

5 Strömungsfeldmessung im Flammrohr mittels der Particle-Image-Velocimetry (PIV)

Physikalische Mischungsvorgänge können besser verstanden werden, wenn zusätzlich zu den Konzentrationsmessungen die Strömungsfelder vorliegen. Die Partikel Image Velocimetry (PIV) ist eine bekannte Technologie zur flächigen Erfassung von Strömungen. Die theoretischen Grundlagen wurden nach *Raffel* (1998) angewendet. Die PIV-Messtechnik zeichnet sich durch eine hohe räumliche Auflösung aus, aus deren korrelierten Partikelbildern sich die Geschwindigkeitsfelder in Form von Konturplots oder Vektorplots generieren lassen. Diese Messdaten sind Voraussetzung für die Berechnung von Strömungen mit stark gekrümmten Stromlinien. Aus einer entsprechenden Anzahl von Vektorbildern lässt sich eine Statistik und somit eine Aussage über die turbulenten Größen machen. Die mittels Bildverarbeitung erhaltenen Informationen tragen wesentlich zum Verständnis der Struktur der Strömung und somit zum Vermischungsprozess bei.

5.1 Messprinzip der PIV-Messtechnik

Messungen momentaner Geschwindigkeitsfelder können mit der örtlich hochauflösender Particle-Image-Velocimetry (PIV) durchgeführt werden. Dieses Verfahren ermöglicht sowohl qualitative als auch quantitative Aussagen über die Strömungsverhältnisse. Es werden von einem Hochleistungslaser zwei Lichtblitze erzeugt. Mit Hilfe einer Lichtschnittoptik lässt sich ein Laserlichtschnitt von ca. 1 mm Dicke formen. Das Streulicht der dem Fluid zugegebenen Tracerpartikel wird mittels einer hochauflösenden CCD-Kamera zweifach (Double-Frame) aufgenommen. Mittels eines Korrelationsverfahrens (Auto-, Kreuz- oder Adaptive Korrelation) können der Betrag, die Richtung und die Orientierung der Absolutgeschwindigkeit erfasst werden.

5.2 Verwendete Messtechnik und Durchführung

5.2.1 Ausgewählte Messebene

Die Messung der Geschwindigkeitsfelder erfolgte mit Hilfe der PIV-Messtechnik in der $X-R$ bzw. $X-Y$ Ebene im Bereich $X/D_F \approx 1,0$. Sequentiell wurden zwei Messfenster vermessen. Dies stellt den für die Vermischung relevanten Bereich dar. Innerhalb dieses Bereichs bilden sich die Scherschicht sowie die Rezirkulationszone aus. Es wurden bei dem verwendeten System die Axialgeschwindigkeit U und die Radialgeschwindigkeit V ermittelt.

Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2 zeigen den Aufbau des PIV-Systems sowie die Aufteilung der untersuchten Messfenster.

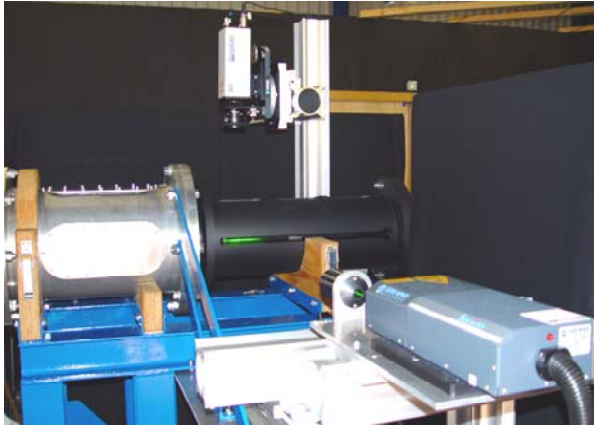


Abbildung 5.1: Aufbau des PIV-Systems

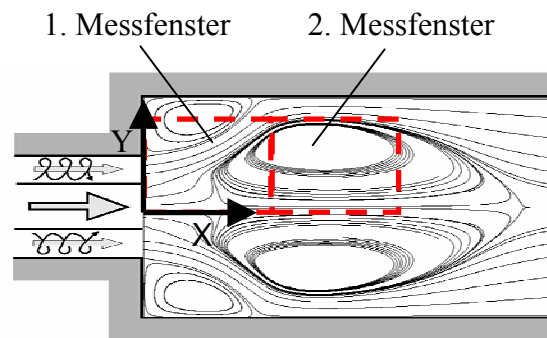


Abbildung 5.2: Messfensteranordnung

Die Kamera ist so positioniert, dass die Hälfte des Flammrohres als Bildausschnitt aufgenommen wurde. Bedingt durch Reflexionen an der Plexiglasfolie sind die Werte bis $Y/D_F = 0,42$ auswertbar. Der Eintritt des Hauptstroms verläuft bis $Y/D_F = 0,1$ und der Eintritt des Koaxialstroms bis $Y/D_F = 0,25$. Somit sind die Randbedingungen der Geschwindigkeitsfelder festgelegt.

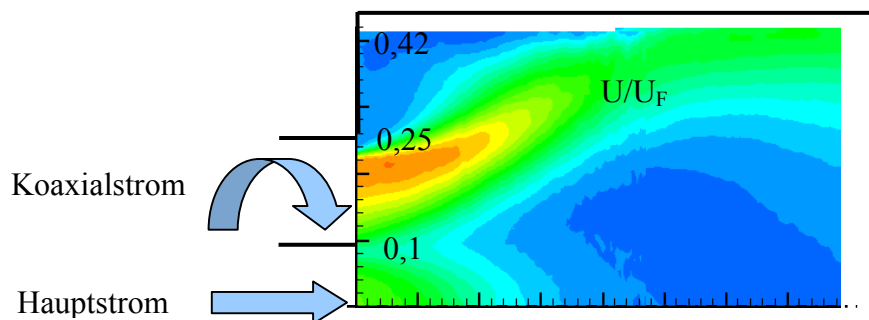


Abbildung 5.3: Eintrittsverhältnisse in das Flammrohr

5.2.2 Nd:Yag-Laser

LASER steht für Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation. Die hohe Lichtintensität, die für PIV-Messungen erforderlich ist, wurde mit einem *Solo PIV III* Laser der Firma *New Wave Research* erzeugt. Es handelt sich dabei um einen Nd:YAG-Laser mit Zweifach-Laserkopf. Dies ermöglicht die Aussendung zweier aufeinanderfolgender Laserpulse mit extrem kurzem einstellbaren Zeitabständen im Mikrosekunden-Bereich. Die Infrarotstrahlen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ werden gemeinsam polarisiert und frequenzverdoppelt (second harmonic generator). Es entsteht gepulstes vertikal polarisiertes Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$. Da bei PIV-Messungen die Laserleistung nur für eine kurze Belichtungszeit vorhanden sein muss, verwendet man Nd:YAG-Pulslaser.

Durch zwei Blitzlichter werden die beigemengten Neodym-Atome in einem zylinderförmigen Yttrium-Aluminium-Kristall auf ein höheres Energieniveau versetzt; und "angeregt". Dieser Zustand ist aber sehr instabil, so dass die Atome früher oder später auf ein niedrigeres Niveau zurückkehren. Dabei gibt das Atom die aufgenommene Energie, die immer gleich groß ist (ein Energiequant), in Form von Licht ab. Dieses ausgesendete Licht hat immer die gleiche Wellenlänge. Trifft nun ein solches Photon auf ein angeregtes Neodymium-Atom, so wird auch dieses zu einer Lichtemission stimuliert. Die stimulierte Aussendung ist kohärent mit der stimulierenden, d. h. sie besitzt gleiche Wellenlänge, Phase, Polarisierung und Richtung.

Tabelle 5.1: Technische Daten des Lasers

Technische Daten Solo PIV III-15	
Energie	50,0 mJ
Wiederholrate	15,0 Hz
Energiestabilität	$\pm 3,5\%$
Pulsdauer	4 – 6 ns
Strahldivergenz	$< 4 \text{ mrad}$
Strahlausrichtung	$< 200 \mu\text{rad}$
Jitter	$\pm 5,0 \text{ ns}$
Strahldurchmesser	3,5 mm

5.2.3 Digitalkamera und Messoptik

Für PIV-Messungen werden bevorzugt CCD-Kameras verwendet. Eine CCD-Kamera besteht aus lichtempfindlichen Zellen, den sog. Pixeln. Ein Pixel ist ein kleiner MOS Kondensator der Ladungen aufnimmt indem er die einfallenden Photonen ähnlich einer Fotozelle in Elektronen umwandelt. Die Zellen sind durch Potenzialbarrieren voneinander getrennt, die von der Dotierung des Silicium Chips gebildet werden. Dabei liegt eine Spannung an einem Netz von Metallelektroden auf der Oberfläche des CCD-Chips an. Auf ein Pixel einfallendes Licht wird in Ladungen umgewandelt. Die Ladung eines einzelnen Pixel wird beim Auslesen des CCD-Chips in eine Spannung umgewandelt. Diese Spannungswerte entsprechen den Grauwerten des Bildes. Zur Durchführung der Versuche wurde eine *HiSense* Kamera von PCO verwendet. Der integrierte CCD-Chip enthält $1,31072 \times 10^6$ lichtempfindliche Zellen und eine gleiche Anzahl an Speicherzellen. Letztere werden durch eine lichtundurchlässige Metallschicht vom Licht abgeschirmt. Der erste Laserpuls belichtet die lichtempfindlichen Zellen. Diese erste Aufnahme wird anschließend in die benachbarten Speicherzellen geschoben, so dass die lichtempfindlichen Zellen wieder für die Aufnahme des zweiten Bildes bereit sind. Nach dem zweiten Laserpuls enthalten die Speicherzellen das erste und die lichtempfindlichen Zellen das zweite Bild. Beide Bilder werden pixelreihenweise in das Ausgaberegister geschoben und zum PIV-Prozessor geleitet.

Als Objektiv wurde das Weitwinkelobjektiv AF Nikkor 20mm $f/2.8D$ von der Firma *Nikon* verwendet. Dieses zeichnet sich durch eine Apertur (Bildwinkel) von 94° mit hoher Randschärfe aus. Die Brennweite f beträgt 20mm und die Größe der Blende $f/2,8D$. Die Entfernungsskala liegt im Bereich von 0,25m bis unendlich. Der abzubildende Gegenstand ist in der Regel mehr als zwei Brennweiten entfernt ($g > 2f$). Das Bild ist reell, verkleinert und umgekehrt.

5.2.4 Signalprozessoren und Datenaufzeichnung

PIV-Messungen erfordern ein genau aufeinander abgestimmtes Zusammenwirken des Lasers und der CCD-Kamera. Die Laserpulse müssen exakt mit den definierten Zeitabständen erfolgen und genau mit dem Öffnungszeitpunkten des elektronischen Verschlusses der CCD-Kamera synchronisiert sein. Es wurde der FlowMap PIV2100 Prozessor von *Dantec Dynamics* verwendet.

5.2.5 Laserlichtschnitt

Ein Lichtschnitt wird erzeugt, indem der Laserstrahl durch eine zylindrische Linse geschickt wird. Um die Dicke des Lichtschnitts einstellen zu können, lässt sich die zylindrische Linse mit einer herkömmlichen bikonvexen Linse kombinieren. Senkrecht zur Ebene wird der Lichtschnitt fokussiert, d.h. die Dicke des Lichtschnitts kann im Messvolumen verkleinert werden. Hier wurde eine Lichtschnittoptik aus der Serie 80×70 der Firma *Dantec Dynamics* verwendet. Sie besteht aus einem Basismodul und einem Fokussiermodul. Das Basismodul beinhaltet als zylindrische Linse eine Plan-Konkav-Linse mit einer negativen Brennweite von -50mm . Der Strahl tritt durch die plane Seite in die Linse ein und wird beim Austritt durch die konkave Fläche gebrochen und dadurch aufgeweitet. Der Aufweitungswinkel der Linse ist vom Strahldurchmesser und der Strahldivergenz abhängig.

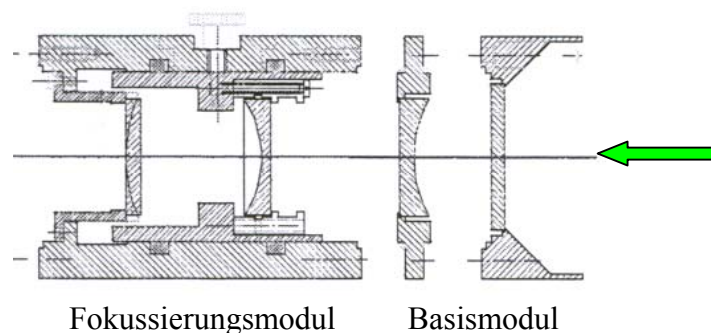


Abbildung 5.4: Lichtschnittoptik

5.2.6 Kalibrierung

Die Kalibrierung bestimmt die Koeffizienten für die Koordinatentransformation. Die Zuordnung der Objektkoordinaten des realen Punktrasters zu den Bildkoordinaten der Aufnahme erfolgt durch eine Mustererkennung. Bei der Kalibrierung wird eine strukturierte Platte in die Symmetrieebene des Flammrohrs eingebracht, die auch gleichzeitig die spätere Messebene darstellt. In dem verwendeten Fall wird ein Punktraster mit unterschiedlichen Durchmessern und definierten Abstand gewählt, eine $100 \times 100 \text{ mm}$ Kalibrierplatte mit schwarzen Punkten auf weißem Hintergrund. Der Abstand der Punkte zueinander beträgt $2,5 \text{ mm}$. Der Durchmesser des Nullpunkts ist $2,0 \text{ mm}$, dieser ist umgeben von vier kleineren Punkte zur Ausrichtung der Koordinaten. Der Durchmesser der Achsenmarkierungen beträgt 1 mm . Der Durchmesser der übrigen Punkte beträgt $1,5 \text{ mm}$. Damit sind zwei Raumdimensionen (X;Y) eindeutig zuzuordnen. Nach der Ausrichtung der Kalibrierplatte wird diese mit Hilfe eines Lichtstrahlers beleuchtet und die Kamera so eingestellt, dass das Kalibrierbild im Focus ist. Das Kalibrierbild wird im Single Frame Modus aufgenommen und abgespeichert. Zur Fokussierung ist die Verwendung des Pixel-Graustufen-Histogramms hilfreich. Das Histogramm sollte zwei unterschiedliche Peaks enthalten. Mit Hilfe der Kalibrierung werden zwei Dinge verfolgt, zum einen die Umrechnung von Pixel in mm und zum anderen das Entzerren („Dewarpen“ und „Resampling“) der Vektorbilder. Nach der Aufnahme des Kalibrierbildes darf die Anordnung der Abbildungsoptik nicht mehr verändert werden, sonst ist das Kalibriermodell nicht mehr für die nachfolgenden Bilder gültig. Nach der Durchführung des „Image model fit“, das die Definition der Kalibrierplatte, die Auswahl eines Kalibrierbildes und die Spezifizierung der Orientierung des Koordinatensystems beinhaltet, wird das Gitternetz generiert.

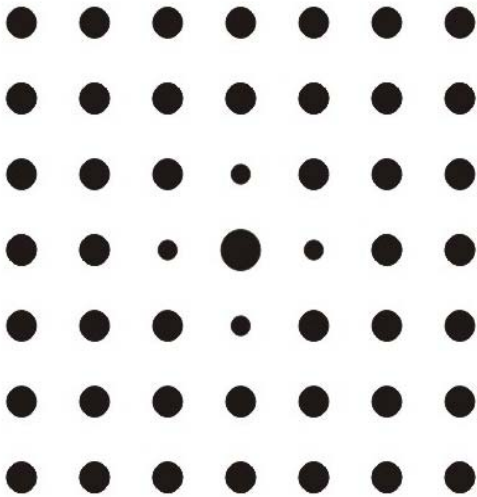


Abbildung 5.5: Punktraster

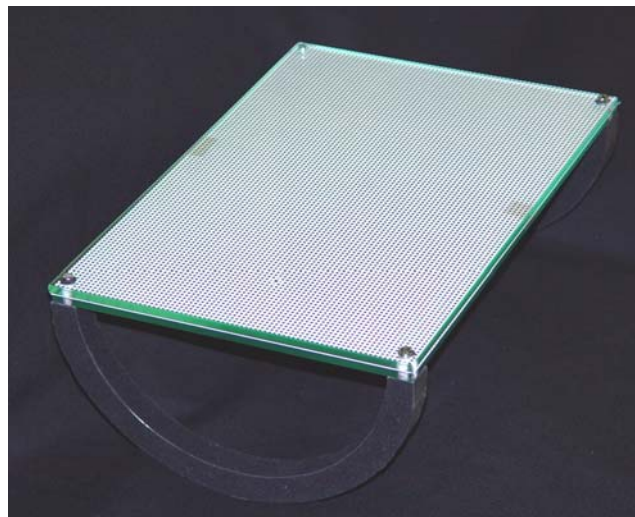


Abbildung 5.6: Kalibrierplatte



Abbildung 5.7: Justierung der Kalibrierplatte

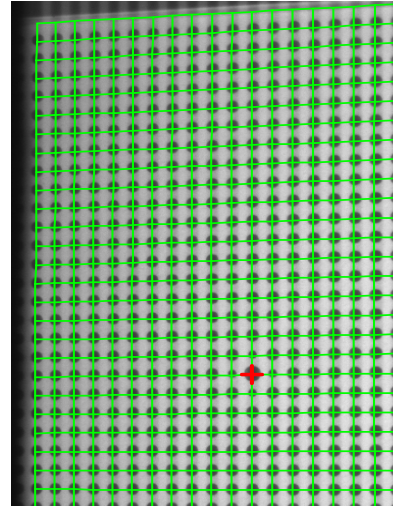


Abbildung 5.8: Gitternetz

5.2.7 „Out of axis“-Verfahren

Bei PIV-Messungen ist die Kamera idealerweise in einem Winkel von 90° zum Laserlichtschnitt auszurichten. In vielen technischen Anwendungen ist dies nicht möglich, da der optische Zugang nicht gewährleistet ist oder die Kamera die Strömung beeinflussen würde. Aus diesen Gründen wurde das „out of axis“-Verfahren verwendet. Hierbei darf die abweichende Winkelposition der Kamera maximal 25° betragen, ohne dass größere Beeinflussungen der Messergebnisse zu erwarten sind. Der Fehler der Geschwindigkeitskomponenten liegt hierbei im Bereich von 4%. Zur Abbildung der Strömung in der Symmetrieebene des halben Rohrquerschnitts wurde die Kamera um 20° gedreht. Zur Ausnutzung der Strahlintensität wurde die Kamera so positioniert, dass das Streulicht der Partikel in Vorwärtsrichtung ausgenutzt und der Einfluss von Reflexionen minimiert wird.

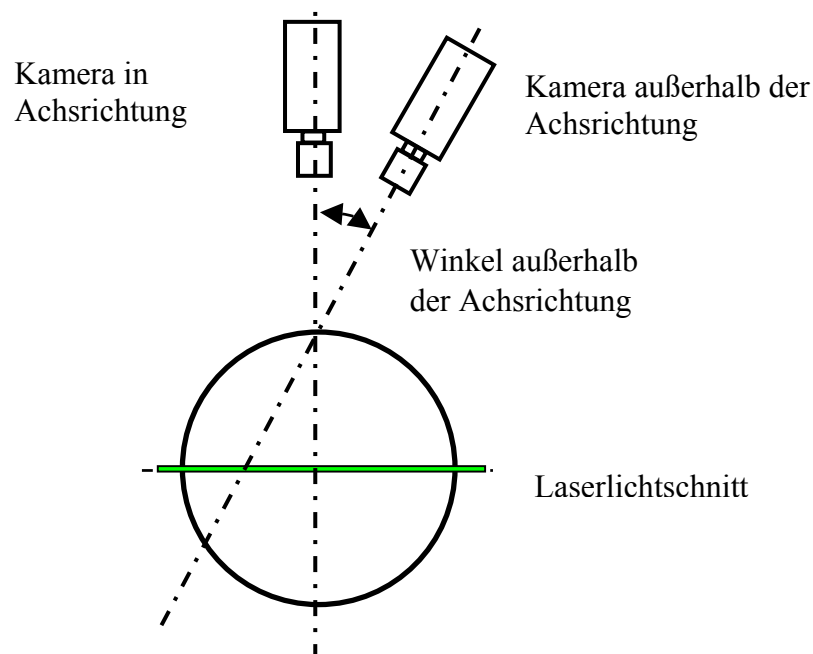


Abbildung 5.9: „out of axis“-Verfahren

5.2.8 Partikelcharakteristik

Die Wahl der Tracerpartikel ist oft sehr langwierig und gestaltet sich sehr anspruchsvoll. In den häufigsten Anwendungen kommen Partikel zum Einsatz, die das Laserlicht nach Mie, d. h. elastisch streuen. Diese sind von ihren chemischen Eigenschaften unproblematisch und meistens kostengünstig. Da es sich bei dem Drallbrennermodell um eine offene Anlage handelt, sind Partikel zu wählen, die keinen schädlichen Einfluss auf die Umwelt besitzen. Ferner müssen diese Partikel sich in einen Versuchsstand leicht einbringen und homogen verteilen lassen. Im untersuchten Fall wurden die Partikel saugseitig des Gebläses eingebracht. Bei relativ langen Messphasen, wie es in bei Turbulenzuntersuchungen der Fall ist, werden Tracerpartikel benötigt, die eine Verschmutzung der Messfenster vermeiden. Öltröpfchen sind aus diesem Grund weniger geeignet. Dies wurde durch den Einsatz von Weihrauch vermieden. Die Größe der Rauchpartikel liegt im Bereich von $1,0 \dots 2,0 \mu\text{m}$.

5.2.9 Durchführung der Datenverarbeitung „Post Processing“

Das Einstellen der Parameter für die PIV-Messungen, sowie die Erfassung und Auswertung der Daten erfolgt mit dem PC-Programm *Flowmanager* (Version 3.50) von der Firma *Dantec Dynamics*. Der Benutzer gibt im Programm die Parameter und Einstellungen für den Laser und die Kamera sowie die Aufnahmesequenz vor. Diese Daten werden dann an den PIV-Prozessor gesendet, der die Komponenten der Anlage ansteuert. Die vom Prozessor empfangenen Bilddateien werden mit dem *FlowManager*-Programm verwaltet und ausgewertet. Als Messergebnisse liegen zunächst nur die Doppelbilder vor. Diese Rohdaten müssen dann mittels einer Korrelation sowie weiteren Bearbeitungsschritten in interpretierbare Daten umgerechnet werden. Nachfolgend sind die einzelnen Bearbeitungsschritte in der Reihenfolge der Durchführung beschrieben.

5.2.9.1 Adaptive Korrelation

Bei der adaptiven Korrelation handelt es sich um ein iteratives Verfahren. Die aufgenommenen Messwertbilder werden im Rechner in viele kleine Teilbilder (interrogation area) zerlegt und der Partikelversatz zwischen der ersten und der zweiten Aufnahme mit Hilfe einer Korrelationsanalyse für jedes Teilbild bestimmt. Der nächste Rechenschritt wird dann mit einem kleineren Abfragegebiet durchgeführt. Dadurch kann die Größe des Abfragefensters verkleinert, bzw. die Auflösung vergrößert werden. Somit lässt sich die momentane Strömungsgeschwindigkeit an jeder Stelle des Beobachtungsgebietes ermitteln. Um eine hohe räumliche Auflösung der Geschwindigkeitsmessung zu erreichen, wurde die Größe eines Abfragegebiets auf 16×16 Pixel festgelegt. Der maßgebende Wert zur Verbesserung der Partikeltrajektorie ist nicht die Größe des Abfragefensters, sondern die Zeit zwischen den Bildpaaraufnahmen, da beim PIV-System der Versatz von Partikeln gemessen wird. Die Anzahl der Iterationsschritte beträgt drei. Innerhalb des Abfragefensters werden die Geschwindigkeitsvektoren über den mittleren Partikelversatz abgeschätzt:

$$D(\mathbf{x}, t_0, t_{+1}) \approx \int_{t_0}^{t_{+1}} u[\mathbf{x}(t), t] dt \quad (5.22)$$

D entspricht dem Versatz und u ist die Geschwindigkeit. Die Formel kann mit Hilfe des Vorwärts-Differenzen-Verfahrens oder des Zentral-Differenzen-Verfahrens in einen algebraischen Ausdruck überführt werden. Das Zentral-Differenzen-Verfahren ist mathematisch gesehen die genaueste Methode und wird bevorzugt angewendet.

5.2.9.2 Dewarping und Resampling

Partikelbilder bzw. Vektorbilder die mit Hilfe des „out of axis“-Verfahrens gewonnen worden sind, müssen mit dem zuvor aufgenommen Kalibrierbild entzerrt werden. Gleichzeitig findet eine Umrechnung der Pixelwerte in mm statt. Das Entzerren „Dewarpen“ und die Rekonstruktion „Resampling“ wurde mit der Software FlowManager durchgeführt. Danach liegen die Vektorbilder gleichmäßig und rechtwinklig im Koordinatensystem ausgerichtet vor.

5.2.9.3 Ermittlung der statistischen Daten

Um eine Aussage bezüglich der mittleren Geschwindigkeiten U und V , sowie der Reynoldsschen Spannungen $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ und $\overline{u'v'}$ machen zu können, werden eine hohe Anzahl von Bildpaaren benötigt. Auf der Basis der PIV-Messungen ist es möglich, statistische Berechnungen durchzuführen. Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die experimentell ermittelten turbulenten Größen. Die zeitliche Mittlung erfolgte über $1,2 \times 10^3$ Bildpaare, um eine statistische Aussage über die Strömung machen zu können. Bezüglich der zeitlichen Auflösung zeigte die PIV-Messtechnik gegenüber der Laser-Doppler-Messtechnik einen deutlichen Nachteil.

Tabelle 5.2: Statistische Daten (Quelle: *Dantec Dynamics* (2000))

Abschätzung	X-Richtung/ Axialgeschwindigkeit U	Y-Richtung/ Radialgeschwindigkeit V
Mittelwert	$\mu_u = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i$	$\mu_v = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i$
Varianz	$\sigma_u^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \mu_u)^2$	$\sigma_v^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (v_i - \mu_v)^2$
Standardabweichung	$\sigma_u = \sqrt{\sigma_u^2}$	$\sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2}$
Kovarianz	$Cov\{U, V\} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \mu_u)(v_i - \mu_v)$	
Korrelationskoeffizient	$K_K = \frac{Cov\{U, V\}}{\sigma_u \sigma_v} \quad (-1 \leq K_K \leq +1)$	

5.2.9.4 Statistische Stabilität

Die Abbildungen 5.10 bis 5.13 zeigen die normierte mittlere axiale Geschwindigkeit U/U_F für den Betriebszustand $S=1,2$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$ und $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$, bei dem eine unterschiedliche Anzahl von gemittelten Bildpaaren zu Grunde liegt. Die Mittlung erfolgte über zwei, $3,0 \times 10^2$, $6,0 \times 10^2$ und $1,2 \times 10^3$ korrelierten Bildpaare. Während die Mittlungen über zwei Bildpaare noch starke turbulente Strukturen zeigen, werden mit einer zunehmenden Anzahl von gemittelten Geschwindigkeitsfeldern die turbulenten Schwankungen weitestgehend minimiert und es verbleibt die stationäre Strömung mit ihren ausgeprägten Gradientenübergängen. Die Isolinien zeigen nur noch geringfügige Abweichungen. Es konnte somit gezeigt werden, dass $1,2 \times 10^3$ Bildpaare für eine statistische Beschreibung ausreichend sind.

$$S=1,2, Re_{HS} = 4,7 \times 10^4 \text{ und } Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$$

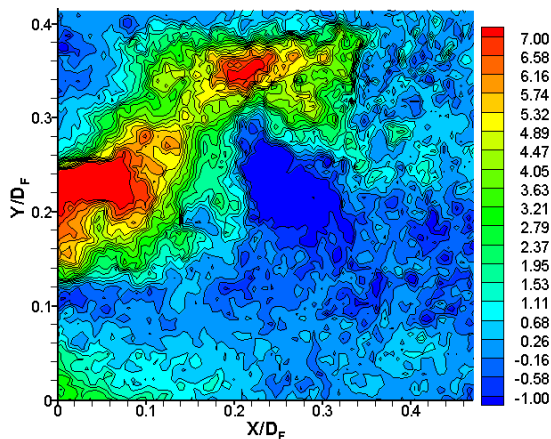


Abbildung 5.10: U/U_F gemittelt über zwei Bildpaare

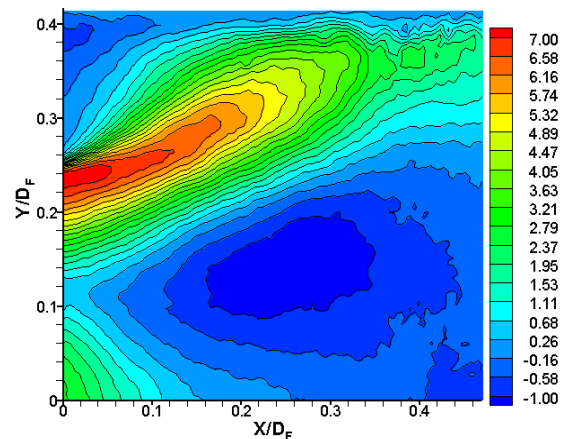


Abbildung 5.11: U/U_F gemittelt über $3,0 \times 10^2$ Bildpaare

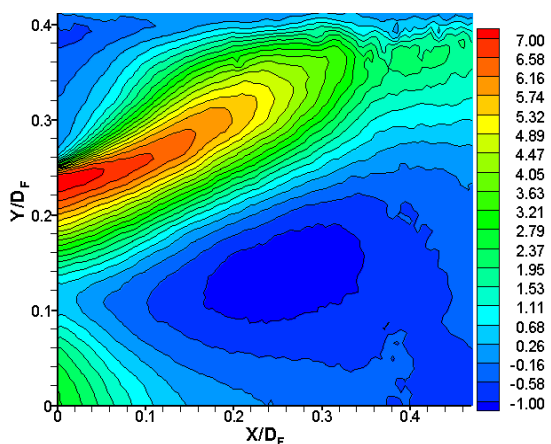


Abbildung 5.12: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare

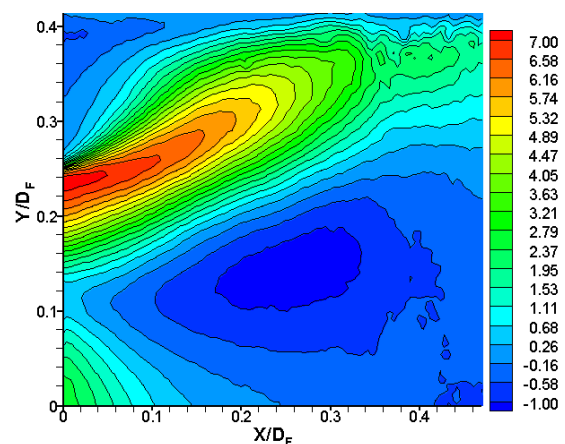


Abbildung 5.13: U/U_F gemittelt über $1,2 \times 10^3$ Bildpaare

Die Abbildungen 5.14 bis 5.17 zeigen die normierte Reynoldssche Schubspannung $\overline{u'^2}/U_F^2$ für den Betriebszustand $S=1,2$, $Re_{HS}=4,7\times 10^4$ und $Re_{KS}=1,255\times 10^5$, welche über zwei, $3,0\times 10^2$, $6,0\times 10^2$ und $1,2\times 10^3$ Bildpaare gemittelt wurden. Die erhaltene Struktur ist nicht so ausgeprägt, wie bei den Geschwindigkeitsfeldern. Dieses ist auf die Berechnung zurückzuführen, da die turbulenten Größen durch Quadrierung der Fluktuationen erhalten wurden. Es werden somit die Instabilitäten hervorgehoben.

$$S=1,2, Re_{HS}=4,7\times 10^4 \text{ und } Re_{KS}=1,255\times 10^5$$

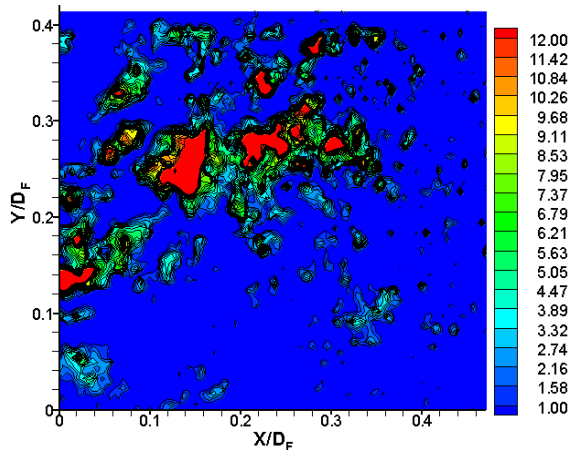


Abbildung 5.14: $\overline{u'^2}/U_F^2$ gemittelt über zwei Bildpaare

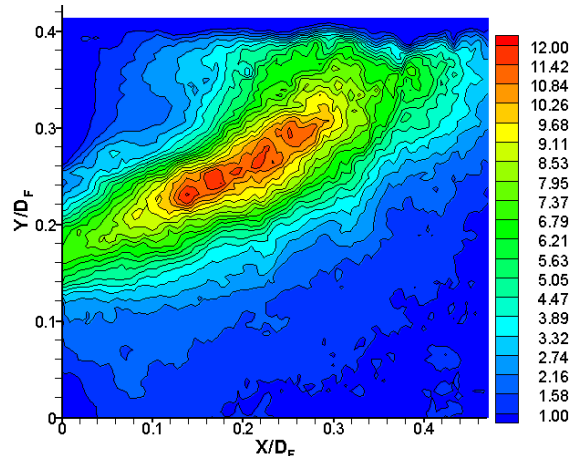


Abbildung 5.15: $\overline{u'^2}/U_F^2$ gemittelt über $3,0\times 10^2$ Bildpaare

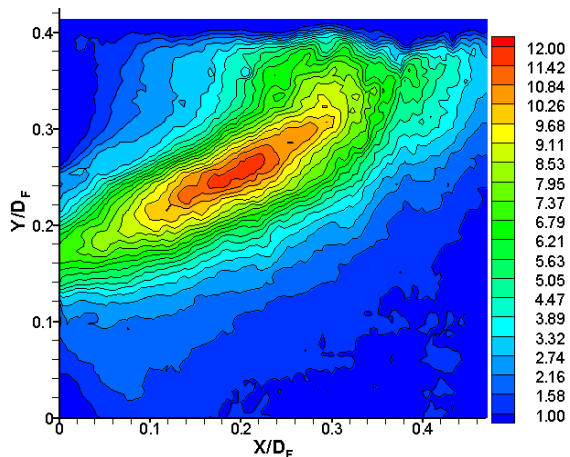


Abbildung 5.16: $\overline{u'^2}/U_F^2$ gemittelt über $6,0\times 10^2$ Bildpaare

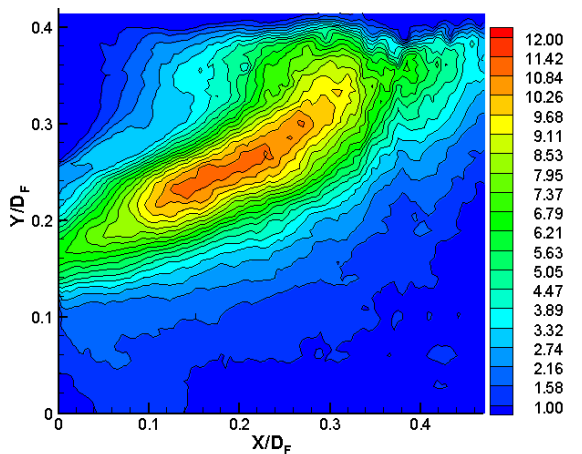


Abbildung 5.17: $\overline{u'^2}/U_F^2$ gemittelt über $1,2\times 10^3$ Bildpaare

5.2.9.5 Reduzierung von „Out of Plane Loss“

Die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Laserpulsen richtet sich nach den herrschenden Geschwindigkeiten im Flammrohr und wurde für jeden Versuchsparameter bestimmt bzw. optimiert. Da sehr hohe Geschwindigkeitsgradienten bzw. unterschiedliche Geschwindigkeiten im Flammrohr herrschen, kann nicht pauschal eine optimale Pulsdauer festgelegt werden. Gerade bei Drallströmungen mit hoher Tangentialgeschwindigkeit ist darauf zu achten, dass die beiden aufgenommenen Messwertbilder, die zur Korrelation verwendet werden, die gleichen Partikel beinhalten. Der „out of plane loss“ ist zu vermeiden bzw. zu minimieren. Um dies zu gewährleisten, kann die Laserlichtschnittdicke vergrößert oder die Zeit zwischen den Pulsen minimiert werden. Da die Aufweitung des Laserlichtschnittes u.a. mit Intensitätsverlusten verbunden ist, wurde der Pulsabstand optimiert. Es werden in den Abbildungen 5.18 bis 5.20 die Variationen der Pulsabstände $10\mu s$, $5\mu s$ und $3\mu s$ bezüglich der Axialgeschwindigkeit gezeigt. Es wurde hierzu über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare gemittelt. Es konnte gezeigt werden, dass eine Reduzierung unter $3\mu s$ keine nennenswerten Änderungen hervorruft. Die Pulsdauer von $3\mu s$ gibt die Trajektorien der Partikel für die hohen Massendurchsätze und hohen Drallintensitäten am besten wieder.

$$S = 1,2, \quad Re_{HS} = 4,7 \times 10^4 \quad \text{und} \quad Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$$

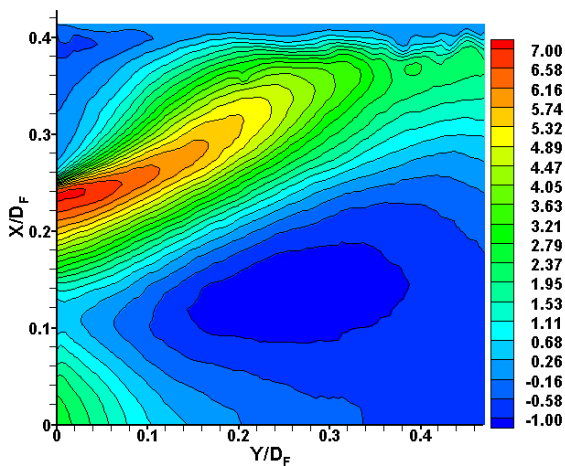


Abbildung 5.18: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $10\mu s$

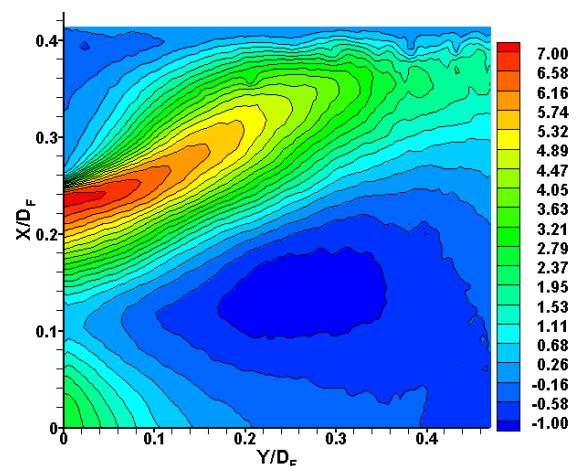


Abbildung 5.19: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $5\mu s$

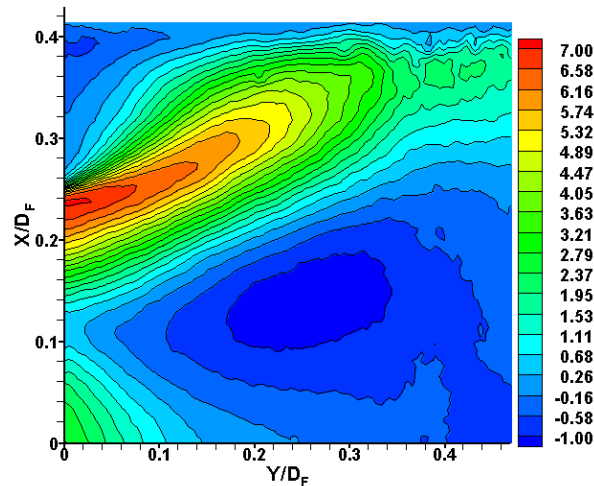


Abbildung 5.20: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $3 \mu s$

5.3 Ergebnisse und Diskussion der PIV-Messungen

In den folgenden Abschnitten werden die über die Zeit gemittelten axialen (U/U_F) und radialen (V/U_F) Geschwindigkeiten sowie die turbulenten Größen $\overline{u'^2}/U_F^2$, $\overline{v'^2}/U_F^2$ und $\overline{u'v'}/U_F^2$ bei sich ändernden Betriebsparametern gezeigt. Alle Geschwindigkeiten wurden mit Hilfe der Bezugsgröße U_F normiert. Dies ist die mittlere Geschwindigkeit, die sich bei einer ausgeglichenen Strömung im Flammrohr einstellen würde. Es wird eine Auswahl der Messergebnisse vorgestellt, die den Einfluss der Parameter verdeutlicht. Als Parameter wurden die Drallintensität (S) und das Volumenstromverhältnis ($\overline{V}_{KS}/\overline{V}_{HS}$) untersucht. Die Geschwindigkeitsfelder geben einen Eindruck über die Struktur der Strömung innerhalb des Drallbrennermodells wieder. Für die Vermischung ist eine ausgeprägte bzw. vollausgebildete Rezirkulationszone notwendig. Die sich ausbildende Scherschicht ist für die Vermischung der Reaktionspartner von besonderem Interesse und liegt bei allen Parametern im Bereich von $X/D_F \approx 1,0$ und $Y/D_F \approx 0,42$. Die Scherschicht, die sich unmittelbar oberhalb des Ringspaltes ausbildet, stellt den Übergang zwischen der äußeren Strömung, die stromabwärts fließt, und der inneren stromaufwärtsfließenden Strömung dar.

Die im Anhang dargestellten Vektorfelder sind entsprechend der Legende skaliert, um den Einfluss der Parameter zu zeigen. Da seitens der Numerik oft der Wunsch nach Profilverläufen besteht, wurden diese an den Stützstellen $X/D_F \approx 0,01$, $X/D_F \approx 0,2$, $X/D_F \approx 0,4$ und $X/D_F \approx 0,8$ aus den Geschwindigkeitsfeldern extrahiert und grafisch dargestellt.

5.3.1 Geschwindigkeitsfelder/ -profile

Abbildung 5.21 zeigt ein korreliertes Bildpaar zu einem bestimmten Zeitpunkt, quasi eine Momentaufnahme. Die Charakteristik der Strömung äußert sich durch großskalige und kleinskalige Wirbelstrukturen über die Messebene. So befinden sich innerhalb der Rezirkulationszone Wirbelstrukturen, die zum Massentransport bzw. Stoffaustausch beitragen. Weitere Wirbelstrukturen, die zum Stofftransport beitragen, befinden sich an den Rändern der freien Scherschicht zum Eckwirbel und zum Rezirkulationsgebiet hin. Bei einer Drallzahl von $S=1,2$ wurden an der Scherschichtspitze Instationaritäten beobachtet, die durch abgehende Wirbelstrukturen hervorgerufen werden. Innerhalb der freien Scherschicht sind kohärente Strukturen zu finden. Bei den untersuchten Reynoldszahlen waren die verdrehten Strömungen spiralförmig und unsymmetrisch. Diese oszillierten um die Mittelachse im Flammrohr. Somit kann von einer hochturbulenten und instationären Strömung ausgegangen werden.

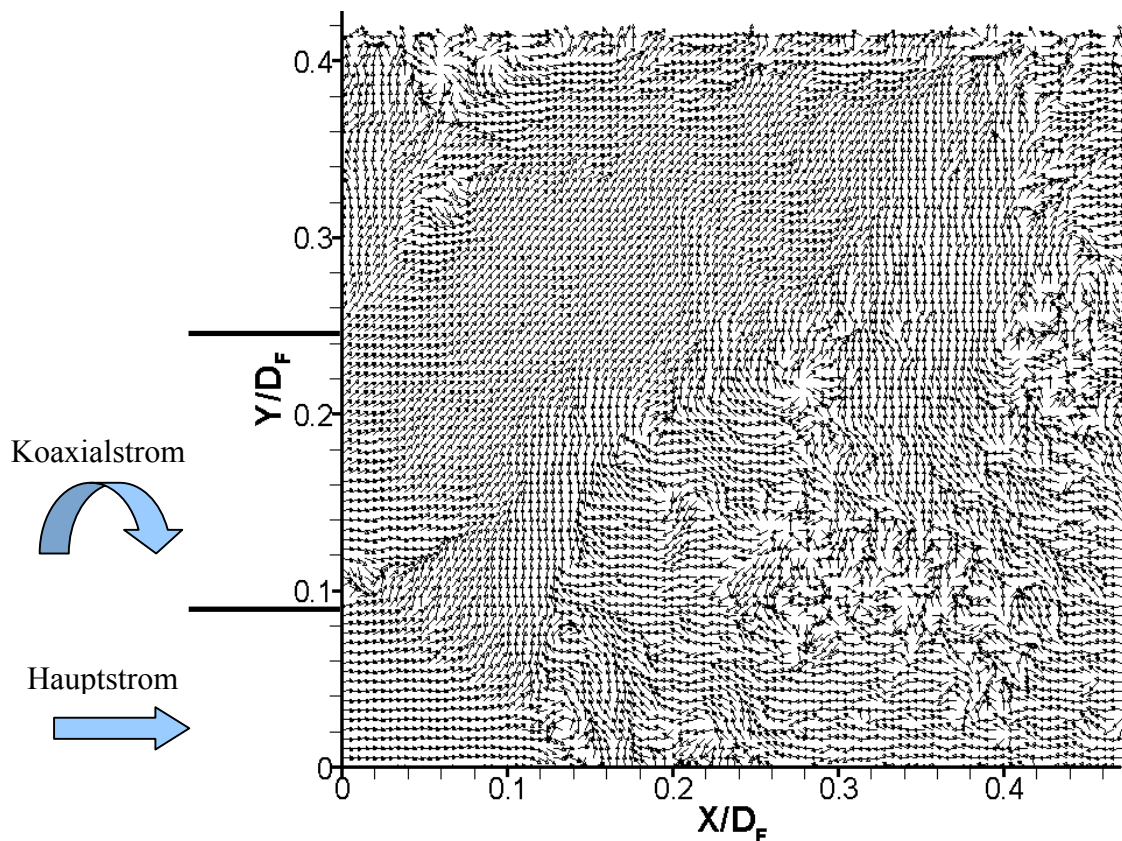


Abbildung 5.21: Vektorbild zweier Bildpaare

Die über eine Zeit gemittelten Geschwindigkeitsfelder/ -profile geben eine vereinfachte Struktur der Strömung wieder (Abbildung 5.22). Bezüglich des Stoffaustausches ist festzuhalten, dass die Rezirkulationsblase von dem stromabwärts fließenden Luftstrom gefüllt und von dem stromaufwärts fließenden Luftstrom, innerhalb der Rezirkulationsblase, entleert wird. Dies stimmt qualitativ mit den Beobachtungen von *Sarpkaya* (1971) überein. Bezüglich der Vermischung nimmt die freie Scherschicht und der freie Staupunkt eine zentrale Rolle ein, da hier die höchsten Turbulenzen sind. Für eine gute Vermischung sollte der freie Staupunkt nahe am Düsenaustritt sein. Es kann somit die Lage der Rezirkulationszone

beeinflusst werden. Es kann eine am Düsen Eintritt „angelegte“ oder „abgesetzte“ Rezirkulationszone eingestellt werden. Nicht nur die Lage, sondern auch die Größe und deren Intensität werden beeinflusst.

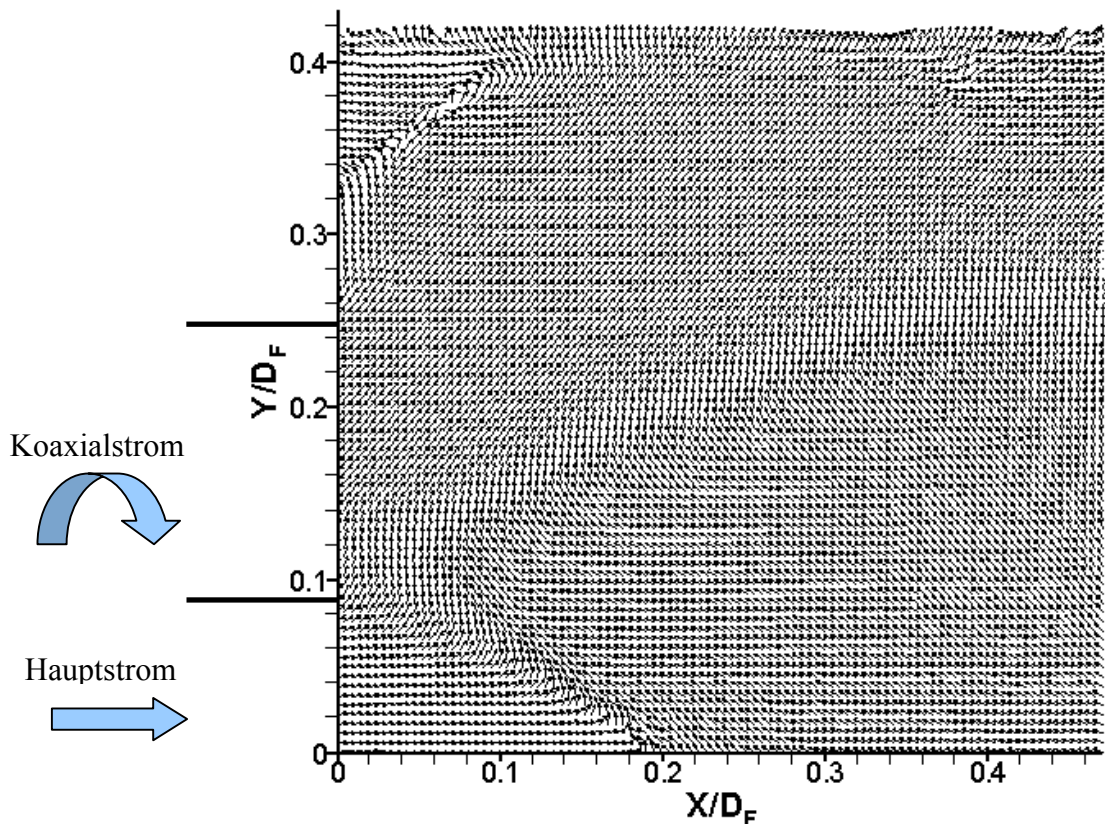


Abbildung 5.22: Vektorbild von $1,2 \times 10^3$ Bildpaaren

5.3.1.1 Einfluss der Drallintensität

Die Ausbildung der Scherschicht ist für die Validierung von Turbulenzmodellen unverzichtbar, da sie die Interaktion der Schichten unmittelbar nach dem Einlauf wiedergibt. Es werden die Geschwindigkeitsfelder der Betriebseinstellung Drallintensität $S = 0,0$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$ in Abbildung 5.23 gezeigt. Durch die geringe radiale Geschwindigkeit wird die Axialgeschwindigkeit des Zentralstroms unwesentlich abgebaut. Durch die hohe Geschwindigkeitsdifferenz von Koaxialstrom zu Hauptstrom wird der Koaxialstrom zur Symmetrieachse abgelenkt. Es findet eine Beschleunigung des Hauptstroms statt, welches sich durch eine negative Radialgeschwindigkeit äußert. Unmittelbar in der Höhe des Zentralrohrs ist ein Düsenachlauf zu erkennen, der weit in den Zentralstrom ragt (Abbildung 5.23). An der Außenseite des Koaxialstroms wird die Strömung abgebremst, so dass es zu einer positiven Radialgeschwindigkeit kommt (Abbildung 5.24). Die Drallintensität von $S = 0,0$ dient als Referenz und zeigt die Interaktion von Koaxialstrom und Hauptstrom. Die Vermischung geschieht vorwiegend über die Dissipation beider Ströme.

$$S = 0,0, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

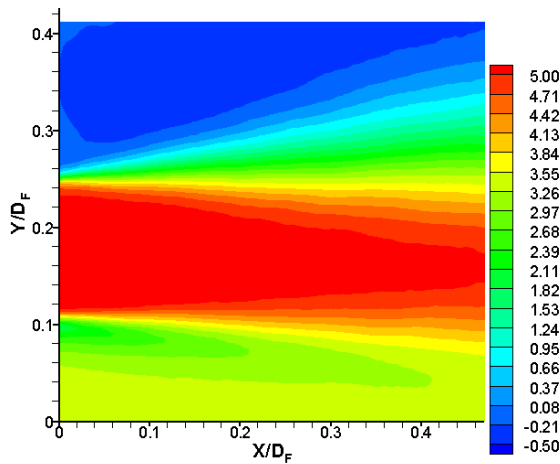


Abbildung 5.23: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$

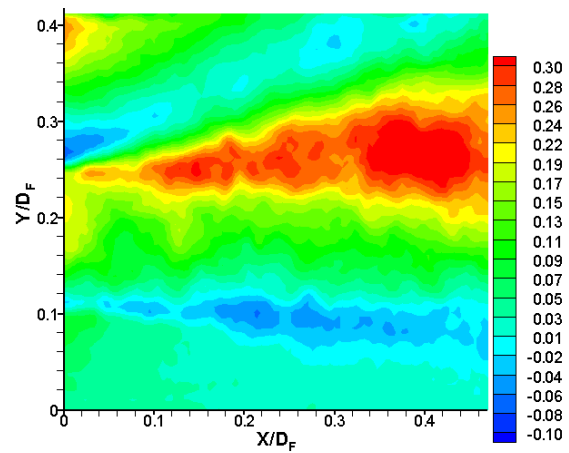


Abbildung 5.24: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$

In der Praxis sind mittlere bis große Drallintensitäten anzustreben, welche eine gute Vermischung garantieren. Eine ausgebildete Rezirkulationszone ist durch eine negative Geschwindigkeit auf der Symmetrieachse des Flammrohres charakterisiert. Dies wurde z. B. bei Volumenstromverhältnissen von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ sowie bei mittlerer Drallintensität $S = 0,6$ als auch bei hoher Drallintensität $S = 1,2$ erreicht. Die Bildung der freien Rezirkulationszone wird maßgeblich durch die Erhöhung der Drallintensität beeinflusst. Zunächst wird das Volumenstromverhältnis konstant gehalten. Die Reynoldszahl des Zentralstroms beläuft sich auf $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$ und die Reynoldszahl des äußeren verdrahten Stroms beträgt $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$. Die Reynoldszahl, die sich im Flammrohr einstellt, ist $Re_F = 9,6 \times 10^4$. In den Abbildungen 5.25 und 5.26 werden die Ergebnisse für die Drallintensität von $S = 0,7$ und in den Abbildungen 5.27 und 5.28 für die Drallintensität von $S = 1,2$ dargestellt. Bei der Änderung der Drallintensität änderten sich die Lage und die Größe der Rezirkulationszone. Die Intensität der freien Scherschicht ändert sich eindrucksvoll. Für die optimale Vermischung ist der axiale Impuls der inneren Strömung möglichst schnell abzubauen. Dies lässt sich an dem ausgebildeten freien Staupunkt erkennen. Mit zunehmender Drallintensität wandert der freie Staupunkt stromaufwärts und liegt bei einer mittleren Drallintensität $S = 0,7$ bei $X/D_F \approx 0,3$. Es lässt sich somit eine „düsenangelegte“ oder „düsenabgesetzte“ Rezirkulationszone einstellen. Bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ ist die Strömung innerhalb des Koaxialstroms bis zum Düsenende angelegt. Dies führt zu einer breiten Scherschicht deren Geschwindigkeitsgradienten weitaus geringer sind als bei der Drallintensität $S = 1,2$.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

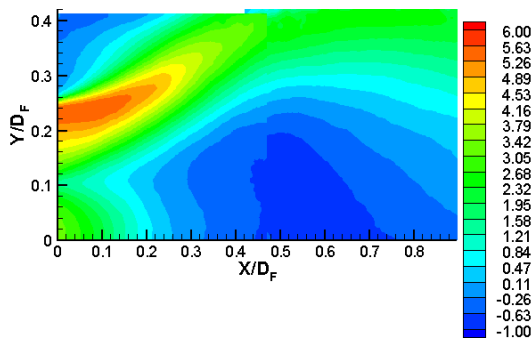


Abbildung 5.25: U/U_F ; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

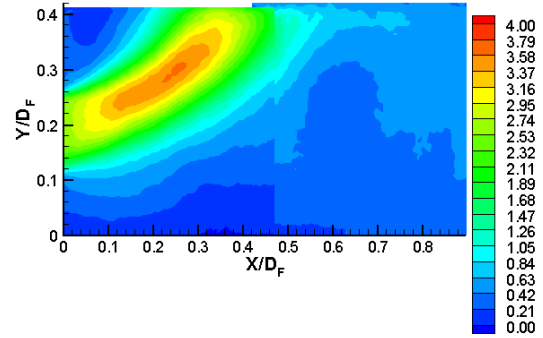


Abbildung 5.26: V/U_F ; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

Bei einer Drallintensität von $S=1,2$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$ sind die Geschwindigkeitsgradienten innerhalb des Koaxialstroms so groß, dass es zur vorzeitigen Ablösung auf der Innenseite des Ringspalts kommt. Die Scherschicht, die sich aus dem reduzierten Querschnitt ergibt, lässt sich als relativ schmal, jedoch mit hohen Geschwindigkeitsgradienten durchsetzen, charakterisieren. Die Radialgeschwindigkeit ist unmittelbar am Düsenaustritt so groß, dass diese zu einem schnellen Abbau der Axialgeschwindigkeit führt. Der freie Staupunkt befindet sich somit nahe am Düsenaustritt. Der Abstand zur Düse beträgt $X/D_F \approx 0,2$. Die Geschwindigkeitsgradienten bei $S=1,2$ führen zu einer ausgeprägten Scherschicht. An deren Ende sind Instabilitäten zu beobachten, bevor sich die Strömung an die Innenwand des Flammrohrs anlegt. Diese Instabilitäten sind auf abgehende Wirbel zurückzuführen.

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

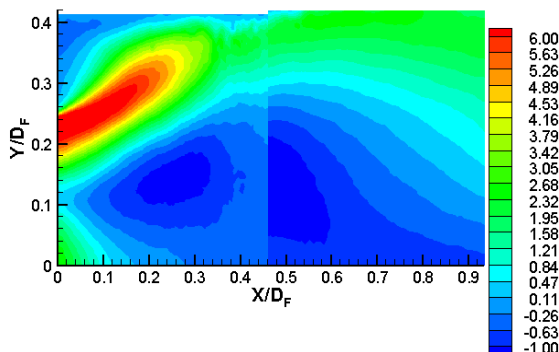


Abbildung 5.27: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

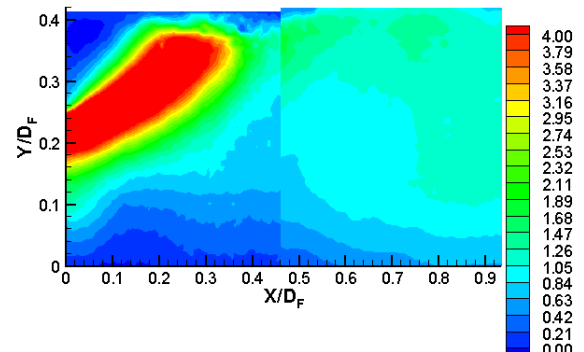


Abbildung 5.28: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

5.3.1.2 Einfluss des Volumenstromverhältnisses

Das Volumenstromverhältnis $\frac{V_{KS}}{V_{HS}}$ hat wie die Drallintensität S einen signifikanten Einfluss auf die Entwicklung einer frei induzierten Rezirkulationszone. Es werden die Geschwindigkeitsfelder der Betriebseinstellung Drallintensität $S = 0,0$, $Re_{HS} = 2,25 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,321 \times 10^5$ und $Re_F = 8,667 \times 10^4$ in den Abbildungen 5.29 und 5.30 gezeigt. Durch die Reduzierung des Massedurchsatzes des Hauptstroms wird durch die hohe Geschwindigkeitsdifferenz von Koaxialstrom zu Hauptstrom der Koaxialstrom zur Symmetrieachse abgelenkt. Dies äußert sich durch eine negative Radialgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit in der Symmetrieebene des Koaxialstroms wird somit deutlich erhöht. Unmittelbar über dem Austritt des Koaxialstroms wird die Strömung stark beschleunigt, so dass es zu einer negativen Radialgeschwindigkeit kommt. Gleichzeitig bildet sich durch die plötzliche Querschnittserweiterung eine freie Scherschicht zwischen der austretenden Luft des Koaxialstroms und der Luft im Flammrohr aus. Die Geschwindigkeit des Koaxialstroms wird verzögert, welches sich durch eine positive Radialgeschwindigkeit zur Flammrohrinnenwand äußert. Die radiale Geschwindigkeit ist jedoch zu gering um den axialen Impuls des Hauptstroms schnell genug abzubauen.

$$S = 0,0, U_{KS}/U_F = 4,5, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

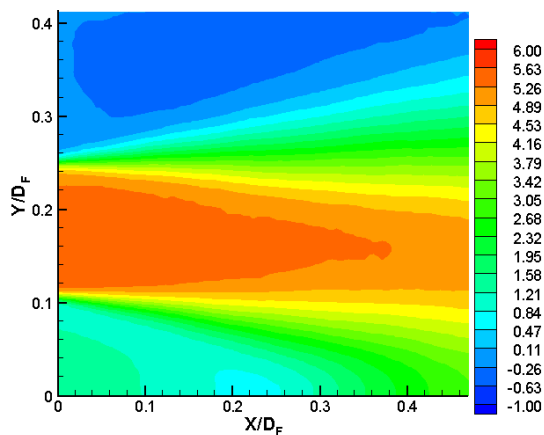


Abbildung 5.29: U/U_F , $Re_{HS} = 2,25 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 1,321 \times 10^5$ und $Re_F = 8,667 \times 10^4$

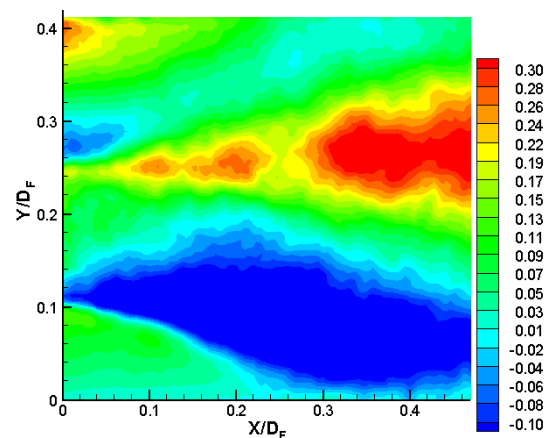


Abbildung 5.30: V/U_F , $S = 0,0$,
 $Re_{HS} = 2,25 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,321 \times 10^5$ und
 $Re_F = 8,667 \times 10^4$

Bei einer Reduzierung des Massedurchsatzes des Koaxialstroms und einer Erhöhung des Massedurchsatzes des Hauptstroms wird ein höherer Impuls des Hauptstroms erreicht ($Re_{HS} = 4,75 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ und $Re_F = 4,567 \times 10^4$). Die höhere Geschwindigkeit des Hauptstroms führt zu einer Beschleunigung des Koaxialstroms (Abbildung 5.31 und Abbildung 5.32).

$$S = 0,0, U_{KS}/U_F = 3,9, U_{HS}/U_F = 5,7, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

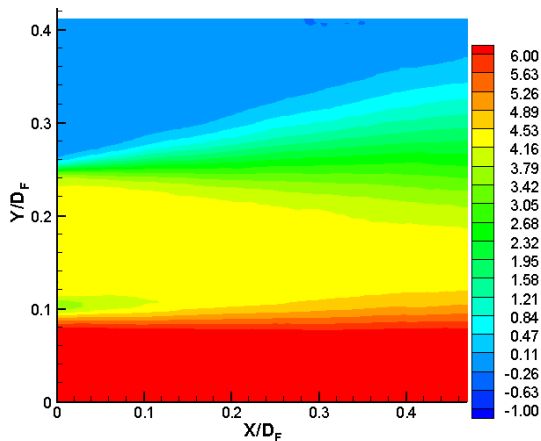


Abbildung 5.31: U/U_F , $Re_{HS} = 4,75 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ und $Re_F = 4,567 \times 10^4$

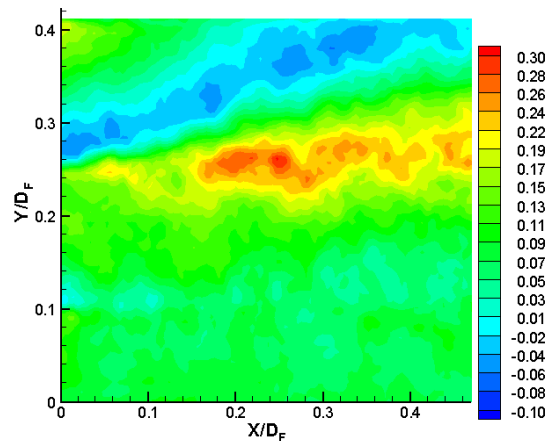


Abbildung 5.32: V/U_F , $Re_{HS} = 4,75 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ und $Re_F = 4,567 \times 10^4$

Bei einem Volumenstromverhältnis von $V_{KS}/V_{HS} \approx 2$ und einer Drallintensität von $S=1,1$ sind die Radialgeschwindigkeiten zu gering um einen Einfluss auf den Hauptstrom auszuüben. Es bildet sich eine flache angestellte Ringstruktur zwischen den beiden Teilströmen aus (Abbildung 5.33 und Abbildung 5.34).

$$S = 1,1, U_{KS}/U_F = 3,1, U_{HS}/U_F = 10,5, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

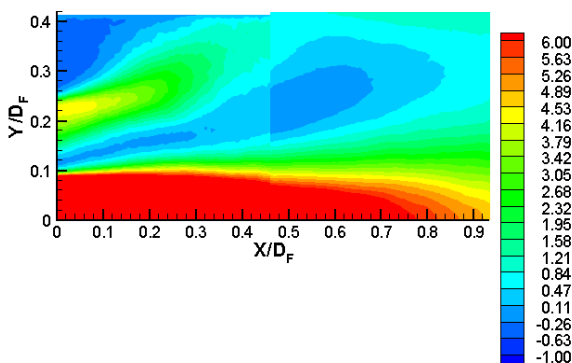


Abbildung 5.33: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$

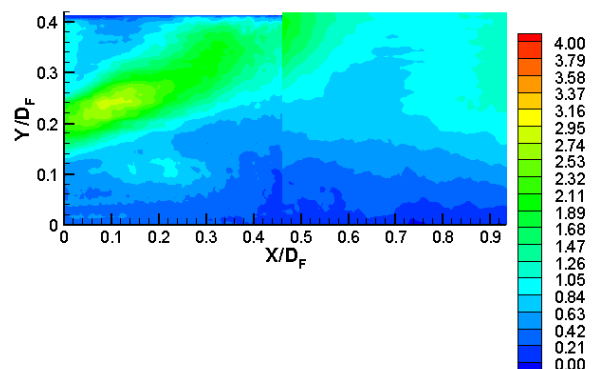


Abbildung 5.34: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$

Für die Drallintensität von $S=1,1$ und $S=0,7$ kann ein Mindestvolumenstromverhältnis angegeben werden, bei dem sich eine Rezirkulationsblase zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom ausbildet. Die Strömung ist durch eine positive Geschwindigkeit auf der Symmetrieachse des Flammrohrs charakterisiert. Der axiale Impuls ist zu groß um eine vollausgebildete Rezirkulationszone zu erhalten. Lediglich im Kern der Rezirkulationsblase,

die sich abgehoben vom Zentralstrom befindet, wurde erstmals eine negative Geschwindigkeit gemessen. Es entstand ein Ringstruktur zwischen Koaxialstrom und Hauptstrom. Bei einer Drallintensität von $S=1,1$ mit den Betriebsparametern $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$ liegt das minimale Volumenstromverhältnis bei $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$ (Abbildung 5.35 und Abbildung 5.36).

$$S = 1,1, U_{KS}/U_F = 3,8, U_{HS}/U_F = 6,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

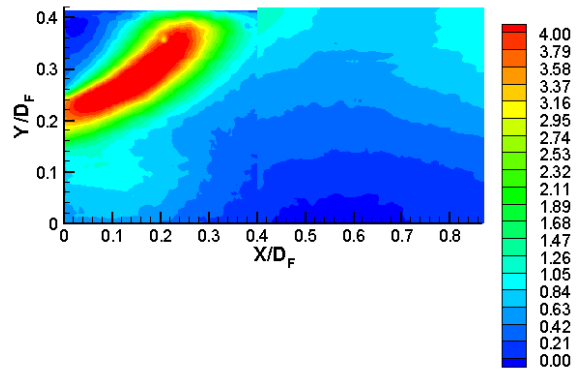
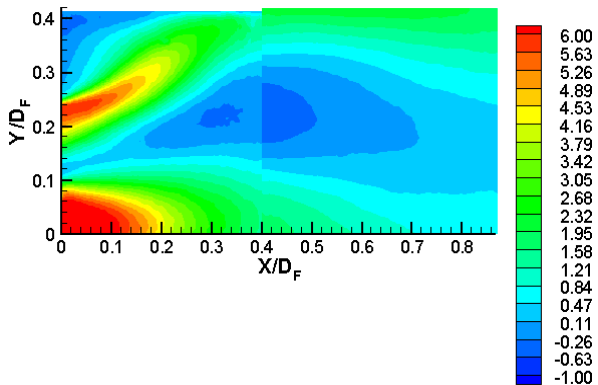


Abbildung 5.35: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$

Abbildung 5.36: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$,
 $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$

In den Abbildungen 5.37 und 5.38 werden die Geschwindigkeitsfelder für den Betriebsparameter mit der Drallintensität $S=0,7$, der Reynoldszahl des Zentralstroms $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$ und der Reynoldszahl des äußeren verdrallten Stroms $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ dargestellt. Das minimale Volumenstromverhältnis, bei dem sich eine Rezirkulationsblase ausbildet, lag bei $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 5 \dots 6$. Die Mindestvolumenstromverhältnisse tragen zum physikalischen Verständnis der Entstehung von Rezirkulationszonen bei. Die Volumenstromverhältnisse gelten bei gegebener Geometrie. Die räumliche Begrenzung, ausgedrückt durch das Expansionsverhältnis, hat einen erheblichen Einfluss auf die Ausbildung der Rezirkulationszone.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,0, U_{HS}/U_F = 5,2, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

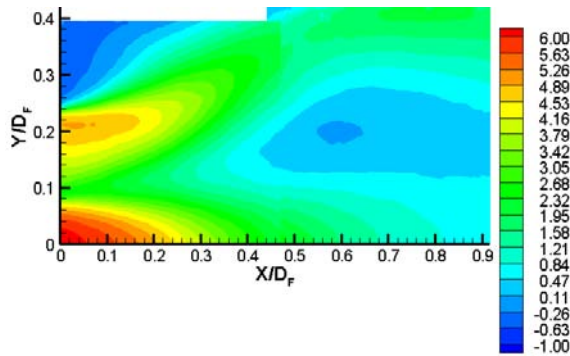


Abbildung 5.37: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$

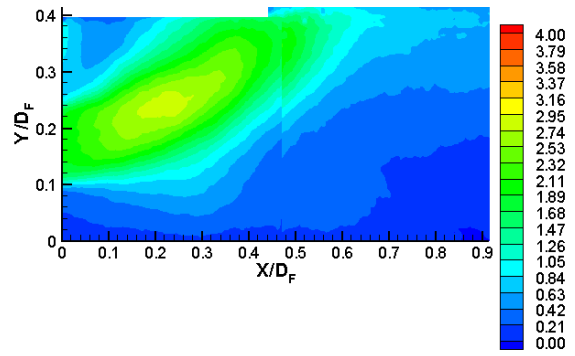


Abbildung 5.38: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$

Bei einer sukzessiven Erhöhung des Volumenstromverhältnisses wandert die Rezirkulationsblase zwischen der freien Scherschicht und dem Hauptstrom in Richtung der Symmetrieachse des Flammrohres, wobei sich die Ringstruktur drehte. Für die Drallintensität $S = 1,2$ wurde das Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$ auf $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 5$ erhöht. Die Strömung befindet sich noch im unterkritischen Bereich, d. h. der zu hohe axiale Impuls führt zu positiven Geschwindigkeitskomponenten im Zentrum des Flammrohres.

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 3,9, U_{HS}/U_F = 5,3, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

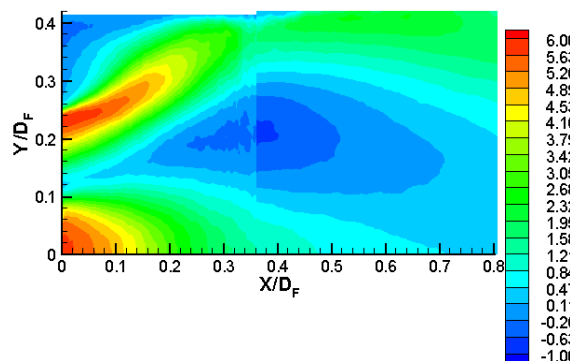


Abbildung 5.39: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$

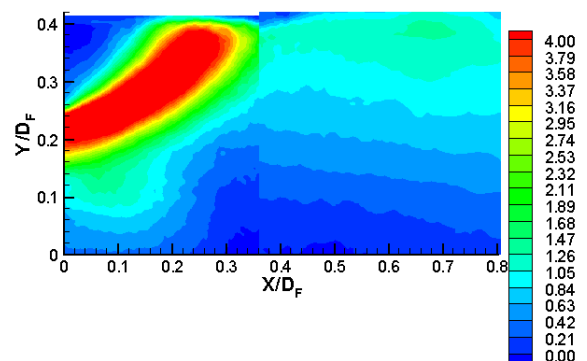


Abbildung 5.40: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$

In der Praxis sind größere Volumenstromverhältnisse anzustreben, welche eine gute Vermischung garantieren. Eine ausgebildete Rezirkulationszone ist durch eine negative Geschwindigkeit auf der Symmetrieachse des Flammrohres charakterisiert. Die Strömung befindet sich im überkritischen Zustand. Die Rezirkulationsblase befindet sich hierbei in der Mitte des Flammrohres. Diese wurden z. B. bei Volumenstromverhältnissen von

$\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ sowie bei mittlerer Drallintensität $S = 0,6$ als auch bei hoher Drallintensität $S = 1,2$ erreicht, siehe Abbildung 5.25 und Abbildung 5.27.

Bei einer weiteren Erhöhung der Volumenstromverhältnisse bis zu $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$ wurden negative Axialgeschwindigkeiten von der Position $X/D_F \approx 0,01$ bis $X/D_F \approx 0,8$ entlang der Symmetrieachse des Flammrohrs gemessen, was darauf hinweist dass der Staupunkt bis in das Zentralrohr wandert und somit eine Rückströmung bis in das Zentralrohr erfolgt (Abbildung 5.41). *Chanaud* (1965) beobachtete, dass mit zunehmender Drallintensität der Staupunkt stromaufwärts wandert. Im Rahmen der Untersuchungen wurde festgestellt, dass nicht nur die Drallintensität, sondern auch das Volumenstromverhältnis einen Einfluss auf die Position des freien Staupunktes hat. Nimmt einer oder beide Werte zu, so wandert der freie Staupunkt stromaufwärts.

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

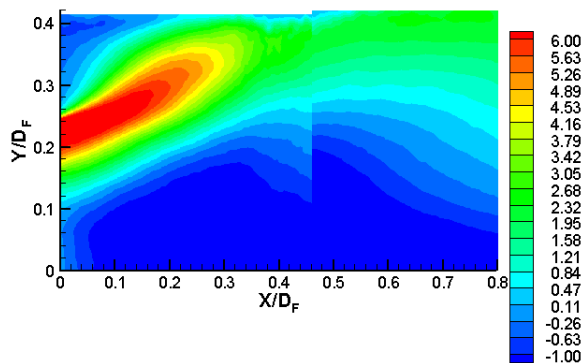


Abbildung 5.41: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,1325 \times 10^4$

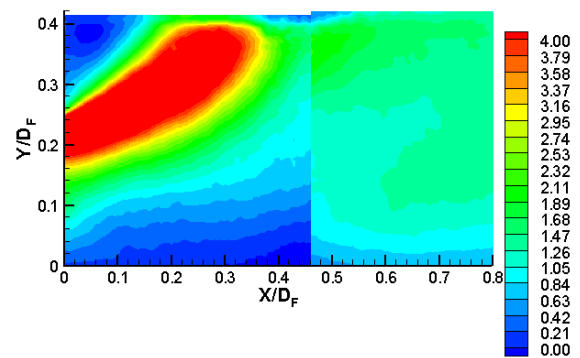


Abbildung 5.42: V/U_F , $S = 1,2$,
 $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und
 $Re_F = 9,1325 \times 10^4$

Bei gleichem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$, jedoch bei einer mittleren Drallintensität von $S = 0,7$, ist gleichermaßen eine negative Geschwindigkeit auf der Symmetrieachse des Flammrohrs zu beobachten. Diese verläuft von $X/D_F \approx 0,04$ bis zu dem untersuchten Messgebiet $X/D_F \approx 0,8$, siehe Abbildung 5.43.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

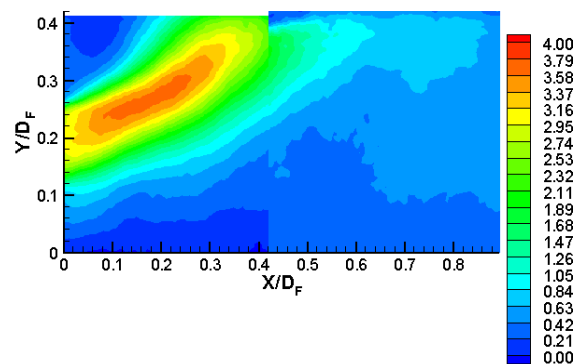
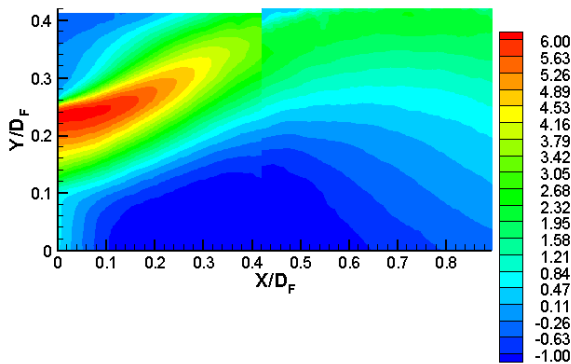


Abbildung 5.43: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

Abbildung 5.44: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

Da eine beliebige Erhöhung des Koaxialstroms wegen der begrenzten Kapazität des Gebläses nicht möglich war, wurde bei einem reduzierten Koaxialstrom ein Volumenstromverhältnis von $V_{KS}/V_{HS} \approx 10$ eingestellt. Dies wurde durch die Volumenstromreduzierung des Hauptstroms erreicht (Abbildung 5.45 und Abbildung 5.46). Bei einem Vergleich zwischen Abbildung 5.25 und Abbildung 5.26 (auch einem Volumenstromverhältnis von $V_{KS}/V_{HS} \approx 10$) ändern sich Lage und Geometrie der Rezirkulationszone. Die Reduzierung des Volumenstromverhältnisses hat eine Reduzierung der Drallintensität um den Faktor von 0,1 zur Folge.

$$S = 0,6, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 3,3, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

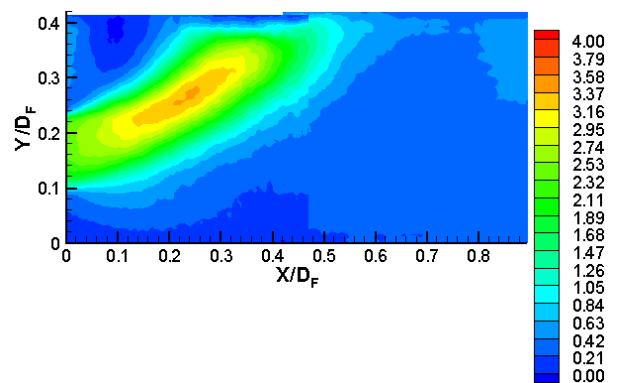
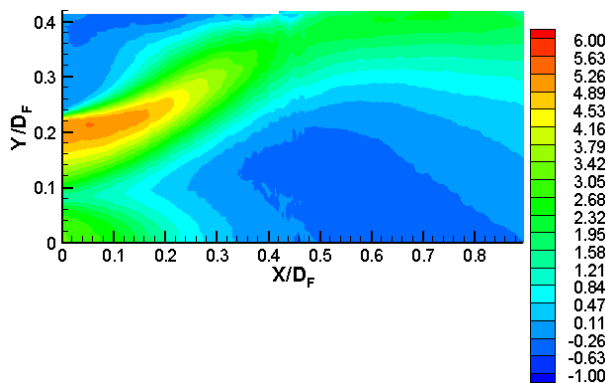


Abbildung 5.45: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{HS} = 5,075 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$

Abbildung 5.46: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{HS} = 5,075 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$

Bei einem Vergleich der Ergebnisse zwischen den Parametern ($S=1,2$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$, (Abbildung 5.27 und Abbildung 5.28) und ($S=1,1$, $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 5,05 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$, Abbildung 5.47 und Abbildung 5.48), welche jeweils ein Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ darstellen, ist die Intensität der Scherschicht bei größerem Koaxialstrom höher. Die Reduzierung des Volumenstromverhältnisses hat eine Reduzierung der Drallintensität um den Faktor von 0,1 zur Folge.

$$S = 1,1, U_{KS}/U_F = 4,2, U_{HS}/U_F = 3,3, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

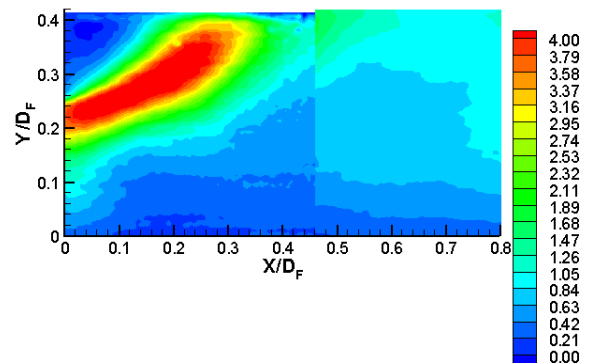
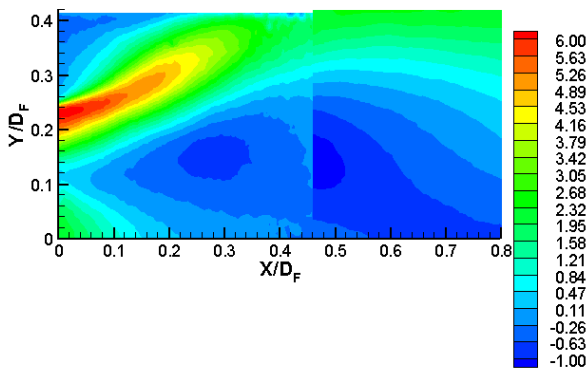


Abbildung 5.47: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 5,05 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$

Abbildung 5.48: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$,
 $Re_{KS} = 5,05 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$

5.3.2 Reynoldssche Spannungen

Zur Charakterisierung der Strömung werden neben den Geschwindigkeiten U und V die Reynoldsschen Spannungen u'^2 , v'^2 und $u'v'$ betrachtet, da diese turbulenten Größen zur Charakterisierung der Vermischung maßgeblich beitragen. Alle Größen wurden entsprechend mit U_F^2 normiert.

5.3.2.1 Einfluss der Drallintensität

In der Abbildung 5.49 werden die turbulenten Größen für die Betriebsparameter $S = 0,0$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$ und $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ vorgestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine drallfreie Strömung einen geringen Einfluss auf die Turbulenzproduktion hat. Unmittelbar in den Scherschichten ist eine Erhöhung der turbulenten Größen erkennbar. Im Hinblick auf die Vermischung ist durch die geringe Turbulenzentwicklung eines drallfreien Koaxialstroms ein nicht effizienter Stofftransport zu erwarten.

$$U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

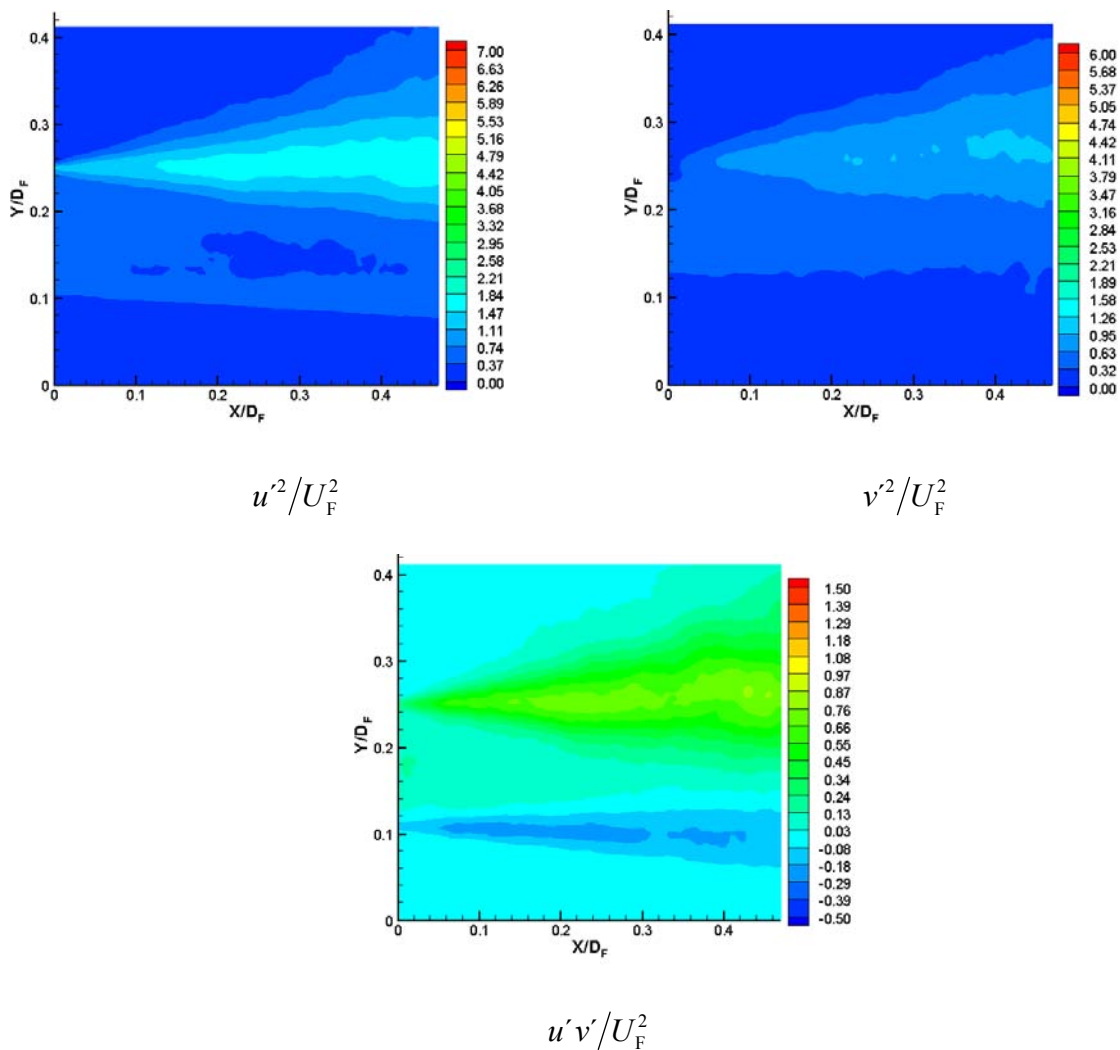


Abbildung 5.49: Spannungen: $S = 0,0$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$, $V_{KS}/V_{HS} \approx 10$

Bei gleichen Eintrittsimpulsen ($Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$), jedoch mit mittlerer Drallintensität von $S = 0,7$, wurden deutlich höhere Reynoldsspannungen gemessen (Abbildung 5.50). Unmittelbar nach dem Eintritt in das Flammrohr entstehen hohe positive $u'v'/U_F^2$ -Spannungen oberhalb des Koaxialstroms und hohe negative Spannungen im Nahfeld des Koaxialstroms. Durch den Drall wird eine Scherschicht generiert, die maßgeblich für den Stofftransport verantwortlich ist. Weiter stromabwärts bildet sich zwischen innerer Rezirkulationsblase und der freien Scherschicht ein weiteres Spannungsfeld, das zusätzlich den Stofftransport fördert.

$$U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

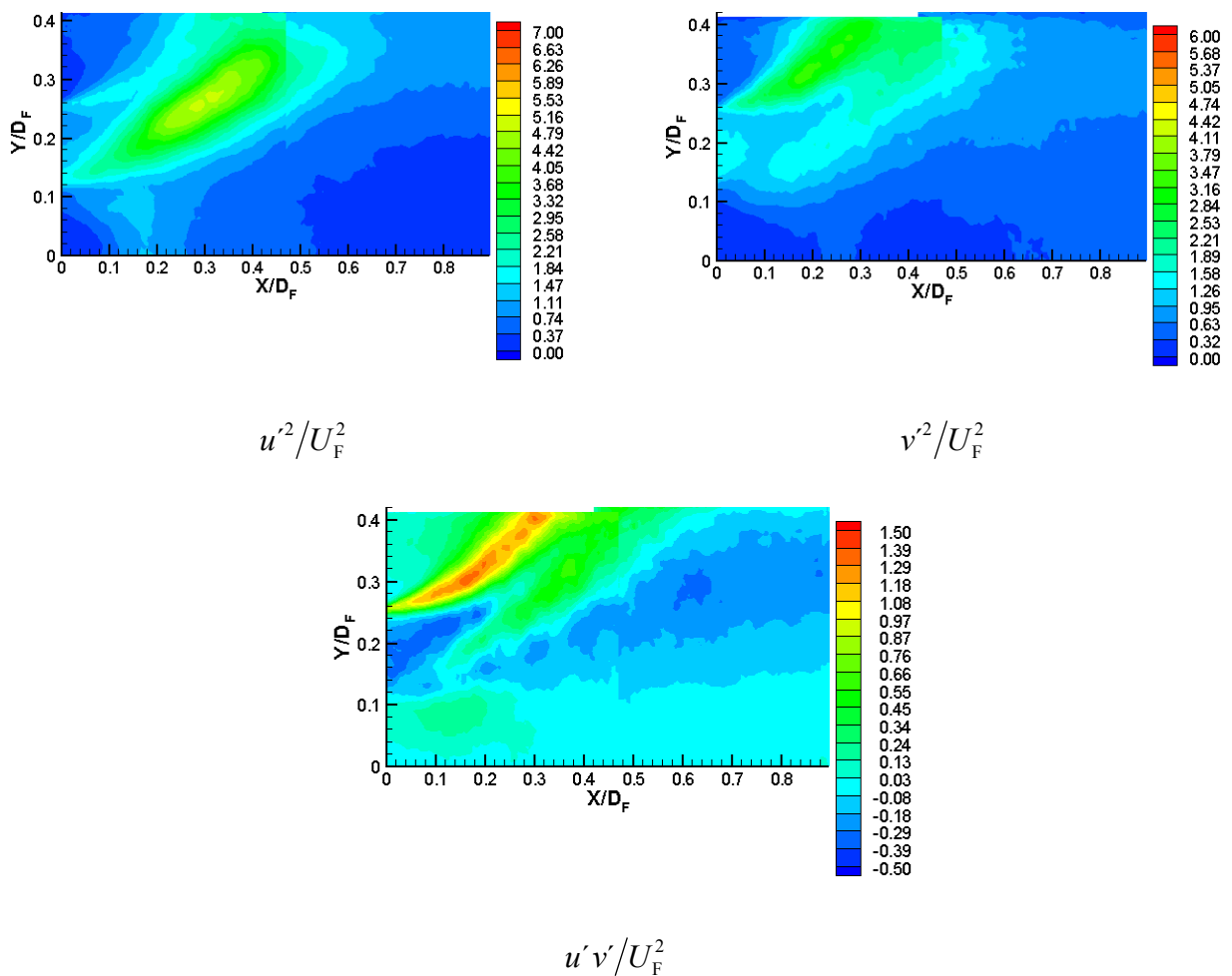


Abbildung 5.50: Spannungen: $S = 0,7$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$,

$$\frac{V_{KS}}{V_{HS}} \approx 10$$

Wird bei gleichbleibenden Eintrittsimpulsen ($Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$) die Drallintensität auf $S = 1,2$ erhöht, so ergeben sich unmittelbar am Eintritt des Flammrohrs hohe Spannungsfelder (Abbildung 5.51), die für eine schnelle Stoffumsetzung verantwortlich sind. Die positiven $u'v'/U_F^2$ -Spannungen oberhalb des Koaxialstroms sind so hoch, dass die freie Grenzschicht abreißt und es zu instationären Effekten kommt. Im Vergleich zur mittleren wird keine Unterbrechung des negativen $u'v'/U_F^2$ -Spannungsverlaufs beobachtet. Das $u'v'/U_F^2$ -Spannungsfeld ist auch noch im Fernfeld zusammenhängend.

$$U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,7, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

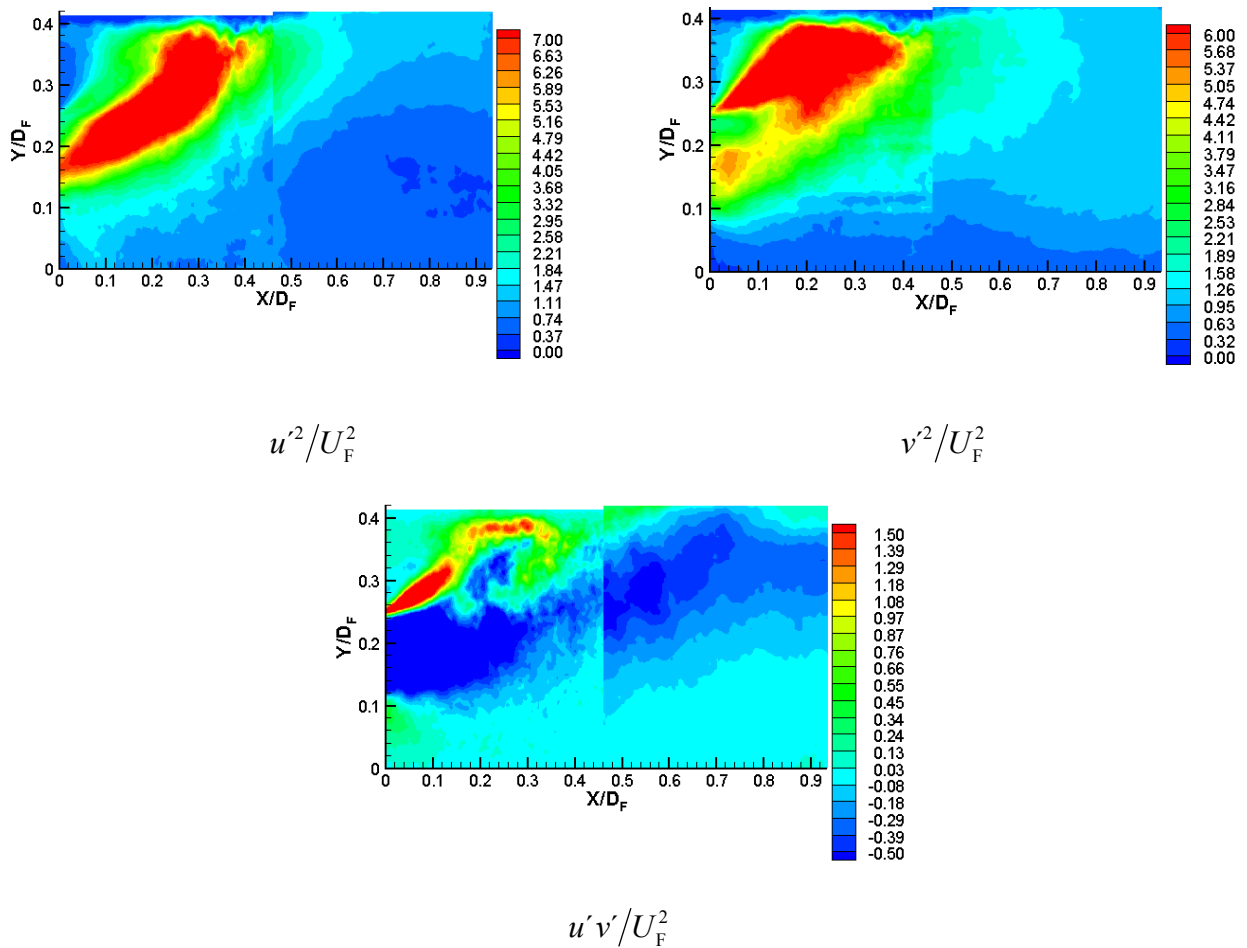


Abbildung 5.51: Spannungen: $S = 1,2$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$

5.3.2.2 Einfluss des Volumenstromverhältnisses

Es werden die Volumenstromverhältnisse $\bar{V}_{\text{KS}}/\bar{V}_{\text{HS}} \approx 2$, $\bar{V}_{\text{KS}}/\bar{V}_{\text{HS}} \approx 4$, $\bar{V}_{\text{KS}}/\bar{V}_{\text{HS}} \approx 10$ und $\bar{V}_{\text{KS}}/\bar{V}_{\text{HS}} \approx 25$ bei einer Drallintensität von $S = 1,2$ bzw. $S = 1,1$ variiert und diskutiert. Für die Betriebsparameter $S = 1,1$, $Re_{\text{HS}} = 1,02 \times 10^5$ und $Re_{\text{KS}} = 5,055 \times 10^4$ werden die Reynoldsschen Spannungen u'^2/U_F^2 , v'^2/U_F^2 und $u'v'/U_F^2$ in der Abbildung 5.52 dargestellt. Der hohe Eintrittsimpuls des Hauptstroms im Vergleich zum Koaxialstrom führt zu hohen u'^2/U_F^2 - und v'^2/U_F^2 -Spannungen, welche für die Vermischung erforderlich sind. Der Einfluss des Koaxialstroms ist jedoch zu gering, um die zur Flammstabilisierung gewünschte Rezirkulationszone zu generieren.

$$U_{\text{KS}}/U_F = 3,1, U_{\text{HS}}/U_F = 10,5, D_F/D_{\text{KS}} = 2,0, D_F/D_{\text{HS}} = 5,6$$

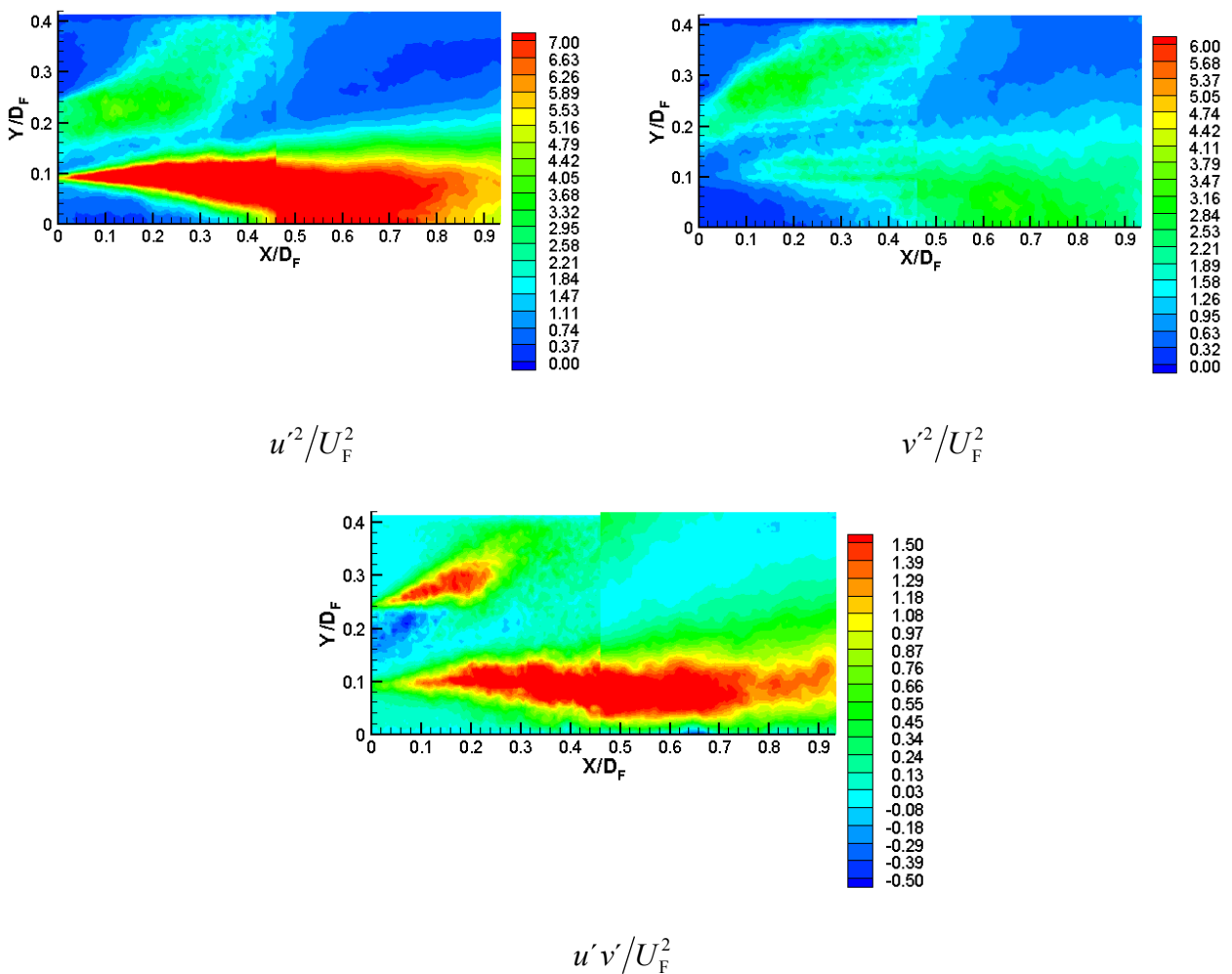
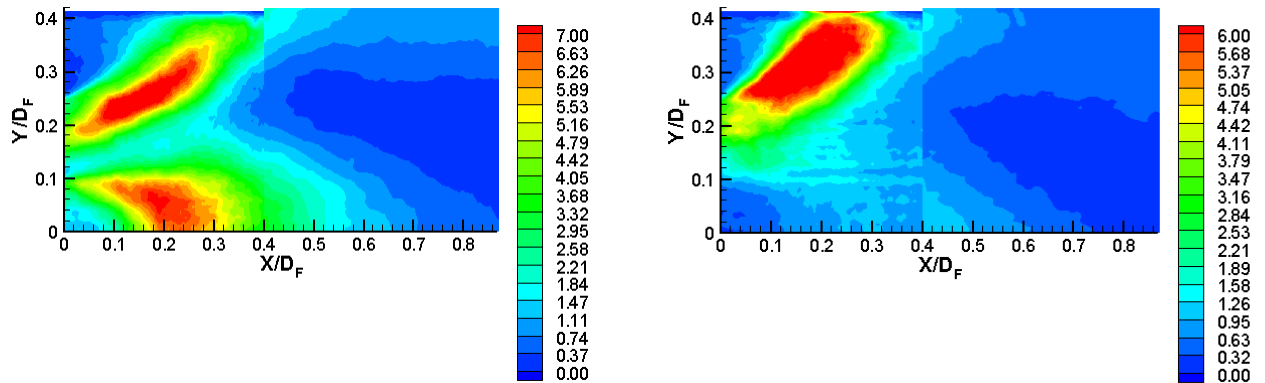


Abbildung 5.52: Spannungen: $S = 1,1$, $Re_{\text{HS}} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{\text{KS}} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$, $\bar{V}_{\text{KS}}/\bar{V}_{\text{HS}} \approx 2$

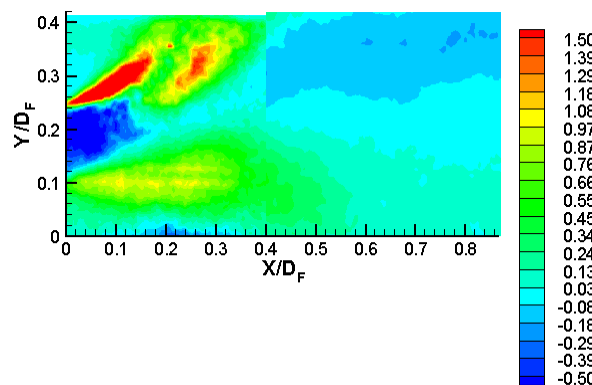
Mit zunehmendem Volumenstromverhältnis $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$ wird der Einfluss des Koaxialstroms größer und führt zu einer zunehmenden Turbulenzproduktion, welche sich an den u'^2/U_F^2 - und v'^2/U_F^2 -Spannungen zeigt (siehe Abbildung 5.53). Die erhaltenen Reynoldsschen Spannungen sind für eine gute Vermischung zu gering.

$$U_{KS}/U_F = 3,8, U_{HS}/U_F = 6,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$



$$u'^2/U_F^2$$

$$v'^2/U_F^2$$



$$u'v'/U_F^2$$

Abbildung 5.53: Spannungen: $S = 1,1$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$,

$$\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$$

Bei hohen Volumenstromverhältnissen von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ und $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$ werden eindrucksvolle Turbulenzen generiert. Bei einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$ bilden sich hohe u'^2/U_F^2 -, v'^2/U_F^2 - und $u'v'/U_F^2$ -Spannungen über das komplette Messgebiet aus (Abbildung 5.54). Die negativen $u'v'/U_F^2$ -Spannungen erstrecken sich bis zur Symmetrieachse des Flammrohrs. Die positiven $u'v'/U_F^2$ -Spannungen oberhalb des Koaxialstroms bilden ein geschlossenes $u'v'/U_F^2$ -Spannungsfeld.

$$U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

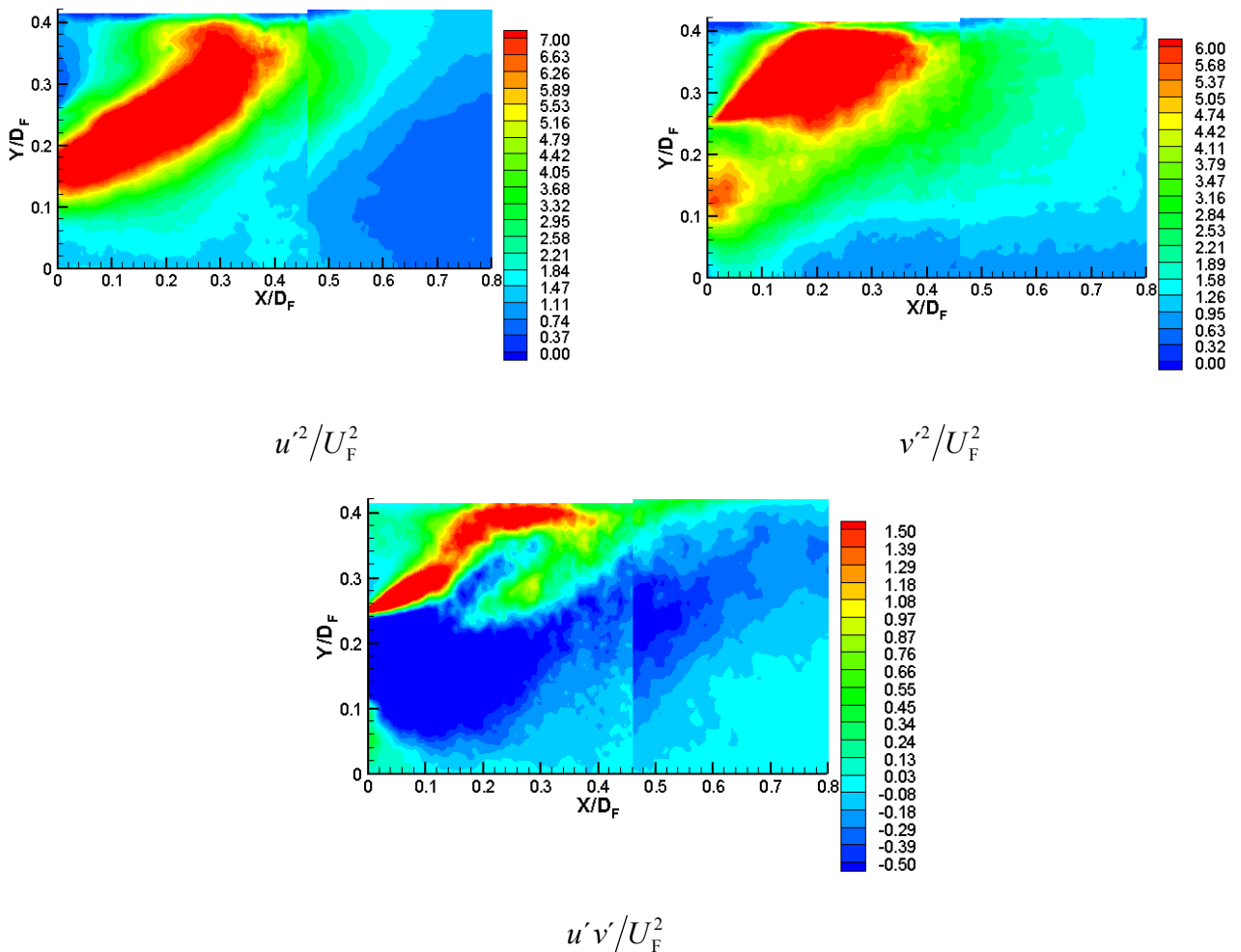


Abbildung 5.54: Spannungen: $S = 1,2$, $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,1325 \times 10^4$,

$$\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$$

5.3.3 Stromlinienverläufe

Die extreme Krümmung der Stromlinien und deren dreidimensionale Ausbreitung stellen hohe Anforderungen sowohl an die Turbulenzmodelle, als auch an die PIV-Messtechnik. In den Abbildungen 5.55 bis 5.57 wird der Einfluss der Drallintensität auf den Stromlinienverlauf gezeigt. Das Volumenstromverhältnis beträgt bei allen Fällen $\frac{\dot{V}_{KS}}{\dot{V}_{HS}} \approx 10$. Es garantiert bei den Drallintensitäten $S = 0,6$ und $S = 1,2$ eine deutliche Ausbildung der Rezirkulationszone. Die Reynoldszahlen betragen $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$. Bei einer nicht verdrallten Strömung im Ringspalt bildet sich eine Scherschicht mit einem sehr geringen turbulenten Grad aus. Diese führt zu einem lang gezogenen Eckwirbel, welcher sich weit über den untersuchten Bereich erstreckt. Die Stromlinien laufen zur oberen Ecke des Flammrohrbodens und entlang des Flammrohrbodens zum Düsen Eintritt zurück. Die experimentellen Daten zeigen einen Wirbel der oberhalb des Einlaufs des Koaxialstroms generiert wird. Diese wurde bei allen unverdrallten Strömungen festgestellt. Bei einer Reduzierung des Koaxialstroms bewegt sich der Wirbel stromabwärts.

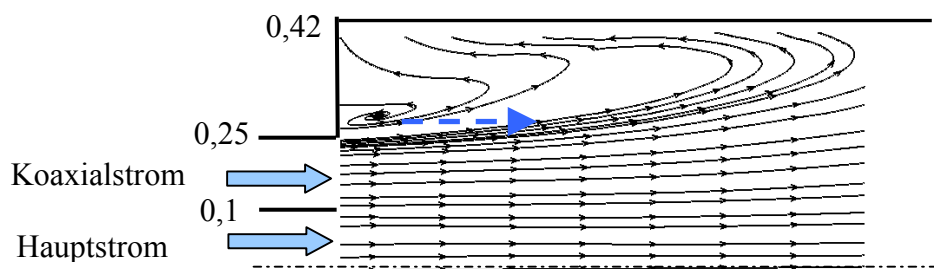


Abbildung 5.55: Stromlinien ($S = 0,0$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)

Die verdrehte Ringspaltströmung ist der Auslöser der Rückströmung innerhalb des Kerns (Phänomen des Wirbelaufplatzens). Dies führt zu einer deutlichen Verkleinerung der Eckwirbel. Die Strömung legt sich im Bereich von $X/D_F \approx 0,3 \dots 0,4$ an der Innenwand des Flammrohres an. Bei einer mittleren Drallintensität von $S = 0,6$ befindet sich der freie Staupunkt nahe des Düsenaustritts.

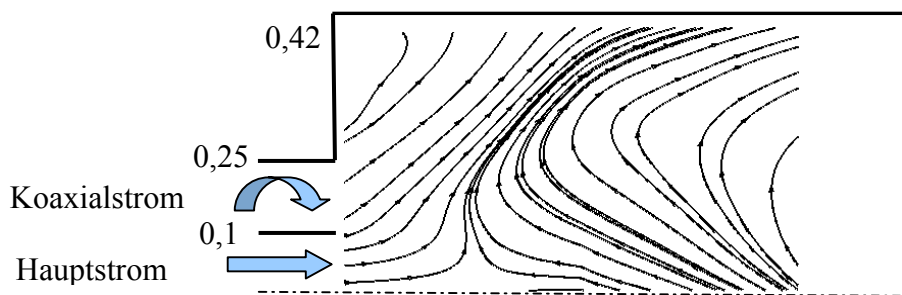


Abbildung 5.56: Stromlinien ($S = 0,6$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)

Im Fall der höchsten Drallintensität ($S = 1,2$) verbleibt die Strömung innerhalb des ganzen Flammrohres im unterkritischen Zustand. Es bildet sich kein freier Sattelpunkt aus. Dieses Verhalten steht im Einklang mit den experimentellen Untersuchungen von *Escudier* und *Keller* (1985). Dieses Phänomen wurde jedoch im Experiment bei einem deutlich geringeren Volumenstromverhältnis, d. h. bei einem höheren axialen Impuls nachgewiesen.

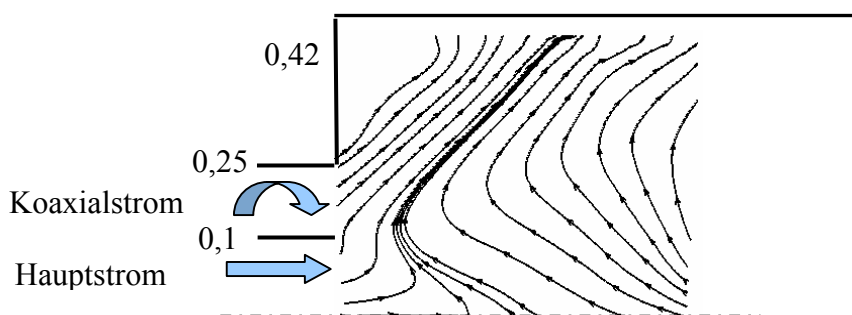


Abbildung 5.57: Stromlinien ($S = 1,2$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)

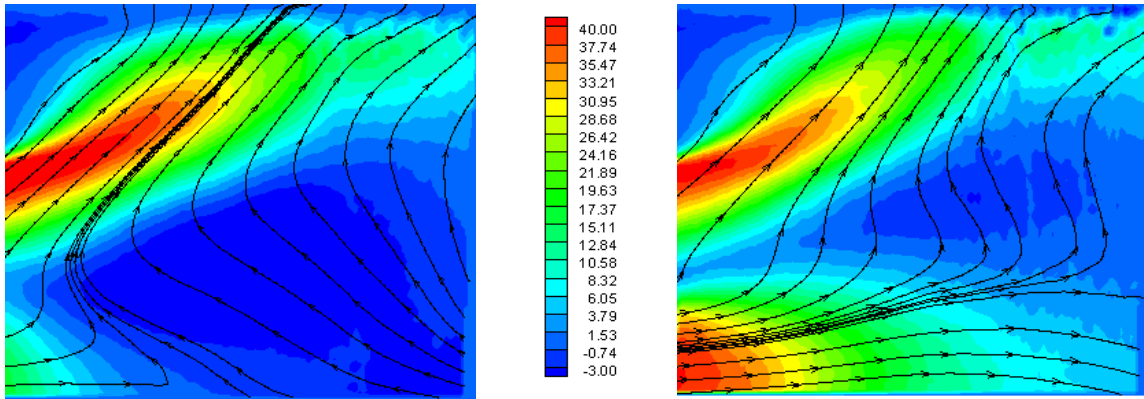


Abbildung 5.58: Stromlinien:

$$Re_{HS} = 4,7 \times 10^4, Re_{KS} = 1,255 \times 10^5 \text{ und}$$

$$Re_F = 9,59 \times 10^4, S = 1,2,$$

$$U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,7,$$

$$D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

Abbildung 5.59: Stromlinien:

$$Re_{HS} = 1,02 \times 10^5, Re_{KS} = 1,255 \times 10^5 \text{ und}$$

$$Re_F = 1,0655 \times 10^5, S = 1,2,$$

$$U_{KS}/U_F = 3,9, U_{HS}/U_F = 5,3,$$

$$D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

5.4 Zusammenfassung der PIV-Ergebnisse

Zur Charakterisierung der Strömung mit starker Stromlinienkrümmung wurde die PIV-Messtechnik verwendet. Sie bietet nicht nur eine berührungslose, sondern auch eine flächige Erfassung von Strömungen. Im Rahmen von Vorversuchen wurde die PIV-Messtechnik optimiert um den Effekt des „out of plane loss“ zu minimieren. Dies geschah durch die Optimierung der Laserlichtschnittdicke und der Reduzierung der Pulsabstände des Laserlichtes. Statistische Untersuchungen zeigten, dass $1,2 \times 10^3$ Bildpaare ausreichen um eine Stabilität der Messergebnisse zu gewähren und die damit gewonnene Datenmenge zu minimieren. Verdrallte Strömungen mit mittlerer Drallintensität ($S = 0,7$) und hoher

Drallintensität ($S = 1,2$) führen bei einem Mindestvolumenstromverhältnis $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ zu einer ausgeprägten Rezirkulationszone in der Mitte des Flammrohrs. Verantwortlich sind hier hohe Radialgeschwindigkeiten, die den Zentralstrom abbremsen und einen freien Staupunkt generieren. Das Volumenstromverhältnis und die Drallintensität haben einen Einfluss auf die Position des freien Staupunkts und der Lage der Ringstruktur. Wird einer oder beide Betriebsparameter erhöht, so wandert der freie Staupunkt stromaufwärts.

Der verdrallte Koaxialstrom bildet zusammen mit dem Hauptstrom eine freie Scherschicht mit hohen Geschwindigkeitsgradienten, sowie Instabilitäten am Ende der Scherschicht. Beim Umströmen der Rezirkulationsblase kommt es, bedingt durch die Wirbelstruktur zu einem intensiven Stoffaustausch, welche die Turbulenz fördert. Die Turbulenz wurde durch die gemessenen Reynoldssche Spannungen quantitativ bestimmt.

In Abbildung 5.60 wird die Interaktion des Hauptstroms und des Koaxialstroms bei einer maximalen Drallintensität ($S = 1,2$) bei sich verändernden Volumenstromverhältnissen dargestellt. Durch die sukzessive Erhöhung des Volumenstromverhältnisses $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS}$ wurde

die Entstehung des Wirbelaufplatzens nachvollzogen. Bei $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 2$ ist der Einfluss des Koaxialstroms auf den Hauptstrom vernachlässigbar gering. Es dominiert der hohe Impuls des Hauptstroms.

Die Interaktion zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom zeigt sich erstmals bei einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$. Zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom bildet sich eine Ringstruktur aus. Bei einer Erhöhung auf $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 5$ beginnt die Ringstruktur um die Hochachse zu rotieren. Der Impuls des Hauptstroms ist noch zu hoch, um $U \leq 0$ auf der Symmetrieachse des Flammrohres zu bilden. Die Strömung befindet sich im überkritischen Bereich. Dies ändert sich, wenn das Volumenstromverhältnis auf 10 erhöht wird. Es bildet sich ein freier Staupunkt aus und es kommt zum Wirbelaufplatzern. Die Strömung befindet sich im unterkritischen Bereich. Eine weitere Erhöhung des Volumenstromverhältnisses auf 25 zeigte Rückströmung bis in das Zentralrohr, was in der Praxis unerwünscht ist. Die Entstehung der Rezirkulationszone kann in fünf Schritte unterteilt werden, wobei sich drei Derivate des „Vortex Breakdown“ herauskristalliert haben:

- Die konzentrische Ringstruktur zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom
- Die tordierte Ringstruktur zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom
- Rezirkulationszone innerhalb der Mitte des Flammrohrs.

Die letztgenannte bildet sich bei einem Mindestvolumenstromverhältnis $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ aus. Diese Art der Strömung liegt im überkritischen Bereich und ist für technische Verbrennungsprozesse anzustreben. Bezüglich des Stoffaustausches ist festzuhalten, dass die Rezirkulationsblase von dem stromabwärts fließenden Luftstrom gefüllt und von dem stromaufwärtsfließenden Luftstrom entleert wird. Bezüglich der Vermischung nimmt die freie Scherschicht eine zentrale Rolle ein.

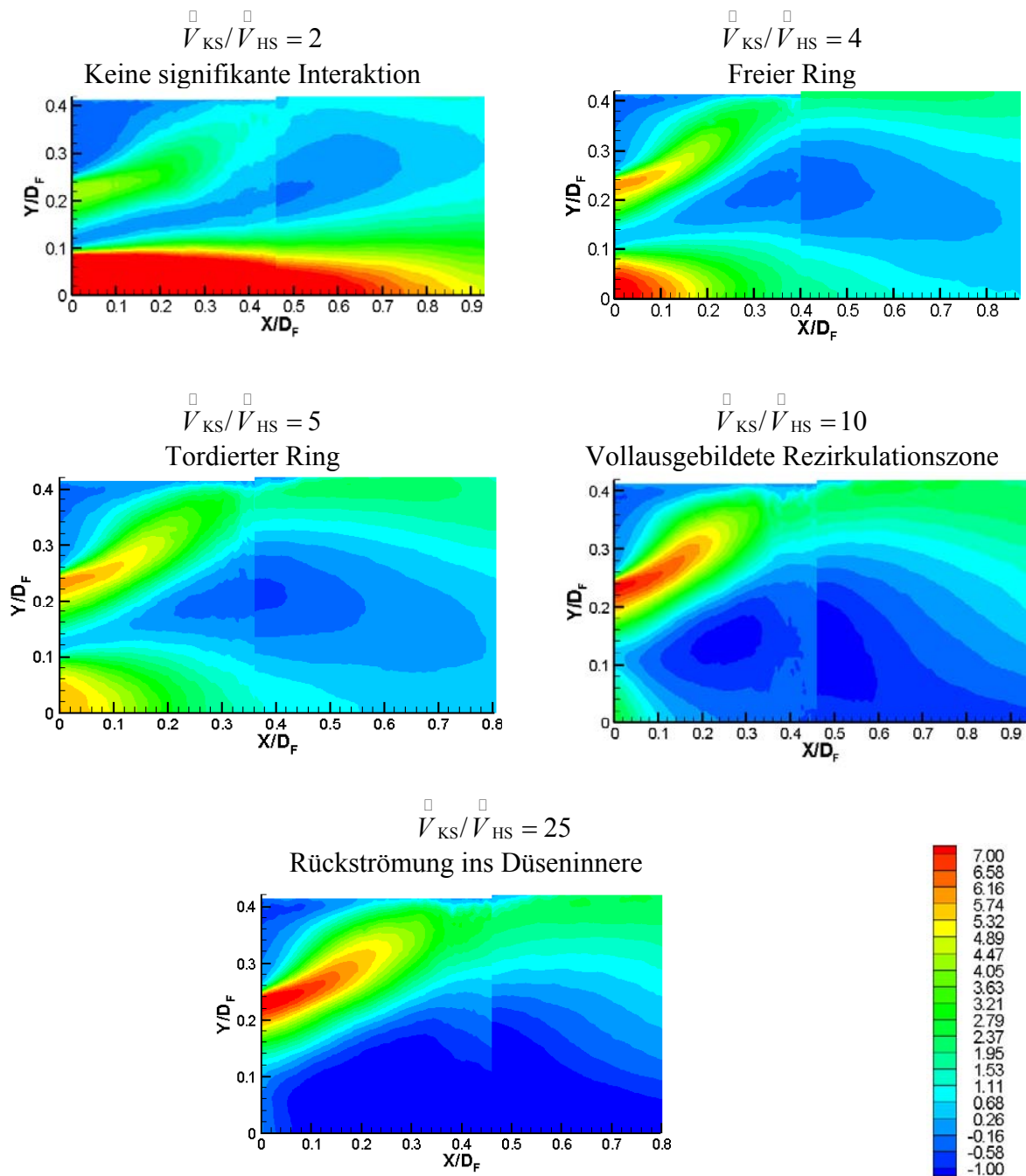


Abbildung 5.60: U/U_F in Abhängigkeit des Volumenstromverhältnisses (V_{KS}/V_{HS}) bei einer Drallintensität von $S = 1,2$

6 Messung des Vermischungsgrades mittels quantitativen Lichtschnittverfahrens (QLS)

6.1 QLS-Verfahren versus LIF-Verfahren

Grundsätzlich bieten sich zwei Verfahren zur Untersuchung der Vermischung von isothermen Luftströmen an. Das ist zum einen das Laser-Induzierte-Fluoreszenz-Verfahren (LIF-Verfahren) und zum anderen das Quantitative Laserlichtschnitt-Verfahren (QLS-Verfahren). Das LIF-Verfahren basiert auf der Eigenschaft, dass bei der Anregung der Tracerpartikel, z. B. Aceton durch UV-Licht, fluoreszierendes Licht emittiert wird. Aceton zeigt bei isothermen Strömungsuntersuchungen besonders gute Eigenschaften bei einer Anregung mit $\lambda = 266 \text{ nm}$, welches sich durch eine intensive Fluoreszenz zeigt. Für diese Messverfahren werden spezielle Laser und Kamerasysteme benötigt, die mit hohen Investitionskosten verbunden sind. Hierzu ist ein modifizierter Nd:YAG-Laser oder ein KrF-Laser erforderlich, die bei einer Wellenlänge von $\lambda = 248 \text{ nm}$ arbeiten. Die Umrüstung der Laser für den UV-Bereich ist nicht nur mit hohen Kosten sondern auch mit Intensitätseinbußen verbunden, die bis zu 50% betragen können. Diese resultieren aus der Halbierung der Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ auf $\lambda = 266 \text{ nm}$. Nicht nur an die Laserseite, sondern auch an die Aufnahmetechnik werden hohe Anforderungen gestellt. Es empfiehlt sich eine Kamera vom Typ UV-ICCD zu verwenden, da diese bei einer Wellenlänge von $\lambda = 320 \text{ nm}$ arbeitet und somit Streulicht aus der Umgebung (Rayleigh-Strahlung) ausschließt. Beim LIF-Verfahren wird ein Teil des Luftstroms durch eine Waschflasche geleitet, welche mit Aceton gefüllt ist. Hierbei soll der Luftstrom mit Aceton (10 Massenprozent) angereichert werden. Die ausgetriebene Menge über der Versuchsdauer wird gravimetrisch ermittelt und zur Konzentrationsermittlung verwendet. Dies repräsentiert allerdings einen mittleren Wert und berücksichtigt nicht die Schwankungen innerhalb der Versuchsdauer.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messverfahren entwickelt, welches auf der Basis der Mie-Streuung arbeitet. Der Vorteil gegenüber dem LIF-Verfahren liegt darin, dass die Messtechnik weitestgehend vorhanden ist. Die Intensität des Strahlprofils muss bei beiden Verfahren von Laserschuss zu Laserschuss überwacht werden, was eine zusätzliche Kamera voraussetzt. Eventuelle Probleme in Verbindung mit der Extinktion mussten untersucht und wenn nötig gelöst werden. Der Aufbau der Messtechnik sowie die Entwicklung der Software zur Bildverarbeitung waren durchzuführen. Die Mie-Streuung wird in Längenmaßen aufgelöst, die mit der Streuteilchenkonzentration zusammenhängt. Grundsätzlich bietet das LIF-Verfahren eine höhere räumliche Auflösung der Mischungszone, das eine Abschätzung von Momenten höherer Ordnung erlaubt. Bei korrekter Systemauslegung ist der Informationsinhalt der zwei Verfahren prinzipiell gleich.

6.2 Physikalische Aspekte des QLS-Verfahrens

Die Konzentration kann über die Intensität des gestreuten Lichts oder über das Verhältnis von Partikelanzahl zu Volumenstrom ermittelt werden. Die Physik des QLS-Verfahrens wird in den folgenden Abschnitten kurz zusammengefasst, nach *Voigt* (1999).

$$c_p = \frac{N_p}{\dot{V}} \quad (6.1)$$

Die Partikelanzahl lässt sich z. B. aus dem Produkt der Partikel-Produktionsrate und der Messdauer oder durch Auszählen der Partikel im Messvolumen bestimmen. Beide Verfahren sind mit sehr großen Unsicherheiten behaftet. Aus den aufgeführten Gründen wurde ein Verfahren entwickelt, welches die Konzentrationsbestimmung über die gestreute Lichtintensität zulässt.

6.2.1 Betrachtung eines einzelnen Stoffstroms

Der grundlegende Gedanke des QLS-Verfahrens ist es, dass die gestreute Lichtleistung P_{sca} proportional zur Anzahl der vom Laserstrahl getroffenen Streupartikel (Mie-Streuung) im Messvolumen ist. Die Amplitude des Signals hängt linear von der Leistung des eingestrahnten Laserlichts P_L ab. Mit der aufgespannten Fläche des Laserlichtschnitts lässt sich die Energieflussdichte des einfallenden Lichtes I_L bestimmen.

$$I_L = \frac{P_L}{A_L} \quad (6.2)$$

Die Lorenz-Mie-Theorie (LMT) wird zur Beschreibung des Streuprozesses beim QLS-Verfahren angewendet. Für jeden Partikeldurchmesser muss der effektive Streuquerschnitt c_{sca} berechnet werden, der im Mittel mit der vierten Potenz des Durchmessers ansteigt. Die in den Raum gestreute Lichtleistung eines Einzelpartikels ist dann:

$$P_{sca} = c_{sca} \cdot I \quad (6.3)$$

Die Intensität wird während der Belichtungszeit zur Streulichtenergie aufsummiert. Diese wird in den Bildsensorelementen in Ladungsträger umgewandelt. Die Kamera formt aus den Ladungsträgern ein Spannungssignal, das digitalisiert und damit bei den Bildkoordinaten (x_i, y_i) in diskrete Grauwerte $f(x_i, y_i)$ transformiert wird.

Folgende Größen führen zu einer Schwächung der gemessenen Streulichtenergie: Die Extinktion EXT symbolisiert den Einfluss der Strahlschwächung und entspricht der gestreuten Lichtleistung, die dem eingestrahnten Laserlicht entzogen wird. Die passive Vielfachstreuung MSp stellt den Einfluss der Partikelwolke, die sich zwischen Lichtschnitt und Aufnahmeoptik befindet dar. Der Blick durch die Partikelwolke hat zur Folge, dass starke Gradienten abgeflacht werden.

Folgende Größen führen zu einer Erhöhung der gemessenen Streulichtenergie: Der Faktor MSP kennzeichnet die aktive Vielfachstreuung und beschreibt den Austausch von Streulichtenergie benachbarter Teilchen bei kleinem Abstand, was zu einer lokalen Erhöhung der gemessenen lokalen Streulichtenergie führt. Diese Parameter sind abhängig von der Streuteilchendichte c_N , welche ein Maß für die Partikelkonzentration ist. Der Einfluss der oben genannten Faktoren kann durch eine geringe Partikelbeladung verringert werden.

$$f^*(x_i, y_i) = f \left[\underbrace{EXT(x, c_N), MSP(x, y, z, c_N)}_{-}, \underbrace{MSa(y, y, z, c_N)}_{+} \right] \cdot f(x_i, y_i) \quad (6.4)$$

6.2.2 Relative Streulichtintensität

Mit dem QLS-Verfahren kann die Massenstromkonzentration c_m ausschließlich für den Fall der isothermen Mischung gleichartiger Gase gemessen werden. Das QLS-Messprinzip beruht darauf, dass verschiedene getrennte Stoffströme erst in der Mischzone (Flammrohr) zusammengeführt werden. Im Messvolumen eines Mehrstoffgemisches wird von der ortfesten Eulerschen Betrachtung ausgegangen. Innerhalb des Messvolumens bleibt die Anzahl der Streuzentren in einer stationären Strömung konstant. Bei einer Erhöhung der Geschwindigkeit wird lediglich die mittlere Verweilzeit der Partikel innerhalb des Messvolumens verringert. Somit ergibt sich, dass einzelne Partikel nur für einen kürzeren Zeitraum zum Streulicht beitragen. Die Massenstromkonzentration ergibt sich aus dem Verhältnis von Teilmassenstrom m_i zu Gesamtmassenstrom m .

$$c_{mi} = \frac{m_i}{m} \quad (6.5)$$

In dieser Untersuchung wurde eine Strömungskomponente (Zentralstrom) mit Partikeln beladen, die andere (Koaxialstrom) blieb partikelfrei. Für den Fall der isothermen Versuchsdurchführung werden gleichartige Gase in beiden Teilmassenströme verwendet. Alle Mischungszustände werden auf den Ort der Einblasung der partikelhaltigen Luft bezogen. Diese Referenz wird dazu verwendet, den Wert der Bezugsintensität $I_0 = 100\%$ bzw. $I_0 = 1$ im Teilmassenstrom anzusetzen. Die relative Streulichtintensität bei der Dotierung eines Teilmassenstroms ($c_{m2} = 0$) kann dargestellt werden als:

$$\frac{I}{I_0} \Big|_{c_{m2}=0}^{R=const, T=const} = c_{m1} \quad (6.6)$$

6.2.3 Elektromagnetische Streuung an Partikeln (Lorenz-Mie-Theorie)

Das QSL-Verfahren beruht auf der elastischen Streuung von Laserlicht an kleinen Partikeln. Elastisch bedeutet, dass die Wellenlänge des gestreuten Lichts identisch mit der des eingestrahlt Laserlichts ist. Der Durchmesser der Streuteilchen liegt in der Größenordnung der Wellenlänge des eingestrahlt Lichts. Der Brechungsindex des Partikelmediums ist verschieden vom Brechungsindex der Umgebung. Das Streulicht nimmt mit der vierten Potenz des Durchmessers zu. Die wichtigste Größe der Streulichtrechnungen ist der Mie-Parameter x_M , der sich folgendermaßen zusammensetzt:

$$x_M = \frac{n\pi d}{\lambda} \quad (6.7)$$

n ist der komplexe Brechungsindex des Partikels mit dem Umfang πd , das mit der Wellenlänge λ bestrahlt wird.

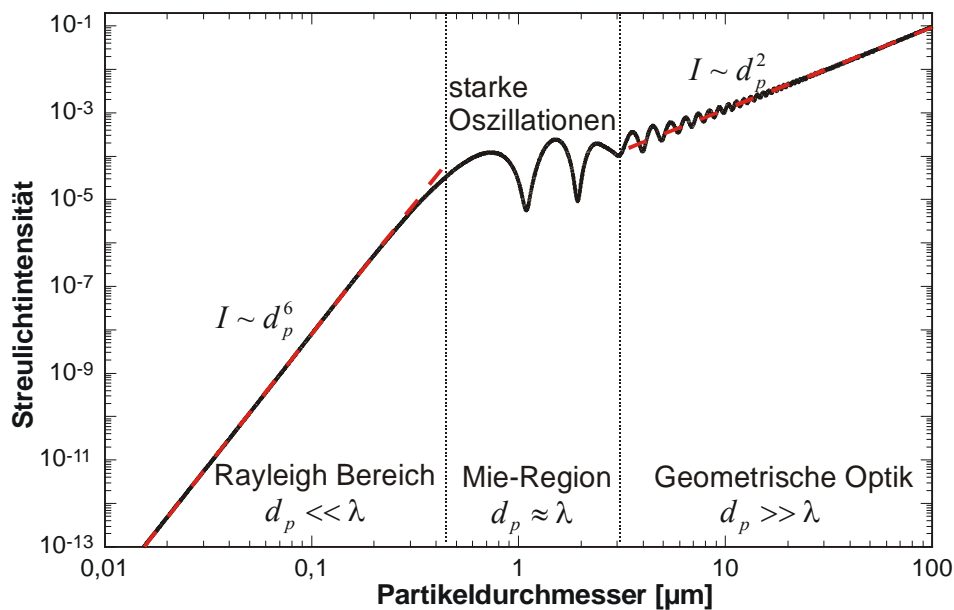


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der gestreuten Lichtintensität vom Partikeldurchmesser, Quelle: Albrecht et al. (2003)

6.2.4 Einfluss der Streurichtung

Die Mie-Streuung besitzt eine ausgesprochene Empfindlichkeit gegenüber der Streurichtung. Der Winkel aus dem ein Streuprozess nachgewiesen wird, ist für das gemessene Signal von großer Bedeutung. Der Streuwinkel w ist der Winkel zwischen Lichtschnitt und Kameraachse.

$$\tan w = \frac{\Delta x_{MV}}{2L_z} \quad (6.8)$$

Die Gegenstandsgröße Δx_{MV} ist die Breite des interessierenden Anteils des Lichtschnitts. L_z ist die Gegenstandsweite, der Abstand zwischen Lichtschnitt und Hauptebene des Kameraobjektivs. Typische Werte für den Feldwinkel liegen in der Größenordnung von $5-10^\circ$. Die Streurichtung hat einen großen Einfluss auf die gemessene Intensität und führt bei gering erscheinendem Feldwinkel von 10° bereits zu erheblichen Messfehlern, wenn er nicht kompensiert oder numerisch korrigiert wird.

6.2.5 Feldabhängige Strahlschwächung durch Extinktion

Die Extinktion bezeichnet die Schwächung des Laserstrahls durch Streuung an Partikeln. Das Streulicht, das mit einem Detektor gemessen wird, wird dem Laserstrahl beim Streuprozess entzogen. Je höher die Partikeldichte q_n und je größer die Durchstrahlungslänge ist, desto größer ist die Strahlabchwächung bzw. die Extinktion. Dies ist beim Post Processing der Messwertbilder zu berücksichtigen. Nur ein Teil, der im Raum befindlichen Mie-Streuung gelangt zum Detektor, jedoch wird die gesamte gestreute Lichtleistung dem Strahl entzogen. Weitere Schwächungen des Strahls können durch Absorption auftreten. Streupartikel können durch die Aufnahme des Strahlungsflusses ihren energetischen Zustand ändern. Dies äußert sich in einer Zunahme der Temperatur. Es kann aber auch dazu kommen, dass bei entsprechender Anregung gerade die Energie zugeführt wird, die zum Aussenden von Streulicht einer anderen Wellenlänge führt (Fluoreszenz). Beide Fälle der Energieaufnahme müssen weitgehendst vermieden werden.

$$dP_L = -(P_{sca} + P_{abs}) \quad (6.9)$$

Die Intensität des einfallenden Laserstrahls ist gegeben durch:

$$I_L = \frac{P_L}{A_L} \quad (6.10)$$

Das Verhältnis zwischen Streuquerschnitt und geometrischem Querschnitt berechnet sich mit:

$$q_{sca} = \frac{c_{sca}}{\frac{\pi}{4} d_p^2} \quad (6.11)$$

Für die gesamte Schwächung ergibt sich:

$$dP_L = -N_p q_{sca} I_L \frac{\pi d_p^2}{4} \quad (6.12)$$

Dividiert durch den Querschnitt des Laserstrahls:

$$dI_L = -N_P q_{\text{sca}} I_L \left(\frac{d_p^2}{d_L} \right)^2 \quad (6.13)$$

N_P wird ersetzt durch die Teilchendichte und die Massenstromkonzentration.

$$dI_L = -c_N c_m \rho \frac{\pi d_L^2}{4} dy q_{\text{sca}} I_L \left(\frac{d_p}{d_L} \right)^2 \quad (6.14)$$

Die in dem Massenelement m konstanten Größen lassen sich zu einer Variablen k' ersetzen.

$$dI_L(y) = -k' c_m(y) I_L(y) dy \quad (6.15)$$

Die Gleichung (6.15) ist die Grundlage der Extinktionskorrektur. Sie gilt unter der vereinfachenden Annahme konstanter Laserleistung über dem Strahldurchmesser und monodisperser Partikelverteilung. Für die konstante Massenstromkonzentration im Feld ergibt sich Gleichung (6.16)

$$I_L(x) = I_{L,0} e^{-k' c_m y} \quad (6.16)$$

Die homogene Konzentrationsverteilung hat einen exponentiellen Intensitätsabfall in Strahlungsrichtung. Diese Gesetzmäßigkeit wird als *Lambert-Beer'sches* Gesetz bezeichnet. Es tritt jedoch eine lokale Schwächung auf, die feldabhängig ist. Nach *Leitl* (1994):

„Streng genommen muss die Berechnung der Ausleuchtungsverhältnisse iterativ erfolgen, da zur Bestimmung des lokalen Schwächungskoeffizienten die Kenntnis des Grauwertes an der Partikelquelle erforderlich ist.“ Die Extinktion ξ ist eine integrale Größe. Sie ergibt sich aus der Summe der Einzelschwächungen, denen ein Laserstrahl unterliegt und ist definiert als der integrale Leistungsverlust ΔI_L beim Durchtritt durch das Messvolumen, bezogen auf die Intensität $I_{L,0}$ am Eintritt.

$$\xi = \frac{\Delta I_L}{I_{L,0}} \quad (6.17)$$

Abbildung 6.2 zeigt den Versuchsaufbau zur Messung der Extinktion. Mit Hilfe eines HeNe-Handlasers wurde ein Laserstrahl vor dem Zentralstrom in der Symmetrieebene des Flammrohrs positioniert und traf auf der gegenüberliegenden Seite auf eine Photodiode. Zunächst wurde die Leistung, bzw. die anliegende Spannung an der Photodiode mittels eines Oszilloskopes gemessen. Dies entspricht dem maximalen Signal des ungestörten Laserstrahls am Eintritt in das Messvolumen und wird mit $I_{L,0}$ bezeichnet. Anschließend wurden einem Teilmassenstrom Tracerpartikel zugeführt. Der sich einstellende Leistungs- bzw. Spannungsabfall an der Diode entspricht der Leistung am Ende des Messvolumens .

Die Photodiode misst nicht die Extinktion sondern die Transmission τ des abgeschwächten Laserstrahls.

$$\xi = \frac{I_{L,0} - I_{L,MV}}{I_{L,0}} = 1 - \tau \quad (6.18)$$

Der somit erhaltene Wert für die Extinktion beträgt 1.7% und lag deutlich unter dem zulässigen Wert, der nach *Voigt* (1999) bis zu 10.0% betragen darf. Somit sind keine Korrekturen bezüglich der Extinktion erforderlich.

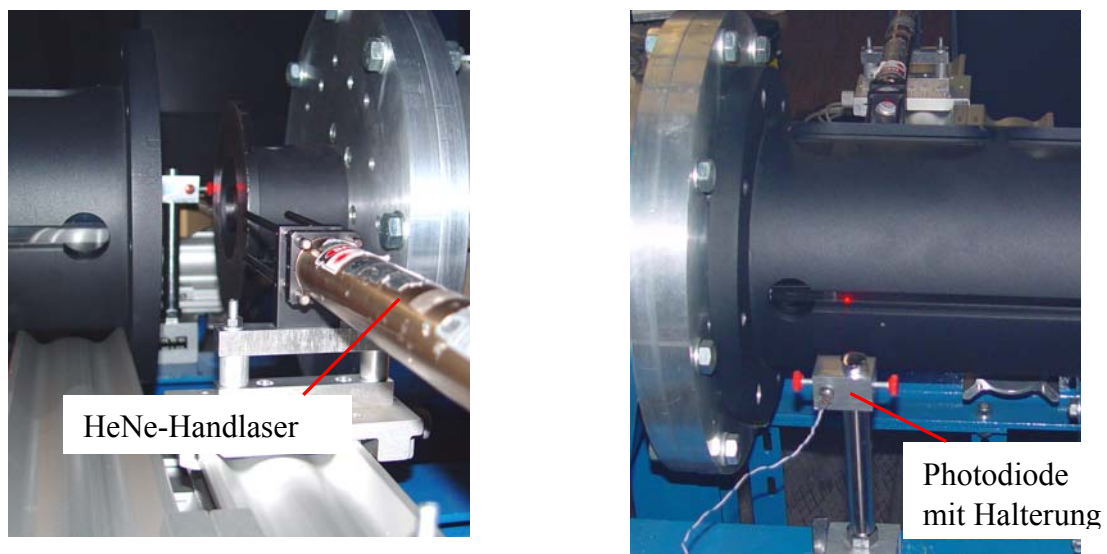


Abbildung 6.2: Versuchsaufbau zur Messung der Extinktion (Anlage offen, links), (Anlage geschlossen, rechts)

6.2.6 Korrektur der Extinktion mittels Leuchtkurven-Verfahren

Bei langen Durchstrahlungslängen oder bei lokal hohen Partikelkonzentrationen ist die Extinktion zu berücksichtigen. Die Korrektur der Extinktion durch das sogenannte Shooting-Verfahren wird durch das weniger komplexe Leuchtkurven-Verfahren ersetzt. Beim Shooting-Verfahren handelt es sich um ein explizites numerisches Verfahren zur Lösung von Zweipunkt-Randwertaufgaben. Diese werden mittels einer inneren und äußeren Iterationsschleife gelöst.

Beim Leuchtkurven-Verfahren wird die korrigierte Leuchtkurve auf einem einfacheren Weg erhalten. Der Intensitätsverlauf ist die Lichtleistung des durchgehenden Laserstrahls in Abhängigkeit von der y -Ortskoordinate, die bedingt durch Extinktion abnimmt. Sie ist nicht direkt messbar, ihr Wert kann nur durch Subtraktion aus den Messergebnissen (ermittelt vor und nach der Messkammer) bestimmt werden. Die Leuchtkurve ist der Verlauf der Helligkeit in Abhängigkeit von der Ortskoordinate y . Das ist der Messwert, den die Kamera ermittelt. Die korrigierte Leuchtkurve ist die gesuchte Partikel- oder Leuchtstoffdichte und wird über

die Ableitung des logarithmischen Intensitätsverlaufs berechnet. Ausgangspunkt zur Herleitung der Leuchtkurve ist eine exponentielle Abnahme der Intensität.

$$\frac{d}{dy} \left(\ln \frac{I(y)}{I_0} \right) = -k' c_m \quad (6.19)$$

Der Vorteil des Leuchtkurvenverfahrens liegt in dem vereinfachten Algorithmus, der die Rechenzeit deutlich herabsetzt. Der Wert der Intensität vor und nach dem Messvolumen wird umskaliert, so dass die Differenz f (Anfang) – f (Ende) das Integral der Leuchtkurve ist. Nur das Intensitätsverhältnis $Q = f$ (Ende) / f (Anfang) geht in die Berechnung ein.

6.2.7 Vielfachstreuung

6.2.7.1 Aktive Vielfachstreuung

Bei der Mie-Streuung wird vorausgesetzt, dass das Streulichtsignal linear mit der Partikelkonzentration zunimmt. In der Realität findet ein Strahlungsaustausch statt. Dieser ist von der Partikelbeladung der Strömung abhängig und wird als „*aktive Vielfachstreuung*“ bezeichnet. Es werden somit lokal zu hohe Intensitäten gemessen. Verschiedene Streuwinkel sind beim Sekundärstreuprozess zu beobachten. Der Vielfachstreu-Einfluss ist lokal sehr unterschiedlich, führt auf der der Kamera zugewandten Seite zur Aufdickung des Laserstrahls. Die Korrektur ist aufwendig, da es sich um einen dreidimensionalen Effekt handelt. Die Sekundärstreuer, die außerhalb der Lichtschnittebene liegen, können wiederum Streulichtenergie aufnehmen. Ein weiteres Problem der aktiven Vielfachstreuung stellt das Ausleuchten des Hintergrundes dar, welches zu zusätzlichen Reflexionen im Messwertbild führt.

6.2.7.2 Passive Vielfachstreuung

Der optische Weg zwischen Kamera und Lichtschnitt, in dem sich eine Partikelwolke befindet, führt zur Intensitätsabnahme durch Extinktion und wird als „*passive Vielfachstreuung*“ bezeichnet. Dies führt zu einer Tiefpassfilterung des Bildes. Zur physikalischen Beschreibung der Kontrastauflösung bei Bildern wird der Begriff der Modulationstransferfunktion (MTF) eingeführt. Die MTF ist ein Gütewert für das verwendete optische System.

$$M(\nu) = \frac{f_{\max}(\nu) - f_{\min}(\nu)}{f_{\max}(\nu) + f_{\min}(\nu)} \quad (6.20)$$

f_{\min} und f_{\max} sind die Minimal- und Maximalwerte im Messwertbild eines abgebildeten Targets. Das Argument ν bezeichnet die Ortsfrequenz. Beugung, optische Fehler, Vielfachstreuung sowie Bewegungsunschärfe reduzieren die Amplitude der Modulation.

6.2.7.3 Abgrenzung zur Einfachstreuung

Tabelle 6.1 listet die Extinktion als Parameter zur Abgrenzung der Einfachstreuung von der Vielfachstreuung auf, nach *Voigt* (1999).

Tabelle 6.1: Abgrenzung zur Einfachstreuung

	Extinktion	Bereich
I.	$\xi < 10\%$	Vorwiegend Einfachstreuung
II.	$10\% < \xi < 30\%$	Vielfachstreuung muss berücksichtigt werden
III.	$\xi > 30\%$	Vielfachstreuung ist dominant

6.3 Verwendete Messtechnik

Die in Kapitel 5.2 vorgestellte Lasermesstechnik kam für die QLS-Untersuchungen zum Einsatz. Durch Vorversuche wurde der Versuchsaufbau optimiert. Die Abbildung 6.3 zeigt den ersten untersuchten Versuchsaufbau. Der punktförmige Laserstrahl mit der Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ wurde innerhalb des Moduls zum Laserlichtschnitt aufgeweitet. Mit Hilfe einer Plan-Konvex-Linse ($\varnothing 150 \text{ mm}$, $f = 330 \text{ mm}$) wurde der divergente Lichtschnitt parallelisiert. Nach der Linse wurde mit Hilfe eines Strahlteilers (Transflex-Scheibe) ein Teil des Laserlichtschnitts ausgekoppelt und 5 % der Laserleistung auf zwei hintereinander angeordneten Graukeilen aus Quarzglas mit einer Reflexion von 80 % projiziert. Es zeigte sich, dass die Abbildung des Laserlichtschnitts auf Quarzglas nicht zufriedenstellend war. Zur Abhilfe wurde eine Küvette mit einer Rhodamin 6G-Lösung gefüllt. Die Substanz wurde so lange verdünnt, bis die Strahlschwächung tolerierbar niedrig ausfiel. Die Intensitätsverteilung des Laserlichts wurde mit einer zweiten CCD-Kamera aufgenommen, vor deren Objektiv ein Rotfilter ($\lambda = 570 \text{ nm}$) angebracht war. Somit konnten Hintergrundreflexionen und der Winkeleinfluss innerhalb der Messküvette vernachlässigt werden. Die Abbildung des Laserlichtschnitts diente der Zuordnung der lokalen Intensitätsverteilung im Flammrohr. Der Laserlichtschnitt war erst nach dem Parallelisieren aufzunehmen, da eventuelle Streifenbildungen, hervorgerufen durch die Plan-Konvex-Linse, im Messwertbild reproduziert wurden. Der Hauptanteil der Laserleistung (95 %) passiert den Strahlteiler und wurde in die Symmetrieebene des Flammrohrs eingeleitet, welches als Messvolumen diente. Es wurden somit synchron das Strahlprofil und die Partikel im Mischgebiet aufgenommen. Die in Abbildung 6.3 gezeigte Anordnung führte ausgehend von dem Strahlteiler zu einem Interferenzmuster, welches in Abbildung 6.4 dargestellt ist. Für eine Referenzierung des Intensitätsverlaufes des Laserlichts war das Interferenzmuster ungeeignet.

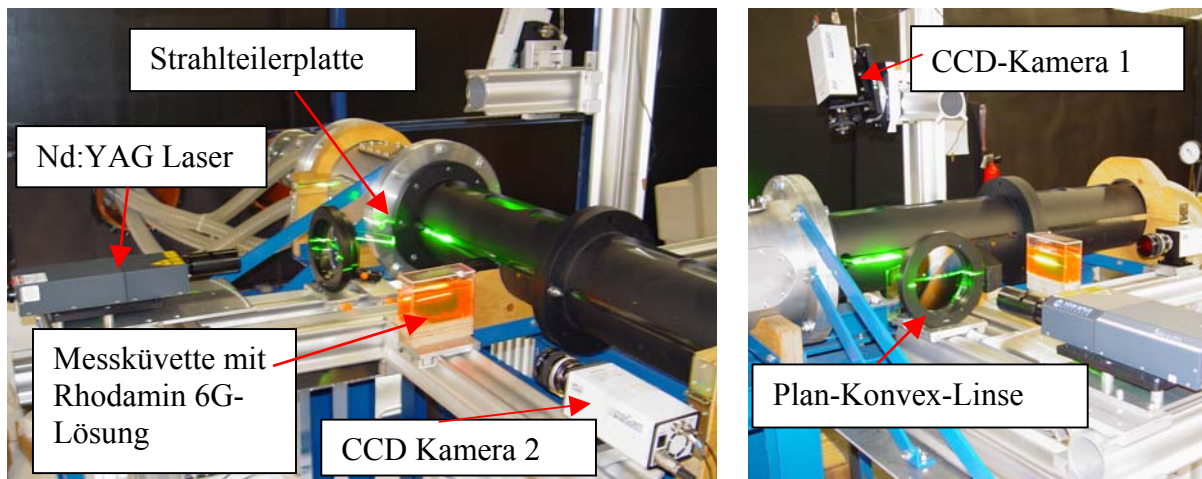


Abbildung 6.3: Entkopplung des Laserlichtschnitts Seitenansicht (links), Vorderansicht (rechts)

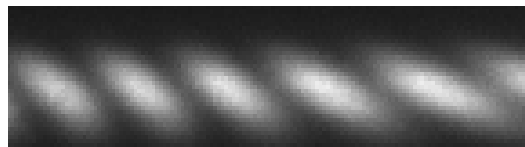


Abbildung 6.4: Vergrößerter Ausschnitt des Laserlichtschnitts mit Interferenzmuster

Die obige Anordnung wurde insofern abgeändert, indem die mit Rhodamin 6G gefüllte Messküvette hinter dem Messvolumen angeordnet wurde (Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6).

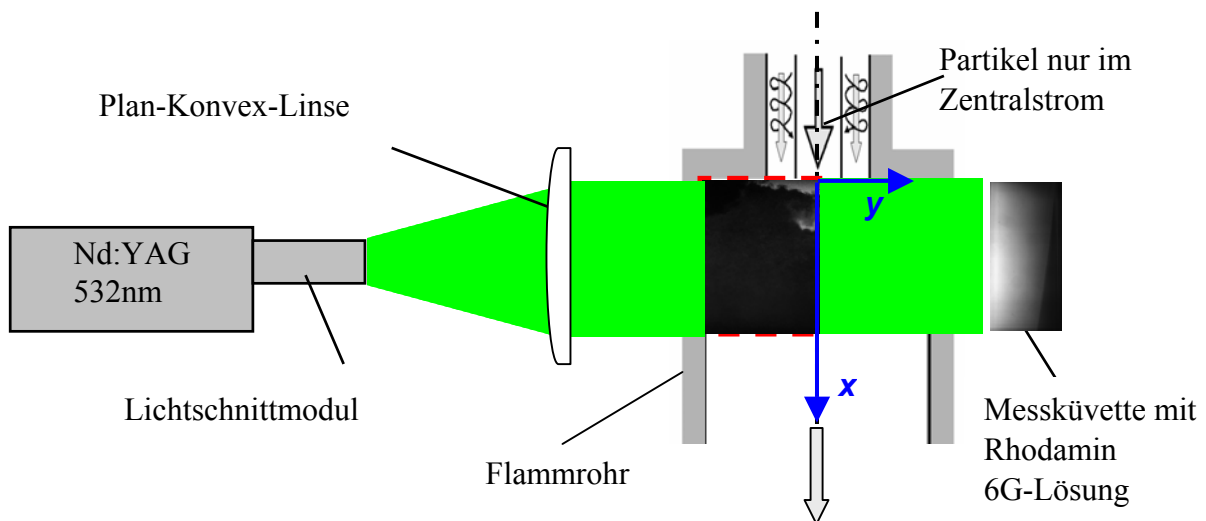


Abbildung 6.5: Prinzip des QLS-Verfahrens

Bei der zweiten Versuchsanordnung wurde die Strahlteilerplatte entfernt und die zweite CCD-Kamera hinter der Messküvette positioniert. Die Abbildung des Laserlichtschnitts mittels einer fluoreszierenden Flüssigkeit besitzt neben homogener Konzentrationsverteilung weitere Vorteile. Durch eine definierte Zugabe an fluoreszierendem Farbstoff kann die CCD-Kamera vor einer Überbelichtung geschützt werden und trotzdem der vollständige dynamische Bereich der 12bit Kamera genutzt werden. Ein wesentlicher Vorteil liegt darin, dass unerwünschte Partikel, welche nach Mie streuen und sich unmittelbar im Aufnahmebereich

der Digitalkamera befinden, nicht erfasst werden. Durch die Verschiebung zu einer anderen Wellenlänge im fluoreszierenden Bereich findet eine Art „Entkopplung“ statt.

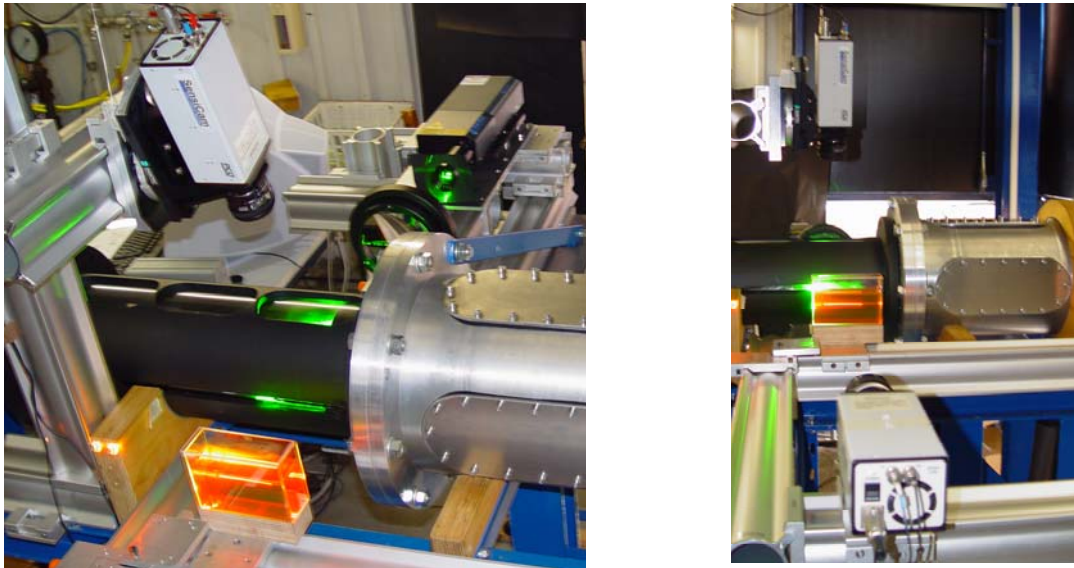


Abbildung 6.6: Experimenteller Aufbau des QLS-Verfahrens

Die in Abbildung 6.6 dargestellte Anordnung führt zu einem kontinuierlichen Intensitätsprofil, welches in Abbildung 6.7 dargestellt ist, lässt aber nur einen geringen Aufschluss über die Intensitätsverteilung zu.

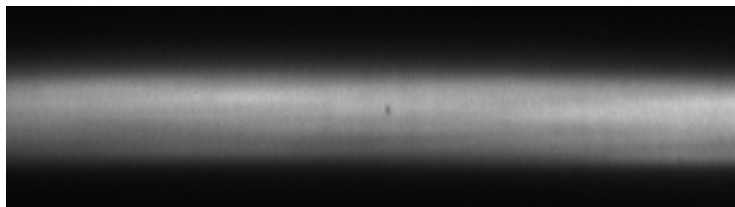


Abbildung 6.7: Vergrößerter Ausschnitt des Laserlichtschnitts ohne Interferenzmuster

Zur besseren Abbildung des Intensitätsverlaufs des Laserlichtschnitts wurde die Kamera um 90° gedreht zur Messküvette angebracht (Abbildung 6.8). Hierbei wurde die gaußförmige Intensitätsverteilung über die Küvettenbreite abgebildet. Es wurden somit die Intensitätsschwankungen über eine Fläche aufgenommen und auf diese Art und Weise die globalen und lokalen Minima und Maxima der Intensität, sowie deren Positionsänderungen erfasst.

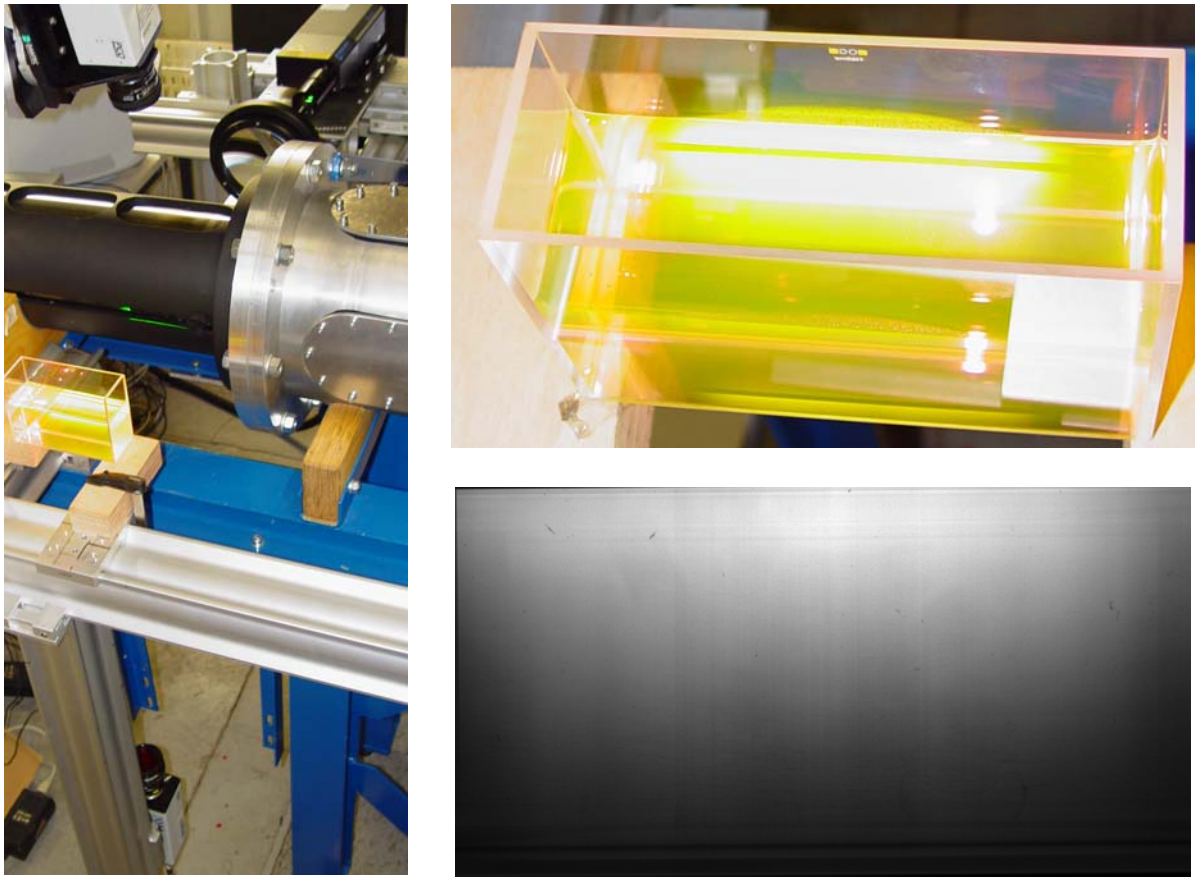


Abbildung 6.8: Intensitätsverlauf des Laserlichtschnitts

6.4 Bildbearbeitung

Die Rohbilder sind mit einer Reihe von Einflussgrößen behaftet und müssen in mehreren Bearbeitungsschritten korrigiert werden. Jedes einzelne im Flammrohr aufgenommene Messwertbild beinhaltet Fehler, die sich in Form von Partikeldichteschwankungen, Hintergrund- und Reflexionseinflüssen, Intensitätsschwankungen, Winkelabhängigkeit des gestreuten Lichts, Dunkelstromanteil der Kameras und Streifen durch optische Linsen äußern.

6.4.1 Korrektur der Messwertbilder

Jedes der einzelnen aufgenommenen Messwertbilder im Flammrohr (Abbildung 6.9) ist zu korrigieren, bevor die Mittlung über $1,0 \times 10^5$ Bilder geschieht. Bei der Bildbearbeitung ist darauf zu achten, dass die Rohbilder im Ursprungsformat (Pixelformat) vorliegen, da beim Vorgang des „Dewarpens“ eine Interpolation des Graustufenwertes jedes einzelnen Pixels vorgenommen wird. Dies führt zu einer Verfälschung des Messwertbildes. Um den Fehler des „Dewarpens“ zu minimieren wurde dieser Schritt lediglich beim Endergebnis ausgeführt. Jedes einzelne Messwertbild lässt sich mathematisch nach Gleichung (6.21) berechnen, wie in *Findeisen et al.* (2005) und *Palm et al.* (2005) gezeigt. Die Extinktion konnte in dem

vorliegenden Fall vernachlässigt werden, siehe Abschnitt (6.2.5). Die Extinktion zwischen CCD-Kamera und Lichtschnitt („*passive Vielfachstreuung*“) kann funktionell durch den Term \exp^{-kl} beschrieben werden, wobei k die konstante Lichtabschwächung und l die Wegstrecke zwischen Messebene und Kamera ist. Dieser Term hebt sich jedoch auf, da der Einfluss sowohl im Messwertbild als auch in der gesuchten Partikelverteilung vorhanden ist.

$$V(x, y, n) = P(x, y, n) I(x, y, n) w(x, y) + H^0(x, y) \bar{I}^0(n) + D(x, y) \quad (6.21)$$

Dabei ist:

V = Versuchsbild

P = Partikelverteilung

I = Lichtschnitt-Intensität

\bar{I} = Mittlere Lichtschnitt-Intensität

W = Winkeleinfluss

H = Hintergrundreflexionen

D = Dunkelbildanteil

Die gesuchte Partikelverteilung $P(x, y, n)$ ergibt sich zu:

$$P(x, y, n) = \frac{V(x, y, n) - (H^0(x, y) \bar{I}^0(n) + D(x, y))}{I(x, y, n) w(x, y)} \quad (6.22)$$

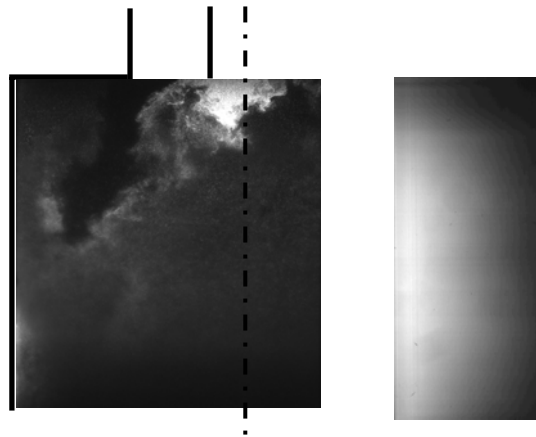


Abbildung 6.9: Messwertbild im Flammrohr (links), Referenzbild (rechts)

6.4.1.1 Streifenkalibrierung

Die Streifenkalibrierung dient der Zuordnung von Messwertbildpixeln im Flammrohr (Messwertbild) und den Referenzbildpixeln in der Messküvette (Lichtschnittbild Abbildung 6.10). Hierzu wurde ein definiertes Streifenmuster auf einer transparenten Folie vor der Plan-Konvex-Linse angebracht und im Flammrohr Messwert- und Referenzbild in der Messküvette bei homogener Partikelverteilung aufgenommen. Das Streifenmuster besteht aus einem Ursprungstreifen sowie äquidistanten Streifen mit einer definierten Linienstärke. Um die

Abbildungsfehler so gering wie möglich zu halten, wurde die Messküvette unmittelbar am Laseraustritt des Flammrohrs positioniert. Dieses Verfahren lässt eine Zuordnung der Pixel zu, obwohl die Kameras unter unterschiedliche Winkeln zur Messebene ausgerichtet waren.

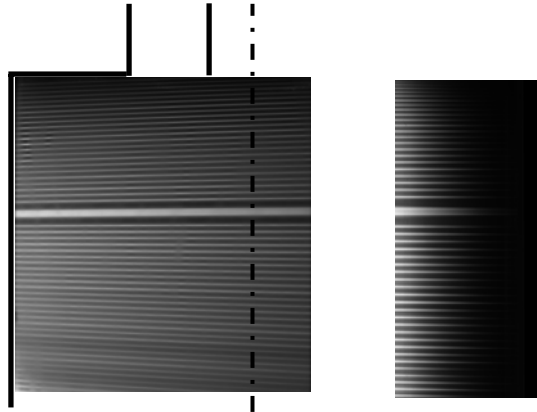


Abbildung 6.10: Streifenbild innerhalb des Flammrohrs (links), Referenzbild (rechts)

6.4.1.1.1 Korrektur der Intensitätsverteilung im Messwertbild

Für jeden der dargestellten Streifen wurde eine mathematische Funktion aufgestellt, die den Pixelwert bzw. den Ort mit der max. Intensität zeigt. Abbildung 6.11 (links) zeigt einen Ausschnitt des Streifenmusters. Am Beispiel des Ursprungsstreifens wird die dazugehörige maximale Intensitätsverteilung der Versuchsbildpixel entlang des Streifens dargestellt. Abbildung 6.11 (rechts) zeigt den y-Pixelwert mit der max. Intensität in Abhängigkeit von x. Hierzu wurde eine Software entwickelt, welche in der Lage ist, aus den schräg verlaufenden Streifen die Position der maximalen Intensität in y-Richtung für jeden Pixelwert in x-Richtung zu erfassen. Die aus den Messungen ermittelten Daten wurden durch eine Ausgleichsgerade (Polyfit-Funktion) 2. Ordnung angenähert.

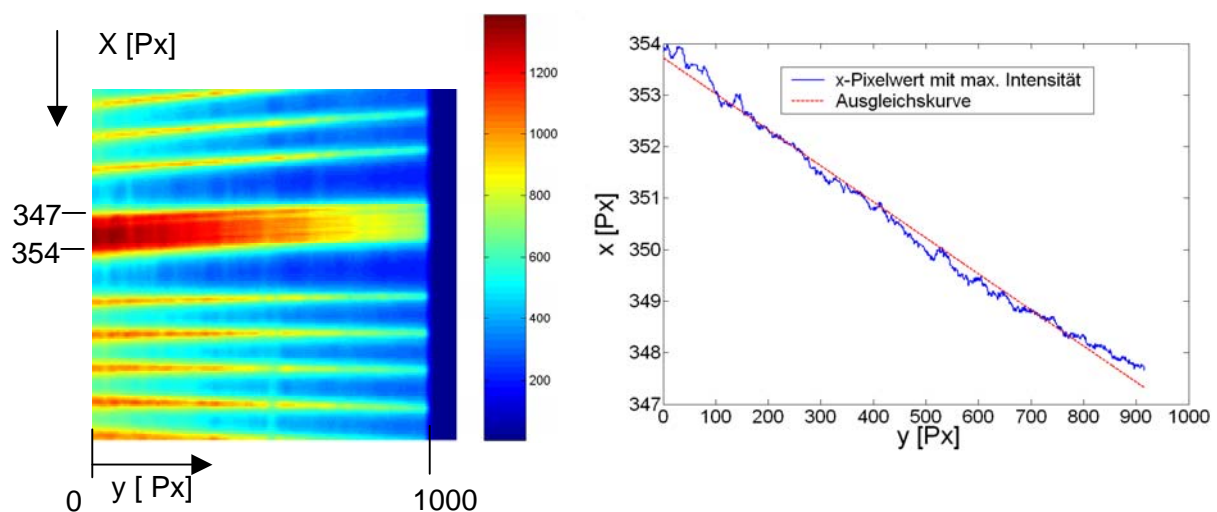


Abbildung 6.11: Ausschnitt Streifenmuster (links), y-Pixelwert mit max. Intensität blau, Ausgleichsfunktion rot (rechts)

Der Ursprungstreifen dient der besseren Orientierung innerhalb des Messwertbildes und dem Lichtschnittbild. Dieser Ursprungstreifen wurde durch vier interpolierter Streifen ersetzt. Zusätzlich wurden zwei Streifen oberhalb und drei Streifen unterhalb des Messvolumens extrapoliert (Abbildung 6.12 rechts).

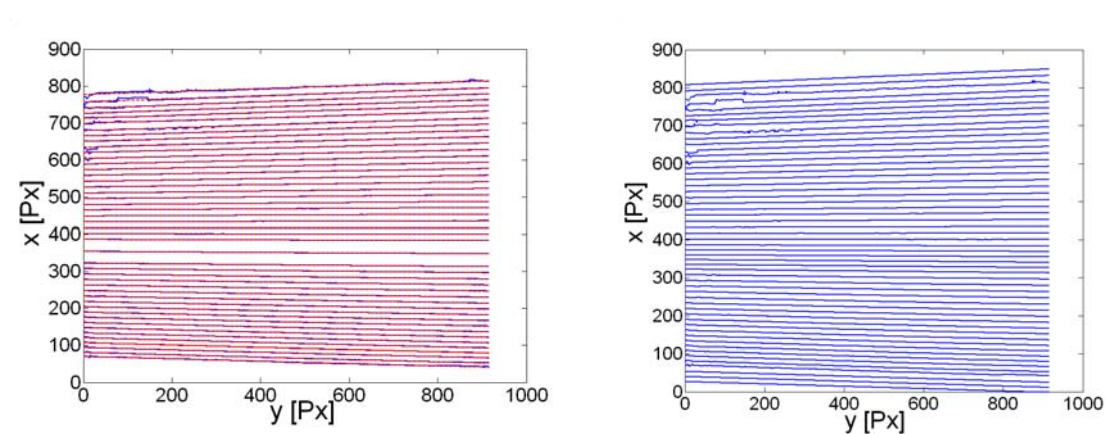


Abbildung 6.12: Ausgleichsfunktion (rot) (links), Interpolierte und Extrapolierte y-Pixelwerte mit max. Intensität blau (rechts)

Für die somit erhaltenen 54 Streifen wurden die Koeffizienten a und b bestimmt, wobei a der Steigung des Kurvenverlaufes und b dem Ordinatenschnittpunkt entspricht (Gleichung (6.23)).

$$f(y) = ay + b \quad (6.23)$$

Die Koeffizienten a und b sind für das Messwertbild in Abbildung 6.13 dargestellt. Der Verlauf der Steigung wurde durch eine Funktion 3. Ordnung und der Schnittpunkt durch eine Funktion 2. Ordnung approximiert.

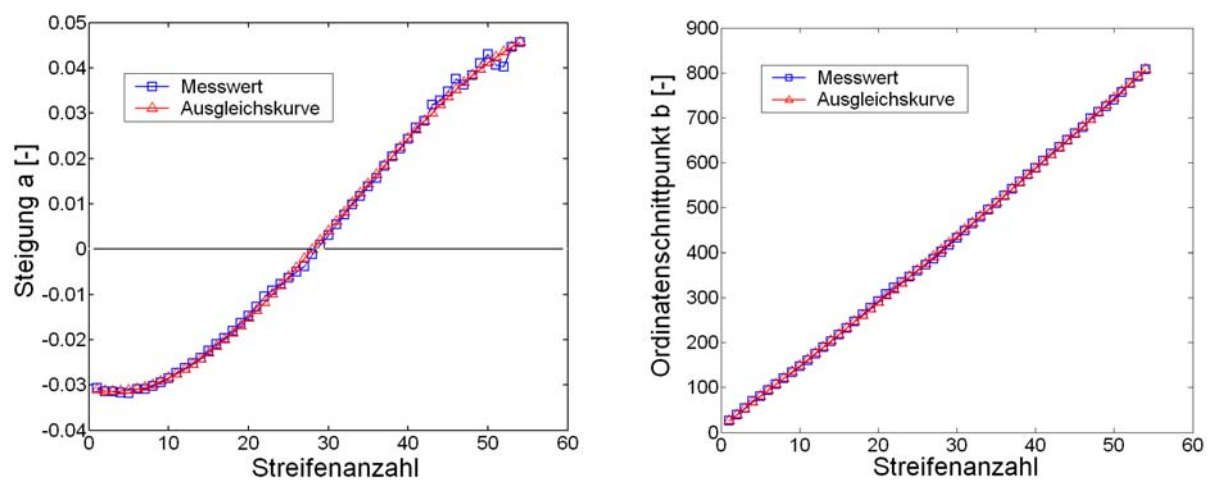


Abbildung 6.13: Steigung a für Messwertbild (links), Ordinaten schnittpunkt b für Messwertbild (rechts)

Die Korrektur und die Bestimmung der Intensitätsverteilung erfolgte für jeden einzelnen Pixelwert längs der Streifen (y -Achse) und quer zu den Streifen (x -Achse). Die Korrektur und die Bestimmung der Intensitätsverteilung entlang der x -Achse wird exemplarisch an der Stelle mit den y -Pixelwert $1,0 \times 10^3$ gezeigt, siehe Abbildung 6.15. Hierzu wird der Intensitätsverlauf extrahiert (Abbildung 6.14) links und durch eine Funktion 2. Ordnung approximiert (Abbildung 6.14) rechts. Durch die Glättung werden die Intensitätsschwankungen, welche durch auftretende Streifen durch die Plan-Konvex-Linse hervorgerufen werden, entfernt.

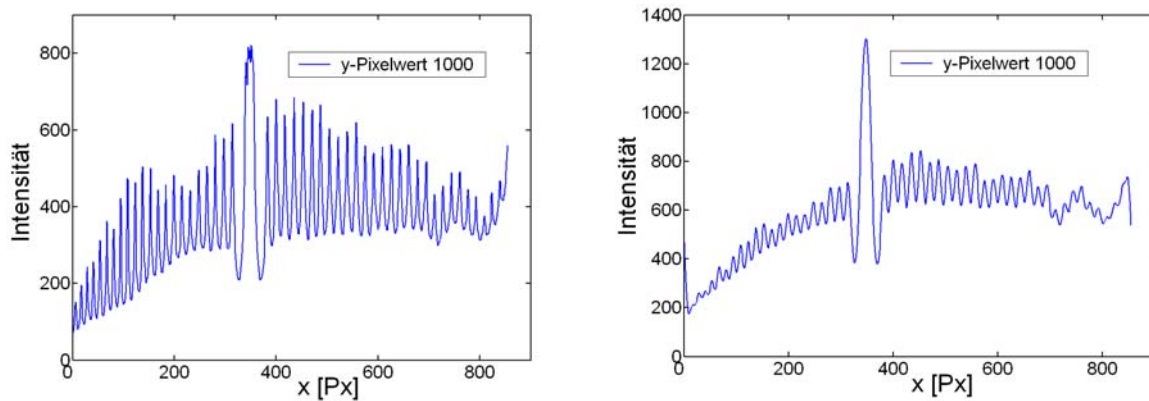


Abbildung 6.14: Intensitätsprofil entlang der x -Achse (links), korrigiertes Intensitätsprofil entlang der x -Achse (rechts)

Abbildung 6.15 zeigt das mit den Koeffizienten korrigierte Streifenmuster für das Messvolumen im Flammrohr.

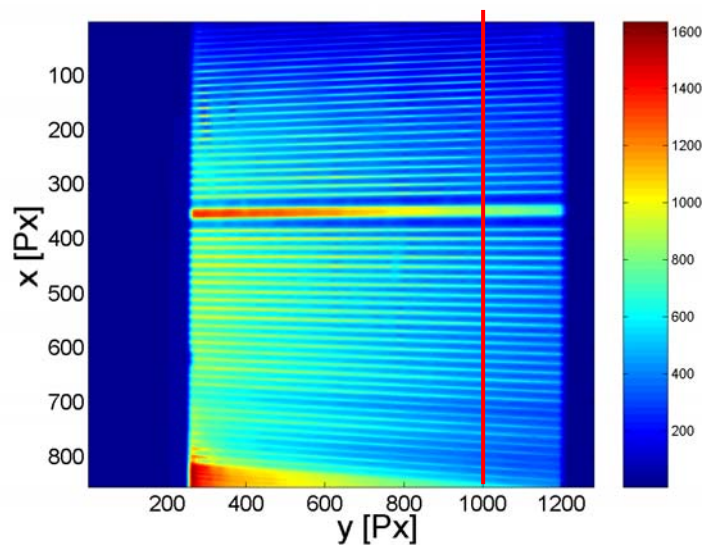


Abbildung 6.15: Korrigiertes Streifenmuster

6.4.1.1.2 Korrektur der Intensitätsverteilung im Lichtschnittbild

Abbildung 6.16 zeigt den y-Pixelwert mit der maximalen Intensität zwischen den einzelnen Streifen entlang der x-Achse für das Referenzbild innerhalb der Messküvette. Der Ursprungstreifen wird wie beim Messwertbild durch vier Streifen approximiert. Die Steigungen der einzelnen Geraden sind im Vergleich zum Messwertbild gering. Auf diese Weise sind auch die lokalen Intensitätsschwankungen zwischen den Streifen gering. Es wurden zusätzlich zwei Geraden oberhalb und unterhalb des Lichtschnittbildes extrapoliert.

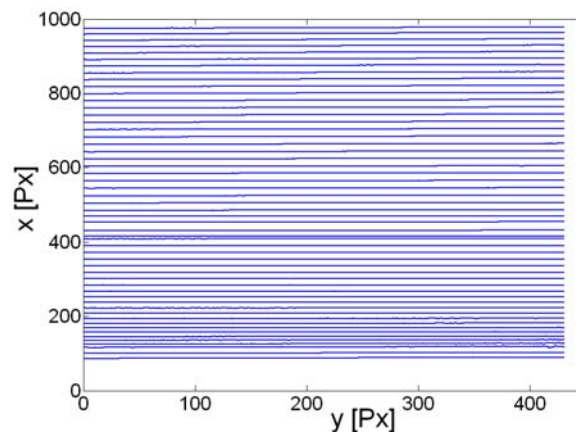


Abbildung 6.16: y-Pixelwert mit max. Intensität

Analog zum Streifenmuster im Messwertbild werden in Abbildung 6.17 die Koeffizienten a und b für das Referenzbild innerhalb der Messküvette. Der Verlauf der Steigung wurde auch hier durch eine Funktion 3. Ordnung und der Schnittpunkt durch eine Funktion 2. Ordnung approximiert.

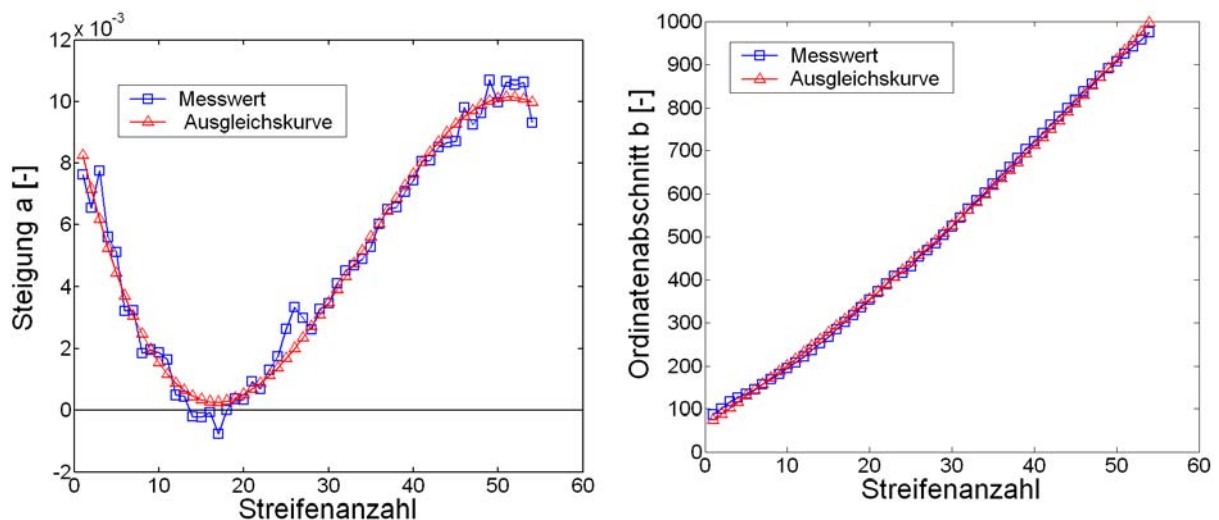
Abbildung 6.17: Steigung a für Referenzbild (links), Ordinatenabschnitt b für Referenzbild (rechts)

Abbildung 6.18 zeigt das mit den Koeffizienten a und b korrigierte Streifenmuster mit der dazugehörigen Intensitätsverteilung für das Referenzbild innerhalb der Messküvette.

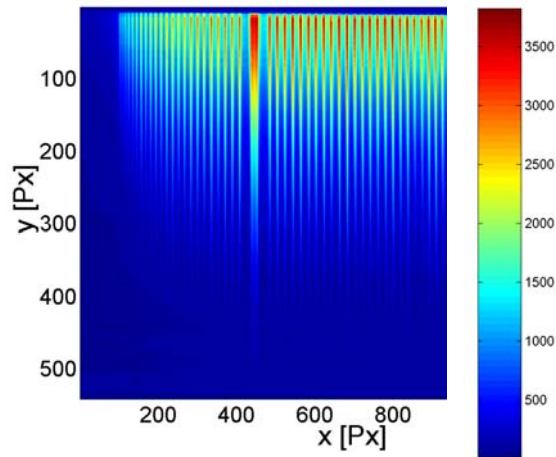


Abbildung 6.18: Korrigiertes Streifenmuster für das Referenzbild

6.4.1.2 Ermittlung des Winkeleinflusses

Die Messwertbilder unterliegen einem Winkeleinfluss $w(x,y)$, der durch die schräge Kameraposition und die Mie-Streuerichtung der Partikel entsteht. Dies wird in Vorversuchen mit Hilfe einer homogenen Partikelverteilung $P(x,y,n)=P_{100}(n)$ innerhalb des Messvolumens ermittelt (Abbildung 6.19). $G_h(x,y,n)=G(x,y,n)_{P(x,y,n)=P_{100}(n),H^P(x,y)=0,H^0(x,y)=0}$ entspricht der Matrix der Grauwerte der homogenen Partikelverteilung, wobei der Einfluss von Hintergrundreflexionen ($H^0(x,y)=0, H^P(x,y)=0$) unberücksichtigt bleibt.

Der Winkeleinfluss ergibt sich zu:

$$w(y) = \frac{I}{N} \sum_{n=1}^N \frac{G_h(x,y,n) - D(x,y)}{I(x,y,n) P_{100} \exp^{-kl}} \quad (6.24)$$

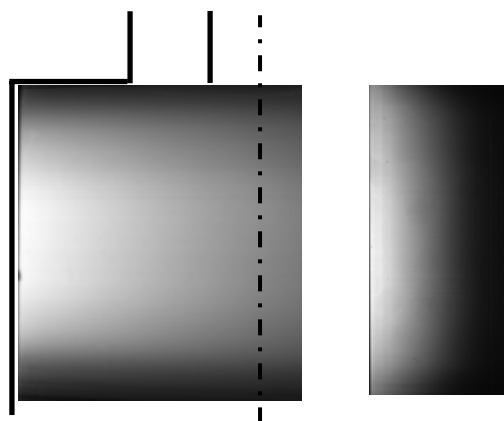


Abbildung 6.19: Homogenes Partikelbild (links), Referenzbild (rechts)

Um den Einfluss der Streurichtung zu korrigieren wurde durch ein Referenzbild mit homogener Konzentrationsverteilung dividiert. Hierbei wurde das Flammrohr homogen mit Partikeln beladen, so dass sich die Variation der Intensität im Lichtschnitt aus den zuvor beschriebenen Einflussgrößen zusammensetzt und damit korrigiert werden konnte. Dies

wurde mit Hilfe einer homogenen Partikelverteilung durchgeführt, welche sich aus der Mittlung von $1,2 \times 10^3$ Bildern ergab. Abbildung 6.20 links zeigt die homogene Partikelverteilung vor der Streifenkorrektur und Abbildung 6.20 rechts nach der Streifenkorrektur.

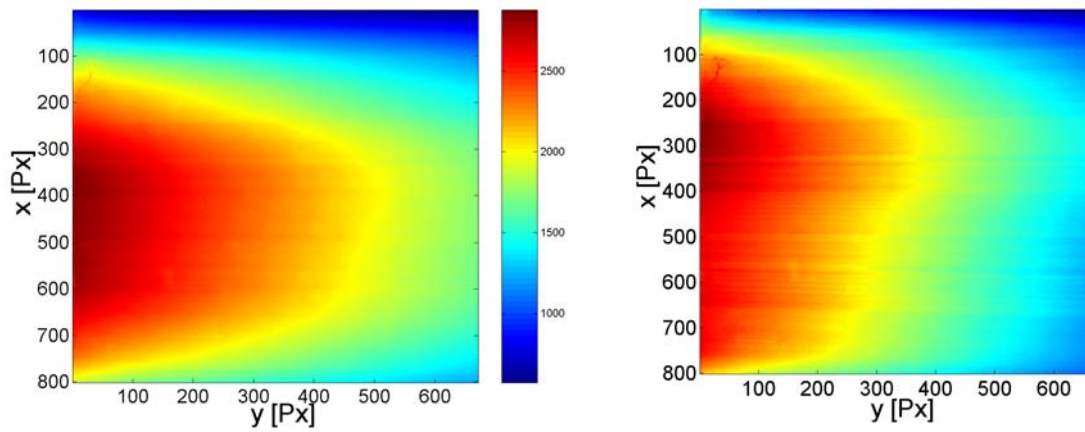


Abbildung 6.20: Unkorrigierte Homogene Partikelverteilung (links), korrigierte homogene Partikelverteilung (rechts)

Die Abbildung 6.21 zeigt das dazugehörige Referenzbild in der Messküvette.

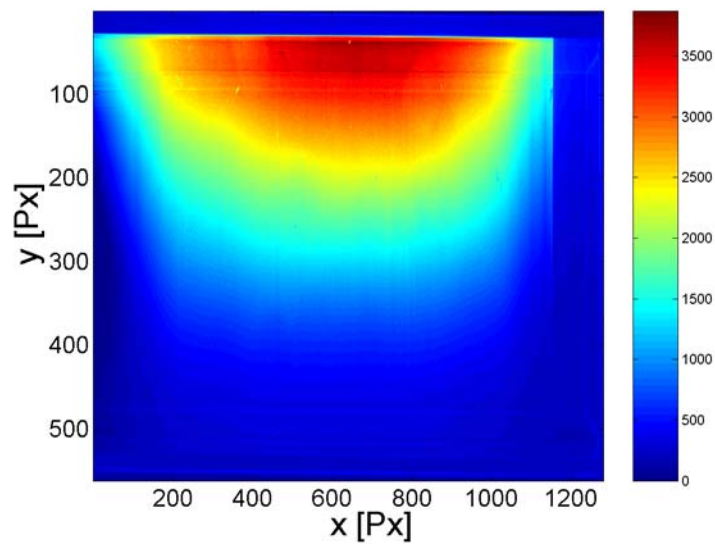


Abbildung 6.21: Referenzbild

6.4.1.2.1 Hintergrundsubtraktion

In geschlossenen Messstrecken erzeugen Lichtschnitte „direkte Reflexionen“ an den Wänden. Diese üben einen erheblichen Einfluss auf das Messergebnis aus und sind um einige Größenordnungen intensiver als das Partikelstreulicht. Diese starken Oberflächenreflexionen führen zu einer Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Eine Vermeidung bzw. Verminderung der Reflexionen lässt sich z. B. durch Schwärzen, Pulverbeschichten oder durch selbstklebende schwarze d-c-fix Folie erreichen. Das Korrekturbild wurde bei laufendem Laser jedoch ohne Partikelzugabe aufgenommen. Es wurde über eine Anzahl von $1,2 \times 10^3$ Bildern gemittelt und vom Messwertbild subtrahiert. Die Hintergrundreflexionen und der Dunkelstromanteil lassen sich direkt messen. Durch Subtraktion der Grauwerte des Dunkelstromanteils vom Hintergrundbild lassen sich die Hintergrundreflexionen nach Gleichung (6.25) ermitteln. Wobei $G_{Ref}(x, y, n) = G(x, y, n) \Big|_{P_{100}(n)=0}$ die Matrix der Grauwerte der Hintergrundreflexionen ohne den Einfluss des Hintergrundausleuchtens durch Partikel ist.

$$H^0(x, y) = \frac{I}{N} \sum_{n=1}^N \frac{G_{Ref}(x, y, n) - D(x, y)}{I^0(n) \exp^{-kl}} \quad (6.25)$$

Es können somit die Reflexionen und der Einfluss des einfallenden Umgebungslichts aus dem Messwertbild korrigiert werden. Allgemein kann der Einfluss der Hintergrundreflexionen durch Gleichung (6.26) beschrieben werden.

$$\tilde{B}^0(x, y, n) = \iint \tilde{H}^0(x, y, I(x, y, n)) dx dy \quad (6.26)$$

Da der Einfluss der räumlichen Intensitätsverteilung innerhalb des Laserlichtschnitts auf die Hintergrundreflexionen vernachlässigbar ist, vereinfacht sich Gleichung (6.26) zu:

$$B^0(x, y, n) = H^0(x, y) \cdot \bar{I}^0(n) \quad (6.27)$$

Neben den direkten Reflexionen tritt ein „Hintergrundausleuchten“ durch die Partikel auf. Die Wechselwirkung der Partikel (aktive Vielfachstreuung) führt zum Ausleuchten des Hintergrundes. Das Hintergrundausleuchten durch das Streulicht der Partikel kann allgemein durch den Term (Gleichung (6.28)) formuliert werden und ist allein durch die Subtraktion der Hintergrundreflexionen nicht erreichbar.

$$\tilde{B}^P(x, y, n) = \iint \tilde{H}^P(x, y, I(x, y, n), P(x, y, n)) dx dy \quad (6.28)$$

Der Term kann nicht direkt bestimmt werden, da dieser die unbekannte Partikelverteilung beinhaltet. Hierzu sind zeitlich gemittelte Hintergrundaufnahmen mit Partikeln zu verwenden, die alle Einflüsse der Intensitätsverteilung innerhalb des Laserlichtschnitts, das Streulicht der Partikel und die Reflexionen an den Wänden beinhalten.

Das erhaltene Ergebnis reduziert sich zu einem Term, der proportional zur mittleren Intensität des Laserlichtschnitts und zu einer Bezugspartikelkonzentration $P_{100}(n)$ ist.

$$B^P(x, y, n) = H^P(x, y, n) \cdot P_{100}(n) \cdot I^0(n) \quad (6.29)$$

6.4.1.2.2 Dunkelstromanteil

Der Kamerachip unterliegt einem elektrischen sowie einem thermischen Rauschen. Die Korrektur erfolgte auch hier durch ein direkt über 1.2×10^3 gemitteltes Bild, das beide Fehler beinhaltet und vom Messwertbild subtrahiert wurde. Das Kamerarauschen wurde bei abgedunkelter Kamera ohne Laser bestimmt. Der Dunkelstromanteil kann direkt aus den Grauwerten $G_{DStr}(x, y, n) = G(x, y, n)|_{I^0(n)=0}$ der Bildaufnahmen ermittelt werden (Gleichung (6.30)).

$$D(x, y) = \frac{I}{N} \sum_{n=1}^N G_{DStr}(x, y, n) \quad (6.30)$$

6.4.1.3 Korrektur der Laserleistungsdivergenz

Die Energieverteilung eines Laserlichtschnitts unterliegt Schwankungen im Betrieb, deren lokales und globales Maximum sich von Schuss zu Schuss in der Intensität aber auch in der Position ändert. Es wurde das Stahlprofil über das zu untersuchende Messvolumen aufgenommen und normiert. Hierzu wurde eine homogene Partikelverteilung im Messvolumen eingestellt. Die Leistungsmessung des Laserlichts in Form eines Referenzbildes wurde dem entsprechenden Messwertbild zugeordnet (Abbildung 6.22).

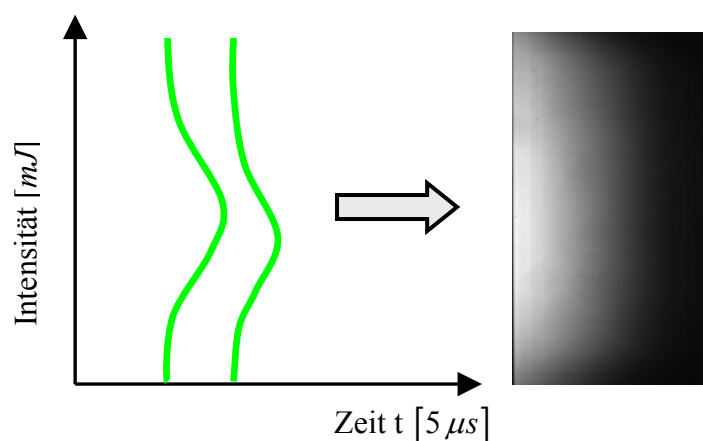


Abbildung 6.22: Zeitliche und örtliche Intensität des Laserlichtschnitts

In Abbildung 6.23 (links) ist ein nicht korrigiertes Messwertbild dargestellt mit allen beschriebenen statistischen und systematischen Fehlern. Abbildung 6.23 (rechts) zeigt das korrigierte und normierte Einzelbild nach der Bildbearbeitung.

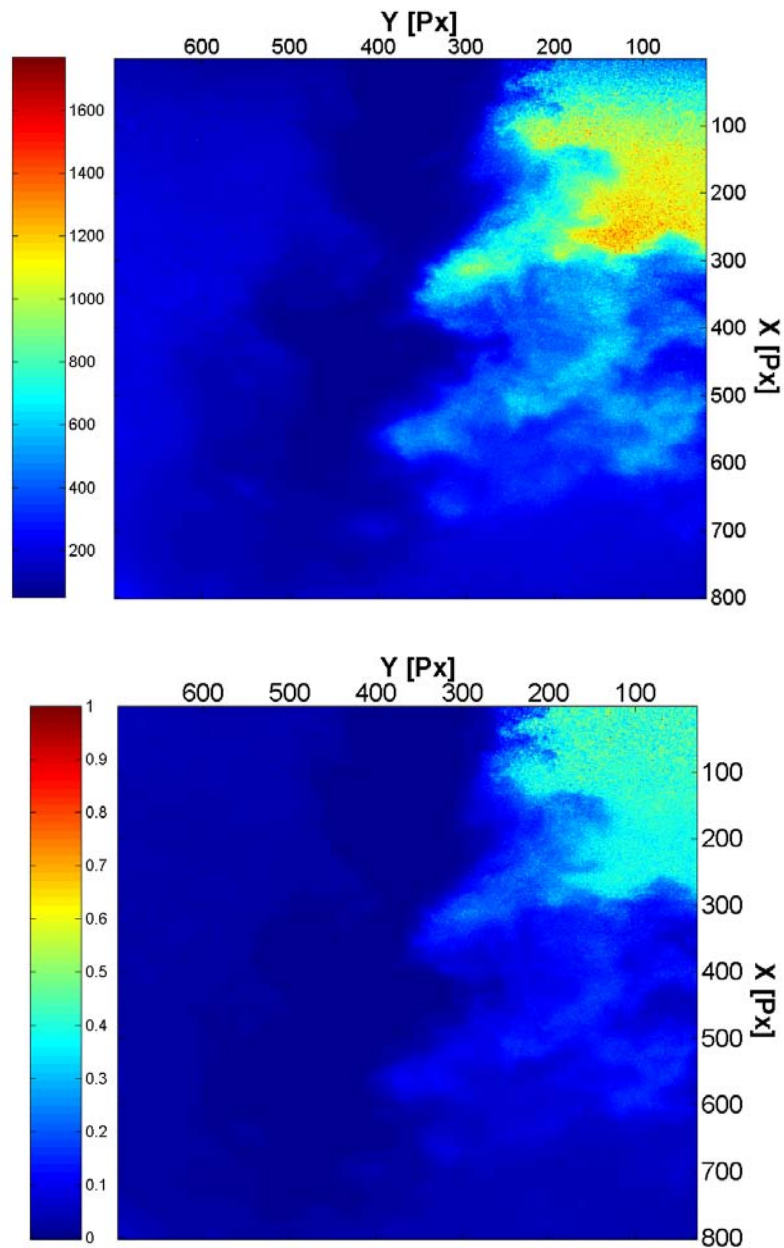


Abbildung 6.23: Nicht korrigiertes Einzelbild (oben), korrigiertes und normiertes Einzelbild (unten)

6.4.2 Zeitlich aufgelöste Messung

QLS liefert ein relativ intensives Nachweissignal, es reichen somit kurze Belichtungszeiten aus. Abbildung 6.24 zeigt vier Einzelbilder aus einer Messreihe. Die Momentaufnahmen wurden jeweils im Abstand von $5\mu\text{s}$ aufgenommen. Die einzelnen, korrigierten Messwertbilder zeigen, dass die wichtigen Kenngrößen des Mischungsgebietes, die Eindringtiefe des Freistrahls, die Ausbildung der freien Scherschicht, sowie die Größe des Rezirkulationsgebietes zeitlich sehr stark variieren.

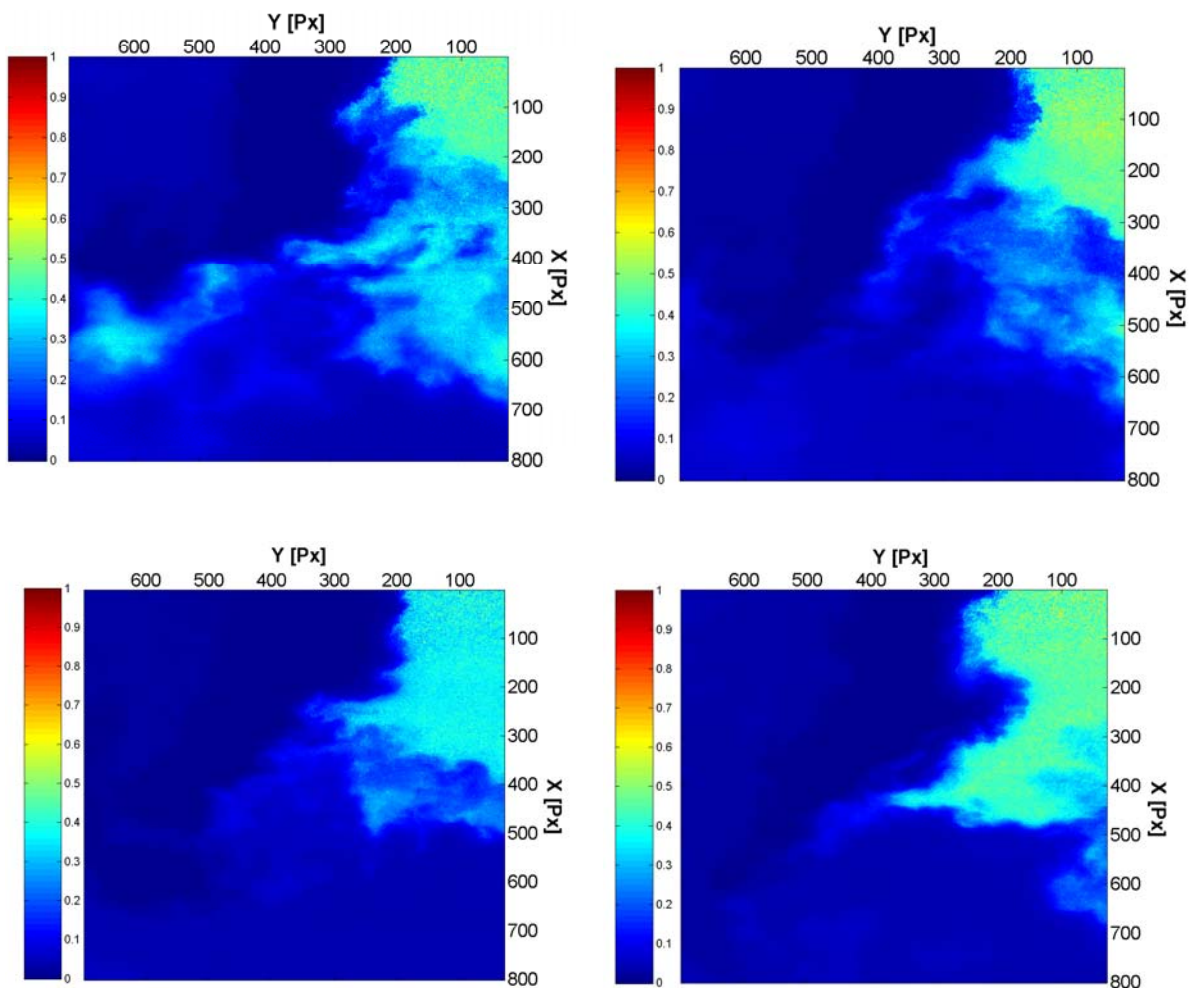


Abbildung 6.24: Vier Einzelbilder aus einer Messreihe

6.4.3 Mittlung und Normierung der Messwertbilder

Bei zeitlich gemittelten Mischungsuntersuchungen wird davon ausgegangen, dass das Ergebnisbild einen stationären Mittelwert wiedergibt. Großskalige Schwankungen können mit einer entsprechend hohen Anzahl von Messwertbildern eliminiert werden. Die Mittlung führt zur Reduzierung von statistischen Fehlern. Beim „Sequencing Summing“ wurde eine Rohbildsequenz von ca. $1,0 \times 10^4$ Messwertbildern eingelesen. Am Ende des Einlesevorgangs

und der Korrektur wurden die Grauwerte jedes Pixels des Messwertbildes aufsummiert und durch die Anzahl der Bilder dividiert. Nach der Mittlung wurde eine Normierung des Messwertbildes vorgenommen. Hierzu wurde jedes 20. Messwertbild verwendet. Es wurden zwei Randwerte definiert: Unmittelbar am Austritt des beladenen Hauptstroms wurde ein Gebiet zu 100% definiert und am Austritt des unbeladenen Koaxialstroms ein Gebiet zu 0% gesetzt. Der erhaltene Mischungsbruch gibt Aufschluss über die Konzentrationsverteilung innerhalb des Flammrohres.

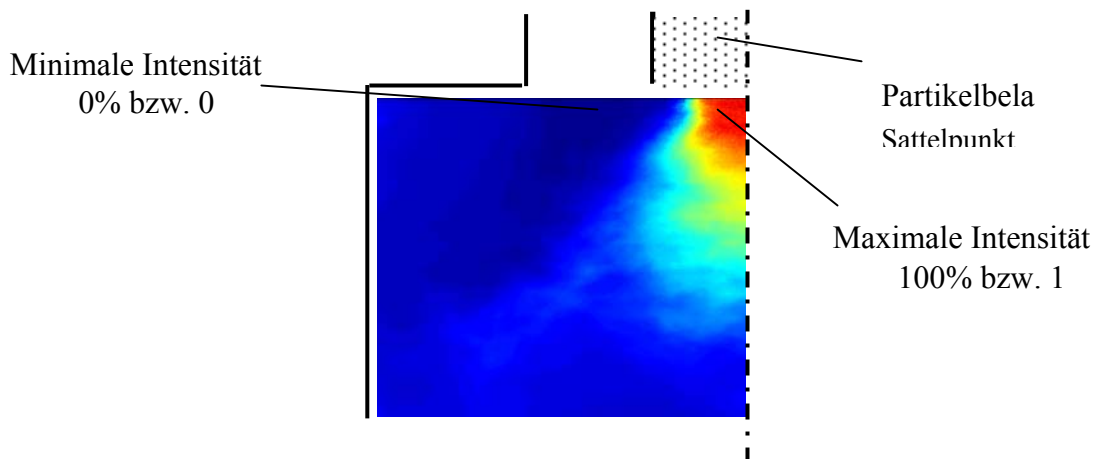


Abbildung 6.25: Normierung der gemittelten Messwertbilder

6.4.4 Bestimmung der Unvermischtheit „Unmixedness“

Danckwertz (1952) und *Licinsky et al.* (1993) haben zur Beschreibung des Mischungsfeldes den Begriff der Unvermischtheit $U(x, y)$ eingeführt, der sich zwischen 0 (homogen vermischt) und 1 (vollständig segregierte Teilströme) bewegt. Der Parameter der Unvermischtheit wird über die Varianz der Konzentration bestimmt und mit der maximal auftretenden Varianz normiert.

$$U(x, y) = \frac{c'^2}{\bar{c}(1-\bar{c})} \quad (6.31)$$

Die Berechnung der mittleren Konzentration

$$\bar{c} = \frac{1}{n} \frac{1}{m} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m c_{ij} \quad (6.32)$$

c'^2 entspricht der Varianz der Konzentration.

$$c'^2 = \frac{1}{n} \frac{1}{m} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (c_{ij} - \bar{c})^2 \quad (6.33)$$

n	Anzahl der Messwertbilder
m	Anzahl der Pixel jedes einzelne Messwertbild
c_{ij}	Momentaner Konzentrationswert des Pixels
$\bar{c} = \frac{1}{n} \frac{1}{m} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m c_{ij}$	Mittlere Konzentration
$\bar{c}(1 - \bar{c})$	Maximale Varianz der Konzentration

Die skalare Größe $U(x, y)$ gibt einen Überblick über die globale Konzentrationsverteilung, lässt jedoch keine Aussage über lokale Konzentrationsänderungen zu. Zur Klassifizierung von Vermischungsprozessen bei sich ändernden Betriebsparametern wird die Unvermischtheit durch Normierung der Massenanteile bestimmt. Als Bezugsgröße wird die zeitlich gemittelte globale Konzentration \bar{c}_g eingeführt.

$$\bar{c}_g = \frac{\dot{m}_{gHS}}{\dot{m}_{gHS} + \dot{m}_{gKS}} \quad (6.34)$$

Die lokale, zeitlich variable Konzentration ist entsprechend durch die Massenanteile definiert:

$$c_{HS} = \frac{m_{HS}}{m_{HS} + m_{KS}} \quad \text{und} \quad c_{KS} = \frac{m_{KS}}{m_{HS} + m_{KS}} \quad (6.35)$$

Die Einführung der normierten Massenanteile führt zu:

$$m_{\text{normHS}} = \frac{m_{HS}}{\dot{m}_{gHS}} \quad \text{und} \quad m_{\text{normKS}} = \frac{m_{KS}}{\dot{m}_{gKS}} \quad (6.36)$$

$$c_{\text{normHS}} = \frac{m_{\text{normHS}}}{m_{\text{normHS}} + m_{\text{normKS}}} \quad (6.37)$$

Das Einsetzen liefert:

$$c_{\text{normHS}} = \frac{c_{HS} - c_{HS} \bar{c}_g}{c_{HS} + \bar{c}_g - 2c_{HS} \bar{c}_g} \quad (6.38)$$

Für die Abweichung von der idealen Konzentration ($c_{\text{normHS}}(c_{HS} = \bar{c}_g) = 0,5$) wird c'_{normHS} berechnet:

$$c'_{\text{normHS}} = 0,5 - c_{\text{normHS}} = 0,5 - \frac{c_{HS} - c_{HS} \bar{c}_g}{c_{HS} + \bar{c}_g - 2c_{HS} \bar{c}_g} = \frac{\bar{c}_g - c_{HS}}{2(\bar{c}_g + c_{HS} - 2c_{HS} \bar{c}_g)} \quad (6.39)$$

Um die Physik bei Vermischungsprozessen zu verdeutlichen, wurde die normierte Standardabweichung, auch bekannt unter den Namen „*Root Mean Square*“ (RMS), berechnet.

Die wichtigsten Randwerte dieser Transformation sind wie folgt aufgelistet:

$$c_{\text{HS}} = \bar{c}_g = 0,5 \quad \Rightarrow \quad c_{\text{normHS}} = 0,5$$

$$c_{\text{HS}} = 0,0 \quad \Rightarrow \quad c_{\text{normHS}} = 0,0$$

$$c_{\text{HS}} = 1,0 \quad \Rightarrow \quad c_{\text{normHS}} = 1,0$$

$$c_{\text{HSmax}}^2 = 0,25$$

$$\sqrt{c_{\text{HSmax}}^2} = 0,5$$

Relation zwischen der Konzentration der
Volumenströme von Hauptstrom und Koaxialstrom:

$$c_{\text{HS}} = 1 - c_{\text{KS}} \quad \Rightarrow \quad c_{\text{normHS}} = 1 - c_{\text{normKS}}$$

Die in Tabelle 6.2 genannten Massenströme wurden für die beiden Drallintensitäten $S = 0,7$ und $S = 1,2$ untersucht. Für diese Betriebsparameter ergeben sich folgende mittlere globale Konzentrationen:

Tabelle 6.2: Mittlere globale Konzentration

Untersuchten Massenströme [kg/s]		Mittlere globale Konzentration [-]
$\dot{m}_{\text{gHS}} = 1,0 \times 10^{-2}, \dot{m}_{\text{gKS}} = 2,5 \times 10^{-1}$	\Rightarrow	$\bar{c}_g = 3,85 \times 10^{-2}$
$\dot{m}_{\text{gHS}} = 2,5 \times 10^{-2}, \dot{m}_{\text{gKS}} = 2,5 \times 10^{-1}$	\Rightarrow	$\bar{c}_g = 9,09 \times 10^{-2}$

6.5 Ergebnisse und Diskussion der QLS-Messungen

6.5.1 Zeitlich gemittelte Konzentrationsfelder

Die Betriebsparameter, welche eine vollentwickelte Rezirkulationszone ausbilden, wurden bezüglich der Unvermischtheit untersucht. Ein Vergleich zwischen der Beschreibung von *Danckwartz* (1952) und der neuen Definition zeigt ihre Vorteile zur Charakterisierung des Vermischungsvorganges. Abbildung 6.26 zeigt die normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ und einem Volumenstrom-

verhältnis von $\frac{V_{\text{KS}}}{V_{\text{HS}}} \approx 10$ nach *Danckwartz* (1952) und *Licinsky et al.* (1993). Abbildung 6.27 zeigt die Konzentrationsverteilung nach neuer Definition. Es ist zu erkennen, dass sich das Zentrum mit der max. Konzentration unmittelbar am Austritt des Zentralrohrs befindet und mit zunehmender Eindringtiefe der Strömung in Richtung des freien Staupunktes abnimmt. Die neue Definition der mittleren Konzentration lässt ein Verständnis des Stofftransportes innerhalb der freien Scherschicht zu. Es ist die Anreicherung der freien Scherschicht mit Partikeln deutlich zuerkennen. Die Konzentration nimmt von innen nach außen zu. Die ideale Vermischung liegt bei einer mittleren Konzentration von $c = 0,5$ und wurde bei einer Mischungslänge von $X/D_F \approx 0,4$ beobachtet.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

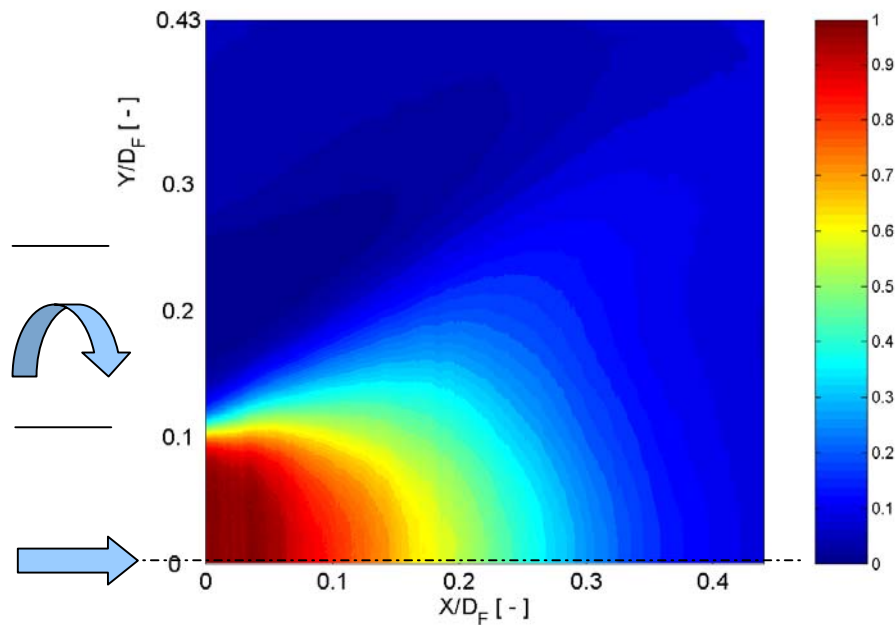


Abbildung 6.26: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach *Danckwartz* (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

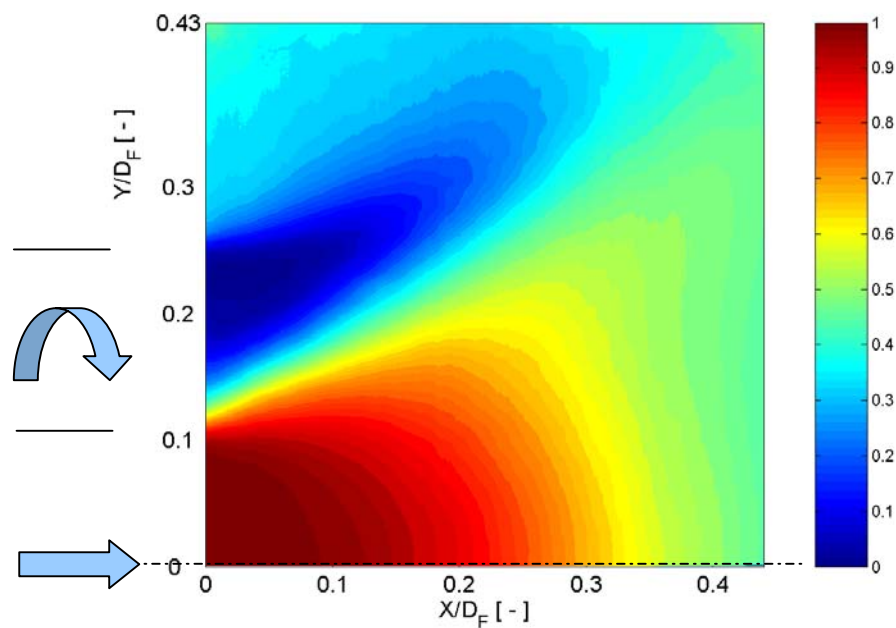


Abbildung 6.27: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach *SLA*, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

Abbildung 6.28 bzw. Abbildung 6.29 zeigen die Konzentrationsverteilung bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$. Das Gebiet der maximalen Konzentration ist bedeutend kleiner als bei einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$, welches auf die starke Rückströmung innerhalb der Rezirkulationszone zurückzuführen ist. Die starke Rückströmung ist auch der Grund für die abgeflachte Struktur der Konzentrationsverteilung. Diese Struktur wird zum einen durch die Scherschicht und zum anderen durch die Rückströmung verursacht. Die Gradienten des Intensitätsverlaufes sind so hoch, dass im Vergleich zu einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ die Wegstrecke bis zum Abklingen der Konzentration nur ein Drittel der Wegstrecke X/D_F beträgt. Der Konzentrationswert konnte nicht unter $c = 0,55$ eingestellt werden (Abbildung 6.29).

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

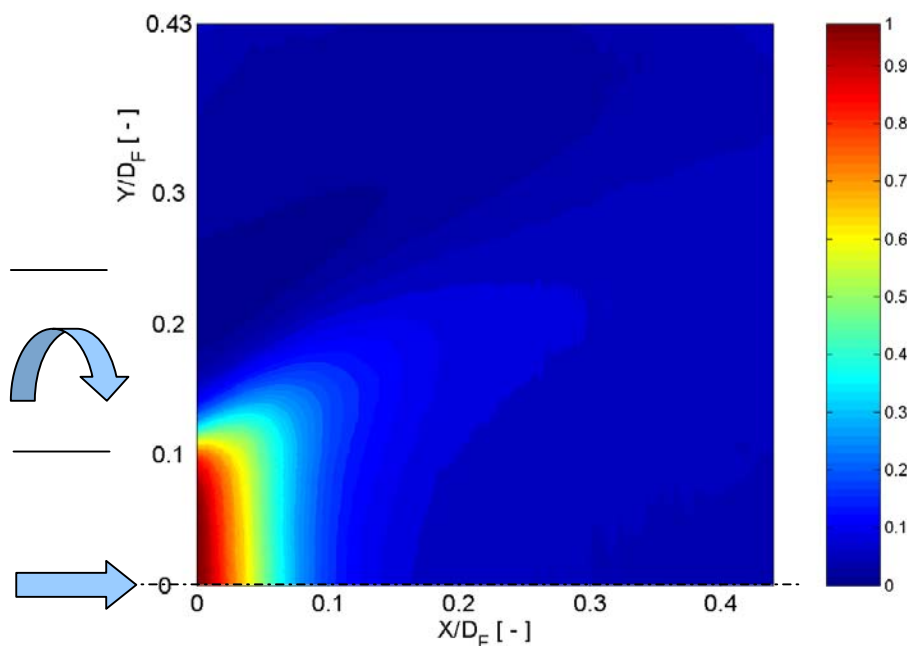


Abbildung 6.28: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach *Danckwartz* (1952), $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

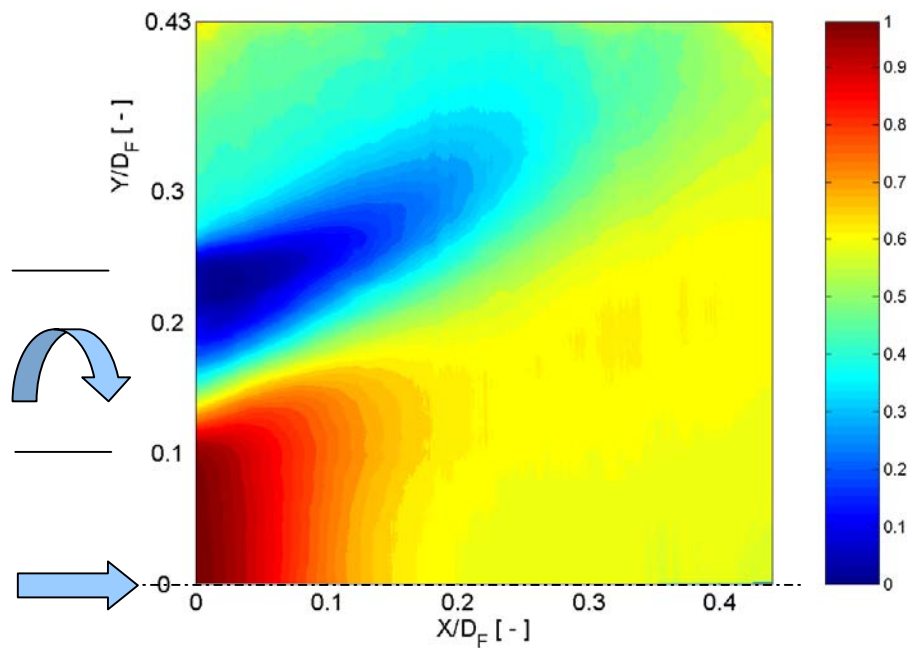


Abbildung 6.29: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach SLA ,
 $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

Abbildung 6.30 bzw. Abbildung 6.31 zeigen die Konzentrationsverteilung bei einer Drallintensität von $S = 1,2$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$. Die hohe Drallintensität führt zu einem schnellen Stofftransport innerhalb der freien Scherschicht, so dass die freie Scherschicht sich nach kurzer Mischungslänge homogen mit Partikeln vermischt. Durch den hohen Drall des Koaxialstroms wurde ein hervorragender Stofftransport in radialer Richtung zur Flammrohrwand beobachtet. Nach einer kurzen freien Mischungslänge von $X/D_F \approx 0,35$ stellt sich eine homogene Konzentrationsverteilung ein. Eine Kombination aus hoher Drallintensität $S = 1,2$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ zeigt bezüglich der stofflichen Umsetzung die besten Eigenschaften.

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

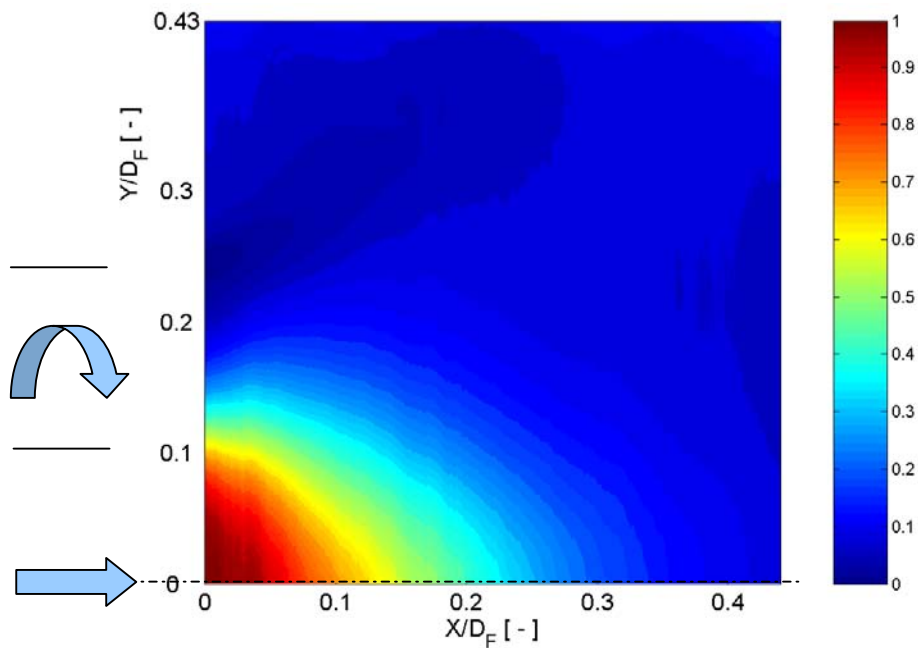


Abbildung 6.30: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach *Danckwartz* (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

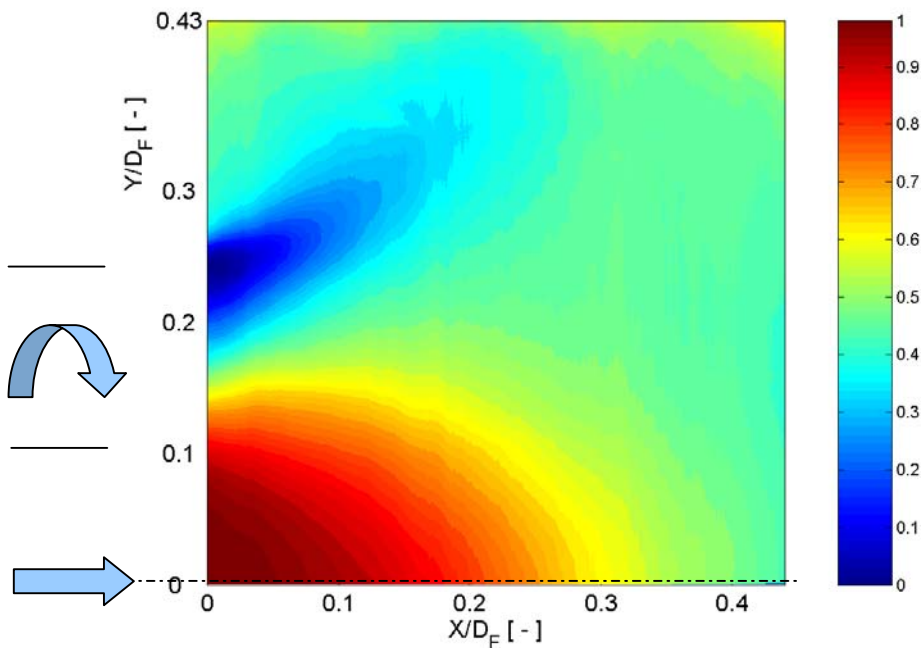


Abbildung 6.31: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach *SLA*, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

6.5.2 Root Mean Square (RMS) der Konzentrationsfelder

Abbildung 6.32 zeigt die normierte Standardabweichung oder Root Mean Square (RMS) bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ nach *Danckwertz* (1952). Im Vergleich zeigt Abbildung 6.33 den RMS nach der *SLA*-Definition. Es ist zu erkennen, dass sich nach der neuen Definition zwei Zentren (zum einen innerhalb des Freistrahls des Hauptstroms und zum anderen innerhalb der freien Scherschicht) ausbilden. Die Konzentrationsschwankungen innerhalb des Messgebietes können somit örtlich aufgelöst werden. Diese Darstellungsart ist folglich ein hervorragendes Hilfsmittel zur Bewertung von Vermischungsprozessen.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

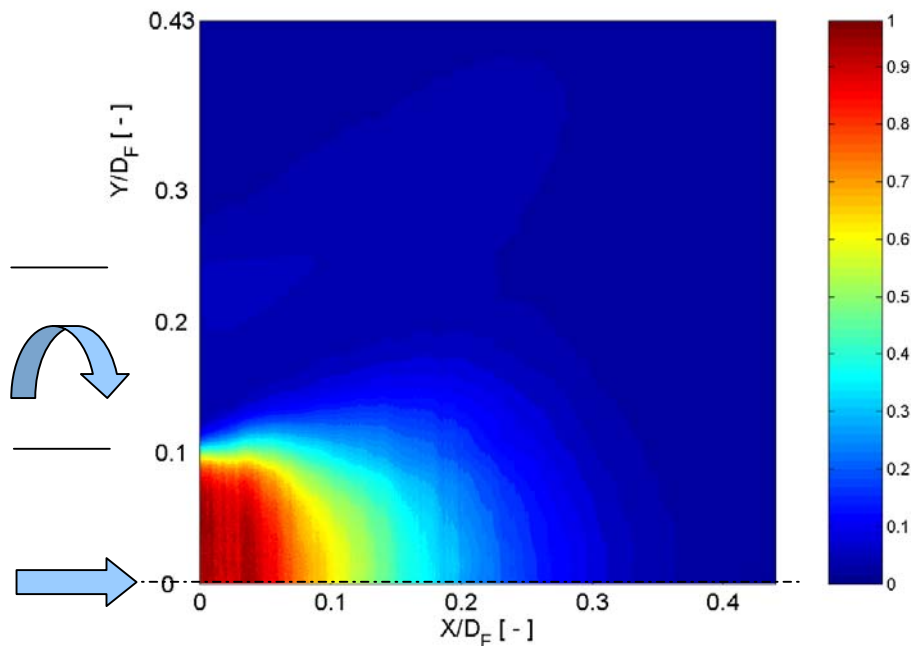


Abbildung 6.32: Normierte Varianz nach *Danckwertz* (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

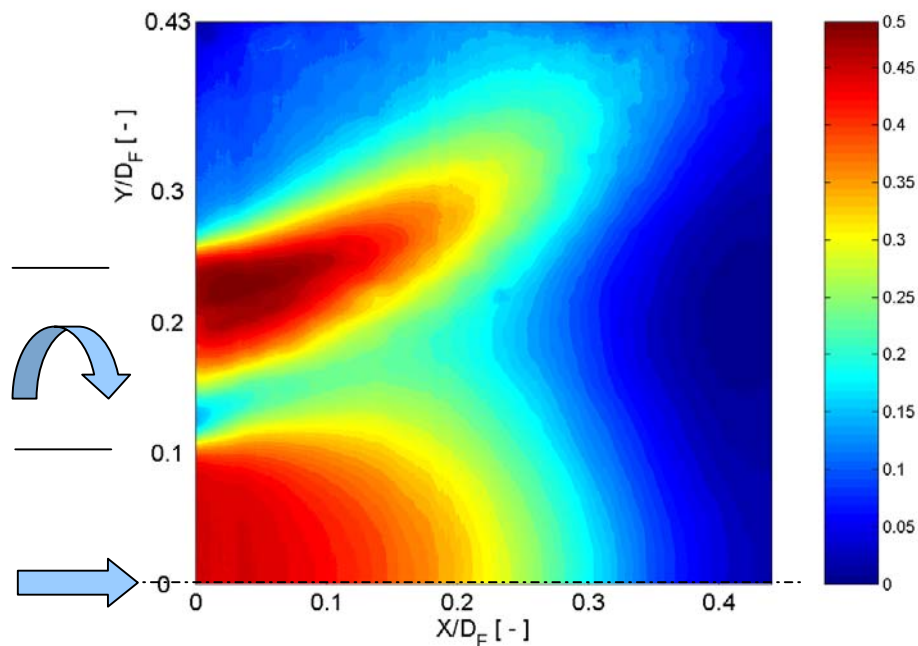


Abbildung 6.33: Normierte Varianz nach *SLA*, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

Abbildung 6.34 zeigt den RMS bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$ nach *Danckwartz* (1952). Die Schwankungsgrößen sind innerhalb der freien Scherschicht nicht mehr zu erkennen. Lediglich der Freistrahl des Hauptstroms gibt eine Auskunft über die Konzentrationsschwankungen im Flammrohr wieder. Abbildung 6.35 zeigt den RMS nach der *SLA*-Definition. Die Struktur zeigt die Interaktion zwischen der freien Scherschicht und dem Hauptstrom beim Eintritt in das Flammrohr. Bedingt durch den freien Staupunkt, der sich unmittelbar vor dem Flammrohrboden befindet, wird eine beeindruckende Stoffumsetzung erzielt.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

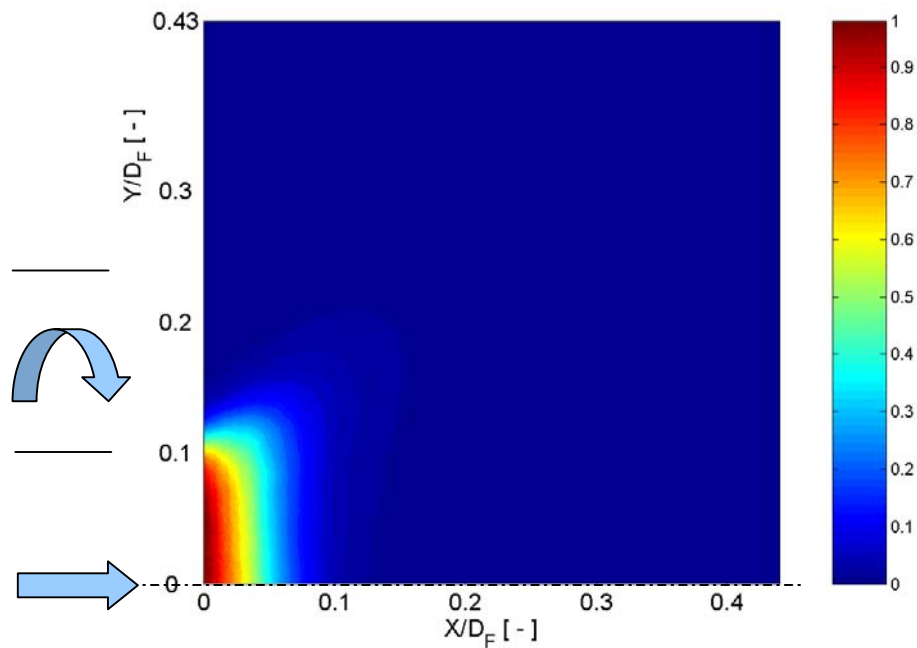


Abbildung 6.34: Normierte Varianz nach *Danckwartz* (1952), $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

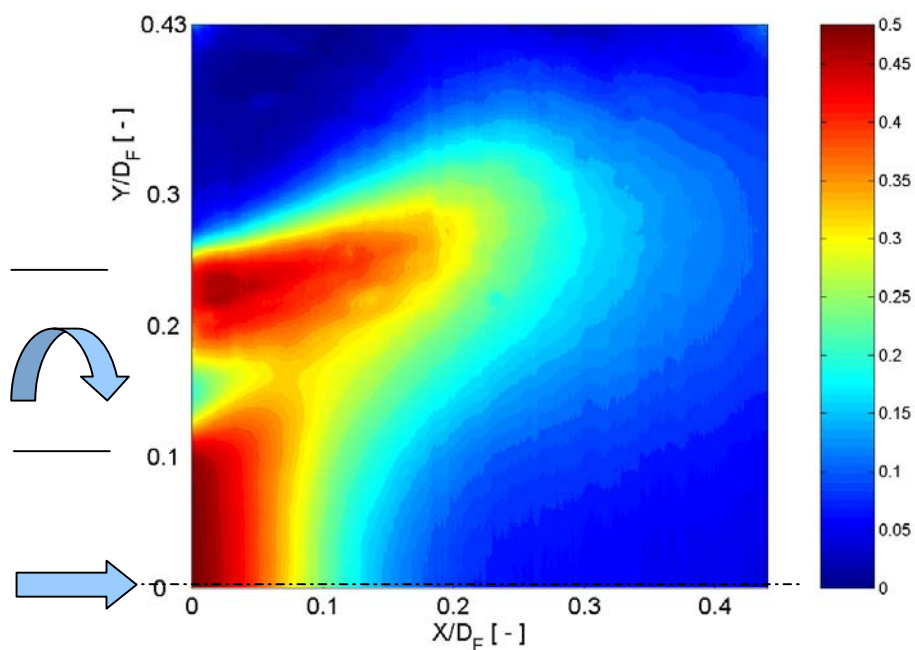


Abbildung 6.35: Normierte Varianz nach *SLA*, $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

Abbildung 6.36 bzw. Abbildung 6.37 zeigen den RMS bei einer Drallintensität von $S = 0,7$ und einem Volumenstromverhältnis von $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$. Bei diesem Betriebsparameter sind die erzielten Gradienten der Konzentrationsschwankungen innerhalb der freien Scherschicht am höchsten. Lediglich der Freistrahl des Hauptstroms gibt eine Auskunft über die Konzentrationsschwankungen im Flammrohr wieder.

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

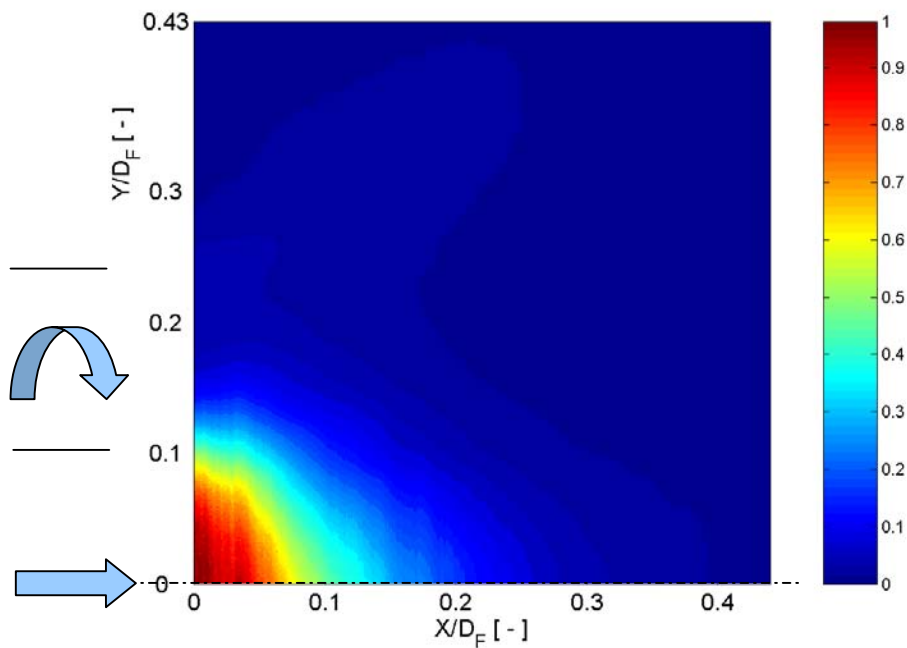


Abbildung 6.36: Normierte Varianz nach *Danckwerts* (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

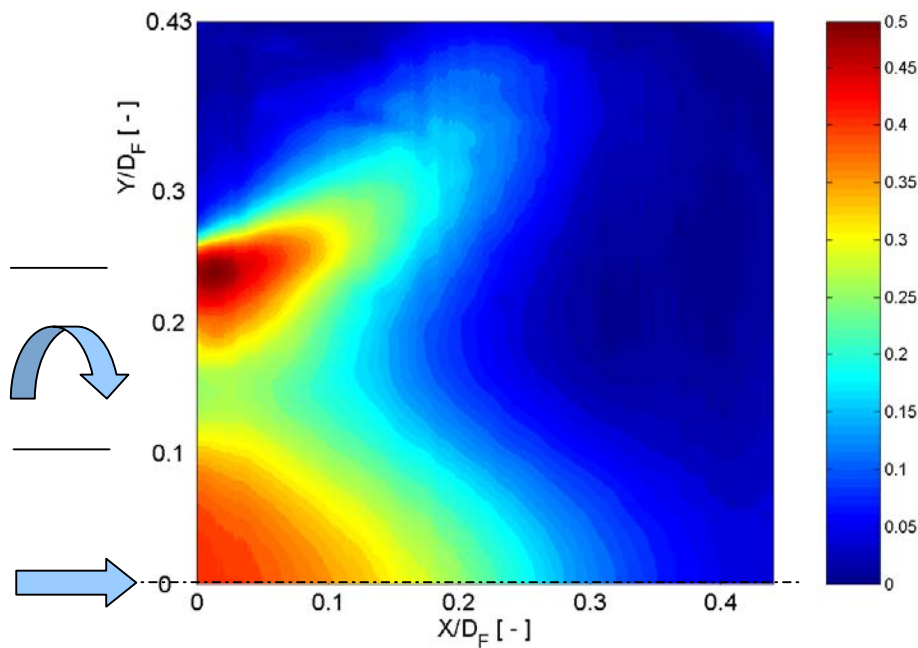


Abbildung 6.37: Normierte Varianz nach *SLA*, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

6.5.3 Unvermischtheit „Unmixedness“

Unmittelbar aus der Standardabweichung (Root Mean Square, RMS) lässt sich die Unvermischtheit ableiten. Diese stellt das Verhältnis zwischen der lokal auftretenden Varianz und der maximal auftretenden Varianz unter der Berücksichtigung der globalen mittleren Konzentration dar. Für die untersuchten Parameter werden die Ergebnisse in den Abbildung 6.38 bis Abbildung 6.40 gezeigt. Eine Kombination aus hoher Drallintensität $S = 1,2$ und hohem Volumenstromverhältnis $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$ führt zu optimalen Betriebsbedingungen.

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,3, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

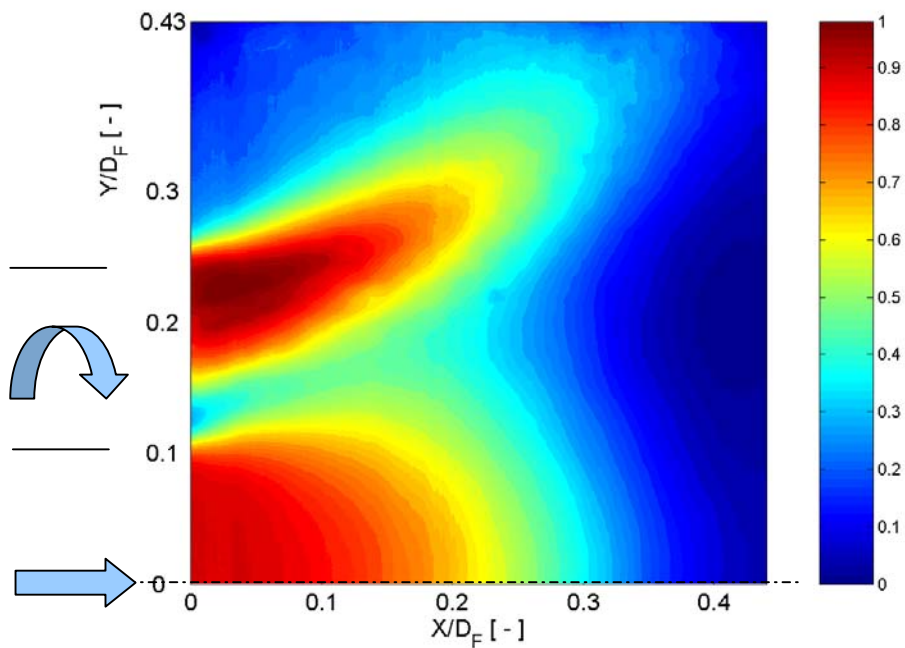


Abbildung 6.38: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$

$$S = 0,7, U_{KS}/U_F = 4,6, U_{HS}/U_F = 1,4, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

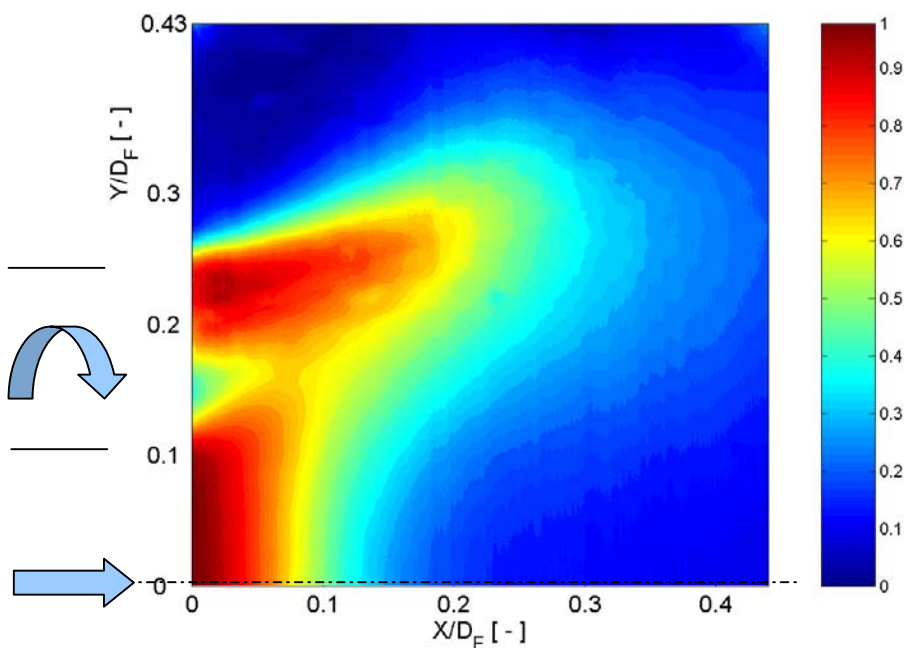


Abbildung 6.39: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$

$$S = 1,2, U_{KS}/U_F = 4,4, U_{HS}/U_F = 2,6, D_F/D_{KS} = 2,0, D_F/D_{HS} = 5,6$$

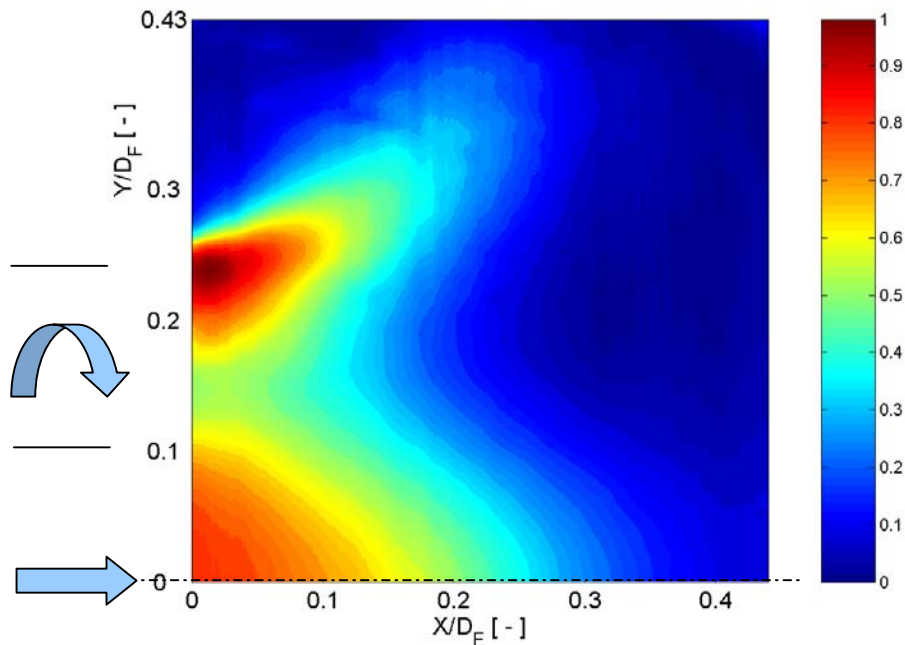


Abbildung 6.40: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$

6.6 Zusammenfassung der Messfehler

Tabelle 6.3 listet die Analyse der wichtigsten Messfehler und deren Auswirkung auf das QLS-Verfahren auf. Hierbei wird zwischen statistischen Fehlern und systematischen Fehlern unterschieden. Bei der Auswahl geeigneter Hardware und stabiler Partikelförderung sind die statistischen Fehler vernachlässigbar klein. Diese können mit einer entsprechenden Anzahl von Messwertbildern für die Bildmittlung minimiert werden.

Tabelle 6.3a: Analyse der Messgenauigkeit (Statistische Fehler)

Statistische Fehler			
Fehlerquelle	Ohne Korrektur	Nach Korrektur	Korrekturverfahren
Partikelförderung	100 %	< 1 %	Stabile Förderphase durch Bildmittlung
Laserleistung	< 1 %	< 0,15 %	Bildmittlung
Kamerarauschen	< 0,23 %	< 0,1 %	Bildmittlung

Tabelle 6.4b: Analyse der Messgenauigkeit (Systematische Fehler)

Systematische Fehler			
Fehlerquelle	Ohne Korrektur	Nach Korrektur	Korrekturverfahren
Kamera Nichtlinearität	<1%	Keine Korrektur erforderlich	
Bildsensor- Homogenität (PRNU)	0,2%	Keine Korrektur erforderlich	
Polarisation	< 3%	<1%	Zirkularpolarisation
Streurichtung	bis zu 50%	< 2%	Homogenes Partikelbild
Extinktion	1,7%	Keine Korrektur erforderlich	Leuchtkurven- Verfahren
Hintergrundstrahlung	30%	<1%	Schwärzen Hintergrundbild
Intensitätsverteilung im Lichtschnitt	25%	< 2%	Division durch Referenzbild (Küvette mit fluoreszierendem Farbstoff)

6.7 Zusammenfassung der QLS-Ergebnisse

Das QLS-Verfahren eignet sich insbesondere für die Untersuchung von Vermischungsvorgängen in Flammrohren von Triebwerksbrennkammern. Die gewonnenen Messergebnisse dienen der künftigen Validierung und Verifizierung von numerischen Berechnungsverfahren. Numerische Berechnungsverfahren, die den realen Sachverhalt wiedergeben, lassen eine Optimierung von Verbrennungsprozessen zu. Es kann somit für zukünftige Generationen von Flugzeugtriebwerken der Wirkungsgrad erhöht und die Emissionen reduziert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bestehende QLS-Messverfahren nach *Voigt* (1999) weiterentwickelt. Hierbei handelt es sich um ein quantitatives Lichtschnittverfahren, welches flächenhafte und berührungslose Messungen von Massenstromkonzentration erlaubt. Das Verfahren beruht auf der Streuung von Licht an kleinen Partikeln, die einem Teilstrom zugesetzt werden. Es wurde vorausgesetzt, dass das gestreute Licht proportional zur Massenstromkonzentration ist. Das Verfahren basiert auf der Mie-Streuung und wird in Längenmaßen aufgelöst, die mit der Streulichtkonzentration zusammenhängen. Der Vorteil gegenüber dem LIF-Verfahren liegt darin, dass die Messtechnik weitestgehend vorhanden ist (gepulster Laser, CCD-Kameras). Die Messungen konnten auf diese Art und Weise mit einem Standard-PIV-System durchgeführt werden. Es traten keine Probleme in Verbindung mit der Extinktion auf. Eine Korrektur war nicht erforderlich, da der gemessene Wert unter dem zulässigen Wert lag. Diverse experimentelle Aufbauten des QLS-Messverfahren wurden untersucht, um eine hohe Messgenauigkeit zu erzielen. Der gewählte Aufbau des QLS-Verfahrens erlaubte eine präzise Abbildung der Intensitätsverteilung des

Laserlichtschnittverlaufes. Auf diese Art und Weise wurden die globalen und lokalen Minima und Maxima der Intensität, sowie deren Positionsänderungen, von Laserschuss zu Laserschuss erfasst.

Die Messwertbilder sind mit einer Reihe von Einflussgrößen behaftet und wurden in mehreren Bearbeitungsschritten korrigiert. Jedes Messwertbild beinhaltet Fehler, die sich in Form von Partikeldichteschwankungen, Hintergrund und Reflexionseinflüssen, Intensitätsschwankungen, Winkelabhängigkeit des gestreuten Lichts, Dunkelstromanteil der Kameras und Streifen durch optische Linsen äußern. Jedes der $1,0 \times 10^4$ aufgenommenen Messwertbilder wurde korrigiert und im Anschluss gemittelt und normiert. Für die Bildverarbeitung wurde eine Software entwickelt, die die erwähnten Einflussgrößen, auch bei voller Bildauflösung, korrigiert.

Zur Klassifizierung der untersuchten Betriebsparameter wurden neue Definitionen der mittleren Konzentration und der Unvermischtheit eingeführt, die erstmals eine lokale Beschreibung der Konzentrationsverteilung in Bezug zu einer globalen mittleren Konzentration zulässt. Die bisher veröffentlichte Berechnungsmethode ergab lediglich eine skalare Größe. So konnte u.a. der Stofftransport innerhalb der freien Scherschicht und des unverdrallten Zentralstroms auf eine eindrucksvolle Art und Weise dokumentiert werden.

7 Zusammenfassung

Die experimentelle Arbeit beschäftigte sich mit der Aerodynamik und Vermischung innerhalb eines Flammrohres. Eine solche Strömung ist hochgradig turbulent und durch den Drall mit stark gekrümmten Stromlinien versehen. Sie lässt sich analytisch nicht mehr beschreiben. Statt kostspielige und aufwendige Experimente durchzuführen, ist es wirtschaftlicher, moderne Strömungssimulationsverfahren einzusetzen, um Strömungsphänomene innerhalb der Brennkammer zu simulieren. Hierzu werden komplexe numerische Berechnungsverfahren benötigt. Zur Beschreibung der Strömung verwenden Numeriker Turbulenzmodelle für dessen Verifizierung und Validierung experimentelle Daten erforderlich sind. Die Verifikationsexperimente können an wesentlich einfacheren Modellen erfolgen und sind somit trotz der notwendigen Experimente wirtschaftlicher, gegenüber einer vollständigen experimentellen Vermessung.

7.1 Forschungsergebnisse

Das Thema der vorliegenden Dissertation ist im Bereich der Grundlagenforschung einzuordnen, welche einen Beitrag zur Theorie und somit zum Verständnis der Vermischungsvorgänge im Flammrohr gibt. Zur Bestimmung dieser essentiellen Daten wurde ein Drallbrennermodell aufgebaut, mit dem unter betriebsnahen Bedingungen (Reynoldszahlen, Erweiterungsverhältnis und Flammrohrabmessungen) isotherme Strömungsuntersuchungen im Flammrohr simuliert werden können. Zur Erfassung der Strömungsgrößen kamen diverse optische Lasermessverfahren zum Einsatz. Die Laser-Doppler-Technik (LDA) zeichnet sich durch eine hohe zeitliche Auflösung aus und wurde zu Messungen der Randbedingungen eingesetzt. Ausstehende Fragen bezüglich Geschwindigkeitsgradienten und deren Vorzeichen konnten beantwortet werden. Weitere dimensionslose Kenngrößen, wie die normierte turbulente kinetische Energie k/U_b^2 und die experimentelle Drallintensität S lassen die Charakterisierung der Strömung im Einlass zu.

Die eingesetzte Particle-Image-Velocimetry (PIV) ermöglichte die Erfassung der Entstehungsdynamik von Rezirkulationszonen. Die Entstehung der Rezirkulationszone kann in fünf Schritte unterteilt werden, wobei sich drei verschiedene Ringstrukturen herauskristallisiert haben. Der konzentrische Ring zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom, der tordierte Ring zwischen Hauptstrom und Koaxialstrom und die klassische Rezirkulationszone in der Mitte des Flammrohres.

Die Konzentrationsmessungen innerhalb des Flammrohres wurden auf der Basis des quantitativen Laserlichtschnittverfahrens (QLS) durchgeführt. Hierzu wurde das bestehende QLS-Messverfahren nach *Voigt* (1999) weiterentwickelt. Das Verfahren beruht auf der Streuung von Licht an kleinen Partikeln, die einem Teilstrom zugesetzt werden. Es wurde vorausgesetzt, dass das gestreute Licht proportional zur Massenstromkonzentration ist. Das Verfahren basiert auf der Mie-Streuung und wird in Längenmaßen aufgelöst, die mit der Streulichtkonzentration zusammenhängt. Für die Bildverarbeitung wurde eine Software entwickelt, die störende Einflussgrößen bei voller Bildauflösung korrigiert. Zur

Klassifizierung der untersuchten Betriebsparameter wurde eine neue Definition der mittleren Konzentration und der Unvermischtheit eingeführt, die erstmals eine lokale Beschreibung der Konzentrationsverteilung in Bezug auf einer globalen mittleren Konzentration zulässt. Die bisher veröffentlichten Berechnungsmethoden konnten dies nicht leisten.

Der Vorteil aller eingesetzter Messverfahren liegt in der berührungslosen und somit störungsfreien Erfassung der relevanten Größen.

Die ermittelte Datenbasis dient der Beschreibung von Vermischungsvorgängen und wurden in dieser Form bisher noch nicht untersucht.

Die erzielten wissenschaftlichen Ergebnisse sind für Turbulenzforscher aber auch gleichermaßen für Brennkammerhersteller und Messtechniker von großem Interesse. Die Ergebnisse dienen u. a. der Erhöhung des Ausbrandgrades und somit der Reduzierung von Emissionen.

Die Kombination der eingesetzten Messtechnik und die damit gewonnen Daten stellen eine einmalige Arbeit dar.

7.2 Ausblick

Die ursprüngliche Aufgabe die Entwicklung der Messtechnik und des Werkzeuges für die Untersuchung von Vermischungsvorgängen innerhalb eines Drallbrennermodells konnte verwirklicht werden.

- Das modular aufgebaute Softwarepaket für das Post Processing wäre für den kommerziellen Einsatz vorzubereiten.
- Zusätzlich wäre es sinnvoll, das Softwarepaket um ein Modul zur Berücksichtigung der Extinktion zu erweitern. Dies war für den untersuchten Fall nicht notwendig. Das Verfahren zur Korrektur der Extinktion (Leuchtkurvenverfahren) wurde im Rahmen der Arbeit vorgestellt.
- Zusätzliche Konzentrationsmessungen zur Untersuchung der „jets in cross flow“ auf den Vermischungsprozess wären wünschenswert.

Anhang

Im Anhang (siehe beigefügte CD) werden die PIV-Ergebnisse der untersuchten Betriebsparameter dargestellt.

Anhang	Feldbeschreibung	Abbildung	Betriebsparameter
A	Geschwindigkeiten	A1/A2	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		A3/A4	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		A5/A6	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
B	Momente 2. Ordnung	B1/B2/B3	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		B4/B5/B6	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		B7/B8/B9	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
C	Geschwindigkeiten	C1/C2	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		C3/C4	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		C5/C6	$\xi = 0^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$

D	Momente 2. Ordnung	D1/D2/D3	$\xi = 0^\circ$, $m_{\text{HS}} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		D4/D5/D6	$\xi = 0^\circ$, $m_{\text{HS}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		D7/D8/D9	$\xi = 0^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
E	Geschwindigkeiten	E1/E2	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		E3/E4	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		E5/E6	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
F	Momente 2. Ordnung	F1/F2/F3	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		F4/F5/F6	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		F7/F8/F9	$\xi = 15^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$

G	Geschwindigkeiten	<i>G1/G2</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>G3/G4</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>G5/G6</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
H	Momente 2. Ordnung	<i>H1/H2/H3</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>H4/H5/H6</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>H7/H8/H9</i>	$\xi = 15^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
I	Geschwindigkeiten	<i>I1/I2</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>I3/I4</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>I5/I6</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{HS} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
J	Momente 2. Ordnung	<i>J1/J2/J3</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{HS} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>J4/J5/J6</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{HS} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{KS} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$

		<i>J7/J8/J9</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 1,0 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
K	Geschwindigkeiten	<i>K1/K2</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>K3/K4</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>K5/K6</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
L	Momente 2. Ordnung	<i>L1/L2/L3</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 1,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>L4/L5/L6</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$
		<i>L7/L8/l9</i>	$\xi = 30^\circ$, $m_{\text{HS}} = 5,0 \times 10^{-2} \text{ kg/s}$ und $m_{\text{KS}} = 2,5 \times 10^{-1} \text{ kg/s}$

Verzeichnisse

Literatur

- [1] Albecht, H.-E.; Borys, M.; Damaschke, N.; und Tropea, C. (2003). Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Springer Verlag.
- [2] Bardina, J.; Ferziger, J.H.; und Rogallo, R.S. (1985). Effect of rotation on isotropic turbulence. Computation and Modelling, *J. Fluid Mech.*, Vol. 154, pp. 321-336.
- [3] Beer, J.M.; und Chigier, N.H. (1972). Combustion Aerodynamics, Applied Science, London.
- [4] Chanaud, R.C. (1965). Observations of oscillatory motion certain swirling flows. *J. Fluid Mech* , 21:111-27.
- [5] Chung , S. Y.; und Sung, H.J. (2005). Large-eddy simulation of turbulent flow in a concentric annulus with rotation of an inner cylinder. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.26, pp. 191-203.
- [6] Clayton, B.R.; and Morsi, Y.S.M. (1985). Determination of principal characteristics of turbulent swirling flow along annuli. Part 2: Measurement of turbulence components. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 6, No. 1, pp.31-41.
- [7] Danckwerts, P.V. (1958). The effect of incomplete mixing on homogeneous reaction. *Chem. Eng. Sci.* 8, 93-102.
- [8] Dantec Dynamics, (2000). FlowManager software and introduction to PIV instrumentation, Software user's guide
- [9] Dellenback, P.A.; Metzger, D.E.; und Neitzel, G.P. (1988). Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion. *AIAA J.*, Vol. 26(6), pp. 669-681.
- [10] Dellenback, P.A.; und Sanger, J.L.; and Metzger, D.E. (1994). Heat transfer in coaxial jet mixing with swirled inner jet. *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 864-870.
- [11] Escudier, M.P.; und Keller, J.J. (1985). Recirculation in swirling flow: A manifestation of vortex breakdown. *AIAA J.*, Vol. 23, No. 1, pp. 111-116.

- [12] Faler, J. H.; und Leibovich S. (1977). Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown. *Phys. Fluids*; 20:1385-400.
- [13] Farokhi, K.; Taghavi, R.; und Rice, E.J. (1989). Effect of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent jet, *AIAA J.*, Vol. 27, No. 6, pp. 700-706.
- [14] Fick, W. et al. (1997). Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow. *Optical Diagnostics in Engineering*, Vol (2), 19-31.
- [15] Findeisen, J.; Gnirß, M.; Damaschke, N.; Schiffer, H.-P.; und Tropea, C. (2005). 2D-Concentration measurements based on Mie scattering using a commercial PIV system, 6th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Pasadena, California, USA.
- [16] Fischer, M. (2000). Turbulente wandgebundene Strömungen bei kleinen Reynoldszahlen. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg.
- [17] Fu, S.; Huang, P.G.; Launder, B.E.; und Leschziner, M. (1988). A comparison of algebraic and differential second-moment closures for axisymmetric turbulent shear flows with and without swirl, *ASME J. of Fluids Eng.*, Vol. 110, pp. 216-221.
- [18] Grundmann, G. (2003). Numerische Untersuchung drallbehafteter Strömungen in einem realitätsnahen Drallbrennermodell, Diplomarbeit, Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, Technische Universität Darmstadt.
- [19] Heukelbach, K. (2003). Untersuchung zum Einfluss der Düseninnenströmung auf die Stabilität von flächigen Flüssigkeitsstrahlen. Shaker Verlag, Dissertation.
- [20] Holzäpfel, F. (1996). Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen. Dissertation.
- [21] Jacquin, L.; Leuchter, O.; Cambon, C.; und Mathieu, J. (1990). Homogeneous turbulence in the presence of rotation. *J. Fluid Mech.*, Vol. 220, pp. 1-52.
- [22] Jakirlić, S.; Jester-Zürker, R.; und Tropea, C. (2003). Second-moment closure study on combined effects of expansion ratio and swirl intensity on turbulent mixing in model combustors. 3rd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Sendai, Japan, June 25-27
- [23] Kitoh, O. (1991). Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe. *J. Fluid Mech.*, Vol. 225, pp. 445-479.

- [24] Lai, Y.G. (1996). Predictive capabilities of turbulence models for a confined swirling flow. *AIAA J.*, Vol. 34, No. 8, pp. 1743-1745.
- [25] Landenfeld, T.; Kremer, A.; Hassel, E.P.; Janicka, J. (1997). Reynolds stress closures for strongly swirling combustng jets. Proc. of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Paper No. 18.1, September 8-10, Grenoble, France.
- [26] Leuckel, W. (1969). Swirl intensities, swirl types and energy losses of different swirl generating devices. IFRF Doc. Nr. G02/a/16.
- [27] Leitl, B. (1991). Entwicklung und Erprobung eines für den Einsatz in großen Windkanälen geeigneten laseroptischen Konzentrationsmessverfahrens, Dissertation Universität Stuttgart.
- [28] Liscinsky, D.S.; und True, B. (1993). Experimental investigation of crossflow jet mixing in a rectangular duct. NASA Technical Memorandum 106152 AIAA-93-2037.
- [29] Lucca-Negro, O.; und O' Doherty, T. (2001). Vortex breakdown: a review. *Progress in Energy and Combustion Science* 27 (2001) 431-481.
- [30] Nejad, A.S.; Vanka, S.P.; Favaloro, S.C.; Samimy, M.; und Langenfeld, C. (1989). Application of laser velocimetry for characterization of confined swirling flow. *ASME J. Eng. For Gas Turbines and Power*, 111, 36-45.
- [31] Parchen, R.R.; und Steenbergen, W. (1998). An experimental and numerical study of turbulent swirling pipe flows. *ASME J. of Fluids Eng.*, Vol. 120, pp. 54-61.
- [32] Pierce, C.D.; und Moin, P. (1998). Method for generating equilibrium swirling inflow conditions. *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 7, pp. 1325-1327.
- [33] Palm, R.; Grundmann, S.; Weismüller, M.; Jakirlić, S.; und Tropea, C., (2005). Experimental characterization and modelling of flow entering a single annular swirl combustor, 6th Int. Symp. on „Engineering Turbulence Modelling and Measurements”, Sardinia, Italy.
- [34] Palm, R.; Grundmann, S.; Jakirlić, S.; und Tropea, C., (2005). Experimental investigation and modelling of flow and turbulence in a swirl combustor, *the 4th Int. Symp. on „Turbulence and Shear Flow Phenomena”*, June 27-29, Williamsburg, Virginia, USA.
- [35] Palm, R.; Grundmann, S.; Weismüller, M.; Jakirlić, S.; und Tropea, C., (2005). Experimentelle und numerische Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell. Interner Bericht (1/2005) des Fachgebietes Strömungslehre und Aerodynamik, Technische Universität Darmstadt

-
- [36] Pons, 2005. Laboratory Notes: Gas turbine lab exercise, Swedish Royal Institute of Technology.
- [37] Raffel, M.; Willert, C.; und Kompenhans, J. (1998). Particle-Image-Velocimetry. Springer Verlag.
- [38] Ribeiro, M.M.; und Whitelaw, J.H. (1980). Coaxial jets with and without swirl. *J. Fluid Mech.*, Vol. 96, pp. 769-795.
- [39] Roback, R.; und Johnson, B.V. (1983). Mass and momentum turbulent transport experiments with confined swirling coaxial jets. NASA Contractor Report 168252.
- [40] Sarpkaya, T. (1971). On stationary and travelling vortex breakdowns. *J Fluid Mech* ; 45(3): 545-559.
- [41] Schäfer, M. (1998). Numerik im Maschinenbau. Springer Verlag.
- [42] So, R.M.; Ahmed, S.A.; und Moniga, H.C. (1984). An experimental investigation of gas jets in confined swirling air flow. NASA CR-3832.
- [43] Spurk, J. H. (1996). Strömungslehre. Springer Verlag.
- [44] Steenbergen, W. (1995). Turbulent pipe flow with swirl. Dissertation.
- [45] Wennerberg, D.; und Obi, S. (1993). Prediction of strongly swirling flows in quarl expansions with a non-orthogonal finite-volume method and a second-moment turbulence closure, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, 2, 197-206.
- [46] Wigeland, R.A.; und Nagib, H.M. (1978). Grid-generated turbulence with and without rotation about the streamwise direction. Illinois Institute of Technology Fluids and Heat Transfer Rep. R 78-1.
- [47] Yowakim, F.M.; und Kind, R.J. (1988). Mean flow and turbulence measurements of annular swirling flows. *ASME J. Fluids Engineering*, Vol.110, pp. 257-263.

Abbildungen

Abbildung 2.1: Statistisch stationär (links) und statistisch instationär (rechts)	7
Abbildung 2.2: Drallbehaftete Rohrströmung, <i>Steenbergen</i> (1995)	11
Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Strömungsvorgänge im Drallbrennermodell..	14
Abbildung 2.4: Versuchsbedingungen <i>Roback & Johnson</i> (1983), Quelle: <i>Jakirlić et al.</i> (2003)	15
Abbildung 2.5: Versuchsbedingungen <i>Nejad et al.</i> (1989), Quelle: <i>Jakirlić et al.</i> (2003)	15
Abbildung 2.6: Versuchsbedingungen <i>So et al.</i> (1984), Quelle: <i>Jakirlić et al.</i> (2003)	15
Abbildung 2.7: Extrapolierte und korrigierte Einlassdaten	16
Abbildung 3.1: Drallbrennermodell	19
Abbildung 3.2: Abmaße des Drallbrennermodells	20
Abbildung 3.3: Experimenteller Aufbau des Drallbrennermodells	22
Abbildung 3.4: Vorkammer	22
Abbildung 3.5: Messfenster zur Erfassung der Einlaufbedingungen	23
Abbildung 3.6: Netzgenerierung des Drallgenerators (links), Ebene zur Messung der Einlaufbedingungen (rechts)	24
Abbildung 3.7: Axialgeschwindigkeit für $S = 0,0$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts)	24
Abbildung 3.8: Axialgeschwindigkeit für $S = 0,6$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts)	25
Abbildung 3.9: Axialgeschwindigkeit für $S = 1,2$ (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts).	25
Abbildung 3.10: Flammrohre aus Aluminium (links) pulverbeschichtete Flammrohre (rechts)	26
Abbildung 3.11: Drallgenerator auf der Basis „movable block“ und verwendete Stellungen der Blockpaare	28
Abbildung 3.12: Stromlinien um den Originaldiffusor mit Abriss	29
Abbildung 3.13: Stromlinien um den gerundeten Diffusor ohne Abriss	29
Abbildung 3.14: Düsenachlauf in Abhängigkeit von Betriebsparametern	30
Abbildung 3.15: Radialgebläse (links), Messcontainer (rechts)	31
Abbildung 3.16: Oszillations-Durchflussmesser-/zähler vom Typ DOG-1/3 der Firma Kobold Messring GmbH	32
Abbildung 3.17: Ein- und Auslauf für die Volumenstrom-Messzelle	33
Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines Rückstreu-Laser-Doppler-Systems, <i>Albrecht et al.</i> (2003)	37
Abbildung 4.2: Sich schneidende Laserstrahlen und Messvolumen, <i>Albrecht et al.</i> (2003) ..	38
Abbildung 4.3: Messvolumen mit Koordinatensystem, <i>Albrecht et al.</i> (2003)	39
Abbildung 4.4: Partikelcharakteristik	40
Abbildung 4.5: Mie-Streuung eines Teilchens in Abhängigkeit dessen Durchmessers, <i>Albrecht et al.</i> (2003)	40
Abbildung 4.6: Verwendete Messtechnik	42
Abbildung 4.7: Ungefiltertes Doppler-Signal (links), gefiltertes Doppler-Signal (rechts)	43
Abbildung 4.8: Verteilung der Messwerte	43
Abbildung 4.9: Horizontale Sondenordnung (links), Optischer Zugang am Drallbrennermodell (mitte), vertikale Sondenordnung ohne Flammrohr (rechts)	44
Abbildung 4.10: Koordinatensystem	44
Abbildung 4.11: Inter-Arrival-Time-Statistik	45
Abbildung 4.12: Autokorrelationsfunktion	46
Abbildung 4.13: Geschwindigkeits-Histogramm (links), Geschwindigkeitskorrektur durch Verweilzeit-Gewichtung (rechts)	48
Abbildung 4.14: norm. Axialgeschwindigkeit U/U_b im Hauptstrom	51

Abbildung 4.15: norm. Reynolds-Spannung $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ im Hauptstrom.....	51
Abbildung 4.16: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	54
Abbildung 4.17: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$).....	54
Abbildung 4.18: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	54
Abbildung 4.19: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$).....	54
Abbildung 4.20: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	55
Abbildung 4.21: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	55
Abbildung 4.22: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	55
Abbildung 4.23: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) ...	55
Abbildung 4.24: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	56
Abbildung 4.25: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) ...	56
Abbildung 4.26: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	56
Abbildung 4.27: norm. Tangentialgeschw. W/U_b (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	56
Abbildung 4.28: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	57
Abbildung 4.29: norm. Axialgeschw. U/U_b (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	57
Abbildung 4.30: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	57
Abbildung 4.31: norm. Radialgeschw. V/U_b (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)... ..	57
Abbildung 4.32: norm. Tangentialgeschw. W/U_b , (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	57
Abbildung 4.33: norm. Tangentialgeschw. W/U_b , (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$).....	57
Abbildung 4.34: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	58
Abbildung 4.35: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$, (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) .	58
Abbildung 4.36: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	59
Abbildung 4.37 norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	59
Abbildung 4.38: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$).....	59
Abbildung 4.39: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) ..	59

Abbildung 4.40: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)....	59
Abbildung 4.41: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) .	59
Abbildung 4.42: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$) ...	60
Abbildung 4.43: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) .	60
Abbildung 4.44: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)....	60
Abbildung 4.45: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) .	60
Abbildung 4.46: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	61
Abbildung 4.47: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)..	61
Abbildung 4.48: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$) ...	61
Abbildung 4.49: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$) .	61
Abbildung 4.50: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$) ..	61
Abbildung 4.51: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	61
Abbildung 4.52: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$, (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	62
Abbildung 4.53: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	62
.....	
Abbildung 4.54: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)...	62
Abbildung 4.55: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	62
Abbildung 4.56: norm. Reynolds-Sp $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)....	63
Abbildung 4.57: norm. Reynolds-Sp. $\overline{v'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	63
Abbildung 4.58: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)..	63
Abbildung 4.59: norm. Reynolds-Sp. $\overline{w'^2}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	63
Abbildung 4.60: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	63
Abbildung 4.61: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'v'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	63
.....	
Abbildung 4.62: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	64
Abbildung 4.63: norm. Reynolds-Sp. $\overline{u'w'}/\overline{U}_b^2$ (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	64
.....	
Abbildung 4.64: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	64
.....	

Abbildung 4.65: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 0^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	64
Abbildung 4.66: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	65
Abbildung 4.67: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 15^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	65
Abbildung 4.68: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,1 \text{ kg/s}$)	65
Abbildung 4.69: norm. turbulente, kinet. Energie k (Drallgenerator: $\xi = 30^\circ$; $m_{KS} = 0,25 \text{ kg/s}$)	65
Abbildung 4.70: Normierte zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeit (U/U_b) und Tangentialgeschwindigkeit (W/U_b) innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit der Reynoldszahl im Hauptstrom	72
Abbildung 4.71: Normierte zeitlich gemittelte Reynoldsspannungskomponente uu/U^2 , vv/U^2 und ww/U^2 innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl im Hauptstrom	74
Abbildung 4.72: Scherspannungskomponenten \overline{uv}/U^2 und \overline{uw}/U^2 innerhalb des Ringspaltes für eine Reynoldszahl von $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ mit Drallintensitäten im Bereich von $S = 0,0 \dots 1,2$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl im Hauptstrom	75
Abbildung 4.73: Axialgeschwindigkeitsverläufe unter Berücksichtigung der Drallzahl im Vergleich zwischen numerischer Berechnung und Experiment	76
Abbildung 5.1: Aufbau des PIV-Systems	78
Abbildung 5.2: Messfensteranordnung	78
Abbildung 5.3: Eintrittsverhältnisse in das Flammrohr	78
Abbildung 5.4: Lichtschnittoptik	80
Abbildung 5.5: Punktraster	81
Abbildung 5.6: Kalibrierplatte	81
Abbildung 5.7: Justierung der Kalibrierplatte	82
Abbildung 5.8: Gitternetz	82
Abbildung 5.9: „out of axis“-Verfahren	82
Abbildung 5.10: U/U_F gemittelt über zwei Bildpaare	85
Abbildung 5.11: U/U_F gemittelt über $3,0 \times 10^2$ Bildpaare	85
Abbildung 5.12: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare	85
Abbildung 5.13: U/U_F gemittelt über $1,2 \times 10^3$ Bildpaare	85
Abbildung 5.14: $\overline{u^2}/U_F^2$ gemittelt über zwei Bildpaare	86
Abbildung 5.15: $\overline{u^2}/U_F^2$ gemittelt über $3,0 \times 10^2$ Bildpaare	86
Abbildung 5.16: $\overline{u^2}/U_F^2$ gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare	86
Abbildung 5.17: $\overline{u^2}/U_F^2$ gemittelt über $1,2 \times 10^3$ Bildpaare	86

Abbildung 5.18: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $10 \mu s$	87
Abbildung 5.19: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $5 \mu s$	87
Abbildung 5.20: U/U_F gemittelt über $6,0 \times 10^2$ Bildpaare bei einem Pulsabstand von $3 \mu s$	88
Abbildung 5.21: Vektorbild zweier Bildpaare	89
Abbildung 5.22: Vektorbild von $1,2 \times 10^3$ Bildpaaren	90
Abbildung 5.23: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$	91
Abbildung 5.24: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$	91
Abbildung 5.25: U/U_F ; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	92
Abbildung 5.26: V/U_F ; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	92
Abbildung 5.27: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	92
Abbildung 5.28: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	92
Abbildung 5.29: U/U_F , $Re_{HS} = 2,25 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,321 \times 10^5$ und $Re_F = 8,667 \times 10^4$	93
Abbildung 5.30: V/U_F , $S = 0,0$, $Re_{HS} = 2,25 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,321 \times 10^5$ und $Re_F = 8,667 \times 10^4$	93
Abbildung 5.31: U/U_F , $Re_{HS} = 4,75 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ und $Re_F = 4,567 \times 10^4$	94
Abbildung 5.32: V/U_F , $Re_{HS} = 4,75 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,365 \times 10^4$ und $Re_F = 4,567 \times 10^4$	94
Abbildung 5.33: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$	94
Abbildung 5.34: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$	94
Abbildung 5.35: U/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$	95
Abbildung 5.36: V/U_F , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$	95
Abbildung 5.37: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$	96
Abbildung 5.38: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$	96
Abbildung 5.39: U/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$	96
Abbildung 5.40: V/U_F , $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$	96
Abbildung 5.41: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,1325 \times 10^4$	97
Abbildung 5.42: V/U_F , $S = 1,2$, $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,1325 \times 10^4$	97
Abbildung 5.43: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	98
Abbildung 5.44: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	98
Abbildung 5.45: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{HS} = 5,075 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$	98
Abbildung 5.46: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{HS} = 5,075 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$	98
Abbildung 5.47: U/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{HS} = 5,05 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$	99
Abbildung 5.48: V/U_F , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{HS} = 5,05 \times 10^4$ und $Re_F = 3,975 \times 10^4$	99
Abbildung 5.49: Spannungen: $S = 0,0$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,348 \times 10^5$ und $Re_F = 1,02 \times 10^5$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$	100

Abbildung 5.50: Spannungen: $S = 0,7$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$	101
Abbildung 5.51: Spannungen: $S = 1,2$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 10$	102
Abbildung 5.52: Spannungen: $S = 1,1$, $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 5,375 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 2$	103
Abbildung 5.53: Spannungen: $S = 1,1$, $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 5,055 \times 10^4$ und $Re_F = 4,385 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 4$	104
Abbildung 5.54: Spannungen: $S = 1,2$, $Re_{HS} = 2,35 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,1325 \times 10^4$, $\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS} \approx 25$	105
Abbildung 5.55: Stromlinien ($S = 0,0$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)	106
Abbildung 5.56: Stromlinien ($S = 0,6$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)	107
Abbildung 5.57: Stromlinien ($S = 1,2$, $U_{KS}/U_F = 4,3$, $U_{HS}/U_F = 2,6$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$)	107
Abbildung 5.58: Stromlinien: $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$, $S = 1,2$, $U_{KS}/U_F = 4,4$, $U_{HS}/U_F = 2,7$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$	108
Abbildung 5.59: Stromlinien: $Re_{HS} = 1,02 \times 10^5$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 1,0655 \times 10^5$, $S = 1,2$, $U_{KS}/U_F = 3,9$, $U_{HS}/U_F = 5,3$, $D_F/D_{KS} = 2,0$, $D_F/D_{HS} = 5,6$	108
Abbildung 5.60: U/U_F in Abhängigkeit des Volumenstromverhältnisses ($\bar{V}_{KS}/\bar{V}_{HS}$) bei einer Drallintensität von $S = 1,2$	110
Abbildung 6.1: Abhängigkeit der gestreuten Lichtintensität vom Partikeldurchmesser, Quelle: Albrecht et al. (2003)	114
Abbildung 6.2: Versuchsaufbau zur Messung der Extinktion (Anlage offen, links), (Anlage geschlossen, rechts)	117
Abbildung 6.3: Entkopplung des Laserlichtschnitts Seitenansicht (links), Vorderansicht (rechts)	120
Abbildung 6.4: Vergrößerter Ausschnitt des Laserlichtschnitts mit Interferenzmuster	120
Abbildung 6.5: Prinzip des QLS-Verfahrens	120
Abbildung 6.6: Experimenteller Aufbau des QLS-Verfahrens	121
Abbildung 6.7: Vergrößerter Ausschnitt des Laserlichtschnitts ohne Interferenzmuster	121
Abbildung 6.8: Intensitätsverlauf des Laserlichtschnitts	122
Abbildung 6.9: Messwertbild im Flammrohr (links), Referenzbild (rechts)	123
Abbildung 6.10: Streifenbild innerhalb des Flammrohrs (links), Referenzbild (rechts)	124
Abbildung 6.11: Ausschnitt Streifenmuster (links), y-Pixelwert mit max. Intensität blau, Ausgleichsfunktion rot (rechts)	124
Abbildung 6.12: Ausgleichsfunktion (rot) (links), Interpolierte und Extrapolierte y-Pixelwerte mit max. Intensität blau (rechts)	125
Abbildung 6.13: Steigung a für Messwertbild (links), Ordinatenschnittpunkt b für Messwertbild (rechts)	125

Abbildung 6.14: Intensitätsprofil entlang der x-Achse (links), korrigiertes Intensitätsprofil entlang der x-Achse (rechts)	126
Abbildung 6.15: Korrigiertes Streifenmuster	126
Abbildung 6.16: y-Pixelwert mit max. Intensität	127
Abbildung 6.17: Steigung a für Referenzbild (links), Ordinaten Schnittpunkt b für Referenzbild (rechts)	127
Abbildung 6.18: Korrigiertes Streifenmuster für das Referenzbild	128
Abbildung 6.19: Homogenes Partikelbild (links), Referenzbild (rechts)	128
Abbildung 6.20: Unkorrigierte Homogene Partikelverteilung (links), korrigierte homogene Partikelverteilung (rechts)	129
Abbildung 6.21: Referenzbild	129
Abbildung 6.22: Zeitliche und örtliche Intensität des Laserlichtschnitts	131
Abbildung 6.23: Nicht korrigiertes Einzelbild (oben), korrigiertes und normiertes Einzelbild (unten)	132
Abbildung 6.24: Vier Einzelbilder aus einer Messreihe	133
Abbildung 6.25: Normierung der gemittelten Messwertbilder	134
Abbildung 6.26: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	137
Abbildung 6.27: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	137
Abbildung 6.28: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	138
Abbildung 6.29: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	139
Abbildung 6.30: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	140
Abbildung 6.31: Normierte und zeitlich gemittelte Konzentrationsverteilung nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	140
Abbildung 6.32: Normierte Varianz nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	141
Abbildung 6.33: Normierte Varianz nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	142
Abbildung 6.34: Normierte Varianz nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	143
Abbildung 6.35: Normierte Varianz nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	143
Abbildung 6.36: Normierte Varianz nach <i>Danckwertz</i> (1952), $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	144
Abbildung 6.37: Normierte Varianz nach <i>SLA</i> , $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	145
Abbildung 6.38: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,6 \times 10^4$	146

Abbildung 6.39: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 2,35 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,29 \times 10^5$ und $Re_F = 9,437 \times 10^5$	146
Abbildung 6.40: Normierte Intensität; $Re_{HS} = 4,7 \times 10^4$, $Re_{KS} = 1,255 \times 10^5$ und $Re_F = 9,59 \times 10^4$	147

Tabellen

Tabelle 3.1: Wahl der Rohrquerschnitte	21
Tabelle 3.2: Betriebsparameter des Drallbrennermodells	21
Tabelle 3.3: Abmaße des Drallgenerators	28
Tabelle 3.4: Ein- und Auslaufängen für die Messzellen der Volumenstrommessung	32
Tabelle 3.5: Normbedingungen nach DIN 1343	33
Tabelle 4.1: Einflussgrößen für die Geometrie des Messvolumens	39
Tabelle 4.2: Messvolumengeometrie	39
Tabelle 4.3: Parametermatrix	50
Tabelle 4.4: Numerisch berechnete Werte	50
Tabelle 4.5: Experimentelle Werte mittels LDA	51
Tabelle 4.6: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$	52
Tabelle 4.7: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$	53
Tabelle 4.8: Messergebnisse des Drallgenerators bei einem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$	53
Tabelle 4.9: Gemessene Koaxialströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators:	67
Tabelle 4.10: Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators:	68
Tabelle 4.11: Massenströme bei einem Drallwinkel von $\xi = 30^\circ$ des Drallgenerators:	68
Tabelle 4.12: Drallintensitäten bei einem Drallwinkel von $\xi = 0^\circ$ des Drallgenerators:	69
Tabelle 4.13: Drallintensität bei einem Drallwinkel von $\xi = 15^\circ$ des Drallgenerators:	70
Tabelle 4.14: Drallintensität bei $\xi=30^\circ$ Drallwinkel des Drallgenerators	70
Tabelle 5.1: Technische Daten des Lasers	79
Tabelle 5.2: Statistische Daten (Quelle: <i>Dantec Dynamics</i> (2000))	84
Tabelle 6.1: Abgrenzung zur Einfachstreuung	119
Tabelle 6.2: Mittlere globale Konzentration	136
Tabelle 6.3a: Analyse der Messgenauigkeit (Statistische Fehler)	147
Tabelle 6.4b: Analyse der Messgenauigkeit (Systematische Fehler)	148

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Roland Palm
Geburtsdatum: 8. März 1969
Geburtsort: Bad Nauheim
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Familienstand: Ledig



Schulausbildung:

08/1985-07/1988
Berufliches Gymnasium
Johann-Philipp-Reis-Schule in Friedberg
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

1. Studium:

09/1988-01/1993
Studium an der Fachhochschule in Frankfurt am Main
Fachbereich: Verfahrenstechnik
Abschluss: Diplom-Ingenieur (FH)

Zivildienst:

07/1993-08/1994
Zivildienst beim Naturschutzbund Deutschland e.V.
in Niddatal/Assenheim

2. Studium:

09/1994-03/2001
Studium an der Technischen Universität Darmstadt
Fachbereich: Allgemeiner Maschinenbau
Schwerpunkt Flugtechnik
Abschluss: Diplom-Ingenieur (TU)

Berufstätigkeit:

09/2001-04/2002
Entwicklungsingenieur im Bereich „Konstruktion
Radbremse“ bei der Firma Continental/Teves AG
in Frankfurt am Main

05/2002-12/2005
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet
Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt.