

Einfluß von hindernis-induzierter Turbulenz auf die Beschleunigung von H₂- und CH₄-Luftflammen in geschlossenen Behältern

A. Eder, M. Jordan, F. Mayinger

Technische Universität München
Lehrstuhl A für Thermodynamik
Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. F. Mayinger
85747 Garching

Kurzfassung

*Die Flammenbeschleunigung durch hindernis-induzierte Turbulenz wird mit hoch-entwickelten, laseroptischen Meßverfahren untersucht. Dadurch ist es möglich, eine Vielzahl von physikalischen Größen des Verbrennungsprozesses zu messen. Diese experimentell gewonnene Datenbasis stellt die Grundlage für die Validierung von Computercodes dar, die dieses Phänomen numerisch simulieren. In diesem Bericht wird die Anwendung zweier ausgewählte Meßverfahren vorgestellt. Die **Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz** bietet die Möglichkeit, die exakte Position der Reaktionszone zu untersuchen. Eine Interpretation dieser Ergebnisse ist nur durch Kenntnis der charakteristischen Längenmaße vor der Flammenfront möglich, die durch Anwendung der **Laser-Doppler Anemometrie** ermittelt werden kann.*

1 Einleitung

Im Falle des Entzündens nach einer störfallbedingten Freisetzung von Wasserstoff oder Erdgas, kann die Integrität eines Anlagengebäudes bei schnell-brennenden Flammen aufgrund der damit verbundenen Druckentwicklung stark gefährdet werden. Die Abschätzung des Gefährdungspotentials einer turbulenten Flammenbeschleunigung in großem Maßstab ist nur mit Hilfe numerischer Methoden möglich, zu deren Validierung eine experimentell ermittelte Datenbasis von zahlreichen physikalischen Größen wie Dichte, Temperatur, Strömungs- und Flammengeschwindigkeit oder die Verteilung von Reaktionsprodukten nötig ist.

Seit vielen Jahren werden laseroptische Meßmethoden aufgrund ihrer herausragenden Eigenschaften in der Verbrennungsforschung angewandt. Da sie berührungs- und trägheitslos messen, beeinflussen sie den zu untersuchenden Verbrennungsprozeß nicht und können zur Erfassung hoch-transienter Vorgänge eingesetzt werden. Zur Untersuchung von Flammenbeschleunigungen magerer Wasserstoff- bzw. Erdgas-Luftflammen an Einzelhindernissen werden Experimente an Explosionsrohren durchgeführt, um den Einfluß der lokalen Geometrieverhältnisse berücksichtigen zu können:

- Ein geschlossene Explosionsrohr mit der Länge $6m$, runder Querschnitt $\varnothing 66mm$ und
- ein Ringkanal, runder Querschnitt ($\varnothing 80mm$).

Beide Versuchsanlagen verfügen über einen optisch-zugänglichen Fensterbereich, um den Verbrennungsvorgang mit laseroptischen Meßmethoden erfassen zu können.

2 Angewandte Meßmethoden

Für ein detailliertes Verständnis von hochtransienten Verbrennungsvorgängen ist es unumgänglich, eine Vielzahl thermodynamischer und strömungsmechanischer Größen experimentell zu ermitteln. Da jede Meßmethode an sich nur eine begrenzte Anzahl von Größen mißt, müssen möglichst viele Meßmethoden an gleichen Experimenten angewandt werden.

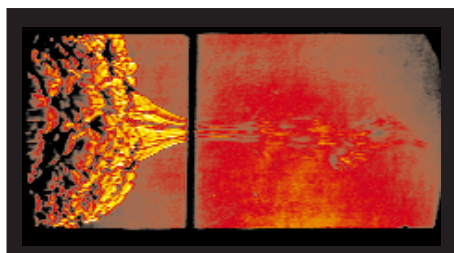


Abbildung 1: Schlierenbild einer Wasserstoff-Luft-Flamme

Das auf Toepler [Sch34] basierende *High-Speed Schlieren-Verfahren* (siehe Abbildung 1) bietet eine gute Möglichkeit, Verbrennungsvorgänge über Lichtbrechung an Dichtegradienten mit hoher zeitlicher Auflösung sichtbar zu machen. Die Schlierenphotographie besitzt den Nachteil, daß nur integrale Bilder über die gesamte Tiefe der Meßkammer aufgezeichnet werden können. Desweiteren kann aufgrund der Visualisierung von Dichtegradienten auf den Bildern nicht zwischen der Flamme selbst und ihrem heißen Abgas unterschieden werden. Für detaillierte Untersuchungen wird deshalb die Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz angewandt.

2.1 Laser-Induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz

Die Laser-induzierte Prädissoziations-Fluoreszenz ist eine sehr genaue Meßmethode, um die Flammenposition mit einer hohen räumlichen Auflösung zu visualisieren.

Verbrennungsradikale sind ein Zwischenprodukt bei der Reaktion Brennstoff-Oxidator. Im Falle der Wasserstoffverbrennung geben OH-Radikale bzw. für die Methanflammen OH- und C_xH_y -Radikale die exakte Position des Flammenfortschritts an.

Da z.B. bei der Wasserstoffverbrennung die OH-Radikale von der Startreaktion bis hin zur letzten Verzweigungsreaktion des $H_2 - O_2$ -Reaktionsmechanismus von Bedeutung sind, erhält man mit der OH-Verteilung gleichzeitig eine Abbildung der Verteilung der Reaktionszonen. Durch die Wahl einer geeigneten Laser-Wellenlänge werden diese Radikale angeregt, wodurch sie in einen höher-energetischen Zustand versetzt werden. Fallen sie auf ein niedrigeres Niveau zurück, so kann deren frei werdende Energie in Form einer Fluoreszenz beobachtet werden.

Abbildung 2 zeigt einen optischen Aufbau für LIPF-Messungen in Explosionsrohren. Die

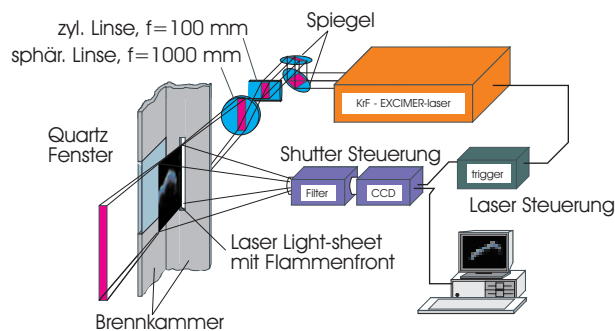


Abbildung 2: Optischer Aufbau für die Laser-induzierte Fluoreszenz

Radikale werden mit einem Lightsheet der Dicke $< 1\text{mm}$ angeregt, um dünne Scheiben im Bereich der Flamme zu visualisieren. Unter Verwendung eines Excimer-Lasers, der mit KrF als Lasermedium betrieben wird (emittierte Wellenlänge: 248nm), kommt es zu folgender Anregung z.B. des OH-Radikals: $A^2\Sigma^+, V = 3 \leftarrow X^2\Pi, V = 0$. Eine spezielle Optik ermöglicht es, den Laser für die P1(8)-Anregung des OH-Radikals abzustimmen. Die Pulsdauer des Lasers beträgt 17ns , wodurch die Radikalenverteilung sowohl chemisch als auch strömungstechnisch eingefroren dargestellt werden kann.

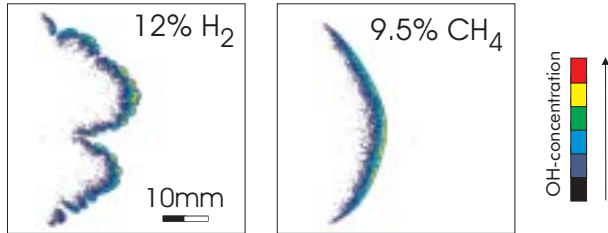


Abbildung 3: Vergleich der OH-Verteilung einer 12 Vol.-%-H₂-Luft- und einer 9.5 Vol.-%-CH₄-Luftflamme, aufgenommen mit LIPF.

Die Fluoreszenz erscheint Frequenzverschoben bei einer Wellenlänge von $295 - 304\text{nm}$ ($A^2\Sigma^+, V = 3 \rightarrow X^2\Pi, V = 2$) und wird mit Hilfe einer UV-intensivierten CCD-Kamera erfaßt. Zusätzliche Fluoreszenz-Signale sowie Signale durch Rayleigh-Streuung werden mittels geeigneter Filter eliminiert.

Da das gesamte System eine Bildwiederholrate von 80Hz aufweist, ist es nicht möglich, bei einem Experiment den gesamten, hoch-transienten Vorgang aufzuzeichnen. Jedoch kann die Flammenausbreitung durch die Aufnahme der Flamme an verschiedenen Positionen rekonstruiert werden. Abbildung 3 zeigt einen Vergleich der Flammenkonturen zwischen einer Methan- und einer Wasserstoffflamme. Obwohl beide Flammen eine vergleichbare laminare Brenngeschwindigkeit von ca. 0.4 m/s aufweisen, unterscheiden sich die Flammenoberflächen aufgrund der unterschiedlichen Diffusivitäten der Ausgangsgemische erheblich.

Diese Information über die lokale Verteilung der Reaktionszone im Falle einer Wasserstoff bzw. Methanflamme ist eine notwendige Information für die numerische Simulation von Verbrennungsprozessen. In Abbildung 4 ist die OH-Verteilung einer Wasserstoffflamme zu sehen, die durch ein einzelnes Hindernis mit hoher Blockierrate beschleunigt wird. Die Zonen mit der höchsten Reaktionsrate können durch dieses Meßverfahren deutlich lokalisiert werden (hier ca. 3-4 Blendendurchmesser nach der Übertrittsöffnung).

Dieses Beispiel verdeutlicht aber auch, daß große Wirbel in der Expansionsströmung der Flamme (durch Pfeile in Abbildung 4 angedeutet) einen großen Einfluß auf die Flamme haben. Zur Erklärung der LIPF-Aufnahmen ist es deshalb erforderlich, das Turbulenzfeld um die Flamme sowie deren charakteristische Längenmaße zu untersuchen. Dies erfolgt mittels der Laser-Doppler-Anemometrie.

Die Fluoreszenz erscheint Frequenzverschoben bei einer Wellenlänge von $295 - 304\text{nm}$ ($A^2\Sigma^+, V = 3 \rightarrow X^2\Pi, V = 2$) und wird mit Hilfe einer UV-intensivierten CCD-Kamera erfaßt. Zusätzliche Fluoreszenz-Signale sowie Signale durch Rayleigh-Streuung werden mittels geeigneter Filter eliminiert.

Da das gesamte System eine Bildwiederholrate von 80Hz aufweist, ist es nicht möglich, bei einem Experiment den gesamten, hoch-transienten Vorgang aufzuzeichnen. Jedoch kann die Flammenausbreitung durch die Aufnahme der Flamme an verschiedenen Positionen rekonstruiert werden.

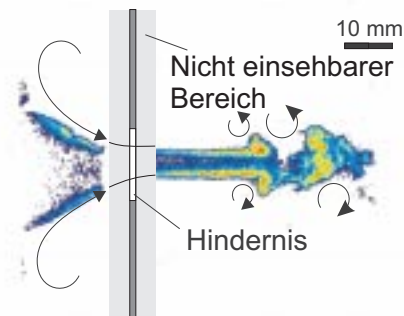


Abbildung 4: OH-Radikalenverteilung einer 12 Vol.-% H₂-Luftflamme durch ein kreisrundes Hindernis mit einer Blockierrate $BR = 97\%$.

2.2 Laser-Doppler-Anemometrie

Aufgrund des enormen Speicherbedarfs und der langen Rechenzeiten ist es nach wie vor nicht möglich, turbulente Strömungen in größerem Maßstab mit Hilfe der Direkten Numerischen Simulation (DNS) exakt zu simulieren. Deshalb müssen statistische Größen herangezogen werden, um das Turbulenzfeld einer Strömung zu beschreiben. Die derzeit am weitesten verbreitete Methode zur Berechnung turbulenter Strömungen basiert auf reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. Diese Gleichungen sowie die in dieser Art von Strömungscodes implementierten, turbulenzgetragenen Verbrennungsmodelle greifen auf die turbulente kinetische Energie k sowie auf die Dissipationsrate ϵ der Strömung zur Beschreibung der Turbulenz zurück. Im Zuge der stetig ansteigenden Rechenkapazitäten besteht jedoch immer häufiger die Möglichkeit, turbulente Strömungen mittels Large-Eddy-Simulationen (LES) zu berechnen. Diese bieten den Vorteil, daß *integrale Längenmaße* explizit aufgelöst werden. Wie bereits die Beispiele in Kapitel 2.1 zeigten, haben diese Wirbel einen erheblichen Einfluß auf die turbulente Flammenausbreitung. Ihre Kenntnis bietet einen enormen Vorteil bei der Interpretation und Klassifikation von turbulenten Flammen.

Diese Größen können experimentell mittels Laser-Doppler-Anemometrie bestimmt werden. Auf eine detaillierte Beschreibung des Meßprinzips wird hier verzichtet, es wird auf die einschlägige Fachliteratur ([Ruc90], [DMW87]) verwiesen. Der in dieser Studie verwendete LDA-Versuchsaufbau besteht aus einem Zweikomponenten-System zur simulativen Bestimmung der axialen und der vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Das LDA-System wird in Rückwärtsstreuung betrieben, um eine schnelle Änderung der Meßposition zu ermöglichen. Die LDA-Optik ist einschließlich Laser auf einem x-y-z Verschiebetisch montiert, der ein genaues Verfahren zwischen den einzelnen Meßpunkten erlaubt. Um eine hohe Signalstärke zu erzielen, wird als Lichtquelle ein Argon-Ionen-Laser (maximale Leistung: 5W) gewählt. Die Sendeoptik besteht aus einer Dreistrahl-Anordnung¹, in der die zwei stärksten Linien des Lasers (blau: 488nm und grün: 514.5nm) zum Aufbau des Meßvolumens verwendet werden. Um sowohl positive als auch negative Geschwindigkeiten messen zu können, werden die beiden einfarbigen Strahlen mittels einer Bragg-Zelle um jeweils 40MHz frequenzverschoben. Die Detektion des Streulichts erfolgt mit Hilfe zweier Photomultiplier, die ihr Signal über einen Frequenz-Shifter an Counter der Firma DANTEC (Typ 55L90A) weiterleiten. Die Doppler-Signale werden mit einem Bandpaß gefiltert um ein hohes Signal-Rauschverhältnis zu gewährleisten.

Die Frequenzdaten der Counter werden über ein DOSTEC LDA-Interface in einen PC eingelesen. Dabei ist es möglich, das System mit einer festen Abtastrate von bis zu 100kHz pro Kanal oder im Coinzidenz-Mode zu betreiben. Als LDA-Optik wird eine Linse der Brennweite $f = 310\text{mm}$ verwendet. Daraus ergibt sich in diesem Fall ein Meßvolumen mit einem Durchmesser von $d = 90\mu\text{m}$ und einer Länge von 1.4mm , der Interferenzstreifenabstand beträgt $4\mu\text{m}$.

Zur Reflexion des eingestrahnten Laserlichts werden vor den Versuchen nichtbrennbare Partikel ("Seeding") in das Brenngasgemisch eingeblasen. Dem hier verwendeten Titanoxid wird Silizium-Oxid (Aerosil) zugemischt, um ein Agglomerieren der Teilchen auf-

¹Bei der Dreistrahl-Anordnung wird ein gemischtfarbiger Strahl mit zwei einfarbigen Strahlen im Meßvolumen zum Schnitt gebracht wird, bei Ar-Lasern cyan-grün-blau

grund von Feuchtigkeit in der Druckluft zu verhindern. Zusätzlich werden die Partikel über kleine Düsen in die Brennkammer eingeblasen, um die mittlere Teilchengröße durch die Scherkräfte im Freistrahл zu verringern. Bei dieser Vorgehensweise ergibt sich ein mittlerer Teilchendurchmesser von ca. $1\mu\text{m}$ [DAM97].

Bei der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Turbulenzparametern und Flam-

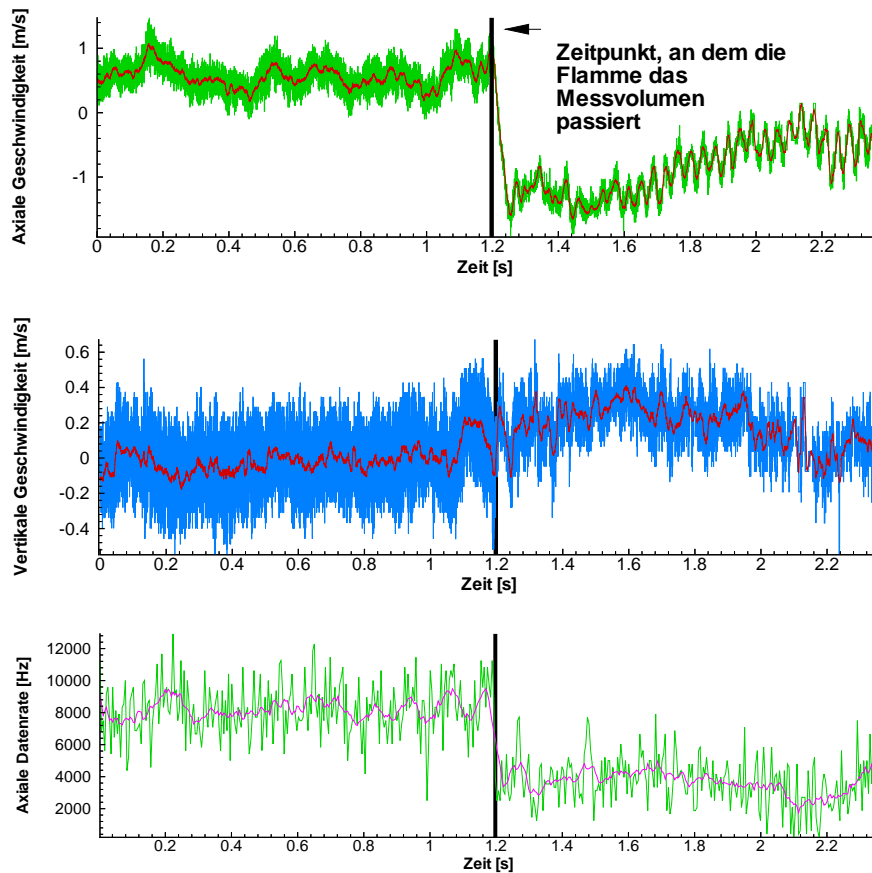


Abbildung 5: Ergebnis einer LDA-Messung einer 10 Vol.% Wasserstoff-Luft Flamme, die durch ein Hindernis der Blockierrate $BR = 60\%$ beschleunigt wurde. Meßposition: 50mm hinter dem Hindernis, Mitte des Explosionsrohres.

menausbreitung stellt die Turbulenz unmittelbar vor der Flammenfront eine Kerngröße dar. Übertragen auf die Verhältnisse im Explosionsrohr bedeutet dies, daß die Turbulenzparameter unmittelbar bevor die Flammenfront das LDA-Meßvolumen passiert, ermittelt werden müssen. Die LDA-Signale beschreiben für diesen Zeitraum die Turbulenz in einem Volumenelement des unverbrannten Gemisches, das in dem nächsten Zeitschritt von der Flamme erfaßt wird und die lokale Verbrennungsrate bestimmt. Zur Detektion dieses Zeitpunktes wird ein Laserstrahl der LDA-Optik als Lichtschrankenstrahl verwendet. Desweiteren ergibt sich durch eine Analyse der Datenrate des LDA-Meßschriebes eine weitere Möglichkeit, den Flammendurchtritt zu bestimmen, da die Datenrate zu diesem Zeitpunkt aufgrund der Auslenkung der LDA-Laserstrahlen an den Dichtegradienten der Flamme stark abfällt (siehe Abbildung 5). Bei instationären Strömungsbedingungen hat

die Länge des Zeitabschnitts, innerhalb dessen die Strömungsparameter auszuwerten sind, einen bedeutenden Einfluß auf das Ergebnis der ausgewerteten Turbulenzparameter.

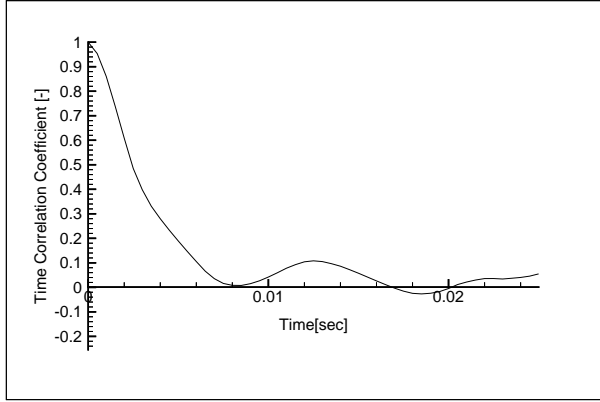


Abbildung 6: Zeitkorrelationskoeffizient aus der LDA-Messung von Abbildung 5

am längsten zusammenhängenden Strukturen einer turbulenten Strömung und ist definiert als

$$\mathcal{T}_E = \int_0^{\tau_0} \mathcal{R}_E(\tau) d\tau, \quad (1)$$

wobei $\mathcal{R}_E(\tau)$ der normalisierte Eulerische Zeitkorrelationskoeffizient oder die Autokorrelationsfunktion der axialen Geschwindigkeitskomponente ist. τ_0 bezeichnet den ersten Nulldurchgang der Korrelationsfunktion.

$$\mathcal{R}_E(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2(t)}}\sqrt{\overline{u'^2(t+\tau)}}} \quad (2)$$

Abbildung 6 zeigt die Autokorrelationsfunktion der LDA-Messung von Abbildung 5. Das integrale Längenmaß beträgt in diesem Beispiel $4ms$. Für diesen Zeitraum werden die statistischen Turbulenzgrößen wie z.B. die Turbulenzintensität für jede Geschwindigkeitskomponente oder die turbulente kinetische Energie k bestimmt:

$$k = \frac{1}{2}(u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2) \quad (3)$$

Die Turbulenzintensitäten werden als rms-Werte von der Abweichung von dem gleitenden Mittelwert berechnet:

$$u_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (U_i - \bar{u}_i)^2}, \quad (4)$$

In der Literatur wird häufig eine feste Anzahl von Meßpunkten bzw. ein festes Zeitintervall unabhängig von der momentanen Strömungssituation für die Auswertung verwendet. Doch gerade um Turbulenzfelder unter verschiedenen Strömungssituationen miteinander vergleichen zu können, ist es wichtig, die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sowie den Grad der turbulenten Schwankungsbewegungen und auch Geometrieverhältnisse in die Ermittlung des Auswertezitraums miteinzubeziehen.

Eine adäquate Zeitspanne stellt das integrale Zeitmaß \mathcal{T}_E dar. Es repräsentiert die

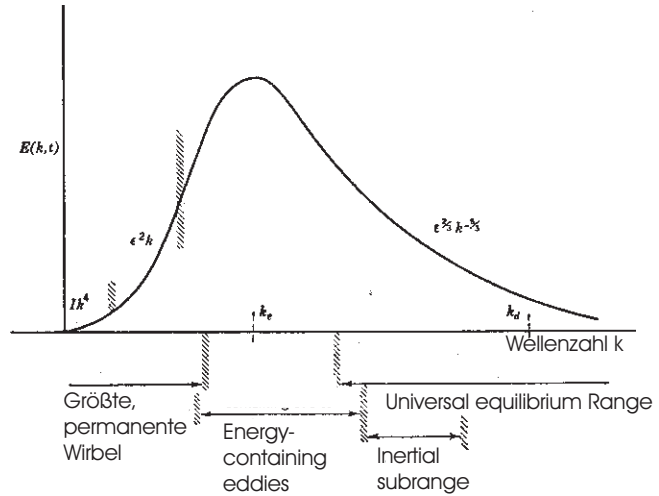


Abbildung 7: Dreidimensionales Wellenzahl-spektrum [FrMo77]

mit der Anzahl an Datenpunkten n innerhalb des Zeitintervalls \mathcal{T}_E bevor die Flamme das Meßvolumen passiert.

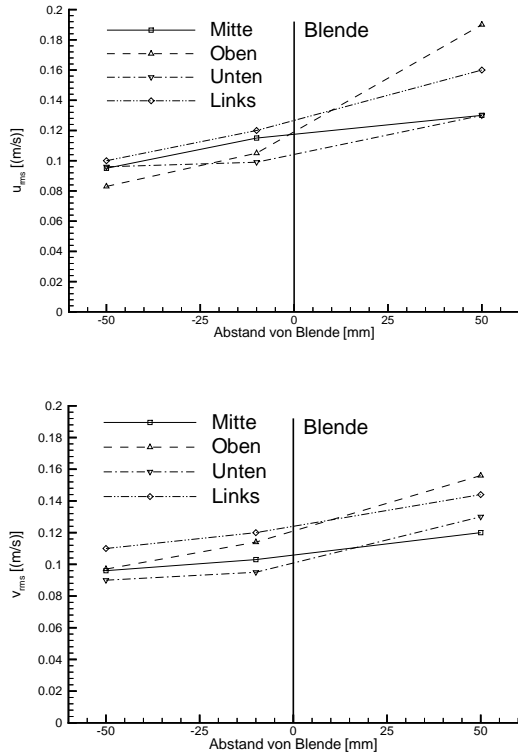


Abbildung 8: Turbulenzintensitäten vor und nach einer Blende ($BR = 60\%$), rundes Explosionsrohr ($\varnothing 66\text{mm}$), Expansionsströmung einer 10 Vol. % Wasserstoff-in-Luft Flamme.

telt werden. Deshalb sind für die experimentelle Bestimmung von Längenmaßen in nicht-isotropen Turbulenzfeldern zwei LDA-Systeme erforderlich.

Abbildung 8 zeigt die Turbulenzintensitäten der axialen und der vertikalen Geschwindigkeitskomponente von einer Expansionsströmung durch eine kreisrunde Blende mit einer Blockierate von 60% . Für magere Gemische wie in diesem Beispiel kann das Turbulenzfeld als isotrop betrachtet werden.

Für isotrope Turbulenzfelder ist die räumliche Korrelationsfunktion symmetrisch. Deshalb vereinfacht sich Gleichung (5) zu

$$L = \int_0^\infty \mathcal{R}_{ij}(r) dr. \quad (7)$$

Unter Anwendung der Taylorschen Hypothese besteht die Möglichkeit, das integrale Längenmaß durch Messung der Fluktuationen an einem einzigen Punkt zu bestimmen. Nach Frost [FrMo77] besagt diese Hypothese für $\bar{u} \gg u_{rms}$, daß die Fluktuationen an einem festen Punkt in einer homogenen turbulenten Strömung mit konstanter Durchschnittsgeschwindigkeit \bar{u} in Hauptströmungsrichtung sich so verhält, als wenn das gesamte turbulente Strömungsfeld diesen Punkt mit der Geschwindigkeit \bar{u} passiert. Die

Die Beschreibung von Turbulenzfeldern mit gemittelten Größen der Fluktuation ist nicht ausreichend für die Interpretation der Turbulenz-Flamme-Wechselwirkung. Vielmehr hat die Wirbelgrößenverteilung einen erheblichen Einfluß auf die turbulente Flammenausbreitung. Abbildung 7 zeigt ein Energiespektrum über alle möglichen Wirbelgrößen (ausgedrückt in der Wellenzahl k). Der Längenbereich der energiereichsten Wirbel ist durch das *integrale Längenmaß* definiert. Man erhält dies über

$$L = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{R}_{ij}(r) dr \quad (5)$$

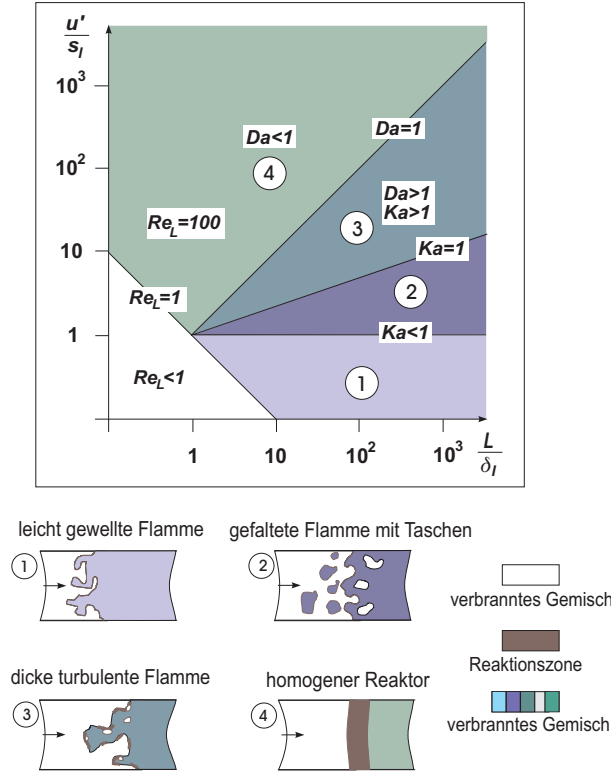
mit dem räumlichen Korrelationskoeffizienten

$$\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{u'_i(\vec{x})u'_j(\vec{x} + \vec{r})}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(\vec{x})}}\sqrt{\overline{u'^2_j(\vec{x} + \vec{r})}}}, \quad (6)$$

wobei \vec{r} der Abstand zwischen den beiden Punkten ist, an dem die Geschwindigkeitsverläufe simultan aufgezeichnet werden. In nicht-isotropen Turbulenzfeldern muß der Korrelationskoeffizient sowohl für positive als auch für negative Werte von r ermittelt werden.

Geschwindigkeitsfluktuationen über der Zeit sind dann annähernd identisch zu der momentanen Geschwindigkeitsverteilung entlang der Hauptströmungsrichtung durch diesen Punkt ("Eingefrorene Turbulenz"). Es gilt:

$$\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} = \frac{1}{\bar{u}^2} \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial t}\right)^2} \quad (8)$$



Aufgrund von $x = \bar{u}t$ kann das integrale Längenmaß in diesem Fall über $L = \bar{u}\mathcal{T}_E$ berechnet werden. Nach dieser Vorgehensweise beträgt das integrale Längenmaß aus dem Beispiel von Abbildung 5 ca. 4mm , da die mittlere Strömungsgeschwindigkeit vor der Flamme 1m/s beträgt und das integrale Zeitmaß bereits mit 4ms berechnet worden war (siehe oben).

Das integrale Längenmaß stellt eine charakteristische Größe bei der Beschreibung turbulenter Flammen dar. Es ist eine Kerngröße bei der Charakterisierung von turbulenten Flammen mittels eines Phasendiagramms, das von Borghi [Bor64] und Peters [Pet86] eingeführt wurde. Das integrale Längenmaß geht direkt in die Damköhlerzahl Da ein, die durch den Quotienten aus der Lebensdauer der Makrowirbel und der chemischen Reaktionszeit definiert ist.:

Abbildung 9: Phasendiagramm nach Borghi [Bor64] und Peters [Pet86]

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c} = \frac{s_l L}{u_{rms} \delta_l} \quad (9)$$

Dabei ist $\delta_l = a/s_l$ die laminare Flammendicke und s_l die laminare Brenngeschwindigkeit (siehe z.B. [Kuo86]). Die Damköhlerzahl sagt aus, inwieweit das Brenngemisch, das Wirbel der Dimension L umschließen, verbrennt, bis sich diese Wirbel aufgelöst haben. Es beschreibt demnach den Einfluß der großen Wirbel auf die Reaktionszone.

Eine weitere wichtige Kennzahl stellt die Karlovitzzahl Ka dar, die den Einfluß der Kolmogorovschen Mikrowirbel auf die Flammenstruktur beschreibt:

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_s} = \frac{\delta_l}{s_l} \sqrt{\frac{\epsilon}{\nu}}, \quad (10)$$

mit der Zeitkonstanten der kleinsten Wirbel τ_s einer Strömung. Die Dissipationsrate ϵ bzw. das Kolmogorovsche Mikromaß $l_s = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ kann nicht experimentell bestimmt werden. Es läßt sich jedoch mit der von Abdel-Gayed et al. [ABL75] entwickelten Beziehung abschätzen:

$$\frac{l_s^4}{L} = \frac{40.4}{15} \frac{\nu^3}{u_{rms}^3} \quad (11)$$

Mit Kenntnis des Integralen Längenmaßes sowie der *rms*-Werte der Fluktuationen lassen sich Flammen in Verbrennungs-Regime unterteilen. Diese Regime sind insbesondere bei der numerischen Simulation von Verbrennungsvorgängen von großer Bedeutung, da für jedes Regime ein eigenes Verbrennungsmodell existiert.

3 Zusammenfassung und Ausblick

Laseroptische Meßmethoden eröffnen viele Perspektiven bei der Erfassung hochtransienter Verbrennungsvorgänge. Wie gezeigt, hat insbesondere die Größenverteilung der Wirbel einen erheblichen Einfluß auf die turbulente Flammenausbreitung. Die Anwendung der Taylorschen Hypothese kann nur in Fällen isotroper Turbulenz angewandt werden. Meist jedoch haben die Verbrennungsvorgänge einen stark dreidimensionalen Charakter. Um dabei den Bedarf an experimentell ermittelten Längenmaßen bei instationären Verbrennungsvorgängen zu decken, ist es nötig, diese mit zwei LDA-System gleichzeitig zu untersuchen. Die daraus gewonnenen Ergebnisse stellen eine wichtige Datenbasis zur Interpretation von Verbrennungsabläufen sowie zur direkten Validierung von LES-Codes dar.

Danksagung

Die Autoren danken dem Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie und der Europäischen Union für die Unterstützung der in diesem Bericht präsentierten Arbeiten.

Nomenklatur

| | |
|--------------------------------------|--|
| Da | Damköhler-Zahl |
| s_l | Laminare Brenngeschwindigkeit |
| ρ | Dichte |
| p | Druck |
| L | Integrales Längenmaß |
| λ_s | Kolmogorovschen Mikromaß |
| Ka | Karlovitz Zahl |
| τ_c | Chemische Reaktionszeit |
| τ_s | Lebensdauer der Kolmogorovschen Mikrowirbel |
| τ_L | Lebensdauer der Makrowirbel |
| BR | Blockierrate, Verhältnis zwischen geblockten und ungeblocktem Strömungsquerschnitt |
| U | Strömungsgeschwindigkeit, $U = \bar{u} + u'$ |
| $\mathcal{R}_E(\tau)$ | Zeitkorrelationskoeffizient |
| $\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r})$ | Räumlicher Korrelationskoeffizient |
| \mathcal{T}_E | Integrale Zeitmaß |
| ϵ | Dissipationsmaß |
| ν | Viskosität |
| δ_l | Laminare Flammendicke |

| | |
|-----------|---|
| u_{rms} | Turbulenzintensität, $u_{rms} = \sqrt{u'^2}$ |
| a | Thermische Diffusivität, $a = \lambda/\rho c_p$ |
| λ | Wärmeleitkoeffizient |
| c_p | isobare Wärmekapazität |

Literatur

- [ABL75] **Andrews G.E., Bradley D., Lwakabamba S.B.:** *Turbulence and Turbulent Flame Propagation-A Critical Appraisal* Combustion and Flame, Vol. 24, pp. 285-304, 1975
- [Bor64] **Borghi R.:** *On the structure of Turbulent Premixed Flames; Recent Advances in Aeronautical Science* Pergamin Press, 1984
- [Bra71] **Bradshaw P.:** *Introduction to Turbulence and its Measurement* Pergamon Press Ltd., Oxford, 1971
- [DAM97] **Durst B., Ardey N., Mayinger F.:** *Higly Resolved Measurements of Flame Turbulence and Implications for Numerical Simulation* Proceedings of the Int. Cooperative Exchange Meeting on Hydrogen in Reactor Safety, 1997
- [DMW87] **Durst F., Melling A., Whitelaw J.H.:** *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie* Karlsruhe Braun, 1987
- [Eck88] **Eckbreth A.C.:** *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species* Abacus Press, 1988
- [FrMo77] **Frost W., Moulden T.H.:** *Handbook of Turbulence* Plenum Press, New York, 1977
- [Hin59] **Hinze J.O.:** *Turbulence* McGraw-Hill, New York, 1959
- [JAM98] **Jordan M., Ardey N., Mayinger F.:** *Effect of Molecular and Turbulent Transport on Flame Acceleration within Confinements* Proceedings of the 11th International Heat Transfer Conference, Kyongju, Korea, 1998
- [Kuo86] **Kuo K.K.:** *Principles of Combustion* John Wiley & Sons, New York, 1986
- [May94] **Mayinger F.:** *Optical Measurements, Techniques and Applications* Springer-Verlag, 1994
- [Pet86] **Peters N.:** *Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion* 21st Symposium (Int.) on Combustion, 1986, pp. 1231-1250
- [Rey74] **Reynolds A. J.:** *Turbulent Flows in Engineering* John Wiley & Sons, London, 1974
- [Ruc90] **Ruck B.:** *Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik* At Fachverlag, 1990
- [Sch34] **Schardin H.:** *Das Toeplersche Schlierenverfahren* VDI-Fachverlag, Berlin, 1934