

Experimentelle Untersuchung der Zündung durch elektrische Entladungen geringer Energie

Stefan Essmann¹, Stefanie Spörhase¹, Holger Grosshans¹, Detlev Markus¹, Ulrich Maas²

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Fachbereich 3.5 „Explosionsschutz in der Energietechnik“, Braunschweig

²Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Technische Thermodynamik, Karlsruhe

Elektrische Entladungen sind im Explosionsschutz häufig als mögliche Zündquellen für brennbare Gasgemische zu bewerten. Bei geringer Entladungsenergie ist der Zündprozess schlecht reproduzierbar. In dieser Arbeit werden die bei einer Zündung auf verschiedenen Zeitskalen ablaufenden Prozesse experimentell untersucht. Mittels optischer Emissionsspektroskopie werden das zeitliche Verhalten und die Temperatur der elektrischen Entladung bestimmt. Die sich an die Entladung anschließenden gasdynamischen Effekte werden mit dem Schlieren-Verfahren analysiert. Anschließend wird für die zündfähigsten Gemische von Wasserstoff, Ethen bzw. Propan mit Luft die Zündung und die Anfangsphase der Flammenausbreitung untersucht. Zeit aufgelöste Schlieren-Messungen zeigen den Einfluss der Entladungsenergie auf den Zündprozess und Einzelschuss-OH-LIF-Messungen legen die Struktur des Flammenkerns in der Frühphase offen. Die Ergebnisse helfen beim Verständnis der Teilprozesse während der Zündung durch elektrische Entladungen. Dadurch wird die Weiterentwicklung detaillierter numerischer Modelle für die Vorhersage von Zündprozessen unterstützt.

1 Einleitung

Elektrische Entladungen sind im Explosionsschutz häufig als mögliche Zündquellen für brennbare Gasgemische zu berücksichtigen. Bei der Bewertung der Gefährdung durch elektrische Entladungen wird die sicherheitstechnische Kenngröße Mindestzündenergie (MZE) herangezogen. Diese wird in einem genormten Verfahren bestimmt [1], ist allerdings kein Schwellwert, oberhalb dessen eine Zündung stets erfolgt. Die Wahrscheinlichkeit einer Zündung bei der MZE beträgt für relevante Gase lediglich 0,1 % bis 1 % [2, 3]. Zündwahrscheinlichkeiten von mehr als 90 % werden erst bei Vielfachen der MZE erreicht [2]. In dem Bereich geringer Energien oberhalb der MZE sind starke Schwankungen bei wiederholten Zündversuchen zu beobachten, einerseits im Hinblick auf das Ergebnis (Zündung oder keine Zündung) und andererseits auch im Hinblick auf die Flammenausbreitung.

Auf dem Gebiet der ottomotorischen Verbrennung ist die Zündung durch elektrische Entladungen bereits detailliert untersucht worden, sowohl mit experimentellen Methoden als auch mit numerischen Simulationen [4–8]. Allerdings ist hier die durch die Entladung eingebrachte Energie wesentlich größer als 1 mJ (häufig größer als 10 mJ [4]) und damit um Größenordnungen höher als die aus Sicht des Explosionsschutzes relevanten Energien. Der Zündprozess bei geringen Energien ist noch nicht hinreichend genau verstanden, um ihn mithilfe numerischer Modelle vorhersagen zu können. Es besteht daher Forschungsbedarf zu den Teilprozessen, die bei der Zündung durch elektrische Entladungen relevant sind. Dazu gehören insbesondere auch Prozesse, die der Zündung Energie entziehen (z. B. Wärmeübertragung an die Umgebung) und die bei höheren eingebrachten Energien vernachlässigt werden können.

In diesem Übersichtsartikel werden experimentelle Arbeiten dargestellt, die in den letzten Jahren im Fachbereich 3.5 der PTB durchgeführt wurden. Es wurden Teilprozesse über viele Zeitskalen hinweg betrachtet: Die Leuchtdauer der elektrischen Entladung beträgt ca. $5 \cdot 10^{-8}$ s, die anschließenden gasdynamischen Prozesse laufen auf Zeitskalen von 10^{-8} s bis 10^{-5} s ab

und die Zündung sowie die Frühphase der Flammenausbreitung wurden für Zeiten bis zu einigen 10^{-3} s untersucht. Ziel der Arbeiten ist es, die Teilprozesse besser zu verstehen und so die detaillierte numerische Modellierung der Zündung durch elektrische Entladungen zu unterstützen.

2 Experimentelle Methoden

Der grundlegende Versuchsaufbau ist in Abbildung 1 gezeigt. Das zylindrische Versuchsgefäß ist durch Flansche von vier Seiten optisch zugänglich. In der Mitte des Gefäßes befanden sich die Elektroden (Wolfram, 2,4 mm Durchmesser, abgerundete Spitzen) in einem Abstand von 0,5 mm bis 1,7 mm. Die obere Elektrode war an eine Hochspannungsquelle angeschlossen und die untere Elektrode war geerdet. Parallel zur Funkenstrecke wurde ein variabler Kondensator geschaltet, über den die Entladungsenergie eingestellt werden konnte. Zur präzisen Kontrolle des Zeitpunkts der Entladungen wurden diese mithilfe eines Nd:YAG-Lasers bei 266 nm getriggert [9]. Dies war notwendig, um auch sehr frühe Stadien des Zündprozesses untersuchen zu können. Es wurden sowohl Entladungen in getrockneter Luft als auch in den zündfähigsten Gemischen [2] von Luft mit den Brenngasen Wasserstoff, Ethen und Propan betrachtet. Einige wichtige Daten zu den Gemischen und den Versuchsbedingungen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Weitere Einzelheiten zum Aufbau sind in [10, 11] dargestellt.

Mit verschiedenen experimentellen Methoden wurden Teilprozesse der Zündung durch elektrische Entladungen untersucht. Zunächst wurden die von der Entladung hervorgerufenen gas-

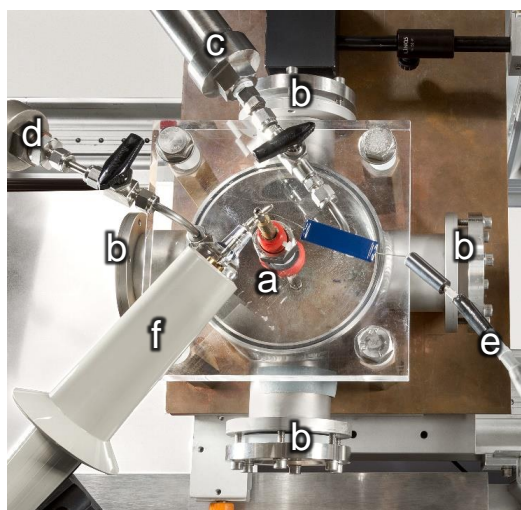


Abbildung 1: Versuchsaufbau (Draufsicht) [11]. a – Elektrodenhalterung, b – 4 Flansche für den optischen Zugang, c – Gaseinlass mit Flammensperre, d – Gasauslass mit Flammensperre, e – Kabel von der Hochspannungsquelle, f – Hochspannungstastkopf.

Tabelle 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 [12]	d/mm [2, 13]
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

dynamischen Prozesse, d. h. das Wachstum des heißen Gaskerns sowie die Ausbildung und Ausbreitung einer Druckwelle, mit einem Einzelschuss-Schlieren-Verfahren analysiert.

Zweitens wurde die elektrische Entladung in getrockneter Luft mittels optischer Emissionsspektroskopie (OES) untersucht. Zum einen wurde die Emission der Entladung zeitlich und örtlich aufgelöst gemessen. Zum anderen wurden durch spektrale Zerlegung die Linien des zweiten positiven Systems von Stickstoff im Bereich von 360 nm bis 410 nm dargestellt. Über den Vergleich der gemessenen Spektren mit simulierten Spektren wurden die rotatorische und die vibratorische Temperatur im Plasma bestimmt. Dabei gilt, dass die rotatorische Temperatur bei Atmosphärendruck eine gute Näherung für die Gastemperatur darstellt [14].

Drittens wurden die Zündung und die Frühphase der Flammenausbreitung in den Brenngas/Luft-Gemischen untersucht. Hier kamen zwei Messtechniken zum Einsatz: ein Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufbau mit einer Bildrate von 62,5 kHz und ein Aufbau zur planaren laserinduzierten Fluoreszenz des OH-Radikals (OH-PLIF) im Einzelschuss-Betrieb. Der Schlieren-Aufbau erlaubte die Untersuchung von einzelnen (erfolgreichen oder gescheiterten) Zündprozessen und die Analyse der Ausbreitung der Flammenfront. Mit dem OH-LIF-Aufbau konnte zusätzlich die Reaktionszone in der Flamme bzw. im Zündkern dargestellt werden. Durch die Wiederholung von OH-LIF-Messungen zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Entladung konnten Zeitreihen der Flammenentwicklung erstellt werden.

3 Ergebnisse

3.1 Ausbreitung der Druckwelle und des Kerns

Typische Schlieren-Aufnahmen des heißen Kerns und der Druckwelle sind in Abbildung 2 gezeigt. Gut zu erkennen ist das schnelle radiale Wachstum des Kerns innerhalb der ersten Mikrosekunde nach der Entladung. Der hohe Druck und die hohe Temperatur im Inneren des Kerns führen zur Ausbildung einer Stoßwelle. Nach $0,75 \mu\text{s}$ löst diese vom zylindrischen Kern ab und breitet sich mit Überschallgeschwindigkeit aus. Nach $2 \mu\text{s}$ bis $4 \mu\text{s}$ geht die Stoßwelle (allgemeiner: Druckwelle) von einer zylindrischen in eine sphärische Form über. Sie wird dadurch schwächer und langsamer. Nach wenigen $10 \mu\text{s}$ pflanzt sie sich nur noch mit Schallgeschwindigkeit fort. Der anfangs sehr schnell wachsende Kern breitet sich nach Ablösen der Druckwelle deutlich langsamer aus.

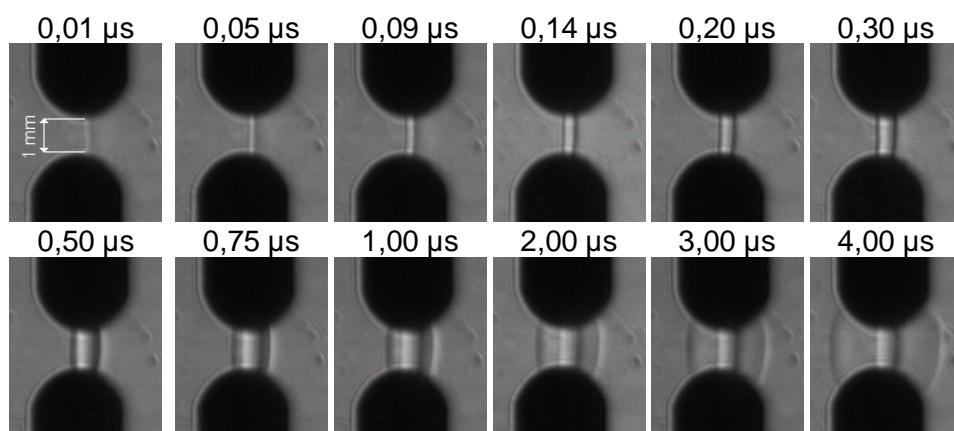


Abbildung 2: Schlieren-Bilder der Ausbreitung von Kern und Druckwelle in getrockneter Luft bei 1,0 mm Elektrodenabstand und $180 \mu\text{J}$ Entladungsenergie [15].

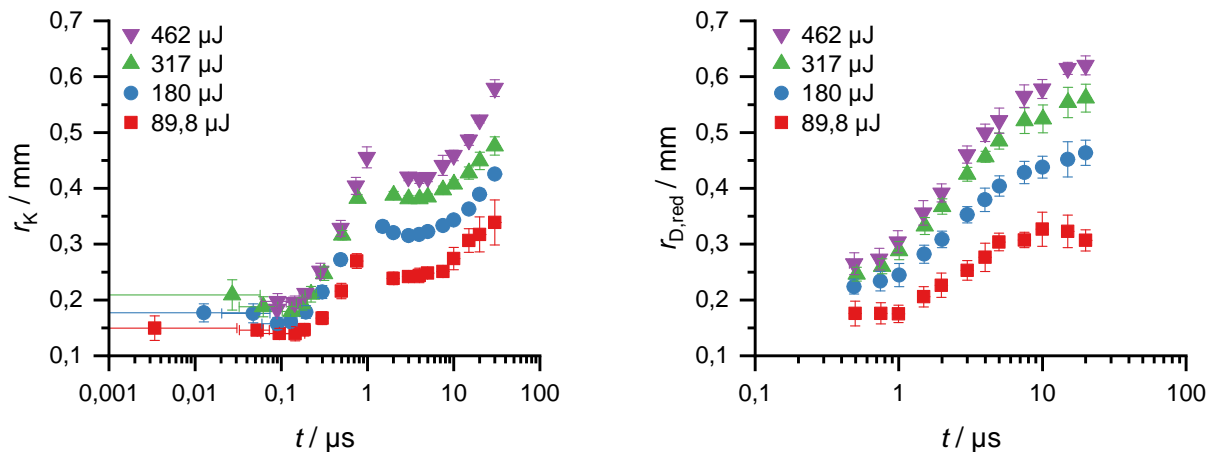


Abbildung 3: Kernradius (links) und reduzierter Druckwellenradius (rechts) als Funktion der Zeit nach Entladungen in getrockneter Luft bei 1,0 mm Elektrodenabstand [11].

Aus den Schlieren-Aufnahmen wurden die radialen Positionen des Kerns und der Druckwelle ermittelt. Abbildung 3 zeigt diese für den Elektrodenabstand 1,0 mm und vier verschiedene Entladungsenergien. Der linke Teil der Abbildung zeigt den Kernradius r_K als Funktion der Zeit. Das Kernwachstum gliedert sich in zwei Phasen: In der ersten Phase bis 1 μs wächst der Kern aufgrund des Überdrucks in seinem Inneren sehr schnell (200 m/s bis 300 m/s). Nach der Ablösung der Druckwelle sinkt der Druck im Inneren des Kerns durch eine Verdünnungswelle und die weitere Ausbreitung des Kerns ist um Größenordnungen langsamer. Hier beginnen Strömungseffekte und Diffusion eine Rolle zu spielen. Das Kernwachstum ist offensichtlich stark von der eingebrachten Energie abhängig. Der Grund dafür ist, dass durch den Eintrag einer größeren Energiemenge innerhalb des gleichen kurzen Zeitraums höhere Temperaturen und Drücke erreicht werden. Auch die zweite Wachstumsphase des Kerns ist von der Energie abhängig.

Auf der rechten Seite von Abbildung 3 ist nicht direkt der Druckwellenradius r_D dargestellt, sondern der *reduzierte Druckwellenradius*¹ $r_{D,red}$. Auch die Entwicklung der Druckwelle 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 ist die Ausbreitung der Druckwellen nur noch schwach von der Entladungsenergie abhängig und ihre Geschwindigkeiten nähern sich der Schallgeschwindigkeit an.

Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass die Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle nicht vom Elektrodenabstand d oder der Energiedichte E/d abhängig ist. Geringe Unterschiede, die sich dabei ergeben, sind einzig auf die Geometrie zurückzuführen. Bei großen Elektrodenabständen dauert es länger, bis die Druckwelle in die Kugelform übergeht, als bei geringem Abstand [11]. Über den Vergleich mit numerischen Simulationen konnte der Wirkungsgrad der Entladung bei Verwendung verschiedener numerischer Modelle näherungsweise mit 40 % [16] bzw. 52 % [15] bestimmt werden.

3.2 Charakterisierung der Entladung

Abbildung 4 zeigt anhand eines Beispiels den zeitlichen Verlauf der Emission der Entladungen. Für jeden gezeigten Zeitpunkt wurde eine repräsentative Entladung gewählt. Die Belichtungs-

¹ Um die Unterschiede zwischen den Datenreihen im Diagramm besser sichtbar zu machen, wird von dem Druckwellenradius der Radius einer Schallwelle subtrahiert, die zum Zeitpunkt $t = 0$ beim Radius $r = 0$ mit der Schallgeschwindigkeit c losläuft: $r_{D,red}(t) = r_D(t) - c \cdot t$ mit $c = 344$ m/s für Luft bei 21,5 °C.

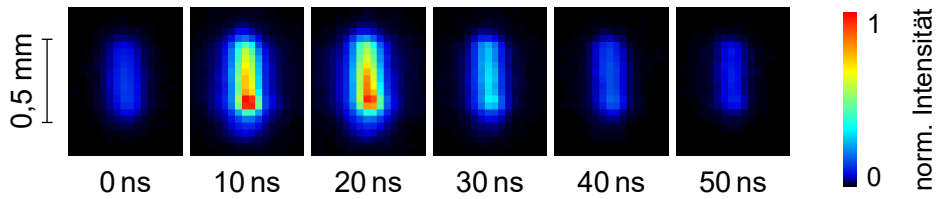


Abbildung 4: Zeitlicher Verlauf des Eigenleuchtens einer Entladung in getrockneter Luft bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 111 μJ Entladungsenergie [11].

zeit betrug jeweils 10 ns. Die Dauer der Leuchterscheinung beträgt 50 ns bis 60 ns. Innerhalb von 10 ns erreicht die Intensität ihr Maximum und fällt nach 20 ns wieder ab. Es ist zu erkennen, dass die Intensität über die Länge der Entladung nicht konstant ist. Nahe der Kathode (unten im Bild) ist das Signal deutlich stärker als im Rest der Entladung. Dieser Kathodenfleck entsteht durch das schnelle Verdampfen von Kathodenmaterial (hier Wolfram), das im elektrischen Feld angeregt wird und schließlich Strahlung aussendet. Die spektrale Zerlegung des Lichts zeigte in diesem Bereich eine starke Breitbandkomponente der Strahlung. Im restlichen Bereich der Entladung waren nur die interessierenden Linien des zweiten positiven Systems von Stickstoff sichtbar.

Die Temperaturen im Plasma sind in Abbildung 5 gezeigt. Auf der linken Seite der Abbildung sind die rotatorische Temperatur T_{rot} , die näherungsweise der Gastemperatur T_{Gas} entspricht, und die vibratorische Temperatur T_{vib} als Funktion der Entladungsenergie für verschiedene Elektrodenabstände aufgetragen. Zunächst ist zu erkennen, dass ein Plasma im Nichtgleichgewicht vorliegt, da die vibratorische Temperatur deutlich größer ist als die rotatorische Temperatur. Die Entladungen führen zu einer Temperaturerhöhung im Gas von wenigen 100 K. Zusätzlich wird ein Teil der Energie der Entladung in der vibratorischen Anregung gespeichert. Im Rahmen der Messunsicherheit hat die Entladungsenergie keinen signifikanten Einfluss auf die Temperaturen. Vergleichbare Ergebnisse hatten bereits Ono u. a. [17] erzielt. Die zusätzlich eingebrachte Energie führt zu einer größeren radialen Ausdehnung des Kerns, so dass ein größeres Gasvolumen aufgeheizt werden muss (vgl. Abschnitt 3.1). Trotz steigender Gesamtenergie bleibt die Temperatur des Kerns daher im betrachteten Bereich nahezu unverändert.

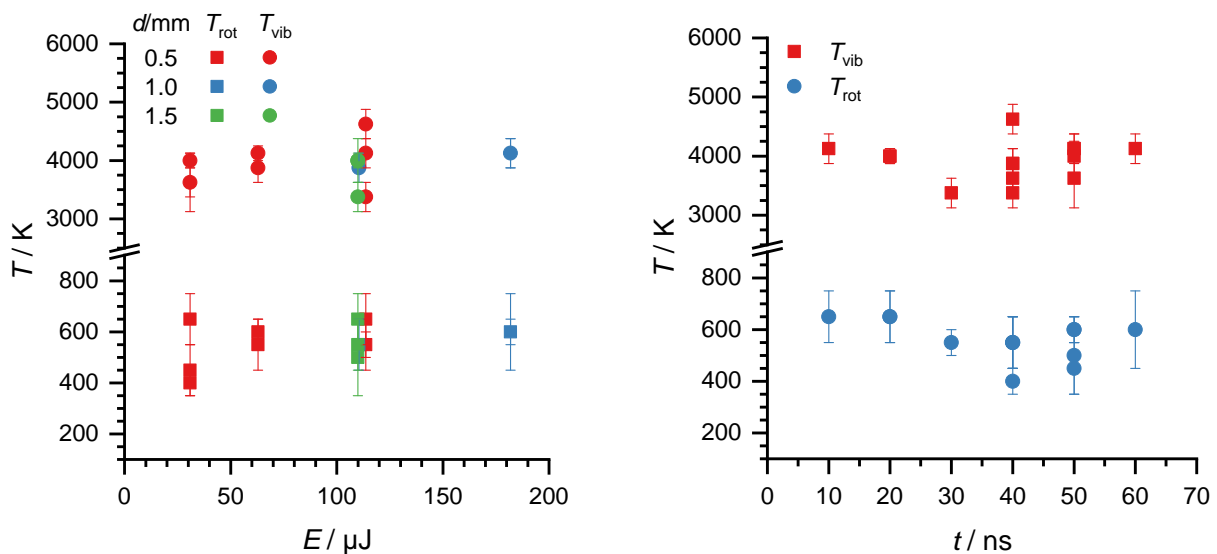


Abbildung 5: Temperaturen der elektrischen Entladungen in getrockneter Luft für verschiedene Energien und Elektrodenabstände (links) und zu unterschiedlichen Zeitpunkten (rechts) [11].

Die rechte Seite von Abbildung 5 zeigt den Verlauf der Temperaturen über die Dauer der Entladung. Auch hier lassen sich keine signifikanten Tendenzen nachweisen. Die gemessenen Temperaturen sprechen dafür, dass bereits während der Entladung eine radiale Expansion des Kerns stattfindet. Im weiteren Verlauf strebt das aufgeheizte Gasvolumen dem thermodynamischen Gleichgewicht entgegen und die Gastemperatur steigt durch Relaxationsprozesse angeregter Vibrationsniveaus an [18].

3.3 Frühphase der Flammenausbreitung

Die Frühphase der Flammenausbreitung wurde für die drei Brenngas/Luft-Gemische (Tabelle 1) bei verschiedenen Entladungsenergien untersucht. Diese Energien werden im Folgenden dimensionslos auf die jeweilige MZE bezogen angegeben als $E^* = E/MZE$.

3.3.1 Zeitaufgelöstes Schlieren-Verfahren

Beispielhaft sind in Abbildung 6 Bildreihen aus Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Videos der Zündung des Ethen/Luft-Gemischs für verschiedene E^* gezeigt. Eine Erhöhung der Energie führt zu einer schnelleren Ausbreitung der Flamme in der Anfangsphase. Es fällt auf, dass bei geringer absoluter Energie eine Änderung der Energie große Auswirkungen hat (vgl. Reihe (1) und (2)), während bei höheren absoluten Energien eine größere Änderung notwendig ist, um das Zündverhalten signifikant zu beeinflussen (Reihen (3) und (4)). Darüber hinaus ist zu frühen abgebildeten Zeiten (Bilder (a) und (b)) der Kern bei geringen Energien asymmetrisch, während bei höheren Energien eine gleichmäßigere Struktur entsteht.

Aus den Schlieren-Aufnahmen wurde für jedes Bild der Flammenradius r_F extrahiert. Abbildung 7 stellt r_F als Funktion der Zeit für die drei Brenngas/Luft-Gemische bei verschiedenen E^* dar. Die gestrichelten Linien repräsentieren einzelne Experimente. Durchgezogene Linien stellen den Mittelwert der Experimente bei einer konstanten Energie dar. Beim Wasserstoff/Luft-Gemisch ist die Flammenausbreitung für alle untersuchten Energien sehr gut reproduzierbar.

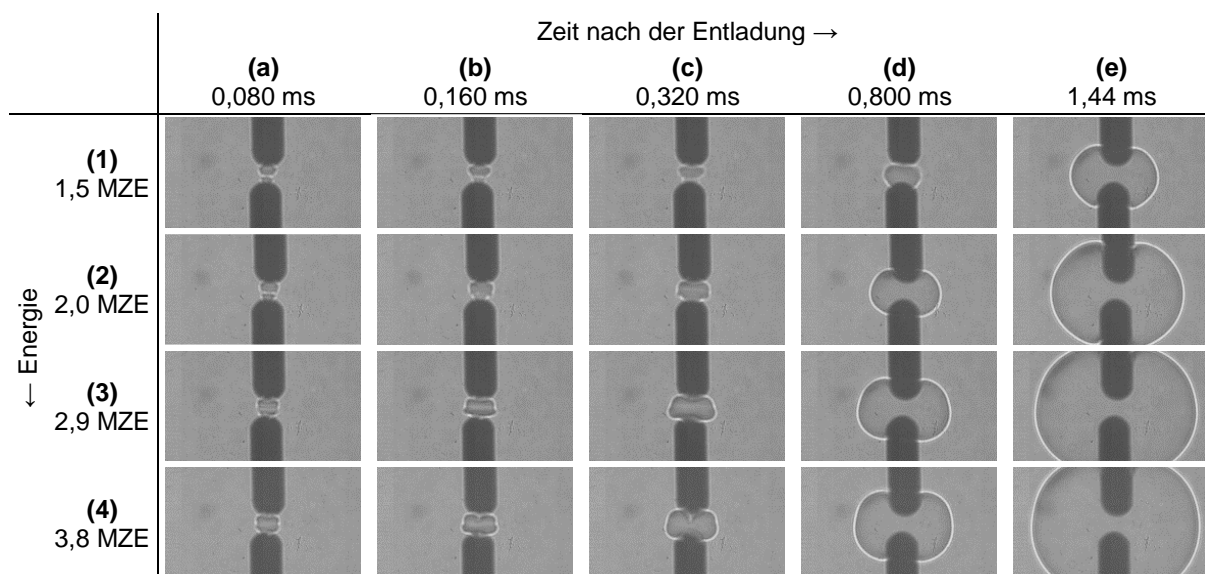


Abbildung 6: Schlieren-Serien der frühen Flammenausbreitung nach Zündung eines 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemischs durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien [11].

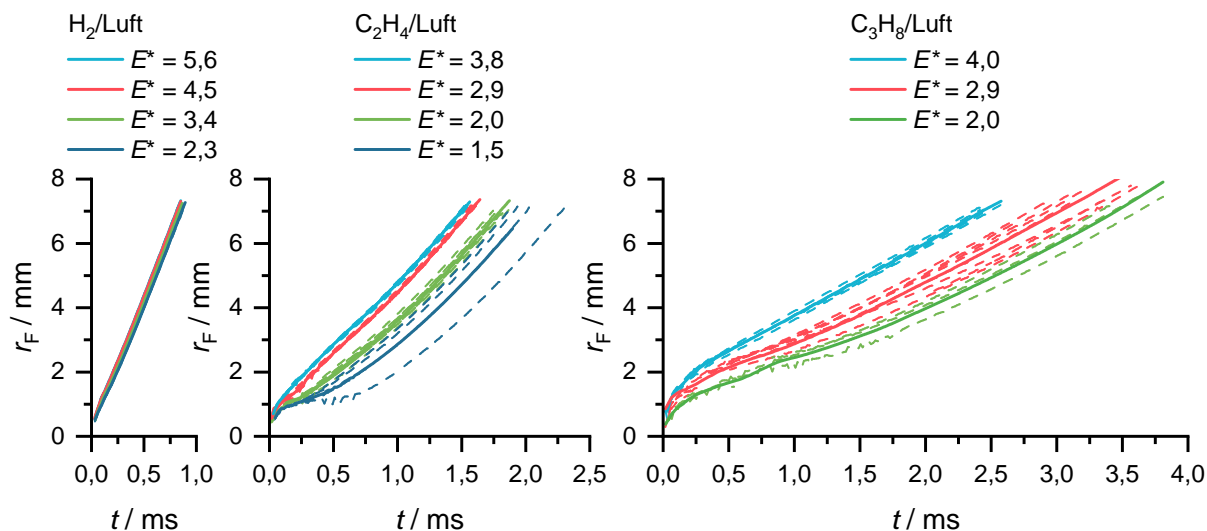


Abbildung 7: Flammenradius als Funktion der Zeit für verschiedene Entladungsenergien [11]. Einzelne Experimente sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet; durchgezogene Linien repräsentieren den Mittelwert mehrerer Experimente. Links: H₂/Luft-Gemisch. Mitte: C₂H₄/Luft-Gemisch. Rechts: C₃H₈/Luft-Gemisch.

Die Energie hat nur einen geringen Effekt auf den Flammenradius. Beim Ethen/Luft-Gemisch sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Energien deutlicher. Eine Erhöhung der Energie führt zu einer schnelleren Flammenausbreitung vor allem innerhalb der ersten 100 μ s bis 200 μ s. Nach etwa 1 ms ist kein weiterer Einfluss der Zündquelle auf die weitere Flammenausbreitung vorhanden. Die Steigungen der Kurven nähern sich an. Interessant ist, dass bei geringen Energien ($E^* = 1,5$ und $E^* = 2,0$) teils große Unterschiede zwischen wiederholten Experimenten auftreten. Erst bei den höheren Energien ist der Zündprozess gut reproduzierbar. Ein ähnliches Bild liefern die Versuche im Propan/Luft-Gemisch. Hier sind große Schwankungen bei $E^* = 2,0$ und $E^* = 2,9$ zu beobachten. Eine Erhöhung der Energie führt zur besseren Reproduzierbarkeit einerseits und zu einer schnelleren Flammenausbreitung für Zeiten kleiner 0,5 ms andererseits.

Die gemittelten Flammenradien aus Abbildung 7 (durchgezogene Linien) wurden nach der Zeit abgeleitet, um die Flammenfrontgeschwindigkeit zu erhalten, $u_F = dr_F/dt$. Diese ist als Funktion des Flammenradius in Abbildung 8 gezeigt. 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. Bradley und Lung [19] nennen diese Phase *spark assisted flame propagation regime*. 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.

Die Unterstützung der Flammenausbreitung durch die Entladung ist umso wichtiger, je größer die Lewiszahl des Gemischs ist. Die Lewiszahl Le beschreibt das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit und der molekularen Diffusion in einem Gasmisch. Bei $Le > 1$ führt positive Streckung (Vergrößerung der Flammenoberfläche) dazu, dass die Flammenfrontgeschwindigkeit absinkt. Genau diese Situation ist beim Ethen/Luft-Gemisch und beim Propan/Luft-Gemisch gegeben (vgl. Tabelle 1). Beim Wasserstoff/Luft-Gemisch hingegen ist $Le < 1$ und die Flamme wird aufgrund der Streckung beschleunigt. Dies trägt dazu bei, dass die Zündungen sehr gut reproduzierbar sind, weil kleine Störungen so weniger Einfluss auf die Flamme nehmen können.

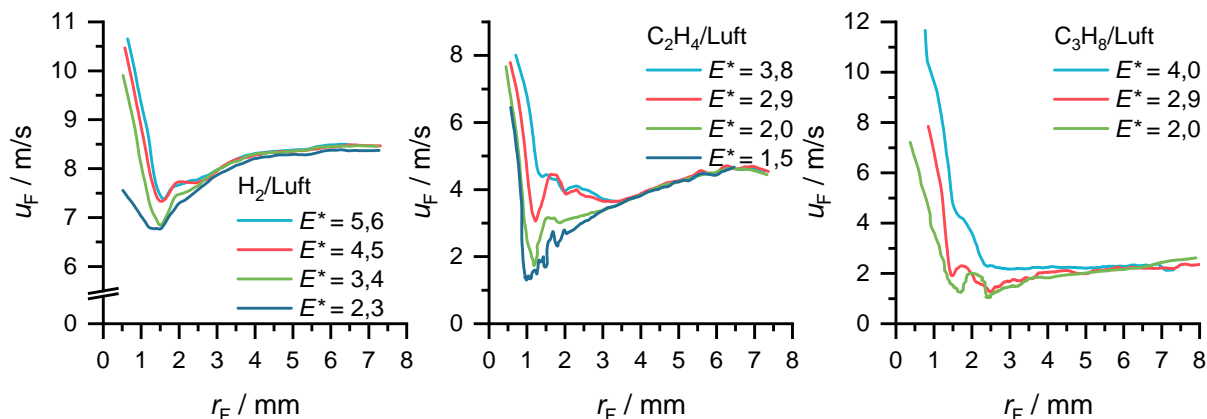


Abbildung 8: Flammenfrontgeschwindigkeit als Funktion des Flammenradius für verschiedene Entladungsenergien [11]. Links: H_2/Luft -Gemisch. Mitte: $\text{C}_2\text{H}_4/\text{Luft}$ -Gemisch. Rechts: $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Gemisch.

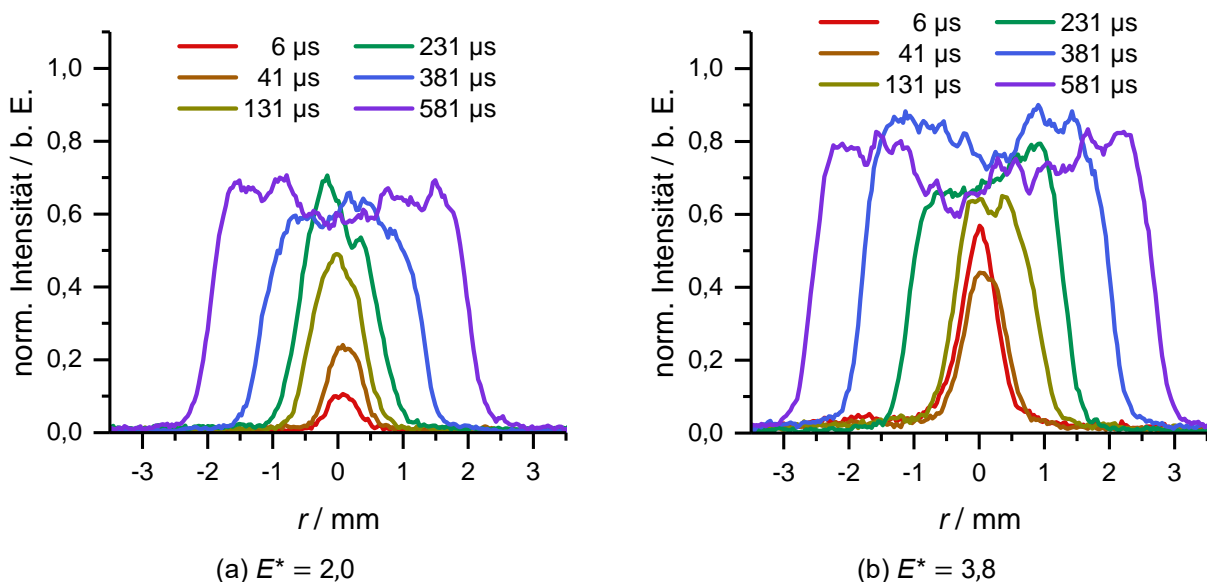


Abbildung 9: Radiale OH-Verteilung im Flammenkern in einem 8,0 Vol.-% Ethen/Luft-Gemisch nach Zündung durch eine elektrische Entladung bei unterschiedlichen Energien.

3.3.2 Laserinduzierte Fluoreszenz von OH

Abbildung 9 zeigt die radiale Verteilung der LIF-Intensität in Flammenkernen im Ethen/Luft-Gemisch zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach der Entladung für zwei Energien. Das Signal ist proportional zur Konzentration des OH-Radikals. Der Vergleich der beiden Energien zeigt übereinstimmend mit den Ergebnissen der Schlieren-Messungen, dass der Flammenradius zu einem festen Zeitpunkt größer ist, wenn die Entladungsenergie erhöht wurde. Das Wachstum des Flammenkerns im dargestellten Zeitbereich ist wesentlich durch die gasdynamische Expansion geprägt, da der Einfluss der Zündquelle beim Ethen-Luft-Gemisch erst bei Flammenradien größer als 3 mm wegfällt (vgl. Abbildung 8). Zum letzten gezeigten Zeitpunkt (581 μs) ist das radiale Profil der OH-Verteilung in der Flamme bei beiden Energien bereits einem stationären Profil sehr ähnlich. Der Anstieg des OH-Signals ist sehr steil und das Signal im verbrannten Gemisch hängt nur noch von der Temperatur ab.

Ein Vorteil der OH-LIF-Daten liegt darin, dass sie direkt mit Ergebnissen aus numerischen Simulationen verglichen werden können. So können numerische Modelle zur Vorhersage von Zündprozessen überprüft werden.

4 Zusammenfassung

In dieser Übersichtsarbeit wurden experimentelle Ergebnisse zur Zündung von Brenngas/Luft-Gemischen durch elektrische Entladungen bei Energien nahe der MZE vorgestellt. Die zwei Phasen der Expansion des heißen Kerns infolge der elektrischen Entladung sowie die Ausbreitung der Druckwelle wurden mit dem Schlieren-Verfahren analysiert. Es wurde gezeigt, dass die Entladungsenergie der entscheidende Parameter für die Ausbreitung des Kerns und der Druckwelle ist. Die Entladung wurde mittels OES charakterisiert. Es liegt ein Nichtgleichgewichtsplasma vor, dessen Lebensdauer etwa 50 ns beträgt. Die gemessenen Temperaturen stimmen im Rahmen der Messunsicherheit mit Literaturangaben überein, allerdings konnten keine Abhängigkeiten der Temperatur von der Energie der Entladung bzw. über deren Dauer nachgewiesen werden. Schließlich wurde die Frühphase der Flammenausbreitung mit dem Schlieren-Verfahren und OH-LIF untersucht. Durch die Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen einzelner Zündprozesse konnten der Einfluss der Entladungsenergie auf die Flammenausbreitung quantifiziert und stochastische Schwankungen bei geringen Energien beobachtet werden. Weiterhin wurde der Einfluss der Streckung der Flamme in Verbindung mit den unterschiedlichen Lewiszahlen der brennbaren Gemische untersucht. Die OH-LIF-Messungen zeigten den Einfluss der Energie auf die Produktion von Radikalen im Flammenkern. Insgesamt leistet die vorliegende Arbeit einen Beitrag zum besseren Verständnis der Zündung durch elektrische Entladungen. Aufbauend auf den vorliegenden Ergebnissen können numerische Modelle zur Vorhersage von Zündprozessen weiterentwickelt werden. Langfristig können diese Modelle unterstützend in der Auslegung und Zulassung von explosionsgeschützten Geräten genutzt werden.

Danksagung

Die Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen der Forschergruppe FOR 1447 finanziell unterstützt.

Literaturverzeichnis

- [1] ASTM International, Hrsg., ASTM E582-07(2013)e1: Standard test method for minimum ignition energy and quenching distance in gaseous mixtures, **2013**.
- [2] A. Wähner, G. Gramse, T. Langer, M. Beyer, „Determination of the minimum ignition energy on the basis of a statistical approach“, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* **2013**, 26, 1655–1660.
- [3] R. K. Eckhoff, M. Ngo, W. Olsen, „On the minimum ignition energy (MIE) for propane/air“, *Journal of Hazardous Materials* **2010**, 175, 293–297.
- [4] R. R. Maly, „State of the art and future needs in S.I. engine combustion“, *Symposium (International) on Combustion* **1994**, 25, 111–124.
- [5] T. Berglind, J. Sunner, „The temporal development of OH-concentration profiles in ignition kernels studied by single-pulse laser induced fluorescence“, *Combustion and Flame* **1986**, 63, 279–288.

- [6] S. Pischinger, J. B. Heywood, „A model for flame kernel development in a spark-ignition engine“, *Symposium (International) on Combustion* **1991**, 23, 1033–1040.
- [7] A. Dreizler, S. Lindenmaier, U. Maas, J. Hult, M. Aldén, 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* **2000**, 70, 287–294.
- [8] B. Singh, L. K. Rajendran, M. Giarra, P. P. Vlachos, S. P. M. Bane, „Measurement of the flow field induced by a spark plasma using particle image velocimetry“, *Experiments in Fluids* **2018**, 59, 179.
- [9] S. Essmann, S. Spörhase, H. Grosshans, D. Markus, „Precise triggering of electrical discharges by ultraviolet laser radiation for the investigation of ignition processes“, *Journal of Electrostatics* **2018**, 91, 34–40.
- [10] S. Essmann, D. Markus, U. Maas, „Investigation of the spark channel of electrical discharges near the minimum ignition energy“, *Plasma Physics and Technology* **2016**, 3, 116–121.
- [11] S. Essmann, Diss., Karlsruher Institut für Technologie (KIT), **2019**.
- [12] E. Brandes, W. Möller, *Flammable liquids and gases, Brennbare Flüssigkeiten und Gase*, 2. Aufl., Wirtschaftsverl. NW, Bremerhaven, **2008**.
- [13] T. Langer, G. Gramse, D. Möckel, U. von Pidoll, M. Beyer, „MIE experiments and simultaneous measurement of the transferred charge – a verification of the ignition threshold limits“, *Journal of Electrostatics* **2012**, 70, 97–104.
- [14] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, R. N. Zare, „Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas“, *Plasma Sources Science and Technology* **2003**, 12, 125–138.
- [15] K. V. Korytchenko, S. Essmann, D. Markus, U. Maas, 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.
- [16] D. Markus, S. Essmann, J.-R. Kummer, R. Shekhar, C. Uber, U. Gerlach, U. Maas, „Ignition by electrical discharges“, *Zeitschrift für Physikalische Chemie* **2017**, 231, 1655–1682.
- [17] R. Ono, M. Nifuku, S. Fujiwara, S. Horiguchi, T. Oda, „Gas temperature of capacitance spark discharge in air“, *Journal of Applied Physics* **2005**, 97, 123307.
- [18] M. Capitelli, C. M. Ferreira, B. F. Gordiets, A. I. Osipov, *Plasma kinetics in atmospheric gases*, Springer, Berlin, **2000**.
- [19] D. Bradley, F. K.-K. Lung, „Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation“, *Combustion and Flame* **1987**, 69, 71–93.