



Dissertation

Stefan Essmann

Experimentelle Untersuchung der Zündung durch elektrostatische Entladungen geringer Energie



ISSN 1868-5838
ISBN 978-3-95606-445-6

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Explosionsschutz

PTB-Ex-11

Braunschweig, Januar 2019

Stefan Essmann

**Experimentelle Untersuchung der Zündung durch
elektrostatische Entladungen geringer Energie**

ISSN 1868-5838

ISBN 978-3-95606-445-6

Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100

38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21

Telefax: (05 31) 592-92 92

www.ptb.de

Experimentelle Untersuchung der Zündung durch elektrostatische Entladungen geringer Energie

Zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
von der Fakultät für Maschinenbau
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte
Dissertation
von

Stefan Essmann, M. Sc.

Tag der mündlichen Prüfung: 26. November 2018

Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn

*Für Ilse,
ohne die das alles
nicht passiert wäre.*

Abstract

The field of explosion protection deals with the prevention of explosions and the mitigation of their consequences. In the chemical industry, electrical discharges frequently need to be considered as potential ignition sources. The lowest energy of an electrical discharge which barely ignites a burnable gas/air mixture is referred to as the minimum ignition energy. It is determined in a standardised procedure. When a mixture is ignited with such low energy, processes play a role which are often neglected at higher energy, e. g. in the desired ignition in engines. Here, the ignition process is subject to stochastic variations, so that small changes in the initial conditions may already lead to substantially different results. The investigation of the influence of the discharge energy is the subject of this work. It was investigated experimentally for the most ignitable mixtures of hydrogen, ethene and propane with air, respectively, by means of non-invasive, optical methods: *optical emission spectroscopy*, *schlieren imaging* and *laser-induced fluorescence*. The time scales investigated in this manner range from about ten nanoseconds to a few milliseconds. Based on the measured data, the electrical discharge, the formation and expansion of a hot gas kernel and a pressure wave, the ignition and the incipient flame propagation are described. Alongside an improved understanding of the processes leading to the ignition by a low-energy electrical discharge, this work's experimental results contribute to the development of numerical models for the prediction of ignition under these conditions. Such numerical models could be used in the assessment of explosion protected devices in the future.

Kurzfassung

Der Explosionsschutz beschäftigt sich mit der Vermeidung von Explosionen und der Verringerung ihrer Auswirkungen. Elektrische Entladungen sind in der chemischen Industrie häufig als mögliche Zündquellen in explosionsgefährdeten Bereichen zu berücksichtigen. Die geringste Energie einer elektrischen Entladung, die ein Brenngas/Luft-Gemisch gerade noch zündet, wird Mindestzündenergie genannt und in einem genormten Verfahren ermittelt. Bei der Zündung von Gemischen mit derart geringer Energie spielen Prozesse eine wichtige Rolle, die bei höherer Energie, z. B. bei der gewollten Zündung in Motoren, häufig vernachlässigt werden. Der Zündprozess unterliegt dabei stochastischen Schwankungen, so dass bereits kleine Unterschiede in den Anfangsbedingungen zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen führen können. Die Untersuchung des Einflusses der Entladungsenergie auf den Zündvorgang ist Gegenstand dieser Arbeit. Dieser wurde für die zündfähigsten Gemische der drei Brenngase Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft mittels nichtinvasiver, optischer Methoden experimentell untersucht: mit der *optischen Emissionsspektroskopie*, dem *Schlieren-Verfahren* und der *laserinduzierten Fluoreszenz*. Die auf diese Weise untersuchten Zeitskalen reichen von etwa zehn Nanosekunden bis zu wenigen Millisekunden. Anhand der Messdaten werden die elektrische Entladung, die Entstehung und Ausbreitung eines heißen Gaskerns und einer Druckwelle, die Zündung und die beginnende Flammenausbreitung beschrieben. Neben einem verbesserten Verständnis der Abläufe bei einer Zündung durch eine Entladung geringer Energie tragen die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit auch zur Entwicklung numerischer Modelle für die Vorhersage von Zündungen unter diesen Bedingungen bei. Derartige numerische Modelle könnten zukünftig bei der Zulassung explosionsgeschützter Geräte eingesetzt werden.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachbereich 3.5 der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig. Motiviert wurde sie durch meine Mitarbeit im Teilprojekt *Ignition by electrical discharges* der DFG-Forschergruppe FOR 1447 *Physicochemical-based Models for the Prediction of safety-relevant Ignition Processes*. Eine Vielzahl von Menschen hat zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas danke ich dafür, dass er mich als Doktoranden betreut hat und für seine konstruktive Kritik zu den Ergebnissen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg danke ich für die sehr angenehme Leitung des Promotionskolloquiums.

Herrn Dr.-Ing. Detlev Markus danke ich für die PTB-interne Betreuung der Arbeit und viele wichtige Diskussionen. Vielen Dank für die andauernde Unterstützung und Ermutigung über die Jahre.

Herrn Dr.-Ing. Frank Lienesch danke ich für die Bereitschaft, die Zweitbetreuung innerhalb der PTB zu übernehmen, und für die Korrekturen an einer Vorabversion dieser Arbeit.

Johann-Robert Kummer danke ich dafür, dass er viele numerische Simulationen im Zusammenhang mit dieser Arbeit durchgeführt hat. Auch hat er mich sehr bei der Interpretation der Simulationsergebnisse unterstützt. Darüber hinaus bin ich ihm für wertvolle Hinweise zur Berechnung von Konfidenzintervallen für binomialverteilte Zufallsvariablen zu Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Dr. Kostyantyn Korytchenko dafür, dass er numerische Simulationen durchgeführt hat, die für das Verständnis der elektrischen Entladung sehr hilfreich waren.

Für die technische Unterstützung im Labor, insbesondere bei Meinungsverschiedenheiten mit den Lasern, danke ich Michael Paul.

Auch den Studenten, die viele der hier vorgestellten Experimente durchgeführt haben, bin ich zu Dank verpflichtet. Stefanie Spörhase hat im Rahmen ihrer Bachelor- und Masterarbeit die Experimente zur optischen Emissionsspektroskopie sowie Schlieren-Untersuchungen durchgeführt und mir damit massiv geholfen. Vielen Dank! Luis Alonso Toro Cerrato hat die LIF-Experimente durchgeführt und dazu seine Masterarbeit angefertigt. Auch bei ihm bedanke ich mich vielmals.

Herrn Dr.-Ing. Kurt Graichen danke ich für das sehr genaue Lesen der Arbeit und für viele hilfreiche Kommentare. Herrn Dr. Holger Großhans danke ich für gute Hinweise zum wissenschaftlichen Schreiben und für Kommentare zu der vorliegenden Arbeit. Auch Herr Dr. Jens Brunzendorf hat sich bereit erklärt, diese

VIII

Arbeit gegenzulesen. Er hat mich außerdem bei den OES-Messungen mit seinen unschätzbaren Kenntnissen der Optik und Spektroskopie unterstützt. Nicht zuletzt gehörte mein Vater Reinhard zu den Korrekturlesern. Auch ihm möchte ich dafür meinen Dank ausdrücken.

Mit meiner langjährigen Kollegin und Büronachbarin Franziska Seitz habe ich sehr viele interessante Gespräche geführt und gemeinsam Ergebnisse hinterfragt. Vielen Dank, dass du stets ein offenes Ohr für mich hattest! Auch unser gemeinsamer (ehemaliger) Kollege Dr.-Ing. Asghar Ghorbani hat sich dabei regelmäßig beteiligt und mit seiner Numeriker-Sicht auf die Dinge häufig interessante Beiträge geliefert. Wir haben natürlich nicht immer nur über die Arbeit gesprochen. Doch auch die gemeinsamen Kaffeepausen waren mir immer wichtig und haben die Rückschläge im Labor erträglicher gemacht.

Schließlich möchte ich mich auch bei den Menschen bedanken, die mich nicht fachlich, sondern im privaten Leben unterstützen. Meine Eltern Elke und Reinhard haben mich stets nach allen Möglichkeiten unterstützt und mir Zuversicht gegeben – danke.

Last but not least wäre da meine Frau Franziska, die mir immer den Rücken freihält und immer für mich da ist – auch wenn ich manchmal nicht weiß, warum. Danke für alles.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Stand der Forschung und Ziel dieser Arbeit	3
2	Grundlagen	7
2.1	Elektrische Entladungen	7
2.1.1	Ionisationsprozesse	8
2.1.2	Entladungsarten	9
2.1.3	Townsend-Entladung	9
2.1.4	Stochastik des Gasdurchbruchs	11
2.1.5	Energie einer Entladung	11
2.1.6	Eigenschaften eines Plasmas	12
2.2	Zündprozesse und Verbrennung	14
2.2.1	Elementarreaktionen und Kinetik	14
2.2.2	Flammgeschwindigkeit	15
2.2.3	Lewiszahl	16
2.2.4	Streckung	17
2.2.5	Zündvorgänge und die Mindestzündenergie	20
2.3	Numerische Modellierung	24
2.3.1	Gasdynamik und Verbrennung	24
2.3.2	Plasmaprozesse	25
3	Aufbau und Durchführung der Versuche	27
3.1	Versuchsdurchführung	27
3.2	Elektrischer Aufbau zur Erzeugung von Entladungen	30
3.3	Auslösen elektrischer Entladungen mit gepulstem ultraviolettem Laserlicht	31
3.4	Optische Emissionsspektroskopie	35
3.5	Schlieren-Verfahren	37
3.6	Laserinduzierte Fluoreszenz von OH	43
4	Ergebnisse	47
4.1	Eignung der Methode zur Auslösung von Entladungen	47
4.2	Optische Emissionsspektroskopie	49
4.2.1	Zeitliche und örtliche Variation der Emission	50
4.2.2	Temperatur der Entladungen	52
4.2.3	Zusammenfassung	55

4.3	Ausbreitung von Druckwelle und Kern	56
4.3.1	Einfluss der Energie und der Energiedichte der Entladung .	57
4.3.2	Der Anfangsradius der Entladungen	65
4.3.3	Vergleich mit der Theorie zu Stoßwellen	67
4.3.4	Vergleich mit numerischen Simulationen	69
4.3.5	Zusammenfassung	77
4.4	Flammenausbreitung	77
4.4.1	Schlieren-Messungen	78
4.4.2	Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals	90
4.4.3	Zusammenfassung	104
5	Zusammenfassung	105
6	Ausblick	109
A	Unsicherheit bei der Bestimmung geringer Zündwahrscheinlichkeiten	111
B	Einfluss der Streckung auf die Flammgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Lewiszahlen	115
C	Publikationsliste	121
	Literaturverzeichnis	123

Abbildungsverzeichnis

1.1	Verteilung der Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie am Beispiel eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs.	4
2.1	Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit von Stickstoffmolekülen bei verschiedenen Temperaturen.	13
2.2	Effektive Lewiszahl der untersuchten Gemische in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis.	17
2.3	Zündgrenzkurve für Propan/Luft.	20
2.4	Energiebilanz einer elektrischen Entladung basierend auf der Theorie der Wärmeübertragung.	23
2.5	Form des Quellterms in der numerischen Simulation.	25
3.1	Elektrodengeometrie.	28
3.2	Versuchsgefäß (Draufsicht).	29
3.3	Absinken der relativen Luftfeuchte im Abgasstrom durch Spülen des Gefäßes.	30
3.4	Ersatzschaltbild des elektrischen Aufbaus.	30
3.5	Strom- und Spannungsverlauf einer typischen Entladung.	31
3.6	Elektrodengeometrie und Positionierung des UV-Laserstrahls.	34
3.7	Versuchsaufbau für die optische Emissionsspektroskopie.	36
3.8	Vergleich eines per OES gemessenen und eines simulierten Spektrums.	37
3.9	Skizze des Schlieren-Aufbaus.	38
3.10	Auswertung der Schlieren-Aufnahmen der Druckwelle und des Kerns.	40
3.11	Auswertung von Schlieren-Bildern des heißen Kerns in Luft.	41
3.12	Einfluss der Größe des Quellterms in der numerischen Simulation auf das Wachstum des Kerns.	43
3.13	Auswertung der Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen.	44
3.14	Experimenteller Aufbau für OH-LIF.	45
4.1	Histogramm der Durchbruchspannung U_d bei 54 Versuchen unter nominell identischen Bedingungen.	48
4.2	Zeitliche Reproduzierbarkeit der Entladungen im Vergleich zum LIF-Laser für eine Messreihe.	48
4.3	Einfluss des Lasers zum Auslösen der elektrischen Entladungen auf die Ausbreitung der Druckwelle.	49
4.4	Zeitlicher Verlauf des Eigenleuchtens einer Entladung.	50
4.5	Spektren aus verschiedenen axialen Bereichen einer Entladung.	51

4.6	Radius des Eigenleuchtens der Entladungen für unterschiedliche Elektrodenabstände und Entladungsenergien.	52
4.7	Theoretisches radiales Wachstum eines Streamerkanaals in Luft. . .	53
4.8	Temperaturen der elektrischen Entladungen für verschiedene Energien und Elektrodenabstände.	54
4.9	Temperaturen der elektrischen Entladungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten.	55
4.10	Schlieren-Bilder der Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle in Luft bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 63,1 μ J Entladungsenergie.	56
4.11	Kernradius und Druckwellenradius als Funktion der Zeit nach Entladungen in getrockneter Luft bei 0,5 mm Elektrodenabstand.	58
4.12	Kernradius und Druckwellenradius bei 1,0 mm Elektrodenabstand.	60
4.13	Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Druckwelle in Abhängigkeit vom Druckverhältnis	61
4.14	Kernradius und Druckwellenradius bei konstanter Energie.	61
4.15	Schlieren-Bilder der Ausbreitung von Kern und Druckwelle in Luft bei konstanter Energie und variablem Elektrodenabstand.	62
4.16	Kernradius und reduzierter Druckwellenradius als Funktion der Zeit nach Entladungen in Brennstoff/Luft-Gemischen mit $E = MZE$	63
4.17	Schlieren-Bilder der Ausbreitung von Kern und Druckwelle im 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemisch.	64
4.18	Machzahl der Druckwelle nach Entladungen in Brenngas/Luft-Gemischen mit $E = MZE$ im Verlauf der Zeit.	64
4.19	Anfangsradius der Entladungen in Abhängigkeit von der Entladungsenergie.	65
4.20	Normierte radiale Verteilung der Elektronendichte und der Gastemperatur in einem Plasma	66
4.21	Aus experimentellen Ergebnissen berechnete Energie der elektrischen Entladung bezogen auf die tatsächliche Entladungsenergie.	68
4.22	Ausbreitung von Kern und Druckwelle im Verlauf der Zeit, Vergleich von Experiment und Simulation.	71
4.23	Simulierte radiale Profile der Temperatur, des Drucks und der Dichte zu verschiedenen Zeitpunkten.	72
4.24	Vergleich von numerischen Schlieren-Bildern mit experimentellen Schlieren-Aufnahmen.	74
4.25	Verteilung der einzelnen Energiet Terme im Verlauf der Zeit aus der Simulation einer elektrischen Entladung.	75
4.26	Zeitabhängige Energieeinkopplung und der Wirkungsgrad einer elektrischen Entladung, entnommen aus einer numerischen Simulation.	76
4.27	Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	80

4.28	Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	80
4.29	Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	81
4.30	Flammenradius als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien.	82
4.31	Flammenfrontgeschwindigkeit als Funktion des Flammenradius für verschiedene Entladungsenergien.	84
4.32	Einfluss der Streckung auf die Flammengeschwindigkeit für die untersuchten Brenngas/Luft-Gemische.	87
4.33	Zündungen und Nichtzündungen im Ethen/Luft-Gemisch bei $E^* = 1,5$	88
4.34	Struktur des Flammenkerns für die zündwilligsten Gemische von Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft bei $E^* \approx 3$	90
4.35	OH-LIF-Aufnahmen der Flammenausbreitung im 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch.	92
4.36	OH-LIF-Aufnahmen der Flammenausbreitung im 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemisch.	93
4.37	OH-LIF-Aufnahmen der Flammenausbreitung im 2,5 Vol.-% Propan/Luft-Gemisch.	93
4.38	Reproduzierbarkeit der gemessenen radialen OH-Verteilung bei fünf Versuchen am Beispiel einer Flamme in einem 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine Entladung mit $E^* = 3,4$ bei $t = 581 \mu\text{s}$	94
4.39	Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	95
4.40	Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	96
4.41	Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.	98
4.42	Flammenradius als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien, Vergleich von OH-LIF- und Schlieren-Daten.	101
4.43	Vergleich radialer, experimenteller OH-Profile mit numerischen Simulationen für die Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs bei verschiedenen Energien.	103

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	Flammenoberfläche
A'	präexponentieller Faktor in der Arrhenius-Gleichung
B	Teilchen (Atom oder Molekül)
B^+	positiv geladenes Ion
B^-	negativ geladenes Ion
C	Kapazität
D	(molekularer) Diffusionskoeffizient
E	Energie
E^*	auf die Mindestzündenergie bezogene Energie
\vec{E}	elektrische Feldstärke
G	Geometriefaktor
I	Stromstärke
K	Streckung
K_{GD}	Gladstone-Dale-Konstante
L	Likelihood-Funktion
Le	Lewiszahl
M	mittlere molare Masse
Ma	Machzahl
N	Anzahl
P	Wahrscheinlichkeit
Q	Reaktionswärme je Masseneinheit Brennstoff
R	elektrischer Widerstand
R_u	universelle Gaskonstante
S	Intensität eines numerischen Schlieren-Bildes
T	Temperatur
U	Spannung
V	Volumen

W	Austrittsarbeit
W_{em}	Strahlungsverluste (numerische Simulation)
Y	Massenbruch
Z	Anzahl der zur Relaxation notwendigen Stöße
c	Schallgeschwindigkeit
c_L	Lichtgeschwindigkeit
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
d	Elektrodenabstand, Länge der Entladung, Durchmesser
e^-	Elektron
h	Plancksches Wirkungsquantum
k	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante
k_B	Boltzmann-Konstante
m	Masse
n	Brechungsindex
\vec{n}	Normalenvektor
p	Druck
q	Energiequellterm (numerische Simulation)
r	Radius
s_1, s_2	Parameter zur Berechnung numerischer Schlieren-Bilder
t	Zeit
u	Geschwindigkeit
v	Volumenkonzentration
w	Energiedichte
x	Stoffmengenanteil (Molenbruch), Raumrichtung
y	Ergebnis eines Zündexperiments ($y = 0$ oder $y = 1$)

Griechische Buchstaben

Γ	Eulersche Gammafunktion
Δ	Differenz
Δh_{R}^0	spezifische Standardreaktionsenthalpie
Φ	Äquivalenzverhältnis
α	Temperaturleitfähigkeit
β_0, β_1	Regressionsparameter
γ	Oberflächenionisierungszahl
δ	Dicke
ε	spezifische innere Energie
ζ	dimensionslose Streckung

η	Wirkungsgrad
ι	effektiver Ionisierungskoeffizient
κ	Isentropenexponent
λ_T	Wärmeleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	arithmetischer Mittelwert
ν	Frequenz
ρ	Dichte
σ	Standardabweichung
ς	elektrische Leitfähigkeit
τ	Dauer, Zeitkonstante
$\dot{\omega}$	Änderungsrate der Konzentration

Indizes

0	Anfang, Umgebung
50	50 %
A	Aktivierung
D	Druckwelle
E	Entladung
F	Flamme
K	Kern
L	laminar
R	Reaktion
S	Strömung
Z	Zündung
ad	adiabatisch
d	Durchbruch
eff	effektiv
el	Elektron
i, j	Komponenten i, j , z. B. beim Molenbruch x
kin	kinetisch
krit	kritisch
max	maximal
q	quenchen
red	reduziert
rot	rotatorisch

XVIII

str	gestreckt
t	tangential
th	theoretisch
trans	translatorisch
u	unverbrannt
vib	vibratorisch

Symbole

∇	Nabla-Operator
∂	partielle Ableitung

Abkürzungen

LIF	laserinduzierte Fluoreszenz
MZE	Mindestzündenergie
OES	optische Emissionsspektroskopie

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

Der Explosionsschutz beschäftigt sich mit dem Vermeiden von Explosionen und mit der Verringerung ihrer Auswirkungen. Damit es zu einer Explosion kommen kann, müssen drei Faktoren örtlich und zeitlich aufeinandertreffen. Zunächst wird eine zündfähige Substanz benötigt, beispielsweise das brennbare Gas Wasserstoff. Damit eine Verbrennungsreaktion ablaufen kann, wird zusätzlich ein Oxidationsmittel benötigt, beispielsweise der in der Luft enthaltene Sauerstoff. Stehen diese beiden Komponenten in einem Verhältnis zueinander, das innerhalb der Explosionsgrenzen liegt, so ist das Gemisch prinzipiell zündfähig. Wasserstoff/Luft-Gemische sind über den breiten Konzentrationsbereich von 4,0 Vol.-% bis 77,0 Vol.-% Wasserstoff zündfähig [1]. Kommt nun noch eine wirksame Zündquelle hinzu, wird das Gemisch gezündet und es kommt zu einer Explosion.

Aus diesem Wissen ergeben sich automatisch die Maßnahmen des Explosionsschutzes. An erster Stelle steht die Vermeidung von explosionsfähigen Atmosphären, z. B. indem brennbare Stoffe durch nicht brennbare substituiert werden. Häufig ist dies nicht möglich, da der brennbare Stoff wesentlicher Teil bei einem gewünschten chemischen Prozess ist. In diesem Fall wird versucht, die Bildung eines brennbaren Gemischs zu vermeiden, z. B. indem durch Absaugung oder Spülung die Brenngaskonzentration stets unterhalb der unteren Explosionsgrenze gehalten wird. Kann die Bildung einer explosionsfähigen Atmosphäre nicht ausgeschlossen werden, so muss verhindert werden, dass potentielle Zündquellen mit dem Gemisch wechselwirken können. Kann auch dies nicht ausgeschlossen werden, so werden die Auswirkungen möglicher Explosionen reduziert, z. B. durch Abtrennung des gefährdeten Bereiches mit einer *druckfesten Kapselung*. Die druckfeste Kapselung ist ein Beispiel für eine Vielzahl von Zündschutzarten, die in der Normenreihe IEC 60079 [2] beschrieben sind und die auf den beschriebenen Maßnahmen basieren.

In dieser Arbeit wird die Zündung durch eine elektrische Entladung untersucht. Elektrische Entladungen sind neben heißen Oberflächen in der industriellen Praxis am häufigsten als Zündquelle für Explosionsvorgänge verantwortlich. Kaum ein industrieller Prozess ist heute ohne elektrische Betriebsmittel denkbar. Wo elektrische Spannungen auftreten, können elektrische Entladungen entstehen, beispielsweise beim Öffnen oder Schließen von Schaltern. Darüber hinaus treten Entladungen auf, wenn eine elektrostatisch aufgeladene Oberfläche sich entlädt. Auch diese elektrostatischen Entladungen können Zündquellen sein. Im Explosionsschutz spielen sie eine besondere Rolle, da über ein Modell für elektrostatische Entladungen die sicherheitstechnische Kenngröße *Mindestzündenergie* (MZE) bestimmt wird [1, 3]. Dabei wird

eine Reihe von Parametern optimiert und es werden viele Versuche durchgeführt, bis schließlich die geringste Energie gefunden ist, mit der ein Brenngas/Luft-Gemisch gerade noch gezündet werden kann. Zu diesen Parametern gehört das Mischungsverhältnis (es gibt für jedes Brenngas eine zündwilligste Konzentration, bei der die Zündenergie minimal wird); außerdem werden die Form und der Abstand der verwendeten Elektroden optimiert, um eine Zündung bei einer möglichst geringen Energie zu erhalten. Denkbar wäre auch, das Material der Elektroden und sogar deren Oberflächenrauheit mit einzubeziehen. Schließlich spielen auch Eigenschaften der elektrischen Entladung wie deren Dauer eine Rolle. Die MZE ist also keine reine Stoffeigenschaft, sondern hängt auch von der Art und Weise ab, mit der sie bestimmt wird [4–6].

Obwohl die integrale Größe Energie praktisch von hohem Nutzen ist und für die Abschätzung von Zündgefahren herangezogen werden kann, verstellt sie doch den Blick auf die Einzelprozesse, die bei einer Zündung ablaufen. Auf dem Weg von einer elektrischen Energie hin zu einer Zündung spielen eine Reihe physikalischer und chemischer Prozesse eine Rolle, insbesondere auch Verlustprozesse, die dem Zündprozess Energie entziehen. Ihre relative Wichtigkeit hängt von der jeweiligen Situation ab, beispielsweise von den beteiligten Stoffen, von geometrischen Parametern und von den Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Druck. Ein vertieftes Verständnis der Zündung durch elektrische Entladungen bei Energien nahe der MZE unter Berücksichtigung aller Effekte und eine entsprechende numerische Beschreibung sind bis heute jedoch nicht gelungen.

Für sicherheitstechnische Geräte und Anlagen besteht heutzutage der Wunsch, nicht nur eine hundertprozentige Sicherheit zu liefern, sondern auch ökonomisch mit den Ressourcen umzugehen. Außerdem spielt im internationalen Wettbewerb immer mehr die Dauer des Entwicklungs- und Zulassungsprozesses eine Rolle [7]. Daher erscheint es wünschenswert, durch numerische Modellierung nicht nur stark vereinfachte, sondern auch realitätsnahe Problemstellungen mit verlässlicher Aussagekraft in annehmbarer Zeit bewerten zu könnten. Trotz der heutzutage verfügbaren Rechenkapazitäten ist dies höchstens in Einzelfällen und nicht flächendeckend möglich [8]. Durch die Entwicklung geeigneter numerischer Modelle kann der Rechenaufwand bei gleichbleibender Güte der Aussagen reduziert werden. Für die Entwicklung numerischer Modelle, die die Zündung durch elektrische Entladungen im sicherheitstechnischen Bereich beschreiben, sind ständig experimentelle Ergebnisse zur Validierung und Verifizierung notwendig. Zum einen müssen Teilprozesse in detaillierten Experimenten isoliert werden, um die Richtigkeit der numerischen Beschreibung sicherzustellen. Zum anderen sind Systemtests notwendig, mit denen die Gesamtaussage überprüft wird [9].

Darüber hinaus könnten konservative Normen im Bereich des Explosionsschutzes an manchen Stellen Innovationen durch zu restriktive Bestimmungen behindern [10]. Ein vertieftes Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse ermöglicht, bei gleichbleibend hoher Sicherheit beispielsweise erweiterte Prozessbedingungen in Anlagen der Prozesstechnik zu erlauben oder den Materialeinsatz in bestimmten Explosionsschutzarten zu reduzieren. Dadurch könnten neuartige Konstruktionen

möglich werden. Die Untersuchung der Zündung durch elektrische Entladungen bei sicherheitstechnisch relevanten Bedingungen ist also aus zwei Gründen interessant: Ein detailliertes Verständnis ermöglicht die Erschließung neuer Betriebsbereiche und neuer Schutzkonzepte, und eine numerische Modellierung ermöglicht Zeiteinsparungen bei der Entwicklungs- und Zulassungsphase explosionsgeschützter Geräte.

1.2 Stand der Forschung und Ziel dieser Arbeit

Die MZE ist eine wichtige Größe zur Beurteilung der Gefahr einer Zündung durch eine elektrische Entladung. Sie wird angegeben als die Energie, bei der im Bestimmungsverfahren nach ASTM E582-07(2013)e1 [11] bei 100 Versuchen genau eine Zündung erfolgt [3, 12]. Dies entspricht nicht zwangsläufig einer Zündwahrscheinlichkeit von einem Prozent, ist aber eine aus praktischer Sicht sinnvolle Konvention für sicherheitstechnische Fragestellungen. Die der MZE zugrundeliegende Zündwahrscheinlichkeit in Literaturquellen wurde von Bane [4] ausführlich diskutiert. Neben ihrer Bedeutung für die Sicherheitstechnik hat die MZE auch im Bereich der Zündung von brennbaren Gasgemischen in Ottomotoren und Gasturbinen durch elektrische Entladungen eine hohe Relevanz. In der Literatur gibt es daher verschiedene Auffassungen über die Energie, die zur Charakterisierung einer Zündung in einem bestimmten Gemisch herangezogen werden sollte. Bei der Betrachtung eines Brennstoff/Luft-Gemisches im Zylinder eines Motors ist im Gegensatz zu sicherheitstechnischen Fragestellungen eine Zündung natürlich erwünscht. Deshalb wird in diesem Kontext häufig die Energie bestimmt, bei der das Gemisch mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % zündet [13–16]. Für den Explosionsschutz wäre eine solche Zündwahrscheinlichkeit hingegen viel zu hoch.

Schon aus der Beschreibung des Bestimmungsverfahrens für die MZE wird klar, dass es sich nicht um einen scharfen Grenzwert handelt. Auch bei Energien oberhalb der MZE kommt es zu Nichtzündungen und theoretisch könnte es auch bei Energien unterhalb der MZE zu Zündungen kommen. Dafür spricht allein schon, dass die MZE bestimmter Stoffe im Laufe der Zeit durch neue Experimente immer wieder nach unten korrigiert wurde. Auch die teils erheblichen Unterschiede zwischen Messwerten verschiedener Autoren lassen Zweifel aufkommen, ob die tabellierte MZE wirklich einen unteren Grenzwert darstellt [6, 17]. Die Wahrscheinlichkeit einer Zündung bei einer Energie unterhalb der MZE ist allerdings sehr gering, was die große Anzahl an Versuchen erklärt, die zur Bestimmung notwendig sind. Als Rechengröße und für Abschätzungen ist die MZE sehr hilfreich. Zur Beurteilung einzelner Zündprozesse ist es jedoch sinnvoller, nicht nur eine Energie, sondern eine zugehörige Zündwahrscheinlichkeit anzugeben.

In der Literatur wird daher seit einigen Jahren über Regressionsmodelle die Verteilung der Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie bestimmt [4, 17–20]. Mit einer überschaubaren Anzahl an Versuchen unter gleichen Bedingungen, bei denen als einzige Größe die eingebrachte Energie variiert wird, kann

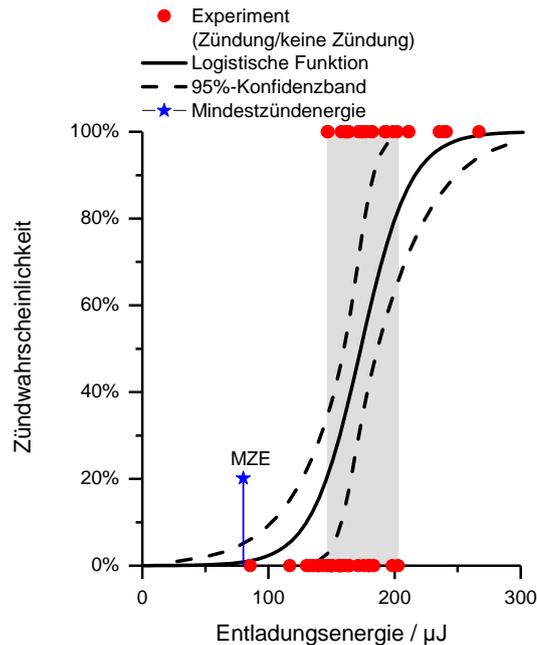


Abbildung 1.1: Verteilung der Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie am Beispiel eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs [22]. Die Zündungen und Nichtzündungen (rote Datenpunkte) bilden die Grundlage für die logistische Regression.

eine solche Verteilung geschätzt werden [21]. Dabei wird die Energie mit einer Zündwahrscheinlichkeit von 50 % recht genau bestimmt. Zu geringen und großen Zündwahrscheinlichkeiten hin werden die Unsicherheiten immer größer. Abb. 1.1 zeigt eine solche Verteilung am Beispiel eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs [22]. In dieser Darstellung ist insbesondere auch ein relativ breiter Bereich der Energie zu erkennen, innerhalb dessen sowohl Zündungen als auch Nichtzündungen auftreten. Für die Brenngase Wasserstoff, Ethen und Propan beträgt die Wahrscheinlichkeit einer Zündung bei einer Entladung mit der MZE aus Brandes und Möller [3] nach den Modellen von Wähler u. a. [20] 0,86 %, 0,76 % und 0,06 %. Derartige Angaben in Verbindung mit einem Konfidenzintervall sind für die fundierte Bewertung von Explosionsgefahren wertvoller als die alleinige Angabe einer MZE. Auch für Bereiche, in denen die Zündung eines Gemischs mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit gewünscht ist, sind Verteilungen der Zündwahrscheinlichkeit über die Energie interessant. Außerdem können zwischen den Arbeiten verschiedener Autoren größere Bereiche der Energie mit den zugehörigen Zündwahrscheinlichkeiten verglichen werden und nicht nur der einzelne Wert „MZE“ [20].

Dass es für jedes brennbare Gemisch einen Bereich der Zündenergie gibt, in dem mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten sowohl Zündungen als auch Nichtzündungen auftreten, illustriert die Stochastik, die der Zündung durch elektrische Entladungen innewohnt. Numerische Simulationen hingegen sind in aller Regel deterministisch – eine Wiederholung mit gleichen Eingangsparametern wird exakt dasselbe Ergebnis liefern. Was sind also die Gründe für das stochastische Verhalten der Zündung? Sind es kleinste Schwankungen in den Anfangsbedingungen, die im Experiment nicht beliebig genau kontrolliert werden können, oder spielen weitere Effekte eine Rolle?

Die Liste der möglichen Einflussfaktoren auf das Ergebnis eines Zündversuchs in Tabelle 1.1 erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, zeigt aber, dass eine Vielzahl von Parametern auf den Zündprozess einwirkt.

Zum Ablauf von Zündungen und den notwendigen Bedingungen existiert umfangreiche Literatur. Sowohl aus experimentellen als auch aus numerischen Studien wurden Kriterien für eine erfolgreiche Zündung abgeleitet. Im Abschnitt 2.2.5 werden die wesentlichen Erkenntnisse zusammengefasst. Aufgrund der Wichtigkeit der Funkenzündung für Ottomotoren liegt ein Schwerpunkt vieler Studien auf der Vorhersage von Zündprozessen unter entsprechenden Bedingungen, also bei erhöhtem Druck und erhöhter Temperatur. Die Stochastik der Zündung wird zwar z. B. unter dem Stichwort Zyklus-zu-Zyklus-Variationen angesprochen, doch sind die Bedingungen schwer auf die Zündung bei MZE-Bedingungen zu übertragen. Auch im Bereich der sicherheitstechnisch relevanten Zündprozesse ist die Stochastik erst in den letzten Jahren in den Fokus einiger Forscher gerückt [17–20]. Durch statistische Methoden ist die globale Beschreibung des Phänomens für einige Brenngase geglückt. Allerdings sind die Ursachen des stochastischen Verhaltens im Einzelnen noch nicht untersucht worden.

In dieser Arbeit werden die physikalischen Prozesse vom Energieeintrag durch die Entladung ausgehend über die Expansion des Funkenkanals, die Ausbildung und Ablösung einer Stoßwelle bis zum Übergang in die Flammenausbreitung mit experimentellen Methoden untersucht. Dies erfolgt jeweils für das zündwilligste Gemisch von Wasserstoff, Ethen bzw. Propan mit Luft. Mittels optischer Emissionsspektroskopie werden zunächst Charakteristika der Entladung wie ihre Dauer, räumliche Ausdehnung und ihre Temperatur bestimmt (Abschnitt 4.2). Die gasdynamischen Prozesse infolge der elektrischen Entladung im Zeitbereich von ca. 10 ns bis einigen 10 μ s werden mit dem Schlieren-Verfahren sichtbar gemacht (Abschnitt 4.3). Über den Vergleich mit numerischen Simulationen, die nicht Teil dieser Arbeit waren, werden Aussagen über die Energieumsetzung in der Entladung getroffen. Die Frühphase der Flammenausbreitung wird mit Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen sichtbar gemacht (Abschnitt 4.4.1). Diese Aufnahmen erlauben eine Bewertung der stochastischen Aspekte der Funkenzündung bei Energien nahe der MZE. Zusätzlich wird qualitativ die Verteilung der Radikal-Konzentrationen im Zündkern mit Einzelbild-OH-LIF-Aufnahmen gemessen (Abschnitt 4.4.2). Anhand dieser Ergebnisse werden wichtige Phasen der Flammenausbreitung identifiziert. Es wird auf Aspekte der unterschiedlichen Lewiszahlen der Gemische im Zusammenhang mit der Streckung der Flamme eingegangen. Der jeweilige Einfluss der Strömung auf den Zündprozess für verschiedene Gemische wird diskutiert.

Insgesamt leistet die vorliegende Arbeit einen Beitrag zum Verständnis der Zündung durch sicherheitstechnisch relevante elektrische Entladungen mit geringer Energie. Dies ermöglicht die weitere Entwicklung numerischer Modelle zur Simulation solcher Zündprozesse. Langfristig kann die numerische Simulation von realen Geometrien die Entwicklung und Zulassung explosionsgeschützter Geräte beschleunigen und neue Schutzkonzepte möglich machen.

Tabelle 1.1: Einflussfaktoren hinsichtlich der Zündung durch elektrische Entladungen.

- | | |
|---|--|
| <p>1. Umgebungsbedingungen</p> <ul style="list-style-type: none"> – Temperatur – Druck – Feuchte – elektromagnetische Strahlung, Licht – elektrische Felder <p>2. Gemisch</p> <ul style="list-style-type: none"> – Unsicherheiten bei der Erzeugung von Gemischen – Unsicherheiten in der Bestimmung der Gemischzusammensetzung – Inhomogenitäten im Gemisch (räumlich nicht konstante Brennstoffkonzentration) – aufgeprägte Strömungen – Verunreinigungen (z. B. Restgas vom vorherigen Versuch) <p>3. Elektroden</p> <ul style="list-style-type: none"> – Werkstoff (Wärmeleitfähigkeit, Oberflächenreaktionen) – Geometrie – Abstand | <ul style="list-style-type: none"> – Oberfläche: Formabweichungen, Rauheit <p>4. Entladung</p> <ul style="list-style-type: none"> – Messunsicherheit der Entladungsenergie – Durchbruchspannung – Position der Entladung – Länge, Durchmesser, Form (Krümmung) – Art der Entladung – Dauer – Strom- und Spannungsverlauf während der Entladung (zeitabhängige elektrische Leistung) – Temperaturen – Bildung chemischer Spezies <p>5. Gasdynamik</p> <ul style="list-style-type: none"> – Stoßwelle, Interaktion mit der Gefäßwand – Ausbildung von Wirbeln, eng verbunden mit der Elektrodengeometrie und der Position der Entladung – Turbulenz, laminar-turbulenter Übergang |
|---|--|

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden einige physikalische und chemische Grundlagen dargestellt, die für den Hintergrund und das Verständnis der Arbeit nötig sind. Entsprechend dem Thema *Zündung durch elektrische Entladungen* befasst sich Abschnitt 2.1 mit den Prozessen, die zur Bildung einer elektrischen Entladung führen und die ihren Ablauf beschreiben, und Abschnitt 2.2 fasst die Grundzüge der Zündung brennbarer Gasgemische und der sich anschließenden Verbrennung zusammen. Im Ergebnisteil dieser Arbeit werden experimentelle Daten mit numerischen Simulationen verglichen. Weder die Entwicklung numerischer Modelle noch die Durchführung von Simulationen waren Teil der vorliegenden Arbeit. Die Interpretation der Resultate numerischer Simulationen erfordert jedoch zumindest einen groben Überblick über die verwendeten Modelle und Annahmen. Daher werden im Abschnitt 2.3 die Grundzüge der numerischen Modellierung beschrieben.

Auf eine Darstellung der Grundlagen für die verwendeten Messtechniken wird hier verzichtet, da diese Stand der Technik sind. Die Grundlagen sind in der Literatur eingehend beschrieben, auf die in Kapitel 3 an entsprechender Stelle verwiesen wird.

2.1 Elektrische Entladungen

Als Gasentladung wird das Phänomen bezeichnet, bei dem eine unter normalen Bedingungen nichtleitende Gasstrecke leitfähig wird und über diese Strecke ein elektrischer Strom fließt [23]. Dabei kommt es zu einer Leuchterscheinung, die in Luft vor allem Strahlung bei geringen Wellenlängen bis in den ultravioletten Bereich aussendet. Für das menschliche Auge erscheint eine Entladung in Luft daher meist bläulich-violett bis weiß (bei höheren Energien, z. B. bei Blitzen). Die Materie liegt in diesem Bereich in Form eines Plasmas vor, d. h. ein großer Teil der Atome und Moleküle ist ionisiert und die Konzentration freier Elektronen ist hoch. Außerdem kommt es zur Dissoziation von Molekülen in die einzelnen Atome. In einem Plasma herrschen üblicherweise sehr hohe Temperaturen von tausenden Kelvin. Das Plasma wird auch als „vierter Aggregatzustand“ bezeichnet, da durch Erhitzen von einem Feststoff über eine Flüssigkeit und ein Gas schließlich ein Plasma erreicht wird [24].

Elektrische Entladungen entstehen, wenn die elektrische Feldstärke \vec{E} eine materialabhängige kritische Feldstärke für einen hinreichend langen Zeitraum überschreitet. Die elektrische Feldstärke lässt sich aus dem Gradienten des elektrischen Potentials berechnen. Speziell gilt in einer Anordnung aus zwei Elektroden mit einem homogenen elektrischen Feld, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird, für den Betrag der

elektrischen Feldstärke

$$|\vec{E}| = \frac{U}{d}, \quad (2.1)$$

wobei U die angelegte elektrische Spannung und d den Abstand der Elektroden bezeichnen. Analog zur kritischen Feldstärke existiert hier eine kritische Spannung, oberhalb derer es zum Durchbruch der Gasstrecke und damit zur Entladung kommen kann. Diese Spannung wird als Durchbruchspannung U_d bezeichnet.

2.1.1 Ionisationsprozesse

In elektrischen Entladungen spielt die Interaktion von geladenen Teilchen in einem elektrischen Feld eine wesentliche Rolle. Dabei sind vor allem die negativ geladenen Elektronen e^- und die positiv geladenen Ionen B^+ wichtig. Daher sollen im folgenden kurz die zur Plasmabildung und -erhaltung wesentlichen Ionisationsprozesse erklärt werden. Generell wird unter der Ionisation eines zuvor nach außen neutralen Teilchens (Atom oder Molekül) die Aufspaltung in mindestens ein Elektron e^- und ein Ion B^+ verstanden. Auch die Mehrfachionisation B^{2+} usw. sowie die Erzeugung negativ geladener Ionen B^- ist möglich. Damit ein Teilchen ionisiert wird, muss ihm durch einen Prozess Energie zugeführt werden. Überschreitet diese die für jedes Teilchen individuelle Ionisationsenergie, so wird das Teilchen ionisiert. Die verschiedenen Arten der Ionisierung werden anhand der Mechanismen, durch die diese Energie übertragen wird, unterschieden. Für den Durchbruch von Gasen sind die Photo- und die Stoßionisation die wichtigsten Mechanismen, während die Ionisierung infolge der Compton-Streuung erst bei deutlich höheren als den hier auftretenden Energien eine Rolle spielt.

Photoionisation Trifft ein Photon der Energie $h\nu$ auf ein Teilchen und wird das Photon absorbiert, so wird das Teilchen ionisiert [25]:



Hier bezeichnen h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Lichts.

Stoßionisation Stößt ein neutrales Teilchen mit einem Stoßpartner hoher kinetischer Energie, so kann das Teilchen ionisiert werden. Typischerweise ist der Stoßpartner ein Elektron, das in einem elektrischen Feld beschleunigt wurde, seltener auch ein Ion. Bei elastischen Stößen bleibt die Energie beider Stoßpartner gleich und es kommt lediglich zu einer Richtungsänderung der Flugbahnen. Beim unelastischen Stoß geht kinetische Energie auf das neutrale Teilchen über und es wird ein Elektron herausgeschlagen [25]:



Thermoionisation Aufgrund der Molekularbewegung stoßen in einem Gas ständig auch neutrale Teilchen miteinander. Ist die Temperatur hoch genug und damit auch die Geschwindigkeit und die kinetische Energie der Teilchen hinreichend groß, kann auch ein solcher Stoß die Ionisationsenergie überschreiten und zur Ionisierung eines Stoßpartners führen [26, 27].



2.1.2 Entladungsarten

Es werden verschiedene Arten elektrischer Entladungen unterschieden. Zum einen hängt die Form der Entladung vom elektrischen Feld und damit von der Geometrie der Elektroden ab. In einem inhomogenen Feld kann es zu Vorentladungen (z. B. Koronaentladungen) kommen, bei denen es nicht zum Durchschlag der gesamten Gasstrecke kommt. In homogenen Feldern kommt es dagegen stets zum vollständigen Durchschlag [23]. Hierbei werden nach der Strom-Spannungs-Kennlinie weitere Arten von Entladungen unterschieden.

Bei geringer Spannung U (etwa 10 V bis 100 V) und sehr geringer Stromstärke I (etwa $10 \cdot 10^{-12}$ A) kommt es nur zu unselbstständigen Entladungen, die dauerhaft durch Energiezufuhr von außen unterstützt werden müssen, damit sie nicht zusammenbrechen. Das elektrische Feld ist in diesem Fall zu schwach, um durch Beschleunigung von Elektronen und nachfolgende Stoßionisation zusätzliche freie Ladungsträger zu erzeugen. Wird die Spannung und damit auch die elektrische Feldstärke erhöht, so erreichen die Elektronen hinreichend hohe Geschwindigkeiten, um weitere Teilchen zu ionisieren. Die Entladung ist dann selbstständig. Ist der Energieinhalt der Quelle begrenzt, so wird sie als Funken- oder Townsend-Entladung bezeichnet. Nimmt die Stromstärke weiter zu, so kommt es zu einer Glimmentladung. Diese ist im Gegensatz zur Townsend-Entladung nicht raumladungsfrei. Bei sehr großer konstanter Stromstärke ($I > 1$ A) geht die Glimmentladung in eine Bogenentladung über. Das Plasma ist dann sehr gut leitfähig und entsprechend sehr heiß. Thermoionisation spielt hier eine große Rolle [23].

2.1.3 Townsend-Entladung

In der vorliegenden Arbeit werden Entladungen vom Typ der Townsend-Entladung als Zündquelle für Brenngas/Luft-Gemische genutzt. Die Modellvorstellung zur Entstehung einer solchen Entladung wurde von Townsend bereits 1915 formuliert [28]. Es wird davon ausgegangen, dass ein Startelektron in einem homogenen elektrischen Feld beschleunigt wird. Durch Stoßionisation werden weitere freie Elektronen und positiv geladene Ionen produziert, die ihrerseits im elektrischen Feld beschleunigt werden. Die Sekundärelektronen können bei hinreichender Beschleunigung weitere Teilchen ionisieren, wodurch die Zahl der freien Ladungsträger lawinenartig anwächst. Durchläuft ein Elektron von der Kathode zur Anode die Strecke d , so besteht die Lawine am Ende aus $e^{\iota d}$ Elektronen. Dabei ist ι der effektive

Ionisierungskoeffizient, in dem bereits Anlagerungseffekte berücksichtigt sind. Die bei einer Lawine zusätzlich zum Startelektron erzeugte Anzahl an freien Elektronen ist somit

$$e^{td} - 1. \quad (2.5)$$

Durch Rekombination von freien Elektronen mit Ionen kommt es zur Aussendung von Licht,



welches beim Auftreffen auf die Kathode infolge des photoelektrischen Effekts weitere Startelektronen erzeugt [29]. Zusätzlich werden im elektrischen Feld die positiv geladenen Ionen beschleunigt und wandern zur Kathode. Ihre Geschwindigkeit ist im Vergleich zu den Elektronen sehr gering. Beim Auftreffen auf die Kathode lösen sie Startelektronen heraus. Die Rückwirkung auf die Kathode durch Strahlung und positiv geladene Ionen wird mit der Oberflächenionisierungszahl γ beschrieben. Durch diese Rückwirkung entstehen ständig neue Elektronenlawinen. Voraussetzung dafür ist, dass die sog. Zündbedingung nach Townsend erfüllt ist¹. Diese besagt, dass die Anzahl der von jeder Lawine erzeugten Startelektronen für die Folgelawine mindestens eins sein muss [23]:

$$\gamma (e^{td} - 1) \geq 1. \quad (2.7)$$

Die Gültigkeit dieses Modells ist dadurch beschränkt, dass die Entladung als raumladungsfrei angesehen wird. Durch die Ladung der freien Elektronen und Ionen wird das elektrische Feld also nicht wesentlich beeinflusst. In Luft ist diese Annahme bis $pd \approx 13 \text{ bar mm}$ zulässig [23], wobei p den Druck und d den Elektrodenabstand bezeichnen. Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist der Druck stets atmosphärisch und der Elektrodenabstand liegt bei 0,5 mm bis 1,7 mm. Es gilt also

$$pd \leq 1,7 \text{ bar mm}, \quad (2.8)$$

so dass diese Bedingung stets erfüllt ist.

Dennoch soll kurz der Begriff des Streamers, also der raumladungsbeschwerten Entladung, vorgestellt werden. Ein Streamer tritt auf, wenn in einer Elektronenlawine die Anzahl der freien Elektronen über 10^6 bis 10^8 hinaus anwächst [23]. In diesem Fall kommt es zu einer Feldstärkeüberhöhung im Lawinenkopf, was zu einer erhöhten Anzahl an Stoß- und Rekombinationsvorgängen führt. Dabei entsteht eine hohe Zahl an Lichtquanten, die auch außerhalb des Lawinenkopfes zu Photoionisation führen können und somit Startelektronen erzeugen. Daraus entstehende Sekundärlawinen führen zu einer sehr schnellen Ausbreitung des leitfähigen Kanals mit Geschwindigkeiten von $100 \text{ cm}/\mu\text{s}$ und zu einem Durchschlag innerhalb einer Lawinenlaufzeit [23].

¹In der Hochspannungstechnik ist der Begriff „Zündung“ auf das Auftreten elektrischer Entladungen bezogen.

2.1.4 Stochastik des Gasdurchbruchs

Gasentladungen können mit Modellen sehr gut beschrieben werden, treten allerdings stochastisch auf, da die Anfangsbedingungen in der Regel nicht kontrollierbaren Schwankungen unterliegen. Gemeint ist damit das Vorliegen eines oder mehrerer Startelektronen in einem bestimmten Volumen beispielsweise durch Photoionisation infolge kosmischer Strahlung. Hier lassen sich nur Mittelwerte zur Konzentration freier Elektronen je Volumeneinheit angeben. Die Produktionsrate freier Elektronen liegt bei $10/(\text{cm}^3 \text{ s})$ bis $100/(\text{cm}^3 \text{ s})$ [27]. Ist das elektrische Feld bzw. die angelegte Spannung hinreichend groß, um die Bedingung in Gleichung (2.7) zu erfüllen, befindet sich aber gerade kein freies Elektron in der Nähe der Kathode, so kommt es nicht zum Durchschlag. Der Zeitpunkt einer Entladung unterliegt somit stochastischen Schwankungen. Diese werden umso stärker, je weiter die Spannung von oben an die Durchbruchspannung U_d angenähert wird. Da die angelegte Spannung sich im Verlauf der Zeit ändern kann und auch Konstantspannungsquellen geringe zeitliche Variationen aufweisen, unterliegt somit auch die tatsächliche Durchbruchspannung gewissen Schwankungen (sog. *Volumen-Zeit-Gesetz*) [23]. Im Bereich der elektrischen Festigkeit wird daher die Größe U_{d50} angegeben, mit der die Spannung gemeint ist, bei der mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % ein Durchbruch erfolgt [23]. Für die Untersuchung der Zündung durch elektrische Entladungen wurde in dieser Arbeit deshalb ein Aufbau verwendet, mit dem Entladungen zu definierten Zeiten und mit definierter Durchbruchspannung erzeugt werden konnten (Abschnitt 3.3).

2.1.5 Energie einer Entladung

Bei rein kapazitiven Entladungen ist die gesamte im Feldraum kapazitiv gespeicherte Energie

$$E = \frac{1}{2}CU^2, \quad (2.9)$$

wobei C die Kapazität des Aufbaus bezeichnet. Wird die elektrische Entladung als zylindrisch angenommen, so beträgt ihr Volumen

$$V_E = d\pi r_E^2. \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet r_E den Entladungsradius. Dann ist die Energiedichte w , also die Energie pro Volumeneinheit,

$$w = \frac{E}{d\pi r_E^2}. \quad (2.11)$$

Die elektrische Energie kann auch aus den zeitabhängigen Strom- und Spannungsverläufen einer Entladung bestimmt werden:

$$E = \int_t U(t)I(t)dt. \quad (2.12)$$

Da $U(t)$ und $I(t)$ sehr schnelle Anstiegszeiten im Bereich von Nanosekunden haben, müssen für eine korrekte Messung zum einen die Messgeräte einen geeigneten Frequenzgang aufweisen, zum anderen müssen auch die Verzögerungen der Signale bestimmt und korrigiert werden, da die Signallaufzeiten im Nanosekundenbereich liegen und nicht vernachlässigbar sind. Der Vorteil der Messung von $U(t)$ und $I(t)$ liegt darin, dass die tatsächlich umgesetzte elektrische Energie gemessen wird und nicht die vor der Entladung gespeicherte. Für den in dieser Arbeit relevanten Energiebereich bis $E = 1 \text{ mJ}$ liegt die Umsetzungsrate allerdings bei nahezu 100 % [1, 6, 30–33], so dass die Bestimmung der Energie nach Gleichung (2.9) hinreichend ist.

2.1.6 Eigenschaften eines Plasmas

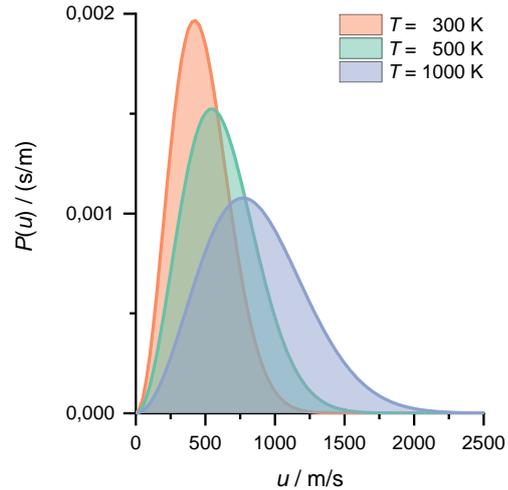
Plasmen zeichnen sich dadurch aus, dass in ihnen eine gewisse Konzentration an geladenen Teilchen vorliegt, so dass sie mehr oder weniger gut leitfähig sind. Daher ist eine wichtige Größe zur Beschreibung eines Plasmas der Ionisationsgrad. Er gibt an, welcher Anteil der Teilchen ionisiert ist und kann zwischen wenigen Prozent und nahezu 100 % liegen [34]. Außerdem wird der Zustand eines Plasmas über verschiedene Temperaturen beschrieben. Der Begriff „Temperatur“ entspricht dabei nicht immer der klassischen Definition, sondern ist ein Parameter, mit dem die Verteilung unterschiedlicher Energien beschrieben wird [24]. Die translatorische Temperatur T_{trans} beschreibt die Verteilung der Geschwindigkeit von Teilchen und damit ihrer kinetischen Energie. Hierzu wird die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$P(u) = 4\pi \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^3} u^2 \exp\left(-\frac{mu^2}{2k_B T}\right) \quad (2.13)$$

als Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Geschwindigkeit u in Abhängigkeit von der Masse m eines Teilchens sowie seiner Temperatur T genutzt. k_B bezeichnet die Boltzmann-Konstante. In einem Plasma kann grundsätzlich jede Sorte Teilchen eine andere Temperatur haben und damit einer anderen Geschwindigkeitsverteilung folgen. Beispielhaft ist eine solche Verteilung für Stickstoffmoleküle bei den Temperaturen 300 K, 500 K und 1000 K in Abb. 2.1 dargestellt. Gleichung (2.13) zeigt auch, dass Teilchen unterschiedlicher Masse bei gleicher Temperatur unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen aufweisen. So ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse bei gleicher Temperatur um Größenordnungen höher als die schwererer Teilchen.

Diese Definition der Temperatur über die mittlere kinetische Energie von Teilchen entspricht der thermodynamischen Temperatur, wie sie für einatomige Gase definiert ist. Daneben können Moleküle Energie aber auch in anderer Form speichern. Diese weiteren Formen sind rotatorische und vibratorische Anregungszustände. Auch hier können Temperaturen T_{rot} und T_{vib} definiert werden, die die Besetzung unterschiedlicher Rotations- und Vibrationsniveaus anhand ähnlicher Verteilungen wie in Gleichung (2.13) beschreiben. In einem Plasma, das sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet (engl. *local thermodynamic equilibrium, LTE*), sind

Abbildung 2.1: Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit von Stickstoffmolekülen bei verschiedenen Temperaturen.



alle Temperaturen gleich:

$$T_{\text{trans}} = T_{\text{rot}} = T_{\text{vib}} = T_{\text{el}}. \quad (2.14)$$

Hier ist die Temperatur der Elektronen T_{el} gesondert aufgeführt, da Elektronen die treibende Kraft für chemische Prozesse in Plasmen sind [35].

Neben Gleichgewichtsplasmen (auch *thermisches Plasma* genannt) gibt es auch Nichtgleichgewichtsplasmen (auch *nichtthermisches Plasma* genannt), bei denen Gleichung (2.14) nicht erfüllt ist. In der Regel ist die Elektronentemperatur dann wesentlich größer als die anderen Temperaturen. Ein solches Plasma, bei dem die translatorische Temperatur relativ gering ist, wird auch als kaltes Plasma bezeichnet.

Bei Atmosphärendruck kann davon ausgegangen werden, dass die rotatorische Temperatur gleich der translatorischen und damit der thermodynamischen Temperatur ist, weil die Relaxationsprozesse von rotatorisch angeregten Zuständen sehr schnell sind [36]. Die Zeitkonstante für diese rotatorisch-translatorische Relaxation $\tau_{\text{rot-trans}}$ kann analog zum Vorgehen von Rusterholtz u. a. [37] entsprechend Capitelli u. a. [38] mit der Beziehung

$$\tau_{\text{rot-trans}} = Z_{\text{rot-trans}} \bar{\tau} \quad (2.15)$$

berechnet werden, wobei $Z_{\text{rot-trans}}$ die notwendige Anzahl an Stößen für die Relaxation bezeichnet und die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen $\bar{\tau}$ mit [37, 39]

$$\bar{\tau}/\text{s} = \left(10^{10} \sqrt{\frac{300 \text{ K}}{T}} \frac{p}{\text{atm}} \right)^{-1} \quad (2.16)$$

abgeschätzt werden kann. Für die rotatorisch-translatorische Relaxation von Stickstoffmolekülen ergibt sich bei $T = 300 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ atm} \approx 1 \text{ bar}$ mit $Z_{\text{rot-trans}} = 4,3$ [38] eine Zeitkonstante von $\tau_{\text{rot-trans}} = 0,43 \text{ ns}$. Die Relaxationszeiten angeregter

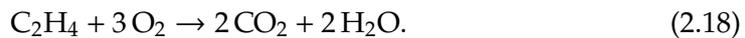
Vibrationsniveaus $\tau_{\text{vib-trans}}$ sind in der Regel deutlich größer als $\tau_{\text{rot-trans}}$ [36, 38]. Daher kann für nichtthermische Plasmen in Luft

$$T_{\text{trans}} \approx T_{\text{rot}} \ll T_{\text{vib}} \quad (2.17)$$

gelten. Durch Relaxationsprozesse strebt jedes Plasma mit den beschriebenen Zeitkonstanten dem thermodynamischen Gleichgewicht entgegen, so dass zur langfristigen Aufrechterhaltung des nichtthermischen Plasmas Prozesse erforderlich sind, die die unterschiedlichen Energieniveaus unterschiedlich anregen. Beispielsweise können Elektronen durch Stöße mit Stickstoffmolekülen vornehmlich höhere Rotations- oder Vibrationsniveaus anregen, ohne dass die kinetische Energie des im Vergleich zum Elektron deutlich schwereren Stickstoffmoleküls wesentlich erhöht wird [37, 40]. Darüber hinaus ist es auch möglich, dass ein Plasma nicht den Gleichgewichtszustand erreicht, weil seine Lebenszeit kürzer ist als die für die Ausgleichsprozesse benötigte Dauer [24].

2.2 Zündprozesse und Verbrennung

Eine Verbrennung ist eine exotherme chemische Reaktion, bei der ein Brennstoff mit einem Oxidator, häufig mit dem Luftsauerstoff, reagiert. Als globale Reaktionsgleichung lässt sich zum Beispiel für die Reaktion eines Gemisches von Ethen mit Sauerstoff schreiben:



Hier wurden die stöchiometrischen Koeffizienten so angepasst, dass eine vollständige Umsetzung erfolgt. Dies ist möglich, wenn die Stoffmengen von Brennstoff und Sauerstoff im richtigen Verhältnis zueinander stehen. Ein solches Gemisch wird stöchiometrisch genannt und hat ein Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 1$. Überwiegt der Anteil an Brennstoff ($\Phi > 1$), so liegt ein fettes Gemisch vor. Bei einem Überschuss des Oxidators ($\Phi < 1$) heißt das Gemisch mager.

2.2.1 Elementarreaktionen und Kinetik

Die Angabe einer globalen Reaktionsgleichung wie (2.18) ist sinnvoll zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses, spiegelt aber nicht den tatsächlichen Ablauf der chemischen Reaktionen wider. Eine Verbrennung besteht aus einer Vielzahl an Elementarreaktionen, an denen neben den Edukten und Produkten auch eine große Zahl an Zwischenprodukten beteiligt ist. Bei der Verbrennung mit Luft ist auch der in Luft enthaltene Stickstoff beteiligt, wodurch Schadstoffe wie NO und NO₂ entstehen können. Die Analyse von Reaktionsmechanismen für unterschiedliche Brennstoffe ist Teil der Verbrennungsforschung. Elementarreaktionen sind Reaktionen, die tatsächlich auf molekularer Ebene stattfinden [41]. Beispielhaft sei hier die Reaktion



genannt, bei der ein Hydroxylradikal OH mit einem Wasserstoffmolekül reagiert und dadurch ein Wassermolekül und ein Wasserstoffradikal H entstehen. Radikale sind für den Fortgang einer Verbrennungsreaktion wichtig. Das H-Radikal aus dem Beispiel (2.19) kann in einer weiteren Elementarreaktion umgesetzt werden. Die Verbrennung wird durch die Verkettung von Elementarreaktionen fortgesetzt. Da bei der Elementarreaktion in Gleichung (2.19) ein Radikal verbraucht wird und ein neues gebildet wird, wird sie als Kettenfortpflanzungsreaktion bezeichnet. Werden bei einer Reaktion aus Edukten ohne Radikale auf der Produktseite Radikale erzeugt, so heißt diese Reaktion Kettenstartreaktion. Nimmt die Anzahl der Radikale zu, z. B. von einem auf zwei, so heißt die Reaktion Kettenverzweigungsreaktion. Verringert sich bei einer Reaktion die Anzahl der Radikale, so heißt sie Kettenabbruchreaktion. Zur Charakterisierung jeder Elementarreaktion werden Daten benötigt, die ihre Geschwindigkeit beschreiben. Die Geschwindigkeit einer Reaktion ist temperaturabhängig und wird durch die Arrhenius-Gleichung [41]

$$k = A' \exp\left(-\frac{E_A}{R_u T}\right) \quad (2.20)$$

beschrieben, wobei k die Reaktionsgeschwindigkeitskonstante, E_A die Aktivierungsenergie und R_u die universelle Gaskonstante bezeichnen. A' ist der sog. präexponentielle Faktor, der auch temperaturabhängig sein kann. Durch Experimente können A' und E_A bestimmt werden. Sind für ein chemisches System die Elementarreaktionen mit den zugehörigen kinetischen Daten bekannt, so ermöglicht dies eine detaillierte numerische Berechnung des Reaktionsprozesses.

Sind die Bedingungen gegeben, dass Kettenverzweigungsreaktionen in hoher Geschwindigkeit und Anzahl durchlaufen werden, so kommt es zu einem exponentiellen Anstieg der Radikalkonzentrationen. Die globale Reaktion schreitet dann schnell voran.

2.2.2 Flammengeschwindigkeit

Die laminare Flammengeschwindigkeit u_L beschreibt die Geschwindigkeit, mit der sich eine Flamme allein aufgrund der chemischen Vorgänge in Verbindung mit Wärmeübertragung und Diffusion fortpflanzt. Sie ist normal zur Flammenoberfläche in Richtung des unverbrannten Gasgemisches gerichtet und als die Geschwindigkeit einer planaren eindimensionalen Flamme relativ zum unverbrannten Gemisch definiert [42]. Die laminare Flammengeschwindigkeit hängt vom Brennstoff, der Brennstoffkonzentration, der Temperatur des unverbrannten Gemischs und dem Druck ab. Übliche Größenordnungen sind einige cm/s bis wenige m/s. Häufig ist dieser Geschwindigkeit eine Strömung u_S überlagert, so dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Flammenfront u_F als vektorielle Summe

$$\vec{u}_F = \vec{u}_L + \vec{u}_S \quad (2.21)$$

geschrieben werden kann. Die Interaktion von Strömungsfeldern mit der Flammenfront kann entsprechend zu einer schnelleren Fortpflanzung führen. Ist $\vec{u}_S = -\vec{u}_L$, so

ist die Flamme stationär. Zu hohe Strömungsgeschwindigkeiten führen zu einem Verlöschen der Flamme [41].

2.2.3 Lewiszahl

Die Lewiszahl ist eine dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung der Wärme- und Stoffübertragung. Sie setzt die Temperaturleitfähigkeit α zum molekularen Diffusionskoeffizienten D ins Verhältnis [43]:

$$Le = \frac{\alpha}{D}. \quad (2.22)$$

Mit

$$\alpha = \frac{\lambda_T}{c_p \rho} \quad (2.23)$$

ergibt sich

$$Le = \frac{\lambda_T}{D c_p \rho}, \quad (2.24)$$

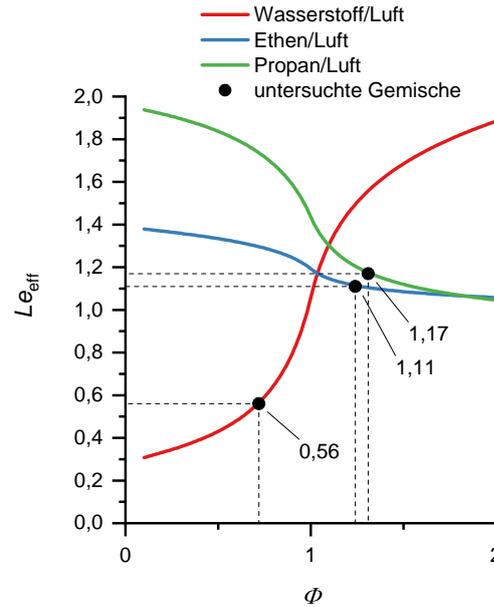
wobei λ_T die Wärmeleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und ρ die Dichte bezeichnen. In der Lewiszahl drückt sich aus, ob der diffusive Stofftransport in einem Gemisch schneller (bei $Le < 1$) oder langsamer (bei $Le > 1$) ist als der diffusive Wärmetransport. Der Lewiszahl kommt im Zusammenhang mit gestreckten Flammen eine große Bedeutung zu, da für Gemische mit $Le \neq 1$ die Flammenfrontgeschwindigkeit beeinflusst wird.

In einem Gasgemisch lässt sich für jede Komponente eine eigene Lewiszahl definieren. Für die Verbrennung am interessantesten ist jedoch die Lewiszahl der Mangelkomponente. Als Mangelkomponente wird der Stoff bezeichnet, dessen Konzentration erhöht werden müsste, um eine stöchiometrische Reaktion zu erhalten. In einem mageren Wasserstoff/Luft-Gemisch wäre für die Berechnung der Lewiszahl also die Diffusivität von Wasserstoff in Luft heranzuziehen.

Allerdings führt diese Definition zu einer Diskontinuität der Lewiszahl bei $\Phi = 1$. Daher wird die effektive Lewiszahl Le_{eff} nach Addabbo u. a. [44, Gl. 1] berechnet, die zwischen der Lewiszahl der Mangelkomponente und der Lewiszahl der Überschusskomponente interpoliert. Für magere Gemische geht Le_{eff} gegen die Lewiszahl des Brennstoffs und für fette Gemische geht sie gegen die von Sauerstoff. Die benötigten Stoff- und Transporteigenschaften wurden mittels *Cantera* [45] und dem *GRI 3.0*-Mechanismus [46] berechnet.

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der effektiven Lewiszahl als Funktion des Äquivalenzverhältnisses. Bei mageren Wasserstoff/Luft-Gemischen ist die effektive Lewiszahl deutlich kleiner als eins, da das Wasserstoffmolekül sehr leicht ist und der Diffusionskoeffizient entsprechend groß ist. Für die beiden schwereren Kohlenwasserstoff gilt ist die effektive Lewiszahl auf der mageren Seite größer als eins und nimmt zu fetteren Gemischen hin ab. Hier wird die Diffusion des vergleichsweise leichten Sauerstoffmoleküls immer wichtiger. Dennoch ist auch für die in dieser Arbeit untersuchten Gemischkonzentrationen (in Abb. 2.2 hervorgehoben) die Lewiszahl noch größer als eins.

Abbildung 2.2: Effektive Lewiszahl der untersuchten Gemische in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis (Berechnung mit *Cantera* [45]). Die in dieser Arbeit verwendeten Mischungsverhältnisse sind markiert und die effektiven Lewiszahlen angegeben.



2.2.4 Streckung

Die Streckung K ist ein wichtiger Einflussfaktor auf die Flammenfrontgeschwindigkeit eines Brenngas/Luft-Gemisches [47]. Sie resultiert aus der Interaktion von Strömung und Flammenausbreitung und wird nach Gleichung (2.25) definiert als die zeitliche Änderung der logarithmierten Flammenoberfläche A [47, 48],

$$K = \frac{d \log(A)}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}. \quad (2.25)$$

Diese rein geometrische Größe der Dimension $1/s$ wird in theoretischen Arbeiten häufig mit der laminaren Flammgeschwindigkeit u_L und der Flammendicke δ_F dimensionslos gemacht. So wird die dimensionslose Streckung [47]

$$\zeta = \frac{\delta_F}{u_L} \left(\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right) \quad (2.26)$$

erhalten. Für die Flammendicke δ_F gibt es wiederum unterschiedliche Definitionen, z. B. als thermische Dicke [43]

$$\delta_F = \frac{\Delta T}{\max \left(\left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \right)}, \quad (2.27)$$

wobei ΔT die Temperaturdifferenz über die Flamme und der Term im Nenner den steilsten Temperaturanstieg über die sich in der Raumrichtung x ausbreitenden Flamme bezeichnet. Die Streckung setzt sich nach [43] aus zwei Beiträgen zusammen,

$$K = \nabla_t \cdot \vec{u}_S + u_L \nabla_t \cdot \vec{n}. \quad (2.28)$$

Hier ist ∇ der Nabla-Operator und der Index t deutet an, dass die Komponente in tangentialer Richtung zur Flammenoberfläche gemeint ist. Mit \vec{n} wird der Normalenvektor der Flammenoberfläche bezeichnet. Der erste Term in Gleichung (2.28) bezeichnet die Scherung durch die Geschwindigkeitsquergradienten der Strömung. Der zweite Term beschreibt den Einfluss der Krümmung.

Die allgemeinen Ausdrücke (2.25) und (2.28) können für spezielle Flammgeometrien vereinfacht werden. Für sphärisch expandierende Flammen in ruhender Umgebung reduziert sich der Ausdruck für die Streckung zu [48]

$$K = \frac{2}{r_F} \frac{dr_F}{dt}, \quad (2.29)$$

wobei r_F den Flammenradius bezeichnet. K hängt in diesem Fall nur von der Krümmung der Flammenoberfläche ab, die mit größer werdendem Radius immer geringer wird. Einen Scherungs-Anteil gibt es hier nicht, da bei sphärischer Flammenausbreitung aus Symmetriegründen die Strömungsgeschwindigkeit im verbrannten Gas null ist [49].

Eine detaillierte Herleitung der Effekte der Streckung auf die Flamme findet sich bei Taylor [42]. Für kleine dimensionslose Streckungsraten ζ ist das Verhältnis der Brenngeschwindigkeit einer gestreckten Flamme $u_{L,\text{str}}$ zu der laminaren Flammengeschwindigkeit u_L [42, Gl. 159]

$$\frac{u_{L,\text{str}}}{u_L} = 1 + \zeta \left[\frac{E_A}{R_u} \frac{\Delta h_R^0}{c_p T_{\text{ad}}^2} \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) + \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) - 1 \right]. \quad (2.30)$$

Hier bezeichnet Δh_R^0 die spezifische Standardreaktionsenthalpie² und T_{ad} ist die adiabate Flammentemperatur, also die Temperatur, die die Flamme erreicht, wenn kein Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgt. Zunächst wird deutlich dass für $\zeta = 0$ (ungestreckte Flammen) die rechte Seite zu eins wird, dass es also keinen Effekt hinsichtlich der Flammengeschwindigkeit gibt. Für $Le = 1$ wird die Klammer zu -1 und die rechte Seite der Gleichung zu $1 - \zeta$. Da ζ als klein angenommen wird, ist also für $Le = 1$ ein geringer Einfluss der Streckung auf die Flammengeschwindigkeit vorhanden. Taylor [42] führt die Bedeutung von Gleichung (2.30) für den Fall einer sich sphärisch ausbreitenden Flamme weiter aus. Seine Analyse ist in den folgenden Absätzen wiedergegeben.

Gleichung (2.30) beschreibt den Einfluss der positiven Streckung auf die Flammentemperatur. Bei $Le < 1$ übersteigt die molekulare Diffusion der Mangelkomponente in die Reaktionszone den Wärmeabtransport aus dieser Zone durch „Wärmediffusion“. Daher steigt die Temperatur an. Dies hat zur Folge, dass auch die Reaktionsraten ansteigen, da diese nichtlinear temperaturabhängig sind [41]. Somit steigt auch die

²Bei Taylor [42] steht hier das Produkt aus dem Massenbruch des Brennstoffs Y_u im unverbrannten Gemisch und der spezifischen Wärme Q , die bei der Verbrennung entsteht. Mit der Definition dieser spezifischen Wärme bei Poinot und Veynante [43, Gl. 2.16] ergibt sich $Q = \Delta h_R^0 / Y_u$ bzw. $Q Y_u = \Delta h_R^0$.

Flammengeschwindigkeit. Bei $Le > 1$ ist die diffusive Wärmeabfuhr größer als der diffusive „Nachschub“ der Mangelkomponente, so dass die Temperatur und die Reaktionsraten fallen. Die Flamme wird dadurch langsamer.

Außerdem hat die Streckung einen Einfluss auf die Dicken der Vorheizzone und der (Massen-)Diffusionszone der Flamme. In nicht gestreckten Flammen gilt, dass bei $Le < 1$ die Vorheizzone dünner ist als die Diffusionszone, denn die molekulare Diffusion D übersteigt die Temperaturleitfähigkeit α . Unter dem Einfluss positiver Streckung werden beide Zonen dünner, wodurch die Wärmeleitung und die Diffusionsrate größer werden. Dies führt zu einem Anstieg der Flammengeschwindigkeit. Bei $Le > 1$ ist die Vorheizzone dicker als die Diffusionszone. Positive Streckung führt zu einer Verbreiterung beider Zonen, so dass die Wärmeleitung und die Diffusion langsamer werden. Daher wird die Flamme langsamer.

Zusammengefasst verhalten sich Flammen mit $Le < 1$ unter dem Einfluss von Streckung anders als Flammen mit $Le > 1$. In einer sich sphärisch ausbreitenden Flamme ist die Streckung stets positiv, da $dr_F/dt \geq 0$ und $2/r_F \geq 0$ (Gleichung (2.29)). Für $K > 0$ erfährt die Flammenfront eine Beschleunigung, wenn die Lewiszahl des unverbrannten Gemischs kleiner ist als eine kritische Lewiszahl Le^* ; wenn $Le > Le^*$, dann wird die Flammenfront abgebremst [42]. Für die kritische Lewiszahl gilt $Le^* < 1$ [48].

Die Streckung spielt aber nicht nur bei instationären Flammen, sondern auch bei stationären Flammen eine Rolle für deren Stabilität. Wie unter anderem Matalon [48] zeigte, führen die Geschwindigkeitsquergradienten auch in einer stationären Flamme, z. B. einer Bunsenflamme, zu Streckung. Dies ist auf die Ablenkung der Stromlinien beim Durchtritt durch die Flamme zurückzuführen. Dann gelten die gleichen Abhängigkeiten für die Flammengeschwindigkeit für positive Streckung und $Le \neq 1$ wie für den Fall sich sphärisch ausbreitender Flammen. Matalon [48] wies zudem darauf hin, dass für bestimmte Lewiszahlen $Le^* < Le < 1$ bei negativer Streckung zwar ein Anstieg der Flammentemperatur erfolgt, die Flammengeschwindigkeit aber sinkt.

Unter bestimmten Umständen können auch Eigenheiten der chemischen Kinetik einen Einfluss auf die Stabilität von Flammen ausüben. Für sphärische, fette Wasserstoff/Luft-Flammen nahe der oberen Explosionsgrenze mit $Le > 1$ werden numerisch Oszillationen der Flammengeschwindigkeit beobachtet [50–52]. Hier läuft die Reaktion abwechselnd über verschiedene Reaktionspfade ab, die zu einer unterschiedlichen Wärmefreisetzungsrates führen. Das Temperaturprofil bei hoher Flammengeschwindigkeit unterscheidet sich von dem bei niedrigerer Flammengeschwindigkeit, was Auswirkungen auf die Konzentration der reaktiven Spezies hat [52]. Durch die Änderung der Temperatur ändert sich auch die Temperaturleitung im Bereich der Flamme. Man spricht daher von einer thermisch-diffusiven Instabilität (engl. *thermal-diffusive instability*). Experimentell wurde diese Instabilität auch für den Fall einer nicht gestreckten Flamme gezeigt [53].

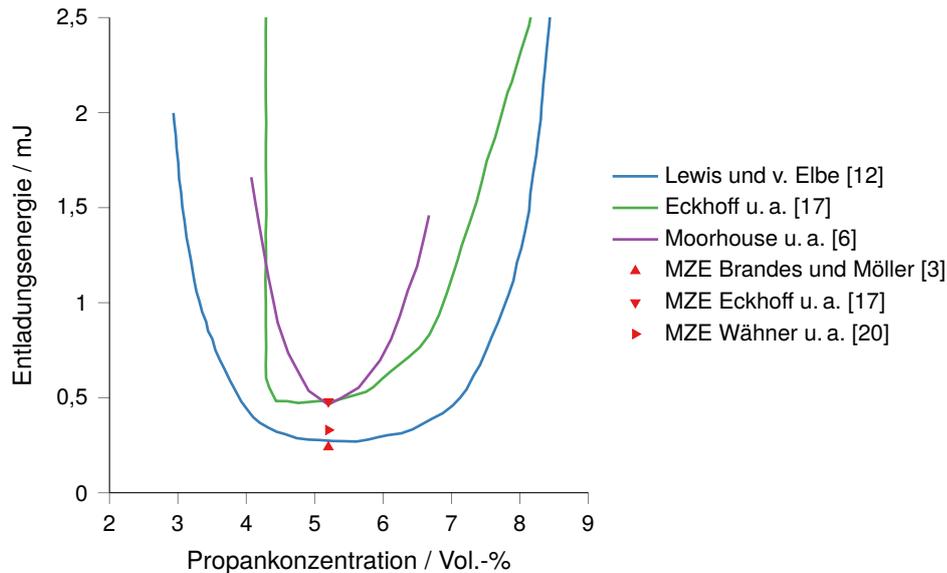


Abbildung 2.3: Zündgrenzkurve für Propan/Luft [22]. Dargestellt ist für verschiedene Gemischkompositionen die geringste Energie, bei der eine Zündung beobachtet wurde. Das zündwilligste Gemisch liegt bei 5,2 Vol.-% Propan in Luft. Die von verschiedenen Autoren bestimmten Zündgrenzkurven unterscheiden sich erheblich voneinander, genau wie die MZE (rote Dreiecke).

2.2.5 Zündvorgänge und die Mindestzündenergie

Die Zündung brennbarer Gasgemische ist seit vielen Jahrzehnten Gegenstand der Forschung, da es in der Vergangenheit immer wieder zu schweren Unglücken durch Gasexplosionen kam. Das Buch von Lewis und von Elbe [12] gilt als Standardwerk auf diesem Gebiet. Damit es zur Zündung eines Gasgemisches kommt, müssen bestimmte Bedingungen erfüllt sein, die von dem Brennstoff, seiner Konzentration, der Temperatur, dem Druck und weiteren Parametern (z. B. geometrischer Natur) abhängen. Für jedes Brenngas/Luft-Gemisch gibt es bei konstantem Druck und konstanter Temperatur eine Konzentration, bei der die für eine Zündung notwendige Energie minimal wird. Man spricht dann vom *zündwilligsten* Gemisch. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.3 am Beispiel eines Propan/Luft-Gemisches gezeigt. Hier sind Zündgrenzkurven von Propan aus verschiedenen Quellen dargestellt. Auffällig ist dabei, dass die Angaben verschiedener Autoren sich mitunter stark unterscheiden. Zu den Gründen gehören die unterschiedlichen Aufbauten mit verschiedenen Elektrodengeometrien und ggf. auch unterschiedliche Kriterien für das Ziehen der Grenze zwischen Zündung und Nichtzündung. Wie bereits in der Einleitung angeklungen, existiert ein relativ breiter Bereich der Energie, innerhalb dessen sowohl Zündungen als auch Nichtzündungen auftreten. Daher steigt mit einer Erhöhung der Versuchsanzahl die Wahrscheinlichkeit, eine Zündung bei

Tabelle 2.1: Einteilung brennbarer Gase in Gasgruppen anhand der Normspaltweite (MESG) und zugehörige Bereiche der Mindestzündenergie.

Gasgruppe	MESG [3]	MZE [3]
IIA	$> 0,9 \text{ mm}$	$\geq 0,20 \text{ mJ}$
IIB	$0,5 \text{ mm} \leq \text{MESG} \leq 0,9 \text{ mm}$	$0,20 \text{ mJ} > \text{MZE} \gtrsim 0,05 \text{ mJ}$
IIC	$< 0,5 \text{ mm}$	$\lesssim 0,05 \text{ mJ}$

sehr geringer Energie zu beobachten. Dies drückt sich insbesondere auch in den unterschiedlichen Angaben zur MZE von Propan in Abb. 2.3 aus.

Im Explosionsschutz werden brennbare Gase entsprechend ihrer Gefährlichkeit in die Gasgruppen IIA (am wenigsten gefährlich), IIB und IIC (am gefährlichsten) eingeteilt. Die Einteilung erfolgt aufgrund ihrer spezifischen Zündfähigkeit, die mit der sicherheitstechnischen Kenngröße *Normspaltweite* (engl. *maximum experimental safe gap*, MESG) ausgedrückt wird [3]. Die MZE korreliert mit dieser Klassifizierung (Tabelle 2.1). Typische Vertreter der drei Gasgruppen sind die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Brenngase Wasserstoff (IIC), Ethen (IIB) und Propan (IIA).

Zur Motivation der vorliegenden Arbeit wurden bereits die statistischen Methoden angesprochen, mit denen seit einigen Jahren die Stochastik der Funkenzündung beschrieben wird. Bane [4] schlug vor, eine logistische Funktion der Form

$$P_Z(E) = \frac{1}{1 + \exp(-\beta_0 - \beta_1 E)} \quad (2.31)$$

zur Beschreibung der Zündwahrscheinlichkeit P_Z in Abhängigkeit von der Energie der Entladung E zu nutzen (vgl. Abb. 1.1). Die Regressionsparameter β_0 und β_1 werden dabei über die Maximierung der sog. Likelihood-Funktion

$$L = \prod_{i=1}^n P_Z(E_i)^{y_i} (1 - P_Z(E_i))^{1-y_i} \quad (2.32)$$

bestimmt, wobei y_i das Ergebnis eines einzelnen Zündexperiments ist. Es gilt $y = 1$ für eine Zündung und $y = 0$ für eine Nichtzündung. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass anhand relativ weniger Versuche eine Schätzung der Zündwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie sowie ein zugehöriges Konfidenzband angegeben werden können [17, 19, 20, 54]. Im Bereich geringer und großer Zündwahrscheinlichkeiten sind die relativen Unsicherheiten zwar größer als bei im Bereich von $P_Z \approx 50\%$, allerdings ist die Bestimmung geringer Zündwahrscheinlichkeiten mit akzeptabler Unsicherheit sehr aufwändig, wie Anhang A zeigt.

Allgemein anerkannt ist die MZE als Maß für die Grenzbedingung, unter der ein Gemisch gerade noch zündfähig ist [1]. Im Licht des stochastischen Verhaltens der Zündung bei Energien nahe der MZE ist die MZE jedoch keinesfalls als Grenzwert zu sehen. Vielmehr handelt es sich hierbei um die geringste jemals in einem Laboraufbau gemessene und dokumentierte Energie, die zu einer Zündung des betreffenden

Gasgemischs geführt hat. Darüber hinaus ist bekannt, dass neben der integralen Größe *Energie* auch die Art und Weise der Einbringung eine Rolle spielt. Verlustprozesse, die den Zündprozess unweigerlich begleiten, machen eine hinreichend schnelle Deponierung der Energie notwendig. Ein schnelles Einbringen der Energie führt zu einer Aufheizung, die zu einer Expansion des Gasvolumens führt, so lange die chemische Reaktion zu diesem Zeitpunkt nicht schneller ist als die Gasdynamik. Darüber lassen sich ein Mindestzündvolumen und eine Mindesttemperatur an der Oberfläche dieses Volumens definieren. Diese Bedingungen sind erforderlich, damit der Übergang zu einer selbsterhaltenden Verbrennung erfolgt und somit von einer Zündung gesprochen werden kann.

In der Literatur zur Zündung von Gemischen wird häufig ein kritischer Radius eines kugelförmigen Zündkerns bzw. dessen Volumen genannt, das erreicht werden muss, damit es zu einer Zündung kommt [1, 55–62]. Ballal und Lefebvre [63] beschreiben als Kriterium für eine erfolgreiche Zündung, dass zu dem Zeitpunkt, wenn der Flammenradius diesen kritischen Radius erreicht, die Temperatur nicht unter die adiabate Flammentemperatur des Gemischs T_{ad} abgefallen sein soll. Dann sollte die Wärmefreisetzungsrates in der Flammenzone, die den Flammenkern umgibt, größer sein als der gesamte Wärmestrom aus der Flamme durch Verluste. Dies impliziert, dass die charakteristische Abmessung des Flammenkerns größer oder gleich dem Löschabstand d_q (engl. *quenching distance*) sein muss. Die kleinstmögliche geometrische Form, die dieses Kriterium erfüllt, ist eine Kugel mit Durchmesser d_q . Daraus wird folgende Formulierung der MZE abgeleitet [63],

$$\text{MZE} = c_p \rho \Delta T_{ad} \left(\frac{1}{6} \pi \right) d_q^3 \quad (2.33)$$

die beschreibt, dass die Mindestzündenergie in einem Gemisch der Dichte ρ eine Kugel des Durchmessers d_q auf die adiabate Flammentemperatur T_{ad} aufheizt, wobei ΔT_{ad} die Temperaturdifferenz zur adiabaten Flammentemperatur ist. Neben dem Löschabstand wurde beispielsweise auch die Flammendicke δ_F als geeigneter Längenmaßstab vorgeschlagen [64]. Unter der Berücksichtigung des Einflusses der Lewiszahl bei gestreckten Flammen wurde der *flame ball radius* definiert, der den Radius einer sphärischen Flamme angibt, die diffusionsdominiert und stabil ist [58, 64]. Kürzlich konnte Chen [57, 65] aufgrund theoretischer Überlegungen zeigen, dass auch diese Beschreibung nur bis zu einer kritischen Lewiszahl gültig ist. Für $Le > 1,36$ weicht der von ihm vorgeschlagene kritische Flammenradius vom *flame ball radius* ab.

Eine Übersicht über alle Prozesse, die von einer elektrischen Entladung bis hin zur Zündung ablaufen, haben Eckhoff und Olsen [5] in Form einer Energiebilanz erarbeitet. Diese ist in Abb. 2.4 dargestellt. Ausgehend von der elektrisch zur Verfügung stehenden Energie bildet sich durch den Townsend-Mechanismus und Plasmaprozesse eine elektrische Entladung. Dabei kommt es zu ohmschen Verlusten im Stromkreis, die allerdings unter bestimmten Bedingungen vernachlässigbar klein sind (vgl. Abschnitt 2.1.5, [1]). Weiterhin sendet die Entladung elektromagnetische

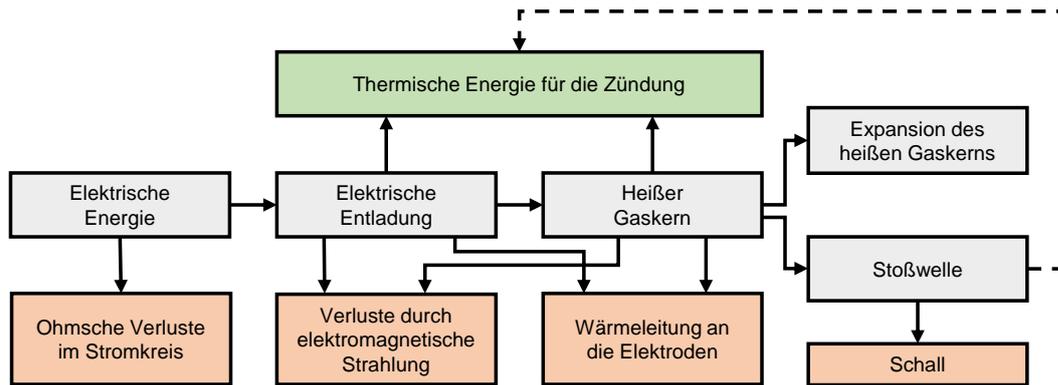


Abbildung 2.4: Energiebilanz einer elektrischen Entladung basierend auf der Theorie der Wärmeübertragung (nach Eckhoff und Olsen [5]).

Strahlung im sichtbaren und ultravioletten Frequenzbereich aus, die die für die Zündung zur Verfügung stehende Energie reduziert. Nach dem Ende der Entladung bleibt ein heißer Gaskern zurück, der aufgrund der hohen Temperatur und des hohen Drucks expandiert. An seinem Rand bildet sich wegen der überkritischen gasdynamischen Verhältnisse eine Stoßwelle, die nach etwa $0,5 \mu\text{s}$ ablöst und sich mit Überschallgeschwindigkeit nach außen fortpflanzt. Sowohl während der Entladung als auch danach wird Wärme aus dem heißen Gas an die kalten Elektroden abgeführt. Zusätzlich werden Radikale, die durch Plasmaprozesse oder thermisch entstehen, an der Metalloberfläche der Elektroden gequenchet. Die Stoßwelle stellt einen Verlust dar, da sie Energie aus dem Kern nach außen transportiert. Ihr Durchgang führt allerdings auch zu einer geringen Aufheizung des umgebenden Gases, was zumindest im Nahbereich des Kerns eine Zündung begünstigt.

Neben dem Bereitstellen einer hinreichenden Temperatur zum Fortgang der Verbrennungsreaktion kommt es in elektrischen Entladungen durch plasmaphysikalische Prozesse auch zur Bildung von Radikalen. Radikale sind wegen ihrer hohen Reaktivität besonders wichtig für die Kettenreaktion der Verbrennung. So konnte Langer [66] für den Fall von repetierenden Teilentladungen zeigen, dass durch die Entstehung von Radikalen in einem Nichtgleichgewichtsplasma die Zündtemperatur ca. 250 K niedriger ist als bei rein thermischer Aufheizung. Die exothermen Reaktionen der Radikale gleichen die Temperaturverluste aus, so dass trotz geringerer Spitzentemperatur eine Zündung erfolgt. Auch andere Entladungsarten führen zu Niedertemperaturplasmen und können durch nichtthermische Radikalbildung die Zündung begünstigen. Dazu sei auf die Übersichtsartikel von Starikovskaia [67, 68] verwiesen.

2.3 Numerische Modellierung

2.3.1 Gasdynamik und Verbrennung

Über den Vergleich von experimentellen Daten mit numerischen Simulationen lassen sich zusätzliche Erkenntnisse gewinnen.³ Die numerische Simulation von Verbrennungsprozessen erfordert die Modellierung vieler Teilprozesse, die auf unterschiedlichen räumlichen und zeitlichen Skalen ablaufen. Dazu werden die Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls, Energie und chemischen Spezies gelöst und in der Zeit integriert [69]. Die chemischen Reaktionen werden in Form eines Reaktionsmechanismus mit kinetischen Daten berücksichtigt. Um den Energieeintrag in das System durch die elektrische Entladung zu modellieren, wird der Energiebilanz ein Quellterm q hinzugefügt, der für Zeiten t während der Dauer der Entladung τ_E aktiv ist. Er hat die Form

$$q(r) = \begin{cases} \frac{w}{\tau_E} \exp\left(-\left(\frac{r}{r_0}\right)^8\right) & , 0 \leq t \leq \tau_E \\ 0 & , t > \tau_E \end{cases} , \quad (2.34)$$

wobei r_0 der Radius des Energieeintrags ist und die Energiedichte w durch [73]

$$w = \frac{E}{d\pi r_0^2 \frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right)} . \quad (2.35)$$

definiert ist. Dabei berücksichtigt der Faktor $\frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right) \approx 0,906$ mit der Eulerschen Gammafunktion Γ , dass der Quellterm nicht rechteckig ist. Die Form des Quellterms als Funktion der radialen Koordinate ist auf Abb. 2.5 gezeigt. Obwohl die Form von q ursprünglich für eine Laser-Zündung angepasst wurde, approximieren die sehr steilen Flanken des Profils gut den radialen Verlauf der Stromdichte in einem Plasmakanal, die dem Wärmeeintrag proportional ist. Aus dem Graphen wird klar, dass der Radius der Quelle r_0 bei einer Intensität von $1/e$ definiert ist. Die Wahl von r_0 beeinflusst die Simulation stark, wie in Abschnitt 3.5 gezeigt wird.

Obwohl das Experiment natürlich in drei Raumdimensionen abläuft, kann für eine gewisse Zeit zylindrische Symmetrie angenommen werden [71]. Daher reduziert sich der Rechenaufwand auf ein eindimensionales Problem im Raum mit der Koordinate r als Abstand von der Symmetrieachse.

³Das im folgenden vorgestellte Modell wurde von Prof. Dr. Ulrich Maas (Karlsruher Institut für Technologie) entwickelt [69]. Die in dieser Arbeit gezeigten Rechnungen wurden von Dr. Detlev Markus und Johann-Robert Kummer (beide Physikalisch-Technische Bundesanstalt) durchgeführt [70–72].

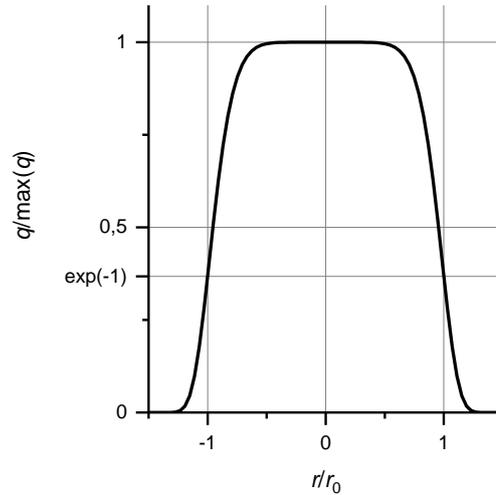


Abbildung 2.5: Form des Quellterms in der numerischen Simulation.

2.3.2 Plasmaprozesse

Ein weiteres numerisches Modell wurde für einen Vergleich mit Teilergebnissen dieser Arbeit genutzt.⁴ Dieses Modell ist zwar nicht in der Lage, die Verbrennung zu simulieren, kann aber mit Angaben zu elektrischen Parametern aus dem Experiment die wichtigsten Plasmaprozesse sowie die gasdynamischen Prozesse berechnen. Auch hier wird von zylindrischer Symmetrie ausgegangen und es werden die Massenerhaltungsgleichung, die Impulserhaltungsgleichung, die Energieerhaltungsgleichung und die Erhaltungsgleichung für chemische Spezies gelöst. Die Grundgleichungen des Modells haben die Form [76, 77]

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} \\ x_i \end{pmatrix} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u \\ u \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} + p \right) + \lambda_T \frac{dT}{dr} \\ u x_i \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ r \left(\zeta |\vec{E}|^2 - W_{em} \right) \\ r \dot{\omega}_i \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Die vier partiellen Differentialgleichungen sind von oben nach unten die Massenerhaltungsgleichung, die Impulserhaltungsgleichung, die Energieerhaltungsgleichung und die Erhaltungsgleichung für chemische Spezies. In der Energieerhaltungsgleichung bezeichnen ε die spezifische innere Energie, λ_T die Temperaturleitfähigkeit, ζ die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas und W_{em} die Verluste durch Strahlung. In der Erhaltungsgleichung der chemischen Spezies sind x_i die Molenbrüche der Spezies i und $\dot{\omega}_i$ die Änderungsrate der Konzentration der Spezies i aufgrund chemischer Reaktionen.

⁴Dieses Modell wurde von Dr. Kostyantyn Korytchenko (Nationale Technische Universität „Polytechnisches Institut Charkiw“, Ukraine) entwickelt [74–76] und die in dieser Arbeit gezeigten Rechnungen wurden von ihm durchgeführt [77].

Hervorzuheben ist, dass in der Energieerhaltungsgleichung auf der rechten Seite Terme enthalten sind, mit denen die der Energieeintrag durch den Stromfluss und Strahlung als eine Energiesenke berücksichtigt werden. Hinsichtlich der Plasma-prozesse werden die Spezies O_2 , O , O^+ , O^{2+} , N_2 , N , N^+ , N^{2+} und e^- (Elektronen) berücksichtigt. Diffusion ist in diesem Modell nicht integriert.

Mit diesem Modell ist es möglich, den Aufbau des elektrisch leitfähigen Plasmakanals zu berechnen. Die Ionisierung und Dissoziation der Gasmoleküle wird auch modelliert. Dadurch kann der Energieeintrag durch den Funken realitätsnäher dargestellt werden als über den Energiequellterm in Gleichung (2.34), obwohl auch hier Annahmen für die Initialisierung eines Plasmakanals getroffen werden müssen.

3 Aufbau und Durchführung der Versuche

In diesem Kapitel wird zunächst auf die allgemeinen Randbedingungen und die Durchführung der Experimente eingegangen (Abschnitt 3.1). Anschließend wird in Abschnitt 3.2 der elektrische Aufbau erklärt. In den Abschnitten 3.4 bis 3.6 werden die verwendeten Messtechniken (das Schlieren-Verfahren, die optische Emissionsspektroskopie sowie die laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals) vorgestellt und die entsprechenden Aufbauten beschrieben.

Es wurden die zündwilligsten Gemische von Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft untersucht. Diese Brenngase stehen repräsentativ für die Explosionsgruppen IIA, IIB und IIC und werden im Explosionsschutz häufig als Testgase genutzt. Für die vorliegende Arbeit wichtige charakteristische Eigenschaften der zündwilligsten Gemische sowie die Bedingungen, unter denen die geringsten Zündenergien erzielt werden, sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Diese *MZE-Bedingungen* sind aus Vorarbeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bekannt [3, 20, 78, 79].

3.1 Versuchsdurchführung

Die zu untersuchenden elektrischen Entladungen wurden zwischen zwei zylindrischen Wolframelektroden erzeugt, die einen Durchmesser von 2,4 mm hatten. Die Elektroden waren abgerundet, so dass eine Halbkugel-Anordnung vorlag (Abb. 3.1). Der Aufbau befand sich in einem gasdichten Gefäß aus Edelstahl, an dessen zylindrischen Grundkörper (Durchmesser 140 mm, Höhe 110 mm) vier Flansche angeschweißt waren (Abb. 3.2). In jeden Flansch konnte eine Endplatte eingesetzt werden, wahlweise ein Quarzglasfenster mit geeigneter Beschichtung für den optischen Zugang (lichter Durchmesser 55 mm), eine Platte mit Anschluss für eine Gasleitung oder ein Blindflansch.

Zu Beginn einer Versuchsreihe wurde zunächst der Elektrodenabstand auf den gewünschten Wert eingestellt. Dies erfolgte unter Zuhilfenahme einer Fühlerlehre mit

Tabelle 3.1: Die zündwilligsten Gemische von Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft. v – Volumenkonzentration des Brenngases in Luft, Φ – Äquivalenzverhältnis, Le_{eff} – effektive Lewiszahl, MZE – Mindestzündenergie, d – Elektrodenabstand.

Gemisch	$v/\text{Vol.-%}$	Φ	Le_{eff}	MZE / μJ [3]	d/mm [20, 79]
H ₂ /Luft	23,3	0,72	0,56	17	0,5
C ₂ H ₄ /Luft	8,0	1,24	1,11	82	1,2
C ₃ H ₈ /Luft	5,2	1,31	1,17	240	1,7

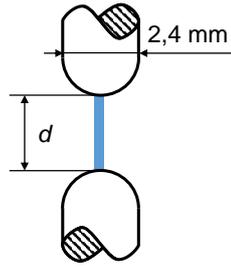


Abbildung 3.1: Elektrodengeometrie.

Abstufungen von 0,05 mm, so dass die erreichbare Genauigkeit bei der Einstellung auf $\pm 0,05$ mm begrenzt war. Der eingestellte Elektrodenabstand wurde über eine mit einer Punktmaske flächenhaft kalibrierte Kamera kontrolliert.

Danach wurde die Entladungsenergie eingestellt (vgl. Abschnitt 3.2). Die dazu notwendige Messung der Gesamtkapazität des Aufbaus erfolgte mit einem batteriebetriebenen LCR-Meter (Sourcetronic ST 2822). Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass keine Rückkopplung zwischen Messgerät und Aufbau über das Stromnetz erfolgen konnte, die die Messung stören würde. Zusätzlich war bei dieser Messung darauf zu achten, dass die Kapazität des Gesamtaufbaus inklusive aller Streukapazitäten erfasst wurde. Aufgrund der sehr geringen Kapazitäten in der Größenordnung von 10 pF war die Messung der Kapazität der begrenzende Faktor für die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Entladungsenergie.

Im nächsten Schritt wurde das Gefäß mit dem zu untersuchenden Gemisch gespült. Die Gasgemische hatten Raumtemperatur ($T = 21,5 \pm 1,0$ °C) und Umgebungsdruck ($p = 1000 \pm 40$ mbar). Das Gefäßvolumen wurde mindestens fünf Mal ausgetauscht ($5 \cdot 1,81 = 91$), um sicherzustellen, dass kein nennenswerter Anteil des vorherigen Inhalts verblieben war. Die Gemischaufbereitung erfolgte über je einen Massenstromregler (Bronkhorst EL-FLOW) für das Brenngas sowie für getrocknete Luft, deren relative Massenströme entsprechend eingestellt wurden. Zudem wurde mit einem Sauerstoffanalysator (Servomex MiniHD 5200) die volumetrische Sauerstoffkonzentration des zurückströmenden Gasgemisches geprüft, woraus einfach auf den tatsächlichen Brenngasanteil des Gemisches geschlossen werden kann.

Nach Schließen der Ventile für den Gaseinlass und -auslass wurde zur Beruhigung der Strömung im Inneren des Gefäßes eine Minute gewartet. Dann wurde eine Entladung erzeugt und mit der jeweiligen Messtechnik ein Datensatz aufgenommen. Nach jeder Zündung wurde das Gefäß zunächst zehn Minuten mit vorgetrockneter Druckluft bei Raumtemperatur gespült. Zum einen wurden so die Reaktionsprodukte, insbesondere das Wasser ausgespült, zum anderen war die Wartezeit auch notwendig, um die geringe Temperaturerhöhung der Gefäßwände nach einer Zündung auszugleichen.

Der Temperaturanstieg nach einer Zündung sowie die Abkühlphase wurden mit Thermoelementen auf der Außenwand des Gefäßes gemessen. Durch die Explosion im Inneren des Gefäßes kommt es an der Außenwand im Mittel zu einer Temperatur-

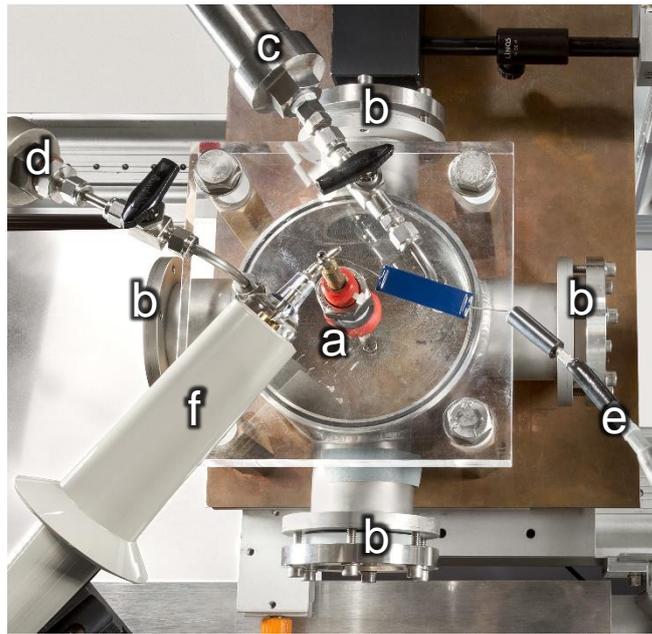


Abbildung 3.2: Versuchsgefäß (Draufsicht). a – Elektrodenhalterung, b – 4 Flansche für den optischen Zugang, c – Gaseinlass mit Flamm Sperre, d – Gasauslass mit Flamm Sperre, e – Kabel von der Hochspannungsquelle, f – Hochspannungstastkopf.

erhöhung von 2 °C. Erst nach gut 10 Minuten ist die Temperatur an der Außenseite wieder auf die Temperatur zu Beginn des Experimentes abgesunken, so dass nach einer Zündung entsprechend lange gewartet wurde, bevor das nächste Experiment gestartet wurde.

Die relative Luftfeuchte im Abgasstrom wurde nach einigen Experimenten mit Zündungen des Wasserstoff/Luft-Gemisches mit einem Feuchtesensor (Ahlborn AL-MEMO 2590) gemessen. Bei der Verbrennung des Wasserstoff/Luft-Gemisches fällt im Vergleich zu den anderen Gemischen am meisten Wasser als Reaktionsprodukt an. Daher ist hier auch die relative Luftfeuchte im Abgas am größten. Das Absinken der relativen Luftfeuchte im Abgasstrom ist in Abb. 3.3 dargestellt. Unmittelbar nach der Verbrennung des Gemisches beträgt die relative Feuchte im Mittel 36 %. Durch die Spülung des Gefäßes mit vorgetrockneter Druckluft für 10 Minuten wird die Feuchte auf etwa 3,5 % reduziert. Nach der Spülphase mit dem Brenngas/Luft-Gemisch, die ca. 2 Minuten dauert, beträgt der Restfeuchtegehalt im Abgasstrom im Mittel noch 0,1 %. Der maximal gemessene Wert war 0,3 %. Der Stoffmengenanteil des Wassers im Frischgas vor Beginn eines Versuchs ist demnach kleiner als 10^{-4} . Daher ist ein Einfluss der Feuchtigkeit auf die Experimente auszuschließen.

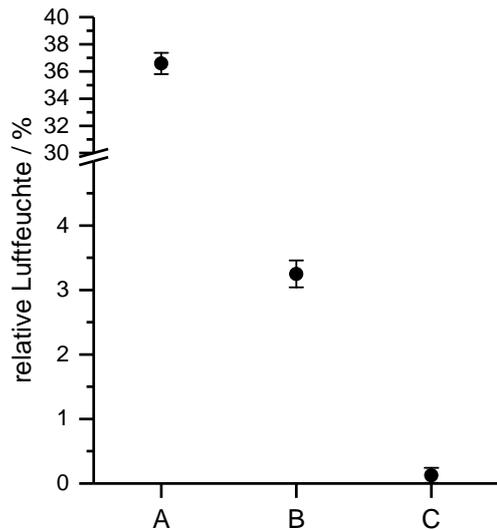


Abbildung 3.3: Absinken der relativen Luftfeuchte im Abgasstrom durch Spülen des Gefäßes. A – unmittelbar nach einer Explosion, B – nach 10-minütiger Spülung mit vorgetrockneter Druckluft, C – nach Spülung mit 9 l Wasserstoff/Luft-Gemisch.

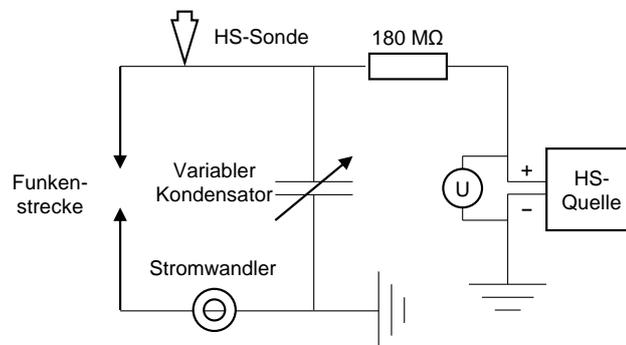


Abbildung 3.4: Ersatzschaltbild des elektrischen Aufbaus [71].

3.2 Elektrischer Aufbau zur Erzeugung von Entladungen

Ein Ersatzschaltbild des elektrischen Aufbaus zur Erzeugung elektrischer Entladungen geringer Energie ist in Abb. 3.4 gezeigt. Neben der Funkenstrecke besteht der Kreis im Wesentlichen aus einer Hochspannungsquelle (FUG HCP 35-35000), einem variablen Vakuum-Kondensator für den Bereich 3 pF bis 30 pF (Jennings CADC-30-10S) und einem hochohmigen Widerstand. Der Kondensator wird zunächst von der Spannungsquelle aufgeladen. Wenn es zu einer Entladung kommt, verhindert der Widerstand, dass im maßgeblichen Zeitrahmen ein nennenswerter Strom von der Spannungsquelle in das System fließen kann. Somit kann es nicht zu stehenden Entladungen oder wiederholten Entladungen kommen. Die in der Entladung umgesetzte Energie kann daher als die zuvor auf dem Kondensator gespeicherte Energie,

$$E = \frac{1}{2}CU^2, \quad (3.1)$$

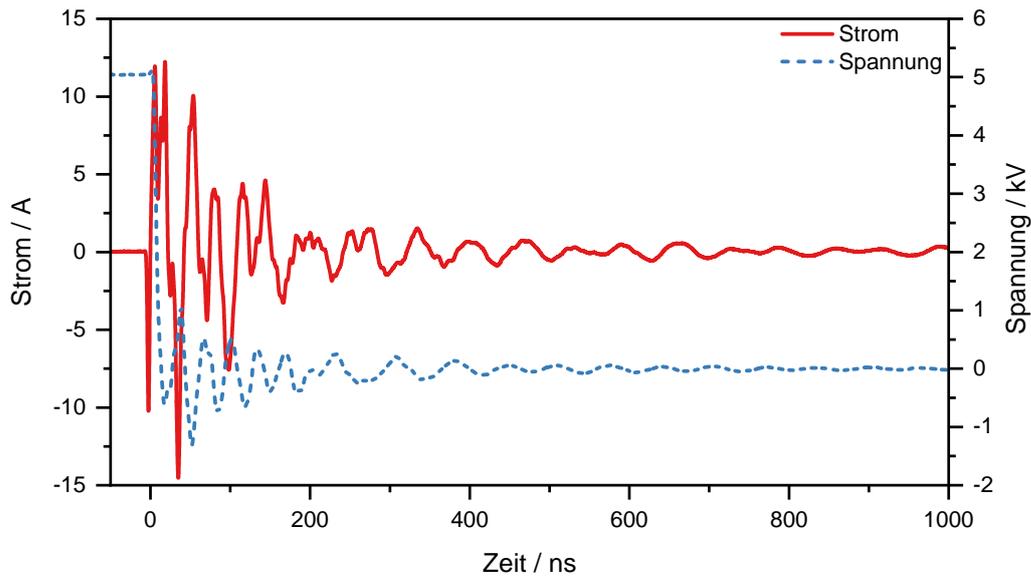


Abbildung 3.5: Strom- und Spannungsverlauf einer typischen Entladung.

angesehen werden. Hier bezeichnet C die Gesamtkapazität des elektrischen Kreises (inkl. parasitärer Kapazitäten) und U ist die angelegte Spannung kurz vor dem Durchbruch. Über einen Stromwandler (Rogowskispule Bergoz CT-B5.0) und eine Hochspannungssonde (Tektronix P6015A) wurden Strom und Spannung der Entladung gemessen. Die Kapazität des Tastkopfes beträgt ungefähr 3 pF, ist im Vergleich zu der Gesamtkapazität des Aufbaus also nicht vernachlässigbar. Daher wurde die Kapazität des Aufbaus stets bei angeschlossenem Hochspannungstastkopf bestimmt. Beide Signale wurden mit einem Breitband-Oszilloskop (Yokogawa DLM6054) aufgezeichnet.

Der typische Strom- und Spannungsverlauf einer Entladung ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die Durchbruchspannung U_d wird als der Mittelwert der Spannung über einige 100 ns vor dem Durchbruch bestimmt und beträgt in diesem Beispiel knapp 5 kV. Innerhalb von 10 ns fällt die Spannung auf null ab. Der Strom erreicht Spitzenamplituden von 10 A bis 15 A. Sowohl der Strom als auch die Spannung oszillieren noch einige 100 ns um null und es erfolgt nur noch ein geringer Energieeintrag.

3.3 Auslösen elektrischer Entladungen mit gepulstem ultraviolettem Laserlicht

Wie im Abschnitt 2.1.4 beschrieben, kommt es zum Gasdurchbruch und damit zu einer elektrischen Entladung, wenn die angelegte Spannung größer oder gleich der Durchbruchspannung ist. Diese Durchbruchspannung hängt ab von den Stoffeigenschaften des Gasgemischs, vom Druck, vom Elektrodenabstand und ggf. von geometrischen Aspekten und der Rauheit der Elektroden (Feldstärkeüberhöhung).

Für eine feste Anordnung existiert eine Spannung, oberhalb derer es zu zufälligen Zeitpunkten zu Entladungen kommt. Wird die Spannung erhöht, so steigt die Wahrscheinlichkeit für einen Durchbruch. Bei Absenken der Spannung verringert sich die Wahrscheinlichkeit immer weiter, bis es praktisch zu keinen Durchbrüchen innerhalb interessierender Zeitskalen (einige Minuten) mehr kommt. Die Durchbruchspannung ist in der Praxis also kein Grenzwert, sondern es existiert ein Bereich, in dem es relativ selten zu Entladungen kommt. Der tatsächliche Zeitpunkt einer Entladung in diesem Übergangsbereich hängt davon ab, wann und wo eine hinreichende Anzahldichte an Startelektronen für den Aufbau einer ersten Elektronenlawine zur Verfügung steht. Je größer die angelegte Spannung, desto geringer ist die notwendige minimale Anzahldichte an Elektronen und umgekehrt.

Für die messtechnische Untersuchung elektrischer Entladungen sowie insbesondere der Zündung durch elektrische Entladungen ergibt sich hier ein Problem: Einige Messgeräte weisen intrinsische Verzögerungen auf, die deutlich länger sind als die Zeitskalen, die untersucht werden sollen. Beispielsweise haben Nd:YAG-Laser, wie sie in der vorliegenden Arbeit bei der laserinduzierten Fluoreszenz zum Einsatz kamen, eine Ansprechzeit im Bereich einiger hundert Mikrosekunden; die verwendete CCD-Kamera hat eine Auslöseverzögerung von $6,5 \mu\text{s}$. Die gasdynamischen Prozesse laufen jedoch innerhalb einiger hundert Nanosekunden bis weniger Mikrosekunden ab und der Zündvorgang vollzieht sich auf Zeitskalen von etwa $100 \mu\text{s}$ bis $500 \mu\text{s}$. Würde also die Messtechnik auf eine sich zufällig ereignende elektrische Entladung reagieren, so wären sehr wichtige Zeitbereiche der Untersuchung nicht zugänglich.

Daher ist es notwendig, eine Entladung gezielt zu einem bestimmten Zeitpunkt auszulösen und die Messtechnik entsprechend vorher anzusteuern. In der Literatur finden sich verschiedene Aufbauten, mit denen dieses Problem angegangen werden kann. Ein Ansatz ist, einer statischen Spannung, die unterhalb der Durchbruchspannung liegt, einen kurzen Hochspannungsimpuls zu überlagern [80–82]. Der Puls ist zeitlich gut steuerbar und führt dazu, dass die Durchbruchspannung kurzzeitig weit überschritten wird, so dass es zu einem Durchbruch kommt. Der zusätzliche Energieeintrag durch den Hochspannungspuls ist gegenüber der Gesamtenergie der Entladung vernachlässigbar klein. Allerdings muss davon ausgegangen werden, dass das Strom-/Spannungsprofil der Entladung nicht mehr identisch mit dem einer normalen Entladung ist. Diese Methode wurde kürzlich mit dem Ansatz verglichen, eine der Elektroden beweglich zu machen und die Spannung konstant zu halten [83]. Ein Nachteil der letztgenannten Methode ist allerdings, dass der Elektrodenabstand zum Zeitpunkt der Entladung a priori nicht bekannt ist, was zum einen die MZE beeinflusst und zum anderen die Ausrichtung der optischen Messtechnik erschwert. Darüber hinaus wird durch die Bewegung der Elektrode ein Strömungsfeld induziert, welches den Zündprozess beeinflusst.

Im Bereich der durch Plasma unterstützten Zündung werden seit einigen Jahren repetierend gepulste elektrische Entladungen untersucht. Diese Entladungen bestehen nur aus der Durchbruchphase und haben eine typische Dauer von 10 ns bei einer Wiederholrate von 10 kHz . Hier wird ein kurzer Hochspannungsimpuls erzeugt, dessen Maximum weit oberhalb der Durchbruchspannung liegt, so dass zeitlich sehr

genau Entladungen erzeugt werden können. Diese Entladungen wurden sowohl experimentell [84–87] als auch numerisch [88, 89] detailliert vor dem Hintergrund der Zündung in Ottomotoren und der Wiederzündung von Flugzeugturbinen in großer Höhe untersucht. Bei dieser Entladung ist allerdings die genaue Durchbruchspannung aufgrund der sehr steilen Spannungsgradienten von vielen kV in 2 ns schwierig vorherzusagen. Außerdem wird diese Entladungsart bisher nur gepulst betrieben, während es zu Einzelentladungen keine Ergebnisse gibt.

Ein weiterer Ansatz ist, die an die Funkenstrecke angelegte Spannung langsam zu erhöhen, so dass dem stochastischen Prozess des Durchbruchs hinreichend viel Zeit gegeben wird und die Durchbruchspannung somit quasi festgelegt ist [82, 90]. Nach dem Auftreten einer Entladung wird die Spannungsquelle abgeschaltet, um das Auftreten weiterer Entladungen zu verhindern. Die zeitliche Genauigkeit dieser Methode wurde bisher nicht spezifiziert. Daher wurde dieses Konzept im Rahmen der Arbeit [91] näher untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Vorhersage des Zeitpunktes einer Entladung nicht hinreichend genau möglich ist, um das angesprochene Problem der Synchronisierung mit den Messgeräten zu lösen.

Die Entladung kann auch durch das Umlegen einen mechanischen oder elektrischen Schalters ausgelöst werden [92]. Zunächst wird ein Kondensator von einer Hochspannungsquelle auf eine Spannung oberhalb der Durchbruchspannung aufgeladen. Durch Umlegen des Schalters wird der Kondensator von der Quelle getrennt und mit der Funkenstrecke verbunden. Dadurch kommt es zu einer Entladung, deren Zeitpunkt von der Spannung des Kondensators und der Zeitkonstanten des Schalters abhängig ist. Auch zu dieser Methode liegen keine Informationen vor, inwiefern sie zur zeitlich genauen Auslösung von Entladungen geeignet ist. Sie wird in der Literatur selten verwendet und wird hier nicht weiter untersucht.

Vor dem Hintergrund der Bestimmung der MZE wurde von Langer u. a. [79] der bekannte Effekt ausgenutzt, dass ultraviolette Strahlung die Auftretenswahrscheinlichkeit elektrischer Entladungen erhöht [29]. Dadurch konnte die Durchbruchspannung quasi konstant gehalten werden. Ein großer Vorteil dieser Methode im Vergleich zu den oben beschriebenen Ansätzen ist, dass die elektrischen Parameter der Entladung nicht verändert werden. Außerdem wird durch das ultraviolette Licht keine nennenswerte Energiemenge zusätzlich zur Energie der elektrischen Entladung selbst in das Gasvolumen eingetragen. Auch ist die Position der Entladungen konstant, da die Elektroden nicht bewegt werden. Allerdings wurde von Langer u. a. [79] eine Konstantlichtquelle verwendet, die keine zeitliche Ansteuerung der Entladungen zuließ.

Dieses Konzept wurde in der vorliegenden Arbeit erweitert und genutzt, um elektrische Entladungen geringer Energie zu zeitlich sehr genau bestimmten Zeitpunkten zu erzeugen. Anstatt einer Konstantlichtquelle wurde das Licht eines gepulsten Nd:YAG-Lasers bei vierfacher Frequenz (entsprechend einer Wellenlänge von $\lambda = 266$ nm) genutzt. Die Anordnung des Strahls in Relation zu den Elektroden ist in Abb. 3.6 skizziert. Der Laserpuls hatte eine Dauer von 7 ns bis 10 ns. Er hatte ein Gaußsches Strahlprofil mit einem Durchmesser von $d_{\text{Laser}} = 6,5$ mm, der über das Kriterium des Absinkens der Intensität auf $1/e^2$ des Maximalwerts definiert wird.

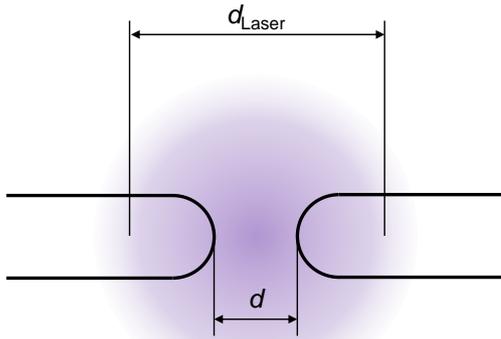


Abbildung 3.6: Elektrodengeometrie und Positionierung des UV-Laserstrahls [91]. Der Strahl ist orthogonal zur Zeichenebene gerichtet. Sein Durchmesser ist bei einem Intensitätsabfall des Gaußschen Strahlprofils auf $1/e^2 \approx 13,5\%$ angegeben.

Wichtig ist an dieser Stelle die Anmerkung, dass der Laserstrahl nicht fokussiert wurde. Bei einer Fokussierung kann sich ein Laserplasma ausbilden, das selbst schon eine Zündquelle sein kann, zumindest jedoch einen erheblichen Energieeintrag in das System bedeutet. Die Laserzündung von Brenngas/Luft-Gemischen war Gegenstand vieler Forschungsarbeiten [z. B. 93–97]. Diese Arbeiten haben gezeigt, dass der Zündprozess durch Laser nicht vergleichbar mit dem durch elektrische Entladungen ist. Speziell sind die MZE-Werte für Wasserstoff bei der Laserzündung größer [93]. In Abschnitt 4.1 wird der Einfluss der Fokussierung diskutiert.

Der Mechanismus zur Auslösung der Entladungen sollte jedoch möglichst nicht in den Ablauf der Zündung eingreifen. Daher wurde ein nichtfokussierter Laserstrahl verwendet, der teils zwischen den Elektroden verlief und teils die Spitzen der abgerundeten Elektroden traf. Aufgrund mehrerer Effekte kam es dabei zur Generierung einer großen Anzahl an freien Elektronen im Bereich zwischen den Elektroden, die anschließend im elektrischen Feld beschleunigt wurden, dabei durch Stöße Sekundärelektronen erzeugten und letztlich zum Durchbruch der Funkenstrecke führten. Zu den Effekten, die zur Freisetzung von Elektronen führen, gibt es umfangreiche Literaturangaben aus der Forschung an lasergetriggerten Funkenstrecken (*laser triggered spark-gaps*, LTSG) [98–104]. Bei den LTSG werden allerdings fokussierte Laser verwendet, um Entladungen anzustoßen. Zu den wesentlichen Prozessen hierbei gehören die Ionisierung durch Mehr-Photonen-Absorption, inverse Bremsstrahlung und Kaskaden-Stoßionisation [104]. Diese Vorgänge stehen in Konkurrenz zu Deionisationsprozessen durch Diffusion, Rekombination und Energieverlusten durch Strahlung [104].

Im vorliegenden Fall gibt es zwei Unterschiede zu klassischen LTSG: Erstens ist durch die fehlende Fokussierung des Laserstrahls die Strahldichte deutlich geringer; daher ist der Anteil der Mehr-Photonen-Absorption an den Ionisationsprozessen als geringer einzustufen. Zweitens trifft der Laserstrahl teilweise auf die Metalloberfläche der Elektroden. Hier kommt es durch den photoelektrischen Effekt [105] infolge der Bestrahlung mit ultravioletterem Licht zur Auslösung von Elektronen aus dem Metall. Die Anzahl der ausgelösten Elektronen ist eine Funktion der Laserintensität, während die kinetische Energie der Elektronen E_{kin} beim Austritt von der Frequenz

des Lichts nach der Einsteingleichung [105]

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W \quad (3.2)$$

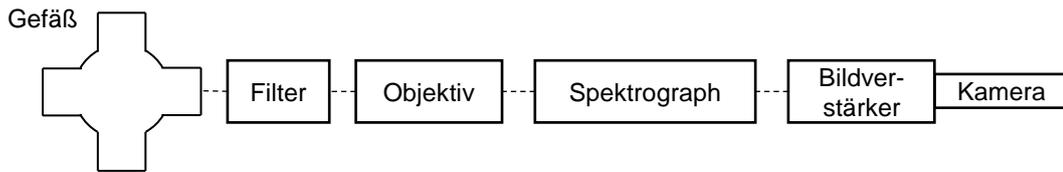
abhängt. Dabei bezeichnet W die Austrittsarbeit. Für das in der vorliegenden Arbeit verwendete Elektrodenmaterial Wolfram beträgt sie $W \approx 4,5 \text{ eV} = 7,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ [106]. Die Grenzwellenlänge, bei der gerade noch Elektronen frei werden, ist somit $\lambda = hc_L/\nu = 273 \text{ nm}$, wobei c_L die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Bei größeren Wellenlängen wird die Austrittsarbeit nicht überwunden und es können keine Elektronen frei werden.

Um das vorgeschlagene Verfahren zum Auslösen einzelner Entladungen nutzen zu können, wird die an die Funkenstrecke angelegte Spannung reduziert. Dies ist notwendig, damit es nicht zu zufälligen Entladungen kommt. Die angelegte Spannung sollte jedoch so nah wie möglich an der Durchbruchspannung nach der Paschenkurve liegen, damit die Entladungsscharakteristik bestmöglich erhalten bleibt. In der Praxis zeigte sich, dass die Spannung um 1 % bis 2 % reduziert werden musste. Das Kriterium für ein erfolgreiches Auslösen einer Entladung ist ein Zusammenspiel der Differenz zwischen der angelegten Spannung und der Durchbruchspannung einerseits und der Anzahl der zusätzlich erzeugten freien Elektronen andererseits [23]. Die Anzahl der erzeugten Elektronen wiederum hängt von der Laserintensität bzw., im Fall gepulster Laser, von der Laserenergie ab. Die Laserenergie wurde so klein wie möglich gewählt, damit ein Einfluss auf die Zündung ausgeschlossen werden konnte. Auf der anderen Seite musste sie groß genug sein, um wiederholbar zum Auslösen einer einzelnen Entladung zu führen. Aus diesen Anforderungen ergab sich eine Laserenergie von $50 \pm 5 \text{ mJ}$ bei $\lambda = 266 \text{ nm}$ [91]. Von dieser einfallenden Energie tragen jedoch nur kleine Anteile zum gewünschten Effekt bei, während der größte Anteil das Volumen ohne Wechselwirkung passiert oder an den Elektroden reflektiert wird.

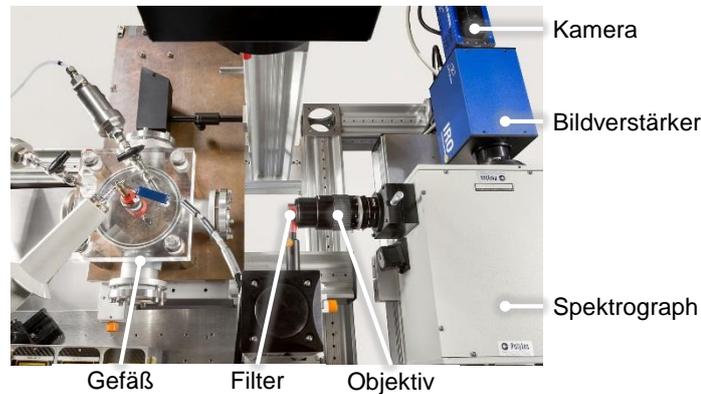
3.4 Optische Emissionsspektroskopie

Die optische Emissionsspektroskopie (OES) ist ein optisches Messverfahren, bei dem Licht spektral zerlegt und anschließend detektiert wird. Aus den im Spektrum enthaltenen Emissionslinien können Informationen über die Lichtquelle erhalten werden [26, 107, 108]. Der quantenmechanische Hintergrund zu Übergängen und Spektren ist beispielsweise bei Demtröder [25] und Haken und Wolf [109] zu finden. Hier wurde die Messtechnik genutzt, um das von der elektrischen Entladung ausgesandte Licht zu analysieren und daraus die rotatorische sowie die vibratorische Temperatur des Plasmas, T_{rot} und T_{vib} , zu bestimmen.

Der in dieser Arbeit verwendete Messaufbau ist in Abb. 3.7 dargestellt. Das Licht der Entladung wird von einem geeigneten Objektiv (UV-Nikkor 105 mm f/4.5) aufgefangen, danach in einem Gitterspektrographen (Acton Research SpectraPro 300-i) spektral zerlegt, mit einem Bildverstärker (LaVision Intensified Relay Optics) verstärkt und schließlich von einer CCD-Kamera (LaVision Imager ProPlus 2M)



(a) Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.



(b) Foto der wesentlichen Bestandteile des Aufbaus.

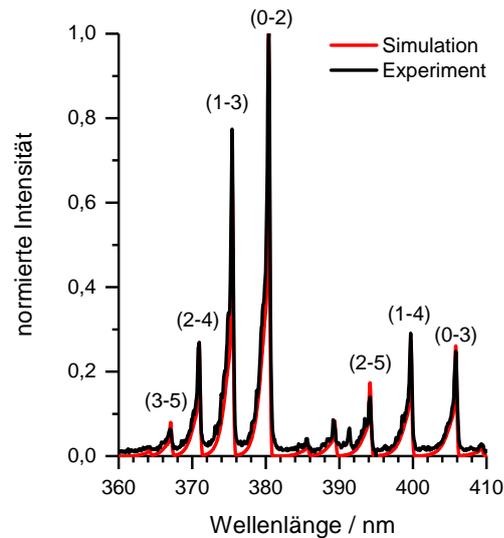
Abbildung 3.7: Versuchsaufbau für die optische Emissionsspektroskopie.

detektiert. Vor dem Objektiv wurde eine Kombination aus zwei optischen Filtern positioniert, die den Wellenlängenbereich einschränkte, der den Spektrographen erreichte. Das Gitter des Spektrographen hatte 1200 Linien/mm und die spektrale Auflösung des Systems betrug 0,25 nm. Das Mess-System wurde hinsichtlich der Wellenlänge mittels einer Quecksilberdampfampe (Newport 6035) kalibriert. Die relative spektrale Empfindlichkeit des Aufbaus wurde über eine kalibrierte Halogenlampe (CMS Schreder KS-J1011) bestimmt und entsprechend korrigiert.

Die Intensität einer einzelnen Entladung nach spektraler Zerlegung war trotz Bildverstärkung sehr gering. Deshalb wurden gleichartige Entladungen mit einer Frequenz von 2 Hz erzeugt und die Spektren mehrerer Entladungen auf einer Aufnahme der CCD-Kamera integriert. Dadurch konnte das Signal-Rausch-Verhältnis stark verbessert werden. Die Belichtungszeit für jede Entladung wurde dabei durch die Öffnungszeit des Bildverstärkers vorgegeben. Diese wurde auf den geringstmöglichen Wert von 10 ns eingestellt, um mögliche zeitliche Veränderungen der Temperatur über die Dauer der Entladung auflösen zu können.

Der Spektrograph wurde so eingestellt, dass der Wellenlängenbereich von ca. 360 nm bis 410 nm beobachtet werden konnte. Die oben angesprochenen optischen Filter waren ein Langpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von 355 nm (Edmund Optics Raman-Kantenfilter) und ein Kurzpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von 500 nm (Edmund Optics, OD 4). Diese Kombination diente einerseits dazu, störendes Licht bei den Laserwellenlängen des für die Auslösung der Entladungen genutzten Nd:YAG-Lasers (532 nm, 355 nm und 266 nm) zu blockieren (vgl. Abschnitt 3.3).

Abbildung 3.8: Vergleich eines per OES gemessenen und eines simulierten Spektrums. Die Zahlen über den Linien geben das obere und untere Vibrationsniveau des Übergangs in der Form ($v'' - v'$) an.



Andererseits konnte durch den Langpassfilter verhindert werden, dass von der Entladung stammendes Licht bei niedrigeren Wellenlängen im interessierenden Bereich des Spektrums auftaucht. Dieser Effekt tritt auf, wenn das Licht der zweiten (oder höheren) Beugungsordnung vom optischen Gitter des Spektrographen auf den Austrittsspalt fällt.

Die erhaltenen experimentellen Spektren wurden mit numerisch simulierten Spektren verglichen (Abb. 3.8). Dieser Vergleich erfolgte anhand des sog. zweiten positiven Systems von Stickstoff, das mit der Notation $N_2(C^3\Pi_{u,v'}) \rightarrow (B^3\Pi_{g,v'')$ beschrieben wird. Eine Datenbank numerischer Spektren wurde mit dem Programm *Specair 3.0* [36, 39] generiert, wobei die rotatorische und die vibratorische Temperatur systematisch in den Bereichen $300\text{ K} \leq T_{\text{rot}} \leq 1000\text{ K}$ bzw. $1000\text{ K} \leq T_{\text{vib}} \leq 6000\text{ K}$ variiert wurden. Aus der besten Übereinstimmung eines simulierten Spektrums mit dem experimentellen Spektrum wurden die Temperaturen T_{rot} und T_{vib} bestimmt [110].

3.5 Schlieren-Verfahren

Das Schlieren-Verfahren gehört gemeinsam mit den beiden verwandten Methoden Schatten-Verfahren und Interferometrie zu den ältesten Methoden der optischen Strömungsmesstechnik [111]. Ziel des Verfahrens ist es, geringe Inhomogenitäten in durchsichtigen Medien, die sog. Schlieren, sichtbar zu machen [112]. Treten in einem ansonsten homogenen Medium lokal Änderungen des Brechungsindex auf, so wird an diesen Stellen das Licht abgelenkt. Wird paralleles Licht durch das Medium geführt, so führen diese lokale Ablenkungen dazu, dass auf einem dahinter platzierten Schirm hellere und dunklere Bereiche auftreten. Von den Stellen mit Änderungen des Brechungsindex wird das Licht weggebrochen, so dass hier dunkle Bereiche entstehen. Dort, wo dieses Licht hin abgelenkt wird, ist die Intensität größer.

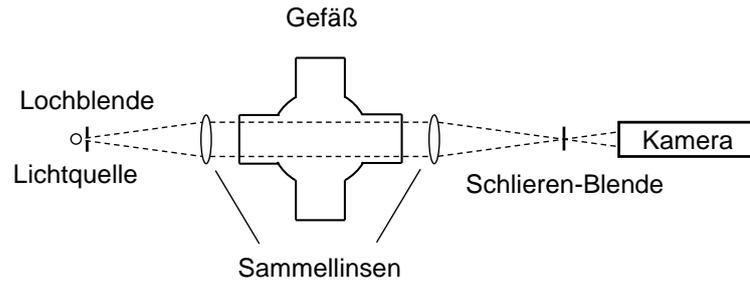


Abbildung 3.9: Skizze des Schlieren-Aufbaus.

Beim Schlieren-Verfahren wird das Lichtbündel hinter dem Untersuchungsvolumen wieder fokussiert. Mittels einer Schneide wird ein Großteil der regulären (nicht gebrochenen) Strahlen abgeschnitten, so dass hauptsächlich diejenigen gebrochenen Strahlen die Blende passieren, die Informationen zur Verteilung des Brechungsindex enthalten. Diese werden dann auf einem Schirm dargestellt oder von einer Kamera aufgefangen.

Bei Gasen ist der Brechungsindex n im Wesentlichen eine Funktion der Dichte ρ nach der Gladstone-Dale-Gleichung [113]

$$n - 1 = K_{GD} \rho, \quad (3.3)$$

wobei K_{GD} die stoffabhängige Gladstone-Dale-Konstante bezeichnet. Die Gasdichte wiederum hängt nach der idealen Gasgleichung von der Temperatur und dem Druck ab [41],

$$\rho = \frac{pM}{R_u T}, \quad (3.4)$$

wobei M die mittlere molare Masse des Gases und $R_u = 8,314 \text{ J}/(\text{mol K})$ die universelle Gaskonstante bezeichnen. Damit können durch das Schlieren-Verfahren Gradienten des Drucks oder der Temperatur in gasförmigen Medien sichtbar gemacht werden. Eine typische Anwendung für das Schlieren-Verfahren ist daher die Untersuchung von Verdichtungsstößen in Überschallströmungen [114]. Die Messgröße beim Schlieren-Verfahren ist der Ablenkungswinkel, so dass es sensitiv für Änderungen in den ersten partiellen Ableitungen der Dichte nach beiden den Raumrichtungen orthogonal zur Strahlachse des parallelen Lichtbündels ist [113].

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Phänomene mit dem Schlieren-Verfahren untersucht: zum einen die Ausbreitung des heißen Kerns und der Druckwelle, die sich in Folge einer elektrischen Entladung bilden, und zum anderen die Flammenausbreitung nach der Zündung durch eine elektrische Entladung. Die Aufbauten für beide Untersuchungen waren im Wesentlichen identisch und unterschieden sich nur in der Wahl der Lichtquelle, der Schlieren-Blende und der Kamera. Abbildung 3.9 stellt schematisch den Aufbau dar. Er bestand aus einer Lichtquelle, hinter der im kurzen Abstand eine Lochblende angeordnet war. Diese Lochblende stand im Brennpunkt einer Sammellinse mit Brennweite 500 mm, so dass hinter der Sammellinse ein

Bündel parallelen Lichts entstand. Dieses Lichtbündel durchlief das Versuchsgefäß, in dem die elektrischen Entladungen erzeugt wurden. Hinter dem Gefäß wurde das Licht mittels einer gleichartigen Sammellinse wieder fokussiert. Im Brennpunkt der zweiten Linse war eine Schlieren-Blende installiert und so ausgerichtet, dass der Großteil des unbeeinflussten Lichts abgeschnitten wurde. Das die Blende passierende Licht wurde von einer Kamera aufgefangen.

Für die Untersuchung der Flammenausbreitung wurde als Lichtquelle eine lichtstarke LED (Luminus SBT-70-G) in Kombination mit einer Lochblende (Durchmesser 1 mm) verwendet. Diese hat gegenüber einer Weißlichtquelle den Vorteil, dass durch den schmalen Frequenzbereich des ausgesandten Lichts kaum chromatische Aberrationen an den Linsen auftreten. Der Frequenzbereich ist im Gegensatz zu einem Laser aber so breit, dass das Licht nicht als monochromatisch angesehen werden kann, so dass keine Interferenzmuster entstehen. Als Schlieren-Blende wurde eine weitere Lochblende (Durchmesser 0,5 mm) genutzt, so dass die Dichtegradienten in beiden planaren Raumrichtungen gleich stark erfasst wurden. Die Bilder wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Photron Fastcam SA-5) bei 62 500 Bildern/s und einer örtlichen Auflösung von 12,3 Pixel/mm aufgenommen.

Im Gegensatz dazu konnte aufgrund der hohen Geschwindigkeit der ablaufenden Prozesse die Untersuchung der Ausbreitung von Kern und Druckwelle nur mit einer Einzelbildmethode erfolgen. Daher kam hier eine CCD-Kamera (LaVision Imager ProPlus 2M) zum Einsatz. Die örtliche Auflösung betrug 50 Pixel/mm. Um die sich schnell ausbreitende Druckwelle auf einer Aufnahme „einfrieren“ zu können, musste die Belichtungszeit sehr kurz gewählt werden. Deshalb wurde eine Blitz-Entladungslampe (Nanolite KL-L) mit einer Pulsdauer von unter 25 ns als Lichtquelle genutzt. Weil diese Lichtquelle fast linienförmig ist, konnte auf eine Blende hinter der Lichtquelle verzichtet werden. Als Schlieren-Blende wurde eine Rasierklinge verwendet, die parallel zur Achse der Elektroden ausgerichtet wurde. Somit wurden in den Schlieren-Aufnahmen die Dichtegradienten in radialer Richtung sichtbar.

Bestimmung der Radien von Kern und Druckwelle

Eine typische Schlieren-Aufnahme der Ausbreitung des heißen Kerns und der Druckwelle ist in Abb. 3.10 gezeigt. Hier wurde das radiale (orthogonal zur Elektrodenachse verlaufende) Intensitätsprofil ausgewertet, wie es durch die gestrichelte Linie in Abb. 3.10a angedeutet ist. In axialer Richtung wurde über fünf Bildpunkte gemittelt, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Anhand des Intensitätsprofils wurden der Kernradius und der Druckwellenradius bestimmt. Der Kernradius r_K wird als Halbwertsbreite der inneren Extrema des radialen Intensitätsprofils eines Schlieren-Bildes definiert. Genauer bedeutet dies, dass auf der linken Seite der Entladung der Radius gesucht wird, an dem von außen kommend zum ersten Mal die halbe Maximalintensität des Profils erreicht wird. Auf der rechten Seite wird entsprechend der Radius gesucht, bei dem die Intensität zum ersten Mal den halben Minimalwert unterschreitet. Dieses Kriterium liefert Radien, die sehr gut zum visuellen Eindruck passen, wie Abb. 3.11 zeigt. In dieser Abbildung ist für eine Bei-

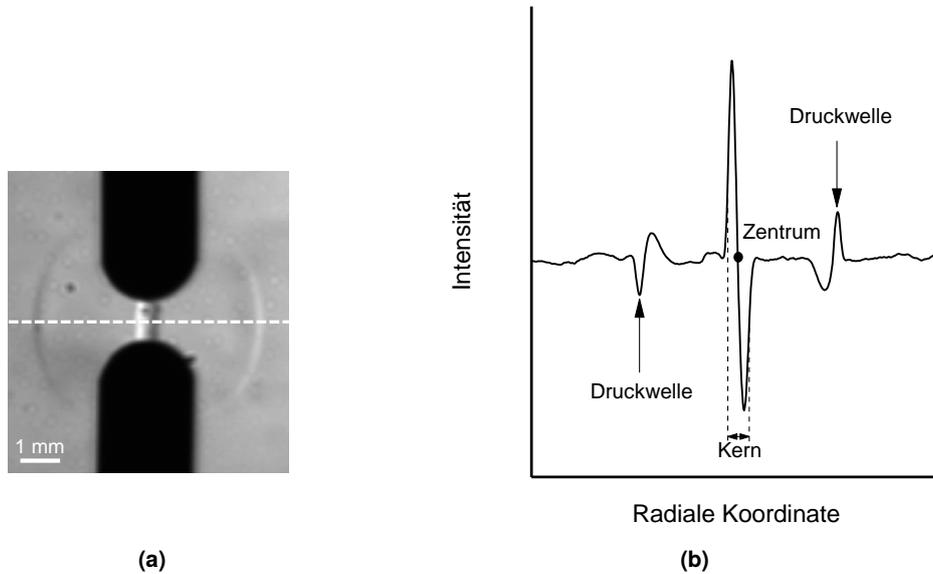


Abbildung 3.10: Auswertung der Schlieren-Aufnahmen von Druckwelle und Kern [71]. (a) Schlieren-Aufnahme der Druckwelle und des Kerns zum Zeitpunkt $t = 6,7 \mu\text{s}$ nach einer Entladung der Energie $E = 87 \mu\text{J}$ in Luft. (b) Intensitätsprofil über die gestrichelte Linie in der Schlieren-Aufnahme. Der Radius des Kerns r_K wurde über die Halbwertsbreite der inneren Extrema definiert, genauer: der linke Rand wird an der Stelle definiert, wo die Intensität von der Spitze links des Zentrums auf den halben Wert abfällt, der rechte Rand dort, wo die Intensität die Hälfte des Minimalwerts rechts vom Zentrum beträgt. Der Druckwellenradius r_D wurde über die Position des äußeren Maximums (rechts) bzw. Minimums (links) festgelegt.

spielentladung zu jedem Zeitpunkt jeweils eine repräsentative Schlieren-Aufnahme gezeigt. Darunter sind in angepasster Skalierung das radiale Intensitätsprofil dieses Bildes (rot), das Integral dieses Profils (blau) sowie die Ableitung des Profils (grün) dargestellt. Durch gestrichelte Linien ist der numerisch nach dem beschriebenen Kriterium ermittelte linke und rechte Radius eingezeichnet. Zur Berechnung des Integrals und der Ableitung des Schlieren-Profiles wurde dieses wie folgt korrigiert: Da sich aus der nicht homogenen Ausleuchtung des Bildes ein schiefes Intensitätsprofil ergibt, dem die interessierenden Helligkeitsunterschiede überlagert sind, wurde eine Ausgleichsgerade vom gesamten Profil subtrahiert. Auf diese Weise wird die Intensität in Bereichen fernab der Druckwelle und des Kerns nahezu Null. Dadurch wurde vermieden, dass das Integral des Profils nennenswerte Anteile aufweist, die nicht auf das interessierende Signal zurückzuführen sind. Die Ableitung des Intensitätsprofils wurde numerisch mit dem Differenzenquotienten berechnet. Da bei diesem Verfahren das Rauschen verstärkt wird, wurde das Profil vorher durch äquidistante Spline-Interpolation approximiert. Somit erscheint auch die numerische Ableitung glatt.

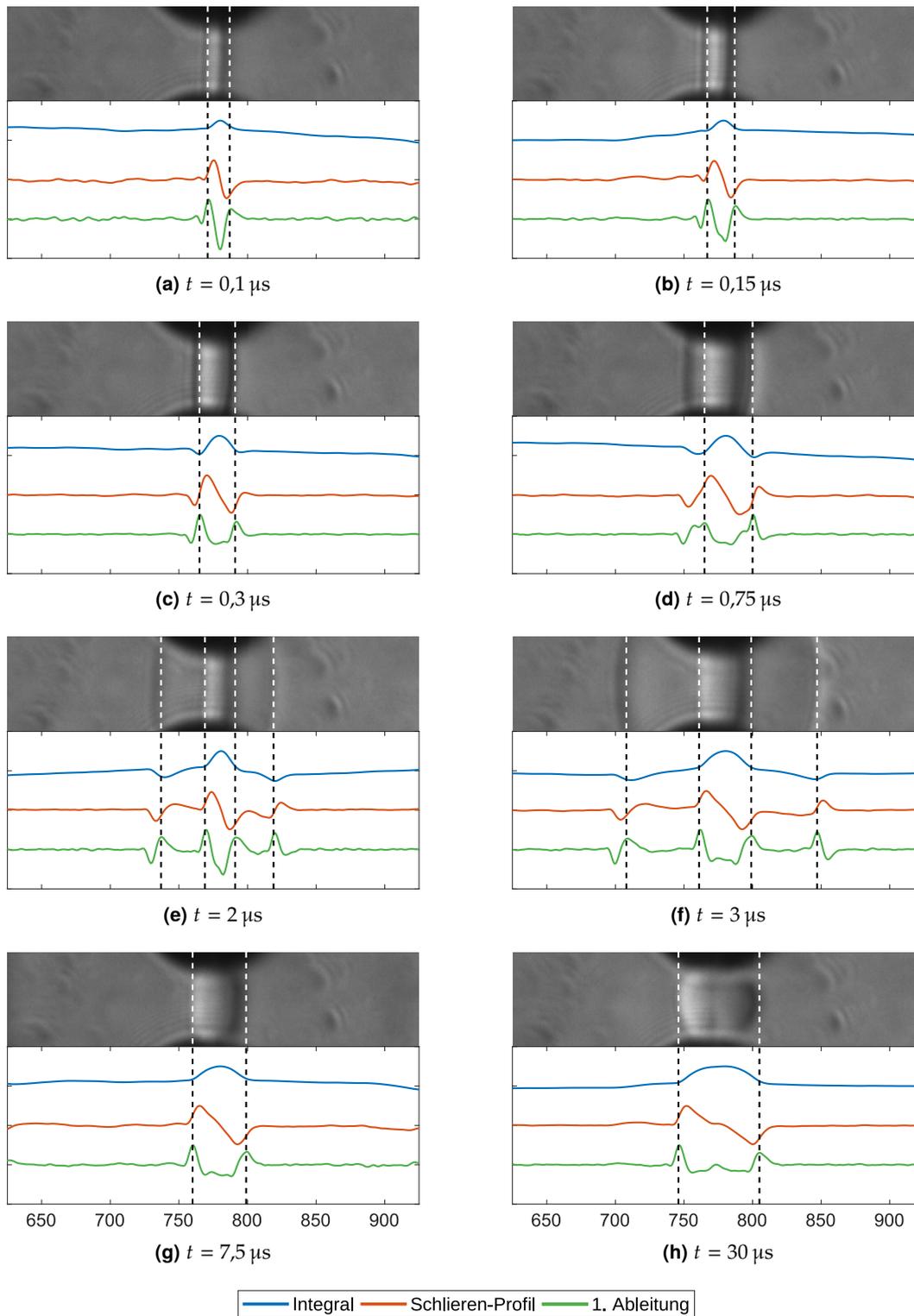


Abbildung 3.11: Auswertung von Schlieren-Bildern des heißen Kerns in Luft.

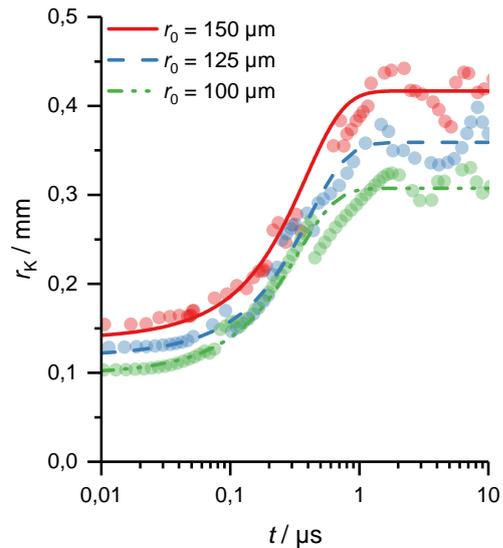
In Abb. 3.11d ($t = 0,75 \mu\text{s}$) ist die Druckwelle noch nah am Kern, so dass sich deren Signale im Schlieren-Profil überlagern. Daher kommt es hier häufig zu Fehlern. Dies gilt auch für den Zeitpunkt $t = 1 \mu\text{s}$, der hier nicht gezeigt ist. Auf den folgenden Bildern ist die Druckwelle weit genug vom Kern entfernt, so dass das Kriterium wieder korrekte Ergebnisse liefert.

Durch Vergleich des Schlieren-Profiles mit dem Integral und der Ableitung zeigt sich, dass das gewählte Kriterium sehr gut die Breite des „Hügels“ im Integral wiedergibt und recht präzise die Maxima der Ableitung trifft. Letztere geben die Wendepunkte im Verlauf des Schlieren-Profiles an. Das Integral des Schlieren-Profiles ist eine qualitative Näherung der Dichteverteilung, wobei diese an der y -Achse gespiegelt ist, denn im Kern ist die Dichte geringer als im umgebenden Gas. Ein sinnvolles Kriterium könnte es daher auch sein, die Halbwertsbreite dieses „Hügels“ als Kriterium zur Ermittlung des Kernradius zu nutzen. Dies ist wiederum quasi identisch dazu, die Position der Extrema im Schlieren-Profil zu nutzen, was aufgrund der entfallenden numerischen Integration einfacher ist. Ein solches Kriterium liefert Kernradien, die in der Frühphase mehr als zweimal kleiner sind als die mit dem zuvor genannten Kriterium. Allerdings spiegeln diese Werte aber nicht den Eindruck wider, den ein Betrachter der Aufnahmen erhält, so dass dieses Kriterium nicht genutzt werden sollte.

Entscheidend ist eine korrekte Bestimmung des Kernradius vor allem im Zusammenhang mit numerischen Simulationen. Dies gilt zum einen beim Vergleich der Ergebnisse. Hier muss bei der Analyse beider Datensätze dasselbe Kriterium verwendet werden. Alternativ können aus den numerisch simulierten Dichteprofilen auch numerische Schlieren-Bilder berechnet werden, die dann direkt mit den experimentellen Aufnahmen verglichen werden. Zum anderen ist der Entladungs- bzw. Anfangsradius ein sehr wichtiger Eingangsparameter für die Simulation. Wenn die Plasmaprozesse nicht simuliert werden, sondern stattdessen ein Energiequellterm in die Energieerhaltungsgleichung eingefügt wird, geht der Radius im Quadrat ein, so dass bereits kleine Änderungen das Ergebnis stark beeinflussen (Gleichung (2.35)). In der Simulation wird ein Bereich definiert, in dem Energie deponiert wird, über dessen Form Annahmen getroffen werden (müssen). Wie eine Veränderung des Radius der Energiequelle in der Simulation sich auf das Wachstum des Kerns auswirkt, ist in Abb. 3.12 dargestellt. Mit Ausnahme von r_0 wurden in den dargestellten Simulationen alle Parameter konstant gehalten. Der anfangs bereits vorhandene Unterschied im Kernradius vergrößert sich im Laufe der Zeit und hat sich nach $1 \mu\text{s}$ ungefähr verdoppelt. Für die nachfolgend gezeigten Simulationen wird daher stets der eingestellte Entladungsradius angegeben.

Schlieren-Aufnahmen der Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle nach einer anders konfigurierten elektrischen Entladung wurden bereits von Xu u. a. gezeigt und analysiert [87, 115, 116]. Diese Autoren definieren den Kernradius, den sie als *heated channel radius* bezeichnen, über eine Extremstelle der Ableitung des Intensitätsprofils der Schlieren-Aufnahme. Dies wird damit begründet, dass das menschliche Auge auf Intensitätsunterschiede reagiert. Dieser Argumentation folgend wird in der vorliegenden Arbeit das in Abb. 3.10b gezeigte Kriterium für

Abbildung 3.12: Einfluss der Größe des Quellterms in der numerischen Simulation auf das Wachstum des Kerns [71]. Beispiel für $d = 0,5 \text{ mm}$ und $E = 111 \text{ } \mu\text{J}$.



den Kernradius genutzt, das in guter Näherung die gleichen Radien liefert wie das Kriterium von Xu u. a.

Bestimmung des Flammenradius

Die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera wurden in Matlab mit dem in Abb. 3.13 gezeigten Algorithmus analysiert. Nach einer Hintergrundreduzierung der Bilder wurden diese über einen Schwellwert-Algorithmus so in Binärbilder umgewandelt, dass nur der helle Bereich übrig blieb, der der Flammenfront entspricht. Dann wurde in Anlehnung an das Vorgehen in [73] ein Evaluationssektor mit einem Halbwinkel von $22,5^\circ$ auf jeder Seite orthogonal zu den Elektroden definiert. Hintergrund dieser Vorgehensweise war, dass der Einfluss der Elektroden bei der Auswertung möglichst keine Rolle spielen sollte und dass auf der anderen Seite eine möglichst große Menge an Informationen in den Messwert mit einfließen sollte. Der in Abb. 3.13d gezeigte Zusammenhang zwischen dem Flammenradius in Bildpunkten und der Bildnummer wurde über die ermittelte örtliche Skalierung und die Abtastrate der Kamera in die entsprechenden Einheiten mm und μs umgerechnet. Als Ergebnis eines Experiments wird so die Trajektorie der Flammenfront $r_F(t)$ erhalten.

3.6 Laserinduzierte Fluoreszenz von OH

Bei der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) handelt es sich um ein optisches Messverfahren, bei dem gezielt ein Übergang in einem Atom oder Molekül angeregt wird [117, 118]. Die danach durch Relaxation des Moleküls oder Atoms vom angeregten Zustand in einen niederenergetischen Zustand ausgesandte Strahlung heißt Fluoreszenz und wird detektiert. In der vorliegenden Arbeit wurde mit dieser Messtechnik die relative Anzahldichte des Hydroxylradikals (OH) bestimmt, das bei

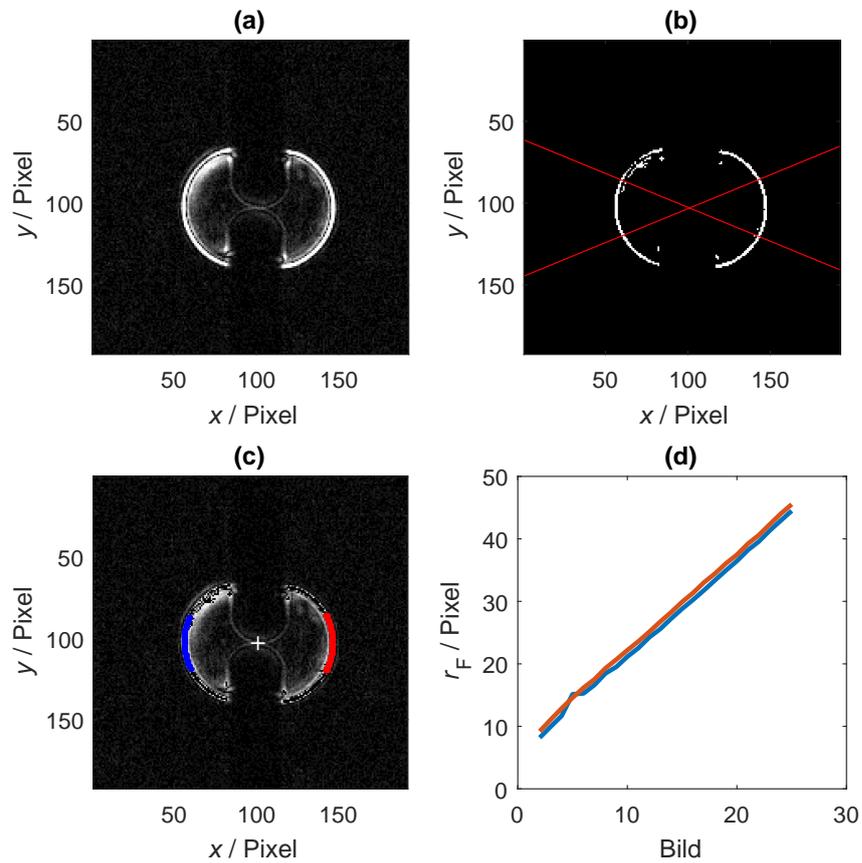


Abbildung 3.13: Auswertung der Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen am Beispiel einer Wasserstoff/Luft-Flamme. (a) Hintergrundreduzierung, (b) Bestimmung der Ränder, Definition des Evaluationssektors mit einem Halbwinkel von $22,5^\circ$ auf jeder Seite, (c) Bestimmung des mittleren linken und rechten Flammenradius, (d) Diagramm des linken und rechten Flammenradius für jedes Bild des Hochgeschwindigkeits-Videos.

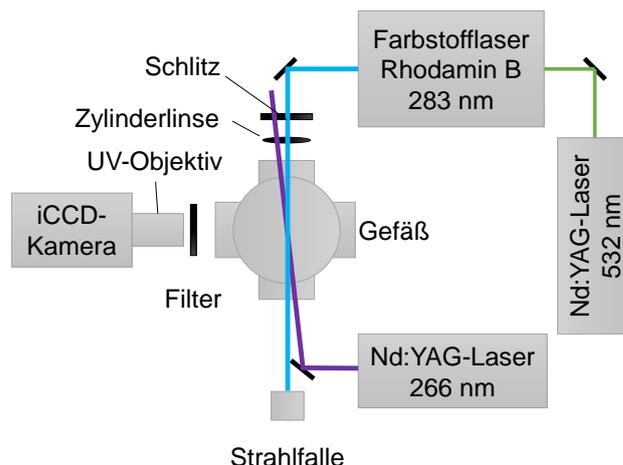


Abbildung 3.14: Experimenteller Aufbau für OH-LIF.

Verbrennungs- und Zündprozessen ein sehr wichtiges Zwischenprodukt darstellt und daher die Reaktionszone anzeigt [119].

Ein Schema des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 3.14 dargestellt. Er wurde genutzt, um den Übergang $Q_1(8)$ der Bande ($v'' = 0, v' = 1$) des Systems $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$ des OH-Moleküls mit Laserlicht der Wellenlänge 283,6 nm anzuregen [120]. Das frequenzverdoppelte Licht eines Nd:YAG-Lasers (Innolas Spotlight 1200) mit einer Wellenlänge von 532 nm wurde zum Pumpen eines Farbstofflasers (Sirah Precision Scan) genutzt. In dem Farbstofflaser wurde der Farbstoff Rhodamin 6G angeregt, dessen Fluoreszenz in der Frequenz verdoppelt und über ein Gitter die gewünschte Wellenlänge von 283,6 nm separiert. Die Energie eines Laserpulses betrug typischerweise 2,0 mJ bis 2,5 mJ und wurde regelmäßig mit einem Energiemesskopf (LEM 2020) kontrolliert, um langfristigen Veränderungen der Laserenergie entgegenzuwirken.

Zur Korrektur von Schuss-zu-Schuss-Schwankungen wurde ein Teil des Laserstrahls über ein Quarzglasplättchen auf eine Photodiode ausgekoppelt, mit deren Signal sich das Fluoreszenzsignal relativ korrigieren lässt. Die exakte Wellenlänge zur Anregung des Übergangs $Q_1(8)$ wurde über eine Kalibrierung mit einem McKenna-Brenner bestimmt. Hierzu wurde ein Anregungsspektrum aufgenommen und über einen Vergleich mit simulierten Spektren (Software LIFBASE 2.1 [121]) die entsprechende Anregungslinie identifiziert. In der Folge wurde die fundamentale Wellenlänge des Farbstofflasers bei ca. 567 nm ständig kontrolliert (Coherent WaveMaster), um sicherzustellen, dass stets der gleiche Übergang angeregt wurde.

Der Strahl wurde über einen Spiegel so geführt, dass er zwischen den Elektroden verlief. Die Höhe des Laserstrahls wurde durch Beschneidung mit einem Schlitz auf den Elektrodenabstand eingestellt. Durch eine Zylinderlinse wurde er in der Ebene der Elektrodenachse fokussiert, so dass zwischen den Elektroden ein dünner Lichtschnitt von ca. 0,2 mm Dicke entstand. Dadurch wurde die Frühphase der Flammenausbreitung der Untersuchung mit OH-LIF zugänglich gemacht. Die Fluoreszenz wurde mit einem bildverstärkten Kamerasystem (LaVision High-

Speed IRO 9 und LaVision UltraSpeedStar 4) und einem UV-Objektiv (UV-Nikkor 105 mm f/4.5) detektiert. Die örtliche Auflösung betrug $35 \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Zur Separierung der Anregungswellenlänge und der Detektionswellenlängen wurde ein optischer Langpassfilter des Typs WG 320 eingesetzt. In Abb. 3.14 ist außerdem der zweite Nd:YAG-Laser (Thales SAGA 220) zu sehen, dessen in der Frequenz vervierfachtetes Licht bei $\lambda = 266 \text{ nm}$ zur Auslösung der elektrischen Entladungen genutzt wurde.

Bei den erhaltenen LIF-Aufnahmen wurde eine Hintergrundreduzierung durchgeführt. Danach wurden radiale Profile aus der Mitte zwischen den Elektroden extrahiert, wobei in axialer Richtung über fünf Bildpunkte (ca. $175 \mu\text{m}$) gemittelt wurde. Diese Profile wurden hinsichtlich der Intensität über den Messwert der Photodiode normiert, so dass Schwankungen der Laserenergie korrigiert wurden.

4 Ergebnisse

4.1 Eignung der Methode zur Auslösung von Entladungen

Dass die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Methode geeignet ist, um Entladungen zu definierten Zeitpunkten und bei guter Reproduzierbarkeit der Durchbruchspannung erzeugen zu können, zeigen die folgenden Abbildungen. Die Reproduzierbarkeit der Durchbruchspannung U_d ist in Abb. 4.1 als Histogramm dargestellt. Bei 54 Entladungen betrug die Standardabweichung lediglich 0,1 % bezogen auf den Mittelwert. Eine solche Stabilität ist mit vielen der genannten alternativen Ansätzen nicht zu erreichen.

Abbildung 4.2 zeigt die zeitliche Stabilität der Auslösung der Entladung. Hier wurde als Kriterium für den Zeitpunkt der Entladung der Abfall der Spannung über die Funkenstrecke gewählt. Verglichen wurde dieser Zeitpunkt mit dem Auslösezeitpunkt eines Lasers (hier für die laserinduzierte Fluoreszenz). Das Maß für die zeitliche Schwankung dieser beiden Ereignisse zueinander ist der Jitter. Die Beiträge der beiden Laser (Trigger-Laser und LIF-Laser) zu dem gesamten Jitter sind jeweils kleiner als 1 ns, spielen also keine Rolle. Der Jitter liegt meist im Bereich von 30 ns bis 60 ns. Eine Ausnahme bildet der Messpunkt bei 1,5 ms, wo der Jitter aufgrund eines Ausreißers gut 200 ns beträgt. Auch dieser Wert ist noch hinreichend gut geeignet für eine Synchronisierung der Messtechnik mit der Entladung. Insgesamt ist daher festzustellen, dass die gewählte Methode zum gezielten Auslösen elektrischer Entladungen geringer Energie geeignet ist.

Zusätzlich wurde überprüft, ob die in Abschnitt 3.3 beschriebene Art der Auslösung von Entladungen mit einem Nd:YAG-Laser einen Einfluss auf das Experiment hat. Als Kriterium wurde die Ausbreitung der Druckwelle gewählt, da diese stark von der Energie abhängt (dies wird in Abschnitt 4.3 gezeigt). Dazu wurden für eine Beispielkonfiguration drei Versuche durchgeführt. Zunächst wurde die Spannung zwischen den Elektroden auf die Durchbruchspannung U_d eingestellt. Nach hinreichender Wartezeit kam es zu einer vom Laser unbeeinflussten Entladung. Die Messtechnik wurde durch diese Entladung getriggert, so dass die frühen Zeitpunkte ($t \leq 6,5 \mu\text{s}$) nicht untersucht werden konnten. Als nächstes wurde der Aufbau wie beschrieben verändert, so dass Entladungen mit einem Laserschuss ausgelöst werden konnten (Abschnitt 3.3). Die Spannung zwischen den Elektroden blieb dabei unverändert. Kam es vor dem Laserschuss bereits zufällig zu einer Entladung, so wurde die Messung verworfen. Als drittes wurde der Strahl des Lasers zwischen den Elektroden fokussiert. Dies führte zu einer noch besseren Wiederholbarkeit des Zeitpunkts der Entladung im Vergleich zum Aufbau mit einem nichtfokussierten Laserstrahl.

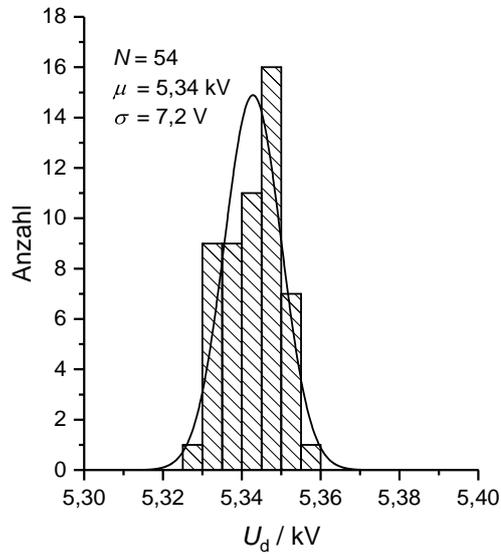


Abbildung 4.1: Histogramm der Durchbruchspannung U_d bei 54 Versuchen unter nominell identischen Bedingungen [91]. Die gemessenen Spannungen sind normalverteilt (Shapiro-Wilk-Test, Irrtumswahrscheinlichkeit 5%) mit Mittelwert $\mu = 5,34 \text{ kV}$ und Standardabweichung $\sigma = 7,2 \text{ V}$.

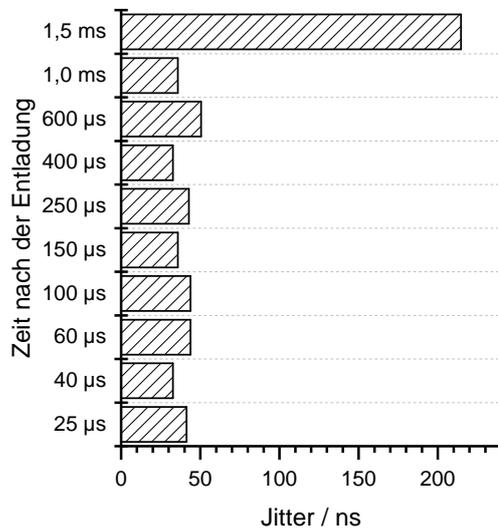
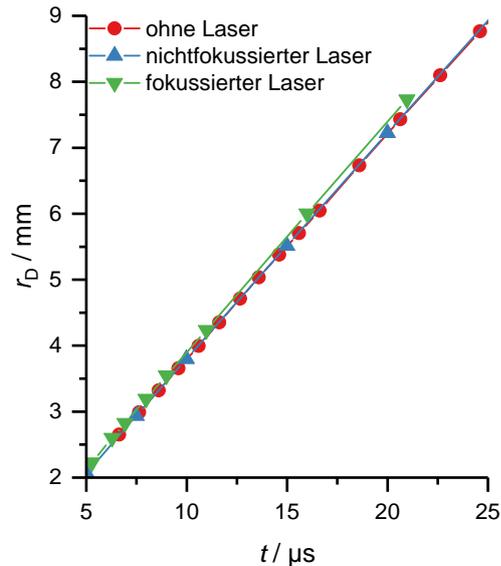


Abbildung 4.2: Zeitliche Reproduzierbarkeit der Entladungen im Vergleich zum LIF-Laser für eine Messreihe [91]. Für jede Zeit nach der Entladung ist der Mittelwert von mindestens 5 Versuchen angegeben.

Abbildung 4.3: Einfluss des Lasers zum Auslösen der elektrischen Entladungen auf die Ausbreitung der Druckwelle [91]. Jeder Datenpunkt ist der Mittelwert von 10 Messungen. Die dazugehörigen Fehlerbalken wären kleiner als die Symbole und sind daher nicht dargestellt.



Für die drei beschriebenen Aufbauten wurden zu mehreren Zeitpunkten nach der Entladung Schlieren-Aufnahmen analysiert. Der Verlauf des Druckwellenradius über die Zeit ist in Abb. 4.3 aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass die Kurve für die unbeeinflusste Entladung und die Kurve für die durch einen nichtfokussierten Laser ausgelöste Entladung zusammenfallen. Daraus lässt sich schließen, dass durch den nichtfokussierten Laser kein merklicher Energieeintrag zusätzlich zur Entladung erfolgt. Im Gegensatz dazu ist der Druckwellenradius zu einer bestimmten Zeit größer, wenn die Entladung durch einen fokussierten Laser ausgelöst worden ist. In diesem Fall gibt es einen erheblichen zusätzlichen Energieeintrag durch die Laserstrahlung im Brennpunkt. Würde mit diesem Versuchsaufbau die Zündung durch elektrische Entladungen untersucht, so würden vermutlich Zündungen bei (elektrischen) Energien unterhalb der jeweiligen MZE der Gase beobachtet werden.

4.2 Optische Emissionsspektroskopie

Mit der Messtechnik OES wurden Entladungen in getrockneter Luft unter den in Tabelle 4.1 genannten Bedingungen untersucht. Bei den Elektrodenabständen 0,5 mm und 1,0 mm wurde eine Variation der Energie durchgeführt. Zusätzlich wurde für eine konstant gehaltene Energie der Elektrodenabstand und damit die Energiedichte variiert (vgl. Gleichung (2.11)). Diese konstante Energie ergab sich aus der minimal erforderlichen Spannung beim größten Elektrodenabstand ($U = 6,1$ kV bei $d = 1,5$ mm) und der minimal möglichen Kapazität des Aufbaus ($C = 5,8$ pF). Bei den geringeren Elektrodenabständen war die Spannung geringer und die Kapazität wurde entsprechend erhöht, um die Energie konstant zu halten.

4.2.1 Zeitliche und örtliche Variation der Emission

Abbildung 4.4 zeigt anhand eines Beispiels den zeitlichen Verlauf der Emission der Entladungen. Für jeden gezeigten Zeitpunkt wurde eine repräsentative Entladung gewählt. Zu erkennen ist, dass die Intensität innerhalb von 10 ns ihr Maximum erreicht und nach 20 ns wieder abfällt. Die Dauer der Leuchterscheinung beträgt für dieses Beispiel 50 ns bis 60 ns.

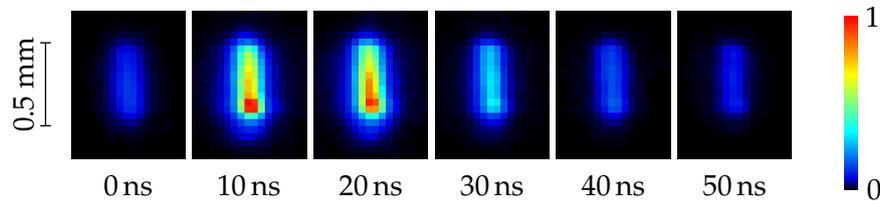


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf des Eigenleuchtens einer Entladung bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 111 μJ Entladungsenergie.

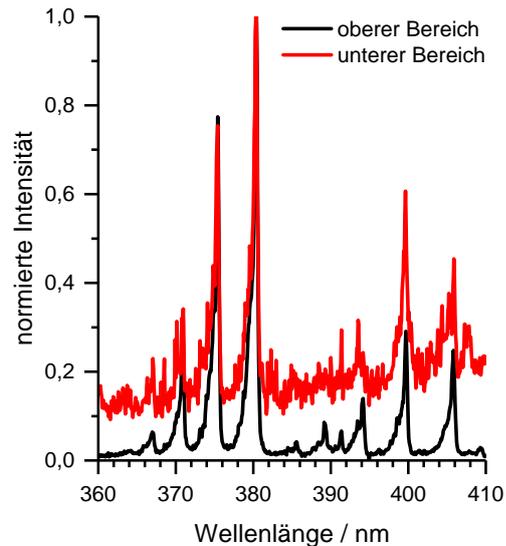
Weiterhin ist auf Abb. 4.4 zu erkennen, dass die Emission über die Länge der Entladung nicht konstant ist. Im unteren Bereich, in der Nähe der geerdeten Elektrode, ist das Signal deutlich stärker als im oberen Bereich, wo die Elektrode mit einer positiven Spannung beaufschlagt ist. Die spektrale Zerlegung des Lichts zeigte im unteren Bereich eine starke Breitbandkomponente der Strahlung, während im oberen Bereich die interessierenden Linien des Stickstoffspektrums klarer zu erkennen waren (Abb. 4.5). Vermutlich handelt es sich hierbei um den Kathodenfleck. Durch die Entladung werden geringe Mengen des Elektrodenmaterials verdampft und im elektrischen Feld angeregt [122]. Da Wolfram im ultravioletten Spektralbereich sehr viele Spektrallinien aufweist [123], erscheint das Spektrum mit der begrenzten Auflösung des verwendeten Spektrographen kontinuierlich. Die interessierenden Spektrallinien des Stickstoffs werden hier von den Wolframlinien überstrahlt, so dass keine Bestimmung der Temperatur möglich ist. Für die Analyse der Spektren wurde daher der Bereich nahe der geerdeten Elektrode nicht berücksichtigt.

Aus den nicht spektral zerlegten Aufnahmen der Entladungen wurde für jede Kombination aus Elektrodenabstand und Entladungsenergie der Radius der Entladung r_E bestimmt. Der Radius wurde dort definiert, wo die Intensität auf ein Viertel des maximalen Werts abfiel. Dieses Kriterium lieferte bei der automatischen

Tabelle 4.1: Versuchsbedingungen der Untersuchungen mit optischer Emissionsspektroskopie. d – Elektrodenabstand, E – Entladungsenergie.

d/mm	$E/\mu\text{J}$			
0,5	30	63	111	
0,75			111	
1,0		90	111	180 240
1,5			111	

Abbildung 4.5: Spektren aus verschiedenen axialen Bereichen einer Entladung bei 1,5 mm Elektrodenabstand und 111 μJ Entladungsenergie.



Auswertung vieler Entladungen deutlich konsistentere und plausiblere Ergebnisse als das übliche Kriterium, die Halbwertsbreite. Da die Entladung bei dieser Messung nur auf wenige Pixel im Durchmesser abgebildet wurde, um die spektrale Auflösung möglichst hoch zu halten, sind die Unterschiede zwischen den genannten Kriterien im Rahmen der begrenzten Auflösung vernachlässigbar. Bei höherer räumlicher Auflösung sollten hingegen andere Kriterien genutzt werden [124]. Die gemessenen Radien sind in Abb. 4.6 als Funktion der Entladungsenergie E aufgetragen. Im Mittel beträgt der Entladungsradius $65 \pm 10 \mu\text{m}$. Es gibt keine systematische Abhängigkeit von der Entladungsenergie und insbesondere auch nicht von der Energiedichte.

Die in dieser Arbeit bestimmten Werte für den Entladungsradius r_E können mit den in Tabelle 4.2 zusammengefassten Literaturangaben verglichen werden. Da r_E druckabhängig ist [125, 126], sind nur Quellen angegeben, bei denen $p_0 \approx 1 \text{ bar}$ gegeben ist. Obwohl es zwischen den angegebenen Quellen große Unterschiede hinsichtlich verschiedener Parameter gibt, z. B. bei der Entladungsenergie, der Entladungsdauer oder der Elektrodengeometrie, liegen die Werte für r_E durchgängig bei $30 \mu\text{m}$ bis $40 \mu\text{m}$. Damit sind die Literaturwerte etwa um den Faktor zwei kleiner als die hier beobachteten Radien. Ein Grund für diese Abweichung mag im Auswerteverfahren liegen, welches aus einer Intensitätsverteilung einen Radius berechnet. Wie oben beschrieben, wurde in der vorliegenden Arbeit der Radius anhand des Intensitätsabfalls auf ein Viertel des Maximalwerts definiert. In den Arbeiten [14, 59, 127] finden sich keine Angaben zum jeweils verwendeten Kriterium. Weiterhin ist davon auszugehen, dass die Belichtungszeiten in den genannten Arbeiten wesentlich länger waren als die hier verwendeten 10 ns. Somit wäre eine Aufnahme entstanden, bei der über einen längeren Zeitraum das Licht der Entladung integriert wird. Dies könnte dazu führen, dass der Entladungsradius anders wahrgenommen wird als auf einem zeitlich höher aufgelösten Bild.

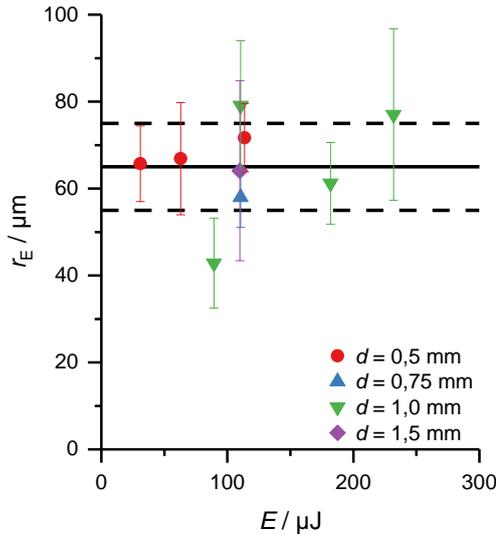


Abbildung 4.6: Radius des Eigenleuchtens der Entladungen für unterschiedliche Elektrodenabstände und Entladungsenergien. Der Mittelwert über alle Werte und die zugehörige Standardabweichung sind mit horizontalen Linien eingezeichnet ($\mu = 65 \mu\text{m}$, $\sigma = 10 \mu\text{m}$).

Andererseits geben Xu u. a. [87] für repetierende, gepulste Entladungen bei $E = 0,15 \text{ mJ}$ einen Anfangsradius von $200 \mu\text{m}$ an, der mit dem Schlieren-Verfahren bei $t = 50 \text{ ns}$ bestimmt wurden. Dieser Wert ist etwa um den Faktor drei größer als der in dieser Arbeit beobachtete Entladungsradius.

Schließlich gibt es auch theoretische Überlegungen zum Wachstum eines Streamers durch Diffusion in der radialen Richtung. Der Radius wird dabei über die Halbwertsbreite der Elektronendichteverteilung definiert, welche in erster Näherung als parabolisch angenommen werden kann [128] und die proportional mit der Leitfähigkeit des Plasmas zusammenhängt. Eine darauf aufbauende empirische Gleichung für den zeitabhängigen Streamer- bzw. Entladungsradius lautet [125, 129]

$$r_E(t) = 2\sqrt{0,693D_{\text{el}}t}, \quad (4.1)$$

wobei $D_{\text{el}} = 1800 \text{ cm}^2/\text{s}$ der Diffusionskoeffizient von Elektronen in Stickstoff ist [129]. Mit diesem Wert ergibt sich der in Abb. 4.7 gezeigte Verlauf. Demnach wären die in Tabelle 4.2 aufgelisteten Werte repräsentativ für eine Zeit von 2 ns bis 4 ns nach Beginn der Entladung. Der Wert von Xu u. a. [87] stimmt recht gut mit der Vorhersage überein. Der in der vorliegenden Arbeit bestimmte mittlere Radius von $65 \mu\text{m}$ würde dem Zeitpunkt $t = 10 \text{ ns}$ entsprechen. Wie Abb. 4.7 zeigt, wächst der Streamerradius nach der empirischen Gleichung in den ersten 50 ns massiv an. Auf den Aufnahmen der Emission der Entladung kann dieses Wachstum jedoch nicht nachvollzogen werden (vgl. Abb. 4.4).

Die Thematik des Entladungsradius bzw. des anfänglichen Radius des heißen Gaskerns wird in Abschnitt 4.3.2 weiter diskutiert.

4.2.2 Temperatur der Entladungen

Die experimentell erhaltenen Spektren wurden wie in Abschnitt 3.4 beschrieben ausgewertet und mit simulierten Spektren verglichen. Die beste Übereinstimmung

Tabelle 4.2: Literaturwerte zum Radius elektrischer Entladungen unter ähnlichen Bedingungen. r_E – Entladungsradius, $t(r_E)$ – Zeitpunkt nach Beginn der Entladung, zu dem der Radius angegeben wird, E – Entladungsenergie, τ_E – Dauer der Entladung, T_0 – Anfangstemperatur, p_0 – Anfangsdruck, k. A. – keine Angabe.

Quelle	Lintin und Wooding [59]	Maly und Vogel [14]	Maly [127]
r_E	30 μm	40 μm	40 μm
$t(r_E)$	„0 μs “	„Very early stage“	0,015 μs
E	1 mJ	3 mJ	> 0,3 mJ
τ_E	0,5 μs	100 μs	10 ns
Gas	CH ₄ /Luft, $\Phi = 0,67$	Luft	Luft
T_0	k. A.	k. A.	300 K
p_0	1 bar	1 bar	1 bar
Elektroden	Golddrähte, \varnothing 25 μm , $d = 2$ mm	Wolfram-Stäbe, \varnothing 0,2 mm	$d = 1$ mm

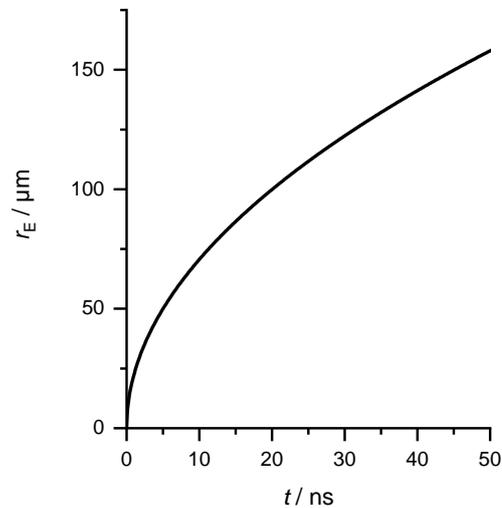


Abbildung 4.7: Theoretisches radiales Wachstum eines Streamerkanales in Luft.

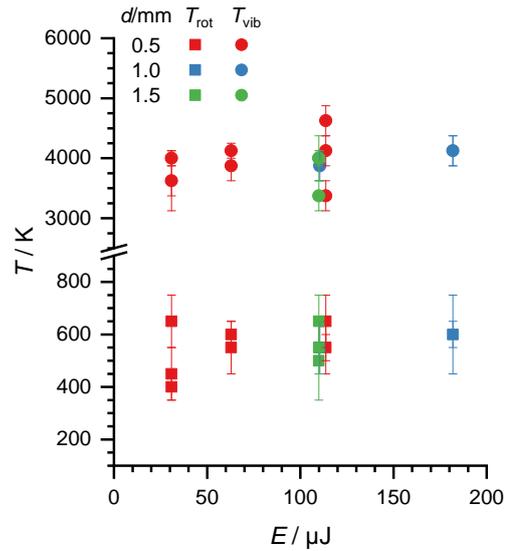
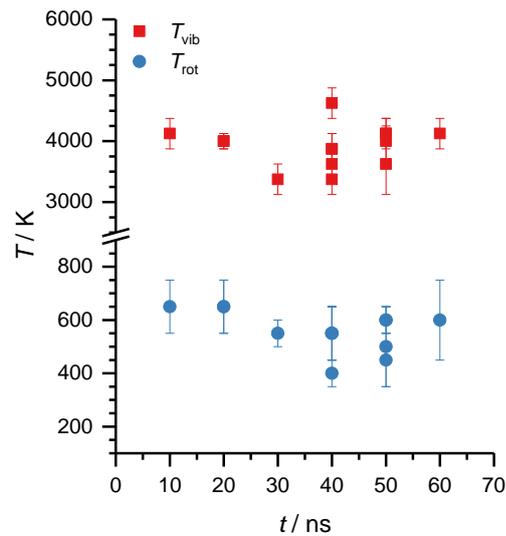


Abbildung 4.8: Temperaturen der elektrischen Entladungen für verschiedene Energien und Elektrodenabstände. Mehrere Datenpunkte bei gleicher Energie und gleichem Elektrodenabstand gehören zu verschiedenen Zeitpunkten während der Entladung.

lieferte dann die rotatorische und die vibratorische Temperatur. Auf Abb. 4.8 sind die Ergebnisse dieser Auswertung dargestellt. Zunächst ist zu erkennen, dass ein Plasma im Nichtgleichgewicht vorliegt, da die vibratorische Temperatur viel größer ist als die rotatorische Temperatur. Unter der Annahme, dass die Gastemperatur, die der Temperatur entspricht, welche die Geschwindigkeitsverteilung der schweren Teilchen beschreibt ($T_{\text{Gas}} = T_{\text{trans}}$), bei Atmosphärendruck gut mit der rotatorischen Temperatur T_{rot} abgeschätzt werden kann [36], zeigt sich, dass die Entladungen nur zu einer Temperaturerhöhung von wenigen 100 K führen. Aufgrund des relativ schlechten Signal-Rausch-Abstands bei den experimentellen Spektren sind die Unsicherheitsbereiche für die Temperaturen recht groß. Bei einigen Punkten konnten die Spektren gar nicht sinnvoll ausgewertet werden. Ein zu vermutender Anstieg von T_{rot} und T_{vib} mit größer werdender Entladungsenergie kann daher nicht bestätigt werden. Im Mittel über alle Elektrodenabstände von 0,5 mm bis 1,5 mm und alle Energien von 30 μJ bis 180 μJ betragen $T_{\text{rot}} = 525 \pm 125 \text{ K}$ und $T_{\text{vib}} = 4000 \pm 625 \text{ K}$. Diese Temperaturbereiche stimmen recht gut mit Werten von Ono u. a. [130] überein. Für ähnliche Entladungen fanden sie $T_{\text{rot}} = 430 \text{ K} \dots 500 \text{ K}$ und $T_{\text{vib}} \approx 5000 \text{ K}$ für Entladungsenergien von 30 μJ bis 600 μJ . Die großen Unterschiede zwischen der rotatorischen und vibratorischen Temperatur gleichen sich in der Folge durch Relaxationsprozesse aus, so dass die Gastemperatur zu späteren Zeiten noch deutlich ansteigt. Dieser Zeitbereich konnte mit der OES nicht untersucht werden, da keine auswertbare Emission mehr erfolgt.

Da die Entladungen für jede Kombination von d und E nach Tabelle 4.1 zu unterschiedlichen Zeitpunkten mit einer Auflösung von 10 ns betrachtet wurden, können die Temperaturen auch über die Dauer der Entladung analysiert werden. Dies ist in Abb. 4.9 versucht worden. Aufgrund der begrenzten Auflösung der Temperaturbestimmung lassen sich allerdings auch hier keine Tendenzen nachweisen. Sowohl die rotatorische als auch die vibratorische Temperatur scheinen über die

Abbildung 4.9: Temperaturen der elektrischen Entladungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten. In diesem Diagramm erfolgt keine Unterscheidung nach Elektrodenabstand oder Energie, da die Temperaturen sich nicht signifikant unterscheiden.



Dauer der Entladung näherungsweise konstant zu bleiben. Zu erwarten wäre ein Anstieg der Temperatur im Verlauf der Energieeinkopplung unter der Annahme, dass das Volumen der Entladung sich nicht wesentlich ändert. Kommt es allerdings zu einem starken Wachstum bereits während der Energieeinkopplung, so könnte die Temperatur in dieser Phase stabil bleiben. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, lässt sich ein solches Wachstum auf den Aufnahmen der Entladungen jedoch nicht nachweisen.

4.2.3 Zusammenfassung

Die Emission der Entladungen wurde für relevante Energien und Elektrodenabstände in Luft analysiert. Nahe der geerdeten Elektrode ist den Emissionslinien von Stickstoff ein breitbandiges Signal überlagert, das von einer Vielzahl von Emissionslinien des Elektrodenmaterials Wolfram stammt und das eine Bestimmung der Temperatur in diesem axialen Bereich der Entladung nicht erlaubt. Der Entladungsradius beträgt unabhängig von den variierten Parametern $65 \pm 10 \mu\text{m}$, deutlich mehr als Literaturangaben zu vergleichbaren Entladungen erwarten ließen. Andererseits liefern die Streamertheorie und eine weitere Quelle noch größere Radien. Die rotatorische und vibratorische Temperatur wurden mit relativ großer Unsicherheit zu $T_{\text{rot}} = 525 \pm 125 \text{ K}$ und $T_{\text{vib}} = 4000 \pm 625 \text{ K}$ bestimmt. Ähnliche Angaben finden sich in der Literatur [130]. Es liegt demnach ein stark nichtthermisches Plasma vor. Es ließen sich keine Abhängigkeiten von der Entladungsenergie oder dem Elektrodenabstand (bzw. der Energiedichte) feststellen. Auch über die Dauer der Entladung war keine signifikante Änderung der Temperaturen nachweisbar.

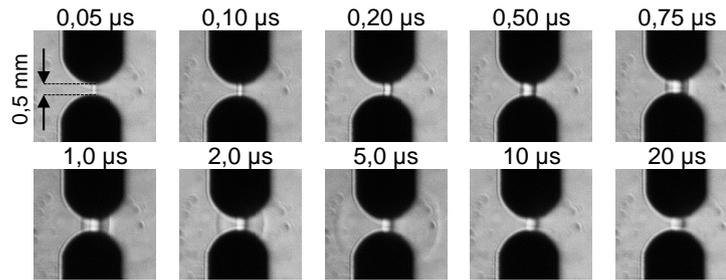


Abbildung 4.10: Schlieren-Bilder der Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle in Luft bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 63,1 μJ Entladungsenergie.

4.3 Ausbreitung von Druckwelle und Kern

Abbildung 4.10 zeigt die Ausbreitung des heißen Kerns sowie der Druckwelle im Verlauf der Zeit nach einer Entladung beispielhaft bei den angegebenen Bedingungen. In der oberen Bildreihe ist das schnelle radiale Wachstum des Kerns innerhalb der ersten Mikrosekunde nach der Entladung zu sehen. Der hohe Druck und die hohe Temperatur im Inneren des Kerns führen zur Ausbildung einer Stoßwelle. Diese ist bei 0,75 μs zum ersten Mal zu erkennen. Im weiteren Verlauf löst sie vom zylindrischen Kern ab und breitet sich mit Überschallgeschwindigkeit aus ($Ma > 1$ im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit $c = 344 \text{ m/s}$ in der umgebenden Luft, vgl. Tabelle 4.3), wobei nach 1 μs bis 2 μs der Übergang zu einer sphärischen Form erkennbar ist. Die Stoßwelle wird dadurch schwächer und langsamer, so dass sie nun als Schallwelle zu bezeichnen ist, die sich mit $Ma \approx 1$ ausbreitet. Der anfangs sehr schnell wachsende Kern breitet sich nach Ablösen der Stoßwelle deutlich langsamer aus, wie in der unteren Bildreihe von Abb. 4.10 zu sehen ist.

Für die Energiebilanz eines Zündprozesses bedeutet die Entstehung der Stoßwelle zunächst einen Verlust, da Energie vom heißen Kern weg transportiert wird. Andererseits führt der Durchgang der Stoßwelle im durchlaufenen Gasvolumen zu einer Temperaturerhöhung, die im Nahbereich der Zündquelle den Zündprozess begünstigt. In der Summe wird der Zündung durch die Stoßwelle jedoch Energie entzogen.

Abbildung 4.11 zeigt den Kernradius und die Druckwelle¹ als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien bei einem konstanten Elektrodenabstand von 0,5 mm. Vor einer Diskussion dieser Ergebnisse soll zunächst auf die Art der Darstellung eingegangen werden. In Abb. 4.11c ist der Radius der Druckwelle r_D als Funktion der Zeit aufgetragen. In dieser Darstellung ist keine relevanter Unterschied zwischen den einzelnen Datensätzen zu erkennen. Dies liegt an der großen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle, die etwas oberhalb der Schallgeschwindigkeit liegt. In der vergrößerten Darstellung ist jedoch ersichtlich, dass signifikante Unterschiede bestehen. Daher wird der *reduzierte Druckwellenradius*

¹Im Folgenden wird nicht mehr zwischen Stoß- und Schallwelle unterschieden, sondern der Begriff *Druckwelle* verwendet.

Tabelle 4.3: Schallgeschwindigkeiten der untersuchten Gemische bei 21,5°C.

Gasgemisch	$c(T = 21,5^\circ\text{C})$
trockene Luft	344 m/s
23,3 % Wasserstoff in Luft	389 m/s
8,0 % Ethen in Luft	342 m/s
5,2 % Propan in Luft	335 m/s

$r_{D,\text{red}}$ nach Gleichung (4.2) eingeführt, indem von dem Radius der Druckwelle zu einem bestimmten Zeitpunkt der Radius einer Schallwelle subtrahiert wird, die zum Zeitpunkt $t = 0$ beim Radius $r = 0$ mit konstanter Geschwindigkeit c losläuft.

$$r_{D,\text{red}}(t) = r_D(t) - c \cdot t. \quad (4.2)$$

Abbildung 4.11b zeigt denselben Datensatz in der Darstellung als reduzierten Druckwellenradius. Zusätzlich ist die Zeitachse logarithmisch dargestellt worden. In dieser Darstellung sind die Unterschiede zwischen den Experimenten deutlich besser sichtbar als in Abb. 4.11c.

Die Schallgeschwindigkeit c ist für jedes Gemisch nach

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{R_u T}{M}} \quad (4.3)$$

zu berechnen und ist für ideale Gase unabhängig vom Druck [131]. Dabei ist der Isentropenexponent κ definiert als das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen, $\kappa = c_p/c_v$. Die Schallgeschwindigkeiten nach Gleichung (4.3) sind in Tabelle 4.3 angegeben. Im Folgenden wird immer die Schallgeschwindigkeit bezogen auf die Bedingungen vor der Front der Druckwelle, also im umgebenden Gasgemisch, angegeben. Hier beträgt die Temperatur $21,5 \pm 1,0^\circ\text{C}$.

4.3.1 Einfluss der Energie und der Energiedichte der Entladung

Entladungen in getrockneter Luft (nichtreaktiver Fall)

Die radiale Ausbreitung von Kern und Druckwelle – in der Darstellung als reduzierter Druckwellenradius – ist für den Elektrodenabstand 0,5 mm bei vier unterschiedlichen Entladungsenergien in Abb. 4.11a und 4.11b gezeigt. Der Kernradius r_K ist bis $0,2 \mu\text{s}$ etwa konstant. Zu bedenken ist hierbei, dass bei sehr großen Dichtegradienten, wie sie bei den großen Temperatur- bzw. Druckunterschieden an der Grenzfläche des Kerns zu diesen frühen Zeiten auftreten, die Darstellung des Kerns im Schlieren-Bild vergrößert erscheinen kann [130, 132]. Es ist also davon auszugehen, dass die Messung in diesem frühen Zeitbereich tendenziell zu große Kernradien liefert. Bis etwa $1 \mu\text{s}$ wächst der Kern aufgrund des sehr großen Drucks im Inneren mit

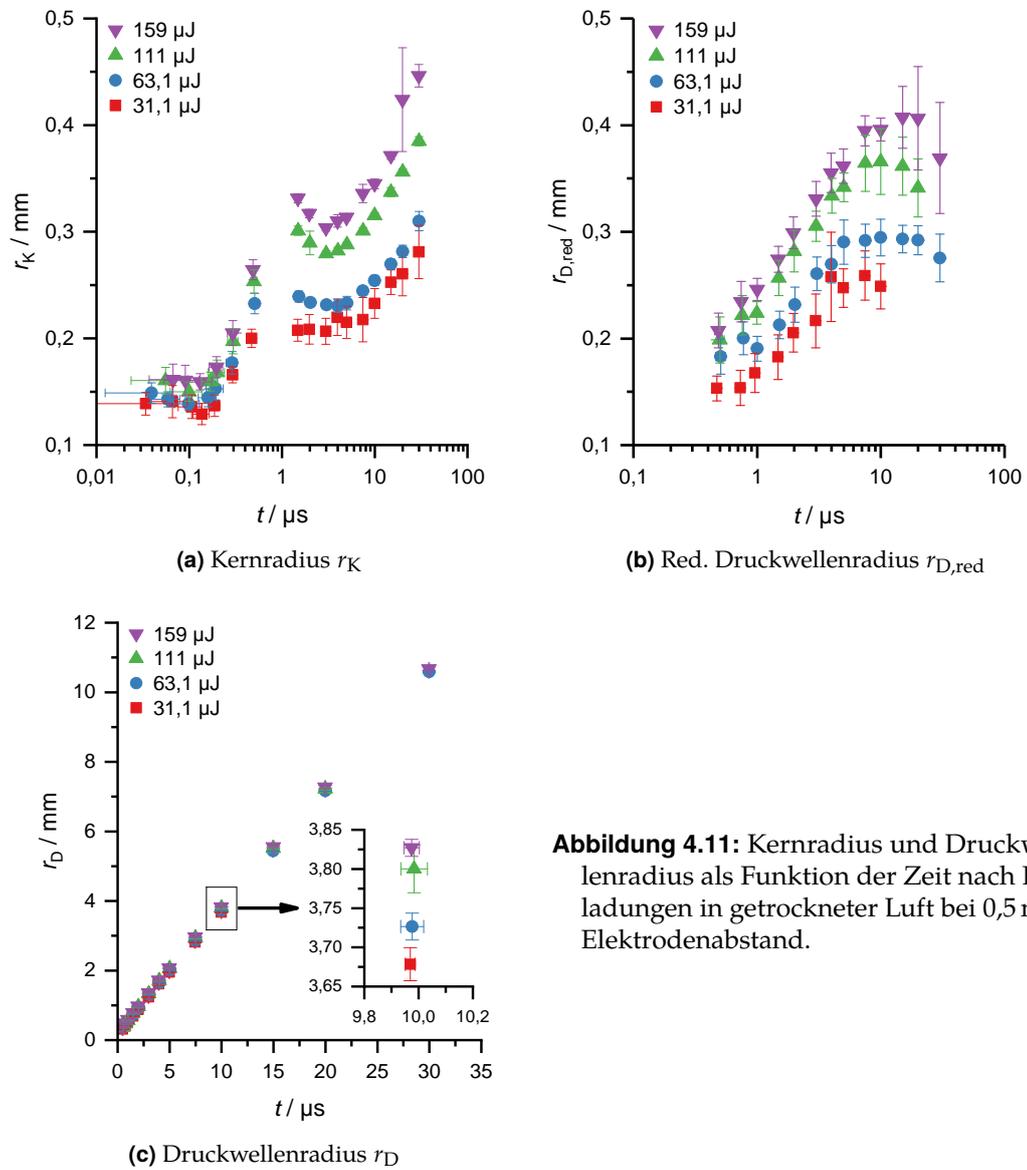


Abbildung 4.11: Kernradius und Druckwellenradius als Funktion der Zeit nach Entladungen in getrockneter Luft bei 0,5 mm Elektrodenabstand.

gut 200 m/s bis 300 m/s. Zu diesem Zeitpunkt hat sich die Druckwelle abgelöst und der Druck im Inneren des Kerns ist wieder reduziert. Von 1 μ s bis 5 μ s ist die Vergrößerung des Kernradius wesentlich langsamer; bei größeren Energien ist sogar ein temporärer Rückgang des Kernradius zu beobachten. Dies beruht auf einer Einschnürung, die sich in der Mitte des Kerns ausbildet.² Der Kern ist ab diesem Zeitpunkt nicht mehr zylindrisch. Ab etwa 5 μ s schließt sich eine zweite Wachstumsphase des Kerns an, die mit Geschwindigkeiten von 3 m/s bis 6 m/s um zwei Größenordnungen langsamer ist als die erste Phase. Der Druck im Inneren ist nun nur noch leicht erhöht und Strömungseffekte sowie Diffusion beginnen eine Rolle zu spielen.

Die Geschwindigkeit des Kernwachstums ist offensichtlich stark von der Entladungsenergie abhängig. Je größer die Entladungsenergie, desto größer ist auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Der Grund dafür ist, dass durch den Eintrag einer größeren Energiemenge innerhalb eines kurzen Zeitraums höhere Temperaturen und Drücke erreicht werden. Auch in der zweiten Wachstumsphase ab 5 μ s ist die Wachstumsrate bei größerem Energieeintrag höher. Nach 30 μ s ist der Kernradius bei der größten gemessenen Energie ($E = 159 \mu$ J) etwa 1,6 mal größer als bei der geringsten Energie ($E = 31,1 \mu$ J).

Auch die Entwicklung der Druckwelle in Abb. 4.11 zeigt eine Abhängigkeit von der eingebrachten Energie. Zum Zeitpunkt, an dem die Druckwelle zum ersten Mal klar erkennbar ist und sich vom Kern abgelöst hat, ist ihr Radius aufgrund der vorangegangenen Expansion des Kerns im Falle einer höheren Energie bereits größer. Danach sind die Geschwindigkeiten der Druckwellen nur noch schwach von der Entladungsenergie abhängig und fallen von anfangs $Ma \approx 1,3$ schnell ab. Bei einer kugelförmigen Ausbreitung einer Druckwelle fällt das Druckverhältnis p/p_0 mit dem Quadrat des Abstands ab, d. h. bei einer Verdopplung des Radius sinkt das Druckverhältnis auf ein Viertel [133]. Nach etwa 10 μ s ist am parallelen Verlauf der Kurven zur Zeitachse abzulesen, dass die Geschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit ist ($Ma = 1$).

Abbildung 4.12 zeigt die Ausbreitung von Kern und Druckwelle für vier Entladungsenergien bei einem konstanten Elektrodenabstand von 1,0 mm. Qualitativ können die gleichen Beobachtungen gemacht werden wie bei $d = 0,5$ mm: Das Kernwachstum gliedert sich in eine erste, vom Überdruck getriebene, sehr schnelle Phase bis 1 μ s sowie in eine langsamere, zweite Phase, die durch Diffusion und die induzierte Strömung bestimmt wird. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Kerns ist in beiden Phasen vergleichbar groß wie bei den zuvor dargestellten Ergebnissen. Da die Energien ungefähr um den Faktor drei größer sind als bei 0,5 mm Elektrodenabstand, sind die erreichten Radien auch entsprechend größer. Die Abhängigkeit des Kernwachstums von der Entladungsenergie ist auch hier deutlich zu sehen.

Bezüglich der Entwicklung der Druckwelle sind etwas größere Unterschiede zu erkennen. Die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit wird zwischen 1 und 10 μ s

²Diese Einschnürung des Kerns ab 1 μ s ist wegen der höheren Entladungsenergie und des größeren Elektrodenabstandes auf Abb. 4.17 besser zu erkennen als auf Abb. 4.10.

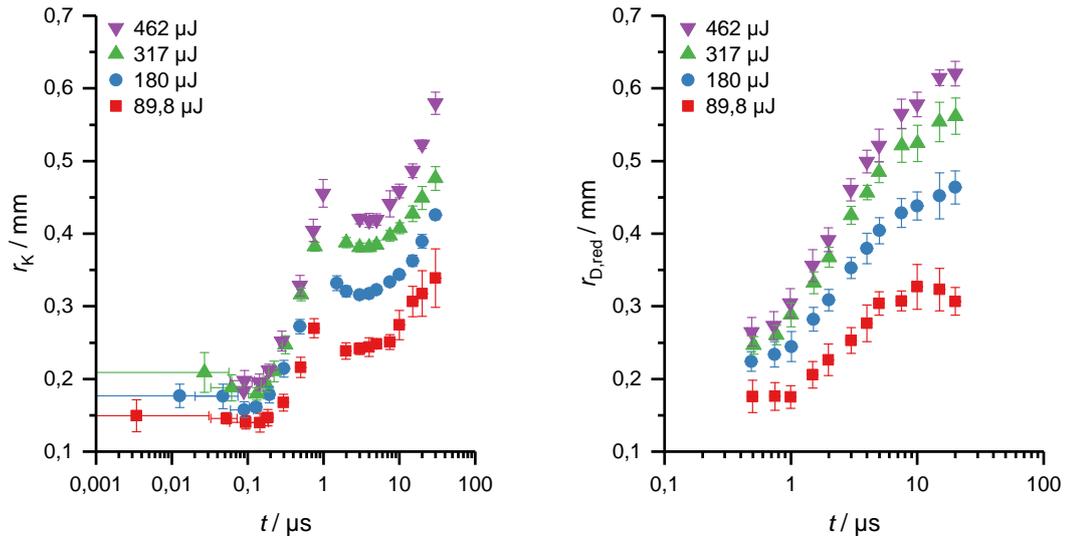


Abbildung 4.12: Kernradius (links) und reduzierter Druckwellenradius (rechts) als Funktion der Zeit nach Entladungen in getrockneter Luft bei 1,0 mm Elektrodenabstand.

erreicht. Bei der geringsten Energie ($89,8 \mu\text{J}$) gilt danach $Ma \approx 1$, während in den Fällen mit größerer Entladungsenergie die Druckwelle zwar langsamer wird, sich aber bis zum Ende des Beobachtungszeitraumes weiterhin mit leichter Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Zu berücksichtigen ist hier die logarithmische Einteilung der Zeitachse. Eine konstante Steigung in diesem Diagramm entspricht einem logarithmischen Anstieg des Druckwellenradius und damit einem hyperbolischen Abfall der Geschwindigkeit. Wie Abb. 4.13 zeigt, steigt die Machzahl der Druckwelle Ma nichtlinear mit dem Druckverhältnis p/p_0 , das sich zwischen dem Inneren und Äußeren der Druckwelle ausbildet. Bei höherer Energie ist der Druckanstieg im Inneren größer und dessen Ausgleich beansprucht einen längeren Zeitraum, so dass die Geschwindigkeit der Druckwelle größer ist als bei geringer Energie.

Neben dem Einfluss der Entladungsenergie auf die Ausbreitung von Druckwelle und Kern wurde auch der Einfluss der Energiedichte (Gleichung (2.11)) untersucht. Dazu wurde die Entladungsenergie konstant bei $248 \mu\text{J}$ gehalten und der Elektrodenabstand im Bereich von 0,5 mm bis 1,5 mm variiert. Die Energiedichte ist umgekehrt proportional zum Elektrodenabstand und bei $d = 0,5 \text{ mm}$ maximal. Abbildung 4.14 zeigt die resultierenden Kern- und Druckwellenradien. Die Energiedichte hat keinen signifikanten Einfluss auf die Ausbreitung der Druckwelle. Insbesondere während der ersten Ausbreitungsphase fallen die Datenpunkte auf eine Kurve zusammen. In der zweiten Phase sind nach $10 \mu\text{s}$ geringe Unterschiede zu erkennen, die ein stärkeres Wachstum bei geringerem Elektrodenabstand, also bei größerer Energiedichte, anzeigen.

Die Betrachtung der zugehörigen Schlieren-Bilder (Abb. 4.15) offenbart, dass es sich hierbei um einen geometrischen Effekt handelt und nicht um einen Einfluss der Energiedichte: Bei geringem Elektrodenabstand ist der Kern stärker gekrümmt, so

Abbildung 4.13: Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Druckwelle in Abhängigkeit vom Druckverhältnis (berechnet nach [131, S. 122] mit $\kappa = 1,4$).

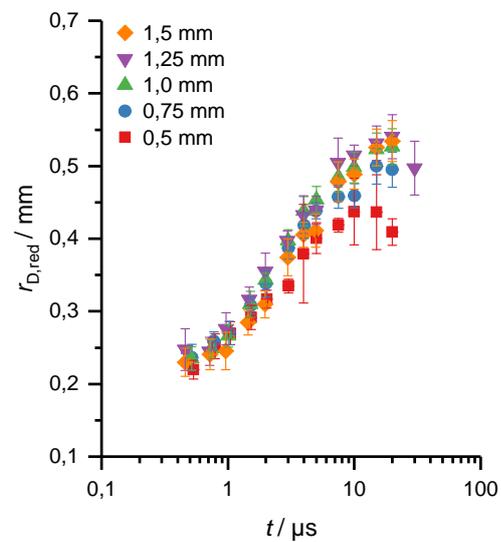
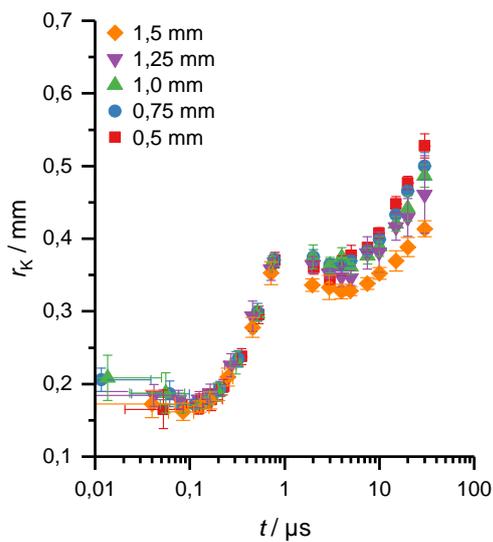
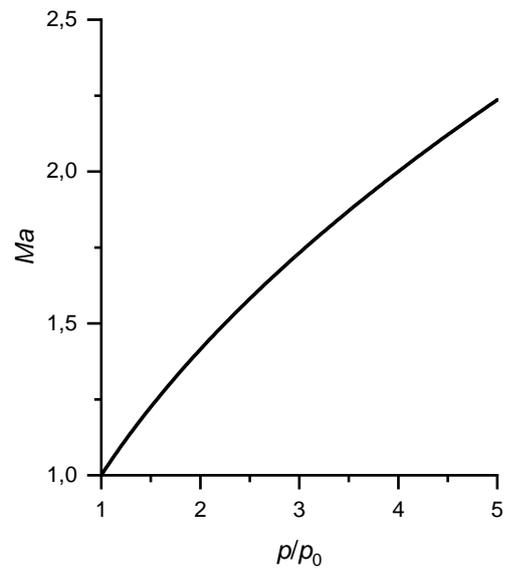


Abbildung 4.14: Kernradius (links) und reduzierter Druckwellenradius (rechts) als Funktion der Zeit nach Entladungen in getrockneter Luft für verschiedene Elektrodenabstände bei konstanter Energie von $248 \mu J$ [71].

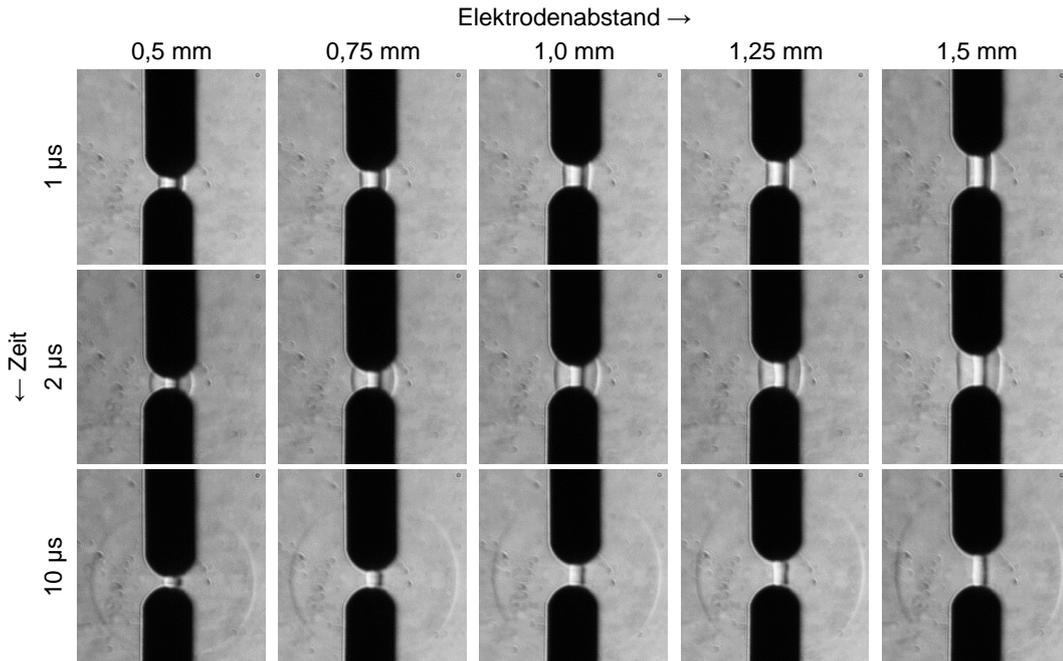


Abbildung 4.15: Schlieren-Bilder der Ausbreitung von Kern und Druckwelle in Luft bei konstanter Energie und variablem Elektrodenabstand.

dass bei $d = 0,5$ mm nach $10 \mu\text{s}$ annähernd eine Kugelform vorliegt. Hingegen ist der Kern bei größeren Elektrodenabständen wenig gekrümmt und näherungsweise zylinderförmig. Zusätzlich kommt es hier zur Einschnürung des Kerns, was zu geringeren gemessenen Kernradien führt.

Die Ausbreitung der Druckwelle verläuft innerhalb der ersten knapp $10 \mu\text{s}$ ohne signifikante Unterschiede zwischen den Versuchen verschiedener Energiedichten. Die Geschwindigkeit fällt innerhalb dieses Zeitraums von $Ma \approx 1,3$ auf $Ma \approx 1,0$. Zu späteren Zeiten ist der reduzierte Druckwellenradius für den Elektrodenabstand $0,5$ mm kleiner als bei den anderen Elektrodenabständen, während sich alle anderen Kurven nicht signifikant voneinander unterscheiden. Abbildung 4.15 zeigt, dass der Übergang der Druckwelle von einer zylindrischen in eine sphärische Form früher erfolgt, wenn der Elektrodenabstand klein ist. Da das Volumen bei einer Kugel mit $V \sim r^3$ schneller anwächst als bei einem Zylinder ($V \sim r^2$), nimmt auch das Druckverhältnis über die Druckwelle schneller ab. Entsprechend dem in Abb. 4.13 gezeigten Zusammenhang muss damit auch die Geschwindigkeit der Druckwelle schneller sinken. Somit handelt es sich auch bei diesen Abweichungen im Wesentlichen um Effekte, die aus der Elektrodenanordnung folgen. Insgesamt ist festzustellen, dass es keinen Einfluss der Energiedichte auf die Ausbreitung von Kern und Druckwelle gibt. Die Entladungsenergie hingegen ist der entscheidende Parameter, der diesen Prozess bestimmt.

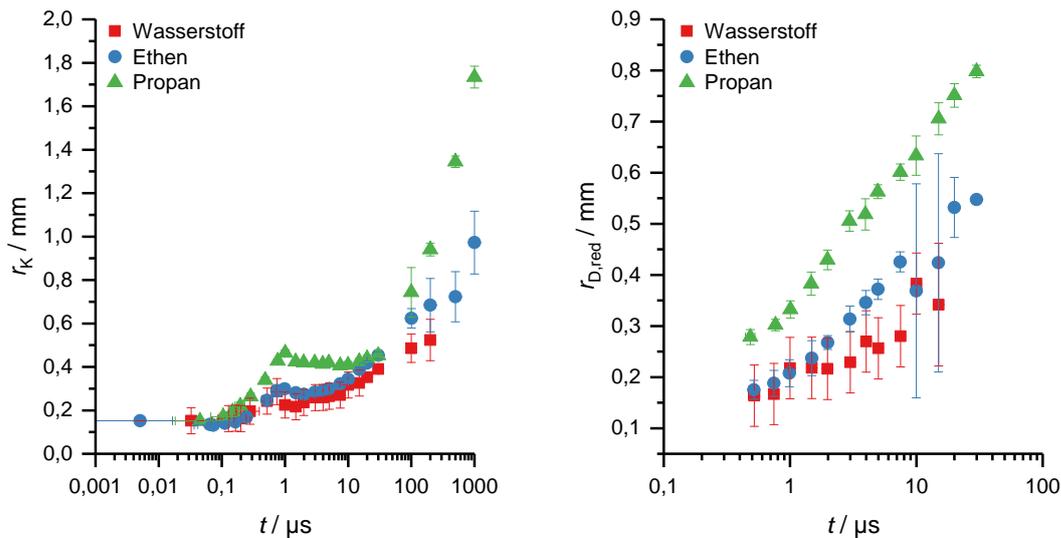


Abbildung 4.16: Kernradius (links) und reduzierter Druckwellenradius (rechts) als Funktion der Zeit nach Entladungen in Brennstoff/Luft-Gemischen mit $E = \text{MZE}$.

Druckwelle und Kern im reaktiven Fall

Auch für die brennbaren Gemische (Tabelle 3.1) wurden Experimente zur Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle durchgeführt (Abb. 4.16). Dabei wurde als Entladungsenergie die jeweilige MZE gewählt. Da die MZE von Propan wesentlich größer ist als die der anderen Brenngase und die Expansion, wie gezeigt, stark von der Entladungsenergie abhängt, ist die Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle im Propan/Luft-Gemisch schneller als in den anderen Gemischen. Gut zu erkennen sind für dieses Gemisch die beiden Phasen bei der Ausbreitung des Kerns in Abb. 4.16 links. Bis $1 \mu\text{s}$ ist das Wachstum vor allem durch den Überdruck im Inneren des Kerns gesteuert. Danach verläuft die Kurve fast horizontal, d. h. der Kern breitet sich im Mittel nicht radial aus. Nach ca. $30 \mu\text{s}$ beginnt eine zweite Wachstumsphase. Wie der Vergleich mit den Schlieren-Aufnahmen (Abb. 4.17) zeigt, ist dieses Wachstum von der induzierten Strömung beeinflusst. Das Wirbelpaar an der oberen Elektrode zieht den Kern ab $t = 100 \mu\text{s}$ auseinander. Unter den hier gezeigten MZE-Bedingungen kam es in keinem Experiment zur Zündung des Gemischs. Die Ausbreitung des Kerns beruht also ausschließlich auf physikalischen Prozessen und ist nicht durch einen Verbrennungsvorgang überlagert.

Ähnliches gilt auch für die Entladungen im Ethen/Luft- und Wasserstoff/Luft-Gemisch mit dem Unterschied, dass die absoluten Energien hier deutlich geringer sind. Dadurch ist die erste Wachstumsphase weniger stark und auch die induzierte Strömung lässt den Kern nicht so stark wachsen wie im Fall von Propan.

Auch die Ausbreitung der Druckwellen (Abb. 4.16 rechts) ist entsprechend der Entladungsenergie gestaffelt. Bei den Daten für Wasserstoff sind die Fehlerbereiche sehr groß, da die Druckwelle sehr schwach und auf den Aufnahmen somit nur

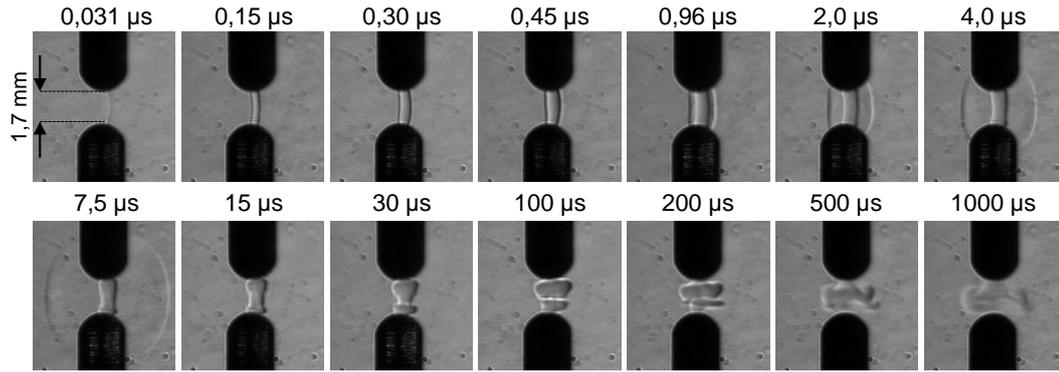


Abbildung 4.17: Schlieren-Bilder der Ausbreitung von Kern und Druckwelle im 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemisch nach einer elektrischen Entladung bei 1,7 mm Elektrodenabstand und 241 μJ Entladungsenergie [71].

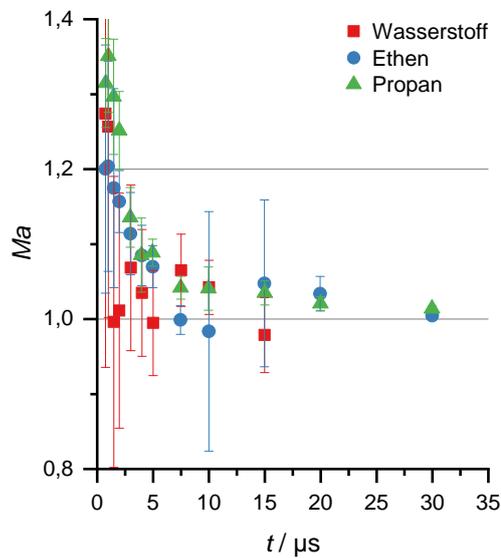
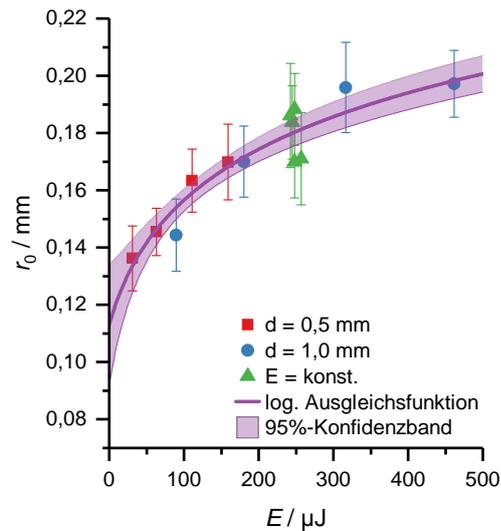


Abbildung 4.18: Machzahl der Druckwelle nach Entladungen in Brenngas/Luft-Gemischen mit $E = \text{MZE}$ im Verlauf der Zeit.

schlecht zu detektieren ist. Für Propan ist die Geschwindigkeit der Druckwelle über den gesamten Zeitbereich höher als die Schallgeschwindigkeit, was sich in der positiven Steigung $\Delta r_{D,\text{red}}/\Delta t$ zeigt. Die Druckwellengeschwindigkeit nähert sich allerdings auch hier an $Ma = 1$ an (vgl. die logarithmische Einteilung der Zeitachse). Deutlicher wird dies in Abb. 4.18, wo die Machzahl der Druckwelle als Funktion der Zeit aufgetragen ist. In dieser Darstellung wird deutlich, dass die Druckwellengeschwindigkeit in allen Fällen gegen $Ma = 1$ konvergiert. Zu den frühen Zeitpunkten sind die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Druckwellengeschwindigkeit groß, da einerseits die Radiusdifferenzen gering sind, so dass eine Unsicherheit von einem Bildpunkt bereits einen relativ großen Fehler bedeutet; andererseits sind die Zeitdifferenzen besonders klein, so dass auch geringe Fehler im Radius eine große Unsicherheit in der Geschwindigkeit bedeuten.

Abbildung 4.19: Anfangsradius der Entladungen (in Luft) in Abhängigkeit von der Energie [71]. Die logarithmische Regressionsfunktion ist von der Form $r_0(E) = b \ln(E - a)$.



4.3.2 Der Anfangsradius der Entladungen

Für die numerische Simulation der Zündung durch elektrische Entladungen ist es wichtig, die Anfangsbedingungen möglichst genau zu kennen. Besonders kritisch ist der Anfangsradius der Entladung r_0 , der in die Berechnung der Energiedichte in Gleichung (2.35) quadratisch eingeht. Aus diesem Grund wurde auf Basis der Schlieren-Daten der Anfangsradius bestimmt und auf Abhängigkeiten von der Entladungsenergie und der Energiedichte hin untersucht. Da in den Messungen der Kernradius zu frühen Zeiten näherungsweise konstant war, wurde der Anfangsradius als der Mittelwert des Kernradius im Intervall $0 \leq t \leq 200 \text{ ns}$ definiert.

Abbildung 4.19 stellt die Abhängigkeit des Anfangsradius von der Entladungsenergie für verschiedene Elektrodenabstände dar. Es ist zu erkennen, dass der Radius mit größer werdender Energie näherungsweise logarithmisch ansteigt. Während die Art der Ausgleichsfunktion etwas beliebig ist, da beispielsweise auch eine Wurzelfunktion oder ein Polynom den Trend abbilden könnten, ist der logarithmische Ansatz physikalisch sinnvoll: Es ist zu erwarten, dass der Anstieg des Anfangsradius mit steigender Energie abflacht, sich aber nicht umkehrt. Der Anstieg des Anfangsradius bedeutet, dass bei höheren Energien entweder schon der Plasmakanal größer ist, so dass die Stromdichte nicht übermäßig steigt, oder dass bereits in der Frühphase, noch während der Energieeinbringung, eine gewisse Expansion des Kerns erfolgt. Eine Extrapolation der Regressionsfunktion lässt für Entladungen mit sehr geringer Energie einen Grenzwert des Anfangsradius von $0,11 \pm 0,02 \text{ mm}$ erwarten. Es wird auch deutlich, dass keine Abhängigkeit von der Energiedichte besteht, da der Anfangsradius für die Messreihe mit konstanter Energie (grüne Dreiecke in Abb. 4.19) im Rahmen der Messunsicherheit keine Tendenz aufweist.

Die hier bestimmten Werte für den Anfangsradius stimmen nicht mit den Literaturangaben von $r_E \approx 40 \mu\text{m}$ überein (vgl. Tabelle 4.2 in Abschnitt 4.2.1). Allerdings muss unterschieden werden, welcher Radius gemeint ist und wie er definiert ist.

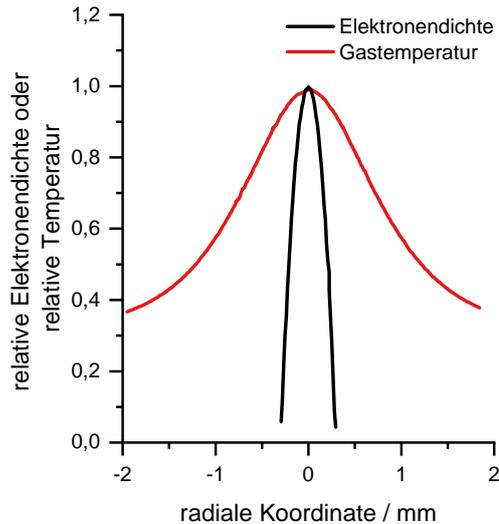


Abbildung 4.20: Normierte radiale Verteilung der Elektronendichte und der Gastemperatur in einem Plasma in Luft bei Atmosphärendruck (Länge der Plasmasäule 2 mm, Stromstärke 10 mA, Spannung 360 V) nach [128].

Im Bereich der Plasmaphysik wird der Entladungsradius über die Verteilung der Elektronendichte definiert, d. h. der Kanal ist dort zu Ende, wo die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit nicht mehr wesentlich größer ist als in der Umgebung. Aus direkten Aufnahmen der Entladungen wird der Radius über den Abfall der Intensität des Eigenleuchtens bestimmt. Diese Intensität zeigt an, wo ein hoher Ionisationsgrad mit entsprechender Anregung von Molekülen vorliegt.

Schlieren-Aufnahmen hingegen machen Dichtegradienten sichtbar, die nicht direkt mit Größen wie der Elektronendichte oder dem Anregungszustand korrelieren. Bei konstanter Temperatur werden Druckgradienten angezeigt, bei konstantem Druck werden Temperaturgradienten angezeigt. Beide Annahmen sind in der transienten Entladung nicht zulässig, so dass das Schlieren-Verfahren im vorliegenden Fall die Grenze zwischen einem heißen Innenbereich, in dem erhöhter Druck herrscht (dem *Kern*), und dem Außenbereich mit Atmosphärendruck und Umgebungstemperatur anzeigt. Daher wird in dieser Arbeit zwischen dem Entladungsradius r_E (aus direkter Beobachtung) und dem Anfangsradius r_0 (aus Schlieren-Aufnahmen) unterschieden. Der mit dem Schlieren-Verfahren experimentell bestimmte Anfangsradius von Xu u. a. [87] unter den am ehesten mit dieser Arbeit vergleichbaren Bedingungen ($E = 150 \mu\text{J}$) beträgt $200 \mu\text{m}$. Dieser Wert stimmt gut mit den hier gemessenen Radien überein.

Insgesamt ergibt sich folgendes Bild: Die Literaturwerte zum Entladungsradius r_E betragen $30 \mu\text{m}$ bis $40 \mu\text{m}$. In dieser Arbeit wurde ein Radius von im Mittel $65 \mu\text{m}$ bestimmt, wobei keine Abhängigkeit von der Entladungsenergie beobachtet wurde. Die mit dem Schlieren-Verfahren bestimmten Anfangsradien r_0 hingegen liegen im Bereich von $130 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$, wobei sie mit steigender Energie größer werden. Der einzige Literaturwert unter vergleichbaren Bedingungen beträgt $200 \mu\text{m}$.

Der Zusammenhang zwischen der Elektronendichteverteilung und der Temperatur nach Leibold u. a. [128] ist in Abb. 4.20 dargestellt. Es wird deutlich, dass

die Verteilung der Elektronendichte viel schmäler ist als die Temperaturverteilung. Die zugrundeliegende Entladung ist zwar nicht identisch mit den in dieser Arbeit untersuchten Entladungen, dennoch kann die Aussage qualitativ übertragen werden. Abbildung 4.20 zeigt außerdem, dass aufgrund der steilen Flanken der Elektronendichteverteilung der Unterschied bei der Ermittlung des Radius über die Halbwertsbreite oder den Abfall auf ein Viertel des Maximalwertes gering ist.

Offensichtlich handelt es sich um unterschiedliche Messgrößen. Entscheidend ist die Frage, welche Messgröße für die numerische Simulation die wesentliche Größe ist. Da der Radius hier quadratisch eingeht, hat er große Auswirkungen auf das Ergebnis einer Simulation. Bei der Berechnung von Mindestzündenergien hätte eine Änderung des Radius von 50 μm auf 200 μm eine Änderung um eine Größenordnung zur Folge [69]. Zunächst scheint r_E der besser geeignete Radius zu sein, da das Eigenleuchten an den Stellen intensiv ist, wo viel Strom fließt und wo demnach auch viel Energie eingetragen wird. Allerdings zeigt Abb. 4.7, dass sich durch Elektronendiffusion dieser Radius innerhalb weniger 10 ns massiv vergrößert. Dieser Prozess ist in der numerischen Simulation (Abschnitt 2.3.1) nicht berücksichtigt. Daher ist in diesem Fall r_0 , also der Wert aus den Schlieren-Messungen, die richtige Messgröße, denn dieser Radius zeigt an, wo die Energie ihre Wirkung entfaltet. Wie in Abschnitt 4.3.4 gezeigt wird, werden mit diesem Radius sinnvolle Ergebnisse erhalten.

4.3.3 Vergleich mit der Theorie zu Stoßwellen

Aus der Bestimmung des Radius einer Stoßwelle zu einem bestimmten Zeitpunkt nach einer quasi-instantanen Energiefreisetzung lässt sich der Energieinhalt der Quelle bestimmen [134]. Dazu ist es zusätzlich notwendig zu wissen, ob die Stoßwelle sich sphärisch, zylindrisch oder planar ausbreitet. Frühe Forschung hatte den Hintergrund der Bestimmung der Energiefreisetzung von Bomben, insbesondere von Atombomben [135], bei denen das Druckverhältnis über die Stoßfront sehr groß ist. Im vorliegenden Fall bewegt sich das Druckverhältnis in einem mittleren Bereich,

$$10 > \frac{p}{p_0} \gtrsim 1,02. \quad (4.4)$$

Nach Jones [136] kann die Energie E_0 , welche die Stoß- bzw. Druckwelle verursacht, für diesen Druckbereich im zylindrischen Fall nach

$$E_0 = \frac{G\kappa p_0}{4} \left(\frac{r_D^2 - c^2 t^2}{ct} \right)^2 \quad (4.5)$$

berechnet werden. Hierbei ist G ein Geometriefaktor, der für $\kappa = 1,4$ (Luft) und Zylindergeometrie $G = 3,94$ beträgt [134]. Die Schallgeschwindigkeit c bezieht sich auf die Bedingungen vor der Stoßfront. In Gleichung (4.5) sind die im Experiment bestimmten Wertepaare $(t; r_D(t))$ einzusetzen. Zu beachten ist, dass E_0 die Einheit J/m hat, also eine längenbezogene Energie beschreibt. Durch Multiplikation mit

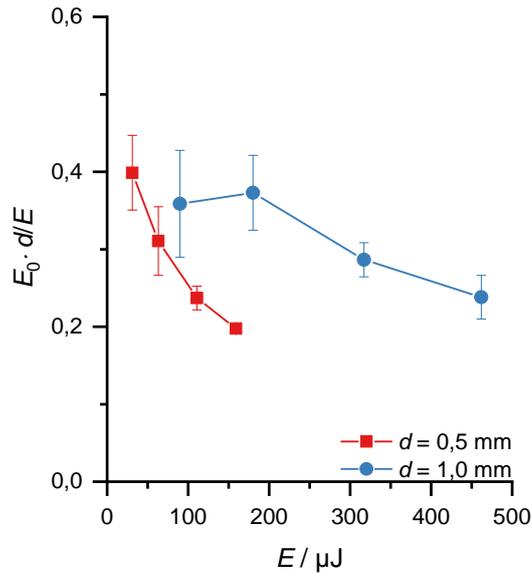


Abbildung 4.21: Aus experimentellen Ergebnissen berechnete Energie der elektrischen Entladung bezogen auf die tatsächliche Entladungsenergie.

dem Elektrodenabstand, also der Länge des Zylinders, wird die theoretische Energie der Entladung,

$$E_{\text{th}} = E_0 \cdot d, \quad (4.6)$$

erhalten. Die Voraussetzung einer zylindrischen Ausbreitung der Druckwelle ist für die untersuchten Elektrodenabstände höchstens bis $t = 1 \mu\text{s}$ gegeben (Abb. 4.15). In diesem Zeitbereich gilt für die Machzahl der Druckwelle $2 > Ma > 1,01$. Die untere angegebene Grenze der Machzahl leitet sich mit Abb. 4.13 aus dem unteren Druckverhältnis einer Druckwelle ab, die den Übergang zur Schallwelle markiert ($p/p_0 > 1,02$). Somit ist das Kriterium (4.4) erfüllt und Gleichung (4.5) kann auf den vorliegenden Fall angewendet werden. Da die Druckwelle erst nach ca. $0,5 \mu\text{s}$ vom Kern ablöst und einzeln identifizierbar ist, andererseits aber höchstens bis $t = 1 \mu\text{s}$ näherungsweise als zylindrisch zu betrachten ist, stehen nur wenige Wertepaare von Zeit und zugehörigem Druckwellenradius zur Verfügung, bei denen eine Berechnung von E_0 möglich ist.

Abbildung 4.21 stellt die so ermittelten Energien normiert auf die jeweilige Entladungsenergie dar ($E_0 \cdot d / E$), was als Wirkungsgrad der Energieumsetzung hinsichtlich der erzeugten Druckwelle zu interpretieren ist. Die Fehlerbalken geben dabei die Streuung der berechneten Energien $E_0 \cdot d$ für die Wertepaare $(t; r_D(t))$ im Zeitbereich $0,5 \mu\text{s} \leq t \leq 1 \mu\text{s}$ an. Zunächst fällt auf, dass die „Wirkungsgrade“ einen weiten Bereich von 0,2 bis 0,4 umspannen. Dies ist nicht zu erwarten, da die Physik sich durch eine Änderung des Elektrodenabstands oder der Energie im untersuchten Bereich nicht wesentlich verändern sollte. Außerdem scheint es eine Abhängigkeit vom Absolutwert der Entladungsenergie zu geben. Tatsächlich handelt es sich hier um den Einfluss der Geometrie. Bei $d = 0,5 \text{ mm}$ erfolgt der Übergang in die Kugelform früher als bei $d = 1,0 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 4.15). Daher ist der Abfall von $E_0 \cdot d / E$ über E beim geringeren Abstand stärker als beim größeren Abstand.

Dass der Abfall überhaupt zustande kommt liegt daran, dass die Ausbreitung der Druckwelle bei höherer Energie schneller ist bzw. dass zu einem festgelegten Zeitpunkt der Druckwellenradius positiv mit der Entladungsenergie korreliert. Somit erfolgt auch hier ein früherer Übergang in die Kugelform, was die Anwendbarkeit von Gleichung (4.5) einschränkt. Daher ist davon auszugehen, dass die Bedingungen hinsichtlich der Geometrie der Druckwellenausbreitung in Gleichung (4.5) nicht hinreichend gut erfüllt sind. Die besten Näherungen für den Wirkungsgrad werden bei geringen Energien erhalten, da hier die Voraussetzung einer näherungsweise zylindrischen Geometrie für die Anwendung von Gleichung (4.5) am ehesten erfüllt ist. Dafür spricht auch, dass zwischen den Ergebnissen bei den beiden geringen Energien für den Fall $d = 1,0$ mm kein signifikanter Unterschied besteht. Hier scheint die Formel in guter Näherung anwendbar zu sein. Der Wirkungsgrad beträgt in diesem Fall $0,36 \pm 0,07$. Ein ähnliches Ergebnis wird mit $0,40 \pm 0,05$ für die geringste Energie bei $d = 0,5$ mm erhalten.

4.3.4 Vergleich mit numerischen Simulationen

Im Folgenden werden die Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle mit numerischen Simulationen verglichen.³ Numerische Simulationen erlauben einen Einblick in Parameter, die über den Rahmen der experimentell darstellbaren Größen weit hinausgehen. Insbesondere ermöglicht der Vergleich zwischen Experiment und Simulation eine Abschätzung des Anteils der elektrischen Energie $E = 1/2 \cdot CU^2$, der tatsächlich in der Entladung in thermische Energie umgesetzt wird. Hierfür wurde folgender Ansatz gewählt: Es wurden numerische Simulationen mit einem Modell durchgeführt, das zwar die gasdynamischen und Transportprozesse detailliert berücksichtigt, allerdings keine Beschreibung der Plasmaprozesse beinhaltet [69–71] (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die Energieeinkopplung wurde vielmehr durch einen Quellterm q in der Energieerhaltungsgleichung realisiert (Gleichung (2.35)). Insbesondere werden von diesem Modell die im Experiment auftretenden Verlustprozesse

- externe Verluste im elektrischen Kreis (ohmsche Verluste),
- Wärmeverluste an den Elektroden und
- Verluste durch Strahlung

nicht berücksichtigt. Die Ausbildung, Ablösung und Ausbreitung einer Druckwelle sowie die Expansion des Kerns werden hingegen über die Zeitintegration der Erhaltungsgleichungen ermittelt. Bei einem Vergleich der gerechneten Ausbreitung mit den experimentellen Daten ist zu erwarten, dass die in der Simulation ermittelten Radien die gemessenen Radien r_K und r_D überschätzen, da in der Simulation keine

³Diese Simulationen sind nicht Teil der vorliegenden Arbeit, sondern wurden von Dr. Detlev Markus und Johann-Robert Kummer (beide Physikalisch-Technische Bundesanstalt) [70, 71] bzw. von Dr. Kostyantyn Korytchenko (Nationale Technische Universität „Polytechnisches Institut Charkiw“, Ukraine) [74–76] durchgeführt.

Verlustprozesse dem System Energie entziehen können. Durch die Einführung eines Wirkungsgrades η in den Quellterm in Gleichung (2.34) in der Form

$$q_{\text{eff}} = q \cdot \eta, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad (4.7)$$

kann über die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation der Wirkungsgrad des Energieeintrags bzw. können die Gesamtverluste der Entladung abgeschätzt werden.

Ein solcher Vergleich ist für die Parameter $d = 0,5 \text{ mm}$ und $E = 159 \text{ }\mu\text{J}$ in Abb. 4.22 durchgeführt worden. Zunächst ist zu erkennen, dass der Anstieg des Kernradius in der Simulation schneller erfolgt als im Experiment. Nach ca. $2 \text{ }\mu\text{s}$ fallen die Kernradien in der Simulation wieder ab. Durch die logarithmische Einteilung der Zeitachse erscheint dieser Abfall wesentlich stärker, als er tatsächlich ist. Hierbei handelt es sich um eine Oszillation des Kernradius, die auf die Methode der Verfeinerung des numerischen Gitters zurückzuführen ist. Dieses wird im Bereich der Druckwelle verfeinert, während es zu Zeiten $t > 1 \text{ }\mu\text{s}$ im Bereich des Kernradius bereits vergleichsweise grob ist. Dadurch ist die Unsicherheit bei der Bestimmung des Kernradius relativ groß. Ein Einfluss der am äußeren Rand des numerischen Gitters reflektierten Druckwelle ist auszuschließen, da die Abmessung hinreichend groß gewählt wurde. Der Kernradius bleibt im weiteren Verlauf der Simulation im Wesentlichen konstant. Außerdem spielen bei $t > 1 \text{ }\mu\text{s}$ zweidimensionale Effekte im Experiment bereits eine Rolle (vgl. Abb. 4.10 und 4.15), die in der eindimensionalen numerischen Simulation nicht einbezogen werden können. Unter Berücksichtigung dieser Abweichungen zeigt sich, dass die beste Übereinstimmung für $\eta \approx 0,4$ erzielt wird, insbesondere in der Darstellung von $r_{\text{D,red}}$. Das bedeutet, dass lediglich ca. 40% der zur Verfügung stehenden elektrischen Energie zu einer Aufheizung des Kerns beitragen.

Neben dieser Abschätzung der Verluste ermöglichen numerische Simulationen einen tieferen Einblick in die ablaufenden gasdynamischen Prozesse, die experimentell nur sehr schwierig oder gar nicht zugänglich sind. Abbildung 4.23 zeigt gerechnete radiale Profile der Größen T , p und ρ zu verschiedenen Zeitpunkten innerhalb der ersten $3 \text{ }\mu\text{s}$ nach der Entladung. Es werden zwei Entladungsenergien verglichen; alle anderen Simulationsparameter wurden konstant gehalten. Gerechnet wurde die Expansion des Kerns und der Druckwelle sowie die nachfolgende Zündung eines 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemischs, gezeigt werden hier aber nur die gasdynamischen Effekte im Zeitraum bis $3 \text{ }\mu\text{s}$ nach der Entladung. Der Quellterm ist neben der Energie durch $r_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ und $\tau_E = 50 \text{ ns}$ charakterisiert.

In den Temperaturprofilen (Abb. 4.23a) ist gut das Wachstum des Kerns vor allem in den ersten 500 ns zu sehen. Während der Dauer des Energieeintrags von 50 ns steigt die Temperatur im Kern auf gut 2000 K ($E = 25 \text{ }\mu\text{J}$) bzw. gut 3200 K ($E = 44 \text{ }\mu\text{J}$). Bis 500 ns fällt die Temperatur im Kern bei gleichzeitiger Expansion des Kerns wieder ab. Die in radialer Richtung scheinbar konstante Temperatur im Kern über einen relativ großen Bereich ist ein Effekt des numerischen Gitters: Das Gitter ist dort besonders fein, wo große Gradienten der berechneten Größen auftreten, hier also

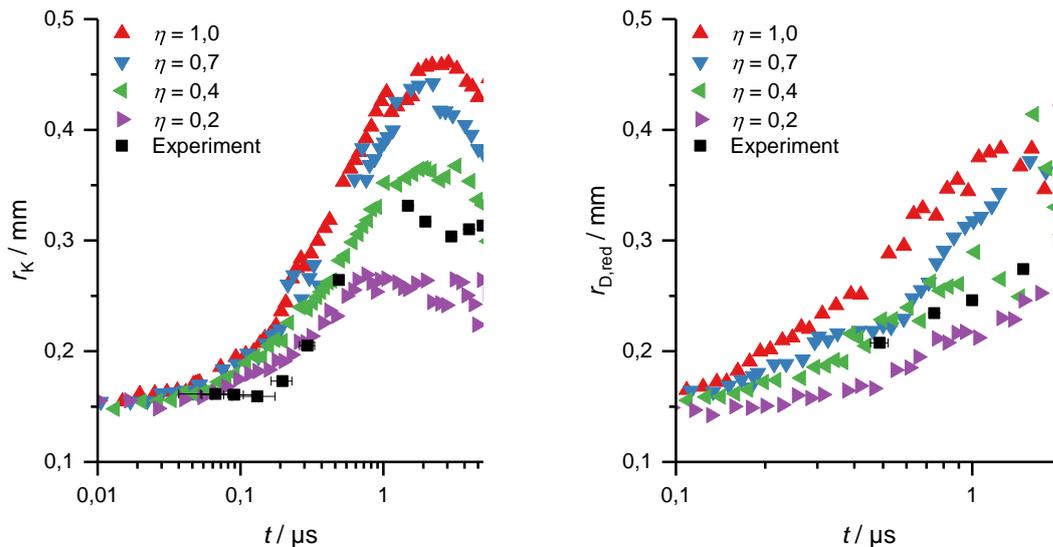


Abbildung 4.22: Ausbreitung von Kern (links) und Druckwelle (rechts) im Verlauf der Zeit [71]. Vergleich von Experiment und Simulation für das Beispiel einer Entladung in Luft bei $d = 0,5 \text{ mm}$ und $E = 159 \text{ µJ}$. In der Simulation betrug $r_0 = 150 \text{ µm}$.

am Rand des Kerns und im Bereich der Druckwelle. Andere Bereiche werden dafür vergleichsweise grob aufgelöst. Dies gilt auch für die anderen Größen Druck und Dichte zu späteren Zeitpunkten im Bereich kleiner Radien. Von 500 ns bis 3 µs bleibt das Temperaturprofil weitgehend unverändert. Lediglich außerhalb des Kerns ist eine geringe Aufheizung des Gases (ca. 10 K) infolge des Durchgangs der Druckwelle vorhanden.

Neben der Temperatur steigt auch der Druck im Kern während der Entladung sehr stark an (Abb. 4.23b). Die Maximalwerte zum Ende des Energieeintrags sind $6,9 \text{ bar}$ bzw. $10,6 \text{ bar}$. Der Zeitpunkt $t = 100 \text{ ns}$ zeigt, wie sich am Rand des Kerns die Druckwelle bildet. Diese ist bei $E = 44 \text{ µJ}$ durch ein größeres Druckverhältnis zum Außenbereich und ein schärfer ausgeprägtes Druckmaximum gekennzeichnet. Daher ist die Geschwindigkeit der Druckwelle auch größer. Bei $t = 1 \text{ µs}$ ist die Druckwelle bei der geringeren Energie kaum noch zu erkennen. Auch bei der höheren Energie sinkt die Intensität der Druckwelle schnell ab. Zum Zeitpunkt $t = 3 \text{ µs}$ befindet sich die Druckwelle außerhalb des hier dargestellten radialen Bereichs.

Für den Vergleich mit experimentellen Schlieren-Daten sind insbesondere die radialen Dichteprofile interessant (Abb. 4.23c). Die Aufheizung des Kerns führt in diesem Bereich zu einem Absinken der Dichte. Am Rand des Kerns kommt es durch den starken Druckanstieg infolge der Druckwelle zu einem sprunghaften Anstieg der Dichte. Zu den Zeitpunkten 100 ns , 500 ns und 1 µs können das radiale Wachstum des Kerns und die Ausbreitung der Druckwelle gut verfolgt werden. Der Einfluss der Entladungsenergie auf den Kernradius und den Druckwellenradius in der zuvor erläuterten Art ist anhand der Dichte klar ersichtlich.

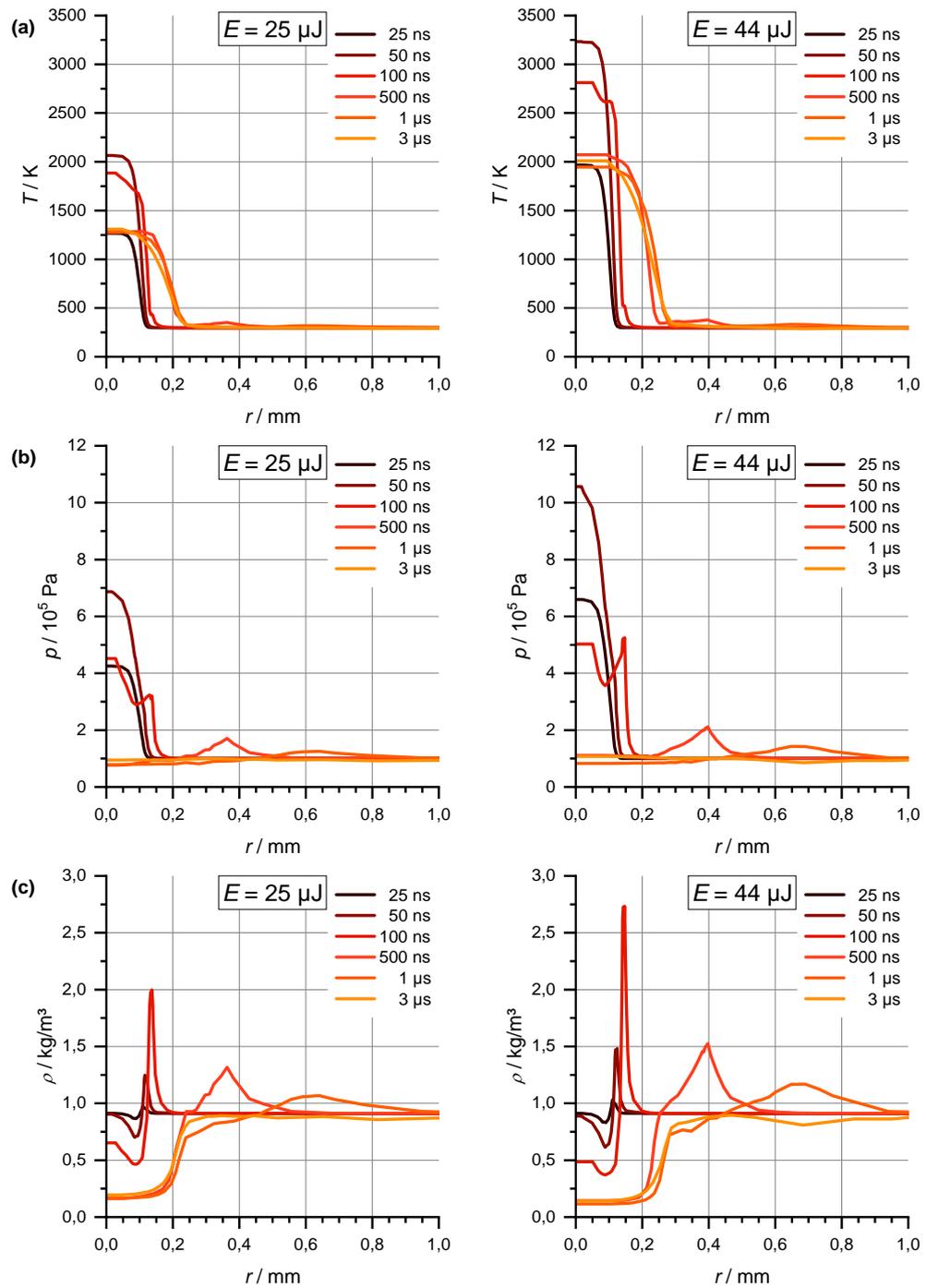


Abbildung 4.23: Simulierte radiale Profile der Temperatur (obere Reihe), des Drucks (mittlere Reihe) und der Dichte (untere Reihe) zu verschiedenen Zeitpunkten nach Entladungen mit $E = 25 \mu\text{J}$ (links) bzw. $E = 44 \mu\text{J}$ (rechts) in einem 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch [137].

Über die auf diese Phase der schnellen Ausbreitung des Kerns folgenden Zeitschritte der Simulation lassen sich der Zündprozess und die Frühphase der Flammenausbreitung beschreiben. Ein solcher Vergleich zwischen Experiment und Simulation wird in Abschnitt 4.4 angestellt.

In Ergänzung zu diesem numerischen Modell wurde ein weiteres Modell genutzt, um die Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle zu rechnen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Auch hier handelt es sich um ein eindimensionales Simulationsmodell. In dem zweiten Modell werden zusätzlich die Prozesse im Plasmakanal detailliert betrachtet. Folgende Effekte wurden berücksichtigt [74–76]:

- die elektrischen Parameter wie Kapazität und Induktivität des Kreises,
- gasdynamische Expansionsprozesse,
- Ionisationsprozesse,
- Nichtgleichgewichts-Plasmareaktionen,
- Wärmeübertragung durch Elektronen und
- Strahlung.

Hingegen ist Diffusion in dem Modell nicht berücksichtigt. Als Startbedingung für den Plasmakanal wird in einen sehr kleinen Bereich von $r = 10 \mu\text{m}$ für 8 ns eine Leistung von $1,5 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^3$ eingebracht [77]. Dieser Radius ist möglichst klein gewählt, berücksichtigt aber auf der anderen Seite auch Aspekte der numerischen Stabilität. Die Energie, die in dieser Phase eingebracht wird, ist gegenüber der Gesamtenergie der Entladung vernachlässigbar klein und dient nur der Initialisierung eines leitfähigen Kanals. Das weitere radiale Wachstum des Plasmakanals wird über die Erhaltungsgleichungen berechnet. Anhand einer Beispielenladung bei $d = 1,0 \text{ mm}$ und $E = 180,4 \mu\text{J}$ wurde das numerische Modell mit den vorgestellten Experimenten verglichen.

Um einen visuellen Vergleich zu ermöglichen, wurden aus den berechneten Dichteprofilen sog. *numerische Schlieren-Bilder* erzeugt. Dazu wurde die Methode von Quirk [138] in der von Tholin [139] dargestellten Form genutzt:

$$S = s_1 \exp\left(-s_2 \frac{|\nabla\rho|}{|\nabla\rho|_{\max}}\right), \quad (4.8)$$

wobei S die Intensität des numerischen Schlieren-Bildes bezeichnet. Die Konstanten s_1, s_2 kontrollieren den mittleren Grauwert des Bildes bzw. die Verstärkung kleiner Gradienten. Hier wurde $s_1 = 0,45$ und $s_2 = 10$ gesetzt, um die experimentellen Schlieren-Aufnahmen bestmöglich nachzubilden. Den so erzeugten Bildern wurde ein geringes Rauschen überlagert, um große gleichfarbige Flächen zu vermeiden.

Die numerischen Schlieren-Bilder sind in Abb. 4.24 im Vergleich zu den experimentellen Schlieren-Aufnahmen gezeigt. Zu beachten ist, dass die numerischen Schlieren-Bilder symmetrisch bezüglich $r = 0$ sind, während bei den experimentellen

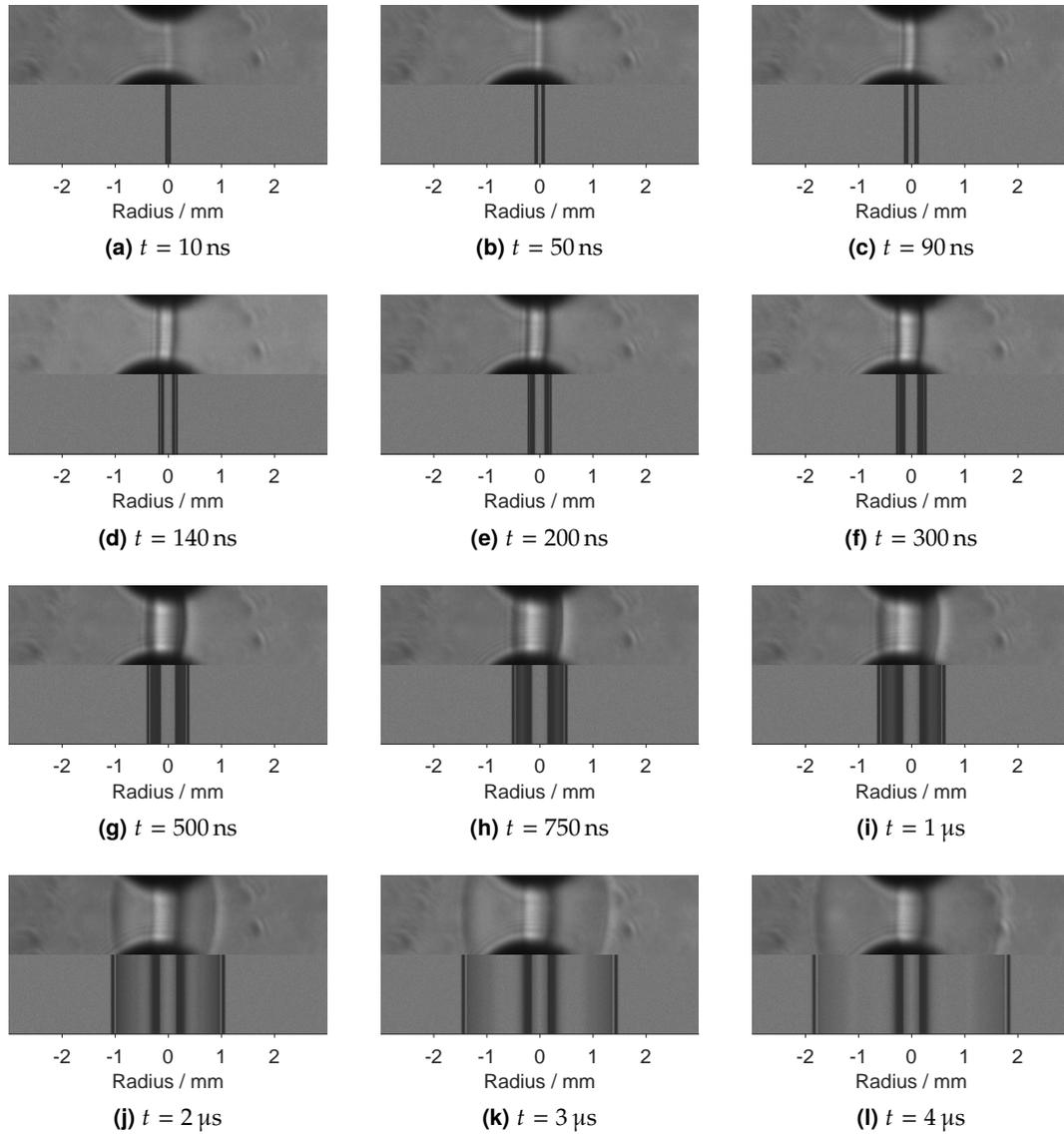


Abbildung 4.24: Vergleich von numerischen Schlieren-Bildern (unten) mit experimentellen Schlieren-Aufnahmen (oben). Parameter der Entladung: $d = 1,0 \text{ mm}$ und $E = 180,4 \mu\text{J}$ [77].

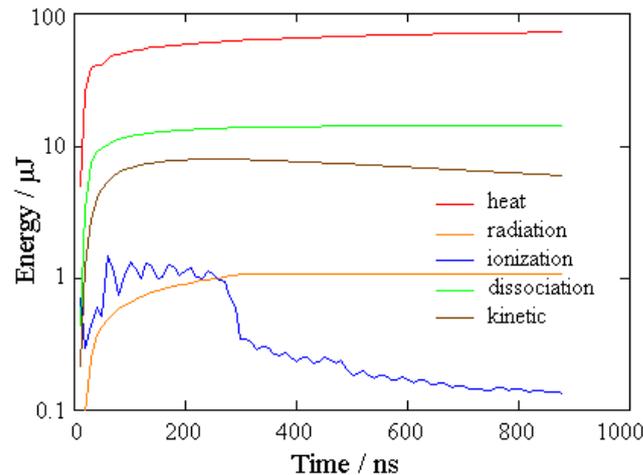


Abbildung 4.25: Verteilung der einzelnen Energierterme im Verlauf der Zeit aus der Simulation einer elektrischen Entladung [77].

Aufnahmen durch die Schlieren-Blende die linke Seite des Kerns heller erscheint als die rechte Seite. Es wird deutlich, dass das numerische Modell die Ausbreitung des heißen Kerns sehr gut wiedergibt. Auch die Ausbildung der Druckwelle und deren Ablösung werden korrekt wiedergegeben. Erst bei $t \geq 2 \mu\text{s}$ sind Unterschiede im weiteren Verlauf der Druckwelle sichtbar. Die Druckwelle in der Simulation ist schneller als im Experiment, da in der Simulation zylindrische Symmetrie angenommen wurde. Im Experiment gilt diese Näherung für die Druckwelle jedoch nur bis etwa $t = 1 \mu\text{s}$. Danach breitet sich die Druckwelle annähernd kugelförmig aus, so dass das Druckverhältnis über die Druckwelle schneller sinkt als in der Simulation und die Druckwelle sich entsprechend langsamer fortpflanzt (Abb. 4.13). Für den Kern gilt die Annahme zylindrischer Symmetrie auch bis zum letzten gezeigten Zeitpunkt ($t = 4 \mu\text{s}$) noch hinreichend gut.

Die Beiträge der einzelnen Energieformen zur Gesamtbilanz sind in Abb. 4.25 dargestellt. Diese Abbildung ist aus Korytchenko u. a. [77] entnommen. Zu beachten ist, dass die Energie auf der y -Achse logarithmisch dargestellt ist. Dieser Darstellung ist zu entnehmen, dass der Umsatz in Wärmeenergie den größten Teil der Bilanz ausmacht. An zweiter Stelle folgt die Dissoziation, also die Teilung von Gasmolekülen in einzelne Atome. Der Umsatz in kinetische Energie sowie in Strahlung spielt für die Gesamtbilanz keine große Rolle. Interessant ist der Verlauf der Ionisationsenergie. Auf einem niedrigen Niveau schwingt dieser Beitrag mit einer Frequenz, die der Frequenz des Entladestroms entspricht. Nach etwa 300 ns sinkt die Ionisationsenergie wieder, da durch Rekombination von positiv geladenen Ionen mit Elektronen der Ionisationsgrad in der Entladung geringer wird. Die dadurch freiwerdende Energie wird in Wärme umgesetzt. Außerdem führen die Rekombination von dissoziierten Molekülen sowie die Abbremsung der Fluidbewegung zu einer weiteren Erhöhung der Temperatur [77].

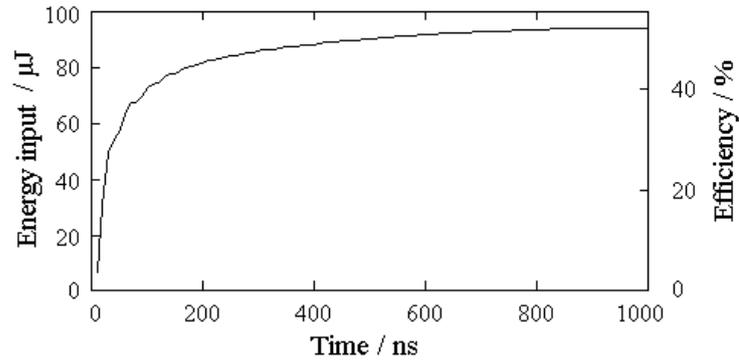


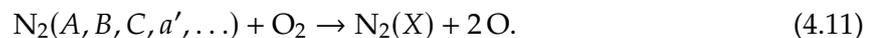
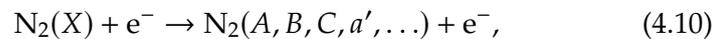
Abbildung 4.26: Zeitabhängige Energieeinkopplung und der Wirkungsgrad einer elektrischen Entladung, entnommen aus einer numerischen Simulation [77].

Wie Abb. 4.26 zeigt, wird der Großteil der Energie innerhalb einiger 10 ns bis weniger 100 ns eingebracht. Danach steigt die Kurve nur noch langsam an und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Wird der Wirkungsgrad der Entladung (*Efficiency* in Abb. 4.26) als der Anteil der in der Entladung deponierten Energie an der elektrisch zur Verfügung stehenden Energie definiert,

$$\eta = \frac{E_{\text{deponiert}}}{E}, \quad (4.9)$$

so erreicht die Entladung nach 1 μs einen Wirkungsgrad von 52 % [77]. Dies stimmt recht gut mit der Abschätzung mithilfe des ersten numerischen Modells ($\eta \approx 40\%$) überein.

Andere Autoren haben den Wirkungsgrad darüber definiert, welcher Anteil der Energie zu einer extrem schnellen Aufheizung des Kanals innerhalb weniger 10 ns führt [40, 87]. Dazu wurde ein sog. ultraschneller Heizmechanismus postuliert (*ultrafast heating mechanism*), der aus zwei Schritten besteht [37, 40, 140]: Zunächst werden Stickstoffmoleküle im Grundzustand durch Elektronenstoß angeregt (Gleichung (4.10)). Stößt ein angeregtes Stickstoffmolekül dann mit einem Sauerstoffmolekül, so dissoziiert das Sauerstoffmolekül und das Stickstoffmolekül geht wieder in den Grundzustand über. Zusätzlich wird bei diesem zweiten Schritt Wärme frei (Gleichung (4.11)), wobei für eine kurze Zeitspanne von wenigen 10 ns Wärmefreisetzungsraten von $4,5 \cdot 10^{10}$ K/s erreicht werden [37].



Der Anteil der Energie der Entladung, der durch diesen Prozess in Wärme umgewandelt wird, also der Wirkungsgrad der Entladung für die Erwärmung des Gases, wurde für ähnliche Entladungen zu 20 % bis 25 % [87] und 28 % [40] bestimmt. Innerhalb der für diesen Prozess relevanten Zeitskalen von einigen zehn Nanosekunden werden auch bei der hier untersuchten Entladung ähnliche Werte für den so

definierten Wirkungsgrad erreicht (Abb. 4.26). Interessant ist auch, dass durch den zweistufigen Mechanismus nicht nur das Gasvolumen geheizt wird, sondern dass auch Radikale erzeugt werden, die für die chemische Reaktion eine sehr wichtige Rolle spielen.

Neben dieser extrem schnellen Aufheizung kommt es auch zu einer Energieumwandlung in Wärme auf anderen Pfaden von Plasmareaktionen. Beispielsweise führt auch die Relaxation von vibratorisch angeregten Molekülen zu einer Aufheizung, bei Atmosphärendruck allerdings auf Zeitskalen $\tau \gg 1 \mu\text{s}$.

4.3.5 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurden die Ergebnisse der Schlieren-Messungen zur Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle vorgestellt und diskutiert. Ein wichtiges Ergebnis ist, dass die Energie der Entladung die Größe ist, die diesen Prozess bestimmt, während die Energiedichte keinen Einfluss hat. Zu jedem Versuch wurde nach einem definierten Kriterium auch der Anfangsradius r_0 bestimmt. Es wurde diskutiert, wie wichtig eine geeignete Wahl des Kriteriums zur Bestimmung dieses Radius ist. Die Radien wurden mit Literaturwerten und den Entladungsradien r_E aus dem Abschnitt 4.2.1 (OES) verglichen. Bei der Verwendung der Anfangsradien für numerische Modelle ist darauf zu achten, dass die richtige Größe r_0 bzw. r_E gewählt wird. Die gemessene Druckwellenradien wurden mit der Theorie zu Stoßwellen verglichen, um darüber auf den theoretischen Energieinhalt der Entladung und somit auf einen Wirkungsgrad der Energieumsetzung zu schließen. Aufgrund des frühen Übergangs der Druckwelle von einer zylindrischen in eine sphärische Form war nur ein kleiner Bereich der Daten auswertbar. Hier wurde als bester Schätzwert für den Wirkungsgrad der Entladung 36 % bis 40 % bei einer Unsicherheit von $\pm 7\%$ bestimmt. Schließlich wurden Messergebnisse mit zwei verschiedenen numerischen Modellen verglichen. Ein Modell nutzte einen Energiequellterm, während das andere die Entladung detailliert berücksichtigte. Mithilfe der Modelle wurde der Wirkungsgrad der Entladungen zu $\eta \approx 40\%$ bzw. zu $\eta = 52\%$ bestimmt. Das bedeutet, dass die Gesamtverluste bei der Aufheizung des Kerns im Bereich von 50 % bis 60 % liegen. Die recht gute Übereinstimmung der mit zwei unterschiedlichen Modellen bestimmten Wirkungsgrade lässt zudem den Rückschluss zu, dass der im Quellterm definierte Radius r_0 sinnvoll gewählt wurde.

4.4 Flammenausbreitung

In diesem Kapitel werden die Beobachtungen des Zündprozesses und der frühen Flammenausbreitung dargestellt. Dabei kamen das Schlieren-Verfahren und die laserinduzierte Fluoreszenz von OH zum Einsatz. Als wesentlicher Parameter wurde dabei die Entladungsenergie variiert. Für jedes Brenngas wurden vier Energien nahe der jeweiligen MZE eingestellt (Tabelle 4.4). Diese Energien werden im Folgenden dimensionslos auf die jeweilige Mindestzündenergie bezogen angegeben als $E^* =$

E/MZE . Bei Wasserstoff war die niedrigste Energie, die untersucht werden konnte, $E^* = 2,3$. Grund hierfür war die durch Streukapazitäten vorgegebene minimale Eigenkapazität des Versuchsaufbaus, so dass nach Gleichung (3.1) unter Beibehaltung einer Spannung nahe der Durchbruchspannung auch die Energie nach unten begrenzt war. Zu jeder Energie ist in Tabelle 4.4 die Zündwahrscheinlichkeit P_Z angegeben, die mittels logistischer Regressionsfunktionen anhand der Werte von Wähler u. a. [20] berechnet wurde.

4.4.1 Schlieren-Messungen

Diskussion der Schlieren-Aufnahmen

Die Abb. 4.27 bis 4.29 zeigen ausgewählte Schlieren-Serien der frühen Phase der Flammenausbreitung in den drei untersuchten Gasgemischen, die mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wurden. Eine Zeile zeigt jeweils die Bilder für eine konstante Energie aus einem Versuch. Bei den Versuchen im Wasserstoff/Luft-Gemisch sind zwischen den untersuchten Energien nur geringe Unterschiede sichtbar (Abb. 4.27). Daher sind hier nur Bilder für zwei Energien dargestellt. Wird die Entladungsenergie erhöht, so wird auch der Flammenradius zu einem bestimmten Zeitpunkt größer. Dies ist beispielsweise in Spalte b der Abb. 4.27 zu erkennen, allerdings ist der Unterschied relativ klein. Die Zündung erfolgt in allen untersuchten Fällen sehr schnell, innerhalb von $100 \mu\text{s}$. Aufgrund der hohen Flammengeschwindigkeit des Wasserstoff/Luft-Gemischs hat die durch die Entladung induzierte Strömung keinen merklichen Einfluss auf die Ausbreitung der Flamme. Die Flamme scheint von Beginn an sphärisch zu sein.

Beim Ethen/Luft-Gemisch sind größere Unterschiede zwischen den einzelnen Energien zu beobachten (Abb. 4.28). Bei einer Erhöhung der Energie verringert sich die Zündverzugszeit und die frühe Phase der Flammenausbreitung verläuft schneller. Dies ist besonders gut anhand der Bilder c und d zu erkennen. Die Form des Kerns zu frühen Zeiten ist bei niedrigen Energien asymmetrisch, während bei den beiden höheren Energien eine recht gleichmäßige Struktur entsteht (Bilder a und b). Wenn die Entladungsenergie geringer ist, führen bereits kleinere Änderungen der

Tabelle 4.4: Zündwahrscheinlichkeiten der zündwilligsten Gemische von Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft. E^* – auf die MZE bezogene Energie, E – Entladungsenergie, P_Z – Zündwahrscheinlichkeit (gerundet auf drei signifikante Stellen).

Wasserstoff			Ethen			Propan		
E^*	$E/\mu\text{J}$	P_Z	E^*	$E/\mu\text{J}$	P_Z	E^*	$E/\mu\text{J}$	P_Z
2,3	39	99,0 %	1,5	123	6,80 %	1,5	360	0,28 %
3,4	58	100 %	2,0	164	41,0 %	2,0	480	1,08 %
4,5	77	100 %	2,9	238	97,6 %	2,9	696	12,1 %
5,6	95	100 %	3,8	312	100 %	4,0	960	75,4 %

Energie zu relativ großen Änderungen in der Flammenausbreitung. Bei größeren Energien sind vergleichsweise starke Änderungen der Energie notwendig, um eine signifikante Veränderung des Zündverhaltens zu bewirken. Entsprechend sind die Unterschiede zwischen den Versuchen bei $E^* = 1,5$ und $E^* = 2,0$ stärker ausgeprägt als diejenigen zwischen den Versuchen bei $E^* = 3,0$ und $E^* = 3,9$.

Noch größer ist die Variation im Fall des Propan/Luft-Gemisches. In Abb. 4.29 werden Zündungen und Nichtzündungen bei zwei Energien verglichen. Bis zu Bild c (0,288 ms) läuft die Flammenausbreitung für Zündungen und Nichtzündungen sehr ähnlich ab. Erst nach 0,6 ms (Bild d) werden die ersten kleinen Unterschiede sichtbar. Im Falle der relativen Entladungsenergie $E^* = 2,0$ ist zu diesem Zeitpunkt der Radius der Struktur in den Zeilen 2 und 3 (Zündungen) größer als in Zeile 1 (Nichtzündung). Dies gilt analog auch für die Versuche bei $E^* = 2,9$ in Zeile 4 und 5. Auf den Bildern e und f (1,25 ms und 2,37 ms) ist zu sehen, wie die heißen Gaskerne im Falle der Nichtzündungen abkühlen, während es in den anderen Fällen zu einer selbsterhaltenden Flammenausbreitung kommt. Wie die beiden Bildserien in den Reihen 2 und 3 zeigen, gibt es auch bei qualitativ gleichem Ergebnis (Zündung) unter nominell identischen Bedingungen große Unterschiede bei der Ausbildung der Flamme, wenn die Energie relativ gering ist (hier: $E^* = 2,0$). Die Zündwahrscheinlichkeit für den gezeigten Fall liegt laut Tabelle 4.4 bei ca. 1%. Ein Grund für die unterschiedliche Entwicklung der beiden Flammen liegt in der Position der Entladung. Bei dem Versuch in Reihe 3 entstand die Entladung links von der Mittelachse der Elektroden. Dies ist gut beim Vergleich der Bilder 2a und 3a zu erkennen und kann beispielsweise aufgrund von Oberflächeneffekten an den Elektroden passieren. In der Folge bildet sich das Wirbelpaar, das durch die Entladung und die Geometrie der Elektroden induziert wird [141–144], asymmetrisch aus. Dadurch wird in Summe eine Strömung erzeugt, die zwischen den Elektroden nach rechts gerichtet ist und den Flammenkern konvektiv transportiert. Daher ist auf Bild 3c der Kern wieder mittig zur Elektrodenachse positioniert und bewegt sich weiter nach rechts. In der Folge kommt es hier nur zu einer Zündung auf der rechten Seite der Elektroden. Die Bilder 3e und 3f zeigen, dass die Flamme ausgehend von der rechten Seite sich danach sphärisch ausbreitet. Derartige Schwankungen zwischen einzelnen Zündungen oder Nichtzündungen werden vor allem bei geringem E^* beobachtet. Bei höheren Energien verlaufen die Versuche dagegen gleichartig und die Flammenform wird eher symmetrisch (vgl. Reihe 5).

Analyse der Schlieren-Aufnahmen

Aus den Schlieren-Aufnahmen wurden die Flammenradien mit der in Abschnitt 3.5 beschriebenen Methode gewonnen. Genau genommen kann mit dem Schlieren-Verfahren nicht bestimmt werden, ab welchem Zeitpunkt es sich bei der erhaltenen Struktur tatsächlich um eine Flamme handelt und wann noch um einen Bereich heißen Gases. Vereinheitlichend wird im Folgenden dennoch durchgehend von Flammenradien r_F gesprochen. Sie sind in Abb. 4.30 als Funktion der Zeit nach Beginn der Entladung gezeigt. Einzelne Experimente sind hier als gestrichelte Linien

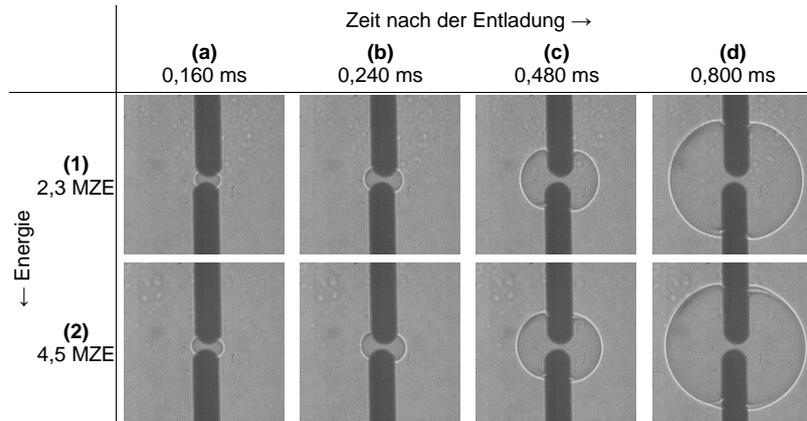


Abbildung 4.27: Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

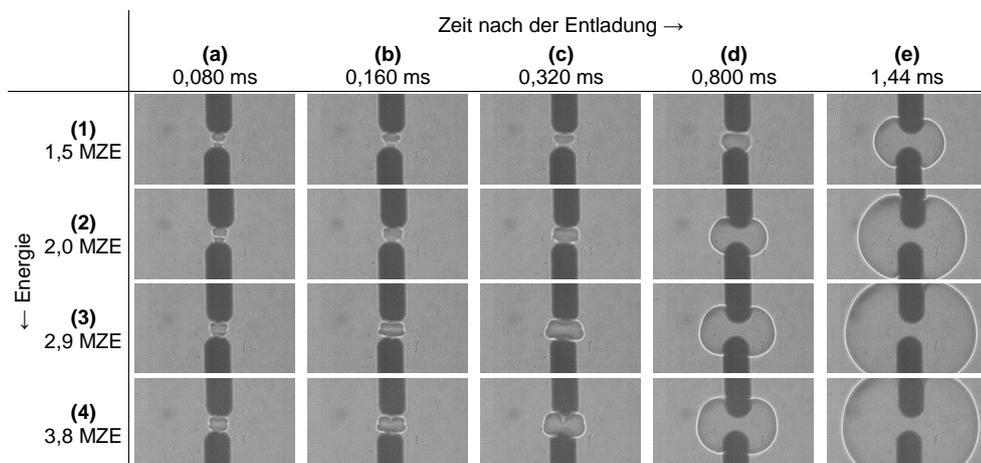


Abbildung 4.28: Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

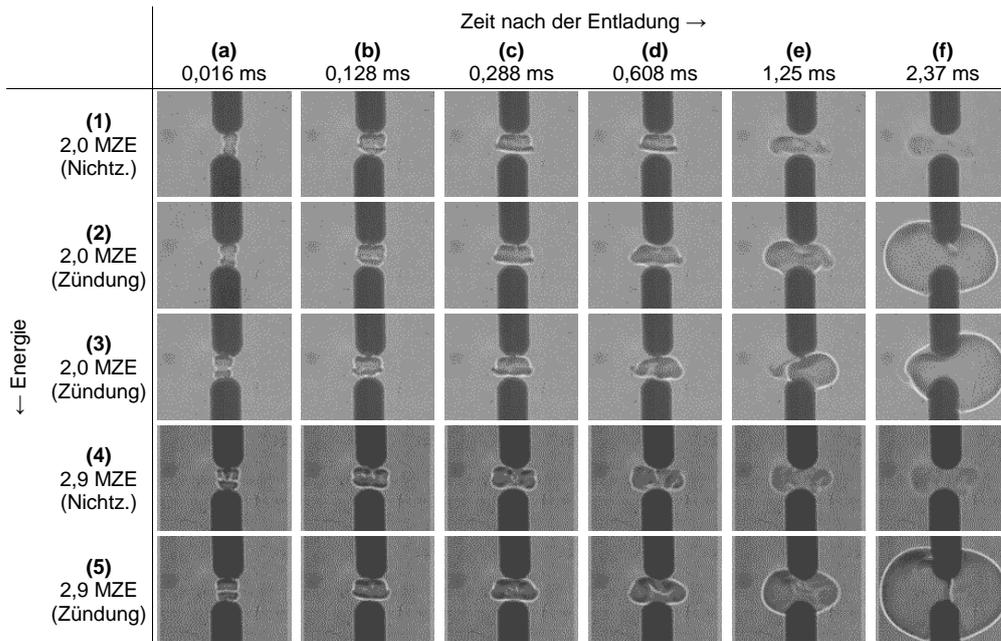


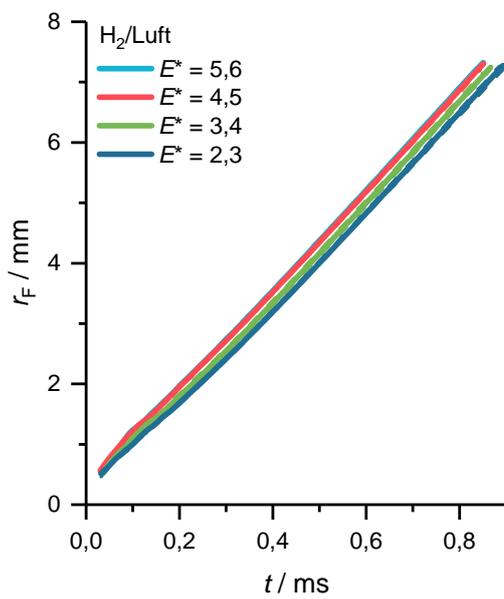
Abbildung 4.29: Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

gezeichnet. Der Mittelwert aus mehreren Experimenten bei konstanter Energie ist als durchgezogene Linie dargestellt.

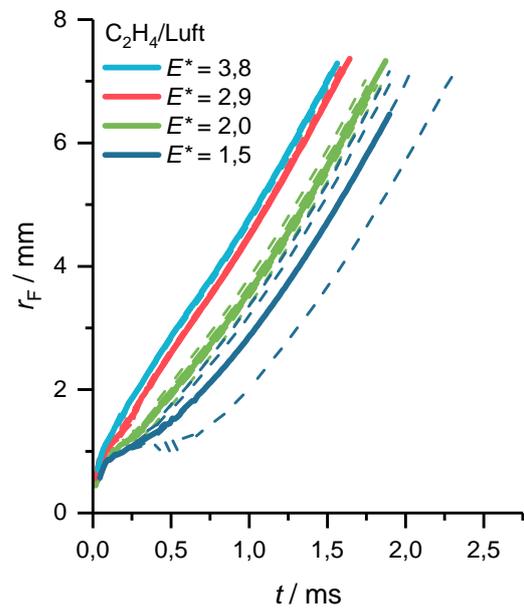
Beim Wasserstoff/Luft-Gemisch breiten sich die Flammen bei jeder eingestellten Energie sehr reproduzierbar nahezu gleichförmig aus (Abb. 4.30a). Durch Erhöhung der Energie wird die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit während der ersten 0,1 ms nach der Zündung erhöht. Daher ist zu einem konstanten Zeitpunkt der Flammenradius größer als bei geringerer Zündenergie. Nach etwa 0,1 ms hat die Zündquelle keinen Einfluss mehr auf die weitere Flammenausbreitung, so dass alle Kurven parallel verlaufen. Zwischen den beiden höchsten Energien ($E^* = 4,5$ und $5,6$) ist kein signifikanter Unterschied sichtbar.

Der Zeitbereich, in dem die Zündquelle die Geschwindigkeit der Flamme positiv beeinflusst, wird von Bradley und Lung [55] als *spark assisted flame propagation regime* bezeichnet, also als vom Funken unterstützte Flammenausbreitung. Je nach Gemischzusammensetzung und Entladungsenergie variiert die Dauer dieses Regimes. Für Wasserstoff ist der Einfluss der Entladungsenergie im untersuchten Bereich zwar signifikant, aber nicht besonders groß.

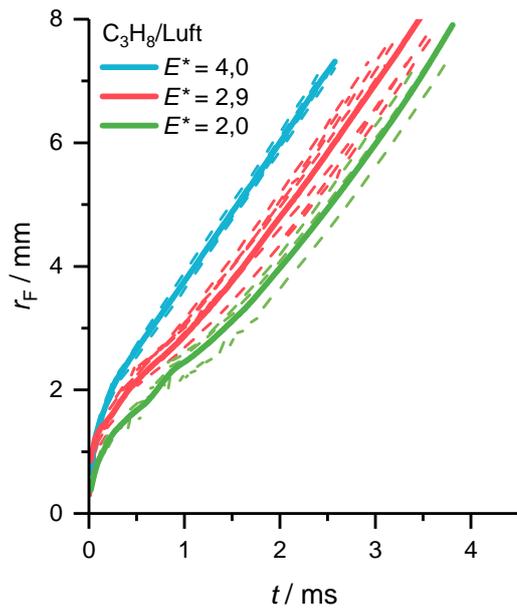
Beim Ethen/Luft-Gemisch (Abb. 4.30b) ist eine starke Variation der anfänglichen Flammenausbreitung zwischen einzelnen Versuchen bei den geringen Energien $E^* = 1,5$ und $2,0$ festzustellen. Zu höheren Energien hin wird der Prozess besser reproduzierbar. Nach 1 ms gleicht sich die Steigung aller Kurven an. Ab diesem



(a) 23,3 Vol.-% H₂/Luft-Gemisch



(b) 8,0 Vol.-% C₂H₄/Luft-Gemisch



(c) 5,2 Vol.-% C₃H₈/Luft-Gemisch

Abbildung 4.30: Flammenradius als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien. Einzelne Experimente sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet; durchgezogene Linien repräsentieren den Mittelwert mehrerer Experimente.

Zeitpunkt wird die Flammenausbreitung nur noch von der Chemie und der Streckung durch die Kugelform bestimmt. In der Frühphase spielt die Zündquelle allerdings noch eine wesentliche Rolle für die Flammenausbreitung. Der Einfluss der Energie auf den Zündprozess wird deutlich: Eine Erhöhung der Energie führt zu einer früheren Zündung und damit auch zu einer besseren Reproduzierbarkeit der Zündung.

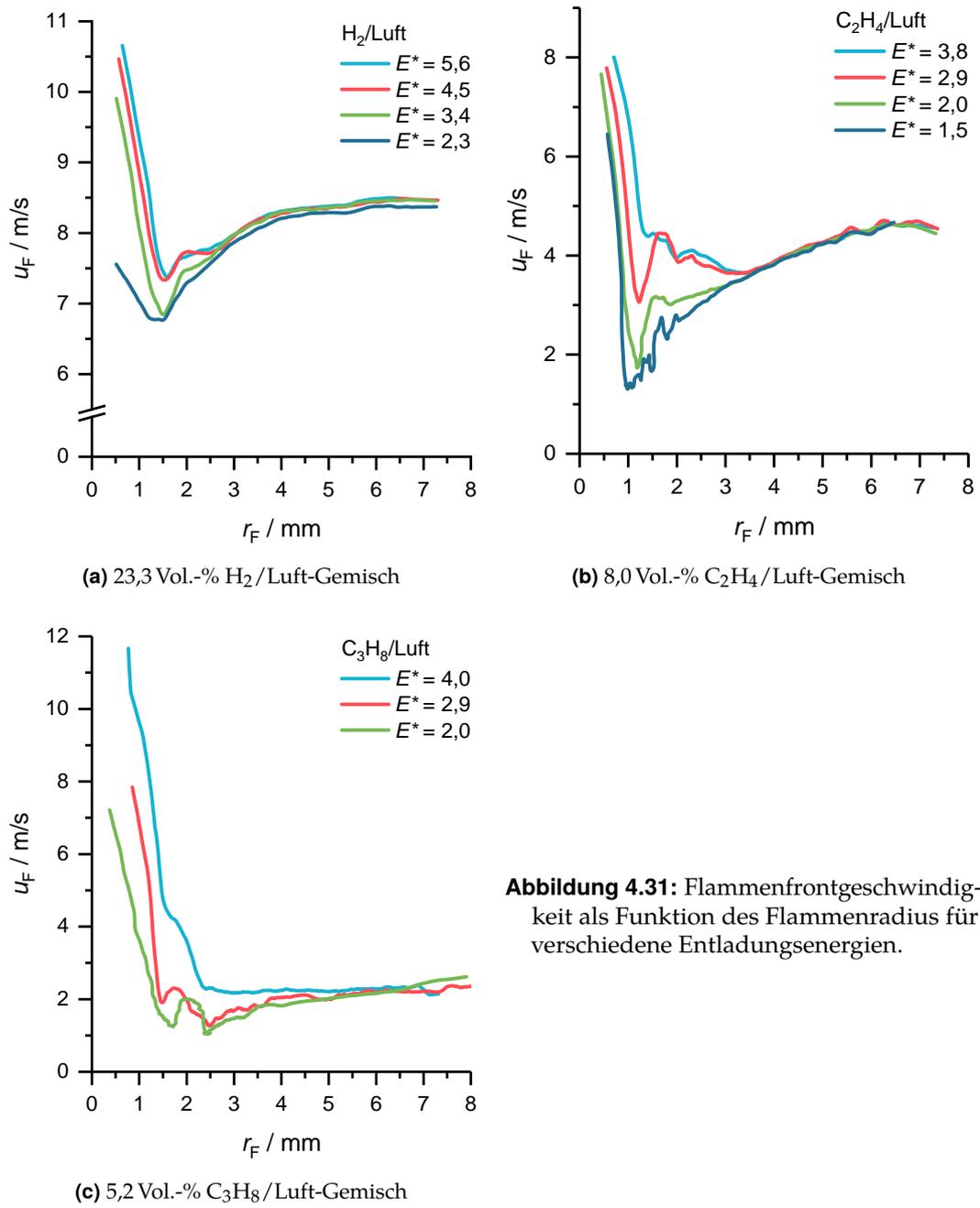
Abbildung 4.30c zeigt die frühe Flammenausbreitung für verschiedene Entladungsenergien im Propan/Luft-Gemisch. Für die geringste Energie ($E^* = 1,5$) wurde in 100 Versuchen keine Zündung beobachtet. Die Zündwahrscheinlichkeit liegt hier bei ca. 0,3% (Tabelle 4.4, [20]). Wie bei Ethen ist auch bei Propan die Zündung einer starken Schwankung unterworfen, wenn die Energie relativ gering ist. Die funkenunterstützte Flammenausbreitung ist aufgrund der hohen absoluten Entladungsenergie beim Propan/Luft-Gemisch besonders stark ausgeprägt. Erst nach ca. 1 ms spielt die Zündquelle keine Rolle mehr für die Flammengeschwindigkeit. Bei der höchsten untersuchten Energie ($E^* = 4,0$) ist die Ausbreitung des Kerns durch die zusätzlich bereitgestellte Energie in der Anfangsphase so schnell, dass der Kern direkt in eine selbsterhaltende Flamme übergeht und fast keine Variation bei der Wiederholung des Experiments beobachtet wird.

Einfluss der Energie auf die Flammenfrontgeschwindigkeit

Abbildung 4.31 zeigt die Flammenfrontgeschwindigkeit u_F als Funktion des Flammenradius für die drei untersuchten Gemische. Dazu wurden die gemittelten Kurven in Abb. 4.30 numerisch abgeleitet:

$$u_F = \frac{dr_F}{dt}. \quad (4.12)$$

Anhand dieser Darstellung können für alle untersuchten Gemische drei Bereiche der Zündung und der frühen Flammenausbreitung identifiziert werden. Zu Beginn ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit durch den Energieeintrag und die Expansion des heißen Kerns sehr groß. Hier kann noch nicht von einer Flammenausbreitung gesprochen werden, da die Gasdynamik diese Expansion dominiert. Die Geschwindigkeit ist umso größer, je größer die Entladungsenergie ist. Durch die Entladung wird zusätzlich eine Strömung induziert, die einen Einfluss auf die Ausbreitung des Kerns haben kann, wenn die von der Energie der Entladung und der Geometrie der Elektroden abhängige Strömungsgeschwindigkeit nicht wesentlich kleiner ist als die gestreckte laminare Flammengeschwindigkeit des Gemisches. Zusätzlich ist die Ausbreitung auch davon abhängig, zu welchem Zeitpunkt die Zündung erfolgt. Bei einer relativ frühen Zündung wird die induzierte Strömung eine geringere Rolle spielen als bei einer relativ späten Zündung. Auch der Zeitpunkt der Zündung, die Zündverzugszeit, ist von der Entladungsenergie abhängig. Im Anschluss an diese erste Phase fällt die Flammenfrontgeschwindigkeit stark ab, im Fall einer Nichtzündung bis auf null. Bei Zündungen durchläuft u_F ein Minimum und nähert sich in einer Übergangsphase dann einem Wert an, der nur von der Chemie und



der Geometrie der Flamme bestimmt wird. Zu diesem Zeitpunkt beginnt die dritte Phase, in der die Zündquelle für die Flammenausbreitung keine Rolle mehr spielt.

Der Minimalwert, der zu Beginn der zweiten Phase erreicht wird, ist für ein gegebenes Gemisch abhängig von der Entladungsenergie und sinkt mit kleiner werdender Energie ab. Der Radius, bei dem dieser Minimalwert erreicht wird, hat eine ähnliche Bedeutung wie der von Champion u. a. [58] vorgeschlagene kritische Flammenradius bzw. das von Bradley und Lung [55] postulierte kritische Flammenvolumen. Erreicht ein Zündkern diesen Radius (bei hinreichend großer Temperatur), so kommt es zu einer selbsterhaltenden Flammenausbreitung. Wird der Radius nicht erreicht oder ist bei Erreichen des Radius die Temperatur bereits zu weit abgesunken, so kommt es nicht zur Zündung des umgebenden Gemischs.

Ein Vergleich der Radien, bei denen die Zündquelle keine Rolle mehr spielt, zeigt folgendes Bild: Für Wasserstoff ist dieser Radius mit etwa 3 mm am kleinsten, bei Ethen beträgt er ca. 3,5 mm bis 4 mm und bei Propan ist er mit mehr als 5 mm am größten. Diese Reihenfolge spiegelt die Lewiszahlen der verwendeten Brenngas/Luft-Gemische wider: $Le(\text{H}_2/\text{Luft}) < Le(\text{C}_2\text{H}_4/\text{Luft}) < Le(\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft})$. Bei dieser Diskussion wird freilich vernachlässigt, dass auch Verluste, Strömungseinflüsse und weitere Größen im Experiment einen Einfluss auf die Zündung haben. Es kann daher durchaus vorkommen, dass Zündkerne zwar die geforderte Größe mit der geforderten Temperatur erreichen, aufgrund von Verlustprozessen aber dennoch keine Flammenausbreitung erfolgt.

Weiterhin ist festzustellen, dass das Minimum der Flammenfrontgeschwindigkeit beim Propan/Luft-Gemisch (Abb. 4.31c) nicht so stark ausgeprägt ist wie bei bei anderen Brenngasen. Dies lässt darauf schließen, dass bei diesem Gemisch die anfängliche Unterstützung der Expansion durch den Zündfunken besonders wichtig ist. Wäre diese nicht vorhanden bzw. bei geringerer Energie weniger stark ausgeprägt, so würde es nicht zu einer Zündung kommen. Die funkenunterstützte Flammenausbreitung wird umso wichtiger, je größer die Lewiszahl wird [55].

Einfluss der Lewiszahl auf die Flammenausbreitung

Wie in Abschnitt 2.2.4 diskutiert wurde, hat bei gestreckten Flammen die Lewiszahl, also das Verhältnis von Temperaturleitfähigkeit zu molekularer Diffusion, einen Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit. Bei positiver Streckungsrate K werden Flammen mit $Le < 1$ beschleunigt und solche mit $Le > 1$ abgebremst. Je größer ist Lewiszahl ist, desto mehr wird die Flammenfrontgeschwindigkeit durch positive Streckung reduziert. Deshalb müssen Flammen mit $Le > 1$ erst deutlich größere Radien und damit kleinere Streckungsraten erreichen, bis die Flammenfrontgeschwindigkeit wieder ansteigen kann oder zumindest ohne Unterstützung durch die Zündquelle konstant gehalten werden kann.

Die Lewiszahl des Wasserstoff/Luft-Gemischs ist wesentlich kleiner als eins. Daher führt die positive Streckung in der sphärisch expandierenden Flamme zu einer erhöhten Flammenfrontgeschwindigkeit. Dies begünstigt die Zündung, da die

Reaktionszone innerhalb kurzer Zeit weit genug von den Elektroden entfernt ist, so dass deren kühlender Einfluss nicht mehr wirkt.

Beim Ethen/Luft-Gemisch ist die Lewiszahl größer als eins, so dass die positive Streckung zu einer Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit führt. Dies äußert sich in der Krümmung der Kurven in Abb. 4.30b. Mit größer werdendem Flammenradius und damit abnehmender Streckungsrate K wird dieser Einfluss geringer, die Flammenfrontgeschwindigkeit steigt an und nähert sich dem Wert für ungestreckte eindimensionalen Flammen an. Dies ist bei geringerer Energie ($E^* = 1,5$) am besten zu erkennen, da hier die Unterstützung der Ausbreitung durch die Entladung und durch die induzierte Strömung am schwächsten ausgeprägt sind. Bei relativ großer Entladungsenergie ($E^* = 2,9$ und $3,8$) liegt die Flammenfrontgeschwindigkeit aufgrund der Unterstützung durch die Zündquelle anfangs oberhalb der ungestreckten Flammengeschwindigkeit und nähert sich dieser im Laufe der Zeit von oben an.

Die Lewiszahl des Propan/Luft-Gemischs ist noch etwas größer als die des Ethen/Luft-Gemischs. Daher ist in Abb. 4.30c bei den geringeren relativen Entladungsenergien $E^* = 2,0$ und $2,9$ eine Krümmung der Kurven sichtbar, die darauf hinweist, dass die Flammenfrontgeschwindigkeit mit größer werdendem Flammenradius und kleiner werdender Streckung ansteigt.

Für die drei untersuchten Gemische wurde Gleichung (2.30) ausgewertet. Die benötigten Parameter wurden mit *Cantera* [45] berechnet. Die Berechnung ist in Anhang B dargestellt. Gleichung (2.30) wird für das Wasserstoff/Luft-Gemisch zu

$$\frac{u_{L,\text{str}}}{u_L} = 1 + K \cdot 2,456 \cdot 10^{-3} \text{ s}, \quad (4.13)$$

für das Ethen/Luft-Gemisch zu

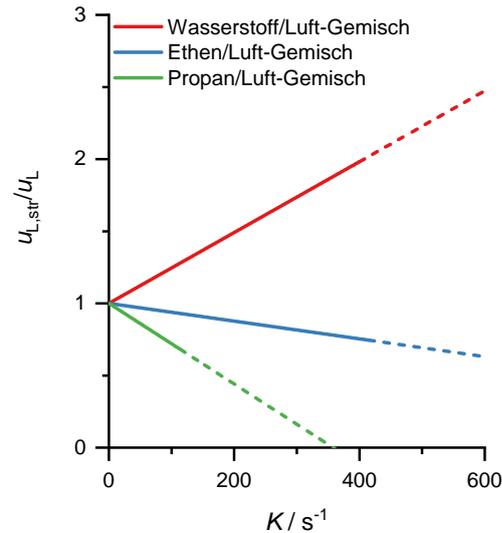
$$\frac{u_{L,\text{str}}}{u_L} = 1 + K \cdot (-6,147 \cdot 10^{-4} \text{ s}), \quad (4.14)$$

und für das Propan/Luft-Gemisch zu

$$\frac{u_{L,\text{str}}}{u_L} = 1 + K \cdot (-2,794 \cdot 10^{-3} \text{ s}). \quad (4.15)$$

Hier wurde aus der dimensionslosen Streckung ζ (Gleichung (2.26)) bereits der Faktor δ_F/u_L ausgeklammert, so dass direkt die Abhängigkeit von der Streckung K ersichtlich ist. Anhand der Abb. 4.32 wird die unterschiedliche Wirkung der Streckung auf die Flammen der drei Gemische deutlich. Es ist zu beachten, dass die Streckung zu Beginn der Ausbreitung besonders groß ist. Während der Frühphase werden Werte von $K \approx 20\,000/\text{s} \dots 40\,000/\text{s}$ erreicht, die allerdings auf die Expansion des Gaskerns zurückzuführen sind. Nach maximal 1 ms (für den Fall des Propan/Luft-Gemischs) fällt die Streckungsrate unter $5000/\text{s}$. Werte von wenigen $100/\text{s}$ werden erst gegen Ende des Beobachtungszeitraums in dieser Arbeit erreicht, also bei Flammenradien von etwa 7 mm.

Abbildung 4.32: Einfluss der Streckung auf die Flammengeschwindigkeit für die untersuchten Brenngas/Luft-Gemische. Die gestrichelten Linien geben an, ab welcher Streckung K der Gültigkeitsbereich der Formel Gleichung (2.30) eingeschränkt ist.



Die Flammenfrontgeschwindigkeit des Wasserstoff/Luft-Gemischs wird erhöht, und zwar umso mehr, je größer die Streckungsrate ist. Daher wird die Flamme in diesem Fall bei weiterer Ausbreitung nach außen immer langsamer und nähert sich dem ungestreckten Wert an. In Abb. 4.31a ist lediglich zu erkennen, dass die Geschwindigkeit mit größer werdendem Radius nicht mehr weiter steigt, weil an dieser Stelle der mit dem Versuchsaufbau maximal darstellbare Flammenradius erreicht wurde. Bei den anderen Gemischen führt die Streckung der Flamme zu einer geringeren Flammengeschwindigkeit. Deshalb ist hier die anfängliche Unterstützung der Ausbreitung des Zündkerns durch die elektrische Entladung so wichtig. Erst bei größeren Flammenradien und damit geringeren Streckungsraten trägt die Brenngeschwindigkeit einen signifikanten Anteil zur Gesamtgeschwindigkeit der Flammenfront bei.

Der Fall des Propan/Luft-Gemischs zeigt, dass bei K etwa 350/s die gestreckte laminare Flammengeschwindigkeit zu null wird. Bei größeren Streckungsraten wäre demnach keine selbsterhaltende Flammenausbreitung dieses Gemischs möglich. Gleiches gilt für das Ethen/Luft-Gemisch bei $K > 1600/s$. Allerdings gilt Gleichung (2.30) nur für kleine dimensionslose Streckungsraten $\zeta \ll 1$. In Abb. 4.32 sind die Graphen daher für $\zeta > 0,1$ gestrichelt gezeichnet.

Nichtzündungen und Zusammenhang mit der Zündwahrscheinlichkeit

Bisher wurden nur „erfolgreiche“ Zündungen betrachtet. Hier sollen nun auch Nichtzündungen mit in die Betrachtung einbezogen werden. Die experimentellen Beobachtungen illustrieren das stochastische Verhalten des Zündprozesses bei Energien nahe der MZE. Bei derart geringer Entladungsenergie ist die Zündung sehr anfällig für kleinste Störungen und Schwankungen in den Anfangsbedingungen. Zu den Größen, die einen Einfluss auf die Zündung haben, gehören Schwankungen

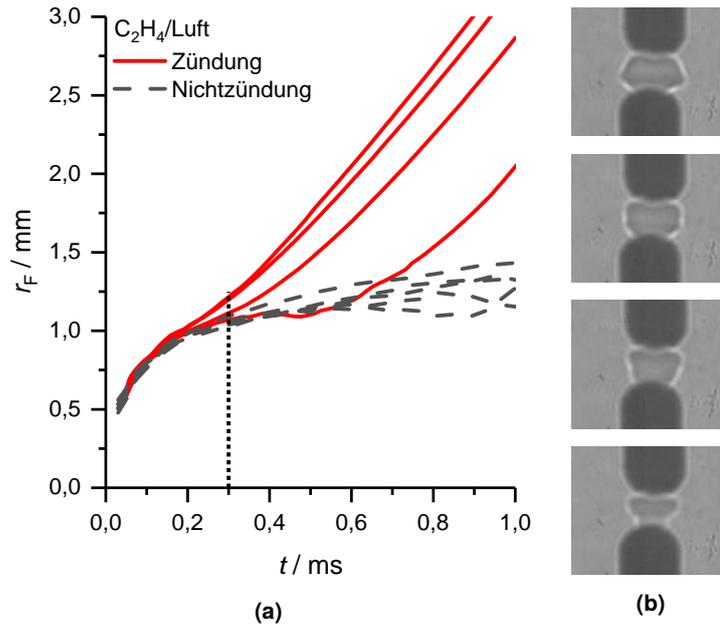


Abbildung 4.33: Zündungen und Nichtzündungen im Ethen/Luft-Gemisch bei $E^* = 1,5$. (a) Flammenradius als Funktion der Zeit, (b) Schlieren-Aufnahmen des Flammenkerns der vier Zündereignisse bei $t = 0,3$ ms (gestrichelte Linie in der Datenzeichnung (a)). Die Reihenfolge der Bilder von oben nach unten entspricht der Reihenfolge der durchgezogenen Kurven im Diagramm (a).

in der Gemischzusammensetzung, Fluktuationen der Temperatur und des Drucks sowie Rest-Strömungseinflüsse im Bereich der Elektroden. Diese Faktoren lassen sich in der Praxis nicht beliebig genau kontrollieren. Dies zeigt sich in der schlechten Reproduzierbarkeit des Zündverhaltens bei geringen Werten von E^* in Abb. 4.30, während bei höheren Energien diese kleinen Schwankungen an Einfluss verlieren.

Daher korrelieren die in den Abb. 4.27 bis 4.30 veranschaulichten Ergebnisse aus den Experimenten mit den Zündwahrscheinlichkeiten aus Tabelle 4.4. Beispielsweise liegen für das Wasserstoff/Luft-Gemisch die Zündwahrscheinlichkeiten der untersuchten Energien bei 99 % bis 100 %. Entsprechend ist der Zündprozess sehr stabil und es wurden keine Nichtzündungen und keine nennenswerte Unterschiede bei wiederholten Experimenten unter gleichartigen Bedingungen beobachtet. Bei dem Ethen/Luft-Gemisch beträgt für die geringste untersuchte Energie ($E^* = 1,5$) die Zündwahrscheinlichkeit lediglich 6,8 %. Daher zeigt sich hier eine sehr starke Variation des Zündverhaltens bei Wiederholung der Versuche. Dies wird besonders deutlich bei Betrachtung von Abb. 4.33. Hier sind für vier Zündungen und fünf Nichtzündungen die Flammenradien als Funktion der Zeit dargestellt. Diese Trajektorien verlaufen bis 0,2 ms bzw. bis zu einem Radius von etwa 1 mm gleichartig. Im Zeitbereich von ca. 0,2 ms bis 0,6 ms kommt es zu Zündungen. Dieser relativ lange Zeitbereich deutet darauf hin, dass hier die Prozesse, welche die Flammenaus-

breitung vorantreiben, und die Verlustprozesse in einem ausgeglichenen Verhältnis stehen. Das sind auf der einen Seite die chemischen Reaktionen, die mit temperaturabhängigen Geschwindigkeiten ablaufen. Offenbar ist hier die Temperatur in der Reaktionszone in einem kritischen Bereich, so dass die durch die chemischen Reaktionen freigesetzte Wärmemenge nicht wesentlich größer ist als die Wärmemenge, die der Reaktionszone durch Verlustprozesse entzogen wird. Somit haben kleine Inhomogenitäten im Temperaturfeld, in der Gemischzusammensetzung oder auch im Strömungsfeld einen großen Einfluss auf den gesamten Zündprozess.

Bei der nächsten untersuchten Energie ($E^* = 2,0$) beträgt die Zündwahrscheinlichkeit für das Ethen/Luft-Gemisch bereits 41 %. Entsprechend wird der Zündprozess gleichmäßiger. Bei den beiden höchsten Werten von E^* zündet es nahezu zu 100 %, so dass fast keine Schwankungen mehr im Experiment zu sehen sind. Dennoch ist auch hier ein signifikanter Effekt der Entladungsenergie auf die Frühphase der Flammenausbreitung vorhanden.

Bei dem Propan/Luft-Gemisch ist die Verteilung der Zündwahrscheinlichkeit über E^* breiter, d. h. der Anstieg von 0 auf 100 % vollzieht sich über eine breitere (relative) Energiespanne. Daher gibt es auch bei höheren E^* starke Schwankungen, wie die Trajektorien der Flammen mit $E^* = 2,9$ ($P_Z = 12\%$) in Abb. 4.30c zeigen. Erst bei $E^* = 4,0$ und $P_Z = 75\%$ wird die Schwankung geringer und die Zündung besser wiederholbar.

Struktur des Flammenkerns

Um Gründe für das unterschiedliche Verhalten der Brenngase zu finden, werden im Folgenden die Strukturen der Flammenkerne miteinander verglichen. Abb. 4.34 zeigt Schlieren-Aufnahmen des Flammenkerns der drei untersuchten Gemische zu drei frühen Zeitpunkten. Die relative Zündenergie beträgt $E^* \approx 3$ und es wurden Aufnahmen ausgewählt, die repräsentativ für den jeweiligen Zeitpunkt sind. Zunächst fällt auf, dass der Kern beim Wasserstoff/Luft-Gemisch sehr glatt und nahezu kugelförmig ist. Im Gegensatz dazu ist der Kern beim Propan/Luft-Gemisch gewellt und in radialer Richtung weiter ausgedehnt als in axialer Richtung. Auf Abb. 4.29 ist auf einigen Bildern zu erkennen, dass sich hieraus eine torusförmige Struktur der Flamme entwickelt. Beim Ethen/Luft-Gemisch liegt die Struktur des Kerns zwischen den anderen: er ist nicht so glatt wie bei Wasserstoff und nicht so gewellt wie bei Propan.

Ein Grund für diese Unterschiede sind sicherlich die verschiedenen Entladungsenergien. Die auf die jeweilige MZE bezogene Entladungsenergie E^* ist zwar konstant, aber die absoluten Energien unterscheiden sich um etwa eine Größenordnung (H_2 : 51 μJ , C_2H_4 : 246 μJ , C_3H_8 : 720 μJ). Daher ist bei den höheren Energien die Expansion des heißen Gaskerns schneller, die anfängliche Geschwindigkeit der Druckwelle ist höher (vgl. Abschnitt 4.3) und die an den Elektroden induzierte Wirbelströmung ist energiereicher [142]. Außerdem beeinflusst der Elektrodenabstand in Relation zum Durchmesser der Elektroden die induzierte Strömung [145]. Da der Elektrodenabstand bei der MZE-Konfiguration des Propan/Luft-Gemisches am größten ist, ist das

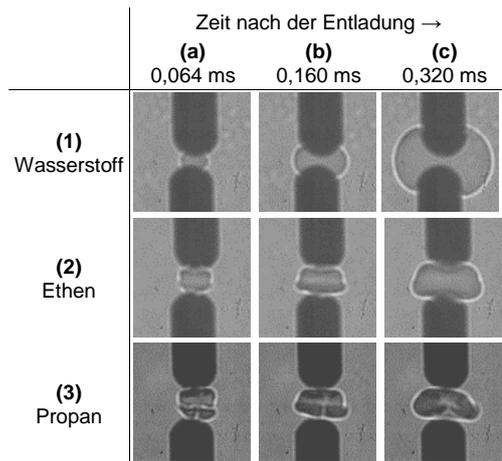


Abbildung 4.34: Struktur des Flammenkerns für die zündwilligsten Gemische von Wasserstoff, Ethen und Propan mit Luft bei $E^* \approx 3$.

Wirbelpaar hier am stärksten ausgeprägt. Der Einfluss der Elektrodengeometrie wurde numerisch und experimentell bereits untersucht [142, 143]. Zusätzlich zu diesen geometrischen und gasdynamischen Effekten spielen chemische und kombinierte Prozesse eine wichtige Rolle, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

Zum ersten gezeigten Zeitpunkt (0,064 ms in Abb. 4.34) wird die Ausbreitung noch von der Energie der Entladung dominiert. Bei den folgenden Zeitpunkten (0,160 ms und 0,320 ms) spielen zunehmend die chemische Kinetik sowie die Diffusion eine entscheidende Rolle. Diese Effekte spiegeln sich nicht zuletzt in der laminaren Flammgeschwindigkeit u_L der Gemische wider (vgl. Tabelle 4.5). Die laminare Flammgeschwindigkeit des Wasserstoff/Luft-Gemisches ist 1,5-mal größer als die des Ethen/Luft-Gemisches und mehr als dreimal so groß wie die des Propan/Luft-Gemisches. Daher breitet sich der Kern im Wasserstoff/Luft-Gemisch schneller aus als in den anderen beiden Gemischen, obwohl die Entladungsenergie wesentlich geringer ist. Darüber hinaus sind auch die Zündverzugszeiten beim Wasserstoff/Luft-Gemisch bei Standardbedingungen kleiner als bei den anderen Gemischen. Durch die frühere Zündung beginnt die tatsächliche Flammenausbreitung auch früher.

Der letzte Zeitpunkt zeigt beim Propan/Luft-Gemisch, wie durch das Strömungsfeld eine Einmischung von unverbranntem Gas in den Zündkern erfolgt. Die Frühphase der Ausbreitung ist in diesem Fall hauptsächlich auf diese Mitnahme von Frischgas zurückzuführen [60, 146]. Bei hinreichend geringer Entladungsenergie bzw. bei relativ langsamen chemischen Prozessen spielt das Strömungsfeld eine wichtige Rolle für den Zündprozess und ist ein Haupteinflussfaktor für das stochastische Verhalten der Zündung von Propan/Luft-Gemischen.

4.4.2 Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals

Es wurden OH-LIF-Messungen bei denselben Energien E^* wie bei den Schlieren-Messungen durchgeführt (Tabelle 4.4). Im Gegensatz zu den Schlieren-Aufnahmen in Abschnitt 4.4.1 handelt es sich hierbei um eine Einzelschuss-Untersuchung. Jedes der

Tabelle 4.5: Laminare Flammgeschwindigkeit der untersuchten Gemische bei 1 bar und 298 K.

Gasgemisch	u_L [41, 147]
23,3 % Wasserstoff in Luft	120 cm/s
8,0 % Ethen in Luft	79 cm/s
5,2 % Propan in Luft	36 cm/s

im Folgenden gezeigten Bilder oder Profile stammt demnach aus einem einzelnen Experiment (unter gleichartigen Bedingungen). Die Messtechnik OH-LIF macht direkt die Reaktionszone sichtbar, da das Signal proportional zur Anzahldichte der OH-Moleküle im untersuchten Volumen ist.

Diskussion der OH-LIF-Aufnahmen

Abbildung 4.35 zeigt für zwei Energien die Frühphase der Flammenausbreitung im Wasserstoff/Luft-Gemisch anhand der OH-LIF-Aufnahmen. Die gezeigten Bilder sind bis auf eine Hintergrundreduzierung nicht bearbeitet. Zur besseren Orientierung wurden zusätzlich die Elektroden dargestellt. Da sich die Bilder zwischen den untersuchten Entladungsenergien nur wenig unterscheiden, ist hier die geringste ($E^* = 2,3$) der höchsten ($E^* = 5,6$) Energie gegenübergestellt. Auf den ersten beiden Bildern der Zeitreihe ist jeweils nur ein geringes Signal in der Mitte zwischen den Elektroden zu sehen. Bei der höheren Energie ist dieses Signal etwas intensiver und zumindest auf Bild b (0,056 ms) auch im Durchmesser etwas größer. Das lässt darauf schließen, dass durch die höhere Energie der Entladung und die dadurch höhere Temperatur im Kern mehr Radikale gebildet werden. In beiden Fällen erfolgt der Übergang zu einer selbsterhaltenden Flammenausbreitung (Bilder c bis e). In direkter Nähe der Elektroden ist die Radikalkonzentration sehr gering (kein Signal), da die Radikale an der Metalloberfläche gequenchet werden. Auf den letzten beiden Bildern (d und e) wird deutlich, dass der Flammenkern bei höherer Entladungsenergie größer ist. Auf diesen Bildern ist das Signal links von den Elektroden stärker als auf der rechten Seite. Hierbei handelt es sich um einen Effekt des Versuchsaufbaus. Durch den sehr geringen Elektrodenabstand ist es schwierig, die Höhe des Laserlichtschnitts genau so einzustellen, dass er die Elektroden gerade nicht berührt. Der Laser tritt von links in die Kammer ein und regt zunächst dort das OH an. In diesem Fall ist der Lichtschnitt etwas zu hoch, so dass ein Teil des Laserlichts auf die obere Elektrode trifft. Daher ist auf der rechten Seite der axiale Bereich, in dem OH angeregt wird, kleiner.

Die bei der Zündung des Ethen/Luft-Gemisches erhaltenen OH-LIF-Aufnahmen sind in Abb. 4.36 gezeigt. Da für Ethen deutlich mehr Variabilität beobachtet wurde, sind hier drei Energien dargestellt. Bei $E^* = 1,5$ wurden zu wenige Zündungen beobachtet, um eine repräsentative Zeitreihe darstellen zu können. Zunächst werden die beiden höheren Energien verglichen (Zeilen 2 und 3). Auf den ersten 4 Bildern (a

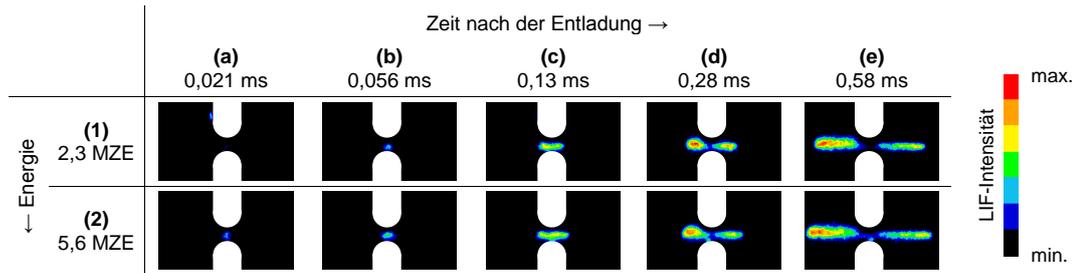


Abbildung 4.35: Serie von OH-LIF-Aufnahmen der frühen Flammenausbreitung nach der Zündung eines 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisches durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien. Der Elektrodenabstand beträgt 0,5 mm.

bis d) ist zu erkennen, wie der Zündkern von einer zylindrischen Form, die der Form der Entladung gleicht, in eine eher sphärische oder ellipsoide Form übergeht. Dies wird besonders beim Vergleich der Bilder 2a und 2d deutlich. Dabei gibt es keinen signifikanten Unterschied zwischen den Intensitäten der beiden Zeitreihen. Ab Bild e (0,13 ms) beginnt die radiale Ausbreitung einer Flamme, die sich über die folgenden Bilder f bis h fortsetzt. Auf den letzten beiden Bildern ist der Flammenradius bei der höheren Energie etwas größer als bei der kleineren Energie. Im Gegensatz zu den Aufnahmen im Wasserstoff/Luft-Gemisch liegt zu diesem Zeitpunkt auch mittig zwischen den Elektroden noch eine hohe OH-Konzentration vor. Besonders interessant ist der Vergleich der Zeilen 2 und 3 mit der Zeitreihe 1 bei $E^* = 2,0$. Auf den ersten vier Bildern (a bis d) ist das Signal deutlich schwächer als bei den höheren Energien. Die OH-Konzentration ist also geringer, was wahrscheinlich an der geringeren Temperatur im Entladungsvolumen liegt. Erst auf den Bildern e und f (0,13 ms und 0,23 ms) ist ein signifikanter Anstieg der OH-Konzentration sichtbar. Ungefähr zu dieser Zeit erfolgt also die Zündung und die Flamme beginnt sich nach außen fortzupflanzen (Bilder g und h).

Ausgewählte OH-LIF-Aufnahmen des Zündvorgangs im Propan/Luft-Gemisch sind in Abb. 4.37 für drei Energien dargestellt. In Reihe 1 ($E^* = 2,0$) kommt es nicht zur Zündung des Gemisches, was in den Versuchen auch ausnahmslos der Fall war ($P_Z \approx 1\%$, vgl. Tabelle 4.4). Das Propan/Luft-Gemisch unterscheidet sich vom Wasserstoff/Luft- und Ethen/Luft-Gemisch (Abb. 4.35 und 4.36) in vielerlei Hinsicht. Zunächst fällt auf, dass bereits im ersten Bild (0,011 ms) die Signalintensität sehr hoch ist. Aufgrund der großen Entladungsenergie ist die Temperatur deutlich höher und es werden mehr Radikale erzeugt. Auch die Abmessungen des Bereiches, in dem eine hohe Konzentration an OH-Radikalen vorliegt, sind wesentlich größer als in den anderen Fällen. Dass der Kern bei der MZE-Konfiguration von Propan größer ist als bei den anderen Brenngases Wasserstoff und Ethen, hatten bereits die Schlieren-Messungen gezeigt (Abschnitt 4.3). Die OH-LIF-Daten zeigen nun, dass dieses Volumen auch in höherer Konzentration mit OH-Radikalen besetzt ist. Bei der geringsten Energie $E^* = 2,0$ (Reihe 1) sind die räumliche Ausdehnung und die Intensität des Radikal-Kerns wesentlich schwächer. In der Folge ist auf den Bildern c

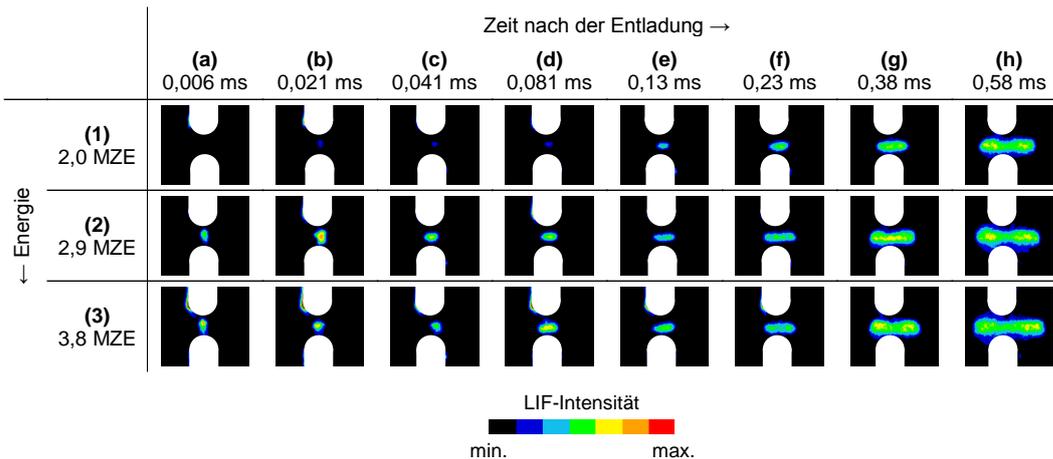


Abbildung 4.36: Serie von OH-LIF-Aufnahmen der frühen Flammenausbreitung nach der Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien. Der Elektrodenabstand beträgt 1,2 mm.

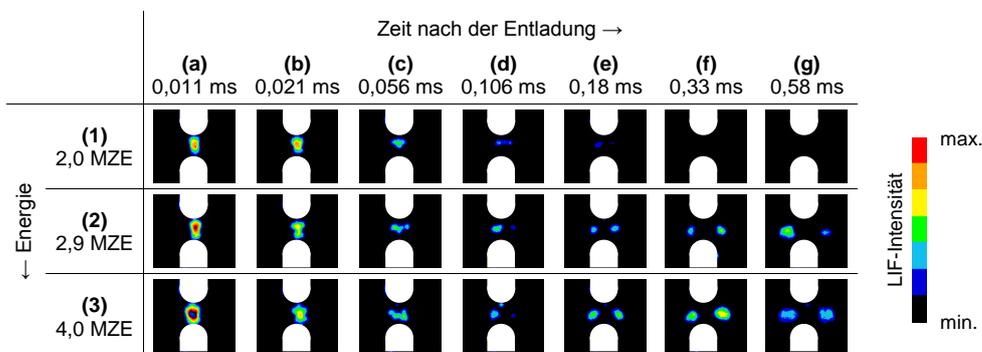


Abbildung 4.37: Serie von OH-LIF-Aufnahmen der frühen Flammenausbreitung nach der Zündung eines 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien. Der Elektrodenabstand beträgt 1,7 mm.

bis e ein Rückgang des Fluoreszenzsignals zu sehen. Auf den Bildern f und g wurde keinerlei Fluoreszenz mehr detektiert; hier ist die chemische Reaktion also gestoppt und es kommt nicht zur Ausbildung einer Flammenfront.

Bei den höheren Energien zeigen die Bilder b und c (0,021 ms und 0,056 ms) einen ausgeprägten Einfluss der Strömung auf die Form des Zündkerns. Von einer zunächst zylindrischen Form, die der Entladung gleicht, breitet sich der Kern radial aus. Danach bildet sich aufgrund der Interaktion mit der induzierten Strömung eine Torusform aus, die im Laserlichtschnitts als zweigeteilter Zündkern mit jeweils kreisförmigem Querschnitt erscheint (Spalte e).

Bei einem Vergleich der Bilderserien von $E^* = 2,9$ und $E^* = 4,0$ (Reihen 2 und 3) fällt auf, dass der Übergang in die Torusform früher erfolgt, wenn die Energie höher ist. Außerdem ist auch die radiale Ausdehnung dieser torusförmigen

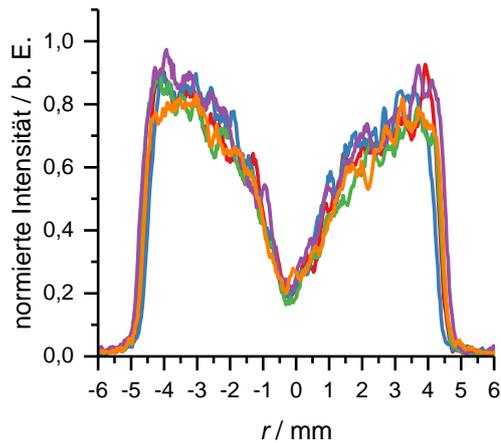


Abbildung 4.38: Reproduzierbarkeit der gemessenen radialen OH-Verteilung bei fünf Versuchen am Beispiel einer Flamme in einem 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine Entladung mit $E^* = 3,4$ bei $t = 581 \mu\text{s}$.

Flamme schneller. Eine Erhöhung der Entladungsenergie führt zu einer höheren Temperatur im Entladungsvolumen und damit zu einer schnelleren Produktion von Radikalen, die die Verbrennungsreaktion unterstützen. Darüber hinaus ist aber auch die von der Entladung induzierte Strömung stärker, die in der Folge den Kern nach außen konvektiert. Die OH-LIF-Aufnahmen zeigen, dass im Fall des Propan/Luft-Gemisches diese Strömung ein entscheidender Parameter ist, der über die Wahrscheinlichkeit einer Zündung entscheidet. Je schneller das Zündvolumen von den kühlenden und radikal-quencheden Elektroden weg transportiert wird, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Temperatur und Radikalkonzentration im Zündvolumen hinreichend groß für eine Zündung sind.

Radiale Profile des LIF-Signals

Die folgenden Abbildungen zeigen radiale Profile des OH-LIF-Signals, die hinsichtlich der Schuss-zu-Schuss-Schwankungen der Laserintensität korrigiert wurden. Die Reproduzierbarkeit der radialen LIF-Profile ist anhand des Beispiels Wasserstoff/Luft-Gemisch, $E^* = 3,4$ und $t = 581 \mu\text{s}$ auf Abb. 4.38 dargestellt. Die Standardabweichung zwischen den Versuchen beträgt in keinem Bereich des Profils mehr als 10 %.

Abb. 4.39 stellt die Ausbreitung der Flammenfront im Wasserstoff/Luft-Gemisch für $E^* = 2,3$ und $E^* = 5,6$ dar. Zunächst werden die für beide Datensätze gültigen Beobachtungen beschrieben. Zu den frühen Zeitpunkten ($1 \mu\text{s}$ bis $56 \mu\text{s}$) ist ein Anwachsen des gemessenen Signals und damit der OH-Konzentration zu erkennen. Die Konzentration an OH-Radikalen wird somit größer und die Temperatur steigt an. Für Zeiten nach einigen μs bis wenige $10 \mu\text{s}$ nach der Entladung ist nicht mehr die Entladung Ursache des Anstiegs, da deren Energie nun fast komplett in Wärme umgesetzt ist. Die Temperatur steigt aufgrund der Wärmefreisetzung durch die Verbrennungsreaktion an. Von $131 \mu\text{s}$ zu $281 \mu\text{s}$ wird das Profil im Wesentlichen nur noch breiter, während der Maximalwert nicht weiter ansteigt. Der Zündkern breitet sich nach außen aus, da das Frischgas in die Reaktionszone diffundiert und umgesetzt

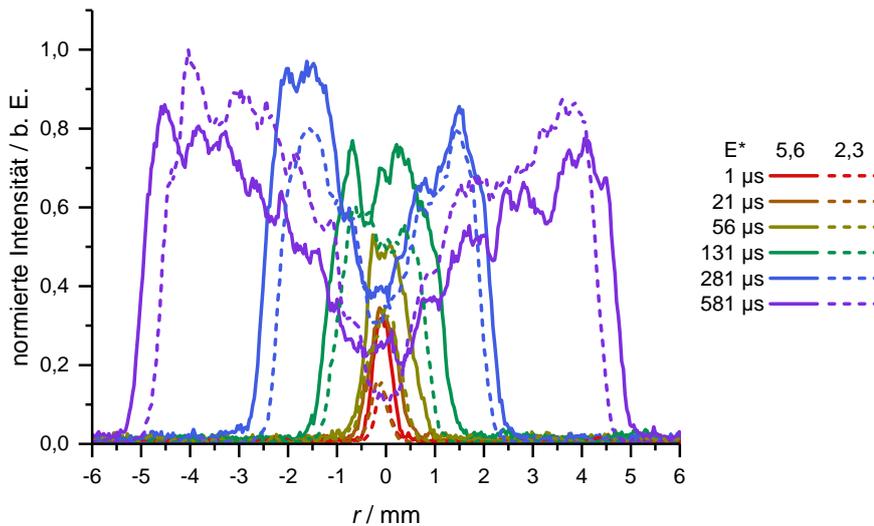


Abbildung 4.39: Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 23,3 Vol.-% Wasserstoff/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

wird. Die Radikalkonzentration in der Flamme erhöht sich nicht mehr signifikant, so dass bereits eine ausgebildete Flammenfront vorliegt. Bei 281 µs ist neben der radialen Ausbreitung des Profils auch ein Absinken der Intensität in der Mitte zu sehen. Da im verbrannten Gas die OH-Konzentration von der Temperatur dominiert ist, deutet dies darauf hin, dass das Abgas durch den Einfluss der Elektroden abkühlt. Zum letzten gezeigten Zeitpunkt hat sich ein radiales OH-Profil ausgebildet, das typisch für eine sich sphärisch ausbreitende Flamme ist [73, 148].

Dieses Schema der frühen Flammenausbreitung zeigt sich bei allen Versuchen im Wasserstoff/Luft-Gemisch. Durch den Vergleich der beiden in Abb. 4.39 dargestellten Datensätze kann der Einfluss der Entladungsenergie auf die LIF-Profile nachvollzogen werden. Hier werden die radialen Verteilungen des LIF-Signals bei der geringsten und der höchsten untersuchten Entladungsenergie miteinander verglichen (gestrichelte Linien: $E^* = 2,3$, durchgezogene Linien: $E^* = 5,6$). Eine Erhöhung der Energie führt zu einem früheren Zeitpunkt bereits zu größeren OH-LIF-Intensitäten, es liegt also eine höhere Konzentration an Radikalen vor. Dies lässt darauf schließen, dass die Temperatur höher ist als bei geringerer Energie. Dadurch laufen die chemischen Reaktionen schneller ab und die Flamme breitet sich schneller aus. Sobald die Flammen in einen selbständigen Zustand übergegangen sind, spielt die Zündquelle keine Rolle mehr und die weitere Ausbreitung wird nur noch von der chemischen Kinetik sowie der Geometrie und der damit verbundenen Streckung im Zusammenspiel mit der Lewiszahl des Gemischs bestimmt.

Die zeitliche Entwicklung der radialen OH-Verteilung für die Zündung von Ethen/Luft-Gemischen bei verschiedenen Energien zeigt Abb. 4.40. In der Phase bis 231 µs ist die Form der Profile qualitativ vergleichbar mit denen im Wasserstoff/Luft-

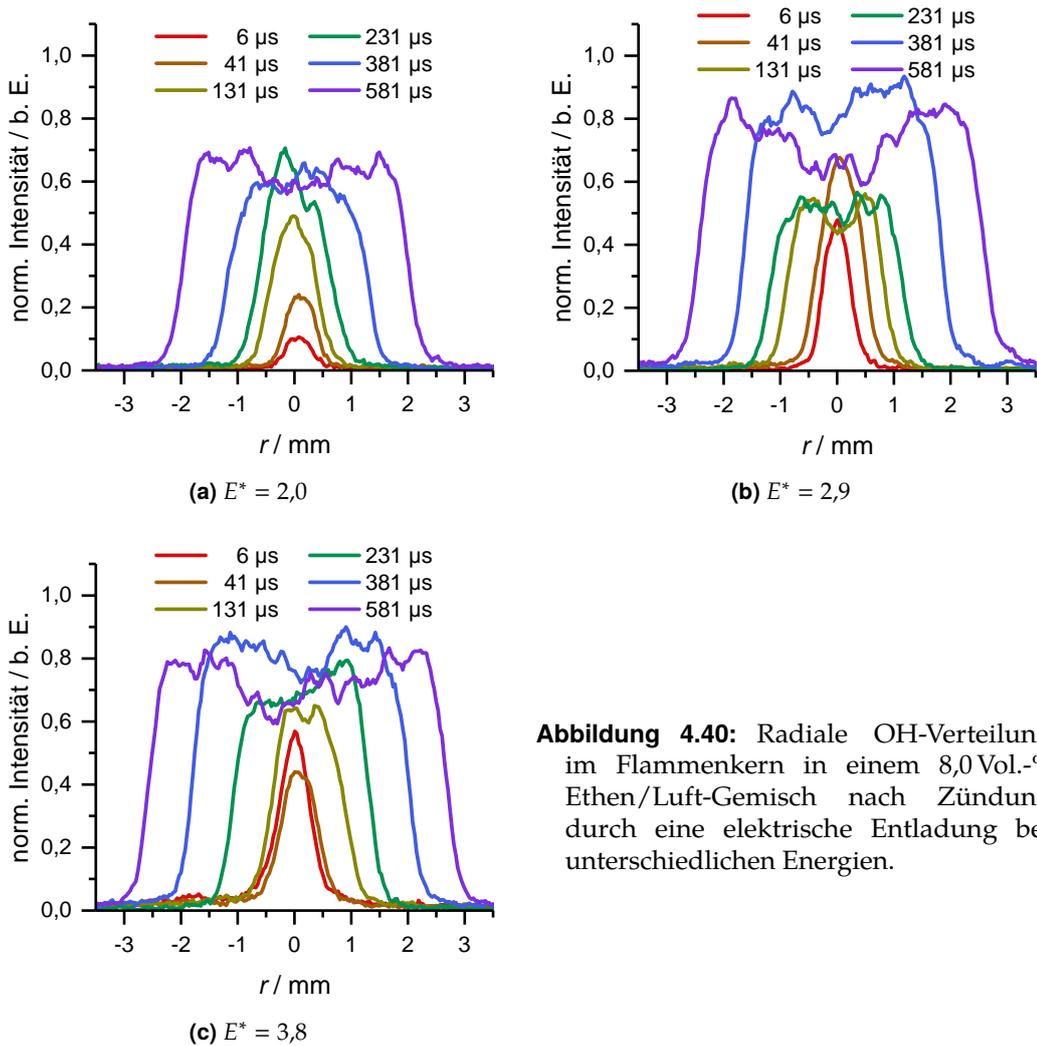


Abbildung 4.40: Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

Gemisch. Bei der geringsten Energie $E^* = 2,0$ steigt bis $231 \mu\text{s}$ die Intensität des OH-LIF-Signals an. Die Reaktionswärme spielt eine wesentliche Rolle, da die von der Entladung eingebrachte Energie nicht ausreicht, um eine Radikalkonzentration zu erzeugen, wie sie in einer vollständig entwickelten Flammenfront vorliegt. Gleichzeitig wird das Profil auch breiter, der Flammenkern breitet sich also aus. Nach $381 \mu\text{s}$ hat die LIF-Intensität ihren Maximalwert erreicht. Spätestens ab diesem Zeitpunkt spielt die Zündquelle keine Rolle mehr.

Wird die Energie vergrößert ($E^* = 2,9$), so ist das OH-LIF-Signal zum ersten Zeitpunkt ($6 \mu\text{s}$) stark erhöht. Die durch die Entladung eingebrachte Energie heizt das Gasvolumen also stärker und möglicherweise werden auch durch Plasmaprozesse zusätzliche Radikale erzeugt. Somit erfolgt der Übergang zu einem ausgebildeten Flammenprofil früher als bei der geringeren Energie. Eine weitere Erhöhung auf $E^* = 3,8$ führt anfänglich nicht zu einer signifikant gesteigerten LIF-Intensität. Die

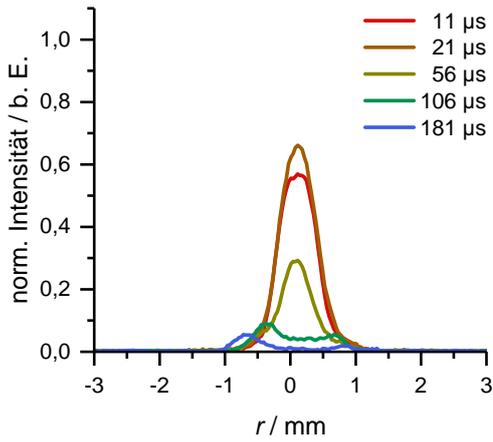
Temperatur im Zündkern ist demnach nicht wesentlich größer als bei $E^* = 2,9$. Die Zündung erfolgt ähnlich schnell wie bei $E^* = 2,9$. Die gasdynamische Expansion des heißen Kerns innerhalb der ersten Mikrosekunde nach der Entladung ist jedoch schneller, wie die Untersuchung mit dem Schlieren-Verfahren gezeigt hat. Daher ist der Flammenkern bei einem konstanten Zeitpunkt bereits größer. Bei beiden Energien fällt die LIF-Intensität zu den gezeigten Zeitpunkten im zentralen Bereich nicht wesentlich ab. Demnach ist die Temperatur über die radiale Ausdehnung der Flamme und des verbrannten Gases näherungsweise konstant.

Abbildung 4.41 zeigt die radialen Verteilungen der normierten OH-LIF-Intensität im Propan/Luft-Gemisch für drei Energien zu verschiedenen Zeitpunkten. Bei der niedrigsten Energie, $E^* = 2,0$ (Abb. 4.41a), kommt es nicht zur Zündung des Gemischs. Obwohl absolut gesehen eine größere Energiemenge deponiert wird als bei den anderen Gasgemischen, reicht dies nicht aus, um eine hinreichend große Konzentration an Radikalen zu produzieren. Die Verluste überwiegen in diesem Fall die Wärmefreisetzung durch die beginnende chemische Reaktion, so dass der Zündkern abkühlt. Von $21 \mu\text{s}$ zu $56 \mu\text{s}$ sinkt die LIF-Intensität massiv ab. Die beiden letzten Zeitpunkte zeigen, wie das heiße Gasvolumen zwar noch expandiert, dabei aber immer kälter wird, so dass die Radikalkonzentration gegen null geht.

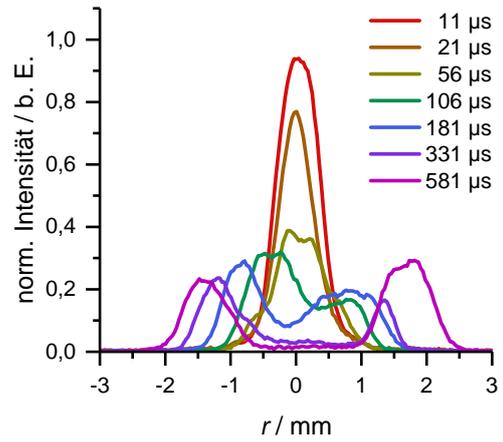
Wird die Energie von $E^* = 2,0$ auf $E^* = 2,9$ erhöht, so ist das anfängliche LIF-Signal etwa doppelt so hoch. Die durch die Entladung zusätzlich bereitgestellte Energie überwiegt damit die Verluste und führt effektiv zu einer Aufheizung des Gasvolumens und zu einer Erhöhung der Konzentration an OH. Zwar fällt auch hier die Intensität nach $56 \mu\text{s}$ wieder massiv ab, allerdings hat der Zündkern zu diesem Zeitpunkt schon einen größeren Durchmesser als bei $E^* = 2,0$. Dadurch ist die Kühlung durch die Elektroden am Rand des Zündkerns weniger stark. In der Folge bilden sich auf beiden Seiten des Zentrums Maxima der OH-LIF-Verteilung aus. Dies ist auf die durch die Entladung und den vergleichsweise großen Elektrodenabstand induzierte Wirbelströmung zurückzuführen. Diese transportiert kaltes Frischgas in den Bereich zwischen den Elektroden und zieht den Zündkern somit nach außen. In der ausgebildeten Flamme nach etwa $331 \mu\text{s}$ ist die OH-Konzentration deutlich geringer als im ursprünglichen Zündkern.

Bei der höchsten Energie ($E^* = 4,0$) ist die LIF-Intensität direkt nach der Entladung vergleichbar groß wie bei $E^* = 2,9$. Demnach müssen auch die Temperaturen vergleichbar hoch sein. Allerdings ist zu erkennen, dass der Durchmesser des heißen Kerns zu diesem Zeitpunkt bereits größer ist. Auch hier fällt die LIF-Intensität stark ab, da das Gas durch die Einmischung von Frischgas durch die Wirbel gekühlt wird. Die zusätzliche Energie der Entladung lässt aber den Kern zu frühen Zeiten schneller wachsen, so dass bereits früher hinreichend hohe Temperaturen weit genug entfernt von den Elektroden herrschen, um eine sich selbst fortpflanzende Flammenfront zu ermöglichen. In der sich bildenden Flammenfront ist die Temperatur höher als bei $E^* = 2,9$ (angezeigt durch das stärkere LIF-Signal).

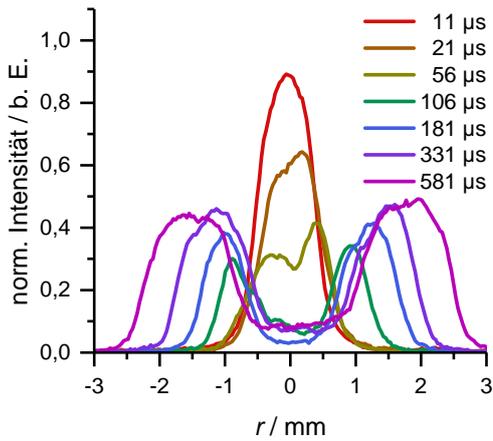
Zusammengefasst sind die wesentlichen Beobachtungen der OH-LIF-Messungen der sich entwickelnden Zündkerne wie folgt:



(a) $E^* = 2,0$ (keine Zündung)



(b) $E^* = 2,9$



(c) $E^* = 4,0$

Abbildung 4.41: Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 5,2 Vol.-% Propan/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

- Eine Erhöhung der Energie führt zu einer Erhöhung der Temperatur einige μs nach Ende der Entladung (nicht unbedingt innerhalb einiger 10 ns, vgl. Abschnitt 4.2). Dadurch steigt die OH-Konzentration im Zündkern an.
- Ab einer bestimmten gemischabhängigen Schwelle führt eine weitere Erhöhung der Energie zu keiner signifikanten Erhöhung der Temperatur mehr. Sie begünstigt aber dennoch die Zündung, da durch die gasdynamischen Prozesse ein schnelleres Wachstum des Kerns in der Frühphase (ungefähr bis 1 μs nach der Entladung, vgl. Abschnitt 4.3) erreicht wird. Dies führt später dazu, dass die Wärmeverluste an die Elektroden bzw. an das eingemischte kalte Frischgas, insbesondere im Fall des Propan/Luft-Gemischs, geringer sind.
- Bei Wasserstoff/Luft mit dem geringen Elektrodenabstand von 0,5 mm ist der kühlende Einfluss der Elektroden in den Profilen zu späten Zeitpunkten gut zu erkennen.
- Bei Ethen/Luft ist der Elektrodenabstand (1,2 mm) scheinbar schon groß genug, dass die Elektroden innerhalb des dargestellten Zeitraums keinen nennenswerten kühlenden Einfluss auf das Gas haben.
- Bei Propan/Luft erfolgt die Kühlung im Wesentlichen nicht durch die Elektroden ($d = 1,7$ mm), sondern durch die Einmischung von Frischgas infolge der Wirbelströmung. Andererseits führt diese Strömung auch dazu, dass die Reaktionszone von den Elektroden weg konvektiert wird.

Flammenradien aus den OH-LIF-Profilen und Vergleich mit den Schlieren-Messungen

Aus den radialen Profilen der LIF-Intensität (Abb. 4.39 bis 4.41) wurden für die verschiedenen Zeitpunkte und Energien die Flammenradien bestimmt. Zu frühen Zeitpunkten muss korrekterweise von Kernradien gesprochen werden, da sich noch keine Flamme ausgebildet hat. Der Radius wurde an der Stelle definiert, wo die Intensität auf die Hälfte des maximalen Werts abfiel (Halbwertsbreite). Abbildung 4.42 zeigt den Flammenradius als Funktion der Zeit für die drei Brennstoff/Luft-Gemische. Die Symbole stellen Daten aus den OH-LIF-Messungen dar und die gestrichelten Linien sind die Daten aus den Schlieren-Messungen (vgl. Abb. 4.30). Da die Flammenausbreitung anhand der Schlieren-Aufnahmen bereits ausführlich diskutiert wurde, soll hier nur kurz auf die Unterschiede eingegangen werden. Ein Vorteil der LIF-Daten ist, dass die zeitliche Abtastung im Bereich großer Gradienten erhöht werden konnte und an anderer Stelle eine grobere Abtastung gewählt wurde. Dadurch ist das erste Flammenregime, die funkenunterstützte Ausbreitung, besser aufgelöst als bei den Schlieren-Daten. Gleichzeitig ist als Nachteil zu erinnern, dass bei der LIF Einzelschuss-Daten vorliegen, dass also jeder einzelne Datenpunkt aus einer neuen Realisierung des Experiments stammt. Für jeden Zeitpunkt wurden in dieser Darstellung die Einzelwerte gemittelt und über Fehlerbalken die Standardabweichung angegeben. Die Datenpunkte einer Reihe sind aus diesem Grund auch

nicht miteinander verbunden. Weiterhin ist aufgrund des großen Zeitaufwandes der Messungen die Zahl der Messpunkte zu gering, um sinnvolle Flammenfrontgeschwindigkeiten zu bestimmen. Daher kann hier nur mit den Flammenradien gearbeitet werden.

Der Vergleich der beiden Methoden zeigt eine gute Übereinstimmung bei der Geschwindigkeit der Flammenausbreitung. Allerdings gibt es Abweichungen hinsichtlich der absoluten Position der Flamme. Die Schlieren-Messungen liegen tendenziell oberhalb der OH-LIF-Messungen. Da die Zeitinformationen für beide Messtechniken sehr genau bekannt sind (die Fehlerbalken wären in dieser Darstellung nicht erkennbar), ist die Abweichung allein auf die ermittelten Flammenradien zurückzuführen. Das Kriterium zur Bestimmung von Flammenradien aus radialen OH-LIF-Intensitätsprofilen ist wohldefiniert und wird vielfach verwendet. Darüber hinaus kann es in derselben Form auch für Daten aus numerischen Simulationen verwendet werden. Bei den Schlieren-Messungen hingegen wird nicht die Flammenfront selbst, sondern ein räumlicher Gradient des Temperaturfeldes gemessen (unter der Annahme, dass die Verbrennung näherungsweise isobar verläuft). Hierbei kommt es offenbar zu einer Überschätzung des Flammenradius von bis zu 0,3 mm bei späten Zeitpunkten. Am größten sind die Abweichungen beim Wasserstoff/Luft-Gemisch. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Temperatur der Flamme in diesem Gemisch besonders hoch ist, da die Flamme bereits vollständig ausgebildet ist (Abb. 4.39). Dadurch wären die Gradienten des Temperaturfeldes besonders groß, was zu einer Überschätzung des Flammenradius führen würde.

Interessant ist vor allem die Betrachtung des Zeitbereichs bis 0,2 ms. Dieser ist in den Abb. 4.42a bis 4.42c jeweils mit einer höheren zeitlichen Auflösung eingefügt. Die Abweichungen zwischen den Schlieren-Daten und den OH-LIF-Daten sind hier besonders ausgeprägt. Mit dem Schlieren-Verfahren wird hier die Expansion des heißen Kern sichtbar gemacht. Die LIF-Daten zeigen, dass der Radius des Bereichs mit einer hohen Konzentration an OH-Radikalen geringer ist als der Radius des heißen Kerns. In dieser Phase bildet sich die Flammenfront noch aus und die OH-Konzentration hat noch kein konstantes Niveau erreicht. Insbesondere werden deshalb im Außenbereich des heißen Kerns noch keine hohen OH-Konzentrationen erreicht.

Der Effekt der Entladungsenergie in Form einer zusätzlichen Beschleunigung der Flamme ist bei allen Brenngasen auch in den OH-LIF-Daten klar zu erkennen. An der Krümmung der Kurven lässt sich der Einfluss der unterschiedlichen Lewiszahlen in Verbindung mit der Streckung ablesen. Die Trajektorien der Propan-Flammen (Abb. 4.42c) sind nach rechts gekrümmt, die Streckung führt aufgrund der großen Lewiszahl also zu einer Abbremsung der Flamme. Bei Ethen (Abb. 4.42b) ist die Krümmung schwächer ausgeprägt. Für Wasserstoff (Abb. 4.42a) mit einer Lewiszahl weit unterhalb von eins ist die Trajektorie der Flammenausbreitung nach links gekrümmt. Die Streckung der Flammenfront führt hier also messbar zu einer Beschleunigung.

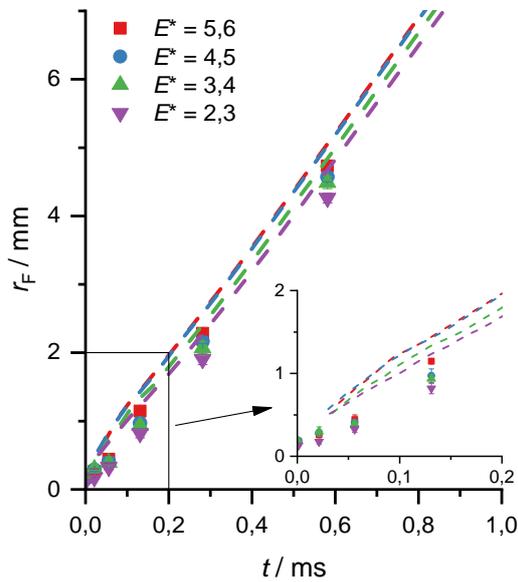
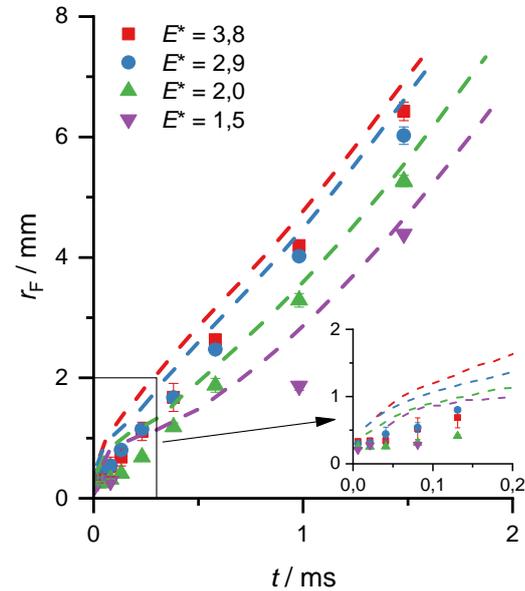
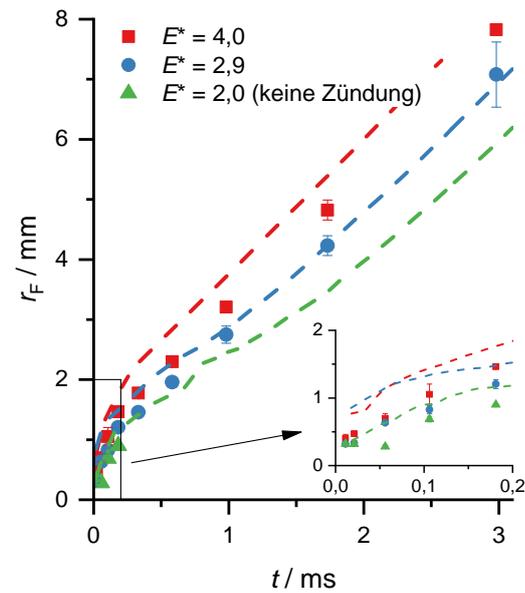
(a) 23,3 Vol.-% H_2 /Luft-Gemisch(b) 8,0 Vol.-% C_2H_4 /Luft-Gemisch

Abbildung 4.42: Flammenradius als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien. Vergleich der Daten aus den OH-LIF-Messungen (Symbole) und aus den Schlieren-Messungen (Linien). Jeder Datenpunkt aus der OH-LIF ist der Mittelwert von fünf Experimenten. In den verkleinerten Darstellungen ist der Zeitbereich von 0 bis 0,2 ms mit höherer Auflösung dargestellt.

(c) 5,2 Vol.-% C_3H_8 /Luft-Gemisch

Vergleich mit numerischen Simulationen

Die mittels LIF gewonnenen Daten lassen sich direkt mit Daten aus numerischen Simulationen vergleichen.⁴ Für das Beispiel Ethen ist ein solcher Vergleich in Abb. 4.43 gezeigt. Es werden zwei Zeitpunkte untersucht. Der erste Zeitpunkt bei $t = 0,25$ ms stellt den Übergang von der ersten Phase der Flammenausbreitung (Unterstützung durch den Funken) in die zweite Phase dar. Zum zweiten Zeitpunkt ($t = 1,0$ ms) geschieht der Übergang in die dritte Phase, in der sich alle Flammen unabhängig von der Entladungsenergie mit der gleichen Geschwindigkeit u_F ausbreiten. Zu jedem Zeitpunkt und zu jeder Energie sind auf dem linken Teil der Abbildung alle fünf Realisierungen des Experimentes gezeigt, um dessen Variabilität zu illustrieren. Alle Profile wurden auf den Maximalwert des Profils in Abb. 4.43b normiert (durch den Pfeil kenntlich gemacht). Die rechte Seite zeigt die zugehörigen Profile des Molenbruchs von OH aus numerischen Simulationen mit der gleichen Energie. Hierbei wurde kein Wirkungsgrad der Entladung berücksichtigt. Es ist also zu erwarten, dass die Simulation tendenziell die Flammenradien aus dem Experiment überschätzt. Auf der Seite der Simulationen ist jeweils nur ein Profil gezeigt, da eine stochastische Schwankung in der Simulation nicht abgebildet wird. Da keine absolute Messung der OH-Konzentration erfolgt, ist die Zuordnung einer normierten Intensität aus dem Experiment zu einem numerisch berechneten Molenbruch beliebig. Die LIF-Profile aus dem Experiment sind allerdings hinsichtlich der Laserenergie korrigiert und alle auf denselben Wert bezogen, so dass die Verhältnisse im Rahmen der Messunsicherheit korrekt wiedergegeben werden. Die Darstellung in Abb. 4.43 wurde so gewählt, dass die maximale OH-LIF-Intensität aus dem Experiment bei $t = 1,0$ ms mit dem maximalen Molenbruch aus der Simulation übereinstimmt.

Die Tendenzen aus dem Experiment werden durch die Simulation korrekt wiedergegeben. Eine Erhöhung der Energie führt zum frühen Zeitpunkt auch zu einer größeren OH-Konzentration (Abb. 4.43a). Auch die Breite dieser Verteilung wächst mit der Entladungsenergie. In den experimentellen Daten ist insbesondere bei der geringen Energie eine große Schwankungsbreite der Position der Flammenfront zu beobachten. Auch zum späteren Zeitpunkt stimmt die Simulation qualitativ mit dem Experiment überein (Abb. 4.43b). Der Flammenradius nimmt mit höherer Entladungsenergie zu. Da die Elektroden als Wärmesenke nicht numerisch abgebildet werden, sinkt das OH-Profil in der Simulation im zentralen Bereich nicht ab. Die absolute Übereinstimmung der radialen Ausdehnung der Flamme zwischen Experiment und Simulation ist für die höheren Energien besser als für $E^* = 2,0$. Auf der experimentellen Seite wird wieder die starke stochastische Schwankung des Flammenradius bei geringer Entladungsenergie deutlich.

Die numerische Simulation ist insgesamt in der Lage, die Flammenausbreitung unter Beachtung der Annahmen korrekt zu beschreiben. Bei Zündprozessen nahe der MZE werden allerdings Effekte wichtig, die ansonsten ggf. vernachlässigt werden können. Dazu gehören die mit den Elektroden verbundenen Verluste, die

⁴Diese Simulation ist nicht Teil der vorliegenden Arbeit, sondern wurde von Johann-Robert Kummer (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) durchgeführt [72].

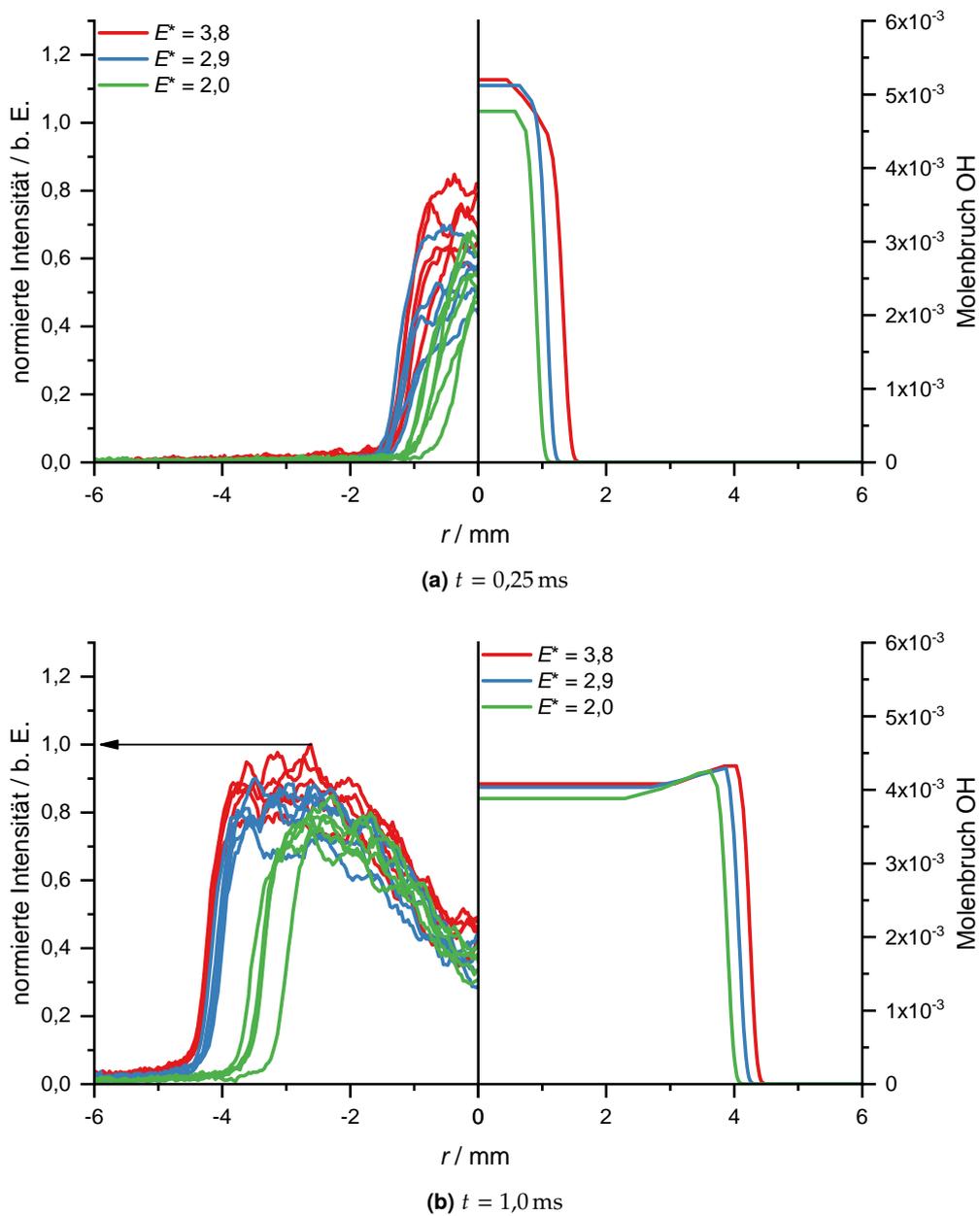


Abbildung 4.43: Vergleich radialer, experimenteller OH-Profile (links) mit numerischen Simulationen (rechts) für die Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs bei verschiedenen Energien.

induzierte Strömung infolge der Entladung, signifikante Radikalbildung im Nichtgleichgewichtsplasma, Wärmestrahlung und der Einfluss der Streckung auf die Flammentemperatur und -geschwindigkeit bei $Le \neq 1$. Im Experiment führen diese Einflüsse zu einer starken Varianz, wenn die Energie der MZE nahe kommt. Diese Varianz ist in der numerischen Simulation derzeit nicht abgebildet. Zudem sind insbesondere auch 2D- und ggf. 3D-Effekte zu berücksichtigen. Eine Weiterentwicklung numerischer Modelle zur Vorhersage sicherheitsrelevanter Zündprozesse sollte die genannten Prozesse daher möglichst berücksichtigen. Um solche Modelle zu validieren, bedarf es aber auch auf experimenteller Seite Verbesserungen. Es sollten zeitaufgelöste Methoden verwendet werden, die seit wenigen Jahren verfügbar sind.

4.4.3 Zusammenfassung

Die Frühphase der Flammenausbreitung wurde mit Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen und Einzelschuss-OH-LIF für mehrere Energien nahe der MZE bei Gemischen verschiedener Lewiszahlen untersucht. Es wurden in Übereinstimmung mit Bradley und Lung [55] drei Regime der Flammenausbreitung identifiziert: In der ersten Phase ist die Flammengeschwindigkeit aufgrund der überschüssigen Energie der Entladung überhöht und zwar umso mehr, je weiter die Energie die MZE übersteigt. Danach breitet sich die Flamme in einer Übergangsphase, die durch die Streckung und die Energie der Zündquelle bestimmt wird, weiter aus, ohne noch von der Zündquelle beschleunigt zu werden. Schließlich spielt bei einem vom Gemisch abhängigen kritischen Flammenradius bzw. einer kritischen Streckungsrate die Energie der Zündquelle keine Rolle mehr.

Für die drei untersuchten Gemische wurde die Struktur des Zündkerns untersucht. Diese unterscheidet sich aufgrund der großen Unterschiede der MZE der jeweiligen Gemische und zusätzlich aufgrund der Auswirkung von Streckung auf die Flammengeschwindigkeit bei verschiedenen Lewiszahlen. Während für Propan und Ethen ($Le > 1$) die zusätzliche Beschleunigung der Flamme durch die Entladung wesentlich ist, damit es zu einer Zündung kommt, wird die Wasserstoff/Luft-Flamme ($Le < 1$) durch den Einfluss der Streckung beschleunigt.

Anhand der OH-LIF-Untersuchungen konnten weitere Unterschiede in dem Übergang von einem zylindrischen Zündvolumen zu einer selbsterhaltenden Flammenfront zwischen den unterschiedlichen Gemischen deutlich gemacht werden. Die Ergebnisse wurden auch anhand der Zündwahrscheinlichkeiten bei den untersuchten Energien verglichen. Bei geringer Zündwahrscheinlichkeit stieg das Ausmaß der stochastischen Schwankung in der Entwicklung der Flamme an. Die Haupteinflussfaktoren für das stochastische Verhalten wurden diskutiert. Um ihren Einfluss quantifizieren zu können, sind weitere Experimente in Verbindung mit numerischen Simulationen notwendig.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden wesentliche Aspekte des Zündprozesses durch elektrische Entladungen unter Bedingungen, die aus sicherheitstechnischer Sicht relevant sind, experimentell untersucht. Die sicherheitstechnische Kenngröße MZE definiert die Energie, bei der unter Optimierung vieler Versuchsparameter ein Brenngas/Luft-Gemisch in einem von hundert Fällen zündet. Wenn die Energie einer elektrischen Entladung nahe dieser MZE ist, kommt es vermehrt zu Nichtzündungen und der Zündprozess wird stochastisch. Diese Charakteristik ist seit wenigen Jahren in den Fokus der Forschung zu Zündprozessen gerückt [4, 17, 20]. Ihre Beschreibung in Form von Wahrscheinlichkeitsverteilungen liefert zusätzlich zur Angabe der MZE wichtige Informationen über die Zündung bestimmter Gemische. Bane u. a. [143] konnten zeigen, dass die Elektrodengeometrie einen wesentlichen Einfluss auf die sich ausbildende Strömung und damit den Zündprozess ausübt. Allerdings wurde bisher nicht abschließend untersucht, welche Prozesse maßgeblich für das Vorliegen dieser stochastischen Komponente sind.

Daher wurde in dieser Arbeit der Gesamtprozess in Teilprozesse zerlegt und untersucht. Diese reichen vom Gasdurchbruch, dem Aufbau eines leitfähigen Plasmakanals und dessen Aufheizung über die Expansion des heißen Kerns sowie die Bildung und Ablösung einer Stoßwelle bis hin zur Frühphase der Flammenausbreitung, bei der auch Strömungseffekte eine Rolle spielen. Anhand der drei sicherheitstechnisch relevanten Modellsysteme Propan/Luft, Ethen/Luft und Wasserstoff/Luft, die repräsentativ für die Explosionsgruppen IIA, IIB und IIC stehen, wurden diese Prozesse beschrieben. Damit der wichtige Zeitbereich innerhalb der ersten wenigen μs nach Beginn der Entladung untersucht werden konnte, wurde eine Methode zum Auslösen elektrischer Entladungen durch gepulstes ultraviolettes Laserlicht auf die Anforderungen der Untersuchung von Zündprozessen angepasst. Es wurde gezeigt, dass mit dieser Methode die Durchbruchspannung und der Zeitpunkt der Entladung sehr genau kontrolliert werden können und dass die Methode keinen Einfluss auf die untersuchten Prozesse hat.

Mittels optischer Emissionsspektroskopie wurde die elektrische Entladung charakterisiert. Ein wichtiges Ergebnis dieser Untersuchung war, dass während der Dauer der Entladung ein nichtthermisches Plasma vorliegt, dass also die Gastemperatur noch relativ gering ist und vor allem vibratorische Zustände angeregt werden. Aufgrund der begrenzten Auflösung, die bei dieser Untersuchung erreicht wurde, konnte keine Abhängigkeit der Plasmatemperaturen von der Entladungsenergie nachgewiesen werden. Auch zeitaufgelöste Messungen der Plasmatemperaturen konnten keinen Trend aufzeigen. Die gemessenen Werte stimmen gut mit Literatur-

angaben überein. Der aus dem Eigenleuchten bestimmte Radius der Entladungen hängt nicht von der Energie ab.

Die gasdynamischen Prozesse infolge der elektrischen Entladung wurden mit dem Schlieren-Verfahren sichtbar gemacht. Auf den Aufnahmen konnten zwei Phasen der Expansion des heißen Kerns identifiziert werden. Es wurde gezeigt, dass die Entladungsenergie einen wesentlichen Einfluss auf die Ausbreitung des Kerns und die Ausbreitung der sich bildenden Druckwelle hat, während die Energiedichte keine Rolle spielt. Der Abstand der Elektroden hingegen beeinflusst die Form des Kerns und der Druckwelle zu späteren Zeitpunkten. Durch den Vergleich mit numerischen Simulationen wurde der Wirkungsgrad der Entladung bestimmt. Er beträgt 40 % bis 52 %.

Schließlich wurde die Frühphase der Flammenausbreitung mit den Messtechniken Schlieren-Verfahren und OH-LIF untersucht. Durch die Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen einzelner Zündprozesse konnte die Stochastik der Flammenausbreitung bei Energien nahe der MZE quantifiziert werden. Nicht nur ein Einfluss der Entladungsenergie auf die Flammenausbreitung, sondern auch stochastische Schwankungen bei geringen Energien wurden beobachtet. Es zeigte sich, dass das Ausmaß der stochastischen Schwankungen stark mit den Zündwahrscheinlichkeiten korreliert, die durch statistische Methoden bestimmt wurden [20]. Weiterhin wurde der Einfluss der Streckung der Flamme in Verbindung mit den unterschiedlichen Lewiszahlen der brennbaren Gemische untersucht. Während eine Wasserstoff/Luft-Flamme mit einer Lewiszahl deutlich unter eins infolge der Streckung beschleunigt wird, wird die Flammenfrontgeschwindigkeit einer Ethen/Luft- und einer Propan/Luft-Flamme mit Lewiszahlen oberhalb von eins durch die Streckung reduziert. Anhand der Daten konnten außerdem drei charakteristische Bereiche der frühen Flammenausbreitung beobachtet werden, die bereits von Bradley und Lung [55] in einer numerischen Arbeit beschrieben wurden: In der ersten Phase wächst der Zündkern vor allem aufgrund der Unterstützung durch die Entladung. Die zweite Phase stellt einen Übergang dar, bei dem die Flamme zwar nicht mehr von der Entladung unterstützt wird, aber die Geschwindigkeit immer noch von der Energie der Entladung abhängig ist. In der dritten Phase schließlich spielt die Entladung keine Rolle mehr für die Flammenausbreitung. Die kritischen Radien und die kritischen Streckungsraten, die den Übergang der Phasen markieren, korrelieren mit den Lewiszahlen der Gemische. Dies lässt den Schluss zu, dass die Unterstützung der Flammenausbreitung durch die Entladung umso wichtiger für eine erfolgreiche Zündung ist, je größer die Lewiszahl des Gemisches ist.

Die OH-LIF-Messungen zeigten neben dem Einfluss der Entladungsenergie, dass die Struktur der frühen Flamme für jedes Gemisch unterschiedlich ist. Insbesondere beim Propan/Luft-Gemisch, das von den untersuchten Gemischen die höchste Lewiszahl hatte, zeigte sich der wichtige Einfluss der Strömung auf den Zündkern. Unterstützt durch den konvektiven Transport des Zündkerns weg von den Elektroden werden Bedingungen erreicht, unter denen die (vergleichsweise) langsame Kinetik der Verbrennung zu einer selbsterhaltenden Flamme führt. Für das Wasserstoff/Luft-

Gemisch hingegen spielt aufgrund der deutlich schnelleren chemischen Kinetik und der geringen Lewiszahl die durch die Entladung induzierte Strömung keine Rolle.

Um in Zukunft sicherheitsrelevante Zündprozesse infolge elektrischer Entladungen mit Simulationen korrekt vorhersagen zu können, müssen erweiterte numerische Modelle verwendet werden. Eine eindimensionale Beschreibung ist nur in wenigen Fällen adäquat. Der Einfluss der Strömung auf den Zündkern kann nur mit einem mindestens zweidimensionalen numerischen Modell berücksichtigt werden. Darüber hinaus sollte der Einfluss der Elektroden modelliert werden. Auch Plasmaprozesse, im Speziellen auch solche bei Vorliegen eines Nichtgleichgewichtsplasmas, spielen bei der Zündung eine Rolle und sollten berücksichtigt werden.

6 Ausblick

Ausgehend von einer globalen Beschreibung der Stochastik des Zündprozesses bei Energien nahe der MZE wurde in dieser Arbeit gezeigt, in welcher Form die stochastischen Schwankungen sich äußern. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass insbesondere bei Lewiszahlen über eins der Strömungseinfluss infolge der Entladung eine wichtige Rolle spielt. Für das Wasserstoff/Luft-Gemisch konnten durch Beschränkungen des Versuchsaufbaus Energien unterhalb vom zweifachen der MZE nicht untersucht werden. Mit einem veränderten Aufbau, der weniger Streukapazitäten enthält, wären auch Experimente noch näher an der MZE möglich. Damit könnte geklärt werden, ob auch bei diesem Gemisch ähnliche Schwankungen bei der Ausbildung und Ausbreitung des Flammenkerns auftreten wie bei Ethen/Luft und Propan/Luft.

Die Messungen mit OH-LIF konnten die Struktur des Flammenkerns für die unterschiedlichen Gemische zeigen. Allerdings war es bisher nur möglich, Einzelschuss-Experimente durchzuführen, so dass Zeitreihen mit dieser Messtechnik aus verschiedenen Realisierungen stammen. Aufgrund der stochastischen Schwankungen ist dieses Vorgehen problematisch und erlaubt insbesondere keinen exakten Vergleich mit numerischen Simulationen, die diese Stochastik nicht berücksichtigen. In der Zukunft sollten daher einzelne Zündprozesse mit zeitaufgelöster OH-LIF untersucht werden. In Verbindung mit spektroskopischen Methoden könnte dann zusätzlich die Temperatur in der Reaktionszone bestimmt werden. Solche zeit- und orts aufgelösten Daten einzelner Zündungen wären für den Abgleich mit numerischen Modellen sehr wertvoll.

Hinsichtlich der Temperaturverteilung wäre auch die Erweiterung des Schlieren-Verfahrens auf die Variante *hintergrundorientierte Schlieren* sinnvoll, mit der das Temperaturfeld unter der Ausnutzung der Symmetrie zeitaufgelöst bestimmt werden kann [113]. Durch Kombination beider Messtechniken könnte ein noch detaillierteres Bild der Einflussfaktoren gezeichnet werden.

Die vorgeschlagenen Weiterentwicklungen messtechnischer Natur sollten flankiert werden von mindestens zweidimensionalen numerischen Simulationen. Über den Vergleich lassen sich dann die wesentlichen zündungsrelevanten Einflüsse identifizieren. Durch die Weiterentwicklung der numerischen Modelle können in Zukunft auch realitätsnahe Zündprozesse vorhergesagt werden.

Anhang A

Unsicherheit bei der Bestimmung geringer Zündwahrscheinlichkeiten

Alternativ zur Bestimmung von Zündwahrscheinlichkeiten über die logistische Regression (vgl. Abschnitt 2.2.5) könnte die Zündwahrscheinlichkeit für jede Energie auch durch viele Wiederholungen des Experiments bei konstanter Energie erfolgen. Gerade bei geringen Zündwahrscheinlichkeiten wäre der Aufwand jedoch enorm. Näherungsweise gilt, dass für die Bestimmung einer Zündwahrscheinlichkeit mit einer relativen Unsicherheit von 20 % die Anzahl von Versuchen so groß sein muss, dass etwa 100 Zündungen beobachtet werden. Dies kann anhand der Berechnungen in den Tabellen A.2 und A.3 nachvollzogen werden, bei denen angenommen wurde, dass es sich bei den Zündexperimenten um unabhängige Ereignisse mit konstanter Wahrscheinlichkeit handelt, so dass die Zufallsvariable *Ausgang eines Zündexperiments* binomialverteilt ist.

Ist die unbekannte Zündwahrscheinlichkeit also $P_Z = 1\%$, so werden 10 000 Versuche benötigt, denn $10\,000 \cdot 1\% = 100$ (Tabelle A.3). Werden bei den 10 000 Versuchen tatsächlich 100 Zündungen beobachtet, so sind die Grenzen des 95 %-Konfidenzintervalls relativ zum Mittelwert -19% bzw. $+21\%$ (Tabelle A.2). Die wahre Zündwahrscheinlichkeit liegt demnach im Intervall von $0,81\%$ bis $1,21\%$. Wird, wie in der Bestimmung der MZE nach der Norm [11] vorgegeben, in 100 Versuchen genau eine Zündung beobachtet, so sind die relativen Grenzen des Konfidenzintervalls -97% bzw. $+445\%$; somit liegt die Zündwahrscheinlichkeit im Intervall von $0,03\%$ bis $5,45\%$ (wieder bei einem Konfidenzniveau von 95 %). Die Abschätzung der MZE mit dem Verfahren der logistischen Regression liefert ähnlich

Tabelle A.1: Erwartungswert für die Anzahl der Zündungen bei N Versuchen für verschiedene Zündwahrscheinlichkeiten.

N	$P_Z = 10\%$	$P_Z = 1\%$	$P_Z = 0,1\%$	$P_Z = 0,01\%$
10^2	10	1	0,1	0,01
10^3	100	10	1	0,1
10^4	1000	100	10	1
10^5	10000	1000	100	10

Tabelle A.2: Relative Abweichung der unteren und oberen Grenze des 95 %-Konfidenzintervalls vom tatsächlichen Wert für die Zündwahrscheinlichkeit, wenn in N Versuchen tatsächlich die erwartete Anzahl Zündungen nach Tabelle A.1 auftritt.

N	$P_Z = 10\%$		$P_Z = 1\%$		$P_Z = 0,1\%$		$P_Z = 0,01\%$	
	<i>Abweichung in Prozent</i>							
10^2	-51	+76	-97	+445				
10^3	-18	+20	-52	+83	-97	+456		
10^4	-5,8	+6,0	-19	+21	-52	+84	-97	+457
10^5	-1,9	+1,9	-6,1	+6,4	-19	+22	-52	+84

Tabelle A.3: Anzahl der notwendigen Versuche zur Bestimmung einer oberen Grenze für die Zündwahrscheinlichkeit bei der Wiederholung von Zündversuchen ohne Beobachtung einer einzigen Zündung. Die Werte, auf die im Text Bezug genommen wird, sind hervorgehoben.

obere Schranke für P_Z	Irrtumswahrscheinlichkeit				
	20 %	10 %	5 %	2 %	1 %
10	22	29	36	44	51
5	45	59	72	90	104
2	114	149	183	228	263
1	230	299	368	459	528
0,5	460	598	736	919	1058
0,2	1151	1497	1843	2301	2647
0,1	2302	2995	3688	4603	5296

große Unsicherheiten, allerdings werden weniger Versuche benötigt und zusätzlich wird die Verteilung über den gesamten Energiebereich geschätzt.

Zur Reduzierung der notwendigen Anzahl an Versuchen ist an dieser Stelle auch die Frage interessant, ob zur Bestimmung einer oberen Grenze für die Zündwahrscheinlichkeit überhaupt die Beobachtung von Zündungen notwendig ist. Tabelle A.3 zeigt, wie viele gleichartige Versuche ohne eine einzige Zündung durchzuführen sind, um mit einer bestimmten Irrtumswahrscheinlichkeit die Zündwahrscheinlichkeit nach oben eingrenzen zu können. Die tabellierten Werte wurden wie folgt ermittelt: Zu den entsprechenden Irrtumswahrscheinlichkeiten wurde die Verteilungsfunktion der Binomialverteilung betrachtet. Die Anzahl der Versuche wurde so lange erhöht, bis die obere Grenze des Konfidenzintervalls für die Zündwahrscheinlichkeit erstmals kleiner war als die in der Tabelle angegebene obere Schranke für die Zündwahrscheinlichkeit. Beispielsweise reichen 45 Versuche ohne Zündung aus, um mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 20 % die Aussage treffen zu können, dass die Zündwahrscheinlichkeit höchstens 5 % beträgt. Ist eine geringere Irrtumswahrscheinlichkeit gefordert, so erhöht sich die Anzahl der notwendigen Versuche. Eine

Verdopplung der Versuchsanzahl auf 90 beispielsweise führt zu einer Verringerung der Irrtumswahrscheinlichkeit auf 2 %. Ist allerdings die Zündwahrscheinlichkeit von maximal 1 % gesucht und die übliche Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 % gefordert, so sind bereits 368 Versuche ohne Zündung notwendig – eine hohe, aber überschaubare Anzahl. In der Praxis ist jedoch davon auszugehen, dass die MZE mit diesem Vorgehen massiv unterschätzt würde, da geringere Energien das Abbruchkriterium für die Bestimmung mit höherer Wahrscheinlichkeit erfüllen. Hingegen würde eine Versuchsreihe bei der Energie, die tatsächlich eine Zündwahrscheinlichkeit von 1 % aufweist, in 97,5 % aller Fälle durch das Auftreten mindestens einer Zündung zum Abbruch der Versuchsreihe führen. Somit käme es zu unnötig konservativen Werten für die MZE.

Anhang B

Einfluss der Streckung auf die Flammengeschwindigkeit bei unterschiedlichen Lewiszahlen

Taylor [42] gibt folgende Formel für die relative Änderung der Flammenfrontgeschwindigkeit für gestreckte, sphärisch expandierende Flammen an:

$$\frac{u_{L,\text{str}}}{u_L} = 1 + \zeta \left[\frac{E_A}{R_u} \frac{\Delta h_R^0}{c_p T_{\text{ad}}^2} \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) + \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) - 1 \right]. \quad (\text{B.1})$$

Es ist ζ die dimensionslose Streckung, E_A die Aktivierungsenergie, R_u die universelle Gaskonstante, Δh_R^0 die spezifische Standardreaktionsenthalpie, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, T_{ad} die adiabate Flammentemperatur und Le die Lewiszahl.

Die Parameter werden nach und nach bestimmt. Die Berechnung erfolgt hier für:

```
In [1]: F = 'H2'
        phi = 0.72

        #F = 'C2H4'
        #phi = 1.24

        #F = 'C3H8'
        #phi = 1.31
```

Dimensionslose Streckung ζ

Es gilt

$$\zeta = K \frac{\delta_F}{u_L}, \quad (\text{B.2})$$

mit der Streckung K , der Flammendicke δ_F und der laminaren Flammengeschwindigkeit u_L . Sowohl die Flammendicke als auch die laminare Flammengeschwindigkeit können mit *Cantera* [45] berechnet werden.

```

In [2]: import cantera as ct
import numpy as np

gas = ct.Solution('gri30.cti')
gas.transport_model = 'Multi'

gas.set_equivalence_ratio(phi, F, {'O2':1.0, 'N2':3.76})
gas.TP = 300, ct.one_atm

# Breite des Berechnungsgebiets
width = 0.014

# Flamme initialisieren
flame = ct.FreeFlame(gas, width=width)

# Tolerances für den Löser definieren
flame.set_refine_criteria(ratio=3, slope=0.1, curve=0.1)

# Definiere Ausgabeintervall für das Log
loglevel = 0

# Lösen
flame.solve(loglevel=loglevel, auto=True)

# Flammgeschwindigkeit
u_L = flame.u[0]

# Flammendicke
z = flame.grid
T = flame.T
size = np.size(z)-1
grad = np.zeros(size)
for i in range(size):
    grad[i] = (T[i+1]-T[i])/(z[i+1]-z[i])
delta_F = (max(T) -min(T)) / max(grad)

In [12]: print("u_L = {0:.1f} cm/s \ndelta_F = {1:.3f} mm"
              .format(u_L*100, delta_F*1000))

u_L = 131.0 cm/s
delta_F = 0.327 mm

```

Somit kann in der Formel die dimensionslose Streckung durch die Streckung in $1/s$ ersetzt werden.

Aktivierungsenergie E_A

Die Aktivierungsenergie wird aus der NIST *Chemical Kinetics Database on the Web* [149] ausgelesen. Für das Wasserstoff/Luft-Gemisch beträgt sie 237 kJ/mol [150].

```
In [4]: Ea_H2 = 237e3
        Ea_C2H4 = 241e3
        Ea_C3H8 = 213e3
```

Gaskonstante R_u

Die universelle Gaskonstante beträgt 8,314 J/(mol K).

```
In [5]: # In Cantera wird die Gaskonstante in J/(kmol K) angegeben.
        # Deshalb wird hier durch 1000 geteilt.
        R_u = ct.gas_constant/1000
        R_u
```

```
Out[5]: 8.3144621
```

Spezifische Standardreaktionsenthalpie Δh_R^0

Die Standardreaktionsenthalpie ist die Differenz der Standardbildungsenthalpien der Produkte und der Edukte. Diese Berechnung wird mit *Cantera* durchgeführt.

```
In [6]: # Produkte auf die Ausgangsbedingungen setzen
        gas.TP = 300, ct.one_atm
        h_P = gas.enthalpy_mass

        # Edukte definieren
        gas.set_equivalence_ratio(phi, F, {'O2':1.0, 'N2':3.76})
        gas.TP = 300, ct.one_atm
        h_E = gas.enthalpy_mass

        # Reaktionsenthalpie
        Delta_h = h_P - h_E
        Delta_h
```

```
Out[6]: -2403113.3362064487
```

Spezifische Wärmekapazität c_p

```
In [7]: cp = gas.cp
        cp
```

```
Out[7]: 1285.4166751582989
```

Adiabate Flammentemperatur T_{ad}

Diese wurde oben schon berechnet und muss nur noch ausgegeben werden.

```
In [8]: T_ad = max(T)
        T_ad
```

```
Out[8]: 2019.9086242634357
```

Lewiszahl Le

Die Lewiszahl wurde bereits bestimmt. Sie beträgt für die einzelnen Gemische:

```
In [9]: # H2/Luft
        Le_H2 = 0.565
        # C2H4/Luft
        Le_C2H4 = 1.115
        # C3H8/Luft
        Le_C3H8 = 1.175
```

Ergebnis

Die Formel für $u_{L, \text{str}}/u_L$ lässt sich dann wie folgt als Funktion der Streckung K schreiben:

$$\frac{u_{L, \text{str}}}{u_L} = 1 + aK \quad (\text{B.3})$$

mit

$$a = \frac{\delta_F}{u_L} \left[\frac{E_A}{R_u} \frac{\Delta h_R^0}{c_p T_{ad}^2} \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) + \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) - 1 \right]. \quad (\text{B.4})$$

```
In [10]: if F == 'H2':
        Ea = Ea_H2
        Le = Le_H2
        elif F == 'C2H4':
        Ea = Ea_C2H4
        Le = Le_C2H4
        else:
        Ea = Ea_C3H8
        Le = Le_C3H8

        a = delta_F/u_L*(-Ea/R_u*Delta_h/(cp*T_ad*T_ad)*(1/Le - 1)
            + (1/Le - 1) - 1)
        print("a = {0:.3e} s".format(a))
```

```
a = 2.456e-03 s
```

```
In [11]: # Gültigkeitsbereich: dimensionslose Streckungsrate
# sollte << 1 sein.
zeta_max = 0.1
K_krit = zeta_max * u_L / delta_F
K_krit
```

```
Out[11]: 400.153680322745
```


Anhang C

Publikationsliste

Zeitschriftenartikel

- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of the spark channel of electrical discharges near the minimum ignition energy“. *Plasma Physics and Technology* 3 (2016), S. 116–121. URL: <https://ppt.fel.cvut.cz/articles/2016/essmann.pdf>.
- D. Markus, S. Essmann, J.-R. Kummer, R. Shekhar, C. Uber, U. Gerlach und U. Maas. „Ignition by electrical discharges“. *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 231 (2017), S. 1655–1682. DOI: 10.1515/zpch-2016-0903.
- C. Uber, R. Shekhar, S. Essmann, U. Gerlach, S. Augustin und T. Fröhlich. „Methoden der Temperaturbestimmung von elektrischen Entladungen bei Öffnungs-Kontaktvorgängen in zündfähigen Gasen“. *tm - technisches messen* 85 (2018), S. 56–64. DOI: 10.1515/teme-2017-0082.
- S. Essmann, S. Spörhase, H. Grosshans und D. Markus. „Precise triggering of electrical discharges by ultraviolet laser radiation for the investigation of ignition processes“. *Journal of Electrostatics* 91 (2018), S. 34–40. DOI: 10.1016/j.elstat.2017.12.003.
- K. V. Korytchenko, S. Essmann, D. Markus, U. Maas und E. V. Poklonskii. „Numerical and experimental investigation of the channel expansion of a low-energy spark in the air“. *Combustion Science and Technology* (2018). DOI: 10.1080/00102202.2018.1548441.

Konferenzartikel

- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Zündung durch Hochspannungs-Kondensatorentladungen nahe der Mindestzündenergie“. *13. BAM-PTB-Kolloquium zur chemischen und physikalischen Sicherheitstechnik* (Braunschweig, 13.–14. Juni 2013). 2013.
- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of ignition by low energy capacitance sparks“. *6th European Combustion Meeting* (Lund, 25.–28. Juni 2013). 2013, Paper P3–45.

- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Schlieren measurements of the pressure wave induced by low energy electrical discharges“. *7th European Combustion Meeting* (Budapest, 30. März–2. Apr. 2015). 2015, Paper P4–01.
- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of the pressure wave and hot gas kernel induced by low energy electrical discharges“. *25th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems* (Leeds, 2.–7. Aug. 2015). 2015, Paper 167.
- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Untersuchung der Funkenstrecke bei elektrischen Entladungen nahe der Mindestzündenergie“. *14. Kolloquium zur chemischen und physikalischen Sicherheitstechnik* (Berlin, 14.–15. Juni 2016). 2016, S. 68–75.
- S. Essmann, J.-R. Kummer, D. Markus und U. Maas. „The early phase of flame propagation after ignition by electrical discharges close to the minimum ignition energy“. *8th European Combustion Meeting* (Dubrovnik, 18.–21. Apr. 2017). 2017, S. 959–964.
- S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of the flame kernel propagation after ignition by a low energy electrical discharge“. *26th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems* (Boston, 30. Juli–4. Aug. 2017). 2017, Paper 1006.
- S. Essmann, J.-R. Kummer, D. Markus und U. Maas. „Experimental and numerical investigation of the ignition by electrical discharges close to the minimum ignition energy“. *12th International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions* (Kansas City, 12.–17. Aug. 2018). 2018.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Hattwig und H. Steen. *Handbook of explosion prevention and protection*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004 (siehe S. 1, 12, 21, 22).
- [2] International Electrotechnical Commission. *IEC 60079: Explosive atmospheres*. 2018 (siehe S. 1).
- [3] E. Brandes und W. Möller. *Flammable liquids and gases: Brennbare Flüssigkeiten und Gase*. 2. Aufl. Bd. 1. Safety characteristic data. Bremerhaven: Wirtschaftsverl. NW, 2008 (siehe S. 1, 3, 4, 20, 21, 27).
- [4] S. P. M. Bane. „Spark ignition: experimental and numerical investigation with application to aviation safety“. Diss. California Institute of Technology, 2010 (siehe S. 2, 3, 21, 105).
- [5] R. K. Eckhoff und W. Olsen. „A new method for generation of synchronized capacitive sparks of low energy. Reconsideration of previously published findings“. *Journal of Electrostatics* 68 (2010), S. 73–78. doi: 10.1016/j.elstat.2009.11.001 (siehe S. 2, 22, 23).
- [6] J. Moorhouse, A. Williams und T. E. Maddison. „An investigation of the minimum ignition energies of some C₁ to C₇ hydrocarbons“. *Combustion and Flame* 23 (1974), S. 203–213. doi: 10.1016/0010-2180(74)90058-3 (siehe S. 2, 3, 12, 20).
- [7] S. Herbst, F. Engelmann und K.-H. Grote. „Anforderungen des Nicht-Elektrischen Explosionsschutzes im Produktentwicklungsprozess“. In: *Entwerfen Entwickeln Erleben 2016*. Hrsg. von R. Stelzer. Dresden: TUDpress, 2016, S. 113–126 (siehe S. 2).
- [8] M. Sippel und K. Wörsdörfer. „Anwendungsfelder und Nutzen aktueller Simulationstechniken im Bereich des Explosionsschutzes“. *Chemie Ingenieur Technik* 77 (2005), S. 1142. doi: 10.1002/cite.200590347 (siehe S. 2).
- [9] J. Schmidt, Hrsg. *Process and plant safety: applying computational fluid dynamics*. Weinheim: Wiley-VCH, 2012 (siehe S. 2).
- [10] J. Munro. „Are the IEC requirements for overpressure testing of flameproof equipment appropriate?“ *Petroleum and Chemical Industry Conference Europe (PCIC Europe)* (Berlin, 14.–16. Juni 2016). 2016. doi: 10.1109/PCICEurope.2016.7850286 (siehe S. 2).
- [11] ASTM International. *ASTM E582-07(2013)e1: Standard Test Method for Minimum Ignition Energy and Quenching Distance in Gaseous Mixtures*. 2013 (siehe S. 3, 111).

- [12] B. Lewis und G. von Elbe. *Combustion, flames and explosions of gases*. 3. Aufl. Orlando: Academic Press, 1987 (siehe S. 3, 20).
- [13] M. Kono, S. Kumagai und T. Sakai. „The optimum condition for ignition of gases by composite sparks“. *Symposium (International) on Combustion 16* (1977), S. 757–766. DOI: 10.1016/S0082-0784(77)80369-X (siehe S. 3).
- [14] R. Maly und M. Vogel. „Initiation and propagation of flame fronts in lean CH₄-air mixtures by the three modes of the ignition spark“. *Symposium (International) on Combustion 17* (1979), S. 821–831. DOI: 10.1016/S0082-0784(79)80079-X (siehe S. 3, 51, 53).
- [15] S. S. Shy, M. T. Nguyen, S.-Y. Huang und C.-C. Liu. „Is turbulent facilitated ignition through differential diffusion independent of spark gap?“ *Combustion and Flame* 185 (2017), S. 1–3. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.06.022 (siehe S. 3).
- [16] L. J. Jiang, S. Shy, M. T. Nguyen, S. Y. Huang und D. W. Yu. „Spark ignition probability and minimum ignition energy transition of the lean iso-octane/air mixture in premixed turbulent combustion“. *Combustion and Flame* 187 (2018), S. 87–95. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.09.006 (siehe S. 3).
- [17] R. K. Eckhoff, M. Ngo und W. Olsen. „On the minimum ignition energy (MIE) for propane/air“. *Journal of Hazardous Materials* 175 (2010), S. 293–297. DOI: 10.1016/j.jhazmat.2009.09.162 (siehe S. 3, 5, 20, 21, 105).
- [18] S. P. M. Bane, J. L. Ziegler, P. A. Boettcher, S. A. Coronel und J. E. Shepherd. „Experimental investigation of spark ignition energy in kerosene, hexane, and hydrogen“. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 26 (2011), S. 290–294. DOI: 10.1016/j.jlp.2011.03.007 (siehe S. 3, 5).
- [19] S. P. M. Bane, J. E. Shepherd, E. Kwon und A. C. Day. „Statistical analysis of electrostatic spark ignition of lean H₂/O₂/Ar mixtures“. *International Journal of Hydrogen Energy* 36 (2011), S. 2344–2350. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2010.05.082 (siehe S. 3, 5, 21).
- [20] A. Wähler, G. Gramse, T. Langer und M. Beyer. „Determination of the minimum ignition energy on the basis of a statistical approach“. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 26 (2013), S. 1655–1660. DOI: 10.1016/j.jlp.2013.06.002 (siehe S. 3–5, 20, 21, 27, 78, 83, 105, 106).
- [21] H. J. Langlie. „A reliability test method for "one-shot" items“. *Eighth Conference on the Design of Experiments in Army Research Development and Testing*. 1963, S. 147–165 (siehe S. 4).
- [22] S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Zündung durch Hochspannungskondensatorentladungen nahe der Mindestzündenergie“. *13. BAM-PTB-Kolloquium zur chemischen und physikalischen Sicherheitstechnik* (Braunschweig, 13.–14. Juni 2013). 2013 (siehe S. 4, 20).
- [23] A. Küchler. *Hochspannungstechnik: Grundlagen, Technologie, Anwendungen*. 3. Aufl. VDI-Buch. Berlin: Springer, 2009 (siehe S. 7, 9–11, 35).

- [24] F. F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. 1. Aufl. Bd. 1. New York: Plenum Press, 1984 (siehe S. 7, 12, 14).
- [25] W. Demtröder. *Atome, Moleküle und Festkörper*. 3. Aufl. Bd. 3. Experimentalphysik. Berlin: Springer, 2005 (siehe S. 8, 35).
- [26] H.-J. Kunze. *Introduction to plasma spectroscopy*. Bd. 56. Springer series on atomic, optical, and plasma physics. Berlin: Springer, 2009 (siehe S. 9, 35).
- [27] K. H. Becker. *Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure*. Series in plasma physics. Bristol: Institute of Physics, 2005 (siehe S. 9, 11).
- [28] J. S. Townsend. *Electricity in gases*. Oxford: Clarendon Press, 1915 (siehe S. 9).
- [29] H. Hertz. „Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung“. *Annalen der Physik* 267 (1887), S. 983–1000. DOI: 10.1002/andp.18872670827 (siehe S. 10, 33).
- [30] H. G. Adelman. „A time dependent theory of spark ignition“. *Symposium (International) on Combustion* 18 (1981), S. 1333–1342. DOI: 10.1016/S0082-0784(81)80137-3 (siehe S. 12).
- [31] R. Maly. „Ignition model for spark discharges and the early phase of flame front growth“. *Symposium (International) on Combustion* 18 (1981), S. 1747–1754. DOI: 10.1016/S0082-0784(81)80179-8 (siehe S. 12).
- [32] K. Kailasanath, E. Oran und J. Boris. „A theoretical study of the ignition of premixed gases“. *Combustion and Flame* 47 (1982), S. 173–190. DOI: 10.1016/0010-2180(82)90099-2 (siehe S. 12).
- [33] P. M. Boston, D. Bradley, F. K.-K. Lung, I. M. Vince und F. J. Weinberg. „Flame initiation in lean, quiescent and turbulent mixtures with various igniters“. *Symposium (International) on Combustion* 20 (1985), S. 141–149. DOI: 10.1016/S0082-0784(85)80497-5 (siehe S. 12).
- [34] P. M. Bellan. *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press, 2008 (siehe S. 12).
- [35] P. Bruggeman und R. Brandenburg. „Atmospheric pressure discharge filaments and microplasmas: physics, chemistry and diagnostics: Physics, chemistry and diagnostics“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 46, 464001 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/46/464001 (siehe S. 13).
- [36] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger und R. N. Zare. „Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas“. *Plasma Sources Science and Technology* 12 (2003), S. 125–138. DOI: 10.1088/0963-0252/12/2/301 (siehe S. 13, 14, 37, 54).
- [37] D. L. Rusterholtz, D. A. Lacoste, G. D. Stancu, D. Z. Pai und C. O. Laux. „Ultrafast heating and oxygen dissociation in atmospheric pressure air by nanosecond repetitively pulsed discharges“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 46, 464010 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/46/464010 (siehe S. 13, 14, 76).

- [38] M. Capitelli, C. M. Ferreira, B. F. Gordiets und A. I. Osipov. *Plasma kinetics in atmospheric gases*. Bd. 31. Springer series on atomic, optical, and plasma physics. Berlin: Springer, 2000 (siehe S. 13, 14).
- [39] C. O. Laux. „Optical diagnostics and radiative emission of air plasmas“. Diss. Stanford, 1993 (siehe S. 13, 37).
- [40] N. A. Popov. „Investigation of the mechanism for rapid heating of nitrogen and air in gas discharges“. *Plasma Physics Reports* 27 (2001), S. 886–896. DOI: 10.1134/1.1409722 (siehe S. 14, 76).
- [41] J. Warnatz, U. Maas und R. W. Dibble. *Combustion: physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*. 4. Aufl. Berlin: Springer, 2006 (siehe S. 14–16, 18, 38, 91).
- [42] S. C. Taylor. „Burning velocity and the influence of flame stretch“. Diss. University of Leeds, 1991 (siehe S. 15, 18, 19, 115).
- [43] T. Poinot und D. Veynante. *Theoretical and numerical combustion*. 2. Aufl. Philadelphia: R. T. Edwards, 2012 (siehe S. 16–18).
- [44] R. Addabbo, J. K. Bechtold und M. Matalon. „Wrinkling of spherically expanding flames“. *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), S. 1527–1535. DOI: 10.1016/S1540-7489(02)80187-0 (siehe S. 16).
- [45] D. G. Goodwin, H. K. Moffat und R. L. Speth. *Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes, version 2.3.0*. 2017. DOI: 10.5281/zenodo.170284 (siehe S. 16, 17, 86, 115).
- [46] G. P. Smith u. a. *GRI-MECH 3.0*. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech (besucht am 1. Aug. 2018) (siehe S. 16).
- [47] B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefter und F. E. Wells. „Studies on turbulent flames“. *Symposium (International) on Combustion* 4 (1953), S. 613–620. DOI: 10.1016/S0082-0784(53)80082-2 (siehe S. 17).
- [48] M. Matalon. „On flame stretch“. *Combustion Science and Technology* 31 (1983), S. 169–181. DOI: 10.1080/00102208308923638 (siehe S. 17–19).
- [49] N. Peters. *Technische Verbrennung I: Vorlesungsskript*. Aachen, 2018. URL: https://www.itv.rwth-aachen.de/fileadmin/LehreSeminar/TechnischeVerbrennung/Skript_Technische_Verbrennung.pdf (siehe S. 18).
- [50] N. R. Carter, M. A. Cherian und G. Dixon-Lewis. „Flames near rich flammability limits, with particular reference to the hydrogen-air and similar systems“. In: *Numerical methods in laminar flame propagation*. Hrsg. von N. Peters und J. Warnatz. Notes on numerical fluid mechanics. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 1982, S. 182–191. DOI: 10.1007/978-3-663-14006-1 (siehe S. 19).

- [51] K. Kailasanath, K. Ganguly und G. Patnaik. „Dynamics of flames near the rich-flammability limit of hydrogen-air mixtures“. In: *Dynamics of gaseous combustion*. Hrsg. von A. L. Kuhl. Progress in astronautics and aeronautics. Washington, DC: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993, S. 247–262 (siehe S. 19).
- [52] G. Goyal, U. Maas und J. Warnatz. „Simulation of the behavior of rich hydrogen-air flames near the flammability limit“. *Combustion Science and Technology* 105 (1995), S. 183–193. DOI: 10.1080/00102209508907749 (siehe S. 19).
- [53] E. Robert und P. A. Monkewitz. „Thermal-diffusive instabilities in unstretched, planar diffusion flames“. *Combustion and Flame* 159 (2012), S. 1228–1238. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.10.020 (siehe S. 19).
- [54] S. P. M. Bane, J. E. Shepherd, E. Kwon und A. C. Day. „Statistical analysis of electrostatic spark ignition of lean H₂-O₂-Ar mixtures“. *International Conference on Hydrogen Safety* (Ajaccio, 16.–18. Sep. 2009). 2009 (siehe S. 21).
- [55] D. Bradley und F. K.-K. Lung. „Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation“. *Combustion and Flame* 69 (1987), S. 71–93. DOI: 10.1016/0010-2180(87)90022-8 (siehe S. 22, 81, 85, 104, 106).
- [56] Z. Chen, M. P. Burke und Y. Ju. „Effects of Lewis number and ignition energy on the determination of laminar flame speed using propagating spherical flames“. *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), S. 1253–1260. DOI: 10.1016/j.proci.2008.05.060 (siehe S. 22).
- [57] Z. Chen, M. P. Burke und Y. Ju. „On the critical flame radius and minimum ignition energy for spherical flame initiation“. *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), S. 1219–1226. DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.005 (siehe S. 22).
- [58] M. Champion, B. Deshaies, G. Joulin und K. Kinoshita. „Spherical flame initiation: theory versus experiments for lean propane-air mixtures“. *Combustion and Flame* 65 (1986), S. 319–337. DOI: 10.1016/0010-2180(86)90045-3 (siehe S. 22, 85).
- [59] D. R. Lintin und E. R. Wooding. „Investigation of the ignition of a gas by an electric spark“. *British Journal of Applied Physics* 10 (1959), S. 159–166. DOI: 10.1088/0508-3443/10/4/302 (siehe S. 22, 51, 53).
- [60] Y. Ko, R. W. Anderson und V. S. Arpaci. „Spark ignition of propane-air mixtures near the minimum ignition energy: Part I. An experimental study“. *Combustion and Flame* 83 (1991), S. 75–87. DOI: 10.1016/0010-2180(91)90204-0 (siehe S. 22, 90).
- [61] P. L. Pitt, R. M. Clements und D. R. Topham. „The early phase of spark ignition“. *Combustion Science and Technology* 78 (1991), S. 289–314. DOI: 10.1080/00102209108951753 (siehe S. 22).

- [62] T. Kravchik, E. Sher und J. B. Heywood. „From spark ignition to flame initiation“. *Combustion Science and Technology* 108 (1995), S. 1–30. DOI: 10.1080/00102209508960387 (siehe S. 22).
- [63] D. R. Ballal und A. H. Lefebvre. „Ignition and flame quenching in flowing gaseous mixtures“. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* 357 (1977), S. 163–181. DOI: 10.1098/rspa.1977.0161 (siehe S. 22).
- [64] Y. B. Zeldovich, G. I. Barenblatt, V. B. Librovich und G. M. Makhviladze. *The mathematical theory of combustion and explosions*. Boston: Springer US, 1985. DOI: 10.1007/978-1-4613-2349-5 (siehe S. 22).
- [65] Z. Chen. „Studies on the initiation, propagation, and extinction of premixed flames“. Diss. Princeton, 2009 (siehe S. 22).
- [66] T. Langer. „Zündung von Wasserstoff/Luft-Gemischen durch repetierende Teilentladungen“. Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013 (siehe S. 23).
- [67] S. M. Starikovskaia. „Plasma assisted ignition and combustion“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), S. 265–299. DOI: 10.1088/0022-3727/39/16/R01 (siehe S. 23).
- [68] S. M. Starikovskaia. „Plasma-assisted ignition and combustion: Nanosecond discharges and development of kinetic mechanisms“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 47, 353001 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/35/353001 (siehe S. 23).
- [69] U. Maas und J. Warnatz. „Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures“. *Combustion and Flame* 74 (1988), S. 53–69. DOI: 10.1016/0010-2180(88)90086-7 (siehe S. 24, 67, 69).
- [70] S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of the pressure wave and hot gas kernel induced by low energy electrical discharges“. *25th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems* (Leeds, 2.–7. Aug. 2015). 2015, Paper 167 (siehe S. 24, 69).
- [71] S. Essmann, D. Markus und U. Maas. „Investigation of the spark channel of electrical discharges near the minimum ignition energy“. *Plasma Physics and Technology* 3 (2016), S. 116–121 (siehe S. 24, 30, 40, 43, 61, 64, 65, 69, 71).
- [72] S. Essmann, J.-R. Kummer, D. Markus und U. Maas. „Experimental and numerical investigation of the ignition by electrical discharges close to the minimum ignition energy“. *12th International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions* (Kansas City, 12.–17. Aug. 2018). 2018 (siehe S. 24, 102).

- [73] A. Dreizler, S. Lindenmaier, U. Maas, J. Hult, M. Aldén und C. F. Kaminski. „Characterisation of a spark ignition system by planar laser-induced fluorescence of OH at high repetition rates and comparison with chemical kinetic calculations“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* 70 (2000), S. 287–294. DOI: 10.1007/s003400050047 (siehe S. 24, 43, 95).
- [74] K. V. Korytchenko. „Gas-dynamic expansion of spark channel before shock wave formation“. *The Journal of Kharkov National University* 657 (2005), S. 89–95 (siehe S. 25, 69, 73).
- [75] K. V. Korytchenko, E. V. Poklonskii und P. N. Krivosheev. „Model of the spark discharge initiation of detonation in a mixture of hydrogen with oxygen“. *Russian Journal of Physical Chemistry B* 8 (2014), S. 692–700. DOI: 10.1134/S1990793114050169 (siehe S. 25, 69, 73).
- [76] K. V. Korytchenko. „High-voltage electric discharge technique for the generation of shock waves and heating the reacting gas“. Diss. National Technical University "Kharkov Polytechnic Institute", 2014 (siehe S. 25, 69, 73).
- [77] K. V. Korytchenko, S. Essmann, D. Markus, U. Maas und E. V. Poklonskii. „Numerical and experimental investigation of the channel expansion of a low-energy spark in the air“. *Combustion Science and Technology* (2018). DOI: 10.1080/00102202.2018.1548441 (siehe S. 25, 73–76).
- [78] T. Redeker. *Classification of flammable gases and vapours by the flameproof safe gap and the incendivity of electrical sparks: PTB-W-18*. Hrsg. von Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Braunschweig, 1981 (siehe S. 27).
- [79] T. Langer, G. Gramse, D. Möckel, U. von Pidoll und M. Beyer. „MIE experiments and simultaneous measurement of the transferred charge – a verification of the ignition threshold limits“. *Journal of Electrostatics* 70 (2012), S. 97–104. DOI: 10.1016/j.elstat.2011.11.001 (siehe S. 27, 33).
- [80] J. J. Lee und J. E. Shepherd. *Spark ignition measurements in Jet A: part II: explosion dynamics laboratory report FM 99-7*. Pasadena, 2000. URL: <http://resolver.caltech.edu/CaltechGALCITFM:1999.007> (siehe S. 32).
- [81] E. Randeberg, W. Olsen und R. K. Eckhoff. „A new method for generation of synchronised capacitive sparks of low energy“. *Journal of Electrostatics* 64 (2006), S. 263–272. DOI: 10.1016/j.elstat.2005.07.001 (siehe S. 32).
- [82] R. Ono, M. Nifuku, S. Fujiwara, S. Horiguchi und T. Oda. „Minimum ignition energy of hydrogen–air mixture: effects of humidity and spark duration“. *Journal of Electrostatics* 65 (2007), S. 87–93. DOI: 10.1016/j.elstat.2006.07.004 (siehe S. 32, 33).
- [83] S. Zhong, N. Miao, Q. Yu und W. Cao. „Energy measurement of spark discharge using different triggering methods and inductance loads“. *Journal of Electrostatics* 73 (2015), S. 97–102. DOI: 10.1016/j.elstat.2014.10.014. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304388614000989> (siehe S. 32).

- [84] S. V. Pancheshnyi, D. A. Lacoste, A. Bourdon und C. O. Laux. „Ignition of propane–air mixtures by a repetitively pulsed nanosecond discharge“. *IEEE Transactions on Plasma Science* 34 (2006), S. 2478–2487. DOI: 10.1109/TPS.2006.876421 (siehe S. 33).
- [85] I. V. Adamovich, M. Nishihara, I. Choi, M. Uddi und W. R. Lempert. „Energy coupling to the plasma in repetitive nanosecond pulse discharges“. *Physics of Plasmas* 16, 113505 (2009). DOI: 10.1063/1.3264740 (siehe S. 33).
- [86] D. Z. Pai, D. A. Lacoste und C. O. Laux. „Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the spark regime“. *Plasma Sources Science and Technology* 19, 065015 (2010). DOI: 10.1088/0963-0252/19/6/065015 (siehe S. 33).
- [87] D. A. Xu, M. N. Shneider, D. A. Lacoste und C. O. Laux. „Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in atmospheric pressure air“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 47, 235202 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/23/235202 (siehe S. 33, 42, 43, 52, 66, 76).
- [88] F. Tholin, D. A. Lacoste und A. Bourdon. „Influence of fast-heating processes and O atom production by a nanosecond spark discharge on the ignition of a lean H₂–air premixed flame“. *Combustion and Flame* 161 (2014), S. 1235–1246. DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.11.007 (siehe S. 33).
- [89] M. Castela, S. Stepanyan, B. Fiorina, A. Coussement, O. Gicquel, N. Darabiha und C. O. Laux. „A 3-D DNS and experimental study of the effect of the recirculating flow pattern inside a reactive kernel produced by nanosecond plasma discharges in a methane-air mixture“. *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017), S. 4095–4103. DOI: 10.1016/j.proci.2016.06.174 (siehe S. 33).
- [90] S. P. Moffett, S. G. Bhandari, J. E. Shepherd und E. Kwon. „Investigation of statistical nature of spark ignition“. *Fall Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute* (Livermore, 16.–17. Okt. 2007). 2007, Paper 07F–42 (siehe S. 33).
- [91] S. Essmann, S. Spörhase, H. Grosshans und D. Markus. „Precise triggering of electrical discharges by ultraviolet laser radiation for the investigation of ignition processes“. *Journal of Electrostatics* 91 (2018), S. 34–40. DOI: 10.1016/j.elstat.2017.12.003 (siehe S. 33–35, 48, 49).
- [92] J. E. Shepherd, J. C. Krok und J. J. Lee. *Spark ignition energy measurements in Jet A: explosion dynamics laboratory report FM-97-7*. Pasadena, 2000. URL: <http://resolver.caltech.edu/CaltechGALCITFM:1997.009> (siehe S. 33).
- [93] J. A. Syage, E. W. Fournier, R. Rianda und R. B. Cohen. „Dynamics of flame propagation using laser-induced spark initiation: ignition energy measurements“. *Journal of Applied Physics* 64 (1988), S. 1499–1507. DOI: 10.1063/1.341824 (siehe S. 34).

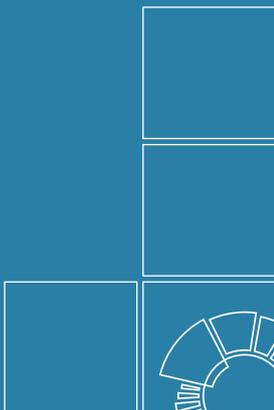
- [94] P. D. Ronney. „Laser versus conventional ignition of flames“. *Optical Engineering* 33 (1994), S. 510–521. doi: 10.1117/12.152237 (siehe S. 34).
- [95] T. X. Phuoc. „Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases“. *Optics Communications* 175 (2000), S. 419–423. doi: 10.1016/S0030-4018(00)00488-0 (siehe S. 34).
- [96] I. E. Forch und A. W. Miziolek. „Ultraviolet laser ignition of premixed gases by efficient and resonant multiphoton photochemical formation of microplasmas“. *Combustion Science and Technology* 52 (2007), S. 151–159. doi: 10.1080/00102208708952574 (siehe S. 34).
- [97] D. K. Srivastava, M. Weinrotter, K. Iskra, A. K. Agarwal und E. Wintner. „Characterisation of laser ignition in hydrogen–air mixtures in a combustion bomb“. *International Journal of Hydrogen Energy* 34 (2009), S. 2475–2482. doi: 10.1016/j.ijhydene.2008.11.117 (siehe S. 34).
- [98] L. L. Steinmetz. „Laser-triggered spark gap“. *Review of Scientific Instruments* 39 (1968), S. 904–909. doi: 10.1063/1.1683534 (siehe S. 34).
- [99] W. K. Pendleton und A. H. Guenther. „Investigation of a laser triggered spark gap“. *Review of Scientific Instruments* 36 (1965), S. 1546–1550. doi: 10.1063/1.1719388 (siehe S. 34).
- [100] A. H. Guenther und J. R. Bettis. „The laser triggering of high-voltage switches“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 11 (1978), S. 1577–1613. doi: 10.1088/0022-3727/11/12/001 (siehe S. 34).
- [101] J. R. Woodworth, C. A. Frost und T. A. Green. „UV laser triggering of high-voltage gas switches“. *Journal of Applied Physics* 53 (1982), S. 4734–4739. doi: 10.1063/1.331301 (siehe S. 34).
- [102] M. J. Kushner, R. D. Milroy und W. D. Kimura. „A laser-triggered spark gap model“. *Journal of Applied Physics* 58 (1985), S. 2988–3000. doi: 10.1063/1.335848 (siehe S. 34).
- [103] P. Rambo, J. Schwarz und J.-C. Diels. „High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system“. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 3 (2001), S. 146–158. doi: 10.1088/1464-4258/3/2/309 (siehe S. 34).
- [104] C. G. Morgan. „Laser-induced breakdown of gases“. *Reports on Progress in Physics* 38 (1975), S. 621–665. doi: 10.1088/0034-4885/38/5/002 (siehe S. 34).
- [105] A. Einstein. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. *Annalen der Physik* 322 (1905), S. 132–148. doi: 10.1002/andp.19053220607 (siehe S. 34, 35).
- [106] E. Lassner und W.-D. Schubert. *Tungsten: properties, chemistry, technology of the element, alloys and chemical compounds*. New York: Springer, 1999 (siehe S. 35).
- [107] H. R. Griem. *Plasma spectroscopy*. New York: McGraw-Hill, 1964 (siehe S. 35).

- [108] J. M. Hollas. *Moderne Methoden in der Spektroskopie*. 2. Aufl. Braunschweig: Vieweg, 1995 (siehe S. 35).
- [109] H. Haken und H. C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 8. Aufl. Berlin: Springer, 2004 (siehe S. 35).
- [110] S. Moritz. „Bestimmung der Temperatur von Hochspannungskondensator-entladungen geringer Energie mittels optischer Emissionsspektroskopie“. Masterarbeit. Leibniz Universität Hannover, 2016 (siehe S. 37).
- [111] G. S. Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media*. Berlin: Springer, 2001 (siehe S. 37).
- [112] H. Schardin. „Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen“. In: *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*. Hrsg. von F. Trendelenburg und F. Hund. Berlin: Springer, 1942, S. 303–439 (siehe S. 37).
- [113] W. Merzkirch. „Density-based techniques“. In: *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Hrsg. von C. Tropea, A. L. Yarin und J. F. Foss. Berlin: Springer, 2007 (siehe S. 38, 109).
- [114] W. Nitsche und A. Brunn. *Strömungsmesstechnik*. 2. Aufl. Berlin: Springer, 2006 (siehe S. 38).
- [115] D. A. Xu, D. A. Lacoste, D. L. Rusterholtz, P.-Q. Elias, G. D. Stancu und C. O. Laux. „Experimental study of the hydrodynamic expansion following a nanosecond repetitively pulsed discharge in air“. *Applied Physics Letters* 99, 121502 (2011). DOI: 10.1063/1.3641413 (siehe S. 42).
- [116] D. A. Xu, D. A. Lacoste und C. O. Laux. „Schlieren imaging of shock-wave formation induced by ultrafast heating of a nanosecond repetitively pulsed discharge in air“. *IEEE Transactions on Plasma Science* 42 (2014), S. 2350–2351. DOI: 10.1109/TPS.2014.2311328 (siehe S. 42).
- [117] K. Kohse-Höinghaus. „Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems“. *Progress in Energy and Combustion Science* 20 (1994), S. 203–279. DOI: 10.1016/0360-1285(94)90015-9 (siehe S. 43).
- [118] A. C. Eckbreth. *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. 2. Aufl. Bd. 3. Combustion science and technology. Amsterdam: Gordon & Breach, 1996 (siehe S. 43).
- [119] C. Schulz, A. Dreizler, V. Ebert und J. Wolfrum. „Combustion diagnostics“. In: *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Hrsg. von C. Tropea, A. L. Yarin und J. F. Foss. Berlin: Springer, 2007, S. 1241–1316 (siehe S. 45).
- [120] D. Markus, A. Hallermann, M. Paul, T. Langer und F. Lienesch. „Characterization of the ignition by repetitive streamer discharges using laser diagnostics“. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 26 (2013), S. 324–328. DOI: 10.1016/j.jlp.2011.10.002 (siehe S. 45).

- [121] J. Luque und D. R. Crosley. *LIFBASE: Database and spectral simulation program (version 1.5): SRI International report MP 99-009*. 1999. URL: <https://www.sri.com/engage/products-solutions/lifbase> (siehe S. 45).
- [122] A. Anders. *Cathodic arcs: from fractal spots to energetic condensation*. Bd. 50. Springer series on atomic, optical, and plasma physics. New York: Springer, 2009 (siehe S. 50).
- [123] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader und NIST ASD Team. *NIST atomic spectra database (version 5.5.6)*. Gaithersburg, 2018. URL: <https://physics.nist.gov/asd> (besucht am 23. Juni 2018) (siehe S. 50).
- [124] M. Bujotzek, M. Seeger, F. Schmidt, M. Koch und C. Franck. „Experimental investigation of streamer radius and length in SF 6“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 48, 245201 (2015). DOI: 10.1088/0022-3727/48/24/245201 (siehe S. 51).
- [125] D. Xu. „Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in air and application to plasma-assisted combustion“. Diss. École Centrale Paris, 2013. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00978527> (siehe S. 51, 52).
- [126] G. F. W. Ziegler, E. P. Wagner und R. Maly. „Ignition of lean methane-air mixtures by high pressure glow and arc discharges“. *Symposium (International) on Combustion* 20 (1985), S. 1817–1824. DOI: 10.1016/S0082-0784(85)80679-2 (siehe S. 51).
- [127] R. Maly. „Spark ignition: its physics and effect on the internal combustion engine“. In: *Fuel economy in road vehicles powered by spark ignition engines*. Hrsg. von J. C. Hilliard und G. S. Springer. New York: Plenum Press, 1984, S. 91–148. DOI: 10.1007/978-1-4899-2277-9_3 (siehe S. 51, 53).
- [128] F. Leipold, R. H. Stark, A. El-Habachi und K. H. Schoenbach. „Electron density measurements in an atmospheric pressure air plasma by means of infrared heterodyne interferometry“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 33 (2000), S. 2268–2273. DOI: 10.1088/0022-3727/33/18/310 (siehe S. 52, 66).
- [129] J.-M. Guo und C.-H. Wu. „Streamer radius model and its assessment using two-dimensional models“. *IEEE Transactions on Plasma Science* 24 (1996), S. 1348–1358. DOI: 10.1109/27.553200 (siehe S. 52).
- [130] R. Ono, M. Nifuku, S. Fujiwara, S. Horiguchi und T. Oda. „Gas temperature of capacitance spark discharge in air“. *Journal of Applied Physics* 97, 123307 (2005). DOI: 10.1063/1.1938274 (siehe S. 54, 55, 57).
- [131] K. Wieghardt. *Theoretische Strömungslehre*. Bd. 2. Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik. Univ.-Verl. Göttingen, 2005. URL: http://webdoc.sub.gwdg.de/univerlag/2006/wieghardt_book.pdf (siehe S. 57, 61).
- [132] U. Kogelschatz und W. R. Schneider. „Quantitative schlieren techniques applied to high current arc investigations“. *Applied Optics* 11 (1972), S. 1822–1832. DOI: 10.1364/AO.11.001822 (siehe S. 57).

- [133] S. Stempin und D. Surek. *Angewandte Strömungsmechanik für Praxis und Studium*. 1. Aufl. Lehrbuch Maschinenbau. Wiesbaden: Teubner, 2007 (siehe S. 59).
- [134] D. L. Jones. *The energy parameter B for strong blast waves: National Bureau of Standards technical note 155*. Boulder, 1962 (siehe S. 67).
- [135] G. I. Taylor. „The formation of a blast wave by a very intense explosion: I. Theoretical discussion“. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 201 (1950), S. 159–174. doi: 10.1098/rspa.1950.0049 (siehe S. 67).
- [136] D. L. Jones. „Intermediate strength blast wave“. *Physics of Fluids* 11 (1968), S. 1664–1667. doi: 10.1063/1.1692177 (siehe S. 67).
- [137] J.-R. Kummer. *Numerische Simulationen mit INSFLA zur Gasdynamik und Zündung nach elektrischen Entladungen*. Persönliche Kommunikation. 2018 (siehe S. 72).
- [138] J. J. Quirk. „A contribution to the great Riemann solver debate“. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 18 (1994), S. 555–574. doi: 10.1002/flid.1650180603 (siehe S. 73).
- [139] F. Tholin. „Numerical simulation of nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure: application to plasma-assisted combustion“. Diss. École Centrale Paris, 2012. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00879856> (siehe S. 73).
- [140] N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnova und A. Y. Starikovskiy. „Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 43, 255201 (2010). doi: 10.1088/0022-3727/43/25/255201 (siehe S. 76).
- [141] M. Kono, S. Kumagai und T. Sakai. „Ignition of gases by two successive sparks with reference to frequency effect of capacitance sparks“. *Combustion and Flame* 27 (1976), S. 85–98. doi: 10.1016/0010-2180(76)90008-0 (siehe S. 79).
- [142] M. Thiele, J. Warnatz und U. Maas. „Geometrical study of spark ignition in two dimensions“. *Combustion Theory and Modelling* 4 (2000), S. 413–434. doi: 10.1088/1364-7830/4/4/303 (siehe S. 79, 89, 90).
- [143] S. P. Bane, J. L. Ziegler und J. E. Shepherd. „Investigation of the effect of electrode geometry on spark ignition“. *Combustion and Flame* 162 (2015), S. 462–469. doi: 10.1016/j.combustflame.2014.07.017 (siehe S. 79, 90, 105).
- [144] B. Sforzo, A. Lambert, J. Kim, J. Jagoda, S. Menon und J. Seitzman. „Post discharge evolution of a spark igniter kernel“. *Combustion and Flame* 162 (2015), S. 181–190. doi: 10.1016/j.combustflame.2014.07.024 (siehe S. 79).

- [145] M. Kono, K. Niu, T. Tsukamoto und Y. Ujiie. „Mechanism of flame kernel formation produced by short duration sparks“. *Symposium (International) on Combustion* 22 (1989), S. 1643–1649. DOI: 10.1016/S0082-0784(89)80176-6 (siehe S. 89).
- [146] M. T. Lim, R. W. Anderson und V. S. Arpaci. „Prediction of spark kernel development in constant volume combustion“. *Combustion and Flame* 69 (1987), S. 303–316. DOI: 10.1016/0010-2180(87)90123-4 (siehe S. 90).
- [147] P. Paul und J. Warnatz. „A re-evaluation of the means used to calculate transport properties of reacting flows“. *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), S. 495–504. DOI: 10.1016/S0082-0784(98)80439-6 (siehe S. 91).
- [148] T. Berglind und J. Sunner. „The temporal development of OH-concentration profiles in ignition kernels studied by single-pulse laser induced fluorescence“. *Combustion and Flame* 63 (1986), S. 279–288. DOI: 10.1016/0010-2180(86)90127-6 (siehe S. 95).
- [149] J. A. Manion u. a. *NIST chemical kinetics database: NIST standard reference database 17, version 7.0 (web version), release 1.6.8, data version 2015.09*. Gaithersburg. URL: <http://kinetics.nist.gov> (siehe S. 117).
- [150] W. Tsang und R. F. Hampson. „Chemical kinetic data base for combustion chemistry. Part I. Methane and related compounds“. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 15 (1986), S. 1087–1279. DOI: 10.1063/1.555759 (siehe S. 117).
- [151] C. Tropea, A. L. Yarin und J. F. Foss, Hrsg. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Berlin: Springer, 2007.



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21
Telefax: (05 31) 592-92 92
www.ptb.de

Vertrieb:

Fachverlag NW in der
Carl Schünemann Verlag GmbH

Zweite Schlachtpforte 7
28195 Bremen

Telefon: (04 21) 369 03-0
Telefax: (04 21) 369 03-63
www.schuenemann-verlag.de