



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 7280

**Orts- und zeitaufgelöste  
Untersuchung der  
Ausbreitung und Mischung  
eines Freistrahls zu  
Selbstzündungsexperimenten**

**J. Nattier, G. Fast, D. Kuhn**  
Institut für Kern- und Energietechnik

Februar 2007



**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7280

Orts- und zeitaufgelöste Untersuchung der  
Ausbreitung und Mischung eines Freistrahls  
zu Selbstzündungsexperimenten

J. Nattier, G. Fast, D. Kuhn

Institut für Kern- und Energietechnik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2007

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072805

## Zusammenfassung

Im Rahmen des Teilprojektes A3 des Sonderforschungsbereiches 606 wird die Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen bei der instationären gasförmigen Freistrahlausbreitung in einer Hochdruckatmosphäre untersucht. Insbesondere im Hinblick auf die Schadstoff- und Rußminderung bei der motorischen Verbrennung ist ein genaues Verständnis dieser Prozesse notwendig. Am TROJA-Versuchsstand des Instituts für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe werden experimentelle Daten generiert, um innerhalb dieses Teilprojekts mathematische Modelle validieren zu können. Zur Beurteilung des turbulenten Mischungsprozesses werden unter anderem experimentelle Daten in Form von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Gaskonzentration benötigt.

Um die Strömung nicht zu stören, wird als laseroptisches Messverfahren die planare Laser-Induzierte Fluoreszenz (LIF) eingesetzt, die bei hoher zeitlicher Auflösung flächige Informationen aus dem Strömungsfeld liefert. Die Konzentration wird hierzu am instationären Freistrahls bei Synchronisation mit der Eindüsung phasenaufgelöst erfasst. Hierfür werden zunächst die relevanten Zeitschritte durch Messung der Zündverzugszeit von Dimethylether als injiziertes Brenngas ermittelt. Als Schnittstelle zu früheren Messungen wird anschließend die zeitliche und örtliche Konzentrationsentwicklung eines nicht-reaktiven Freistrahls durch die Eindüsung von Stickstoff untersucht. Als passendes Tracergas für die LIF-Messungen wird Aceton gewählt, welches durch ein geeignetes Injektionssystem dem Stickstoff beigemischt wird, bevor beides in vermischtem Zustand gasförmig in die Hochdruckkammer eingedüst wird. Da die Detektion des Fluoreszenzlichtes dem Einfluss vieler Störfaktoren unterliegt, werden an den Messbildern entsprechende Korrekturen durchgeführt. Die Messergebnisse werden in zeitlicher und örtlicher Form abschließend analysiert und die mittlere und statistische Entwicklung der Konzentration im instationären Freistrahls mit verfügbaren Daten aus der Literatur verglichen und diskutiert.

Die Arbeiten wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SFB 606 „Instationäre Verbrennung, Transportphänomene, Chemische Reaktionen, Technische Systeme“ gefördert.

Abstract

**Time-resolved measurement of the two-dimensional velocity distribution of an instationary gaseous free jet**

This work describes the examination of the auto-ignition of hydrocarbons that evolve as instationary gaseous jet within a high pressure atmosphere. The investigations are part of the Sonderforschungsbereich 606 and aim to understand the involved processes with regard to the long-term purpose of reducing pollutant and soot emissions in internal combustion engines. Experimental data are generated by the TROJA test facility of the Institute of Nuclear and Energy Technologies at the Forschungszentrum Karlsruhe. These data are necessary to validate mathematical models created within this project, for which the measurement of probability density functions of the gas concentration is necessary.

The planar laser-induced fluorescence is applied as non-invasive measurement technique. It provides two-dimensional information from the flow field with high temporal resolution. The concentration is recorded phase-coupled from the instationary open jet by synchronisation with the start of injection. At first the relevant time steps are determined by measurement of ignition delay times of dimethyl ether as injected fuel. As interface to former experiments the temporal and spatial evolution of the concentration of the non-reactive open is then investigated by the injection of nitrogen. Acetone is used as appropriate tracer gas for the LIF measurements, which is added to the nitrogen by an injection system. The acquired images are subject to parasitic influences and therefore are corrected. The temporal and spatial results are analyzed and the mean and statistical evolution of the concentration in the instationary open jet is compared and discussed with available data from literature.

This work was granted by the Deutsche Forschungsgemeinschaft within the frame of the SFB 606 "Instationary combustion, transport phenomena, chemical reactions, technical systems".

# Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	v
Symbole	ix
<b>1 Motivation und Ziel</b>	<b>1</b>
<b>2 Freistrahtheorie</b>	<b>3</b>
2.1 Grundlagen . . . . .	3
2.2 Verhalten eines instationären Freistrahles . . . . .	7
<b>3 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)</b>	<b>9</b>
3.1 Einleitung . . . . .	9
3.2 Grundlagen . . . . .	10
3.3 Tracer-LIF . . . . .	19
3.3.1 Definition und Anforderung an einen Tracer . . . . .	19
3.3.2 Acetonmolekül: Energietransfer . . . . .	21
3.3.3 Fluoreszenzausbeute bei Aceton . . . . .	23
3.3.4 Das Absorptionsspektrum von Aceton . . . . .	25
<b>4 Messaufbau</b>	<b>27</b>
4.1 Die Versuchsanlage TROJA . . . . .	27
4.2 Versuchsanordnung für Tracer-LIF-Messungen . . . . .	30
4.3 Ablauf der Datenerfassung mit der <i>NanoStar</i> Kamera . . . . .	34
4.4 Bildkorrektur . . . . .	36
4.5 Voruntersuchungen . . . . .	42
4.6 Temperatur-Einfluss . . . . .	47

<b>5</b>	<b>Zündverzugszeit von Dimethylether</b>	<b>51</b>
<b>6</b>	<b>Instationärer Stickstoff-Freistrah</b>	<b>55</b>
6.1	Statistische Konzentrationsverteilung . . . . .	55
6.2	Räumliche Strahlentwicklung . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>68</b>
	<b>Anhang</b>	<b>70</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>76</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Turbulenter Freistrahls mit radialen Geschwindigkeitsprofilen und Verlauf der Achsengeschwindigkeit nach [Günther]. <math>U</math> ist die Geschwindigkeit. Der Index 0 bezeichnet den Strahlanfang (<math>x=0</math>) und <math>m</math> den Achsenwert (<math>y=0</math>).</i>	5
2.2	<i>Theoretische Querverteilung der Konzentration in einem Stickstoff-Freistrahls. <math>c_m(x)</math> ist der Achsenwert der Konzentration und <math>c(x,y)</math> ist der Konzentrationswert in einer Querschnittsebene senkrecht zur Hauptströmungsrichtung <math>\vec{x}</math>.</i>	6
2.3	<i>Theoretische Längsverteilung der Konzentration in einem Stickstoff-Freistrahls. <math>c_m(x)</math> ist der Achsenwert der Konzentration und <math>c_{0m}</math> ist der Achsenwert der Konzentration am Düsenaustritt.</i>	6
2.4	<i>Verteilungsmodell eines instationären Freistrahls. Quelle nach [Hyun].</i>	8
3.1	<i>Aufbau eines zweidimensionalen Laserinduzierte-Fluoreszenz Verfahrens</i>	10
3.2	<i>Zwei-Niveau-Modell mit den verschiedenen Prozessen: Absorption <math>b_{12}</math>, stimulierte Emission <math>b_{21}</math>, spontane Emission <math>A_{21}</math> und Quenching <math>Q_{21}</math>.</i>	14
3.3	<i>Das Vier-Niveau-Modell für Aceton LIF</i>	22
3.4	<i>Relative Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzausbeute für verschiedene Wellenlängen nach [Thurber].</i>	24
3.5	<i>Druckabhängigkeit der Fluoreszenz pro Acetonmolekül in einer Mischung mit Stickstoff für Anregungswellenlängen von 248, 266 und 288 nm nach [Thurber]. Der Acetondruck beträgt 0.025 atm. Die Daten sind normalisiert.</i>	24
3.6	<i>Absorptionspektrum von Aceton in Abhängigkeit von Anregungswellenlängen für verschiedene Temperaturen nach [Thurber].</i>	25

4.1	<i>Bild des Druckbehälters . . . . .</i>	28
4.2	<i>Zeichnung des Druckbehälters . . . . .</i>	29
4.3	<i>Grafische Oberfläche zur Überwachung des Systems . . . . .</i>	29
4.4	<i>Versuchanlage TROJA für LIF-Messungen . . . . .</i>	30
4.5	<i>Optiksystem der TROJA-Anlage für LIF-Messungen . . . . .</i>	32
4.6	<i>Gleichzeitige Bildaufnahme des Strahles und der Küvette mit Hilfe des Aufspaltungssystems. Das Bild ist um 90° linksläufig gedreht. . . . .</i>	33
4.7	<i>Zeitdiagramm der NanoStar Kamera für die Synchronisierung der Komponenten . . . . .</i>	35
4.8	<i>Lokale Empfindlichkeit der benutzten Kamera . . . . .</i>	37
4.9	<i>Abschätzung der Verschiebung <math>\Delta x</math> zwischen dem Profil des Strahls und der Küvette . . . . .</i>	39
4.10	<i>Korrektur der Kamerabilder bezüglich der Laserintensität . . . . .</i>	40
4.11	<i>Gesamtkorrektur der Bilder . . . . .</i>	41
4.12	<i>Überprüfung, ob Divergenz auftritt. . . . .</i>	43
4.13	<i>Unerwünschte Einspritzung von flüssigem Aceton in die Kammer . . . . .</i>	44
4.14	<i>Lichtabsorption vom Strahl . . . . .</i>	45
4.15	<i>Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracergaskonzentration bei konstanter Anregungsenergie . . . . .</i>	46
4.16	<i>Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anregungsenergie bei konstanter Gemischkonzentration . . . . .</i>	46
4.17	<i>Örtlich gemittelte Konzentrationen am Düsenaustritt . . . . .</i>	47
4.18	<i>Vergleich der Fluoreszenzintensität am Düsenaustritt für verschiedenen Temperaturen unter den Bedingungen <math>p_k=20</math> bar, <math>p_e=50</math> bar und <math>t_s=10</math> ms. . . . .</i>	48
4.19	<i>Druck-Enthalpie-Diagramm einer Mischung von 90 Prozent Stickstoff und 10 Prozent Aceton. [Quest Consultants Inc] . . . . .</i>	49
4.20	<i>Vergleich der Längs- und Querverteilung der mittleren Konzentration für den Fall 2 (<math>T_{k2}=209</math> °C und <math>T_{e2}=117</math> °C) und 3 (<math>T_{k3}=100</math> °C und <math>T_{e3}=129</math> °C). . . . .</i>	50

5.1	<i>Zündung eines Freistrahls von Dimethylether in der Troja-Anlage. <math>t</math> ist der Zeitschritt ab der Eindüsung des Gases. . . . .</i>	52
5.2	<i>Histogramm der globalen und effektiven Zündverzugszeit bei <math>p_e=70</math> bar bzw. <math>p_k=40</math> bar. . . . .</i>	53
5.3	<i>Globale Zündverzugszeit im Fall von verschiedenen Druckdifferenzen bei Eindüstemperatur=<math>330^\circ\text{C}</math> und Kammertemperatur=<math>460^\circ\text{C}</math>. In der Legende bedeutet „K“ Kammerdruck <math>p_k</math>, „E“ Eindüsdruck <math>p_e</math>. . . . .</i>	54
6.1	<i>Bild einer Momentaufnahme, der mittleren Konzentrationsverteilung und der Schwankungsamplitude für die folgenden Bedingungen: <math>t_s=10</math> ms, <math>t_a=4</math> ms, <math>p_k=20</math> bar und <math>p_e=50</math> bar. . . . .</i>	56
6.2	<i>Bild einer Momentaufnahme, der mittleren Konzentrationsverteilung und der Schwankungsamplitude für die folgenden Bedingungen: <math>t_s=6</math> ms, <math>t_a=4</math> ms, <math>p_k=20</math> bar und <math>p_e=50</math> bar. . . . .</i>	56
6.3	<i>Profil der Längs- und Querverteilung der Konzentration durch einen Punkt (Koordinaten <math>x=9 \cdot d_0</math> ; <math>y=0</math>) für die folgenden Bedingungen: <math>t_s=10</math> ms, <math>t_a=4</math> ms, <math>p_k=20</math> bar und <math>p_e=50</math> bar . . . . .</i>	57
6.4	<i>Vergleich der Längs- (links) und Querverteilung (recht) der mittleren Konzentration mit einer Hyperbel- bzw. Gaußfunktion. Die Formel der Hyperbel ist <math>\frac{170,2}{x} + 1,2</math>. Für die Gaußfunktion gilt <math>1,89 \cdot e^{-8,5 \cdot 10^{-4} \cdot y^2}</math>. . . . .</i>	58
6.5	<i>Stelle der vier untersuchten Punkte im Strahl: Punkt A (<math>x = 2,5 \cdot d_0</math>, <math>y=0</math>), Punkt B (<math>x = 8 \cdot d_0</math>, <math>y=0</math>), Punkt C (<math>x = 8 \cdot d_0</math>, <math>y=2,5</math> mm) und Punkt D (<math>x = 20 \cdot d_0</math>, <math>y=0</math>) für die folgenden Bedingungen: <math>t_s=10</math> ms, <math>t_a=4</math> ms, <math>p_k=20</math> bar und <math>p_e=50</math> bar. . . . .</i>	59
6.6	<i>Vergleich der Histogramme der vier Punkten A, B, C und D. Für jeden Punkt (Pixel) werden ebenfalls die acht benachbarten Punkte (Pixel) zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit betrachtet. . . . .</i>	60
6.7	<i>Strahlentwicklung: mittlere Konzentrationsprofile aus jeweils 200 Bildern für verschiedene Zeitschritte unter den Bedingungen <math>p_k=40</math> bar und <math>p_e=70</math> bar. . . . .</i>	61
6.8	<i>Messung der Strahllänge für verschiedene Zeitschritte unter den Bedingungen <math>p_k=40</math> bar und <math>p_e=70</math> bar. Es wird angenommen, dass <math>Z_t=0</math> mm für <math>t_s=3</math> ms. Der Bildrand liegt ca. 45 mm nach der Düse in x-Richtung. . . . .</i>	62

6.9	<i>Zeitverlauf der Eindringtiefe: linearer Zusammenhang zwischen <math>Z_t</math> und der Wurzel der Zeit <math>t^{\frac{1}{2}}</math> für <math>t_s=3</math> bis 10 ms . . . . .</i>	63
6.10	<i>Vergleich zwischen den LIF-Messungen mit der Näherung von Rizk. <math>D(t_s)</math> ist die maximale Breite des Strahles und <math>Z_t</math> die Eindringtiefe. .</i>	64
6.11	<i>Vergleich der LIF-Ergebnisse für verschiedene Druckverhältnisse mit Aussagen von [Rizk] für die Zeitschritte <math>t_s=5, 10</math> und <math>15</math> ms: Überprüfung des linearen Zusammenhangs zwischen Eindringtiefe und <math>(\frac{\Delta p}{p_k})^{\frac{1}{4}}</math>. Die lineare Trendlinie ist die schwarze Gerade und <math>R^2</math> ist das Bestimmtheitsmaß. . . . .</i>	66
6.12	<i>Einfluss der Druckdifferenz auf die Eindringtiefe: Entwicklung von <math>Z_t</math> für die Fälle 2 (<math>p_k=30</math> bar, <math>p_e=40</math> bar), 3 (<math>p_k=30</math> bar, <math>p_e=50</math> bar), 4 (<math>p_k=40</math> bar, <math>p_e=70</math> bar) und 5 (<math>p_k=30</math> bar, <math>p_e=70</math> bar). . . . .</i>	67

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Zeichen

Formelzeichen	Beschreibung
$A_{ij}$	Übergangsrate für spontane Emission
$B_{12}$	Einstein-Koeffizient für stimulierte Absorption
$B_{21}$	Einstein-Koeffizient für stimulierte Emission
$C$	allgem. Konstante
$D$	maximale Breite des Strahles
$E$	Energie
$I$	Intensität
$K$	Konstante
$M$	Molekulargewicht
$\dot{M}$	Impulsstrom
$p$	Druck
$Q$	Quenchingrate
$R$	Universelle Gaskonstante
$Re$	Reynolds-Zahl
$S$	Oberfläche
$S_f$	Fluoreszenzleistung
$S_0$	Grundsinglet
$S_1$	Singlet
$N_i$	Besetzung des Zustandes $i$ (Teilchenzahl)
$T$	Temperatur
$T_1$	Triplet
$V$	Volumen

<b>Formelzeichen</b>	<b>Beschreibung</b>
$Z_t$	Eindringtiefe
$b_{12}$	Übergangsrate für stimulierte Absorption
$b_{21}$	Übergangsrate für stimulierte Emission
$c$	Konzentration
$c_i$	Übertragungsfaktoren für Impuls
$c_c$	Übertragungsfaktoren für Stoff
$d$	Durchmesser
$f$	Frequenz
$f_B$	Boltzmann-Funktion
$g$	spektrale Überlappungsfunktion
$h$	Planck'sche Wirkungsquantum
$i$	Zustand i eines Moleküls
$j$	Zustand j eines Moleküls
$k$	Boltzmannkonstante
$k_{coll}$	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante für Vibrationsenergietransfer
$k_{fl}$	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante für Fluoreszenzprozess
$k_{nr}$	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante für die Tripletzustände
$k_q$	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante für Quenching
$\dot{m}$	Massenstrom
$n$	Anzahl der Bildaufnahmen
$t$	Zeit
$t_s$	Zeit zwischen dem Start der Eindüsung und der Bildaufnahme
$t_a$	Eindüsdauer von flüssigem Aceton (Tracer)
$u$	Geschwindigkeit
$x$	x-Koordinate (Längskoordinate)
$y$	y-Koordinate (Querkoordinate)

## Griechische Zeichen

Buchstabe	Bedeutung
$\Delta$	Differenz
$\eta$	Effizienz
$\lambda$	Wellenlänge
$\chi$	Tracermolenbruch
$\nu$	kinematische Viskosität
$\omega$	Winkel
$\phi$	Fluoreszenzausbeute
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Molekularabsorptionsquerschnitt
$\tau$	Zeitkonstante

## Indizes

Formelzeichen	Beschreibung
0	Düse
$H$	hydraulisch
$e$	Eindüsung
$f$	Fluoreszenz
$k$	Kammer
$l$	Licht
$m$	mittlere oder Axial
$max$	maximal
$ph$	Photon
$pix$	Pixel
$sat$	Sättigung





# Kapitel 1

## Motivation und Ziel

Das Verständnis der Verbrennung fossiler Brennstoffe hat in den vergangenen Jahren einen hohen Stellenwert erlangt. Ziel der Forschung in diesem Umfeld ist die Optimierung bestehender Technologien im Zusammenhang mit der Energieerzeugung bzw. Energieumwandlung. Beispielsweise soll der Verbrennungsprozess in Motoren zur Leistungssteigerung oder zur Schadstoffreduzierung besser verstanden werden. Viele instationäre und andere komplexe Vorgänge erfordern hierfür den Einsatz wissenschaftlicher Methoden.

Eine Kollaboration innerhalb des Sonderforschungsbereichs 606 „Instationäre Verbrennung“, an der sich die Universität Karlsruhe, das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) und das Forschungszentrum Karlsruhe beteiligen, versucht diese Phänomene besser zu verstehen. Die Zusammenarbeit besteht aus drei Bereichen: Chemische Reaktionen, Technische Systeme und Transportphänomene.

Das Teilprojekt A3 „Selbstzündungsprozesse bei instationären Freistrahlen“ gehört zu dem Bereich der Transportphänomene. Dieses Projekt soll eine Modellierung der Gemischbildung und Zündung von Gas in selbstzündenden Direkteinspritz-Motoren auf der Basis experimenteller Untersuchungen ermöglichen. Die Schwierigkeiten liegen darin, dass die Zündung vom Gasgemisch, von der Turbulenz und der Kinetik abhängen, was die mathematische Modellierung erschwert. Für die experimentellen Untersuchungen gibt es am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) am Forschungszentrum Karlsruhe den Versuchsstand TROJA (**T**ransient **O**pen **J**et for **A**uto-Ignition) bei der ein Freistrahler aus Brenn- oder Inertgas in ein vorgeheiztes und verdichtetes Oxidations- oder Inertmittel durch eine Düse zeitlich kontrolliert eingedüst

werden kann.

Im Rahmen des Teilprojekts A3 wird die vorliegende Diplomarbeit durchgeführt. Der erste Teil der Arbeit betrifft die Untersuchung der Selbstzündung von gasförmigem Kohlenwasserstoff im Freistrah, insbesondere die Zündverzugszeit. Im zweiten Teil der Arbeit soll durch Eindüsung von Stickstoff die Gemischbildung ohne Zündung untersucht werden. Hierzu ist der Aufbau einer Versuchsanordnung notwendig, um die räumliche Mischungsbruchverteilung nach einer Düse mittels der Laserinduzierten Fluoreszenz Methode (LIF) zu erfassen und zu bewerten.

# Kapitel 2

## Freistrahtheorie

### 2.1 Grundlagen

Nach [Günther] ist ein Freistrah ein Strom eines Fluids, der aus einer Öffnung in eine Umgebung austritt und sich unbeeinflusst von Wänden oder von anderen Strömen ausbreitet.

Zwei Arten von aus einer Düse austretenden Freistrahlen sind zu unterscheiden: laminare Freistrahlen, die hier jedoch von geringem Interesse sind, weil sie selten im Verbrennungsprozess oder technisch relevanten Anwendungen vorkommen, als auch turbulente Freistrahlen.

Die dimensionslose Reynolds-Zahl  $Re$  berechnet sich aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $u_m$ , dem hydraulischen Durchmesser  $d_H$  und der kinematischen Zähigkeit  $\nu$  des Fluids:

$$Re = \frac{u_m \cdot d_H}{\nu}$$

Im Fall einer Rohrströmung gilt für den hydraulischen Durchmesser  $d_H$  der innere Rohrdurchmesser  $d_0$ .

Eine Strömung kann auch gemäß den mittleren Geschwindigkeitsschwankungen mit der Zeit definiert werden. Im Fall einer Geschwindigkeit, die nicht von der Zeit abhängt, wird diese Strömung als stationär betrachtet, im Vergleich zu einer instationärer Strömung, deren mittlere Geschwindigkeit von der Zeit abhängig ist.

Es wird hierbei angenommen, dass der Freistrah bei  $Re \geq 15000$  voll turbulent ist. Das Geschwindigkeitsfeld des Freistrahles kann in drei Bereiche unterteilt werden (siehe Abb.2.1):

- den **Kernbereich**: die Strömung besitzt einen allmählich enger werdenden Kern, in dem das Geschwindigkeitsprofil konstant bleibt. Die maximale Geschwindigkeit entspricht der in der Düsenmündung. Die Länge dieses Bereichs beträgt 4 bis 6 Rohrdurchmesser  $d_0$ .
- den **Übergangsbereich**: das Geschwindigkeitsprofil bildet sich allmählich in die Form um, die im Ähnlichkeitsbereich herrscht. Dieser Bereich befindet sich bei etwa 10 Rohrdurchmesser  $d_0$  nach der Düse.
- den **Ähnlichkeitsbereich**: die radiale Geschwindigkeitsverteilung wird in diesem Bereich als *ähnlich* bezeichnet, weil sie in allen Querschnittsebenen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung durch die gleiche Funktion beschrieben werden kann. Diese Verteilungen sind für die mittleren Konzentrationsprofile ebenfalls gültig.

In einer von [Günther] vorgestellten Beweisführung ist ein Ausdruck der Verteilungsfunktion der Konzentration angegeben, die nur im Ähnlichkeitsbereich ( $\frac{x}{d_0} \succ 10$ ) gültig ist:

$$c = c_0 \cdot \frac{c_i}{2 \cdot c_c^2} \cdot \frac{d_0}{x} \cdot \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1}} \cdot e^{-\left(\frac{1}{c_c^2} - \frac{1}{2 \cdot c_i^2}\right) \cdot \left(\frac{y}{x}\right)^2} \quad (2.1)$$

mit  $x$  als Längs- und  $y$  als Querkoordinate,  $d_0$  als Rohrdurchmesser,  $c_0$  als Konzentration am Düsenaustritt und  $\rho_0$  bzw.  $\rho_1$  als Dichte des Strahls bzw. der Umgebung (in der Kammer).

$c_i$  bzw.  $c_c$  sind Übertragungsfaktoren für Impuls und Stoff, die spezifisch für das untersuchte Gas sind und vom Dichteverhältnis Strahl/Umgebung abhängen.

Im Fall einer Rohrströmung ergibt sich bei  $Re \approx 15000$  nach [Kremer] ein Ausdruck in folgender Form:

$$c_i = 0,007 - 0,0103 \cdot \ln \frac{\rho_0}{\rho_1} - 0,00184 \cdot \ln^2 \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad (2.2)$$

$$c_c = 1,16 \cdot c_i \quad (2.3)$$

Unter der Voraussetzung, dass Stickstoff und Luft als ideales Gas betrachtet werden können, gilt für das Dichteverhältnis:

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{p_e}{p_k} \cdot \frac{M_0}{M_1} \cdot \frac{T_k}{T_e} \quad (2.4)$$

## Radialgeschwindigkeitsprofil

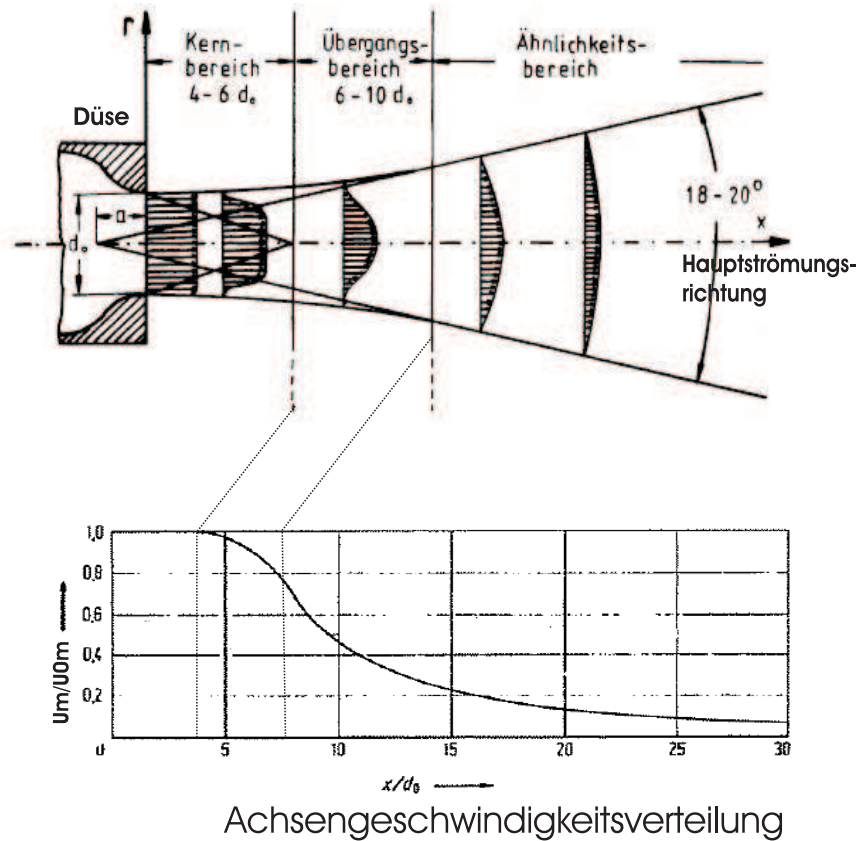


Abbildung 2.1: Turbulenter Freistrahler mit radialen Geschwindigkeitsprofilen und Verlauf der Achsengeschwindigkeit nach [Günther].  $U$  ist die Geschwindigkeit. Der Index 0 bezeichnet den Strahlanfang ( $x=0$ ) und  $m$  den Achsenwert ( $y=0$ ).

wobei  $p_e$  und  $p_k$  den Eindüs- bzw. Kammerdruck,  $M_0$  und  $M_1$  das Molekulargewicht von Stickstoff und Luft,  $T_e$  und  $T_k$  die Eindüs- bzw. Kammertemperatur bezeichnen.

Die theoretische Quer- und Längsverteilung der Konzentration von Stickstoff kann mit Hilfe der Gleichung 2.1 im Ähnlichkeitsbereich berechnet werden:

- für ein konstantes  $x$  ergibt sich eine Querverteilung in Form einer Gaußschen Fehlerfunktion.  
Die Abbildung 2.2 zeigt die theoretische Querverteilung der Konzentration in einem Freistrahler von Stickstoff bei  $x=40$  mm.
- für  $y=0$  wird der Exponentialausdruck gleich 1 und die Längsverteilung ergibt

sich hierbei als Hyperbel.

Abbildung 2.3 zeigt die theoretische Längsverteilung der Konzentration in einem Freistrah von Stickstoff.

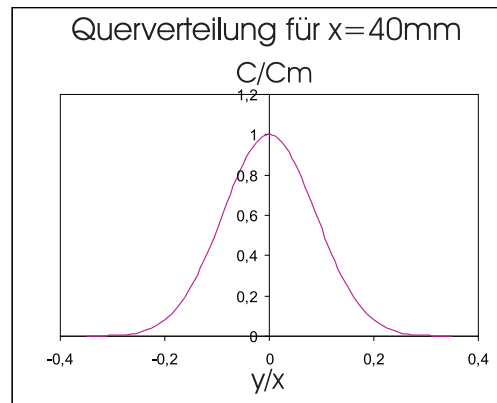


Abbildung 2.2: Theoretische Querverteilung der Konzentration in einem Stickstoff-Freistrah.  $c_m(x)$  ist der Achsenwert der Konzentration und  $c(x,y)$  ist der Konzentrationswert in einer Querschnittsebene senkrecht zur Hauptströmungsrichtung  $\vec{x}$ .

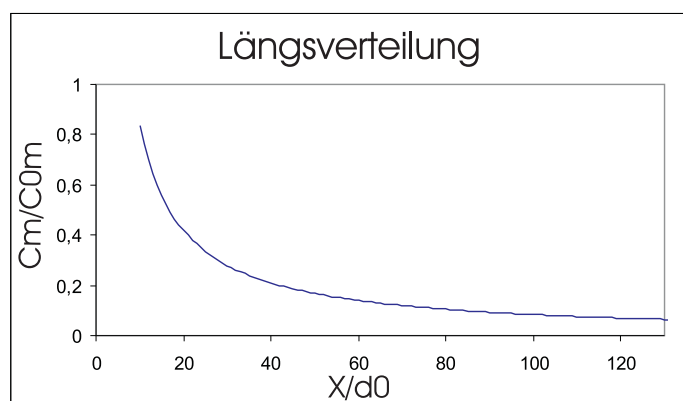


Abbildung 2.3: Theoretische Längsverteilung der Konzentration in einem Stickstoff-Freistrah.  $c_m(x)$  ist der Achsenwert der Konzentration und  $c_{0m}$  ist der Achsenwert der Konzentration am Düsenaustritt.

## 2.2 Verhalten eines instationären Freistrahles

Um die Einspritzung von Diesel in einem Motor zu beschreiben, hat [Hyun] den instationären Gemischbildungsprozess in einem Freistrahls mit Azetylgas untersucht. Er erklärt, dass dieser in vier Bereiche unterteilt werden kann (siehe Abb.2.4):

1. *Potential core region*: Der Bereich befindet sich in der Nähe des Düsenaustritts und ist sehr stabil. Am Umfang entstehen klein-skalige Wirbel infolge der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem schnellen Freistrahls und seiner Umgebung.
2. *Main jet region*: Dieser Bereich bildet sich in der Nähe der Strahlachse. Kleine Geschwindigkeitsschwankungen, die durch Druckunterschiede innerhalb der Düse hervorgerufen werden, wachsen wegen der von der Anfangsinstabilität zur Zeit der Eindüsung erzeugten Turbulenz und dem Reibungswiderstand mit der Umgebung nach der Eindüsung und verursachen damit den Strahlfortschritt. Die langsame Strömung wird von der nachfolgenden schnelleren Strömung geschoben und die *main jet region* entwickelt sich leicht in radialer Richtung. Infolgedessen wird der Bereich stromabwärts allmählich dünner. Die Geschwindigkeit und die Konzentration des einströmenden Gases sind in der Strahlachse größer als an seinem Umfang.
3. *Dilution region*: Der Bereich befindet sich an der Strahlspitze. Der Gemischanteil, der sich aufgrund des Reibungswiderstandes mit der Umgebung nur langsam ausbreitet, wird von der nachfolgenden schnelleren Strömung in Achsennähe in radialer Richtung zur Seite geschoben. Wenn der Strahl bis zu einem gewissen Grad fortgeschritten ist, erreicht die *dilution region* die *mixing region* und es erfolgt das turbulente Vermischen. Weil der Druckwiderstand am Ende des Strahles groß ist, nimmt dessen Geschwindigkeit ab. Die Geschwindigkeitsunterschiede werden geringer und das Wirbelwachstum damit eingeschränkt.
4. *Mixing flow region*: Der Bereich schließt die *main jet region* ein und ist ein spezielles Phänomen des ausgebildeten Freistrahles. Er wird am Rand der *main jet region* von in der *dilution region* radial verbreiteten Strömung erzeugt. Wegen des Reibungswiderstandes des Strahles mit der Umgebung sind groß-skalige Wirbel in diesem Bereich vorhanden. Ihre Bewegung reißt die Umgebung mit und trägt zur turbulenten Gemischbildung bei.

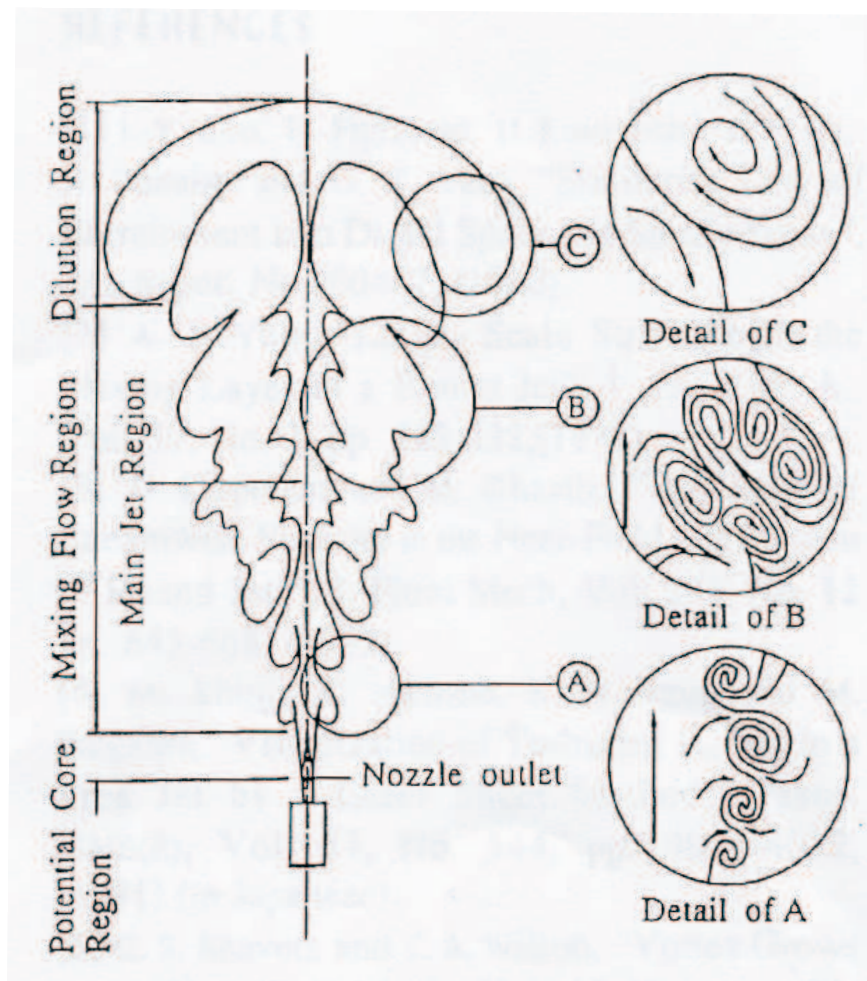


Abbildung 2.4: Verteilungsmodell eines instationären Freistrahls. Quelle nach [Hyun].



# Kapitel 3

## Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

### 3.1 Einleitung

Seit 1982, als das Verfahren der Laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) zum ersten Mal erfolgreich war, hat sich diese Technik weiter verbessert. Heutzutage wird es oft verwendet, um Gasströmungen zu untersuchen. Es erlaubt zweidimensionale Messungen berührungslos mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu realisieren. Ein großer Vorteil ist, dass dieses Verfahren keine Störung in das System einbringt und keine Rückwirkung auf das Medium hat. Seine hauptsächliche Anwendung liegt in der Ermittlung von Spezieskonzentrationen, Temperatur- aber auch Druck- und Geschwindigkeitsfeld. Die LIF-Messungen basieren auf der natürlichen Fluoreszenz der Atome und Moleküle. In der vorliegenden Arbeit soll die Intensität der Fluoreszenz eines Spurengases erfasst werden, um Stickstoffkonzentration und Brenngaskonzentration in einem Freistrahlfeld zu bestimmen.

Der LIF-Aufbau oder Planar-LIF-Aufbau, bei dem zweidimensionale Konzentrationsverteilungen erfasst werden, besteht hauptsächlich aus vier Komponenten [Hanson] (siehe Abb.3.1):

- eine Laserlichtquelle, die Lichtenergie einer bestimmten Frequenz abstrahlt
- ein Linsensystem, um ein Messvolumen mit den gewählten Abmessungen auszubilden
- ein Filtersystem, um die störende Streuung des Laserlichts zu unterdrücken
- ein Detektorsystem (Kamera), um zweidimensionale Bilder zu erfassen

Diese Komponenten werden an den Versuch angepasst und im Kapitel 4 genauer erklärt.

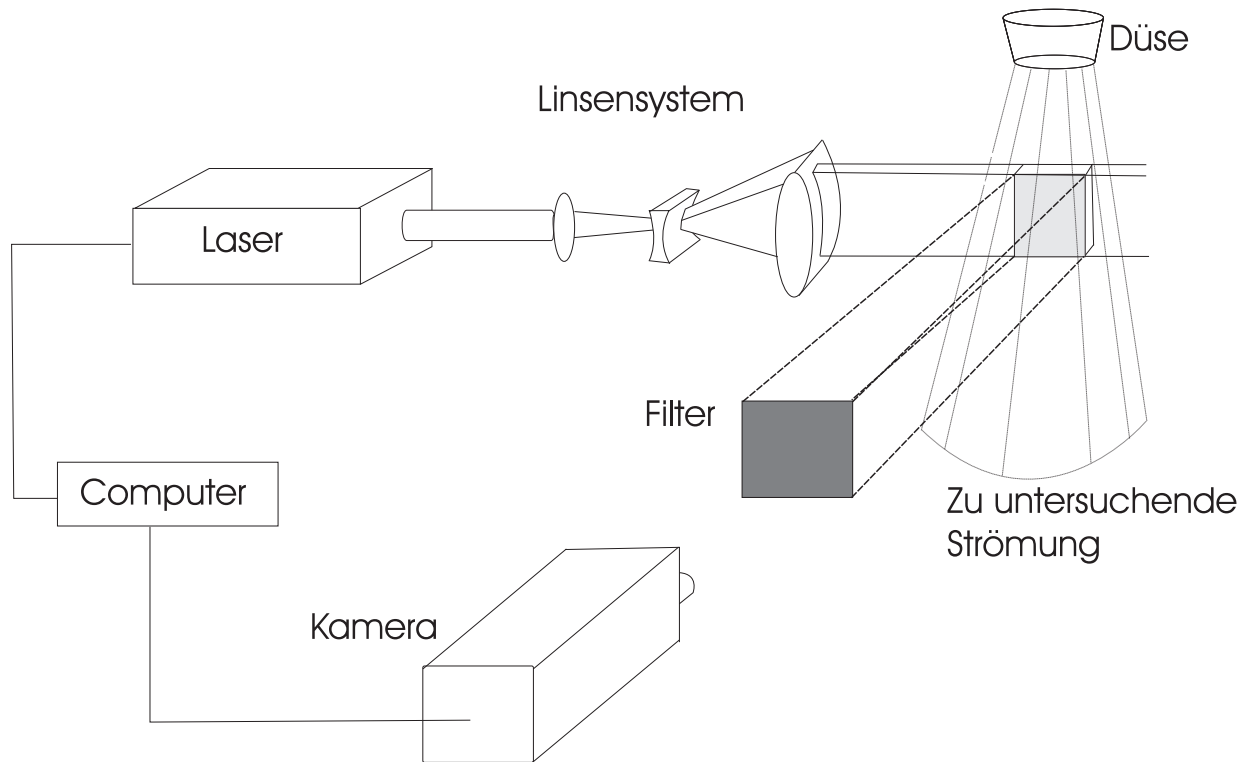


Abbildung 3.1: *Aufbau eines zweidimensionalen Laserinduzierte-Fluoreszenz Verfahrens*

## 3.2 Grundlagen

Die folgenden vereinfachten Darstellungen basieren auf [Bresson], [Graf] und [Eckbreth].

Nach der Quantenmechanik gibt es bei Atomen oder Molekülen mehrere Energieniveaus, die quantifiziert sind und die den Grund- oder Anregungszustand beschreiben. Um von einem Niveau zum anderen überzugehen, absorbieren oder emittieren Atome und Moleküle diskrete Energiemengen, sogenannte Photonen. Die Energie des Photons

$$E_{Ph} = h \cdot \nu = \frac{h \cdot u_l}{\lambda}$$

entspricht der Energiedifferenz zwischen dem Grund- und Anregungszustand.  $h$  ist das Planck'sche Wirkungsquantum,  $u_l$  die Lichtgeschwindigkeit, die mit der Frequenz  $f$  bzw. Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes verknüpft ist. Die Energie des Photons geht auf das Atom oder Molekül über.

Das Atom ist der kleinste chemisch nicht weiter teilbare Baustein der Materie. Es besteht aus einem Atomkern mit positiv geladenen Protonen und elektrisch neutralen Neutronen und einer Atomhülle aus negativ geladenen Elektronen. Atome mit der gleichen Anzahl an Protonen, sowie gleicher Kernladungszahl gehören zu demselben Element. Bei neutralen Atomen ist die Anzahl von Protonen und Elektronen gleich. Die physikalischen Eigenschaften der Atomhülle bestimmen das chemische Verhalten eines Atoms. Atome gleicher Kernladungszahl besitzen dieselbe Atomhülle und sind damit chemisch nicht unterscheidbar.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron sich an einem bekannten Raumpunkt befindet, wird durch eine Wellenfunktion angegeben. Der Wert dieser Funktion hängt von vier Quantenzahlen ab: Hauptquantenzahl  $n$ , Nebenquantenzahl  $l$ , magnetische Quantenzahl  $m$  und Spinquantenzahl  $s$ .

Mit Hilfe der Quantenzahlen wird die Atomenergie bestimmt. Diese „elektronische“ Energie besteht aus der Summe von der kinetischen Energie des Elektrons und von elektrostatisch potentieller Energie, die das Elektron mit dem Proton verbindet.

Ein Molekül hingegen ist ein Teilchen, das aus mindestens zwei zusammenhängenden Atomen besteht, welche durch kovalente Bindungen verbunden sind. Moleküle stellen die kleinsten Teilchen dar, die die Eigenschaften des zugrundeliegenden Stoffes haben. Im Vergleich zum Atom werden neben den beiden elektronischen Zuständen zwei andere Freiheitsgrade für das Molekül betrachtet: die Atomkerne können vibrieren und rotieren. Diese zusätzliche Möglichkeiten müssen im Energietransfer bezüglich dem Molekül betrachtet werden und werden VET (*Vibrational Energy Transfer*) bzw. RET (*Rotational Energy Transfer*) genannt.

Ein Atom oder Molekül hat in einem angeregten Zustand eine begrenzte Lebensdauer, weil die angeregten Zustände nicht stabil sind. Das heißt, dass es nicht in diesem Zustand bleibt, sondern in den Grundzustand (Zustand der geringsten Energie, abhängig von der Temperatur) zurückkehrt. Dies ist eine spezifische mittlere Zeitkonstante. Typischerweise liegt diese zwischen 1 und 100 ns. Dieser Übergang kann durch spontane

Emission von Photonen (Licht) schnell erfolgen. Sie wird Fluoreszenz genannt. Darüber hinaus gibt es andere Übergangsformen, auf die später eingegangen wird.

Das Messprinzip der *Laserinduzierten Fluoreszenz* (LIF) ist die Anregung bestimmter Moleküle mit schmalbandigen Laserlichtquellen und die Erfassung der darauffolgenden Lichtemissionen beim Übergang in den Grundzustand. Das Laserlicht, das die Teilchen im Messvolumen anregt, hat eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda_l$ . Die Fluoreszenz besitzt die gleiche oder eine größere Wellenlänge  $\lambda_f$  als das Laserlicht:  $\lambda_f \geq \lambda_l$ . Entspricht die Energie des Photons exakt der Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen dieses Moleküls kann es zur Anregung kommen. Nach der Lebensdauer im angeregten Zustand geht das Molekül in den Grundzustand zurück und emittiert dabei Fluoreszenzlicht. Dieses Fluoreszenzlicht wird durch eine CCD Kamera aufgenommen.

Die physikalischen Vorgänge während des Prozesses der Laserinduzierten Fluoreszenz sind komplex, aber können durch Modelle angenähert werden. Es ist möglich, diese Vorgänge mit dem sogenannten Zwei-Niveau-Modell gut zu beschreiben. Dieses ermöglicht, einen Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzleistung, der Laserintensität aber auch der Spezieskonzentration abzuleiten. Für die Beschreibung der Vorgänge ist das Vier-Niveau-Modell zwar besser aber komplizierter.

Im Zwei-Niveau-Modell liegt das Teilchen in nur zwei diskreten Zuständen vor: einem Grundzustand und einem angeregten Zustand höherer Energie. Wenn dieses Teilchen Laserlicht ausgesetzt ist, können folgende Prozesse stattfinden (siehe Abb.3.2):

1. Absorption  $b_{12}$ : Wenn ein Atom ein Photon absorbiert, dann geht dieses vom Grundzustand der Energie  $E_a$  in den angeregten Zustand höherer Energie  $E_b > E_a$  über. Es gewinnt Energie.
2. Spontane Emission  $A_{21}$ : Das Atom geht spontan unter Lichtemission vom angeregten Zustand in den Grundzustand über. Das ausstrahlende Photon hat keine bestimmte Richtung. Wenn die Lebensdauer kurz ist, wird dieser Übergang Fluoreszenz genannt, im Gegensatz zu Phosphoreszenzprozessen, die länger dauern.
3. Stimulierte Emission  $b_{21}$ : Passiert ein Photon das angeregte Atom so kann dieses ein Photon, das die gleichen Eigenschaften wie die einfallenden Photonen hat,

abstrahlen. In dieser stimulierten Emission, die die Reziproke vom Absorptionsvorgang ist, hat dieses Photon dieselbe Frequenz und die gleiche Propagationsrichtung wie die einfallende Strahlung. Das Atom verliert Energie.

*Bemerkung:* Dieser Vorgang der Lichtemission ist die Grundlage des Lasersprinzips.

4. Quenching  $Q_{21}$ : Durch Stöße mit den anderen Teilchen, verlässt das Teilchen den angeregten Zustand ohne Photonenemission. Seine Energie wird an die Stoßpartner abgegeben. Je dominierender dieses Phänomen ist, desto geringer wird das Fluoreszenzsignal. Quenching hängt von der Zusammensetzung, der Temperatur und der Konzentration der Moleküle in der Umgebung ab.

Bei den Tracer-LIF Messungen wird das Fluoreszenzsignal des Tracers aufgenommen, um daraus Spezieskonzentrationen zu berechnen. Die nicht fluoreszierende Prozesse müssen vermindert werden, um dieses Signal nicht zu sehr zu stören. Die Lösung ist die Temperatur und den Druck konstant zu halten, damit die Quenchingrate nicht schwankt. Bezüglich der ausstrahlenden Photonen der stimulierten Emission besitzen sie dieselbe Richtung wie die einfallende Laserstrahlung. Die Richtung der Kamera ist zur Laserrichtung von  $90^\circ$  verdreht. Also kann diese Emission für das Fluoreszenzsignal vernachlässigt werden.

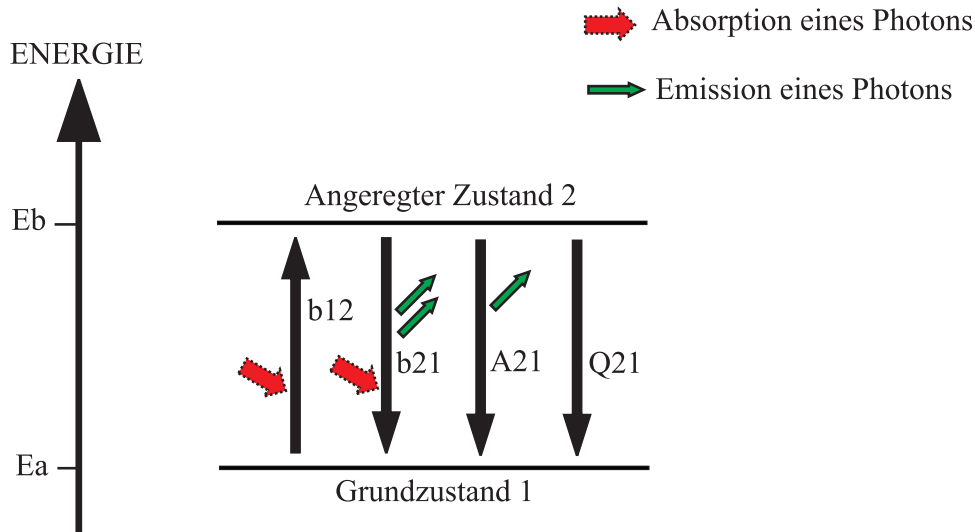


Abbildung 3.2: Zwei-Niveau-Modell mit den verschiedenen Prozessen: Absorption  $b_{12}$ , stimulierte Emission  $b_{21}$ , spontane Emission  $A_{21}$  und Quenching  $Q_{21}$

Die detektierte Fluoreszenzleistung  $S_f$  hängt von der Besetzung des angeregten Zustandes gemäß folgender Gleichung ab [Bessler].

$$S_f = h\nu \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot V \cdot A_{21} \cdot N_2 = K \cdot A_{21} \cdot N_2 \quad (3.1)$$

mit:

$h\nu$  als Energie des Fluoreszenzphotons

$\frac{\Omega}{4\pi}$  als erfasster Raumwinkel

$V$  als angeregtes Volumen

$A_{21}$  als Einsteinkoeffizient der spontanen Emission

$N_2$  als Besetzung des angeregten Zustandes: Anzahl der Atome im angeregten Zustand.

$K$  als Konstante:  $K = h\nu \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot V$

Die zeitlichen Änderungen der zwei möglichen Zustände beschreiben die folgenden beiden Gleichungen:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 \cdot b_{12} + N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (3.2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) + N_1 \cdot b_{12} \quad (3.3)$$

mit  $N_1$  bzw.  $N_2$  als Besetzung des Grundzustandes bzw. angeregten Zustandes.  $b_{12}$ ,  $b_{21}$ ,  $A_{21}$  und  $Q_{21}$  sind konstante Übergangsraten für die Absorption, stimulierte Emission, spontane Emission und Quenching.

Der Teil  $[-N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21})]$  der zweiten Gleichung beschreibt die Anzahl der Atome, die das zweite Niveau verlassen. Der Teil  $[N_1 \cdot b_{12}]$  gibt die Anzahl der Atome an, die zum zweiten Niveau kommen. Bezüglich der ersten Gleichung basieren die zeitlichen Änderungen des Zustandes 1 auf demselben Prinzip.

Um die Gleichungen zu lösen, sind zwei Randbedingungen einzuführen: am Zeitpunkt  $t=0$  sind fast keine Teilchen angeregt und die Gesamtbesetzung  $N_1(t) + N_2(t)$  bleibt immer konstant.

Die Lösung für  $N_2$  ist:

$$N_2(t) = N_1^0 \cdot \frac{b_{12}}{b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3.4)$$

mit der konstanten Teilchenzahl  $N_1^0 = N_1(t) + N_2(t)$

und der Zeitkonstante  $\tau = \frac{1}{b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}}$

Gemäß der typischen Werte der Zeitgrößen kann der Exponentialteil vernachlässigt werden, weil die Zeit  $t$ , die die Laserpulsdauer darstellt, sehr groß gegenüber  $\tau$  ist.

Folglich wird  $N_2$ :

$$N_2 = N_1^0 \cdot \frac{b_{12}}{b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}} \quad (3.5)$$

[Eckbreth] gibt den folgenden Ausdruck für die Übergangsraten  $b_{12}$  und  $b_{21}$  an:

$$b_{12} = B_{12} \cdot \frac{I}{u_l} \quad (3.6)$$

$$b_{21} = B_{21} \cdot \frac{I}{u_l} \quad (3.7)$$

mit:

$B_{12}$  als Einsteinkoeffizient der stimulierten Absorption

$B_{21}$  als Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission  
 $I$  als spektrale Energiedichte der einfallenden Laserstrahlung  
 $u_l$  als Lichtgeschwindigkeit.

Auf diese Weise gilt  $N_2$ :

$$N_2 = N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{I_{sat}}{I}} \quad (3.8)$$

mit  $I_{sat}$  als Sättigungsintensität:  $I_{sat} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \cdot u_l$ .

Über diese Gleichungen ergibt sich die Fluoreszenzleistung  $S_f$ :

$$S_f = K \cdot N_1^0 \cdot A_{21} \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{I_{sat}}{I}} \quad (3.9)$$

Gleichung 3.9 stellt den Zusammenhang zwischen der Laserintensität und der Fluoreszenzleistung (d.h. Fluoreszenzintensität) dar.

Dank diesem Ergebnis ist es jetzt möglich, die Teilchenkonzentrationen aus Fluoreszenzmessungen zu ermitteln. Aber das erfordert die Kenntnis der Koeffizienten.

Drei unterschiedliche Bereiche treten in diesem Zusammenhang auf:

1. Das lineare Regime: wenn  $I \ll I_{sat}$  ist das Verhalten der Fluoreszenzleistung  $S_f$  mit Laserintensität linear:

$$S_f = K \cdot N_1^0 \cdot B_{12} \cdot \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \cdot I \quad (3.10)$$

Der Term  $\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}$  wird Stern-Volmer Faktor genannt. Er bezeichnet den Bruchteil der Photonen, die Licht emittieren, im Verhältnis zu potenziellen Photonen, die freigegeben werden. Dieser Bruch kann als einen Ausdruck der Fluoreszenzausbeute betrachtet werden.

*Bemerkung:* Der Term  $N_1^0 \cdot B_{12} \cdot \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \cdot I$  ist eine Annäherung der Fluoreszenzrate im stationären Zustand [Photonenzahl/cm<sup>3</sup>/s].

2. Das gesättigte Regime: wenn  $I \gg I_{sat}$  ist die Fluoreszenzleistung  $S_f$  von der Laserintensität unabhängig und stagniert trotz zunehmender Laserintensität:

$$S_f = K \cdot N_1^0 \cdot A_{21} \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \quad (3.11)$$



3. Dazwischen gibt es einen Übergangsbereich, innerhalb dessen keine Proportionalität besteht.

Beim Betrieb im gesättigten Regime würde eine sehr große Laserintensität benötigt und es können unbeherrschbare Phänomene auftreten, wie zum Beispiel Photodissoziation. In diesem Fall verursacht die Photonenenergie eine Zersetzungsreaktion der Moleküle. Dieses Regime muss während der Versuche vermieden sein.

Für die Messungen ist es erforderlich, in dem linearen Regime zu bleiben, damit die relative Spezieskonzentration durch das Verhältnis der Fluoreszenz- und Laserintensität ermittelbar bleibt. Außerdem ist es notwendig, konstante Versuchsbedingungen (Druck, Temperatur) während der Messung zu erhalten, um die Energieabgabe durch nicht emittierende Vorgänge (Quenching) auf einem konstanten Niveau und somit den Stern-Volmer Faktor konstant zu halten. Wenn das nicht der Fall ist, wird eine Konzentrationsbestimmung unmöglich.

In Wirklichkeit ist dieses Zwei-Niveau-Modell ein sehr einfaches Modell, um das Fluoreszenzverhalten zu beschreiben. Ein anderes Modell, das genauer ist, ist das Vier-Niveau-Modell. Dieses berücksichtigt weitere Prozesse der Energieabgabe, die einen Einfluß auf das LIF-Signal haben. Diese Prozesse sind Stoßprozesse.

Der Grundzustand und der angeregte Zustand, die elektronische Zustände sind, sind in eine Vielzahl von Vibrationsniveaus aufgespalten. Diese Vibrationsniveaus bestehen aus mehreren Rotationszuständen. Das bedeutet, es existieren mehr Energieaustauschmöglichkeiten als im Zwei-Niveau-Modell. Wenn ein Molekül von einem höheren Rotationszustand in einen niedrigeren Rotationszustand des gleichen Vibrationszustandes übergeht, wird dieser Vorgang Rotational Energy Transfer (RET) genannt. Wenn es gleichzeitig den Vibrationszustand ändert, wird dieser Vorgang Vibrational Energy Transfer (VET) genannt. Diese zwei Prozesse sind strahlungslos, aber verhindern nicht die Rückkehr des Moleküls zum Grundzustand und die damit verbundene Fluoreszenz. Sie vermindern nur die Stärke des Fluoreszenzsignals. Im Vergleich zu RET und VET ist Quenching wichtiger für die Fluoreszenz, weil das Molekül den elektronischen Zustand ändert und kein Photon ausstrahlt. Durch Quenching wird das Fluoreszenzsignal verfälscht. Deshalb muss die Quenchingrate konstant bleiben, um keinen Fehler in den relativen Messungen herbeizuführen.

Bei diesem Modell werden mehr Prozesse, die eine Abnahme der Fluoreszenz verursachen, betrachtet.

Dabei müssen mehrere neue Elemente oder Änderungen berücksichtigt werden:

- die Besetzung des Zustandes 1: sie lässt sich durch eine Boltzmann-Funktion  $f_B(T)$  in Abhängigkeit von Temperatur und Gesamtbesetzung  $N_0$  beschreiben:

$$N_1 = f_B(T) \cdot N_0$$

- die Überlappung des Spektralprofils des Laserlichts mit dem spektralen Profil der Absorptionslinie:  $I_\nu = I \cdot g(p, T)$ , mit  $g$  als spektrale Überlappungsfunktion bezeichnet, die von Druck und Temperatur abhängt.
- die Erweiterung des Stern-Volmer-Faktors: wegen der neuen möglichen Zustände, berechnet sich die Fluoreszenzausbeute  $\phi(p, T)$  als Summe von Stern-Volmer-Faktoren zwischen verschiedenen inneren Zuständen (Rotations- und Vibrationszustand) der elektronischen Niveaus:

$$\phi(p, T) = \sum_{k,j} \frac{A_{kj}}{A_{kj} + Q_k(p, T)}$$

mit  $k$  bzw.  $j$  Zustände aus dem angeregten Niveau bzw. dem Grundniveau darstellen.

- ein Faktor  $\eta$ , der die Nachweiseffizienz des Detektionssystems und der Nachweisoptik übersetzt. Sein Wert liegt zwischen 0 und 1.

Daraus ergibt sich die Fluoreszenzleistung im linearen Regime zu:

$$S_{if} \propto N_0 \cdot f_B(T) \cdot B_{12} \cdot I_\nu(p, T) \cdot \sum_{k,j} \frac{A_{kj}}{A_{kj} + Q_k(p, T)} \cdot \eta \quad (3.12)$$

Diese Gleichung lässt sich in drei Elemente gliedern:

- der Teil  $[N_0 \cdot f_B(T) \cdot B_{12} \cdot I_\nu(p, T)]$  zeigt, dass die Fluoreszenz von Absorptionsprozessen abhängt.
- der Teil  $[\sum_{k,j} \frac{A_{kj}}{A_{kj} + Q_k(p, T)}]$  beschreibt den Einfluss der Emissionsprozesse auf die Fluoreszenz.
- der Teil  $[\eta]$  stellt die Effizienz des Detektionssystems auf die Fluoreszenzerfassung dar.

Die Auswirkungen der nicht fluoreszierenden Prozesse auf das Fluoreszenzsignal sind schwer zu bewerten. Deswegen werden die gemessenen Werte (Intensität) während der Versuche nicht absolut, sondern relativ bestimmt. Unter der Voraussetzung, dass die Temperatur und der Druck konstant sind, wird der Zusammenhang 3.12 vereinfacht.  $N_0$ , das die Spezieskonzentration beschreibt, ist durch das Verhältnis zwischen die Fluoreszenz-  $S_f$  und Laserintensität  $I$  gegeben.

Durch geeignete Korrekturen und Normierung kann dann bei der Auswertung die Molekülkonzentration bestimmt werden.

### 3.3 Tracer-LIF

Es gibt Moleküle, die trotz einer Laseranregung nicht fluoreszieren können. Die Wellenlänge des Anregungslaserlichts liegt hier außerhalb der Spezifikation der Laserlichtquellen. Auf diese Weise werden sie durch das direkte LIF Verfahren nicht erfasst, so zum Beispiel bei einigen Kraftstoffen, Stickstoff,  $CO_2$ . Gemäß [Andersson] und [Hernandez] fluoresziert Dimethylether nicht oder nur schwach. Dies wird auch in der TROJA-Anlage überprüft: Dimethylether wird in die Kammer eingedüst und der Laserstrahl wird unter der Düse eingerichtet. Die Bildaufnahmen haben kein Fluoreszenzsignal gezeigt.

Um die Konzentration dieser nicht fluoreszierenden Spezies dennoch zu erfassen, wird es mit einem fluoreszierenden Tracer gemischt. Diese Methode, die zur Ermittlung der Konzentrationsverteilung von Stickstoff und Dimethylether benutzt wird, wird *Tracer-LIF* genannt.

#### 3.3.1 Definition und Anforderung an einen Tracer

Der eingesetzte Tracer, der prinzipiell gasförmig oder flüssig sein kann, muss besondere Eigenschaften besitzen, damit die Fluoreszenz mit minimaler Änderung der Strömung erfasst werden kann. Er soll mit den untersuchten Molekülen, die nicht fluoreszieren, auf homogene Weise und idealerweise mit einer bekannten Konzentration gemischt werden. Weiterhin sollen die Tracermoleküle dem zu untersuchenden Gas folgen: die Anzahl der Tracermoleküle ist dann stets proportional zur Konzentration des zu untersuchenden Gases. Es ist also erforderlich, das Gas mit einer kontrollierten

und zeitlich stabilen Konzentration zu impfen.

Geeignete Tracer sind beispielsweise Ketone, Aldehyde, Farbstoffe oder Aromate.

[Schneiders] listet die Anforderungen an ein guten Tracer auf:

- Absorptionsspektrum des Tracers liegt im Bereich der Wellenlänge des zur Verfügung stehenden Lasers
- Fluoreszenzspektrum soll zur Anregungswellenlänge deutlich frequenzverschoben sein, um eine gute Trennung von Fluoreszenz- und Streustrahlung zu erreichen
- Optisch dünn zur Minimierung der Absorption des Laserlichtschnitts im Messvolumen
- Linearer Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracerkonzentration im Gasgemisch
- Linearer Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Energiedichte der Laseranregung ohne Auftreten von Sättigungseffekten
- Kurze Fluoreszenzlebensdauer für eine gute zeitliche Auflösung
- Abschwächung der Fluoreszenzintensität durch Quenching minimieren
- Geringe toxische Eigenschaften und keine chemische Aggressivität gegenüber Komponenten der Versuchsstrecke.

Das Acetonmolekül, das sehr oft als Tracer benutzt wird, besitzt die folgenden Eigenschaften, die für das LIF Verfahren interessant sind ( [Bresson], [Lozano]):

- Kontinuierliche Absorption im UV Bereich zwischen 220 und 320 nm: mehrere starke Laser liegen in diesem spektralen Bereich
- Starke Fluoreszenz und geringe Empfindlichkeit für Quenching
- Fluoreszenz ist leicht zu erfassen, weil sie in den sichtbaren Bereich (350 bis 500 nm) verschoben ist
- Kurze Fluoreszenzzeit (ca. 4 ns), die eine gute zeitliche Auflösung ermöglicht

- Hohe Seedingrate möglich aufgrund seines hohen Partialdrucks bei normalen Umgebungsbedingungen [Ambrose]
- Nicht korrosives Verhalten, schwache Toxizität, keine chemische Reaktion mit Ethan, Dimethylether ( [Curran] und [Dupont]) oder Stickstoff
- Billig

Infolgedessen wird Aceton für das Projekt gewählt und dem Stickstoff beigemischt.

### 3.3.2 Acetonmolekül: Energietransfer

Um die Abhängigkeit der Acetonfluoreszenz zu erklären, ist es nötig, das Aceton an das Vier-Niveau-Modell anzupassen [Yuen].

Es gibt drei elektronische Zustände  $S_0$ ,  $S_1$  und  $T_1$  der Acetonmoleküle, die im Photonemissionprozess im UV Bereich auftreten (siehe Abb.3.3):

1. das *Grundsinglet*  $S_0$
2. das erste angeregte *Singlet*  $S_1$
3. das erste angeregte *Triplet*  $T_1$

Der Zustand 1 ist das *Grundsinglet*  $S_0$ . Die Zustände 2 bzw. 3 sind Niveaus von geringer bzw. hoher Vibrationsenergie im ersten angeregten *Singlet*  $S_1$ . Der Zustand 4 ist das erste angeregte *Triplet*  $T_1$ . Das Grundtriplet wird in diesem Modell vernachlässigt.

Die wichtigsten Übertragungen zwischen den verschiedenen Zuständen sind [Schulz]:

- $1 \rightarrow 3$ : Anregung des Moleküls durch das Laserlicht
- $3 \rightarrow 2$ : Vibrationsenergietransfer (VET) mit der Rate  $k_{coll}$
- $3 \rightarrow 1$  und  $2 \rightarrow 1$ : Fluoreszenzprozess mit der Rate  $k_{fl}$
- $3 \rightarrow 4$  und  $2 \rightarrow 4$ : Durchgang zu den *Tripletzuständen* mit der Rate  $k_{nr}$ : es erfolgt strahlungslos, so dass das Fluorezenzsignal verringert wird.
- $4 \rightarrow 1$ : Quenching mit der Rate  $k_q$  oder Phosphoreszenz mit der Rate  $k_{ph}$

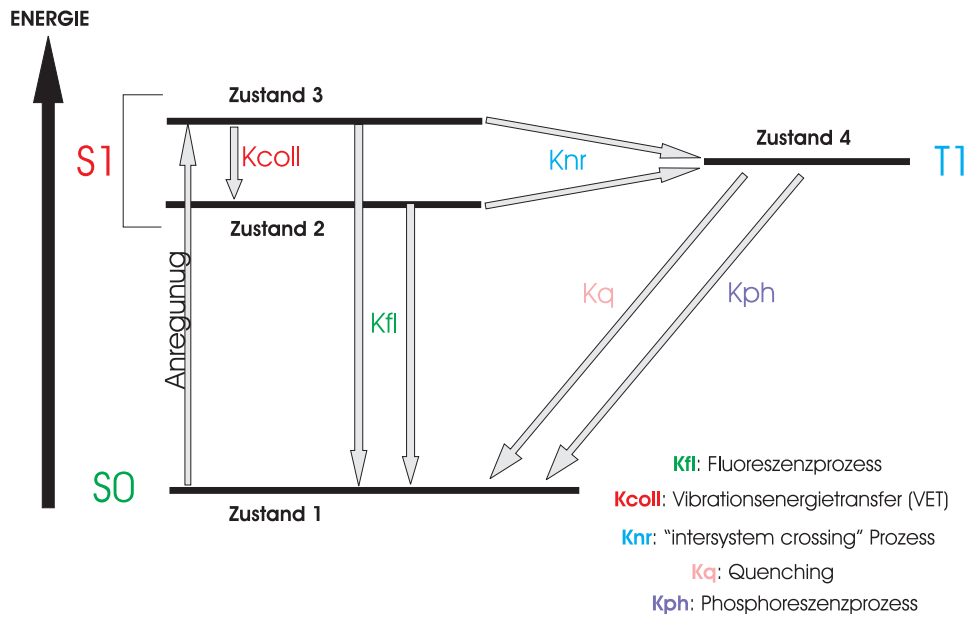


Abbildung 3.3: Das Vier-Niveau-Modell für Aceton LIF

Tatsächlich stellen diese Raten eine Reaktionsgeschwindigkeit in  $[s^{-1}]$  dar. Sie bedeuten die Anzahl der Moleküle pro Sekunde, die den betroffenen Prozess erfahren. Zum Beispiel ist  $k_{fl}$ , die Anzahl der Moleküle pro Sekunde, die fluoreszieren. Je größer die Konstante ist, desto stärker ist die Auswirkung des Phänomens auf die Fluoreszenz. Beispielsweise gelten diese konstanten Werte von verschiedenen Autoren für Stickstoff bei  $p=1\text{atm}$  und  $T=300\text{K}$ :  $k_{fl} = 8 \cdot 10^5 s^{-1}$  [Hansen],  $k_{nr} = 3,8 \cdot 10^8 s^{-1}$  [Hansen],  $k_{coll} = 10^{10} s^{-1}$  [Bresson],  $k_q = 4 \cdot 10^5 s^{-1}$  [Borge] und  $k_{ph} = 95 s^{-1}$  [Kaskan]. Da  $k_{coll}$  größer als  $k_{nr}$  ist, dominiert das VET-Phänomen im Vergleich zu dem strahlungslosen Durchgang zu den *Tripletzuständen*.

[Yuen] schreibt, dass diese Differenz mit zunehmendem Druck immer größer wird, was eine Erhöhung der Fluoreszenzausbeute bedeutet. Der Grund ist, dass die Moleküle, die Vibrationsenergieübertragung durch Stöße erfahren, immer noch fluoreszieren können. Sie bleiben in dem Zustand  $S_1$  und können danach auf  $S_0$  übergehen. Dagegen sind die Moleküle, die sich nach  $T_1$  richten, für das Fluoreszenzsignal verloren. Also verursacht eine Druckerhöhung weniger Fluoreszenzverluste, was in Zusammenhang mit den Versuchsparametern in der vorliegenden Arbeit von Vorteil ist.

### 3.3.3 Fluoreszenzausbeute bei Aceton

Seit der ursprünglichen Forschung von [Lozano] haben viele andere Autoren Aceton erfolgreich als Tracer eingesetzt. Ihre Untersuchungen haben die Eignung dieses Moleküls gezeigt, einen idealen Tracer für in Gasströmungen angewandtes Planar-LIF Verfahren zu sein. Obwohl Lozano behauptete, dass die Fluoreszenz des Acetonmoleküls druckunabhängig bei Drücken im Bereich von 1 atm, aber auch unabhängig von der Temperatur ist, finden andere Wissenschaftler in neueren Berichten ([Thurber], [Yuen], [Grossmann]) schwache Abhängigkeiten.

Leider sind diese Ergebnisse nur für mittlere Drücke gültig (bis 15 bar) und für das vorliegende Projekt wegen des Druckbereichs bis 40 bar nicht unmittelbar anwendbar. [Thurber] stellt einen Ausdruck des Fluoreszenzsignals eines Tracers (z.B Aceton) vor, der die verschiedenen Abhängigkeiten aufzeigt:

$$S_f \propto \left[ \frac{\chi_{Aceton} \cdot P}{k \cdot T} \right] \cdot \sigma(\lambda, T) \cdot \phi(\lambda, T, P, \sum_i \chi_i) \quad (3.13)$$

mit  $\frac{\chi_{Aceton} \cdot P}{k \cdot T}$  als Molekular-dichte des Tracers [ $cm^{-3}$ ] mit  $\chi$  als Tracermolenbruch,  $P$  als Gesamtdruck,  $k$  als Boltzmannkonstante und  $T$  als Temperatur,  $\sigma$  als Molekularabsorptionsquerschnitt des Tracers [ $cm^2$ ] und  $\phi$  als Fluoreszenzausbeute.

Unter der Voraussetzung [Thurber], dass die Wirkungen der Kompositionsschwankungen auf die Fluoreszenzausbeute vernachlässigt werden können, zeigt Gleichung 3.13 die Proportionalität des Fluoreszenzsignals mit dem Molenbruch für isotherme und isobare Bedingungen und einer gegebenen Wellenlänge. Aber diese Bedingungen sind in Wirklichkeit schwer zu erreichen. Während der Experimente muss deshalb sichergestellt sein, dass keine Temperatur- und Druckschwankungen auftreten.

Die Folgen einer Temperaturzunahme werden beispielsweise von [Thurber] für Umgebungsdruck (1 atm) dargestellt (siehe Abb.3.4): die Fluoreszenzausbeute nimmt mit zunehmender Temperatur (300 bis 1000 K) ab, aber die Steigung hängt von der Wellenlänge ab. Damit die Temperaturschwankungen geringere Einflüsse auf die Fluoreszenz haben, sind größere Anregungswellenlängen zu bevorzugen.

Thurber sagt ebenfalls wie [Yuen] and [Grossmann], dass die Fluoreszenzausbeute mit zunehmendem Druck (1 bis 15 bar) einen Sättigungswert annimmt, der von der Wellenlänge abhängt. Jedoch gelten diese Eigenschaften für eine Mischung mit Stickstoff unter Umgebungstemperatur und einem geringen Acetonpartialdruck (siehe Abb.3.5).

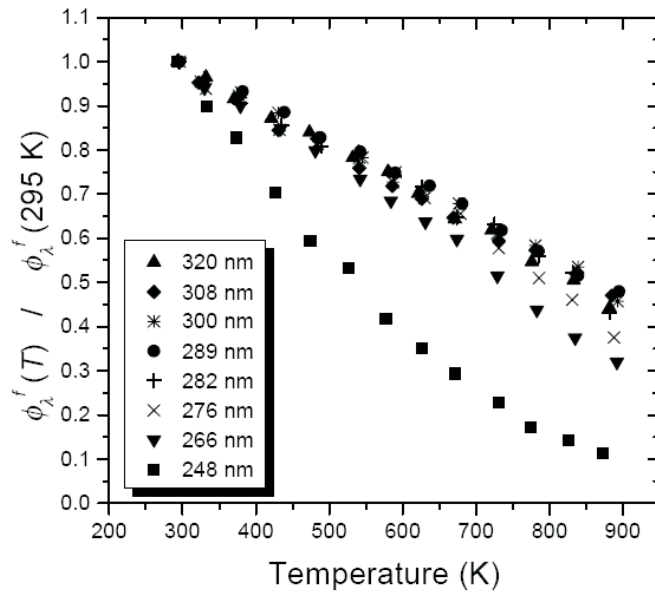


Abbildung 3.4: Relative Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzausbeute für verschiedene Wellenlängen nach [Thurber].

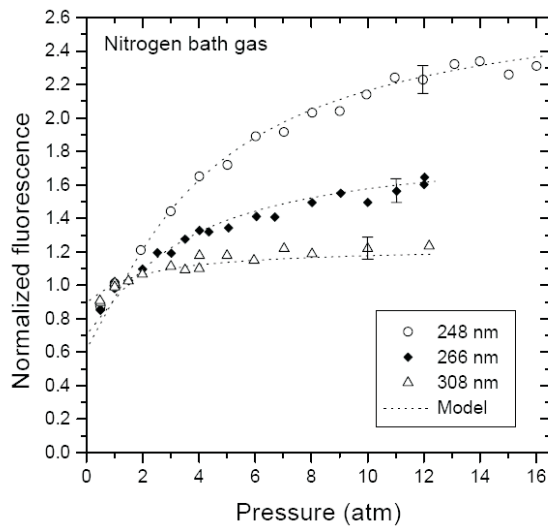


Abbildung 3.5: Druckabhängigkeit der Fluoreszenz pro Acetonmolekül in einer Mischung mit Stickstoff für Anregungswellenlängen von 248, 266 und 288 nm nach [Thurber]. Der Acetondruck beträgt 0.025 atm. Die Daten sind normalisiert.



Zum Schluss merkt Thurber an, dass die Abhängigkeit der Fluoreszenz von Druck, Temperatur und Komposition bei großen Anregungswellenlängen geringer ist.

### 3.3.4 Das Absorptionsspektrum von Aceton

Die Anregung der Acetonmoleküle hängt von der Wellenlänge des Laserlichts ab. Im Gegensatz zum OH-Molekül, bei dem diskrete Linien der Absorption auftreten, besitzt das Aceton-Molekül ein quasi-kontinuierliches Spektrum.

Die Absorption des Acetons ist dennoch abhängig von der Wellenlänge des Laserlichts. Für eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda_{max}$  ist die Absorption maximal, wobei sich dieser Wert mit der Temperatur ändert.

[Thurber] hat gezeigt, dass das Absorptionsspektrum von Aceton sich mit zunehmender Temperatur verschiebt (siehe Abb.3.6).

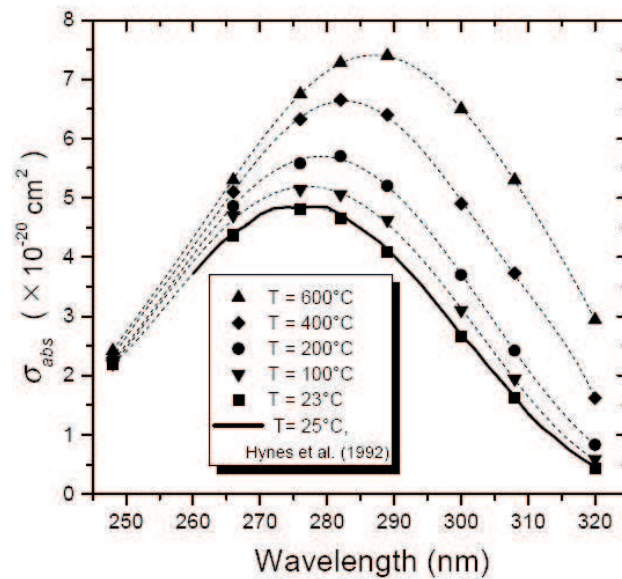


Abbildung 3.6: Absorptionsspektrum von Aceton in Abhängigkeit von Anregungswellenlängen für verschiedene Temperaturen nach [Thurber].

Im Rahmen dieser Forschungsarbeiten beträgt  $\lambda_{max} = 285 \text{ nm}$  für eine Kammertemperatur von circa  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ . Die Wellenlänge des benutzten Lasers beträgt  $266 \text{ nm}$  und entspricht einem Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{abs}$  von circa  $4,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  und damit gilt:

$$\sigma_{abs}(T = 500^\circ\text{C}, p = 1\text{bar}, \lambda = 266\text{nm}) > 0,5 \cdot \sigma_{abs}(T = 500^\circ\text{C}, p = 1\text{bar}, \lambda = 285\text{nm})$$

Diese Gleichung zeigt, dass die Fluoreszenzausbeute bei  $\lambda = 266\text{nm}$  und  $T=500\text{ }^\circ\text{C}$  für den Versuch groß genug ist, um verwertbare Bilder der Tracerfluoreszenz zu erfassen.

Leider sind keine Daten über das Verhalten des Absorptionsspektrums von Aceton bei höheren Drücken verfügbar. Die ersten Versuche zeigten jedoch, dass die Laserwellenlänge von 266 nm trotz eines hohen Drucks geeignet ist, um ausreichend erfassbare Fluoreszenz zu produzieren.

# Kapitel 4

## Messaufbau

### 4.1 Die Versuchsanlage TROJA

Die Versuchsanlage TROJA (**T**ransient **O**pen **J**et for **A**uto-Ignition) ist eine zylindrische Kammer mit vier paarweisen gegenüberliegenden Schaufenster (Glasscheiben), um das Strömungsverhalten des injizierten Gases am Austritt der Düse zu visualisieren und mit laseroptischen Methoden zu messen (siehe Abb.4.1). Der Druckbehälter ist so ausgelegt, um den Versuchsbedingungen (40 bar Druck und 500 °C an der Wand) standzuhalten. Der Innendurchmesser beträgt 102 mm bei einer Länge von 500 mm, das einem Volumen von ca. 5 Liter entspricht.

Der obere Deckel enthält fünf Öffnungen (siehe Abb.4.2): vier sind für die Spülung mit synthetischer Luft oder Stickstoff und durch die Mitte verläuft eine Rohrdüse von 200 mm Länge und einem Innendurchmesser von 2 mm . Das Brenn- oder Inertgas wird mittels eines modifizierten Benzin-Injektors (für Motor des *VW-Lupo*) der Firma *Bosch* eingedüst. Eine Eigenschaft des *VW-Lupo* Injektors, auf dem die Düse montiert ist, sind seine zeitlich reproduzierbaren und exakt einstellbaren Öffnungszeiten. Darüber hinaus ist die Spule des Magnetventils verändert worden. Um den Einsatz bei hohen Temperaturen zu gewährleisten, wurde der lackisolierte Kupferdraht und Kunststoffführungen durch temperaturfeste Materialien ersetzt.

Die verschiedenen Temperaturen und Drücke im System, wie zum Beispiel die Temperatur des Spülgases, des Injektors, der Kammerwände oder der Druck in der Kammer und der Eindüsdruck, müssen jederzeit mit Thermoelementen und Druckaufnehmern erfasst werden. Diese werden über ein *LabView*-Programm auf dem Computer über-

wacht (siehe Abb.4.3). Im Fall einer Druckerhöhung wird das in der Zündkammer liegende Gas durch ein Sicherheitsventil nach Außen geführt.

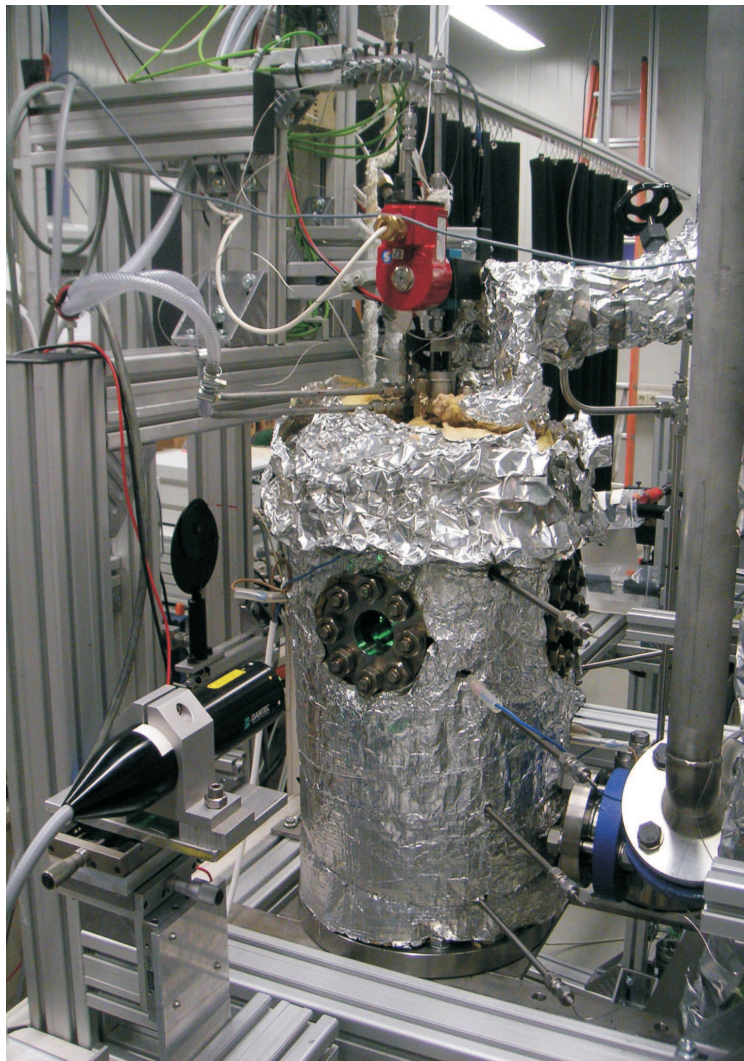


Abbildung 4.1: *Bild des Druckbehälters*

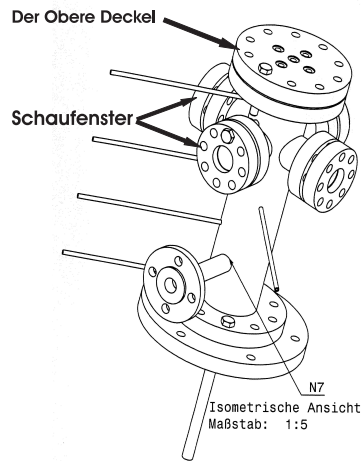


Abbildung 4.2: Zeichnung des Druckbehälters

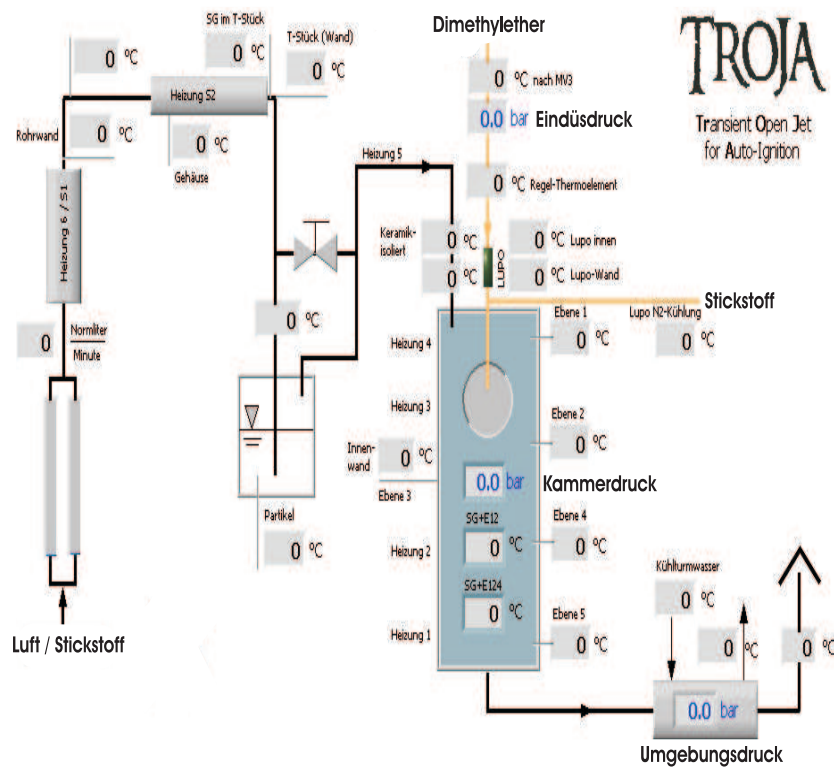


Abbildung 4.3: Grafische Oberfläche zur Überwachung des Systems

## 4.2 Versuchsanordnung für Tracer-LIF-Messungen

Der schematische Aufbau der Versuchsanlage zur Messung der Konzentration im Freistrah, wird in Abbildung 4.4 dargestellt.

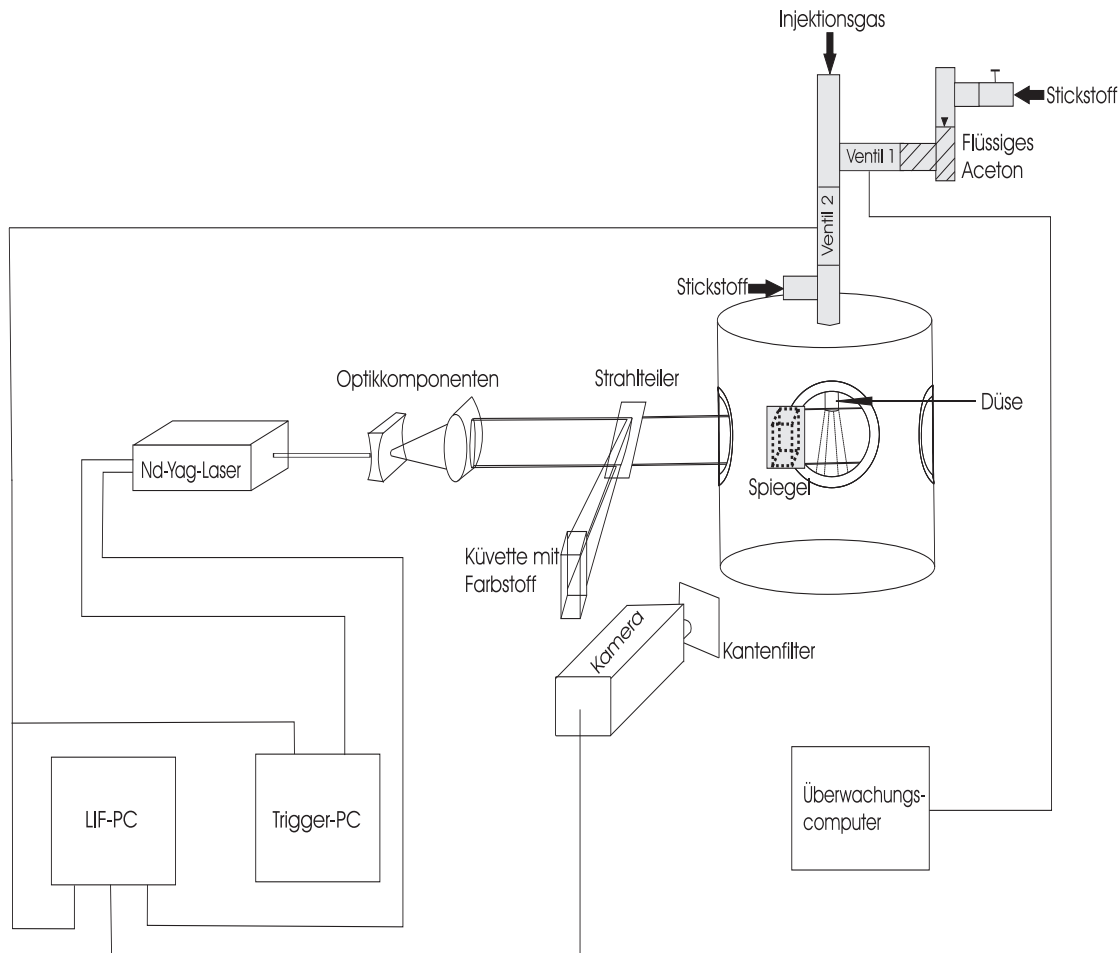


Abbildung 4.4: Versuchsanlage TROJA für LIF-Messungen

Seine wesentlichen Komponenten sind:

- ein Nd-Yag-Laser (Spectra Physics GCR 100), der Laserstrahlen mit den Wellenlängen 1064, 532, 355 oder 266 nm emittieren kann. Während der Konzentrationsmessungen werden die Acetonmoleküle in der Strömung durch das Laserlicht mit einer Anregungswellenlänge von 266 nm angeregt. Die Pulsdauer beträgt ca. 8 ns. Die Laserenergie wird auf 2,5 mJ pro Puls begrenzt, um nachfolgende Optikkomponenten zu schützen.

- Optikkomponenten, die den 4mm-Durchmesser-Laserstrahl in einen Lichtschnitt von circa 0,2 mm Breite und 50 mm Höhe unter der Düse umwandeln. Die gemessene Energiedichte nach den Linsen beträgt  $5 \text{ J/m}^2$ .

Dieses Optiksysteem besteht aus (siehe Abb.4.5):

- Zwei Spiegel, die den Laserstrahl auf das Niveau der Kammerfenster umlenken.
- Eine Blende zur Verbesserung der Strahlqualität.
- Zwei sphärische plan-konvex Linsen von 400 bzw. 30 mm Brennweite, deren Brennpunkte zusammenfallen, um den Laserdurchmesser zu verkleinern.
- Eine zylindrische plan-konvex Linse, die den Laserstrahl in vertikaler Richtung aufweitet.
- Zwei zylindrische plan-konkav Linsen, die die Lichtschnitthöhe weiter vergrößern.
- Eine andere plan-konvex Linse parallelisiert den Lichtschnitt und sorgt dafür, dass die dünnste Stelle unter der Düse liegt.

Beim Einstellen des Optiksystems sind folgende Punkte zu berücksichtigen:

- Die Linsen müssen aus Quarzglas sein, um Lichtabsorption zu minimieren.
  - Die Energie des Lasers darf nicht zu hoch sein, damit die Linsen nicht zerstört werden.
  - Der Laser hat die Klasse 4 und muss deshalb kontrolliert geführt werden unter Vermeidung von Reflektionen.
- ein Aufspaltungssystem, um Bildkorrekturen infolge der von Puls zu Puls variierenden Laserleistung zu ermöglichen. Nach den Optikkomponenten wird das Laserlicht durch ein Glasplättchen in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Der erste Teilstrahl leuchtet das Messvolumen in der Kammer unter der Düse aus. Der zweite Teilstrahl wird auf eine Quarzglasküvette abgelenkt, um den Farbstoff (Coumarin 153) zur Fluoreszenz anzuregen. Ein Spiegel wird neben einem Schaufenster so positioniert, dass er das Licht der angestrahlten Quarzglasküvette in Richtung der Kamera reflektiert. Auf diese Weise nimmt die Kamera zwei Bilder auf (siehe Abb.4.6): eines der angestrahlten Quarzglasküvette im unteren



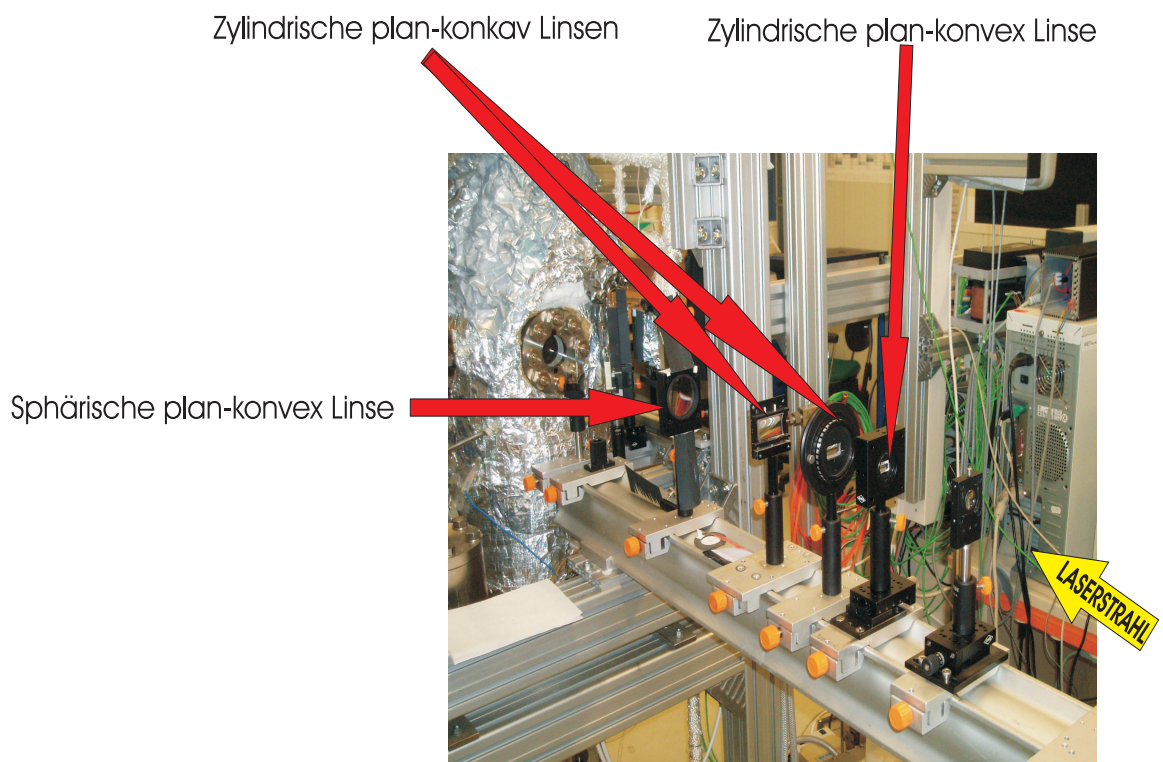
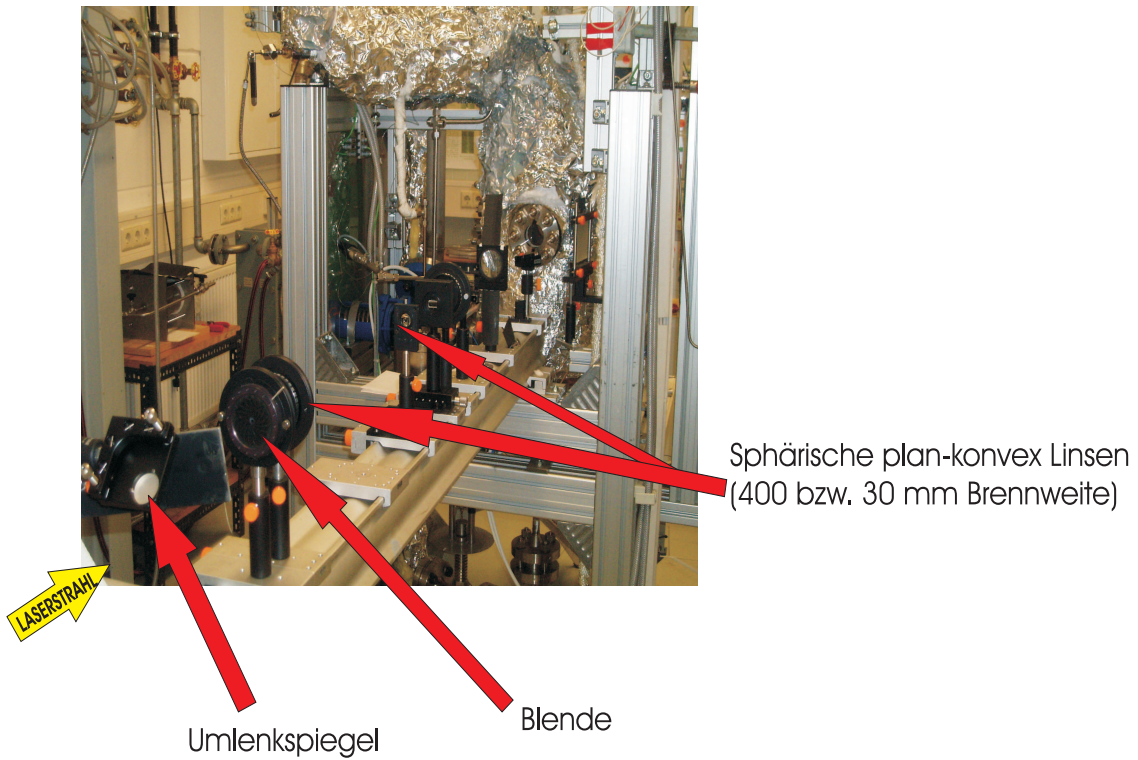


Abbildung 4.5: *Optiksystem der TROJA-Anlage für LIF-Messungen*



Teil und das andere von der fluoreszierenden Strömung in der Kammer. Hierdurch werden sowohl die momentane Laser- als auch Fluoreszenzintensität zum Vergleich erfasst, das für die Bildkorrektur erforderlich ist.

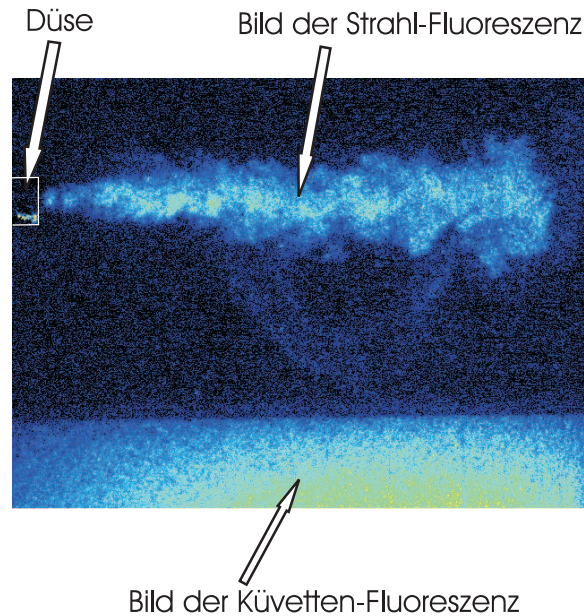


Abbildung 4.6: Gleichzeitige Bildaufnahme des Strahles und der Küvette mit Hilfe des Aufspaltungssystems. Das Bild ist um  $90^\circ$  linksläufig gedreht.

- eine intensivierete CCD-Kamera (Typ NanoStar LaVision) mit einem integrierten Verstärker. Ein vorgeschalteter Kantenfilter verhindert das Auftreffen von Streulicht auf dem empfindlichen Chip. Die Wellenlänge des erfassbaren Lichts reicht von 190 bis 800 nm. Die Datenerfassung mit dieser Kamera wird im folgenden Abschnitt erklärt.
- eine Vorrichtung, um Aceton und Stickstoff vor der Eindüsung in die Kammer zu mischen. Flüssiges Aceton wird in ein mit Injektionsgas gefülltes Rohr über ein Ventil (1) eingespritzt. Infolge der hohen Temperatur in diesem Rohr wird das Aceton sofort verdampft und mit dem Injektionsgas vermischt. Dieses Gasgemisch wird danach über ein weiteres Ventil (2) in die Messkammer eingedüst. Zusätzlich sind zwei Stickstoffbehälter erforderlich. Der eine, der einen hohen Druck auf das flüssige Aceton ausübt, erlaubt seine rasche Eindüsung in die Hauptinjektionsgas. Der Zweite, der zwischen dem Ventil (2) und der Düse positioniert wird, dient zur Spülung des Systems.

- eine Computerausrüstung, die den Laser und die Kamera koordiniert, aber auch die Ventile steuert, wie zum Beispiel deren Öffnungszeit.

Der „LIF-PC“ benutzt die Software *Davis 6* von LaVision zur Messdatenerfassung und Bildkorrektur. Der „Trigger-PC“ dient zur Eindüsung der Stickstoff/Aceton-Mischung über das Ventil (2) in die Kammer. Die Charakteristiken der Eindüsung sind über die *LabView*-Software einstellbar. Die beiden Computer werden mit dem Laser verbunden, um die Synchronisierung aller Komponenten zur Bildaufnahme zu ermöglichen. Der „Überwachungscomputer“ steuert das Ventil (1) zur Eindüsung von flüssigem Aceton und dient auch zur Überwachung der Anlage (Druck und Temperatur an verschiedenen Orten des Systems).

### 4.3 Ablauf der Datenerfassung mit der *NanoStar* Kamera

Das *NanoStar*-System besteht aus einem CCD-Sensor in Kombination mit einem Bildverstärker (*Image Intensifier* I/I). Alle Komponenten und Daten werden durch den „LIF-PC“ verwaltet.

Bei der Bilderfassung werden die Informationen im CCD der Kamera gespeichert. Das CCD-Bild wird ausgelesen, zu einem *scan video* Analogsignal verarbeitet und danach zu einem A/D-Konverter im PC übertragen. Dieses Signal wird digitalisiert, mit der *Davis*-Software auf den Bildschirm visualisiert und in einem Buffer zur Weiterverarbeitung abgelegt.

Der Ablauf der Datenerfassung besteht aus mehrere Stufen, die mit Hilfe des Zeitdiagrammes der Kamera synchronisiert werden müssen (siehe Abb.4.7).

Wenn die Kamera eingeschaltet ist und keine Daten erfasst werden, befindet sie sich im Warte-Modus. In diesem Fall werden trotzdem sogenannte „dunkle“ Bilder (*dark image*) erzeugt, die aus Wärme produzierten elektrischen Ladungen bestehen und sich im CCD-Chip ansammeln. Solche *dark charges* werden durch Kühlen des CCD-Chips auf  $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$  verringert und sind für kurze Belichtungszeiten ( $\Delta t < \textit{Minute}$ ) vernachlässigbar.

Der Bildverstärker wird zu dem Zeitpunkt aktiviert, nach dem der Laserpuls die Tracermoleküle zur Fluoreszenz angeregt hat. Das Signal wird währenddessen auf den

Chip integriert. Die Belichtungszeit des vom Bildverstärker aufgenommenen Lichtes ist einstellbar (Verzögerung *delay*  $\Delta d$ , Dauer *width*  $\Delta t$ ) und beginnt nach einem *initial delay*, das die Zeit zwischen der Gaseindüsung und dem Laserpuls zum Messpunkt definiert.

Nach der Messzeit wird ein *Frame Transfer* gesendet, der die Belichtung des CCDs stoppt und die integrierten Daten in den CCD-Speicher überträgt. Dann beginnt das *scan read out*: das Bild wird zeilenweise vom Speicher in das *read out* Register verschoben, dort ausgelesen und zum A/D-Konverter transferiert. Die Kamera befindet sich danach wieder im Warte-Modus.

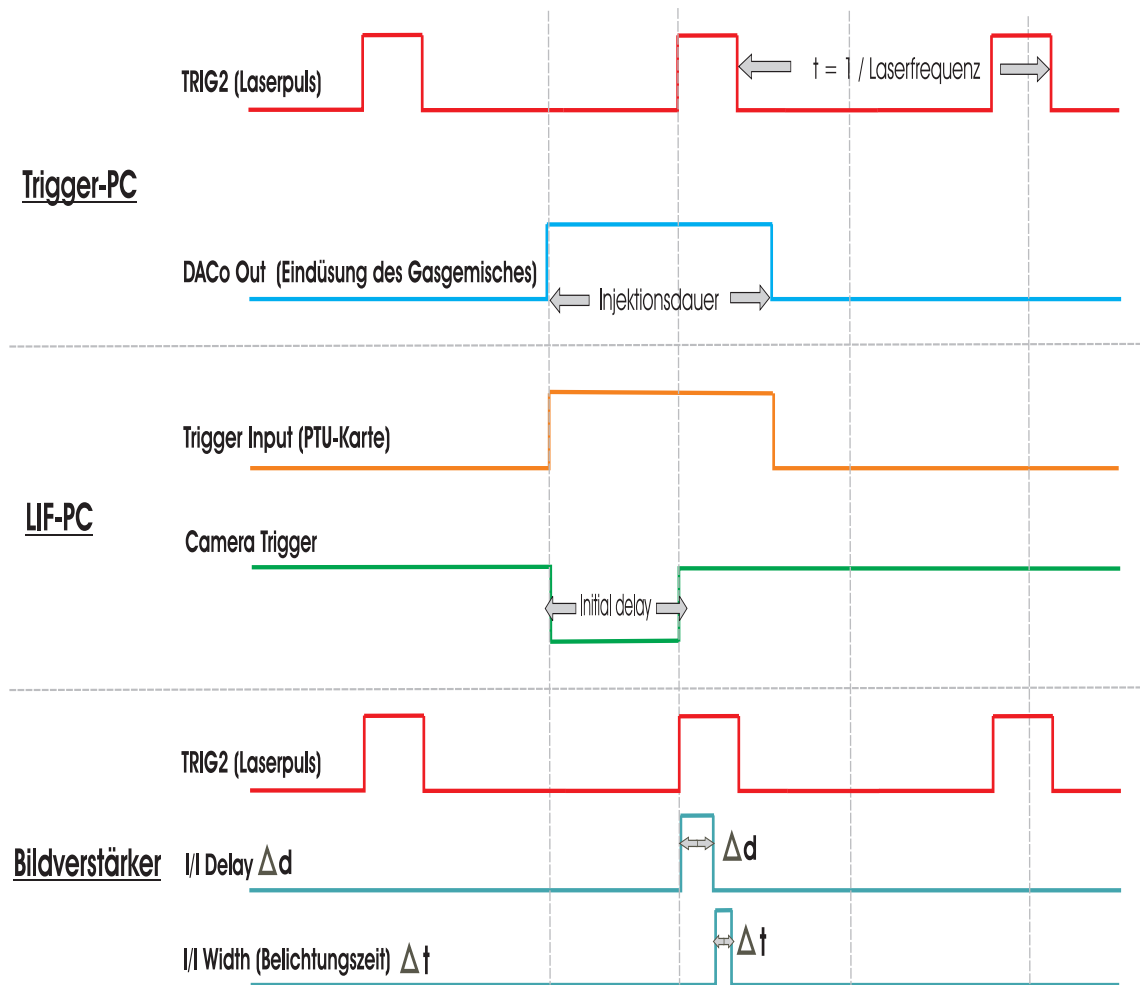


Abbildung 4.7: Zeitdiagramm der NanoStar Kamera für die Synchronisierung der Komponenten

## 4.4 Bildkorrektur

Die zweidimensionalen Bilder der Fluoreszenzintensität müssen, infolge verschiedener Einflüsse, die auf sie wirken, nachbearbeitet werden. Die Verteilung der Teilchenkonzentration  $c(x,y)$  ist nur mit einigen Korrekturen bestimmbar. Diese relevanten Korrekturen werden bei [Kuhn] im Fall von Teilchenkonzentrationsmessungen in Flammen aufgelistet und durch folgende Gleichung zusammengefasst:

$$I_{pixel} = C_{hg} \cdot C_{optik} \cdot \phi(p, T) \cdot N(J, T) \cdot I_{Laser} \cdot I_{sheet} \cdot c(x, y) \quad (4.1)$$

- Das Hintergrundrauschen  $C_{hg}$  stellt die Auswirkung der Reflektion von Streulicht dar, das sich mit dem Fluoreszenzsignal im Kamerabild überlagern kann.
- $C_{optik}$  berücksichtigt hauptsächlich die lokale Empfindlichkeit des Bildverstärkers und die veränderliche Absorption des Laserlichts im Objektiv der Kamera. Der Bildverstärker dient dazu, geringste Lichtmengen soweit zu verstärken, dass sie mit elektronischen Bildaufnehmern registriert werden können. Er besteht aus einer Photokathode und einem phosphorbeschichteten Leuchtschirm mit wabenartiger Struktur (Elektronenröhren). Dabei resultiert die Empfindlichkeit aus der Feinheit dieser Struktur. Abbildung 4.8 stellt den Alterungseffekt der benutzten Kamera dar: wenn das Kameraobjektiv in homogener Weise ausgeleuchtet wird, zeigt das erfasste Bild eine Inhomogenität der Intensität über die verschiedenen Farben auf. Normalerweise weist die gesamte Aufnahme an jedem Punkt gleiche Pixelintensitäten auf.
- Fluoreszenzausbeute  $\phi(p, T)$ : Wenn Temperatur und Druck konstant gehalten werden, bleibt der Stern-Volmer Faktor, insbesondere die Quenchingrate, während der Messungen unverändert. In diesem Fall ist keine Korrektur notwendig.
- $N(J, T)$  ist an die Temperaturverteilung geknüpft und stellt die Abhängigkeit der Besetzung einzelner Rotationszustände mit der Quantenzahl  $J$  von der Temperatur dar. Da die Versuche ohne Zündung, d.h. ohne große Temperaturschwankungen durchgeführt werden, ist dieser Term vernachlässigbar.
- $I_{Laser}$  und  $I_{Sheet}$ : Der nicht perfekte Laserstrahl kann Ursache von großen Fehlern bei der Bilderfassung sein. Wegen der Erwärmung der optischen Komponenten ändert sich die Laserleistung von Puls zu Puls. Das bedeutet, dass das

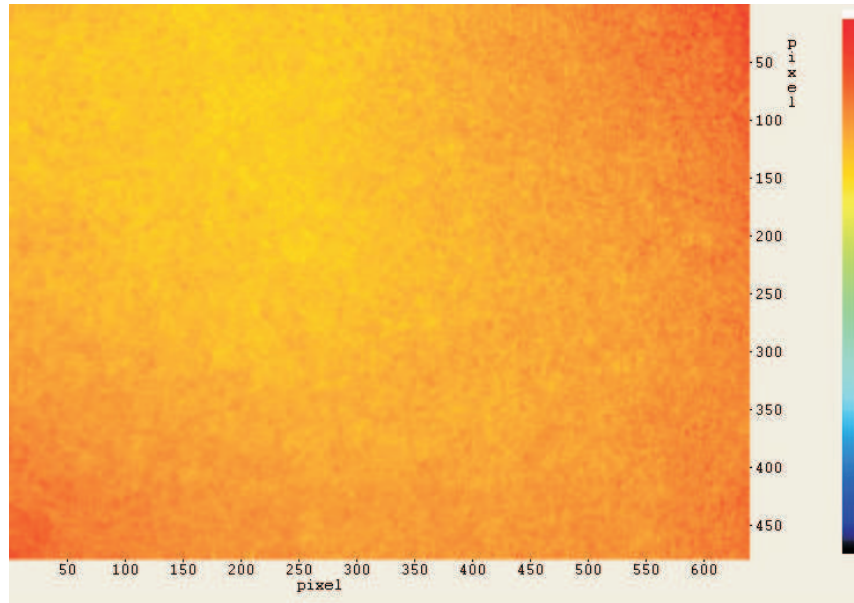


Abbildung 4.8: *Lokale Empfindlichkeit der benutzten Kamera*

untersuchte Kontrollvolumen mit den Tracermolekülen, deren Anregung folglich variiert, nicht immer die gleiche Energieleistung je Puls empfängt. Somit sind die verschiedenen emittierten Fluoreszenzsignale nicht vergleichbar.

Ein anderes Problem ist, dass die Laserintensität sich über der Höhe des Lichtschnitts nicht in homogener Weise verteilt. Das muss ebenfalls korrigiert werden, um die Tracergaskonzentration richtig zu erfassen.

Zusammenfassend sind nur  $C_{hg}$ ,  $C_{optik}$ ,  $I_{Laser}$  und  $I_{Sheet}$  relevant hinsichtlich der Bildkorrektur.

Im nächsten Unterabschnitt werden die Lösungen dargestellt, um diese Einflüsse zu berücksichtigen:

- $C_{hg}$ : Bevor Träger- und Tracergas in die Kammer eingedüst werden, muss ein Bild des vom Laserstrahl durchquerten Messvolumens für den Vergleich aufgenommen werden. Die Intensitätsverteilung, die auf diesem Bild sichtbar wird, zeigt im Hintergrund die ungewünschten Reflexionen des Streulichts. Dieses Hintergrundbild wird danach von allen Bildern, die durch LIF (mit Eindüsung von Aceton) erfasst werden, subtrahiert.

- $C_{optik}$ : Um die optische Empfindlichkeit abzuschätzen, wird zur Erstellung eines in Abbildung 4.8 dargestellten Referenzbildes ein gleichmäßig ausgeleuchteter Schirm vor der Kamera verwendet. Die inhomogene Intensitätsverteilung des aufgenommenen Bildes ermöglicht die nachträgliche Korrektur der späteren LIF-Messungen.
- $I_{Laser}$  und  $I_{Sheet}$ : Eine Lösung für die Korrektur dieser Terme besteht darin, die Laserintensität für jeden Puls zu messen. Es ist wichtig, die Messungen der momentanen Fluoreszenz- und Laserintensität gleichzeitig zu erfassen. Diese Bedingung erfordert zum Beispiel, beide Bilder mit der gleichen Kamera aufzunehmen.

Wie schon im Abschnitt 4.2 erklärt, wird das Laserlicht durch ein Glasplättchen in zwei Teilstrahlen aufgespalten: in Richtung einer Farbstoffküvette und unter die Düsenmündung. Ein Kamm aus Papier wird vor dem Strahlteiler aufgestellt und ein Fluoreszenzbild von der Strömung und der Küvette aufgenommen. Auf diesem Bild wird eine Verschiebung zwischen dem Bild der Strömung und der Küvette sichtbar durch Abbildung des Kammprofils auf dem mit Aceton angereicherten Injektionsgas und der Farbstoffküvette. Die Verschiebung  $\Delta x$  entspricht dem Unterschied zwischen einem Streifen des Strömungsprofils und den zugehörigen Streifen des Küvettenprofils (siehe Abb.4.9).

Ein Bild, dessen Teil der Farbstoffküvette repräsentativ für die Laserleistung von Puls zu Puls ist (siehe Abb.4.6), wird als Referenz gewählt, um eine Normierung der Laserleistung über das gesamte Rohbild durchzuführen. Darüber hinaus wird die Fluoreszenzintensität des Strahls von der Inhomogenität der Laserleistung beeinflusst und mit der Kenntnis der Verschiebung  $\Delta x$  korrigiert.

In unserem Fall muss eine zusätzliche Korrektur durchgeführt werden. Die Seedingrate des Acetons in Stickstoff ist über Injektionsdauer und -intervall einstellbar, kann aber nicht als konstant von einem Freistrahls zum nächsten betrachtet werden. Die entsprechende Korrektur basiert auf der Voraussetzung, dass die Acetonkonzentration am Düsenaustritt maximal ist und besteht darin, eine Normierung des Bildes auf diese Konzentration durchzuführen. Dafür wird ein kleines Rechteck am Düsenaustritt betrachtet, in dem eine Mittelung der Fluoreszenzintensität, welche für die Normierung des gesamten Strahls benutzt wird, durchgeführt wird. Nach dieser Korrektur wird



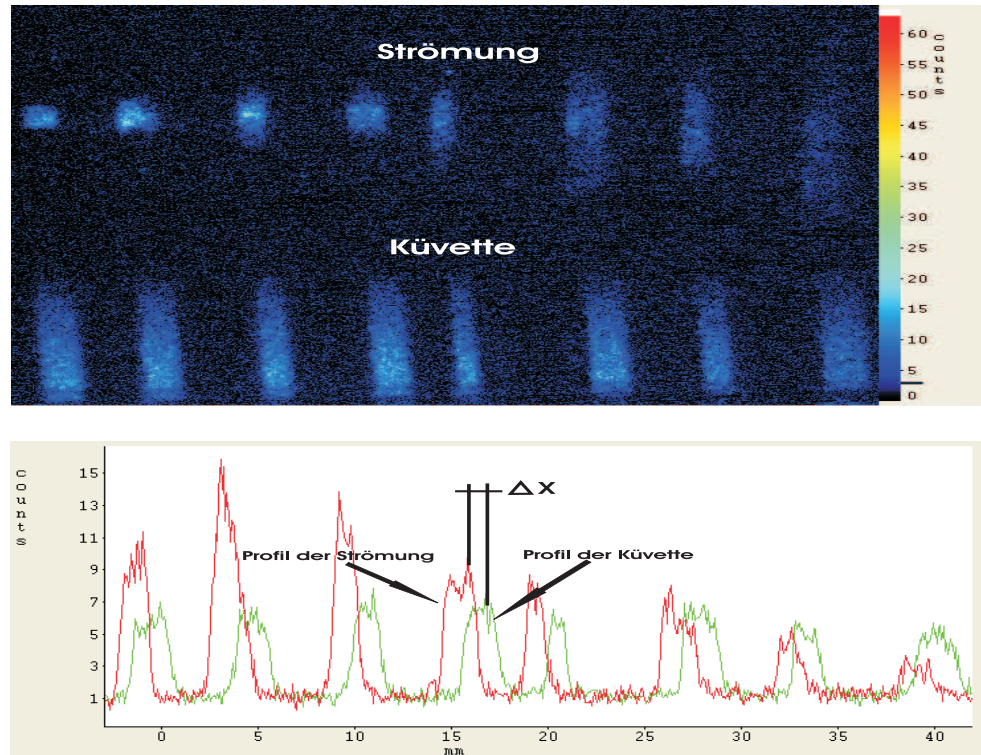


Abbildung 4.9: Abschätzung der Verschiebung  $\Delta x$  zwischen dem Profil des Strahls und der Küvette

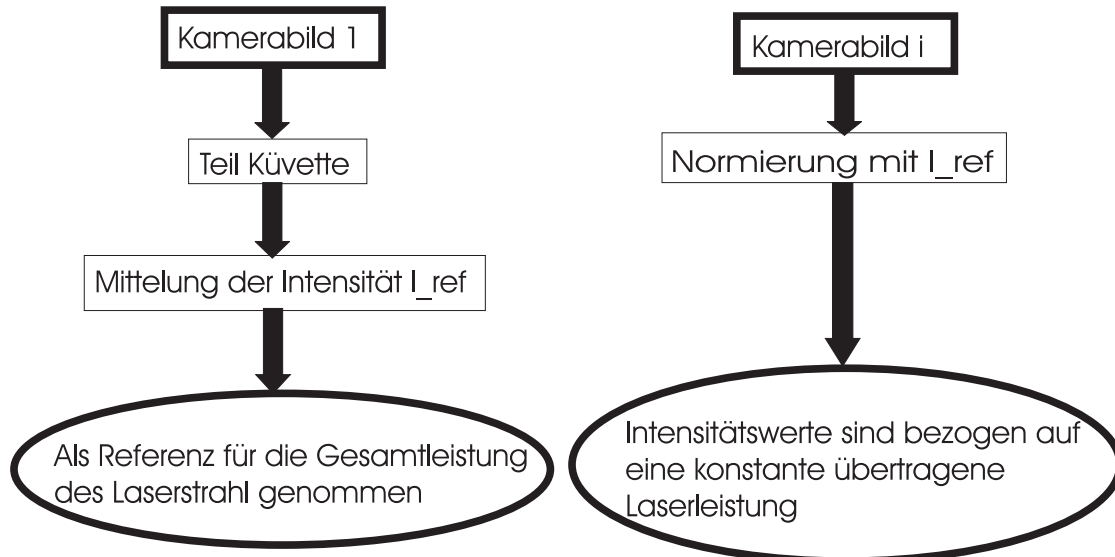
angenommen, dass ein richtiges Fluoreszenzsignal, das die Konzentrationsverteilung des Gases darstellt, erreicht wird. Die Einheit der Fluoreszenzintensität wird in *counts* angegeben: der CCD-Chip der Kamera empfängt die emittierten Photonen, „zählt“ sie und überträgt einen Wert in *counts* pro Pixel, der diese Anzahl an detektierten Photonen digitalisiert (siehe Abschnitt 4.3).

In der Folge wird diese korrigierte Fluoreszenzintensität als Konzentration  $c$  betrachtet und genannt.  $c$  besitzt keine Einheit, sondern drückt die Relation gegenüber der Konzentration am Düsenaustritt aus.

Die notwendigen Korrekturen werden mit einem in der Programmiersprache C erstellten Unterprogrammes, welches in die Messdatenerfassungssoftware *Davis 6* integriert ist, durchgeführt (siehe Anhang). Es dient zur Ermittlung der tatsächlichen relativen Konzentrationsverteilung.

In den Abbildungen 4.10 und 4.11 sind das Verfahren und der Ablauf der notwendigen Bildkorrekturen dargestellt.

## Korrektur von $I_{\text{Laser}}$ :



## Korrektur von $I_{\text{Sheet}}$ :



Abbildung 4.10: Korrektur der Kamerabilder bezüglich der Laserintensität



## Gesamtkorrektur:

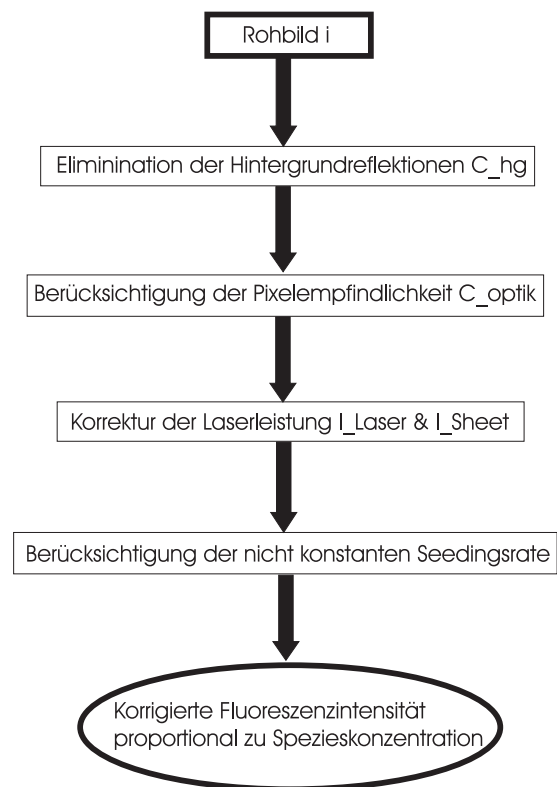


Abbildung 4.11: Gesamtkorrektur der Bilder

## 4.5 Voruntersuchungen

Die Konzentrationsmessungen mittels Tracer-LIF in einem gasförmigen Stickstoff-Freistrahler werden für verschiedene Betriebsbedingungen durchgeführt. Gemäß [Breitung] liegen die Reynoldszahlen für Stickstoff in einem Bereich von 13000 für 20 bar Kammerdruck, 70 bar Eindüsdruck und 6800 für 40 bar Kammerdruck, 70 bar Eindüsdruck. Dies zeigt, dass der untersuchte Freistrahler während der LIF-Messungen voll turbulent ist.

Die relevanten Parameter, deren Einflüsse untersucht werden, sind:

- die Zeit  $t_s$  zwischen dem Start der Eindüsung und der Bildaufnahme, um die Strahlentwicklung anzuschauen
- die Eindüsdauer von flüssigem Aceton  $t_a$ , welches die Tracerkonzentration im Stickstoffstrahl (Seedingrate) verändert
- der Eindüs- und Kammerdruck,  $p_e$  bzw.  $p_k$
- die Eindüs- und Kammertemperatur,  $T_e$  (Ventil der Tracereindüsung) bzw.  $T_k$  (Gastemperatur am Kammereintritt)
- der Volumenstrom der Gasspülung. Hier wird Stickstoff als Spülgas benutzt, weil Aceton mit Luft zündfähig ist. Der Freistrahler wird bei den zwei verschiedenen Volumenströmen von 100 bzw. 200 Liter pro Minute untersucht. Die Ergebnisse haben keinen sichtbaren Unterschied gezeigt.

Ungefähr 100 Bilder werden pro Messung jeweils erfasst, was hinreichend genaue Mittelwerte liefert und eine statistische Analyse erlaubt. Die Schwankungen der Gaskonzentration  $\Phi$  werden unter anderem durch die Bildung des RMS (*Root Mean Square*) berücksichtigt:

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (c(x,y) - \bar{c}(x,y))^2} \quad (4.2)$$

mit der lokale Konzentration  $c(x,y)$ , der mittleren Konzentration  $\bar{c}(x,y)$  und der Anzahl  $n$  der Bildaufnahmen.  $x$  und  $y$  sind die Längs- bzw. Querkoordinate.  $c(x,y)$  entspricht der korrigierten Fluoreszenzintensität (siehe Absatz 4.4, Abb.4.11) am Punkt  $(x,y)$  einer korrigierten Bildaufnahme im Vergleich zu  $\bar{c}(x,y)$ , die den mittleren Wert

der Fluoreszenzintensität am Punkt  $(x,y)$  auf  $n$  Bildern darstellt.

Um auswertbare Messungen durchzuführen, müssen einige Maßnahmen sowohl vor als auch während den Versuchen getroffen und einige Punkte beachtet werden. Die wesentlichen kritischen Punkte, die überprüft werden müssen, sind:

- Eine unterschiedliche **Divergenz** des Lasers auf den Bildaufnahmen muss vermieden werden. Wie schon im Kapitel 4.4 erklärt, wird eine Verschiebung  $\Delta x$  zwischen dem Bild der Strömung und der Küvette durch die Aufstellung eines Kammes aus Papier vor dem Strahlteiler sichtbar (siehe Abb.4.9). Wenn es eine Abweichung von  $\Delta x$  zwischen dem linken ( $\Delta x_1$ ) und rechten ( $\Delta x_2$ ) Bildrand des Kammprofils von dem Injektionsgas und der Farbstoffküvette gibt, ist eine unterschiedliche Divergenz vorhanden (siehe Abb.4.12). Die Divergenz wird gemäß  $|\Delta x_1 - \Delta x_2|$  beurteilt. Im Fall eines großen Wertes müssen die Optikeinstellungen nachjustiert werden.

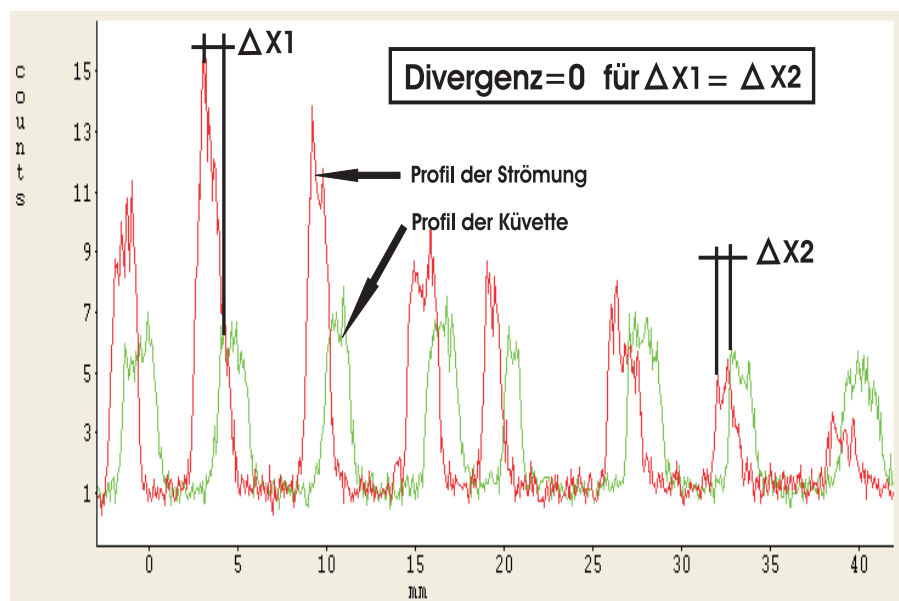


Abbildung 4.12: Überprüfung, ob Divergenz auftritt.

- Die **Tröpfchenbildung** im Strahl muss unterdrückt werden (siehe Abb.4.13). Um eine richtige Konzentrationsverteilung eines Gasstrahles mittels Tracer-LIF zu bestimmen, darf der Tracer nur gasförmig sein, da dadurch eine homogene

Verteilung gewährleistet wird. Aus diesem Grund muss ausreichend Zeit für die Verdampfung und eine genügend hohe Temperatur bereitgestellt werden. Die Anpassung der Injektionsmenge und der Eindüsintervalle ist zwischen Traceindüsung (Ventil (1)) und Kammereindüsung (Ventil (2)) erforderlich (siehe Abb.4.4).

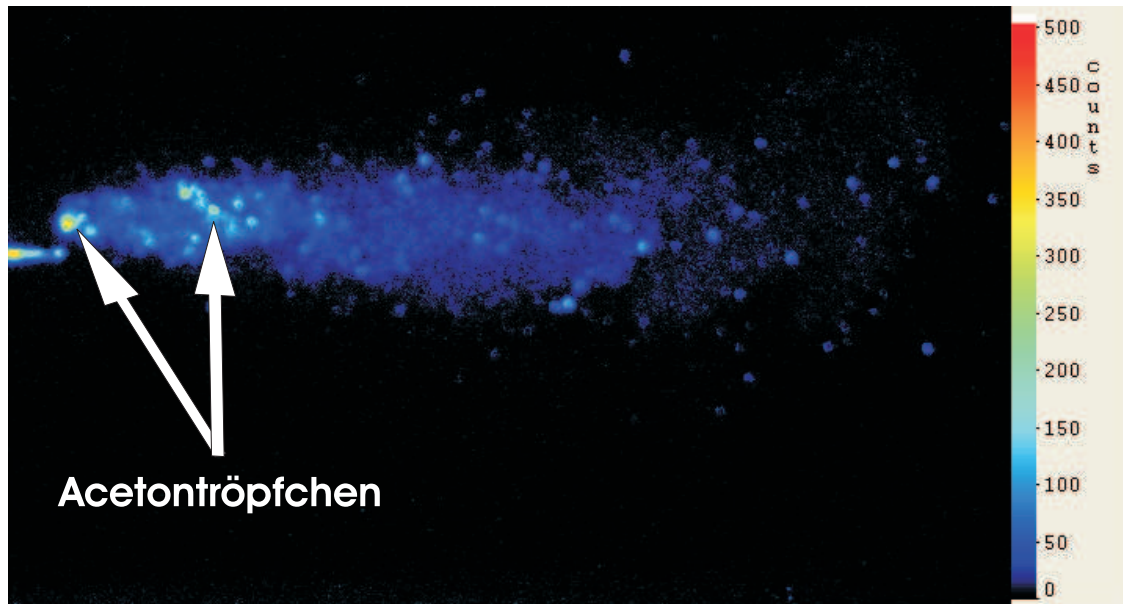


Abbildung 4.13: *Unerwünschte Einspritzung von flüssigem Aceton in die Kammer*

- Durch **Absorption** im Strahl (siehe Abb.4.14) ist das Fluoreszenzlicht in radialer Richtung unsymmetrisch. Dieser Effekt kann nur schwer durch Programmierung korrigiert werden. Wenn das Fluoreszenzsignal zu hoch ist, muss deshalb weniger Aceton eingedüst werden.
- Die **Betriebsbedingungen** (Druck, Temperatur)sollen während den Messungen konstant gehalten werden, um vergleichbare Ergebnisse zu erfassen.

Vor der Auswertung der Ergebnisse müssen zwei wichtige Kriterien überprüft werden. Wie schon im Kapitel 3 erklärt, ist es notwendig, den linearen Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracergaskonzentration bei konstanter Anregungsenergie, aber auch den linearen Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anregungsenergie bei konstanter Gemischkonzentration gemäß [Lozano] zu überprüfen. Die Methoden dazu sind bei [Schneiders] beschrieben.

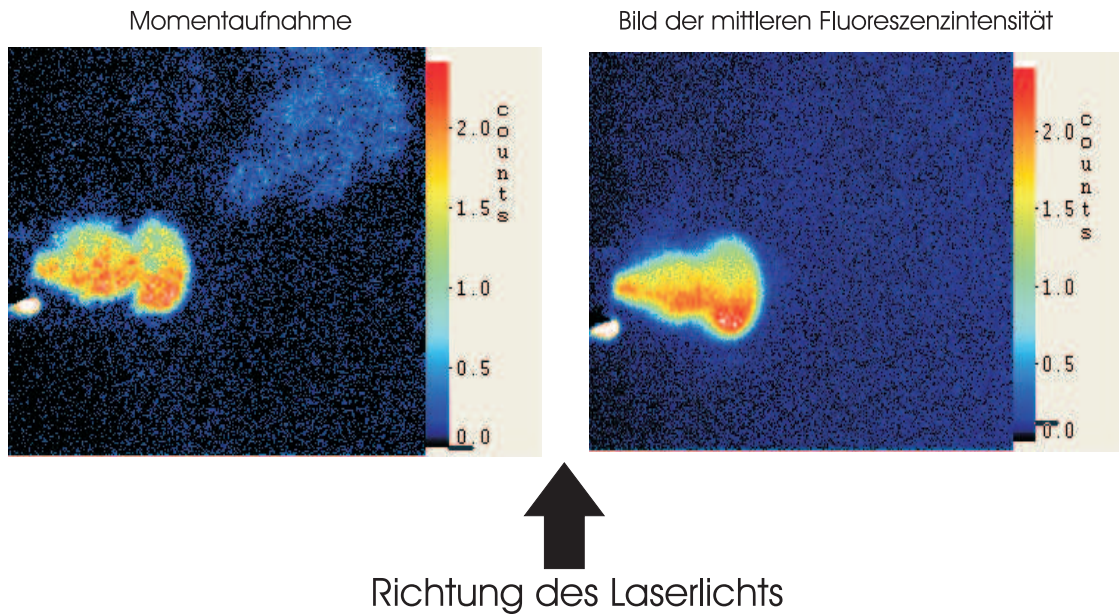


Abbildung 4.14: *Lichtabsorption vom Strahl*

1. *Linearer Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracergaskonzentration bei konstanter Anregungsenergie:*

In diesem Fall werden 3 Versuche durchgeführt. Die Eindüsdauer von flüssigem Aceton wird jeweils verändert, um die Acetonkonzentration zu modifizieren: Eindüszeit  $t_a=2, 4$  und  $6$  ms. Die 300 Bilder (100 pro Messung) werden auf eine konstante Laserenergie korrigiert (siehe Absatz 4.4).

Abb. 4.15 macht die Linearität zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracergaskonzentration deutlich.

2. *Linearer Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anregungsenergie bei konstanter Gemischkonzentration:*

Für dieses Kriterium wird ein Strahl gewählt, dessen Charakteristika  $t_s=6$  ms und  $t_a=4$  ms sind. Zur Beurteilung wird die Tatsache genutzt, dass die Laserenergie von Puls zu Puls stark schwankt. Eine Mittelung der Fluoreszenzintensität am Düsenaustritt wird auf den Rohbildern durchgeführt. Die gemessenen Daten werden in Abb.4.16 dargestellt. Die Linearität ist deutlich wie im früheren Fall. Die sichtbare Schwankung resultiert wahrscheinlich aus der Acetonkonzentration (Siehe Abb.4.17).

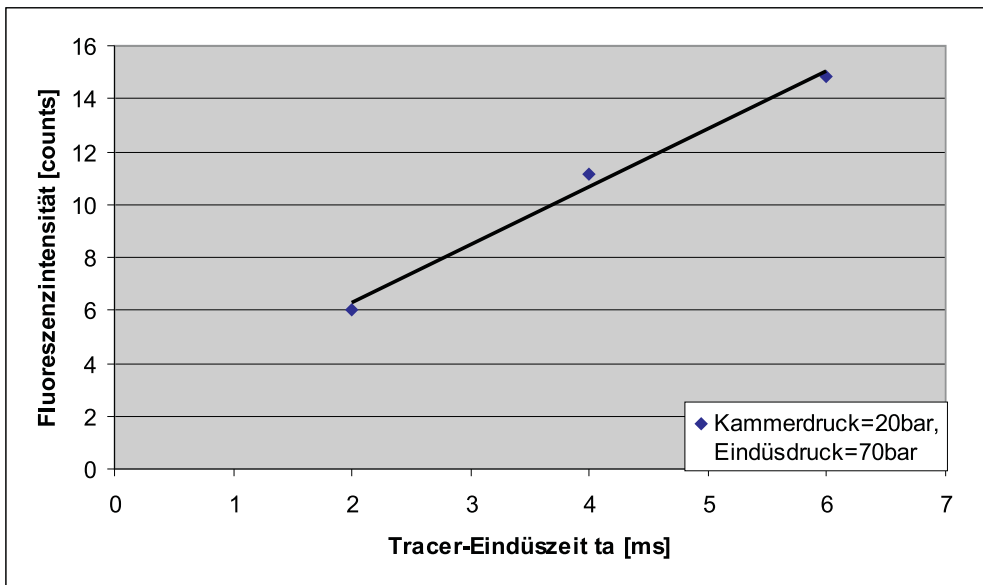


Abbildung 4.15: Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Tracer-gaskonzentration bei konstanter Anregungsenergie

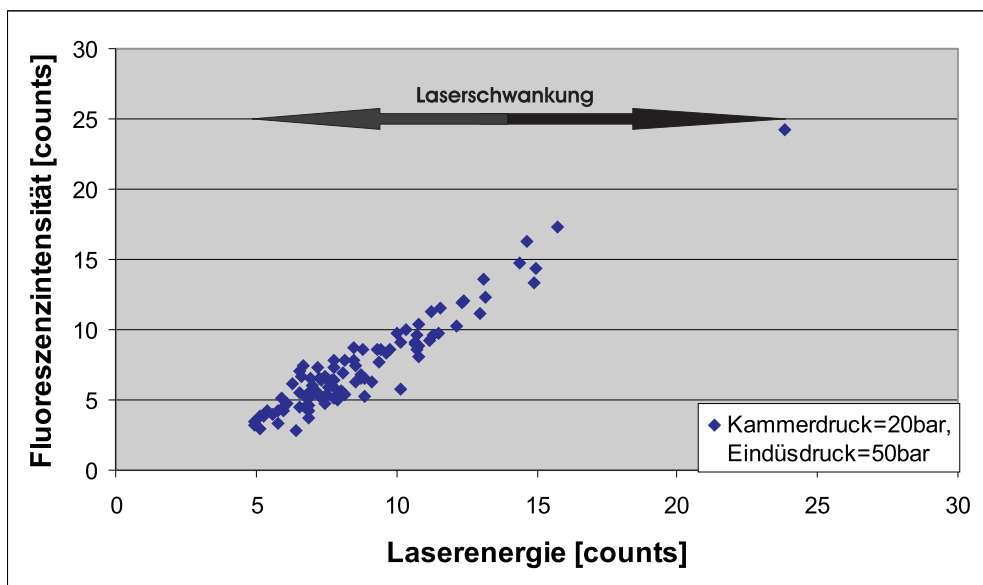


Abbildung 4.16: Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anregungsenergie bei konstanter Gemischkonzentration

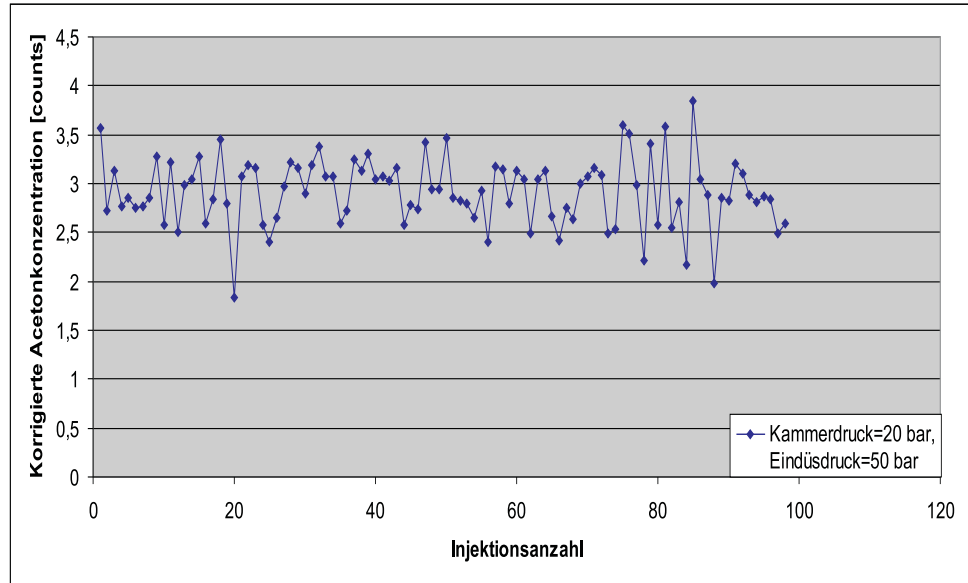


Abbildung 4.17: *Örtlich gemittelte Konzentrationen am Düsenaustritt*

Ein weiterer Parameter, dessen Einfluss auf die LIF-Messungen untersucht werden muss, ist die Temperatur.

## 4.6 Temperatur-Einfluss

Gemäß [Thurber] hängt die Fluoreszenzausbeute von der Temperatur ab. Wie schon im Kapitel 3 erklärt, sind die Ergebnisse von Thurber nur bis zu einem Druck von 15 bar gültig. Der Temperatureinfluss auf die Fluoreszenzausbeute wird von ihm oberhalb dieses Werts nicht festgestellt. Infolgedessen wird eine Untersuchung im Fall der LIF-Messungen durchgeführt.

Bei einem Kammer- und Eindüsdruck von 20 bzw. 50 bar und  $t_s=10$  ms wird die Fluoreszenz von Aceton im Stickstoffstrahl in den folgenden Fällen untersucht, um den Einfluss der Temperatur festzustellen:

1. für  $T_{k1}=34$  °C und  $T_{e1}=103$  °C : Temperaturdifferenz  $|\Delta T_1|=69$  °C
2. für  $T_{k2}=209$  °C und  $T_{e2}=117$  °C: Temperaturdifferenz  $|\Delta T_2|=93$  °C
3. für  $T_{k3}=100$  °C und  $T_{e3}=129$  °C: Temperaturdifferenz  $|\Delta T_3|=29$  °C

Wie bereits in Kapitel 3 erklärt, wird ein Freistrahler als isotherm betrachtet, wenn die Temperatur des Gases quasi konstant während der Eindüsung bleibt. Der dritte Fall erfüllt diese Bedingungen, weil die Temperatur im Bereich des Kammerdeckels  $T_{k3}$  und die des Ventils  $T_{e3}$  nahe zusammen liegen ( $\Delta T_3=29\text{ °C}$ ).

Nach Korrektur der Laserleistung wird eine Mittelung eines Rechteckes am Düsenaustritt für jedes Bild bestimmt, um jeweils die mittlere Fluoreszenzintensität kurz nach der Düsenrohrmündung abzuschätzen. Während der Messungen wird die Seedingrate von Aceton konstant bei  $t_a=4\text{ms}$  und einer Eindüsffrequenz von 1 Hz erhalten. Die Ergebnisse sind in Abb.4.18 für die drei Fälle dargestellt.

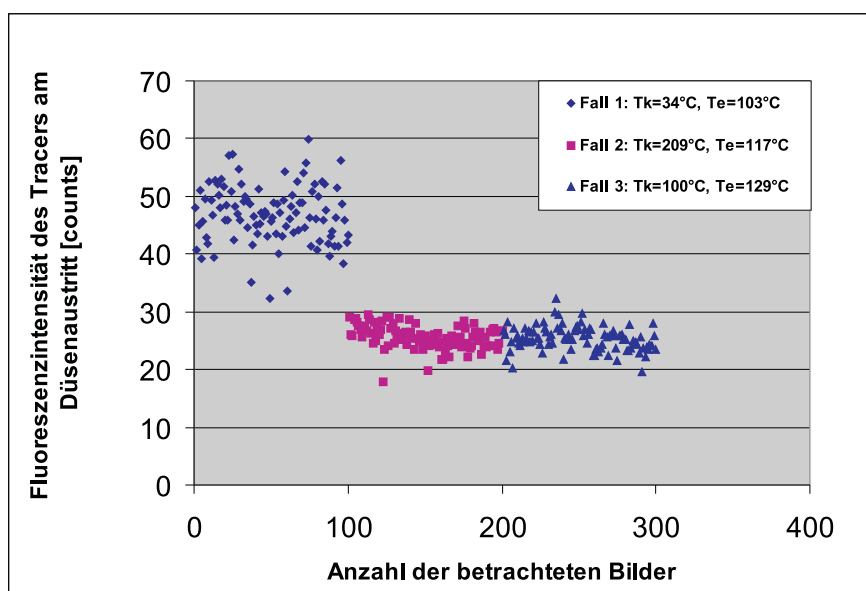


Abbildung 4.18: Vergleich der Fluoreszenzintensität am Düsenaustritt für verschiedenen Temperaturen unter den Bedingungen  $p_k=20\text{ bar}$ ,  $p_e=50\text{ bar}$  und  $t_s=10\text{ ms}$ .

Zwei Intensitätsstufen bei 46,9 bzw. 25,5 counts unterscheiden sich voneinander. Die mittlere Fluoreszenzausbeute  $\bar{\Phi}$  ist im ersten Fall mit  $\bar{\Phi}_1=46,9\text{ counts}$  größer als im Fall 2 mit  $\bar{\Phi}_2=25,3\text{ counts}$  und 3 mit  $\bar{\Phi}_3=25,7\text{ counts}$ . Ein Grund für die grössere Fluoreszenzausbeute im ersten Fall ist wahrscheinlich die Anwesenheit von flüssigem Aceton wegen einer zu tiefen Temperatur. Die maximale Acetonrate in der Injektionsgasleitung kann zu 10 Prozent abgeschätzt werden. Das Druck-Enthalpie-Diagramm einer Mischung von 90 Prozent Stickstoff und 10 Prozent Aceton zeigt, dass die Ent-



spannung des Tracers auf 50 bar in der Injektionsgasleitung das Nassdampfgebiet erreichen kann (siehe Abb.4.19). Dies führt zu einer verstärkten Tracerdichte, wodurch die Fluoreszenz zunimmt.

Da die Acetonkonzentration für die Untersuchung des Temperatureinflusses konstant sein muss, scheidet dieser Fall für einen Vergleich aus.

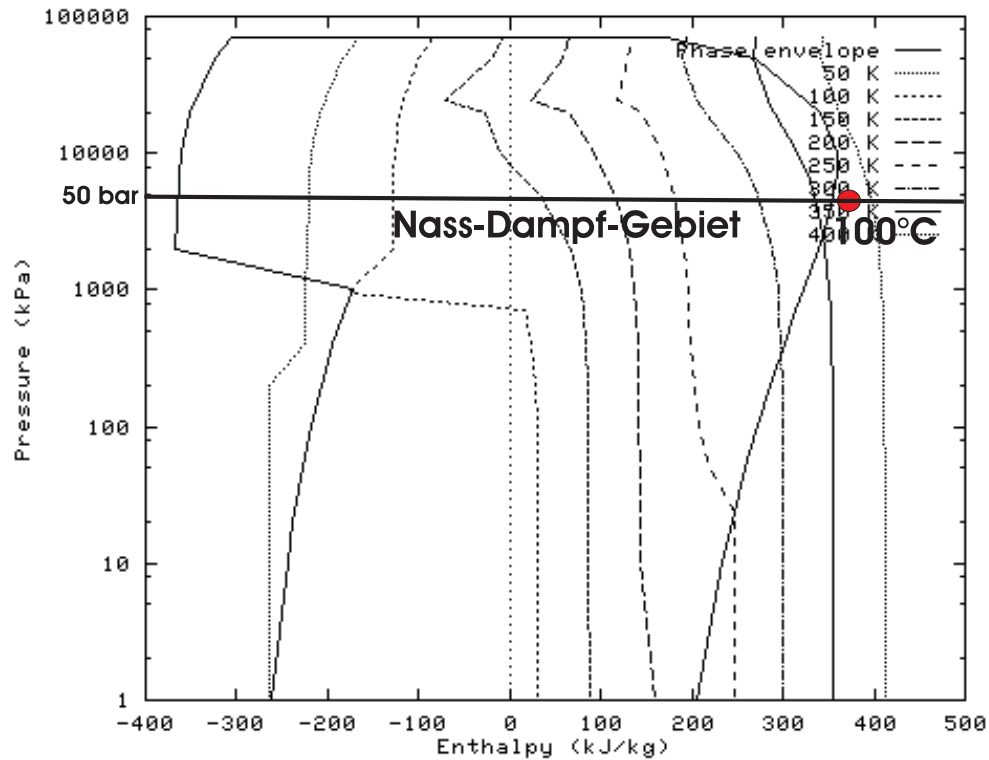


Abbildung 4.19: Druck-Enthalpie-Diagramm einer Mischung von 90 Prozent Stickstoff und 10 Prozent Aceton. [Quest Consultants Inc]

Unter der Voraussetzung, dass der Strahl eine Temperatur am Düsenaustritt nahe der des Ventils ( $T_e$ ) hat, stimmen die Ergebnisse in den Fällen 2 und 3 mit denen von [Thurber] (siehe Kapitel 3.3.3) überein. Die Fluoreszenzausbeute nimmt mit zunehmender Temperatur  $T_{e3} > T_{e2}$  gemäß Abb 3.4 leicht ab.

Zwei radiale und eine axiales Profil der mittleren Konzentrationsverteilung für den Fall 2 und 3 werden zum Vergleich dargestellt. Obwohl der Fall 3 einen isothermen Strahl darstellt, zeigt die Abbildung 4.20, dass die Profile übereinander liegen. Der Einfluss der Kammertemperatur ist in diesen Fällen nicht erkennbar obwohl  $\Delta T_{k_{2/3}} = 109 \text{ }^\circ\text{C}$ . Eine Erklärung dazu ist, dass das Aceton während der Freistrah-

eindüsung nicht die Temperatur des heißeren Kammergases annimmt.

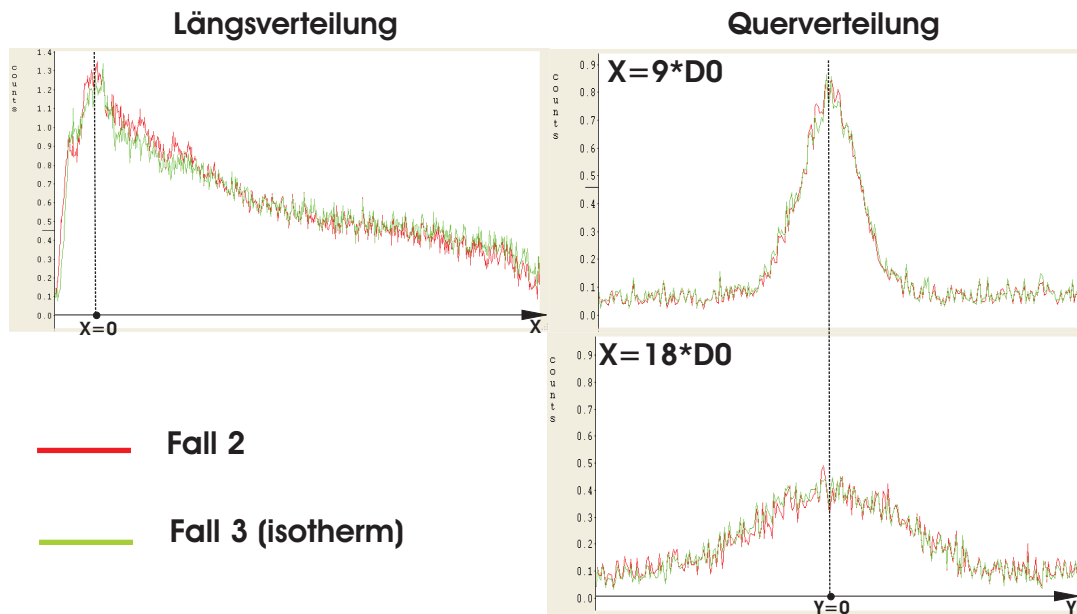


Abbildung 4.20: Vergleich der Längs- und Querverteilung der mittleren Konzentration für den Fall 2 ( $T_{k2}=209\text{ °C}$  und  $T_{e2}=117\text{ °C}$ ) und 3 ( $T_{k3}=100\text{ °C}$  und  $T_{e3}=129\text{ °C}$ ).

Als Folge muss die Temperatur des Kammergases für die Tracer-LIF Messungen nicht berücksichtigt werden.

Die Voruntersuchungen stellen die notwendigen Voraussetzungen hinsichtlich Fluoreszenzverhalten und Seeding-Parameter für die nachstehenden Messungen in Kapitel 6 sicher.

# Kapitel 5

## Zündverzugszeit von Dimethylether

Bevor die Konzentrationsverteilung eines instationären Freistrahls mittels Tracer-LIF gemessen wird, müssen die relevanten Zeitschritte bestimmt werden. Sie hängen von der Zündverzugszeit des injizierten Brenngases ab. Der Fokus im reaktiven Bereich liegt in der Zündung über den brennstoffspezifischen Niedertemperatur-Oxidationsmechanismus bei Temperaturen kleiner  $500\text{ °C}$ . Gerade Dimethylether hat eine starke Neigung zur Peroxi-Radikalbildung, weshalb sich dieser Brennstoff im Sinne des Projektziels eignet. Also wird die Selbstzündung von Dimethylether in der TROJA-Anlage untersucht.

Die Größenordnung der Temperaturen liegt bei ca.  $450\text{ °C}$  für die Kammer und ca.  $320\text{ °C}$  für das Eindüsventil. Dimethylether ist bei hoher Temperatur leicht entzündlich (Zündtemperatur bei  $235\text{ °C}$  bei 1 bar [Curran]). Damit für jede neue Messung frisches Brenngas zur Verfügung steht, wird nach jeder Injektion die Düse und die Kammer mit Stickstoff gespült.

Um den Strahl schnell zu erfassen, wird eine Hochgeschwindigkeitskamera benutzt. Die Strömung wird mit Hilfe eines Schatten-Verfahrens visualisiert. Einige Bilder dieser Versuche sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

Auf dem Bild A, zwischen  $t=0$  bis 18 ms, ist der Strahl nicht sichtbar. Er befindet sich noch im Düsenrohr. Im Vergleich dazu zeigt das Bild B das Einströmen in die Kammer. Der Strahl entwickelt sich und im Bild C erscheint die Reaktionszone. Zum

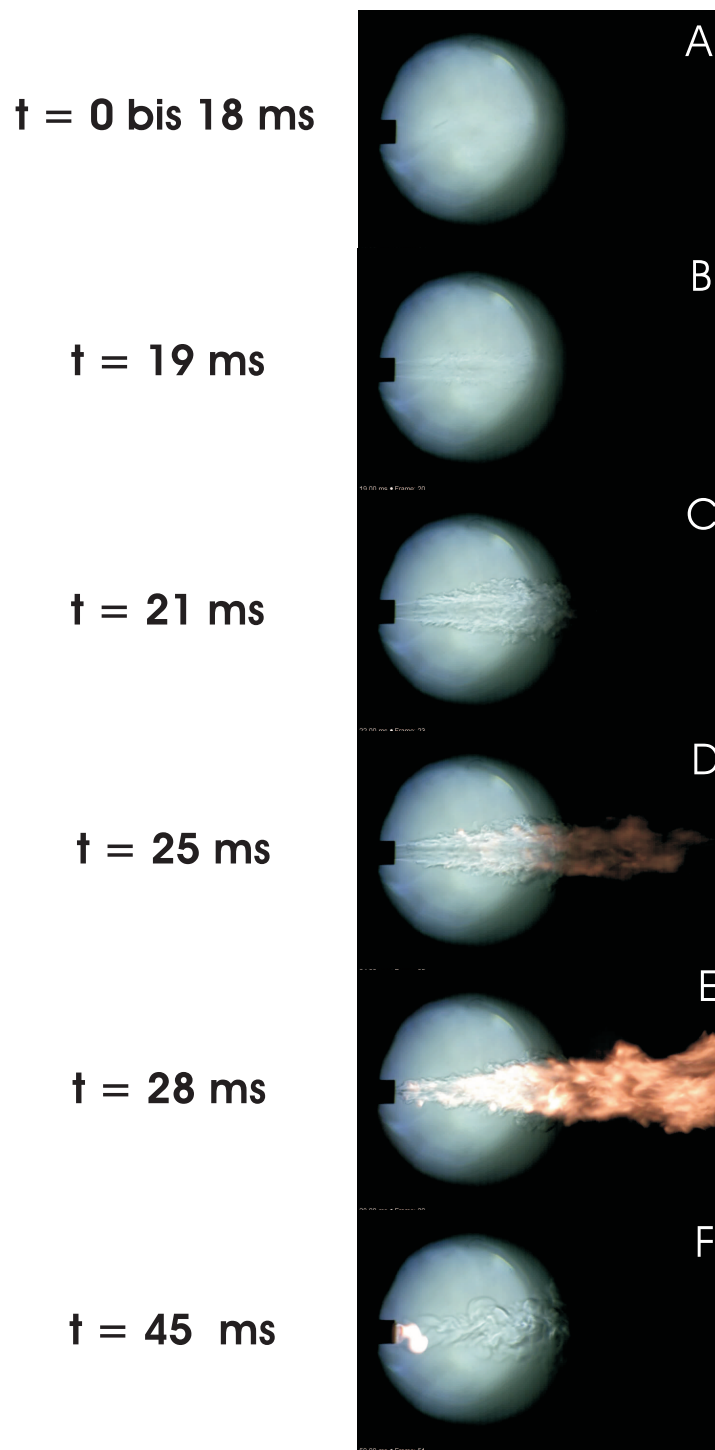


Abbildung 5.1: Zündung eines Freistrahls von Dimethylether in der Troja-Anlage.  $t$  ist der Zeitschritt ab der Eindüsung des Gases.

Schluß zeigt das Bild E die stationäre Dimethylether-Flamme, erkennbar durch das Rußeigenleuchten. Danach werden die Düse und die Kammer mit Stickstoff gespült, um neue Injektionen zu ermöglichen.

Die Abbildung 5.2 zeigt Histogramme bezüglich der Zündverzugszeit bei einem Eindüs- und Kammerdruck von  $p_e=70$  bar bzw.  $p_k=40$  bar.

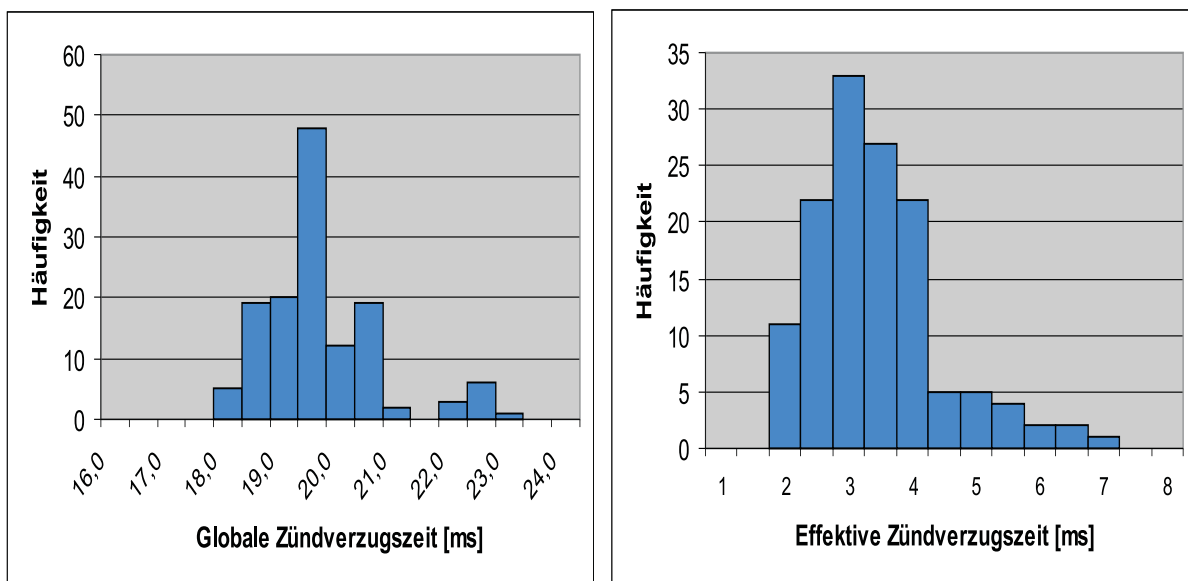


Abbildung 5.2: Histogramm der globalen und effektiven Zündverzugszeit bei  $p_e=70$  bar bzw.  $p_k=40$  bar.

Die globale Zündverzugszeit ist die Zeit zwischen der Injektion und der Zündung in der Kammer. Der häufigste Wert beträgt 20 ms. Im Vergleich dazu ist die effektive Zündverzugszeit nur die Zeit zwischen dem Austritt des Strahls aus der Düse (ab dem Bild B der Abbildung 5.1) und der Zündung (Bild C). In diesem Fall liegt die wahrscheinlichste effektive Zündverzugszeit im Zeitbereich [2,5 ms ; 4 ms].

Fünf Fälle mit unterschiedlicher Druckkombination werden mit jeweils zehn Messungen untersucht:

- $p_k=40$  bar und  $p_e=60$  bar: Differenzdruck  $\Delta p=20$  bar
- $p_k=40$  bar und  $p_e=70$  bar: Differenzdruck  $\Delta p=30$  bar

- $p_k=40$  bar und  $p_e=80$  bar: Differenzdruck  $\Delta p=40$  bar
- $p_k=30$  bar und  $p_e=70$  bar: Differenzdruck  $\Delta p=40$  bar
- $p_k=20$  bar und  $p_e=70$  bar: Differenzdruck  $\Delta p=50$  bar

Die Ergebnisse, die in Abbildung 5.3 dargestellt sind, zeigen, dass die Zündverzugszeit mit zunehmender Druckdifferenz abnimmt.

Die Zündverzugszeit beträgt ca. 26 ms für  $\Delta p=20$  bar, ca. 20 ms für  $\Delta p=30$  bar, ca. 15 ms für  $\Delta p=40$  bar und ca. 12 ms für  $\Delta p=50$  bar. Je höher der Differenzdruck ist, desto größer wird die Strahlgeschwindigkeit. Der Freistrahл bildet früher ein zündfähiges Gemisch.

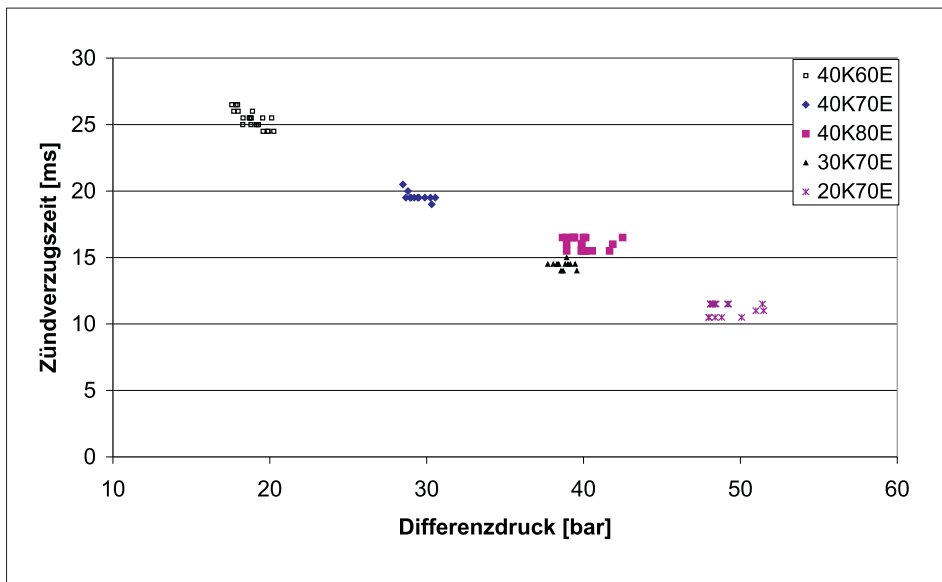


Abbildung 5.3: Globale Zündverzugszeit im Fall von verschiedenen Druckdifferenzen bei Eindüstertemperatur=330 °C und Kammertemperatur=460 °C. In der Legende bedeutet „K“ Kammerdruck  $p_k$ , „E“ Eindüsdruck  $p_e$ .

Mit Hilfe dieser Versuche ist die Größenordnung des Zeitfensters im Fall von verschiedenen Druckdifferenzen für die Tracer-LIF-Experimente mit Dimethylether bestimmt. Um Anknüpfungen zu früheren LDA-Messungen [Fast] herzustellen, sollen die LIF-Messungen zunächst mit Stickstoff durchgeführt werden.

# Kapitel 6

## Instationärer Stickstoff-Freistrahler

### 6.1 Statistische Konzentrationsverteilung

Im folgenden Kapitel werden zwei Freistrahlerkonfigurationen repräsentativ untersucht, von denen jeweils hundert Bilder für  $t_s=10$  ms bzw. 6 ms aufgenommen werden. In Abbildung 6.1 und 6.2 sind eine Momentaufnahme, die Mittelwerte der Konzentrationsverteilung relativ zur mittleren Fluoreszenzintensität am Düsenrohraustritt (siehe Absatz 4.4) und ihre Schwankungen für die beiden Fälle dargestellt.

Die RMS-Bilder zeigen, dass das Konzentrationsfeld im Achsenteil des Strahles, aber auch an der Spitze, in der sog. *Dilution region*, stark schwankt. Dieses Ergebnis stimmt mit dem Absatz 2.2 überein. Eine starke Turbulenz, die durch klein-skalierte Wirbel charakterisiert wird, wirkt auf die dünne *Main jet region*. Dies verursacht große Schwankungen des Konzentrationsfeldes in diesem Bereich. Darüber hinaus verschiebt sich die Strahlspitze von Injektion zu Injektion trotz der Erhaltung gleicher Bedingungen ( $t_s$ , Druck, Temperatur). Diese Positionsdifferenz von Bild zu Bild führt zu einer großen Konzentrationsschwankung im Kopfwirbel (*Dilution region*) auf dem RMS-Bild.

In Abb.6.3 wird die Verteilung der mittleren Konzentration für den Fall  $t_s=10$  ms gezeichnet. Die Längsverteilung ( $y=0$ ) nimmt langsam vom Düsenaustritt zur Spitze hin hyperbelförmig ab. Die Querverteilung (hier:  $x = 18\text{mm} = 9 \cdot d_0$ , mit dem 2mm Innendurchmesser der Düse  $d_0$ ) besitzt die Form einer Gaußschen Verteilungsfunktion (siehe rote Kurven in Abb.6.4). Die Abweichungen der Konzentration am Strahlrand von der Gauß-Funktion ist auf eine Anhebung des Hintergrundrauschens im Kammergas zurückzuführen.

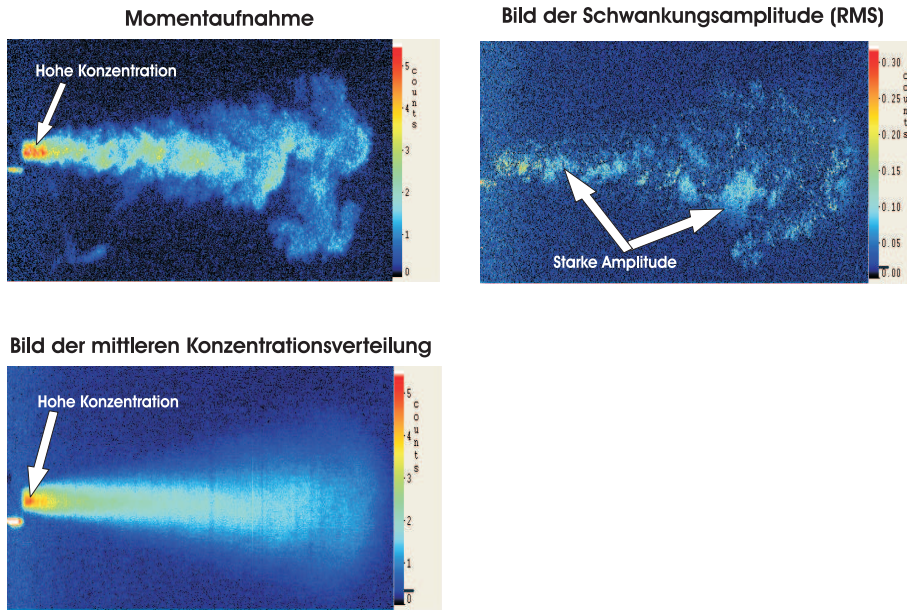


Abbildung 6.1: Bild einer Momentaufnahme, der mittleren Konzentrationsverteilung und der Schwankungsamplitude für die folgenden Bedingungen:  $t_s=10$  ms,  $t_a=4$  ms,  $p_k=20$  bar und  $p_e=50$  bar.

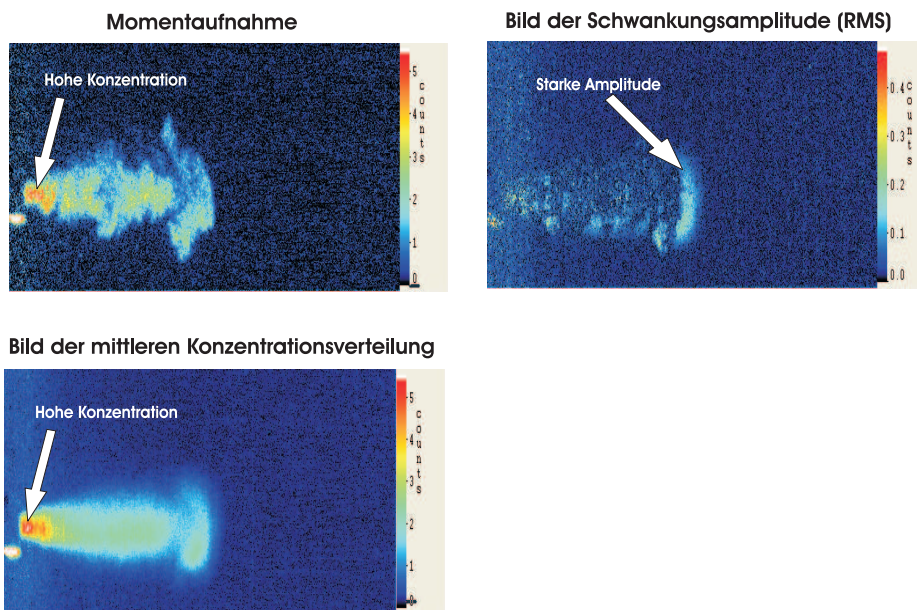


Abbildung 6.2: Bild einer Momentaufnahme, der mittleren Konzentrationsverteilung und der Schwankungsamplitude für die folgenden Bedingungen:  $t_s=6$  ms,  $t_a=4$  ms,  $p_k=20$  bar und  $p_e=50$  bar.



Diese Ergebnisse entsprechen der in Kapitel 2 dargestellten Theorie von [Günther]: je weiter der untersuchte Punkt des Strahles ist, desto niedriger wird die mittlere Gaskonzentration auf der Achse. Die Gaußschen Funktion, die die Querverteilung darstellt, wird in Richtung der Strömungsentwicklung  $x$  immer flacher. Das bedeutet, dass sich Injektionsgas und Kammergas mit zunehmender Entfernung von der Düsenmündung mehr und mehr vermischen.

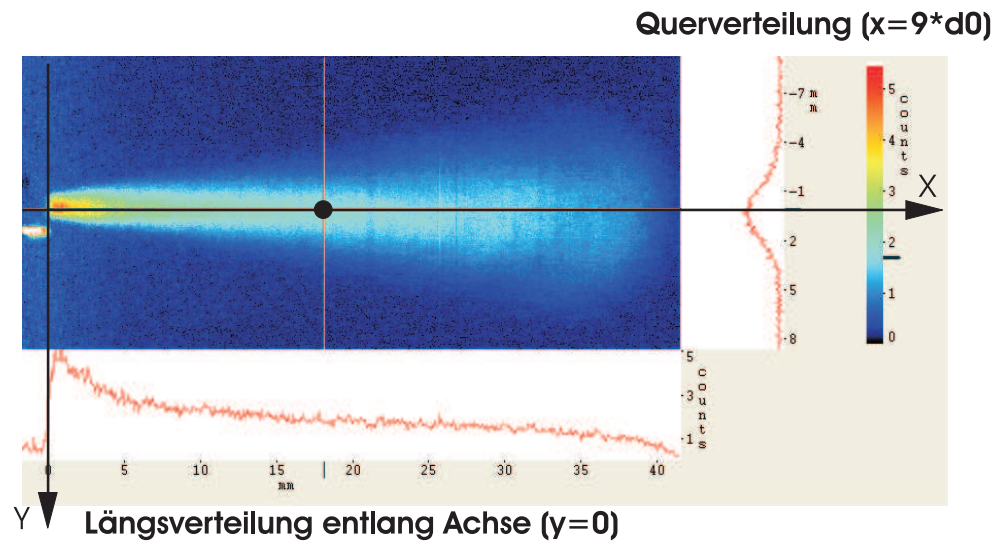


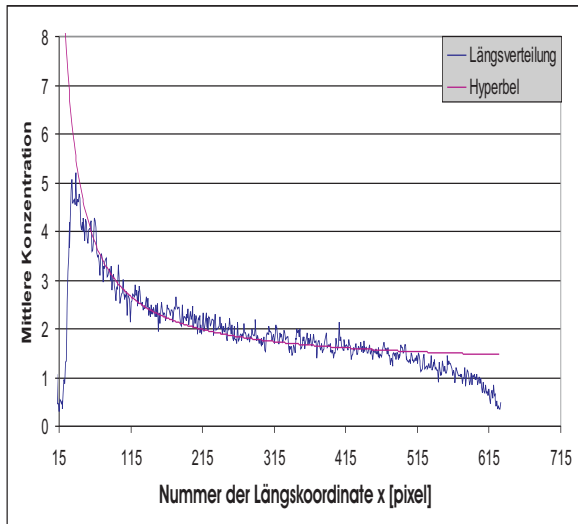
Abbildung 6.3: Profil der Längs- und Querverteilung der Konzentration durch einen Punkt (Koordinaten  $x=9 \cdot d_0$  ;  $y=0$ ) für die folgenden Bedingungen:  $t_s=10$  ms,  $t_a=4$  ms,  $p_k=20$  bar und  $p_e=50$  bar

In der Folge werden 4 verschiedene Punkte des Strahles gewählt (Siehe Abb.6.5):

- zwei auf der Achse, wo die radiale Konzentration maximal ist: Punkt A ( $x = 5\text{mm} = 2,5 \cdot d_0$ ,  $y=0$ ) bzw. B ( $x = 16\text{mm} = 8 \cdot d_0$ ,  $y=0$ )
- einer am Umfang des Strahles: Punkt C ( $x = 16\text{mm} = 8 \cdot d_0$ ,  $y=2,5$  mm)
- und einer an der Spitze: Punkt D ( $x = 40\text{mm} = 20 \cdot d_0$ ,  $y=0$ ).

Für jeden Punkt werden Histogramme mit Hilfe eines *LabView*-Programms berechnet, um mehr Informationen über die Konzentrationsverteilung zu erhalten. Die Histogramme der vier Punkte sind in Abb.6.6 gezeichnet. Mit dem Ziel einer besseren Statistik in den Histogrammen werden ebenfalls für jeden Punkt die Wahrscheinlichkeitsverteilung der acht benachbarten Punkte betrachtet.

Längsverteilung entlang Achse



Querverteilung für x=9\*d0

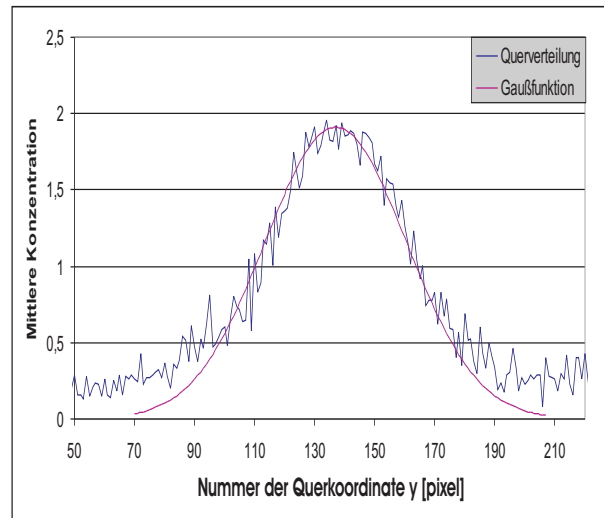


Abbildung 6.4: Vergleich der Längs- (links) und Querverteilung (rechts) der mittleren Konzentration mit einer Hyperbel- bzw. Gaußfunktion. Die Formel der Hyperbel ist  $\frac{170,2}{x} + 1,2$ . Für die Gaußfunktion gilt  $1,89 \cdot e^{-8,5 \cdot 10^{-4} \cdot y^2}$ .

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (*Probability Density Function* PDF) können durch die Normierung der Einzelhäufigkeiten auf die Gesamthäufigkeit in den Histogramme abgeleitet werden, was einer einfachen Skalierung der Häufigkeitsachse in Abb.6.6 entspricht.

Die Histogramme auf der Achse des Strahles für die Punkte A und B zeigen den Verlauf einer Gaußschen Funktion, die auf den mittleren Konzentrationswert zentriert ist. Dieser Wert nimmt mit zunehmendem x ab: die mittlere Konzentration  $\bar{c}$  beträgt ca. 2,8 für den Punkt A und ca. 2,267 für den weiteren Punkt B. Das Histogramm des Punkts D zeigt eine hohe Häufigkeit von sehr geringen Konzentrationswerten an der Spitze. Dieser Trend entspricht der Längs- und Querverteilung: Abnahme der mittleren Konzentration in Richtung des Freistrahlandes.

Die Punkte C und D liegen am Strahlrand und die Wahrscheinlichkeit, dass die Konzentration der Tracermoleküle an diesen Punkten null ist, ist sehr groß. Dies spiegelt sich in den Histogrammen wider. Der Grund dafür ist gemäß [Warnatz] die Intermitenz der turbulenten Wirbelbewegung am Strahlrand. Dort gibt es manchmal einen Wirbel, der hohe Konzentration transportiert, und manchmal keinen Wirbel, d.h. nur die Umgebung.

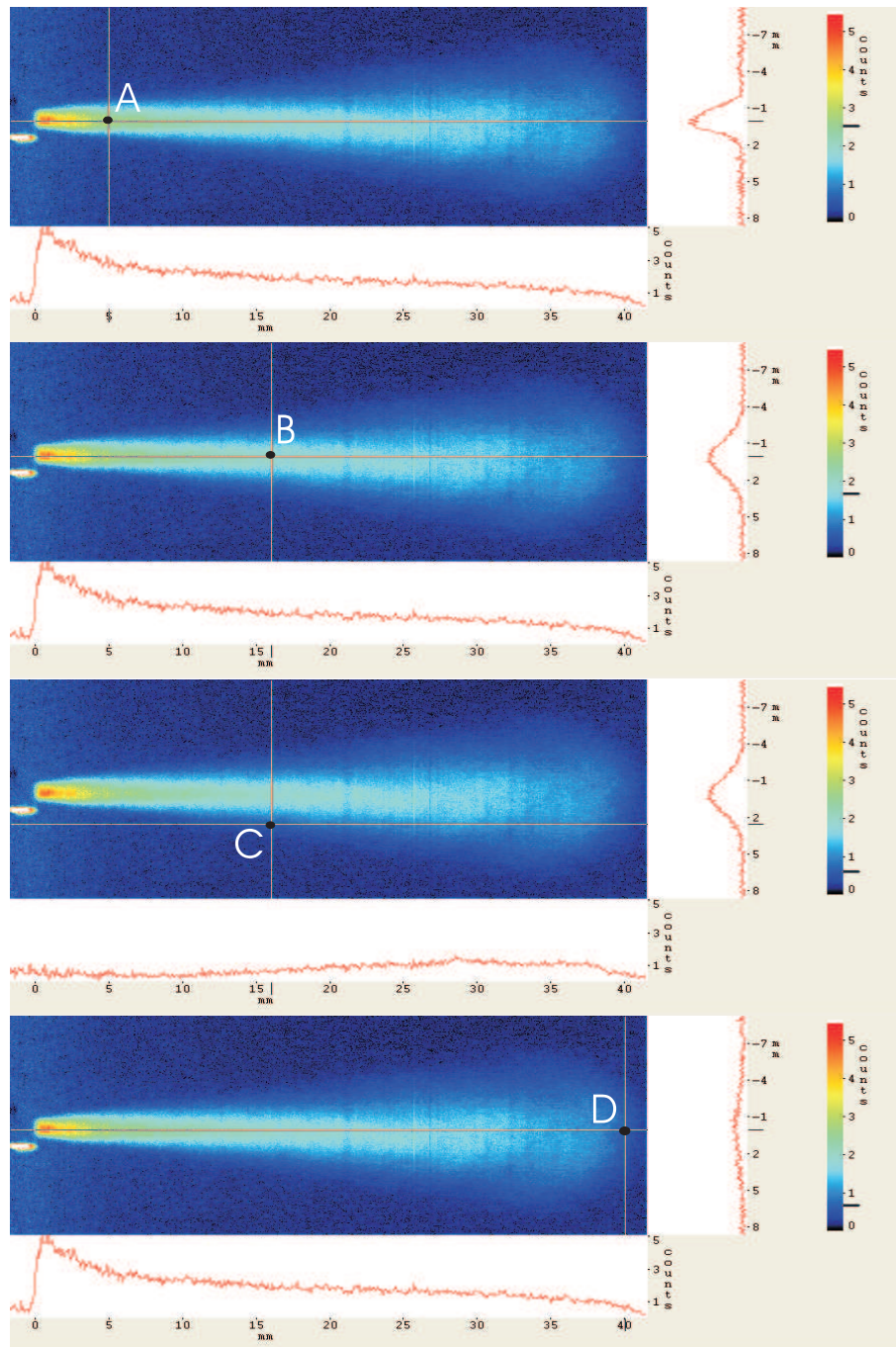


Abbildung 6.5: Stelle der vier untersuchten Punkte im Strahl: Punkt A ( $x = 2,5 \cdot d_0$ ,  $y=0$ ), Punkt B ( $x = 8 \cdot d_0$ ,  $y=0$ ), Punkt C ( $x = 8 \cdot d_0$ ,  $y=2,5$  mm) und Punkt D ( $x = 20 \cdot d_0$ ,  $y=0$ ) für die folgenden Bedingungen:  $t_s=10$  ms,  $t_a=4$  ms,  $p_k=20$  bar und  $p_e=50$  bar.

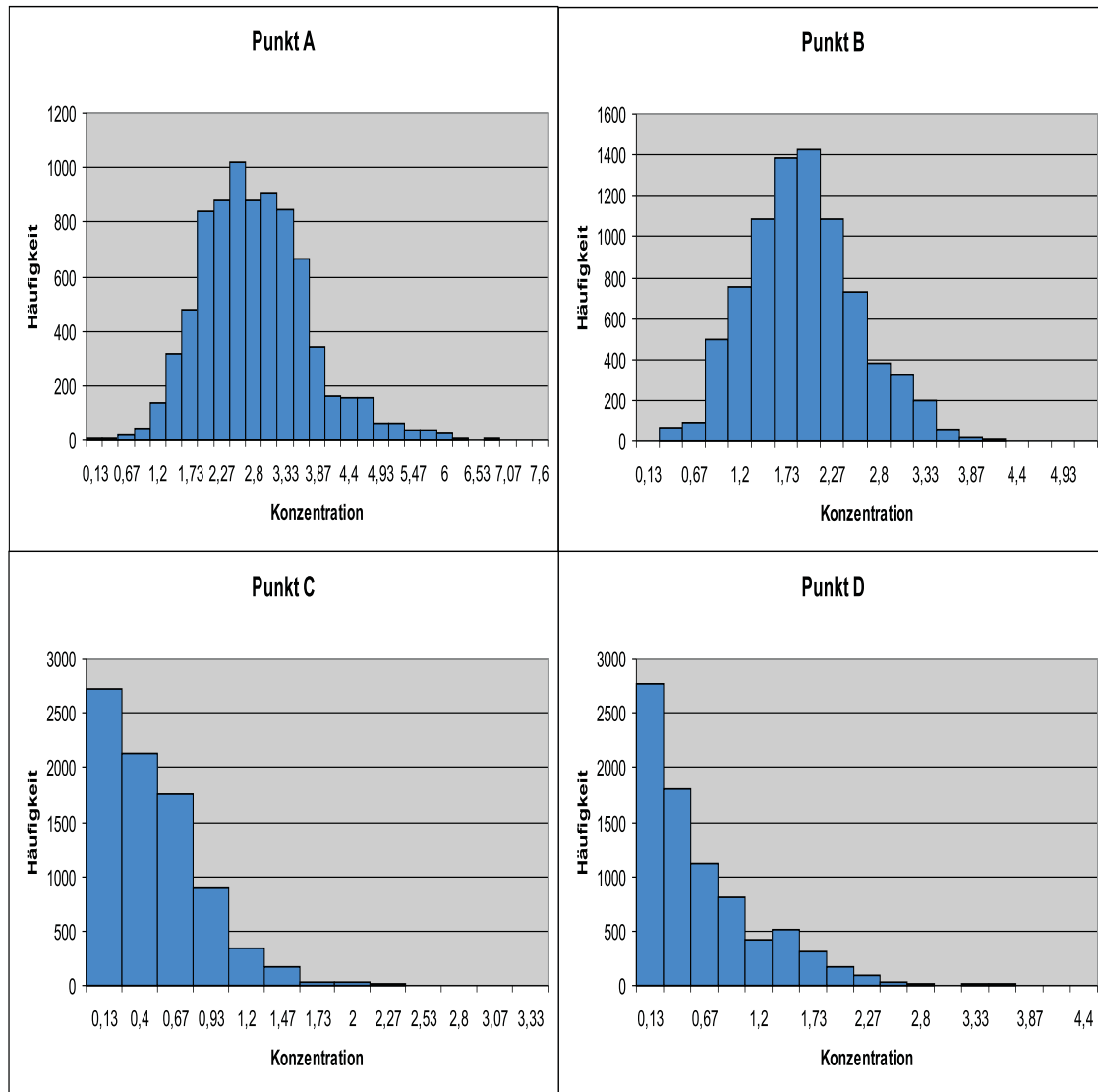


Abbildung 6.6: Vergleich der Histogramme der vier Punkten A, B, C und D. Für jeden Punkt (Pixel) werden ebenfalls die acht benachbarten Punkte (Pixel) zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit betrachtet.



## 6.2 Räumliche Strahlentwicklung

Zum Verständnis einer instationären Freistrahlbildung ist seine zeitliche Entwicklung interessant. Für die Messungen bei den Bedingungen  $p_k=40$  bar und  $p_e=70$  bar wird hierzu ein mittleres Bild für jeden Zeitschritt  $t_s$  von 1 ms bis zum Zeitpunkt, an dem der Strahl stationär wird, aufgenommen.

Der relevante Zeitbereich ist [4 ms, 10 ms], weil der Strahl nur ab  $t_s=4$  ms aus der Düse herauskommt und nach  $t_s=10$  ms stationär wird. Die Länge der Düse verursacht eine Verzögerung des Strahls, welche  $t_s=4$  ms erklärt. Die Bilder der mittleren Konzentrationsprofile von  $t_s=4$  bis 10 ms sind in Abb.6.7 dargestellt. Die Mittelung wird aus jeweils 200 Einzelbildern durchgeführt.

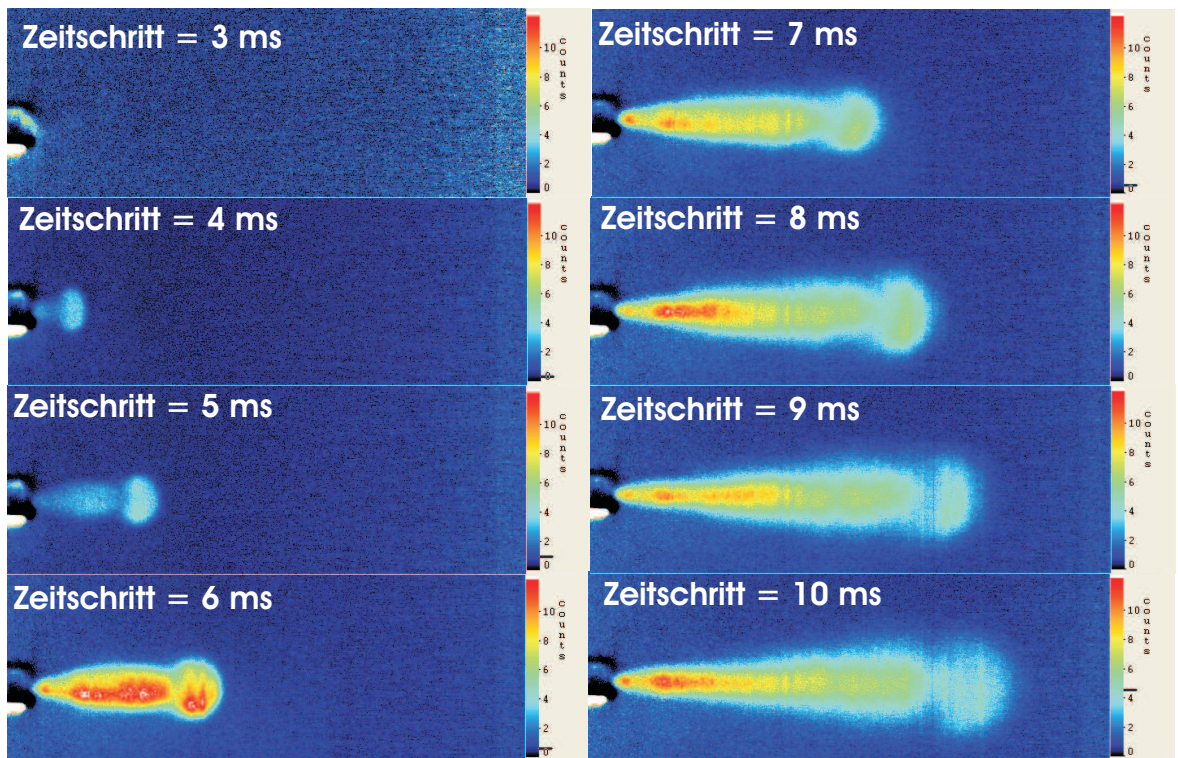


Abbildung 6.7: *Strahlentwicklung: mittlere Konzentrationsprofile aus jeweils 200 Bildern für verschiedene Zeitschritte unter den Bedingungen  $p_k=40$  bar und  $p_e=70$  bar.*

Eine Eigenschaft, die einen Freistrahls charakterisiert, ist seine Länge, die für jeden Zeitpunkt bestimmt wird. Sie wird durch die Einführung einer Eindringtiefe  $Z_t$  defi-

niert:

$$c(Z_t) = 0,1 \cdot c_0$$

mit der normierten Konzentration  $c$  bei  $x=Z_t$  und der mittleren Konzentration  $c_0$  am Düsenaustritt, die für jeden Zeitschritt bestimmt werden muss. Dazu muss jeweils ein Längsprofil des Strahls auf der Achse gezeichnet werden, um  $c_0$ ,  $c(Z_t)$  und danach die Eindringtiefe  $Z_t$  zu ermitteln. Der Faktor 0,1 ist so gewählt, dass  $Z_t$  der Strahlspitze entspricht.

Die Abb.6.8 zeigt die Entwicklung der Strahllänge in der Zeit.

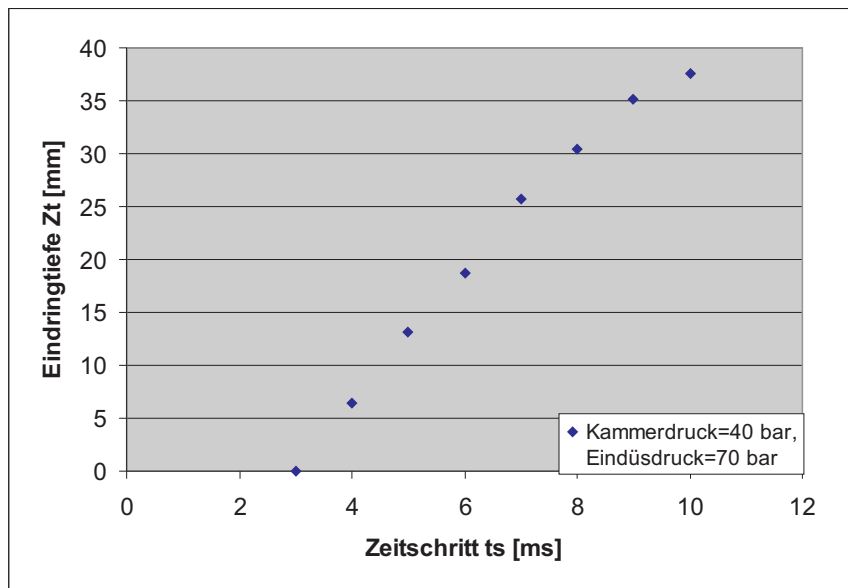


Abbildung 6.8: Messung der Strahllänge für verschiedene Zeitschritte unter den Bedingungen  $p_k=40$  bar und  $p_e=70$  bar. Es wird angenommen, dass  $Z_t=0$  mm für  $t_s=3$  ms. Der Bildrand liegt ca. 45 mm nach der Düse in  $x$ -Richtung.

Die Kurve des **instationären** Teils, zwischen 3 ms und 10 ms, zeigt, dass die Eindringtiefe kontinuierlich zunimmt.

In seinem Bericht [Rizk] untersucht Rizk einen Freistrahler von Wasser in Wasser. Er zeigt, dass nur die maximale Strahlbreite  $D$  und die Eindringtiefe  $Z_t$  im weitem Bereich zu betrachten sind, um den Strahl zu charakterisieren, ohne einen direkten Einfluss des Düsendurchmessers.

Seine Analyse führt zu einer Eindringzahl, die für große Zeiten gegen eine Konstante

strebt:

$$\frac{Z_t}{\left(\frac{\dot{M}}{\rho}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot t^{\frac{1}{2}}} = f\left(\frac{D}{Z_t}\right) \rightarrow \text{Konstante} \quad (6.1)$$

$\dot{M}$  ist der gesamte Impulsstrom am Düsenaustritt,  $\rho$  die Dichte des Umgebungsfluids, und  $t$  der Zeitschritt.

Hill und Ouellette, die die Aussagen von Rizk benutzen, beweisen einen linearen Zusammenhang zwischen der Eindringtiefe und der Wurzel der Zeit im Fall des instationären Gasfreistrahls.

Die Linearität, die in [Hill] erläutert ist, findet sich in den LIF-Ergebnissen wieder (siehe Abb.6.9), so dass dieses Gesetz auch für den untersuchten Strahl gilt.

Dies kann auch mit Ergebnissen von Rizk verglichen werden (siehe Abb.6.10). Dazu wird die maximale Breite  $D$  des Strahles für jeden Zeitpunkt ermittelt. Beide Kurven zeigen ähnliche Verläufe: bei kleinen Zeitschritten erfolgt eine steile Abnahme, bei größeren Zeitschritten streben die Kurven gegen einen konstanten Wert.

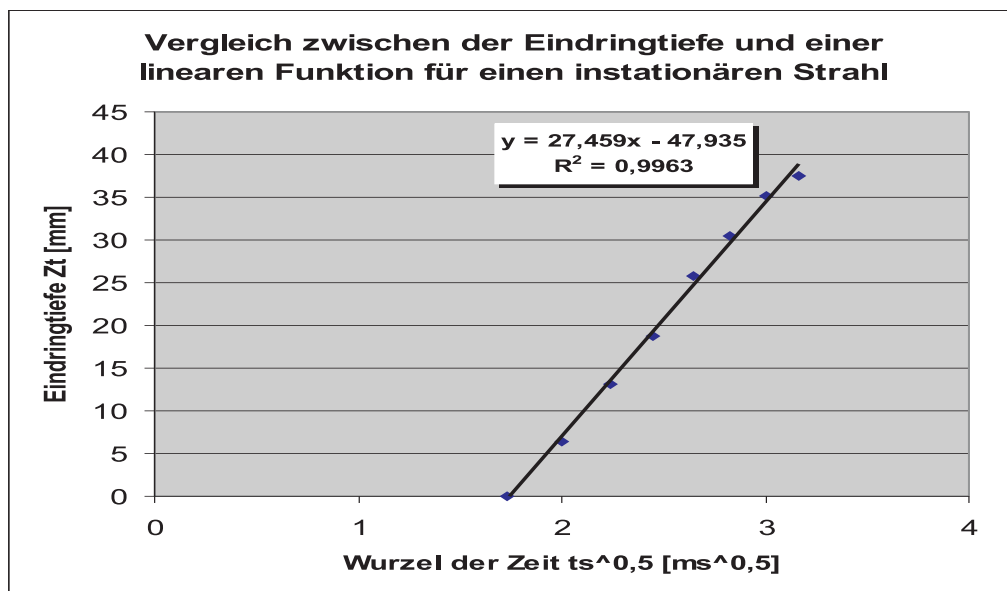


Abbildung 6.9: Zeitverlauf der Eindringtiefe: linearer Zusammenhang zwischen  $Z_t$  und der Wurzel der Zeit  $t^{\frac{1}{2}}$  für  $t_s=3$  bis 10 ms

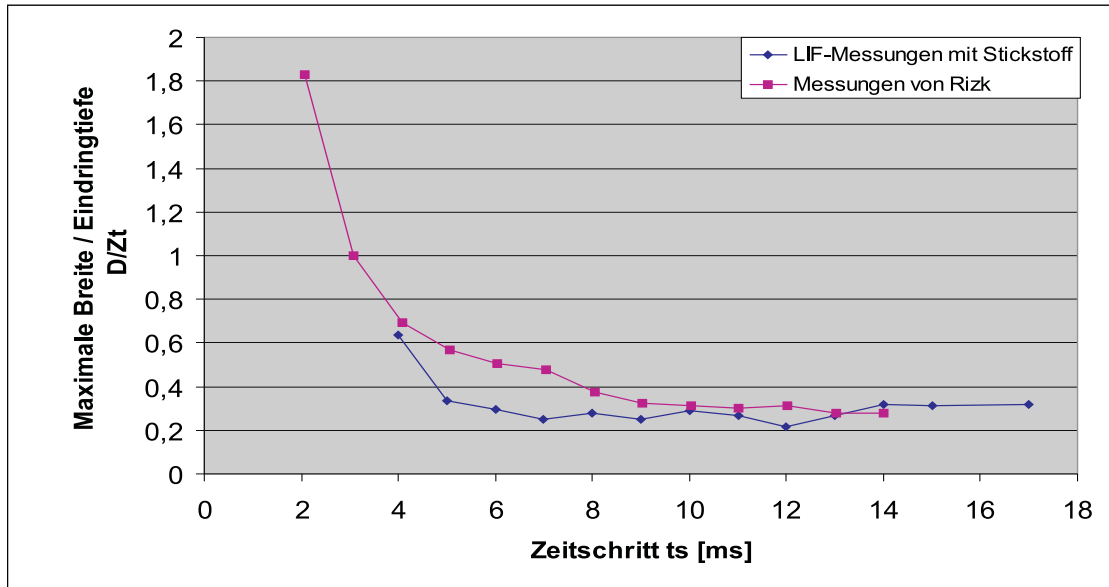


Abbildung 6.10: Vergleich zwischen den LIF-Messungen mit der Näherung von Rizk.  $D(t_s)$  ist die maximale Breite des Strahles und  $Z_t$  die Eindringtiefe.

Um den Druckeinfluss auf den Strahl zu untersuchen, werden die erfassten LIF-Daten mit den Aussagen von Rizk (siehe Absatz 6.2) verglichen.

Also muss die Gleichung (6.1) angepasst werden:

Für den Impulstrom  $\dot{M}$  gilt  $\dot{M} = \dot{m} \cdot u = \rho \cdot u^2 \cdot S$ , mit dem Massenstrom  $\dot{m}$ , der Fluidgeschwindigkeit  $u$ , der Dichte des Umgebungsfluids  $\rho$  und der Austrittsfläche der Düse  $S$ .

Also ist  $(\frac{\dot{M}}{\rho})^{\frac{1}{4}} = (u^2 \cdot S)^{\frac{1}{4}}$  proportional zu  $\sqrt{u}$ .

Mit der Bernoulli-Gleichung kann eine Annäherung der Druckdifferenz für das Ventil(1) (Kammerventil) abgeleitet werden, wenn betrachtet wird, dass der Druckverlust in der Düse vernachlässigbar ist. Das bedeutet, dass der Druck nach dem Ventil(1) ungefähr gleich dem Kammerdruck  $p_k$  ist, für den gilt:  $\Delta p = p_e - p_k = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2$ , mit dem Eindüsdruck  $p_e$ .

Das Umgebungsfluid wird als ideales Gas betrachtet:  $\rho = \frac{p_k}{\frac{R}{M} \cdot T_k}$ , mit der Gastemperatur am Kammereintritt  $T_k$ , der Universelle Gaskonstante  $R$  und dem Molekulargewicht des Umgebungsfluids  $M$ .

Infolgedessen ist  $(\frac{\dot{M}}{\rho})^{\frac{1}{4}}$  proportional zu  $(\frac{\Delta p}{p_k})^{\frac{1}{4}}$ .

Folglich ist die Eindringtiefe  $Z_t$  gemäß ([Rizk]) proportional zu  $(\frac{\Delta p}{p_k})^{\frac{1}{4}}$ .



Es werden Messungen mit verschiedene Druckverhältnisse und unterschiedlichen Zeitschritten  $t_s$  durchgeführt, um diese Proportionalität zu überprüfen:

1.  $p_k=20$  bar,  $p_e=50$  bar für  $t_s=10$  ms
2.  $p_k=30$  bar,  $p_e=40$  bar für  $t_s=5, 10$  und  $15$  ms
3.  $p_k=30$  bar,  $p_e=50$  bar für  $t_s=5, 10$  und  $15$  ms
4.  $p_k=40$  bar,  $p_e=70$  bar für  $t_s=5, 10$  und  $15$  ms
5.  $p_k=30$  bar,  $p_e=70$  bar für  $t_s=5, 10$  und  $15$  ms

Das Prinzip für die Bestimmung der Eindringtiefe  $Z_t$  ist das gleiche wie im Abschnitt 6.2. Für eine bessere Genauigkeit wird ihre Definition hier verändert:  $c(Z_t) = 0,15 \cdot c_0$ , mit der normierten Konzentration am Düsenaustritt  $c_0$ .

Die Eindringtiefe für  $t_s=15$  ms unter den Bedingungen  $p_k=30$  bar,  $p_e=70$  bar wird angenähert, da der Strahl in diesem Fall zu lang ist und ein Teil der Spitze auf den Bildaufnahmen nicht mehr sichtbar ist. Die Annäherung besteht darin, die Absenkung der mittleren Konzentration auf dem Längsprofil zu betrachten, die Gerade zu verlängern und den Wert, der  $0,15 \cdot c_0$  entspricht, abzulesen.

Die Abbildung 6.11 zeigt die gemessenen Eindringtiefen der LIF-Messungen für alle untersuchten Fälle.

Jedes Diagramm stellt die Eindringtiefen für einen festen Zeitschritt dar. Die Proportionalität verbessert sich mit zunehmenden Zeitschritten : von  $t_s=5$  ms über  $t_s=10$  ms zu  $t_s=15$  ms. Das bestätigt die Aussagen von Rizk: das Verhältnis 6.1 strebt im stationären Strahl gegen eine Konstante (siehe Abb.6.10).

Damit der Einfluss des Druckverhältnisses auf die Eindringtiefe  $Z_t$  sichtbar wird, werden vier Kurven dargestellt, die die Strahlentwicklung in der Zeit für die untersuchten Fällen 2, 3, 4 und 5 zeigt (siehe Abb.6.12).

Diese Kurven, die eine ähnliche Form haben, zeigen, dass die Eindringtiefe  $Z_t$  mit zunehmender Druckdifferenz steigt. Das entspricht der Tatsache, dass je größer die Druckdifferenz ist, die Strahlgeschwindigkeit umso größer wird.

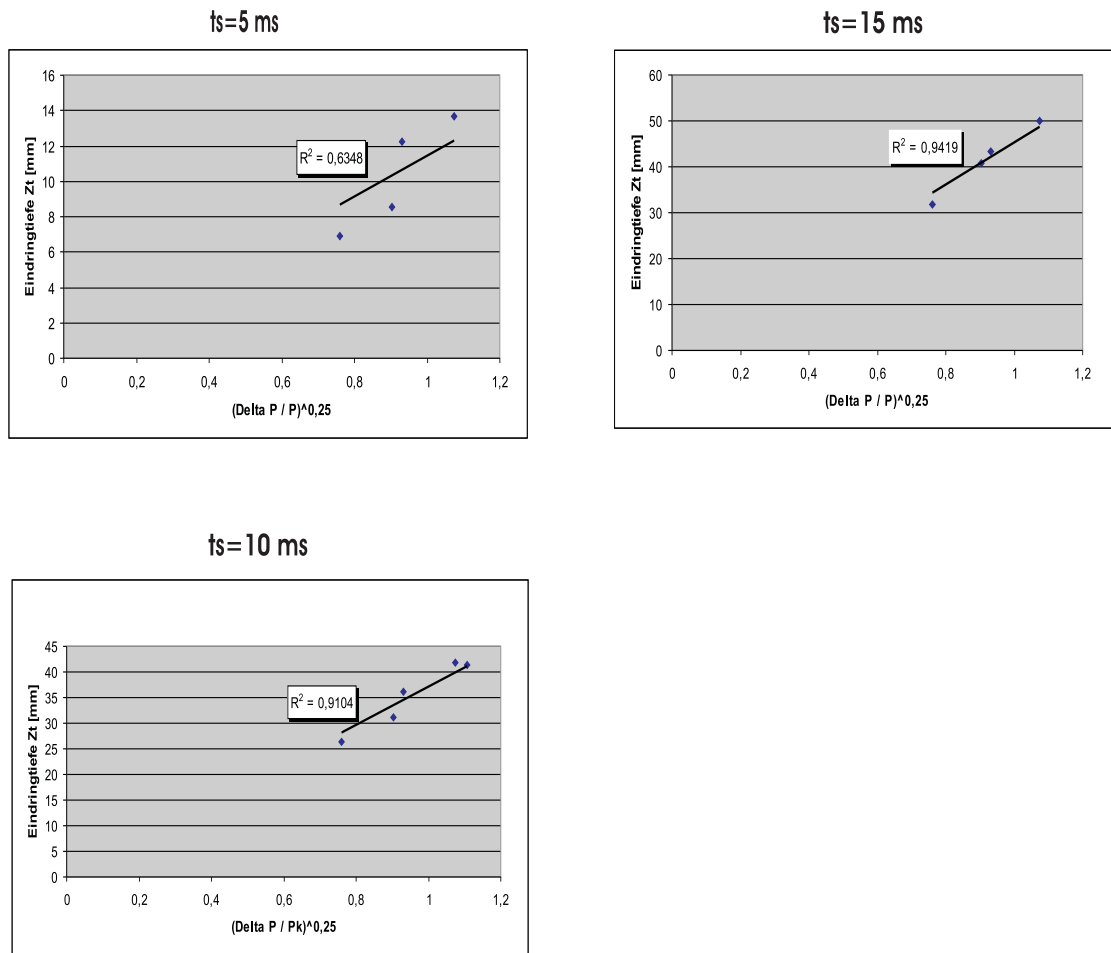


Abbildung 6.11: Vergleich der LIF-Ergebnisse für verschiedene Druckverhältnisse mit Aussagen von [Rizk] für die Zeitschritte  $t_s=5, 10$  und  $15$  ms: Überprüfung des linearen Zusammenhangs zwischen Eindringtiefe und  $(\frac{\Delta p}{p_k})^{\frac{1}{4}}$ . Die lineare Trendlinie ist die schwarze Gerade und  $R^2$  ist das Bestimmtheitsmaß.

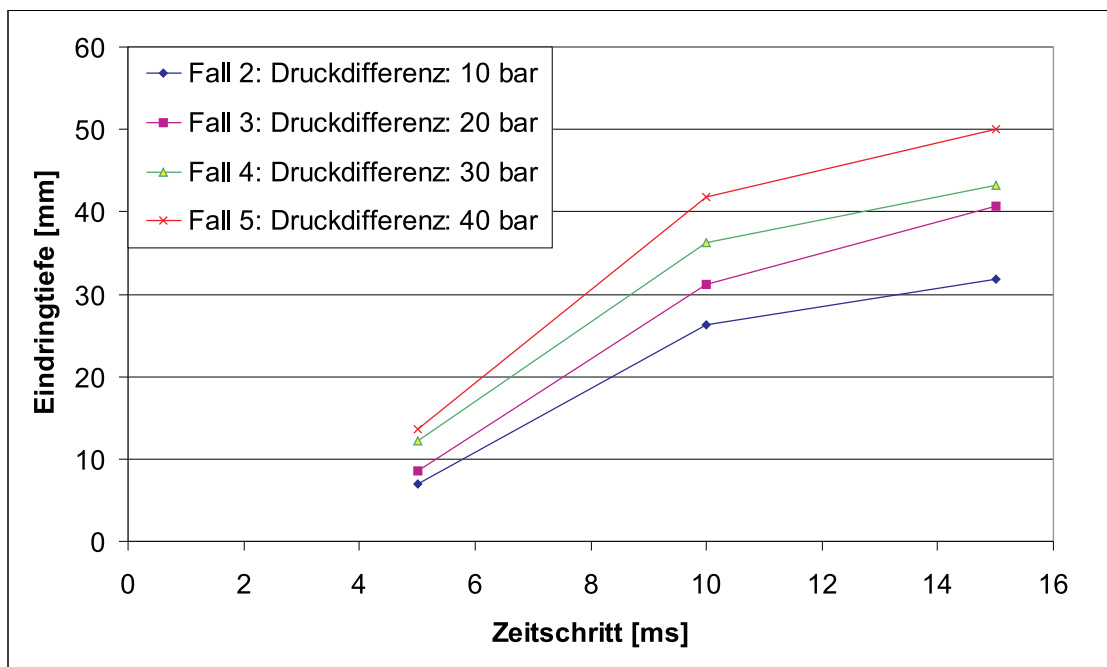


Abbildung 6.12: Einfluss der Druckdifferenz auf die Eindringtiefe: Entwicklung von  $Z_t$  für die Fälle 2 ( $p_k=30$  bar,  $p_e=40$  bar), 3 ( $p_k=30$  bar,  $p_e=50$  bar), 4 ( $p_k=40$  bar,  $p_e=70$  bar) und 5 ( $p_k=30$  bar,  $p_e=70$  bar).

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Analyse der zeitlichen und örtlichen Entwicklung der Konzentrationsverteilung eines instationären Freistrahls mittels Laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) durchgeführt. Da die zu untersuchenden Injektionsgase selbst im Laserwellenlängenbereich nicht fluoreszieren, wurde Aceton als Tracerstoff vor der Injektion beigemischt. Aceton weist eine starke Fluoreszenz auf, erlaubt eine hohe Seedingrate und geht keine chemische Reaktion mit Stickstoff oder Dimethylether ein.

Ein zusätzliches Injektionssystem wurde an die TROJA-Anlage angepasst, um ein homogenes Gemisch zwischen Aceton und dem Injektionsgas vor der Kammereindüsung zu erhalten. Der daraus erzeugte Freistrahls wurde mit Hilfe eines geeigneten Optik- und Aufnahmesystems untersucht.

Da hauptsächlich durch die schwankende Laserintensität Fehler eingetragen werden, wurden die erfassten Bilder korrigiert, um Konzentrationsaussagen treffen zu können. Es wurde die Eindüsung bei verschiedenen Betriebsbedingungen durchgeführt, um die Ergebnisse mit Literaturangaben vergleichen zu können. Unter anderem wurden Drücke, Temperatur, Volumenstrom und Injektionsdauer variiert.

Die relevanten Zeitschritte für die LIF-Experimente wurden dabei zunächst durch Messung der Zündverzugszeit von Dimethylether bestimmt.

Um an frühere Geschwindigkeitsmessungen am Stickstoff-Freistrahls anzuknüpfen, wurden statistische Untersuchungen mit Stickstoff als Injektionsgas durchgeführt. Die gemessenen Konzentrationsprofile stimmen mit Aussagen von [Günther] überein: die Längs- und Querverteilung der mittleren Konzentration hatten eine hyperbolische

Form bzw. die Form einer Gaußschen Funktion. Darüber hinaus wurde die instationäre Strahlentwincklung mit theoretischen Ansätzen von [Rizk] diskutiert. Hierbei wurden viele Übereinstimmungen gefunden.

Die Ergebnisse, die in dieser Diplomarbeit dargestellt sind, ergänzen die früheren und zukünftigen Geschwindigkeitsmessungen mittels LDA von [Fast] bzw. PIV, mit dem Ziel einer Datenbasis für eine Modellvalidierung des turbulenten Mischungsprozesses.

# Anhang

## Programm für die Bildkorrektur und der statistischen Auswertung

```
//-----  
// Routine zur Auswertung von LIF-Aufnahmen  
//-----  
  
void LIFKorrektur(int Startbuffer, int AnzahlBuffer, int BuffermitguterLaserleistung, int shift)  
{  
//**** folgende Werte müssen vor Ausführung angepasst werden *****  
  
int start=Startbuffer;  
// Startbuffer: hier liegt das erste Rohbild  
int anz=AnzahlBuffer;  
// Anzahl Bilder  
  
int x1=25;  
int y1=383;  
int x2=634;  
int y2=474;  
SetRect(1,x1,y1,x2,y2);  
// (Rechtecknr.1,x1,y1,x2,y2) Koordinaten der Küvette mit Farbstoff  
SetRect(3,52,127,64,146);  
// (Rechtecknr.3,x1,y1,x2,y2) Rechteck am Austritt der Düse entspricht 100% Gaskonzentration  
  
int Xmax=639; // max. Kameraauflösung horizontal (NanoStar: 639)  
int Ymax=479; // max. Kameraauflösung vertikal (NanoStar: 479)  
  
string Nullbild="D:\\Troja\\Daten\\NullbildNanostar\\results\\Referenzbild.imx";  
// Hier liegt das Nullbild der Kamera (Pxelempfindlichkeit)  
string Skala="D:\\Troja\\Daten\\2006-03-14 N2+Aceton\\Skala.imx";  
// Hier liegt ein Bild mit Skala  
string Speicherpfad=DirSelectionBox("Verzeichnis zum Speichern der Buffer wählen");  
// Dialogabfrage zum Speicherverzeichnis  
  
//*****  
// Subtraktion des Hintergrundbildes (Background) wird im Folgenden vorausgesetzt!  
  
int i; // Zählvariablen
```

```

int j;
int k;
//-----
// - Nullbild: Berücksichtigung der Pixelempfindlichkeit (durch Alterung der Kamera)
// - Längenskalen einfügen
//-----
LoadBuffer(Nullbild,start+anz+1);
BufferName(start+anz+1, "Nullbild (Pixelempfindlichkeit)");
LoadBuffer(Skala,start+anz+2);
BufferName(start+anz+2, "Längenskala");
string Name;
for (i=0;i<=anz-1;i=i+1)
    {
    Name=GetBufferName(start+i);
    B[start+i]=B[start+i]*B[start+anz+1];
    // mit Nullbild multiplizieren
//-----
// Anpassung der Buffer, falls nötig
/* if (i<=99)
    {
    B[start+anz+3]=B[start+i];
    SetBufferSize(start+anz+3,Xmax+1,Ymax+1,1);
    // Umwandeln in FLOAT (ISFLOAT=1)
    MoveBuffer(start+anz+3,start+i,-20,0);
    } */
//-----
    BufferName(start+i, Name);
    TransferScales(start+anz+2, start+i);
    // Skala einlesen
    }

//-----
// Korrektur der unterschiedlichen Laserleistung von Buffer zu Buffer
//-----
float intensity_ref;
float intensity;
int endbuffer=start+anz-1;
intensity_ref=AvgRect(BuffermitguterLaserleistung,1);
// Referenzbild: Küvette mit Farbstoff //AvgRect(buffer,nummer rect)
for (i=1;i<=anz;i=i+1)
    {
    intensity = AvgRect(start+i-1,1);
    // Mittlere Intensität der Farbstoff-Küvette für jeden Buffer
    B[endbuffer+10+i] = B[start+i-1]*(intensity_ref/intensity);
    // korrigierte Fluoreszenzintensität
    SetBufferSize(endbuffer+10+i,Xmax+1,Ymax+1,1);
    // Umwandeln in FLOAT (ISFLOAT=1)
    }
B[start+anz+7]=B[BuffermitguterLaserleistung];
// Intensitätsverteilung der Farbstofffluoreszenz aus Referenzbild
BufferName(start+anz+7, "Referenz für Laserleistung, Buffer "+BuffermitguterLaserleistung);
// IntensityHistogram(start+anz+2,1,1,anz);

```

```

// Show(0);

//-----
// Korrektur der unterschiedlichen Laserleistung über Lichtschnitthöhe
//-----
int start2=endbuffer+anz+20;
float maxcount=0;
SetBufferSize(start,Xmax+1,Ymax+1,1);
// Umwandeln in FLOAT (ISFLOAT=1)
B[start2]=B[start];
// Bildformat übernehmen
B[start2+anz+5]=B[start];
// Buffer für Mittelwerte
B[start2+anz+5]=0;
SetRect(2,0,0,Xmax,1);
for (i=1;i<=anz;i=i+1)
{
B[start2]=0;
for (j=y1;j<=y2;j=j+1)
//zeilenweise Summe über die Referenzküvette
{
R[start2,0]=R[start2,0]+R[endbuffer+10+i,j];
//Überlagerung der Intensitäten //R[buffer, nummer zeile]
}
R[start2,0]=R[start2,0]*100/(y2-y1+1);
//Mittelung
R[start2,1]=R[start2,0];
if (shift>0)
{
for (k=0;k<=639-shift;k=k+1)
{
PIX[start2,k,0]=PIX[start2,k+shift,1];
//Verschiebung wegen Versatz (shift) der Laserstrahlen (Freistrahл u. Küvette)
}
else
{
for (k=-shift;k<=639;k=k+1)
{
PIX[start2,k,0]=PIX[start2,k+shift,1];
//Verschiebung wegen Versatz (shift) der Laserstrahlen (Freistrahл u. Küvette)
}
}
for (j=0;j<=479;j=j+1)
{
R[start2,j]=R[start2,0];
}
maxcount=MaxRect(start2,2);
B[start2+i]=B[i+endbuffer+10]/B[start2]*maxcount;
//{Acetonkonzentration (x,y)} proportional zu {Fluoreszenzintensität (x,y)}/{Laserintensität (y)}
B[start2+anz+5]=B[start2+anz+5]+(B[start2+i]/anz);
BufferName(start2+anz+5, "Mittelwert nach Lichtschnittkorrektur");
}

```



```

//-----
//                               Fluoreszenzintensität des Tracers am Düsenaustritt
//-----
B[start2+anz+7]=B[start2];
B[start2+anz+7]=0;
B[start2+anz+8]=B[start2];
B[start2+anz+8]=0;
for(i=1;i<=anz;i=i+1)
{
PIX[start2+anz+7,0,i-1]=AvgRect(start2+i,3);
PIX[start2+anz+7,1,i-1]=MinRect(start2+i,3);
PIX[start2+anz+7,2,i-1]=MaxRect(start2+i,3);
}
SetRect(6,0,0,2,anz);
CutoutRectangleShift(start2+anz+7,6,start2+anz+8,0,0);
// Zeitliche Mittelung der Intensität am Düsenaustritt
// - über alle Buffer:
int Anfang=start;
int Ende=start+anz-1;
// - über ausgewählte Buffer:
// int Anfang=XX,
// int Ende=YY;
for(i=0;i<=Ende-Anfang;i=i+1)
{
PIX[start2+anz+8,0,anz]=PIX[start2+anz+8,0,anz]+PIX[start2+anz+8,0,i]/(Ende-Anfang+1);
}
float Mittl_Intensitaet_DAUstritt=PIX[start2+anz+8,0,anz];
BufferName(start2+anz+8, "Fluoreszenzintensität des Tracers am Düsenaustritt");
AsciiFile(Speicherpfad+"/"+LIFDüsenaustritt.xls",start2+anz+8,3);

//-----
// Berechnung der Konzentrationen (relativ zur zeitl. mittleren Konzentration am Düsenaustritt)
//-----
int start3=start2+anz+10;
B[start3]=B[start2]; // Bildformat übernehmen
B[start3+anz+5]=B[start2]; // Buffer für Mittelwerte
B[start3+anz+5]=0;
for (i=1;i<=anz;i=i+1)
{
B[start3+i-1]=B[start2+i]/Mittl_Intensitaet_DAUstritt; //Normierung
// B[start3+anz+5]=B[start3+anz+5]+(B[start3+i-1]/anz);
}
StatisticBuffer(start3, anz, start3+anz+5);

//-----
// Speichern der Buffer
//-----
for (i=0;i<=anz-1;i=i+1)
{
StoreBuffer(Speicherpfad+"/"+GetBufferName(start+i)+"Konz",start3+i);
}

```

```

StoreBuffer(Speicherpfad+"/"+GetBufferName(start)+"Konz_Mittelwert",start3+anz+5);
StoreBuffer(Speicherpfad+"/"+GetBufferName(start)+"Konz_RMS",start3+anz+6);
int Logfile=Open(Speicherpfad+"/"+"Einstellungen_LIFKorrektur.txt", "w");
Write(Logfile, GetBufferName(start));
Write(Logfile, "Speicherpfad: "+Speicherpfad+"\n");
Write(Logfile, "Kamera-Nullbild: "+Nullbild);
Write(Logfile, "Skala: "+Skala);
Write(Logfile, "Anzahl Buffer: "+anz);
Write(Logfile, "Referenzbuffer für Laserleistung: Buffer "+GetBufferName(BuffermitguterLaserleistung));
Write(Logfile, "Shift Küvette <-> Freistrahl: "+shift+" Pixel");
Close(Logfile);
}

//-----
// Erzeugen eines Histogramms über die Intensitätsverteilung aller Buffer an festen Pixelpositionen (x,y)
//-----

void LIFHistogramm(int Startbuffer, int AnzahlBuffer, int Xmin, int Xmax, int Ymin, int Ymax, int Zielbuffer)
{
int start=Startbuffer; // Startbuffer
int anz=AnzahlBuffer; // Anzahl Bilder
int i=0;
int n=0;
//int Xmax=10; //639
//int Ymax=100; //479
// SetVolumeBufferSize(55,640,480,50,1,0,1);
// int i=GetBufferNX(55);
// int j=GetBufferNY(55);
// int k=GetBufferNZ(55);
// InfoText("x="+i);
// InfoText("y="+j);
// InfoText("z="+k);
// CopyBufferScalarComponent(3,-1,55,-1);
B[Zielbuffer+1]=B[start]; // 2 Buffer müssen vor der auszuwertenden Serie frei bleiben
B[Zielbuffer+2]=B[start];
for(i=Xmin;i<=Xmax;i=i+1)
{
C[Zielbuffer+1,i]=i;
}
for(i=Ymin;i<=Ymax;i=i+1)
{
R[Zielbuffer+2,i]=i;
}
//B[anz+5]=B[start];
SetBufferSize(Zielbuffer,anz+2,(Xmax-Xmin+1)*(Ymax-Ymin+1),1);
int PosX;
int PosY;
for(PosX=Xmin;PosX<=Xmax;PosX=PosX+1)
{
for(PosY=Ymin;PosY<=Ymax;PosY=PosY+1)
{
pix[Zielbuffer,0,n]=pix[Zielbuffer+1,PosX,PosY];
}
}
}

```

```

        pix[Zielbuffer,1,n]=pix[Zielbuffer+2,PosX,PosY];
        for(i=0;i<=anz-1;i=i+1) // Buffer i
    {
    pix[Zielbuffer,i+2,n]=pix[start+i,PosX,PosY];
    }
    n=n+1;
    }
    }

    string Speicherpfad=DirSelectionBox("Verzeichnis zum Speichern des Histogramms wählen");
    AsciiFile(Speicherpfad+"/"+ "Histogramm.xls",Zielbuffer,anz+2);
    StoreBuffer(Speicherpfad+"/"+ "Histogramm.imx",Zielbuffer);
    BufferName(Zielbuffer, "Histogramm über Buffer "+Startbuffer+" bis Buffer "+(Startbuffer+AnzahlBuffer-1));
    // Für ein Histogramm an der Position (0,0):
    // SetRect(4,0,0,anz,0); // (Nummer 4,x1,y1,x2,y2)
    // IntensityHistogram(start+anz+10,4,0,anz);
    // Show(0);
    }

    void StatisticBuffer(int Startbuffer, int AnzahlBuffer, int Zielbuffer)
    {
    B[Zielbuffer]=B[Startbuffer];
    SetBufferSize(Zielbuffer,639,479,1); //Float-Format
    B[Zielbuffer]=0;
    B[Zielbuffer+1]=B[Zielbuffer];
    B[Zielbuffer+2]=B[Zielbuffer];
    int i;
    for (i=Startbuffer;i<=Startbuffer+AnzahlBuffer-1;i=i+1)
    {
    B[Zielbuffer]=B[Zielbuffer]+B[i]/AnzahlBuffer;
    }
    BufferName(Zielbuffer, "Mittelwert von Buffer "+Startbuffer+" bis Buffer "+(Startbuffer+AnzahlBuffer-1));
    Show(Zielbuffer);
    for (i=Startbuffer;i<=Startbuffer+AnzahlBuffer-1;i=i+1)
    {
    B[Zielbuffer+2]=(B[Zielbuffer]-B[i])*(B[Zielbuffer]-B[i])/(AnzahlBuffer-1);
    }
    SqrtBuffer(Zielbuffer+2,Zielbuffer+1);
    BufferName(Zielbuffer+1, "RMS von Buffer "+Startbuffer+" bis Buffer "+(Startbuffer+AnzahlBuffer-1));
    Show(Zielbuffer+1);
    }

```

# Literaturverzeichnis

- [Ambrose] D.Ambrose, C.H.S.Sprake and R.Townsend, *The vapour pressure of acetone*, J. Chem. Thermodynamics, Vol. 6, pp. 693-700, 1974
- [Andersson] Ö.Andersson, H.Neijs, J.Bood, B.Axelsson and M.Alden, *Optical characterization of dimethylether (DME) for laser-based combustion diagnostics*, Combust. Sci. and Tech., Vol.137, pp. 299-322, 1998
- [Bessler] W.Bessler, *Bestimmung zweidimensionaler Schwingungstemperaturfelder des Stickoxid-Moleküls durch Zwei-Linien-laserinduzierte Fluoreszenzspektroskopie*, Diplomarbeit, Fakultät für Chemie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2000
- [Borge] M.J.Borge, J.M.Figuera and J.Luque, *Study of the emission of the excited acetone vapour at intermediate pressures*, Spectrochimica. Acta., Vol.46A, pp. 617-621, 1990
- [Bresson] A.Bresson, *Techniques d'imagerie quantitative: fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions*, Thèse, Rouen, 2000
- [Curran] H.J.Curran, S.L.Fischer and F.L.Dryer, *The Reaction Kinetics of Dimethyl Ether. II: Low-Temperature Oxidation in Flow Reactors*, International Journal of Chemical Kinetics, Vol.32, N°12, pp. 741-759, 2000
- [Dupont] DuPont de Nemours International S.A, *DuPont. Dymel® A Properties, Uses, Storage, and Handling Aerosol Propellants*, Fluorochemicals Laboratory, Technical Information
- [Eckbreth] A.C.Eckbreth, *Laser diagnostics for combustion temperature and species*, Abacus Press, Cambridge, 1988
- [Fast] G.Fast, D.Kuhn, A.Class, *Auto-ignition delay times and nozzle velocity profiles of an ethane jet*, 58th Annual Meeting of the American Physical Society Division of Fluid Dynamics (DFD05), Chicago, Ill., November 20-22, 2005

- [Breitung] W.Breitung, D.Kuhn, G.Fast, H.Bockhorn, H.Haessler, U.Maas, R.Schießl, *Status der Arbeiten zum SFB 606, Teilprojekt A3: Selbstzündungsprozesse bei instationären Freistrahlen. Klausurtagung des SFB 606, Instationäre Verbrennung : Transportphänomene, Chemische Reaktion, Technische Systeme*, Kloster Schöntal, 25.-27.Februar 2005
- [Graf] N.Graf, *Einsatz der Laserinduzierten Fluoreszenz organischer Moleküle zur Visualisierung von Gemischbildungs- und Verbrennungsprozessen*, Dissertation, Heidelberg, 2003
- [Grossmann] F.Grossmann, P.B.Monkhouse, M.Ridder, V.Sick and J.Wolfrum, *Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentone*, Appl. Phys. B 62, pp. 249-253, 1996
- [Günther] R.Günther, *Verbrennung und Feuerung*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, 1984
- [Hansen] D.A.Hansen and E.K.C.Lee, *Transitions in methyl-substitued acetones*, J. Chem. Phys., Vol. 62, pp. 183-189, 1975
- [Hanson] R.K.Hanson, J.M.Seitzman and P.H.Paul, *Planar laser-fluorescence imaging of combustion gases*, App. Phy. B 50, pp. 441-454, 1990
- [Hernandez] G.J.Hernandez, *Vacuum ultraviolet absorption spectrum of dimethyl ether*, J. Chem. Phys., Vol. 38, 1644, 1938
- [Kaskan] W.E.Kaskan and B.F.Duncan, J. Chem. Phys., Vol. 18, pp. 427, 1989
- [Kremer] H.Kremer, *Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen und turbulenter Diffusionsflammen*, Diss. TH Karlsruhe, 3-13, 1954 und Gas/Wärme Internat. 15, 39-49, 1966
- [Hill] P.G.Hill, P.Ouellette, *Transient turbulent gaseous fuel jets for diesel engines*, Journal of Fluids Engineering, Vol.121, pp.93-101, 1999
- [Hyun] G-S.Hyun, M.Nogami, K.Hosoyama, J.Senda, and H.Fujimoto *Flow characteristics in transient gas jet*, Doshisha Univ, 1995
- [Kuhn] D.Kuhn *Messung von Temperatur- und Konzentrationsprofilen mittels Laserinduzierter Fluoreszenz (LIF)*, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6685, 2001
- [Lozano] A.Lozano, B.Yip and R.K.Hanson, *Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar-laser-induced fluorescence*, Exp.fluids, Vol.14, pp.369-376, 1992

- [Quest Consultants Inc.] Quest Consultants Inc., <http://www.questconsult.com>, 2006
- [Rizk] W.Rizk, *Experimental studies of the mixing processes and flow configurations in two-cycle engine scavenging*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Series E, Vol.172, pp.417-424, 1958
- [Schneiders] T.Schneiders, *Laserspektroskopische Untersuchung instationärer Strahlmischungsprozesse in Gasturbinen-Vormischbrennern mit einem Tracer-LIF-Verfahren*, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6 Nr.480, Düsseldorf: VDI Verlag 2002
- [Schulz] C.Schulz and V.Sick, *Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 31, pp. 75-121, 2005
- [Thurber] M.C.Thurber, *Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows*, Department of Mechanical Engineering, Topical report TSD-120, Stanford University, 1999
- [Warnatz] J.Warnatz, U.Maas and R.W.Dibble, *Verbrennung*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 3. Auflage, 2001
- [Yuen] L.S.Yuen, J.E.Peters and R.P.Lucht, *Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone*, App. Optics, Vol.36, No.15, pp.3271-3277, 1997