

Zeitaufgelöste Verbrennungsdiagnostik zur Untersuchung der Bewegung von Flammen in turbulenten Strömungsfeldern

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt

zur

Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Philipp Johann Trunk

aus Collenberg am Main

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. Clemens F. Kaminski
Tag der Einreichung:	04. Februar 2013
Tag der mündlichen Prüfung:	16. April 2013

Darmstadt 2013

D17

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Trunk, Philipp Johann:

Zeitaufgelöste Verbrennungsdiagnostik zur Untersuchung der Bewegung von Flammen in turbulenten Strömungsfeldern

ISBN 978-3-86376-069-4

Alle Rechte vorbehalten

1. Auflage 2013

© Optimus Verlag, Göttingen

URL: www.optimus-verlag.de

Printed in Germany

Papier ist FSC zertifiziert (holzfrei, chlofrei und säurefrei,
sowie alterungsbeständig nach ANSI 3948 und ISO 9706)

Das Werk, einschließlich aller seiner Teile, ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes in Deutschland ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Dies gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Danksagung

Die nachfolgende Arbeit entstand aus Forschungsaktivitäten zwischen August 2009 und April 2013 während meiner Zeit am Institut für Reaktive Strömungen und Messtechnik der Technischen Universität Darmstadt. Mein Dank gilt Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler für die Möglichkeit zur Promotion in seiner Gruppe. Sein kontinuierliches Interesse in meine Person und meine Arbeit hat wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen. Prof. Dr. Clemens F. Kaminski (Cambridge University) danke ich für die Übernahme des Koreferates verbunden mit seinem großes Interesse in die unterschiedlichen Themengebiete dieser Arbeit.

Eine Bereicherung waren zudem die Kooperation mit internationale Projektpartner während ihrer Besuche im Darmstädter Labor. In zeitlicher Reihenfolge hatte ich das Vergnügen mit Prof. Dr. Volker Sick, Dr. Michael Cundy (Michigan University), Dr. Philippe Scouflaire (EM2C Paris), Dr. Issac Boxx (DLR Stuttgart) und Dr. Jonathan H. Frank (Sandia National Laboratories) zusammenzuarbeiten zu dürfen. Insbesondere Isaac und Dr. Wolfgang Meier danke ich für die lange und fruchtbare Kooperation im Rahmen des Mehrebenexperimentes.

Mein Dank gilt weiterhin Dr. Matthew J. Dunn (Sydney University) für die gemeinsame Arbeit am Wavelet-Thresholding, ihm, Prof. Dr. Assaad R. Masri sowie Dr. Nakul Prasad und Dr. Agissilaos Kourmatzis für ihre Gastfreundschaft und die freundliche Aufnahme in der Verbrennungsgruppe in Sydney.

Ein herzliches „vergelt's Gott“ gilt Roland Berntheisel und seinem Team in der Werkstatt für Unterstützung und fachlichen Rat bei der Umsetzung von Prüfständen und Laboraufbauten, Dr. Benjamin Böhm, Dr. Guido Künne für Diskussion zu flamentheoretischen Themen sowie meinem Bruder Christof für Korrekturlesen des Manuskriptes. Meinen direkten Kollegen Dr. Christof Heeger und Johannes Weinkauff sei für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor herzlich gedankt. Jens Hermann und Markus Mann, mit denen ich jeweils ein Büro teilen durfte, sowie Elias Baum und Felix Eitel danke ich für ihre Beiträge zu dieser Arbeit durch ihre fachliche Interaktion und dafür, dass sie durch ihre Gesellschaft und Freundschaft meine Zeit am Fachgebiet befruchtet und bereichert haben. In wechselnder Besetzung waren Konferenzreisen in die japanische Südsee, an die amerikanische Ostküste, nach Warschau, London und Paris sowie ein sensationeller privater Tauchurlaub in Indien berufliche wie private Highlights der letzten Jahre. Ich werde die vielen schönen Bilder sicher mein ganzes Leben in wertvoller Erinnerung behalten und hoffe, dass diese Aktivitäten trotz unserer verschiedenen zukünftigen Wege nicht unsere letzten gemeinsamen Unternehmungen gewesen sind.

Großes Glück hatte ich allseits mit dem privaten Rückhalt meiner Familie, meinen Eltern und meinen Geschwister Christof und Bettina, sowie meinen Freunden, MitbewohnerInnen in der WG und MusikerkollegInnen in der TU Big Band für den ich euch allen sehr herzlich danke.

Mein ganz besonderer Dank gilt abschließend meiner Freundin Christina Kallendorf für Ermutigung und Inspiration, insbesondere während der mühsamen Zeit der Manuskripterstellung, darüber hinaus für blindes Verständnis, Vertrauen und Lebensfreude, die ich auch in Zukunft nie mehr missen möchte.

Darmstadt, im Juni 2013

Philipp Trunk

„Wissenschaft ist wie Sex. Manchmal kommt etwas Sinnvolles dabei heraus, das ist aber nicht der Grund, warum wir es tun.“

Richard P. Feynman

Amerikanischer Physiker und Nobelpreisträger (1965), Begründer der Quantenelektrodynamik, * 11. Mai 1918 in Queens, † 15. Februar 1988 in Los Angeles

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Turbulente Verbrennung	5
2.1.1	Turbulente Strömung	5
2.1.2	Verbrennung	11
2.2	Modellierungsansätze	18
2.2.1	Konzeption der Modellierung	18
2.2.2	Modellierung der turbulenten Strömung	18
2.2.3	Modellierung der chemischen Kinetik	19
2.2.4	Flammenmodelle für Large Eddy Simulation	20
2.3	Laserbasierte Verbrennungsdiagnostik	22
2.3.1	Überblick über experimentelle Verfahren in Flammen	22
2.3.2	Stereoskopische Particle Image Velocimetry (SPIV)	23
2.3.3	Flammeneigenleuchten und Chemilumineszenz	30
2.3.4	Planare laserinduzierte Fluoreszenz	30
2.3.5	Tracerbasierte Fluoreszenzverfahren (Tracer PLIF)	34
2.3.6	Kombinative Verfahren	35
3	Zeitaufgelöste bildgebende Verbrennungsdiagnostik	39
3.1	Zielstellungen von zeitaufgelösten Messmethoden	39
3.2	Historische Entwicklungen	40
3.2.1	Vorläufer in der Fotografie	40
3.2.2	Miestreuung und PIV	40
3.2.3	Flammenlumineszenz und Chemilumineszenz	42
3.2.4	Semiquantitativ und Kombinativ	42
3.3	Aktuelle Trends	42
3.3.1	Kombination von Einzelmessstechniken	44
3.3.2	Quantitative skalare Verfahren	44
3.3.3	Dreidimensionale Datenaufnahme	45
3.4	Möglichkeiten und Limitierungen durch Hardware	46
3.4.1	Laser	46
3.4.2	Kamerasysteme	47
3.4.3	Linse und Abbildungsoptik	47
3.4.4	Zeitliche Synchronisation und Steuerung	48
3.5	Kopplung von zeitlicher und räumlicher Aufnahmedynamik	48
3.6	Möglichkeiten für die Datenanalyse	50
3.6.1	Statistik über Raum-Zeit-Dynamik	50
3.6.2	Zeit- und Raumkorrelationen	51
3.6.3	Taylor Volumenrekonstruktion	51

3.7	Verhältnis zu zeitaufgelösten numerischen Untersuchungen	52
3.7.1	Prinzipielle Schwierigkeiten beim Vergleich von Experiment und Simulation	52
3.7.2	Möglichkeiten zur Validierung von Simulationsergebnissen	53
3.7.3	Interaktion zwischen Numerik und Experiment	53
4	Strategien zur Rauschminderung und quantitative zeitaufgelöste Methoden	55
4.1	Herausforderungen bei quantitativer zeitaufgelöster Diagnostik	55
4.2	Charakteristika von CMOS-Detektoren	57
4.2.1	CMOS-Bildsensoren	57
4.2.2	Bildverstärker	61
4.3	Nichtlineare Diffusionsfilterung zur robusten Gradientendetektion	64
4.3.1	Grundlagen der anisotropen nichtlinearen Diffusionsfilterung	64
4.3.2	Robuste Erkennung von Flammenfrontpositionen aus OH-PLIF-Daten	67
4.4	Wavelet Adaptive Thresholding zur Reduktion des Detektorrauschens	69
4.4.1	Grundlagen der Wavelettransformation und des waveletbasierten Entrauschens	69
4.4.2	Anwendung auf eindimensionale Signale (WAT-1d)	71
4.4.3	Anwendung auf zweidimensionale Signale (WAT-2d)	73
4.5	Quantitative zeitaufgelöste Verfahren	78
4.5.1	Übersicht von Methoden zum Messen des Mischungsbruchs	78
4.5.2	Methode zum quantitativen zeitaufgelösten Messen des Mischungsbruchs	80
4.5.3	Schritte zur Quantifizierung der Skalarinformation	83
4.5.4	Mischung im isothermen Feld vor einer propagierenden Freistrahlf Flamme	91
4.5.5	Potential und Grenzen der Methode	91
5	Experimentelle Untersuchung vorgemischter Flammenpropagation	95
5.1	Zurückliegende experimentelle Untersuchungen von Vormischverbrennung	95
5.2	Fragestellungen und Ziele	97
5.3	Experimentelle Methode mit transienter Flammenkonfiguration	98
5.4	Aufbau und messtechnische Realisierung	100
6	Methoden der Datenauswertung und Analyse	105
6.1	Dreikomponenten Geschwindigkeitsfelder aus SPIV Sequenzen	105
6.2	Flammenfrontpositionen und -normale Richtung aus Zweiebenen-OH-PLIF	107
6.3	Bestimmung der lokalen Eigengeschwindigkeit	107
6.4	Fehlerbetrachtungen	111
6.5	Beschreibung der Geometrie von Flammenfrontkonturen	113
7	Ergebnisse und Diskussion	117
7.1	Charakteristik der isotherme Strömung	117
7.2	Statistische Analyse	118
7.3	Analyse auf Einzelschussbasis	122
7.4	Sequenzanalyse	125
7.5	Potential der Methode	128
8	Zusammenfassung und Ausblick	133

Nomenklatur

Große lateinische Buchstaben		Einheit
A	Fläche	m^2
A_{21}	Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission	$1/\text{s}$
B_{12}	Einsteinkoeffizienten für die stimulierte Absorption	m^2/Js
B_{21}	Einsteinkoeffizienten für die stimulierte Emission	m^2/Js
CDF	kumulative Verteilungsfunktion	—
Da	Damköhler-Zahl	—
E	Strahlungsflussdichte	W/m^2
E	Einheitsmatrix	—
E	Energie	J
E^*	Energie des angeregten Zustands *	J
F_{Fl}	spektraler Überlapp der Fluoreszenz	—
G	Verstärkungsfaktor (Gain)	—
Ka	Karlowitz-Zahl	—
Ka_{δ}	Karlowitz-Zahl (gebildet mit der thermischer Flammendicke)	—
L	Strahlungsdichte	$\text{W}/\text{m}^2\text{sr}$
L_{max}	maximale Kantenlänge des erweiterten Bildes	Pixel
Le	Lewis-Zahl	—
M	Abbildungsmaßstab	—
M	molare Masse	kg/mol
N	Anzahl	—
N_x, N_y	Größe des Bildes in x- bzw. y-Richtung	Pixel
N_{ext}	Größe des erweiterten Bildes	Pixel
N_a	maximal auslesbare Pixelanzahl	—
P	Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie	W
P_k	Predissoziationsrate	$1/\text{s}$
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	—
Q_k	Quenchrate	$1/\text{s}$
Pr	Prandtl-Zahl	—
R_{ij}	Korrelationstensor	—
R_{pix}	Pixelrate	$1/\text{s}$
Re	Reynoldszahl	—
Re_t	turbulente Reynoldszahl	—
Re_{η}	Reynoldszahl der Kolmorovskalen	—
RN	Ausleserauschen (Readout Noise)	counts
S_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor	m
S	Signal	—
Sc	Schmidt-Zahl	—
S_C	Signal in counts	counts
S_{ph}	Signal in Photoelektronen	—
T	Temperatur	K
T	Schwellwert	—
Tu	Turbulenzgrad	—

Nomenklatur

SDR	Dynamischer Bereich der räumlichen Skalen (spatial dynamic range)	—
VDR	Dynamischer Bereich der Geschwindigkeit (velocity dynamic range)	—
X	Zufallsvariable	—
\bar{X}	Mittelwert der Zufallsvariablen X	—
X_k	Molenbruch des Stoffes k	—
Y_k	Massenbruch des Stoffes k	—
Z	erhaltene skalare Größe	—
Z	Zufallsraum	—

Kleine lateinische Buchstaben

Einheit

a, b	Rotation bzw Skalierungsparameter der Wavelettransformation	—
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
c	Fortschrittsvariable	—
d	Durchmesser	m
d D	Diffusionskonstante bzw. Diffusionstensor	—
f	Massenbruch	—
f	Frequenz	Hz
f	Brennweite	m
f_B	Boltzmann Fraktion	—
f_N	Mindestaufnahmefrequenz nach Nyquist	Hz
f_P	Grenzfrequenz des Partikels	Hz
f_S	Datenaufnahmerate (Samplingfrequenz)	Hz
g	Gravitationskonstante	m/s ²
h	Plancksches Wirkungsquantum	Js
h	spezifische Enthalpie	J
i, j, k	Indexwerte (ganzzahlig)	—
k	Krümmung	1/mm
k	turbulente kinetische Energie	m ² /s ²
l	Länge	m
l_η	Kolmogorov Längenskala	m
l_0	integrale Längenskala	m
l_{abs}	Länge des Absorptionsweges	m
l_{Chip}	Sensorgroße	m
l_f	thermische Flammendicke	m
l_{FOV}	Größe des Bildbereichs	m
l_{pix}	Pixelgröße	m
l_{limit}	kleinste Strukturgröße	m
p	Druck	N/m ²
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m ²
r	Radius	m
s	Schlupf	—
s_a	Absolutgeschwindigkeit der Flamme	m/s
s_c	Verbrauchsgeschwindigkeit der Flamme	m/s
s_d	Eigengeschwindigkeit der Flamme	m/s
s_l	laminare Flammengeschwindigkeit	m/s
s_t	turbulente Flammengeschwindigkeit	m/s
t	Zeit	s
t_L	Pulsdauer des Lasers	s
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten	m/s
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	mittlere Geschwindigkeitskomponenten	m/s
u', v', w'	Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten	m/s
u_g	Induzierte Geschwindigkeit durch Gravitation	m/s
u_T	Induzierte geschwindigkeit durch Thermophorese	m/s

u_η	Kolmogorov Geschwindigkeit	m/s
u_{limit}	kleinste beobachtete Geschwindigkeit	m/s
x, y, z	Kartesische Koordinaten	m

Große griechische Buchstaben **Einheit**

Φ	Wavelet Skalierungsfunktion "Vater-Wavelet"	—
Φ	Quanteneffizienz der Fluoreszenz	—
Φ	Äquivalenzverhältnis	—
$\Gamma_{12,L}$	Integral der Absorptionsbandbreite des Lasers	—
Θ	Reaktionsfortschritt (dimensionslose Temperatur)	—
Ω_{ij}	Drehgeschwindigkeitstensor	1/s

Kleine griechische Buchstaben **Einheit**

α, β, γ	Winkel	°
η	dynamische Viskosität	Ns/m ²
ϵ	turbulente Dissipationsrate	W
κ	Streckung	1/s
λ	Wellenlänge	m
λ	Kontrastparameter	—
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
ξ	Mischungsbruch	—
ξ	Wirbelvektor	1/s
ρ	Dichte	kg/m ³
σ^2	Varianz	—
τ_0	integrale Zeitskala	s
τ_c	chemische Zeitskala	s
τ_η	Kolmogorov Zeitskala	s
τ_{limit}	kleinste beobachtete Zeitskala	s
χ	skalare Dissipationsrate	1/s
ψ	Mutter-Waveletfunktion	—
ω	Winkelgeschwindigkeit	sr/s

Abkürzungen

CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy (Kohärente Anti-Stokes Raman-Spektroskopie)
CCD	Charged-Coupled Device (Ladungsgekoppelter Baustein)
CDF	Cumulative Distribution Function
CFD	Computational Fluid Dynamics
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor (Komplementärer Metalloxid-Halbleiter)
DNS	Direct Numerical Simulation (Direkte numerischer Simulation)
DEHS	Di-ethyl-hexyl-sebacat
DWT	Digital Wavelet Transformation
FFT	Fast Fourier Transformation
HS	High-Speed
IRO	Intensified Rayleigh Optics
LES	Large Eddy Simulation (Grobstruktursimulation)
LIF	Laser-induzierte Fluoreszenz
MODWT	Maximum Overlap Digital Wavelet Transformation
PDF	Probability Density Function
PDV	Phase Doppler Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PTV	Particle Tracking Velocimetry
PVC	Processing Vortex Core

Nomenklatur

RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes (Reynolds gemittelte Navier-Stokes)
RET	Rotational Energy Transfer
RMS	Root Mean Square
SPIV	Stereoskopische Particle Image Velocimetry
SNR	Signal-to-Noise-Ratio
SWT	Stationary Wavelet Transformation
UV	Ultraviolett
VET	Vibrational Energy Transfer
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat

1 Einleitung

„Feuer und Wasser sind zwei gute Diener, aber schlimme Herrn.“

(deutsches Sprichwort)

Seit jeher waren Versuche zur Kultivierung des Feuers für die Energiewandlung sowohl Keim bedeutender Entwicklungen, als auch Ursache großer Katastrophen. Speziell schlimme Unglücksfälle wie beispielsweise verheerende Brandkatastrophen und Explosionen machen „das Feuer“ unabhängig ihrer Entwicklungsgeschichte zu einem gemeinsamen archetypischen Urbild aller Völker der Erde.

Im Gegensatz zu dieser eher kindlichen Faszination vor Feuersbrunsten ist Feuer verstanden als Oxidation Basis aller Energiewandlungsprozesse aus fossilen Rohstoffressourcen. Fortschritte in der Energiewandlung ermöglichten die gesellschaftliche Entwicklung weg von einer Steinzeitgesellschaft ins moderne Industriezeitalter und sind dabei Grundvoraussetzung für *Komfort, Lebensqualität* und *Mobilität*. Im Rückblick auf die geschichtliche Entwicklung, besteht die Verbrennungsforschung der letzten 200 Jahre vorwiegend aus Glanzleistungen der Ingenieurwissenschaften. Eine gute Idee wurde in der Verbindung mit teuren „Try-and-Error“-Ansätzen durch handwerkliche Erfahrung und Geschicklichkeit zur Marktreife gebracht. So entstanden Dampfmaschine, Kolbenmotor sowie Gasturbine und mit ihnen angetriebene Fahrzeuge wie Eisenbahn, Automobil und Flugzeug. Beginnend mit der industriellen Revolution wurde zunehmend Handarbeit über drehende mechanische Wellen in die Hand von Maschinen gegeben. In der Verbindung mit der Erfindung des Generators und der Nutzung des elektrischen Stroms in großen Netzen wird zentral gewandelte Energie aus fossilen Rohstoffen für die gesamte Bevölkerung auch in Haushalten nutzbar. Bedingt durch die Knappheit fossiler Energieträger und der heute standardmäßigen Nutzung von Energiewandlungs- und Antriebssystemen von allen Teilen der Erdbevölkerung wandelt sich die Anforderung vom simplen Bereitstellen der geforderten Leistung hin zu Effizienzfragen. Komplexe Gesamtsysteme wie beispielsweise Raketen- und Flugzeugantriebe fordern weiterhin auch Stabilität im Betrieb, um ausreichende Sicherheit zu gewährleisten. Weiterhin stellen Ruß und Schadstoffemissionen durch den breiten Betrieb von Verbrennungssystemen ein großes Problem im Bezug auf Umwelteinflüsse und Gesundheitsschäden dar. Diese geänderten und komplexeren Fragestellungen der modernen Zeit erfordern ein grundlegendes Verständnis von Verbrennung, um Konstrukteuren und Ingenieuren Designtools für energieeffiziente, schadstoff- und geräuscharme Brennersysteme an die Hand zu geben.

In den letzten 50 Jahren entwickelten sich zwei grundsätzliche Verfahren zur Untersuchung von Verbrennungsprozessen: *experimentelle Untersuchungen* und *numerische Simulation*. In angewandten Systemen ist der Verbrennungsprozess ein komplexes gekoppeltes Phänomen von in der Regel turbulenter Strömung, Phasenübergang und chemischer Reaktion. Eine komplette Beschreibung dieses gekoppelten chaotischen Verhaltens ist derzeit nicht möglich. Fundamentale Untersuchungen fokussieren sich aus diesem Grund auf reduzierte, sogenannte generische Systeme, die möglichst

isoliert ein bestimmtes Merkmal des Verbrennungsprozesses abbilden. Die immer weiter steigende Systemkomplexität und die weiten Betriebsbereiche machen zunehmend auch eine *instationäre Systembeschreibung* zwingend erforderlich. Wiederzünden von verlöschten Flugzeugtriebwerken in Reiseflughöhe (engl.:altitude relight), thermoakustische Wechselwirkungen und Flammenrückschlägen sind beispielsweise sicherheitskritische Designtestfälle, die für einen stabilen Betrieb verstanden und sauber ausgelegt werden müssen.

Experimentelle, im speziellen *laseroptische Verfahren* wurden in den letzten 30 Jahren auf ein hohes Niveau entwickelt und sind seit kurzer Zeit auch in der Lage zeitaufgelöste aber in der Regel planare Messdaten zu liefern [29]. Für ein fundamentales Verständnis von Verbrennung ist es aber extrem wichtig, instantane, dreidimensionale Informationen möglichst vieler Messgrößen zu generieren da diese sich wechselseitig beeinflussen. So sind beispielsweise Flamme-Wirbel- und Chemie-Turbulenz-Interaktionen Gegenstand aktueller Forschungsaktivitäten. Numerische Modellierung ist im Gegensatz zu experimentellen Untersuchungen in der Lage, zeit- und raumkorrelierte Skalar- und Geschwindigkeitsinformationen der reaktiven Strömung in drei Dimension zur Verfügung zu stellen. Die universelle Beschreibung für komplexe Systeme ist für beide Methoden momentan nicht möglich, jedoch können sie anhand generische Modellbrenner reduzierter Komplexität isoliert Abhängigkeiten aufdecken und so zum Verständnis und Designprozess beitragen. Für Simulationen kann in Zukunft eine weitere massive Parallelisierung von Prozessorleistung Durchbrüche im Bezug auf die Beschreibung realer Systeme erzielen. Jedoch sind numerische Untersuchungen immer stark von der Bekanntheit der Eintrittsrandbedingungen in das Rechengebiet abhängig. Hier kann eine *geschickte Kombination* von experimentellen Methoden zur Bestimmung der wirklichen Randbedingung und einer numerischen Modellierung des Gesamtsystems helfen, schnelle Tests für Designfälle durchzuführen und so zukünftig optimal ausgelegte Brenner günstig in immer kürzeren Produktlebenszyklen zu produzieren.

Die diesem Kontext hat die folgende Arbeit zum *Ziel*, zeitaufgelöste, bildgebende laseroptische Verfahren für Flammenuntersuchungen in Bezug auf Quantifizierbarkeit der Skalarinformation und Dreidimensionalität der Datenaufnahme weiterzuentwickeln. In einem kombinativen Experiment zur zeitaufgelösten, simultanen Messung möglichst vieler Einflussgrößen soll beispielhaft die Bewegung einer vorgemischten Flammenfront durch ein Turbulenzfeld untersucht werden. Dabei soll die momentane Grenze des messtechnisch machbaren im Punkte Zeitauflösung und Dreidimensionalität erweitert und ihre Grenzen ausgelotet werden. Der erzeugte Datensatz eignet sich sowohl als Benchmark für moderne zeitaufgelöste Simulationsmethoden (z.B. Grobstruktursimulation, engl.: Large Eddy Simulation, LES), durch seine simultane dreidimensionale Konzeption, aber auch als eigenständiges Tool für fundamentale Untersuchung der Flammenpropagation in turbulenten Strömungsfeldern. Weiterhin wird hierbei eine Methode vorgestellt, die unter Verwendung der zeitaufgelösten Aufnahme die Möglichkeit bietet, sich frei bewegende, unstabilisierte Flammen zu untersuchen. Dadurch entfallen Abhängigkeiten die durch die Art und Weise der Flammenstabilisierung sowie die Geometrie des Brenners assoziiert sind. Darüber hinaus wird eine weitere quantitative diagnostische Methode vorgestellt, die diese Untersuchungen über das zeitaufgelöste Messen des Mischungsbruches zukünftig auch auf nicht vorgemischte Systeme erweitern kann.

Die Arbeit gliedert sich in mehrere Unterabschnitte. Kapitel 2 stellt die Grundlagen von Turbulenz und Verbrennung vor. Weiterhin werden sowohl numerische Modellierungsansätze als auch etablierte laseroptische Verfahren zur Untersuchung von Flammen besprochen. Kapitel 3 befasst sich mit zeitaufgelösten bildgebenden laseroptischen Methoden, die durch die Weiterentwicklung der Hardware in den letzten 10 Jahren möglich geworden sind. Es werden Zielstellungen, Möglichkeiten und Limitierungen sowie die Interaktion mit zeitaufgelösten Simulationsmethoden diskutiert. Kapitel 4 gibt einen

Überblick über Charakteristika der verwendeten CMOS-Bildsensoren und führt in fortgeschrittene Datenverarbeitungsverfahren ein, die für robuste, rauscharme und quantitative zeitaufgelöste Messungen von skalaren Informationen nötig sind, und im Rahmen der Arbeit adaptiert bzw. entwickelt wurden. Am Ende dieses Kapitels wird die Methode zur zeitaufgelösten Messung des Mischungsbruches und der skalaren Dissipation vorgestellt. Auf die Konzeption des simultanen Multi-Kamera-Experiments zur Untersuchung vorgemischter Flammenpropagation wird in Kapitel 5 eingegangen. Aus einer geschickten Kombination von einer transienten Flammenkonfiguration mit Multi-Laserlichtschnitt-Diagnostik wird eine Methode zur fundamentalen Untersuchung von Flammenpropagation in Turbulenzfeldern entwickelt. Kapitel 6 beschreibt beginnend mit der Rohdatenauswertung verwendete Methoden der Datenauswertung und Analyse. Es folgen eine detaillierte Darstellung der Rekonstruktionsmethoden für das Multi-Laserlichtschnitt-Experiment. In Kapitel 7 werden Ergebnisse des Experiments diskutiert und Vergleiche zu zeitaufgelösten Simulationen besprochen. Im letzten Kapitel 8 werden abschließend die wichtigsten Ergebnisse und Aussagen zusammengefasst sowie ein Ausblick über Perspektiven in zukünftigen experimentellen und numerischen Untersuchungen gegeben.

2 Grundlagen

„Man muss sicher auf festem Boden gehen können, ehe man mit dem Seiltanzen beginnt.“

Henri Matisse (französischer Maler und Bildhauer, * 31. Dezember 1869 Le Cateau-Cambrésis † 3. November 1954 in Nizza)

Das folgende Kapitel stellt für die Arbeit relevantes, allgemein bekanntes Lehrbuchwissen zu den Grundlagen von turbulenter Strömung, Verbrennung und Modellbildung zusammen und führt in etablierte Verfahren zur numerischen und experimentellen Untersuchung von Verbrennungsprozessen ein.

2.1 Turbulente Verbrennung

2.1.1 Turbulente Strömung

Zur analytischen Beschreibung der Strömung von Fluiden werden Bilanzgleichungen verwendet. Der Ausdruck Fluid legt die Annahme zugrunde, dass die in Molekülen diskret im Raum verteilten Stoffeigenschaften als kontinuierliches Volumen behandelt werden können (sog. „Kontinuumshypothese“). Bilanzgleichungen kann man für alle Erhaltungsgrößen aufstellen. Dies bedeutet, dass sich die jeweilige Erhaltungsgröße bei Bilanzierung über ein Kontrollvolumen nicht ändert.

Jede (extensive) *Erhaltungsgröße* F lässt sich aus der Integration der zugehörigen *Dichtefunktion* $f(\vec{r}, t) = dF/dV$ über das ganze Volumenelement berechnen [223]. Die allgemeine Form der Erhaltungsgleichung lautet:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Phi}_f = q_f + s_f. \quad (2.1)$$

Dabei stellt die *Stromdichte* Φ_f die Menge der Erhaltungsgröße dar, die pro Zeit und Oberfläche fließt. Der *Quellterm* q_f ist die pro Zeit und Volumenelement gebildete Menge der Erhaltungsgröße und die *Fernwirkung* s_f beinhaltet Einflüsse von außerhalb des Kontrollvolumens. In den hier betrachteten Strömungen werden immer die *Masse* und der *Impuls* erhalten:

MASSENERHALTUNG. Der Erhaltungssatz der Masse ist frei von Quellen und Fernwirkungseinflüssen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0. \quad (2.2)$$

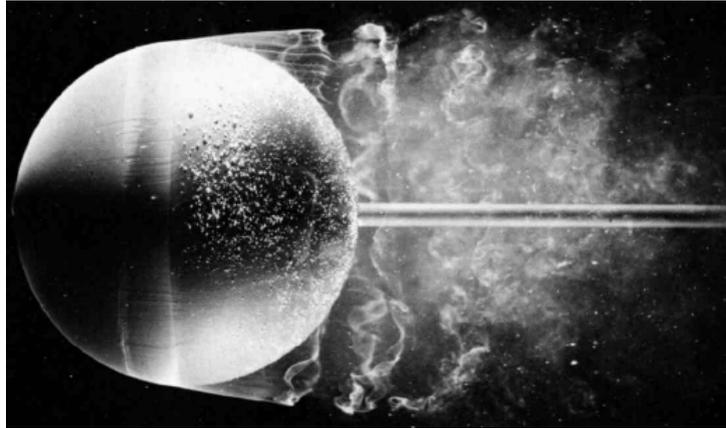


Abbildung 2.1 Visualisierung des Umschlags zur Turbulenz bei der Umströmung einer Kugel [218].

Der Massenerhaltungssatz wird auch *Kontinuitätsgleichung* genannt und beinhaltet die (*Massen*)*dichte* ρ und die *Massenstromdichte* $\rho \vec{u}$.

IMPULSERHALTUNG. Auch der Impulserhaltungssatz ist frei von Quelltermen:

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \operatorname{div} \mathbf{p} = \rho \vec{g}. \quad (2.3)$$

Der Impulserhaltungssatz beinhaltet neben der *Impulsdichte* $\rho \vec{u}$ und der *Impulsstromdichte* bestehend aus einem konvektiven und einem diffusivem Anteil verursacht durch Druck und Reibungskräfte auch einen *Fernwirkungsterm* durch Gravitationskräfte. Unter der weiteren Annahme eines Newton'schen Fluids besteht der *Drucktensor* \mathbf{p} aus der Summe des hydrostatischen Drucks p und den viskosen Spannungen Π (vgl. Gleichung 2.4), welche linear von den räumlichen Geschwindigkeitsgradienten abhängen.

$$\mathbf{p} = pE + \Pi \quad \Pi = -\mu[(\operatorname{grad} \vec{u}) + (\operatorname{grad} \vec{u})^T - \frac{2}{3}(\operatorname{div} \vec{u})E] \quad (2.4)$$

Der Impulserhaltungssatz für ein Newton'sches Fluid wird *Navier-Stokes-Gleichung* genannt. Für dieses System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung ist eine analytische Lösung nicht möglich. Eines der bisher nicht gelösten mathematischen Probleme für das neue Jahrtausend („Millenium Probleme“¹) ist es, Existenz und Eindeutigkeitsfragen für eine vereinfachte (inkompressible) Form der Navier-Stokes-Gleichungen zu beweisen. Ungeachtet der Tatsache, dass Existenz und Eindeutigkeit der Lösung nicht bewiesen ist, werden seit Jahrzenten Maschinen und Flugzeuge mit dieser Modellbildung ausgelegt.

Abhängig von der Geometrie und den Randbedingungen treten ab einer gewissen Strömungsgeschwindigkeit Instabilitäten, die sogenannte *Turbulenz* auf. Van Dyke [218] veranschaulichte dies in vielen Strömungsvisualisierungen (vgl. Abbildung 2.1), die auch Aufschlüsse über das Verhalten beim Umschlag (Transition) zwischen laminar und turbulent geben.

¹ Die sieben Millenium Probleme wurden im Jahr 2000 durch das Clay Mathematics Institute formuliert. Für die Lösung ist jeweils ein Preisgeld von einer Millionen Euro ausgeschrieben.

Die Transition zwischen laminarer und turbulenter Strömung kann durch die dimensionslose *Reynoldszahl* beschrieben werden:

$$\text{Re} = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}} = \frac{U \cdot L}{\nu}. \quad (2.5)$$

Hierbei bedeuten U eine der Strömung charakteristische Geschwindigkeit, L eine charakteristische Länge und $\nu = \eta/\rho$ die kinematische Viskosität. Abhängig von der Strömungsgeometrie ist ab der kritischen Reynoldszahl ein Umschlag zur Turbulenz zu beobachten. Turbulente Strömung bewegt sich nicht nur entlang der Hauptströmungsrichtung sondern zeigt nicht deterministische, chaotische Fluktuationen in alle Raumrichtungen. Aus diesem Grunde ist Turbulenz immer als instationär und dreidimensional anzusehen und eine deterministische Bestimmung des Strömungsfeldes ist nicht möglich. Weiterhin zeichnet sich Turbulenz durch ihren dissipativen Charakter, das Vorhandensein eines breiten Spektrums von Wirbeln und kohärenten Strukturen verschiedener Größe und den dadurch erhöhtem Grad an Durchmischung aus. Ohne Energiezufuhr klingt das Turbulenzverhalten ab. Eine mathematische Beschreibung des chaotischen Phänomens Turbulenz kann also nur im statistischen Sinne und unter der Verwendung von charakteristischen Längen- und Zeitskalen erfolgen.

Es folgt eine Definition der wichtigsten in dieser Arbeit verwendeten Begriffe und Größen. Zufallsvariablen X werden durch ihre *kumulative Verteilungsfunktion* CDF (Z) (engl.: Cumulative Distribution Function, CDF) sowie ihre *Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion* PDF (Z) (engl.: Probability Density Function, PDF) im Zufallsraum Z dargestellt:

$$\text{CDF}(Z) = P\{X < Z\}, \quad (2.6)$$

$$\text{PDF}(Z) = \frac{d \text{CDF}(Z)}{dZ}. \quad (2.7)$$

Die Zufallsvariable wird durch ihre Verteilung vollständig beschrieben. In der Datenauswertung gebräuchlich ist es auch bedingte Wahrscheinlichkeiten und Verteilungen von zwei oder mehr Zufallsvariablen (gebundene Wahrscheinlichkeitsverteilung, engl.: joint PDF) zu betrachten. Griffigere Kenngrößen für statistische Verteilungen sind allerdings die sogenannten *statistischen Momente* μ_k , da sie als Zahlenwert Aufschluss über die Form der Verteilung geben. Für diskrete Datenwerte ergibt sich:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i, \quad (2.8)$$

$$\mu_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2, \quad (2.9)$$

$$\mu_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^k. \quad (2.10)$$

Gängig sind der Mittelwert (vgl. Gleichung 2.8, erstes Moment um 0) sowie Varianz (vgl. Gleichung 2.9, zweites Moment um den Mittelwert), Schiefe (vgl. Gleichung 2.10, k=3) und Kurtosis (vgl. Gleichung 2.10, k=4) als zentrale Momente um den Mittelwert. Die gewichtete Summe aller unendlich vielen Momente enthält den kompletten Informationsgehalt der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Zweckmäßig ist weiterhin eine Zerlegung der absoluten Geschwindigkeit u in Mittelwert \bar{u} und Fluktuationsgröße u' :

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z, t) + u'(x, y, z, t). \quad (2.11)$$

Dieser Formalismus wurde erstmals von Osborne Reynolds angewendet [162] und wird daher als sog. *Reynoldszersetzung* der Geschwindigkeit bezeichnet. Auf dieser Betrachtungsweise basieren die in Kapitel 2.2.2 dargestellten Momentenmodelle. Weiterhin gibt die *turbulente kinetische Energie* k an, welcher Energiegehalt in den Fluktuationskomponenten der Strömung gebunden ist:

$$k = \frac{1}{2}(\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2}). \quad (2.12)$$

Das *Turbulenzlevel* Tu zeigt, welchen Anteil die Fluktuationen $u_{\text{rms}} = \sqrt{\text{Var } u(t)}$ im Verhältnis zum Mittelwert der Strömung einnehmen:

$$Tu = \frac{u_{\text{rms}}}{\bar{u}}. \quad (2.13)$$

Gängige Werte für Tu sind beispielsweise ≈ 0.1 für Rohrströmungen und 0.2-0.3 für modernste Turbulenz erzeugende, fraktale Gitter. Zeit- und Längenmaße werden basierend auf dem Wert der *Korrelationsfunktion* definiert. Ihre allgemeine Definition lautet:

$$R_{ij}(\vec{x}, \vec{r}, t, \tau) = \begin{bmatrix} R_{uu} & R_{uv} & R_{uw} \\ R_{vu} & R_{vv} & R_{vw} \\ R_{wu} & R_{wv} & R_{ww} \end{bmatrix} = \frac{\overline{u'_i(\vec{x}, t)u'_j(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(\vec{x}, t)}}\sqrt{\overline{u'^2_j(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau)}}}. \quad (2.14)$$

Der Korrelationstensor ist symmetrisch und nimmt durch die Normierung Werte zwischen -1 und 1 ein. Wobei betragsmäßig hohe Werte eine gute Korrelation bedeuten und anzeigen, wie weit (räumlich) bzw. wie lange (zeitlich) benachbarte Datenwerte miteinander in Verbindung stehen. Mit bekannten Korrelationskoeffizienten R_{ij} können integrale Skalen der berechnet werden, die typisch für die jeweilige Strömung sind. Die *integrale Längenskala* l_0 ist über die räumliche Kreuzkorrelationsfunktion zeitgleicher Datenpunkte gegeben ($\tau = 0$):

$$l_0(\vec{x}, t) = \int_0^\infty R_{ii}(\vec{x}, t, r_k, 0) dr_k. \quad (2.15)$$

Da man beliebig viele Korrelationsrichtungen r_k wählen kann, existieren prinzipiell auch beliebig viele Längenmaße. In der Praxis verwendet man jedoch nur die Richtung der Koordinatenachsen. In isotroper Turbulenz, in der alle Fluktuationskomponenten gleich sind, genügt sogar ein einziges Längenmaß. Die charakteristische Größe in Hauptströmungsrichtung ist in diesem Fall doppelt so hoch wie die dazu Senkrechte [155]. Weiterhin kann man über die zeitliche Autokorrelationsfunktion ($\vec{r} = 0$) das *integrale Zeitmaß* berechnen:

$$\tau_0(\vec{x}, t) = \int_0^\infty R_{ii}(\vec{x}, t, 0, \tau) d\tau. \quad (2.16)$$

Datenwerte, die innerhalb von 2–3 integralen Zeitskalen der Strömung gesammelt wurden, sind statistisch abhängig, bringen keine neue Information beispielsweise für die Momentenberechnung. Bildet man mit der mittleren fluktuierenden Komponente u_{rms} und dem integralen Zeitmaß eine neue, sogenannte *turbulente Reynoldszahl*, erhält man eine Größe, die direkt das Turbulenzlevel der Strömung charakterisiert:

$$Re_t = \frac{u_{\text{rms}} l_0}{\nu}. \quad (2.17)$$