der Rohbilder zeigte, dass die Kernströmung von sehr fein zerstäubten Tröpfchen bestimmt wurde, während an der Kante größere Tröpfchen vorlagen. So zu sehen beispielsweise in Abb. 3.5 links. Der dazwischenliegende Bereich wurde von Tröpfchen verschiedener Größe erfüllt, die Geschwindigkeiten zwischen $u \approx 6$ und 8 m/s hatten. Ein Vergleich des linken und rechten Geschwindigkeitsfelds in Abb. 4.22 offenbart einen marginalen Einfluss des Kanalluftmassenstroms. Obwohl dieser beim rechten Bild viermal höher als beim linken ist, bleiben die Geschwindigkeiten, die Geschwindigkeitsverteilungen und die Stromlinien weitgehend unbeeinflusst. Lokal treten Geschwindigkeitsunterschiede von unter 10 % auf. Die diagonal verlaufenden Stromlinien in der Kernströmung offenbaren den Drehimpuls des Sprays und resultierten aus einem Winkel oder

Versatz zwischen der Ebene des Laserlichtbands und der Mittelachse des Spraykegels im Rahmen der Justierungstoleranz. Eine umfassendere Präsentation und Analyse der hier vorgestellten Untersuchung wird in einem Konferenzbeitrag von GEBEL et al. [178] gegeben.

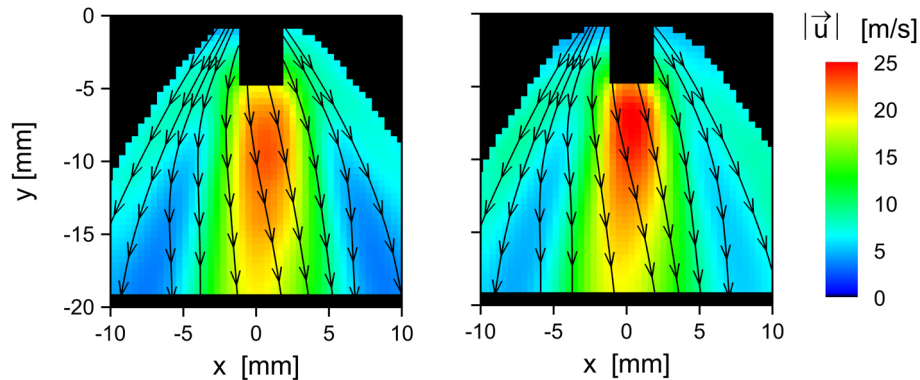


Abb. 4.22: Mittlere Geschwindigkeitsfelder der Sprays von Kerosin Jet A-1 bei $\dot{m}_F = 20,7 \text{ g/min}$, $\dot{m}_D = 8,4 \text{ g/min}$ und $\dot{m}_K = 25,9 \text{ kg/h}$ (links) bzw. $103,4 \text{ kg/h}$ (rechts). Der Einfluss des Kanalluftmassenstroms auf das Strömungsfeld der Spraytröpfchen ist marginal.

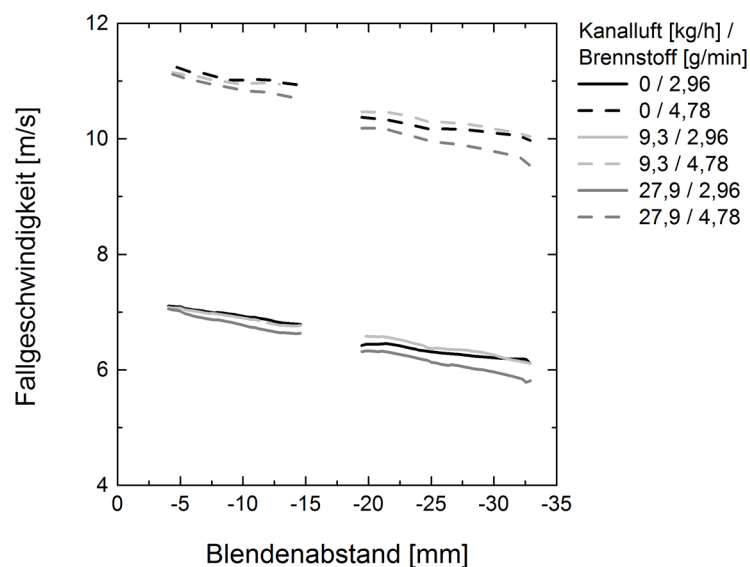


Abb. 4.23: Ergebnisse der PIV-Messungen an Tröpfchenketten für verschiedene Luft- und Brennstoffmassenströme. Die Fallgeschwindigkeit verringerte sich durch Stokes-Reibung mit zunehmendem Blendenabstand.

Tröpfchenketteninjektor

Es wurde derselbe Versuchsaufbau wie im vorangegangenen Unterkapitel genutzt, die Pulsseparationszeiten betragen 11 und 13 μs . Der Tröpfchenketteninjektor wurde mit der Schwingblende mit fünf parallelen Löchern betrieben, die Brennstoffmassenströme betragen

$\dot{m}_F = 2,96$ und $4,78$ g/min. Die zugehörigen Blendenfrequenzen waren $\nu_B = 28,25$ und $45,71$ kHz, womit sich nach Gl. (2.10) und (2.11) Tröpfchendurchmesser von $D_T = 94,4$ und $94,3$ μm sowie Tröpfchenabstände von $d_T = 224,2$ und $223,8$ μm ergaben. Es wurden Messungen in statischer Luft und bei zwei Kanalluftmassenströmen von $\dot{m}_K = 9,3$ und $27,9$ kg/h durchgeführt, um ihren Einfluss auf die Tröpfchengeschwindigkeiten zu ermitteln. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.23 zusammengefasst. Die Kurven repräsentieren die über die fünf Tröpfchenkettens und jeweils fünfhundert Einzelmessungen gemittelten Fallgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von den Massenströmen und dem Abstand zur Schwingblende des Injektors. Der höhere Brennstoffmassenstrom spiegelt sich in höheren Anfangsgeschwindigkeiten wieder. Infolge der Stokes-Reibung werden die Tröpfchen mit zunehmendem Blendenabstand langsamer. Ein systematischer Unterschied zwischen den Fallgeschwindigkeiten in statischer Luft und bei $\dot{m}_K = 9,3$ kg/h ist nicht auszumachen. Bei $\dot{m}_K = 27,9$ kg/h werden hingegen durchgehend geringfügig kleinere Geschwindigkeiten gemessen. Dass der höhere Luftmassenstrom geringere Tröpfchengeschwindigkeiten induziert, mag auf den ersten Blick widersprüchlich erscheinen, erklärt sich aber dadurch, dass sich unterhalb des Tröpfchenkettensinjektors ein Rezirkulationsgebiet ausbildet, dessen Zirkulation mit \dot{m}_K korreliert.

4.4.3 Diskussion

Die in diesem Kapitel präsentierten PIV-Messungen in der Luftströmung unterhalb der Injektoren und an den Brennstofftröpfchen selbst offenbarten, dass einerseits die Luftströmung sehr empfindlich auf die Präsenz der Injektoren reagierte, sich andererseits daraus keine störende Beeinflussung der Tröpfchen ergab. Zu Beginn von Phase 1 einer Sprayzündung liegt der Brennstoff in Tröpfchenform vor, siehe Kap. 1.2.2. Offensichtlich besaßen die Tröpfchen in den eingesetzten experimentellen Konfigurationen Stokes-Zahlen von $St > 1$ und wurden daher von der Luftströmung gar nicht bis marginal in ihren Bewegungen beeinflusst. Für die Durchführung von Zündungsexperimenten bedeutete das, dass eine präzise und gut reproduzierbare Positionierung des Zündfunken bezüglich der Brennstofftröpfchen möglich war. In Phase 2 liegen weitgehend gasförmige Verbrennungsedukte und -produkte vor. Daher ist eine intensive Wechselwirkung mit der Luftströmung zu erwarten. Damit wird Phase 2 deutlich von den geometrischen Eigenschaften des Brennraums und der Injektoren beeinflusst. Strömungsinstabilitäten, Turbulenzen und mechanische Toleranzen der Installation der Injektoren lassen eine große Streubreite bezüglich der räumlichen und zeitlichen Entwicklung von Phase 2 erwarten. Der Versuchskanal war also ideal, um grundlegende Prozesse in Phase 1 der Sprayzündung zu untersuchen. Bezüglich Phase 2 eignete er sich für die Gewinnung statistischer Validierungsmessdaten für numerische Simulationen, aber weniger für die Untersuchung strömungsmechanischer Grundlagen oder Brennstoffeigenschaften.

5 Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung

Während in Kap. 4.1 Untersuchungen an laserinduzierten Luftdurchbrüchen vorgestellt wurden, beschäftigt sich dieses Kapitel mit der laserinduzierten Zündung von Sprays und Tröpfchenketten. Sämtliche Experimente wurden im luftdurchströmten Versuchskanal durchgeführt. Als Brennstoffe kamen standardmäßig Kerosin Jet A-1 und wiederholt Ethanol zum Einsatz. Es wurden dieselben Messverfahren wie in Kap. 4.1 und Kap. 4.2 – Hochgeschwindigkeitsvideos, Emissionsspektroskopie und Schlierenmessungen – angewendet. Zur Untersuchung von Tröpfchenzerfällen kamen Schattenmessungen und Fernfeldmikroskopie hinzu. Die Entstehung und Weiterentwicklung von Flammenkernen wurde mit CH*-Chemolumineszenzvideoaufnahmen beobachtet. Die in Kap. 4.1 präsentierten Untersuchungen waren für die Analyse der Messdaten wertvolles Referenzmaterial, um zwischen Plasma- und Verbrennungseffekten zu unterscheiden. Diskussionen der Gemeinsamkeiten und Unterschiede und der daraus gewonnenen Erkenntnisse über die in Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung ablaufenden Prozesse werden in diesem Kapitel geeigneten Stellen gegeben.

5.1 Hochgeschwindigkeitsvideos

Die Aufnahmen der laserinduzierten Zündungen erfolgten direkt im Anschluss an die Aufnahmen der laserinduzierten Luftdurchbrüche unter Verwendung desselben Versuchsaufbaus. Eine schematische Darstellung wird in Abb. A.1 im Anhang A gezeigt. Die mittlere Laserpulsenergie E_{LP} (siehe Tab. 4.1) und die Vorgehensweise bei der Aufnahme von Bildsequenzen waren identisch. Es wurde die laserinduzierte Zündung eines Vollkegelsprays und paralleler Tröpfchenketten untersucht. Der Brennstoff war Kerosin Jet A-1, der Massenstrom betrug für das Spray $\dot{m}_F = 20,7 \text{ g/min}$ und für die fünf Tröpfchenketten $\dot{m}_F = 3,04 \text{ g/min}$. Der Zerstäubungsluftmassenstrom der Spraydüse betrug $\dot{m}_D = 7,8 \text{ g/min}$. Der Luftmassenstrom im Versuchskanal betrug für die Sprayzündungen $\dot{m}_K = 51,7 \text{ kg/h}$ und für die Tröpfchenkettenzündungen $\dot{m}_K = 27,9 \text{ kg/h}$. Während die Sprayzündung immer zu einer stabilen Verbrennung führte, war dies bei den Tröpfchenketten nur in 80 % der Versuche der Fall, vergleiche Abb. 4.20. Allerdings entstand immer ein Flammenkern, der erst nach einigen Millisekunden erlosch. Die an erfolgreichen Zündungen und Fehlzündungen gewonnenen Aufnahmen zeigten im Vergleich keine Unterschiede bei der Flammenkernentstehung, weshalb eine tiefere Betrachtung entfällt. Abb. 5.1 zeigt vier Sequenzen von ausgewählten Bildern für verschiedene Aufnahmezeiten nach dem Laserpuls. Die Zeiten sind links der Zeilen in Form abgeschlossener Intervalle angegeben: Der erste Wert entspricht dem Beginn der steigenden Flanke des Belichtungsintervalls nach dem Laserpuls, der zweite Wert entspricht dem Ende der fallenden Flanke. Die Intensitäten sind für jedes Bild individuell skaliert und daher nicht miteinander vergleichbar. Der Koordinatenursprung entspricht dem Fokus der Doublet-Linse, siehe Abb. 3.8. Die erste Spalte zeigt die Bildsequenz des laserinduzierten Luftdurchbruchs,

5 Phase 1 der laserinduzierten Sprayzündung

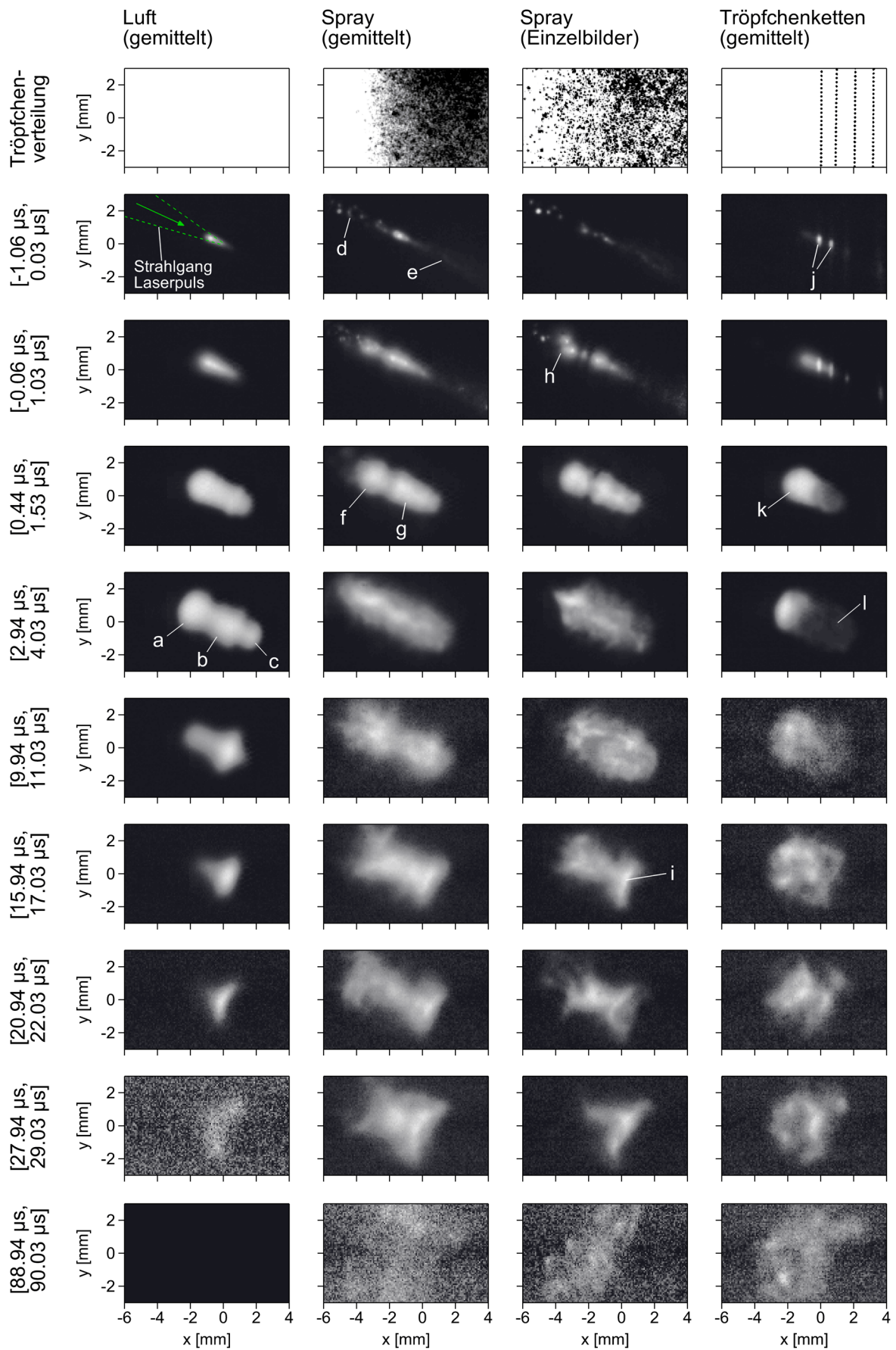


Abb. 5.1:

Laserinduzierter Luftdurchbruch und laserinduzierte Zündung von Kerosinspray und -tröpfchenkettchen. Die obere Zeile veranschaulicht die Tröpfchenverteilung. Die Zeiten geben den Beginn und das Ende der Belichtung bezogen auf den Laserpuls an. Die Mittelwertbilder wurden aus jeweils fünf Einzelbildern erzeugt.

der bereits in Abb. 4.1 gezeigt wurde. Die zweite und dritte Spalte zeigen Bildsequenzen von laserinduzierten Zündungen. Die zweite Spalte zeigt Mittelwertbilder aus jeweils fünf Einzelbildern, und die dritte Spalte zeigt ausgewählte Einzelbilder aus individuellen Sprayzündungen. Die vierte Spalte zeigt Mittelwertbilder der Tröpfchenkettchenzündung. Zum besseren Verständnis sind in der ersten Zeile invertierte Laserlichtschnittbilder des Sprays und der Tröpfchenkettchen zu sehen. Das Mittelwertbild des Sprays (zweites Bild in der ersten Zeile) wurde aus 180 Einzelbildern erstellt und verdeutlicht die Lage der Spraykegelkante ~ 20 mm unterhalb der Düse. In diesem Abstand ist die Kante nahezu senkrecht. Die Abdunkelung von links nach rechts zeigt die zunehmende Tröpfchendichte an. Die horizontale Position des Fokus der Doublet-Linse wurde so justiert, dass sie ungefähr mittig im Übergangsbereich zwischen Luft und dichtem Spray lag. Das dritte und vierte Bild der ersten Zeile zeigen Momentaufnahmen der Tröpfchenverteilungen. Auf der rechten Seite des dritten Bildes ist ein dichtes Spray zu sehen, während auf der linken Seite vereinzelte, große Tröpfchen vorliegen. Das vierte Bild zeigt vier von fünf parallelen Tröpfchenkettchen. Die horizontale Position der ersten Kette stimmt mit derjenigen des Fokus überein. Die fünfte Kette befindet sich rechts außerhalb des Sichtfeldes. Die Tröpfchendurchmesser sind in dem Bild vergrößert dargestellt, um die Erkennbarkeit zu verbessern. Ein für die laserinduzierte Zündung wesentlicher Unterschied zwischen dem Spray und den Tröpfchenkettchen bestand darin, dass sich vereinzelte Spraytröpfchen im Strahlengang des Laserpulses links des Fokus befanden, während dies bei den Tröpfchenkettchen nicht der Fall war. Die Auswirkungen dieses Unterschiedes werden in der Videoanalyse in diesem Kapitel besprochen.

5.1.1 Sprayzündung

In der zweiten und dritten Spalte von Abb. 5.1 werden Aufnahmen der ersten $90 \mu\text{s}$ der laserinduzierten Sprayzündung gezeigt. Der Laserpuls erfolgte während der Belichtungen der ersten beiden Aufnahmen der Sequenzen (Startzeitpunkte $-1,06 \mu\text{s}$ und $-0,06 \mu\text{s}$, reale Belichtungszeit $1,09 \mu\text{s} \pm 40 \text{ ns}$), daher ist an einzelnen Spraytröpfchen entlang des Strahlgangs vor und hinter dem Fokus elastische Streuung der Laserstrahlung sichtbar (d,e). Die Aufnahmen zur Zeit $[-0,06 \mu\text{s}, 1,03 \mu\text{s}]$ zeigen zwei aufeinanderfolgende Keulen entlang des Strahlgangs vor dem Fokus (f,g). Bezüglich ihrer Form und Position weist die zweite Keule (g) eine große Ähnlichkeit zum Luftdurchbruch (a,b,c) auf. Die darauffolgenden Aufnahmen zur Zeit

[0,44 μs , 1,53 μs] zeigen ein deutliches Wachstum der beiden Keulen. Die erste Keule (f) nimmt eine sphärische Form mit einem Durchmesser von ~ 2 mm an. Die Form und Größe der zweiten Keule (g) ähnelt nach wie vor dem Luftdurchbruch. Die erste Keule (f), zu der kein Pendant in Luft existiert, entsteht durch eine Anhäufung kleiner Durchbrüche (h), die von Töpfchen im Strahlengang initiiert werden. Das wird in den ersten beiden Einzelbildern deutlich: Brennstofftröpfchen vor dem Fokus (d) wirken als Sammellinsen und erzeugen Durchbrüche (h). Dieser Effekt wurde ebenfalls von LAWES et al. [217] bei der Zündung eines Aerosols aus Luft und Isooktantröpfchen und von KAWAHARA et al. [218] bei der Zündung eines Ethanolstrahls beobachtet. Tiefergehende Untersuchungen anhand von Einzeltröpfchen führten CHÝLEK et al. [219] und KAWAHARA et al. [218] durch. In Strahlen sind Brennstofftröpfchen zufällig verteilt, weshalb die Position, Größe und Form der Durchbrüche (h) und damit der Keule (f) zwischen einzelnen Durchbrüchen variiert. Die stochastische Tröpfchenverteilung bei insgesamt identischen Betriebsparametern kann die Zündungswahrscheinlichkeit maßgeblich beeinflussen, wie von GROSS et al. [44] anhand laserinduzierter Sprayzündungen von Benzinsurrogat in einem Kolbenmotor gezeigt wurde. Dieser Effekt war für die hier vorgestellten Untersuchungen nicht von Bedeutung, da die mittlere Laserpulsenergie von 193,1 mJ zu intensiven Durchbrüchen führte, die immer in Sprayflammen mündeten. Zur Zeit [2,94 μs , 4,03 μs] ist ein deutlicher Unterschied zwischen der Sprayzündung und dem Luftdurchbruch erkennbar: Während in Luft die drei Keulen (a,b,c) ihre größte räumliche Ausdehnung erreichen, verbinden sich die Keulen (f) und (g) im Spray zu einer elliptischen Form mit einer Länge von 6 mm und einem Durchmesser von 2 mm. Ab dieser Aufnahmezeit zeigen die Einzelbilder eine unscharfe und faserige Kontur des Durchbruchs. Das ist untypisch für ein abklingendes Durchbruchplasma und legt nahe, dass der Übergang zu einem Flammenkern entweder weit vorangeschritten oder bereits abgeschlossen ist. Die unscharfe Kontur und die Zerfaserung erklären sich wahrscheinlich durch Diffusions- und Konvektionsprozesse, die erst nach dem Verschwinden der magnetischen Oberflächenspannung im Zuge der Plasmarekombination möglich werden. Die nachfolgende Entwicklung des Flammenkerns im Spray zeigt die Ausprägung einer scheibenförmigen Gestalt (i). Daraus folgt, dass genau wie beim Luftdurchbruch zwei entgegengesetzt rotierende Toruswirbel in der Gasphase um das Durchbruchgebiet herum entstanden, siehe Kap. 4.1.3. Unsymmetrische Deformationen der Scheibe (i) resultierten wahrscheinlich aus der stochastischen Tröpfchenverteilung und der Wärmefreisetzung des Flammenkerns. Anders als der Luftdurchbruch ist der Flammenkern auch nach 90 μs noch nachweisbar. Die Aufnahme zur Zeit [88,94 μs , 90,03 μs] zeigt schließlich ein sehr niedriges Signal-Rausch-Verhältnis, das kaum mehr Aussagen über die Gestalt zulässt.

5.1.2 Tröpfchenkettenzündung

Die Schwingblendenfrequenz betrug $\nu_B = 28,25$ kHz. Mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten sich der Tröpfchendurchmesser zu $D_T = 95,2$ μm und der Tröpfchenabstand zu $d_T = 230,3$ μm . Das transiente Erscheinungsbild der laserinduzierten Zündung der Tröpfchenkettens bot eine sehr gute Reproduzierbarkeit, weshalb der Vorgang durch eine Sequenz aus gemittelten Bildern (vierte Spalte in Abb. 5.1) gut wiedergegeben wird. Da die horizontale Position

der ersten Kette mit derjenigen des Fokus übereinstimmte, traten im Gegensatz zum Spray keine Durchbrüche an Brennstofftröpfchen entlang des Strahlgangs durch den Sammellinseneffekt auf. Die ersten beiden Bilder der Sequenz zeigen Mie-Streuung an der ersten und zweiten Tröpfchenkette (j). Abgesehen davon ähnelt zur Zeit $[-0,06 \mu\text{s}, 1,03 \mu\text{s}]$ die räumliche Gestalt derjenigen des Luftdurchbruchs. Im weiteren Verlauf der Sequenz entwickelt sich am Kopf eine Keule (k), die der ersten Keule des Luftdurchbruchs (a) stark ähnelt. Im Gegensatz dazu erscheint der Schwanz (l) unscharf und emittiert Strahlung bei einer um eine Größenordnung schwächeren Intensität. Der Kopf entwickelt sich links der ersten Tröpfchenkette und weist offenbar einen Plasmazustand mit einer scharfen Kontur auf. Der Schwanz hingegen entwickelt sich aufgrund der Präsenz von flüssigem und verdampftem Brennstoff zu einem Flammenkern. Zur Aufnahmezeit $[9,94 \mu\text{s}, 11,03 \mu\text{s}]$ ist die Keule (k) in den Flammenkern übergegangen, der Durchbruch besitzt insgesamt eine unscharfe und faserige Kontur. Die nachfolgende Entwicklung ähnelt derjenigen im Spray, abgesehen von der geringeren Länge des Flammenkerns. Trotz der zeitweiligen parallelen Existenz eines Plasmas (k) und eines Flammenkerns (l) entwickelt sich der Durchbruch an der Tröpfchenkette sehr ähnlich zu demjenigen im Spray und kann bis $90 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls nachgewiesen werden.

5.2 Optische Emissionsspektroskopie

Wie beim laserinduzierten Luftdurchbruch (siehe Kap. 4.1) wurden bei der laserinduzierten Zündung Untersuchungen mit einem Échelle-Spektrograph durchgeführt, um Einblicke in die innerhalb des Durchbruchs stattfindenden Prozesse zu erhalten. Insbesondere wurde der Frage nachgegangen, wie sich aus dem Plasma ein Flammenkern entwickelte und welche Temperaturen während dieser Übergangsphase im Durchbruch herrschten. Die Messungen erfolgten direkt im Anschluss an die in Luft, siehe Kap. 4.1.2. Das Eigenleuchten der Durchbrüche wurde mit der in Kap. 3.5.7 beschriebenen, für den sichtbaren Spektralbereich transparenten Kollimationslinse eingefangen und über eine Lichtfaser in den Spektrograph geleitet. Die Linse war senkrecht zum Strahlgang des Laserzündsystems ausgerichtet und blickte durch ein Fenster auf das Durchbruchsgebiet. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.3 im Anhang A gezeigt. Die mittlere Laserpulsenergie E_{LP} war identisch, siehe Tab. 4.1. Die Brennstoff- und Luftmassenströme betragen $\dot{m}_F = 20,7 \text{ g/min}$, $\dot{m}_D = 7,8 \text{ g/min}$ und $\dot{m}_K = 51,7 \text{ kg/h}$. Abb. 5.1 zeigt, dass der Übergang von einem Durchbruchplasma zu einem Flammenkern im Spray und an den Tröpfchenkettchen auf derselben Zeitskala erfolgte. Daher wurde angenommen, dass die grundsätzlichen physikalischen Prozesse gleich abliefen, und die Untersuchungen wurden auf die laserinduzierte Sprayzündung beschränkt. Während der ersten $20 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls wurden Spektren mit einer Belichtungszeit von 100 ns aufgenommen. Da die Intensität mit der Zeit exponentiell abfiel, wurden zur Untersuchung späterer Zeitabschnitte Belichtungszeiten von $5 \mu\text{s}$ und $100 \mu\text{s}$ angewendet. Jedes der aufgenommenen Spektren wurde aus zwanzig bis dreißig einzelnen Zündungsvorgängen erzeugt, um angesichts der kurzen Belichtungszeiten ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Als Brennstoff wurde standardmäßig Kerosin Jet A-1 eingesetzt, bei einigen Messungen wurde für Vergleichszwecke zusätzlich Ethanol verwendet.

5.2.1 Kurzzeitbelichtungen während der ersten 20 μs

In Abb. 5.2a und b werden – äquivalent zu den Spektren des Luftdurchbruchs in Abb. 4.8 – zwei Diagramme mit jeweils drei ausgewählten Spektren aus dem Zeitraum zwischen $t = 100 \text{ ns}$ und $20 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls gezeigt. Die Belichtungszeit betrug 100 ns . Aufgrund der hohen Dynamik wurden logarithmische Ordinaten verwendet. Es ist zu beachten, dass ein direkter Vergleich der gemessenen Intensitäten mit denjenigen in Abb. 4.8 nicht möglich ist, da eine andere Kollimationsoptik verwendet wurde. Wie beim Luftdurchbruch zeigen die Spektren in Abb. 5.2a eine intensive Kontinuumsstrahlung, die hauptsächlich von Brems-

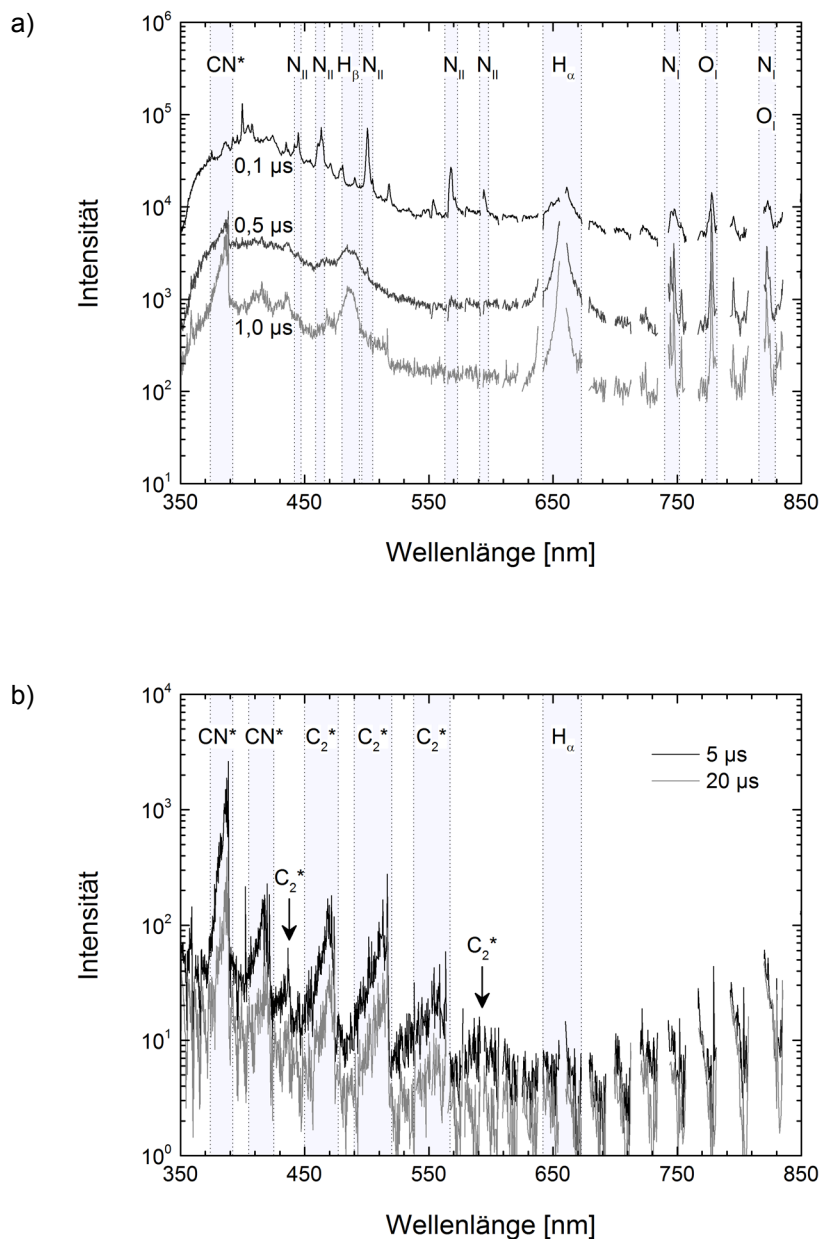


Abb. 5.2: Emissionsspektren der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray. Jedes Spektrum ist eine Überlagerung aus zwanzig Einzelzündungen. Die Belichtungszeit betrug 100 ns .

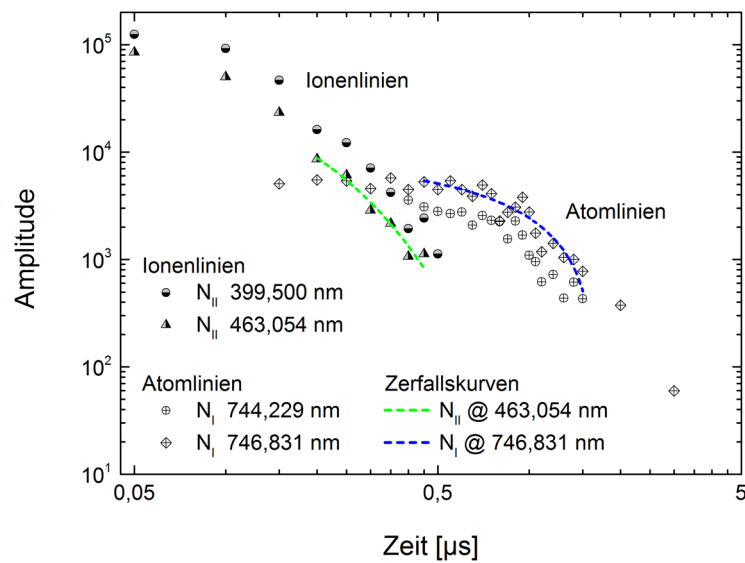


Abb. 5.3: Transiente Intensitäten und angepasste Zerfallskurven ausgewählter Stickstoffionen und -atomlinien bei der Zündung von Kerosinspray.

strahlung herrührt. Außerdem sind dieselben Ionen- und Atomlinien von Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff sichtbar. Es existieren allerdings ein paar Unterschiede gegenüber dem Luftdurchbruch: Erstens ist die H_{α} -Linie intensiver, und die H_{β} -Linie ist nachweisbar. Sie entstehen hauptsächlich durch die Dissoziation von Brennstoffmolekülen. Zweitens ist ab $t = 0,5 \mu\text{s}$ die Bande des B-X-Übergangs des CN^* -Radikals zwischen 374 nm und 388,4 nm erkennbar (in den Datensätzen lässt sie sich bereits ab $t = 0,2$ bis $0,3 \mu\text{s}$ nachweisen). Abb. 5.2b unterscheidet sich deutlich von ihrem Pendant Abb. 4.8b: Es sind keine Atomlinien nachweisbar, das Spektrum wird dominiert von zwei Banden des B-X-Übergangs von CN^* und den Swan-Banden des C_2^* -Radikals, siehe Kap. 2.5.

Ausgewählte Ionen- und Atomlinien wurden mit demselben LabVIEW-Programm analysiert, das auf die Spektren des laserinduzierten Luftdurchbruchs angewendet wurde, siehe Kap. 4.1.2. Die transienten Amplituden der an je zwei N_{II} - und N_{I} -Linien angepassten Lorentz-Profile sind in Abb. 5.3 gezeigt. Die Auswahl der Linien begründete sich durch ihre hohen Intensitäten und exponierten Positionen in den Spektren, ohne Überlagerungen mit benachbarten Linien. Die Ionenlinien haben ihre größten Intensitäten zur Zeit der ersten Messung zwischen $t = 50 \text{ ns}$ und 150 ns , was mit dem Luftdurchbruch übereinstimmt. Es folgt ein exponentieller Intensitätsabfall um zwei Größenordnungen, die Nachweisgrenze wird nach $t = 500 \text{ ns}$ unterschritten. Atomlinien lassen sich ab $t = 150 \text{ ns}$ nachweisen und klingen innerhalb weniger Mikrosekunden ab. Nach $t = 3,1 \mu\text{s}$ ist die Nachweisgrenze erreicht. An die Datenpunkte der N_{II} -Linie bei 463,054 nm und die N_{I} -Linie bei 746,831 nm wurden mit Origin 9 exponentielle Zerfallskurven des Typs $I(t) \sim I_0 e^{(-t/\tau)}$ angepasst. Sie sind in Abb. 5.3 als farbige, gestrichelte Linien dargestellt. In Tab. 5.1 werden die bestimmten mittleren Lebensdauern τ denjenigen des Luftdurchbruchs gegenübergestellt. Zusätzlich sind die Zeitbereiche der Anpassungen durch deren Anfangs- und Endzeit t_{Start} und t_{Ende} angegeben. Für die N_{II} -Linie ergibt sich bei der Zündung des Kerosinsprays eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 0,105 \mu\text{s}$,

welche nahezu halb so lange ist wie die derselben Linie im Luftdurchbruch. Die mittlere Lebensdauer der N_I -Linie beträgt $\tau = 1,56 \mu\text{s}$ und ist damit viermal kürzer als die derselben Linie im Luftdurchbruch. Letztere Erkenntnis deutet auf einen Verbrauch von Stickstoffatomen durch einen Rekombinationsprozess hin. Die Nachweisbarkeit von CN^* ab $t = 0,2$ bis $0,3 \mu\text{s}$ legt eine Rekombination von Stickstoff mit Kohlenstoff zu CN^* -Radikalen nahe. Die Entstehung von biatomaren Radikalen aus Atomen oder Ionen ist ein Indikator für den Übergang des Durchbruchplasmas zu einem Flammenkern und wurde in weiteren Experimenten untersucht.

Tab. 5.1: Mittlere Lebensdauern von Stickstoffionen und -atomen in zerfallenden laserinduzierten Durchbrüchen sowie die Zeitintervalle der Exponentialkurvenanpassung.

		Luftdurchbruch	Zündung Kerosinspray
N_{II} @ 463,054 nm	τ [μs]	0,193	0,105
	$t_{\text{Start}} / t_{\text{Ende}}$ [μs]	0,2 / 0,5	0,2 / 0,45
N_I @ 746,831 nm	τ [μs]	6,30	1,56
	$t_{\text{Start}} / t_{\text{Ende}}$ [μs]	1 / 13	0,4 / 1,5

5.2.2 Übergang vom Plasma zur Verbrennung

Es wurden systematische Variationen der Belichtungszeit und des Belichtungsstarts nach dem Laserpuls durchgeführt, um den Beginn der CH^* -Chemolumineszenz (siehe Kap. 2.5) während der Zündung des Kerosinsprays zu detektieren. CH^* ist ein typisches Zwischenprodukt in Kohlenwasserstoffflammen, wurde aber im Gegensatz zu CN^* und C_2^* in den Spektren in Abb. 5.2 nicht nachgewiesen. Sein A-X-Übergang besitzt eine intensive Bande, die von $\lambda = 416$ bis 440 nm reicht und ihr Maximum am Bandenkopf des Q-Zweiges für $v' = v'' = 0$ bei $\lambda = 431,4$ nm besitzt. Erst bei einer Belichtungszeit von $100 \mu\text{s}$ ließ sich ein eindeutiges Signal gewinnen. Das entsprechende Spektrum ist in der oberen Hälfte von Abb. 5.4 und als schwarze Linie im Ausschnitt zu sehen. Die Belichtung wurde bei $t = 1 \mu\text{s}$ gestartet, um Beiträge der Kontinuumsstrahlung zu reduzieren. Das gefundene Signal ist im Ausschnitt markiert. Es wurde zwar durch die Bande von $\Delta v = +2$ des Swan-Systems überlagert, aber der Bandenkopf des Q-Zweiges ist deutlich zu erkennen und mit einem Pfeil markiert. Weitere mögliche Überlagerungen bestanden in schwachen Linien der B-X-Übergänge von CN^* und N_2^+ . Die CH^* -Bande ist deutlich schwächer als die Banden von CN^* und C_2^* , was für eine Kohlenwasserstoffflamme untypisch ist. In Kerosinflammen sind die Intensitäten der CH^* - und C_2^* -Banden von vergleichbarer Größenordnung, während CN^* kaum nachweisbar ist, siehe beispielsweise Abb. 2.8. Der Umstand, dass, anders als in voll entwickelten

Flammen, CH^* viel schwächer ist als C_2^* , lässt entweder einen anderen Bildungsmechanismus oder einen Zeitversatz in den Verbrennungsreaktionen nach der Zündung vermuten.

Um die Bildungsmechanismen der beobachteten biatomaren Radikale besser zu verstehen, wurden ergänzend laserinduzierte Spraydurchbrüche in einer inerten Atmosphäre untersucht. Dazu wurden der Kanalluftstrom und der Zerstäubungsluftstrom durch Stickstoff mit einer Reinheit von 99,998 % ersetzt. Durch die Verwendung von Stickstoff wurden bei denselben Betriebspunkten leicht abweichende Gasmassenströme erreicht. Der Kanalgasmassenstrom betrug $\dot{m}_k = 50,0 \text{ kg/h}$ und der Düsengasmassenstrom $\dot{m}_d = 7,6 \text{ g/min}$. Ein mit diesem Experiment gewonnenes Spektrum ist in der unteren Hälfte von Abb. 5.4 und als graue Linie im Ausschnitt zu sehen. Belichtungsstart und -dauer waren identisch zur Sprayzündung. Die Spektren sind einander sehr ähnlich: Die Banden von CN^* und C_2^* sind von ungefähr gleicher Intensität. Das ist ein starker Hinweis darauf, dass beide Radikale nicht durch Verbrennungsreaktionen, sondern durch Plasmarekombination entstanden. Die Bande von CH^* ist hingegen nicht eindeutig nachweisbar, siehe graue Linie im Ausschnitt. Ein Fragezeichen markiert eine fallende Flanke, bei der es sich um den Bandenkopf des Q-Zweiges handeln könnte. Allerdings kann dieses Signal auch eine Überlagerung aus Rauschen und Linien anderer Spezies sein. Das Fehlen der CH^* -Bande spricht für einen Hauptbildungsmechanismus, der Sauerstoff benötigt. Somit wird aus dem Vergleich der beiden Spektren gefolgert, dass durch Rekombinationsprozesse im abklingenden Plasma ein *Radikalpool* entsteht, der Verbrennungsreaktionen anstößt. Diese Überlegung wird im folgenden Absatz genauer erläutert.

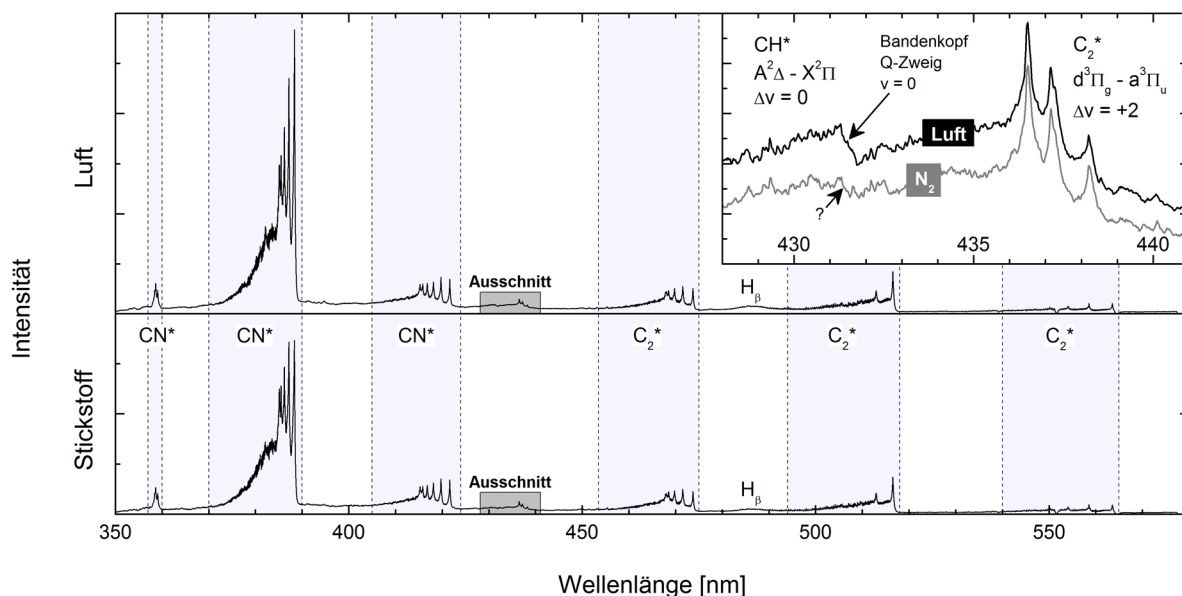


Abb. 5.4: Emissionsspektren der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray in Luft und des laserinduzierten Durchbruchs von Kerosinspray in Stickstoff. Der Ausschnitt zeigt das Auftauchen einer CH^* -Bande bei der Zündung in Luft, aber nicht beim Durchbruch in Stickstoff. Die Belichtungszeit betrug $100 \mu\text{s}$ und begann $1 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls. Die Spektren sind Überlagerungen aus jeweils zehn Ereignissen.

Die Entstehung von biatomaren Radikalen in abklingenden Plasmen durch Rekombinationsprozesse ist ein bekanntes Phänomen [220]. Beispielsweise wurde in LIBS-Experimenten an Graphitoberflächen wiederholt die Bildung von C_2^* durch Ion-Ion- [221,222] und Ion-Atom-Rekombinationen [223] nachgewiesen. Die aus den Spektren gewonnenen Erkenntnisse legen nahe, dass einige bei der Sprayzündung beobachtete Radikale ebenfalls durch Rekombinationen, andere hingegen durch Verbrennungsreaktionen entstanden. Die mittleren Lebensdauern der Stickstoffionen und -atome waren deutlich kürzer als beim laserinduzierten Luftdurchbruch (siehe Tab. 5.1) was auf einen beschleunigten Verbrauch durch Rekombination mit Kohlenstoff zu CN^* hindeutet. Darüber hinaus änderten sich die Intensitäten der Banden von CN^* und C_2^* in den Spektren nicht, wenn die Luft im Versuchskanal durch Stickstoff ersetzt und damit Verbrennung unterbunden wurde. Im Gegensatz dazu wurde CH^* nur bei der Zündung des Kerosinsprays in Luft eindeutig nachgewiesen, siehe den Ausschnitt in Abb. 5.4. Der Bildungsmechanismus von CH^* nach Gl. (2.16) erscheint plausibel. Er benötigt die Edukte C_2 und OH im elektronischen Grundzustand. C_2 kann durch Stoßdesaktivierung oder strahlende Desaktivierung aus dem nachweislich vorhandenen C_2^* entstehen. OH kann durch dieselben Desaktivierungsmechanismen aus OH^* entstehen. OH^* wurde indes nicht nachgewiesen, da die charakteristischen Banden im nahen ultravioletten Spektrum liegen, das mit dem Versuchsaufbau optisch nicht zugänglich war. Allerdings wurden in verschiedenen Studien OH^* -Radikale in Plasmen beobachtet [224-227]. Atomlinien von Wasserstoff und Sauerstoff wurden bei der Zündung von Kerosinspray nachgewiesen, und insofern konnte OH^* über verschiedene Rekombinationsprozesse aus diesen Spezies entstehen.

Zusammenfassend wird eine Bildung von CH^* aus dem im abklingenden Plasma entstehenden Radikalpool vorgeschlagen. Dabei stellt die aus Kohlenwasserstoffflammen bekannte Gl. (2.16) den Hauptbildungsmechanismus dar. Die benötigten Edukte entstehen durch Desaktivierung aus dem Radikalpool.

5.2.3 Temperaturbestimmung

Ein wesentliches Ziel der spektroskopischen Untersuchungen war die Approximation von Flammenkerntemperaturen zu frühen Zeitpunkten ihrer Existenz. Diese Information wird insbesondere zur Modellierung der Startbedingungen bei numerischen Simulationen der Sprayzündung benötigt. Es existieren verschiedene Möglichkeiten, um anhand von Emissionsspektren Temperaturen der emittierenden Spezies zu bestimmen. YALÇIN et al. [204], PHUOC und WHITE [124] und KAWAHARA et al. [203] bestimmten die Temperaturen in laserinduzierten Luftdurchbrüchen durch die Analyse von Boltzmann- oder Saha-Boltzmann-Verteilungen der Intensitäten ausgewählter Atom- und Ionenlinien. Unabhängig voneinander ermittelten sie so Temperaturen um die 10 000 bis 20 000 K während der ersten Mikrosekunden nach dem Laserpuls. Diese Methode war allerdings nicht auf die Flammenkernbildung bei der Sprayzündung übertragbar, denn wie in Abb. 5.2b veranschaulicht wird, waren bereits 5 μs nach dem Laserpuls keine Ionen- oder Atomlinien mehr nachweisbar. Die emittierte Strahlung stammte insbesondere von den Rotations-Vibrationsbanden der biatomaren Radikale CN^* und C_2^* . Durch eine iterative Anpassung von simulierten Bandenspektren an gemess-

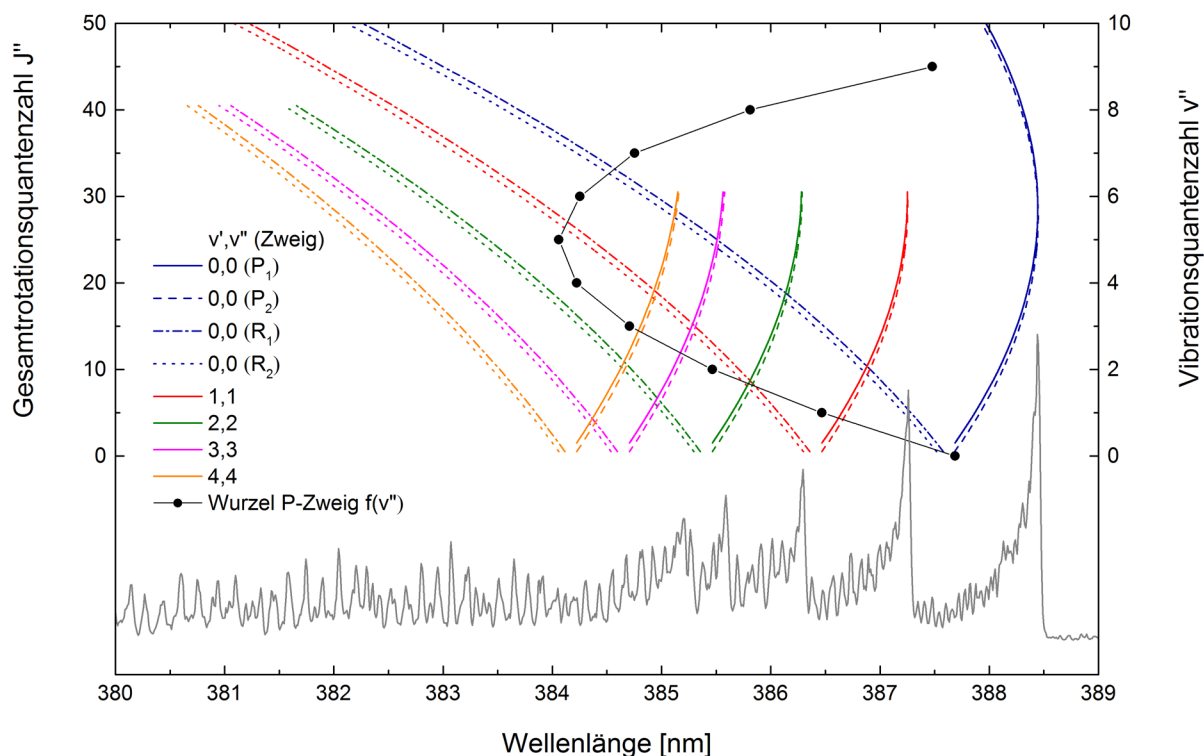


Abb. 5.5: Fortrat-Parabeln des B-X-Übergangs von CN*. Spektrum in Kerosin 2 μ s nach dem Laserpuls und mit 100 ns Belichtungszeit. Die intensiven Maxima entstehen durch die Überlagerung mehrerer Linien an den Scheitelpunkten der Parabeln des P-Zweiges.

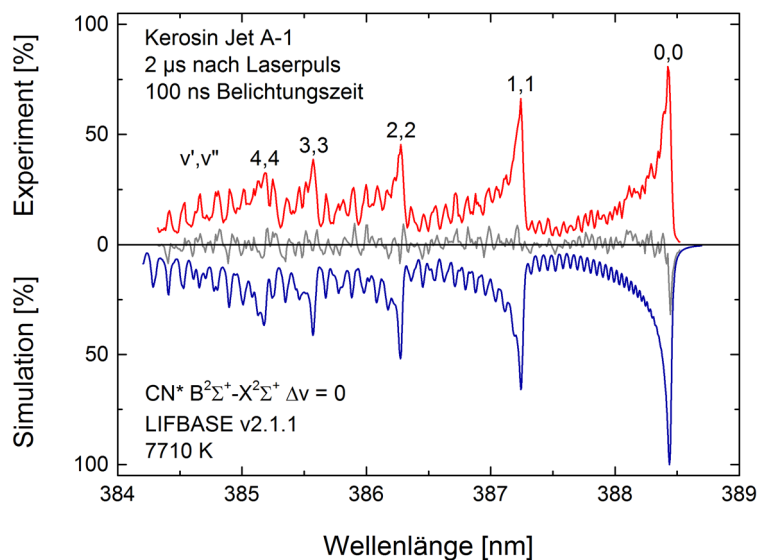


Abb. 5.6: Vergleich einer gemessenen CN*-Bande bei der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray (rot) mit einer angepassten LIFBASE-Simulation (blau). Die graue Linie ist das Residuum zwischen beiden Spektren.

sene Spektren ist eine Bestimmung von Rovibrationstemperaturen möglich. So bestimmten beispielsweise PELLERIN et al. [228] die Temperaturen rekombinierender Plasmen anhand der Swan-Bande von C_2^* zwischen $\lambda = 513$ und $516,6$ nm. Nach der Begutachtung mehrerer Banden von CN^* und C_2^* wurde zur Temperaturbestimmung der Ausschnitt der CN^* -Bande zwischen $\lambda = 384,2$ und $388,4$ nm des B-X-Übergangs mit $\Delta v = 0$ ausgewählt. Diese Bande bot hohe Intensitäten und damit ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis, wie in Abb. 5.4 ersichtlich wird. Die Wahl des Ausschnitts erfolgte aus zwei Gründen: Erstens bestand bei Wellenlängen unterhalb von $384,2$ nm die Möglichkeit der Überlagerung mit dem, wenn auch vergleichsweise schwachen, *Deslandres-d'Azambuja-System* von C_2^* . Zweitens beinhaltete der Ausschnitt die Bandenköpfe der P-Zweige, welche sich in den Spektren als Signalspitzen abzeichneten. Das wird in Abb. 5.5 veranschaulicht. Ein CN^* -Spektrum der Sprayzündung von Kerosin bei $t = 2 \mu s$ mit 100 ns Belichtungszeit ist als graue Linie eingezeichnet. Darüber sind als farbige Linien die Fortrat-Parabeln der R- und P-Zweige für die Vibrationsquantenzahlen $v' = v'' = 0$ bis 4 dargestellt. Sie wurden mit Excel 2010 durch die Anpassung quadratischer Polynome an die von REHFUSS et al. [229] gemessenen Linienpositionen erstellt. Die Fortrat-Parabeln beschreiben die spektralen Positionen der Linien für verschiedene Gesamtrrotationsquantenzahlen J'' in Abhängigkeit von der jeweiligen Vibrationsquantenzahl $v' = v''$. Zu jeder Vibrationsquantenzahl existieren aufgrund des Dublettzustandes des Radikals zwei P- und zwei R-Zweige. Für die Zweige mit dem Index 1 ist die Gesamtrrotationsquantenzahl J'' gegenüber der Rotationsquantenzahl N'' um die Spinquantenzahl $S = +1/2$ nach oben und für die Zweige mit dem Index 2 um $S = -1/2$ nach unten korrigiert. Abb. 5.5 zeigt, dass die Fortrat-Parabeln der P-Zweige Scheitelpunkte besitzen. Hier liegen mehrere Linien so nahe beieinander, dass sie sich durch Verbreiterungen zu Intensitätsspitzen überlagern. Im Gegensatz dazu besitzen die Fortrat-Parabeln der R-Zweige keine Scheitelpunkte, weshalb diese ein breites Spektrum aus einander überlagernder Linien niedriger Intensität bilden. Für die Temperaturbestimmung anhand einer Spektralbande ist es nun geschickt, einen Spektralbereich auszuwählen, in dem charakteristische und temperaturempfindliche Intensitätsspitzen vorliegen. Das ist beim gewählten Ausschnitt zwischen $\lambda = 384,2$ nm und $388,4$ nm der Fall. Er enthält sämtliche P-Zweige der CN^* -Bande, inklusive ihrer Bandenköpfe. Das wird in Abb. 5.5 anhand der schwarzen Punkte veranschaulicht: Jeder Punkt markiert die spektrale Position der Wurzel eines P-Zweiges, also die Position der Linie mit der kleinsten Gesamtrrotationsquantenzahl J'' . Die zugehörige Vibrationsquantenzahl $v' = v''$ wird durch die rechte Ordinatenachse angegeben.

Die Anpassung von simulierten Bandenspektren an die gemessenen Spektren erfolgte mithilfe des Programms LIFBASE Version 2.1.1 [230]. Der Anpassungsprozess erfolgte manuell, wobei neben der Temperatur und der Linienbreite mehrere Parameter einzustellen waren. LIFBASE berechnete automatisch die Prüfgröße χ^2 als Kriterium für die Anpassungsgüte. Um zu reproduzierbaren Ergebnissen zu gelangen, wurde ein Algorithmus entwickelt, bei dessen manueller Ausführung χ^2 minimiert wurde. Die kleinste Temperaturschrittweite betrug 10 K. Das entsprechende Ablaufdiagramm ist in Abb. E.1 im Anhang E dargestellt. In Abb. 5.6 ist beispielhaft ein gemessenes Spektrum (rot) seinem angepassten simulierten Spektrum (blau) gegenübergestellt. Das Residuum ist als graue Linie entlang der Nullachse dargestellt. Eine Genauigkeitsanalyse der Methode wird in Kap. 8.3.3 gegeben.

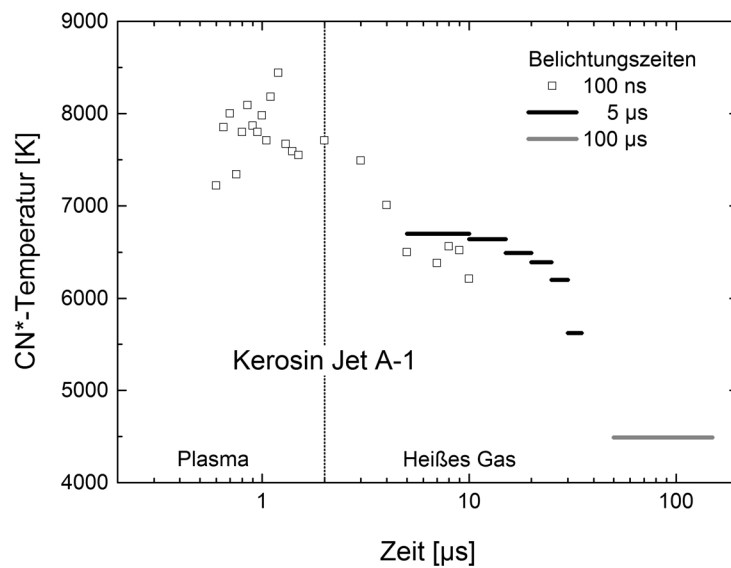


Abb. 5.7: Approximierte Rovibrationstemperaturen von CN^* während des Übergangs von einem Durchbruchplasma in einen Flammenkern bei der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray.

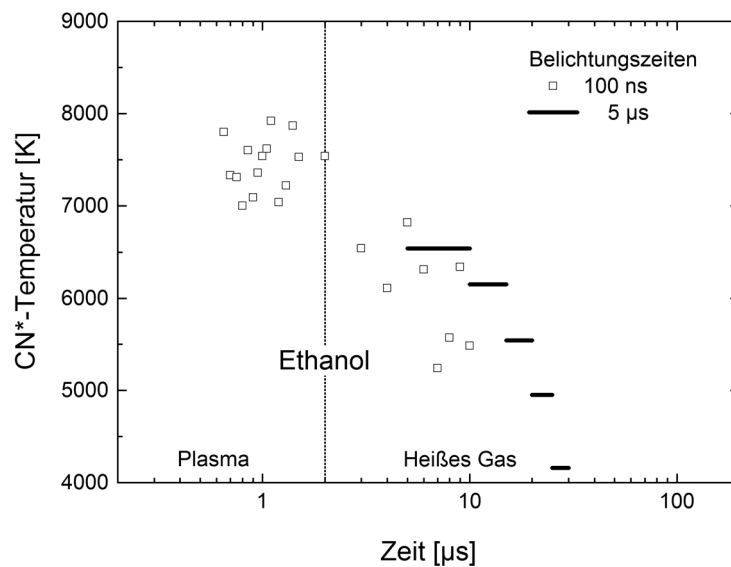


Abb. 5.8: Approximierte Rovibrationstemperaturen von CN^* während des Übergangs von einem Durchbruchplasma in einen Flammenkern bei der laserinduzierten Zündung von Ethanol-spray.

Die Temperaturen des entstehenden Flammenkerns wurden bei identischen Luft- und Brennstoffmassenströmen für die laserinduzierte Zündung eines Kerosin- und eines Ethanol-sprays approximiert. Die ergänzende Untersuchung mit Ethanol sollte zeigen, inwiefern der Brennstoff einen Einfluss auf die Eigenschaften des Flammenkerns hatte. Die Ergebnisse für die Zündung des Kerosinsprays sind in Abb. 5.7 dargestellt. Zur Untersuchung von $t = 0,6$ bis $10 \mu\text{s}$ wurden die Spektren aus der Versuchsreihe mit 100 ns Belichtungszeit herangezogen.

Frühere Zeitpunkte wurden nicht untersucht, denn die Gestalt der CN*-Bande ließ ein thermodynamisches Nichtgleichgewicht der Besetzungsdichten der molekularen Energieniveaus vermuten. Die Intensität der CN*-Bande klang stetig ab, sodass nach 10 μs das Signal-Rausch-Verhältnis der Spektren mit 100 ns Belichtungszeit nicht mehr ausreichte. Daher wurden die Zeitpunkte $t = 5$ bis 35 μs anhand von Spektren mit einer Belichtungszeit von 5 μs untersucht. Für $t = 50$ und 150 μs wurde schließlich ein Spektrum mit einer Belichtungszeit von 100 μs verwendet. In der Phase des abklingenden, rekombinierenden Plasmas mit $t < 2 \mu\text{s}$ liegt die gemittelte Temperatur bei ~ 7800 K. Die Streuung der Datenpunkte vor $t = 1,2 \mu\text{s}$ resultiert wahrscheinlich aus einem nach wie vor unvollständigen thermodynamischen Gleichgewicht. Die Temperatur fällt anschließend bei $t = 10 \mu\text{s}$ auf 6210 K ab. Der Trend setzt sich bei den langen Belichtungszeiten fort, das Spektrum für $t = 50$ bis 150 μs liefert eine Temperatur von 4490 K. Zwischen $t = 5$ und 10 μs überschneiden sich in Abb. 5.7 eine Temperatur aus einer 5- μs -Belichtung mit vier Temperaturen aus den 100-ns-Belichtungen. Die lange Belichtung ergibt eine höhere Temperatur als der Mittelwert der vier kurzen Belichtungen, was sich folgendermaßen erklärt: Die Intensität der CN*-Bande klingt kontinuierlich ab. Daher ergeben Belichtungszeiten von mehreren Mikrosekunden zeitlich verschmierte Spektren, die den Zustand zu Beginn der Belichtung überproportional abbilden. Die anhand dieser Spektren approximierten Temperaturen sind keine arithmetischen Mittelwerte über die Belichtungszeit, sondern Näherungen mit einer Tendenz zu den Temperaturen zu Beginn der Belichtung. Daher liegen in Abb. 5.7 die Temperaturen aus den 5- μs -Belichtungen oberhalb einer gedachten Ausgleichsgeraden durch die Temperaturen aus den 100-ns-Belichtungen.

Die Ergebnisse der äquivalenten Untersuchung am Ethanolsspray sind in Abb. 5.8 dargestellt. In der Phase mit $t < 2 \mu\text{s}$ liegt die gemittelte Temperatur bei ~ 7450 K, was 350 K niedriger ist als im Kerosinspray. Auch während des sich anschließenden Temperaturabfalls liegen die Werte durchgehend einige hundert Kelvin unterhalb derer im Kerosinspray. Die 100-ns-Belichtung bei $t = 10 \mu\text{s}$ ergibt eine Temperatur von 5480 K, und die 5- μs -Belichtung zwischen $t = 30$ und 35 μs ergibt 4160 K. Der beobachtete Temperaturunterschied zwischen Kerosin und Ethanol wurde nicht weiter untersucht. Er wird an dieser Stelle angesprochen, um Impulse für zukünftige Untersuchungen zu geben.

5.3 Schlieren- und Schattenaufnahmen

Dieses Kapitel knüpft an die in Kap. 4.1.3 vorgestellten Untersuchungen an. Es wurde unter anderem der Frage nachgegangen, ob die Energien der von laserinduzierten Durchbrüchen ausgelösten Detonationswellen für den Zündungsvorgang in Sprays grundsätzlich verloren sind, oder ob sie den Vorgang durch die Auslösung von Tröpfchenzerfall und Tröpfchenverdunstung unterstützen. Die zweite Fragestellung betraf die Wirkung der in der unmittelbaren Umgebung des Durchbruchs entstehenden Heißgaswolke auf Spraytröpfchen. Es war herauszufinden, ob auch sie Tröpfchenzerfall, Tröpfchenverdunstung oder gar Verbrennungsreaktionen anstößt. Zur Beantwortung dieser Fragestellungen wurden Schlieren- und Schattenmessungen eingesetzt. Teilweise wurden diese durch CH*-Chemolumineszenzaufnahmen ergänzt. Die Injektion von Brennstofftröpfchen in den Versuchskanal erfolgte durch den Tröpf-

chenketteninjektor, da dieser Tröpfchen bekannter Größe erzeugte und die in einer Ebene liegenden Tröpfchen einen guten Blick auf das Geschehen zuließen. Als Brennstoffe kamen Kerosin Jet A-1 und Ethanol zum Einsatz. Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen erfolgten zeitnah und direkt im Anschluss an diejenigen, die in Kap. 4.1.3 vorgestellt wurden. Der Laser wurde mit $\Delta t_{\text{BL-PO}} = 215 \mu\text{s}$ und ansonsten identischen Einstellungen und mit denselben Optiken betrieben. Der Versuchsaufbau für die Schlierenaufnahmen war identisch, für Schattenaufnahmen wurde er leicht modifiziert. Eine schematische Darstellung wird in Abb. A.2 im Anhang A gezeigt. Die Laserpuls- und Durchbruchenergien entsprachen denjenigen in der rechten Spalte von Tab. 4.2. Sie waren deutlich größer als diejenigen, die bei den in Kap. 4.1.1, 4.1.2, 5.1 und 5.2 vorgestellten Untersuchungen angewendet wurden, siehe Tab. 4.1. Die Energien hingen stark von den Eigenschaften und der Justierung der Optiken im Laser und im Strahlgang ab. Zwischen beiden Untersuchungsreihen vergingen eineinhalb Jahre, sodass die verwendeten Optiken und deren Justierung nicht identisch waren. Dieser Unterschied wurde allerdings als unkritisch betrachtet, da das Hauptziel die Identifizierung fundamentaler Prozesse und nicht die Erstellung eines über alle Messungen konsistenten Datensatzes war, wie er für die Validierung numerischer Simulationen benötigt würde.

5.3.1 Effekt der laserinduzierten Detonationswellen

In dieser Untersuchung wurde der Tröpfchenketteninjektor mit der Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Blendenlöchern verwendet, siehe Kap. 3.2.2. In Tab. 5.2 sind für die beiden verwendeten Brennstoffe Kerosin Jet A-1 und Ethanol die eingestellten Brennstoffmassenströme, die Schwingblendenfrequenzen ν_B und die mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten Tröpfchendurchmesser D_T und Tröpfchenabstände d_T angegeben. Die Brennstofftemperatur lag bei $21 \text{ }^\circ\text{C}$, der Luftmassenstrom im Versuchskanal betrug $\dot{m}_K = 12,9 \text{ kg/h}$. Die parallelen Tröpfchenketten wurden nahe dem Fokus des Laserstrahlgangs so positioniert, dass jede Kette einen anderen horizontalen Abstand x zum laserinduzierten Luftdurchbruch hatte. Durch horizontales Verfahren des Versuchskanals gegenüber dem Fokus wurden diese Abstände variiert. Schlieren- und Schattenaufnahmen der Tröpfchen zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Auf-

Tab. 5.2: Eingestellte (\dot{m}_B , ν) und berechnete (D_T , d_T) Betriebsparameter für fünf parallele Tröpfchenketten.

	Jet A-1	Ethanol
\dot{m}_F [g/min]	3,03	3,08
ν_B [kHz]	28,96	29,37
D_T [μm]	94,3	94,5
d_T [μm]	223,9	225,1

nahmefrequenz von 25 kHz gemacht. Diese reichte jedoch nicht aus, um die sehr schnell ablaufenden Vorgänge zufriedenstellend einzufangen. Daher wurde das Experiment vielfach wiederholt, der Startzeitpunkt der Kamera $t_s = t_0 + \Delta t$ wurde gegenüber dem Laserpuls zur Zeit t_0 schrittweise um geeignete Δt verschoben.

Schlierenaufnahmen

Der Effekt der laserinduzierten Detonationswellen auf die Brennstofftröpfchen wurde bei einem horizontalen Abstand der nächstliegenden Tröpfchenkette von $\Delta x = -5$ mm besonders deutlich. Abb. 5.9 zeigt drei repräsentative Schlierenaufnahmen von Kerosintröpfchenketten zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls. Die angegebenen Aufnahmezeitpunkte sind die auf volle Mikrosekunden gerundeten Zeitpunkte, zu denen die Belichtungsfunktion der Kamera halb abgelaufen war. Das schwarze Rechteck im oberen rechten Bereich ist ein Teil des Halters der Doublet-Linse. Bei $t = 20 \mu\text{s}$ ist das Eigenleuchten des Durchbruchs im Fokus zu sehen. Zu dieser Zeit hat die Detonationswelle zwischen $y = -7,5$ bis $+7,5$ mm bereits sämtliche Tröpfchenketten passiert. Die Heißgaswolke ist um den Durchbruch herum bereits im Entstehen, hat die nächstliegende, rechte Tröpfchenkette aber noch nicht erreicht. Bei $t = 40 \mu\text{s}$ treten innerhalb des gelb gestrichelten Rechtecks Tröpfchendeformationen auf. Die Heißgaswolke besitzt einen Radius von ungefähr 4 bis 5 mm und tangiert damit die rechte Tröpfchenkette. Im weiteren Verlauf expandiert sie weiter und erfasst die beiden rechten Tröpfchenketten. Das betroffene Gebiet ist bei $t = 200 \mu\text{s}$ durch ein weiß gestricheltes Rechteck im rechten Bild markiert. Um dieses Gebiet herum liegt ein von der Heißgaswolke nicht berührtes Gebiet, in dem der Zerfall von Brennstofftröpfchen in zwei oder drei Sekundärtröpfchen stattfindet. Zusätzlich läuft die von der Unterseite des Tröpfchenketteninjektors reflektierte Detonationswelle von oben nach unten durch das Messgebiet. In den Schlierenaufnahmen in Abb. 5.9 sind die Tröpfchen nicht klar erkennbar. Daher wurden die Tröpfchendeformationen mittels Schattenaufnahmen genauer betrachtet.

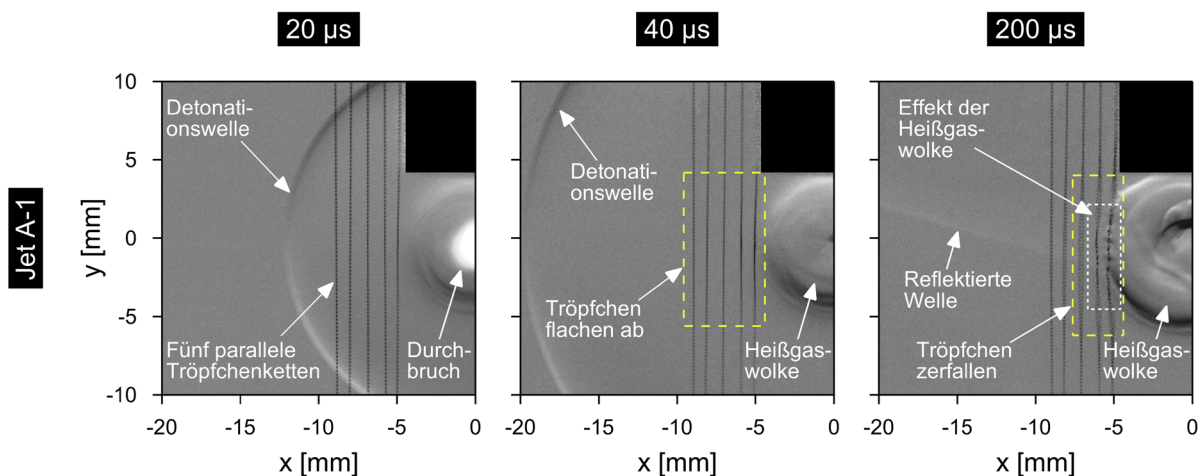


Abb. 5.9: Schlierenbilder von fünf parallelen Tröpfchenketten nahe einem laserinduzierten Luftdurchbruch. Die Kamera blickt durch das Einfallsfenster des Laserpulses auf das Messgebiet.

Schattenaufnahmen

Abb. 5.10 zeigt Schattenaufnahmen von fünf parallelen Kerosin- und Ethanoltröpfchenketten bei $t = 40, 140, 200$ und $300 \mu\text{s}$. Die mittleren Laserpuls- und Durchbruchenergien wurden zeitnah zu den Aufnahmen gemessen. Im Fall von Ethanol wurden $E_{LP, \text{Ethanol}} = 277,1 \text{ mJ}$ und $E_{D, \text{Ethanol}} = 246,0 \text{ mJ}$ gemessen. Die Untersuchung von Kerosin erfolgte wenige Tage später, es wurden $E_{LP, \text{Jet A-1}} = 276,2 \text{ mJ}$ mit $E_{D, \text{Jet A-1}} = 243,1 \text{ mJ}$ gemessen. In beiden Fällen betrug die Standardabweichung der Durchbruchenergie über zweitausend Laserpulse $s_D = 1,5 \text{ mJ}$. Es wird daher angenommen, dass die Energien bei beiden Brennstoffen praktisch gleich waren. Die experimentelle Konfiguration war identisch zu derjenigen für die Schlierenaufnahmen, allerdings war das Sichtfeld kleiner, und wegen der anderen Aufnahmemethode waren Dichtegradienten der Gasphase nicht sichtbar. Dafür zeichneten sich die Tröpfchenkonturen scharf ab. Die räumliche Ausdehnung der Heißgaswolke wurde entsprechenden Schlierenbildern entnommen und ist in Abb. 5.10 durch blaue Teilkreise kenntlich gemacht. Innerhalb und im nahen Umfeld dieses Teilkreises werden die Tröpfchen durch die Heißgaswolke aus ihrer Fallbahn abgelenkt, zerstäuben oder koaleszieren zu größeren Sekundärtröpfchen.

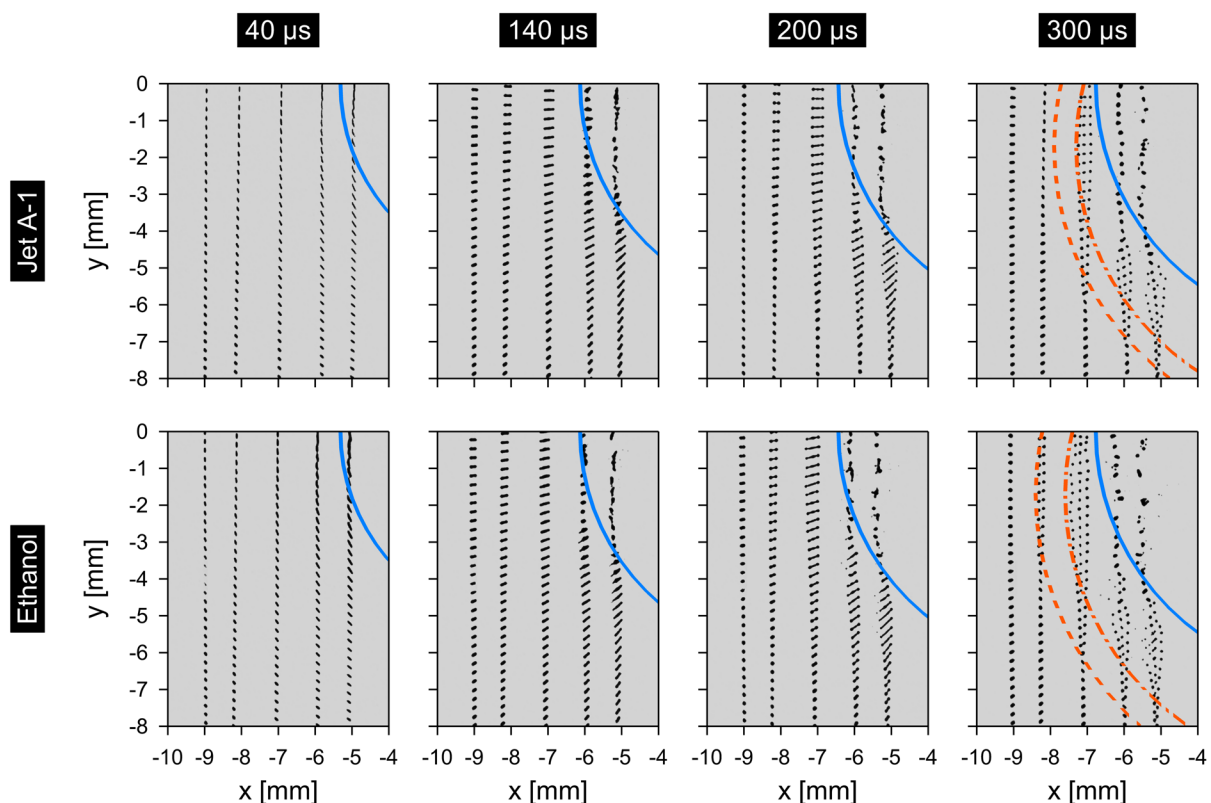


Abb. 5.10: Schattenbilder von fünf parallelen Tröpfchenketten nahe einem laserinduzierten Luftdurchbruch. Oben Kerosin, unten Ethanol. Der blaue Teilkreis kennzeichnet die Ausdehnung der Heißgaswolke. Die orange gestrichelten Teilkreise grenzen die Zonen ab, in den Tröpfchen nach dem Durchlauf der Detonationswelle oszillieren oder in ein bzw. zwei Sekundärtröpfchen zerfallen.

Diese Vorgänge weisen eine chaotische Natur auf, ein Effekt der Detonationswelle ist nicht mehr zu erkennen. Daher werden sie im Folgenden keiner näheren Betrachtung unterzogen. Da die Detonationswelle zum ersten abgebildeten Zeitpunkt die Tröpfchenketten bereits passiert hat, entfällt in den Abbildungen eine entsprechende Markierung ihrer Ausdehnung. Wie schon anhand Abb. 5.9 erläutert wurde, sind bei $t = 40 \mu\text{s}$ die Tröpfchen zu Scheiben deformiert. Anschließend erfolgen eine Relaxation und eine Verformung in Filamente von weniger als 1 mm Länge, siehe $t = 140$ und $200 \mu\text{s}$. Bei $t = 200 \mu\text{s}$ weisen die Filamente bei $x = -5$ bis -8 mm Einschnürungen auf, welche den Beginn des Zerfalls anzeigen. Filamente bei $x = -5$ bis -7 mm weisen eine bis zwei Einschnürungen auf, während Filamente bei $x = -8$ mm nur eine Einschnürung aufweisen. Bei $t = 300 \mu\text{s}$ ist der Zerfallsvorgang abgeschlossen, Filamente mit zwei Einschnürungen sind in drei Tröpfchen zerfallen. Filamente mit einer Einschnürung sind in zwei Tröpfchen zerfallen oder intakt geblieben. Bei $x = -8$ mm ist in Abb. 5.10 ein interessanter Unterschied zwischen Kerosin und Ethanol zu erkennen: Während Ethanolfilamente zwischen $y = 0$ und -3 mm in zwei Tröpfchen zerfallen, sind Kerosinfilamente erneut zu Scheiben kontrahiert. Die unterschiedlichen Deformationen und Zerfälle weisen eine deutliche Abhängigkeit vom radialen Abstand zum Koordinatenursprung auf, welcher dem Fokus und damit dem geometrischen Ursprung der Detonationswelle entspricht. Kerosintröpfchen zerfallen innerhalb eines Radius von $7,4 \pm 0,1$ mm in drei und innerhalb eines Radius von $8,0 \pm 0,1$ mm in zwei Sekundärtröpfchen. Für Ethanoltröpfchen sind diese Radien etwas größer. Sie zerfallen innerhalb eines Radius von $7,7 \pm 0,1$ mm in drei und innerhalb eines Radius von $8,5 \pm 0,1$ mm in zwei Sekundärtröpfchen. Die Radien und ihre Schwankungen wurden anhand der Schattenbilder aus sechs Durchbrüchen pro Brennstoff bestimmt. In Abb. 5.10 sind sie durch rot gestrichelte Teilkreise dargestellt. Der Kreismittelpunkt liegt bei $y = -1,7$ mm, entsprechend der Distanz vom Fokus, welche die Tröpfchen innerhalb von $300 \mu\text{s}$ gefallen sind. Die größeren Zerfallsradien der Ethanoltröpfchen im Vergleich zu Kerosin erklären sich durch die geringere Oberflächenspannung. Bei der eingestellten Brennstofftemperatur von $21 \text{ }^\circ\text{C}$ betrug $\sigma_{\text{Ethanol}}(21 \text{ }^\circ\text{C}) = 22,2 \text{ mN/m}$, siehe Kap. 3.4.3. Die Oberflächenspannung des in dieser Dissertation verwendeten Kerosins wurde zu $\sigma_{\text{Jet A-1}}(21 \text{ }^\circ\text{C}) = 25,9 \text{ mN/m}$ bestimmt, siehe Kap. 3.4.1. Die Oberflächenspannung des Kerosins war also um 16,7 % größer als diejenige von Ethanol. Gemäß Gl. (2.1) waren die Weber-Zahlen entsprechend kleiner, und die Kerosintröpfchen waren resistenter gegenüber aerodynamisch induziertem Zerfall.

In Abb. 5.11 und Abb. 5.12 werden Bildausschnitte aus der Serie von Schattenaufnahmen gezeigt, die auch für Abb. 5.10 verwendet wurde. Die Ausschnitte zeigen die Tröpfchenketten bei $x = -7$, -8 und -9 mm für $t = 20$ bis $340 \mu\text{s}$. Die gezeigten Tröpfchen waren zum Zeitpunkt des Durchlaufens der Detonationswelle ungefähr auf der Höhe des Fokus. Zur Kompensation der Fallgeschwindigkeit verschieben sich die Bildausschnitte mit fortschreitender Zeit um zwei Millimeter nach unten. An ihnen wird im Folgenden der zuvor beschriebene, von der Detonationswelle initiierte Tröpfchenzerfall genauer analysiert. Detonationswellen weisen starke, aber schnell abklingende Strömungsfelder hinter ihren Stoßfronten auf, siehe Kap. 2.9. Bislang existiert keine analytische oder empirische Methode, um die Deformation und den Zerfall von Tröpfchen in derartigen Strömungsfeldern zu charakterisieren. Allerdings

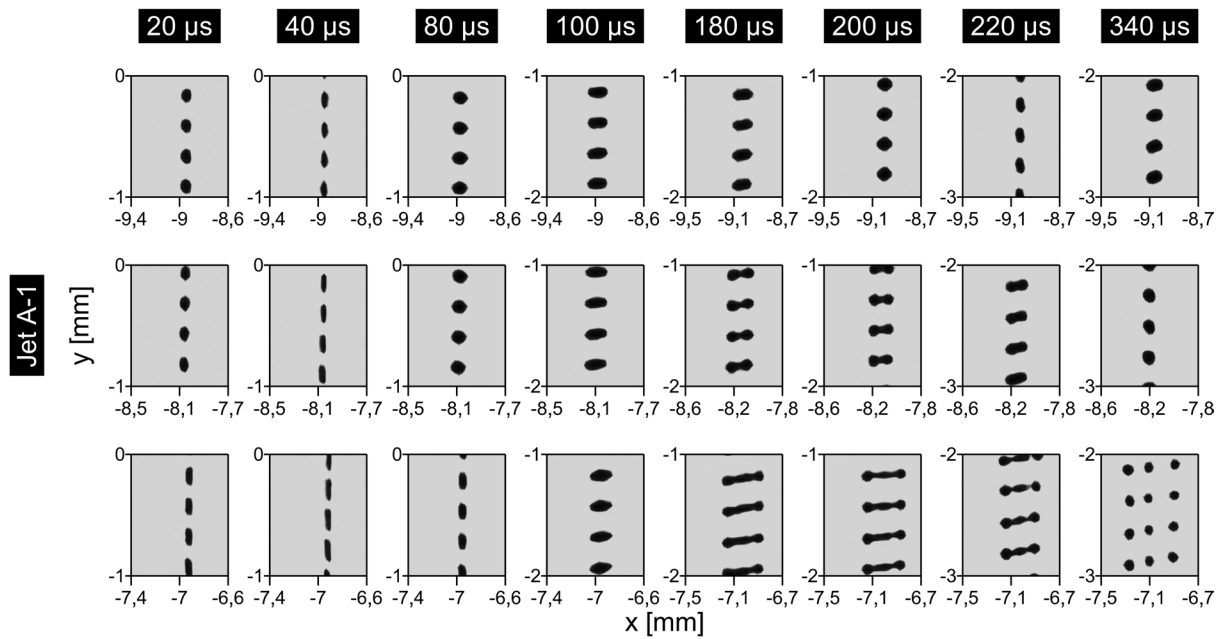


Abb. 5.11: Ausschnitte aus den Schattenbildern von fünf parallelen Kerosintröpfchenketten nahe einem laserinduzierten Luftdurchbruch. Zum Zeitpunkt der ersten Aufnahme hat die Detonationswelle die Tröpfchen bereits passiert.

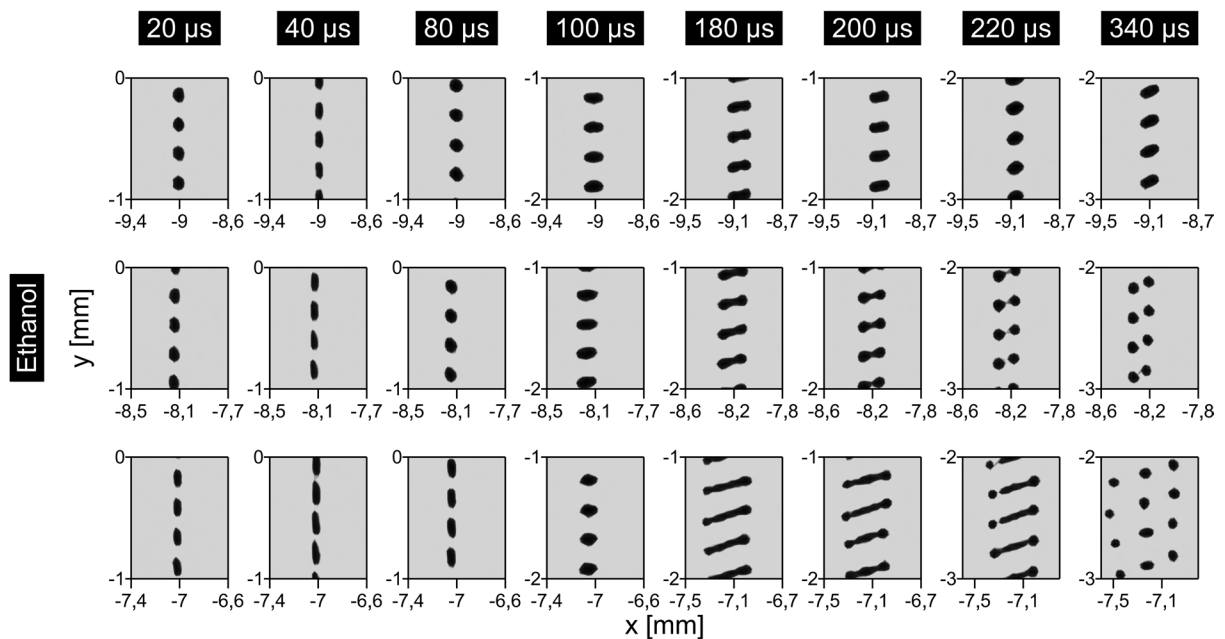


Abb. 5.12: Ausschnitte aus den Schattenbildern von fünf parallelen Ethanoltröpfchenketten nahe einem laserinduzierten Luftdurchbruch. Zum Zeitpunkt der ersten Aufnahme hat die Detonationswelle die Tröpfchen bereits passiert.

kann die Anwendung von Methoden, die für konstante Strömungsfelder entwickelt wurden, wertvolle Einblicke liefern. Der aerodynamische Zerfall von Tröpfchen in konstanten Strömungsfeldern wird durch die Weber-Zahl We und die Ohnesorge-Zahl Oh charakterisiert, siehe Kap. 2.1. Letztere kann für $Oh < 0,1$ vernachlässigt werden, was in diesem Fall zutrifft. Die Bestimmung der Weber-Zahl erfordert die Kenntnis der Relativgeschwindigkeit zwischen Tröpfchen und Gasphase. Eine berührungsfreie und zeitlich hoch aufgelöste Messung der Strömungsgeschwindigkeiten hinter den Stoßfronten der Detonationswellen ist messtechnisch sehr anspruchsvoll und wurde nicht durchgeführt. Stattdessen wurden die transienten Strömungsgeschwindigkeiten bei $x = -5$ bis -9 mm mithilfe der in Kap. 4.1.3 bestimmten Wellenenergie von $E_0 = 128,2$ mJ und einem dimensionslosen numerischen Datensatz von BRODE [142] berechnet, siehe Kap. 2.9. Die berechneten Strömungsgeschwindigkeiten sind in Abb. 5.13 dargestellt. Zur Berechnung der Weber-Zahlen wurden die in Tab. 5.2 angegebenen Durchmesser der Kerosin- und Ethanoltröpfchen verwendet. Die Weber-Zahlen sind in Abb. 5.14 dargestellt. Der Unterschied zwischen Kerosin- und Ethanoltröpfchen ist maßgeblich auf die um 17 % höhere Oberflächenspannung des Kerosins zurückzuführen. Die Abbildungen verdeutlichen, dass an einer beliebigen, festen Koordinate die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb von $10 \mu\text{s}$ vollständig abklingt und sich anschließend in eine deutlich schwächere Gegenströmung mit einer Dauer von $\sim 25 \mu\text{s}$ umkehrte. Die Weber-Zahlen in der Gegenströmung lagen maximal bei $We \approx 1$, weswegen kein Effekt auf die Tröpfchen zu erwarten war. Die berechneten Ankunftszeiten t_1 der Detonationswellen bei $x = -7, -8$ und -9 mm sowie die Weber-Zahlen zur Zeit $t_1 + 0,1 \mu\text{s}$ sind in Tab. 5.3 angegeben.

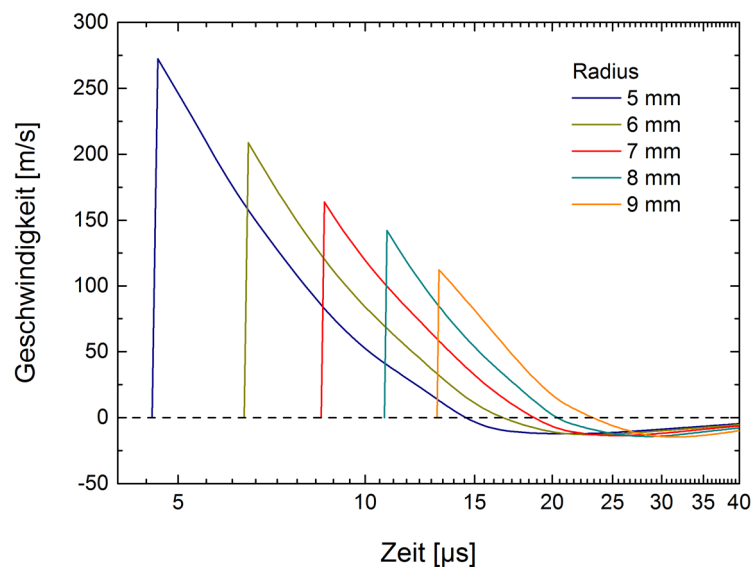


Abb. 5.13: Berechnete Strömungsgeschwindigkeiten der Luft hinter der Stoßfront einer Detonationswelle mit $E_0 = 128,2$ mJ in Laborluft für verschiedene Abstände vom geometrischen Wellenursprung.

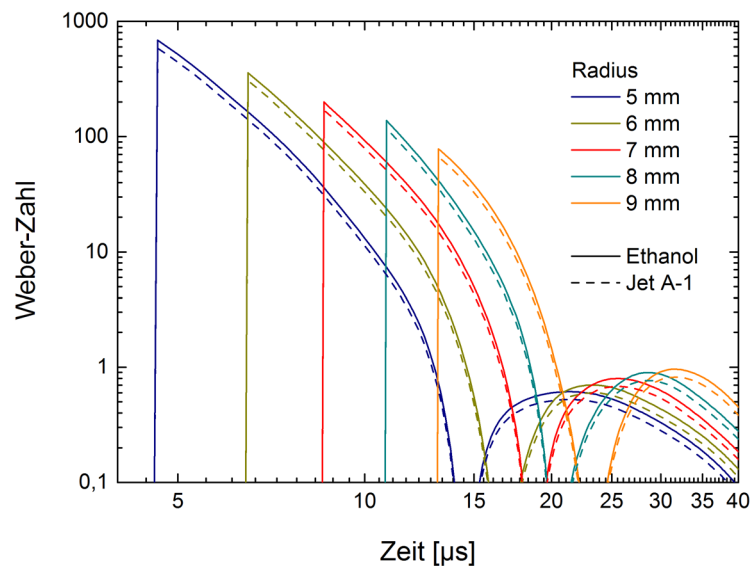


Abb. 5.14: Weber-Zahlen hinter der Stoßfront einer Detonationswelle mit $E_0 = 128,2$ mJ für Ethanol- und Kerosintröpfchen mit $D_T = 94,5$ μm bzw. $94,3$ μm .

Tab. 5.3: Ankunftszeit t_1 der Detonationswelle und Weber-Zahlen zur Zeit $t_1 + 0,1$ μs für Ethanol- und Kerosintröpfchen mit $94,5$ μm bzw. $94,3$ μm Durchmesser bei verschiedenen Abständen vom geometrischen Wellenursprung.

	7 mm	8 mm	9 mm
Ankunftszeit t_1 [μs]	8,5	10,7	13,1
$We_{\text{Jet A-1}}(t_1 + 0,1 \mu\text{s})^{38}$	159,4	117,6	66,7
$We_{\text{Ethanol}}(t_1 + 0,1 \mu\text{s})$	186,1	137,4	78,0

Anhand von Abb. 5.11 bis Abb. 5.14 sowie Tab. 5.3 wird nun eine Hypothese über den Zerfallsmechanismus der Tröpfchen infolge der Detonationswellen formuliert. Wie in Kap. 2.1 dargestellt wird, beginnt der aerodynamische Zerfall von Tröpfchen im Falle von $We > 11$ zumeist mit einer Deformation zu einer Linse oder einer Scheibe. Ein katastrophaler Zerfall nichtdeformierter Tröpfchen tritt erst bei $We \sim 1000$ auf. Gemäß Abb. 5.14 und Tab. 5.3 liegt an den in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 betrachteten Koordinaten nach Ankunft der Detonationswellen kurzzeitig $11 < We < 1000$ vor. Somit werden die Tröpfchen zu Linsen de-

³⁸ Die für den Zeitpunkt t_1 in Abb. 5.13 und Abb. 5.14 angegebenen Geschwindigkeiten und Weber-Zahlen sind Extrapolationen, da der verwendete Datensatz aus [142] keine Zahlenwerte für die Bedingungen in der Stoßfront enthält. Erst für Zeiten kurz nach dem Eintreffen der Stoßfront sind konkrete Zahlenwerte verfügbar.

formiert, wie bei $t = 20 \mu\text{s}$ in den ersten Bildern der Sequenzen in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 deutlich zu sehen ist. Bis $t = 40 \mu\text{s}$ werden die Linsen noch flacher und haben eher die Konturen von Scheiben. Gemäß Abb. 5.14 sind zu diesem Zeitpunkt die Weber-Zahlen allerdings so schwach, dass kein aerodynamischer Effekt auf die Tröpfchen mehr vorliegen kann. Daher muss die weitere Abflachung aus einer Übertragung von kinetischer Energie des Strömungsfeldes auf die Tröpfchen resultieren, welche in elastische Energie umgewandelt wird. Ab $t = 80 \mu\text{s}$ unterscheiden sich die jeweils drei Sequenzen in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 abhängig von der horizontalen Position und vom Brennstoff deutlich voneinander. Bei $x \approx 9 \text{ mm}$ findet kein Zerfall statt, die Tröpfchen zeigen stattdessen eine lineare Oszillation. In Abb. 5.11 haben die Kerosintröpfchen bei $t = 40 \mu\text{s}$ eine Scheibenform, expandieren und erreichen bei $t = 80 \mu\text{s}$ eine Kugelform. Die Expansion schreitet voran, gefolgt von einer Kontraktion. Bei $t = 200 \mu\text{s}$ sind die Tröpfchen kugelförmig und ziehen sich anschließend weiter zu Scheiben zusammen. Schließlich sind sie bei $t = 340 \mu\text{s}$ wieder nahezu kugelförmig, dehnen sich aber bereits wieder aus. Schlierenaufnahmen wurden mit einer Schrittweite von $20 \mu\text{s}$ angefertigt. Daher wird die Periodenlänge der linearen Oszillation auf $T_{\text{Jet A-1}} = 120 \mu\text{s}$ mit einer Genauigkeit von $\pm 10 \mu\text{s}$ geschätzt. Eine entsprechende Analyse der in Abb. 5.12 gezeigten Sequenz von Ethanoltröpfchen bei 9 mm ergibt eine Periodenlänge von $T_{\text{Ethanol}} = 140 \mu\text{s} \pm 10 \mu\text{s}$. Die harmonischen Periodenlängen $T_0 = v_0^{-1}$ linearer Tröpfchenoszillationen lassen sich mit Gl. (2.4) berechnen. Die Brennstoffeigenschaften sind in Tab. 3.1 und Tab. 3.2 gegeben, als Luftdichte wurde $\rho_G = 1,21 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Es ergeben sich $T_{0,\text{Jet A-1}} = 125,9 \mu\text{s}$ und $T_{0,\text{Ethanol}} = 135,7 \mu\text{s}$. Diese Werte stimmen sehr gut mit den anhand Abb. 5.11 und Abb. 5.12 abgeschätzten Periodenlängen überein, und lassen auf eine transiente Tröpfchenoszillation infolge einer Impulsanregung bei $x \approx -9 \text{ mm}$ schließen. Eine Betrachtung der Sequenzen von $t = 180$ bis $220 \mu\text{s}$ bei $x \approx -7$ und -8 mm in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 legt nahe, dass bei dem hier beobachteten Tröpfchenzerfall Kapillarkräfte eine wesentliche Rolle spielen. Im Anschluss an die Scheibengestalt bei $t = 40 \mu\text{s}$ entspannen sie sich, schießen über den sphärischen Zustand bei $t \approx 80$ bis $100 \mu\text{s}$ hinaus und deformieren zu Filamenten. Nach $180 \mu\text{s}$ erreichen die Filamente bei $x \approx 7 \text{ mm}$ eine Länge von ~ 400 bis $500 \mu\text{m}$, bei $x \approx 8 \text{ mm}$ sind sie $\sim 250 \mu\text{m}$ lang. Ihre Durchmesser hingegen betragen nur wenige hundertstel Millimeter. Infolgedessen weisen sie eine hohe Anfälligkeit für Einschnürungen durch Kohäsion auf. Sowohl bei Kerosin als auch bei Ethanol tritt bei $x \approx -8 \text{ mm}$ eine Einschnürung in der Mitte der Filamente auf. Kerosinfilamente erholten sich von dieser Einschnürung und oszillieren anschließend ohne zu zerfallen. Aufgrund ihrer geringeren Oberflächenspannung teilen sich Ethanoltröpfchen hingegen nach $220 \mu\text{s}$ in zwei gleichgroße Sekundärtröpfchen auf. Bei $x \approx -7 \text{ mm}$ schnüren sich die Kerosin- und Ethanolfilamente an jeweils zwei Stellen ein und teilen sich in drei ungefähr gleichgroße Sekundärtröpfchen auf. Der Vergleich der Sequenzen bei $x \approx -7 \text{ mm}$ von $t = 180$ bis $220 \mu\text{s}$ in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 zeigt, dass die Ethanolfilamente $\sim 100 \mu\text{m}$ länger sind als die Kerosinfilamente. Auch das ist eine Folge der geringeren Oberflächenspannung von Ethanol. Tiefergehende experimentelle und analytische Untersuchungen von Tröpfchenzerfällen infolge von Kohäsion werden von TJADJADI et al. [231] und STONE [232] gegeben.

Diskussion

Die Erkenntnisse aus den in diesem Unterkapitel vorgestellten Untersuchungen werden im Folgenden zusammengefasst. Die Brennstofftröpfchen werden von den Strömungsfeldern hinter den Stoßfronten der laserinduzierten Detonationswellen zu Scheiben zusammengedrückt. Die aerodynamischen Kräfte der Strömungsfelder auf die Tröpfchen lassen sehr schnell nach, Abb. 5.14 zeigt innerhalb von $10 \mu\text{s}$ einen Abfall der Weber-Zahlen unter $We = 1$. Daher wird lediglich die Deformation der Tröpfchen zu Scheiben initiiert. Zerfallsvorgänge wie sie in Kap. 2.9 dargestellt werden, finden nicht statt, da diese Vorgänge auf deutlich längeren Zeitskalen ablaufen. Nach dem Abklingen der aerodynamischen Kräfte läuft die Verformung zu Scheiben aufgrund der auf die Tröpfchen übertragenen kinetischen Energie noch für wenige Mikrosekunden weiter. Sobald die Bewegung zum Stillstand kommt, wird die aufgebaute elastische Energie freigesetzt, die Scheiben entspannen sich und dehnen sich zu Filamenten aus. Die Dehnung ist abhängig von der im Scheibenzustand gespeicherten elastischen Energie, welche wiederum von der durch das Strömungsfeld übertragenen kinetischen Energie abhängt. Da sich die Strömungsfelder der Detonationswellen mit zunehmendem Wellenradius abschwächen, sinkt auch die auf die Tröpfchen übertragene Energie mit zunehmendem Radius ab. Demzufolge dehnen sich die näher am Ursprung der Wellen liegenden Scheiben zu längeren und dünneren Filamenten aus als die entfernter liegenden. Dünnere Filamente wiederum reagieren empfindlicher auf Kohäsion als dickere. Infolgedessen zerfallen Tröpfchen in ausreichender Nähe zum Ursprung der Detonationswelle infolge von ein bis zwei Einschnürungen entlang der Filamente in zwei bis drei Sekundärtröpfchen. Bei größeren Abständen können Filamente noch Einschnürungen zeigen, diese sind für einen Zerfall aber zu schwach ausgeprägt. Diese Filamente ziehen sich nach dem Zustand der größten Streckung wieder zusammen und nehmen eine Scheibenform an, siehe $t = 220 \mu\text{s}$ bei $x \approx -9 \text{ mm}$ in Abb. 5.11. Es findet eine gedämpfte lineare Oszillation über mehrere Perioden statt. Prinzipiell ähnelt dieser Prozess dem in Kap. 2.1 vorgestellten Schwingungszerfall, der in stetigen Strömungsfeldern bei $3 < We < 11$ auftritt. Der wesentliche Unterschied ist, dass dieser durch eine kontinuierliche Anregung initiiert wird, während hier eine Impulsanregung bei kurzfristig deutlich höheren Weber-Zahlen stattfindet.

5.3.2 Effekt der Heißgaswolken

In der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Untersuchung wurde der Effekt der Detonationswellen auf die Brennstofftröpfchen beobachtet und analysiert. Die Wellen induzierten einen Schwingungszerfall, aus dem zwei bis drei Sekundärtröpfchen hervorgingen. Zündungen wurden indes nicht beobachtet. Die in diesem Unterkapitel vorgestellte Untersuchung beschäftigte sich mit der Wirkung des zweiten gasdynamischen Phänomens im Umfeld laserinduzierter Durchbrüche, den Heißgaswolken, siehe beispielsweise Abb. 4.11. Insbesondere wurde der Frage nachgegangen, ob eine Zündung von Tröpfchenkettens durch die Wolken, ohne direkten Kontakt mit dem Plasma, möglich ist. Dazu wurde der Tröpfchenkettensinjektor mit einer Schwingblende mit einem zentral angeordneten Loch von $50 \pm 12,5 \mu\text{m}$ Durchmesser ausgestattet. Der Brennstoffmassenstrom betrug $\dot{m}_F = 0,47 \text{ g/min}$, und die Schwingblendenfrequenz betrug $\nu_B = 22,34 \text{ kHz}$. Mit Gl. (2.10) berechnete sich der Tröpfchendurchmesser

zu $D_T = 94,5 \mu\text{m}$. Aufgrund der Fertigungstoleranz des Blendenlochs berechnete sich nach Gl. (2.11) ein Tröpfchenabstand d_T zwischen $144,0$ und $400,1 \mu\text{m}$, lag in der Realität aber eher bei $\sim 200 \mu\text{m}$. Der Laser wurde bei denselben Betriebsparametern wie im vorangegangenen Unterkapitel betrieben, die mittlere Laserpulsenergie wurde zu $E_{LP} = 269,9 \text{ mJ}$ und die mittlere Durchbruchenergie zu $E_D = 235,5 \text{ mJ}$ bestimmt. Zur Beobachtung der Vorgänge wurde derselbe Schattenaufbau verwendet wie im vorangegangenen Unterkapitel. Der Einsatz von nur einer Tröpfchenkette ermöglichte es, den Effekt der Heißgaswolke in Abhängigkeit vom horizontalen Abstand zum Fokus Δx ohne Beeinflussung durch benachbarte Ketten zu untersuchen. Für horizontale Abstände von $\Delta x \leq 6 \text{ mm}$ wurden eine Beschleunigung von Tröpfchen in Ausbreitungsrichtung der Heißgaswolke, intensive Zerstäubungen und vereinzelt Koaleszenzen beobachtet. Darüber hinaus wurde für $\Delta x = 0$ bis 4 mm eine Flammenkernbildung und eine Flammenausbreitung beobachtet. Abb. 5.15 zeigt drei exemplarische Bildsequenzen für $\Delta x = 0, 2$ und 3 mm , in denen die beschriebenen Vorgänge besonders deutlich zu erkennen sind. Zum Schutz der Kamera vor dem intensiven Eigenleuchten des laserinduzierten Durchbruchs befand sich zwischen Kanal und Kamera eine Blende, die in den Abbildungen als schwarzes Rechteck erscheint. Dichtegradienten der Gasphase sind in den Schattenaufnahmen nicht sichtbar. Daher wurde die räumliche Ausdehnung der Heißgaswolke entsprechenden Schlierenbildern entnommen und durch blaue Teilkreise markiert. Bei $t = 20 \mu\text{s}$ ist der Durchbruch noch nicht erloschen, die Heißgaswolke hat bereits einen Durchmesser von $\sim 9 \text{ mm}$ erreicht. Ein intensives Eigenleuchten begleitet das Geschehen. Im Fall von $\Delta x = 0 \text{ mm}$ ist die Tröpfchenkette in direktem Kontakt mit dem Durchbruch. Daher ist davon auszugehen, dass die Vorgänge denen entsprechen, die in Kap. 5.1 und Kap. 5.2 vorgestellt werden: Das Durchbruchplasma rekombiniert, wobei ein Radikalpool entsteht, der den Beginn von Verbrennungsreaktionen forciert. In der Bildsequenz von $t = 120$ bis $520 \mu\text{s}$ bei $\Delta x = 0 \text{ mm}$ ist unterhalb der Schutzblende eine intensive Zerstäubung der Tröpfchenkette durch die sich ausdehnende Heißgaswolke zu erkennen. Ausgehend vom Durchbruch folgt eine am Eigenleuchten erkennbare Flamme der Zerstäubungsregion und umhüllt diese bei $t = 120$ und $200 \mu\text{s}$. Infolge von aufsteigendem Brennstoffdampf findet auch weiter oberhalb der Zerstäubungsregion eine Verbrennung statt. Bei $t = 520 \mu\text{s}$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Heißgaswolke unter die Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen gesunken, die Flammenfront reißt von der Kette ab. Das nachfolgende Erlöschen der Flamme ist in der Sequenz nicht gezeigt. Bei $\Delta x = 2 \text{ mm}$ tangiert die Tröpfchenkette den Rand des Durchbruchs, bei $\Delta x = 3 \text{ mm}$ besteht kein Kontakt, vergleiche Abb. 4.4b. Dennoch ist auch in diesen Sequenzen bei $t = 20 \mu\text{s}$ ein Eigenleuchten zu sehen, welches der Kontur der zur linken Seite hin aufbrechenden Tröpfchenkette folgt. Im weiteren Verlauf der Sequenzen breiten sich die durch die expandierende Heißgaswolke beschleunigten und zerstäubten Tröpfchen weiter in die linke Bildhälfte aus, während die Flamme die in der Tröpfchenkette gebildete Tasche ausfüllt. Nachdem sich die Tröpfchen weit zerstreut und größtenteils die Heißgaswolke verlassen haben, erlischt die Flamme schließlich.

Zur Überprüfung der Herkunft des Verbrennungsleuchtens wurden Chemolumineszenzaufnahmen angefertigt, indem im ansonsten unveränderten Versuchsaufbau ein Bandpassfilter vor die Kamera gesetzt und die Hintergrundbeleuchtung abgeschaltet wurde. Der Transmissionsbereich dieses Filters war für die Emission des A-X-Übergangs des CH^* -Radikals opti-

miert, siehe Kap. 3.5.5. Durch diese Untersuchung sollte insbesondere ausgeschlossen werden, dass es sich beim Eigenleuchten um Plasma des laserinduzierten Durchbruchs handelte. Ein Vergleich von Aufnahmen für $\Delta x = 0$ und 2 mm mit und ohne Filter ist in Abb. 5.16 zu sehen. Die Übereinstimmung der Positionen und räumlichen Ausdehnungen der Flammen ist sehr gut. Die Intensität mit dem Filter ist gegenüber der Intensität ohne Filter um $\sim 70\%$ vermindert. Die gute Übereinstimmung ist ein deutliches Indiz dafür, dass zu den betrachteten Zeitpunkten Verbrennungsreaktionen ablaufen und das sichtbare Leuchten zu einem großen Teil von CH^* -Radikalen herrührt.

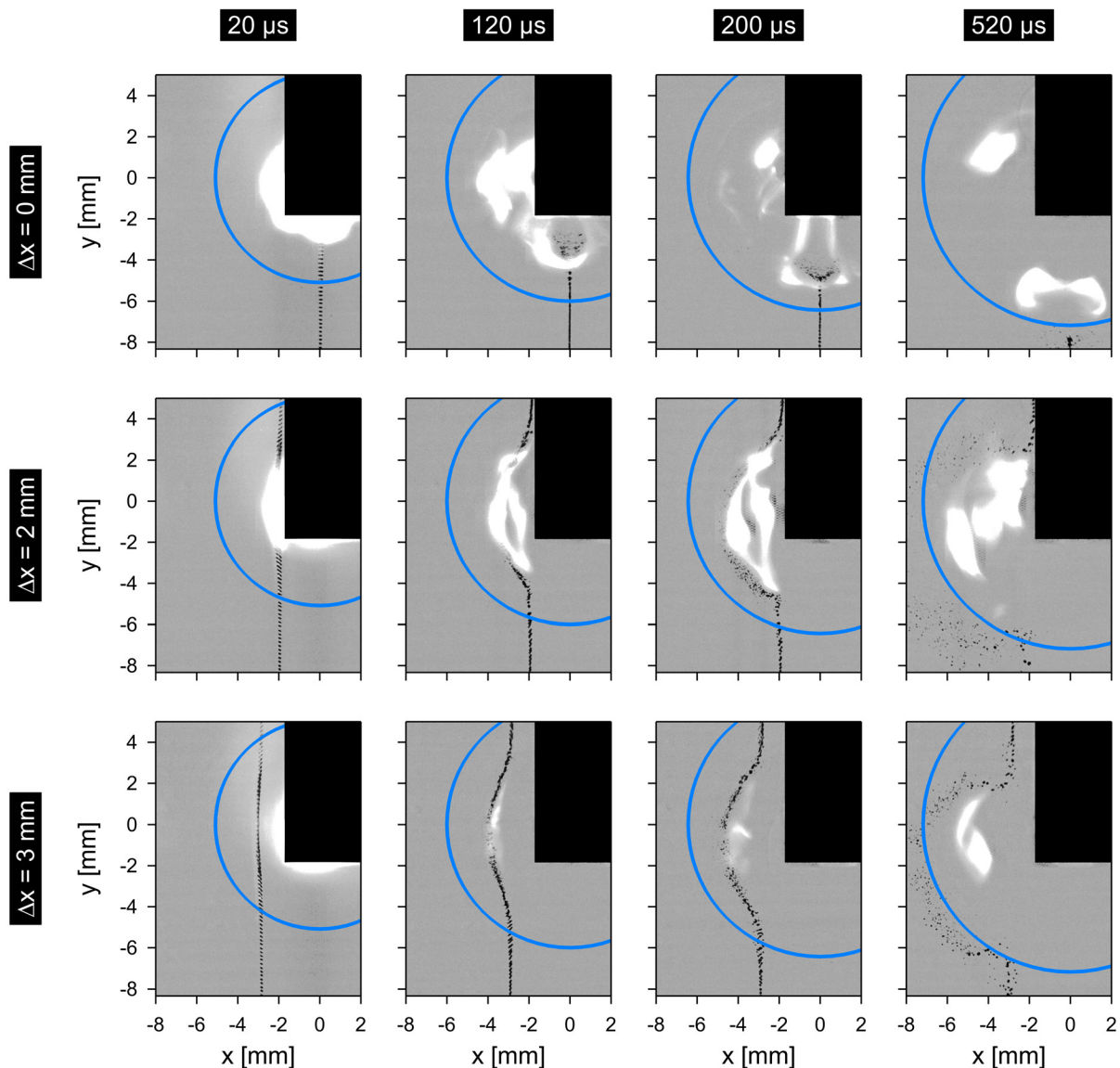


Abb. 5.15: Schattensequenzen einzelner Kerosintröpfchenketten im Einflussgebiet der Heißgaswolke eines laserinduzierten Durchbruchs in Luft. In der oberen Sequenz verläuft die Tröpfchenkette durch den Fokus, in der mittleren und unteren Sequenz verläuft sie zwei bzw. drei Millimeter nach links versetzt. Der blaue Teilkreis kennzeichnet die Ausdehnung der Heißgaswolke.

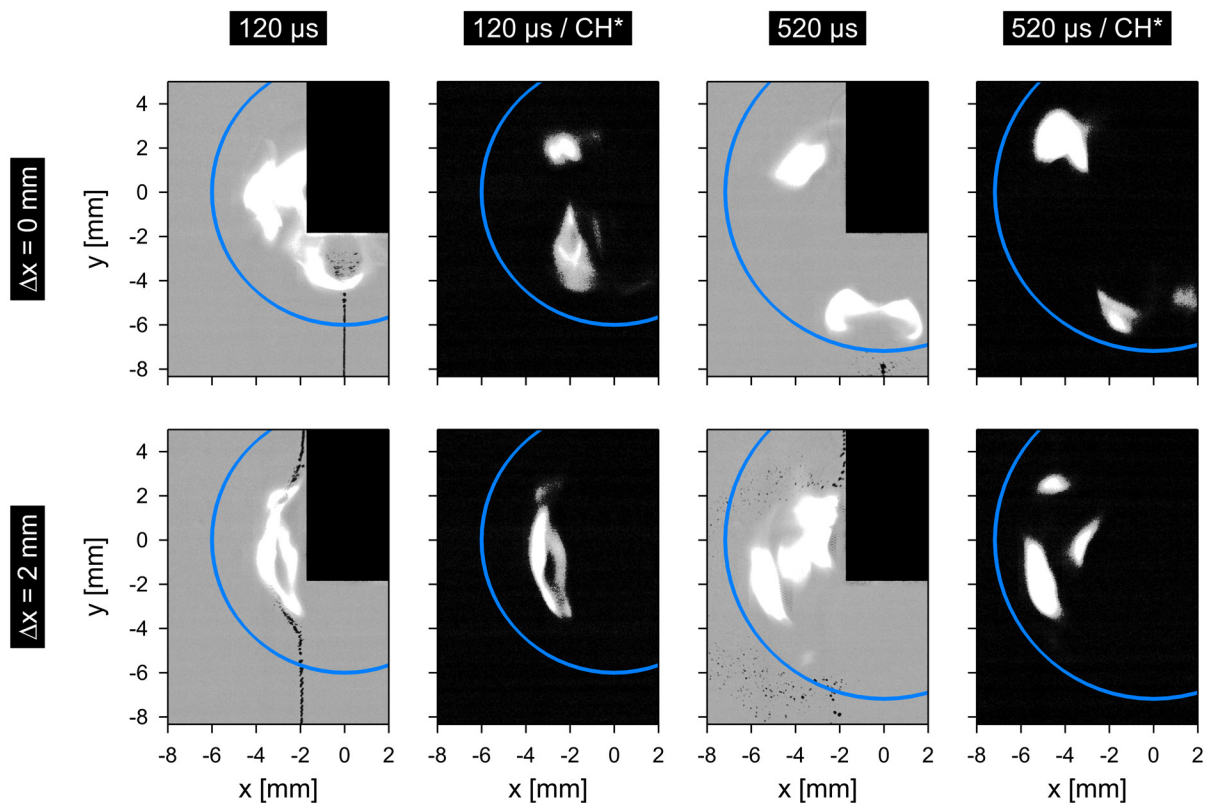


Abb. 5.16: Vergleich von Schattenaufnahmen einzelner Kerosintröpfchenketten im Einflussgebiet der Heißgaswolke mit und ohne Filter für die Chemolumineszenz der CH^* -Radikale. Die Aufnahmen mit und ohne Filter stammen von individuellen Ereignissen. Der blaue Teilkreis kennzeichnet die Ausdehnung der Heißgaswolke.

Diskussion

Die in diesem Unterkapitel vorgestellte Untersuchung indiziert, dass die Heißgaswolken nicht nur, wie im vorangegangenen Unterkapitel beobachtet, durch ihre Expansion Brennstofftröpfchen beschleunigt, zerstäubt oder koagulieren, sondern auch Verbrennungsreaktionen initiieren können: Besteht in der Konfiguration mit $\Delta x = 0$ mm noch die Möglichkeit, dass die Verbrennung direkt vom laserinduzierten Durchbruch ausgeht, so kann das für die Konfiguration mit $\Delta x = -3$ mm ausgeschlossen werden. Es ist zu vermuten, dass die hohen Temperaturen in der Heißgaswolken zu Verdampfung und Zündung führen. Gleichwohl soll nicht ausgeschlossen werden, dass vom Durchbruch ausgehende Strahlung eine Rolle bei der Zündung spielt. Ob sich eine Flamme im Anschluss an die Zündung stabilisiert, hängt von den Strömungsbedingungen im Brennraum statt. Diese waren in der Untersuchung nicht für eine Stabilisierung optimiert, und infolgedessen verlosch die Flamme innerhalb weniger Millisekunden wieder. In Abb. 5.15 und Abb. 5.16 fällt auf, dass sich das Flammenleuchten nur innerhalb des durch einen blauen Kreis gekennzeichneten Gebiets der Heißgaswolke abspielt. Anhand der Ergebnisse dieser Untersuchung lässt sich nicht beurteilen, ob es sich dabei um eine zufällige Überlagerung handelt, oder ob die hohen Temperaturen der Heißgaswolke be-

nötigt werden, um kontinuierlich Brennstoff zu verdampfen und damit die Flamme zu versorgen. Ein besseres Verständnis des Prozesses kann erreicht werden, indem die Strömungsbewegungen und Temperaturen in den Heißgaswolken genauer untersucht werden. Erstere kann beispielsweise durch mikroskopische PIV-Messungen und letztere durch Zwei-Linien-LIF-Thermometrie an einem Tracer-Molekül (beispielsweise Stickstoffmonoxid) erfolgen. Derartige Untersuchungen wurden in dieser Dissertation nicht durchgeführt und werden hier als Vorschläge für zukünftige Forschungsaktivitäten genannt.

5.4 Fernfeldmikroskopie

In dieser Untersuchung wurde der Zerfall von Brennstofftröpfchen im Umfeld des laserinduzierten Durchbruchs durch die Heißgaswolke und die Detonationswelle mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung beobachtet. Sie dient als Ergänzung zu den in Kap. 5.3 vorgestellten Untersuchungen, in denen der Tröpfchenzerfall beobachtet und analysiert wurde, allerdings bei deutlich geringerer räumlicher Auflösung. In dieser Untersuchung wurde der Tröpfchenketteninjektor mit der in Abb. 3.7 in Kap. 3.2.2 gezeigten Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Blendenlöchern verwendet. Als Brennstoff diente Kerosin Jet A-1. Der Brennstoffmassenstrom betrug $\dot{m}_F = 3,04 \text{ g/min}$ und der Luftmassenstrom $\dot{m}_K = 12,9 \text{ kg/h}$. Die Schwingblendenfrequenz war $\nu_B = 28,25 \text{ kHz}$. Mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten sich der Tröpfchendurchmesser zu $D_T = 95,2 \text{ }\mu\text{m}$ und der Tröpfchenabstand zu $d_T = 230,3 \text{ }\mu\text{m}$. Die mittlere Laserpulsenergie wurde zu $E_{LP} = 230,8 \text{ mJ}$ und die mittlere Durchbruchenergie zu $E_D = 173,5 \text{ mJ}$ bestimmt. Die Tröpfchen wurden vom Laserlichtband eines zweiten Nd:YAG-Lasers mit Frequenzverdoppler und Güteschalter beleuchtet, um ihre Konturen für die Kamera sichtbar zu machen. Der Laser wurde in einem Doppelpulsmodus mit einer Separationszeit von $20 \text{ }\mu\text{s}$ betrieben. Während einer Zündung nahm eine Hochgeschwindigkeitskamera (HSS8) bei einer Aufnahme Frequenz von 50 kHz zwei Bilder zu den Zeiten der kurz aufeinanderfolgenden Beleuchtungspulse auf. Die Kamera war mit dem in Kap. 3.5.4 vorgestellten Fernfeldmikroskop ausgestattet. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.5 im Anhang A gezeigt. Durch ihre Fallgeschwindigkeit bewegten sich die Tröpfchen in der Zeit zwischen den beiden Beleuchtungspulsen $\sim 150 \text{ }\mu\text{m}$ nach unten. Angesichts des deutlich größeren Kamerasichtfeldes ließ sich diese Bewegung in den Doppelbildern gut erfassen. Dadurch sollten Beschleunigungen der Tröpfchen durch gasdynamische Vorgänge erkannt werden, traten aber nicht nachweisbar auf. Die Tröpfchenketten waren bezüglich des Strahlgangs des Zündlaserpulses wie bei den in Kap. 5.1 vorgestellten Untersuchungen angeordnet. Der Fokus der Doublet-Linse lag demnach auf der ersten Kette in Einfallsrichtung des Laserpulses in den Versuchskanal. Die Verwendung von fünf Tröpfchenketten ermöglichte die Beobachtung von Tröpfchenzerfällen bei verschiedenen horizontalen und vertikalen Abständen vom laserinduzierten Durchbruch. Das Sichtfeld des Fernfeldmikroskops konnte näherungsweise mittels einer in das Mikroskop integrierten Lampe bestimmt werden, indem diese anstelle der Kamera auf der Okularseite des Mikroskops mechanisch eingekoppelt wurde. Sie strahlte aus dem Mikroskop heraus, sodass am Fokuspunkt ein Lichtfleck in der Größe des Sichtfeldes entstand. Allerdings besaßen die Lampe und die Einkopplungsmechanik ein gewisses Spiel, der resultierende Fehler in der Positionsbe-

stimmung wird konservativ auf ± 2 mm geschätzt. In der Untersuchung wurden Tröpfchenzerfälle bei verschiedenen horizontalen und vertikalen Abständen vom Fokus der Doublet-Linse beobachtet. An jeder untersuchten Position wurden fünf Doppelbilder aufgenommen, wobei jedes Doppelbild von einem individuellen Zündungsereignis stammte. Aufschlussreiche Aufnahmen gelangen insbesondere an der ersten Tröpfchenkette wenige Millimeter unterhalb des Fokus. In Abb. 5.17 werden repräsentative Aufnahmen³⁹ an der Position $x \approx 0$ mm und $y \approx -5 \pm 2$ mm gezeigt. Bei $t = 0,5 \mu\text{s}$ sind zwei ungestörte Tröpfchen zu sehen. Sie werden von links durch das Laserlichtband und von oben durch den laserinduzierten Durchbruch beleuchtet. Auf der rechten und linken Seite der Tröpfchen sind zwei Glanzpunkte infolge der Beleuchtung durch das Laserlichtband zu sehen, siehe Kap. 2.10. Bei $t = 1 \mu\text{s}$ hat die vom expandierenden Durchbruch verdrängte Luft die Tröpfchen erreicht, der Beginn einer Deformation ist zu erkennen. Insbesondere die Deformation des oberen Tröpfchens entspricht der zweiten Phase des katastrophalen Tröpfchenzerfalls bei Weber-Zahlen $We > 350$, siehe Kap. 2.1. Seine Gestalt ähnelt sehr derjenigen der von WIERZBA und TAKAYAMA [96] in dieser Phase beobachteten Wassertropfen in einer stationären Überschallströmung. Unter dem Tröpfchen befindet sich das Totwassergebiet, infolgedessen ist das Tröpfchen dort abgeflacht. An der rechten Seite, da wo sich die Strömung ablöst, ist eine helle Ausstülpung zu sehen, von der sich feine Sekundärtröpfchen ablösen. Bei $t = 2 \mu\text{s}$ erfolgt ein intensiver Tröpfchenzerfall. Die Tröpfchen sind zu flachen Scheiben deformiert, Sekundärtröpfchen lösen sich in großer Zahl in Strömungsrichtung ab. Offensichtlich unterschreiten zahlreiche Tröpfchen das Auflösungsvermögen des Mikroskops: Infolge von Beugung im Mikroskop entstehen Beugungsscheibchen, die Tröpfchen scheinen von Ringen umrandet zu werden. In einigen Fällen weisen diese Ringe Durchmesser von $\sim 50 \mu\text{m}$ auf, was darauf zurückzuführen ist, dass sich die betreffenden Tröpfchen außerhalb der Schärfentiefe befinden. Oberflächenschwingungen und Ablösungen lassen die zu Scheiben deformierten Ausgangströpfchen das Laserlicht diffus reflektieren, sodass sie insgesamt erleuchtet erscheinen. Es handelt sich hierbei wahrscheinlich um einen katastrophalen Zerfall, wie er in Kap. 2.1 beschrieben wird. Möglicherweise kann er auch als Filmablösungszerfall charakterisiert werden, wobei in der Fachliteratur keine eindeutige phänomenologische Abgrenzung der beiden Zerfallsmoden beschrieben ist. Im weiteren Verlauf der Sequenz von $t = 5$ bis $20 \mu\text{s}$ werden die Scheiben dünner, und ihre Durchmesser wachsen, während die sich ablösenden Tröpfchen weniger werden. Bei $t = 40 \mu\text{s}$ ist keine Ablösung von Sekundärtröpfchen mehr zu sehen. Stattdessen wirken die Scheiben unregelmäßig, sie sind ungefähr $100 \mu\text{m}$ dick, bei einem Durchmesser von über $400 \mu\text{m}$. Der scheinbare Volumenzuwachs gegenüber den anfänglichen Tröpfchen und das intensive Streulicht legen nahe, dass sie in zahlreiche Sekundärtröpfchen oder sehr feinen Nebel zerstäubt wurden. Bei $t = 60 \mu\text{s}$ verblassen die Scheiben und bewegen sich aus dem Sichtfeld heraus, während von oben keine Scheiben nachwandern. Eine mögliche Erklärung ist die Verdunstung durch die hohen Temperaturen in der Heißgaswolke oder durch einen im Umfeld des Durchbruchs entstandenen Flammenkern.

³⁹ Es handelt sich jeweils um nur eines der aufgenommenen Doppelbilder. Das zweite, nicht gezeigte Bild diente lediglich zur Kontrolle, ob die Tröpfchen sich gemäß ihrer Fallgeschwindigkeit fortbewegten oder zusätzlich durch Strömungsfelder beschleunigt wurden. Letzteres wurde nicht nachgewiesen.

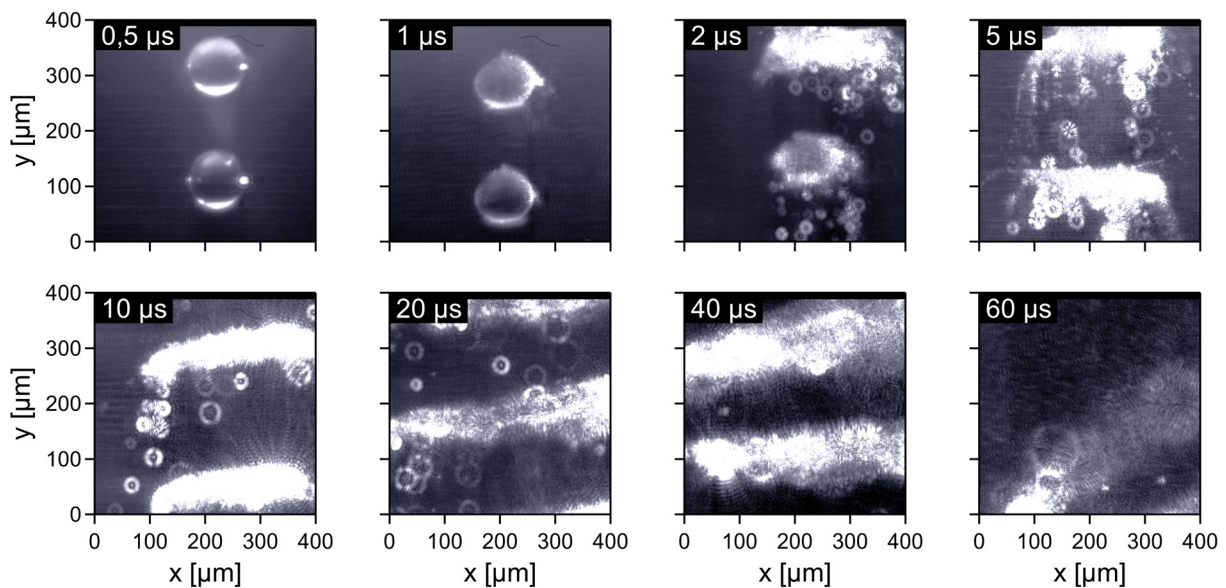


Abb. 5.17: Zerfall von Kerosintröpfchen infolge der Heißgaswolke 5 ± 2 mm unterhalb des laserinduzierten Durchbruchs. Kleine Sekundärtröpfchen erscheinen als Beugungsscheibchen.

Repräsentative Aufnahmen an der Position $x \approx 0$ mm und $y \approx -10 \pm 2$ mm werden in Abb. 5.18 gezeigt. Der hier beobachtete Zerfallsprozess stimmt mit demjenigen bei $x = -7$ mm in Abb. 5.11 überein. Zum Zeitpunkt $t = 10 \mu\text{s}$ sind zwei ungestörte Tröpfchen zu sehen. Sie sind vom Fokus so weit entfernt, dass sie nicht in den Einflussbereich der Heißgaswolke gelangen, die Detonationswelle hat sie noch nicht erfasst. Der Beginn einer Deformation ist bei $t = 12 \mu\text{s}$ erkennbar, bis $t = 30 \mu\text{s}$ werden sie zu Scheiben zusammengedrückt. Diese Entwicklung passt gut mit Abb. 5.11 zusammen, dort wiesen die Tröpfchen bei $t = 40 \mu\text{s}$ eine Scheibengestalt auf. Ab $\sim 50 \mu\text{s}$ (nicht abgebildet) beginnt ein Zurückschwingen der Scheiben, bei $t = 60 \mu\text{s}$ sind sie etwas dicker und haben einen geringeren Durchmesser als bei $t = 30 \mu\text{s}$. Bei $t = 80 \mu\text{s}$ liegen nahezu sphärische Gestalten vor, im weiteren Verlauf strecken sich die Tröpfchen zu Filamenten. Ab $t = 140 \mu\text{s}$ treten Einschnürungen nahe der Enden der Filamente auf, aus denen zwischen $t = 200$ und $220 \mu\text{s}$ Abschnürungen von Sekundärtröpfchen hervorgehen. Bei der Interpretation von Abb. 5.18 ist zu beachten, dass sich die Tröpfchen aufgrund ihrer Fallgeschwindigkeit um $1,5$ mm nach unten bewegen. Daher und aufgrund des Fehlers von ± 2 mm bei der Justierung des vertikalen Abstandes zum Fokus wird hier ein Zerfall in drei Sekundärtröpfchen beobachtet, wie er in Abb. 5.11 bei $x = 7$ mm auftritt. Die Filamente sind gegenüber der Vertikalen um 18° gegen den Uhrzeigersinn geneigt. Die Ursache ist der Umstand, dass der geometrische Mittelpunkt des laserinduzierten Durchbruchs nicht genau im Fokus liegt, sondern wenige Millimeter davor, siehe Abb. 2.11 und Abb. 5.1. Somit ist der Ursprung der Detonationswelle nicht direkt über den beobachteten Tröpfchen, sondern nach links versetzt. Dementsprechend werden die Tröpfchen von oben links angeströmt. Wie die in Kap. 5.3 präsentierte Untersuchung zeigte, ändert sich der Tröpfchenzerfall durch die Detonationswelle bei einem nur um 1 bis 2 mm größer werdenden Abstand zum Fokus erheblich. Bei $x = -7$ und -8 mm zerfielen Kerosintröpfchen in drei bzw.

zwei Sekundärtröpfchen, bei $x = -9$ mm fand kein Zerfall statt, siehe Abb. 5.11. Die Deformationen und die Zeitpunkte ihres Auftretens zu Beginn der Sequenz in Abb. 5.18 passen also nicht unbedingt zu denjenigen zum Ende der Sequenz. Dennoch liefert die Untersuchung wertvolle Einblicke in die Entwicklung des Tröpfchenzerfalls infolge der Impulsanregung durch die Detonationswelle. Ein Vergleich mit der VOF-Simulation eines Wassertröpfchens mit $D_T = 100 \mu\text{m}$ bei $We = 24$ in einem stationären Strömungsfeld von KHARE et al. [233] zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung. Auf die Ähnlichkeit des Tröpfchenzerfalls durch Detonationswellen mit dem in Kap. 2.1 vorgestellten Schwingungszerfall in stationären Strömungsfeldern wurde in Kap. 5.3 bereits hingewiesen. Sie wird damit nochmals bestätigt. Weiterhin ist belegt, dass derartige Zerfallsprozesse mit modernen numerischen Methoden wiedergegeben werden können.

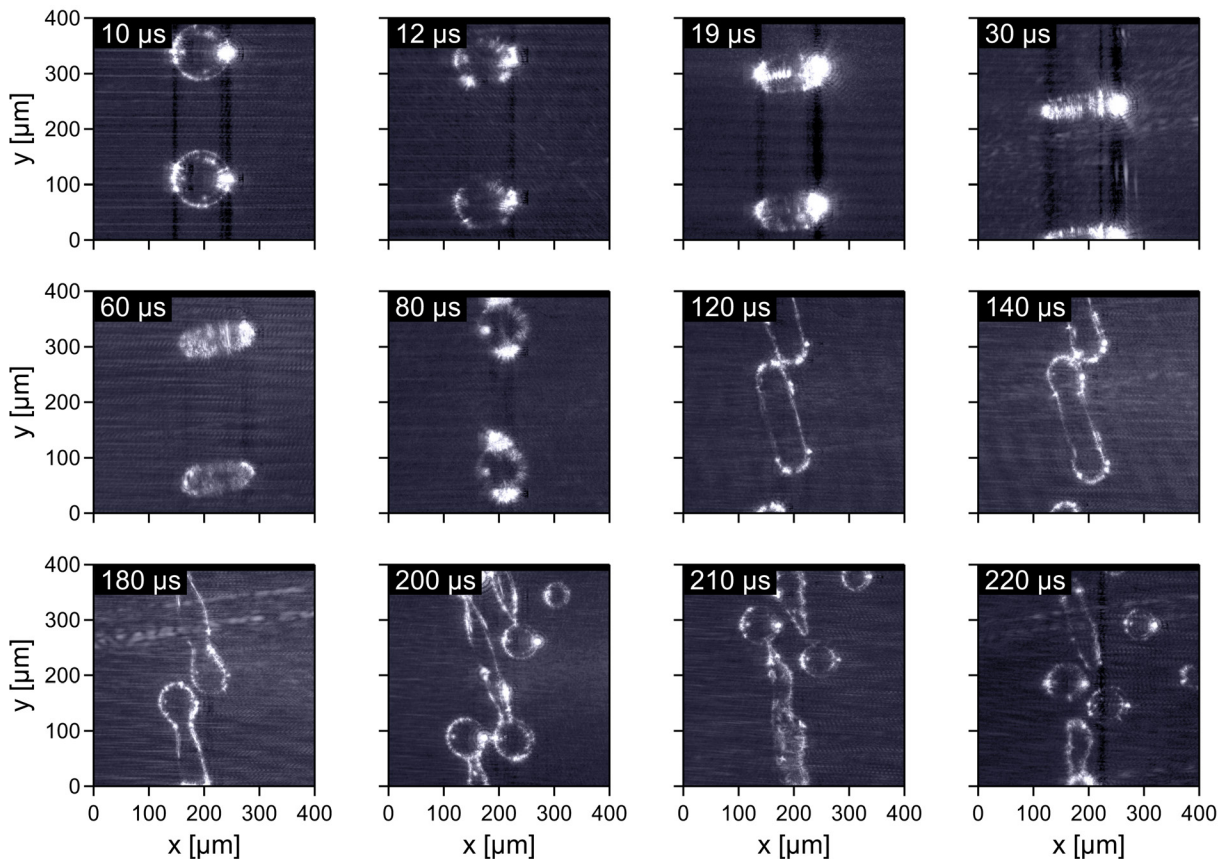


Abb. 5.18: Zerfall von Kerosintröpfchen infolge der Detonationswelle 10 ± 2 mm unterhalb des laserinduzierten Durchbruchs.

5.5 Diskussion

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen ergeben in ihrer Summe ein weitgehend geschlossenes Bild der laserinduzierten Sprayzündung, welches das bislang in der Literatur verfügbare Wissen deutlich erweitert. Nach dem Laserpuls läuft in nur einem Bruchteil einer Millisekunde eine Vielzahl komplexer Vorgänge ab, welche die Entstehung und Aus-

breitung eines Flammenkerns initiieren oder unterstützen. Am Anfang steht das laserinduzierte Durchbruchplasma. Rekombinationen lassen in seinem Inneren einen Pool biatomarer Radikale entstehen, der Verbrennungsreaktionen anzustoßen vermag. Die anfängliche Expansion des Plasmas mit mehrfacher Überschallgeschwindigkeit und ihre rapide Verlangsamung erzeugen eine vom Durchbruch separate Detonationswelle, die sich mit geringer Überschallgeschwindigkeit in die umgebende Luft ausbreitet und dabei Spraytröpfchen erfasst. Hinter der Stoßfront liegen für wenige Mikrosekunden Weberzahlen von ausreichender Amplitude vor, um Brennstofftröpfchen zu Scheiben oder Linsen zu deformieren. Relaxieren die Tröpfchen, verformen sie sich zu Filamenten. Unter geeigneten Bedingungen können sie dabei durch Kohäsionskräfte einschnüren und in zwei bis drei Sekundärtröpfchen zerfallen. Wie vergleichende Untersuchungen an Kerosin Jet A-1 und Ethanol zeigten, fällt hierbei der Oberflächenspannung eine wesentliche Rolle zu. Weiterhin entsteht um den Durchbruch eine Heißgaswolke. Welche Mechanismen ihre Entstehung forcieren, blieb unklar. Es ist aber davon auszugehen, dass die rapide Expansion des Durchbruchs, Wärmediffusion und Strahlungsabsorption eine Rolle spielen. Anders als die Detonationswelle expandiert sie nur mit einer Geschwindigkeit von wenigen Metern pro Sekunde, vermag aber wesentlich intensivere Tröpfchenzerstäubungen zu induzieren. Darüber hinaus kann sie eigenständig im nahen Umfeld des Durchbruchs lokale Verbrennungen initiieren, ohne dass Brennstofftröpfchen oder Dampf mit diesem in direkten Kontakt kommen. Die Untersuchungen gaben zwar einen tiefen Einblick in die Phänomenologie des laserinduzierten Durchbruchs, zeigten aber auch die Komplexität des Vorgangs und die Schwierigkeit, messtechnisch an genaue Informationen zu gelangen. So konnte trotz der Vielzahl ausgeklügelter Experimente und Analysen nicht abschließend beurteilt werden, welche der Prozesse für die Entstehung und Ausbreitung des Flammenkerns von großer und welche von untergeordneter Relevanz sind. Für ein noch tieferes Verständnis des Vorgangs werden weitere Untersuchungen empfohlen. Diese sollten numerische Simulationen miteinbeziehen, um so Vorgänge zu erfassen und zu verstehen, die mit den Mitteln der optischen Messtechnik schwer bis gar nicht zugänglich sind.

6 Phase 1 der elektrischen Sprayzündung

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Flammenkernbildung und die Flammenausbreitung von laserinduzierten Sprayzündungen umfassend untersucht. Die Technologie besitzt zwar ein hohes Potential für zukünftige Verbrennungsmaschinen. Ob und wann ihr kommerzieller Einsatz erfolgt, ist indes zur Zeit nicht abzusehen. Insofern stellt sich die Frage, inwiefern aus den gesammelten Erkenntnissen heute schon Nutzen für technische Anwendungen gezogen werden kann. Daher wurden komplementär experimentelle Untersuchungen der elektrischen Zündung von Kerosintröpfchenketten durchgeführt. Sie sollten die Gemeinsamkeiten und Unterschiede von laserinduzierter und elektrischer Sprayzündung offenlegen. Anhand dieser Erkenntnisse ist es in Zukunft möglich, zu beurteilen, wann in Laborexperimenten elektrische durch laserbasierte Zündsysteme ersetzt werden können, um dieselbe Wirkung zu erzielen. So können die Vorteile der Laserzündung (siehe Kap. 3.3) genutzt und die gewonnenen Erkenntnisse auf elektrische Zündsysteme für Verbrennungsmaschinen übertragen werden. Da es verschiedene Ausführungen von elektrischen Zündsystemen gibt, die sich in Details ihrer Funktions- und Wirkungsweise teilweise deutlich unterscheiden, wurden zwei grundsätzlich verschiedene Systeme untersucht. Diese waren das in Kap. 3.3.2 beschriebene Wechselstromzündsystem und das in Kap. 3.3.3 beschriebene Gasturbinenzündsystem.

6.1 Wechselstromzündsystem

In den in Kap. 5.3 vorgestellten Untersuchungen der Effekte laserinduzierter Durchbrüche auf Brennstofftröpfchenketten ließen sich viele wesentliche Erkenntnisse anhand von Schlieren- und Schattenaufnahmen gewinnen. Daher wurden hier dieselbe Messtechnik und der Tröpfchenketteninjektor verwendet, um die Ergebnisse direkt miteinander vergleichen zu können. Der Tröpfchenketteninjektor wurde mit der in Abb. 3.7 in Kap. 3.2.2 gezeigten Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Blendenlöchern betrieben. Als Brennstoff diente Kerosin Jet A-1. Die fünf parallelen Tröpfchenketten wurden so positioniert, dass die Elektrodenspitzen in der von ihnen aufgespannten vertikalen Ebene lagen. Die maximale Stromstärke auf der Primärseite der Zündspule betrug $I_{p,max} = 15$ A. Der Brennstoffmassenstrom betrug $\dot{m}_F = 3,05$ g/min, und die Schwingblendenfrequenz war $\nu_B = 29,12$ kHz. Mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten sich der Tröpfchendurchmesser zu $D_T = 94,4$ μm und der Tröpfchenabstand zu $d_T = 225,1$ μm . Die Aufnahmen erfolgten direkt im Anschluss an diejenigen in Luft unter Verwendung desselben Versuchsaufbaus, siehe Kap. 4.2.1. Die Vorgehensweise bei der Aufnahme von Bildsequenzen war identisch. Es wurden Parametervariationen des Kanalluftmassenstroms, des Abstands zur nächstliegenden Tröpfchenkette von den Elektrodenspitzen, der Spaltbreite zwischen den Elektrodenspitzen und der Entladungsdauer durchgeführt. Ein guter Einblick in den Zündungsvorgang wurde bei einem Kanalluftmassenstrom von $\dot{m}_K = 12,9$ kg/h, einem Abstand von 0,3 mm zur nächstliegenden Tröpfchenkette, einer Spaltbreite von 4 mm und einer Entladungsdauer von 2 ms gewonnen. Bei diesem Be-

triebszustand wurden mit hoher Wahrscheinlichkeit selbsterhaltende Flammen initiiert. Eine repräsentative Sequenz von Schlierenaufnahmen zeigt Abb. 6.1. Der Koordinatenursprung entspricht der Spitze der oberen Elektrode. Bei $t = 5 \mu\text{s}$ sind ein Entladungskanal und eine nierenförmige Detonationswelle (a) zu sehen, sehr ähnlich wie in Abb. 4.16. Die nächstliegende Tröpfchenkette, in den Schlierenaufnahmen als rechte weiße Linie erkennbar, wird vom Entladungskanal erfasst. Ab $t = 125 \mu\text{s}$ ist eine wachsende Heißgaswolke zu sehen, die ab $t = 1,0 \text{ ms}$ alle fünf Tröpfchenkette erfasst. Ihr Wachstum und ihre Gestalt sind prinzipiell derjenigen beim elektrischen Luftdurchbruch sehr ähnlich, siehe Abb. 4.16. Es ist bemerkenswert, dass im Gegensatz zu den laserinduzierten Durchbrüchen (siehe Kap. 5.3) weder die Detonationswelle noch die Heißgaswolke einen deutlichen Effekt auf die Tröpfchenkette haben. Die auf die Tröpfchen ausgeübten aerodynamischen Kräfte sind offensichtlich deutlich geringer. Einzig bei $t = 1,0 \text{ ms}$ ist eine Auslenkung der rechten Tröpfchenkette zwischen $y = -6$ und -10 mm zu erkennen (b). Ihre Ursache wird im nächsten Absatz erklärt. Der wesentliche Unterschied gegenüber dem elektrischen Luftdurchbruch ist die ab $t = 1,0 \text{ ms}$ sichtbare Entstehung und Fortentwicklung eines Flammenkerns. Bei $t = 1,0 \text{ ms}$ ist er als helles Leuchten zwischen den Elektrodenspitzen zu sehen, das von seiner Intensität deutlich über das Leuchten der Bogenentladung hinausgeht. Bei $t = 5,0 \text{ ms}$, also 3 ms nach dem Ende der Bogenentladung, befindet er sich bei $x = -3 \text{ mm}$ und $y = -8 \text{ mm}$ (c).

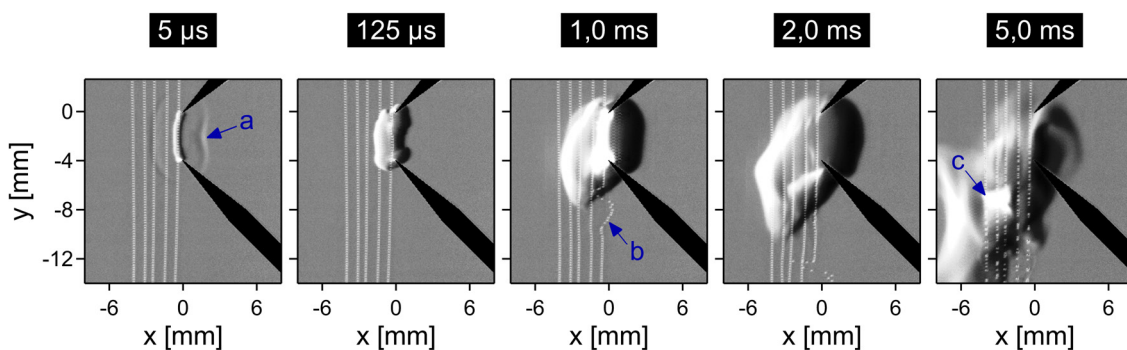


Abb. 6.1: Schlierenaufnahmen der Zündung fünf paralleler Kerosintröpfchenkette mit dem Wechselstromzündsystem. Die Spaltbreite zwischen beiden Elektrodenspitzen beträgt 4 mm.

Um ein besseres Verständnis der Zündung mit dem Wechselstromzündsystem zu erhalten, wurden in derselben experimentellen Konfiguration Schattenaufnahmen der Tröpfchenkette nahe der Elektrodenspitzen aufgenommen. Mithilfe dieser Untersuchungen war es möglich, die Flammenkernentstehung in dieser Konfiguration prinzipiell nachzuvollziehen. Die Erläuterung erfolgt anhand der in Abb. 6.2 gezeigten, repräsentativen Sequenz. Zum Zeitpunkt $t = 125 \mu\text{s}$ ist an der oberen, geerdeten Elektrode ein Eigenleuchten erkennbar (a), deren Beginn mit dem elektrischen Durchbruch zusammenfällt. Es ist hervorzuheben, dass dieses Eigenleuchten immer an der geerdeten Elektrode auftritt, und dass von ihr ausgehend sich der Flammenkern entwickelt. Ferner beginnt in ihrem Umfeld die bereits in Abb. 6.1 beobachtete

Auslenkung der nächstliegenden Tröpfchenkette. Wegen der Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen befindet sich die Auslenkung bei $t = 485 \mu\text{s}$ bei $y = -3,5 \text{ mm}$ (b) und bei $t = 1,0 \text{ ms}$ bei $y = -6,5 \text{ mm}$ (c). Sie zeigt an, dass die Tröpfchen nahe der oberen Elektrode beim Auftreten des Eigenleuchtens (a) aerodynamischen Kräften ausgesetzt waren. Es wird vermutet, dass das Eigenleuchten den anfänglichen Flammenkern bildet. Er entsteht, sobald die Elektrodenskade während der Phase 1 der elektrischen Zündung die geerdete Elektrode erreicht. Durch den Elektronenbeschuss dampft ein kleiner Teil der Elektrode ab, das expandierende Gas lenkt lokal Tröpfchen aus ihrer Fallbahn ab. Bei $t = 485 \mu\text{s}$ und $t = 1,0 \text{ ms}$ ist ein Wachstum des Flammenkerns entlang der rechten Tröpfchenkette nach unten zu sehen. Dieses Wachstum wird möglicherweise durch die Wärmefreisetzung des Entladungskanals forciert, wodurch laufend geringe Mengen von Kerosindampf von den Tröpfchen der rechten Kette abgedampft werden. Bei $t = 2,0 \text{ ms}$ endet die elektrische Entladung. Der Flammenkern weitet sich stromab der unteren Elektrode aus. Seine Wärmefreisetzung reicht aus, um so viel Kerosindampf von den Tröpfchen abzdampfen, dass er sich nach Ende der elektrischen Entladung selbstständig ausbreiten kann, siehe (c) bei $t = 5,0 \text{ ms}$ in Abb. 6.1.

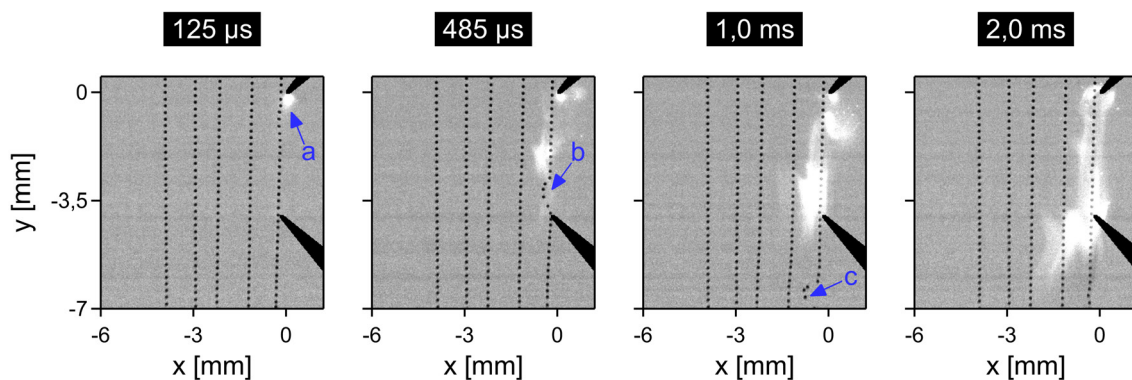


Abb. 6.2: Schattenaufnahmen der Zündung fünf paralleler Kerosintröpfchenketten mit dem Wechselstromzündsystem. Die Spaltbreite zwischen beiden Elektrodenspitzen beträgt 4 mm.

6.2 Gasturbinenzündsystem

In Kap. 4.2.2 wurden die gasdynamischen Phänomene beim elektrischen Durchbruch mit dem Gasturbinenzündsystem in statischer Luft mit Schlierenaufnahmen untersucht. Dabei wurden eine halbsphärische Detonationswelle und ein sich horizontal ausbreitender Heißgasstrahl beobachtet. Das während der elektrischen Entladung an der Stirnfläche der Zündkerze auftretende Eigenleuchten wurde mit optischer Emissionsspektroskopie untersucht, wobei ein anfänglicher Plasmazustand, gefolgt von Rekombinationen zu Atomen und Molekülen beobachtet wurde. Die Dauer der elektrischen Entladung wurde zu $\Delta t \approx 20$ bis $25 \mu\text{s}$ bestimmt. In diesem Unterkapitel werden experimentelle Untersuchungen vorgestellt, die der Beobachtung der Effekte dieser Phänomene auf Brennstofftröpfchen dienen. Die Auswirkungen der gasdynamischen Phänomene (Detonationswelle, Heißgasstrahl) wurden mit der Schlieren- und

der Schattenmethode sichtbar gemacht. Die physikalische Natur des Eigenleuchtens an der Stirnfläche der Zündkerze wurde mit optischer Emissionsspektroskopie untersucht. Als Brennstoff diente Kerosin Jet A-1. Die Brennstofftröpfchen wurden vom Tröpfchenketteninjektor mit verschiedenen Schwingblenden in den Versuchskanal injiziert. Der Luftmassenstrom im Kanal betrug bei allen Untersuchungen $\dot{m}_k = 12,9 \text{ kg/h}$. Die Versorgungsspannung für den Hochspannungsgenerator betrug 24 V, sodass an der Stirnfläche der Zündkerze periodische Durchbrüche mit einer Frequenz von 10 Hz erfolgten.

6.2.1 Schlieren- und Schattenaufnahmen

Im ersten Schritt dieser Untersuchung wurde der Tröpfchenketteninjektor mit der in Abb. 3.7 in Kap. 3.2.2 gezeigten Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Blendenlöchern betrieben. Die fünf parallelen Tröpfchenketten wurden so positioniert, dass die bevorzugte Durchbruchposition an der Stirnfläche der Zündkerze (siehe Abb. 3.11b) in der von ihnen aufgespannten vertikalen Ebene lag. Der Brennstoffmassenstrom betrug $\dot{m}_F = 3,04 \text{ g/min}$, und die Schwingblendenfrequenz war $\nu_B = 29,1 \text{ kHz}$. Mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten sich der Tröpfchendurchmesser zu $D_T = 94,3 \text{ }\mu\text{m}$ und der Tröpfchenabstand zu $d_T = 225,1 \text{ }\mu\text{m}$. Die Aufnahmen erfolgten direkt im Anschluss an diejenigen in Luft unter Verwendung desselben Versuchsaufbaus, siehe Kap. 4.2.2. Die Vorgehensweise bei der Aufnahme von Bildsequenzen war identisch. Der Abstand der Tröpfchenketten von der Stirnfläche der Zündkerze wurde variiert, um die Auswirkungen auf die Tröpfchenketten und den Heißgasstrahl zu beobachten. In Abb. 6.3 werden zwei Extremfälle gezeigt. Die obere Sequenz zeigt Schlierenbilder bei einem geringen Abstand der Stirnfläche zur nächstliegenden, rechten Tröpfchenkette von $\Delta x = 1,5 \text{ mm}$. Die untere Sequenz hingegen zeigt Schlierenbilder bei einem großen Abstand von $\Delta x = 12 \text{ mm}$. Zur Zeit der ersten Aufnahme $t = 81 \text{ }\mu\text{s}$ ist die Detonationswelle bereits aus dem Sichtfeld expandiert, der Heißgasstrahl hat sich noch nicht voll entwickelt. Er hat in beiden Fällen zunächst eine sehr ähnliche, haubenförmige Gestalt. Bei $t = 801 \text{ }\mu\text{s}$ ist hingegen ein deutlicher Unterschied erkennbar. Im Falle von $\Delta x = 1,5 \text{ mm}$ hat der Heißgasstrahl die als weiße vertikale Linien sichtbaren Tröpfchenketten durchbrochen, seine Länge beträgt $\sim 15 \text{ mm}$. Links der Tröpfchenketten, zwischen $x = 5$ und 15 mm nimmt er die Gestalt einer Anhäufung mehrerer glatter, verwinkelter Sphären ein. Bei $\Delta x = 12 \text{ mm}$ beträgt die vertikale Ausdehnung des Heißgasstrahls ebenfalls $\sim 15 \text{ mm}$. Seine Gestalt hingegen entspricht derjenigen in statischer Luft, siehe Kap. 4.2.2. Im weiteren Verlauf der Bildsequenzen wachsen bei $\Delta x = 1,5 \text{ mm}$ die Sphären weiter an. Bei $t = 6,8 \text{ ms}$ deuten langgestreckte vertikale Gradienten auf den Sphärenoberflächen eine Abwärtsbewegung mit der Kanalluft an. Die Phänomenologie legt nahe, dass innerhalb der Sphären ein Flammenkern existiert. Erstens lässt dessen Wärmefreisetzung die Sphären kontinuierlich wachsen, zweitens steigt mit der Gastemperatur die Viskosität, wodurch die turbulenten Strukturen sichtlich gröberskalig als im Fall $\Delta x = 12 \text{ mm}$ sind. Eine ganz andere Entwicklung findet in der Bildsequenz für $\Delta x = 12 \text{ mm}$ statt. Wie in statischer Luft expandiert der Heißgasstrahl horizontal und vermischt sich turbulent mit der Umgebungsluft. Ab $t = 1,6 \text{ ms}$ werden die Tröpfchenketten in Expansionsrichtung aus ihrer Fallbahn abgelenkt. Eine Zündung und Flammenkernbildung findet offensichtlich nicht statt.

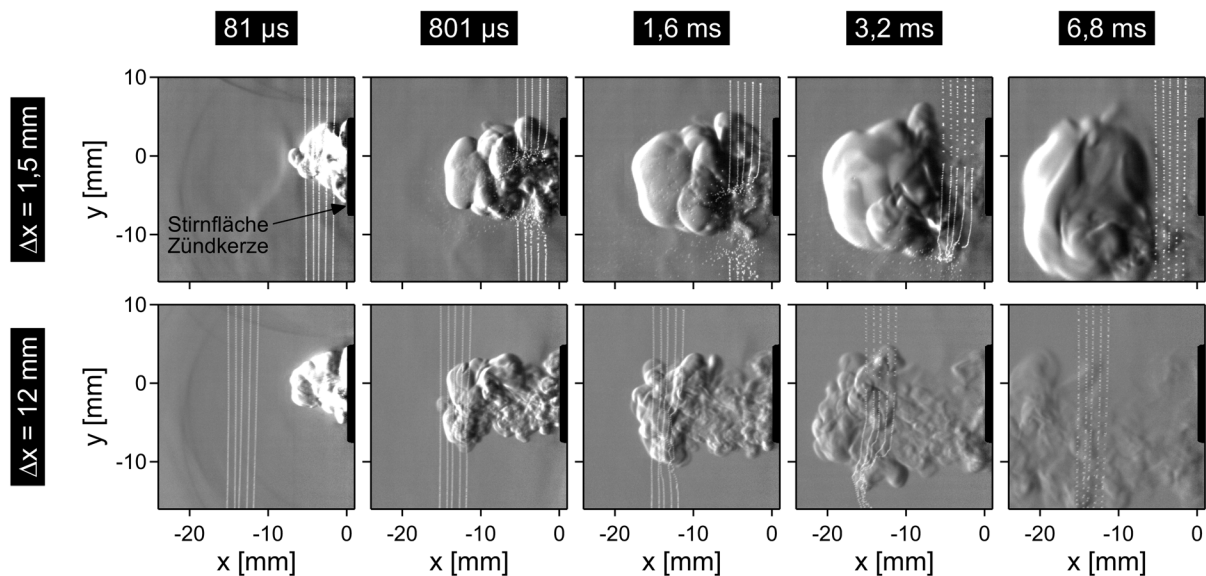


Abb. 6.3: Schlierenaufnahmen der elektrischen Entladung an der Stirnfläche der Gasturbinenzündkerze nahe fünf paralleler Kerosintröpfchenketten bei zwei verschiedenen Abständen. Bei $\Delta x = 1,5$ mm erfolgt eine Zündung, bei $\Delta x = 12$ mm nicht.

Der Vergleich der beiden Schlierensequenzen offenbart, dass trotz der intensiven Expansion des Heißgasstrahls senkrecht zur Stirnfläche der Zündkerze, und der damit verbundenen Eindringtiefe, nur die Präsenz von Brennstofftröpfchen in unmittelbarer Durchbruchsnähe die Sprayzündung unterstützt oder gar ermöglicht. Um die Vorgänge besser zu verstehen, wurden mit demselben Versuchsaufbau Schattenaufnahmen bei verschiedenen Abständen der Tröpfchenketten von der Stirnfläche der Zündkerze aufgenommen. In Abb. 6.4 werden zwei aufschlussreiche Sequenzen für $\Delta x = 1,5$ und 6 mm gezeigt. Die obere Sequenz entspricht derselben Konfiguration der oberen Sequenz in Abb. 6.3. Zum Zeitpunkt $t = 41 \mu\text{s}$ ist das Eigenleuchten der elektrischen Entladung noch präsent und erstreckt sich bis zur linken Tröpfchenkette. Ober- und unterhalb des Eigenleuchtens sind zu Scheiben deformierte Tröpfchen erkennbar, wobei ungewiss bleibt, ob diese Deformation das Resultat der Detonationswelle oder des Heißgasstrahls ist. Die Sequenz von $t = 121$ bis $321 \mu\text{s}$ zeigt eine Bewegung fein zerstäubter Sekundärtröpfchen in Expansionsrichtung des Heißgasstrahls. Die rechte, am nächsten an der Stirnfläche der Zündkerze befindliche Tröpfchenkette ist weniger von dieser Bewegung betroffen als die übrigen vier Ketten. Offensichtlich werden Brennstofftröpfchen in unmittelbarer Nähe des elektrischen Durchbruchs durch den Heißgasstrahl zerstäubt, die resultierenden Sekundärtröpfchen werden in Expansionsrichtung mitgerissen und versorgen den Flammenkern, welcher sich in Expansionsrichtung bewegt. Die untere Sequenz für $\Delta x = 6$ mm in Abb. 6.4 zeigt eine gänzlich andere Entwicklung. Bei $t = 41 \mu\text{s}$ hat der Heißgasstrahl die Tröpfchenketten noch nicht erreicht. Die Verformung der Tröpfchen zu Scheiben ist das Resultat der Detonationswelle. Bei $t = 121 \mu\text{s}$ hat eine Relaxation stattgefunden, aus den Scheiben sind Filamente geworden. Der Heißgasstrahl hat die rechte Tröpfchenkette erreicht, lenkt Tröpfchen aus ihrer Fallbahn ab und induziert Sekundärzerstäubungen. Wiederholt las-

sen sich Deformationen von Tröpfchen zu Taschen (a) beobachten, welche anschließend in feine Sekundärtröpfchen zerstäuben (b). Der aerodynamische Taschenzerfall wird in Kap. 2.1 genauer beschrieben. Bei $t = 321 \mu\text{s}$ wird der Zerfall von Filamenten in zwei (c) und drei (d) Sekundärtröpfchen beobachtet. Der Vorgang ist das Resultat des Strömungsfeldes hinter der Stoßfront der halbsphärischen Detonationswelle und wurde im Falle laserinduzierter Durchbrüche ausführlich untersucht, siehe Kap. 5.3.1 und Kap. 5.4.

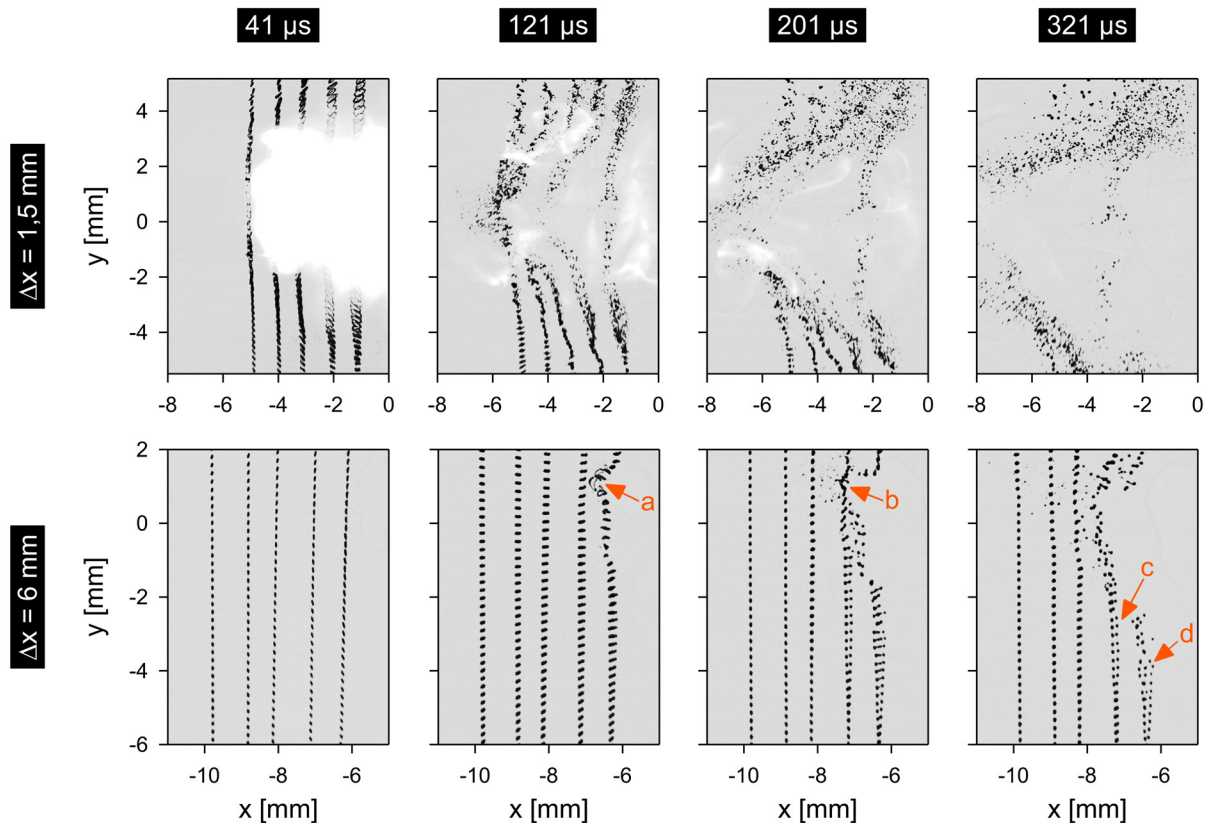


Abb. 6.4: Schattenaufnahmen der Wirkung des Heißgasstrahls auf fünf parallele Kerosintröpfchenketten bei zwei verschiedenen Abständen von der Stirnfläche der Zündkerze. Bei $\Delta x = 1,5 \text{ mm}$ erfolgt eine Zündung, bei $\Delta x = 6 \text{ mm}$ nicht.

Wenn der Heißgasstrahl Brennstofftröpfchen nahe der Stirnfläche der Zündkerze zerstäubt und mit den resultierenden Sekundärtröpfchen einen Flammenkern versorgt, so lässt sich das Wachstum des Flammenkerns forcieren, indem der Brennstoffmassenstrom nahe der Stirnfläche erhöht wird. Zur Überprüfung dieser Vermutung wurde der Tröpfchenketteninjektor mit einer Schwingblende mit neunzehn hexagonal angeordneten Löchern ausgestattet. Der Brennstoffmassenstrom betrug $\dot{m}_F = 12,48 \text{ g/min}$, und die Schwingblendenfrequenz war $\nu_B = 24,0 \text{ kHz}$. Die Blende war nicht geeignet, um exakt monodisperse und parallele Tröpfchenketten zu erzeugen, da die Qualität und Größe der Löcher großen Fertigungstoleranzen unterlag, siehe Kap. 3.2.2. Dennoch war sie für diesen Test ideal, da lediglich ein hoher Massenstrom

an Brennstofftröpfchen dicht vor der Stirnfläche der Zündkerze platziert werden sollte. Abb. 6.5 zeigt vier repräsentative Schlierenbilder. Ein Vergleich mit der oberen Sequenz in Abb. 6.3 bestätigt die Vermutung, dass die Wachstumsrate des Flammenkerns durch eine Erhöhung des Brennstoffmassenstroms nahe der Stirnfläche zunimmt. Bei $t = 3$ ms sind die Sphären links der Tröpfchenketten aus dem Sichtfeld der Kamera hinausgewachsen, erreichen also einen Abstand von mehr als 25 mm von der Stirnfläche. In Abb. 6.3 ($\dot{m}_F = 3,04$ g/min) erreichen sie bei $t = 3,2$ ms einen Abstand von lediglich 20 mm. Zahlreiche Wiederholungen des Experimentes legten nahe, dass es sich nicht um Zufallsbeobachtungen handelte. Bei einem erhöhten Brennstoffmassenstrom im unmittelbaren Umfeld des elektrischen Durchbruchs wird also eine erhöhte Wärmefreisetzung durch einen größeren Flammenkern erreicht.

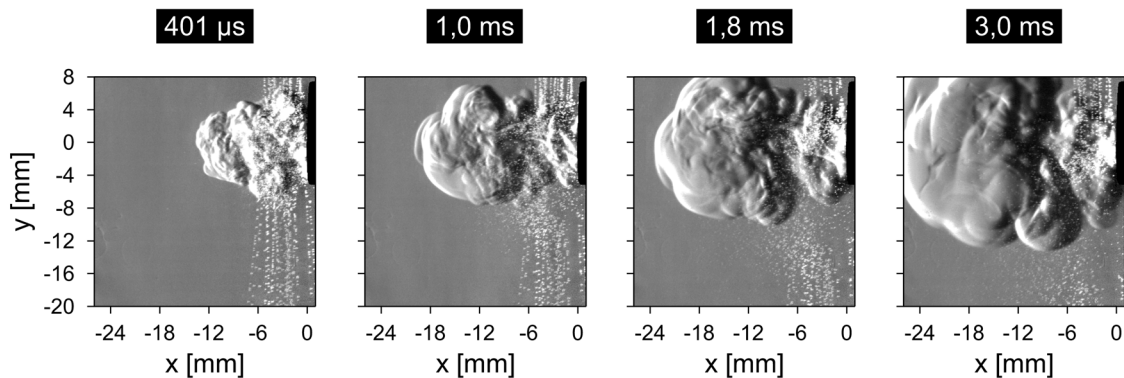


Abb. 6.5: Schlierenaufnahmen der elektrischen Entladung an der Stirnfläche der Gasturbinenzündkerze nahe neunzehn über eine hexagonale Fläche verteilter Kerosintröpfchenketten.

6.2.2 Hochgeschwindigkeitsvideos

Zur direkten Beobachtung der Flammenkernentwicklung wurde der Schattenaufbau verwendet und die Hintergrundbeleuchtung abgeschaltet. Die Ergebnisse der im vorangegangenen Kapitel dargestellten Untersuchungen legten nahe, dass die Gasturbinenzündkerze nur dann einen Flammenkern erzeugt, wenn Brennstofftröpfchen nahe der Stirnfläche präsent waren. Ferner schien ein Zusammenhang zwischen Brennstoffmassenstrom und transienter Wärmefreisetzung zu bestehen. Daher wurde für eine phänomenologische Untersuchung der Tröpfchenketteninjektor mit der Schwingblende mit neunzehn hexagonal angeordneten Löchern verwendet. Die Tröpfchenketten wurden direkt vor der Stirnfläche der Zündkerze platziert. Die experimentelle Konfiguration war identisch zu derjenigen in Abb. 6.5. Die Aufnahmefrequenz der Kamera betrug 15 kHz und die Belichtungszeit pro Bild $40 \mu\text{s}$, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Eine repräsentative Sequenz wird in Abb. 6.6 gezeigt. Zur Verdeutlichung der Beobachtungen wurde eine Farbskala zur Darstellung der Signalintensitäten verwendet. Die vertikale Stirnfläche der Zündkerze befindet sich bei der Nullkoordinate der Abszisse. Die Sequenz beginnt bei $t = 401 \mu\text{s}$. Zu diesem Zeitpunkt ist kein Eigenleuchten des Durchbruchs mehr vorhanden, das beobachtete Leuchten stammt also vom

6 Phase 1 der elektrischen Sprayzündung

Flammenkern. Er nimmt seinen Ursprung im unmittelbaren Umfeld des Durchbruchs, und entfernt sich anschließend senkrecht zur Stirnfläche. Ein Vergleich mit Abb. 6.5 zeigt, dass die Bewegung mit der horizontalen Expansion der Heißgassphären korreliert. Zur Abschätzung der Geschwindigkeit des Flammenkerns wurde mit einem selbstgeschriebenen Makro für das Programm DaVis 8 der horizontale Abstand seines auf die Leuchtintensität bezogenen geometrischen Schwerpunkts von der Stirnfläche bestimmt. Abb. 6.7 zeigt den arithmetischen

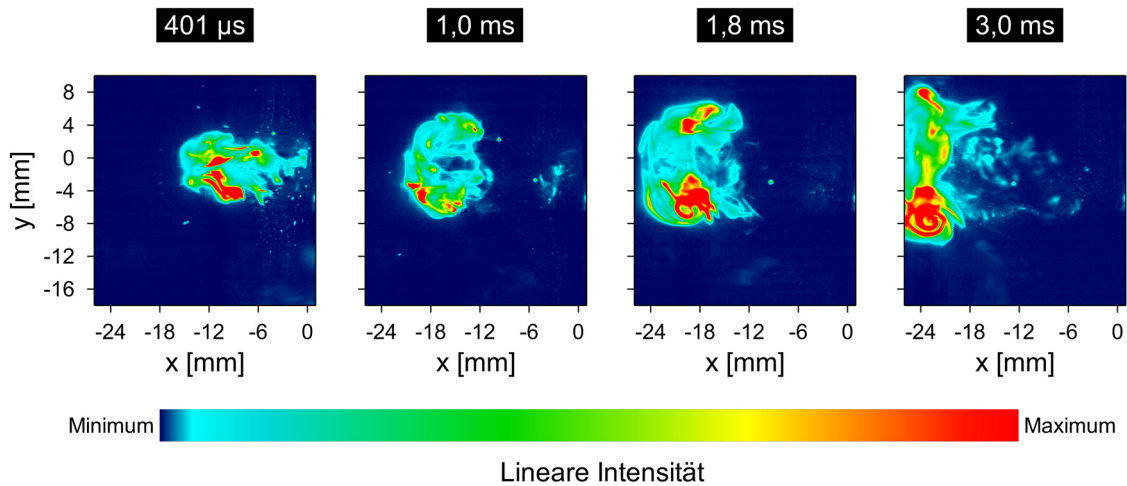


Abb. 6.6: Breitbandleuchten des Flammenkerns bei der Zündung von neunzehn Kerosintröpfchenketten mit der Gasturbinezündkerze. Die vertikale Stirnfläche liegt bei $x = 0$ mm.

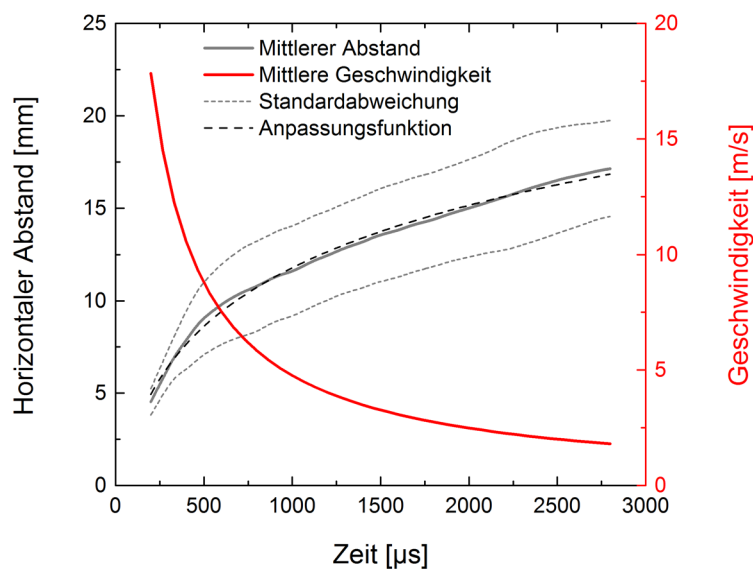


Abb. 6.7: Abstand des auf die Leuchtintensität bezogenen geometrischen Flammenkernschwerpunkts von der Stirnfläche der Zündkerze. Die Ableitung der logarithmischen Anpassungsfunktion entspricht dem zeitlichen Verlauf der mittleren Geschwindigkeit.

Mittelwert aus zehn Einzelsequenzen als durchgezogene graue Kurve. Die gestrichelten Kurven zeigen die Standardabweichungen über die Einzelsequenzen an. Der Mittelwertverlauf ließ sich sehr gut durch eine logarithmische Funktion des Typs $f(t) = a + b \ln(t + c)$ approximieren, die als schwarz gestrichelte Linie dargestellt ist. Deren Ableitung ist als durchgezogene rote Kurve dargestellt und gibt eine Abschätzung der horizontalen Flammkerngeschwindigkeit. Der exponentielle Abfall zeigt an, dass die Bewegung ohne ein unterstützendes Strömungsfeld, wie es in Strahltriebwerksbrennkammern vorliegt (siehe Kap. 1.2.2), innerhalb weniger Millisekunden zum Erliegen kommt.

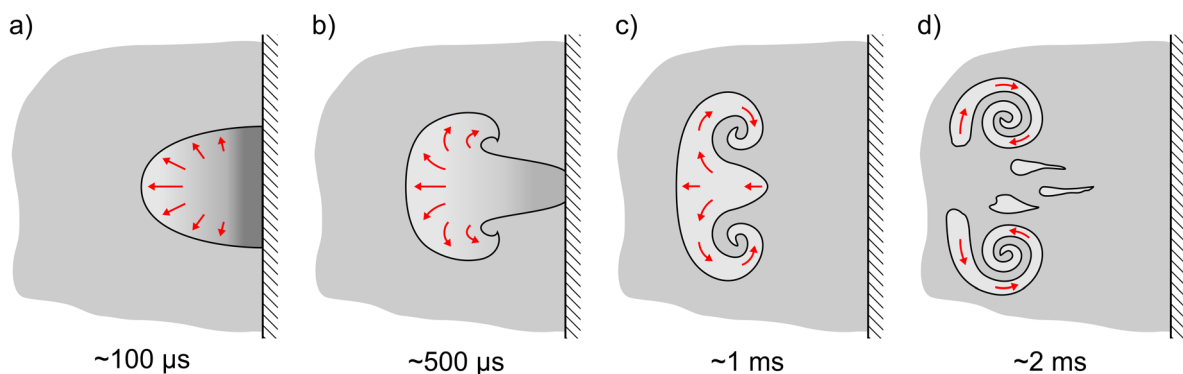


Abb. 6.8: Schematische Darstellung des im Experiment beobachteten transienten Erscheinungsbild eines an der Stirnfläche der Zündkerze entstehenden Flammenkerns. Er löst sich ab und bildet einen Toruswirbel.

Die Entwicklung des Flammenkerns war bei jeder Wiederholung des Zündungsvorgangs einzigartig. Es existierte jedoch eine sich stetig wiederholende Phänomenologie, welche durch die Einzelsequenz in Abb. 6.6 nur näherungsweise repräsentiert wird. Daher wird sie anhand der schematischen Darstellung in Abb. 6.8 verdeutlicht und erklärt. Die angegebenen Zeiten sind die zeitlichen Größenordnungen, zu denen die dargestellten Stadien beobachtet wurden. Die im Folgenden gegebene Darstellung ist eine gasdynamisch plausible Interpretation der beobachteten Phänomenologie und wurde nicht durch weitere experimentelle Daten verifiziert. Nach dem Ende der elektrischen Entladung bleibt an der Stirnfläche der Zündkerze ein Flammenkern zurück⁴⁰. In seinem Inneren liegt ein horizontaler Druckgradient vor, da eine Expansion infolge von Wärmefreisetzung, Kerosinverdampfung und heißer Reaktionsprodukte durch die Stirnfläche räumlich begrenzt wird (a). Die Stirnfläche ist infolge der elektrischen Entladung aufgeheizt und entzieht dem Flammenkern daher keine bis wenig Wärme. Der Druckgradient entlädt sich in Form eines Impulses senkrecht zur Stirnfläche, der Flammenkern streckt sich zunächst und löst sich auf einer Zeitskala von ~500 µs ab. Durch den aerodynamischen Widerstand der umgebenden Luft wird er gebremst und abgeflacht. Eine Instabilität vom Kelvin-Helmholtz- oder Rayleigh-Taylor-Typ entsteht: Scherkräfte entlang der

⁴⁰ Tatsächlich zeigte dieser im Experiment aufgrund von Turbulenzen eine gefaltete Kontur, siehe Abb. 6.6. In Abb. 6.8 wird zur Veranschaulichung indes eine glatte Kontur gezeigt.

Grenzfläche bewirken die Ausformung eines Toruswirbels auf dem Umfang (b). Innerhalb weniger Millisekunden zieht sich der Flammenkern entlang seiner Bewegungsrichtung zusammen und geht vollständig im Toruswirbel auf (c). In seiner Nachlaufströmung entstehen und verlöschen laufend isolierte Flammentaschen und Flammenfilamente (d). Sie sind entweder durch den Flammenkern entzündete Gebiete brennbaren Gases oder seine abgelösten Bestandteile. Der aerodynamische Widerstand bremst den Flammenkern kontinuierlich ab, so dass seine Vorwärtsbewegung nach ~ 3 ms zum Stillstand kommt.

6.2.3 Optische Emissionsspektroskopie

Die in den vorangegangenen Unterkapiteln vorgestellten Untersuchungen gaben einen guten Einblick in die Strömungsprozesse im Umfeld des elektrischen Durchbruchs sowie in das transiente Erscheinungsbild des frühen Flammenkerns. Über seine Entstehung selbst geben diese Untersuchungen indes keine Auskunft. Daher wurden, wie schon im Falle der laserinduzierten Zündung (siehe Kap. 5.2), Untersuchungen mit einem Échelle-Spektrograph durchgeführt, um die physikalischen Prozesse Durchbruchsgebiet zu erfassen. Sie erfolgten direkt im Anschluss an die im zweiten Abschnitt von Kap. 4.2.2 vorgestellten Untersuchungen. Der Versuchsaufbau und die Vorgehensweise bei der Messung und Auswertung waren identisch. Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, wurden zwei verhältnismäßig lange Belichtungszeiten von 5 und 100 μs eingesetzt. Der Tröpfchenketteninjektor wurde mit der Schwingblende mit fünf nebeneinander angeordneten Blendenlöchern betrieben, die Positionierung gegenüber der Stirnfläche der Zündkerze war identisch zu derjenigen, die in den oberen Sequenzen in Abb. 6.3 und Abb. 6.4 gezeigt wird. Als Brennstoff wurde Kerosin Jet A-1 verwendet, der Massenstrom betrug $\dot{m}_F = 3,02$ g/min, und die Schwingblendenfrequenz betrug

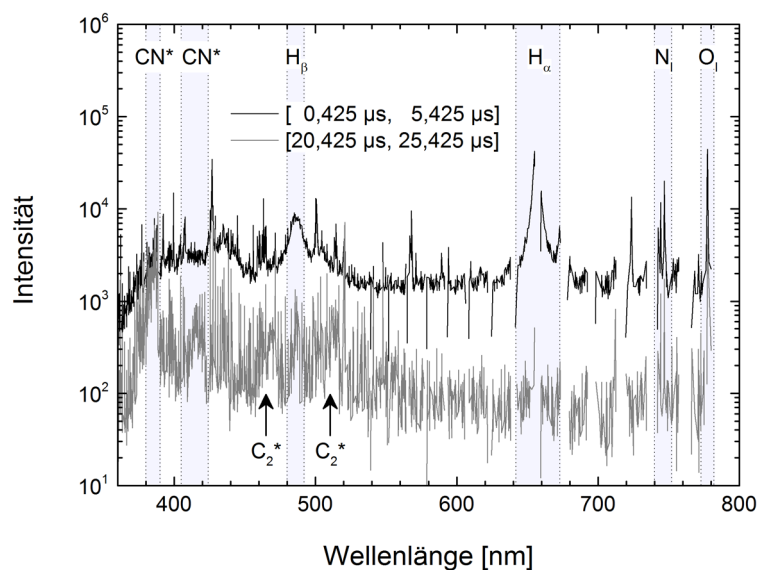


Abb. 6.9: Emissionsspektren der elektrischen Zündung von fünf parallelen Kerosintröpfchenketten durch das Gasturbinenzündsystem. Jedes Spektrum ist eine Überlagerung aus einhundert Einzelzündungen.

$\nu_B = 28,8$ kHz. Mit Gl. (2.10) und Gl. (2.11) berechneten sich der Tröpfchendurchmesser zu $D_T = 94,4$ μm und der Tröpfchenabstand zu $d_T = 224,4$ μm . In Abb. 6.9 werden, äquivalent zu Abb. 4.18, zwei repräsentative Spektren mit einer Belichtungszeit von 5 μs gezeigt, die Aufnahmezeiten sind als abgeschlossene Intervalle angegeben. Jedes Spektrum ist eine Überlagerung aus einhundert Einzelzündungen. Das Spektrum zur Zeit [0,425 μs , 5,425 μs] weist eine große Ähnlichkeit mit seinem Pendant in Luft auf, siehe Abb. 4.18. Beide sind durch eine intensive Kontinuumsstrahlung gekennzeichnet. Der augenscheinlichste Unterschied ist die höhere Intensität der Balmer-Linien H_α und H_β , welche aus der Dissoziation von Brennstoffmolekülen resultiert. Das zur späteren Zeit [20,425 μs , 25,425 μs] aufgenommene Spektrum unterscheidet sich von demjenigen in Luft deutlicher. So ist die CN*-Bande des B-X-Übergangs zwischen $\lambda = 374$ und 388,4 nm intensiver, und die schwächere Bande zwischen $\lambda = 405$ und 422,1 nm ist erkennbar. Darüber hinaus lassen sich die intensiven Banden des Swan-Systems von C_2^* für $\Delta v = 0$ und $+1$ erkennen und sind in Abb. 6.9 mit Pfeilen markiert.

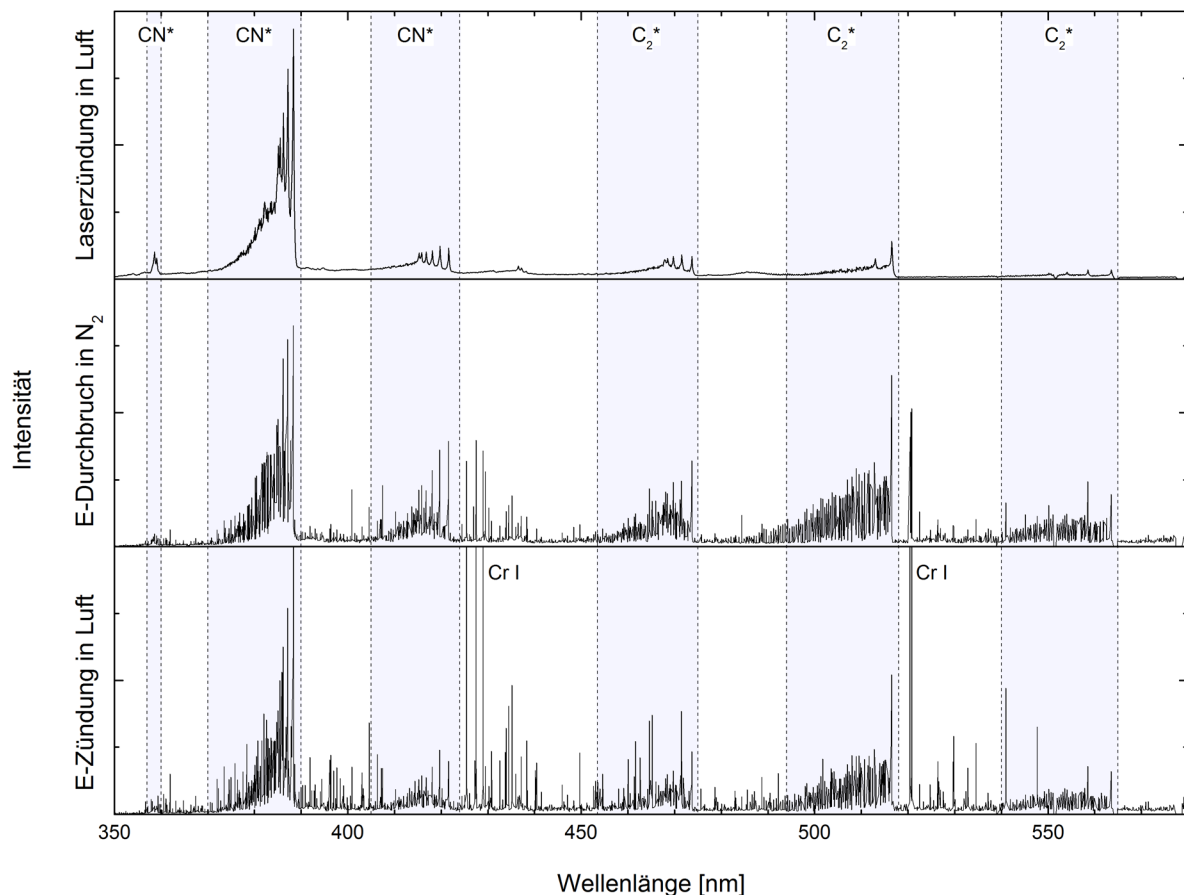


Abb. 6.10: Vergleich der Emissionsspektren der laserinduzierten Sprayzündung in Luft (oben), des elektrischen Durchbruchs an fünf parallelen Tröpfchenketten in Stickstoff (Mitte) und der elektrischen Zündung der Tröpfchenketten in Luft (unten). Die Belichtungszeit betrug jeweils 100 μs . Der Brennstoff war Kerosin Jet A-1. Exemplarisch für die Metalllinien des Stahlmantels der Zündkerze sind intensive Chromlinien namentlich gekennzeichnet.

Im Vergleich zu Abb. 5.2b, welche dieselben Linien und Banden bei der laserinduzierten Sprayzündung zeigt, ist die Klarheit von Abb. 6.9 durch die zahlreichen Linien der Legierungselemente der Zündkerze deutlich reduziert. Dennoch lässt das Auftreten der biatomaren Radikale CN^* und C_2^* einen Rekombinationsprozess vermuten, wie er in Kap. 5.2.2 für die laserinduzierte Sprayzündung nachgewiesen wurde. Zur Überprüfung wurden vergleichende spektroskopische Untersuchungen in Luft und in Stickstoff durchgeführt, der Kanalgasmassestrom betrug in diesem Fall $\dot{m}_k = 12,5 \text{ kg/h}$. Um das Eigenleuchten des elektrischen Durchbruchs auszuschließen, wurde die Belichtung bei $t = 20,425 \mu\text{s}$ gestartet, die Belichtungsdauer betrug $100 \mu\text{s}$. Exemplarische Spektren sind in der zweiten und dritten Zeile von Abb. 6.10 gezeigt. Jedes Spektrum ist eine Überlagerung aus einhundertfünfzig Ereignissen. Zu Vergleichszwecken ist in der oberen Zeile das Spektrum aus Abb. 5.4 für die laserinduzierte Sprayzündung in Luft gezeigt. Abgesehen von den Linien der Legierungselemente der Zündkerze (beispielhaft sind einige intensive Chromlinien gekennzeichnet) ist die große Ähnlichkeit zwischen den drei Spektren unverkennbar. Die drei Banden des B-X-Übergangs von CN^* und das vollständige Swan-System von C_2^* sind deutlich zu sehen. Damit ist gezeigt, dass bei der elektrischen Zündung, genau wie bei der laserinduzierten Zündung, durch Rekombinationsprozesse im Durchbruchplasma ein Radikalpool entsteht. Dass dieser Radikalpool Verbrennungsreaktionen initiiert, kann indes nur vermutet werden. Im Falle der laserinduzierten Sprayzündung erfolgte der Nachweis anhand des Auftretens der A-X-Bande von CH^* in Luft und ihres Fehlens in Stickstoff, siehe Kap. 5.2.2. Im unteren in Abb. 6.10 gezeigten Spektrum konnte die Bande infolge der zahlreichen Linien der Legierungselemente nicht eindeutig identifiziert werden.

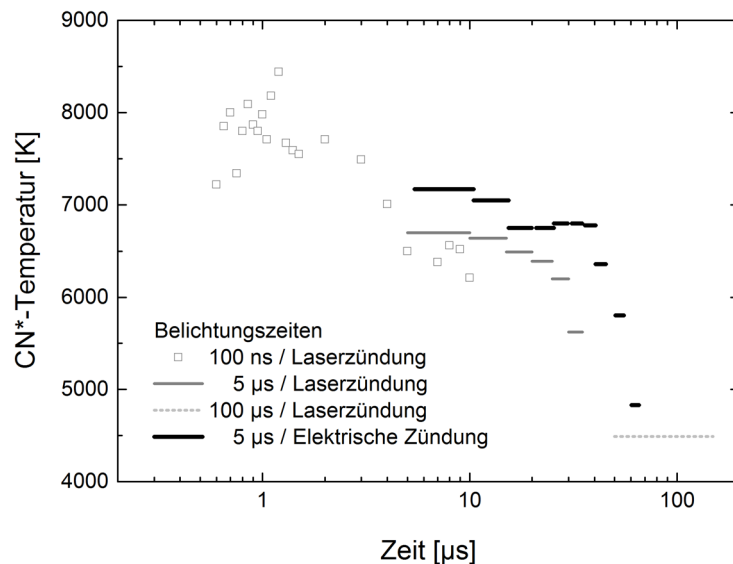


Abb. 6.11: Approximierte Rovibrationstemperaturen von CN^* während des Übergangs von einem Durchbruchplasma in einen Flammenkern bei der elektrischen (schwarz) und laserinduzierten (grau) Zündung von Kerosin Jet A-1.

Für einen Vergleich mit der laserinduzierten Sprayzündung und zur Modellierung der Startbedingungen von numerischen Simulationen sind die Temperaturen im Durchbruchgebiet von großem Interesse. Ihre Approximation erfolgte anhand der Spektren mit einer Belichtungszeit von 5 μs . Es wurde dieselbe Methode wie bei der laserinduzierten Sprayzündung angewendet. Eine ausführliche Erläuterung findet sich in Kap. 5.2.3. Die approximierten Rovibrationstemperaturen von CN^* sind in Abb. 6.11 als schwarze Balken dargestellt. Zum Vergleich sind die bereits in Abb. 5.7 gezeigten Temperaturen der laserinduzierten Sprayzündung als graue Kästchen und Balken dargestellt. Offensichtlich werden im elektrischen Durchbruch hohe Temperaturen über einen längeren Zeitraum aufrechterhalten als im laserinduzierten Durchbruch. Das erklärt sich einfach durch die im Vergleich lange Bogenentladungsphase, deren Dauer im letzten Abschnitt von Kap. 4.2.2 auf 20 bis 25 μs bestimmt wurde. Während dieser Phase herrschen Temperaturen in einer Größenordnung von 7000 K, welche anschließend über eine Zeitspanne von 40 bis 50 μs auf ~ 4800 K abklingen.

6.3 Diskussion

Die in Kap. 6.1 beschriebene, phänomenologische Untersuchung der Flammenkernbildung durch das Wechselstromzündgerät offenbarte deutliche Unterschiede gegenüber der laserinduzierten Sprayzündung, deren umfassende Untersuchung in Kap. 5 vorgestellt wurde. Die intensive Sekundärzerstäubung durch gasdynamische Vorgänge (Detonationswelle und Heißgaswolke) entfiel vollständig. Eine Entzündung von Tröpfchenkettengruppen gelang nur, wenn sich diese in nächster Nachbarschaft der Elektroden befanden und somit vom Entladungskanal direkt erhitzt wurden. Diese Erkenntnisse sind insofern interessant, als dass sie die Notwendigkeit bestimmter Mindestanforderungen an Zündsysteme für Sprayzündungen demonstrieren. Das verwendete Wechselstromzündsystem wurde für Ottomotoren entwickelt, in denen im Moment der Zündung ein weitgehend vorverdampftes Benzin-Luft-Gemisch vorliegt [39]. Bei der Zündung der Tröpfchenkettengruppen als Näherung eines Sprays hat es nicht überzeugt. Selbst in direkter Nachbarschaft zum Entladungskanal wurden die Tröpfchen nicht vollständig verdampft. Nur bei einer relativ langen elektrischen Entladung von 2 ms konnte ein Flammenkern erzeugt werden, der sich anschließend nur langsam fortentwickelte.

Ganz anders verhielt es sich mit dem Gasturbinenzündsystem. Anhand von Schattenaufnahmen wurde nachgewiesen, dass die vom elektrischen Durchbruch ausgehenden gasdynamischen Phänomene Sekundärzerstäubungen von Brennstofftröpfchen hervorriefen. Wie im Falle des laserinduzierten Durchbruchs führte die Heißgaswolke zu einer intensiven Zerstäubung der Tröpfchen in eine Vielzahl von Sekundärtröpfchen. Da keine mikroskopischen Aufnahmen wie in Kap. 5.4 gezeigt angefertigt wurden, ließ sich nicht erkennen, ob dieselben Zerstäubungsmechanismen wie bei der laserinduzierten Zündung auftraten. Jedoch wurde in einzelnen Sequenzen ein Taschenzerfall beobachtet, siehe untere Sequenz in Abb. 6.4. Der Effekt der Detonationswelle war der laserinduzierten Zündung sehr ähnlich. Tröpfchen wurden durch das Strömungsfeld hinter der Stoßfront zu Scheiben deformiert. Infolge der sich anschließenden Relaxation entstanden Filamente, die durch Kohäsion in zwei bis drei Sekundärtröpfchen zerfielen. Der Prozess und der zugrunde liegende Mechanismus werden ausführ-

lich in Kap. 5.3.1 vorgestellt. Anders als im Falle des laserinduzierten Durchbruchs führte der elektrische Durchbruch an der Stirnfläche der Zündkerze jedoch zu gerichteten Strömungsvorgängen. Die Heißgaswolke expandierte senkrecht zur Stirnfläche und riss dabei zahlreiche Sekundärtröpfchen mit, daher wird sie treffender als Heißgasstrahl bezeichnet. Auch der Flammenkern bewegte sich senkrecht von der Stirnfläche weg, wobei er die Gestalt eines Toruswirbels annahm. Spektroskopische Untersuchungen im Gebiet des elektrischen Durchbruchs offenbarten weitere Parallelen zur Laserzündung. Infolge von Rekombinationsprozessen entstand ein Radikalpool, der nachweislich die biatomaren Radikale CN^* und C_2^* enthielt. Die anhand von CN^* gemessenen Temperaturen im Durchbruchgebiet ähnelten denjenigen bei der laserinduzierten Sprayzündung, allerdings wurden sie infolge der deutlich längeren Energiezufuhr ins Durchbruchgebiet auch länger aufrechterhalten.

Die in Kap. 6.2.1 vorgestellten experimentellen Untersuchungen wurden ebenfalls mit Shell GtL-SPK durchgeführt. Die zeitlichen und räumlichen Skalen der beobachteten Vorgänge gleichen dabei denjenigen bei der Zündung von Kerosin Jet A-1 so sehr, dass eine separate Darstellung der Ergebnisse in dieser Dissertation entfällt.

Insgesamt ist festzustellen, dass die Zündung der Tröpfchenkettensystem mit dem Wechselstromzündsystem kaum, die Zündung mit dem Gasturbinenzündsystem eine große Ähnlichkeit mit der laserinduzierten Sprayzündung aufwies. Daher ist die von RONNEY [118] getroffene Aussage, dass aus physikalischer Sicht der nichtresonante laserinduzierte Durchbruch dem elektrischen Durchbruch am nächsten sei (siehe Kap. 2.7), unter geeigneten Umständen auf Sprayzündungen erweiterbar. Laserinduzierte Durchbrüche sind also adäquate Mittel, um unter Laborbedingungen Effekte zu studieren, die bei der Zündung mit Hochleistungszündsystemen auftreten. Das trifft insbesondere auf die Detonationswellen zu. Allerdings bewirkt bei Gasturbinenzündkerzen die Entladung an der Stirnfläche, dass der Flammenkern in den Brennraum hineinläuft. Das geschieht bei laserinduzierten Durchbrüchen weitab der Brennraumwände nicht und muss daher bei der Auslegung und Interpretation von Laborexperimenten bedacht werden. Allerdings trifft das auch auf Laborexperimente zu, bei denen die elektrische Entladung tief im Brennraum zwischen zwei Elektrodenspitzen stattfindet, siehe beispielsweise die Untersuchungen von SUBBA RAO und LEFEBVRE [234], MARCHIONE et al. [78] und MAJCHERCZYK et al. [235].

7 Phase 2 der laserinduzierten Sprayzündung

Die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Untersuchungen befassten sich schwerpunktmäßig mit der Entstehung von Flammenkernen durch fokussierte Laserstrahlung und elektrische Entladungen, was Phase 1 der Gasturbinenzündung nach LEFEBVRE [5] entspricht, siehe Kap. 1.2.2. Die langen Beobachtungszeiten von bis zu mehreren Millisekunden im Falle der elektrischen Zündung gaben einen Einblick in den Beginn der Phase 2, der Flammenausbreitung. Es wurden weiterführende Untersuchungen durchgeführt, mit dem Ziel die Phase 2 der Zündung des Vollkegelsprays vollständig und zeitlich hoch aufgelöst zu erfassen. Diese Untersuchungen erfolgten im Rahmen der Projekte GerMaTec und EffMaTec sowie in der von GEBEL betreuten Studienarbeit von MEINDL⁴¹ [236] und dienten vor allem der Gewinnung von Validierungsdaten für numerische Simulationen. Angesichts der zunehmenden Bedeutung alternativer Brennstoffe in der Luftfahrt (siehe Kap. 1.3) wird eine vergleichende Darstellung zwischen den Sprayzündungen von Kerosin Jet A-1 und Shell GtL-SPK gegeben. Der Zweck dieses Kapitels ist es, dem Leser durch die Darstellung einer Untersuchung zur Phase 2 der laserinduzierten Sprayzündung und den Vergleich zweier Brennstoffe einen Eindruck von der Vielfalt des Themengebietes zu geben. Es handelt sich um ergänzendes Material und nicht um ein Schwerpunktthema der vorliegenden Dissertation. Die Untersuchungen erfolgten als Teil des Forschungsprojektes EffMaTec [73].

Wie in Kap. 1.3.2 erläutert wird, sind GtL-SPK nur als Drop-in-Brennstoffe mit einem Volumenanteil von maximal 50 % zugelassen. Die Untersuchungen erfolgten dennoch am reinen Brennstoff, um mögliche Unterschiede gegenüber dem herkömmlichen Kerosin herauszuarbeiten. Das Spray wurde im Versuchskanal mit der Vollkegelspraydüse erzeugt und mit dem Laserzündsystem entzündet, siehe Kap. 3.2.1 und Kap. 3.3.1. Die Fluidmassenströme waren dieselben wie bei den in Kap. 5.1.1 und Kap. 5.2 beschriebenen Untersuchungen. Der Brennstoffmassenstrom von Kerosin Jet A-1 war $\dot{m}_{\text{Jet A-1}} = 20,68 \text{ g/min}$, der von Shell GtL-SPK war $\dot{m}_{\text{GtL-SPK}} = 19,90 \text{ g/min}$. Der Zerstäubungsluftmassenstrom und der Kanalluftmassenstrom waren $\dot{m}_{\text{D}} = 7,8 \text{ g/min}$ und $\dot{m}_{\text{K}} = 51,7 \text{ kg/h}$. Damit ergaben sich für die auf die Düse und auf den Versuchskanal bezogenen, globalen Äquivalenzverhältnisse die Werte $\Phi_{\text{Düse,Jet A-1}} = 38,9$, $\Phi_{\text{Düse,GtL-SPK}} = 37,7$, $\Phi_{\text{global,Jet A-1}} = 0,35$ und $\Phi_{\text{global,GtL-SPK}} = 0,34$. Die Sprayzündung wurde simultan mit zwei Kamerasystemen, bestehend aus je einem Bildverstärker (LaVision High Speed IRO 1102050) und einer Hochgeschwindigkeitskamera (HSS5), aus zwei in der Horizontalen zueinander senkrechten Blickwinkeln aufgezeichnet. Eine schematische Darstellung des Ver-

⁴¹ Die in der Studienarbeit untersuchten Brennstoffe waren Kerosin Jet A-1, Shell GtL-SPK, Exxsol D80, n-Heptan, n-Dekan, n-Dodekan und Ethanol. Mit Hochgeschwindigkeitskameras wurde die OH*-Chemolumineszenz und bei den Kerosinen zusätzlich das Rußleuchten bei verschiedenen Brennstoff- und Luftmassenströmen untersucht. Die Strahlungsintensität des Rußleuchten von Exxsol D80 lag bei ~50 % und die von Shell GtL-SPK bei ~30 % derjenigen von Kerosin Jet A-1.

suchsaufbaus wird in Abb. A.4 im Anhang A gezeigt. Die Objektive vor den Bildverstärkern waren mit Bandpassfiltern versehen, welche nur für die OH*-Chemolumineszenz des A-X-Übergangs mit $\Delta\nu = 0$ transparent waren, siehe Abb. 3.16. Die OH*-Chemolumineszenz ist ein Indikator für die räumliche Ausdehnung der Reaktionszonen. Die Kamerasysteme arbeiteten mit einer Frequenz von 3 kHz, die Belichtungszeit der Bildverstärker betrug 250 ns. Zu ihrem Schutz vor der intensiven Strahlung des laserinduzierten Durchbruchs begannen die Aufnahmen 337 μs nach dem Laserpuls. Eine Analyse der zeitlichen Genauigkeit des Aufnahmeverfahrens wird in Kap. 8.3.2 gegeben.

7.1 Sprayzündung von Kerosin Jet A-1

Abb. 7.1 zeigt zwei Mittelwertbildsequenzen der Sprayzündung von Kerosin Jet A-1. Die Bilder wurden durch die arithmetische Mittelung der Videos von zwanzig individuellen Zündungsereignissen erstellt, um die typische Flammenausbreitung über den Spraykegel zu repräsentieren. Die Farben repräsentieren die Intensität der OH*-Chemolumineszenz, wobei diese von kalten (Minimum bei schwarz-dunkelblau) zu warmen Farben zunimmt (Maximum bei rot). Die obere Sequenz (Vorderansicht) zeigt den Blick durch das Fenster gegenüber demjenigen, durch das der Laserpuls einfiel. Die untere Sequenz (Seitenansicht) zeigt den Blick senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserpulses. Der Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Flammenkerns bei $t = 337 \mu\text{s}$. Die Austrittsblende der Spraydüse liegt bei $y = +20 \text{ mm}$, in der Vorderansicht bei $x = 0 \text{ mm}$ und in der Seitenansicht bei $x = +4 \text{ mm}$. Die Gestalt des Flammenkerns ist mit Blick auf die in Abb. 4.11 dargestellten Schlierenaufnahmen sehr interessant. Ein Vergleich wird in Abb. 7.2 gegeben: Abb. 7.2a und c zeigen Vergrößerungen aus Abb. 7.1, Abb. 7.2b zeigt ein Schlierenbild bei $t = 330 \mu\text{s}$ aus demselben Hochgeschwindigkeitsvideo, das für Abb. 4.11 verwendet wurde. Es zeigt den Blick durch das Einfallsfenster des Laserpulses, ist also der Blickrichtung von Abb. 7.2a entgegengerichtet. Auffällig ist der Ring mit einem Außendurchmesser von $\sim 10 \text{ mm}$ und einem Lochdurchmesser von 3 bis 4 mm. Eine mögliche Ursache ist der aus dem Durchbruch in Einfallrichtung des Laserpulses herausschießende Heißgasstrahl, der in Abb. 4.12a zu sehen ist. Die durch seine schnelle Expansion verursachten Scherungen gegenüber dem umgebenden Medium und die hohen Dehnungsraten in seinem Inneren können Verbrennungsreaktionen zum Erliegen bringen. Bestärkt wird diese Vermutung durch Abb. 7.2c. Sie zeigt Ähnlichkeiten mit der Schlierenaufnahme bei $t = 1 \text{ ms}$ in Abb. 4.12a, insbesondere eine Ringdicke von $\sim 5 \text{ mm}$, ein Gegenstück zu der Ausstülpung auf der linken Seite existiert indes nicht. Die in Abb. 7.2c sichtbare Schrägstellung des Rings resultiert aus der Einfallrichtung des Laserpulses mit einem Abwärtswinkel von 23° , siehe Abb. 3.8 und Abb. 5.1. Die Sequenz von $t = 2$ bis 8 ms in Abb. 7.1 zeigt die Ausbreitung der sich aus dem Flammenkern entwickelnden Sprayflamme. Die Vorderansicht offenbart ein Aufbrechen des Rings in zwei Flügel, die sich mit der Strömung nach unten bewegen und dabei in ihrer Größe ausdehnen. Bei $t = 4 \text{ ms}$ deutet sich ein Zusammenwachsen der Flügel an, das bei $t = 8 \text{ ms}$ abgeschlossen ist. Die Sequenz der Vorderansicht ähnelt Abb. 2.7, welche die Verbrennung eines Vollkegelsprays schematisch darstellt: Die kalte Kernströmung bzw. der unverdampfte

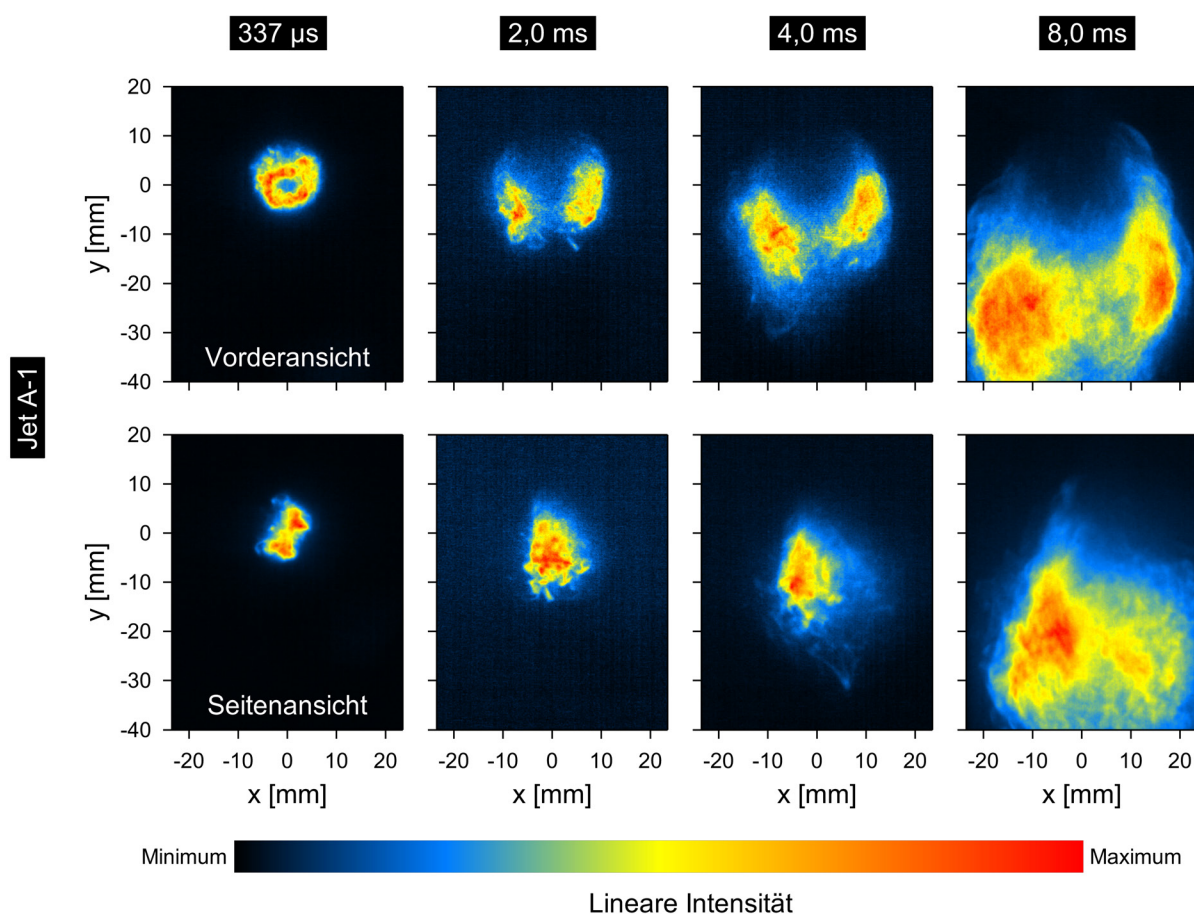


Abb. 7.1: Mittelwertbildsequenzen der OH*-Chemolumineszenz während der laserinduzierten Zündung eines nach unten gerichteten Vollkegel-sprays aus Kerosin Jet A-1. Die obere und die untere Sequenz zeigen denselben Vorgang aus um 90° zueinander gedrehten Blickwinkeln.

Spraykegel wird von einer Reaktionszone umhüllt, die ihre größte Dicke in Strömungsrichtung des Sprays hat. Zwischen beiden Flügeln ist eine schwache, blau dargestellte, Chemolumineszenz zu sehen. Da es sich bei den Aufnahmen um ein Sichtlinienverfahren handelt, kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob der Ursprung dieses Leuchtens tatsächlich zwischen den Flügeln oder dazu räumlich versetzt liegt. Die Berechnung eines Schnittbildes mithilfe einer Abel-Inversion scheidet aus, da offensichtlich keine Rotationssymmetrie vorliegt. Klarheit können OH-PLIF-Aufnahmen schaffen, ähnlich denjenigen, die in einem Konferenzbeitrag von GEBEL et al. [178] vorgestellt werden. In Abb. 7.1 zeichnet sich die Kontur des Spraykegels durch die Oberkanten der Flügel ab. Bei den eingestellten Fluidmassenströmen erfolgte keine Stabilisierung der Sprayflamme, sie wurde mit der Strömung davongetragen und erlosch am Ende des Versuchskanals. Eine Flammenstabilisierung konnte bei geringeren Kanalluftmassenströmen oder höheren Brennstoffmassenströmen erreicht werden. Dennoch wurden für den Vergleich mit Shell GtL-SPK diese Massenströme ausgewählt, da die Flamme über längere Zeit in einem transienten Zustand war, wodurch Unterschiede zwischen beiden Brennstoffen mit Hinblick auf die Phase 2 der Sprayzündung deutlicher zutage traten.

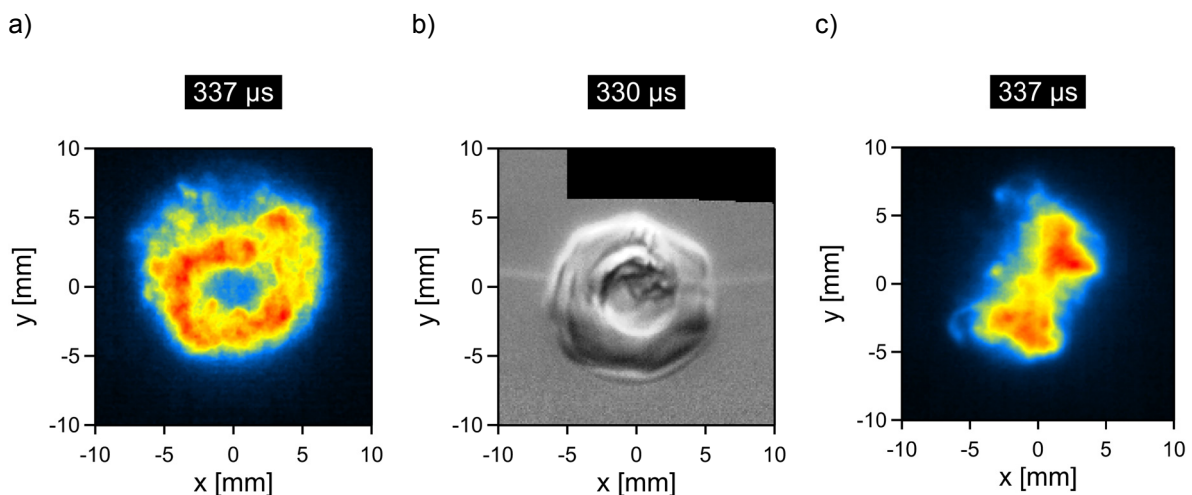


Abb. 7.2: a) und c) Vorder- und Seitenansicht der OH*-Chemolumineszenz eines Flammenkerns während der laserinduzierten Zündung eines Vollkegelsprays aus Kerosin Jet A-1. b) Schlierenaufnahme der Heißgaswolke nach Abklingen eines laserinduzierten Durchbruchs in Luft.

7.2 Sprayzündung von Shell GtL-SPK

Abb. 7.3 zeigt eine zu Abb. 7.1 äquivalente Sequenz der Sprayzündung von Shell GtL-SPK. Die Bilder sind ebenfalls arithmetische Mittelungen aus zwanzig individuellen Zündungsereignissen. Die Farben repräsentieren gleichermaßen die Intensität der OH*-Chemolumineszenz. Allerdings wurde eine individuelle Intensitätsskala verwendet, weshalb ein Vergleich der Intensitäten zwischen Abb. 7.1 und Abb. 7.3 nicht möglich ist. Die beobachteten Intensitäten waren um $\sim 50\%$ schwächer, woraus das augenscheinlich geringere Signal-Rausch-Verhältnis resultierte. Die wahrscheinliche Ursache für die höhere Intensität bei der Sprayzündung von Kerosin Jet A-1 ist eine Resttransmission von Rußleuchten durch den Bandpassfilter, beispielsweise zwischen $\lambda = 475$ und 490 nm, siehe Abb. 3.16. Wie MEINDL [236] zeigte, war die Intensität des Rußleuchtens von Kerosin Jet A-1 im selben Versuchskanal ungefähr die Dreifache derjenigen von Shell GtL-SPK. Bei der Durchführung der Experimente war dieser Unterschied auch augenscheinlich gut erkennbar: Während die Sprayflamme von Jet A-1 ein gelb-weißes Leuchten zeigte, war das der GtL-Flamme blau, in hellen Regionen auch weiß. Dennoch liefert der Vergleich von Abb. 7.3 mit Abb. 7.1 wertvolle Einblicke. Der ringförmige Flammenkern bei $t = 337 \mu\text{s}$ ähnelt demjenigen in Abb. 7.1 und Abb. 7.2, auch wenn die Ringform infolge des geringeren Signal-Rausch-Verhältnisses weniger deutlich wird. In der nachfolgenden Sequenz von $t = 2$ bis 8 ms breitet sich die herzförmige Flamme in Strömungsrichtung aus. In Abb. 7.1 hingegen wird ein Aufbrechen in zwei räumlich getrennte Flügel beobachtet. Der Unterschied rührt wahrscheinlich von den anderen Verdampfungseigenschaften und der höheren laminaren Flammgeschwindigkeit des Shell GtL-SPK gegenüber Kerosin Jet A-1 her, siehe Kap. 3.4.2. Damit werden Brennstofftröpfchen unter Wärmeintrag eher verdampft, und die Reaktionszonen dringen zügiger in das resultierende Dampf-Luft-Gemisch vor. In der gegebenen Versuchskonfiguration macht sich

das durch eine geringere Eindringtiefe der kalten Kernströmung in den Versuchskanal und eine während der Flammenausbreitung größere Reaktionszone bemerkbar.

7.3 Diskussion

Die hier vorgestellte vergleichende Untersuchung demonstriert, dass die Phase 2 der Sprayzündung eines GtL-SPKs, wenn auch ähnlich, in Details anders ablaufen kann als diejenige eines herkömmlichen Kerosins. Daher ist es bei der Entwicklung dieser Brennstoffe wichtig, ihre Zerstäubungs- und Verbrennungseigenschaften genau zu kennen und geeignete Maßnahmen für einen sicheren und effizienten Einsatz in Strahltriebwerken zu treffen. Weiterhin zeigte die Untersuchung, dass das deutlich stärkere Rußleuchten des herkömmlichen Kerosins bei optischen Untersuchungen ein Störfaktor sein kann, dessen Einfluss auf die Beobachtungen minimiert oder zumindest quantifiziert und berücksichtigt werden muss. Schließlich rundete die Untersuchung die Erkenntnisse aus den Kapiteln 4 und 5 über den laserinduzierten Durchbruch und die Sprayzündung ab und zeigt, dass der initiale Flammenkern räumlich weitgehend deckungsgleich mit der in Phase 1 entstehenden Heißgaswolke war.

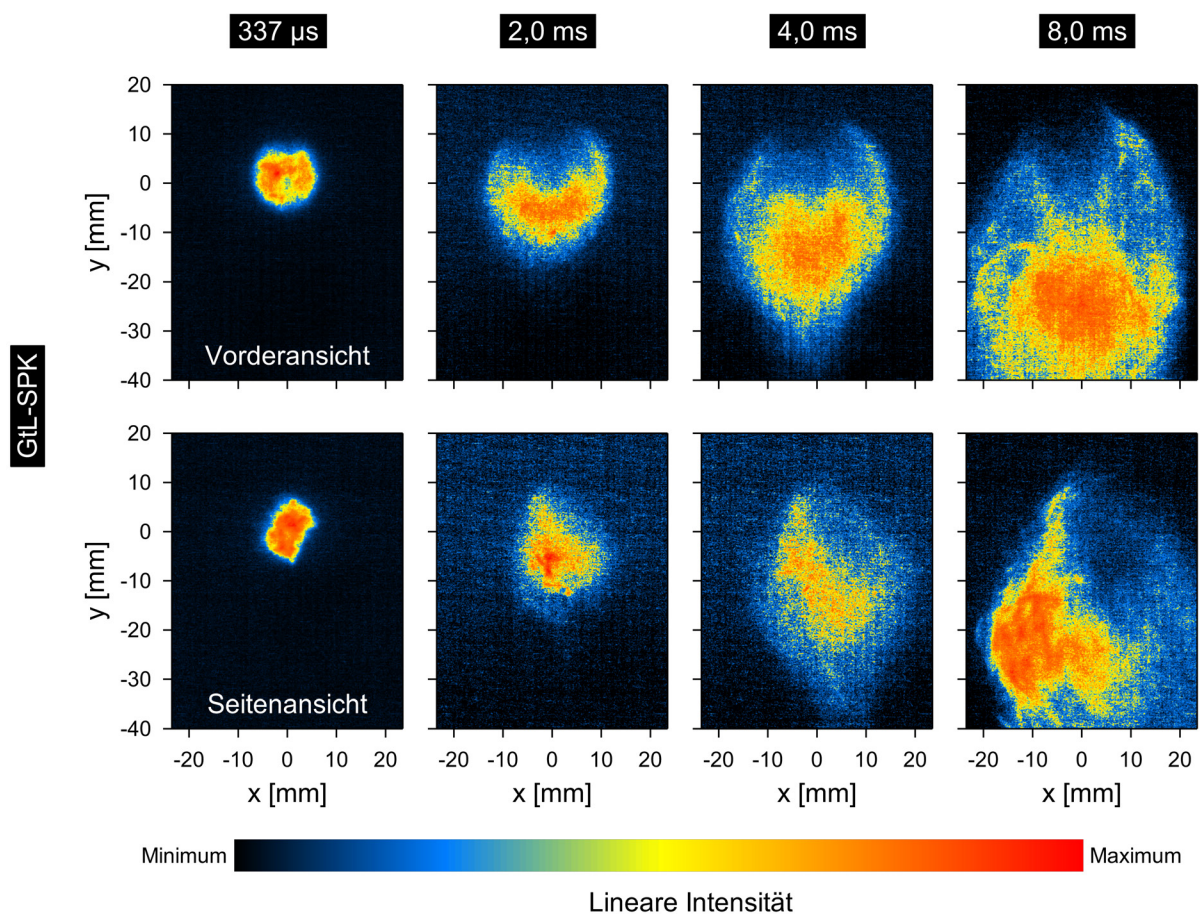


Abb. 7.3: Mittelwertbildsequenzen der OH*-Chemolumineszenz äquivalent zu Abb. 7.2 für Shell GtL-SPK.

8 Genauigkeitsanalysen

In diesem Kapitel werden die Genauigkeiten verschiedener Zahlenwerte diskutiert, und konservativ berechnete oder approximierete Fehlerintervalle angegeben. Seitens des Versuchstandes sind die Genauigkeiten der eingestellten Fluidmassenströme von Interesse. Auch die Genauigkeit, mit der sich die Tröpfchendurchmesser bei Verwendung des Tröpfchengenerators einstellen und berechnen lassen, ist bezüglich der Analysen zum Tröpfchenzerfall eine wichtige Information. Weitere Unterkapitel betrachten verschiedene Genauigkeiten von Größen, die bei der Aufbereitung und Analyse von Messdaten erreicht werden. Diese sind die Genauigkeit der Aufnahme- und Messzeitpunkte, der räumlichen Auflösung bildgebender Verfahren, der Geschwindigkeitsmessungen im PIV-Verfahren und der Temperaturbestimmung anhand optischer Emissionsspektren.

8.1 Genauigkeit der Fluidmassenströme

8.1.1 Gasmassenströme

Die Luftmassenströme wurden mit drei Massenstromreglern Bronkhorst F-206AI (Kanalluft), F-203AV (Kanalluft mit Rauch für Stereo-PIV-Messungen) und F-202AC (Zerstäubungsluft für die Spraydüse) eingestellt. Für alle drei Geräte setzte sich der Gesamtfehler aus einem relativen Fehler von $\pm 0,8\%$ des eingestellten Massenstroms und einem absoluten Fehler von $\pm 0,2\%$ des maximalen Massenstroms zusammen. Unterschiede zwischen eingestellten und tatsächlichen Massenströmen infolge Abweichungen zwischen eingestelltem und kalibriertem Vordruck oder der Verwendung von Stickstoff anstelle von Luft sind in den angegebenen Zahlenwerten bereits korrigiert. Für diese Korrekturen wurde das Programmpaket FLUIDAT [153] von Bronkhorst verwendet.

8.1.2 Brennstoffmassenströme der Spraydüse

Gegen Ende der experimentellen Arbeiten zu dieser Dissertation stand für eine exakte nachträgliche Bestimmung der Brennstoffmassenströme ein geeigneterer Coriolis-Massenstrommesser (Bronkhorst mini CORI-FLOW M14) mit einem Messbereich von $\dot{m} = 0,5$ bis 50 g/min und einer relativen Genauigkeit von $\pm 0,2\%$ zur Verfügung. Der Coriolis-Massenstrommesser wurde in der Brennstoffleitung zwischen dem Filter und dem Magnetventil installiert, siehe Abb. 3.2. Um den durch den Einbau erhöhten Druckabfall über die Brennstoffleitung zu korrigieren, wurden zunächst Referenzmessungen ohne das Gerät durchgeführt. Dabei wurden der statische Druck in der Brennstoffleitung direkt vor dem Eintritt in den Versuchskanal und der Kanal- und der Reservoirdruck mit kapazitiven Druckaufnehmern (Gems 2800) gemessen. Die Messungen zeigten, dass der Druckverlust zwischen Kanal und Leitungsmesspunkt Δp_{LK} vom Kanalluftstrom und Zerstäubungsluftstrom der Düse unabhän-

gig war. Für die anschließenden Messungen mit eingebautem Coriolis-Massenstrommesser wurde der Reservoirdruck so angepasst, dass sich zwischen dem Leitungsmesspunkt und dem Versuchskanal dasselbe Δp_{LK} wie in den Referenzmessungen einstellte. Während der experimentellen Untersuchungen mit der Spraydüse wurde stets darauf geachtet, das Reservoir exakt mit einem Überdruck $\Delta p_{RK} = 100$ mbar gegenüber dem Kanal zu bedrücken, geringfügige Abweichungen konnten indes nicht ausgeschlossen werden. Obwohl Δp_{RK} nie um mehr als ± 1 mbar vom manuell eingestellten Wert abwich, wurde während der Massenstrommessungen Δp_{LK} um ± 2 mbar variiert, wodurch Δp_{RK} Abweichungen von bis zu ± 3 mbar zeigte. Mögliche Ungenauigkeiten des Brennstoffmassenstroms wurden damit konservativ abgeschätzt. Die Massenströme für die in dieser Dissertation eingesetzten Brennstoffe sind in Tab. 8.1 angegeben. Dabei ist \dot{m}_F der Sollwert, $\dot{m}_{F,\min}$ und $\dot{m}_{F,\max}$ resultieren aus den Abweichungen der Druckdifferenzen nach unten bzw. nach oben sowie der Messungengenauigkeit des Massenstrommessers von $\pm 0,2$ %.

Tab. 8.1: Brennstoffmassenströme bei einer Druckdifferenz zwischen dem Brennstoffreservoir und dem Versuchskanal von $\Delta p_{RK} = 100$ mbar und konservativ bestimmte, größtmögliche Abweichungen [236].

	\dot{m}_F [g/min]	$\dot{m}_{F,\min}$ [g/min]	$\dot{m}_{F,\max}$ [g/min]
Kerosin Jet A-1	20,68	20,30	21,05
Ethanol	19,94	19,63	20,30
Shell GtL-SPK	19,90	19,57	20,20

8.1.3 Brennstoffmassenströme des Tröpfchenketteninjektors

In der Standardkonfiguration war der Injektor mit einer Blende mit fünf Löchern mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser ausgestattet. Zusammengenommen strömte ein Brennstoffmassenstrom von $\dot{m}_F \approx 3$ g/min durch die Löcher aus. Er war so gering, dass kein Massenstrommesser für eine exakte Bestimmung verfügbar war. Daher wurde er im Versuchsbetrieb indirekt aus dem Druck und der Temperatur im Brennstoffreservoir sowie dem in das Reservoir einströmenden Luftmassenstrom berechnet. Das Volumen, welches die Luft im Reservoir einnahm, entsprach dem verdrängten Brennstoff. Mögliche Fehlerquellen lagen in der Messung des Reservoirdrucks, der Reservoirtemperatur, dem Luftmassenstrom sowie der Annahme, dass die einströmende Luft direkt eine Temperatur von $21 \text{ }^\circ\text{C}$ besäße. Zur Abschätzung der Genauigkeit dieser Methode wurde der Brennstoff unterhalb des Tröpfchenketteninjektors in mehreren Referenzmessungen über einen Zeitraum von acht bis zehn Minuten mit einem Becherglas gesammelt und anschließend gewogen. In Tab. 8.2 sind für Jet A-1 und Ethanol für zwei Reservoirluftmassenströme \dot{m}_R der sich einstellende Reservoirdruck Δp_{RK} gegenüber dem Kanal,

der daraus berechnete Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{F,th}$ und der gemessene Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{F,mess}$ gegeben. In der Standardkonfiguration ($\dot{m}_R = 0,431$ g/h) wich der gemessene Brennstoffmassenstrom vom berechneten Wert bei Jet A-1 nach oben und bei Ethanol nach unten ab. Für Kerosin betrug die Abweichung in der Standardkonfiguration +2,4 % und für Ethanol –5,1 %. Sie werden als repräsentativ betrachtet, sodass für die berechneten Brennstoffmassenströme von einer Genauigkeit von ± 5 % ausgegangen werden soll. Die in dieser Dissertation in den Beschreibungen der experimentellen Untersuchungen angegebenen Brennstoffmassenströme sind die theoretisch berechneten Werte.

Tab. 8.2: Berechnete und gemessene Brennstoffmassenströme in Abhängigkeit vom Luftmassenstrom und Reservoirdruck.

	\dot{m}_R [g/h]	Δp_{RK} [mbar]	$\dot{m}_{F,th}$ [g/min]	$\dot{m}_{F,mess}$ [g/min]
Kerosin Jet A-1	0,431	486,5	2,97	3,04
	0,862	867,5	4,72	4,38
Ethanol	0,431	411,5	3,11	2,96

8.2 Tröpfchendurchmesser

Bei der Durchführung von Experimenten mit dem Tröpfchenketteninjektor war eine durchgehende messtechnische Überwachung der Tröpfchendurchmesser nicht praktikabel. Daher wurden sie anhand von Gl. (2.10) in Abhängigkeit von den am Versuchsstand vorgenommenen Einstellungen berechnet. Der mögliche Fehler des Brennstoffmassenstroms wurde bereits in Kap. 8.1.3 diskutiert. Weitere Fehlerquellen waren Ungenauigkeiten bei der eingestellten Schwingblendenfrequenz ν_B und der Dichte ρ_F des auf $21 \pm 0,2$ °C temperierten Brennstoffs. Zur Abschätzung der Abweichung zwischen realem und mit Gl. (2.10) berechnetem Tröpfchendurchmesser wurde eine optische Referenzmessung vorgenommen, wobei die Unsicherheiten des Messverfahrens in der Auswertung zu berücksichtigen waren. Der Injektor wurde mit der Schwingblende mit fünf parallelen Löchern betrieben, der Brennstoff war Kerosin Jet A-1 aus der für diese Dissertation durchgehend verwendeten Charge. Der Brennstoffmassenstrom wurde mit einem Coriolis-Massenstromregler (Bronkhorst mini CORI-FLOW M14) mit einer relativen Genauigkeit von $\pm 0,2$ % eingestellt. Die Tröpfchen wurden bei 1 cm vertikalem Abstand von der Blende mit einer hochauflösenden Kamera durch ein Fernfeldmikroskop (siehe Kap. 3.5.4) beobachtet. Sie wurden von hinten durch aufgeweitete und zerstreute 6-ns-Pulse eines Nd:YAG-Lasers beleuchtet. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus wird in Abb. A.6 im Anhang A gezeigt. Abb. 8.1 zeigt einen repräsentativen Bildausschnitt aus dieser Untersuchung. Die Messung der Tröpfchendurchmesser erfolgte durch

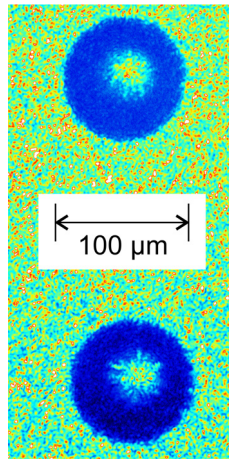


Abb. 8.1: Zwei Kerosintröpfchen ~1 cm unterhalb der Schwingblende, in einer Referenzmessung durch ein Fernfeldmikroskop aufgenommen.

MEINDL mit einem selbstgeschriebenen LabVIEW-Programm [236]. Es wurden 372 Tröpfchen vermessen, die statistische Auswertung der Ergebnisse wird in Tab. 8.3 gegeben. Links werden die Betriebsparameter des Injektors gegeben. Der anhand dieser Parameter nach Gl. (2.10) berechnete, theoretische Tröpfchendurchmesser $D_{T,th}$ ist in der eingerahmten Spalte angegeben. Rechts davon stehen der Durchschnittswert $\bar{D}_{T,mess}$ und die Standardabweichung s_T . Die Sichtfeldkalibration erfolgte mit einer USAF-1951-Auflösungstesttafel. Infolge einer leichten Abbildungsunschärfe durch das Fernfeldmikroskop konnten Balkenlängen auf der Testtafel nur auf ± 4 Pixel genau bestimmt werden. Auch die Durchmesserbestimmung der Tröpfchen war einer Genauigkeit von ± 4 Pixel unterworfen. Daraus ergibt sich der Fehler von $\pm 2,0 \mu\text{m}$ des gemessenen Durchmessers. Der theoretische Wert weicht um $2 \mu\text{m}$ bzw. $\sim 2,2 \%$ vom Durchschnitt ab. Die Monodispersität der Tröpfchenkettens und die Genauigkeit der mit Gl. (2.10) berechneten Tröpfchendurchmesser sind damit von zufriedenstellender Qualität.

Tab. 8.3: Betriebsparameter des Tröpfchenkettensinjektors, berechneter Tröpfchendurchmesser $D_{T,th}$ und statistische Auswertung [236].

\dot{m}_F [g/min]	ν_B [kHz]	D_L [μm]	$D_{T,th}$ [μm]	$\bar{D}_{T,mess}$ [μm]	s_T [μm]
$3,333 \pm 0,007$	31,94	5×50	$94,25 \pm 0,07$	$92,23 \pm 2,0$	0,87

Es ist notwendig, den in Kap. 8.1.3 festgestellten, möglichen Fehler des Brennstoffmassenstroms von $\pm 5 \%$ in die Betrachtung miteinzubeziehen. Geht man beispielsweise von einem typischen Brennstoffmassenstrom von $\dot{m}_F = 3,0 \text{ g/min}$ aus, ergibt sich $D_{T,th} = 94,55 \mu\text{m}$. Abweichende \dot{m}_F von 2,85 oder 3,15 g/min führen auf $D'_{T,th}$ von 92,95 und 96,1 μm . Wird nun die im vorangegangenen Absatz festgestellte Abweichung des gemessenen Wertes von $\pm 2,0 \mu\text{m}$ mitbeaufschlagt (wobei im Sinne einer konservativen Abschätzung die Richtung der

gemessenen Abweichung als zufällig angesehen wird), ergibt sich für den Tröpfchendurchmesser ein Intervall von 90,95 bis 98,1 μm . Das entspricht einem Fehler von $\pm 4\%$ gegenüber dem nach Gl. (2.10) berechneten Wert.

8.3 Zeitliche Genauigkeit

8.3.1 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Laserinduzierte Durchbrüche und Zündungen

Die kürzeste einstellbare Belichtungszeit der Hochgeschwindigkeitskameras betrug 1 μs . Gemessen an den Geschwindigkeiten, mit denen einige Prozesse in der Frühphase laserinduzierter Zündungen ablaufen, war das eine relativ lange Zeitspanne, die in der Datenanalyse zu berücksichtigen war. Insbesondere wurde der genaue zeitliche Abstand des Zündlaserpulses von den Flanken der Belichtungsfunktion benötigt. Dieser wurde in Referenzmessungen mit der HSS6 bestimmt, indem der Zeitabstand zwischen dem Kamerastart und dem Puls des Nd:YAG-Laser SpitLight 600-10 (mit Frequenzverdoppler und Güteschalter, Pulsdauer 6 ns; es war derselbe Laser, der das Kernstück des Laserzündsystems bildete) bei einer eingestellten Belichtungszeit von 1 μs systematisch variiert und das an einem Papier gestreute Laserlicht aufgenommen wurde. Die mittlere Bildintensität diente als Indikator der Kameraempfindlichkeit zum eingestellten Zeitabstand. Abb. 8.2 zeigt die gemessenen Kameraempfindlichkeiten relativ zu einer Bezugszeit. An die Punkte wurde ein Modell der Belichtungsfunktion

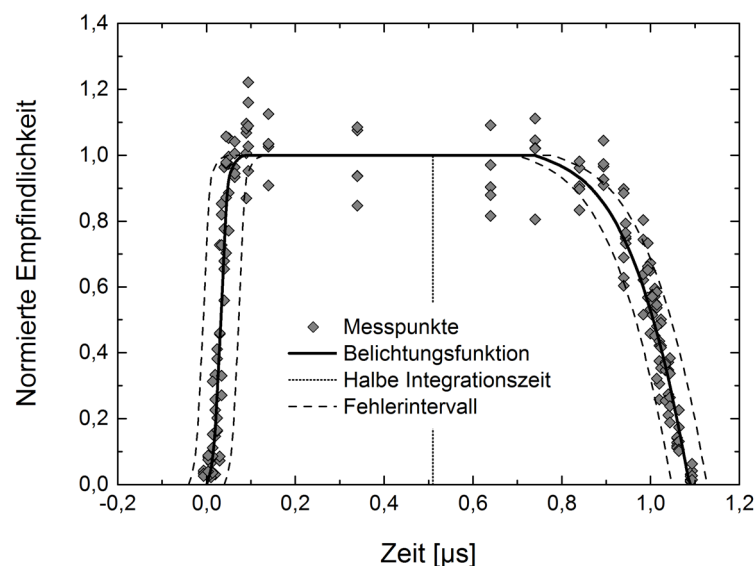


Abb. 8.2: Gemessene Kameraempfindlichkeiten und angepasstes Modell der Belichtungsfunktion für die HSS6. Zusätzlich sind die halbe Integrationszeit und das Fehlerintervall von ± 40 ns markiert.

tion angepasst. Es verdeutlicht, dass die Belichtungsfunktion kein ideales Rechteck ist, sondern eine Dauer von $1,09 \mu\text{s}$, eine steigende Flanke von $\sim 100 \text{ ns}$ Dauer und eine fallende Flanke von $\sim 350 \text{ ns}$ Dauer hat. Die halbe Integrationszeit über die Funktion wird 510 ns nach dem Beginn der steigenden Flanke erreicht. Anhand der Streuung der Messpunkte wurde der größtmögliche Fehler des eingestellten Zeitabstandes auf $\pm 40 \text{ ns}$ geschätzt.

Der Fehler wurde in einem Versuchsaufbau bestimmt, der bezüglich der elektronischen Komponenten identisch zu denen der experimentellen Untersuchungen war. Er stellt den Gesamtfehler aus Jitter der Pulsgeneratoren, des Laserpulses, des Kamerasteuergerätes und der Kamera selbst dar. Bei bildgebenden Messverfahren wurde üblicherweise die Hochgeschwindigkeitskamera HSS6 verwendet, jeweils einmal auch eine HSS8 und zwei HSS5. Wegen der technischen Ähnlichkeit der Kameras (insbesondere zwischen HSS6 und HSS8), der Verwendung derselben Pulsgeneratoren und baugleicher Kamerasteuergeräte wird für die anderen Kameramodelle derselbe Fehler angenommen. Die Untersuchung wurde exklusiv für die HSS6 durchgeführt, da diese für die besonders zeitsensitive Energiebestimmung laserinduzierter Detonationswellen mittels Schlierenbildserien eingesetzt wurde.

Elektrische Durchbrüche und Zündungen

Die Genauigkeit der angegebenen Aufnahmezeiten war beim Einsatz der elektrischen Zündsysteme deutlich geringer als beim Laserzündsystem. Das Wechselstromzündsystem reagierte auf den Starttriggerpuls mit einem Jitter von $\pm 1 \mu\text{s}$. Er und der Fehler der Aufnahmezeit von $\pm 40 \text{ ns}$ summieren sich zu einem Gesamtfehler von $\pm 1,04 \mu\text{s}$.

Das Gasturbinenzündsystem besaß keinen Eingang für ein Startsignal, sondern nahm seine Arbeit auf, sobald an den Kontakten des Hochspannungsgenerators eine Spannung anlag. Daher wurde das Kamerasystem von einer Photodiode Thorlabs PDA25K-EC gestartet, die auf das Eigenleuchten des Durchbruchs mit einem TTL-Puls reagierte. Die steigende Flanke des TTL-Pulses begann nach einer Verzögerung von 250 ns und hatte eine Anstiegszeit von $\leq 100 \text{ ns}$. Da unklar war, ab welcher Spannungsamplitude die Kamera auf die steigende Flanke reagierte, war von einer zeitlichen Unsicherheit von $\pm 50 \text{ ns}$ auszugehen. Zusammen mit dem Fehler der Aufnahmezeit von $\pm 40 \text{ ns}$ ergibt sich der Gesamtfehler somit zu $\pm 90 \text{ ns}$.

8.3.2 Chemolumineszenzvideos der Sprayzündung

Bei den in Kap. 7 vorgestellten Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen der OH^* -Chemolumineszenz der Sprayzündung wurden Bildverstärker eingesetzt. Da diese Geräte durch hohe Lichtintensität Schaden nehmen, war es zu riskant, sie zur Feineinstellung des Triggersystems direkt dem Streulicht des Laserpulses auszusetzen. Daher kann der mögliche Zeitfehler der Aufnahmen nur aus den Einstellungen der Pulsgeneratoren und der bekannten Gerätejitter berechnet werden. Die Kameras und die Blitzlampe des Zündlasers wurden vom Pulsgenerator Quantum 9528 getaktet, der außerdem den Pulsgenerator BNC 565-8C startete, welcher wiederum die Pockels-Zelle des Lasers auslöste und die Aufnahme startete. Der Gesamtfehler berechnet sich zu $\pm 105,85 \text{ ns}$ ($2,1 \text{ ns}$ Gangunterschied zwischen zwei Kanälen des Quantum 9528 + 80 ns Verzugsunsicherheit des BNC 565-8C auf ein externes Startsignal

+ 22,75 ns Gangfehler des BNC-565-8C für $\Delta t_{\text{BL-PO}} = 215 \mu\text{s} + 1 \text{ ns}$ Jitter der Pockels-Zelle des Zündlasers). Hinzu kommt der unbekannte Jitter der Belichtungsfunktionen der Bildverstärker in der Größenordnung von $\pm 10 \text{ ns}$. Damit wird der Zeitfehler der Aufnahmen auf maximal $\pm 150 \text{ ns}$ geschätzt.

8.3.3 Optische Emissionsspektroskopie

Laserinduzierte Durchbrüche und Zündungen

Zur Feineinstellung des Triggersystems wurde der Zeitabstand zwischen der Schaltung des Bildverstärkers des Échelle-Spektrographen ESA 4000 EV/i und der Pockels-Zelle des Nd:YAG-Lasers SpitLight 600-10 systematisch variiert und die Intensität der an den optischen Komponenten des Versuchsaufbaus gestreuten Laserlinie bei 532 nm beobachtet. Die Schaltung beider Gerätekomponenten erfolgte mit TTL-Pulsen desselben Pulsgenerators (BNC 565-8C). Die Laserlinie tauchte bereits sporadisch auf, wenn der TTL-Puls für den Bildverstärker 226 ns vor demjenigen für die Pockels-Zelle gegeben wurde. Mit kleiner werdender Vorlaufzeit nahm die Intensität zu, schwankte aber zwischen einzelnen Wiederholungen. Erst bei einer Vorlaufzeit von 125 ns stellte sich eine konstante Amplitude zwischen den Wiederholungen ein. Die Untersuchung zeigt einerseits, dass die Reaktionszeit des Bildverstärkers mindestens 125 ns gegenüber der Pockels-Zelle verzögert war und andererseits, dass der Bildverstärker eine steigende Flanke von bis zu 101 ns Dauer hatte. Die Werte waren einem Gesamtjitter unterworfen, der sich aus denen des Pulsgenerators, der Pockels-Zelle und des Bildverstärkers zusammensetzte. Beobachtungen der Intensitätsschwankungen bei verschiedenen Vorlaufzeiten ließen auf einen Gesamtjitter von $\pm 5 \text{ ns}$ schließen. Als Referenzzeit $t_0 = 0 \text{ ns}$ wurde daher der Zeitpunkt nach Abschluss der steigenden Flanke plus 5 ns festgelegt. Wurde der Spektrograph zu späteren Zeiten nach dem Laserpuls gestartet, kam der lineare Gangfehler des Pulsgenerators hinzu, der sich laut Hersteller zu $\Delta t = 1 \text{ ns} + 0,0001 t$ berechnete. Zusammen mit dem festgestellten Jitter von $\pm 5 \text{ ns}$ ergeben sich damit beispielsweise für Startzeitpunkte der Belichtungen $t = 10$ und $100 \mu\text{s}$ die Gesamtfehler zu $\pm 7 \text{ ns}$ und $\pm 16 \text{ ns}$.

Elektrische Durchbrüche und Zündungen

Beim Einsatz des Gasturbinenzündsystems startete eine Photodiode Thorlabs PDA25K-EC auf das Eigenleuchten des Durchbruchs hin den Pulsgenerator BNC 565-8C, der wiederum den Échelle-Spektrographen ESA 4000 EV/i startete. Der Gesamtfehler ergibt sich daher als Summe der Einzelfehler. Wie in Kap. 8.3.1 erläutert wurde, ist bei der Photodiode von einer zeitlichen Unsicherheit von $\pm 50 \text{ ns}$ auszugehen. Der Pulsgenerator reagierte auf ein externes Startsignal mit einer Unsicherheit von $\pm 80 \text{ ns}$. Mit zunehmendem Zeitabstand zum Startsignal wächst der lineare Gangfehler $\Delta t = 1 \text{ ns} + 0,0001 t$ an. Es ist unbekannt, ob der im vorangegangenen Unterkapitel festgestellte Jitter von $\pm 5 \text{ ns}$ allein dem Bildverstärker des Spektrographen zuzuordnen ist. Im Sinne einer konservativen Fehlerabschätzung ist davon auszugehen. Somit ergeben sich beispielsweise für Startzeitpunkte der Belichtung $t = 10$ und $100 \mu\text{s}$ die Gesamtfehler zu $\pm 137 \text{ ns}$ und $\pm 146 \text{ ns}$.

8.4 Genauigkeit der Sichtfeldkalibration

8.4.1 Positionsfehler der Testtafel

Die Größenbestimmung des von einer Kamera eingesehenen Sichtfelds (und damit verbunden die Bestimmung des Umrechnungsfaktors von Pixel in Millimeter) erfolgte mithilfe von Testtafeln, die in Referenzmessungen in die Messebene innerhalb des Versuchskanals gesetzt wurden, siehe Kap. 3.5.6. Der Abstand zwischen der Frontlinse des Kameraobjektivs und der Messebene wird hier als z bezeichnet. Die Position der Testtafel wurde stets manuell justiert, wobei verschiedene Hilfsmittel, beispielsweise der Fokus des Laserstrahls (bei laserinduzierten Durchbrüchen und Zündungen) oder das Laserlichtband (bei PIV-Messungen), verwendet wurden. Weist dennoch der horizontale Abstand der Testtafel zur Frontlinse des Kameraobjektivs einen Abstandsfehler Δz auf, wird der Abstand y_M zweier Markierungen auf der Testtafel auf die Sensoroberfläche nicht als y_S projiziert, sondern ist mit einem Abbildungsfehler $\Delta y_{S,A}$ behaftet. In Abb. 8.3 wird dieser Umstand veranschaulicht: Befindet sich die Testtafel um Δz versetzt rechts bzw. links der Messebene, erscheinen ihre Kalibrierungsmuster um den Fehler $\Delta y_{S,A}$ zu groß bzw. zu klein. Folglich fällt der Umrechnungsfaktor von Pixel in Millimeter zu klein bzw. zu groß aus. Eine einfache geometrische Überlegung (Strahlensatz) zeigt, dass sich $\Delta y_{S,A}$ zum Δz folgendermaßen verhält:

$$1 + \frac{\Delta z}{z} = \left(1 + \frac{\Delta y_{S,A}}{y_S} \right)^{-1} . \quad (8.1)$$

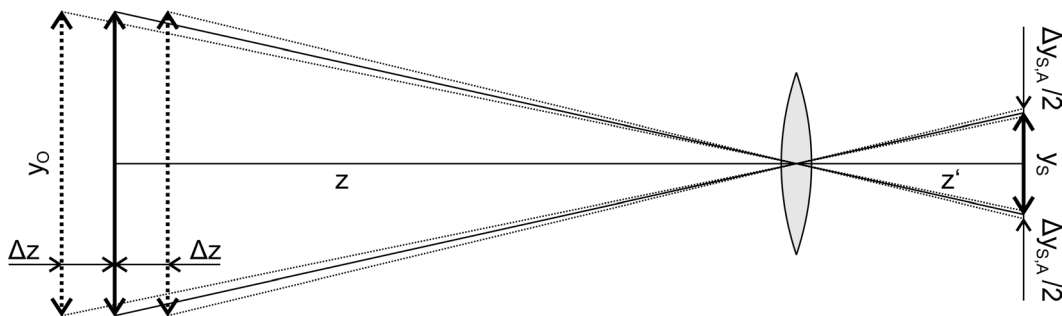


Abb. 8.3: Geometrische Darstellung des Größenfehlers der Sensorprojektion infolge eines Positionierungsfehlers der Testtafel in der Messebene. Die Bikonvexlinse symbolisiert das Kameraobjektiv.

Ein besonders geringer Abstand $z = 300$ mm wurde bei den PIV-Messungen am Spray und an den Tröpfchenketten realisiert, siehe Kap. 3.5.2 und Kap. 4.4.2. Nimmt man einen Fehler $\Delta z = 0,5$ mm an, wobei es sich um eine erfahrungsbasierte, konservative Schätzung handelt, dann ergibt sich der prozentuale Fehler des gemessenen Abstandes (gleichbedeutend mit dem

Fehler der Sichtfeldgröße und dem Umrechnungsfehler von Pixel in Millimeter) zu $100 \cdot \Delta y_{S,A} / y_S = 0,167 \%$.

8.4.2 Sichtfeldkalibration durch LaVision DaVis

In den Schlieren- und Schattenaufbauten wurde das Messgebiet von kollimiertem Licht durchdrungen. Daher war der horizontale Abstand der Testtafel vom Kameraobjektiv irrelevant und ein Abbildungsfehler infolge eines Abstandsfehlers trat nicht auf. Als Fehlerquelle verblieb die Ungenauigkeit des zur Aufbereitung von Bildmessdaten verwendeten Programms LaVision DaVis in den Versionen 7 und 8. Sie wurde untersucht, indem das Unterprogramm zur Sichtfeldkalibration mehrmals auf dieselbe Aufnahme einer Testtafel im Schattenaufbau angewendet wurde, wobei die manuellen Eingabeparameter jedes Mal neu gesetzt wurden. Die prozentuale Abweichungen der bestimmten Sichtfeldgrößen $\Delta y_{S,K}$ vom Mittelwert $\bar{y}_{S,K}$ lag unter $\pm 0,1 \%$. Es wird angenommen, dass es sich um einen repräsentativen Wert für alle nach diesem Verfahren kalibrierten Bildmessdaten handelt. Tritt dieser Kalibrationsfehler gemeinsam mit dem im vorangegangenen Unterkapitel besprochenen Abbildungsfehler auf, beispielsweise bei PIV-Messungen, dann ergibt sich der relative Gesamtfehler zu:

$$\frac{\Delta y_{S,G}}{y_S} = \left(1 + \frac{\Delta y_{S,A}}{y_S} \right) \left(1 + \frac{\Delta y_{S,K}}{\bar{y}_{S,K}} \right) - 1 . \quad (8.2)$$

Im Falle der PIV-Messungen von Tröpfchengeschwindigkeiten ergibt sich somit aus $100 \cdot \Delta y_{S,A} / y_S = 0,167 \%$ und $100 \cdot \Delta y_{S,K} / \bar{y}_{S,K} = 0,1 \%$ der prozentuale Gesamtfehler zu $100 \cdot \Delta y_{S,G} / y_S = 0,2672 \%$. Dieser Fehler wird in der Genauigkeitsanalyse der PIV-Messungen in Kap. 8.5 weiterverwendet. Für die meisten anderen Messungen ist er vernachlässigbar, zumal der Abstand z meistens deutlich größer als 300 mm war. Entsprechend kleiner war der Abbildungsfehler $\Delta y_{S,A}$. Einzige Ausnahme waren die Messungen mit dem Fernfeldmikroskop, deren räumliche Genauigkeit daher im nächsten Absatz besprochen wird.

8.4.3 Sichtfeldkalibration bei der Fernfeldmikroskopie

Zur Sichtfeldkalibration beim Einsatz des Fernfeldmikroskops wurde eine USAF-1951-Auflösungstesttafel verwendet. Sie wurde in den Messebenen positioniert, indem sie auf einem Optikhalter montiert und über eine Mikrometerschraube horizontal verschoben wurde, bis sich ein scharfes Bild ergab. Da die Tiefenschärfe des Mikroskops stets $< 50 \mu\text{m}$ lag, der geringste verwendete Abstand zur Messebene aber $\sim 200 \text{ mm}$ betrug (siehe Kap. 3.5.4), war der größtmögliche prozentuale Fehler nur $100 \cdot \Delta y_{S,A} / y_S = 0,025 \%$ und somit vernachlässigbar. In Kap. 8.2 wurde dargestellt, dass die Balkenlängen der Auflösungstesttafel infolge leichter Abbildungsunschärfe nur auf ± 4 Pixel genau bestimmt werden konnten. Der resultierende Fehler bei der Bestimmung der Tröpfchendurchmesser wurde in Kap. 8.2 dargelegt. Die zweite experimentelle Untersuchung, bei der das Fernfeldmikroskop eingesetzt wurde, war die Beobachtung von Tröpfchenzerfällen im Umfeld eines laserinduzierten Durchbruchs, sie-

he Kap. 5.4. Ein Fehler von ± 4 Pixel in der Kalibration entspricht hier einem Fehler der Abbildungsgröße von $\pm 0,3$ %.

8.5 Genauigkeit von PIV-Messungen

8.5.1 Mögliche Fehlerquellen

Obwohl PIV ein etabliertes Strömungsmessverfahren ist, und die Anzahl der fachlichen Publikationen kaum überschaubar scheint, stellt die Genauigkeitsanalyse eine Herausforderung dar, zu der keine Patentlösung existiert. Die zahlreichen möglichen Fehlerquellen müssen für jede durchgeführte Messreihe individuell untersucht werden. Im Folgenden werden die als am wichtigsten betrachteten Fehlerquellen vorgestellt, und die Notwendigkeit einer genaueren Untersuchung wird überprüft:

- Die Markierungspartikel müssen Größen, Formen und Materialdichten aufweisen, die es ihnen ermöglichen, sich der Strömungsgeschwindigkeit auch im Falle großer Gradienten ohne bemerkbare Trägheit anzupassen [237]. Im Falle der Stereo-PIV-Messungen an Rauchpartikeln ist eine Überprüfung notwendig, da diese Methode der Strömungsmarkierung wenig verbreitet ist und daher kein Zugriff auf Erfahrungswerte besteht.
- Gravitationsablenkung der Markierungspartikel [165]. Dieser Effekt tritt nur in sehr langsamen Laminarströmungen oder bei schweren Partikeln in Erscheinung. Im Falle der für diese Dissertation durchgeführten Untersuchungen ist er nicht von Bedeutung.
- Jitter der Pockels-Zelle des Beleuchtungslasers und des sie steuernden Pulsgenerators. Sie ergeben eine Unsicherheit des Zeitabstandes zwischen den Bildpaaren und damit eine Unsicherheit der bestimmten Geschwindigkeiten.
- Die in Kap. 8.4 besprochenen Fehler der Sichtfeldkalibration. Auch sie ergeben eine Unsicherheit der bestimmten Geschwindigkeiten.
- Perspektivischer Fehler bei zweidimensionalen PIV-Messungen mit einer Kamera [169]. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Messebene wird dabei nicht erfasst. Die Bewegung der Markierungspartikel entlang dieser Achse überlagert sich aus der Kameraperspektive mit den Bewegungen in der Ebene und täuscht damit eine falsche Geschwindigkeit vor. Eine Überprüfung der Größenordnung dieses Fehlers ist erforderlich. Bei Stereo-PIV-Messungen tritt er nicht auf.
- Die PIV-Analysesoftware berechnet Geschwindigkeiten anhand des Partikelversatzes in den Analysefenstern. Da keine Informationen über die Zwischenzeiten vorliegen, geht sie von einer linearen Bewegung aus. Bewegen sich die Partikel entlang gekrümmter Stromlinien, sind ihre tatsächlichen Geschwindigkeiten größer als die ermittelten [237]. Dieser Fehler ist insbesondere in Scherschichten und turbulenten Strömungen relevant [238]. Um ihn zu minimieren, wurden die Zeitabstände zwischen den Bildpaaren gering gehalten. Typischerweise bewegten sich Partikel in dieser Zeit nur 2

bis 3 Pixel (die größten Bewegungen wurden bei den PIV-Messungen am Vollkegelspray in der Kernströmung beobachtet und lagen bei ~ 10 Pixel). Angesichts der kurzen Pixelwege und der geringen Turbulenz der untersuchten Strömungsfelder ist dieser Fehler vernachlässigbar.

- Sind die Partikeldichte, die Partikelgröße und der Kontrast in den Analysebildern von geeigneter Qualität, erreicht das PIV-Analysemodul von LaVision Davis eine *Subpixelgenauigkeit* von 0,1 bis 0,05 Pixel [167]. Entsprechend ist die Auflösung begrenzt, mit der Geschwindigkeiten bestimmt werden können. Die verbleibende Restunsicherheit verschwindet allerdings bei einer Mittelung über viele Einzelmessungen. In dieser Dissertation werden nur gemittelte Strömungsfelder gezeigt, daher entfällt die Untersuchung der Restunsicherheit.
- Im Falle sehr kleiner Markierungspartikel, deren Abbildungsdurchmesser weniger als zwei Pixel beträgt, verschlechtert sich die Subpixelgenauigkeit deutlich. Bei diesem als *Peak Locking* oder *Pixel Locking* bezeichneten Effekt werden die Bewegungen in den Analysefenstern vornehmlich als ganzzahlige Vielfache von $\sim 0,25$ Pixel erfasst [239,240]. Entsprechend sind die bestimmten Geschwindigkeiten diskretisiert, und die Vektorfelder zeigen periodische Strukturen. In DaVis zeigten die Histogramme der bestimmten Geschwindigkeitsnachkommastellen durchgehend homogene Verteilungen, es fand also kein Peak Locking statt.
- Ob die PIV-Analysesoftware in jedem Korrelationsfeld einen eindeutigen Spitzenwert findet (siehe Abb. 3.14b), hängt von zahlreichen Faktoren ab. Diese sind das Signal-Rausch-Verhältnis, die Abbildungsschärfe, die Partikeldichte, die Abbildungsgröße der Partikel, Hintergrundstörungen, die Homogenität des Laserlichtbandes, die Separationszeit der Doppelbilder und die Voreinstellungen des Analysealgorithmus. Bei einer guten PIV-Messung sollte die Analysesoftware in ~ 99 % der Korrelationsfelder einen Spitzenwert finden [238]. Für die in dieser Dissertation vorgestellten Messungen wurde das stichprobenweise überprüft. Im Falle der Stereo-PIV-Messungen wurde das Kriterium erfüllt. Im Falle der PIV-Messungen am Vollkegelspray lag der Wert hingegen nur zwischen 94 und 98 %, was sich mit den hohen Fluktuationen der Tröpfchendichte begründet, siehe Kap. 3.2.1. Der Einfluss dieses Fehlers ist nicht quantifizierbar, in Mittelwertbildern ist er indes von nachrangiger Bedeutung.
- Die Größe der Analysefenster bestimmt, inwieweit lokale Geschwindigkeitsminima und -maxima erfasst werden [238]. Je größer die Fenster sind, desto schmaler wird das Spektrum der erfassten Geschwindigkeiten. Auch dieser Fehler ist insbesondere in Scherschichten und turbulenten Strömungen relevant und wird durch die Mittelung der Einzelmessungen weitgehend ausgeglichen.

Es zeigt sich, dass viele der möglichen Fehlerquellen nicht auftreten oder so klein sind, dass eine genaue Betrachtung entfällt. Quantifizierbare Einflüsse gehen von der Unsicherheit des Zeitabstandes zwischen den Bildpaaren, dem Fehler der Sichtfeldkalibration und im Falle zweidimensionaler PIV-Messungen dem perspektivische Fehler aus. Ihre Besprechung erfolgt

separat für die beiden in dieser Dissertation vorgestellten PIV-Messreihen in den folgenden zwei Unterkapiteln.

8.5.2 Stereo-PIV in der Luftströmung

Die Eignung von Rauchpartikeln chinesischer Sandelholzräucherstäbchen zur Strömungsmarkierung bedarf einer Überprüfung. Ihre Durchmesser wurden von SEE et al. [173] mit einem Partikelspektrometer gemessen, das Maximum lag bei ~ 300 nm. Ihre Materialdichte ist hingegen unbekannt und muss durch einen Ersatzwert approximiert werden. Rußpartikel weisen Dichten von ~ 300 bis ~ 1200 kg/m³ auf [241-243], die Dichte der Rauchpartikel von Tabakprodukten liegt bei ~ 1200 kg/m³ [244]. Daher wird im Sinne einer konservativen Abschätzung als Dichte der Markierungspartikel $\rho_p = 1200$ kg/m³ angenommen. Damit *Stokes-Reibung* vorliegt, muss die partikelbezogene *Reynolds-Zahl* $Re_p < 1$ sein [245]:

$$Re_p = \frac{\Delta u D_p}{\nu_G} . \quad (8.3)$$

Hierin sind Δu die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid, D_p der Partikeldurchmesser und ν_G die kinematische Viskosität des Fluids. Mit $D_p = 300$ nm, $\Delta u = 4$ m/s (Größenordnung der größten gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten, siehe Abb. 4.21 links) und $\nu_G = 15 \cdot 10^{-6}$ m²/s ergibt sich $Re_p = 0,08 \ll 1$, es gilt also das Stokes'sche Reibungsgesetz. RAFFEL et al. [165] und PRASAD [169] nennen als Kriterium zur Überprüfung der Anpassung der Markierungspartikel an das Strömungsfeld die Sedimentationsgeschwindigkeit $u_G = g D_p^2 (\rho_p - \rho_G) / 18 \eta_G$. Es erscheint jedoch sinnvoller, eine Größe zu verwenden, die sich nicht auf die Erdbeschleunigung g , sondern auf real in den Strömungsfeldern existierende Geschwindigkeitsgradienten bezieht. Zur Tauglichkeitsprüfung von Markierungspartikeln wird dazu oft die *Stokes-Zahl* St verwendet [246,247]:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_G} , \quad (8.4)$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18 \eta_G} . \quad (8.5)$$

Hierin sind τ_p die Relaxationszeit eines Partikels nach einer Änderung des angreifenden Impulses und η_G die dynamische Viskosität des Fluids. τ_G ist eine charakteristische Zeitskala der Impulsänderungen im Strömungsfeld. Zu ihrer Abschätzung wurde ein gemessenes Strömungsfeld aus der Stereo-PIV-Messreihe (siehe Kap. 4.4.1) ausgewählt, das sich durch hohe Geschwindigkeitsgradienten auszeichnet, siehe Abb. 8.4a. Es handelt sich um das Rezirkulationsgebiet unterhalb des Tröpfchenketteninjektors bei einem relativ hohen Luftmassenstrom von $\dot{m}_G = 36,2$ kg/h (dieses Strömungsfeld wurde zwar untersucht, in ihm fanden aber keine Experimente mit Durchbrüchen oder Zündungen statt). Zur Veranschaulichung des Rezirkulationsgebiets entsprechen die Hintergrundfarben den vertikalen Komponenten der bestimmten Geschwindigkeitsvektoren. Abb. 8.4b zeigt das mit DaVis 8 aus dem Strömungsfeld berech-

nete Feld der vertikalen Dehnungsraten $\varepsilon_{yy} = \partial u_y / \partial y$. Die inversen Dehnungsraten spiegeln die Impulsänderungen wieder und bieten sich daher als charakteristische Zeitskalen an, es sei definiert $\tau_G := \varepsilon_{yy}^{-1}$. Mit $\varepsilon_{yy} = 50 \text{ s}^{-1}$ und $\eta_G = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ ergibt sich nach Gl. (8.4) und (8.5) $St = 1,67 \cdot 10^{-5}$. Damit die Markierungspartikel der Strömung ohne bemerkbare Trägheit folgen, muss $St \ll 1$ gelten. Diese Bedingung ist also hinlänglich erfüllt.

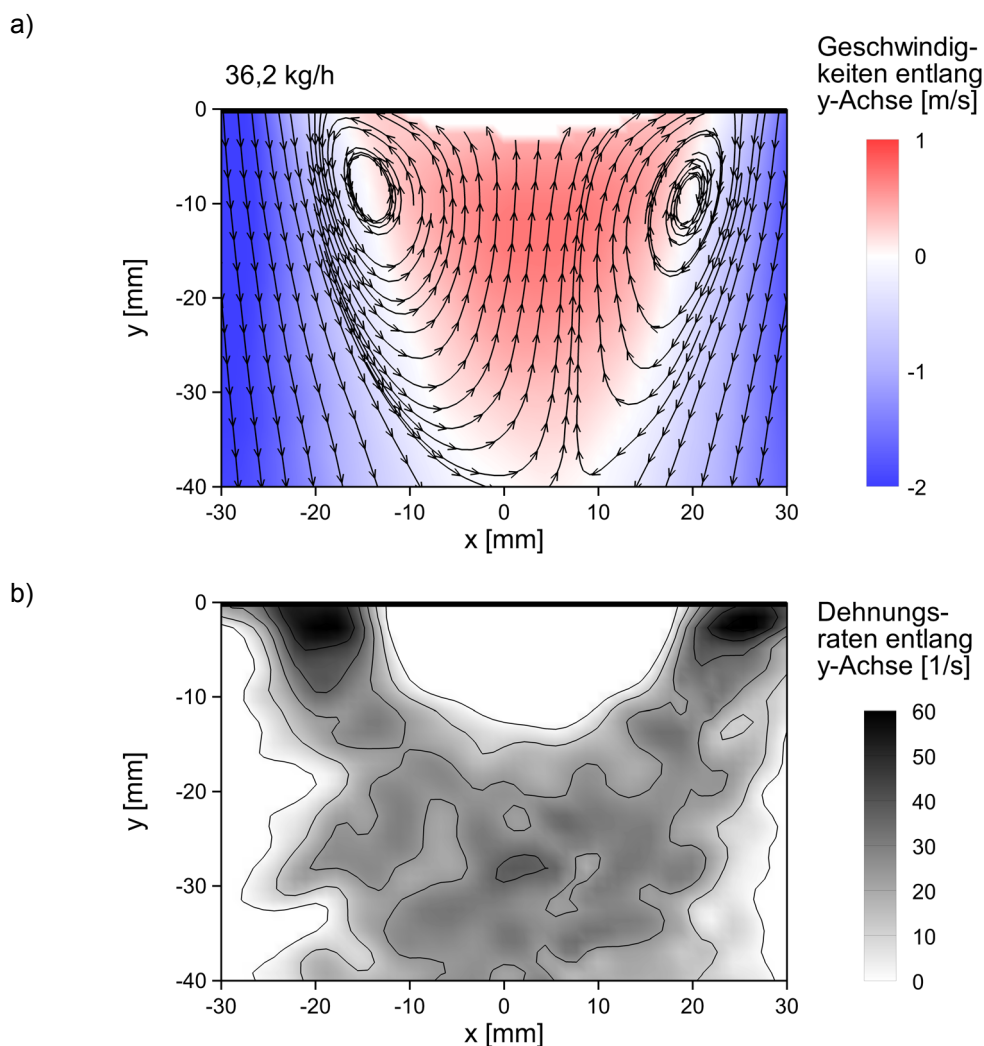


Abb. 8.4: Gemittetes Strömungsfeld des Rezirkulationsgebiets unterhalb des Tröpfchenketteninjektors: a) Geschwindigkeitsfeld, b) vertikale Dehnungsraten. Der Koordinatenursprung bezieht sich auf die Mitte der Austrittsebene des Injektors.

Bei den Stereo-PIV-Messungen sind der Fehler der Pulsseparationszeit und der Fehler der Sichtfeldkalibration zu beachten. Da die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Messebene erfasst wird, existiert kein perspektivischer Fehler.

Die Markierungspartikel in der Messebene wurden von einem Nd:YAG-Laser SpitLight 600-10 beleuchtet. Für die Fehleranalyse der bestimmten Geschwindigkeiten ist einzig der

Fehler in der eingestellten Pulsseparationszeit von Bedeutung. Doppelpulse wurden bei 10 Hz erzeugt, indem die Pockels-Zelle während eines Blitzlampenpulses zweimal aktiviert wurde. Die Pulsseparation fand intern in der Steuerelektronik des Lasers statt, bei den verwendeten Separationszeiten von 100 und 180 μs war ein Jitter von bis zu ± 10 ns zu erwarten [248]. Die sich daraus ergebenden Geschwindigkeitsfehler betragen nur $100 \cdot \Delta u_{x,y} / u_{x,y} = \pm 0,01$ und $\pm 0,006$ % und sind damit vernachlässigbar, insbesondere bei der Betrachtung von Mittelwertbildern.

Der Abbildungsfehler durch die Positionsunsicherheit der Testtafel entsteht prinzipiell so, wie in Kap. 8.4.1 beschrieben und in Abb. 8.3 veranschaulicht. Da die Mess- und die Sensorebene jedoch gegenüber der Objektivenebene gekippt sind, ist das geometrische Problem deutlich komplexer. Die größten Fehler treten an der Ober- und der Unterkante des Sichtfeldes auf. Eine näherungsweise Lösung ergab hier einen Fehler von 0,1 %. Wird der Fehler bei der Sichtfeldkalibration in DaVis von 0,1 % miteinbezogen (siehe Kap. 8.4.2), ergibt sich ein Gesamtfehler der Sichtfeldkalibration von 0,2 %, der sich direkt auf die bestimmten Geschwindigkeiten auswirkt. Der Fehler $\Delta u_z = \Delta u_y / \tan \alpha$ senkrecht zur Messebene berechnet sich aus dem vertikalen Fehler in der Messebene Δu_y und dem Neigungswinkel α der Objektivmittelachse gegenüber der Messebenennormalen [169]. Mit $\alpha = 19^\circ$ und dem Fehler aus der Sichtfeldkalibration ergibt sich ein relativer Fehler $100 \cdot \Delta u_z / u_z = 0,58$ %.

8.5.3 PIV am Spray und an Tröpfchenketten

Bei diesen Messungen sind der Fehler der Pulsseparationszeit, der Fehler der Sichtfeldkalibration und der perspektivische Fehler zu untersuchen. In Kap. 8.4.1 und Kap. 8.4.2 wurde die Geometrie dieses Versuchsaufbaus als Beispiel verwendet, um den Fehler der Sichtfeldkalibration zu erläutern. Er wurde zu $\pm 0,27$ % bestimmt und wirkt sich direkt auf die bestimmten Geschwindigkeiten aus.

Der verwendete Laser InnoSlab IS6II-DE besitzt zwei Laserköpfe, die über separate Kanäle des Pulsgenerators BNC 565-8C mit TTL-Pulsen angesteuert wurden. Der Zeitfehler ergibt sich damit aus den Jittern der Kanäle von ± 250 ns und dem Gangfehler zwischen beiden Kanälen in Abhängigkeit von der gewählten Pulsseparationszeit, der sich laut Hersteller zu $\Delta t = 1 \text{ ns} + 0,0001 t$ berechnet. Damit ergibt sich für die verwendeten Pulsseparationszeiten von 11, 13 und 15 μs jeweils ein Zeitfehler von $\pm 3,6$ ns, $\pm 3,8$ ns und $\pm 4,0$ ns. Daraus ergeben sich Geschwindigkeitsfehler von ungefähr $\pm 0,03$ %.

Der perspektivische Geschwindigkeitsfehler $\Delta u_x = u_z \tan \theta$ ergibt sich aus der lokalen Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Messebene u_z und dem Winkel θ zwischen der Messebenennormalen und der Verbindungsachse zwischen der Frontlinsenmitte des Objektivs und dem betrachteten Punkt in der Messebene [238]. Exemplarisch seien die Mittelpunkte der vertikalen Sichtfeldränder ($x = \pm 5$ mm, $y = 10$ mm in Abb. 4.22) betrachtet. Beim Abstand von 300 mm zwischen Messebene und Frontlinse des Objektivs ist $\tan \theta = 0,033$. Nimmt man $u_x \hat{=} u_z$ an, liegt der Fehler bei 3,3 %. Die tatsächlichen Fehler sind deutlich geringer, denn wegen seiner Rotationssymmetrie liegen im Spray innerhalb der Messebene nur sehr kleine bis gar keine dazu senkrechten Geschwindigkeitskomponenten vor. Bei der Geschwindig-

keitsmessung der Tröpfchenketten ist der Fehler ganz auszuschließen, da keinerlei Bewegungen senkrecht zur Messebene stattfanden.

Insgesamt zeigt die Fehleranalyse, dass keine großen Fehler zu erwarten sind. Der perspektivische Fehler ist aufgrund der Natur der untersuchten Strömungsfelder nicht von Bedeutung. Die Kombination aus dem Fehler der Sichtfeldkalibration und dem Fehler der Pulsseparationszeit ergibt einen Gesamtfehler der bestimmten Geschwindigkeiten von $\pm 0,3\%$.

8.6 Spektroskopische Temperaturbestimmung

In Kap. 5.2 wurden zeitlich hoch aufgelöste Temperaturmessungen während der Übergangsphase von einem Durchbruchplasma zu einem Flammenkern vorgestellt. Dazu wurden mit LIFBASE 2.1.1 simulierte Spektren an eine gemessene B-X-Bande von CN^* zwischen $\lambda = 384,2$ und $388,4$ nm angepasst. Die nach dieser Methode bestimmten Temperaturen sind als Approximationen zu betrachten. Erstens konnten mit dem Versuchsaufbau lediglich räumlich gemittelte Spektren aufgenommen werden, sodass die Temperaturen entsprechend Mittelungen über das Durchbruchvolumen darstellen. Zweitens wurde angenommen, dass Rotations- und Vibrationstemperaturen im thermodynamischen Gleichgewicht standen, was bei hochtransienten Vorgängen unwahrscheinlich ist. Die Rotationsniveaus benötigen nur wenige inelastische Stöße, um eine Boltzmann-Verteilung zu erreichen, während für die Vibrationsniveaus wesentlich mehr Stöße nötig sind. Die Chemolumineszenz wird innerhalb weniger Nanosekunden nach der Entstehung der angeregten Spezies CN^* emittiert. Daher ist das Zeitfenster für Stöße sehr begrenzt, von einem thermodynamischen Gleichgewicht kann nicht sicher ausgegangen werden. Dennoch kann die Methode als legitimes Werkzeug zur Temperaturapproximation angesehen werden, sofern die Übereinstimmung der gemessenen Spektren mit der LIFBASE-Simulation zufriedenstellend ist. Die Anpassungsgüte wurde durch die von LIFBASE berechnete Prüfgröße χ^2 charakterisiert. Je kleiner dieser Wert ausfiel, desto besser war die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem simulierten Spektrum. Abb. 8.5 zeigt die bei der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray anhand von Emissionsspektren mit einer Belichtungszeit von 100 ns bestimmten Rovibrationstemperaturen und die zugehörigen χ^2 -Werte. χ^2 fällt mit zunehmendem zeitlichen Abstand vom Laserpuls zunächst stark ab, hält zwischen 0,75 und 3 μs ein annähernd konstantes Niveau und steigt anschließend wieder leicht an. Das bedeutet, die Anpassungsgüte simulierter Spektren zu frühen und späten Zeitpunkten innerhalb des Datensatzes ist teilweise deutlich geringer als zu mittleren Zeitpunkten. Als Ursache für die geringe Anpassungsgüte zu frühen Zeitpunkten wird ein thermodynamisches Nichtgleichgewicht vermutet. Das Durchbruchplasma kühlt während seines Erlöschens im Bruchteil einer Mikrosekunde von anfänglich bis zu 10^6 K auf eine Temperatur der Größenordnung 10^4 K ab. Während dieser Phase ist es sehr unwahrscheinlich, dass eine Boltzmann-Verteilung der Energieniveaus erreicht wird. Diese kann sich erst annähernd einstellen, sobald sich der Abkühlungsprozess genügend verlangsamt hat. Das ist offenbar nach 0,6 bis 0,75 μs der Fall: χ^2 ist um ein Vielfaches kleiner als zu den früheren Zeitpunkten. Nach 3 μs beginnt ein langsames Wachstum, das seine Ursache in der abklingenden Signalintensität und dem damit ungünstiger werdenden Signal-Rausch-Verhältnis hat.

Um aus dem Datensatz Messwerte herauszufiltern, die entweder durch ein thermodynamisches Nichtgleichgewicht oder Rauschen beeinträchtigt sind, wurde als Vertrauensgrenze $\chi^2 \leq 150$ festgelegt. In Abb. 5.7, Abb. 5.8 und Abb. 6.11 sind ausschließlich Messdaten gezeigt, deren zugehörige χ^2 -Werte unterhalb dieser Vertrauensgrenze liegen.

Um zu einer Genauigkeitsabschätzung der bestimmten Temperaturen zu kommen, wurden drei der gemessenen Spektren innerhalb der Vertrauensgrenze genauer analysiert. Es wurden die Spektren mit den Belichtungsstartzeiten 0,75, 2 und 10 μs nach dem Laserpuls ausgewählt. Die anhand dieser Spektren bestimmten Temperaturen und die zugehörigen χ^2 -Werte sind in Abb. 8.5 farbig markiert. Für eine erste Abschätzung wurden die in LIFBASE vorgegebenen Temperaturen der angepassten Spektren variiert. Die Untersuchung sollte zeigen, wie groß die Gradienten $\partial\chi^2/\partial T$ nahe den bei der Anpassung gefundenen Minima waren und ob Nebenminima existierten. Das Ergebnis ist in Abb. 8.6 zu sehen. Die vertikalen, roten Striche markieren die globalen Minima χ_{\min}^2 , deren zugehörige Temperaturen die Ergebnisse der Anpassungen darstellten. Im Falle der Belichtungsstartzeit von 10 μs existieren mehrere Nebenminima rechts und links des globalen Minimums, die nur $\sim 0,1\%$ größer als χ_{\min}^2 sind. Bei 0,75 und 2 μs existiert jeweils ein Nebenminimum bei ungefähr -100 K bzw. $+100\text{ K}$ gegenüber der bestimmten Temperatur. Diese Nebenminima sind nur 1 bis 2 % größer als χ_{\min}^2 . Die Untersuchung zeigt, dass die Bestimmung von Temperaturen durch die Minimierung von χ^2 nicht als eine robuste Methode betrachtet werden darf. Kleine Unterschiede in den Messungen oder Auswertungen hätten die Nebenminima zu den globalen Minima werden lassen können. Daher wird eine Genauigkeit von bestenfalls $\pm 100\text{ K}$ vermutet.

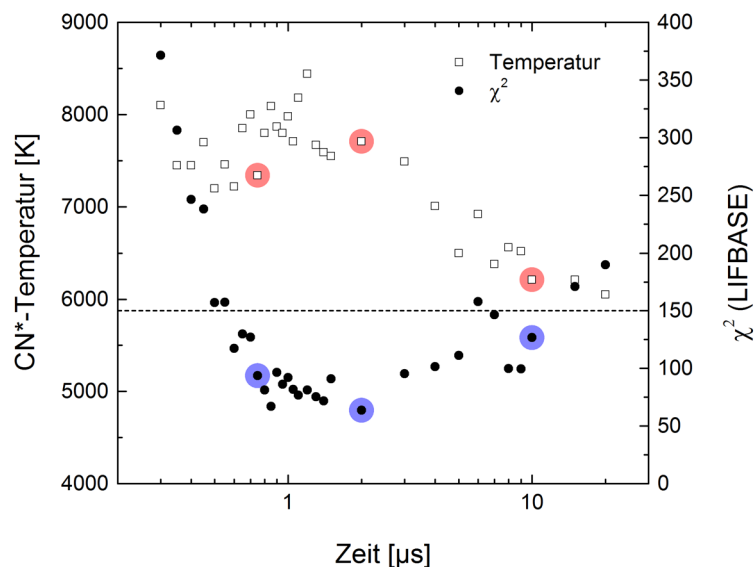


Abb. 8.5: Bestimmte Rovibrationstemperaturen und zugehörige χ^2 von CN* während des Übergangs von einem Durchbruchplasma in einen Flammenkern bei der laserinduzierten Zündung von Kerosinspray. Eine Analyse der farbig markierten Werte wird in Abb. 8.6 gezeigt.

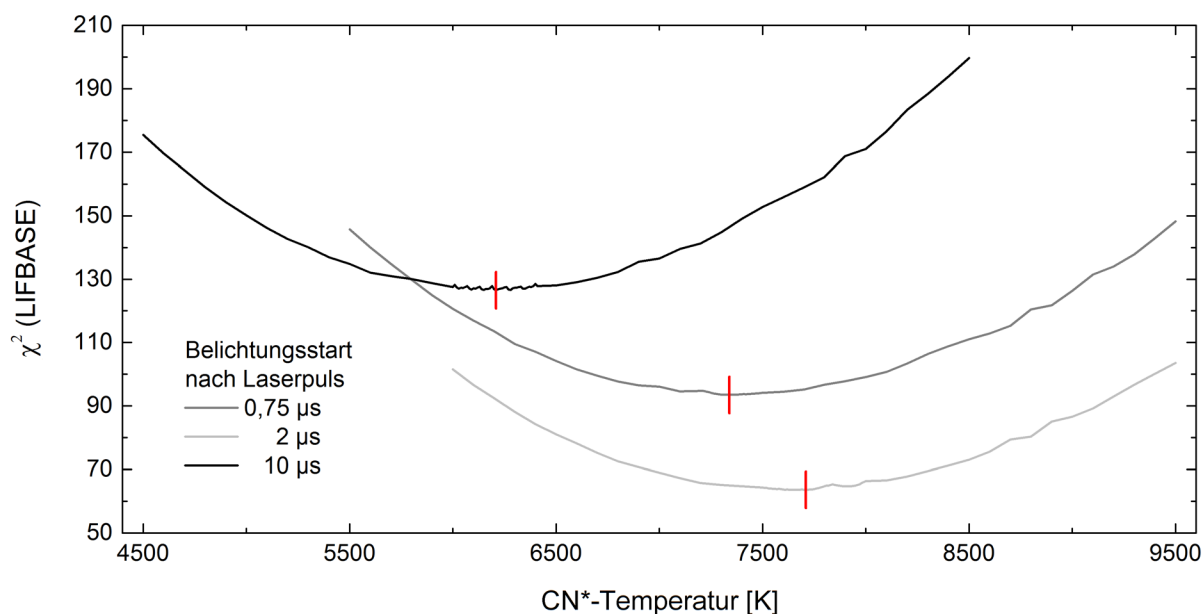


Abb. 8.6: Bestimmte CN*-Temperaturen (rote Striche) in Abhängigkeit vom Konvergenzgrad von χ^2 für drei verschiedene Zeitpunkte nach dem Laserpuls.

Die Tatsache, dass die für die Temperaturbestimmung verwendeten Spektren Überlagerungen aus jeweils zwanzig Einzelzündungen sind, erweist sich bei der weiteren Genauigkeitsanalyse als vorteilhaft. Während der Messungen wurden jeweils zehn Zündungen von der Spektrographensoftware zu einem Spektrum überlagert. Erst in der weiteren Auswertung wurden jeweils zwei Spektren zu einem Spektrum über zwanzig Zündungen zusammengefasst. Für eine Genauigkeitsanalyse wurden mit LIFBASE an die Spektren über jeweils zehn Zündungen simulierte Spektren angepasst und die kleinsten χ^2 -Werte und die zugehörigen Temperaturen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tab. 8.4 aufgelistet. *Messung 1* und *2* sind jeweils Spektren über zehn Zündungen. *Mittelung* sind die Spektren über zwanzig Zündungen, die für die in Kap. 5.2 präsentierten Untersuchungen verwendet wurden. Die Tabelle zeigt, dass die χ^2 -Werte der Messungen 1 und 2 immer größer als diejenigen der Mittelung

Tab. 8.4: Bestimmte kleinste χ^2 und CN*-Temperaturen für zwei über zehn Messungen gemittelte Spektren und der Mittelung aus diesen beiden.

Belichtungsstart nach Laserpuls [μ s]	Messung 1 Temperatur [K] / χ^2	Messung 2 Temperatur [K] / χ^2	Mittelung Temperatur [K] / χ^2
0,75	7340 / 112,27	7230 / 157,77	7340 / 93,5
2	7690 / 100,24	7750 / 114,71	7710 / 63,61
10	5960 / 179,3	6540 / 241,84	6210 / 126,56

sind. Damit ist gezeigt, dass die Überlagerung zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis und damit einer genaueren Anpassung in LIFBASE geführt hat. Im Fall von $0,75 \mu\text{s}$ sind die Temperaturen einander ähnlich, zwischen den Ergebnissen existiert nur eine Abweichung von 110 K. Auch im Fall von $2 \mu\text{s}$ wird ein gutes Ergebnis erzielt. Die Temperatur für die Mittelung liegt zwischen den Einzelmessungen und weicht von diesen um $+20 \text{ K}$ bzw. -40 K ab. Deutliche Abweichungen ergeben sich bei $10 \mu\text{s}$. Die Mittelung weicht von den Einzelmessungen um $+250 \text{ K}$ bzw. -330 K ab. Die Tabelle offenbart einen Zusammenhang zwischen den Abweichungen und den χ^2 -Werten. Je größer dieser Wert ist, desto geringer ist die Reproduzierbarkeit der Messung, d.h. die Übereinstimmung zwischen Messung 1 und Messung 2. Auf Basis dieser Daten ist es nach wie vor nicht möglich, eine exakte Genauigkeit der Temperaturmessung anzugeben. Eine Schätzung geht von einer Genauigkeit von $\pm 100 \text{ K}$ für $\chi^2 \leq 100$ aus. Das betrifft den Zeitraum zwischen $0,75$ und $3 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls. Zu früheren oder späteren Zeitpunkten ist von einer deutlich geringeren Genauigkeit auszugehen, $\pm 250 \text{ K}$ wird als realistisch betrachtet. Diese Werte beziehen sich auf die Messdaten mit 100 ns Belichtungszeit. Bei Belichtungszeiten von $5 \mu\text{s}$ und $100 \mu\text{s}$ liegen deutlich bessere Signal-Rausch-Verhältnisse vor, dennoch soll auch den Ergebnissen dieser Messungen mit Vorsicht begegnet und eine Genauigkeit von $\pm 100 \text{ K}$ angenommen werden.

9 Zusammenfassung

Der Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation liegt auf der experimentellen Erforschung der Entstehung von Sprayflammenkernen bei laserinduzierten und elektrischen Zündungen. Ergänzend wird eine vergleichende Untersuchung der Flammenausbreitung in Sprays von Kerosin Jet A-1 und einem GtL-SPK dargestellt. Da ein fundamentales Verständnis der physikalischen Prozesse geschaffen werden sollte, erfolgten die Experimente in einer generischen Versuchsanordnung bei genau definierten Randbedingungen. Außerdem wurden, soweit möglich, alle Experimente bei identischen oder zumindest vergleichbaren Bedingungen durchgeführt. Zur Untersuchung verschiedener Aspekte wurden unterschiedliche Beobachtungs- und Messmethoden angewendet. Störungen des Zündungsvorgangs wurden durch die Nutzung ausschließlich optischer Methoden vermieden. Für sich genommen bildeten die Ergebnisse der einzelnen Untersuchungen isolierte Mosaiksteinchen, die jeweils sehr spezielle Fragen beantworteten. In ihrer Summe ergaben sie indes ein weitgehend geschlossenes Bild der Phänomenologie der Flammenkernentstehung. Die folgenden Unterkapitel rekapitulieren die Arbeiten zu dieser Dissertation und das dadurch gewonnene Bild.

Versuchsstand

Für die Untersuchungen wurde ein vertikaler Versuchskanal mit annähernd rechteckigem Querschnitt und großen optischen Zugängen verwendet. Es standen zwei Injektoren zur Verfügung, die in seinem Inneren installiert werden konnten: Eine luftgestützte Vollkegelspraydüse und ein Tröpfchenketteneinjektor, der nach dem Prinzip des induzierten Plateau-Rayleigh-Zerfalls arbeitete. Variationen der Brennstoff- und Luftmassenströme erfolgten in nur begrenztem Umfang. Im Versuchskanal herrschten atmosphärische Bedingungen, die Brennstofftemperatur wurde stets auf 21 °C geregelt. Zur Zündung wurde primär ein laserbasiertes Zündsystem eingesetzt, dessen Kern ein Nd:YAG-Laser mit Frequenzverdoppler und Güteschalter war. Die Erzeugung von Zündfunken erfolgte nach dem Prinzip des nichtresonanten laserinduzierten Durchbruchs infolge optischer Fokussierung des Laserpulses. Zwar entsprechen Laserzündsysteme bislang nicht dem Stand der Technik von Gasturbinen, sie bieten aber für Laborexperimente unter präzise definierten Bedingungen einige entscheidende Vorteile. Hervorzuheben ist insbesondere die hochpräzise Synchronisation mit der Messtechnik, die aufgrund des sehr schnellen Ablaufs der Prozesse auf Mikrosekundenbasis zwingend erforderlich war. Darüber hinaus sind die ausgezeichnete Reproduzierbarkeit des Durchbruchvorgangs und die Berührungslosigkeit der Methode zu nennen. Da Erkenntnisse über laserinduzierte Zündungen nicht ohne Weiteres auf elektrische Zündungen übertragen werden können, waren Vergleichsmessungen mit elektrischen Systemen notwendig. Zur Verfügung standen ein induktiv arbeitendes Wechselstromzündsystem und ein kapazitiv arbeitendes Zündsystem aus einer Allison T63-Hubschraubergasturbine. Wegen des Luftfahrtbezuges dieser Dissertation wurde als Brennstoff standardmäßig Kerosin der Sorte Jet A-1 eingesetzt. Allerdings erforderten einige Untersuchungen eine Verifikation von Erkenntnissen an einem

weiteren Brennstoff mit abweichenden physikalischen Eigenschaften. Aus praktischen Gründen wurde hierzu Ethanol verwendet. Darüber hinaus wurde, wie eingangs erwähnt, auch ein GtL-SPK in einer Untersuchung als Vergleichsbrennstoff verwendet, um der zunehmenden Relevanz alternativer Luftfahrtbrennstoffe Rechnung zu tragen.

Messverfahren

Die Entstehung eines Flammenkerns aus einem Zündfunken ist ein Prozess, der sich in einem kleinen Gebiet von wenigen Millimetern Durchmesser und in äußerst kurzer Zeit von wenigen Mikrosekunden Dauer abspielt. Die optische Untersuchung transienter Prozesse unter derartigen Bedingungen konnte mit den in der Verbrennungsdiagnostik etablierten Messverfahren zumeist nicht ohne Anpassung durchgeführt werden. Ein Großteil der Arbeit bestand daher darin, die Verfahren auf die Versuchsbedingungen zu adaptieren. Insbesondere die Erarbeitung ausgeklügelter Triggersysteme und die Synchronisation der Zündsysteme mit den Messgeräten stellten wiederholt Herausforderungen dar. Die limitierten Aufnahmefrequenzen der Geräte machten es meistens erforderlich, ein Experiment oft zu wiederholen und den Aufnahmezeitpunkt schrittweise zu variieren. Darüber hinaus erforderten einige Messungen die Entwicklung geeigneter Software für die Datenaufbereitung und -analyse.

Das transiente Erscheinungsbild der Zündfunken und der aus ihnen hervorgehenden Flammenkerne konnte mit wissenschaftlichen CMOS-Hochgeschwindigkeitskameras durch ihr Eigenleuchten deutlich abgebildet werden. Die in der Arbeit dargestellten Sequenzen erstrecken sich im Falle der laserinduzierten Zündung bis 520 μs nach dem Laserpuls. Im Falle des Gasturbinenzündsystems erstrecken sie sich bis 3 ms und im Falle des Wechselstromzündsystems bis 5 ms nach dem elektrischen Durchbruch. Innerhalb dieser Sequenzen konnten viele wichtige Beobachtungen zur Entstehung und Ausbreitung von Flammenkernen gemacht werden.

Die physikalischen und chemischen Vorgänge innerhalb der Zündfunken wurden erfolgreich mithilfe optischer Emissionsspektroskopie erfasst. Dazu wurden die Linien von Ionen und Atomen sowie die Banden biatomarer Radikale über einen Spektralbereich, der sich vom ultravioletten bis ins nahe infrarote Spektrum erstreckte, erfasst. Um eine hohe zeitliche Auflösung zu erhalten, wurden die Belichtungszeiten des Spektrographen soweit wie möglich minimiert. Das damit abnehmende Signal-Rausch-Verhältnis erforderte jedoch eine Vielzahl an Wiederholungen und eine Mittelung der für jeden Zeitpunkt aufgezeichneten Spektren. Die Belichtungszeiten lagen zwischen 50 ns und 100 μs , und die Mittelung erfolgte über bis zu einhundert Wiederholungen für einen einzelnen Messzeitpunkt.

Mithilfe von Schlierenbildern wurden Dichtegradienten der Luft im Umfeld der Zündfunken visualisiert. Dadurch wurde ein Einblick in die gasdynamischen Vorgänge gewonnen. Allerdings erschienen Brennstofftröpfchen bedingt durch das Verfahren klein und unscharf, weshalb direkt im Anschluss immer Schattenbilder aufgenommen wurden, wozu der Schlierenaufbau nur leicht modifiziert werden musste. In den Schattenbildern waren die Dichtegradienten in der Luft kaum noch zu erkennen, dafür wurden die Silhouetten der Tröpfchen scharf abgebildet und offenbarten Bewegungen, Deformationen und Zerfälle infolge der gasdynamischen Vorgänge. Hoch aufgelöste Aufnahmen von Tröpfchen gelangen mithilfe eines

Fernfeldmikroskops, wodurch noch genauere Einblicke in die Deformationen und Zerfälle gewonnen wurden.

Die Entwicklung von Sprayflammen aus Flammenkernen wurde aus zwei Blickwinkeln mithilfe von OH*-Chemolumineszenzaufnahmen erfasst. Da sich der Vorgang über einen Zeitraum von ~ 8 ms erstreckte, konnten unter Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras mit Bildverstärkern ganze Videosequenzen aufgenommen werden.

Um genauere Informationen über die Randbedingungen zu erhalten, unter denen die Zündungsexperimente durchgeführt wurden, erfolgten unter stationären Bedingungen mehrere Serien von PIV-Messungen. Die Luftströmungsfelder im Versuchskanal ohne Brennstoffinjektion wurden mithilfe von Stereo-PIV an Rauchpartikeln vermessen. Die Tröpfchengeschwindigkeiten, und im Falle der Spraydüse auch das Vektorfeld der Tröpfchen, wurden mit Hochgeschwindigkeits-PIV vermessen. Die Anwendung und Auswertung der PIV-Messungen erforderten einige Anpassungen an die Versuchsbedingungen. So war die Eignung der Luftmarkierung mit Rauch zu verifizieren. Für die Analyse der am Spray gewonnenen PIV-Messdaten war eine sorgfältige Anpassung der Auswertungsalgorithmen erforderlich, um die große Bandbreite an Tröpfchengeschwindigkeiten zwischen ~ 2 und ~ 30 m/s zu erfassen. Insgesamt zeigten die PIV-Messungen, dass der Versuchskanal für die Untersuchung von Phase 1 einer Sprayzündung gut geeignet war, da die Luftströmung im Kanal die Sprays und Tröpfchenkettten nur marginal beeinflusste.

Ergebnisse

Zur Veranschaulichung der im Folgenden beschriebenen Ergebnisse werden die beobachteten Detailprozesse für den Fall der laserinduzierten Zündung in Abb. 9.1 schematisch dargestellt. Die Abbildung kombiniert Beobachtungen, die am Spray und an Tröpfchenkettten gemacht wurden, um ein möglichst geschlossenes Bild der grundlegenden Prozesse zu geben. Die vier Teilbilder repräsentieren vier aufeinanderfolgende Phasen. Die Formen von Durchbruch und Heißgaswolke sowie die angegebenen Temperaturen und Zeiten der dargestellten Prozesse entsprechen denjenigen, die in den experimentellen Untersuchungen zu dieser Dissertation beobachtet wurden. Die räumliche Darstellung ist nicht maßstabsgerecht.

Bei der Erzeugung eines Zündfunktens in Form eines nichtresonanten laserinduzierten Durchbruchs laufen in einem Bruchteil einer Millisekunde viele komplexe Vorgänge ab, welche die Entstehung und Ausbreitung eines Flammenkerns initiieren oder unterstützen. Die im Folgenden beschriebenen Beobachtungen beziehen sich auf die Sprayzündung von Kerosin Jet A-1 bei Durchbruchenergien E_D in der Größenordnung von ~ 200 bis ~ 250 mJ. Wird ein aufgeweiteter Laserstrahl genügend hoher Pulsenergie fokussiert, entsteht im Fokus für wenige Mikrosekunden ein Plasma, das eine glatte, keulenförmige Kontur aufweist und sich mit Überschallgeschwindigkeit ausdehnt (Abb. 9.1a). Begleitet wird es von mehreren kleinen Plasmen, die durch eine Fokussierung von Laserlicht an umliegenden Spraytröpfchen entstehen. Nach 3 bis 4 μ s verbinden sich diese Plasmen zu einem elliptischen Gebilde mit einer unscharfen und faserigen Kontur von 6 mm Länge und 2 mm Durchmesser (Abb. 9.1b). In den folgenden Mikrosekunden klingt die Intensität des Eigenleuchtens um drei Größenord-

nungen ab. Die Ellipse verformt sich infolge gegenläufiger Toruswirbel in der umgebenden Gasphase zu einer Scheibe, die Zerfaserung bleibt dabei bestehen (Abb. 9.1c). Nach $\sim 90 \mu\text{s}$ ist die Intensität soweit abgeklungen, dass eine Beobachtung kaum noch möglich ist. Eine vergleichende Untersuchung an laserinduzierten Durchbrüchen in reiner Luft zeigte ein anderes Verhalten. Die Luftdurchbrüche verformen sich auch hier von einer keulen- zu einer scheibenförmigen Kontur. Ferner klingt die Intensität ebenfalls innerhalb weniger Mikrosekunden um drei Größenordnungen ab, eine Zerfaserung findet aber nicht statt. Der Intensitätsabklang erfolgt deutlich schneller als im Falle der Sprayzündung, das Eigenleuchten ist bereits nach $\sim 30 \mu\text{s}$ nicht mehr nachweisbar. Die wesentlichen Unterschiede der laserinduzierten Sprayzündung gegenüber dem laserinduzierten Luftdurchbruch – Zerfaserung der Kontur und deutlich späteres Unterschreiten der Nachweisgrenze – deuten auf einen Übergang vom Durchbruchplasma zu einem Flammenkern innerhalb weniger Mikrosekunden nach dem Laserpuls hin. Die Zerfaserung der Kontur erklärt sich wahrscheinlich durch Diffusions- und Konvektionsprozesse, die erst nach dem Verschwinden der magnetischen Oberflächenspannung im Zuge der Plasmarekombination möglich werden. Spektroskopische Untersuchungen des Eigenleuchtens ergaben Einblicke in die physikalischen und chemischen Prozesse. Die Rekombination beginnt unmittelbar mit dem Ende des Laserpulses. In der Folge verschwinden in den Spektren die N_{II} -Ionenlinien innerhalb von $0,5 \mu\text{s}$ und die N_I -Atomlinien innerhalb von $3 \mu\text{s}$, während zugleich Banden der biatomaren Radikale CN^* und C_2^* auftreten (Abb. 9.1b). In laserinduzierten Luftdurchbrüchen verschwinden die N_I -Atomlinien trotz der kürzeren Nachweisbarkeit des Eigenleuchtens erst nach $8 \mu\text{s}$. Aus diesen Beobachtungen wird gefolgert, dass im Falle der Sprayzündung die Plasmarekombination durch die Miteinbeziehung des Kohlenstoffs aus dem Brennstoff deutlich schneller erfolgt, wobei ein Radikalpool entsteht, der die ersten Verbrennungsreaktionen anzustoßen vermag. Konkret konnte das am CH^* -Radikal nachgewiesen werden, das in Kohlenwasserstoffflammen eine Hauptquelle der Chemolumineszenz ist. Bei Durchbrüchen in Kerosinspray in einer reinen Stickstoffatmosphäre wurden lediglich die Radikale CN^* und C_2^* gefunden. Erst bei einer Wiederholung des Experiments in Luft kam in den Spektren CH^* dazu. Folglich wurde es durch chemische Reaktionen gebildet, welche den Luftsauerstoff miteinbeziehen. Diese Chemolumineszenz war in ihrer Intensität deutlich schwächer als das Leuchten der durch Plasmarekombination entstandenen Radikale und daher nur durch relativ lange Belichtungszeiten des Spektrographen nachweisbar. Als gesichert gilt daher nur, dass die Verbrennung in den ersten $100 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls ihren Anfang nimmt. Durch die Anpassung simulierter Spektren an die gemessenen Banden von CN^* mithilfe des Programms LIFBASE 2.1.1 konnte der zeitliche Verlauf der mittleren Durchbruchstemperatur approximiert werden. Zwischen $0,6$ und $2 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls liegt sie bei $\sim 7800 \text{ K}$ und verringert sich bei $10 \mu\text{s}$ auf 6210 K . Zwischen 50 und $150 \mu\text{s}$ liegt sie schließlich im Mittel bei 4490 K .

Die anfängliche Expansion des Durchbruchplasmas mit mehrfacher Überschallgeschwindigkeit (für laserinduzierte Luftdurchbrüche wurde während der ersten Mikrosekunde $Ma > 3$ nachgewiesen) verlangsamt sich im Zuge der Rekombination und Abkühlung rapide und kommt nach $\sim 5 \mu\text{s}$ zum Stillstand. Dadurch entsteht eine vom Durchbruch abgelöste Stoßwelle in Gestalt einer sphärischen Detonationswelle, die sich mit geringer Überschallgeschwindigkeit in die umgebende Luft ausbreitet und dabei Spraytröpfchen erfasst (Abb. 9.1b). Diese

Welle nimmt einen signifikanten Anteil der absorbierten Laserpulsenergie auf. Zu ihrer Bestimmung wurde eine geeignete Methode unter Verwendung zweier in der Literatur verfügbarer Modelle erarbeitet und anhand verschiedener Durchbruchenergien zwischen 11,6 und 245,6 mJ validiert. Für $E_D = 245,6$ mJ lag die Wellenenergie bei ~ 125 mJ. Mit ihrer Kenntnis und einem in der Literatur verfügbaren Datensatz aus einer eindimensionalen numerischen Simulation konnten die transienten Bedingungen im Strömungsfeld hinter der Stoßfront berechnet werden. Für wenige Mikrosekunden werden für Tröpfchendurchmesser von ~ 95 μm Weberzahlen im hohen zwei- bis dreistelligen Bereich erreicht, sodass die Brennstofftröpfchen unter der Anströmung zu Scheiben oder Linsen deformieren, jedoch noch nicht zerfallen. Wenn sie nach dem Abklingen der Strömung relaxieren, verformen sie sich zu Filamenten (Abb. 9.1c). Unter geeigneten Bedingungen können sie dabei durch Kohäsionskräfte einschnüren und in zwei bis drei Sekundärtröpfchen zerfallen (Abb. 9.1d). Wie vergleichende Untersuchungen an Kerosin Jet A-1 und Ethanol zeigten, hat hierbei die Oberflächenspannung einen nachweisbaren Einfluss auf den Zerfall. Kerosintröpfchen mit einem Durchmesser von ~ 95 μm zerfallen ~ 220 μs nach dem Laserpuls bei einem Abstand von weniger als 7,4 mm zum Ursprung der Detonationswelle in drei und bei einem Abstand zwischen 7,4 und 8,0 mm in zwei Sekundärtröpfchen. Die entsprechenden Abstände für Ethanoltröpfchen wurden zu 7,7 und 8,5 mm bestimmt. Bei einem Abstand von 9 mm zerfallen die Tröpfchen nicht mehr, sondern oszillieren infolge der Anregung durch die Detonationswellen bei ihren Eigenfrequenzen. Weiterhin entsteht um den Durchbruch eine Heißgaswolke mit einem anfänglichen Durchmesser von 9 mm. Welche Prozesse ihre Entstehung forcieren, konnte mit den durchgeführten Untersuchungen nicht sicher geklärt werden. Es ist aber davon auszugehen, dass die rapide Expansion des Durchbruchs, Wärmediffusion und Strahlungsabsorption eine Rolle spielen. Anders als die Detonationswelle expandiert sie nur mit einer Geschwindigkeit von anfänglich 20 – 25 m/s, vermag aber wesentlich intensivere Tröpfchenzerstäubungen zu induzieren (Abb. 9.1b). In den Gebieten hoher Zerstäubung wurden mithilfe von CH^* -Chemolumineszenzaufnahmen lokal begrenzte Verbrennungen nachgewiesen, die ohne einen räumlichen Kontakt zum Durchbruch auftraten (Abb. 9.1c). Durch die hohen, in ihren Absolutwerten aber unbekanntem Temperaturen in der Heißgaswolke verdampfen also die Brennstofftröpfchen, das resultierende Dampf-Luft-Gemisch wird durch einen nicht näher bestimmten Prozess entzündet. Dafür kommt sowohl die Wärmediffusion über die Heißgaswolke als auch die Wärmestrahlung des Durchbruchs infrage.

Die phänomenologische Untersuchung der Flammenkernbildung durch das Wechselstromzündsystem offenbarte deutliche Unterschiede gegenüber der laserinduzierten Sprayzündung. Die intensive Sekundärzerstäubung durch gasdynamische Vorgänge entfiel vollständig. Eine Entzündung von Tröpfchenkettengelang nur, wenn sich diese in nächster Nachbarschaft der Elektroden befanden und somit vom Entladungskanal direkt erhitzt wurden. Ursächlich hierfür ist der Umstand, dass die elektrische Entladung bei diesem System konzeptbedingt bei einer verhältnismäßig geringen Leistung von ~ 40 W, dafür aber über einen langen Zeitraum von mehreren Millisekunden stattfand. Nahe der Elektroden musste sich erst genügend Brennstoffdampf ansammeln, ehe sich nach dem Ende der elektrischen Entladung ein Flammenkern selbst erhalten konnte. Dazu waren Entladungen von mehreren Millisekunden Dauer erforderlich. Die hohe Dynamik der laserinduzierten Zündung und die damit

verbundenen Effekte entfielen somit. Ganz anders verhielt sich das Gasturbinenzündsystem, welches die gesamte Kondensatorenergie von 1,2 J in einer kurzen Entladung von 20 – 25 μs Dauer abgab und damit der Dynamik der laserinduzierten Zündung näherkam⁴². Insbesondere ging vom elektrischen Durchbruch eine halbsphärische Detonationswelle aus. Obwohl ihre Energie mit ~ 55 mJ nur gut 40 % derjenigen bei der laserinduzierten Zündung betrug, war ihr Effekt auf die Brennstofftröpfchen vergleichbar. Tröpfchen von ~ 95 μm Durchmesser wurden durch das Strömungsfeld hinter der Stoßfront zu Scheiben deformiert. Infolge der sich anschließenden Relaxation entstanden Filamente, die durch Kohäsion in zwei bis drei Sekundärtröpfchen zerfielen. Anders als im Falle des laserinduzierten Durchbruchs führt der elektrische Durchbruch an der Stirnfläche der Zündkerze jedoch zu einer gerichteten Bewegung der entstehenden Heißgaswolke, die daher treffender als Heißgasstrahl bezeichnet wird. Auf einer Distanz von bis zu 8 mm von der Stirnfläche der Zündkerze ruft er intensive Tröpfchenzerstäubungen hervor und reißt die Sekundärtröpfchen mit. Der am Orte der elektrischen Entladung entstehende Flammenkern bewegt sich mit einer Anfangsgeschwindigkeit von ~ 20 m/s senkrecht von der Stirnfläche weg, wobei er infolge einer Kelvin-Helmholtz- oder Rayleigh-Taylor-Instabilität die Gestalt eines Toruswirbels annimmt. Seine gerichtete Bewegung klingt exponentiell ab und kommt nach ~ 2.8 ms bei einem mittleren Abstand von ~ 17 mm zur Stirnfläche der Zündkerze zum Stillstand. Spektroskopische Untersuchungen im Gebiet des elektrischen Durchbruches offenbarten weitere Parallelen zur Laserzündung. Infolge von Rekombinationsprozessen entsteht ein Radikalpool, der nachweislich die biatomaren Radikale CN^* und C_2^* enthält. Die anhand von CN^* approximierten Temperaturen im Durchbruchgebiet ähneln denjenigen bei der laserinduzierten Sprayzündung, allerdings werden sie infolge der deutlich längeren Energiezufuhr ins Durchbruchgebiet auch länger aufrechterhalten. Während der Bogenentladungsphase von 20 – 25 μs Dauer wurden Temperaturen in einer Größenordnung von 7000 K gemessen, welche anschließend über eine Zeitspanne von 40 – 50 μs auf ~ 4800 K abklingen. Insgesamt ist festzustellen, dass die Zündung der Tröpfchenkette mit dem Wechselstromzündsystem kaum, die Zündung mit dem Gasturbinenzündsystem eine große Ähnlichkeit mit der laserinduzierten Sprayzündung aufweist. Laserinduzierte Durchbrüche sind also adäquate Mittel, um unter Laborbedingungen Effekte zu studieren, die bei der Zündung mit Hochleistungszündsystemen auftreten. Das gilt insbesondere für die Detonationswellen.

Die Entwicklung einer Sprayflamme aus einem Flammenkern wurde für Kerosin Jet A-1 und ein kerosinähnliches GtL-SPK anhand der OH^* -Chemolumineszenz vergleichend untersucht. Der Flammenkern wurde mithilfe des Laserzündsystems erzeugt. Auffallend hierbei war seine Ringform zu Beginn der Aufnahmen 337 μs nach dem Laserpuls. Diese korrelierte gut mit der Form laserinduzierter Heißgaswolken in Luft zum selben Zeitpunkt (Abb. 9.1d). Das Loch im Ring resultiert möglicherweise aus hohen Dehnungsraten infolge der Expansion der Heißgaswolke gegenüber dem umgebenden Medium, wodurch Verbrennungsreaktionen zum Erliegen kommen können. Die Ausbreitung der Reaktionszone über den Spraykegel verlief für Kerosin Jet A-1 und das GtL-SPK insgesamt sehr ähnlich, unterschied sich jedoch in

⁴² Durch Verluste werden indes nur ~ 25 % der Kondensatorenergie in der Bogenentladung freigesetzt [5].

Details. So war die Reaktionszone im Fall des GtL-SPKs größer, und nach der Flammenstabilisierung drang die kalte Kernströmung des Spraykegels weniger weit in sie vor. Diese Unterschiede erklären sich damit, dass die GtL-SPK-Tröpfchen schneller verdampfen und aufgrund der höheren laminaren Flammengeschwindigkeit dieses Brennstoffs sich die Reaktionszonen schneller im Dampf-Luft-Gemisch ausbreiten.

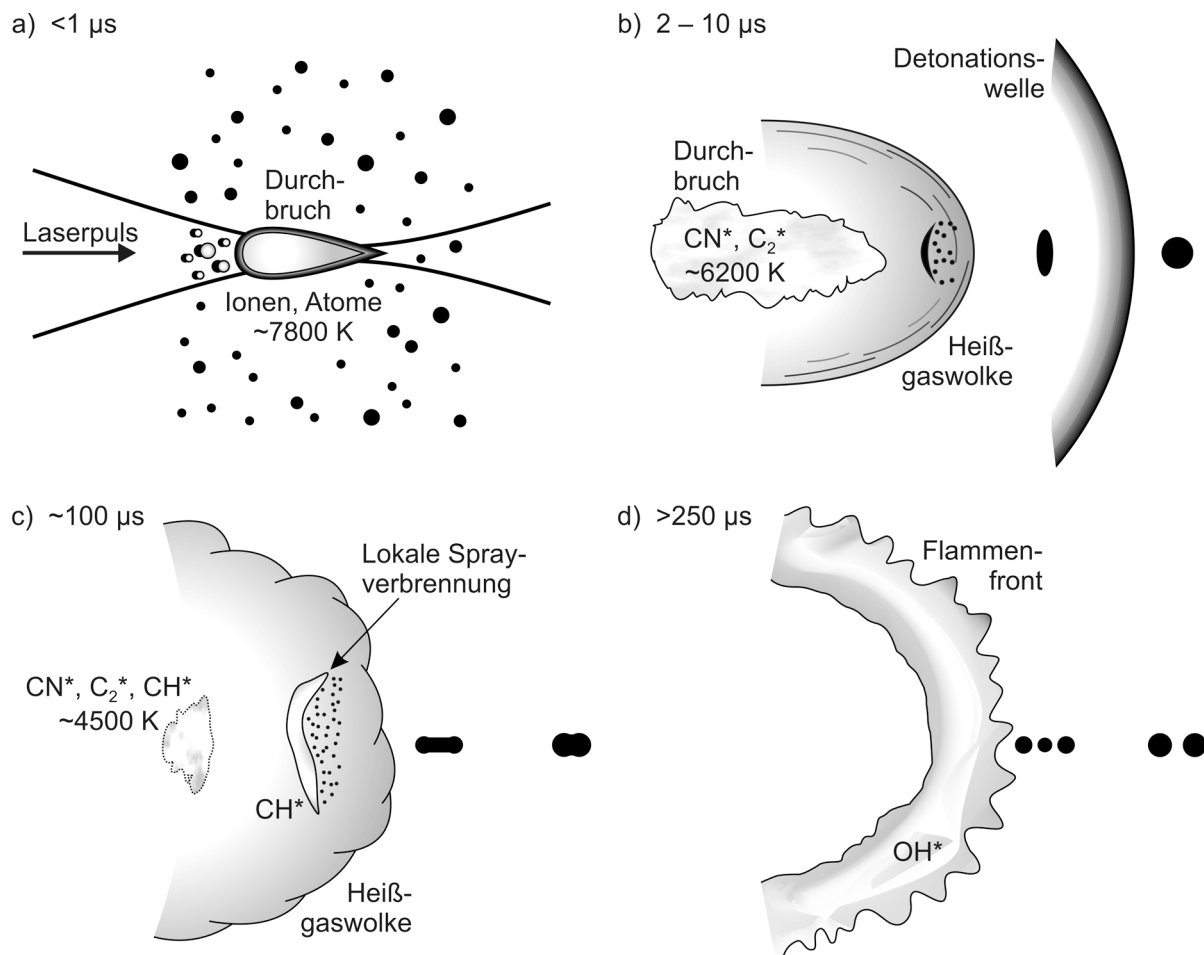


Abb. 9.1: Schematische Darstellung der in den experimentellen Untersuchungen beobachteten Detailprozesse der laserinduzierten Zündung von Sprays und Tröpfchenketten. Die angegebenen Radikale sind diejenigen, die direkt nachgewiesen wurden. Die Temperaturen wurden anhand von CN^* -Emissionsbanden approximiert. Tröpfchen sind als schwarze Punkte dargestellt.

Fazit und Ausblick

Die vorliegende Dissertation wurde vor dem Hintergrund der Wiederezündung von LDI-Brennkammern für Strahltriebwerke in großen Flughöhen erstellt. Bislang stellt die Zündfähigkeit die Triebwerkshersteller vor keine großen technischen Herausforderungen. Auch mit herkömmlichen elektrischen Zündsystemen lassen sich LDI-Brennkammern selbst unter den Bedingungen großer Flughöhe noch zuverlässig zünden. In Zukunft werden zur Erhöhung der

Effizienz die Triebwerksdruckverhältnisse weiter steigen. Gleichzeitig werden die Grenzwerte für die Stickoxidemissionen sinken. Unter diesen Voraussetzungen werden noch magerere Kerosin-Luft-Gemische bei höherer Güte der Gemischbildung angestrebt werden müssen. Da hierdurch die Zündfähigkeit beeinträchtigt werden kann, müssen die Zündsysteme im Rahmen der Brennkammerentwicklung genau analysiert und gegebenenfalls optimiert werden. Für die Optimierung der Zündfähigkeit sind geeignete Methoden und Modelle zur numerischen Simulation sowie ein umfassendes Verständnis der grundlegenden Prozesse erforderlich. Zu letztem trägt die vorliegende Dissertation bei, indem sie neue Einblicke in die Flammkernentstehung bei der Sprayzündung liefert. Der verwendete generische Versuchsstand und die angewendeten optischen Verfahren erwiesen sich für diese Aufgabe als äußerst zweckmäßig. Viele der Detailprozesse wurden indes wegen ihrer Komplexität und Instationarität nur phänomenologisch beschrieben, rechnerische Analysen waren nur in einigen Einzelfällen möglich. Für die Entwicklung von anwendbaren Modellen zur analytischen oder numerischen Auslegung von Triebwerksbrennkammern werden weitere Untersuchungen empfohlen. Diese sollten Hochgeschwindigkeitsmessungen mit Erfassungs- bzw. Bildraten von ≥ 100 kHz bei möglichst geringen Belichtungszeiten, Parametervariationen und auch numerische Simulationen beinhalten. Letztere sind notwendig, um komplexe Vorgänge zu erfassen und zu verstehen, die mit experimentellen Methoden schwer bis gar nicht zugänglich sind. Die Ergebnisse aus dieser Doktorarbeit können hierzu eine geeignete Datenbasis für Validierungszwecke bieten. Die Eignung numerischer Simulationen zur Vertiefung des Verständnisses wird am folgenden Beispiel deutlich. JOARDER et al. [202] simulierten laserinduzierte Luftdurchbrüche und gaben dabei die räumliche Gestalt der in dieser Dissertation experimentell beobachteten Durchbrüche und die Expansion der sphärischen Detonationswellen gut wieder. KHARE et al. [233] simulierten Zerfälle von Tröpfchen in Luftströmungen, wobei diese denjenigen glichen, die in dieser Dissertation in den Strömungsfeldern von Detonationswellen und Heißgaswolken bzw. -strahlen beobachtet wurden. Die Simulation des Tröpfchenzerfalls durch die von Zündfunken ausgehenden gasdynamischen Effekte ist mit den heutigen Mitteln also eine denkbare Möglichkeit. So könnten beispielsweise die Heißgaswolken (bei Gasturbinenzündsystemen eher Heißgasstrahlen) im Umfeld der Durchbrüche numerisch genauer untersucht werden. Sie vermögen trotz ihrer relativ geringen Expansionsgeschwindigkeiten Brennstofftröpfchen intensiv zu zerstäuben, zu verdampfen und Selbstzündungen zu initiieren. Daher ist anzunehmen, dass sie hohe Gasdichten und -temperaturen aufweisen, die Folgen der rapiden Expansion und der Wärmeübertragung durch das angrenzende Durchbruchplasma sind. Die Heißgaswolken bzw. -strahlen sind damit für die Flammkernentstehung von großer Bedeutung, ihre Eigenschaften sind experimentell jedoch schwer zu erfassen (denkbar wären mikroskopische PIV-Messungen und Zwei-Linien-LIF-Thermometrie an einem Tracer-Molekül). Weitere Untersuchungsschwerpunkte sollten der zeitlich schwer aufzulösende Übergang vom Durchbruchplasma zur Verbrennung sowie der messtechnisch schwer zu erfassende, quantitative Einfluss der von den Durchbrüchen ausgehenden Strahlung auf den Zündprozess sein.

Anhang

A Versuchsaufbauten

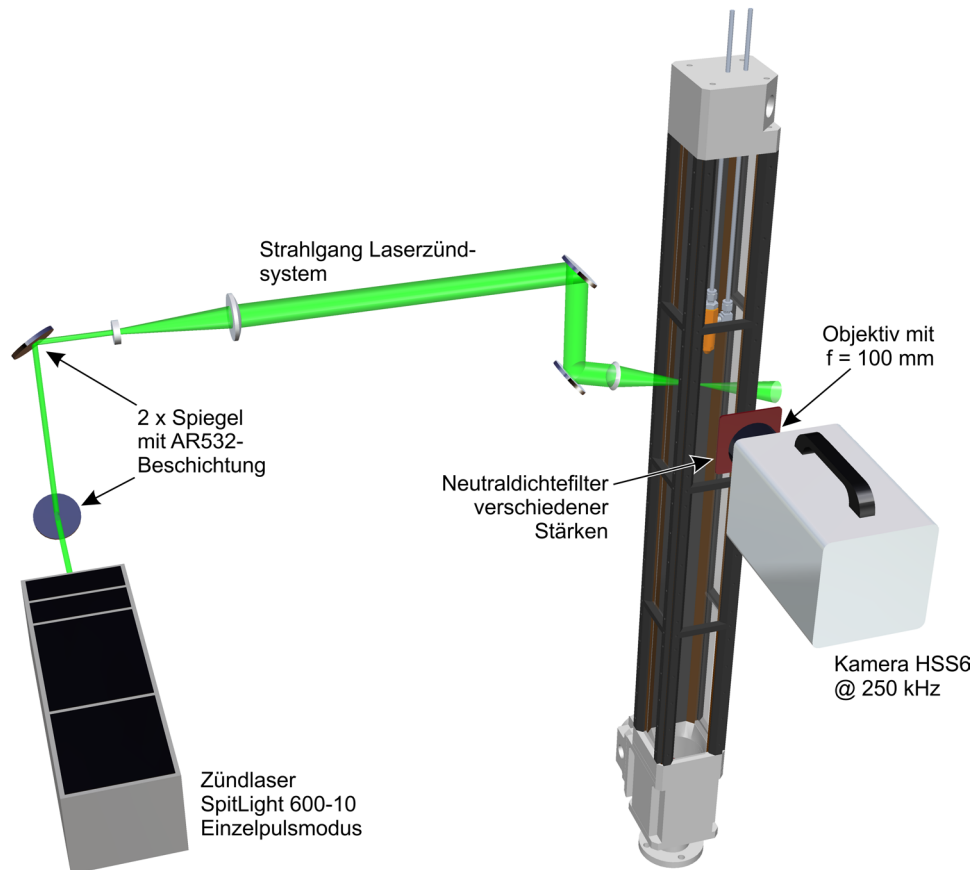


Abb. A.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen von laserinduzierten Durchbrüchen und Sprayzündungen. Das Segment des Kanals mit Fenstern und schwarz eloxierten Aluminiumstreben hat eine Gesamtlänge von 990 mm.

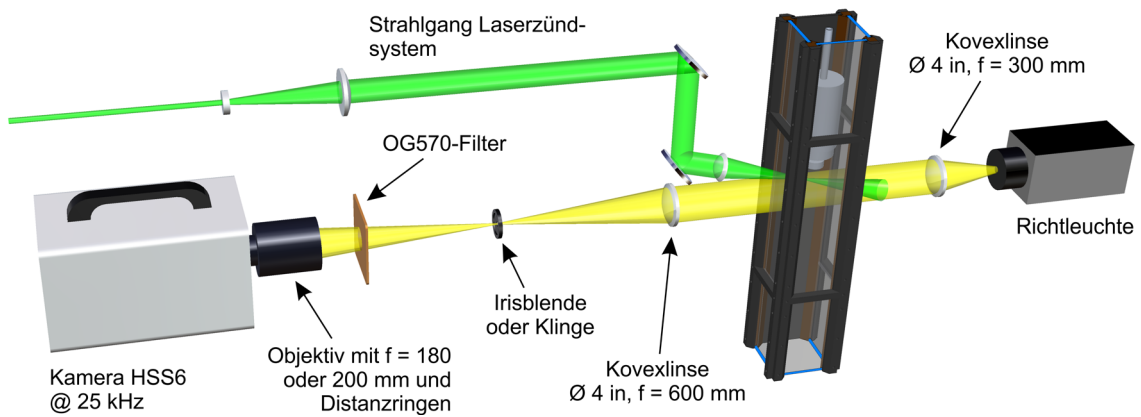


Abb. A.2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Schlieren- und Schattenmessungen an laserinduzierten Durchbrüchen und Sprayzündungen. Derselbe Schlierenaufbau wurde auch zur Untersuchung elektrischer Durchbrüche und Sprayzündungen eingesetzt.

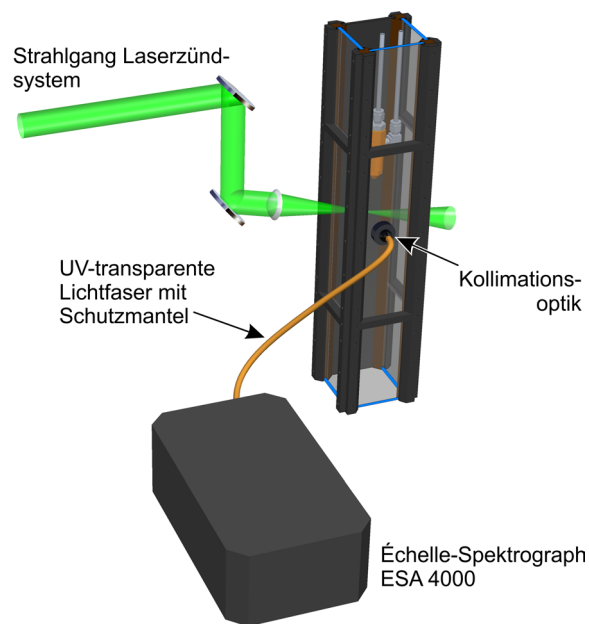


Abb. A.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für optische Emissionsspektroskopie an laserinduzierten Durchbrüchen und Sprayzündungen. Derselbe Schlierenaufbau wurde auch zur Untersuchung elektrischer Durchbrüche und Sprayzündungen eingesetzt.

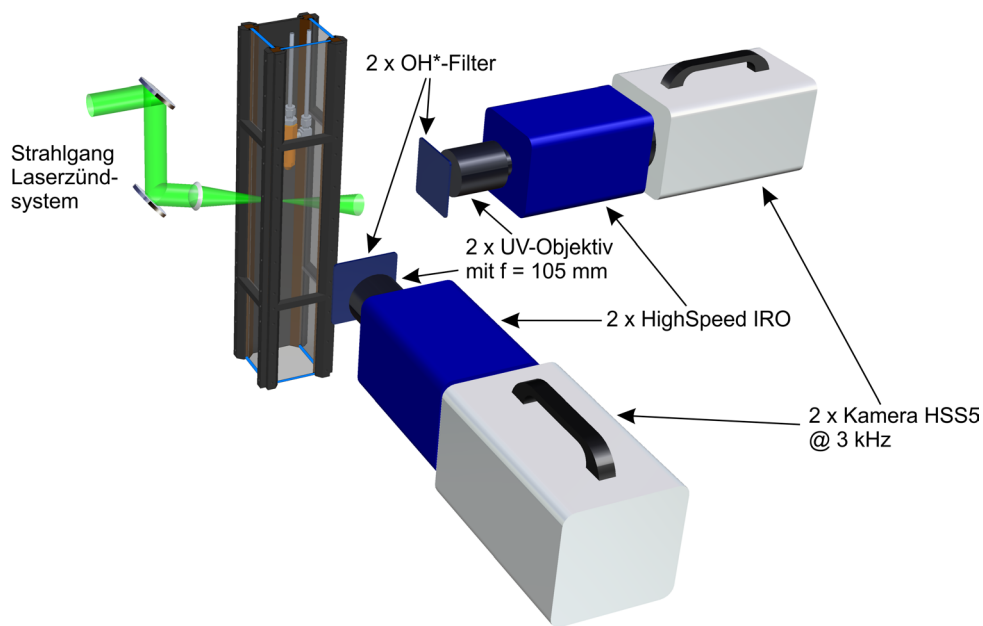


Abb. A.4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Hochgeschwindigkeitschemolumineszenzaufnahmen bei der laserinduzierten Sprayzündung mit zwei Kameras mit orthogonalen Blickwinkeln.

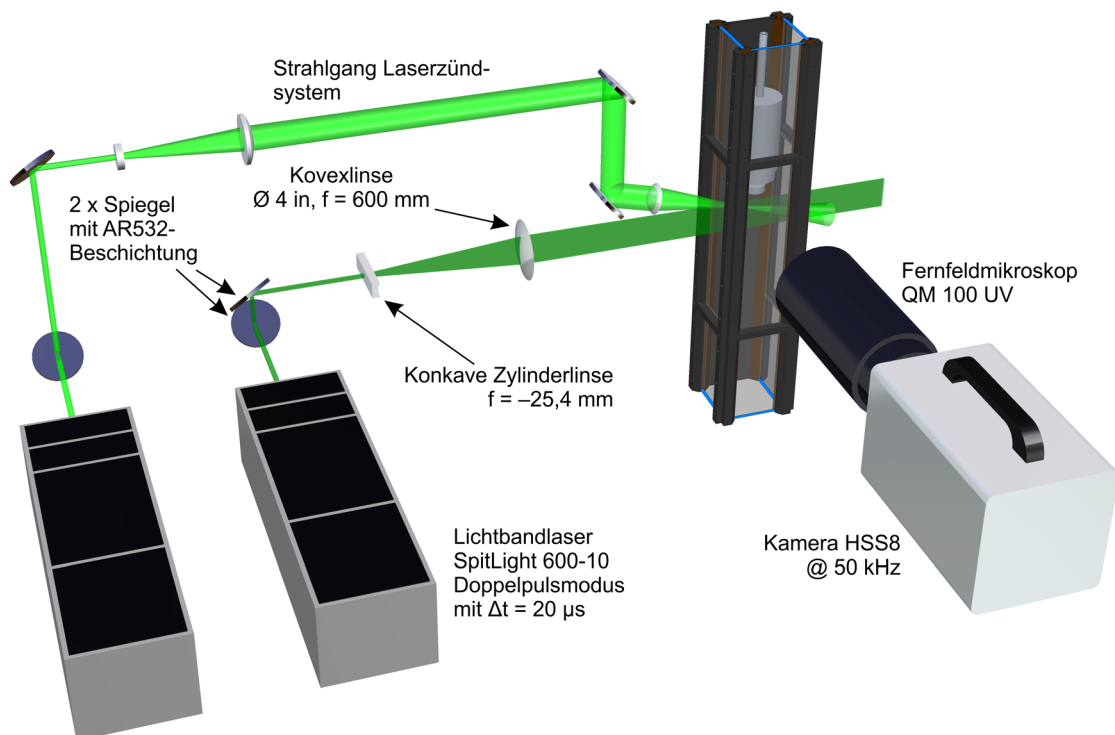


Abb. A.5: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Fernfeldmikroskopie an Tröpfchen mit Laserlichtbandbeleuchtung bei der laserinduzierten Zündung.

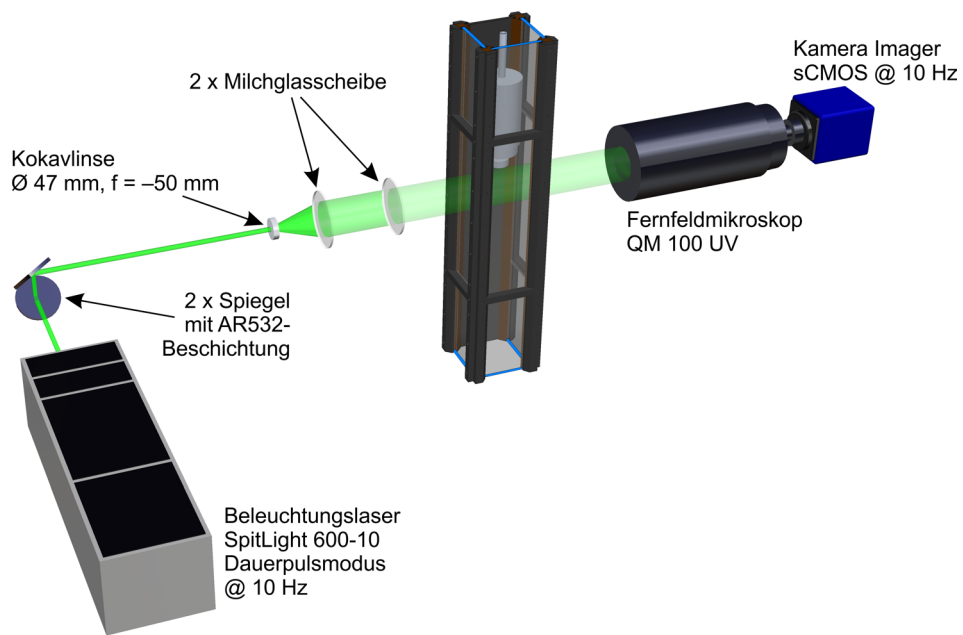


Abb. A.6: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Fernfeldmikroskopie an Tröpfchen mit Hintergrundbeleuchtung durch einen gepulsten Laser.

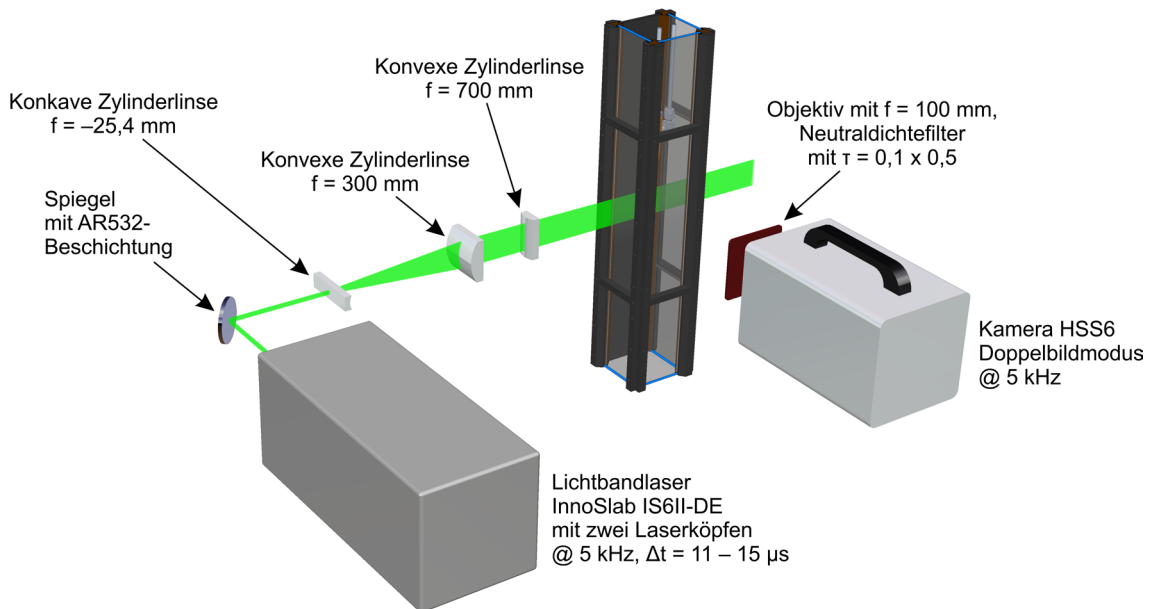


Abb. A.7: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Hochgeschwindigkeits-PIV am Kerosinspraykegel.

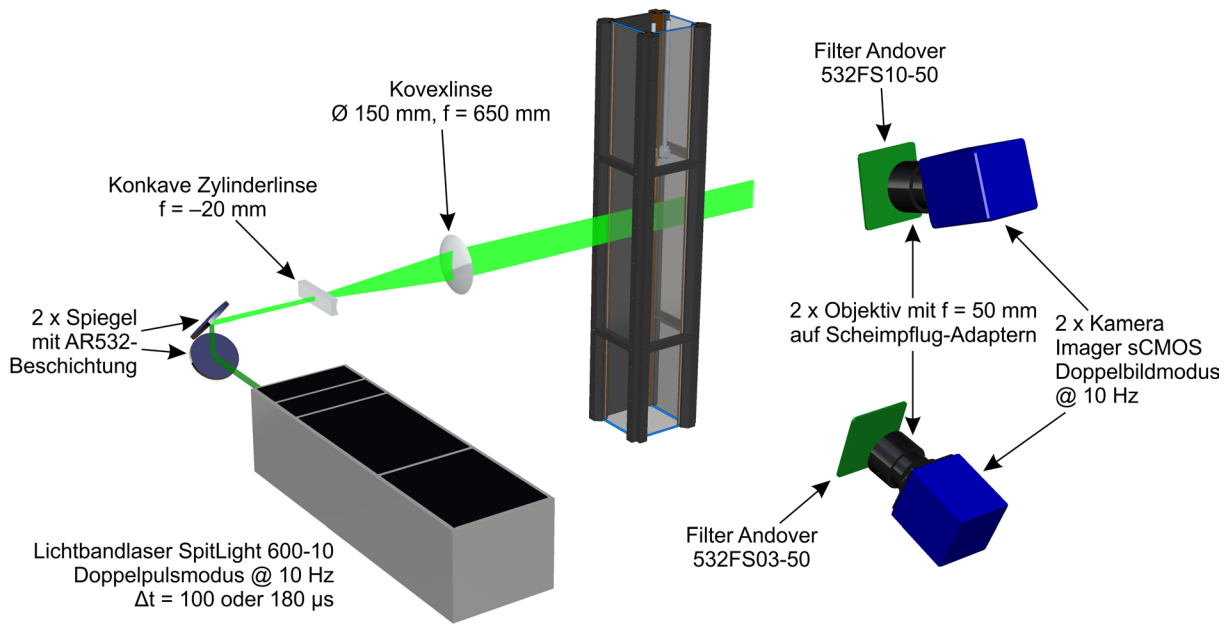


Abb. A.8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für Stereo-PIV an der Luftströmung des Versuchskanals.

B Dimensionsloses Detonationswellenmodell

Stoßfrontradius

Die numerisch berechneten Werte des dimensionslosen Stoßfrontradius $R_s = f(t_s)$ nach BRODE [138] sind in Tab. B.1 wiedergegeben. Ihre Umrechnung in dimensionsbehaftete Größen erfolgt mit den folgenden Gleichungen:

$$R_s(t) = \varepsilon_0 \lambda_s, \quad (\text{B.1})$$

$$t_s = \frac{\tau_s \varepsilon_0}{c_0}, \quad (\text{B.2})$$

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{E_0}{p_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (\text{B.3})$$

Hierin sind τ_s und λ_s die dimensionslose Zeit und der dimensionslose Radius der Stoßfront aus Tab. B.1. ε_0 ist eine Skalierungsgröße, c_0 ist die Schallgeschwindigkeit der ungestörten Atmosphäre, und E_0 ist die initiale Wellenenergie.

Tab. B.1: Dimensionslose Trajektorie sphärischer Detonationswellen [138].

τ_s	λ_s	τ_s	λ_s
0,011 821 23	0,151 996	0,859 9936	1,328 503
0,016 7477	0,175 526	1,0811	1,564 02
0,022 1001	0,197 034	1,548 72	2,133 97
0,029 7042	0,223 11	1,966 74	2,580 61
0,040 3989	0,254 437	2,869 84	3,504 46
0,057 4644	0,296 806	3,668 68	4,329 76
0,093 4767	0,370 999	4,598 42	5,231 19
0,129 3144	0,433 672	5,549 19	6,196 89
0,168 6889	0,494 858	6,880 27	7,5407
0,249 3437	0,609 083	9,122 67	9,788 55
0,335 331	0,721 279	10,6194	11,286 82
0,464 864 89	0,880 953	12,780 51	13,4533
0,679 3629	1,121 718	13,479 36	14,126 02

Strömungsfeld hinter der Stoßfront

Zur Bestimmung der lokalen, transienten Weber-Zahlen hinter der Stoßfront waren die Dichten $\rho(R,t)$ und Geschwindigkeiten $u(R,t)$ erforderlich. Zu ihrer Berechnung wurden die dimensionslosen Daten für sphärische Detonationswellen aus dem Aufsatz von BRODE [142] genutzt. Die im Aufsatz enthaltenen Diagramme wurden digitalisiert, die Datensätze sind in Abb. B.1 und Abb. B.2 dargestellt. Sie zeigen in Lagrange'scher Darstellungsweise für verschiedene Zeiten τ den Verlauf der Geschwindigkeit β und der Dichte η entlang des Radius λ . Die Umrechnung dieser dimensionslosen Größen in dimensionsbehaftete Größen erfolgt mit den folgenden Gleichungen, wobei sich der Skalierungsfaktor ε_0 nach Gl. (B.3) berechnet:

$$R(t) = \frac{\varepsilon_0 \lambda}{1627,2}, \quad (\text{B.4})$$

$$t = \frac{\tau \varepsilon_0}{c_0}, \quad (\text{B.5})$$

$$\rho(R,t) = \eta(\tau, \lambda) \rho_0, \quad (\text{B.6})$$

$$u(R,t) = \beta(\tau, \lambda) c_0. \quad (\text{B.7})$$

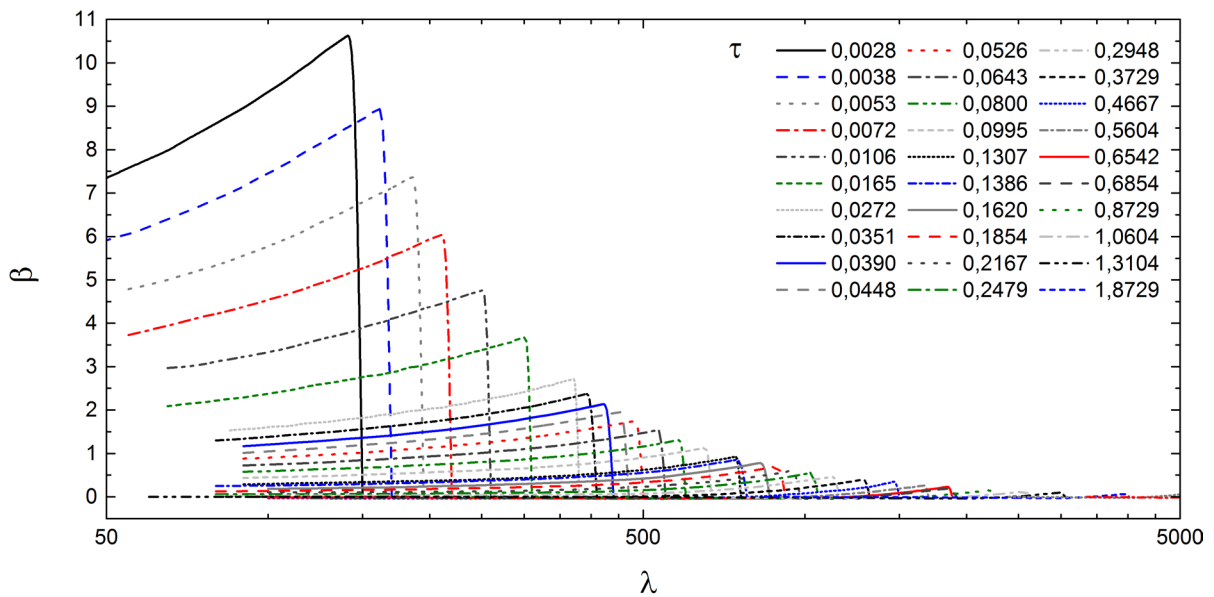


Abb. B.1: Dimensionslose Geschwindigkeiten hinter den Stoßfronten sphärischer Detonationswellen [142]. Jede Kurve repräsentiert den radialen Geschwindigkeitsverlauf zu einem bestimmten Zeitpunkt τ .

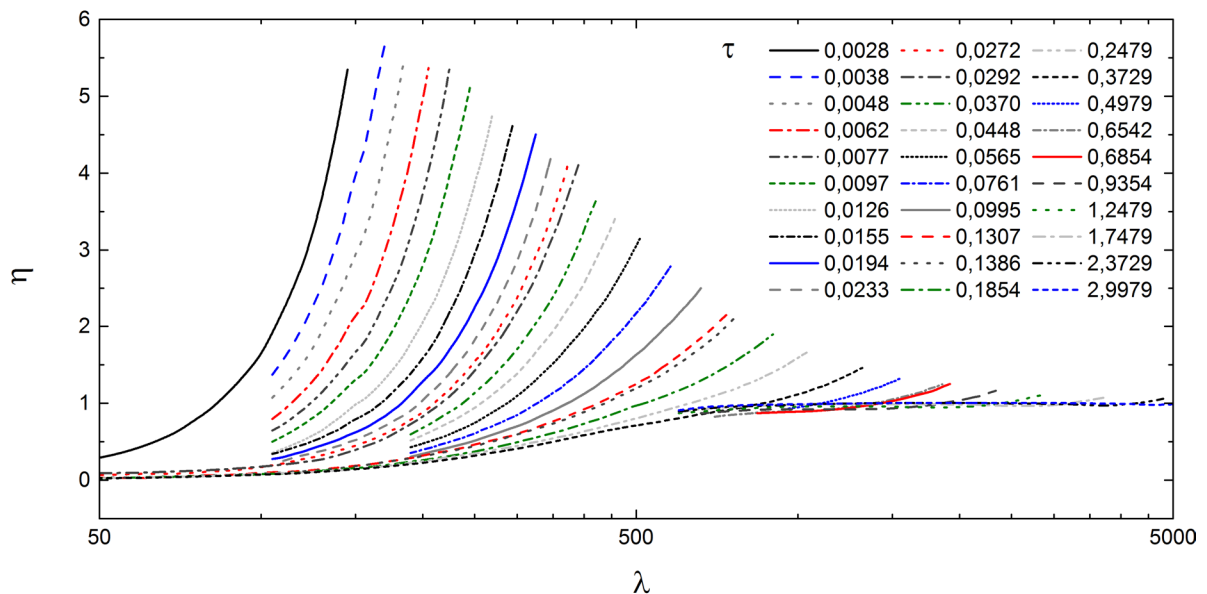


Abb. B.2: Dimensionslose Dichten hinter den Stoßfronten sphärischer Detonationswellen [142]. Jede Kurve repräsentiert den radialen Dichteverlauf zu einem bestimmten Zeitpunkt τ .

C Exxsol D80

Exxsol D80 wurde in den in dieser Dissertation vorgestellten Untersuchungen zwar nicht als Brennstoff eingesetzt, findet aber mehrmalige Erwähnung. Es ist eine paraffinische Flüssigkeit von ExxonMobil, die dem Kerosin JP-7 für das militärische Triebwerk Pratt & Whit-

ney J58 (Lockheed A-12 und SR-71) ähnelt [249]. Wegen seines sehr geringen Aromatengehalts fluoresziert Exxsol D80 bei Anregung durch ultraviolette Laserstrahlung nur sehr schwach, weshalb es sich bei OH-PLIF-Messungen als Ersatzbrennstoff anstelle von Jet A-1 anbietet [250]. Daher wurde es im Projekt GerMaTec [72,178] bei derartigen Messungen eingesetzt. In der Studienarbeit von MEINDL [236] wurde die Sprayzündung von Exxsol D80 mit der von Kerosin Jet A-1 verglichen, um die Übereinstimmung des Zündungs- und Verbrennungsverhaltens zu überprüfen. Abgesehen von einer um $\leq 50\%$ geringeren Intensität des Rußleuchtens wurde eine gute Übereinstimmung gefunden. Die Ursache der geringen Rußentwicklung wird im Säulendiagramm Abb. C.1 deutlich. Es zeigt das Ergebnis einer GC-MS-Analyse, die im selben Analysesystem erfolgte, das auch für Kerosin Jet A-1 und Shell GtL-SPK verwendet wurde, siehe Kap. 3.4. Im Vergleich mit Kerosin Jet A-1 fällt das Fehlen von Aromaten auf, im Vergleich mit Shell GtL-SPK das Vorhandensein von Cyclo- und Dicycloalkanen. Der geringe Aromatenanteil unterhalb der Grenze der Nachweisbarkeit trägt wesentlich zur verminderten Rußbildung bei. Die physikalischen und chemischen Eigenschaften von Exxsol D80 schwanken zwischen verschiedenen Chargen kaum (deutlich weniger als bei Kerosin Jet A-1) und können Hersteller- und Lieferantendatenblättern entnommen werden.

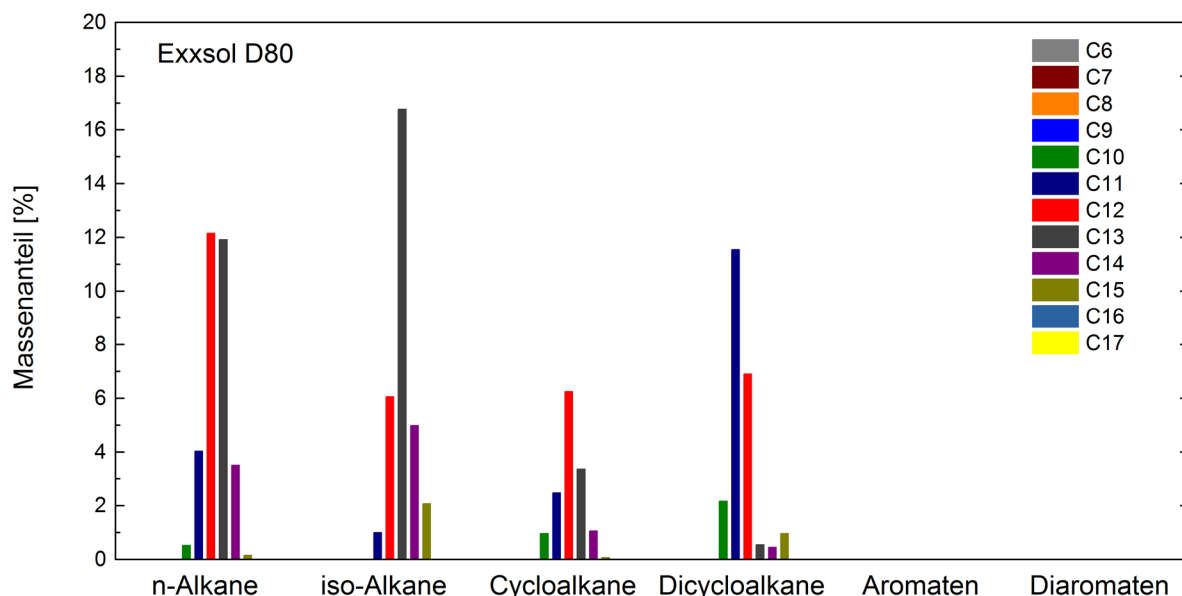


Abb. C.1: Nach Stoffklassen und Anzahl der Kohlenstoffatome sortierte GC-MS-Analyse von Exxsol D80.

D Berechnung von c_0 und γ

Mit Gl. (3.3) in Kap. 3.5.9 lassen sich die Schallgeschwindigkeit c_0 und der Isentropenexponent γ für reale, feuchte Luft näherungsweise berechnen. Dazu sind die entsprechenden Koeffizienten a_i aus Tab. D.1 in die Gleichung einzusetzen.

Tab. D.1: Koeffizienten zur Berechnung von c_0 und γ [197].

i	$a_i(c_0)$	$a_i(\gamma)$
0	331,5025	1,400 822
1	0,603 055	$-1,75 \cdot 10^{-5}$
2	-0,000 528	$-1,73 \cdot 10^{-7}$
3	51,471 935	-0,087 3629
4	0,149 5874	-0,000 1665
5	-0,000 782	$-3,26 \cdot 10^{-6}$
6	$-1,82 \cdot 10^{-7}$	$2,047 \cdot 10^{-8}$
7	$3,73 \cdot 10^{-8}$	$-1,26 \cdot 10^{-10}$
8	$-2,93 \cdot 10^{-10}$	$5,939 \cdot 10^{-14}$
9	-85,209 31	-0,119 9717
10	-0,228 525	-0,000 8693
11	$5,91 \cdot 10^{-5}$	$1,979 \cdot 10^{-6}$
12	-2,835 149	-0,011 04
13	$-2,15 \cdot 10^{-13}$	$-3,478 \cdot 10^{-16}$
14	29,179 762	0,045 0616
15	0,000 486	$1,82 \cdot 10^{-6}$

Mit Gl. (3.6) in Kap. 3.5.9 lässt sich der Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf in Luft p_{SD} näherungsweise berechnen. Dazu sind für die Koeffizienten A bis D die folgenden Zahlenwerte einzusetzen [199]:

- $A = 1,237\ 8847 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2}$,
- $B = -1,912\ 1316 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$,
- $C = 33,937\ 110\ 47$
- $D = -6,343\ 1645 \cdot 10^3 \text{ K}$.

E Temperaturbestimmung mit LIFBASE

Der Abschnitt der CN*-Bande zwischen $\lambda = 384,2$ und $388,4$ nm wurde für eine iterative Bestimmung von mittleren Rovibrationstemperaturen in Flammenkernen durch die Anpassung simulierter LIFBASE-Spektren ausgewählt. Da die Anpassung manuell erfolgte, war ein Algorithmus zu entwickeln und strikt einzuhalten, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Das Ablaufdiagramm dieses Algorithmus für die Verwendung mit LIFBASE in der Version 2.1.1 ist in Abb. E.1 dargestellt.

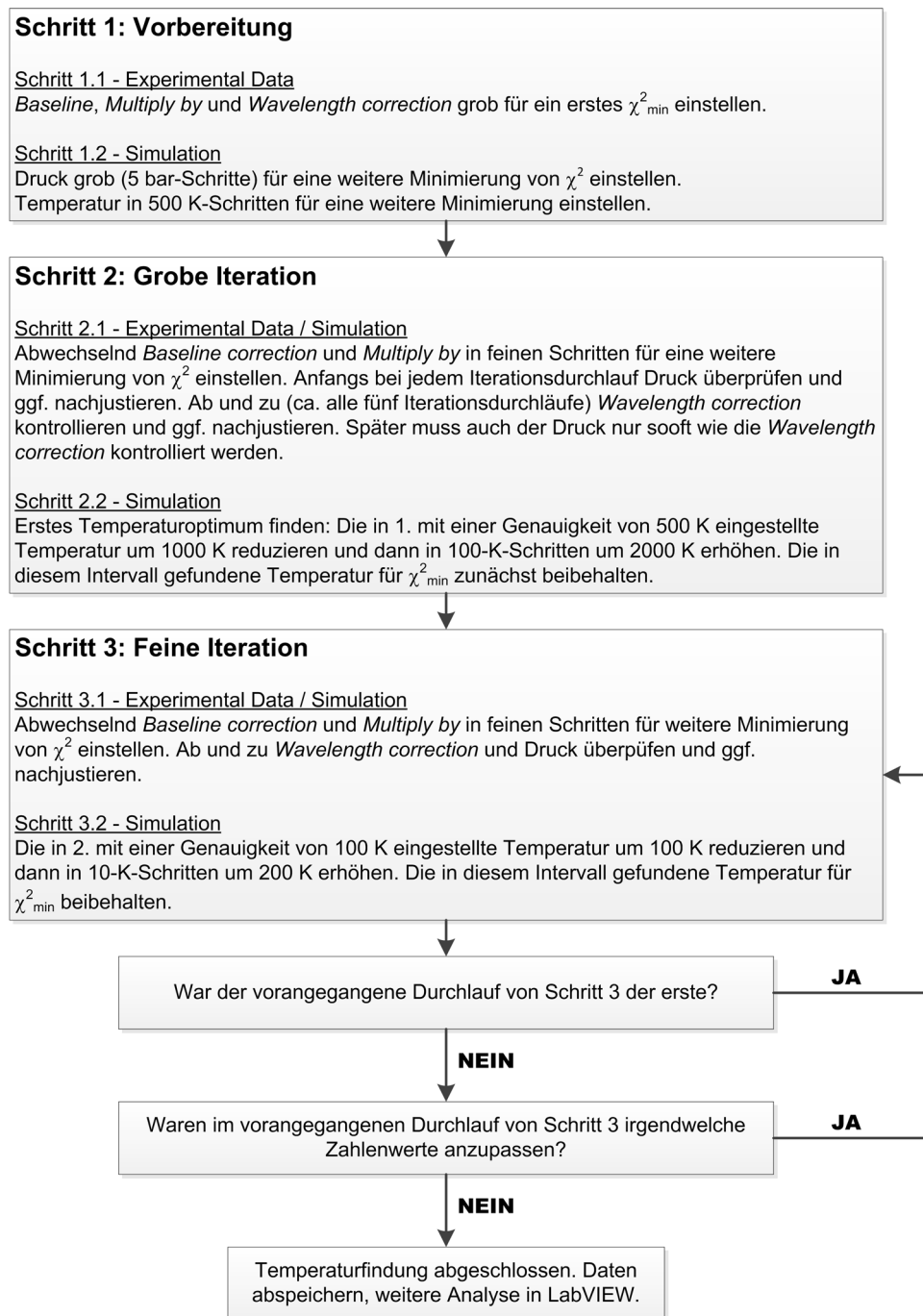


Abb. E.1: Ablaufdiagramm des manuell abzuarbeitenden Algorithmus für die Bestimmung von Rovibrationstemperaturen mit LIFBASE.

Urheberrechtliche Angaben

Während der Arbeiten zu dieser Dissertation entstandene Publikationen

Einige Arbeiten zur vorliegenden Dissertation erfolgten im Rahmen öffentlich geförderter Forschungsprojekte, weshalb die zugehörigen Ergebnisse in den folgenden Projektberichten publiziert wurden:

- Projektbericht [71] für das 6th *Framework Programme – Timecop-AE*.
- Projektbericht [72] für das *Luftfahrtforschungsprogramm IV – GerMaTec*.
- Projektbericht [73] für das *Luftfahrtforschungsprogramm IV – EffMaTec*.

Weitere Publikationen erfolgten in Form von Konferenzbeiträgen:

- Konferenzbeitrag [178] zum 12th *Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- Konferenzbeitrag [251] zum 5th *European Combustion Meeting*.
- Konferenzbeitrag [252] zur *ASME Turbo Expo 2012*.
- Konferenzbeitrag [253] zum 29th *International Symposium on Shock Waves*.
- Konferenzbeitrag [254] zum 24th *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*.
- Konferenzbeitrag [255] zur 3rd *Laser Ignition Conference*.

Die Konferenzbeiträge [252] und [253] führten zu eingeladenen Publikationen in Fachzeitschriften. Daraus sind die folgenden Aufsätze hervorgegangen:

- Aufsatz [256] in *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*.
- Aufsatz [257] in *Shock Waves*.

Das bislang in der Literatur verfügbare Wissen über laserinduzierte Sprayzündungen wurde durch die Arbeiten zu dieser Dissertation deutlich erweitert. Deshalb wurden wichtige Erkenntnisse in einem Aufsatz [258] in der Fachzeitschrift *Combustion and Flame* publiziert.

Die in Kap. 8.1.2 und Kap. 8.2 beschriebenen Untersuchungen von Brennstoffmassenströmen und Tröpfchendurchmessern erfolgten im Rahmen der Studienarbeit von MEINDL [236] unter aktiver Betreuung und Mitarbeit des Autors der vorliegenden Dissertation.

Die genannten Publikationen befassen sich jeweils mit speziellen Fragestellungen zur laserinduzierten Sprayzündung. Die Verbindung zu einem in sich geschlossenen Gesamtbild wird erstmalig in der vorliegenden Dissertation gegeben. Darüber hinaus beinhaltet sie viele bislang unveröffentlichte Mess- und Beobachtungsergebnisse sowie Analysen. Dazu zählen unter anderem sämtliche Arbeiten zur elektrischen Sprayzündung.

Wiedergabe von Abbildungen aus anderen Werken nach § 51 Absatz 1 UrhG

Folgende Abbildungen aus anderen Werken werden in dieser Dissertation unter Berufung auf § 51 Absatz 1 UrhG wiedergegeben:

- Abb. 1.1, dreidimensionale Schnittzeichnung des Triebwerks aus [2].
- Abb. 1.3a aus [25], b aus [26], c links aus [27], c rechts aus [28].
- Abb. 1.9a aus [38], b aus [48].
- Abb. 3.4 aus [154].

Wiedergabe von Abbildungen aus anderen Werken mit Genehmigung der Verlage

Die Wiedergabe und deutschsprachige Übersetzung folgender Abbildungen aus anderen Werken wurde von den betreffenden Verlagen schriftlich genehmigt:

- Abb. 1.2 aus [10], © Cambridge University Press 2013.
- Abb. 1.7 aus [5], © Taylor & Francis 2010.
- Abb. 2.1 aus [89], © Elsevier 1987.
- Abb. 2.4 aus [5], © Taylor & Francis 2010.
- Abb. 2.6 aus [107], © John Wiley & Sons 2012.
- Abb. 2.7 aus [107], © John Wiley & Sons 2012.
- Abb. 2.16 aus [147], © Annual Reviews 2011.
- Abb. 3.10 aus [5], © Taylor & Francis 2010.

Erneute Verwendung von vorab veröffentlichten Abbildungen

Einige der enthaltenen Abbildungen wurden, teilweise in leicht veränderter Darstellung, vom Autor vorab in Fachzeitschriften publiziert. Die erneute Verwendung und deutschsprachige Übersetzung wurde von den betreffenden Verlagen schriftlich genehmigt:

- Aufsatz [256] in der Fachzeitschrift *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*: Abb. 5.17 und Abb. 5.18. © ASME 2013.
- Aufsatz [257] in der Fachzeitschrift *Shock Waves*: Abb. 4.10, Abb. 4.13, Abb. 4.15, Abb. 5.9 und Abb. 5.14. © Springer 2015.
- Aufsatz [258] in der Fachzeitschrift *Combustion and Flame*: Abb. 4.1, Abb. 4.3, Abb. 4.5, Abb. 4.6, Abb. 4.8, Abb. 4.9, Abb. 5.1, Abb. 5.4, Abb. 5.6 und Abb. 5.7. © Elsevier 2015.

Literatur

- [1] W.J.G. BRÄUNLING: *Flugzeugtriebwerke*. 3. Auflage, Springer, 2009.
- [2] J. MARSDEN: *General Electric CF6-80C2 cutaway*. Flight International, Reed Business Publishing, 23. Mai 1987.
- [3] F. JOOS: *Technische Verbrennung*. 1. Auflage, Springer, 2006.
- [4] A.H. LEFEBVRE: *Atomization and sprays*. 1. Auflage, Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [5] A.H. LEFEBVRE, D.R. BALLAL: *Gas turbine combustion*. 3. Auflage, CRC Press, 2010.
- [6] G. CROOK, M. HORLOR (Hrsg.): *The Jet Engine*. 5. Auflage, Rolls-Royce plc, 2005.
- [7] R.G. MCKINNEY, J.B. HOKE: *Aero gas turbine combustion: Metrics, constraints, and system interactions*. In: T.C. LIEUWEN, V. YANG (Hrsg.): *Gas turbine emissions*. 1. Auflage, Cambridge University Press, 2013.
- [8] ICAO: *ICAO aircraft engine emissions databank*. Version 20b (Stand März 2014), International Civil Aviation Organization, <https://easa.europa.eu/document-library/icao-aircraft-engine-emissions-databank>, Zugriff am 29. April 2014.
- [9] R. WALTHER: *Verbrennungsprobleme der Luft- und Raumfahrt I*. Vorlesung an der Universität Stuttgart, Sommersemester 2005.
- [10] W. DODDS: *Overview of worldwide aircraft regulatory framework*. In: T.C. LIEUWEN, V. YANG (Hrsg.): *Gas turbine emissions*. 1. Auflage, Cambridge University Press, 2013.
- [11] H.-J. BAUER: *New low emission strategies and combustor designs for civil aeroengine applications*. Progress in Computational Fluid Dynamics, Vol. 4, S. 130-142, 2004.
- [12] G.A. LAVOIE, J.B. HEYWOOD, J.C. KECK: *Experimental and theoretical study of nitric oxide formation in internal combustion engines*. Combustion Science and Technology, Vol. 1, S. 313-326, 1970.
- [13] B.L. KOFF: *Aircraft gas turbine emissions challenge*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 116, S. 474-477, 1994.
- [14] J.E. PENNER, D.H. LISTER, D.J. GRIGGS, D.L. DOKKEN, M. MCFARLAND (Hrsg.): *Aviation and the global atmosphere*. IPCC Special Report, Intergovernmental Panel on Climate Change, 1999.
- [15] ICAO: *International Standards and Recommended Practices, Annex 16 to the Convention on International Civil Aviation – Environmental Protection, Volume II – Aircraft Engine Emissions*. International Civil Aviation Organization, 3. Ausgabe, Juli 2008.

- [16] EUROPEAN COMMISSION: *European aeronautics: A vision for 2020 – Meeting society's needs and winning global leadership*. Office for Official Publications of the European Communities, 2001.
- [17] EUROPEAN COMMISSION: *Flightpath 2050 – Europe's vision for aviation*. Publications Office of the European Union, 2011.
- [18] ICAO: *Report of the independent experts to CAEP/8 on the second NO_x review & Long term technology goals, London, March 2009*. ICAO working paper CAEP/8-WP/10, Committee on Aviation Environmental Protection, 8th Meeting, Montréal (CA), 1. bis 12. Februar 2010.
- [19] W. DODDS: *Engine and aircraft technologies to reduce emissions*. UC Technology Transfer Symposium "Dreams of Flight", San Diego (US), 1. März 2002.
- [20] H.C. MONGIA: *GE Aviation low emissions combustion technology evolution*. SAE Technical Paper 2007-01-3924, 2007.
- [21] M.J. FOUST, D. THOMSON, R. STICKLES. C. COOPER, W. DODDS: *Development of the GE Aviation low emissions TAPS combustor for next generation aircraft engines*. 50th AIAA Aerospace Science Meeting, Nashville (US), 9. bis 12. Januar 2012.
- [22] C. HASSA: *Partially premixed and premixed aero engine combustors*. In: T.C. LIEUWEN, V. YANG (Hrsg.): *Gas turbine emissions*. 1. Auflage, Cambridge University Press, 2013.
- [23] W. LAZIK, T. DOERR, S. BAKE, R. V.D. BANK, L. RACKWITZ: *Development of lean-burn low-NO_x combustion technology at Rolls-Royce Deutschland*. GT2008-51115, ASME Turbo Expo, Berlin (DE), 9. bis 13. Juni 2008.
- [24] T. DÖRR: *Die Fluggasturbinen-Brennkammer – Einführung und Entwicklungstrends*. Vortrag am DLR-Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart (DE), 23. Juli 2014.
- [25] S.W. BURD, A.K. CHEUNG, J.T. OLS, R.D. SMITH, I. SEGALMAN: *Gas turbine annular combustor having a first converging volume and a second converging volume, converging less gradually than the first converging volume*. United States Patent US 7,093,441 B2, 2006.
- [26] A.A. MANCINI: *Cooled purging fuel injectors*. European Patent Application EP 1 445 540 A1, 2004.
- [27] J. MORAN: *Engine technology development to address local air quality concerns*. ICAO Colloquium on Aviation Emissions with Exhibition, Montréal (CA), 14. bis 16. Mai 2007.
- [28] P.E.O BUELOW, B.P. WILLIAMS, D.H. BRETZ, M. SPOONER, C. MOHAMED, H. GILL: *Lean direct injection atomizer for gas turbine engines*. United States Patent US 8,156,746 B2, 2012.

-
- [29] H.C. LOW, C.J. SCOTT, A. VENINGER: *Correlated fuel property effects on an F402-RR-406A (Pegasus) engine combustor*. 90-GT-276, Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Brüssel (BE), 11. bis 14. Juni 1990.
- [30] Persönliche Korrespondenz mit C. CURRIER (Unison Industries, Product Support Engineering, Jacksonville, US), 2. bis 29. November 2012.
- [31] T. MOSBACH, G.C. GEBEL: *QSTP research network program – GtL fuel performance in gas turbine combustors*. DLR-Projektbericht, 2010.
- [32] M. BOILEAU, G. STAFFELBACH, B. CUENOT, T. POINSOT, C. BÉRAT: *LES of an ignition sequence in a gas turbine engine*. Combustion and Flame, Vol. 154, S. 2-22, 2008.
- [33] R.W. READ: *Experimental investigations into high-altitude relight of a gas turbine*. Dissertation, University of Cambridge, 2008.
- [34] P.D. MARKER, R.W. TERHUNE, C.M. SAVAGE: *Optical third harmonic generation*. 3rd International Conference on Quantum Electronics, Paris (FR), 11. bis 15. Februar 1963.
- [35] J.H. LEE, R. KNYSTAUTAS: *Laser spark ignition of chemically reactive gases*. AIAA Journal, Vol. 7, S. 312-317, 1969.
- [36] T.X. PHUOC: *Laser-induced spark ignition fundamental and applications*. Optics and Lasers in Engineering, Vol. 44, S. 351-397, 2006.
- [37] J.D. DALE, P.R. SMY, R.M. CLEMENTS: *Laser ignited internal combustion engine – An experimental study*. SAE Technical Paper 780329, 1978.
- [38] M. NISHIDA, T. HATTORI, S. MUKAINAKANO, T. MIZUNO, T. GOTO: *Laser ignition apparatus for an internal combustion engine*. United States Patent 4,416,226, 1983.
- [39] U. SPICHER, T. HEIDENREICH, B. XANDER: *Gemischbildungs- und Verbrennungsverfahren*. In: R. VON BASSHUYSEN (Hrsg.): *Ottomotor mit Direkteinspritzung*. 3. Auflage, Springer Vieweg, 2013.
- [40] R. OLDENBORG, J. EARLY, C. LESTER: *Advanced ignition and propulsion technology program*. LA-UR-98-2272, Projektbericht, Los Alamos National Laboratory, 1998.
- [41] G. KROUPA, G. FRANZ, E. WINKELHOFER: *Novel miniaturized high-energy Nd-YAG laser for spark ignition in internal combustion engines*. Optical Engineering, Vol. 48, 014202, 2009.
- [42] N. PAVEL, M. TSUNEKANE, T. TAIRA: *Composite, all-ceramics, high-peak power Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG monolithic micro-laser with multiple-beam output for engine ignition*. Optics Express, Vol. 19, S. 9378-9384, 2011.
- [43] A.P. YALIN: *High power fiber delivery for laser ignition applications*. Optics Express, Vol. 21, S. A1102-A1112, 2013.

- [44] V. GROSS, H. KUBACH, U. SPICHER, R. SCHIESSL, U. MAAS: *Influence of laser-induced ignition on spray-guided combustion – Experimental results and numerical simulation of ignition processes*. SAE Technical Paper 2009-01-2623, 2009.
- [45] C.L. GENZALE, L.M. PICKETT, A.A. HOOPS, J.M. HEADRICK: *Laser ignition of multi-injection gasoline sprays*. SAE Technical Paper 2011-01-0659, 2011.
- [46] O. ANTOSHKIV, S. BAKE, I. BAGCHI, H.P. BERG: *Ignition performance improvement in a modern gas turbine combustor*. 20th International Symposium on Air Breathing Engines, Göteborg (SE), 12. bis 16. September 2011.
- [47] K.G. MOESL, K.G. VOLLMER, T. SATTELMAYER, J. ECKSTEIN, H. KOPECEK: *Experimental study on laser-induced ignition of swirl-stabilized kerosene flames*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 131, 021501, 2009.
- [48] H. KOPECEK, S. ROCCI DENIS, K.R. MCMANUS, M. BREIT: *Advanced laser ignition systems for gas turbines including aircraft engines*. United States Patent Application US 2012/0131926 A1, 2012.
- [49] H. KOPECEK, N.V. NIRMALAN: *Laser ignition system and method for internal combustion engine*. United States Patent US 8,127,732 B2, 2012.
- [50] S. ROCCI DENIS, H. KOPECEK, R.W. STICKLES, C.O. UMEH, G. AST, M.P. KELSEY, S.C. VISE, G.L. LEONARD, S. BIRMAHER: *Advanced optics and optical access for laser ignition for gas turbines including aircraft engines*. United States Patent Application US 2012/0131927 A1, 2012.
- [51] AIRBUS: *Future journeys – Global market forecast 2013-2032*. Airbus SAS, 2013.
- [52] BOEING: *Current market outlook 2013-2032*. Boeing Commercial Airplanes – Market Analysis, 2013.
- [53] IEA: *World energy outlook 2012*. Organization for Economic Co-operation and Development/International Energy Agency, IEA Publications, 2012.
- [54] D.S. LEE, D.W. FAHEY, P.M. FORSTER, P.J. NEWTON, R.C.N. WIT, L.L. LIM, B. OWEN, R. SAUSEN: *Aviation and global climate change in the 21st century*. Atmospheric Environment, Vol. 43, S. 3520-3537, 2009.
- [55] M. TAM, G. ELDERS, S. BURT: *Sustainable flying: Biofuels as an economic and environmental salve for the airline industry*. <http://climatesolutions.org/programs/saf/saf-bibliography>, Zugriff am 4. Juni 2014.
- [56] D.S. LEE, L.L. LIM, B. OWEN: *The impact of the ‘2020 Carbon Neutral Goal’ on aviation CO₂ radiative forcing and temperature response*. Forschungsbericht, Centre for Aviation Transport and the Environment, Manchester Metropolitan University, 2013.
- [57] F. JOOS et al.: *Carbon dioxide and climate impulse response functions for the computation of greenhouse gas metrics: a multi-model analysis*. Atmospheric Chemistry and Physics, Vol. 13, S. 2793-2825, 2013.

-
- [58] S. BLAKEY, L. RYE, C.W. WILSON: *Aviation gas turbine alternative fuels: A review*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 33, S. 2863-2885, 2011.
- [59] TOTAL: *Biomasse – Ein zukunftsweisender Teil der Biotechnologie*. Broschüre, Total Deutschland GmbH, 2013.
- [60] IATA: *Halbierung der Emissionen bis 2050 – Luftfahrtbranche fordert in Kopenhagen Unterstützung für Klimaziele*. Pressemitteilung, International Air Transport Association, Genf (CH), 8. Dezember 2009.
- [61] M. BRAUN-UNKHOFF, U. RIEDEL: *Alternative fuels in aviation*. CEAS Aeronautical Journal, Vol. 6, S. 83-93, 2015.
- [62] M. BRAUN-UNKHOFF, J. HERBST, J. HERZLER, T. KATHROTIA, T. KICK, C. NAUMANN, U. RIEDEL: *Alternative fuels in aviation*. 20th European Biomass Conference and Exhibition, Mailand (IT), 18. bis 22. Juni 2012.
- [63] IATA: *IATA report on alternative fuels*. International Air Transport Association, <http://www.iata.org/publications/Pages/alternative-fuels.aspx>, Zugriff am 5. Juni 2014.
- [64] MINISTRY OF DEFENCE: *Defence Standard 91-91*. Defence Equipment and Support, UK Defence Standardization, 7. Ausgabe, 2011.
- [65] C.A. MOSES, P.N.J. ROETS: *Properties, characteristics and combustion performance of SASOL fully synthetic jet fuel*. GT2008-50545, ASME Turbo Expo, Berlin (DE), 9. bis 13. Juni 2008.
- [66] A.J. BEYERSDORF et al.: *Reductions in aircraft particulate emissions due to the use of Fischer-Tropsch fuels*. Atmospheric Chemistry and Physics Discussions, Vol. 13, S. 15105-15139, 2013.
- [67] I.T. OSGERBY: *Literature review of turbine combustor modelling and emissions*. AIAA Journal, Vol. 12, S. 743-754, 1974.
- [68] A. ZSCHOCKE: *Blending issues*. Workshop „Beyond CO₂: Bio kerosene, engine emissions and technical constraints“, Brüssel (BE), 25. April 2013.
- [69] P. LE CLERCQ, J.M. BOYDE: *TIMECOP-AE Deliverable D3.2.6b – Report on the numerical investigation of the DLR lab-scale combustor*. DLR-Projektbericht, 2010.
- [70] J. BOYDE, Y. SCHNEIDER-KÜHNLE, M. AIGNER: *LuFo IV Project GerMaTec WP 1.1 – Numerical simulation of ignition processes*. DLR-Projektbericht, 2011.
- [71] T. MOSBACH, G. GEBEL, W. MEIER: *TIMECOP-AE Deliverable D2.2.3b – Report on the experiments at the lab-scale combustor*. DLR-Projektbericht, 2010.
- [72] T. MOSBACH, G. GEBEL: *LuFo IV Projekt GerMaTec AP 1.1 – Experimentelle Untersuchungen und Validierungsmessungen*. DLR-Projektbericht, 2010.

- [73] T. MOSBACH, Y. SCHNEIDER-KÜHNLE, M. AIGNER: *LuFo IV Projekt EffMaTec WP 5.1.3 – Detailed characterization of fuel nozzles for validation of CFD codes*. DLR-Projektbericht, 2011.
- [74] A. NEOPHYTOU: *Spark ignition and flame propagation in sprays*. Dissertation, University of Cambridge, 2010.
- [75] A. BRUYAT, G. LINASSIER, P. VILLEDIEU, N. BERTIER, O. ROUZAUD, R. LECOURT, G. LAVERGNE: *Towards fuel spray ignition in aircraft engine*. 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg (DE), 2. bis 6. September 2012.
- [76] G. LINASSIER et al.: *Application of numerical simulations to predict aircraft combustor ignition*. Comptes Rendus Mecanique, Vol. 341, S. 201-210, 2013.
- [77] P. SCHROLL: *Conditional moment closure for spray combustion and ignition*. Dissertation, University of Cambridge, 2009.
- [78] T. MARCHIONE, S.F. AHMED, E. MASTORAKOS: *Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks*. Combustion and Flame, Vol. 156, S. 166-180, 2009.
- [79] M.T. LIM, R.W. ANDERSON, V.S. ARPACI: *Prediction of spark kernel development in constant volume combustion*. Combustion and Flame, Vol. 69, S. 303-316, 1987.
- [80] D. BRADLEY, C.G.W. SHEPPARD, I.M. SUARDJAJA, R. WOOLLEY: *Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers*. Combustion and Flame, Vol. 138, S. 55-77, 2004.
- [81] J.L. BEDUNEAU, N. KAWAHARA, T. NAKAYAMA, E. TOMITA, Y. IKEDA: *Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame*. Combustion and Flame, Vol. 156, S. 642-656, 2009.
- [82] K. EISAZADEH-FAR, F. PARSINEJAD, H. METGHALCHI, J.C. KECK: *On flame kernel formation and propagation in premixed gases*. Combustion and Flame, Vol. 157, S. 2211-2221, 2010.
- [83] C. CARDIN, B. RENOU, G. CABOT, A.M. BOUKHALFA: *Experimental analysis of laser-induced spark ignition of lean turbulent premixed flames: New insight into ignition transition*. Combustion and Flame, Vol. 160, S. 1414-1427, 2013.
- [84] E. MASTORAKOS: *Ignition in turbulent non-premixed flames*. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 35, S. 57-97, 2009.
- [85] S.K. AGGARWAL: *A review of spray ignition phenomena: Present status and future research*. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 24, S. 565-600, 1998.
- [86] H. EL-RABII, G. GABOREL, J.-P. LAPIOS, D. THÉVENIN, J.C. ROLON, J.-P. MARTIN: *Laser spark ignition of two-phase monodisperse mixtures*. Optics Communications, Vol. 256, S. 495-506, 2005.

-
- [87] T. MOSBACH, R. SADANANDAN, W. MEIER, R. EGGELS: *Experimental analysis of altitude reflight under realistic conditions using laser and high-speed video techniques*. GT2010-22625, ASME Turbo Expo, Glasgow (GB), 14. bis 18. Juni 2010.
- [88] D.R. GULDENBRECHER, C. LÓPEZ-RIVERA, P.E. SOJKA: *Droplet deformation and breakup*. In: N. ASHGRIZ (Hrsg.): *Handbook of atomization and sprays*. 1. Auflage, Springer, 2011.
- [89] M. PILCH, C.A. ERDMAN: *Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 13, S. 741-757, 1987.
- [90] B.E. GELFAND: *Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag*. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 22, S. 201-265, 1996.
- [91] D.R. GULDENBRECHER, C. LÓPEZ-RIVERA, P.E. SOJKA: *Secondary atomization*. Experiments in Fluids, Vol. 46, S. 371-402, 2009.
- [92] L.-P. HSIANG, G.M. FAETH: *Near-limit drop deformation and secondary breakup*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 18, S. 635-652, 1992.
- [93] C.A. CHRYSSEAKIS, D.N. ASSANIS, F.X. TANNER: *Atomization models*. In: N. ASHGRIZ (Hrsg.): *Handbook of atomization and sprays*. 1. Auflage, Springer, 2011.
- [94] N. ASHGRIZ, M. MOVASSAT: *Oscillation of droplets and bubbles*. In: N. ASHGRIZ (Hrsg.): *Handbook of atomization and sprays*. 1. Auflage, Springer, 2011.
- [95] W.-H. CHOU, G.M. FAETH: *Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 24, S. 889-912, 1998.
- [96] A. WIERZBA, K. TAKAYAMA: *Experimental investigation of the aerodynamic breakup of liquid drops*. AIAA Journal, Vol. 26, S.1329-1335, 1988.
- [97] S.-S. HWANG: *On the breakup mechanisms of air-assisted drops in a high speed air*. KSME Journal, Vol. 10, S. 235-245, 1996.
- [98] J. PLATEAU: *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Gauthier-Villars, 1873.
- [99] J.W. STRUTT, 3RD BARON RAYLEIGH: *On the instability of jets*. Proceedings of the London Mathematical Society, Vol. 10, S. 4-13, 1878.
- [100] J.W. STRUTT, 3RD BARON RAYLEIGH: *On the capillary phenomena of jets*. Proceedings of the Royal Society of London, Vol. 29, S. 71-97, 1879.
- [101] J.M. SCHNEIDER, C.D. HENDRICKS: *Source of uniform-sized liquid droplets*. The Review of Scientific Instruments, Vol. 35, S. 1340-1350, 1964.
- [102] N. CHIGIER, R.D. REITZ: *Regimes of jet breakup and breakup mechanisms (physical aspects)*. In: K. KUO (Hrsg.): *Recent advances in spray combustion, Volume I: Spray atomization and drop burning phenomena*. AIAA, 1995.

- [103] J.C. LASHERAS, E.J. HOPFINGER: *Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 32, S. 275-308, 2000.
- [104] P. MARMOTTANT, E. VILLERMAUX: *On spray formation*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 498, S. 73-111, 2004.
- [105] K. OMER, N. ASHGRIZ: *Spray nozzles*. In: N. ASHGRIZ (Hrsg.): *Handbook of atomization and sprays*. 1. Auflage, Springer, 2011.
- [106] R. HARARI, E. SHER: *Optimization of a plain-jet airblast atomizer*. Atomization and Sprays, Vol. 7, S. 97-113, 1997.
- [107] K.K. KUO, R. ACHARYA: *Fundamentals of turbulent and multiphase combustion*. Wiley, 2012.
- [108] G.M. FAETH: *Current status of droplet and liquid combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 3, S. 191-224, 1977.
- [109] R. SCHWARZWALD, P. MONKHOUSE, J. WOLFRUM: *Picosecond fluorescence lifetime measurement of the OH radical in an atmospheric pressure flame*. Chemical Physics Letters, Vol. 142, S. 15-18, 1987.
- [110] V.N. NORI: *Modelling and analysis of chemiluminescence sensing for syngas, methane and Jet-A combustion*. Dissertation, Georgia Institute of Technology, 2008.
- [111] T. KATHROTIA: *Reaction kinetics modelling of OH*, CH*, and C₂* chemiluminescence*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2011.
- [112] H. HAKEN, C. WOLF: *Molekülphysik und Quantenchemie*. 3. Auflage, Springer, 1998.
- [113] P.W. ATKINS: *Physikalische Chemie*. 3. Auflage, Wiley-VCH, 2001.
- [114] A.G. GAYDON: *The spectroscopy of flames*. 2. Auflage, Chapman and Hall, 1974.
- [115] D.M. COOPER, R.W. NICHOLLS: *Transition probability data for seven band systems of C₂*. Spectroscopy Letters, Vol. 9, S. 139-155, 1976.
- [116] R. MALY: *Spark ignition: Its physics and effect on the internal combustion engine*. In: J.C. HILLIARD, G.S. SPRINGER (Hrsg.): *Fuel economy in road vehicles powered by spark ignition engines*. 1. Auflage, Springer, 1984.
- [117] H. WILSTERMANN: *Wechselspannungszündung mit integrierter Ionenstrommessung als Sensor für die Verbrennungs- und Motorregelung*. Fortschrittsbericht, VDI-Reihe 12, Nr. 389, VDI Verlag, 1999.
- [118] P.D. RONNEY: *Laser versus conventional ignition of flames*. Optical Engineering, Vol. 33, S. 510-521, 1994.
- [119] NIST: *NIST atomic spectra database*. Version 5 (Stand September 2013), National Institute of Standards and Technology, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>, Zugriff am 4. Juli 2014.

-
- [120] G.M. WEYL: *Physics of laser-induced breakdown: An update*. In: L.J. RADZIEMSKI, D.A. CREMERS: *Laser-induced plasmas and application*. 1. Auflage, Marcel Dekker, 1989.
- [121] Y.-L. CHEN, J.W.L. LEWIS, C. PARIGGER: *Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions*. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, Vol. 67, S. 91-103, 2000.
- [122] C. GREY-MORGAN: *Laser-induced breakdown of gases*. Reports on Progress in Physics, Vol. 38, S. 621-665, 1975.
- [123] R.G. ROOT: *Modeling of post-breakdown phenomena*. In: L.J. RADZIEMSKI, D.A. CREMERS: *Laser-induced plasmas and application*. 1. Auflage, Marcel Dekker, 1989.
- [124] T.X. PHUOC, F.P. WHITE: *An optical and spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 29, S. 1621-1628, 2002.
- [125] B. WANG, K. KOMURASAKI, T. YAMAGUCHI, K. SHIMAMURA, Y. ARAKAWA: *Energy conversion in a glass-laser-induced blast wave in air*. Journal of Applied Physics, Vol. 108, 124911, 2010.
- [126] M. AKRAM: *Two-dimensional model for spark discharge simulation in air*. AIAA Journal, Vol. 34, S. 1835-1842, 1996.
- [127] H.R. GRIEM: *Plasma spectroscopy*. 1. Auflage, McGraw-Hill, 1964.
- [128] J.M. DEWEY: *Spherical shock waves*. In: G. BEN-DOR, O. IGRA, T. ELPERIN: *Handbook of shock waves, Vol. 2 – Shock wave interactions and propagations*. 1. Auflage, Academic Press, 2001.
- [129] H.A. BETHE, K. FUCHS, J. VON NEUMANN, R. PEIERLS, W.G. PENNY: *Shock hydrodynamics and blast waves*. AECD-2860, Forschungsbericht, Los Alamos Scientific Laboratory, 1944.
- [130] H.A. BETHE, K. FUCHS, J.O. HIRSCHFELDER, J.L. MAGEE, R.E. PEIERLS, J. VON NEUMANN: *Blast wave*. LA-2000, Forschungsbericht, Los Alamos Scientific Laboratory, 1947.
- [131] H.H. GOLDSTINE, J. VON NEUMANN: *Blast wave calculation*. Communications on Pure and Applied Mathematics, Vol. 8, S. 327-354, 1955.
- [132] G. TAYLOR: *The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion*. Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol. 201, S. 159-174, 1950.
- [133] L.I. SEDOV: *Propagation of strong shock waves*. Journal of Applied Mathematics and Mechanics, Vol. 10, S. 241-250, 1946.
- [134] G. TAYLOR: *The formation of a blast wave by a very intense explosion. II. The atomic explosion of 1945*. Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol. 201, S. 175-186, 1950.

- [135] A. SAKURAI: *On the propagation and structure of the blast wave, I.* Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 8, S. 662-669, 1953.
- [136] A. SAKURAI: *On the propagation and structure of the blast wave, II.* Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 9, S. 256-266, 1954.
- [137] L.I. SEDOV: *Similarity and dimensional methods in mechanics.* 4. Auflage, Academic Press, 1959.
- [138] H. BRODE: *Point source explosion in air.* RM-1824-AEC, Forschungsbericht, The RAND Corporation, 1956.
- [139] D.L. JONES: *Intermediate strength blast waves.* The Physics of Fluids, Vol. 11, S. 1664-1667, 1968.
- [140] G.C. VLASES, D.L. JONES: *Blast waves from an inverse pinch machine.* The Physics of Fluids, Vol. 9, S. 478-485, 1966.
- [141] D.L. JONES: *Erratum: Strong blast waves in spherical, cylindrical and plane shocks.* The Physics of Fluids, Vol. 4, S. 637, 1962.
- [142] H. BRODE: *Numerical solutions of spherical blast waves.* Journal of Applied Physics, Vol. 26, S. 766-775, 1955.
- [143] G.O. THOMAS: *On the conditions required for explosion mitigation by water sprays.* Process Safety and Environmental Protection, Vol. 78, S. 339-354, 2000.
- [144] D.A. SCHWER, K. KAILASANATH: *Numerical simulations of the mitigation of unconfined explosions using water-mist.* Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 31, S. 2361-2369, 2007.
- [145] G. JOURDAN et al.: *Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets.* Shock Waves, Vol. 20, S. 285-296, 2010.
- [146] R. BAR-OR, M. SICHEL, J. NICHOLLS: *The propagation of cylindrical detonations in monodisperse sprays.* 18th Symposium (International) on Combustion, Vol. 18, S. 1599-1606, 1981.
- [147] C. TROPEA: *Optical particle characterization in flows.* Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 43, S. 399-426, 2011.
- [148] H.C. VAN DER HULST: *Light scattering by small particles.* 2. Auflage, Dover Publications, 1981.
- [149] U. PLATT, K. PFEILSTICKER, M. VOLLMER: *Radiation and optics in the atmosphere.* In: F. TRÄGER (Hrsg.): *Springer handbook of lasers and optics.* 1. Auflage, Springer, 2007.
- [150] J.W. STRUTT, 3RD BARON RAYLEIGH: *On the electromagnetic theory of light.* Philosophical Magazine Series 5, Vol. 12, S. 81-101, 1881.
- [151] A. FROHN, N. ROTH: *Dynamics of droplets.* 1. Auflage, Springer, 2000.

-
- [152] W.J. GLANTSCHNIG, S.-H. CHEN: *Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation*. Applied Optics, Vol. 20, S. 2499-2509, 1981.
- [153] BRONKHORST HIGH-TECH: FLUIDAT®. <http://www.fluidat.com>, Zugriff am 24. Februar 2015.
- [154] R. AFTEL: *Effect of atomization gas properties on droplet atomization in an air-assisted atomizer*. Abschlussarbeit, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1996.
- [155] Persönliche Gespräche mit K. GERBLICH (Genotec Elektronik GmbH, Waiblingen, DE), Oktober 2012.
- [156] P. HOHNER: *Ein adaptives Zündsystem mit integrierter Motorsensorik*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2000.
- [157] L.Q. MAURICE, H. LANDER, T. EDWARDS, W.E. HARRISON III: *Advanced aviation fuels: A look ahead via a historical perspective*. Fuel, Vol. 80, S. 747-756, 2001.
- [158] H. EBERIUS, P. FRANK, C. WAHL: *Computational fluid dynamics for combustion – Final report on kerosene and model fuel measurements (D1.7) – 1.2.3 Valiation data for model fuel*. DLR-Projektbericht 2001.
- [159] Persönliche Gespräche mit V. BURGER (SASOL Advanced Fuels Laboratory, Kapstadt, ZA), 2013 und 2014.
- [160] CRC: *Handbook of aviation fuel properties, third edition*. Report No. 635, Coordinating Research Council / Society of Automotive Engineers, 2004.
- [161] M. RACHNER: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*. Mitteilung 98-01, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 1998.
- [162] J. EILERS, S.A. POSTHUMA, S.T. SIE: *The Shell middle distillate synthesis process (SMDS)*. Catalysis Letters, Vol. 7, S. 253-270, 1990.
- [163] G. VÁZQUEZ, E. ALVAREZ, J.M. NAVAZA: *Surface tension of alcohol + water from 20 to 50 °C*. Journal of Chemical & Engineering Data, Vol. 40, S. 611-614, 1995.
- [164] I.S. KHATTAB, F. BANDARKAR, M.A.A. FAKHREE, A. JOUYBAN: *Density, viscosity, and surface tension of water+ethanol mixures from 293 to 323 K*. Korean Journal of Chemical Engineering, Vol. 29, S. 812-817, 2012.
- [165] M. RAFFEL, C. WILLERT, J. KOMPENHANS: *Particle image velocimetry*. 1. Auflage, Springer, 1998.
- [166] R.J. ADRIAN, J. WESTERWEEL: *Particle image velocimetry*. 1. Auflage, Cambridge University Press, 2011.
- [167] LAVISION: *Product-Manual for Davis 7.2 – FlowMaster*. Dokumentnummer 1003005, LaVision GmbH, 2007.
- [168] R.J.M. BASTIAANS: *Cross-correlation PIV: theory, implementation and accuracy*. 99-W-001, EUT Bericht, Technische Universiteit Eindhoven, 2000.

- [169] A.K. PRASAD: *Stereoscopic particle image velocimetry*. Experiments in Fluids, Vol. 29, S. 103-116, 2000.
- [170] B. RAUCH, R. CALABRIA, F. CHIARIELLO, P. LE CLEQC, P. MASSOLI, M. RACHNER: *Accurate analysis of multicomponent spray evaporation in a turbulent flow*. 15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon (PT), 5. bis 8. Juli 2010.
- [171] A.H. MEIER, T. ROESGEN: *Heterodyne doppler global velocimetry*. 14th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon (PT), 7. bis 10. Juli 2008.
- [172] D.F. KURTULUŞ, C. COHÉ, C. CHAUVEAU, I. GÖKALP: *Characterization of lean pre-mixed laminar flames in high pressure using PIV*. 4th European Combustion Meeting, Wien (AT), 14. bis 17. April 2009.
- [173] S.W. SEE, R. BALASUBRAMANIAN, U.M. JOSHI: *Physical characteristics of nanoparticles emitted from incense smoke*. Science and Technology of Advanced Materials, Vol. 8, S. 25-32, 2007.
- [174] Y. ZAMA, W. OCHIAI, T. FURUHATA, M. ARAI: *Velocity measurement inside a diesel spray by using time-resolved PIV under high ambient density condition*. 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg (DE), 2. bis 6. September 2012.
- [175] J.Y. ZHU, K. NISHIDA, O.A. KUTI: *PIV study on flow fields of spray and surrounding gas under non-evaporating and evaporating conditions*. 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg (DE), 2. bis 6. September 2012.
- [176] Y. IKEDA, N. YAMADA, T. NAKAJIMA: *Multi-intensity-layer particle-image velocimetry for spray measurement*. Measurement Science and Technology, Vol. 11, S. 617-626, 2000.
- [177] B.P. HUSTED, P. PETERSSON, I. LUND, G. HOLMSTEDT: *Comparison of PIV and PDA droplet velocity measurement techniques on two high-pressure water mist nozzles*. Fire Safety Journal, Vol. 44, S. 1030-1045, 2009.
- [178] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *Experimental investigations of the ignition and flame stabilization of a full cone kerosene spray in a lab-scale model combustor*. 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg (DE), 2. bis 6. September 2012.
- [179] A. TÖPLER: *Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode. Ein Beitrag zur Experimental-Physik*. Max Cohen & Sohn, 1864.
- [180] A. TÖPLER: *Ueber die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hilfsmittel, nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung*. Annalen der Physik, Vol. 203, S. 556-580, 1866.

-
- [181] A. TÖPLER: *Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung*. Annalen der Physik, Vol. 207, S. 33-55, 1867.
- [182] A. TÖPLER: *Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung*. Annalen der Physik, Vol. 207, S. 180-215, 1867.
- [183] A. TÖPLER: *Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung*. Annalen der Physik, Vol. 210, S. 194-217, 1868.
- [184] L.M. WEINSTEIN: *Review and update of lens and grid schlieren and motion camera schlieren*. The European Physical Journal Special Topics, Vol. 182, S. 65-95, 2010.
- [185] G.S. SETTLES: *Schlieren and shadowgraph techniques*. 1. Auflage, Springer, 2001.
- [186] G.S. SPEAK, D.J. WALTERS: *Optical considerations and limitations of the schlieren method*. Technischer Bericht, Reports and Memoranda No. 2859, Ministry of Supply, 1954.
- [187] C.A. LOPEZ: *Numerical simulation of a schlieren system from the Fourier optics perspective*. 18th AIAA Aerospace Ground Testing Conference, Colorado Springs (US), 20. bis 23. Juni 1994.
- [188] B. ZAKHARIN, J. STRICKER: *Schlieren systems with coherent illumination for quantitative measurements*. Applied Optics, Vol. 43, S. 4786-4795, 2004.
- [189] B. ZAKHARIN, J. STRICKER: *Fourier optics analysis of schlieren images*. 9th (Millennium) International Symposium on Flow Visualization, Edinburgh (GB), 22. bis 25. August 2000.
- [190] E. ABBE: *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*. Archiv für mikroskopische Anatomie, Vol. 9, S. 413-468, 1873.
- [191] J.W. STRUTT, 3RD BARON RAYLEIGH: *On the theory of optical images, with special reference to the microscope*. Philosophical Magazine Series 5, Vol. 42, S. 167-195, 1896.
- [192] G.B. AIRY: *On the diffraction of an object-glass with circular aperture*. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 5, S. 283-290, 1835.
- [193] S. SCHRAML, S. DANKERS, K. BADER, S. WILL, A. LEIPERTZ: *Soot temperature measurements and implications for time-resolved laser-induced incandescence (TIRE-LII)*. Combustion and Flame, Vol. 120, S. 439-450, 2000.
- [194] P.-M. ROBITAILLE: *Blackbody radiation and the carbon particle*. Progress in Physics, Vol. 3, S. 36-55, 2008.
- [195] S. FLOREK, H. BECKER-ROSS, T. FLOREK: *Adaption of an echelle spectrograph to a large CCD detector*. Fresenius' Journal of Analytical Chemistry, Vol. 355, S. 269-271, 1996.
- [196] H. BECKER-ROSS, S.V. FLOREK: *Echelle spectrometers and charge-coupled devices*. Spectrochimica Acta Part B, Vol. 52, S. 1367-1375, 1997.

- [197] O. CRAMER: *The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO₂ concentration*. The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 93, S. 2510-2516, 1993.
- [198] P. GIACOMO: *Equation for the determination of the density of moist air (1981)*. Metrologia, Vol. 18, S. 33-40, 1982.
- [199] R.S. DAVIS: *Equation for the determination of the density of moist air (1981/91)*. Metrologia, Vol. 29, S. 67-70, 1992.
- [200] A. FROHN: *Einführung in die Technische Thermodynamik*. 3. Auflage, Wittwer, 1998.
- [201] J. AHRENDTS, S. KABELAC: *Technische Thermodynamik*. In: H. CZICHOS, M. HENNECKE (Hrsg.): *Hütte – Das Ingenieurwissen*. 34. Auflage, Springer Vieweg, 2012.
- [202] R. JOARDER, G.C. GEBEL, T. MOSBACH: *Two-dimensional numerical simulation of a decaying laser spark in air with radiation loss*. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 63, S. 284-300, 2013.
- [203] N. KAWAHARA, J.L. BEDUNEAU, T. NAKAYAMA, E. TOMITA, Y. IKEDA: *Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air*. Applied Physics B, Vol. 86, S. 605-614, 2007.
- [204] Ş. YALÇIN, D.R. CROSLY, G.P. SMITH, G.W. FARIS: *Influence of ambient conditions on the laser air spark*. Applied Physics B, Vol. 68, S. 121-130, 1999.
- [205] T.A. SPIGLANIN, A. MCILROY, E.W. FOURNIER, R.B. COHEN, J.A. SYAGE: *Time-resolved imaging of flame kernels: Laser spark ignition of H₂/O₂/ Ar mixtures*. Combustion and Flame, Vol. 102, S. 310-328, 1995.
- [206] M.H. MORSY, S.H. CHUNG: *Numerical simulation of front lobe formation in laser-induced spark ignition of CH₄/Air mixtures*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 29, S. 1613-1619, 2002.
- [207] S. BRIESCHENK, S. O'BYRNE, H. KLEINE: *Visualization of jet development in laser-induced plasmas*. Optics Letters, Vol. 38, S. 664-666, 2013.
- [208] S. BRIESCHENK: *Laser-induced plasma ignition studies for scramjet propulsion*. Dissertation, University of New South Wales, 2011.
- [209] M. GATTI, V. PALLESCHI, A. SALVETTI, D.P. SINGH, M. VASELLI: *Spherical shock waves in laser produced plasmas in gas*. Optics Communications, Vol. 69, S. 141-146, 1988.
- [210] A.C. TAM, W. ZAPKA, K. CHIANG, W. IMAINO: *Photoacoustic-pulse generation and propagation in a metal vapor*. Applied Optics, Vol. 21, S. 69-73, 1982.
- [211] C. STAUTER, P. GÉRARD, J. FONTAINE, T. ENGEL: *Laser ablation acoustical monitoring*. Applied Surface Science, Vol. 109/110, S. 174-178, 1994.

-
- [212] I. OBED SAMUELRAJ, G. JAGADEESH, K. KONTIS: *Micro-blast waves using detonation transmission tubing*. Shock Waves, Vol. 23, S. 307-316, 2013.
- [213] S. BRIESCHENK, R. HRUSCHKA, S. O'BYRNE, H. KLEINE: *High-speed time resolved visualisation of laser-induced plasma explosions*. 28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics, Canberra (AU), 9. bis 14. November 2008.
- [214] H. ALBRECHT, W.H. BLOSS, W. HERDEN, R. MALY, B. SAGGAU, E. WAGNER: *New aspects on spark ignition*. SAE Technical Paper 770853, 1977.
- [215] M. KONO, S. KUMAGAI, T. SAKAI: *The optimum conditions for ignition of gases by composite sparks*. 16th Symposium (International) on Combustion, Vol. 16, S. 757-766, 1977.
- [216] M. KONO, K. NIU, T. TSUKAMOTO, Y. UJIE: *Mechanism of flame kernel formation produced by short duration sparks*. 22nd Symposium (International) on Combustion, Vol. 22, S. 1643-1649, 1988.
- [217] M. LAWES, Y. LEE, A.S. MOKHTAR, R. WOOLLEY: *Laser ignition of iso-octane air aerosols*. Combustion Science and Technology, Vol. 180, S. 296-313, 2008.
- [218] N. KAWAHARA, K. TSUBOI, E. TOMITA: *Laser-induced plasma generation and evolution in a transient spray*. Optics Express, Vol. 22, A44-A52, 2014.
- [219] P. CHÝLEK, M.A. JARZEMBSKI, V. SRIVASTAVA, R.G. PINNICK, J.D. PENDLETON, J.P. CRUNCLETON: *Effect of spherical particles on laser-induced breakdown of gases*. Applied Optics, Vol. 26, S. 760-762, 1986.
- [220] R.E. RUSSO, X.L. MAO, J.H. YOO, J.J. GONZALES: *Laser ablation*. In: J.P. SINGH, S.N. THAKUR (Hrsg.): *Laser-induced breakdown spectroscopy*. 1. Auflage, Elsevier, 2007.
- [221] K.F. AL-SHOBOUL, S.S. HARILAL, A. HASSANEIN: *Gas dynamic effects on formation of carbon dimers in laser-produced plasmas*. Applied Physics Letters, Vol. 99, 131506, 2011.
- [222] S.S. HARILAL, A. HASSANEIN, M. POLEK: *Late-time particle emission from laser-produced graphite plasma*. Journal of Applied Physics, Vol. 110, 053301, 2011.
- [223] A. KUSHWAHA, R.K. THAREJA: *Dynamics of laser-ablated carbon plasma: formation of C₂ and CN*. Applied Optics, Vol. 47, S. G65-G71, 2008.
- [224] B. BENSTAALI, P. BOUBERT, B.G. CHERON, A. ADDOU, J.L. BRISSET: *Density and rotational temperature measurements of the OH° and NO° radicals produced by a gliding arc in humid air*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 22, S. 553-571, 2002.
- [225] R. ONO, T. ODA: *Measurement of gas temperature and OH density in the afterglow of pulsed positive corona discharge*. Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 41, 035204, 2008.

- [226] N. SRIVASTAVA, C. WANG, T.S. DIBBLE: *A study of OH radicals in an atmospheric AC discharge plasma using near infrared diode laser cavity ringdown spectroscopy combined with optical emission spectroscopy*. The European Physical Journal D, Vol. 54, S. 77-86, 2009.
- [227] P. BRUGGEMAN, D.C. SCHRAM: *On OH production in water containing atmospheric pressure plasmas*. Plasma Sources Science and Technology, Vol. 19, 045025, 2010.
- [228] S. PELLERIN, K. MUSIOL, O. MOTRET, B. POKRZYWKA, J. CHAPELLE: *Application of the (0,0) Swan band spectrum for temperature measurements*. Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 29, S. 2850-2865, 1996.
- [229] B.D. REHFUSS, M.-H. SUH, T.A. MILLER: *Fourier transform UV, visible and infrared spectra of supersonically cooled CN radical*. Journal of Molecular Spectroscopy, Vol. 151, S. 437-458, 1992.
- [230] J. LUQUE, D.R. CROSLY: *LIFBASE: Database and spectral simulation (version 1.5)*. MP 99-009, Projektbericht, SRI International, 1999.
- [231] M. TJAHJADI, H.A. STONE, J.M. OTTINO: *Satellite and subsatellite formation in capillary breakup*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 243, S. 297-317, 1992.
- [232] H.A. STONE: *Dynamics of drop deformation and breakup in viscous fluids*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 26, S. 65-102, 1994.
- [233] P. KHARE, D. MA, X. CHEN, V. YANG: *Phenomenology of secondary breakup of newtonian liquid droplets*. 50th AIAA Aerospace Science Meeting, Nashville (USA), 9. bis 12. Januar 2012.
- [234] H.N. SUBBA RAO, A.H. LEFEBVRE: *Ignition of kerosine fuel sprays in a flowing air stream*. Combustion Science and Technology, Vol. 8, S. 95-100, 1973.
- [235] M. MAJCHERCZYK, N. ZARZALIS, F. TURRINI, I. VITALE: *Spark ignition of flowing kerosene Jet-A1 – air mixtures at high altitude relight conditions*. 6th European Combustion Meeting, Lund (SE), 25. bis 28. Juni 2013.
- [236] A. MEINDL: *Experimentelle Untersuchung der Zündung von Luftfahrt- und Modellbrennstoffen*. Studienarbeit, Betreuer: G. GEBEL, Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, 2013.
- [237] A.K PRASAD: *Particle image velocimetry*. Current Science, Vol. 79, S. 51-60, 2000.
- [238] Persönliche Gespräche mit M. STÖHR (Abteilung für Verbrennungsdiagnostik, DLR-Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart, DE), Februar 2015.
- [239] J. WESTERWEEL: *Analysis of PIV interrogation with low pixel resolution*. Proceedings of SPIE, Vol. 2005, S. 624-635, 1993.
- [240] J. CHEN, J. KATZ: *Elimination of peak-locking error in PIV analysis using the correlation mapping method*. Measurement Science and Technology, Vol. 16, S. 1605-1618, 2005.

-
- [241] M.M. MARICQ, N. XU: *The effective density and fractal dimension of soot particles from premixed flames and motor vehicle exhaust*. Journal of Aerosol Science, Vol. 35, S. 1251-1274, 2004.
- [242] J.S. OLFERT, J.P.R. SYMONDS, N. COLLINGS: *The effective density and fractal dimension of particles emitted from a light-duty diesel vehicle with a diesel oxidation catalyst*. Journal of Aerosol Science, Vol. 38, S. 69-82, 2007.
- [243] J. RISSLER: *Effective density characterization of soot agglomerates from various sources and comparison to aggregation theory*. Aerosol Science and Technology, Vol. 47, S. 792-805, 2013.
- [244] T.J. JOHNSON et al.: *Steady-state measurement of the effective particle density of cigarette smoke*. Journal of Aerosol Science, Vol. 75, S. 9-16, 2014.
- [245] A. MELLING: *Tracer particles and seeding for particle image velocimetry*. Measurement Science and Technology, Vol. 8, S. 1406-1416, 1997.
- [246] R.A. HUMBLE, F. SCARANO, B.W. VAN OUDHEUSDEN: *Particle image velocimetry measurements of a shock wave/turbulent boundary layer interaction*. Experiments in Fluids, Vol. 43, S. 173-183, 2007.
- [247] R. GOMES-FERNANDES, B. GANAPATHISUBRAMANI, J.C. VASSILICOS: *Particle image velocimetry study of fractal-generated turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 711, S. 306-336, 2012.
- [248] Persönliche Korrespondenz mit A. BRAUMÜLLER (InnoLas Laser GmbH, Krailling, DE), Februar 2015.
- [249] J.M. PICKARD, E.G. JONES: *Liquid-phase oxidation kinetics: Paraffin blends*. Energy & Fuels, Vol. 12, S. 1241-1244, 1998.
- [250] W.P. STRICKER: *Measurement of temperature in laboratory flames and practical devices*. In: K. KOHSE-HÖINGHAUS, J.B. JEFFRIES (Hrsg.): *Applied combustion diagnostics*. 1. Auflage, Taylor & Francis, 2002.
- [251] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *Laser-induced ignition of kerosene in a model combustor*. 5th European Combustion Meeting, Cardiff (GB), 27. Juni bis 1. Juli 2011.
- [252] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *An experimental investigation of kerosene droplet breakup by laser-induced blast waves*. GT2012-68963, ASME Turbo Expo, Kopenhagen (DK), 11. bis 15. Juni 2012.
- [253] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene*. 29th International Symposium on Shock Waves, Madison (US), 14. bis 19. Juli 2013.

- [254] G.C. GEBEL, W. MEIER, T. MOSBACH, M. AIGNER: *Experimental study of the ignition process of kerosene droplets by laser-induced breakdown*. 24th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Taipeh (TW), 28. Juli bis 2. August 2013.
- [255] W. MEIER, G.C. GEBEL, T. MOSBACH: *Analysis of laser ignition of kerosene spray by optical diagnostics*. 3rd Laser Ignition Conference, Argonne (US), 27. bis 30. April 2015.
- [256] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *An experimental investigation of kerosene droplet breakup by laser-induced blast waves*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 135, 021505, 2013.
- [257] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene*. Shock Waves, Vol. 25, S. 415-429, 2015.
- [258] G.C. GEBEL, T. MOSBACH, W. MEIER, M. AIGNER: *Optical and spectroscopic diagnostics of laser-induced air breakdown and kerosene spray ignition*. Combustion and Flame, Vol. 162, S- 1599-1613, 2015.

Lebenslauf

- Name: Gregor Christoffer Peter Gebel.
- Geburt: 9. Januar 1981 in Göttingen.
-
- 1987 – 1991: Grundschulen in München und Göttingen.
- 1991 – 1993: Orientierungsstufe in Göttingen.
- 1993 – 2000: Gymnasium in Göttingen.
- 2000: Erlangung der allgemeinen Hochschulreife.
- 2000 – 2001: Zivildienst in Göttingen.
- 2001: Beginn des Studiums der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart.
- 2003 – 2004: Praxissemester bei Airbus Deutschland, Bremen.
- 2005 – 2006: Vertiefung in den Disziplinen Thermodynamik und Raumfahrtsysteme.
- 2006 – 2007: Studienarbeit am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart.
- 2007: Forschungspraktikum am von Karman Institute for Fluid Dynamics, Sint-Genesius-Rode, Belgien.
- 2007 – 2008: Diplomarbeit am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, Köln.
- 2008: Erlangung des akademischen Grades eines Diplom-Ingenieurs für Luft- und Raumfahrttechnik.
- 2008 – 2014: Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, Stuttgart.
- Seit 2015: Combustion Aerothermal Engineer bei Rolls-Royce Deutschland, Dahlewitz / Blankenfelde-Mahlow.