

Untersuchung der Vermischung einphasiger Fluide in einer Jet-in-Crossflow Anordnung mittels laserdiagnostischer Verfahren

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Camilo Eduardo Cárdenas Muñoz
aus Baruta (Venezuela)

Referent: Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Matthias Kind

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Rainer Suntz

Tag der mündlichen Prüfung: 30. 06. 2016

Abstract

The Jet-in-Crossflow arrangement (JCF) is an apparently very simple flow configuration, in which a jet is injected perpendicularly to a uniform crossflow. This flow configuration is frequently found in various industrial applications, in aviation, space flights as well as in nature. Examples are industrial burners, RQL-gas turbines, tube-T-mixers, plumes from chimneys, engine exhaust gas pipes, cooling towers, flare tubes, vertical take-off jet aircrafts, rockets and volcanoes as well as discharges of effluents in rivers. The objective of this work is the experimental research of a Jet-in-Crossflow-arrangement, with the aim of obtaining the whole statistical information, particularly about the Reynolds-fluxes and -stresses, whose experimental determination is of special interest with respect to the research of turbulence phenomena and mixing processes and for the development and validation of models for the Reynolds-fluxes and -stresses.

For this purpose a facility was designed and built, so that a wide Reynolds-number range could be reached for both flows. The total arrangement of the JCF comprised three major parts: a) a feed pipe system for the crossflow, b) a feed pipe system for the jet-flow and c) the wind tunnel. A frequency-doubled, double pulse Nd:YAG-laser (Quantel TWINS Brilliant) is used as a light source for the employed technique of measurement, simultaneous LIF- and PIV-measurements. The laser beam is expanded into a light-sheet by means of a Galilean-telescope and directed into the probe volume through the optical access (quartz glass windows).

The signals originated in the measuring plane, the scattered light at 532 nm from the aerosol droplets added to both flows, as well as the broadband Stokes-shifted fluorescence from the molecular tracer NO₂ (540 nm - 700 nm) are imaged perpendicular to the propagation direction of the laser beam onto appropriate CCD-cameras. For the PIV-signal an unintensified and for LIF-signal an intensified CCD-camera are used. Both signals are separated from each other by a dichroic plate, which reflects the wavelength of the frequency-doubled Nd:YAG-laser and transmits wavelengths > 540 nm.

Experimental data was obtained for different initial and flow conditions of JCF configuration. The measurements were performed in both, horizontal planes at different heights and the vertical plane at the plane of symmetry with the mentioned 2D LIF / PIV-measurement method. Fields of averaged velocities and concentrations as well as values that represent the fluctuation of the flow were estimated. In addition, standard deviations, turbulence-intensities and length-scales and in particular Reynolds-fluxes and -stresses could be determined. The experimental results were then compared to LES and DNS simulations of the flow carried out by Denev et al. The results show that these quantities, the Reynolds-fluxes and -stresses, reflect the enhanced fluxes of a turbulent flow compared to a laminar one. These quantities are of special concern for mixing-processes. By comparing experimental results and numerical data a good agreement with the simulations of Denev et al. was found, despite the complexity of the structures and the small maximum values of the fluctuations. In addition, the results of the research indicate and confirm, that the characteristic coherent vortex structure of a jet-in-crossflow, the counter-rotating vortex pair (CRVP), leads to both, a significant impact on the magnitude of the complex and fluctuating quantities, as well as on the mixing behavior of both flows. The latter has been confirmed with the introduction of a swirled jet. At this juncture, the CRVP was destroyed and also the resulting mixing quality affected.

For further research it would be advisable to examine the influence of various vortex structures of JCF on the physical quantities mentioned above. In addition, the employment of a high-speed camera would be beneficial to take a higher temporal resolution of the structures.

Kurzfassung

Die Jet-in-Crossflow-Strömungsanordnung ist eine geometrisch einfache Strömungskonfiguration, bei der ein Freistrahlsenkrecht in eine gleichmäßige Querströmung eingedüst wird und beide Strömungen miteinander vermischt werden. Diese Strömungsanordnung findet man häufig in industriellen Anwendungen und in der Natur. Beispiele hierfür sind industrielle Brenner, RQL-Gasturbinen, T-Mischer, Rauchfahnen von Schornsteinen und Vulkanen, Düsenstrahlen von Fluggasturbinen und Raketen. Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die quantitative experimentelle Untersuchung einer Jet-in-Crossflow-Anordnung mit dem Ziel, vollständige statistische Informationen zu gewinnen, insbesondere über die Reynolds-Flüsse und -Spannungen, deren experimentelle Bestimmung für die Erstellung und Validierung numerischer Turbulenzmodelle von großer Bedeutung ist. Mit dem simultanen Einsatz zweier laserdiagnostischer Verfahren, der 2d-LIF (zweidimensionale laserinduzierte Fluoreszenz) sowie der PIV (Particle Image Velocimetry), konnten 2d-Konzentrations- und Geschwindigkeitsfelder gleichzeitig ermittelt und die genannten Größen unmittelbar bestimmt werden.

Dafür wurde eine Anlage so konzipiert und aufgebaut, dass ein möglichst breiter Re-Zahlbereich der beiden Strömungen abgedeckt werden kann. Der gesamte experimentelle Aufbau besteht aus: den Zuleitungssystemen für den Crossflow und für die Jet-Strömung und dem eigentlichen JCF-Strömungskanal. Für die in dieser Arbeit angewendete Messtechnik, zweidimensionale Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) simultan mit Particle Image Velocimetry (PIV), benötigt man als Lichtquelle einen frequenz-verdoppelten Nd:YAG-Laser (Quantel Brilliant), dessen Laserpuls mit Hilfe eines Galilei-Teleskops zu dem für die Versuche verwendeten Laserschnitt aufgeweitet und über den optischen Zugang (Quarzglasfenster) in die Messstrecke geleitet wird.

Die in dieser Schnittebene entstehenden Signale, einerseits das durch die beiden Strömungen beigemischten Öltröpfchen hervorgerufene Streulicht bei 532 nm und andererseits die breitbandige Fluoreszenz (ca. 540 nm - 700 nm) des angeregten molekularen Tracers (NO_2), werden senkrecht zur Orientierung des Laserlichtschnitts auf den entsprechenden Sensor der jeweiligen

CCD-Kamera abgebildet. Wesentlicher Bestandteil der Detektionsoptik ist ein dichroitischer Spiegel, der die spektrale Trennung der bei unterschiedlichen Wellenlängen emittierten Lichtsignale bewirkt. Das von den Tracertröpfchen verursachte Streulicht wird von einer CCD-Kamera erfasst. Eine intensivierete CCD-Kamera dient zur Aufnahme der vom molekularen Tracer erzeugten Fluoreszenz. Gewonnen wurden experimentelle Daten für verschiedene Anfangs- und Strömungsbedingungen einer JCF-Konfiguration. Hierbei wurden Messungen sowohl auf horizontalen Messebenen bei verschiedenen Höhen als auch vertikal an der Symmetrie-Ebene mit dem erwähnten 2d-LIF/PIV-Messverfahren vorgenommen. Ermittelt wurden aus Single-Shot-Experimenten Felder der gemittelten Geschwindigkeiten und Konzentration sowie Größen, die die Fluktuation der Strömung darstellen. Darüber hinaus wurden Varianzen der Konzentration, Turbulenzintensitäten und insbesondere Reynolds-Flüsse und -Spannungen erfasst. Die experimentellen Ergebnisse wurden dann mit LES- und DNS-Simulationen der Strömung von Denev et al. verglichen.

Aus der Arbeit ist zu entnehmen, dass die letztgenannten Größen, die Reynolds-Flüsse und -Spannungen, den turbulenzbedingten erhöhten Stoffaustausch einer turbulenten gegenüber einer laminaren Strömung widerspiegeln und damit in engster Verbindung mit Vermischungsvorgängen stehen. Beim Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und numerischen Daten wurde eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen von Denev et al. gefunden, dies trotz der Komplexität der vorhandenen Strukturen und des geringen Maximalwertes der Fluktuationen. Darüber hinaus deuten die Ergebnisse der Untersuchungen darauf hin, dass das gegensinnig rotierende Wirbelpaar (CRVP) eine charakteristische kohärente Wirbelstruktur einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration ist, die einen signifikanten Einfluss auf die Größenordnung der komplizierten und schwankenden Größen und damit auf das Mischverhalten beider Strömungen hat. Letzteres ist mit der Einführung eines verdrallten Jets bestätigt worden. Dieser führt zu einer Vernichtung des CRVP und damit zu einer Beeinträchtigung der resultierenden Mischgüte.

Für künftige Forschungen wäre es ratsam, den Einfluss der verschiedenen Wirbel-Strukturen eines JCF auf die hier genannten Größen zu untersuchen. Zusätzlich wäre die Anwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera von Vorteil, um eine hohe zeitliche Auflösung der Strukturen zu erfassen.

*„...lo que puede valer una persona está
resumido en la amistad y en su lucha
por la superación propia y ajena. Las dificultades
son muchas, serán más, pero en la medida
que las superemos trascenderemos a un
mañana mejor para todos...“*

Carmen Aida Muñoz de Cárdenas

Vorwort

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Henning Bockhorn und Herrn Prof. Dr. Rainer Suntz für die Ermöglichung der Arbeit, das entgegengebrachte Vertrauen und ihre fachliche und persönliche Unterstützung herzlich danken.

Ebenso möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Matthias Kind für die Übernahme des Korreferates und für das Interesse an dieser Arbeit herzlichst bedanken.

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst gebührt der Dank für die Gelegenheit, mich in Deutschland weiterzubilden. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die großzügige finanzielle Unterstützung im Rahmen des SPP 1141 „Analyse, Modellbildung und Berechnung von Strömungsmischern mit und ohne chemische Reaktionen“ gedankt.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Bodo Ruck für die hilfreiche Beratung beim Entwurf des Jet-in-Crossflows sowie bei Herrn Prof. Dr. Martin Gabi bedanken, in dessen Werkstatt der akademischen Fliegergruppe die Kontraktionsdüse gefertigt wurde.

In all den Jahren durfte ich sowohl am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts (EBI-VBT) als auch am Institut für Technische Chemie und Polymerchemie (ITCP) des Karlsruher Institutes für Technologie (KIT) eine große Unterstützung durch alle Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter erfahren, was mich zu besonderem Dank verpflichtet. Dies gilt insbesondere für Peter Steitel, Helmut Pabel und Meinrad Berg von der Werkstatt des EBI-VBT, Freddy Herbst, Erwin Wachter und Manfred Haug von der zentralen Werkstatt und Herrn Donnerhacke aus der elektrischen Werkstatt des EBI sowie für Walter Pfeffinger aus der EDV-Abteilung des EBI-VBT. Ohne deren maßgebliche Unterstützung sowie ihren außerordentlichen Einsatz und ihre Motivation wäre das Gelingen dieser Arbeit nie möglich gewesen. Ihre unglaubliche Kreativität in der Mitarbeit hinsichtlich Planung, Entwicklung und Konstruktion experimenteller Elemente und optischer Komponenten sowie Rechneralternativen verpflichtet mich zu herzlichstem Dank.

Vorwort

Allen Studenten, die mich in Form von Diplom- bzw. Studienarbeiten oder als Hilfskräfte auf diesem Weg begleitet und unterstützt haben, möchte ich hiermit ebenfalls ganz herzlich danken, insbesondere P. Poppova, N. Trinidad, E. Luccini, A. Slim und J. Sedlmaier.

Besonderer Dank gilt den Kollegen des EBI-VBT und ITCP, mit denen sich während der Arbeitszeit aber auch in der Freizeit interessante fachliche aber auch nicht-fachliche Diskussionen ergaben. Insbesondere möchte ich hier meinen Projektkollegen Dr. Jordan Denev und die Kollegen Dr.-Ing. F. Galeazzo, Dr.-Ing. S. Koger, Dipl.-Ing. O. Schmidt, Dr.-Ing. M. Hettel, Dr.-Ing. P. Habisreuther, Dr.-Ing. M. Weiß, Dr. T. Häber, Dr. N. Anikin und Dr.-Ing. P. Kasabov erwähnen.

Herrn Prof. Dr-Ing. C. Heidemann und Frau Dipl.-Ing. U. Heinzmann danke ich ganz herzlich für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Weiterhin möchte ich den Sekretärinnen Frau Reinhardt und Frau Zbornik (EBI-VBT) und Frau Huck (ITCP) danken.

In den letzten Jahren gab es neben zahlreichen motivierenden Erlebnissen selbstverständlich auch Rückschläge und Tiefpunkte. Deswegen gebührt mein herzlichster Dank ganz ausdrücklich auch allen Freundinnen und Freunden sowie meiner Familie in Venezuela und in Bolivien. Ohne deren großartiger moralischer Unterstützung und fortwährendem Zuspruch wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Der größte Dank gebührt schließlich meiner Frau Ana Rosa, die mir in der Zeit der Promotion zur Seite gestanden hat.

Sollte ich Personen unerwähnt gelassen haben, so habe ich sie sicher nur hier auf dem Papier vergessen und nicht in meinen Erinnerungen an ihren Beitrag zu dieser Arbeit.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	xii
Symbolverzeichnis	xv
1 Einleitung und Zielsetzung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Strömungsmechanische Grundlagen	5
2.1.1 Strömungsmechanische Grundgleichungen	5
2.1.2 Reynolds-Spannungen und -Flüsse	14
2.1.3 Schließungsprobleme bei den Erhaltungsgleichungen	15
2.1.4 Turbulenzmodellierung und Strömungssimulation	17
2.1.5 JCF Simulationen des parallel laufenden numerischen Projektes	20
2.1.6 Drallbehaftete Strömungen	21
2.2 Turbulenz und Vermischung	22
2.2.1 Turbulente Vermischung	24
2.2.2 Definitionen der Mischgüte	26
2.2.3 Strömungsmischer – Konfigurationen	28
2.3 Konfiguration des Jet-in-Crossflows	30
2.3.1 Charakteristische Kennzahlen	30
2.3.2 Wirbelstrukturen im Jet-in-Crossflow	33
3 Experimenteller Aufbau	37
3.1 Aufbau des Versuchsstands	37
3.1.1 Strömungskanal	37

3.1.2	Zuleitungssysteme	46
3.1.3	Dralldüse	48
3.2	Messverfahren	49
3.2.1	Laser-Doppler-Anemometrie	50
3.2.2	Particle Image Velocimetrie	53
3.2.3	Generierung der Tracer-Partikel für LDA und PIV	60
3.2.4	Laserinduzierte Fluoreszenz zur Konzentrationsbestimmung des NO ₂ - Tracers	62
3.2.5	Simultane 2d-LIF-PIV-Messungen	71
3.3	Geometrische Daten und Koordinaten-Konvention	77
4	Ergebnisse und Diskussion	79
4.1	Voruntersuchungen	79
4.1.1	Bestimmung des Stichprobenumfanges	79
4.1.2	Fehleranalyse	80
4.1.2.1	Einstellung der Messkoordinaten	80
4.1.2.2	Einstellung der Massenströme	81
4.1.2.3	Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten mittels PIV	81
4.1.2.4	Bestimmung der Konzentration mittels LIF	82
4.1.3	Homogenität der Hauptströmung im Kanal	83
4.2	Festlegung der Betriebsbedingungen im Kanal	84
4.3	Untersuchungen	90
4.3.1	Horizontale Messebene	90
4.3.1.1	Konzentrations- und Geschwindigkeitsmessungen	90
4.3.1.2	Ermittlung der Reynolds-Flüsse bzw. -Spannungen	93
4.3.2	Symmetrieebene als vertikale Messebene einer JCF-Konfiguration . . .	106
4.3.2.1	Jet-Trajektorie	106
4.3.2.2	Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Jet- Trajektorie	114
4.3.2.3	Turbulenzgrößen	117
4.3.3	Einfluss der Anfangsbedingungen auf eine JCF-Konfiguration	122
4.3.3.1	Einfluss der Verdrallung des Jets auf die Vermischung in ei- ner JCF-Konfiguration	122

4.3.3.2	Einfluss des Turbulenz-Niveaus der eintretenden Strömungen auf die Vermischung in einer JCF-Konfiguration	127
5	Zusammenfassung und Ausblick	135
	Literaturverzeichnis	139

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von turbulenten Normalspannungen ($\rho\langle v'_i v'_i \rangle$) und turbulenten Tangentialspannungen ($\rho\langle v'_i v'_j \rangle$).	8
2.2	Schematische Darstellung der spektralen Energiedichte $e(\lambda_w)$ der turbulenten kinetischen Energie in Abhängigkeit von der Wellenzahl λ_w in einem doppelt-logarithmischen Koordinatensystem und Arbeitsbereich der Simulationsmethode.	12
2.3	Exemplarische Darstellung verschiedener Mischfelder mit ihren jeweiligen <i>SMD</i> -Indizes. (a) Unvermisches Feld, <i>SMD</i> = 998%. (b) Ideal vermisches Feld, <i>SMD</i> = 0. (c) und (d) teilvermischte Felder mit gleichen <i>SMD</i> -Indizes aber mit unterschiedlichen Mischeigenschaften. Die Skalierung zeigt den Anteil des weißen Stoffes in der Vermischung. „1“ bedeutet 100% weiße Stoffe und „0“ 100% schwarze Stoffe.	28
2.4	Varianten der Strahleinmischung.	29
2.5	Wirbelstruktur einer JCF-Konfiguration.	33
2.6	Streulicht-Visualisierung einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration mit $Re_\infty = 3.000$ und $r = 3$. Veranschaulichung des Wirbelsystems.	34
3.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.	38
3.2	Gesamtübersicht des Strömungskanals.	39
3.3	Schematische Darstellung und Realbild des Diffusors, $a = 150$ mm, $b = 200$ mm, $c = 355$ mm, $d = 1.000$ mm, $e = 540$ mm, $f = 70$ mm, $\alpha = 17^\circ$	40
3.4	Schematische Darstellung und Realbild der Beruhigungsstrecke, $a = 540$ mm, $b = 1.080$ mm, $c = 520$ mm, $d = 620$ mm, $e = \text{ca. } 700$ mm, $f = \text{ca. } 820$ mm.	41
3.5	Schematische Darstellung und Realbild des Gleichrichters, $a = 16$ mm, $b = 5$ mm, $c = 7$ mm, Zellentiefe = 100 mm.	42
3.6	Schematische Darstellung und Realbild der Düse, $a = 108$ mm, $b = 540$ mm, $c = 470$ mm, Kontraktionsverhältnis $K = \frac{b}{a} = 5$	43

Abbildungsverzeichnis

3.7	Schematische Darstellung und Realbild der Messstrecke, $a = 500$ mm, $b = 108$ mm, $c = 260$ mm, $d = 160$ mm, $e = 100$ mm, $f = 72$ mm, $g = 110$ mm, $h = 40$ mm.	45
3.8	Schematische Darstellung und Realbild der Venturirohre.	46
3.9	Schematische Darstellung und Realbild der Anordnung der Durchflussregler. .	47
3.10	(a) Schematische Darstellung der Dralldüse mit den drei Hauptkomponenten: (1) Abdeckung, (2) Drallkörper und (3) Strömungsgleichrichter. (b) Ansicht des Drallkörpers von oben, $S = 0,2$; $e = 0,8$ mm (Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn).	49
3.11	Funktionsprinzip der Laser-Doppler-Anemometrie – LDA –.	51
3.12	Experimenteller Aufbau der Laser-Doppler-Anemometrie – LDA –.	52
3.13	Experimenteller Aufbau des 2d-PIV-Systems.	54
3.14	Schema der Abbildung einer partikelbeladenen Strömung auf den CCD-Chip. x und y Koordinaten des Objektbereiches [mm]. i und j bzw. m und n Pixel-Koordinaten des Bildbereiches bzw. des Auswertefensters in x - und y -Richtung. k und l Auswertefenster-Koordinaten des Bildbereiches in x - und y -Richtung. .	55
3.15	Exemplarische Darstellung des (k -ten, l -ten)-Auswertefensters der Größe 4×4 Pixel.	56
3.16	Ablaufschema der Kreuzkorrelationsauswertung.	58
3.17	Auswertungsschritte einer PIV-Messung.	60
3.18	Schematischer Aufbau und Funktionsprinzip des PALAS-Aerosolgenerators. .	62
3.19	Erweitertes 2-Niveau-Modell eines Absorptionsprozesses. A_{21} stellt die spontane Emission dar.	64
3.20	Aufbau des LIF-Systems.	68
3.21	LIF-Aufnahme und Kalibrierungskurven für zwei verschiedene Pixel-Positionen der ungemischten Jet-Strömung – Datenpunkte jeweils aus 200 LIF-Aufnahmen gemittelt, Rechteck: (150,180) Pixel und Dreieck: (130,260) Pixel.	69
3.22	Aufnahme einer örtlich homogenen und zeitlich konstanten Lichtquelle, in der die in Abbildung 3.21 ausgewählten Pixel angedeutet werden.	70
3.23	Aufbau des experimentellen Setup des simultanen 2D-LIF-PIV-Messsystems. .	72
3.24	Fluoreszenzmissionsspektrum von NO_2 (rote Linie), Quanteneffizienz der ICCD-Kamera des LIF-Systems (schwarze Linie) und Transmissionskurven der involvierten optischen Elemente: Dichroitischer Spiegel (blaue Linie) und Langpassfilter (grüne Linie), Absorptionsspektrum von NO_2 (hellblaue Linie) und frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (hellgrüne Linie).	73

3.25	Zeitlicher Ablauf der synchronisierten Zyklen des 2D-LIF-PIV-Systems.	74
3.26	Exemplarische Aufnahmen beider Kameras eines im Messgebiet positionierten optischen Targets. Links: Bild der LIF-Kamera aus WinSpec; rechts: Bild der PIV-Kamera aus Flowmanager.	75
3.27	Bild der Traversiereinheit, zuständig für die Positionierung und Versetzung der optischen Komponenten des 2D-LIF-PIV-Messsystems.	76
3.28	Positionierung des verwendeten Koordinatensystems (x,y,z) im Kanal.	77
4.1	Exemplarische Geschwindigkeitsprofile in x - und y -Richtung zusammen mit der entsprechenden Turbulenzintensität Tu_x bei $x/D_j = -2$ und $z/D_j = 3$. Links: $Re_\infty = 1.800, r = 3$; rechts: $Re_\infty = 8.240, r = 3$	84
4.2	Darstellung der Krümmung der Jet-Strömung im Kanal für $r = 3,5$	86
4.3	Übersicht über die Wirkung verschiedener Einströmbedingungen der Strömungen. a) Experimentell ermittelte (Symbole) und berechnete (Linien) axiale Geschwindigkeitsprofile des Crossflows für $Re_\infty = 3.000, 4.120$ und 8.240 bei $y = 0$ und $x = -16$ mm. b) Axiale Geschwindigkeitsprofile des Crossflows mit $Re_\infty = 3.000$ bei $y = 0$ in Abhängigkeit von z und bei $z = 2; 8; 12$ und 54 mm in Abhängigkeit von y . c) Profile der normierten axialen Geschwindigkeit des Jets $\langle v_z \rangle / U_{\max,j}$ in den $x = 0$ (\diamond -Symbole) und $y = 0$ (+-Symbole) Ebenen zusammen mit dem theoretischen Profil $\langle v_{z,theo} \rangle / U_{\max,j}$ (gestrichelte Linie) und der entsprechenden Turbulenzintensität der Jet-Strömung in z -Richtung (Δ -Symbole). Die hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse stammen aus der Edelstahl-Messstrecke.	89
4.4	Zweidimensionale Felder der experimentell ermittelten (linke Spalte) und von Denev et al. LES-berechneten (rechte Spalte) normierten gemittelten Geschwindigkeit der Hauptströmung in x -Richtung $\langle v_x \rangle / U_{\max}$, der Turbulenzintensität in x -Richtung Tu_x und der normierten gemittelten Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ (nur in Abbildung 4.4 a)) für den JCF-Fall <i>E1</i> . Abbildung 4.4 a) bei $z/D_j = 1,5$ und Abbildung 4.4 b) bei $z/D_j = 5,5$. U_{\max} ist die maximale axiale Geschwindigkeit der Hauptströmung.	92
4.5	Streulicht-Visualisierung des JCF-Falls <i>E1</i> und die Positionierung der verschiedenen Messebenen.	93

4.6	Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der dimensionslosen Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (unten) bei: $z/D_j = 4,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 5,5$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 6,5$ (rechte Spalte). In dem mit (*) gekennzeichneten Diagramm sind die Beträge mit 2 multipliziert. Die Strömungsbedingungen entsprechen dem Fall <i>E1</i>	95
4.7	Zweidimensionale Felder der dimensionslosen Reynolds-Spannungen $\langle v'_y v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (oben), $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (Mitte) und $\langle v'_x v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (unten) bei: $z/D_j = 4,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 5,5$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 6,5$ (rechte Spalte). In dem mit (*) gekennzeichneten Diagramm sind die Beträge mit 2 multipliziert. Die Strömungsbedingungen entsprechen dem Fall <i>E1</i>	96
4.8	Vergleich der experimentellen Ergebnisse für $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ bei $z/D_j = 4,5$ (vergleiche Abbildung 4.6) mit der entsprechenden LES-Simulation von Denev et al.	99
4.9	Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der entdimensionierten Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall <i>E2</i>	101
4.10	Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der entdimensionierten Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall <i>E3</i>	102
4.11	Zweidimensionale Felder der dimensionsbehafteten Reynolds-Flüsse in [m/s] $\langle v'_y c' \rangle$ (oben) und $\langle v'_x c' \rangle$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall <i>E2</i>	103
4.12	Zweidimensionale Felder der dimensionsbehafteten Reynolds-Flüsse in [m/s] $\langle v'_y c' \rangle$ (oben) und $\langle v'_x c' \rangle$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall <i>E3</i>	104
4.13	Experimentell ermittelte dimensionsbehaftete axiale (linke Spalte) und laterale (mittlere Spalte) Reynolds-Flüsse und exemplarische momentane LIF-Aufnahmen (rechte Spalte) bei einer Höhe von $z/D_j = 2,5$ für beide JCF-Fälle <i>E2</i> (oben) und <i>E3</i> (unten).	106

4.14	Darstellung der Stromlinien- (gestrichelte Linie), Geschwindigkeitsmaxima- (Kreise) und Konzentrationsmaxima-Trajektorien (Dreiecke) für die untersuchten Fälle <i>E1</i> – Diagramm (<i>a</i>), <i>E2</i> – Diagramm (<i>b</i>) und <i>E3</i> – Diagramm (<i>c</i>).	107
4.15	Profile der vertikalen Geschwindigkeit $\langle v_z \rangle / U_{\text{Max}}$ bei $z/D_j = 2,5$. (<i>a</i>) Entsprechende Profile für $Re_\infty = 4.120$: JCF-Fälle <i>E2</i> , <i>E4</i> und DNS2. (<i>b</i>) Entsprechende Profile für $Re_\infty = 8.240$: JCF-Fälle <i>E3</i> , <i>E5</i> und DNS3.	109
4.16	Dimensionslose Einström-Geschwindigkeitsprofile des Crossflows für die untersuchten Fälle <i>E2</i> , <i>E3</i> , <i>E4</i> und <i>E5</i> und die von Denev et al. vorgenommenen DNS-Simulationen bei $y/D_j = 0$ und $x/D_j = -2$ für die Edelstahl- und $x/D_j = 2$ für die Aluminium-Messstrecke.	111
4.17	Stromlinien-Trajektorien der (<i>a</i>) von Denev et al. durchgeführten DNS-Simulationen DNS2 und DNS3, (<i>b</i>) untersuchten Fälle <i>E2</i> und <i>E3</i> und (<i>c</i>) <i>E4</i> und <i>E5</i> . Vertikale und horizontale gestrichelte Linien dienen als Referenz für die Beurteilung der Penetration des Jets.	112
4.18	Stromlinien-Trajektorie für die Fälle <i>E1</i> – <i>E5</i> im Vergleich zu den numerischen Ergebnissen von Denev et al. LES1, DNS2 und DNS3 in $D_j \cdot r$ -entdimensionierten Koordinaten.	114
4.19	Schematische Darstellung der fokussierten Fläche der PIV-Kamera bei der Untersuchung der Wirkung der Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Jet-Trajektorie in einer JCF-Konfiguration.	115
4.20	Linienvergleich der entdimensionierten mittleren Geschwindigkeit in x -Richtung im Mischgebiet bei $x/D_j = 8$ für $Re_\infty = 4.120$ (links) bzw. 8.240 (rechts) und für $r = 3,86; 3,69; 3,51; 3,33$ und 3,16.	116
4.21	Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Trajektorie des Jets. Numerische Ergebnisse von Denev et al.	116
4.22	Zweidimensionale Felder der entdimensionierten Turbulenz-Größen in der Symmetrieebene $y = 0$ des Turbulenz-Falles <i>E4</i> . Gestrichelte Linien in den verschiedenen Feldern markieren die Transitionsstelle zwischen laminarer und turbulenter Strömung.	118

4.23	Visualisierung der Kontur des Gebietes mit negativen (blau) und positiven (rot) $v'_x c'$ - bzw. $v'_x v'_z$ -Korrelationen auf einer exemplarischen momentanen Fluoreszenz-Aufnahme (Graustufen) des JCF-Falles <i>E4</i> . Die Vektoren stellen die momentanen Geschwindigkeitsschwankungen mit den Komponenten v'_x und v'_z dar.	121
4.24	Stromlinientrajektorien der in Tabelle 4.5 zusammengestellten JCF-Konfigurationen.	124
4.25	Mittlere normierte Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ für die drallfreie Konfiguration <i>E1</i> (linke Spalte) und die drallbehaftete Konfiguration <i>D5</i> (rechte Spalte) bei $z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ (12 mm, oben) und 3 (24 mm, unten). $D_j^{\text{Ref}} = 8$ mm entspricht dem Jetdurchmesser des Referenzfalls <i>E1</i>	125
4.26	Räumlicher Mischungsindex – <i>SMD</i> – auf den horizontalen Messebenen $z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ und 3 für JCF-Konfigurationen <i>E1</i> und <i>D5</i> (aus der Tabelle 4.5).	126
4.27	Momentane zweidimensionale NO_2 -LIF Aufnahmen (linke Spalte) und Darstellungen der Verteilung einer skalaren Größe aus den DNS-Simulationen von Denev et al. (rechte Spalte) in der Symmetrieebene ($y/D_j = 0$) für die JCF-Fälle <i>E2</i> (oben) und <i>E3</i> (unten). Die gestrichelten Linien stellen die horizontalen Messebenen bei $z/D_j = 2,5; 4,0$ und $5,5$ dar.	128
4.28	Gemittelte zweidimensionale NO_2 -LIF Aufnahmen (linke Spalte) und Darstellungen der Verteilung der mittleren Konzentration aus den DNS-Simulationen von Denev et al. (rechte Spalte) in der Symmetrieebene ($y/D_j = 0$) für die Turbulenz-Fälle $Re_\infty = 4.120$ (oben) und 8.240 (unten).	130
4.29	Experimentelle (die beiden oberen Reihen) und numerische (die beiden unteren Reihen) Ergebnisse der Turbulenzintensität in x-Richtung Tu_x [%] und der normierten, zeitlich gemittelten Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ beider untersuchter Turbulenz-Niveaus, $Re_\infty = 4.120$ (obere Hälfte des jeweiligen zweidimensionalen Feldes) und $Re_\infty = 8.240$ (untere Hälfte des jeweiligen zweidimensionalen Feldes) bei $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $4,0$ (mittlere Spalte) und $5,5$ (rechte Spalte).	132
4.30	Räumlicher Mischungsindex – <i>SMD</i> – für die drei in Abbildung 4.27 dargestellten Messebenen für beide Turbulenz-Fälle $Re_\infty = 4.120$ und 8.240 (<i>Exp</i> : Experimente, <i>Num</i> : DNS-Simulationen von Denev et al.).	133

Tabellenverzeichnis

2.1	Anwendungsgebiete der Querstrahleinmischung.	30
4.1	Strömungsbedingungen der untersuchten JCF-Konfigurationen.	85
4.2	Strömungsbedingungen in der Edelstahl-Messstrecke bei den Experimenten und Berechnungen.	87
4.3	Eindringung des Jets in den Crossflow für $x/D_j = 8$	112
4.4	Position der Axialgeschwindigkeits-Maximalwerte der in Abbildung 4.18 dar- gestellten Profile bei $x/D_j = 8$ und $y = 0$	117
4.5	Untersuchte drallbehaftete JCF-Konfigurationen.	123

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A_a	m^2	Austrittsfläche des Drallerzeugers
A_e	m^2	Eintrittsfläche des Drallerzeugers
A_k	m^2	Querschnittsfläche der Tangentialkanäle des Drallerzeugers
B	pixel	Seitelänge des Bildes in Bildpixel (PIV)
B_{12}, B_{21}, A_{21}	$\text{m}^2/(\text{J} \cdot \text{s})$	Einsteinkoeffizienten
B_{21}	$\text{m}^2/(\text{J} \cdot \text{s})$	Stossumverteilung
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
C	mol/m^3	Konzentration
$\langle c'v'_i \rangle$	–	Reynolds-Flüsse
\dot{D}	N/m	Drehimpulsstrom
D	$\text{kg m}^2/\text{s}$	Drehimpuls
d_f	m	Abstand der Interferenzstreifen (LDA)
D_j	m	Durchmesser des Jets
D_M	m^2/s	molekularer Diffusionskoeffizient
D_n	–	Diffusionskoeffizient
d_s	m	wahrscheinlichster Partikelversatz (PIV)
\dot{D}_{theo}	$\text{kg m}^3/\text{s}$	theoretischer Drehimpulsstrom
d_t	s	Zeit zwischen den Laserpulsen (PIV)
D_∞	m	hydraulischer Durchmesser
ϵ	m^2/s^3	Dissipationsrate der Energie
e	m	Exzentrizität der Tangentialkanäle des Drallerzeugers

Symbolverzeichnis

Zeichen	Einheit	Bedeutung
E	J	Photonenenergie
f_s	1/s	Schiffrequenz (LDA)
g_j	m/s ²	Erdbeschleunigung
h	J.s	Planck'sches Wirkungsquantum
\dot{I}	kg.m/s ²	Axialimpulsstrom
I	kg.m/s	Axialimpuls
I_ν	kg/s ³	spektrale Intensität
\dot{I}_{theo}	kg.m/s ²	theoretischer Axialimpulsstrom
J	–	Impulsstromdichteverhältnis
$J_{K,j}$	mol/(m ² s)	makroskopischer Stoffstrom in j-Richtung
$J_{M,j}$	mol/(m ² s)	molekularer Stoffstrom in j-Richtung
$J_{T,j}$	mol/(m ² s)	konvektiver turbulenter Transport in j-Richtung
$J_{Total,j}$	mol/(m ² s)	totaler Stoffstrom in j-Richtung
k	m ² /s ²	turbulente kinetische Energie
l	m	Wirbelgröße
l_c	m	charakteristisches Längenmaß
L_k	m	Kolmogorov-Länge
L_Λ	m	Integrales Längenmaß
\dot{M}	kg/s	Massenstrom
\dot{m}_j	kg/s	Massenstrom des eintretenden Jets
\dot{m}_∞	kg/s	Massenstrom des eintretenden Crossflows
N	–	Gitterpunktzahl: notwendige Anzahl Knoten des Rechengitters
n	–	erforderliche Anzahl von Messungen an einer Stelle
O	m	Seitenlänge aus dem Objektbereich (PIV)
p	kg/(m s ²)	Druck
P	–	Prädissoziation
R	–	Impulsverhältnis
r	–	Geschwindigkeitsverhältnis
Re	–	Reynolds-Zahl
Re_j	–	Reynolds-Zahl des Jets
Re_{JCF}	–	kombinierte Reynolds-Zahl
Re_{krit}	–	kritische Reynolds-Zahl
Re_t	–	turbulente Reynolds-Zahl
Re_∞	–	Reynolds-Zahl des Crossflow

Zeichen	Einheit	Bedeutung
S	–	Drallzahl
S_{ABB}	mm/Pixel	Abbildungsmaßstab (PIV)
S_{theo}	–	theoretische Drallzahl
\dot{s}_ϕ	–	Quell- bzw. Umwandlungsterm der extensiven Größe
Tu	–	Turbulenzintensität
Tu_i	–	Turbulenzintensität in i-Richtung
U_{Max}	m/s	maximale Geschwindigkeit des Crossflows
$U_{max,j}$	m/s	maximale Geschwindigkeit des Jets
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
v'_i	m/s	Schwankungsgröße des Geschwindigkeitsvektors
$\langle v'_i v'_k \rangle$	m/s	Reynolds-Spannungen
\vec{v}_i, \vec{v}_j	m/s	i -ter, j -ter Geschwindigkeitsvektor
$\langle v'_j c' \rangle$	m/s	Reynolds-Flüsse in j -Richtung
v_J	m/s	Bulk-Geschwindigkeit des Jets
$v_{z,theo}$	m/s	theoretische Geschwindigkeit des Jets in einer Rohrleitung
v_∞	m/s	Bulk-Geschwindigkeit des Crossflows
x, y, z	m	kartesische Koordinaten
x_i, y_i, z_i	–	i -te Position
Z	m	Koordinate der Ausbreitungsrichtung des Jets in der Höhe

Griechische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
ϕ	1/kg	massenbezogene (intensive) Größe
Φ	–	physikalische extensive Größe
λ	m	Wellenlänge des Lichtes
λ_w	1/m	Wellenzahl
μ	kg/(m.s)	dynamische Zähigkeit des Fluids
ν	1/s	Lichtfrequenz
ν_T	m ² /s	Wirbelviskosität
θ	°	Schnittwinkel der Laserstrahlen (LDA)
ρ	kg/m ³	Dichte

Symbolverzeichnis

Zeichen	Einheit	Bedeutung
$\tau_{i,j}$	kg/(s ² .m)	viskoser Spannungstensor
ψ_j	°	Winkel zwischen Crossflow und Jet

Abkürzungen

Zeichen	Bedeutung
CCD	Englisch: <i>intensified charge-coupled device</i>
CRVP	Englisch: <i>counter-rotating vortex pair</i>
CV	Englisch: <i>control volumen</i>
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DNS	Englisch: <i>direct numerical simulation</i>
GDH	Gradient-Diffusions-Hypothese
HSV	Englisch: <i>horseshoe vortex</i>
IA	Englisch: <i>interrogation area</i>
ICCD	Englisch: <i>intensified charge-coupled device</i>
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Englisch: <i>large-eddy simulation</i>
LGV	lokale Gitterverfeinerung
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
MR	Massenstromverhältnis
PIV	Englisch: <i>particle image velocimetry</i>
RANS	Englisch: <i>Reynolds-averaged Navier Stokes</i>
RLV	Englisch: <i>ring-like vortices</i>
RMS	Englisch: <i>root mean square</i>
RSM	Reynolds-Spannungs-Modelle
SGS	Englisch: <i>subgrid-scale</i>
SMD	Englisch: <i>spatial mixing deficiency</i>
SNR	Englisch: <i>signal-to-noise ratio</i>
TMD	Englisch: <i>temporal mixing deficiency</i>
UV	Englisch: <i>upright vortices</i>
WV	Englisch: <i>wake vortices</i>

1 Einleitung und Zielsetzung

Mischungsprozesse spielen in vielen Bereichen der Verfahrenstechnik sowie der Verbrennungstechnik im Hinblick auf Stoffumsatz, Schadstoffemission und Wirkungsgrad eine entscheidende Rolle. Bei vielen Mischungsprozessen ist die Jet-in-Crossflow-Konfiguration (JCF) von großer Bedeutung. Diese basiert auf der Eindüsung eines Strahles (Jet) in eine Hauptströmung, die senkrecht zur Axialrichtung des Jets verläuft und daher auch als Querströmung (Crossflow) bezeichnet wird. Bemerkenswert an diesem Vorgang ist, dass die Energieübertragung zwischen dem Strahl und der Querströmung ohne Zuhilfenahme von mechanischen Hilfsmitteln und mit relativ geringen Strömungsverlusten zustande kommt. Dieser Vorgang ist also ein reiner Strömungsvorgang, der eine hohe Mischungseffizienz anbietet.

Der hierbei auftretende Mischungseffekt beider Strömungen tritt in einer Vielzahl unterschiedlichster Anwendungen in Industrie, in Luft/Raumfahrt und in der Natur auf. Als Beispiele seien hier Industriebrenner, RQL-Gasturbinen¹, Rohr-T-Mischer, Schornsteine, Fackelrohre, Senkrechtstarter und Raketen sowie Vulkane genannt. Das fundamentale Verständnis des Vermischungsvorgangs ist daher von großer theoretischer und praktischer Relevanz und Gegenstand jahrzehntelanger Untersuchungen [1]. Es hat sich bei diesen Untersuchungen gezeigt, dass der wesentliche Parameter für das Eindringverhalten des Jets in die Hauptströmung das Impulsdichteverhältnis R ist, bzw. für gleiche Dichte beider Strömungen das Geschwindigkeitsverhältnis r zwischen dem eintretenden Strahl und der Hauptströmung, wobei $R = \rho \cdot v_j^2 / (\rho \cdot v_\infty^2)$ und $r = R^{0,5} = v_j / v_\infty$ ist [2–5]. ρ ist dabei die Dichte und v die Geschwindigkeit des Jets (Index j) und des Hauptstroms (Index ∞). Diese und weitere bedeutsame Kennzahlen dieser Konfiguration werden im Abschnitt 2.3.1 ausführlich diskutiert.

Die Wechselwirkung zwischen dem Jet und der Hauptströmung führt zu charakteristischen kohärenten Strukturen: Ringförmige Wirbel, Hufeisenwirbel, Nachlaufwirbel, vertikal gerichtete Wirbel und das gegensinnig rotierende Wirbelpaar, das sich mit wachsendem Abstand vom Jetaustritt bildet und eine für Transportphänomene und für Vermischung maßgebliche Struktur

¹ Turbinen getrieben mit einer gestuften Fett-Mager-Verbrennung (RQL: *Rich-Quench-Lean*).

1 Einleitung und Zielsetzung

einer JCF-Konfiguration darstellt. Das gegensinnig rotierende Wirbelpaar dominiert letztendlich das Strömungsfeld des Jets [6, 7] und ist auch noch stromab zu finden [2, 8]. Im Abschnitt 2.3.2 werden alle diese Strukturen näher beschrieben.

Die maßgeblichen Mechanismen für die Entstehung dieser Strukturen sind sehr komplex und noch nicht abschließend geklärt. Diese werden durch verschiedene Parameter beeinflusst. Aus diesem Grund standen die JCF-Strömungsanordnungen in der Literatur zunächst im Hinblick auf das Verständnis dieser Wirbelstrukturen und deren Entstehungsmechanismen im Vordergrund der Untersuchungen und weniger das Mischungsverhalten, wengleich dieses in hohem Maße davon beeinflusst wird und demzufolge in engem Zusammenhang damit steht. Diese Forschungen haben in den Anfängen des 20. Jahrhunderts mit Untersuchungen zu Rauchfahnen von Schornsteinen begonnen [9–11]. Trotzdem ist das Gerüst der Arbeiten, die sich mit der Vermischung in einer JCF-Konfiguration beschäftigen, vergleichsweise schmal [12]. Folglich sind die Entstehungsmechanismen der Wirbelstrukturen bei weitem noch nicht restlos geklärt bzw. verstanden und werden in der Literatur weiterhin kontrovers diskutiert [3, 5, 6, 13–17].

Es ist daher im Hinblick auf das Verständnis der Entstehungsmechanismen genannter Wirbelstrukturen sowie der Vermischungsvorgänge von fundamentaler Bedeutung, Modelle zu erstellen und zu validieren, die diese Strömungskonfiguration und den damit verbundenen Vermischungsvorgang zwischen beiden Strömungen beschreiben. Dieses Unterfangen ist jedoch nur realisierbar, wenn belastbare experimentelle Daten über die aktuellen – am besten simultan bestimmten – Strömungsgeschwindigkeiten und Konzentrationsverteilungen der sich vermischenden Fluide zur Verfügung stehen.

Die meisten der bisher in der Literatur beschriebenen experimentellen Arbeiten beschränkten sich auf die Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes und beruhen zudem auf Punktmessungen, die mittels einer oder mehrerer Hitzdrahtsonden gewonnen wurden [13, 14, 17, 18]. Diese Untersuchungen wurden häufig von Strömungsvisualisierungen zur Erfassung der globalen Struktur des Strömungsphänomens unterstützt [14, 15]. Die punktweise Untersuchung des Strömungsfeldes mit Hilfe von Hitzdrahtsonden impliziert aber nicht nur den Nachteil, dass das Strömungsfeld durch das Einbringen mechanischer Sonden beeinflusst werden könnte, sondern ist auch, wie im folgenden noch ausgeführt werden wird, mit einem erheblichen Verlust an statistischen Informationen verbunden. Konzentrationsmessungen standen darüber hinaus in der Vergangenheit weniger im Vordergrund, da man - wie bereits erwähnt - mehr an den Entstehungsmechanismen der Wirbelstrukturen im JFC interessiert war als an den damit einhergehenden Vermischungsvorgängen.

Heutzutage werden Messungen von Geschwindigkeit und Konzentration vorzugsweise mit laserdiagnostischen Verfahren durchgeführt, da diese nicht-intrusiv (berührungslos) sind und eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung bieten. Seit Mitte der 80er Jahre steht mit der PIV (*Particle Image Velocimetry*) ein berührungsloses laserdiagnostisches Verfahren zur Bestimmung zweidimensionaler Geschwindigkeitsfelder zur Verfügung, das die Klärung der Wirbelstrukturen in einer JCF-Konfiguration wesentlich vorangetrieben hat. Es ergab sich damit die Möglichkeit, die Wirbelstrukturen, die mit Hilfe von Visualisierungstechniken sichtbar gemacht werden konnten, im Hinblick auf ihre Geschwindigkeitsverteilung zu quantifizieren [18]. Durch Verwendung der PLIF (planare laserinduzierte Fluoreszenz, 2d-LIF) ist es ergänzend möglich, berührungslos skalare Konzentrationsfelder zu ermitteln [18, 19].

Wählt man die Strategie, dass man beiden Strömungen Partikel bzw. Öltröpfchen beimischt, so kann man mit Hilfe der PIV Informationen über das Strömungsfeld erhalten. Mischt man darüber hinaus der Jetströmung einen geeigneten Tracer bei, dessen Konzentration simultan durch 2d-LIF bestimmt werden kann, so kann man prinzipiell multidimensionale Mehr-Punkt PDFs (*Probability Density Functions*) der Form $P([C_{Tracer}]; \vec{v}; (\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_n))$ bestimmen, wobei $[C_{Tracer}]$ die Tracerkonzentration und \vec{v} das vektorielle Geschwindigkeitsfeld, jeweils ortsauflöst, also in Abhängigkeit vom zweidimensionalen Messfeld $(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_n)$ mit $\vec{x}_i = (x_i, y_i)$, darstellen. Diese PDFs enthalten die vollständige statistische Information genannter Größen, aus denen sich dann unterschiedliche Momente der Verteilung, wie beispielsweise Mittelwerte und Standardabweichungen für Konzentration und Geschwindigkeiten, sowie Turbulenzintensitäten aber auch Längenmaße und insbesondere Reynolds-Flüsse $\langle v'_i c' \rangle$ und Reynolds-Spannungen $\langle v'_i v'_j \rangle$ ermitteln lassen. Die letztgenannten zwei Größen haben eine fundamentale Bedeutung, da sie den turbulenzbedingten erhöhten Stoffaustausch einer turbulenten im Vergleich zu einer laminaren Strömung widerspiegeln und damit in engster Verbindung mit Vermischungsvorgängen stehen.

Darüber hinaus treten diese Größen bei der Anwendung von statistischen Turbulenzmodellen für *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*-Verfahren (RANS) oder *Subgrid*-Modellen für *large-eddy simulation* (LES) auf, was die sogenannten Schließungsprobleme der Strömungsmechanik (vergleiche Abschnitt 2.1.3) verursacht. Aus diesem Grund müssen diese Terme modelliert und für die Erstellung und Validierung numerischer Turbulenzmodelle experimentell bestimmt werden. Die Anwendung von RANS und LES spielt in einer JCF-Konfiguration eine wichtige Rolle, da die rein mathematische Simulierung DNS (*direct numerical simulation*) dieser Konfiguration durch die komplexe Geometrie und die erforderliche extrem hohe Rechenzeit behindert wird.

1 Einleitung und Zielsetzung

Abschnitt 2.1.4 gibt einen kurzen Überblick der genannten numerischen Methoden. Simultane PIV- und PLIF- Messungen unter reagierenden und nichtreagierenden Bedingungen wurden u.a. von Clemens et al., Hasselbrink et al., Carter et al. und Mungal et al. durchgeführt [12, 20–23]. Unter nichtreagierenden Bedingungen wurde in diesen Untersuchungen Aceton als fluoreszierender Tracer verwendet, der entweder mit einem XeCl-Excimer-Laser bei 308 nm oder mit einem frequenzvervierten Nd:YAG-Laser bei 266 nm angeregt und dessen Fluoreszenz Stokesverschoben detektiert wurde. Der Vorteil dieses Tracers ist, dass er im Gegensatz zu dem in dieser Arbeit verwendeten NO_2 physiologisch weniger bedenklich ist. Der Nachteil der Verwendung von Aceton als Tracer ist jedoch, dass man zu dessen Anregung einen zweiten Laser benötigt und damit den apparativen und experimentellen Aufwand erheblich vergrößert.

Özcan et al. [24] und Mungal et al. [12] sind zwei der wenigen in der Literatur gefundenen Autoren, die in einer JFC-Anordnung Reynolds-Flüsse und -Spannungen experimentell durch simultane 2d-LIF-PIV ermittelt haben. Von dem ersteren wurde Wasser als Fluid verwendet, vom letzteren Luft in der Querströmung und Stickstoff in der Jetströmung. Die Ausführungen zeigen, dass die Kombination aus experimentellen Untersuchungen in der JFC-Anordnung mit Hilfe der simultanen 2d-LIF-PIV und der numerischen Simulation im Hinblick auf das Verständnis von Vermischungsvorgängen im JCF sehr hilfreich ist.

Die simultane 2d-LIF-PIV ist der Gegenstand dieser Arbeit, die numerische Simulation wurde in einem parallel laufenden Projekt am Institut für Technische Chemie und Polymerchemie des Karlsruher Intituts für Technologie durchgeführt. Es gab eine enge Kooperation bei der Definition der Rand- und Strömungsbedingungen. Beide Projekte wurden im Rahmen eines Schwerpunktprogramms der deutschen Forschungsgemeinschaft SPP1141: „Analyse, Modellbildung und Berechnung von Strömungsmischern mit und ohne chemische Reaktionen“ durchgeführt.

2 Theoretische Grundlagen

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird der den Untersuchungen zugrunde liegende theoretische Hintergrund kurz dargestellt.

2.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Unter Strömungsmechanik versteht man die Beschreibung der Bewegungen von Fluiden mittels der Grundgesetze von Mechanik und Thermodynamik. Bereits am Anfang des 19. Jahrhunderts waren die Grundgleichungen bekannt, mit denen strömungsmechanische Vorgänge verlässlich beschrieben werden konnten. Damals erlaubten analytische Methoden nur die Lösung von akademischen Problemen, die einfache Randbedingungen hatten. Die praktische Anwendung auf turbulente Strömungen entzog sich der theoretischen Lösung und es entwickelte sich deshalb eine „Ingenieur-Hydrmechanik“, die strömungsmechanische Problemlösungen über experimentell gewonnene Erkenntnisse suchte [25]. Erst in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts haben die Methodenentwicklungen dazu geführt, dass heute numerische Methoden (Modellannahmen) bereitstehen, welche die Grundgleichungen der Strömungsmechanik für praktisch relevante Strömungsprobleme lösen können [25, 26]. Ein kurzer Überblick dieser Grundgleichungen wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

2.1.1 Strömungsmechanische Grundgleichungen

Aus strömungsmechanischen Betrachtungen resultieren die Bilanzgleichungen für Masse bzw. Massenbruch der chemischen Spezies, Impuls und Energie. Sie umfassen skalare, vektorielle und tensorielle Größen. Ganz allgemein ist die zeitliche Änderung einer physikalischen Größe durch die Summe aus dem Netto-Fluss und der Umwandlungsrate der Größe gegeben. Demzufolge lassen sich die Bilanzgleichungen in der Eulerschen Formulierung jeweils in der in

2 Theoretische Grundlagen

Gleichung (2.1) zeigten allgemeinen Form für kartesische Koordinaten x, y und z bzw. x_i mit $i = 1, 2, 3$ ausdrücken¹ [27].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial j_{\Phi,i}}{\partial x_i} - \dot{s}_{\Phi} = 0 \quad (2.1)$$

Hierbei stellt ϕ die massenbezogene (intensive) Größe der jeweiligen physikalischen Größe Φ dar. In der Gleichung bedeutet der erste Term die lokale zeitliche Änderung, der zweite den Netto-Fluss, der durch die Divergenz der jeweiligen Flußdichte $j_{\Phi,i}$ gekennzeichnet ist, und der letzte Term \dot{s}_{Φ} den Quell- bzw. Umwandlungsterm der extensiven Größe $\Phi(x, y, z, t)$. Wenn die extensive Größe Φ gleich der Gesamtmasse m gesetzt wird, ist folglich die intensive Größe $\phi = m/m = 1$. Hierbei wird der Fluss von Masse durch Konvektion mit der Geschwindigkeit \vec{v} ohne zusätzliches Ereignis von weiteren (diffusiven) Transportmechanismen bewirkt, und daher gilt: $j_{\Phi,i} = j_{m,i} = \rho v_i$. Daraus resultiert die Massenbilanz bzw. die Kontinuitätsgleichung (Kontinuität der Gesamtmasse). Diese ist unter Berücksichtigung, dass die Gesamtmasse quelltermfrei ist, durch:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (2.2)$$

gegeben.

Stellt hierbei ϕ eine skalare Größe einer einzelnen chemischen Spezies n (z.B. Konzentration, Molenbruch, usw.) dar, lässt sich die Transportgleichung für Stoffspezies unter Berücksichtigung des Fickschen Gesetzes

$$j_{\Phi,i} = -\rho D_n \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (2.3)$$

bestimmen zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\phi v_i) - \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho D_n \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) - \dot{\sigma}_n = 0 \quad (2.4)$$

¹ Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird in dieser Arbeit die Einsteinsche Summenkonvention angewendet, d.h. es gilt $\frac{\partial \phi}{\partial x_i} = \text{grad } \phi = \nabla \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1}, \frac{\partial \phi}{\partial x_2}, \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right)$ und $\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \text{div } \vec{v} = \nabla \cdot \vec{v} = \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right)$.

Dabei stellt D_n den Diffusionskoeffizienten der n -ten Spezies im entsprechenden Medium und σ_n die chemische Reaktionsgeschwindigkeit von n dar. Im Rahmen dieser Arbeit wird mit nicht reagierenden Strömungen gearbeitet, was die Gleichung (2.4) vereinfacht zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\phi v_i) - \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho D_n \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) = 0. \quad (2.5)$$

Die Bilanzgleichungen für den Impuls \vec{p} , der als Produkt der Masse m und der Geschwindigkeit \vec{v} definiert ist, sind durch die Navier-Stokes-Gleichungen in den drei Raumrichtungen gegeben. Diese Gleichungen können mit Hilfe der Gleichung (2.1) unter Berücksichtigung von $\Phi = mv_j$ bzw. $\phi = v_j$ gemäß Gleichung (2.6) in j -Richtung abgeleitet werden.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_j)}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_j v_i)}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\tau_{j,i})}_{III} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_j}}_{IV} + \underbrace{\rho g_j}_V \quad (2.6)$$

Dabei stellt v_j den Geschwindigkeitsvektor, x_i die Position, p den Druck, ρ die Dichte, g_j die Erdbeschleunigung und $\tau_{j,i}$ den viskosen bzw. newtonschen Spannungstensor des Fluides dar [25, 28, 29]. Letzterer beschreibt die durch die Zähigkeit des Fluids entstehenden Kräfte und ist nach dem Newtonschen Spannungsansatz durch:

$$\tau_{j,i} = \mu \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) - \mu \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ji}, \quad \text{mit } \delta_{ji} \equiv \begin{cases} 0 & \text{für } j \neq i \\ +1 & \text{für } j = i \end{cases} \quad (2.7)$$

gegeben. Hierbei stellt μ die dynamische Zähigkeit des Fluids dar, die als reine Stoffeigenschaft bei Kenntnis des Drucks, der Temperatur sowie der Mischungszusammensetzung eindeutig bestimmt werden kann. Der erste Index j gibt an, auf welcher Oberfläche die Spannung wirkt. Der zweite Index i gibt dann an, in welche Koordinatenrichtung die aus der Spannung resultierende Kraft wirkt. Vergleiche dazu Abbildung 2.1.

Die Impulsgleichung (2.6) besteht aus fünf Termen, die sich wie folgt physikalisch deuten lassen:

- Term *I*: Zeitliche Änderung des volumenbezogenen Impulses und damit eine volumenbezogene Kraft
- Term *II*: Konvektionsterm
- Term *III*: Diffusionsterm, der den Impulsaustausch eines Fluidelementes mit seiner Umgebung durch reibungsbedingte Scherkräfte und damit die Energiedissipation widerspiegelt

2 Theoretische Grundlagen

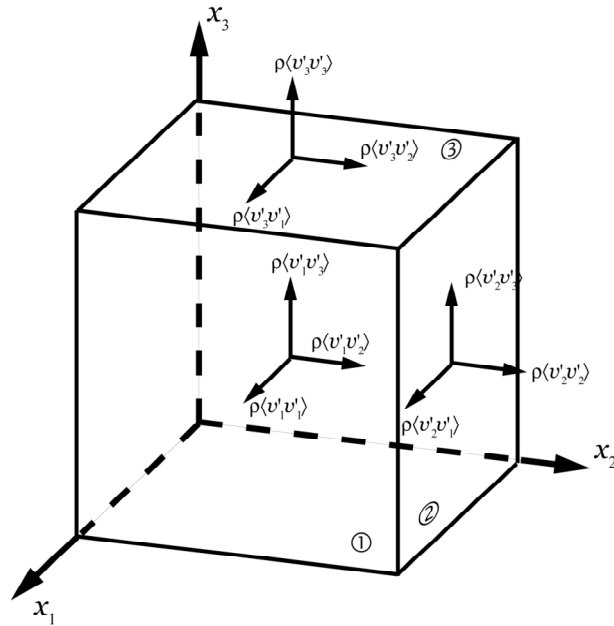


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von turbulenten Normalspannungen ($\rho \langle v'_i v'_i \rangle$) und turbulenten Tangentialspannungen ($\rho \langle v'_i v'_j \rangle$).

- Term *IV*: Druckterm, der die volumenbezogene Impulsänderung durch einen Druckgradienten darstellt
- Term *V*: Term der Volumen- bzw. Auftriebskräfte (z.B. Schwerkraft)

Wenn keine externe Kraft außer der Schwerkraft im System wirkt und diese vernachlässigt werden kann, dann entfällt der Term der Volumenkräfte in dieser Gleichung. Wenn darüber hinaus das untersuchte Fluid inkompressibel ist ($\rho = \text{konstant}$), können Gleichungen (2.2) und (2.6) jeweils zu:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_j v_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.9)$$

vereinfacht werden.

Mit Hilfe der Stofftransportgleichung (2.5), der Kontinuitätsgleichung (2.8) und der Impulserhaltungsgleichung bzw. den Navier-Stokes-Gleichungen (2.9) gelingt es, ein geschlossenes System von partiellen Differentialgleichungen zu erhalten, das eine allgemeine Lösung für Probleme nichtreaktiver und inkompressibler Strömungen zulässt. Dies gilt auch für die in dieser

Arbeit zu betrachtende Jet-in-Crossflow-Konfiguration², sofern Anfangs- und Randbedingungen bekannt sind [25, 26, 28, 30].

Die rein numerische Lösung der oben genannten Erhaltungsgleichungen einer turbulenten Strömung wird als „Direkte Numerische Simulation (DNS)“ bezeichnet. Um numerische Verfahren sinnvoll anwenden zu können, ist es notwendig, das Rechengitter räumlich und zeitlich fein genug zu diskretisieren, um alle Zeit- und Längenmaße der Turbulenz darstellen zu können. Das bedeutet, dass die räumliche Gittergröße kleiner als der kleinste turbulente Wirbel und die Zeitschrittweite kleiner als die kleinste zeitliche Schwankung sein muss, damit die kleinsten räumlichen und zeitlichen Schwankungen der Variablen zu erfassen sind. Diese Schwankungen werden „Turbulenz“ genannt.

In der Strömungsmechanik werden laminare von turbulenten Strömungen unterschieden. Die Grenze zwischen den beiden Strömungsarten wird durch die Reynolds-Zahl Re charakterisiert [31]. Sie ist definiert durch:

$$Re = \frac{v \cdot l_c}{\nu} \quad (2.10)$$

mit v als die Strömungsgeschwindigkeit, l_c als charakteristisches Längenmaß, wie z.B. der Durchmesser eines Rohres, und ν als die kinematische Viskosität des Mediums, die als Verhältnis der dynamischen Viskosität μ und der Dichte ρ gegeben wird, d.h. $\nu = \mu/\rho$. Die Reynolds-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl und beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften. Unterhalb einer kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} , die z.B. für eine Rohrströmung bei etwa 2.300 liegt, dominieren die viskosen Effekte und die Strömung wird als laminar bezeichnet. Nimmt die Reynolds-Zahl größere Werte an und wird der Einfluss der destabilisierenden Trägheitskräfte stärker, spricht man von einem turbulenten Charakter der Strömung.

Für die statistische Behandlung der Turbulenz ist es angebracht, die Unterteilung einer orts- und zeitabhängigen physikalischen Größe ϕ gemäß

$$\phi(t, x, y, z) = \langle \phi \rangle(x, y, z) + \phi'(t, x, y, z) \quad (2.11)$$

² Im Rahmen dieser Arbeit wird die Wirkung der Volumenkräfte auf das betrachtete Volumen vernachlässigt. Darüber hinaus wird Luft mit einer Strömungsgeschwindigkeit viel kleiner als die Schallgeschwindigkeit (Mach-Zahl, $Ma = \text{Strömungsgeschwindigkeit} / \text{Schallgeschwindigkeit} < 1$) als Fluid verwendet, die sich wie ein inkompressibles Fluid verhält.

2 Theoretische Grundlagen

vorzunehmen. Hierbei sind $\langle \phi \rangle(x, y, z)$ der zeitliche Mittelwert von $\phi(t, x, y, z)$ mit $\langle \phi \rangle(x, y, z) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(t, x, y, z) dt$, und ϕ' die zeitliche Schwankung von $\phi(t, x, y, z) \Rightarrow \langle \phi' \rangle := 0$.

Dieses Vorgehen ist zweckmässig, da in der Regel nur der zeitliche Mittelwert der gesuchten Größe von praktischem Interesse ist und nicht die turbulenten Schwankungswerte an sich. Diese Unterteilung bezeichnet man als Reynolds-Zerlegung. Sie wird verwendet, um die Gleichungen einer Berechnung zugänglich zu machen.

Die Reynolds-Zerlegung soll dabei die nachfolgenden Eigenschaften:

$$\text{Projektion:} \quad \langle \langle \phi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle$$

$$\text{Linearität:} \quad \langle \lambda \phi + \Psi \rangle = \lambda \langle \phi \rangle + \langle \Psi \rangle$$

$$\text{Konstanz des Mittels:} \quad \langle \phi \langle \Psi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle \langle \Psi \rangle$$

und die nachfolgenden Beziehungen:

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial x_i}; \quad \left\langle \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial t}$$

erfüllen.

Die Turbulenz kann in Scherschichten an Wänden (induzierte Turbulenz) oder zwischen Fluiden unterschiedlicher Geschwindigkeit (freie Turbulenz) verursacht werden [26,32,33]. Das Auftreten von Wirbeln unterschiedlicher Längenskalen, die durch Scherschichten hervorgebracht werden, ist eine charakteristische Eigenschaft turbulenter Strömungen [34,35]. Kolmogorov [36,37] nimmt in seiner Theorie für homogene, isotrope Turbulenz einen ständigen Energietransfer von Wirbeln großer Skalen hin zu immer kleineren Skalen an, bis die Energie der turbulenten Schwankungsbewegung schließlich durch viskose Kräfte in innere Energie umgewandelt wird (Hypothese der Energiekaskade), was als Dissipation bezeichnet wird. Diese Energie, die übertragen wird, wird als „turbulente kinetische Energie“ bezeichnet und ist massebezogen gegeben durch:

$$k = \frac{1}{2} (\langle v_1'^2 \rangle + \langle v_2'^2 \rangle + \langle v_3'^2 \rangle) . \quad (2.12)$$

Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie wird im folgenden mit ϵ bezeichnet.

Eine weitere wichtige Größe bei der Beschreibung turbulenter Strömungen ergibt sich aus der Standardabweichung der Geschwindigkeit $\sigma(v)$ bezogen auf den Geschwindigkeitsmittelwert $\langle v \rangle$. Diese Größe wird als Turbulenzintensität Tu bezeichnet und ist definiert als

$$Tu = \frac{\sigma(v)}{\langle v \rangle} \times 100\% = \frac{\sqrt{\langle v'^2 \rangle}}{\langle v \rangle} \times 100\% \quad (2.13)$$

$$\Rightarrow Tu_i = \frac{\sqrt{\langle v_i'^2 \rangle}}{\langle v_i \rangle} \times 100\%. \quad (2.14)$$

Die Dimension der zu Beginn entstehenden Wirbel wird durch die Systemabmessungen bestimmt, also im vorliegenden Fall einer Querstrahleinmischungs-Konfiguration durch den Durchmesser des Strahlaustritts, und als das größte Längenmaß bezeichnet. Das integrale Längenmaß L_Λ der größten Wirbelstrukturen lässt sich meist aus den bekannten Randbedingungen abschätzen. Es kann jedoch auch aus der Zweipunkt-Korrelationsfunktion berechnet werden [33]. Die Kolmogorov-Länge L_k charakterisiert die Größe der kleinsten Wirbel am Ende der Energiekaskade. Die Wellenzahl λ_w ist definiert als die Inverse der Wirbelgröße l , d.h. $\lambda_w = l^{-1}$, weshalb die großen Wirbelstrukturen, welche ca. 90% der Turbulenzenergie beinhalten, bei kleinen Wellenzahlen liegen.

Die Energieverteilung auf den verschiedenen Wirbelskalen einer isotropen und homogenen Strömung lässt sich wie in Abbildung 2.2 dargestellt zusammenfassen, wobei der Logarithmus der spektralen Energiedichte $\log e(\lambda_w)$ über dem Logarithmus der Wellenzahl $\log \lambda_w$ aufgetragen ist.

Der Bereich kleiner Wellenzahlen ($\lambda_w < L_\Lambda^{-1}$) umfasst die großen Skalen, bei denen Wirbel abhängig von den Randbedingungen entstehen. Wirbel mit $\lambda_w \approx L_\Lambda^{-1}$ besitzen die größte Energie; dort hat das Energiespektrum ein Maximum, vergleiche Abbildung 2.2. Im sogenannten Trägheits-Unterbereich $L_\Lambda^{-1} \leq \lambda_w \leq L_K^{-1}$ ist die Dissipationsrate ϵ der Energie von großen Wirbeln auf kleine Wirbel konstant und für die Energiedichte gilt die Proportionalität [34]

$$e(\lambda_w) \propto \epsilon^{2/3} \lambda_w^{-5/3}. \quad (2.15)$$

Jenseits der mit der Kolmogorov-Länge korrespondierenden Wellenzahlen $\lambda_w > L_K^{-1}$ fällt die Energiedichte aufgrund viskoser Effekte ab.

2 Theoretische Grundlagen

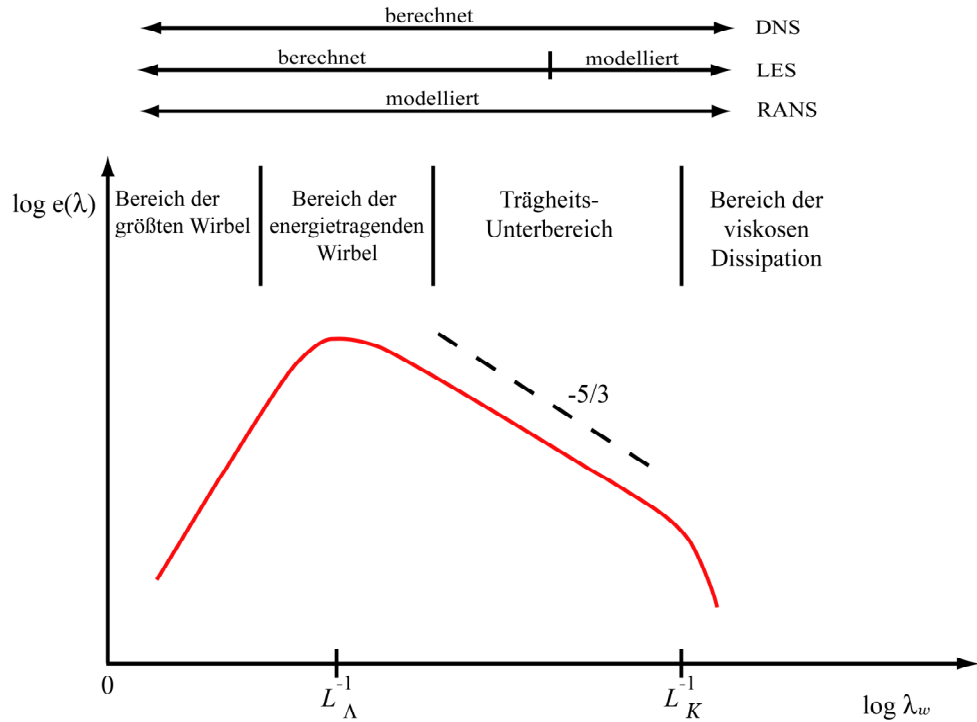


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der spektralen Energiedichte $e(\lambda_w)$ der turbulenten kinetischen Energie in Abhängigkeit von der Wellenzahl λ_w in einem doppelt-logarithmischen Koordinatensystem und Arbeitsbereich der Simulationemethode.

Da die Bewegung der kleinsten Strukturen nur von der Dissipationsrate ϵ und der kinematischen Viskosität ν abhängt, kann man aus der Dimensionsanalyse die Abmessungen der dissipativen Wirbel durch das Mikromaß oder die Kolmogorov-Länge:

$$L_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.16)$$

begrenzen [36]. Dieses beschreibt die kleinsten noch existenzfähigen Wirbel.

Ebenfalls wird die Kolmogorov-Zeitskala τ_K durch

$$\tau_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} = L_K (\nu \epsilon)^{-\frac{1}{4}}, \quad (2.17)$$

bestimmt.

Ein Zusammenhang zwischen der Dissipationsrate ϵ , der massenbezogenen turbulenten kinetischen Energie k und dem integralen Längenmaß L_Λ ist durch die Gleichung

$$L_\Lambda = \frac{\left(\frac{2}{3} k \right)^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (2.18)$$

gegeben.

Die integrale Zeitskala ist definiert durch

$$\tau_\Lambda = \frac{\frac{2}{3}k}{\epsilon}. \quad (2.19)$$

In Analogie zur allgemeinen Reynolds-Zahl (Gleichung 2.10) ist die turbulente Reynolds-Zahl Re_t definiert als [28, 38]:

$$Re_t = \frac{\sqrt{\langle (v'_i)^2 \rangle} L_\Lambda}{\nu} = \left(\frac{L_\Lambda}{L_K} \right)^{\frac{4}{3}} = \left(\frac{\tau_\Lambda}{\tau_K} \right)^2 \quad (2.20)$$

Hier ist $\sqrt{\langle (v'_i)^2 \rangle}$ der quadratische Mittelwert (Englisch: *root mean square – RMS –*) der Schwankungsgröße des Geschwindigkeitsvektors v'_i . Vergleiche dazu Abschnitt 2.1.2.

Je größer die Reynolds-Zahl im turbulenten Bereich ist, desto mehr Energie fließt in den turbulenten Feinstrukturen. D.h. die kleineren Wirbelstrukturen (Mikrowirbel in der „Turbulenz-Kaskade“) entwickeln sich [39]. Man spricht von „vollturbulenter Strömung“.

Um diese bei der DNS zu berücksichtigen, ist der Rechenaufwand sehr hoch, da eine Auflösung der turbulenten Strukturen mit steigender Reynolds-Zahl eine zunehmend feinere Diskretisierung von Ort und Zeit erfordert. Die benötigte Rechenleistung bei einer dreidimensionalen numerischen Simulation steigt mit dem *RMS*-Wert der Schwankungsgröße der Strömungsgeschwindigkeit und somit mit der turbulenten Reynolds-Zahl des Systems stark an. Die notwendige Anzahl Knoten des Rechengitters (Gitterpunktzahl) $N \propto \left(\frac{L_\Lambda}{L_K} \right)^3$ ist durch das Verhältnis des integralen turbulenten Längenmaßes L_Λ zur Kolmogorov-Länge L_K aus Gleichung (2.20) abzuschätzen und steigt daher mit $(Re_t)^{\frac{9}{4}}$ an; zusätzlich erschwerend wirkt sich noch aus, dass die Zeitschritte ebenfalls kleiner werden müssen. Die Zahl der Zeitschritte erhöht sich mit dem Quadrat der räumlichen Schrittgröße: $((Re_t)^{\frac{3}{4}})^2 = (Re_t)^{\frac{6}{4}}$. Dies führt dazu, dass die Anzahl der Gitterpunkte für eine 3D-Simulation mit $(Re_t)^{\frac{15}{4}}$ zunimmt [26, 40].

Aus diesem Grund ist die Anwendung der DNS in der Praxis auf relativ einfache Strömungen begrenzt, deren Reynolds-Zahl, wie z.B. die der Hauptströmung in der vorliegenden Arbeit, einige Tausend nicht signifikant überschreitet.

2.1.2 Reynolds-Spannungen und -Flüsse

Wie im vorherigen Kapitel dargestellt, führte Reynolds [41] gemäß Gleichung (2.11) die Unterteilung einer orts- und zeitabhängigen physikalischen Größe ϕ einer turbulenten Strömung ein. Diese Größe wird als „im statistischen Mittel stationär“ vorausgesetzt.

Wenn man die aus der Zerlegung resultierenden Größen in die Bilanzgleichungen inkompressibler Fluide (Gleichungen (2.8) und (2.9)) einsetzt und die Bilanzgleichungen mittelt, so ergeben sich die sogenannten zeitlich gemittelten Reynolds'schen Gleichungen für Masse (2.21) und Impuls (2.22):

$$\frac{\partial \rho \langle v_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \langle v_i \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \langle v_j v_i \rangle + \rho \langle v'_j v'_i \rangle) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \langle p \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_j} \right) \quad (2.22)$$

Gleichung (2.21) spiegelt die Massenerhaltung wider, Gleichung (2.22) die Impulserhaltung. Letztere wird als die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung (RANS) – auf Englisch: *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation* – bezeichnet. Gleichungen (2.21) und (2.22) haben die gleiche allgemeine Form wie die momentanen Gleichungen (2.8) und (2.9) unter Einschluss der Terme³ $\rho \langle v'_i v'_j \rangle$ bei den Navier-Stokesschen Gleichungen (2.9). Diese Terme können als durch Turbulenz bedingter „konvektiver“ Transport aufgefasst werden. Wegen $v'_j = 0$ ($j = 1,2,3$) werden im laminaren Fall alle Komponenten dieses Tensors zu Null. Sie besitzen die Dimension einer Spannung und werden daher als turbulente Spannungen oder auch Reynolds'sche Spannungen bezeichnet. Man fasst sie im „Reynolds-Spannungs-Tensor“

$$\rho \begin{pmatrix} \langle v'_1 \rangle^2 & \langle v'_2 v'_1 \rangle & \langle v'_3 v'_1 \rangle \\ \langle v'_1 v'_2 \rangle & \langle v'_2 \rangle^2 & \langle v'_3 v'_2 \rangle \\ \langle v'_1 v'_3 \rangle & \langle v'_2 v'_3 \rangle & \langle v'_3 \rangle^2 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

zusammen.

Die Reynolds'schen Spannungen sind im Gegensatz zu den Newton'schen Spannungen (vergleiche Gleichung (2.7)) nicht mit Stoffeigenschaften verbunden. Sie sind vielmehr eine Charakteristik der turbulenten Strömung, die den gegenüber laminarer Strömung vergrößerten Impuls- und Energietransport beschreibt [28, 40].

³ Das entspricht insgesamt neun Termen, drei für jede Richtung bzw. jede Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung (tensorielle Größe).

Da für die Komponenten des Reynolds-Spannungs-Tensors die Identitäten: $\rho \langle v'_i v'_j \rangle = \rho \langle v'_j v'_i \rangle$ gelten, ist der Tensor symmetrisch. Dabei stellen die Elemente der Hauptdiagonalen ($i = j$) turbulente Normalspannungen dar, wohingegen die Elemente ($i \neq j$) sich als turbulente Tangentialspannungen deuten lassen [25, 28, 40, 42].

Für die gemittelte Transportgleichung eines passiven Skalars resultiert die folgende Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \langle \phi \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \langle \phi v_i \rangle + \rho \langle \phi' v'_i \rangle) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \langle \rho \phi \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

Das Pendant zum Reynolds'schen Spannungs-Tensor bei der gemittelten Transportgleichung für einen passiven Skalar ist der Vektor $\rho \langle \phi' v'_i \rangle$. Er stellt die Korrelation zwischen dem Skalar und den Geschwindigkeitskomponenten her. Seine Komponenten haben die Dimension eines Flusses und werden als „Reynolds-Flüsse“ bezeichnet.

2.1.3 Schließungsprobleme bei den Erhaltungsgleichungen

Von Ausnahmefällen abgesehen, wie z.B. Strömungsakustik und Auswirkung von Druckschwankungen auf Bauteile, ist man in der Technik mehr an zeitlichen Mittelwerten turbulenter Strömungen interessiert, da sie für die Praxis wichtige Fragen, wie z.B. nach der Stoffübertragung, beantworten können. Hierbei spielen die Reynolds'schen Gleichungen (2.21), (2.22) und (2.24) eine große Rolle.

Die Anwendung dieses Differentialgleichungssystems führt in der Beschreibung turbulenter Strömungen jedoch zu einem Schließungsproblem. Man erhält bei dem exemplarischen Fall der Erhaltungsgleichungen vier Gleichungen – eine Kontinuitätsgleichung und drei Navier-Stokes-Gleichungen – und bei konstanter Dichte zehn Unbekannte, nämlich: $\langle p \rangle$, $\langle v_1 \rangle$, $\langle v_2 \rangle$, $\langle v_3 \rangle$, $\langle v'_1 v'_1 \rangle$, $\langle v'_1 v'_2 \rangle$, $\langle v'_1 v'_3 \rangle$, $\langle v'_2 v'_2 \rangle$, $\langle v'_2 v'_3 \rangle$ und $\langle v'_3 v'_3 \rangle$, d.h. es liegt ein nicht geschlossenes Gleichungssystem vor, das keine eindeutige Lösung des Strömungsproblems zulässt.

Aufgrund der Ähnlichkeit des Reynolds-Spannungs-Tensors mit den Reynolds-Flüssen und der Ähnlichkeit des turbulenten Impulstransports mit dem Transport der skalaren Größen ist die Beschränkung der Beschreibung des Schließungsproblems auf die Impulserhaltungsgleichungen im Folgenden zum Verständnis ausreichend.

Es ist allerdings ein Ausdruck für den Transport des Reynolds-Spannungs-Tensors „ $\rho \langle v'_j v'_k \rangle$ “ herzuleiten, indem man die resultierende Summe der linearen Kombination der Navier-Stokes-Gleichungen (2.9) in j -Richtung mit v'_k multipliziert und der entsprechenden in k -Richtung mit

2 Theoretische Grundlagen

v'_j multipliziert und mittelt [28]. Dann ergibt sich die folgende Gleichung (2.25) für inkompressible Strömungen:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(\rho \langle v'_j v'_k \rangle) + \langle v_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \langle v'_j v'_k \rangle) = \\
& - \rho \langle v'_k v'_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle v_j \rangle - \rho \langle v'_j v'_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} \langle v_k \rangle \\
& - \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \langle v'_i v'_j v'_k \rangle) - \left\langle \frac{\partial}{\partial x_k}(p' v'_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(p' v'_k) \right\rangle \\
& + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}(\rho \langle v'_j v'_k \rangle) - 2\mu \left\langle \frac{\partial}{\partial x_i} v'_j \frac{\partial}{\partial x_i} v'_k \right\rangle
\end{aligned} \tag{2.25}$$

Mit diesem neuen Ausdruck erhält man sechs neue Gleichungen, eine für jede unabhängige Komponente des Reynolds-Spannungs-Tensors. Allerdings treten auch 22 neue Unbekannte auf, nämlich die Momente dritter Ordnung $\rho \langle v'_i v'_j v'_k \rangle$ (zehn Unbekannte), die Korrelationen Druck-Geschwindigkeit $\left\langle v'_j \frac{\partial}{\partial x_k} p' + v'_k \frac{\partial}{\partial x_j} p' \right\rangle$ (sechs Unbekannte) und der viskose Term $-2\mu \left\langle \frac{\partial}{\partial x_i} v'_j \frac{\partial}{\partial x_i} v'_k \right\rangle$ (sechs Unbekannte) [28, 29].

In einem weiteren Schritt ist es wiederum möglich, einen Ausdruck für die Momente dritter Ordnung $\langle v'_i v'_j v'_k \rangle$ zu erhalten, indem man den vorherigen Vorgang mit der Gleichung (2.25) wiederholt. Dies würde jedoch Momente vierter Ordnung hervorbringen. Diese Verschiebung des Schließungsproblems der Gleichungen (2.22) auf höhere Momente ist als das Schließungsproblem der statistischen Turbulenztheorie bekannt.

Ein Ausweg aus dem Schließungsproblem besteht darin, die unbekanntenen Momente zweiter Ordnung „ $\langle v'_j v'_k \rangle$ “ zu modellieren.

Dies ermöglicht die Lösung der RANS-Gleichungen für Strömungsprobleme technischer Anwendungen mit einer gröberen Problemdiskretisierung, was eine Reduzierung der benötigten Rechenzeit und des Speicheraufwands gegenüber der DNS bewirkt. Dafür werden analytische und empirische Ansätze angewendet, die die Einführung von zusätzlichen Beziehungen erlauben.

2.1.4 Turbulenzmodellierung und Strömungssimulation

Numerische Methoden aus dem Bereich des wissenschaftlichen Rechnens bieten die Möglichkeit, das instationäre und zumeist turbulente Strömungsverhalten zu simulieren. Wegen des großen Spektrums von Orts- und Zeitskalen ist eine vereinfachende Modellierung der physikalischen und chemischen Vorgänge bei der numerischen Simulation sinnvoll. Diesbezüglich können innerhalb der Modellierung turbulenter Strömungen diverse Verfahren unterschieden werden. Die bekanntesten sind die statistischen Turbulenzmodelle, die auf der Anwendung der Reynolds-Zerlegung bzw. der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen RANS (vergleiche dazu Gleichung 2.22) beruhen [43].

Hierbei wird der Reynolds-Spannungs-Tensor (Gleichung (2.23)) unter empirischen Annahmen ermittelt. Dafür lassen sich die statistischen Turbulenzmodelle je nach Berechnung des Reynolds-Spannungs-Tensors in zwei Gruppen unterteilen:

- Wirbelviskositätsmodelle
- Reynolds-Spannungs-Modelle – RSM

Wirbelviskositätsmodelle basieren auf der angenommenen Analogie zwischen den viskosen und den turbulenten Spannungen. Diese Annahme findet ihren Ausdruck in der Formulierung von Boussinesq [44], die bereits 1877 aufgestellt wurde. Boussinesq ging davon aus, dass die Reynolds-Spannungen sich analog zu den viskosen Spannungen proportional zu der Scherrate bestimmen lassen. Hierfür wurde eine turbulente Viskosität ν_T eingeführt. Diese ist jedoch keine Stoffgröße, sondern eine Veränderliche im Strömungsfeld.

Diese Modelle werden in der englischen Sprache „*eddy-viscosity-models*“ genannt. Sie berechnen die turbulente Viskosität $\nu_T = \mu_T / \rho$ (*eddy-viscosity*) und können als die zur Zeit am weitesten verbreiteten Turbulenzmodelle betrachtet werden, da sie im Vergleich zu anderen Ansätzen gute Konvergenz bieten und somit geringere Rechenleistung benötigen.

Der Wirbelviskositäts- oder auch Gradientenflussansatz kann allgemein formuliert werden:

$$\langle v'_i v'_j \rangle = -\nu_T \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \langle v_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle v_j \rangle \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.26)$$

Der Vorteil dieses Ansatzes liegt darin, dass nun nicht mehr alle Komponenten des Spannungstensors bestimmt werden müssen, sondern „nur“ noch die turbulente Viskosität „ ν_T “. Hierbei

2 Theoretische Grundlagen

sind sowohl ein charakteristisches Zeitmaß (t_0) als auch ein charakteristisches Längenmaß (l_0) zur Beschreibung der turbulenten Struktur notwendig:

$$\nu_T = \frac{l_0^2}{t_0}. \quad (2.27)$$

Es kommt hinzu, dass bei hohen Reynolds-Zahlen die Isotropie der kleinen Skalen vorausgesetzt wird.

Eine Einteilung der Wirbelviskositätsmodelle kann nach der Anzahl der zu den gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen hinzukommenden partiellen Differentialgleichungen vorgenommen werden:

- Nullgleichungsmodelle

Die unbekannte Wirbelviskosität ν_T wird hier durch bekannte Größen der gemittelten Impulsgleichungen bestimmt, ohne dass eine weitere partielle Differentialgleichung gelöst wird. Oft wird diese auf eine „Mischungslänge“ bezogen, die dem „mittlere-freie-Weglänge“-Ansatz ähnlich ist. Das bekannteste Nullgleichungsmodell ist der Prandtl'sche Mischungswegansatz [28, 45]. Diese Modelle sind auch als „algebraische Turbulenzmodelle“ bekannt.

- Eingleichungsmodelle

Als zusätzliche Gleichung wird in diesem Fall eine Transportgleichung für eine modifizierte Form der turbulenten kinematischen Viskosität ν_T gelöst. Eine bekannte Entwicklung auf dem Gebiet der Eingleichungsmodelle ist das von Spalart und Allmaras veröffentlichte Modell [46].

- Zweigleichungsmodelle

Diese lösen zwei weitere Transportgleichungen. Es wird eine Transportgleichung für k gelöst, um den Geschwindigkeitsmaßstab \sqrt{k} zu erhalten. Durch das Aufstellen einer weiteren partiellen Differentialgleichung ist es möglich, das turbulente Zeit- und Längenmaß zu bestimmen. Die zweite Gleichung kann z.B. für die charakteristische Frequenz ω der energietragenden großskaligen Schwankungsbewegungen aufgestellt werden. Am bekanntesten ist es, eine zweite Gleichung für die Dissipationsrate ϵ der kinetischen Turbulenzenergie, die die Vernichtung von k durch die Auflösung der kleinsten Wirbel aufgrund molekularer Viskosität widerspiegelt, zu lösen. Daraus resultiert das von Jones und Launder beschriebene „ $k - \epsilon$ Modell“ [47].

Die Zweigleichungsmodelle zählen zur Zeit zu den meist erprobten Modellen und sind bei den industriellen Anwendungen von großer Bedeutung.

Hingegen basieren Reynolds-Spannungs-Modelle (RSM) im Gegensatz zu den Wirbelviskositätsmodellen nicht auf der Annahme von Boussinesq zur Bestimmung des Reynolds-Spannungs-Tensors. Das Schließungsproblem der Turbulenz wird hierbei auf einer höheren Ebene gelöst und für den unbekanntenen Reynolds-Spannungs-Tensor wird eine Transportgleichung aus den Navier-Stokes-Gleichungen (wie z.B. 2.25) abgeleitet.

Sowohl Wirbelviskositäts- als auch Reynolds-Spannungs-Modelle werden bei der Vorhersage einer JCF-Konfiguration in der Praxis (siehe z.B. [48–50]) häufig angewendet. Daher ist deren Validierung im Hinblick auf das Verständnis der Entstehungsmechanismen der Wirbelstrukturen sowie der Vermischungsvorgänge von fundamentaler Bedeutung. Dieses Unterfangen ist jedoch nur realisierbar, wenn belastbare experimentelle Daten über die aktuellen – am besten simultan bestimmten – Strömungsgeschwindigkeiten und Konzentrationsverteilungen der sich vermischenden Fluide zur Verfügung stehen.

Eine Alternative zu den oben genannten Modellen stellt die Large-Eddy Simulation (LES) dar. Diese beruht, ähnlich wie die DNS, auf der numerischen Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen, aber mit dem Unterschied, dass die kleineren dissipativen Wirbel tiefpassgefiltert werden – vergleiche Abbildung 2.2. Somit ergibt sich ein Gleichungssystem mit weniger Freiheitsgraden: Die großen energietragenden Wirbelstrukturen (auflösbar, *grid scale*) werden direkt berechnet und die kleinen rechenzeitintensiven Strukturen (nicht auflösbar, *subgrid scale*) modelliert.

Die Grobstruktur umfasst inhomogene und anisotrope Strukturen sowie energiereiche Wirbel, die größer als die Filterweite sind. Diese Strukturen sind von der LES direkt berechenbar. Kleinere Strukturen, wie z.B. kleine energiearme Wirbel, können nicht aufgelöst werden. Ihr Einfluss und die Wechselwirkung der Feinstruktur mit der Grobstruktur müssen modelliert werden. Die Filterweite „ Δ “ muss entsprechend der gewünschten Größe der aufzulösenden Strukturen gewählt werden. Jedoch wird mit kleinerem Δ das Berechnungsgitter feinmaschiger und die Rechenzeit länger. Für den Grenzübergang der Filterweite $\Delta \ll L_K$ geht die LES in eine DNS über.

Verschiedene LES-Methoden unterscheiden sich zum einen in der Filteroperation und zum anderen in der Art, wie die Modellierung der turbulenten Feinstruktur die Grobstruktur beeinflusst.

2 Theoretische Grundlagen

Hierbei wird überwiegend ein sehr einfaches statistisches Turbulenzmodell (das sogenannte SGS-Modell⁴) verwendet.

Bei der LES-Modellierung (inkl. Filter) existiert ähnlich wie bei der klassischen Turbulenzmodellierung eine Vielzahl von Modellen (z.B. Smagorinsky-Modell [51]). Auch hier sind experimentelle Daten erwünscht, um die Modellierungsansätze entsprechend verifizieren zu können. Eine Übersicht über verschiedene LES-Methoden ist beispielsweise in [33] zu finden.

2.1.5 JCF Simulationen des parallel laufenden numerischen Projektes

Diese Arbeit wurde im Rahmen eines aus Teilprojekten bestehenden Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt: SPP1141: „Analyse, Modellbildung und Berechnung von Strömungsmischern mit und ohne chemische Reaktionen“ [52]. In diesem Kontext wurde die Mischung in einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration sowohl experimentell als auch numerisch untersucht, so dass Validierungsdaten für physikalische und numerische Modellierung bereitgestellt wurden [50, 53, 54]. Das experimentelle Teilprojekt, geleitet von Prof. R. Suntz, stellte den Hauptbestandteil dieser Arbeit dar, während das numerische Teilprojekt durch die Gruppe von Prof. H. Bockhorn bearbeitet wurde.

Die numerische Untersuchung bestand aus Berechnungen mittels DNS und LES einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration mit den in enger Abstimmung beider Teilprojekte definierten Parametern. Eine Auswahl der numerischen Ergebnisse wird in Abschnitt 4 im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen vorgestellt.

Die DNS wurde mit 22,3 Mio *control volumen*⁵ (CV) durchgeführt (interne Knoten 18,0 Mio). Dabei wurde von der Möglichkeit lokaler Gitterverfeinerung (LGV) Gebrauch gemacht. Bei dem erzeugten Gitter befinden sich 89% der Punkte in dem lokal verfeinerten Bereich. Die sehr ressourcenintensiven Rechnungen wurden auf dem in Karlsruhe damals neu installierten Höchstleistungsrechner HPXC6000 durchgeführt.

Die LES wurde mit 9,4 Mio CV (interne Knoten 6,7 CV und LGV mit Faktor 2 im strahlnahen Bereich) durchgeführt, wobei das Smagorinsky-Modell zum Einsatz kam. Während bei der DNS 667 Stunden CPU-Zeit für eine dimensionslose Zeiteinheit notwendig waren, wurden bei

⁴ SGS= aus der englischen Sprache: *subgrid scale*.

⁵ Control volumen stellt die Zelle dar, in deren Mitte ein Gitterpunkt liegt. Die Werte werden auf den Punkt in der Mitte gespeichert (z.B. Druck, Temperatur, Geschwindigkeit).

der LES für dieselbe physikalische Zeit nur 68 Stunden benötigt. Die Mittelung erfolgte über 50 Zeiteinheiten, sodass die gesamte DNS etwa 5 Monate benötigte. Eine Studie für die Gitterauflösung, die auf dem Resultat eines hypothetischen Feinstrukturmodells basiert, ist zusammen mit weiteren Details bezüglich Randbedingungen und Resultaten in Denev et al. (2006) [55] zu finden.

2.1.6 Drallbehaftete Strömungen

Drallströmungen finden eine breite Anwendung in der Verfahrenstechnik. Sie werden bei Ventilation und Verbrennung häufig verwendet, um das Mischen zu verbessern. Sie sind dadurch charakterisiert, dass sie außer axialen (v_k) und radialen (v_i) auch eine tangentiale (v_j) Geschwindigkeitskomponente besitzen. Zusätzlich zum Axialimpuls I [$\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}$] hat hierbei der Drehimpuls D [$\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$] eine entscheidende Bedeutung. Der Drehimpuls, auch Drall genannt, ist durch das Produkt aus Masse, Geschwindigkeit und Abstand zur Drehachse gegeben [56]. Beim Transport spricht man von einem Axialimpulsstrom bzw. Drehimpulsstrom. Durch die rotierende Bewegung werden der Strahlsubstanz Fliehkräfte aufgeprägt, die zusammen mit dem verstärkten Impulsaustausch mit der Umgebung eine Aufweitung des Strahles bewirken; d.h. der Strahlwinkel wird größer [57, 58].

Zur Charakterisierung der Drallstärke wird in der Technik ein dimensionsloser Ähnlichkeitsparameter, die Drallzahl S , verwendet. Sie wird aus dem Verhältnis von Drehimpulsstrom \dot{D} [$\text{N} \cdot \text{m}$] zu dem Axialimpulsstrom \dot{I} [N] gebildet, welches durch Bezug auf die charakteristische Länge R_o – Austrittsradius der Dralldüse – dimensionslos wird [58, 59]:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} R_o} \quad (2.28)$$

Der Drehimpulsstrom und der Axialimpulsstrom errechnen sich aus den Geschwindigkeitskomponenten und dem statischen Druck [58, 59]. Für den Drehimpulsstrom gilt:

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^\infty \rho(\overline{v_i v_k} + \overline{v_i' v_k'}) r^2 dr \quad (2.29)$$

Der Axialimpulsstrom berechnet sich zu:

$$\dot{I} = 2\pi \int_0^\infty \left[\rho(\overline{v_i^2} + \overline{v_i'^2}) + (p - p_\infty) \right] r dr \quad (2.30)$$

2 Theoretische Grundlagen

Um die Drallzahl mit dieser Methode zu bestimmen, bedarf es zur Ermittlung des Drehimpuls- und des Axialimpulsstroms umfangreicher Messungen der Radialverteilung der Geschwindigkeit, des statischen Druckes und der Dichte. Deswegen ist diese Methode für praktische Anwendungen wenig geeignet.

Aus diesem Grund werden der Axialimpulsstrom und der Drehimpulsstrom theoretisch unter der Annahme eines Kolbenprofils der Axialgeschwindigkeit über den Austrittsquerschnitt unter der Voraussetzung definiert, dass der Beitrag sowohl der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen als auch des statischen Drucks zum Axialimpulsstrom vernachlässigbar ist. Dies führt auf folgende Gleichungen [58, 60]:

$$\dot{I}_{theo} = \frac{\dot{M}^2}{\rho A_a} \quad (2.31)$$

und

$$\dot{D}_{theo} = \frac{\dot{M}^2}{\rho A_e} \quad (2.32)$$

\dot{M} , A_a und A_e entsprechen dem durchgesetzten Massenstrom und den Aus- und Eintrittsflächen des Drallerzeugers. Die theoretische Drallzahl \dot{S}_{theo} , welche nur noch von der Geometrie des Drallerzeugers bzw. von dem Austrittsdurchmesser der Düse D_j , der Querschnittsfläche A_k und der Exzentrizität e ihrer Tangentialkanäle abhängt, ist gegeben durch [60] - vergleiche auch Abbildung 3.10:

$$S_{theo} = \frac{\dot{D}_{theo}}{\dot{I}_{theo} R_o} = \frac{D_j \cdot e \cdot \pi}{2 \cdot A_k} \quad (2.33)$$

Eine ausführliche Beschreibung verschiedener Drallzahl-Definitionen und deren Herleitung ist bei Hillemanns [61] und Mundus und Kremer [60] zu finden. Der im Rahmen dieser Arbeit angewendete Drallerzeuger wird im Abschnitt 3.1.3 beschrieben.

2.2 Turbulenz und Vermischung

In der Verfahrenstechnik versteht man unter Vermischung das gleichmäßige räumliche Verteilen von zwei oder mehreren Stoffen, Temperaturen oder Turbulenzniveaus. Die Vermischung ist eine der ältesten und am häufigsten angewandten verfahrenstechnischen Operationen, deren wissenschaftliche Bedeutung erst in den 40er Jahren des letzten Jahrhunderts fokussiert wurde

(siehe z.B. [62–66]). Sie ist bei jeder chemischen Reaktion der erste einleitende Schritt, der die Eduktströme zusammenführt und somit die Reaktion hin zu den Produkten ermöglicht.

Die Vermischung zweier mischbarer Fluide A und B geschieht durch eine imaginäre Kontaktgrenzfläche, auf welche die Diffusionsstromdichte bezogen wird. Auf molekularer Ebene erfolgt das „Mikromischen“ durch Diffusion (Stofftransport) oder Wärmeleitung (Wärmetransport). Hierbei sind die Moleküle im Fluid gemäß der Brown’schen Molekularbewegung frei beweglich und können sich mit anderen Molekülen mischen. Der Stoffmengentransport durch molekulare Diffusion ist in erster Linie in ruhenden und laminar strömenden Gemischen von Bedeutung [67] und seine Geschwindigkeit ist proportional dem lokalen Gradienten der stoffmengebezogenen Partialdichte. Dieser wird durch das Fick’sche Gesetz (2.34) beschrieben [68]:

$$J_{M,j} = -D_M \frac{\partial c}{\partial x_j} \quad (2.34)$$

Dabei ist $J_{M,j}$ die molekulare Teilchenstromdichte in j -Richtung⁶ [mol/(m²s)], D_M der Proportionalitätsfaktor [m²/s], c die Konzentration des transportierten Stoffes [mol/m³] und x_j die Weglänge in j -Richtung [m]. Das Minus-Zeichen in der Gleichung (2.34) bedeutet, dass der Stofftransport vom Bereich höherer hin zu Bereichen niedriger Konzentration stattfindet, d.h. eine positive Teilchenstromdichte ergibt sich aus einem negativen Konzentrationsgradienten. Der Proportionalitätsfaktor D_M wird als molekularer Diffusionskoeffizient bezeichnet und hängt von der Gemischzusammensetzung, der Temperatur und dem Druck ab. Ein Mischvorgang kann also durch Änderung des Druckes und der Temperatur oder durch eine Vergrößerung der Kontaktgrenzfläche beschleunigt werden. Letzteres ist im Allgemeinen durch das Rühren der Fluide (Entstehung von Turbulenz) zu erreichen. Hierbei muss das Mischen vom Rühren unterschieden werden, da mischbare Fluide sich auch ohne Rühren infolge der molekularen Diffusion vermischen (Mikromischung). Das Rühren bewirkt jedoch eine schnelle Vergrößerung der Kontaktgrenzfläche zwischen den Fluiden und beschleunigt damit die Mischung.

In laminaren und turbulenten Strömungen entwickelt sich die Kontaktgrenzfläche unterschiedlich. Nach dem Eintreten in eine laminare Strömung behält ein Fluidelement seine Identität weitgehend bei, während es entlang der Strömungslinien gestreckt und gedehnt wird. Dabei wird es immer dünner und länger und somit die Kontaktgrenzfläche zwischen ihm und dem umgebenden Fluid immer größer [69]. Demgegenüber wird das Fluidelement bei einer turbulenten

⁶ Gleichung (2.34) stellt die Teilchenstromdichte nur in einer Dimension (j) dar. Die Formulierung des Fick’schen Gesetzes auf mehrere Dimensionen lautet: $\vec{J}_M = -D_M \cdot \vec{\nabla} c$.

2 Theoretische Grundlagen

Strömung in die Turbulenzwirbel aufgenommen. Wie im Abschnitt 2.1.1 erläutert, werden turbulente Strukturen durch die chaotischen Schwankungsbewegungen des Fluides immer weiter auseinander gerissen und zerfallen in kleinere Strukturen, die sich anschließend vollständig in der Umgebung auflösen [35].

Folglich ist die turbulente Mischung mit der Bildung von Wirbeln oder so genannten Turbulenzballen verknüpft. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, werden nach dem Gesetz der Kaskade von Kolmogorov [36, 37] generell zunächst große energiereiche Wirbel erzeugt, welche dann in kleinere zerfallen und über eine Kaskade ihre kinetische Energie an kleinere Wirbel übertragen.

In den kleinsten Wirbelelementen dissipiert die Bewegungsenergie schließlich aufgrund der dominierenden Viskositätskräfte in Form von Wärme. In diesem Wirbelgrößenbereich herrscht lokale Isotropie vor, obwohl die Hauptströmung anisotrop ist, d.h. dass die durch hohe Wellenzahlen charakterisierten kleinen Wirbelelemente statistisch von der Hauptströmung vollkommen unabhängig sind [70].

2.2.1 Turbulente Vermischung

Turbulente Strömungen zeichnen sich im Vergleich zu laminaren Strömungen wegen der Überlagerung mit molekularen Bewegungen und des zufälligen konvektiven Stofftransports durch erheblich verbesserte Vermischungseigenschaften aller transportierten Größen aus [33, 67].

Treten Diffusionsvorgänge in Überlagerung mit einer makroskopischen Strömung des Fluides auf, können die durch die beiden Mechanismen hervorgerufenen Stoffströme addiert werden. Strömt das Gemisch mit der Geschwindigkeit v_j in j -Richtung, so ist der totale Stoffstrom $J_{Total,j}$ auf Grund sowohl der Diffusion $J_{M,j}$ als auch der makroskopischen Strömung $J_{K,j} = v_j \cdot c$ durch Gleichung (2.35) gegeben:

$$J_{Total,j} = J_{M,j} + J_{K,j} \quad (2.35)$$

Mittelt man die Gleichung (2.35), nachdem v_j und c durch die entsprechenden Reynolds-Zerlegungen für die physikalischen Variablen (siehe Gleichung 2.11) ersetzt wurden, so erhält man für den Gesamttransport in j -Richtung:

$$\langle J_{Total,j} \rangle = \langle J_{M,j} \rangle + \langle J_{K,j} \rangle = -D_M \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_j} + \langle v_j \rangle \langle c \rangle + \langle v_j' c' \rangle, \quad (2.36)$$

wobei $\langle v_j \rangle \langle c \rangle$ dem mittleren Stoffstrom und $\langle v'_j c' \rangle$ dem turbulenten Stoffstrom der turbulenten Schwankungsbewegung entspricht. Der turbulente Stofftransport-Term $\langle v'_j c' \rangle$ ist ein Korrelations-Term⁷, der Informationen über den fluktuierenden „turbulenten“ Teil der Geschwindigkeit in j -Richtung und die Konzentration kombiniert, d.h. diese Korrelation spiegelt den gegenüber laminaren Strömungen erhöhten, turbulenzbedingten Stoffaustausch wider und ist in einer idealen laminaren Strömung (ohne Schwankungen) gleich Null. Die resultierenden drei Flüsse ($\langle v'_1 c' \rangle$, $\langle v'_2 c' \rangle$, $\langle v'_3 c' \rangle$) sind als Reynolds-Flüsse bekannt (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Analog zu den Reynolds-Spannungen stellen die Reynolds-Flüsse einen unbekanntem Vektor dar, der auch zum Schließungsproblem der statistischen Turbulenztheorie führt (vergleiche Abschnitt 2.1.3). Hierbei ist der Mechanismus des Strömungsvorgangs, der Wirbelbewegungen im turbulenten Gebiet, nicht völlig verstanden. Stattdessen wird versucht, den konvektiven turbulenten Transport $J_{T,j} = \langle v'_j c' \rangle$ zu beschreiben, so wie der Stoffmengentransport durch molekulare Diffusion beschrieben wurde [71]. Dementsprechend wird der Koeffizient D_M der Gleichung (2.34), der charakteristisch für molekulare Diffusion ist, analog durch den Koeffizienten D_T ausgedrückt. Dieser ist nun ein Koeffizient des konvektiven turbulenten Stoffmengentransports, der der erwähnten turbulenten Viskosität ν_T entspricht, aber im Gegensatz zum oben definierten molekularen Diffusionskoeffizient D_M keine Stoffgröße, sondern ebenfalls eine Veränderliche des Strömungsfelds ist.

Analog zur Gleichung 2.26 gilt:

$$J_{T,j} = \langle v'_j c' \rangle = -D_T \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_j} \quad (2.37)$$

Gleichung 2.37 stellt die allgemeine RANS-Modellierung für den konvektiven Turbulenztransport dar und ist als die Gradient-Diffusions-Hypothese (GDH) bekannt [72].

Sowohl die Reynolds-Spannungen als auch die Reynolds-Flüsse entstehen durch die chaotischen Schwankungsbewegungen kleiner Turbulenzstrukturen. Über die gegenseitige Beeinflussung dieser Strukturen und ihren Zerfall lassen sich die Austauschvorgänge von Impuls, Masse und Energie bzw. das zeitliche Verhalten der Schwankungsgrößen veranschaulichen.

Es ist hier wichtig zu erwähnen, dass die experimentell ermittelten Reynolds-Spannungen bzw. die Reynolds-Flüsse oft nicht nur die korrespondierenden Schwankungen infolge der Turbulenz,

⁷ Punktkorrelationskoeffizienten $R(\phi_1, \phi_2)$ zwischen zwei physikalischen Größen ϕ_1 und ϕ_2 werden durch $R(\phi_1, \phi_2) = \frac{\langle \phi_1 \phi_2 \rangle}{\sqrt{\langle \phi_1^2 \rangle} \sqrt{\langle \phi_2^2 \rangle}}$ bestimmt. Der Nenner dient zur Normierung auf $-1 \leq R(\phi_1, \phi_2) \leq +1$. Demzufolge können die Reynolds-Flüsse $\langle v'_j c' \rangle$ als nicht normierte Korrelationskoeffizienten interpretiert werden.

2 Theoretische Grundlagen

sondern auch Schwankungen infolge des intermittenten Verhaltens kohärenter Wirbelstrukturen widerspiegeln. Im Gegensatz dazu können statistische Turbulenzmodelle kohärente Strukturen nicht bzw. oftmals nur unzureichend berücksichtigen. Dies verursacht eine Vernachlässigung wesentlicher Informationen [73–75]. Aus diesem Grund ist eine Verifizierung der numerischen Quantifizierung der Reynolds-Flüsse bzw. -Spannungen anhand experimenteller Daten von Bedeutung; insbesondere bei relativ kleinen Reynolds-Zahlen, wie bei den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Fällen. Kohärente Strukturen sind Wirbelkonfigurationen, die über mehrere Wirbelumdrehungen existieren [28]. Sie bleiben über längere Zeit bzw. einen längeren Weg bestehen. In ihnen ist der Großteil der kinetischen Energie der Strömung enthalten, weshalb ihnen große Bedeutung in der Dynamik der Turbulenz zukommt. Wenn sich diese Strukturen durch verhältnismäßig oft auftretende starke Schwankungen auszeichnen, spricht man von einem intermittenten Verhalten kohärenter Wirbelstrukturen.

Solche kohärenten Strukturen sind auch in einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration zu finden (vergleiche Abschnitt 2.3.2). Sie sind als wesentliche Einflussgrößen für skalaren Transport und Intermittenz charakterisiert worden [1, 6, 18, 76].

2.2.2 Definitionen der Mischgüte

Um die Güte der Vermischung nach einer gewissen Mischlänge oder -zeit zu beschreiben, ist es notwendig, ein Maß für den Vermischungsgrad – oder umgekehrt, ein Maß für den Trennungsgrad – zu definieren.

Seit den fünfziger Jahren wurden einige experimentelle und theoretische Untersuchungen der Vermischung gewidmet, angefangen mit der Pionierarbeit von Danckwerts [77], in der Definitionen der Mischgüte und weitere grundlegende Begriffe zur Beschreibung der Vermischung, die zum Teil noch gültig sind, vorgeschlagen wurden. Danckwerts selbst hat im Jahr 1958 zum ersten Mal die Auswirkung der Mischbedingungen auf eine chemische Reaktion diskutiert [78]. Eine Sammlung verschiedener Arbeiten mit Bezug auf seine Definitionen wird in Bothe [79] und Boss [80] angeboten.

Im Hinblick auf den Mischvorgang in einer JCF-Konfiguration wird in der Literatur belegt, dass geeignete Mischungsindizes durch die *spatial mixing deficiency* – *SMD* – und *temporal mixing deficiency* – *TMD* – repräsentiert werden, siehe jeweils Gleichungen 2.38 und 2.39. Diese Indizes ermöglichen sowohl eine zeitliche als auch eine räumliche Quantifizierung des Mischvorgangs [48, 49].

$$SMD = \frac{RMS[\langle c \rangle - AVE(\langle c \rangle)]}{AVE(\langle c \rangle)} \times 100\%$$

$$\Rightarrow SMD = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [\langle c_{i,j} \rangle - AVE(\langle c \rangle)]^2}{M \cdot N}}}{AVE(\langle c \rangle)} \times 100\% \quad (2.38)$$

$$TMD = AVE\left(\frac{\sqrt{\langle c'c' \rangle}}{\langle c \rangle}\right) \times 100\% \quad (2.39)$$

Üblicherweise werden diese Indizes in Prozent angegeben. Kleinere Werte von SMD bzw. TMD bedeuten eine bessere Durchmischung, so dass für eine ideale Mischung der SMD - bzw. TMD -Wert gleich Null ist, wie exemplarisch in Abbildung 2.3 (b) dargestellt wird. Im Fall unvermischter und stark intermittierender Strömungen können SMD - und TMD -Indizes Werte größer als 100% erreichen, vergleiche Abbildung 2.3 (a).

Die SMD gibt ein Maß für die räumliche Homogenität einer Vermischung, bezogen auf den zeitlichen Mittelwert der Referenz-Konzentration $\langle c \rangle$, an. Hier stellt $AVE(\langle c \rangle) = (M \cdot N)^{-1} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \langle c_{i,j} \rangle$ den räumlichen Mittelwert in der betrachteten Fläche und RMS (Root Mean Square) den quadratischen Mittelwert der Differenz zwischen $\langle c \rangle$ und $AVE(\langle c \rangle)$ dar.

Die TMD stellt die über die räumliche Verteilung gemittelte zeitliche Homogenität anhand der zeitlichen Standardabweichung der Referenz-Konzentration c , normiert mit dem zeitlichen Mittelwert der Konzentration $\langle c \rangle$, dar. Die räumliche Mittelung wird durchgeführt, um einen eindimensionalen Betrag und somit einen in verschiedenen Fällen vergleichbaren Parameter zu erhalten. Die Anwendung der TMD verursacht aber eine gewisse Unsicherheit bei deren Interpretation, weil die mittlere Referenz-Konzentration $\langle c \rangle$ an den unvermischten Stellen gegen Null geht, was extrem hohe TMD -Werte generieren kann.

Aus diesem Grund beschränkt sich die Anwendung von Mischungsindizes im Rahmen dieser Arbeit auf die SMD . Dieser Index wird hierbei aus einer zweidimensionalen Fläche ermittelt, was die Definition einer Berechnungsfläche, in der die Vermischung evaluiert wird, erfordert. Allerdings hat dieser Index ebenfalls eine Schwäche, nämlich die Schwierigkeit, die Qualität der Verteilung der sich mischenden Stoffe in der betrachteten Fläche zu erkennen, wie es exemplarisch in Abbildung 2.3 (c) und (d) dargestellt wird. Hier wurde für die beiden gleich großen Felder ein SMD -Wert von 57% erhalten, obwohl evident ist, dass Abbildung 2.3 (d) eine bessere Vermischung des weißen Stoffes in dem schwarzen Stoff als Abbildung 2.3 (c) zeigt. Hierbei

2 Theoretische Grundlagen

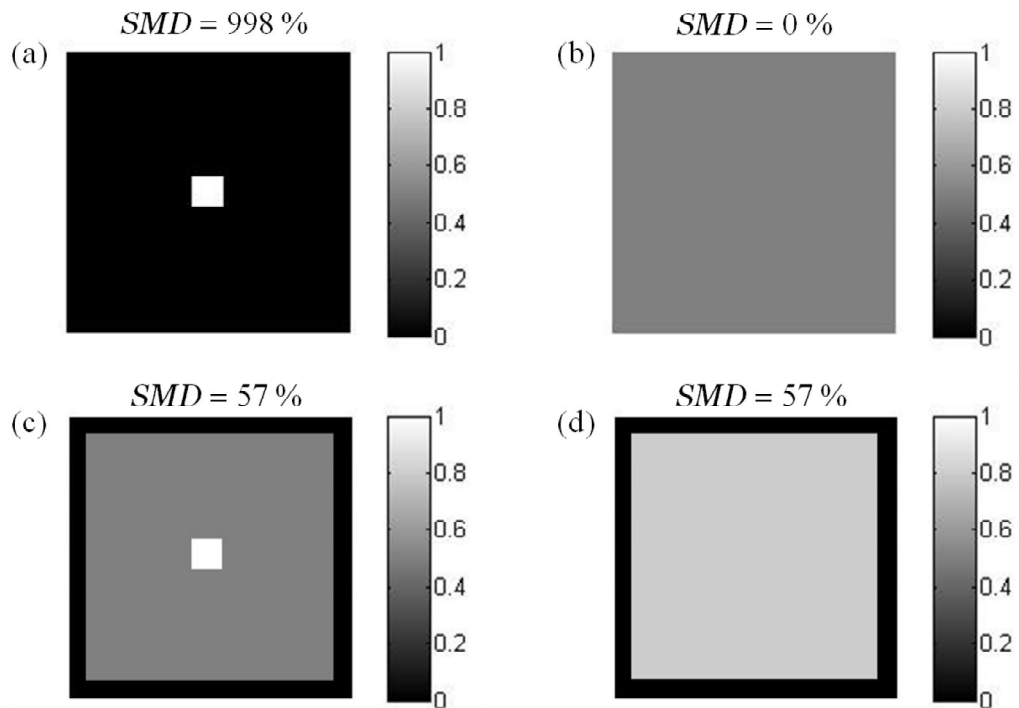


Abbildung 2.3: Exemplarische Darstellung verschiedener Mischfelder mit ihren jeweiligen SMD -Indizes. (a) Unvermisches Feld, $SMD = 998\%$. (b) Ideal vermisches Feld, $SMD = 0$. (c) und (d) teilvermischte Felder mit gleichen SMD -Indizes aber mit unterschiedlichen Mischeigenschaften. Die Skalierung zeigt den Anteil des weißen Stoffes in der Vermischung. „1“ bedeutet 100% weiße Stoffe und „0“ 100% schwarze Stoffe.

gibt die Skalierung den Anteil des weißen Stoffes in der Vermischung an. „1“ bedeutet 100% weiße Stoffe und „0“ 100% schwarze Stoffe.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden diese Mischungsindices, insbesondere der SMD , angewendet, um den Einfluss der Anfangsbedingungen auf eine JCF-Konfiguration zu bestimmen, vergleiche Abschnitt 4.3.3.

2.2.3 Strömungsmischer – Konfigurationen

Strömungsmischer dienen dazu, in flüssigen und gasförmigen Stoffen eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Komponenten im molekularen Maßstab zu erreichen. Hierzu zählen unter anderem: statische Mischer, Rührbehälter sowie Strahlmischer.

Statische Mischer bestehen in der Regel aus gleichartigen, feststehenden Mischelementen, die mit unterschiedlicher Orientierung hintereinander in ein Rohr oder einen Kanal eingebaut werden [81]. Die Mischenergie wird hierbei der Strömung entnommen. Im Gegensatz dazu beste-

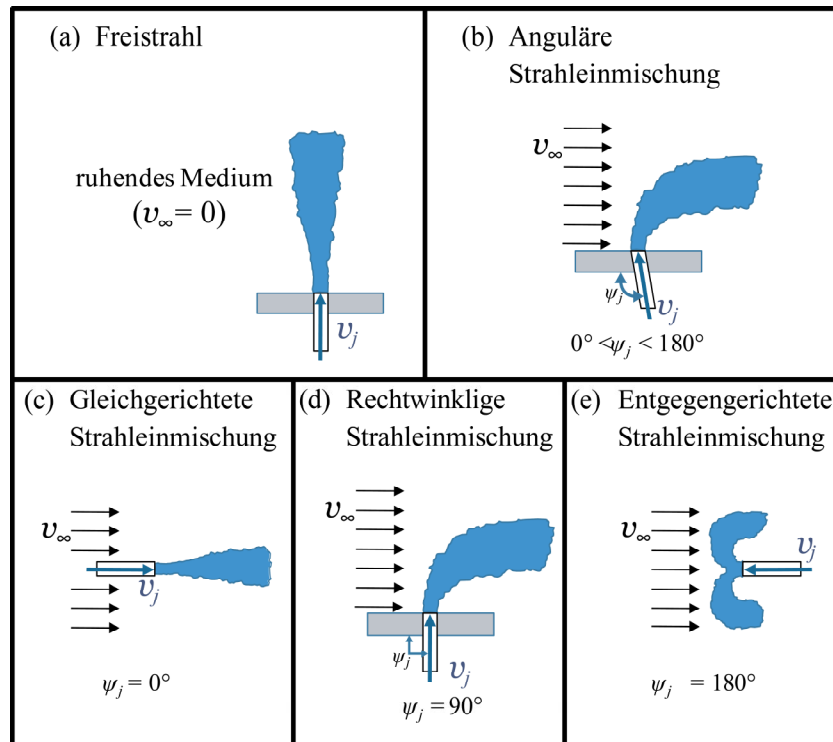


Abbildung 2.4: Varianten der Strahleinmischung.

hen Rührbehälter aus bewegten Teilen (d.h.: Motor, Getriebe, Lagerstelle, Rührer u.a.), welche die Mischenergie an die entsprechenden Fluide übergeben.

Strahlmischer mischen ein Fluid durch Eindüsenstrahlen in ein anderes Fluid hinein. Dabei kann die Einmischung in ein ruhendes Medium ($v_\infty = 0$) erfolgen, was als Freistrahlin bezeichnet wird, vergleiche Abbildung 2.4 (a). Bei der Einmischung in ein strömendes Fluid ($v_\infty \neq 0$), die so genannte Haupt- bzw. Querströmung, wird der zugeleitete Strahl durch die Fluidbewegung verformt und umgelenkt.

Abhängig vom Winkel ψ_j zwischen der Hauptströmung und dem einmischenden Strahl bzw. Jet unterscheidet man mehrere Strahlmischer-Arten, die neben dem genannten Freistrahlin in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt werden.

Bei angulärer Strahleinmischung wird der Jet in einem Winkel von $0^\circ < \psi_j < 180^\circ$ in den Crossflow eingedüst – (Abbildung 2.4 (b)). Für den Sonderfall $\psi_j = 0^\circ$ – Abbildung 2.4 (c) – spricht man von gleichgerichteter Strahleinmischung (*co-Flow*), bei $\psi_j = 90^\circ$ (Abbildung 2.4 (d)) von rechtwinkliger Strahleinmischung (auch als „Jet-in-Crossflow“ bezeichnet) und bei $\psi_j = 180^\circ$ (Abbildung 2.4 (e)) von entgegengerichteter Strahleinmischung. Wegen ihrer praktischen Relevanz und vorteilhaften Ausbeute bildet die Jet-in-Crossflow-Einmischung den Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit und wird in Abschnitt 2.3 ausführlich erläutert.

2.3 Konfiguration des Jet-in-Crossflows

Die Jet-in-Crossflow-Strömungsanordnung (JCF) basiert auf der Eindüsung eines Strahles (Jet) in eine Hauptströmung, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Jets verläuft ($\psi_{Jet} = 90^\circ$ in Abbildung 2.4 (d)) und daher auch als Querströmung bezeichnet wird. Der hierbei auftretende Mischungseffekt beider Strömungen ist von großer praktischer Relevanz und findet daher in zahlreichen technischen Anwendungen Gebrauch. Als Beispiele seien hier die Verdünnung von Kaminabgasen oder Mischungsprozesse, bei denen schnelle chemische Reaktionen mit Partikelbildung oder Fällungsreaktionen auftreten, genannt. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über einige Anwendungsgebiete und Anwendungsbeispiele für Querstrahleinmischungsprozesse.

Tabelle 2.1: Anwendungsgebiete der Querstrahleinmischung.

Anwendungsgebiet	Anwendungsbeispiele
Umwelttechnik	- Rauchfahnen von Schornsteinen in der Umgebung - Ausbreitung von Aschewolken aus Vulkanen - Einleitung von Abwässern in Flüsse
Chemietechnik	- Einmischung in Rohrströmungen
Verbrennungstechnik	- Emissionsminderung durch Primär- bzw. Sekundärmaßnahmen - Filmkühlung an Brennkammerwänden und Turbinenschaufeln
Aeronautik	- V/STOL-Flugzeug (<i>Vertical/Short Takeoff and Landing</i>) - Raketensteuerung

Die sich bei dieser Strömungsanordnung ausbildende turbulente Strömung wird durch die Interaktion zwischen dem Strahl und der Hauptströmung maßgeblich beeinflusst.

2.3.1 Charakteristische Kennzahlen

Die JCF-Konfiguration kann mit Hilfe der Reynolds-Zahl (siehe Gleichung 2.10) und des Impulsstromdichteverhältnisses bzw. Impulsverhältnisses beider Strömungen charakterisiert werden. Die individuelle Reynolds-Zahl für jede Strömung, Jet (Index j) und Crossflow (Index ∞), ergibt sich wie folgt:

$$Re_\infty = \frac{v_\infty \cdot D_\infty}{\nu}, \quad (2.40)$$

$$Re_j = \frac{v_j \cdot D_j}{\nu} \quad (2.41)$$

Dabei stellen v , ν und D jeweils die Geschwindigkeit, kinematische Viskosität und den (hydraulischen) Durchmesser⁸ dar.

In der Literatur ist es üblich, eine für die gleichzeitige Charakterisierung des Jets und Crossflows „kombinierte“ Reynolds-Zahl Re_{JCF} anzugeben [55, 82]:

$$Re_{JCF} = \frac{v_\infty \cdot D_j}{\nu} \quad (2.42)$$

Diese Definition der Reynolds-Zahl ist im Rahmen einer experimentellen Arbeit nicht von Vorteil, da diese kein physikalisches Verhalten der Strömungen beschreibt. Trotzdem ist diese Definition zusammen mit einem zweiten Parameter wie z.B. dem Impulsstromdichteverhältnis J nutzbar, um eine JCF-Konfiguration vollständig zu beschreiben [59].

Das Impulsstromdichteverhältnis J bzw. das Impulsverhältnis R setzt den Impuls(strom) des Strahls und den Impuls(strom) der Querströmung ins Verhältnis:

$$J = \frac{\rho_j \cdot v_j^2}{\rho_\infty \cdot v_\infty^2} \quad (2.43)$$

bzw.

$$R = \frac{\rho_j \cdot v_j}{\rho_\infty \cdot v_\infty} \quad (2.44)$$

Anhand dieses Parameters ist es möglich, das Eindringverhalten, insbesondere die Jet-Trajektorie im Crossflow, zu charakterisieren, vergleiche Abschnitt 4.3.2.2. Diese beiden Gleichungen vereinfachen sich bei gleicher Dichte beider Strömungen ($\rho_j = \rho_\infty$) zum Geschwindigkeitsverhältnis r :

$$r = J^{0,5} = R = \frac{v_j}{v_\infty} \quad (2.45)$$

Letztere Größe hat sich als wichtigster Einflussparameter in einer JCF-Konfiguration herausgestellt.

⁸ In der vorliegenden Untersuchung gilt: $D_j = 8$ mm und $D_\infty = 108$ mm (hydraulischer Durchmesser des Crossflows, der als das Vierfache der Querschnittsfläche geteilt durch den Umfang des Strömungskanals definiert wird).

2 Theoretische Grundlagen

Die Bedeutung der genannten Größen wurde in einer der ersten umfassenden experimentellen Arbeiten zur Untersuchung einer JCF-Konfiguration mittels einer Ähnlichkeitsbetrachtung von Keffer und Baines (1963) [2] berichtet und später von Pratte und Baines (1967) [8] und Kamotani und Greber (1972) [3] bestätigt. In Abhängigkeit von r bilden sich unterschiedliche Strömungsarten aus. Bei $r < 2$ kommt es zu keiner nennenswerten Vermischung des Jets mit der Hauptströmung, sondern lediglich zu seiner Ablenkung in den Unterstrom der Wandgrenzschicht, da der Impuls des Strahls so klein ist, dass es ihm nicht möglich ist, sie zu durchdringen. Dieses Verhalten wurde von Andreopoulos und Rodi [13] bei einem Wert von $r = 0.5$ untersucht. Es wird im Allgemeinen bei der Kühlung von Turbinenschaufeln angewendet.

Bei Anströmbedingungen von $r > 2$ kann der Strahl die Wandgrenzschicht durchdringen und durch Interaktion mit der Hauptströmung eine dreidimensionale Struktur ausbilden. Die Berechnung dieser Strahltrajektorie folgt aus einer durch Pratte und Baines [8] vorgeschlagenen Dimensionsanalyse und hat folgende allgemeine Form:

$$\frac{Z}{r \cdot D_j} = A \cdot \left(\frac{X}{r \cdot D_j} \right)^b, \quad (2.46)$$

wobei Z die Koordinate [mm] der Ausbreitungsrichtung des Jets in der Höhe und X [mm] diejenige in der Querströmungsrichtung darstellen. A und b sind empirische Parameter, die in der Literatur als $1,2 < A < 2,6$ und $0,28 < b < 0,34$ angegeben werden. Häufig werden in der Literatur die in [8] berichteten Werte: $A = 2,05$ und $b = 0,28$ genannt. Eine ausführliche Liste experimentell ermittelter Werte für diese Parameter A und b wurde in [1] zusammengestellt.

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Beschreibung einer JCF-Konfiguration ist das Massenstromverhältnis MR zwischen dem zugemischten Massenstrom des eintretenden Jets \dot{m}_j und dem Massenstrom der Hauptströmung \dot{m}_∞ :

$$MR = \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_\infty} \quad (2.47)$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die untersuchten JCF-Konfigurationen hauptsächlich anhand der Reynolds-Zahl des Crossflows Re_∞ und des Geschwindigkeitsverhältnisses r definiert.

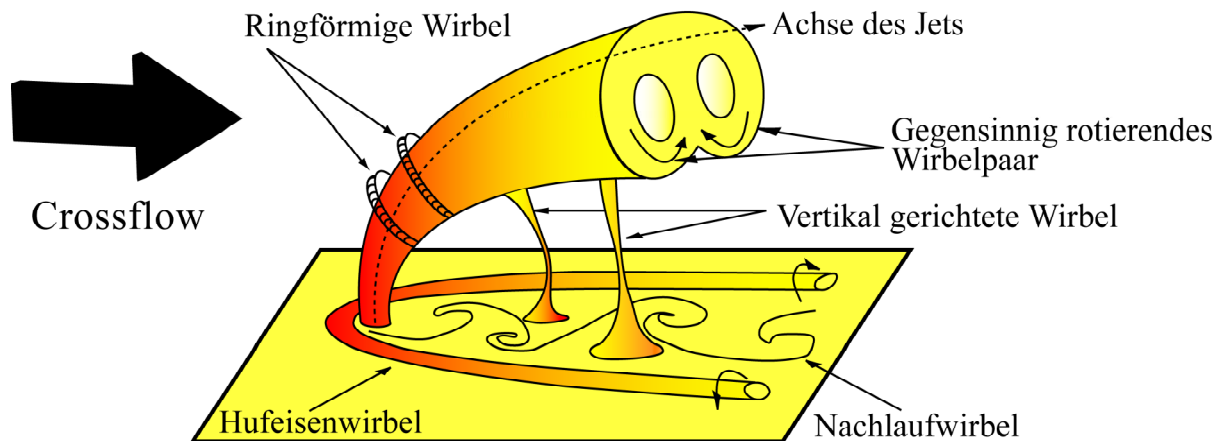


Abbildung 2.5: Wirbelstruktur einer JCF-Konfiguration.

2.3.2 Wirbelstrukturen im Jet-in-Crossflow

Kennzeichnend für die Eigenschaften einer JCF-Konfiguration sind kohärente Strukturen. Diese Strukturen sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die JCF-Konfiguration kann abhängig vom Abstand zur Eindüsungsstelle in einen Nahbereich und einen Fernbereich eingeteilt werden. Der Nahbereich ist der Bereich von einigen Strahldurchmessern entlang der Trajektorie des Jets nach dem Jetaustritt, bevor der Strahl komplett umgelenkt wird. Daran schließt sich der Fernbereich an, der sich bis zum Ende des betrachteten Mischwegs ausdehnt.

Zu den Wirbelstrukturen des Nahbereiches zählen: Ringförmige Wirbel (RLV: *ring-like vortices*), Hufeisenwirbel (HSV: *horseshoe vortex*), Nachlaufwirbel (WV: *wake vortices*), Vertikal gerichtete Wirbel (UV: *upright vortices*) und das gegensinnig rotierende Wirbelpaar (CRVP: *counter-rotating vortex pair*). Hingegen setzt sich der Fernbereich nur aus den Nachlaufwirbeln und dem gegensinnig rotierenden Wirbelpaar zusammen.

Die ringförmigen Wirbel, RLV, ähneln in Entstehung und Struktur der Kelvin-Helmholtz-Instabilität eines Freistrahles [17, 18]. Sie dominieren den ersten Abschnitt des Nahbereichs. Hierbei wirkt der Jet für den Crossflow als ein zylinderförmiges Hindernis, so dass die Geschwindigkeiten des Crossflows in axialer Richtung (*streamwise*) und in lateraler Richtung des Jets (*spanwise*) ziemlich klein sind. Durch die starke Scherung zwischen dem Crossflow und der Jet-Strömung reichen bereits kleinste Schwankungen aus, um Strömungsinstabilitäten zu erzeugen. Diese Instabilitäten treten sowohl an der Windseite (stromauf) als auch im Windschatten (stromab) auf. Die Ursache für diese Wirbelstrukturen liegt dabei bereits in der Wandgrenzschicht unmittelbar vor dem Eintritt des Jets [17]. Die sich auf der Windseite des Jets aufrollenden Wirbel sind in der 3D-Streulicht-Visualisierung der Abbildung 2.6 sehr gut zu erkennen.

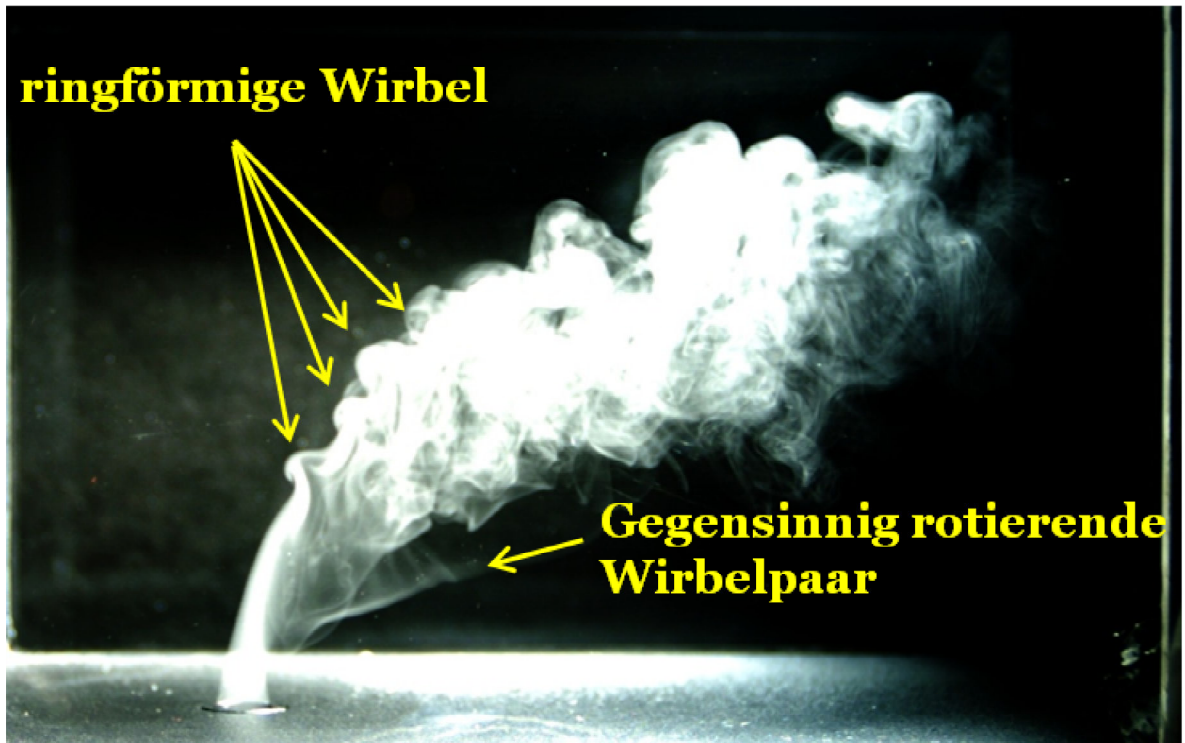


Abbildung 2.6: Streulicht-Visualisierung einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration mit $Re_\infty = 3.000$ und $r = 3$. Veranschaulichung des Wirbelsystems.

In der Jet-Umlenkung verschwinden diese Wirbel. Cortelezzi und Karagozian [83] haben eine numerische Untersuchung durchgeführt, in der die Entstehung der ringförmigen Wirbel im Detail analysiert wurde. Hierbei wurden in Konkordanz mit den Arbeiten von Kelso et al. [14] diese Wirbel als verantwortlich für die Ausbildung des gegenseitig rotierenden Wirbelpaares bezeichnet.

Der Hufeisenwirbel entsteht durch den Druckanstieg im Staubereich des Jetaustritts als hufeisenförmiger Wirbel um den Auslass des Jets [6, 84]. Hierbei weicht die Querströmung dem Jet als Hindernis aus und bildet dabei diese Form. Beim seitlichen Ausweichen bekommt diese Strömung durch gleichzeitige starke Scherung mit der Jet-Eindüsung eine Rotation aufgeprägt. Entlang der Hufeisenform bildet sich dadurch eine drallbehaftete Strömung aus. Der Hufeisenwirbel existiert also nur in Wandnähe bzw. in der Nähe der Basisplatte des Kanals.

Die Nachlaufwirbel und die vertikal gerichteten Wirbel stehen in Wechselwirkung mit dem Hufeisenwirbel. Sie haben ihren Ursprung ebenfalls in der Interaktion von Crossflow-Grenzschicht und Jetaustritt [14, 15], die genaue Entstehung dieser Wirbelarten ist jedoch noch nicht hinlänglich geklärt. Sie sind für kleine Impulsstromdichteverhältnisse J die einzig instationären Strukturen.

Die Nachlaufwirbel ähneln den Wirbeln einer „Kármánschen Wirbelstraße“ im Nachlauf eines feststehenden Zylinders auf Grund der erwähnten Ähnlichkeit der Jet-Strömung mit einem zylindrischen Hindernis am Jet-Auslass. Der Einfluss dieser Wirbel auf den Mischungsprozess ist nur schwer abschätzbar. Messungen [6] haben nur geringe Jet-Konzentration in diesem mit dem Crossflow ausgefüllten Bereich nachgewiesen. Diese Wirbel treten immer paarweise mit gegenläufiger Rotationsrichtung auf [15].

Das gegensinnig rotierende Wirbelpaar entwickelt sich zunächst im Nahbereich, um sich dann im Fernbereich immer weiter auszudehnen und letztendlich das Strömungsfeld des Jets zu dominieren [6, 7, 18]. Dieses Wirbelpaar ist von fundamentaler Bedeutung in einer JCF-Konfiguration. Der Drehimpuls dieser Wirbel bewirkt auch nach der vollständigen Umlenkung des Jets eine scherungsgetriebene Mischung. Dabei wird der Crossflow in den Jet hineingesaugt, was den dominierenden Mischungsprozess bei der JCF-Konfiguration darstellt.

Man kann dieses Wirbel-System sowohl in der Abbildung 2.6, seitliche Streulicht-Visualisierung, als auch in Abbildung 4.13 (rechte Spalte) des Abschnittes 4.3.2, momentane Fluoreszenz-Aufnahmen, erkennen. Die Entstehung dieses Wirbelpaares ist noch nicht abschließend geklärt und wird in der Literatur diskutiert. Broadwell und Breidenthal [85] berichten, dass die Entstehung dieses Wirbelpaares aus dem senkrecht zur Querströmung stehenden Impuls des Strahls folgt. Camussi et al. [18] behaupten, dass die Entstehung des gegensinnig rotierenden Wirbelpaares schon im Jet-Rohr beginnt, kurz bevor der Strahl sich mit dem Crossflow trifft. Kelso et al. postulieren einen Mechanismus der Entstehung dieses Wirbelpaares, der sowohl experimentell von Lim et al. [86] als auch numerisch von Cortelezzi und Karagozian [83] bestätigt wurde. Er basiert auf der Änderung der Wirbelstärke der Scherschicht am Jet-Austritt, siehe [14].

Die den Mischungsprozess und den Transport von Masse, Impuls und Wärme vornehmlich bestimmenden Strukturen sind das gegensinnig rotierende Wirbelpaar CRVP und die ringförmigen Wirbel RLV [3, 6, 18].

3 Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Versuchsanlage konzipiert und aufgebaut, um die Vermischung einphasiger Fluide in einer Jet-in-Crossflow-Anordnung mittels laserdiagnostischer Verfahren zu untersuchen.

Das wesentliche Ziel der an dieser Anlage durchgeführten Messungen war es, neben den grundlegenden Untersuchungen des Mischvorgangs in einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration, bzw. der Bestimmung von Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofilen, die Reynolds-Flüsse und -Spannungen der Form $\langle c'v'_i \rangle$ bzw. $\langle v'_i v'_k \rangle$ experimentell zu ermitteln. Letztere spiegeln den gegenüber laminaren Strömungen erhöhten, turbulenzbedingten Stoffaustausch wider. Die gewonnenen Ergebnisse können dann als Grundlage für die Erstellung und Validierung von Turbulenz- und Mischungsmodellen dienen.

Im Folgenden wird die eingesetzte Versuchsanlage und die verwendete Messtechnik beschrieben.

3.1 Aufbau des Versuchsstands

Abbildung 3.1 zeigt eine Gesamtübersicht des experimentellen Aufbaus. Der Versuchsstand gliedert sich in drei große Abschnitte: Der erste Teil stellt den eigentlichen Jet-in-Crossflow-Strömungskanal dar, mit dessen Hilfe sich verschiedene Anströmbedingungen realisieren lassen. Der zweite und dritte Teil werden aus den Gasleitungssystemen für den Crossflow (blau umrahmt) und der Jet-Strömung (rot umrahmt) gebildet.

3.1.1 Strömungskanal

Mit Hilfe des in Abbildung 3.1 und 3.2 dargestellten JCF-Strömungskanals lassen sich in der eigentlichen Messstrecke genau definierte Anströmbedingungen realisieren, die vom laminaren

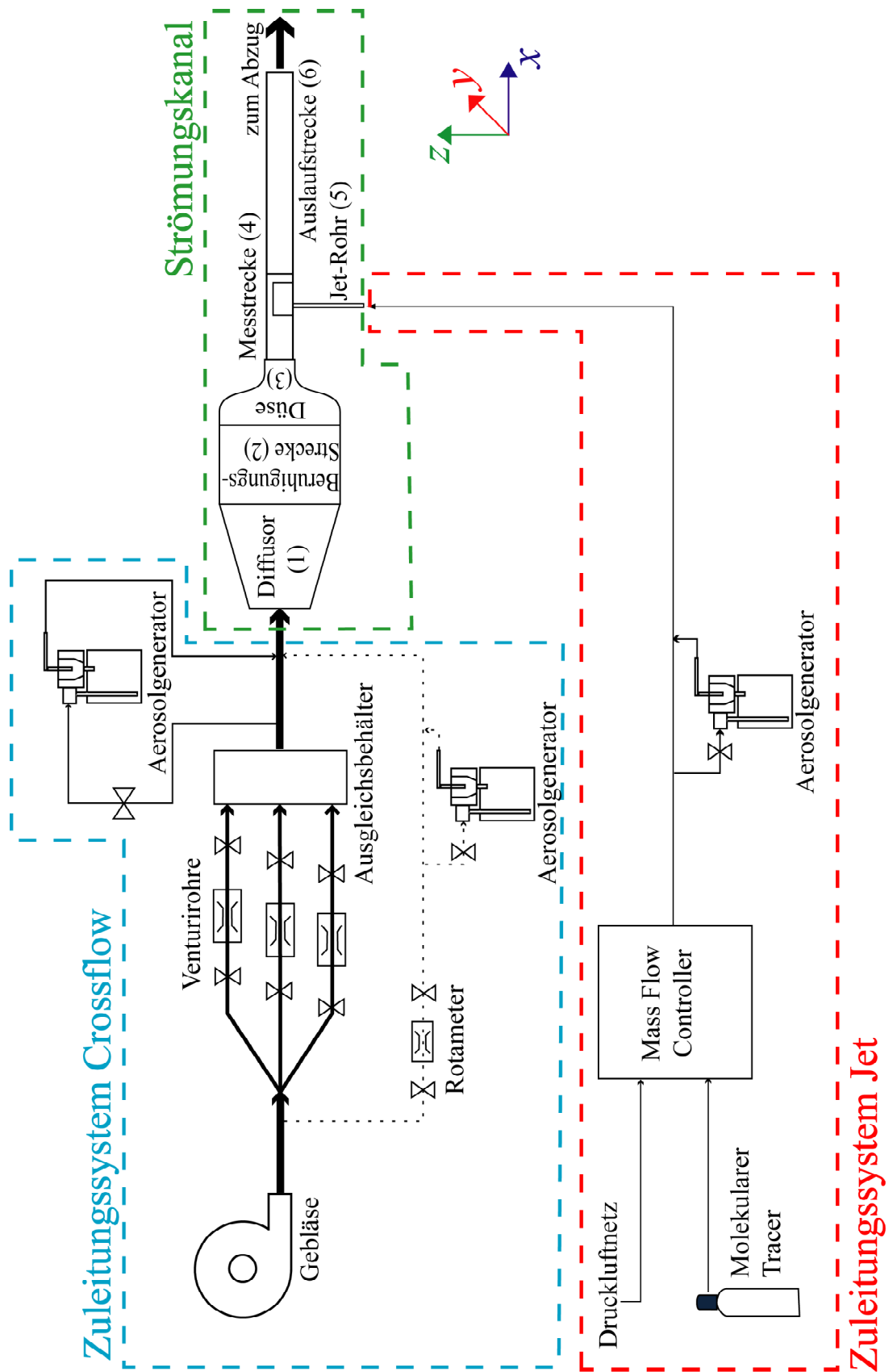


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

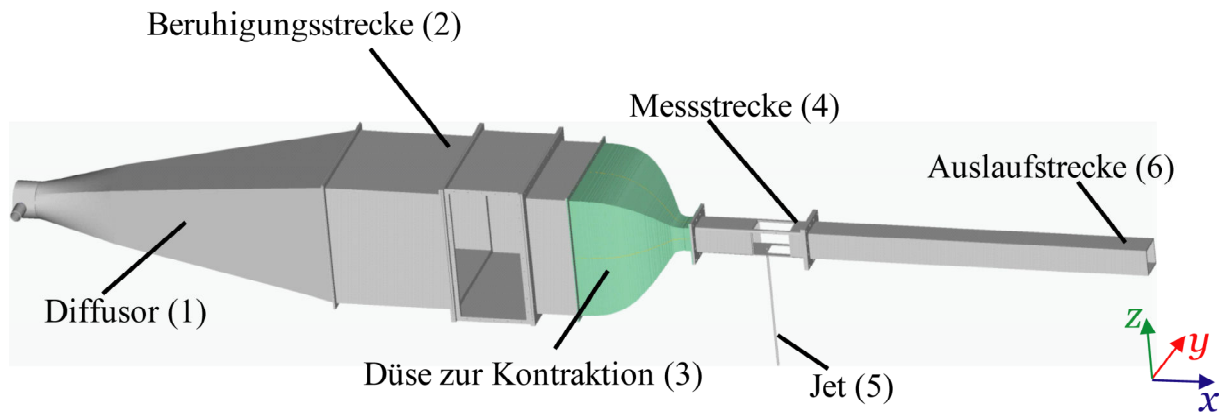


Abbildung 3.2: Gesamtübersicht des Strömungskanals.

bis in den hochturbulenten Bereich reichen können (vergleiche Abschnitt 3.1.2). Deshalb weist dieser einerseits eine praktische Relevanz auf und ist andererseits auch im Hinblick auf die Erstellung und Validierung von Modellen zur Beschreibung von Turbulenz- und Mischungsvorgängen geeignet.

Um einen realistischen Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen zu ermöglichen, ist es erwünscht, in der ankommenden Querströmung ein kolbenförmiges Geschwindigkeitsprofil, also eine über den ganzen Querschnitt möglichst gleichmäßige Strömungsgeschwindigkeit zu haben. Dieses kolbenförmige Profil wird am besten dadurch erreicht, dass ein beruhigter Luftstrom mit geringer Strömungsgeschwindigkeit auf einer möglichst kurzen Strecke auf die Versuchsgeschwindigkeit beschleunigt wird. Diese Beschleunigung wird in der Praxis durch eine geeignet geformte Düse (3) bewerkstelligt, die den Strömungskanal von einem sehr weiten Querschnitt, der Beruhigungsstrecke (2), in einen engen Querschnitt, den Querschnitt der eigentlichen Messstrecke (4), überführt. Der Strömungskanal besteht neben den bereits o.a. Bauteilen noch aus einem Diffusor (1), dem Jet (5) und einer Auslaufstrecke (6).

Alle sechs Bauteile werden im Folgenden näher beschrieben und der Aufbau sowie die geometrischen Abmessungen jeweils durch eine schematische Darstellung bzw. ein Bild vermittelt.

Diffusor:

Der Diffusor (1) stellt das Übergangsstück zwischen der vom Gebläse kommenden Luftzuleitung und der Beruhigungsstrecke dar. Er ist aus Edelstahl gefertigt und besteht aus drei Abschnitten (siehe Abbildung 3.3):

3 Experimenteller Aufbau

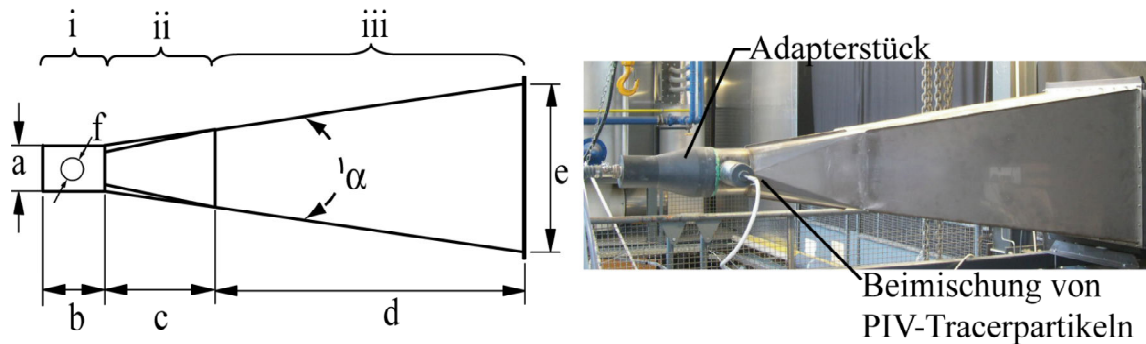


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung und Realbild des Diffusors, $a = 150$ mm, $b = 200$ mm, $c = 355$ mm, $d = 1.000$ mm, $e = 540$ mm, $f = 70$ mm, $\alpha = 17^\circ$.

- i. Einem kreisförmigen Rohr mit einem Durchmesser $a = 150$ mm, an das die Luftzuleitung angeschlossen wird und in dem die Beimischung - erkennbar an der kreisrunden Öffnung in Abbildung 3.3 links - der für die PIV-Messung erforderlichen Tracerpartikel stattfindet.
- ii. Einem ablösearmen Übergangsstück der Länge c von kreisförmigem auf quadratischen Querschnitt.
- iii. Einem Erweiterungsstück, um den Kanal auf den Querschnitt der Beruhigungsstrecke aufzuweiten. Dies gewährleistet beim Austritt, also beim Übergang vom Diffusor zur Beruhigungsstrecke, eine über den gesamten Querschnitt gleichmäßige Verteilung des Luftstroms sowie eine gleichmäßige Verteilung der vor dem Diffusor dem Luftstrom beigemischten Menge an Tracerpartikeln, die für die PIV-Messung erforderlich sind (s. Abschnitt 3.2.2).

Abbildung 3.3 zeigt ebenfalls die Abmessungen des Diffusors und die geometrischen Details. Der Öffnungswinkel α von 17° wurde entsprechend dem Ausbreitungswinkel eines Freistrahls gewählt, um bei davon abweichenden Öffnungswinkeln zusätzlicher Turbulenzerzeugung vorzubeugen. Die Längsabmessung ($d + c = 1.355$ mm) ergab sich dann aus der zuvor beschriebenen Vorgabe im Hinblick auf das geforderte Kontraktionsverhältnis der Düse (siehe *Düse*) und der damit verbundenen Abmessung für e .

Im laminaren Strömungsfall wurde ein zusätzliches Adapterstück zwischen dem Schlauch für die Luftzufuhr ($\varnothing = 30$ mm) und dem Einlass des Diffusors ($a = 150$ mm) benötigt. Dieses Adapterstück wurde aus PVC gefertigt und ist innen kegelförmig und ebenfalls mit einem Öffnungswinkel von 17° versehen (siehe Abbildung 3.3 rechts).

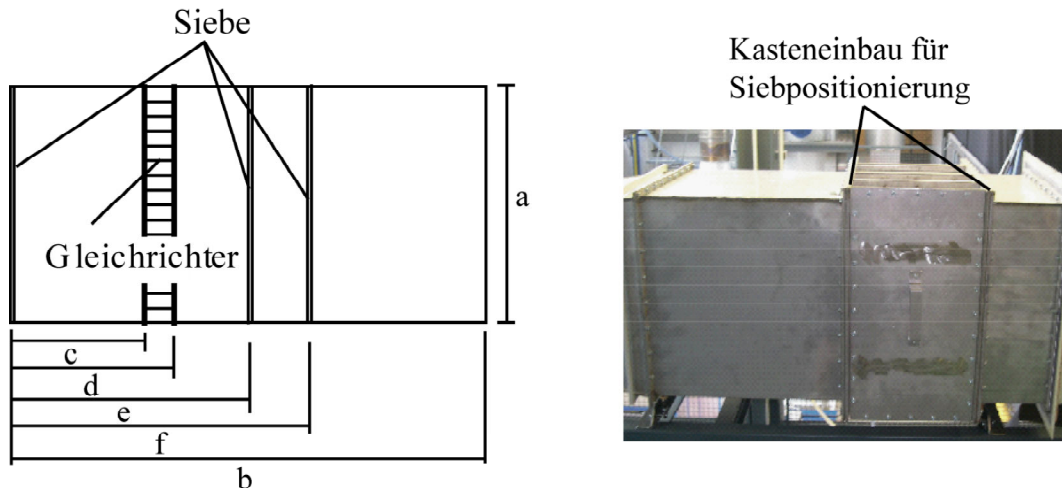


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung und Realbild der Beruhigungsstrecke, $a = 540$ mm, $b = 1.080$ mm, $c = 520$ mm, $d = 620$ mm, $e = \text{ca. } 700$ mm, $f = \text{ca. } 820$ mm.

Beruhigungsstrecke:

Die der Düse vorgeschaltete Beruhigungsstrecke (2) (Abbildung 3.4) hat den Zweck, die lokalen und zeitlichen Geschwindigkeitsunterschiede des Luftstroms zu vermindern. Diese Homogenisierung der Strömungsgeschwindigkeit nach Betrag und Richtung wird durch einen Satz von Gleichrichtern und Sieben erreicht, die in die aus Edelstahl gefertigte Beruhigungsstrecke eingebaut sind. Das erste Sieb, das ein Öffnungsverhältnis von 56% und einen Drahtdurchmesser von ca. 0,8 mm hat, wurde direkt am Einlass der Beruhigungsstrecke bzw. vor dem Gleichrichter positioniert, so dass die Geschwindigkeitsunterschiede der Strömung ausgeglichen werden können. Der Gleichrichter ist aus Wabenelementen aufgebaut, die aus regelmäßigen, hexagonalen Wabenzellen, dem sogenannten "Honeycomb", bestehen. Diese Wabenstruktur bestimmt durch ihre Geometrie die Reduktion der Turbulenz. Der Gleichrichter eliminiert den durch das Gebläse und die Zuleitung bewirkten Drall und erzeugt eine achsparallele Strömung mit geringen Neigungswinkeln, wodurch die lateralen Geschwindigkeitsschwankungen ebenfalls reduziert werden.

Die geometrischen Abmessungen des Gleichrichters, wie die nominelle Zellenweite und Zellentiefe, sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Die genaue Position innerhalb der Beruhigungsstrecke kann Abbildung 3.4 entnommen werden. Die dem Gleichrichter üblicherweise nachgestellten Siebe vergleichmäßigen durch ihren Strömungswiderstand die Geschwindigkeitsschwankungen (Turbulenz) in der Strömung.

Ein weiterer erwähnenswerter Aspekt im Hinblick auf das angestrebte kolbenförmige Geschwindigkeitsprofil in der eigentlichen Messstrecke ist, dass die Wandgrenzschicht hinter sol-

3 Experimenteller Aufbau

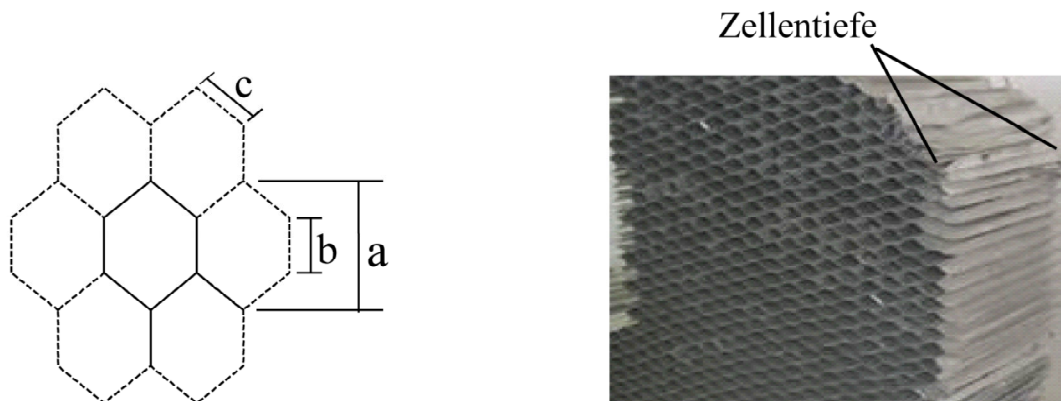


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung und Realbild des Gleichrichters, $a = 16$ mm, $b = 5$ mm, $c = 7$ mm, Zellentiefe = 100 mm.

chen Siebeinbauten sehr dünn ist. Dies wird durch die so genannten Siebwirbel, die einen Impulstransport aus dem Strömungskern in die Grenzschicht hinein bewirken, verursacht. Aus diesem Grund kann von einer wandparallelen Strömung gesprochen werden, da die Wand die stark verwirbelte Strömung nur in ihrer unmittelbaren Nähe dämpfen kann. Um diesen Effekt zu intensivieren, wurden zwei unterschiedliche Siebe nach dem Gleichrichter verwendet. Diese beiden Siebe besitzen jeweils ein Öffnungsverhältnis von 59%, wobei der Drahtdurchmesser des ersten Siebs ca. 0,6 mm, der des zweiten ca. 0,4 mm beträgt. Die Position der Siebe bestimmt maßgeblich das Strömungsprofil innerhalb der eigentlichen Messstrecke, weswegen die Siebeinbauten innerhalb der Beruhigungsstrecke so vorgenommen wurden, dass sie jederzeit einfach zu verschieben sind. Die beste Position dieser Siebe wurde empirisch so bestimmt, dass das Profil der Strömung in der Messstrecke die kleinste Grenzschichtdicke aufweist.

Düse:

An die soeben beschriebene Beruhigungsstrecke grenzt die Beschleunigungsstrecke in Form einer Düse (3) an – siehe Abbildung 3.6. Diese verringert durch die geometrisch vorgegebene Kontraktion die Geschwindigkeitsunterschiede in der Strömung. Letztere beruhen auf Unterschieden in der spezifischen Energie der nebeneinander strömenden Luftschichten, die durch unterschiedliche Reibungseinflüsse, z.B. durch das Umlenken der Strömung in den Zuleitungen oder durch Einbauten, entstehen können [87]. Allerdings lassen sich auch bei idealer Formgebung der Düsenkontur nicht alle Unregelmäßigkeiten aus der Strömung eliminieren. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die spezifische kinetische Energie auf allen Stromlinien der Düsenströmung durch eine Optimierung der Kontur der Düse um den gleichen Betrag

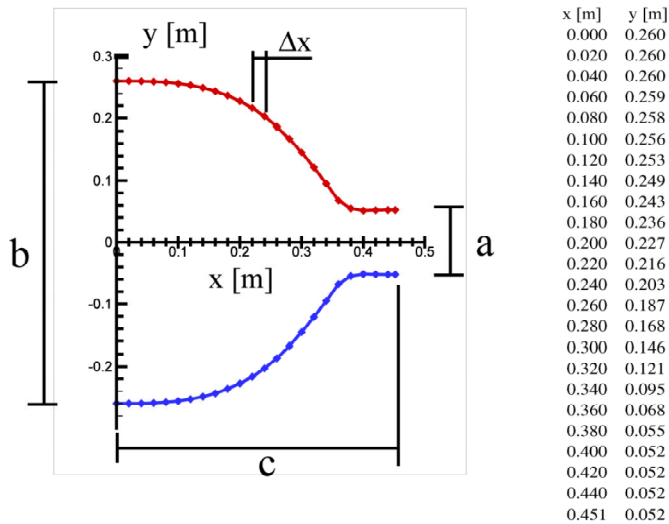


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung und Realbild der Düse, $a = 108 \text{ mm}$, $b = 540 \text{ mm}$,
 $c = 470 \text{ mm}$, Kontraktionsverhältnis $K = \frac{b}{a} = 5$.

zunimmt. So kann mit dieser optimierten Düsenkontur und einem groß gewählten Kontraktionsverhältnis K (Verhältnis vom Durchmesser beim Eintritt in die Düse b zu dem beim Austritt a) von einer gleichmäßigen Verteilung der Geschwindigkeit in der Messstrecke ausgegangen werden [87]. Als großes Kontraktionsverhältnis K wird bei Börger [87] ein K größer als drei ($K > 3$) gefordert, bei Prandtl [88] werden Beispielrechnungen mit $K = 5$ durchgeführt. Um diesen Angaben aus der Literatur Rechnung zu tragen, wurde die Düse mit einem $K = \frac{b}{a} = 5$ konstruiert. Die sich aus der gegebenen Querschnittsabmessung der Messstrecke (Unterstrom der Düse) von $108 \text{ mm} \times 108 \text{ mm}$ und dem gewählten Kontraktionsverhältnis ergebende Querschnittsabmessung der Zustromseite der Düse beträgt demnach $540 \text{ mm} \times 540 \text{ mm}$. Die Abmessung der eigentlichen Messstrecke von $108 \text{ mm} \times 108 \text{ mm}$ wurde in Abstimmung mit der parallel laufenden numerischen Untersuchung gewählt, hierbei wurde diese Option aus den verschiedenen Möglichkeiten der auf dem Markt erhältlichen Vierkantrohre ausgewählt. Für die Bestimmung der vorher erwähnten Kontur der Düse wurde auf ein in der Programmiersprache Fortran geschriebenes Optimierungsprogramm von Börger [87] zurückgegriffen. Die Eingangsdaten waren das gewählte Kontraktionsverhältnis K , die oben erwähnte geometrische Abmessung der Unterstromseite (eigentliche Messstrecke) und ein ausreichend klein gewähltes Diskretisierungsintervall Δx . Die Ausgabedaten waren die Koordinaten (x,y) der optimierten Kontur der Düse. Damit konnten die in Abbildung 3.6 gezeigte optimierte Kontur der Düse berechnet und eine entsprechende Schablone angefertigt werden.

3 Experimenteller Aufbau

Um eine hydraulisch nahezu glatte Oberfläche ohne Nähte an der Düseninnenseite zu erhalten, wurde als Fertigungsmaterial Glasfaser verwendet. Für die Anfertigung der Düse war eine aufwendig hergestellte Negativform nötig. Hierzu wurde mittels der oben erwähnten Schablone die exakte Form der Düse auf einem Block Styrodur nachgezeichnet und mit einem heißen Draht herausgelöst. Anschließend wurde die Form ausgespachtelt und für die weitere Bearbeitung mit einer dünnen Schicht Acryl-Lack versehen. Auf diese Form wurden nun die Glasfasermatten Schicht für Schicht aufgebracht und miteinander verleimt. Lediglich an den jeweiligen Enden wurde für die bündige Verbindung mit den angrenzenden Bauteilen (Beruhigungsstrecke und Messstrecke) und aus Steifigkeitsgründen ein Holzrahmen mit Verbohrungen eingelassen. Die Düse wurde von der Werkstatt der Akademischen Fliegergruppe am Karlsruher Institut für Technologie e.V. (Akaflieg Karlsruhe) angefertigt.

Messstrecke:

Dieser Teil des Messkanals (4) wurde zunächst aus Edelstahl angefertigt. Später wurde eine zweite Messstrecke aus Aluminium hergestellt, die eine glattere Oberfläche als die Edelstahl-Messstrecke hatte, was man in eine dünnere Grenzschicht des Crossflows übersetzen kann. Dies eröffnete die Möglichkeit, die Wirkung der Crossflow-Grenzschicht auf das Eindringen des Jets in den Crossflow zu untersuchen – vergleiche Abschnitt 4.3.2.1. Es wurde eine quadratische Querschnittsabmessung von 108 mm × 108 mm gewählt. Bei einem nicht quadratischen rechteckigen Profil hätte das in der Messstrecke gewünschte kolbenförmige Geschwindigkeitsprofil nicht erreicht werden können, da die Kontur der Düse dann nur für eine der beiden Abmessungen hätte optimiert werden können. Abbildung 3.7 zeigt eine schematische Darstellung mit den geometrischen Abmessungen und ein Bild der Messstrecke. Sie gibt die Positionen des Jets und auch die der angebrachten Quarzfenster für die Messtechnik in der Messstrecke an. Die Anbohrung (Durchmesser 12 mm) zur Befestigung des Jets (Innendurchmesser 8 mm) wurde im Abstand von 300 mm ($c + h$) zum Düsenaustritt angebracht. Bei der Positionierung und Auslegung der Quarzfenster, die den optischen Zugang für das Messsystem, d.h. den eigentlichen Messbereich, darstellen, musste darauf geachtet werden, dass alle Phänomene des sich einstellenden Mischungsprozesses erfasst werden können. Eine gute Abschätzung der Position der Jetströmung kann in Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen und den Anströmbedingungen mit der Gleichung 2.46 vorgenommen werden (vergleiche Abschnitt 2.3.1). Diese Gleichung kann mit dimensionslosen Variablen gemäß $x = X/D_j$ und $z = Z/D_j$ und dem Geschwindigkeitsverhältnis zur Gleichung 3.1 vereinfacht werden

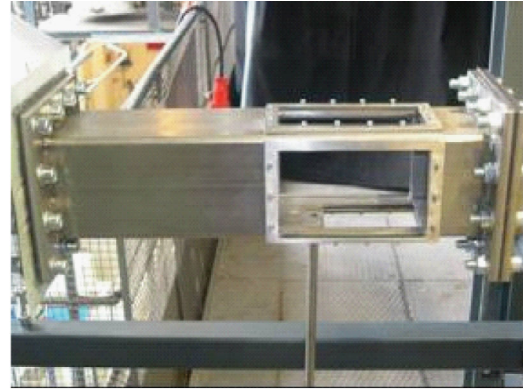
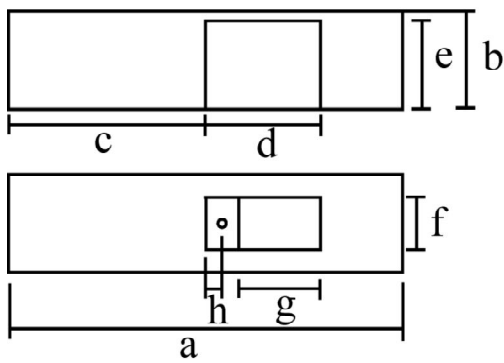


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung und Realbild der Messstrecke, $a = 500$ mm, $b = 108$ mm, $c = 260$ mm, $d = 160$ mm, $e = 100$ mm, $f = 72$ mm, $g = 110$ mm, $h = 40$ mm.

$$\frac{z}{r} = A \cdot \left(\frac{x}{r}\right)^b, \quad (3.1)$$

wobei D_j den Durchmesser des Jets darstellt. Die Höhe der seitlichen Fenster wurde so gewählt, dass sie sich über die gesamte vertikale Ausdehnung der Messstrecke erstrecken, um gegebenenfalls Wandeffekte erfassen zu können. Abbildung 3.7 gibt die Abmessungen der Messfenster an.

Das für den Aufbau der ersten Messstrecke aus Edelstahl verwendete Vierkantrohr wurde thermisch behandelt, um mögliche innere Spannungen im Rohr abzubauen (Spannungsarmglühen), die zu Deformationen (z.B. Verbiegungen) nach der spanabhebenden Einarbeitung (z.B. Freifräsen) des optischen Zugangs führen können. Dafür wurde das Rohmaterial vier Stunden bei einer Temperatur von 850° gehalten, der so genannten Glühtemperatur, und anschließend langsam abgekühlt (5°C/h).

Nebenströmung (Jet):

Die Nebenströmung (5) wird mittig im Abstand von $c + h = 300$ mm zum Düsenaustritt in die Querströmung eingeblasen. Hierfür wurde ein Edelstahlrohr mit einem Außendurchmesser von 12 mm (Innendurchmesser $D_j = 8$ mm) in die bereits an der Bodenplatte der Messstrecke angeetzte Anbohrung eingebracht und mit der Unterseite verschraubt. Die Länge des Edelstahlrohrs beträgt 800 mm entsprechend $100 \times D_j$. Auf diese Weise kann sich die Jet-Strömung bis zur Austrittsöffnung voll ausbilden und somit ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil erhalten. Weiterhin besteht die Möglichkeit, zur Variation der Strömungsparameter ein Rohr mit einem größeren Innendurchmesser von $D_j = 10$ mm einzusetzen, bei einer Wandstärke des Rohrs von 1 mm.

3 Experimenteller Aufbau

Auslaufstrecke:

Für die Auslaufstrecke (6), die das Verbindungsstück zwischen Messstrecke und Abzug darstellt, wurde Material verwendet, das aus derselben Charge stammt wie das für die Edelstahlvierkantrohre der Messstrecke. Bei der Längenabmessung war darauf zu achten, sie groß genug zu wählen, um zu vermeiden, dass sich etwaige im Unterstrom auftretende Störungen bis in die Messstrecke fortpflanzen. Ein derartiger Effekt kann mit der gewählten Länge von 2.500 mm, entsprechend dem etwa 25-fachen Kanaldurchmesser, vollständig ausgeschlossen werden.

3.1.2 Zuleitungssysteme

Um unterschiedliche Anströmbedingungen zu erhalten, werden sowohl für die Hauptströmung (Crossflow) als auch für die Nebenströmung (Jet) verschiedene Zuleitungen verwendet.

Zuleitungssystem für die Hauptströmung

Das Zuleitungssystem für die Hauptströmung wurde so konzipiert und konstruiert, dass gut definierte Anströmbedingungen über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich ($700 < Re_\infty < 360.000$, $3,8 \text{ m}_n^3/\text{h} < Q_\infty < 1.960 \text{ m}_n^3/\text{h}$) in der Messstrecke erreicht werden. Dazu wurden ein Rotameter und drei parallel geschaltete Venturirohre eingebaut. Der von einem auf dem Dach des Gebäudes installierten Gebläse erzeugte Luftstrom wurde in zwei verschiedene Zuleitungssysteme geleitet: eines für den kleinen Reynolds-Zahl-Bereich ($700 < Re_\infty < 11.000$; $3,8 \text{ m}_n^3/\text{h} < Q_\infty < 60 \text{ m}_n^3/\text{h}$) und eines für den großen Reynolds-Zahl-Bereich ($11.000 < Re_\infty < 360.000$; $60 \text{ m}_n^3/\text{h} < Q_\infty < 1.960 \text{ m}_n^3/\text{h}$). Hierbei wird die Reynolds-Zahl anhand der Bulk-Geschwindigkeit der Strömung v_∞ im untersuchten Messvolumen, des hydraulischen Durchmessers $D_\infty = 108$ der Messstrecke und der kinematischen Viskosität ν_∞ des fließenden Mediums (Luft) definiert, d.h.: $Re_\infty = \frac{v_\infty \times D_\infty}{\nu_\infty}$ (vergleiche Gleichung 2.40).

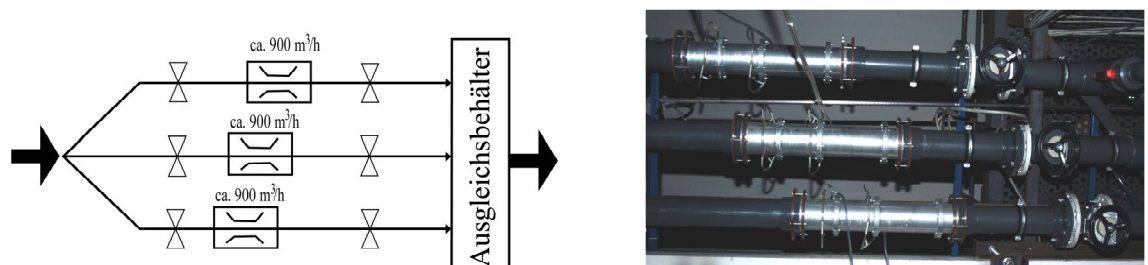


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung und Realbild der Venturirohre.

Wenn der Crossflow mit einem kleinen Durchfluss (kleiner Reynolds-Zahl-Bereich) betrieben wird, wird das oben genannte kalibrierte Rotameter (siehe Abbildung 3.1) verwendet. Um den

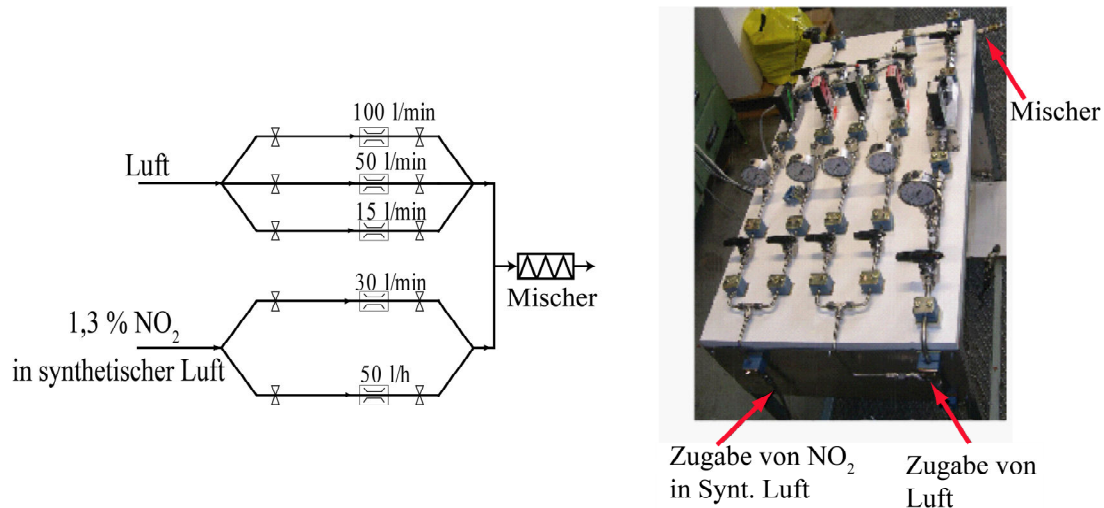


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung und Realbild der Anordnung der Durchflussregler.

Volumenstrom hierbei zu homogenisieren, wird ein Ausgleichsbehälter vor dem Rotameter eingesetzt.

Für die Einstellung von hochturbulenten Strömungen im Crossflow ($Re_\infty > 11.000$) wird die in Abbildung 3.8 dargestellte Parallelschaltung von drei Venturirohren verwendet. Diese werden je nachdem, wie groß der gewünschte Volumenstrom des Crossflows ist, durch entsprechendes Öffnen der für jedes Venturirohr vorhandenen Absperrventile eingesetzt.

Zuleitungssystem für die Jet-Strömung

Mit dem Zuleitungssystem für die Jet-Strömung, das aus dem Druckluftnetz des Gebäudes und einer Gasflasche mit dem molekularen Tracer¹ – NO₂ (1,3%) in synthetischer Luft – versorgt wird, ist es möglich, die Reynolds-Zahl des Jets im Bereich $150 < Re_j < 26.500$ ($0,05 \text{ m}_n^3/\text{h} < Q_j < 8,3 \text{ m}_n^3/\text{h}$) einzustellen. Somit ist auch ein weiter Bereich des Geschwindigkeitsverhältnisses r einzustellen. Die Reynolds-Zahl der Jet-Strömung wird hierbei ebenfalls anhand der Bulk-Geschwindigkeit, des Durchmessers und der kinematischen Viskosität des Jets definiert, d.h.:

$$Re_j = \frac{v_j \times D_j}{\nu_j} \text{ (vergleiche Gleichung 2.41).}$$

Zur Einstellung der Jet-Strömung wurde eine Anordnung bestehend aus fünf „Mass-Flow-Controllers (MFC)“ (Bronkhorst Hi-Tec EL-FLOW Serie) eingesetzt, die den im Vergleich zur Hauptströmung geringeren Durchsatz der Jetströmung und zudem die genauere Beimischung des für LIF-Messungen erforderlichen molekularen Tracers (NO₂, ca. 5.000 ppm) im Jet ermöglicht. Diese Anordnung wurde so angelegt, dass drei der MFC's mit verschiede-

¹ Für die in Abschnitt 3.2 beschriebene mittels LIF durchgeführte Konzentrationsmessung.

3 Experimenteller Aufbau

nen maximalen Luft-Durchflussmengen (100 l_n/min, 50 l_n/min und 15 l_n/min) die Zuströmung aus der Druckluftleitung und die anderen zwei, ebenfalls mit verschiedenen maximalen Luft-Durchflussmengen (50 l_n/h und 30 l_n/min), die Zuströmung aus der NO₂-Luft-Gasflasche regeln. Jedes dieser im einzelnen zuschaltbaren Geräte ist entsprechend seinem maximalen Durchsatz einzustellen, damit die zu erzielenden Reynolds-Zahlen der Nebenströmung innerhalb des o.g. Bereiches erreicht werden können.

Die beiden die MFC-Anordnung durchlaufenden Zuströmungen (Druckluftleitung/NO₂-Luft-Flasche) werden hierauf zusammengeführt und durch einen spiralförmigen Einbau, den statischen Mischer, gut durchmischt. Das Gemisch wird in die an den Messkanal angebaute Jet-Zulaufstrecke geleitet. Abbildung 3.9 zeigt sowohl die schematische Darstellung als auch die Realisierung dieser Anordnung.

Die Beimischung der für PIV-Messungen in beiden Strömungen erforderlichen Tracerpartikel bzw. Öltröpfchen wird über die den Zuleitungen parallel geschalteten Aerosolgeneratoren von Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS), nämlich PALAS® AGF 10.0 für die Hauptströmung und PALAS® AGK 2000 für die Jet-Strömung, erreicht (vergleiche Abbildung 3.1). In dieser Arbeit wurden Öltröpfchen verwendet, weil die Tracerpartikel den Nachteil haben, dass sie sich elektrostatisch aufladen und in kurzer Zeit die Fenster der Messstrecke (optischer Zugang zum Mischgebiet) verschmutzen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Generatoren wird im Abschnitt 3.2.2 gegeben.

3.1.3 Dralldüse

In einem weiteren Schritt der Arbeit wurde die Wirkung einer drallbehafteten Strömung auf die Mischgüte einer JCF-Konfiguration untersucht. Dazu wurde die Jet-Strömung mit der in Abbildung 3.10(a) dargestellten Dralldüse verdrallt.

Die verwendete Dralldüse besteht aus drei Teilen: (1) der Abdeckung und Führung der Düse ins Kanalloch der Messstrecke, (2) dem Drallkörper und (3) dem Strömungsgleichrichter. Letzterer ist gleichzeitig Verbindungsstück zwischen dem Zuleitungssystem des Jets und der Dralldüse. Die anfängliche Vertikalströmung wird durch die Tangentialkanäle im Drallkörper zunächst in eine Horizontal-Strömung umgelenkt. Der Drall wird durch die Exzentrizität e der Kanäle erzeugt, wobei mit zunehmender Exzentrizität die Drallzahl S , gemäß Gleichung 2.33, erhöht werden kann [60]. Die Tangentialkanäle hatten eine vierkantige Form mit der Querschnittsflä-

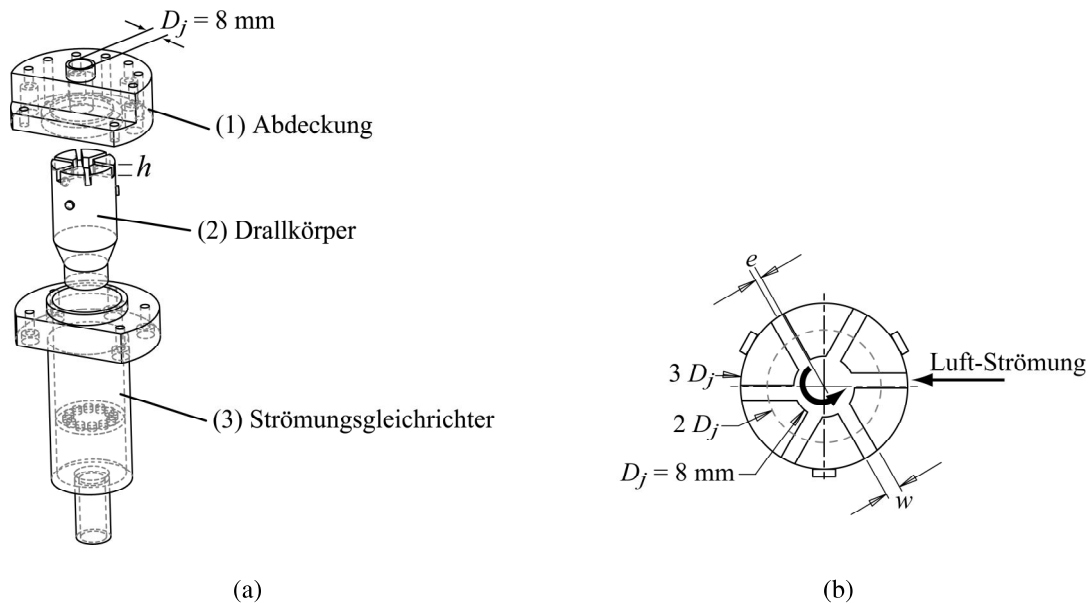


Abbildung 3.10: (a) Schematische Darstellung der Dralldüse mit den drei Hauptkomponenten: (1) Abdeckung, (2) Drallkörper und (3) Strömungsgleichrichter. (b) Ansicht des Drallkörpers von oben, $S = 0,2$; $e = 0,8 \text{ mm}$ (Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn).

che $A_k = w \times h$, wobei w deren Breite und h deren Höhe sind, so dass aus der Gleichung 2.33 die Gleichung 3.2 resultiert:

$$S = \frac{D_j \cdot e \cdot \pi}{2 \cdot n \cdot w \cdot h}, \quad (3.2)$$

wobei die Anzahl von Tangentialkanälen der Dralldüse n zu sechs gewählt wurde. Eine schematische Darstellung der Oberansicht des Drallkörpers zeigt Abbildung 3.10(b). Die für die verschiedenen Versuche angewendeten Geometrien der Dralldüse sind in der Tabelle 4.5 im Abschnitt 4.3.3.1 zusammengefasst.

3.2 Messverfahren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Messtechniken – zum Teil simultan – eingesetzt, nämlich:

- Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) für Punktmessungen der Geschwindigkeit
- Particle Image Velocimetry (PIV) für die Bestimmung von 2d-Geschwindigkeitsfeldern
- Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) für die Bestimmung von 2d-Konzentrationsverteilungen des molekularen Tracers.

3 Experimenteller Aufbau

Darüber hinaus wurden bei den Experimenten die jeweiligen Temperaturen (Jet und Cross-flow) aufgezeichnet, um mögliche temperaturbedingte bzw. entsprechend zu berücksichtigende Dichteunterschiede beider Strömungen auszuschließen. Der Einfluss der Luftfeuchtigkeit wurde vernachlässigt, weil die Dichte der Strömungen innerhalb realistischer Schwankungen dieses Wertes dadurch um weniger als 0,5% verändert wird.

Die Geschwindigkeitsfelder und NO₂-Konzentrationsverteilungen im interessierenden Mischgebiet wurden jeweils unter Anwendung der PIV- und der LIF-Messtechnik simultan erfasst. Ein Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messtechnik ebenso wie eine Beschreibung der verschiedenen Komponenten aller Messkonfigurationen werden in den anschließenden Abschnitten gegeben.

3.2.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), ein berührungsloses optisches Messverfahren, dient der Ermittlung der Geschwindigkeitskomponente durch punktweise Messung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses Messverfahren zur Ermittlung einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Hauptströmung und deren Schwankungskomponente verwendet. Es eignet sich auf Grund seines guten Signal/Rauschen-Verhältnisses für die Charakterisierung der Grenzschicht sowohl des Crossflows als auch des Jets in Wandnähe. Da dieses Messverfahren zu den traditionellen Messmethoden in der Strömungsdiagnostik gehört [89, 90], wird hier nur in verkürzter Form auf das Messprinzip eingegangen. Es beruht auf dem Doppler-Effekt, das heißt auf der Frequenzverschiebung eines Signals, das ein Empfänger, der sich relativ zum Sender bewegt, wahrnimmt. Dies lässt sich anhand des in der Abbildung 3.11 dargestellten Interferenzstreifenmodells erklären [89]. Dieses Modell basiert auf der Vorstellung, dass am Überlagerungsort (Schnittvolumen bzw. Messvolumen) zweier kohärenter monochromatischer Lichtwellen Interferenzstreifen entstehen. Deren Abstand d_f ist von der Wellenlänge λ des eingesetzten Laserlichts sowie vom Schnittwinkel θ der Strahlen abhängig. Der Interferenzstreifenabstand ergibt sich zu:

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (3.3)$$

Wird dieses Messvolumen von einem hinreichend kleinen Teilchen bzw. Öltröpfchen (Teilchendurchmesser $D_p < d_f$) durchquert, streut es das einfallende Laserlicht. Die Streulichtintensität

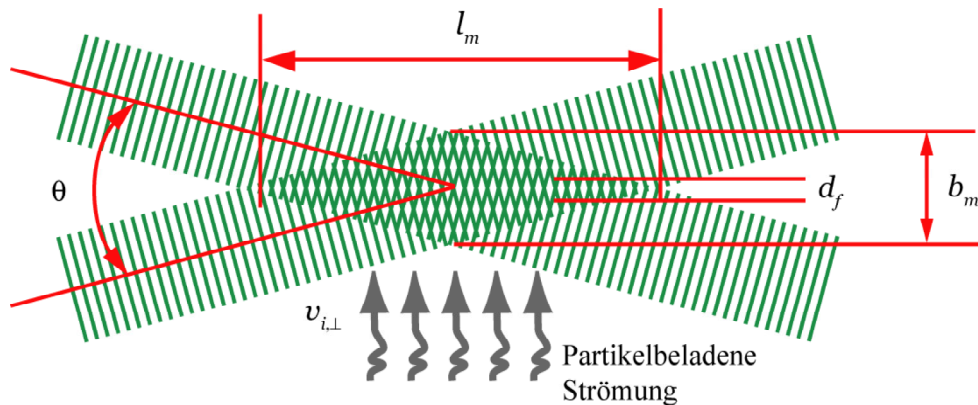


Abbildung 3.11: Funktionsprinzip der Laser-Doppler-Anemometrie – LDA –.

ist in denjenigen Bereichen des Messvolumens am höchsten, in denen sich die Wellenzüge der Einzelstrahlen gegenseitig zu hellen Streifen verstärken.

Durch die gaußförmige Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt liefert ein Photomultiplier den in Abbildung 3.12 gezeigten glockenförmigen zeitlichen Spannungsverlauf, der als Doppler-Burst bezeichnet wird. Die Frequenz innerhalb eines solchen Doppler-Bursts dient dabei nach dem in Abbildung 3.12 gegebenen Zusammenhang (siehe roter Pfeil) als Maß für die Geschwindigkeit der Partikel bzw. Öltröpfchen in Normalenrichtung zum Interferenzstreifenmuster $v_{i,\perp}$.

Um die Flugrichtung der Teilchen eindeutig zu erfassen, wird einer der beiden monochromatischen Laserstrahlen gegenüber dem anderen frequenzverschoben, wodurch eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters induziert wird. Diese Verschiebung wird optoakustisch durch eine Bragg-Zelle ermöglicht. Wird die Shiftfrequenz f_s hinreichend hoch gewählt, lässt sich jeder gemessenen Burstfrequenz eindeutig eine bestimmte Geschwindigkeit der Öltröpfchen zuordnen:

$$v_{i,\perp} = \lambda \frac{(f_D - f_s)}{2 \sin(\theta/2)} \quad (3.4)$$

Wie in der Abbildung 3.12 dargestellt, besteht die beim durchgeführten Versuch eingesetzte *Dantec-Fiberoptics-LDA-Anlage* aus einer sogenannten Transmitterbox zur Auftrennung des aus einem Argon-Ionen-Laser einfallenden *Multiline-Laserlichts* (*COHERENT - Innova 90*) in zwei Strahlwege, wobei einer dieser Wege durch eine Bragg-Zelle um 40 MHz frequenzverschoben wird. Im Anschluss daran werden beide Strahlwege durch Prismen nach Wellenlängen getrennt, so dass für jede der zwei zu messenden Geschwindigkeitskomponenten ein Strahlensystem definierter Wellenlänge – axiale Richtung der Jet-Strömung (z): 514 nm, grün; axiale

3 Experimenteller Aufbau

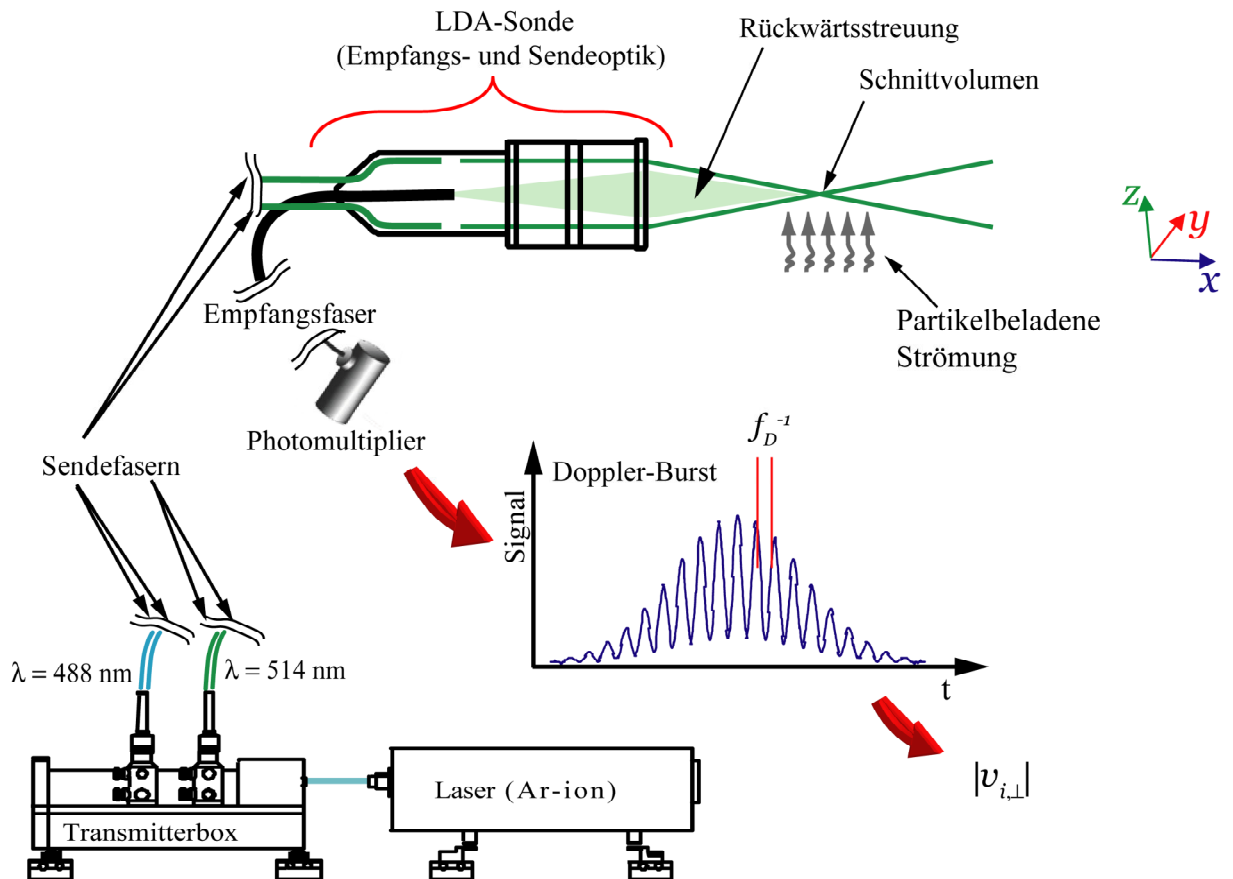


Abbildung 3.12: Experimenteller Aufbau der Laser-Doppler-Anemometrie – LDA –.

Richtung des Crossflows (x): 488 nm, blau – mit jeweils einem geschifteten Strahl zur Verfügung steht. Diese vier Strahlen werden jeweils über ein Stecksystem in Lichtwellenleiter eingekoppelt und über diese Sendefasern der LDA-Sonde zugeführt. In Abbildung 3.12 ist exemplarisch nur ein Laserpaar (grün) dargestellt.

Die rückwärtsgerichtete Mie-Streuung² eines Teilchens im Messvolumen wird durch einen Photomultiplier, der sich in der Sendeoptik integriert befindet, empfangen und verstärkt, um mit dem LDA-Prozessor der Firma Dantec (*Burst-Spectrum-Analyzer*– BSA – 57N20) detektiert werden zu können. Der Abstand zwischen der Sonde und dem Messort betrug 310 mm. Er wird durch die Brennweite F der Sendelinse der Sonde festgelegt. Die örtliche Auflösung ist durch die Abmessungen des Messvolumens gegeben, das eine Ellipsenform besitzt. Die kurze Achse b_m und die Längsachse l_m dieses Ellipsoids, vergleiche Abbildung 3.11, lassen sich durch folgende Formeln berechnen:

² Als Mie-Streuung bezeichnet man die Streuung elektromagnetischer Wellen an sphärischen Objekten, deren Durchmesser in etwa der Wellenlänge der Strahlung entspricht.

$$b_m = \frac{4 F \lambda}{\pi D_L} \quad \text{und} \quad l_m = \frac{b_m}{\tan(\theta/2)}, \quad (3.5)$$

mit $D_L = 1,5$ mm, dem Laserstrahldurchmesser vor dem Eintritt in die Sendelinse der Fokusslänge F . Um die Geschwindigkeitsprofile in der JCF-Konfiguration zu messen, wird der Messkopf auf der in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen 3D-Traversiereinheit angebracht.

3.2.2 Particle Image Velocimetrie

Die Particle Image Velocimetry (PIV) kann im Vergleich zur LDA (Abschnitt 3.2.1), bei der nur punktweise Messungen möglich sind, einen zweidimensionalen Ausschnitt aus dem Geschwindigkeitsfeld einer Strömung über einen Laserlichtschnitt erfassen. Für dieses Messverfahren müssen der Strömung ebenfalls Tracerpartikel bzw. Öltröpfchen, wie bei der LDA, zugesetzt werden, welche dem Strömungsverlauf verzögerungsfrei folgen, vergleiche Abschnitt 3.2.3.

Für die Geschwindigkeitsmessung wird die Bewegung der Partikel erfasst, indem das Partikelbild durch einen Laserlichtschnitt zweimal kurz nacheinander belichtet und das Partikelstreulicht zweidimensional aufgenommen wird. Das Zeitintervall d_t zwischen den beiden Aufnahmen wird relativ zur Strömungsgeschwindigkeit kurz gewählt, so dass, wie später beschrieben wird, die Bewegung eines Partikels in diesem Zeitintervall maximal ein Viertel der Seitenlänge des für PIV-Auswertungen erforderlichen Auswertefensters beträgt [91,92]. Die Umsetzung der Streulichtbilder, meist Partikelbilder genannt, in eine Geschwindigkeitsverteilung erfolgt durch die Untersuchung der Bilder mittels statistischer Methoden [91,92].

Ein PIV-Messsystem umfasst die Bestandteile Lichtquelle, Bildaufnahmegerät und Auswerteeinheit, siehe Abbildung 3.13.

Als Lichtquelle ist die Verwendung gepulster Lasersysteme vorteilhaft, da zur Vermeidung einer Bewegungsunschärfe der Partikel sehr kurze Belichtungszeiten erwünscht sind. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Pulslaser war ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (*Quantel Brilliant*). Der Laserpuls, mit einer Halbwertsbreite (FWHM³) für den Strahldurchmesser von 6 mm, der Pulsdauer von 10 ns und einer Energie von 135 mJ/Puls, wurde mit Hilfe eines Galilei-Teleskops zu dem für die Versuche verwendeten Laserlichtschnitt (Breite: 48 mm, Dicke: ca. 300 μm) aufgeweitet. Um eine gleichmäßige Verteilung der Laserintensität über den gesamten Strahlquerschnitt zu gewährleisten, wurde der Laserlichtschnitt durch eine Blende auf die

³FWHM = aus der englischen Sprache: *full-width at half-maximum*.

3 Experimenteller Aufbau

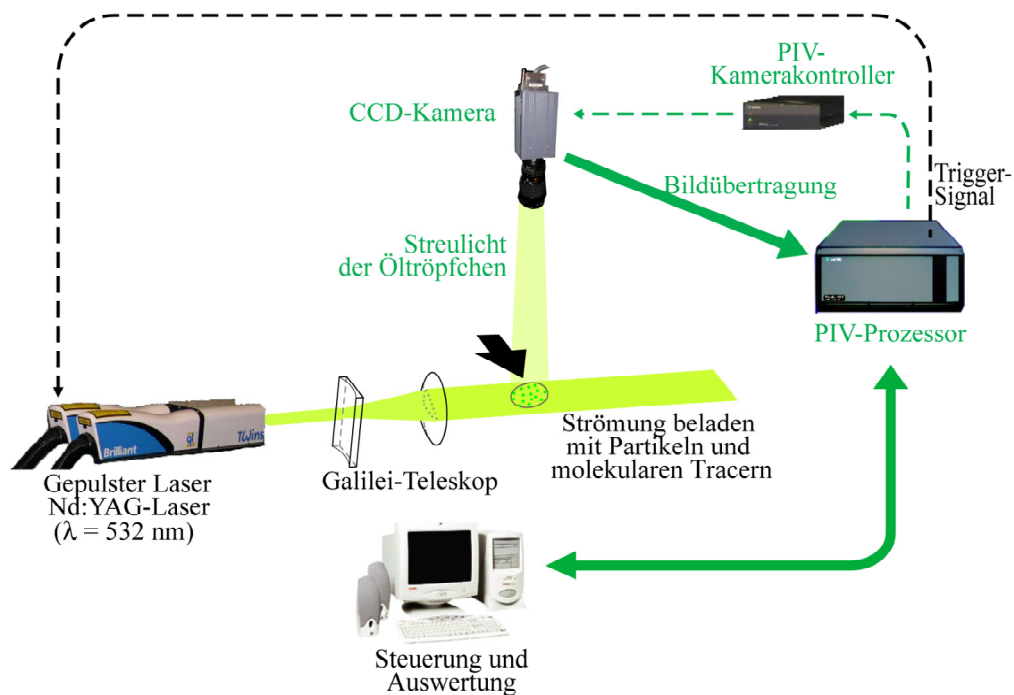


Abbildung 3.13: Experimenteller Aufbau des 2d-PIV-Systems.

gewünschten Dimensionen (Breite ca. 28 mm) gebracht und anschließend über den optischen Zugang (Quarzglasfenster) in die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Messstrecke geleitet. Wie in der Abbildung 3.13 gezeigt, wurde als Bildaufnahmegesetz eine CCD-Kamera⁴ (*Dantec80C60 HiSense PIV/PLIF-Kamera*, 12 bit, 1.280 Pixel × 1.024 Pixel, Pixel-pitch: 6,7 × 6,7 μm) zusammen mit dem entsprechenden Kamerakontroller (*Dantec HiSense Camera-Controller*) und einem Macroobjektiv (*Kiron Macro 1:2,8/105 mm*) verwendet. Die CCD-Kamera erlaubt es, zwei kurz aufeinander folgende Belichtungen auf getrennten Bildern mit einem kurzen zeitlichen Abstand zu speichern.

In einem ersten Auswertungsschritt muss der Abbildungsmaßstab S_{ABB} festgelegt werden. Hierzu wird die Seitenlänge B des Bildes in Bildpixel der entsprechenden bekannten Seitenlänge O aus dem Objektbereich in z.B. Millimeter zugeordnet

$$S_{ABB} = \frac{B}{O} \left[\frac{Pixel}{mm} \right] \quad (3.6)$$

Die Auswertung wurde mit Hilfe der zweidimensionalen Kreuzkorrelation vorgenommen. Grundlage hierfür sind zwei aufeinanderfolgende, jeweils einzeln belichtete Aufnahmen der

⁴ CCD = aus der englischen Sprache: *charge-coupled device*.

partikelbeladenen Strömung. Die digitalen Aufnahmen bestehen aus einer eindeutigen und angepassten Zuordnung von Graustufen. Im Idealfall, also ohne jegliches Signalrauschen, würde den Pixeln, die das an den Partikeln gestreute Licht aufnehmen, der höchste Graustufenwert zugewiesen, alle anderen wären „schwarz“, vergleiche Abbildung 3.14.

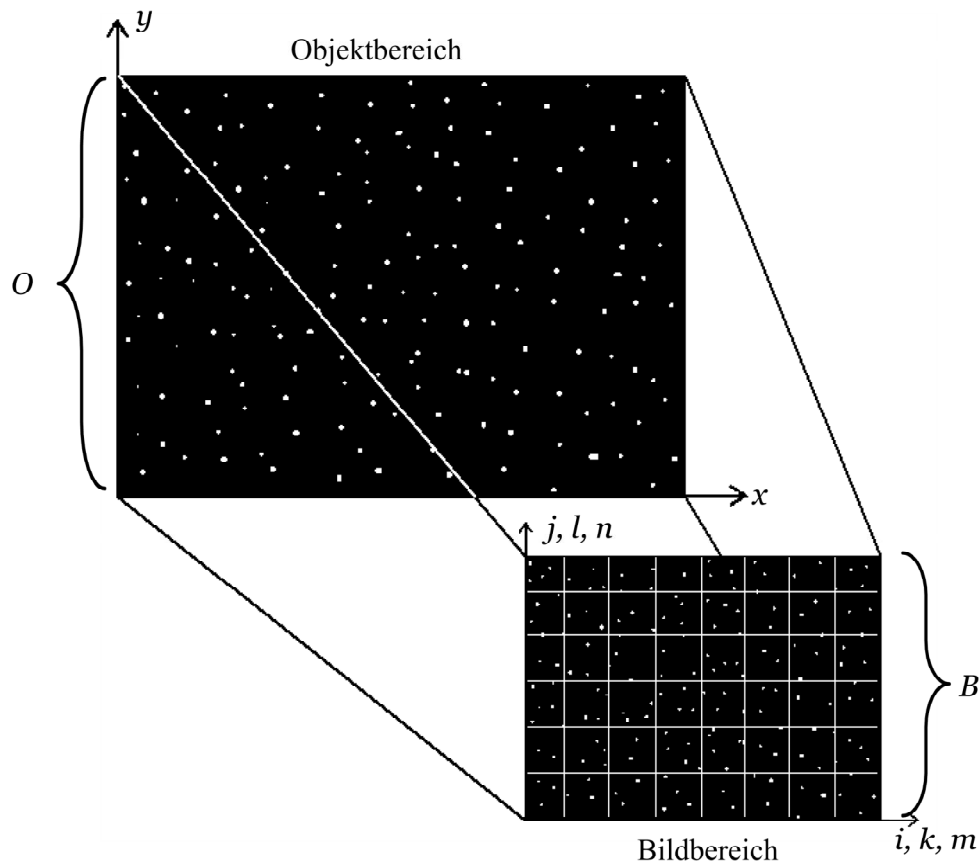


Abbildung 3.14: Schema der Abbildung einer partikelbeladenen Strömung auf den CCD-Chip. x und y Koordinaten des Objektbereiches [mm]. i und j bzw. m und n Pixel-Koordinaten des Bildbereiches bzw. des Auswertefensters in x - und y -Richtung. k und l Auswertefenster-Koordinaten des Bildbereiches in x - und y -Richtung.

Die Aufnahmen werden mit der benutzten Software (FlowManager v4.71) in kleine Auswertefenster gleicher Größe $I \times J$ Pixel, die sogenannten *Interrogation Areas IA*, unterteilt, in denen die Richtung und der Betrag der Geschwindigkeit einzelner Partikel als gleich angenommen werden. Abbildung 3.14 zeigt den Objektbereich mit geometrischen Koordinaten (x,y) [mm] und den Bildbereich einerseits mit Pixel-Koordinaten (m,n) und (i,j) [Pixel] des gesamten Bildbereiches und der jeweiligen Auswertefenster und andererseits mit *IA*-Koordinaten (k,l) .

3 Experimenteller Aufbau

Jedem Auswertefenster kann ein Ursprung in der Mitte des linken unteren Pixels zugeteilt werden, wie es exemplarisch in der Abbildung 3.15 für das $(k\text{-te}, l\text{-te})$ -Auswertefenster mit einer Größe von 4×4 Pixeln dargestellt wird.

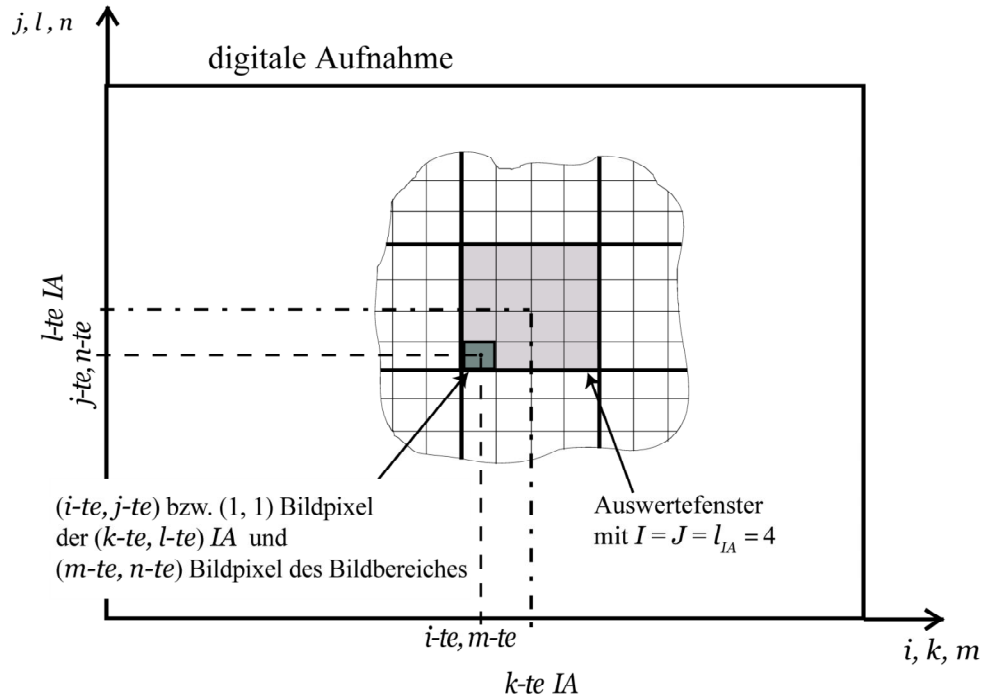


Abbildung 3.15: Exemplarische Darstellung des $(k\text{-ten}, l\text{-ten})$ -Auswertefensters der Größe 4×4 Pixel.

Die Seitenlänge l_{IA} (in Pixeln) des Auswertefensters ist eine ganzzahlige Zweierpotenz. Die Intensitätsfunktionen bzw. die Graustufenverteilungen $f(i, j)$ der einzelnen Auswertefenster können über eine schnelle Fouriertransformation (*Fast Fourier Transformation, FFT*) in den Frequenzraum transformiert werden, wo sie mit der komplex konjugierten Intensitätsfunktion des korrespondierenden Auswertefensters $g(i+r, j+s)$ aus der zweiten Aufnahme multipliziert werden. Hierbei stellen r und s [Pixel] die Dimensionen der mittleren Verschiebung der Partikel eines Auswertefensters der Größe $l_{IA} \times l_{IA}$ in m - und n -Richtung dar.

Da die Kreuzkorrelation R_{Korr} zweier Funktionen (z.B. f und g) äquivalent zu der konjugiert-komplexen Multiplikation der Fourier-Transformierten der Funktionen (z.B. $F \cdot G$) ist, gilt darüber hinaus [91, 92]:

$$R_{Korr} = \sum_{i=1}^{l_{IA}} \sum_{j=1}^{l_{IA}} f(i, j)g(i+r, j+s) \iff F(v_i, v_j) \cdot G(v_i, v_j) \quad (3.7)$$

Nach Ausführung der Multiplikation wird das Produkt mit der inversen FFT in den Bildbereich zurück transformiert. Von hier aus kann mit den herkömmlichen Methoden zur Spitzen (*peaks*)-Erkennung in der Korrelationsebene und zur Subpixel-Interpolation die wahrscheinlichste mittlere Partikelbewegung im Auswertefenster bestimmt werden.

Folglich stellt der Verschiebungsvektor zwischen dem Ursprung des Auswertefensters und dem Ort des höchsten Peaks den wahrscheinlichsten Partikelversatz d_s dar. Die Richtung des Verschiebungsvektors ist über die zeitliche Reihenfolge der getrennt voneinander aufgenommenen Bilder eindeutig vorgegeben. Schließlich wird die Geschwindigkeit der Strömung durch Gleichung 3.8 bestimmt.

$$\text{Geschwindigkeit} = \frac{\text{wahrscheinlichster Partikelversatz } (d_s)}{\text{Zeit zwischen den Laserpulsen } (d_t)} \quad (3.8)$$

Abbildung 3.16 verdeutlicht den gesamten Vorgang für eine Analyseregion mittels eines Flussdiagramms. Dieser Methode liegt die Annahme zugrunde, dass sich die Informationen $f(m, n)$ und $g(m, n)$ jedes Auswertefensters in alle Richtungen der Bildbereichsebene periodisch wiederholen, was teilweise zu systematischen Auswertefehlern führt, die das Hintergrundrauschen erhöhen. Das Rauschen wird durch die restlichen Peaks der Korrelation dargestellt. Aus diesem Grund müssen geeignete Validierungsverfahren zur Beseitigung von Mess- und Auswertefehlern angewendet werden, um ein möglichst fehlerfreies Ergebnis zu erhalten [91, 92].

Nach der automatischen Auswertung eines Strömungsfeldes enthält der resultierende Rohvektorplot eine bestimmte Anzahl offensichtlich falscher Vektoren (vergleiche Abbildung 3.17), die aus Fehlerkorrelationen stammen. Diese Fehlerkorrelationen treten meist aus folgenden Gründen auf: (i) an den Rändern des Messfeldes, weil sich Partikel zwischen den Aufnahmezeitpunkten aus dem Auswertefenster heraus bzw. in dieses hinein bewegen und nur auf einer Aufnahme abgebildet sind (*out of area losses*); (ii) an den Stellen, an denen eine starke dreidimensionale Strömung – wie im Fall des Mischgebietes in einer JCF-Konfiguration – vorkommt (*out of plane losses*) oder (iii) bei Bildbereichen, die durch Hintergrundreflexionen gestört sind. Diese fehlerhaften Vektoren unterscheiden sich in der Regel stark in ihrer Richtung und ihrem Betrag von den umgebenden Nachbarn, so dass ein großer Teil durch Filter- und Vergleichsalgorithmen erkannt werden kann. Bevor das Feld durch eine Rechenvorschrift auf Plausibilität geprüft wird, wird allerdings zunächst die Eindeutigkeit der Korrelation durch das Verhältnis der Kreuzkorrelationspeaks kontrolliert (*peak-height validation*), indem der Betrag des höchsten Peaks und der Betrag des zweithöchsten Peaks verglichen werden. Liegt keine eindeutige Trennung vor (in der vorliegenden Arbeit wurde eine Differenz von 20% vorgegeben), wird der

3 Experimenteller Aufbau

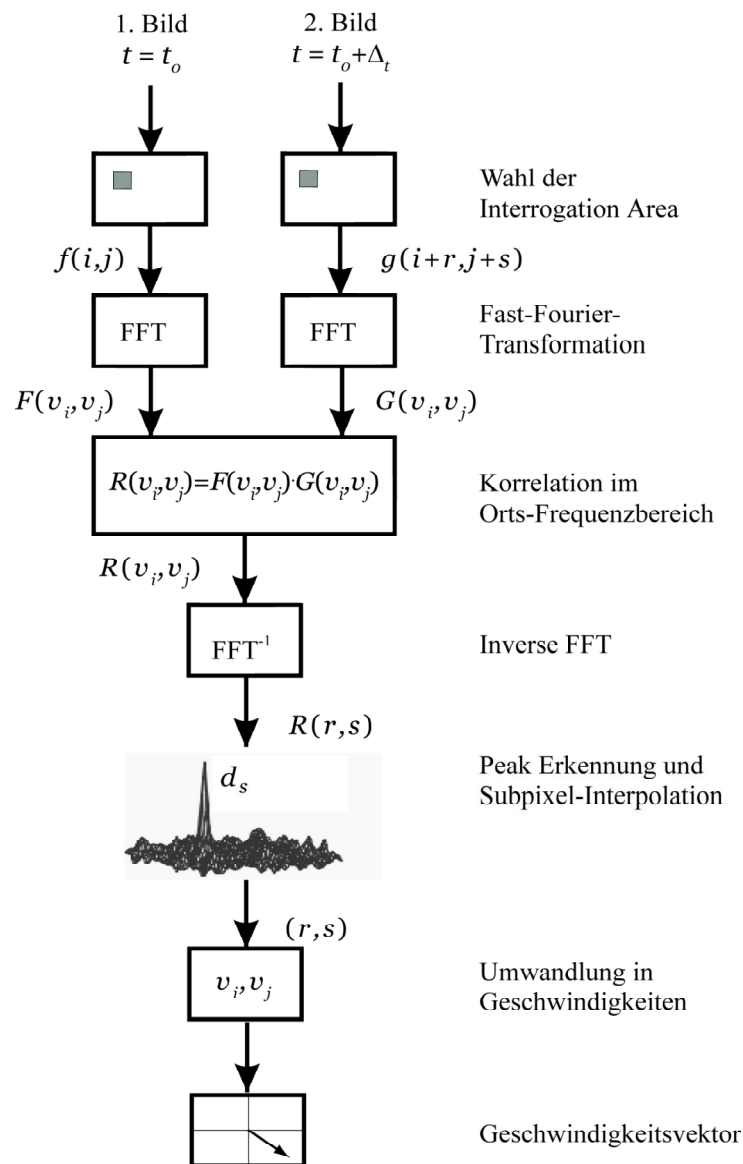


Abbildung 3.16: Ablaufschema der Kreuzkorrelationsauswertung.

Vektor nicht akzeptiert. Mit Hilfe dieser Methode kann bereits eine große Anzahl fehlerhafter Vektoren erkannt werden.

Die weitere Prüfung erfolgt, indem der zu validierende Vektor in einem zweidimensionalen Schema mit dem Mittelwert seiner Nachbarn verglichen wird (*moving-average validation*) und gegebenenfalls, bei zu großer Differenz, verworfen oder durch einen anhand der umgebenden Nachbarn geschätzten Vektor ersetzt wird. Als Vergleichsgröße wird der arithmetische Mittelwert $\bar{v}(x,y)$ von $p \times q$ Nachbarn herangezogen. Hierbei müssen p und q natürliche und ungerade Zahlen sein.

$$\bar{v}(x, y) = \frac{1}{p \cdot q} \sum_{i=x-\frac{p-1}{2}}^{x+\frac{p-1}{2}} \sum_{j=y-\frac{q-1}{2}}^{y+\frac{q-1}{2}} v(i, j) \quad (3.9)$$

Der Vektor wird verworfen bzw. ersetzt, wenn

$$\|v(x, y) - \bar{v}(x, y)\| > \kappa \quad (3.10)$$

gilt. κ ergibt sich aus dem Produkt aus einem Akzeptanzfaktor α und der maximalen Differenz $\|v(x, y) - \bar{v}(x, y)\|$ aller Punkte (x, y) des Vektorfeldes, siehe Gleichung 3.11.

α ist ein empirischer Parameter zwischen 0 und 1, der vom Anwender bestimmt werden kann. Bei $\alpha = 1$ werden alle Vektoren validiert und bei $\alpha = 0$ werden alle verworfen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Werte zwischen 0,01 und 0,1 verwendet.

$$\kappa = \alpha \cdot \text{Max}_{x,y} \|v(x, y) - \bar{v}(x, y)\|. \quad (3.11)$$

Bei der Auswertung der Messungen der vorliegenden Arbeit wurden die verworfenen Vektoren durch den örtlichen Durchschnitt aus Gleichung 3.9 ersetzt. Diese Substitution war erforderlich, um an den Stellen, wo Vektoren verworfen wurden, die Multiplikation mit Null bei der Korrelation der simultan erfassten PIV- und LIF-Ergebnisse (siehe Abschnitt 3.2.5) zu vermeiden. Hierbei müssten die Validierungsmethoden, die eine Substitution zur Folge haben, immer als letzte angewendet werden. Abbildung 3.17 zeigt exemplarisch einen mit beiden Verfahren (*peak-height-validation* und *moving-average-validation*) validierten Vektorplot im Vergleich zum Roh-Vektorplot der PIV-Aufnahme einer JCF-Konfiguration.

Darüber hinaus sind verschiedene Maßnahmen bzw. Einstellungen bei der Konfiguration der jeweiligen Experimente entscheidend, um eine erfolgreiche Auswertung der PIV-Daten zu erreichen [92]. Hierbei sollte grundsätzlich der Pulsabstand d_t in Abhängigkeit von der Größe des Auswertefensters l_{IA} so gewählt werden, dass die *out of area losses* und somit der Rauschanteil minimiert werden. Erfahrungsgemäß sollte deshalb die Partikelverschiebung d_s zwischen der ersten und der zweiten Aufnahme maximal ein Viertel der Seitenlänge des Auswertefensters betragen. Ferner sollte die Partikelanzahl innerhalb eines Auswertefensters größer als 5 sein [92]. Eine weitere Verbesserung des Signal/Rauschen-Verhältnisses wird durch das Überlappen benachbarter Auswertefenster erzielt. Hierdurch erhöht sich zwar die Anzahl der berechneten Vektoren, jedoch nicht die Ortsauflösung, die nur durch die Größe des Auswertefensters

3 Experimenteller Aufbau

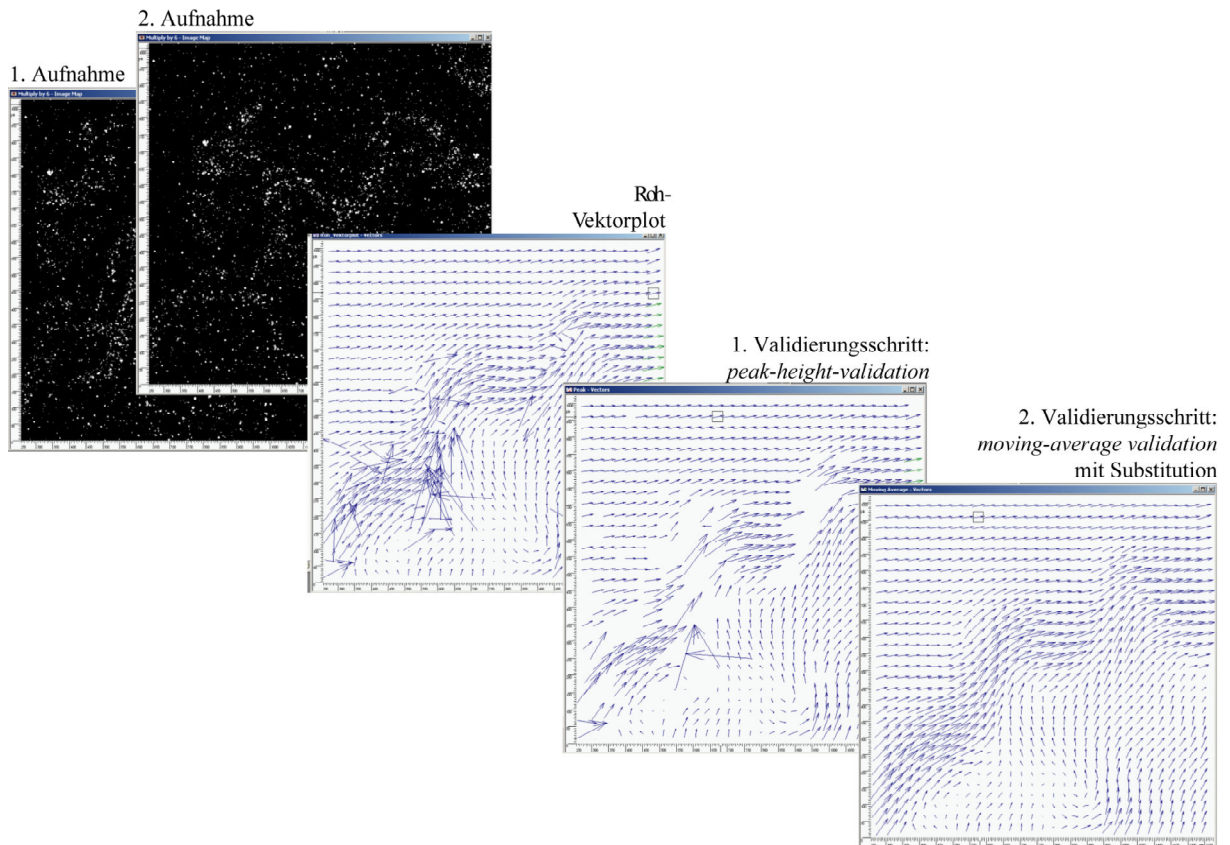


Abbildung 3.17: Auswertungsschritte einer PIV-Messung.

bestimmt wird [91, 92]. Die in dieser Arbeit verwendete Überlappung lag bei 50% und die resultierende Ortsauflösung, die auf einer Auswertefenster-Größe von $64 \text{ Pixel} \times 64 \text{ Pixel}$ und einer Bildgröße von ca. $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ basierte, betrug $25 \text{ mm} \times \frac{64 \text{ Pixel}}{1024 \text{ Pixel}} \approx 1,6 \text{ mm}$ ($0,2 \cdot D_j$).

3.2.3 Generierung der Tracer-Partikel für LDA und PIV

Für die oben genannten Messtechniken (LDA und PIV) müssen Tracerpartikel bzw. Öltröpfchen (*Seeding*) in der untersuchten Strömung vorhanden sein, vergleiche Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2. Hierbei haben Öltröpfchen gegenüber Feststoffpartikeln wegen der Art der Beifügung den Vorteil, dass sie eine schmalere Partikelgrößenverteilung besitzen, was ein gutes Signal/Rauschen-Verhältnis für beide angewendeten Messtechniken bewirkt. Darüber hinaus werden die Feststoffteilchen durch den metallenen Bürstenkopf statisch aufgeladen und bleiben somit an den Fenstern, die den optischen Zugang zum Messgebiet darstellen, hängen, was die Anwendung der o.g. Messtechniken beeinträchtigt. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit Öltröpfchen als Tracerpartikel verwendet. Diese wurden sowohl der Jetströmung als auch dem

Crossflow zugesetzt, um die Untersuchung der Interaktion beider Strömungen zu ermöglichen. Dafür wurden zwei Aerosolgeneratoren der Firma *PALAS*, Partikel- und Lasermesstechnik GmbH, eingesetzt: AGF10.0 für den Crossflow und AGK2000 für den Jet, die ein ähnliches Funktionsprinzip aufweisen, aber verschiedene Durchflüsse erlauben. Der jeweilige maximale Luft-Durchfluss der Generatoren entspricht 10 l/min bzw. 35 l/min.

Beide Generatoren bestehen im wesentlichen aus einem Zyklon mit einer angeflanschten Zweistoffdüse, Gas-Flüssigkeit und einem unter den Zyklon geschraubten Vorratsbehälter für die zu zerstäubende Flüssigkeit, Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS), siehe Abbildung 3.18. Durch die in den Aerosolgenerator zugeleitete Luft-Strömung entsteht in der Düse ein Unterdruck. Durch diesen Unterdruck wird die zu zerstäubende Flüssigkeit aus dem Vorratsbehälter durch ein Tauchrohr im Flüssigkeitsbehälter angesaugt. An dieser Stelle wird das DEHS mit Hilfe der Zweistoffdüse zerstäubt und das resultierende Luft-Öltröpfchen-Gemisch wird mit hoher Geschwindigkeit tangential in den Zyklon eingebracht, von wo es in schraubenförmiger Bewegung nach unten läuft. Durch die Fliehkraftwirkung sammeln sich die größeren Öltröpfchen (Grobgut) an den Wänden und werden an der Kegelspitze des Zyklons bzw. in den Vorratsbehälter ausgetragen. Die kleineren Öltröpfchen (Feingut) steigen in der Kegelachse nach oben und verlassen durch ein Tauchrohr in der Luftströmung den Aerosolgenerator. Der hiermit erhaltene FWHM-Durchmesser der Tröpfchen war $0,5 \mu\text{m}$, mit einem Maximum von $10 \mu\text{m}$ [93].

Durch einen an das Zyklon-Tauchrohr angeschlossenen Schlauch kann das Aerosol zum Verwendungsort transportiert werden. Die Öltröpfchenproduktionsrate und damit der erzeugte Massenstrom wird durch den entsprechenden Volumenstrom, der durch einen vor den Aerosolgenerator geschalteten Massendurchflussmesser geregelt wird, stark beeinflusst.

Für den Aerosolgenerator für die Jetströmung wurde eine zusätzliche Schlauchpumpe benötigt, welche die zu dispergierende Flüssigkeit zur Düse transportiert. Diese Pumpe gewährleistet, dass die Öltröpfchenanzahldichte in der Jet-Strömung unabhängig von dem für die Untersuchungen gewählten Jet-Volumenstrom eingestellt werden kann.

Die Vorteile von DEHS sind neben den bekannten optischen Eigenschaften eine hohe Standzeit des Aerosols und die Bildung von sphärischen „*Partikeln*“.

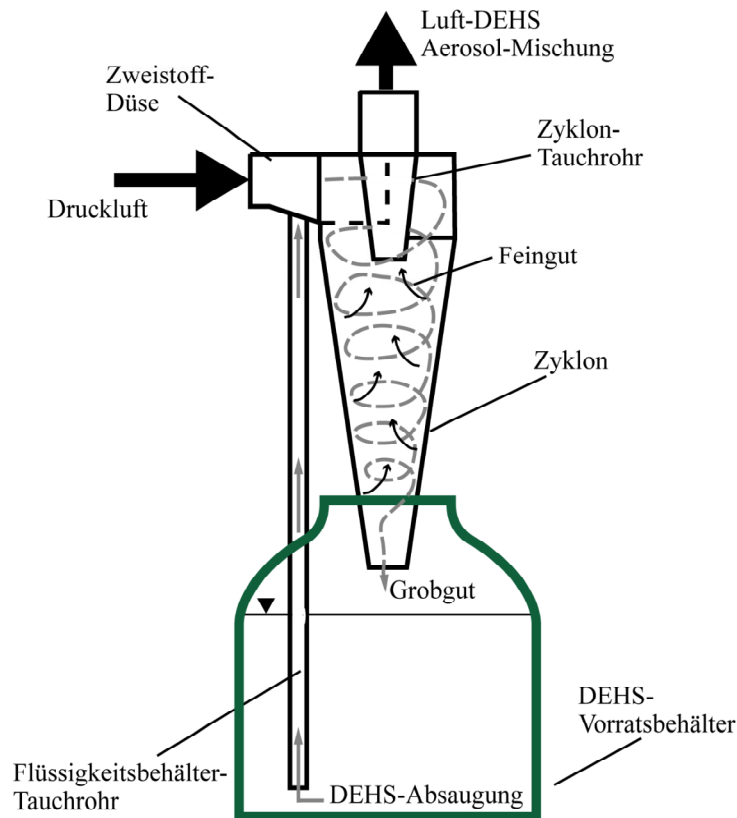


Abbildung 3.18: Schematischer Aufbau und Funktionsprinzip des PALAS-Aerosolgenerators.

3.2.4 Laserinduzierte Fluoreszenz zur Konzentrationsbestimmung des NO₂-Tracers

Die laserinduzierte Fluoreszenz basiert auf der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie und gehört als optisches Messverfahren zu den nicht-intrusiven Messmethoden. Hiermit lassen sich Moleküle selektiv und mit hoher Empfindlichkeit nachweisen. Das Messprinzip beruht auf der Absorption des Lichts, so dass das Molekül in einen angeregten elektronischen Zustand übergeht, unter anschließender Energieabgabe in Form von Licht, dessen Intensität proportional zur Molekülkonzentration ist.

Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Grundlagen dieser Messtechnik ist aus Eckbreth [94] und Hollas [95] zu entnehmen. Die für die Zustandsänderung erforderliche Energie E entspricht der über das Planck'sche Wirkungsquantum h bekannten Beziehung zwischen der Photonenenergie E und der Lichtfrequenz ν bzw. der Wellenlänge λ

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (3.12)$$

Die Anregungswellenlänge λ entspricht somit der Energiedifferenz zweier diskreter Energieniveaus, so dass Laser mit schmalbandiger, abstimmbarer Frequenz, die besonders geeignet für die Anregung sind, eingesetzt werden. Die selektive Anregung erfolgt über geeignete Absorptionsübergänge eines Moleküls, welche im Anregungsspektrum ersichtlich sind. Dieses setzt sich aus den möglichen Anregungszuständen der gebundenen Elektronen, der Vibrationen der Kerne sowie der Rotation des Moleküls zusammen. Der Absorptionsprozess führt von einem elektronischen Grundzustand im Bereich verschiedener Rotations- und Vibrationsniveaus zu einem definierten Niveau innerhalb eines höheren elektronischen Zustandes. Danach kehrt das angeregte Molekül durch spontane Emission (Fluoreszenz) wieder in energieärmere Zustände verschiedener Vibrations- und Rotationsniveaus eines niedrigeren elektronischen Zustandes zurück. Die Erfassung dieses Signals erfolgt mit lichtempfindlichen Detektoren (Photomultiplier) bzw. nach einer zweidimensionalen Anregung durch einen Laserlichtschnitt, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wird, mit einer intensivierten CCD-Kamera (ICCD).

Zum besseren Verständnis ist in Abbildung 3.19 ein erweitertes 2-Niveau-Modell mit dem Übergang von einem Grundzustand $\langle 1 \rangle$ in einen angeregten Zustand $\langle 2 \rangle$ dargestellt. Dabei spielen die folgenden wesentlichen Vorgänge eine Rolle, die durch die Einsteinkoeffizienten B_{12} , B_{21} , A_{21} und die Lichtgeschwindigkeit c charakterisiert werden können. Mit Hilfe dieses schematischen Modells lassen sich die entsprechenden mathematischen Zusammenhänge anschaulich erläutern. Im Einzelnen handelt es sich um die unten aufgeführten Vorgänge und zugehörigen mathematischen Beziehungen.

Im Hinblick auf eine weitere Vereinfachung wird dabei die Prädissoziation P (Molekülzerfall) zunächst vernachlässigt und die verschiedenartigen Löschraten durch Stossprozesse der Moleküle untereinander werden zusammengefasst als Q_{21} betrachtet .

- | | | |
|-------------------------|---|---------------|
| • Absorption: | $b_{12} = B_{12} \cdot I_\nu / c$ | induziert |
| • spontane Emission: | $A_{21} = B_{21} \cdot 8\pi h\nu^3 / c^3$ | Fluoreszenz |
| • stimulierte Emission: | $b_{21} = B_{21} \cdot I_\nu / c$ | induziert |
| • Prädissoziation: | P | Zerfall |
| • Stossumverteilung: | Q_{21} | Stossprozesse |
- Q_e : Löschraten elektronischer Übergang
 Q_ν : Vibrationsenergieübertragung (VET)
 Q_r : Rotationsenergieübertragung (RET)

3 Experimenteller Aufbau

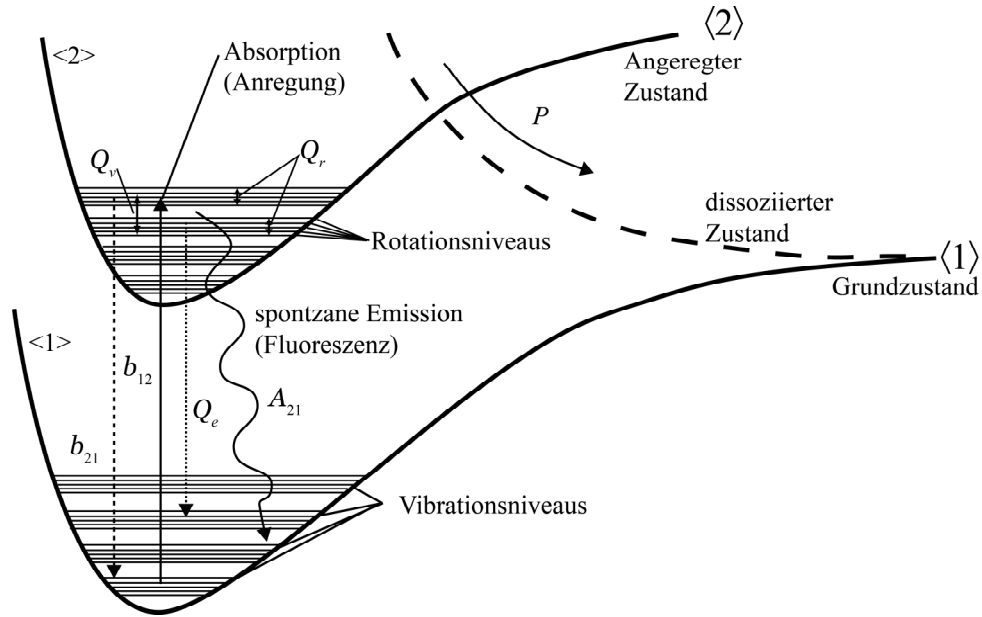


Abbildung 3.19: Erweitertes 2-Niveau-Modell eines Absorptionsprozesses. A_{21} stellt die spontane Emission dar.

Ein Laserstrahl mit der spektralen Intensität I_ν (Intensität pro Frequenzintervall) und der Frequenz ν ($= 1/\lambda$) regt selektiv Moleküle der Population N_1 im Grundzustand $\langle 1 \rangle$ mit der Übergangsrate für Absorptionsprozesse

$$b_{12} = B_{12} \cdot \frac{I_\nu}{c} \quad (3.13)$$

in den Zustand $\langle 2 \rangle$ an. Anschliessend kann die aufgenommene Energie durch stimulierte (b_{21}) und spontane Emission (A_{21}) sowie über Stossprozesse (Q_{21}) mit anderen Molekülen abgegeben werden, worauf die angeregten Moleküle in den Grundzustand zurückkehren. Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte im angeregten Zustand N_2 ergibt sich somit über folgende Differentialgleichung (siehe z.B. [94]):

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 \cdot b_{12} - N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (3.14)$$

Unter Vernachlässigung komplexerer spektroskopischer Effekte [94] und unter Annahme einer zeitlich konstanten anregenden spektralen Intensität I_ν sowie einer Populationserhaltung von $N_1^0 = N_1 + N_2$ ergibt sich – mit der Anfangsbedingung, dass das angeregte Niveau noch nicht bevölkert ist – die Lösung:

$$N_2(t) = \left(\frac{N_1^0 \cdot b_{12}}{r} \right) \cdot (1 - e^{-r \cdot t}) \quad (3.15)$$

mit $r = b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}$. Für Werte von $r \cdot t \ll 1$ steigt die Besetzungsdichte N_2 des oberen Populationsniveaus mit der Zeit zunächst linear an, $N_2(t) = N_1^0 b_{12} \cdot t$, worauf die Zunahme dann abflacht, bis für $r \cdot t \gg 1$ ein stationärer Wert erreicht ist:

$$N_2 = \frac{N_1^0 \cdot b_{12}}{r} \quad (3.16)$$

Bei genügend hoher spektraler Intensität, $I_\nu \geq 10^4 \text{ (W/cm}^2\text{)cm}^{-1}$, gepulster Laser (Pulsdauer $\delta t \approx 10^{-8} \text{ s}$) kann vom Erreichen des stationären Zustandes ausgegangen werden [94].

Unter Verwendung des Zusammenhangs zwischen Einsteinkoeffizienten und Übergangsraten $b = BI_\nu/c$ kann Gleichung (3.16) umgeschrieben werden:

$$N_2 = N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \left(1 + \frac{c}{I_\nu} \cdot \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \right)^{-1}, \quad (3.17)$$

und mit der Definition einer spektralen Sättigungsintensität

$$I_{\nu_{sat}} = c \cdot \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \quad (3.18)$$

lässt sich die Beziehung von Gleichung (3.17) wie folgt transformieren:

$$N_2 = N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \frac{I_\nu}{I_\nu + I_{\nu_{sat}}}. \quad (3.19)$$

Das Fluoreszenzsignal F_{LIF} ist über die Photonenenergie $h\nu$, die Effizienz der Aufnahmeoptik η und den durch das Nachweissystem erfassten Raumwinkel Ω bzw. das Volumen V hinaus proportional zur Besetzungszahl N_2 des angeregten Zustandes mit der Fluoreszenz A_{21} [96]

$$F_{LIF} = (h \cdot \nu) \cdot \eta \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \cdot V \cdot (N_2 \cdot A_{21}). \quad (3.20)$$

Unter Verwendung von Gleichung 3.19 ist das Fluoreszenzsignal somit proportional zu

$$F_{LIF} \sim N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{(B_{12} + B_{21})} \cdot \frac{I_\nu}{I_\nu + I_{\nu_{sat}}} \cdot A_{21}, \quad (3.21)$$

wobei diese Beziehung aufzeigt, dass das Signal außer von quantenmechanischen Größen vom Verhältnis zwischen Laser- und Sättigungsintensität $I_\nu/(I_\nu + I_{\nu_{sat}})$ abhängig ist. Unter Verwendung des letztgenannten Zusammenhangs können verschiedene LIF-Varianten unterschieden werden. Für die vorliegende Arbeit ist die lineare LIF von besonderer Bedeutung.

3 Experimenteller Aufbau

Lineare LIF

Solange $I_\nu \ll I_{\nu_{sat}}$ gilt, kann Gleichung 3.21 vereinfacht werden zu:

$$F_{LIF} \sim N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{c} \cdot \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \cdot I_\nu. \quad (3.22)$$

In diesem Fall steigt die Intensität des Fluoreszenzsignals I_{LIF} also proportional zur spektralen Intensität bzw. zur Laserintensität I_ν , und aus der gemessenen Fluoreszenzintensität ist die Molekülkonzentration bei bekanntem *Quenching* Q_{21} ermittelbar. Das heißt, dass um Teilchenkonzentrationen quantitativ bestimmen zu können, genaue Kenntnisse über die ablaufenden Stossprozesse Q_{21} vorliegen müssen. Der Term $A_{21}/(A_{21} + Q_{21})$ wird als *Stern-Vollmer-Faktor* bezeichnet. Er beschreibt die Effizienz der Fluoreszenzausbeute. Es ist eine Kalibrierung bei gleichem Druck, gleicher Temperatur und gleicher Tracer-Zusammensetzung erforderlich, damit eine direkte Beziehung zwischen I_{LIF} und I_ν bestimmt werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wurde als molekularer Tracer Stickstoffdioxid NO_2 verwendet, das der Jet-Strömung beigemischt wurde (siehe Abschnitt 3.1.2), um die Konzentrationsverteilung des Jets im Crossflow zu erfassen.

Als Vorteile der Anwendung von NO_2 als molekularem Tracer zählen:

- NO_2 absorbiert Licht bei einer Wellenlänge von 532 nm, welches die Wellenlänge des für das PIV-System eingesetzten frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (siehe Abschnitt 3.2.2) ist. Letzterer bietet eine enorme Vereinfachung der Durchführung, da ein und derselbe Laser(puls) simultan sowohl für die PIV- als auch für die 2d-LIF-Messungen verwendet werden kann. Dies ermöglicht nicht nur die simultane Ermittlung von Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen, sondern auch der Reynolds-Flüsse der Form $\rho < c'v'_i >$. Aus der Literatur sind Arbeiten bekannt [12, 24], in denen zwei unterschiedliche Laser für die simultane Ermittlung von Konzentration und Geschwindigkeit verwendet wurden.
- Sein Absorptionsquerschnitt ist relativ groß, sodass das resultierende Fluoreszenzsignal bereits bei geringer Tracerkonzentration gemessen werden kann.
- Das resultierende breitbandige Fluoreszenzsignal ist Stokes-seitig verschoben und lässt sich mit optischen Filtern von Laserlicht spektral trennen [96].
- NO_2 ist in kalibrierten Gasgemischen (mit Stickstoff oder mit Luft) kommerziell erhältlich, ist bei den Bedingungen der Verwendung chemisch stabil und besitzt eine molare

Masse ($M_{\text{NO}_2} = 46$), die der molaren Masse der Luft ähnlich ist, so dass das der Jetströmung als molekularer Tracer beigemischte NO_2 sich gut auf molekularer Ebene mit der Luft des Jets mischen kann und somit eine gute Darstellung der Interaktion Jet-Crossflow ermöglicht.

Ein Nachteil des NO_2 besteht allerdings darin, dass es toxikologisch nicht unbedenklich ist und daher besondere Sicherheitsmaßnahmen beachtet werden müssen. Deshalb wurde die Zuleitung der Mischung NO_2 -Luft in die Jetströmung nicht nur sorgfältig aufgebaut (siehe Abschnitt 3.1.2), sondern auch mit Hilfe von zwei tragbaren Gaswarnanlagen dauernd überwacht, so dass mögliche Leckagen von NO_2 rechtzeitig entdeckt und behoben werden konnten. Der MAK-Wert, Maximale Arbeitsplatz-Konzentration, des NO_2 beträgt 5 ppm [97].

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird das Fluoreszenzsignal aus der Nachweiszone senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls detektiert. Als Detektionseinheit wurde eine intensivierte CCD-Kamera (ICCD) (*Roper Scientific*, PI-MAX 16 bit, 512 Pixel \times 512 Pixel, Pixel-pitch: $19 \mu\text{m} \times 19 \mu\text{m}$)⁵ zusammen mit dem ICCD-Kamerakontroller (*Roper Scientific* ST133) verwendet. Die ICCD-Kamera besteht aus einem CCD-Detektor und einem vorgeschalteten Bildverstärker mit Mikrokanalplatte (MCP, *Micro Channel Plate*), der als schneller Verschluss im ns-Bereich arbeitet und gleichzeitig für eine hohe Verstärkung des Signals sorgt. Die aus der Messstelle einfallenden Photonen des Fluoreszenzsignals erzeugen in der Photokathode freie Elektronen (photoelektrischer Effekt).

Die MCP ist eine dünne, nur etwa 0,5 mm dicke Scheibe. Sie besteht aus Millionen feiner Kanäle mit einem Durchmesser von ca. $6 \mu\text{m}$, die wabenartig angeordnet sind. Bei Spannungen von 500 V bis 1000 V zwischen Vorder- und Rückseite der MCP lösen die Photoelektronen Sekundärelektronen aus den leitfähigen Innenwänden der Kanäle heraus. Durch lawinenartige Vermehrung der Elektronen bei Stößen mit den Kanalwänden erzeugt ein Photoelektron bis zu 1000 Sekundärelektronen. Je höher die MCP-Spannung gewählt wird, desto größer ist die Verstärkung des Signals. Die aus der MCP austretenden Elektronen werden durch eine Hochspannung von ca. 6 kV zum Leuchtschirm des Bildverstärkers hin beschleunigt, der das „Elektronenbild“ wieder in ein „Photonenbild“ umwandelt. Über eine sehr effiziente Faseroptik gelangt das Licht vom Leuchtschirm des Bildverstärkers schließlich auf den CCD-Sensor.

Diese Kamera ist mit einem Objektiv Nikon Nikkor 1,8/105 mm und zwei verschiedenen Zwischenringen mit entsprechenden Dicken (11 und 18 mm) versehen. Hierbei dienen die Zwischenringe zur Verlängerung der Bildweite des Objektivs, um einen größeren Abbildungsmaß-

⁵ Mit Pixelpitch wird der direkte Abstand Mitte zur Mitte der Pixel auf Bildsensoren bzw. CCD-Chips bezeichnet.

3 Experimenteller Aufbau

stab für den Nahbereich zu ermöglichen. Ein Langpassfilter (LOT CH-LP540-70S, $T_{\max} = 95\%$ zwischen 545 nm – 750 nm, Einfallswinkel: 0°) wurde verwendet, um das Fluoreszenzsignal vom Laserlicht bzw. Streulicht des Lasers spektral zu trennen. Eine schematische Darstellung des LIF-Aufbaus wird in Abbildung 3.20 gezeigt.

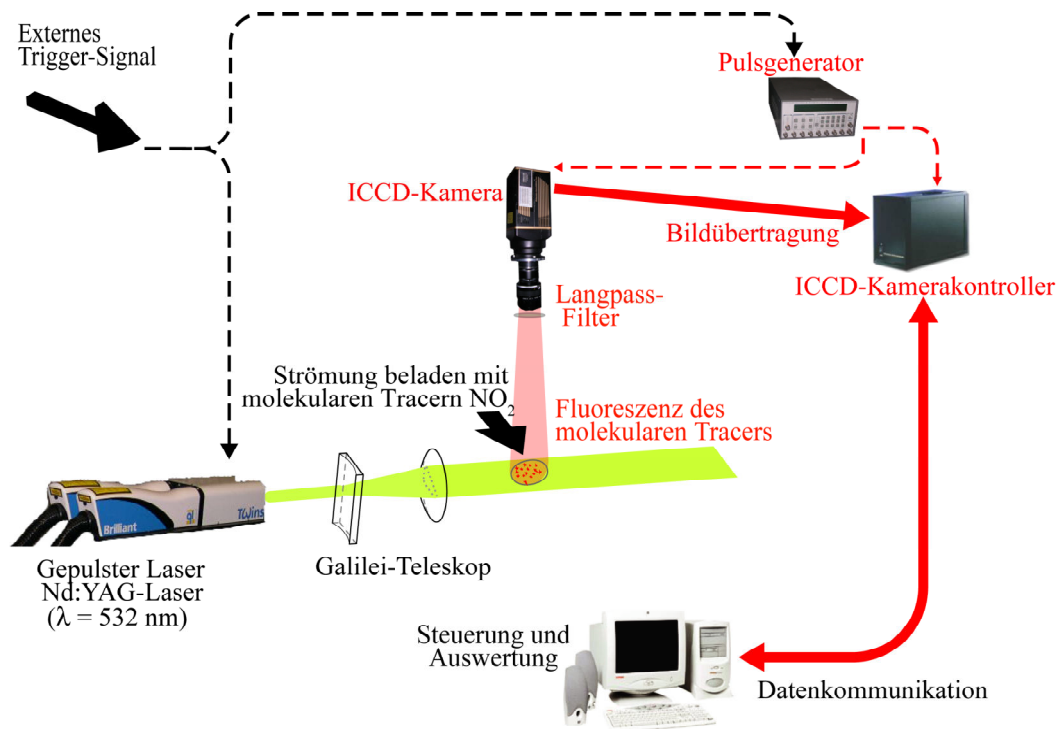


Abbildung 3.20: Aufbau des LIF-Systems.

Wie oben erwähnt, war ein Kalibriervorgang notwendig, um die Linearität zwischen der NO_2 -Konzentration und dem Fluoreszenzsignal I_{LIF} zu bestätigen, die für die erfolgreiche Anwendung des LIF-Systems vorausgesetzt wird. Dieser Kalibriervorgang bestand darin, den Jet mit einer bekannten NO_2 -Konzentration in den Crossflow einzuleiten und dann das resultierende Fluoreszenzsignal an einer geeigneten Stelle, in der die Jet-Strömung und der Crossflow unvermischt sind, mit der ICCD-Kamera zu detektieren. Dies wurde für verschiedene NO_2 -Konzentrationen zwischen 300 ppm und 7.000 ppm wiederholt, so dass einem bestimmten Konzentrationswert an molekularem Tracer eine Fluoreszenzintensität und somit ein Grauwert einer LIF-Aufnahme zugeordnet werden konnte. Um zu gewährleisten, dass für jede Messung die relevanten Parameter wie Druck, Temperatur und Laserintensität gleich denen bei der Kalibrierung waren, wurde letztere direkt vor jeder Messung durchgeführt.

In der Literatur wird über eine Methode berichtet, in der die Laserintensität so gewählt wird, dass eine Sättigung des Übergangs eintritt, genannt: *Saturated-Laser-Induced-Fluorescence* – SLIF. Auch hierbei handelt es sich um eine lineare LIF.

In der vorliegenden Arbeit wurde auf die Anwendung der SLIF nicht nur verzichtet, weil der Einsatz von höherer Laserintensität die Quarzglasfenster schädigen könnte, sondern auch, weil die Anwendung von höherer NO_2 -Konzentration aus Gründen des MAK nicht zu empfehlen ist.

Das Photo in Abbildung 3.21 zeigt exemplarisch eine LIF-Aufnahme eines Kalibriervorgangs bei einer NO_2 -Konzentration im Jet von 5.000 ppm. Diese Aufnahme wurde auf einer horizontalen Messebene 12 mm über der Basisplatte der Messstrecke gemacht. Darüber hinaus zeigt die Abbildung 3.21 beispielhaft zwei aus dem Kalibriervorgang resultierende Kalibrierkurven für die beiden ausgewählten Pixel-Positionen in der zweidimensionalen LIF-Aufnahme.

Hierbei konnte nachgewiesen werden, dass die Fluoreszenzsignalintensität innerhalb des untersuchten Konzentrationsbereiches (300 ppm – 7.000 ppm) linear von der NO_2 -Konzentration abhängt. Darüber hinaus stellt eine NO_2 -Anfangskonzentration im Jet von 5.000 ppm sicher, dass die gesetzliche Emissionsgrenze von NO_2 – 180 ppm – im Abgas des Kanals [98] nach der Vermischung Jet - Hauptströmung nicht überschritten wird.

Die in Abbildung 3.21 gezeigten Fehlerbalken stellen die Standardabweichung des Fluoreszenzsignals aus der Mittelung von 200 Aufnahmen für jede gemessene NO_2 -Konzentration dar. Für NO_2 -Konzentrationen über 1.000 ppm lag hier die Standardabweichung um 15% des Signals. Für kleinere Konzentrationen war das Signal/Rauschen-Verhältnis schlechter und die Standardabweichung bis auf ca. 30% gestiegen.

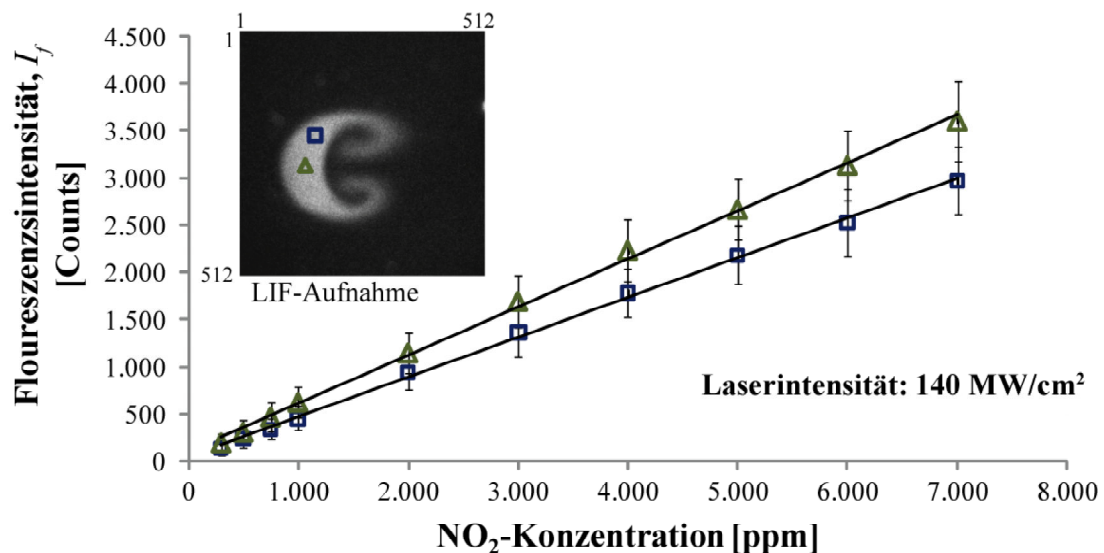


Abbildung 3.21: LIF-Aufnahme und Kalibrierungskurven für zwei verschiedene Pixel-Positionen der ungemischten Jet-Strömung – Datenpunkte jeweils aus 200 LIF-Aufnahmen gemittelt, Rechteck: (150,180) Pixel und Dreieck: (130,260) Pixel.

3 Experimenteller Aufbau

Bei der Quantifizierung und Kalibrierung des LIF-Signals sind einige Korrekturen erforderlich, weil die Pixel der ICCD-Kameras eine ungleichmäßige spektrale Empfindlichkeit haben könnten oder auch weil diese Kameras die Eigenschaft haben, in der Mitte des Detektors lichtempfindlicher zu detektieren als am Rand, was mit der Verwendung von Zwischenringen verstärkt wird, da Zwischenringe die Lichtstärke hauptsächlich aufgrund von Vignettierung an den Rändern des Bildes vermindern [99]. Dieses Verhalten ist exemplarisch in Abbildung 3.21 zu sehen, wo die Steigungen der resultierenden Kalibrierungsgeraden je nach den in der LIF-Aufnahme gezeigten Pixel-Positionen unterschiedlich sind. Dabei befinden sich das Rechteck und das Dreieck jeweils an folgenden Koordinatenpositionen (i,j) der LIF-Aufnahme: Rechteck (150,180) Pixel und Dreieck (130,260) Pixel. In diesem Bereich, in dem sich Rechteck und Dreieck befinden, spielt der Rand-Effekt noch keine Rolle, aber die spektrale Empfindlichkeit beider Pixel ist ungleich.

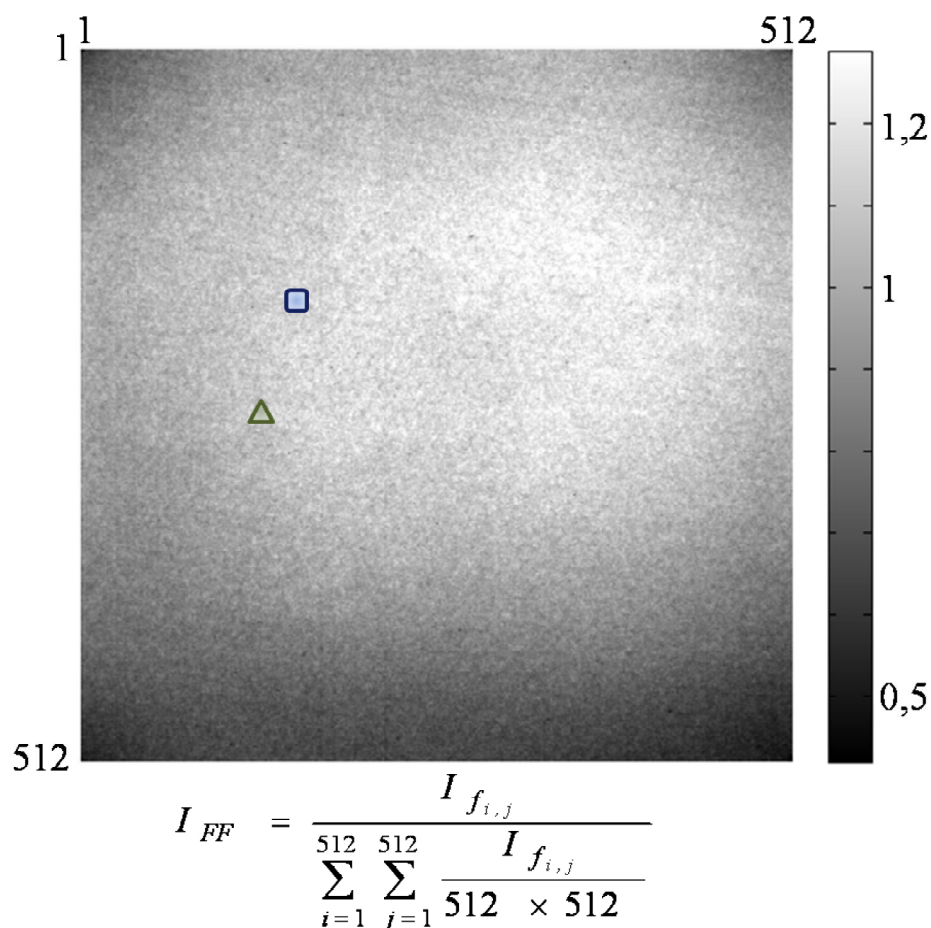


Abbildung 3.22: Aufnahme einer örtlich homogenen und zeitlich konstanten Lichtquelle, in der die in Abbildung 3.21 ausgewählten Pixel angedeutet werden.

Diese unterschiedliche Lichtempfindlichkeit muss mit einer sogenannten Flatfield-Aufnahme korrigiert werden. Dabei handelt es sich um die Aufnahme einer örtlich homogenen und zeitlich konstanten Lichtquelle. Experimentell kann eine solche Lichtquelle mit einem Kondensator erzeugt werden, dessen Licht auf eine Streuplatte projiziert und anschließend mit der ICCD-Kamera aufgenommen wird. Zur Korrektur von Messungen unbekannter Intensitätsfelder mit dem Detektionssystem werden die LIF-Aufnahmen dieser Felder durch eine Flatfield-Aufnahme dividiert. Damit der integrale Mittelwert eines gemessenen Intensitätsfeldes durch die Korrektur nicht verändert wird, muss der integrale Mittelwert der Flatfield-Aufnahme auf eins normiert werden. In Abbildung 3.22 ist ein aus 30 akkumulierten Einzelaufnahmen entstandenes reines⁶ Strahlungsfeld des Kondensators zu sehen. Die Akkumulation von 30 Einzelaufnahmen war erforderlich, weil die Flatfield-Aufnahme mit identischen Einstellungen (maximale Verstärkung (*gain*) der ICCD-Kamera bei einer Belichtungszeit von 7 ns) und mit einem identischen optischen Aufbau (Fokussierung des Objektivs, Zwischenringe, Langpassfilter und dichroitischen Spiegel) wie bei den Messungen realisiert werden muss [100]. Bei der geringeren Lichtintensität des Kondensators ist die Dynamik des detektierten Signals von nur einer Aufnahme um den Faktor 30 schwächer als die tatsächliche Fluoreszenzaufnahme.

Ebenfalls sind auf der Flatfield-Aufnahme die in Abbildung 3.21 gezeigten Pixel-Positionen angedeutet. Dabei beträgt der Flatfieldkorrektur-Faktor I_{FF} für das Rechteck 0,991 und für das Dreieck 1,168.

3.2.5 Simultane 2d-LIF-PIV-Messungen

Durch die gleichzeitige Anwendung von PIV und LIF werden simultan Geschwindigkeits- und Konzentrationsfelder ermittelt. Damit wird ein wesentliches Ziel des experimentellen Vorhabens erreicht: die Erfassung der Reynolds-Flüsse, die zusammen mit den Reynolds-Spannungen im Hinblick auf die Erstellung und Validierung von numerischen Modellen zur Beschreibung von Vermischungsvorgängen von großer Bedeutung sind.

Die oben beschriebenen Systeme für PIV und LIF, vergleiche Abschnitte 3.2.2 und 3.2.4, wurden, wie in Abbildung 3.23 schematisch dargestellt, in einem gemeinsamen Aufbau verbunden. Das Herzstück des Messverfahrens ist der schon erwähnte frequenzverdoppelte Nd:YAG-Doppelpuls Laser, dessen Strahl mittels optischer Elemente in einen Laserlichtschnitt aufge-

⁶ Hierbei wurde ein Hintergrund aus 30 akkumulierten Einzelaufnahmen abgezogen, um das reine Strahlungsfeld des Kondensators zu erhalten.

3 Experimenteller Aufbau

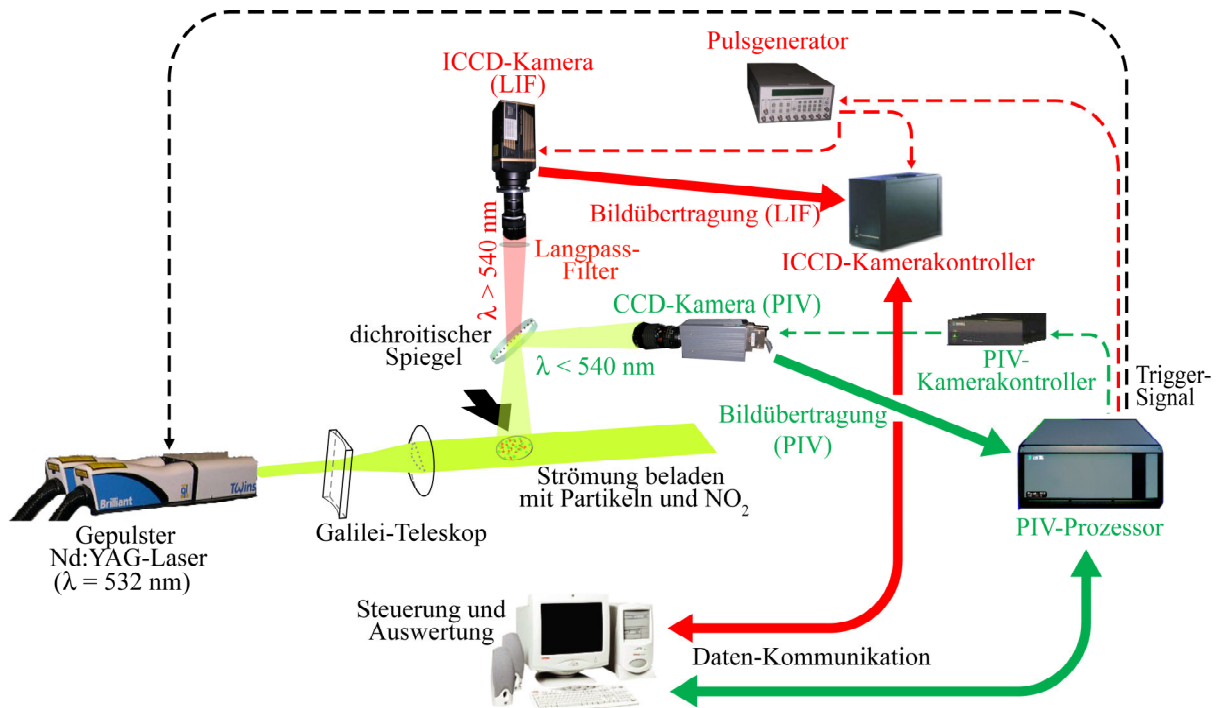


Abbildung 3.23: Aufbau des experimentellen Setup des simultanen 2D-LIF-PIV-Messsystems.

weitert und in das Messgebiet geleitet wird. Die in dieser Schnittebene entstehenden Signale, zum einen das durch die beigemischten Öltröpfchen hervorgerufene Streulicht bei 532 nm und zum anderen die breitbandige Fluoreszenz (ca. 540 nm – 800 nm) des angeregten molekularen Tracers (NO_2), werden senkrecht zur Orientierung des Laserlichtschnitts auf dem entsprechenden Sensor der jeweiligen CCD-Kamera abgebildet. Die spektrale Trennung der bei unterschiedlichen Wellenlängen emittierten Lichtsignale wird durch einen dichroitischen Spiegel (LOT 110582, $R_{\text{max}} @ 532 \text{ nm}$, $T_{\text{max}} 545 \text{ nm} - 750 \text{ nm}$, Einfallswinkel: 45°) bewirkt, der einen wesentlichen Bestandteil der Detektionsoptik darstellt. Hierbei wird das Streulicht vom dichroitischen Spiegel reflektiert, während das längerwellige Fluoreszenzsignal (hauptsächlich zwischen 545 nm und 750 nm) transmittiert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich der in Abschnitt 3.2.4 erwähnte Langpassfilter vor der LIF-Kamera verwendet, um störendes Reststreulicht, das den dichroitischen Spiegel in dessen spektralem Blockungsbereich dennoch passiert hat, zu beseitigen. Diese beiden optischen Komponenten wurden speziell für das hier beschriebene Messsystem angefertigt, da ihre Transmission an das 2D-LIF-PIV-Messsystem angepasst werden musste. Zweck war es, die Wellenlänge des Lasers absolut vom LIF-Signal zu trennen, was einen steilen Anstieg der Transmissionskurven beider Komponenten, sowohl des dichroitischen Spiegels als auch des Langpassfilters, im interessierenden Bereich erforderlich macht. Die simultan gewonnenen Messdaten bzw. Signale beider Messsysteme werden in ei-

dem Rechner gespeichert und mit den im folgenden beschriebenen Methoden ausgewertet. Abbildung 3.24 zeigt eine schematische Darstellung der Transmissionskurven der involvierten optischen Elemente: dichroitischer Spiegel (blaue Linie), Langpassfilter (grüne Linie) zusammen mit dem Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von NO_2 (hellblaue bzw. rote Linie) [101] und der Quanteneffizienz des Sensors der ICCD-Kamera des LIF-Systems (schwarze Linie) [100]. Aus dieser Abbildung kann man erkennen, dass aufgrund der hohen Flankensteilheit des speziell angefertigten Filters einerseits das Mie-Streulicht der Öltröpfchen bei der Laserwellenlänge bestmöglich geblockt und andererseits die NO_2 -Fluoreszenz nahezu vollständig transmittiert wird. Darüber hinaus zeigt Abbildung 3.24 das Absorptions- und Fluoreszenzspektrum von NO_2 .

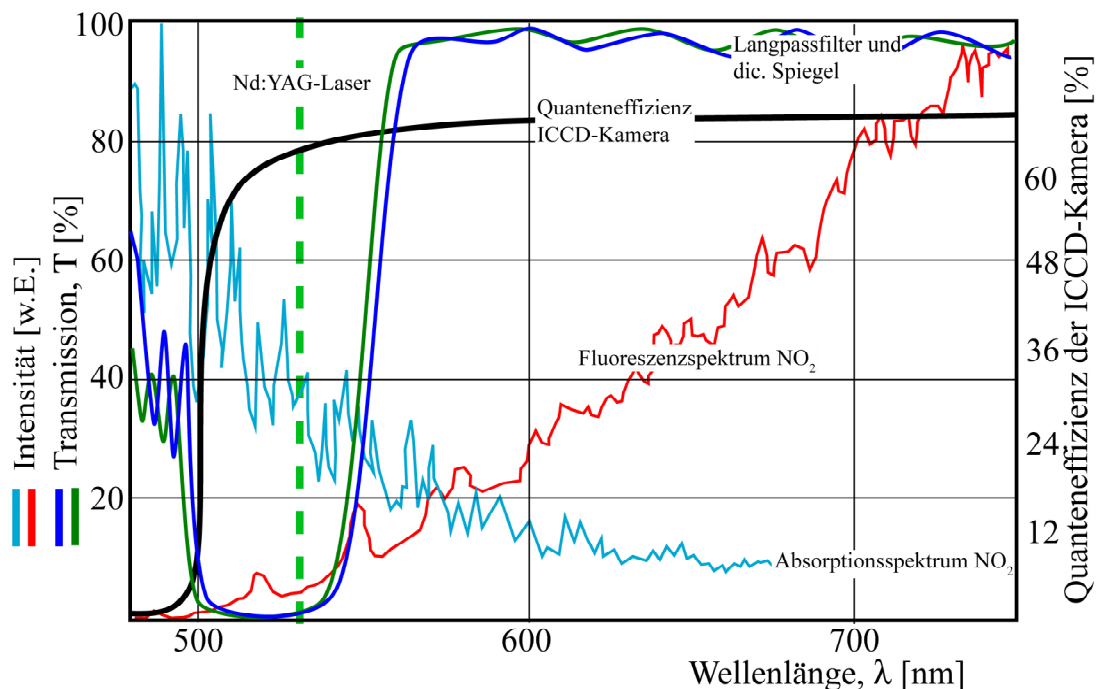


Abbildung 3.24: Fluoreszenzemissionsspektrum von NO_2 (rote Linie), Quanteneffizienz der ICCD-Kamera des LIF-Systems (schwarze Linie) und Transmissionskurven der involvierten optischen Elemente: Dichroitischer Spiegel (blaue Linie) und Langpassfilter (grüne Linie), Absorptionsspektrum von NO_2 (hellblaue Linie) und frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (hellgrüne Linie).

Neben den optischen Elementen des 2D-LIF-PIV-Messsystems ist die zeitliche Synchronisierung zwischen den beiden Kameras und dem Laser von großer Bedeutung. Diese erfolgt durch den PIV-Prozessor. Der Prozessor triggert den Laser, den PIV-Kamerakontroller und den Puls-generator, SRS DG 535, der wiederum die ICCD-Kamera und dessen Controller triggert, vergleiche dazu Abbildung 3.23 und Abbildung 3.25. Wie aus Abbildung 3.25 zu erkennen ist, ist nur der erste Puls des Puls-Paars des Lasers für das LIF-System erforderlich. Darüber hinaus

3 Experimenteller Aufbau

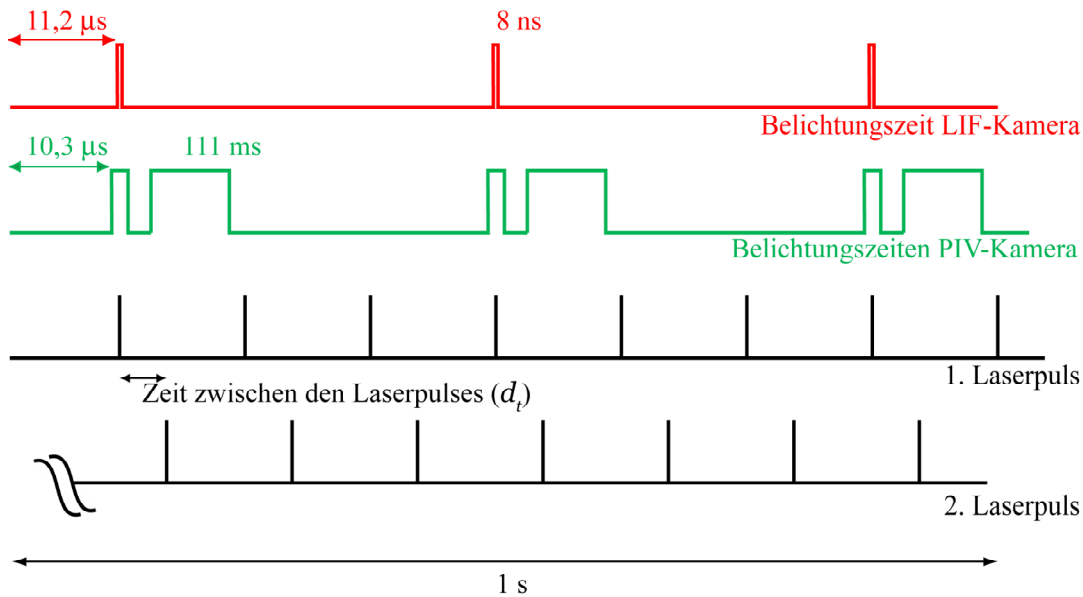


Abbildung 3.25: Zeitlicher Ablauf der synchronisierten Zyklen des 2D-LIF-PIV-Systems.

stellt die LIF-Kamera die langsamste Komponente des simultanen Messsystems dar, so dass die Aufnahmefrequenz auf $2,7 \text{ Hz}$ und nicht auf die Frequenz des Lasers (8 Hz) beschränkt wird. Zudem ist aus der Abbildung 3.25 zu erkennen, dass die PIV-Kamera mit zwei festen Belichtungszeiten arbeitet. Die erste Belichtungszeit von $10 \mu\text{s}$ wird mit dem ersten Laserpuls synchronisiert. Die zweite von 111 ms ist lang genug, um den zweiten Laserpuls, der von der Zeit zwischen den Pulsen d_t abhängt, zu umfassen [102].

Darüber hinaus müssen die ICDD-Kamera des LIF-Systems und die CCD-Kamera des PIV-Systems so positioniert werden, dass die jeweiligen Messfelder beider Messsysteme überlagert und mittig gegenüber dem Laserlichtschnitt sind. Dafür werden die optischen Achsen der LIF-Kamera und die durch den dichroitischen Spiegel umgelenkte Verlängerung der optischen Achse der PIV-Kamera orthogonal bzw. mittig auf den Laserlichtschnitt ausgerichtet und anschließend beide Bildausschnitte mit Hilfe eines optischen Targets auf die gewünschte und gleiche Größe gebracht. Dieser Vorgang war mit Hilfe einer Spezialvorrichtung zur Halterung der optischen Komponenten – der Traversiereinheit – möglich, so dass jede Komponente für sich beweglich ist. Abbildung 3.26 zeigt exemplarisch zwei Aufnahmen eines optischen Targets, die durch die beiden Messsysteme erhalten wurden. Das optische Target wurde vor jeder Messung zur Kontrolle der Einstellungen der Kameras, wie z.B. Bildgröße, Fokussierung und Positionierung, im Kanal angebracht, so dass das Kreuz, das sich in der Mitte der Bilder befindet, mit der mittleren Achse des Jets zusammenfällt und 30 mm über der Basisplatte des Kanals positioniert ist.

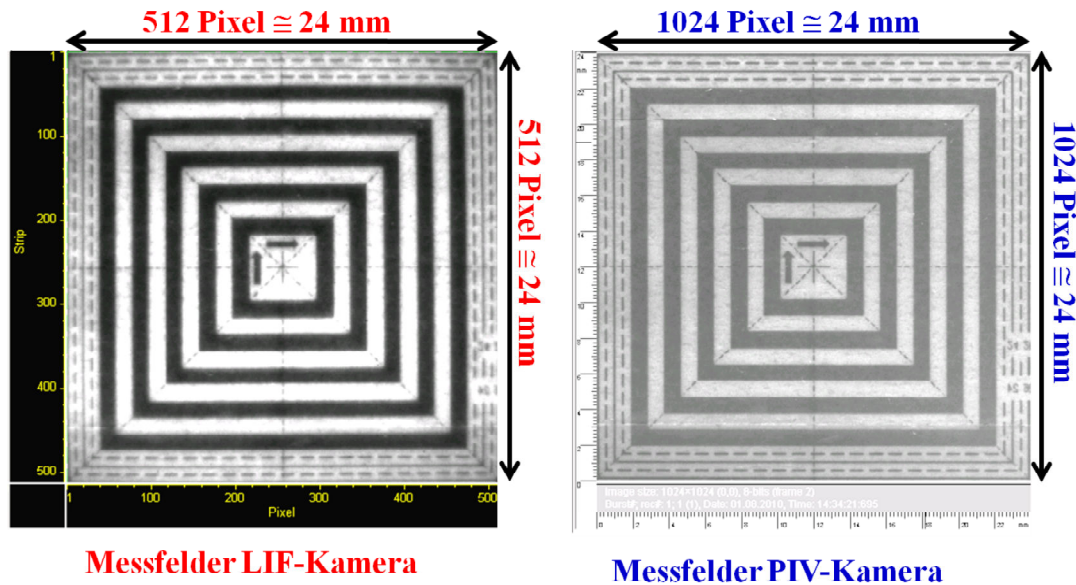


Abbildung 3.26: Exemplarische Aufnahmen beider Kameras eines im Messgebiet positionierten optischen Targets. Links: Bild der LIF-Kamera aus WinSpec; rechts: Bild der PIV-Kamera aus Flowmager.

Die LIF-Kamera, die eine Auflösung von $512 \text{ Pixel} \times 512 \text{ Pixel}$ hat, liefert ein quadratisches Bild, während die PIV-Kamera mit einer Auflösung von $1024 \text{ Pixel} \times 1280 \text{ Pixel}$ ein rechteckiges Bild liefert. Demzufolge war es notwendig, bei der Überlagerung der Messfelder die PIV-Kamera mit einer Auflösung von $1024 \text{ Pixel} \times 1024 \text{ Pixel}$ zu betreiben und so ein quadratisches PIV-Bild zu erhalten – vergleiche Abbildung 3.26. Folglich korrespondieren zwei Pixel \times zwei Pixel = vier Pixel der PIV-Kamera mit einem Pixel der LIF-Kamera.

Um u.a. die Neufokussierung und -einstellung der optischen Komponenten bei jeder neuen Messebene bzw. Kamera-Position zu vermeiden und somit den zeitlichen Messaufwand im Rahmen zu halten, wurde die Positionierung und Versetzung der optischen Komponenten anhand einer in allen drei Richtungen beweglichen Traversiereinheit realisiert – vergleiche Abbildung 3.27. Zu den optischen Komponenten zählen: die Umlenkspiegel für den Laserstrahl, das Galilei-Teleskop, der dichroitische Spiegel und die beiden Kameras. Der Antrieb der beweglichen Haltevorrichtung wurde von drei Schrittmotoren übernommen, die eine reproduzierbare und millimetergenaue Positionierung der optischen Komponenten ermöglichte. Die mit Hilfe dieser Vorrichtung insgesamt aufgenommenen Bilder – 15 Stück pro Messebene, zwischen 1.500 und 2.500 Aufnahmen pro Bild – wurden zu einem Gesamtbild zusammengestellt, wobei besonderer Wert auf die genaue Ausrichtung der einzelnen, unter Umständen sich gegenseitig überlappenden Bilder gelegt wurde.

3 Experimenteller Aufbau

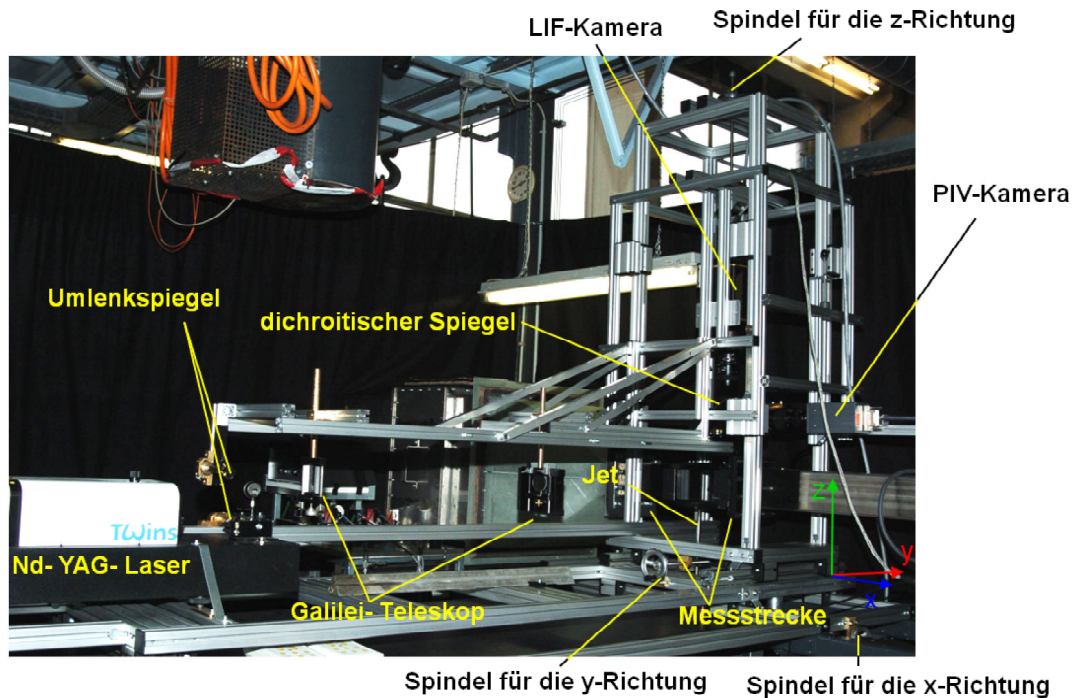


Abbildung 3.27: Bild der Traversiereinheit, zuständig für die Positionierung und Versetzung der optischen Komponenten des 2D-LIF-PIV-Messsystems.

Auswertung der simultan erhaltenen 2D-LIF-PIV-Signale

Das PIV-Signal wurde mit der kommerziellen Software der Firma Dantec *FlowManager v4.71* ausgewertet. Hierbei wird die Größe der Auswertefenster (*Interrogation Area*) auf $64 \text{ Pixel} \times 64 \text{ Pixel}$ festgelegt und eine Überlappung der Auswertefenster von 50% verwendet, um ein gutes Signal/Rauschen-Verhältnis zu erhalten [103].

Das LIF-Signal wurde mit Hilfe der Software WinSpec aufgenommen. Die 16 bit tiefen Intensitätsbilder wurden mit einer in Matlab selbstgeschriebenen Routine ausgewertet. Dabei wird die entsprechende Hintergrundaufnahme subtrahiert. Die Hintergrundaufnahmen werden erstellt, indem man die Stickstoffdioxid-Zufuhr des Jets unterbricht und so nur der Hintergrund-Offset im Messvolumen erfasst. Nach der Subtraktion des Hintergrunds wird durch das Flatfield dividiert. Anschließend wird bei den LIF-Daten das sogenannte *Binning* durchgeführt. Unter *Binning* versteht man das Zusammenfassen benachbarter Bildelemente (Pixel) zu einem Superpixel. Darüber hinaus wird bei der Korrelation der Messsignale beider Systeme ebenfalls eine Überlappung der Auswertefenster bzw. der Superpixel vorgenommen, um das Signal/Rauschen-Verhältnis des PIV-Systems nicht zu beeinträchtigen. Damit die resultierende Anzahl von Elementen der PIV-Aufnahmen, die Anzahl von Auswertefenster IA , mit der der Elemente der LIF-Aufnahmen übereinstimmt, werden bei den LIF-Aufnahmen $\frac{IA}{2} \text{ Pixel} \times \frac{IA}{2} \text{ Pixel}$ zu einem

Superpixel zusammengefügt. Das mittlere Fluoreszenzsignal aus den $32 \text{ Pixel} \times 32 \text{ Pixel}$ wird als das Signal des Superpixels angesehen und mit der Geschwindigkeitsinformation des entsprechenden Auswertefensters des korrespondierenden PIV-Bilderpaars korreliert. Daraus folgend beträgt die räumliche Auflösung bei der Bildgröße von $24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$: $(24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}) \cdot \frac{64}{1.024} = (24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}) \cdot \frac{64/2}{512} = (1,5 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm})$.

Die Implementierung einer kleineren Größe des Auswertefensters, um die räumliche Auflösung zu verfeinern, wurde unterlassen, weil eine viel größere Menge Öltröpfchen in den Strömungen erforderlich gewesen wäre, damit die im Abschnitt 3.2.2 erwähnten Bedingungen für eine erfolgreiche PIV-Messung erfüllt sind. Wenn jedoch zu viel Seeding der zu untersuchenden Strömung beigemischt wird, wird die Trennung beider Signale beeinträchtigt, was die Quantifizierung des LIF-Signals bzw. das entsprechende Signal/Rauschen-Verhältnis verschlechtert. Für das Hauptziel dieser Arbeit, die Ermittlung von Reynolds-Spannungen und -Flüssen in einer JCF-Konfiguration, war die hier verwendete Auflösung der Messtechnik ausreichend, so dass die Charakterisierung von Strukturen und Vergleiche mit numerischen Ergebnissen aus LES und DNS möglich waren [50, 53]. Die prinzipielle räumliche Auflösung der LIF-Messungen, d.h. ungeachtet der Dicke des Laserlichtschnitts, für eine Bildgröße von $24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$ entsprach ca. $50 \mu\text{m}$ pro Pixel. Allerdings ist die tatsächliche Auflösung der Konzentrationsmessungen gleich der Dicke des Laserlichtschnitts, d.h. ca. $300 \mu\text{m}$.

3.3 Geometrische Daten und Koordinaten-Konvention

Wie im Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, hat der Strömungskanal eine quadratische Innenquerschnittsfläche von $108 \text{ mm} \times 108 \text{ mm}$, was einem hydraulischen Innendurchmesser $D_\infty =$

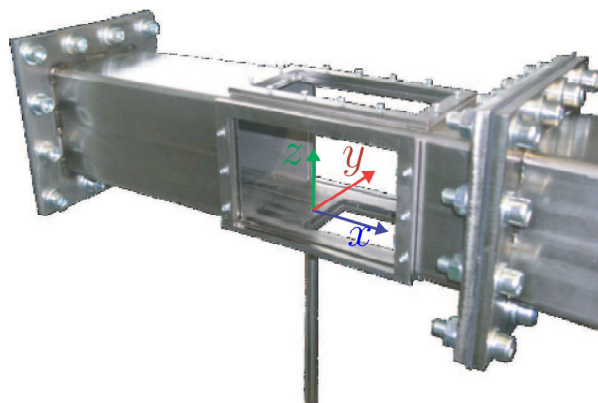


Abbildung 3.28: Positionierung des verwendeten Koordinatensystems (x,y,z) im Kanal.

3 Experimenteller Aufbau

$\frac{4 \times \text{Querschnittsfläche}}{\text{Umfang}} = 108 \text{ mm}$ entspricht. Die Jet-Rohrleitung hat ihrerseits einen Innendurchmesser $D_j = 8 \text{ mm}$, der für die Entdimensionierung der Koordinaten in x -Richtung, y -Richtung und z -Richtung in x/D_j , y/D_j und z/D_j verwendet wird.

Für die einheitliche Darstellung der Ergebnisse wird der Nullpunkt des Koordinatensystems in der Mitte des Jets an dessen Austrittsebene positioniert. Die x -Richtung entspricht der axialen Richtung des Crossflows, die y -Richtung der lateralen Richtung des Crossflows senkrecht zur Strömungsrichtung des Jets und die z -Richtung verläuft parallel zur Jet-Orientierung. Abbildung 3.28 zeigt eine schematische Darstellung der Koordinatensystemkonvention.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Voruntersuchungen

4.1.1 Bestimmung des Stichprobenumfanges

Für eine ausreichende statistische Beschreibung des Strömungsfeldes stellt sich – hauptsächlich im Hinblick auf statistische Momente höherer Ordnung – die Frage nach der erforderlichen Anzahl Messungen (n) an gleicher Stelle. In der Literatur erscheint die für die Mittelung der Messgrößen zugrundegelegte Anzahl von Einzelmessungen oft mehr oder weniger recht willkürlich gewählt zu sein. Da jede LIF-Aufnahme 0,5 MB und jedes PIV-Bilderpaar 4 MB umfasst, ist aber eine große Anzahl von Messungen bzw. Bildern/Bildpaaren n mit hohem Speicherbedarf verbunden. Daher ist es ratsam zu ermitteln, wie viele Bilder nötig sind, um statistisch abgesicherte Ergebnisse zu erhalten. Die Anzahl von Bildern wurde anhand des Variationskoeffizienten $s_{\langle\phi\rangle}/\langle\phi\rangle \times 100\%$ der Geschwindigkeit in i -Richtung an der Untersuchungsstelle bzw. anhand der Turbulenzintensität im Messgebiet $Tu_i = s_{\langle v_i\rangle}/\langle v_i\rangle \times 100\%$ (vergleiche Gleichung 2.14) für einen vorgegebenen relativen statistischen Fehler¹ $\sigma_{n,rel}$ gemäß:

$$\sigma_{n,rel} = \frac{\sigma_n}{\langle\phi\rangle} = \frac{s_{\langle\phi\rangle}}{\sqrt{n} \cdot \langle\phi\rangle} = \frac{Tu_i}{\sqrt{n}} \quad (4.1)$$

$$\Rightarrow n = \left(\frac{Tu_i}{\sigma_{n,rel}} \right)^2 \quad (4.2)$$

bestimmt [104, 105], wobei σ_n den Standardfehler der Stichprobe der Größe n , $s_{\langle\phi\rangle}$ die Standardabweichung der Stichprobe um den Mittelwert $\langle\phi\rangle$, $s_{\langle\phi\rangle} = \sqrt{1/n \sum_{i=1}^n (\phi'_i)^2}$, und Tu_i die

¹ Ein Fehler kann sowohl absolut als auch relativ angegeben werden. Der relative Fehler ist definiert als Quotient aus absolutem Fehler und Mittelwert [104, 105].

4 Ergebnisse und Diskussion

Turbulenzintensität in i -Richtung bezeichnen. Gemäß dieser Beziehung sind für ein Tu_i im Strömungsgebiet von 50% (ohne Berücksichtigung von kohärenten Strukturen) etwa $n = \left(\frac{0,5}{0,01}\right)^2 = 2.500$ Bilder erforderlich, um einen statistischen Messfehler kleiner als 1% zu erzielen. 2.500 Bilder pro Kameraposition/Messebene würden zugleich einem erforderlichen Speicherbedarf bei Einsatz beider Messsysteme von ca. 170 GB (= 4,5 MB/Bild \times 2500 Bilder/Kameraposition \times 15 Kamerapositionen/Messebene) und einer reinen Messzeit von etwa vier Stunden ($\cong \frac{2500 \text{ Bilder} \times 15 \text{ Kamerapositionen/Messebene}}{2,7 \text{ Hz}}$) entsprechen. Aus diesem Grund wurde die Anzahl von Bildern bei den Experimenten abhängig vom Turbulenzniveau des zu messenden Gebietes so ausgewählt, dass ein statistischer Fehler $\lesssim 1,5\%$ gewährleistet werden konnte. Wie in Abschnitt 3.2.5 erwähnt, war die Aufnahmefrequenz der Messtechnik 2,7 Hz. Diese war langsam genug, um Unabhängigkeit zwischen den Aufnahmen annehmen zu können. Dies ermöglichte, statistisch konvergierende Ergebnisse mit einer minimalen Anzahl von Daten zu erreichen.

4.1.2 Fehleranalyse

Neben dem relativen statistischen Fehler, verbunden mit der Größe der Stichprobe n , sind experimentelle Ergebnisse auch mit einem Messfehler behaftet. Bei Messfehlern kann man zwischen (1) zufälligen, (2) systematischen oder (3) sogenannten groben Fehlern unterscheiden. In der vorliegenden Analyse werden systematische und grobe Fehler beiseite gelassen. Eine Fehlerbetrachtung der zufälligen Fehler wird anhand der statistischen „Root Sum Squares“-Methode RSS, die in Moffat beschrieben wird [106], und des Fehlerfortpflanzungsgesetzes [104,107] unternommen. Hierbei wird die bei der Ermittlung einer Größe resultierende Unsicherheit durch die Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate der jeweiligen Unsicherheiten der in die Ermittlung eingebundenen Variablen ausgedrückt. Die Fehlerbetrachtung der in dieser Arbeit bedeutenden Größen wird in den nächsten Unterkapiteln präsentiert.

4.1.2.1 Einstellung der Messkoordinaten

Die Bestimmung der Position $(x/D_j, y/D_j, z/D_j)$ jedes Auswertefensters bzw. jedes Superpixels des resultierenden Gitters einer vermessenen Ebene hängt von der Genauigkeit der in den verwendeten Kameras eingestellten Vergrößerung und der Positionierung der Kameras ab. Die Größe der Abbildung eines Objektes kann mit einer Unsicherheit von etwa 5 Pixel bestimmt werden [108]. Daraus resultiert für ein 24×24 mm großes Bild und einer Kameraauflösung

von 512×512 Pixel ein Fehler von ca. $(5 \text{ Pixel} \cdot 24 \text{ mm}) / 512 \text{ Pixel} \cong 0,2 \text{ mm}$. Darüber hinaus kann die Unsicherheit für die Positionierung der Kameras durch die Auflösung der entsprechenden Maßstäbe, nämlich $0,5 \text{ mm}$, angegeben werden.

Die Koordinaten eines Punktes ergeben sich aus der einmaligen direkten Messung, d.h. aus der Summe der Koordinaten der Kameras und der Koordinaten des Messpunktes innerhalb des Bildes. Daher lässt sich die Unsicherheit der Einstellung der Messkoordinaten jedes Bildes mittels geometrischer Addition abschätzen: $\Delta x_i = \sqrt{(0,2 \text{ mm})^2 + (0,5 \text{ mm})^2} = 0,54 \text{ mm}$. In diesem Fall wird die resultierende Unsicherheit der Koordinaten eines Punktes als unter $0,07 \cdot D_j$ betrachtet.

4.1.2.2 Einstellung der Massenströme

Die Volumenströme für den Jet und den Crossflow wurden, wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, mit verschiedenen Durchfluss-Messgeräten bestimmt. Für die Einstellung des Jet-Volumenstroms sind gleichzeitig drei von den fünf Mass-Flow-Kontrollern, die zur Verfügung stehen, erforderlich. Nach Angabe des Herstellers Bronckhorst weisen sie im betreffenden Bereich jeweils einen Fehler von $0,5\%$ auf. Daher ist eine gesamte relative Unsicherheit für den Massenstrom des Jets $\Delta \dot{m}_j / \dot{m}_j$ durch Gleichung 4.3 gegeben.

$$\frac{\Delta \dot{m}_j}{\dot{m}_j} = \sqrt{0,005^2 + 0,005^2 + 0,005^2} \cdot 100\% \cong 0,9\% \quad (4.3)$$

Der für die Einstellung des Crossflows verwendete Rotameter weist einen Ablesefehler von ca. $0,5\%$ auf. Darüber hinaus betrug der Kalibrierungsfehler im verwendeten Bereich ca. $0,5\%$. Daraus folgt, dass die Unsicherheit bei der Einstellung des Crossflows durch Gleichung 4.4 gegeben ist.

$$\frac{\Delta \dot{m}_\infty}{\dot{m}_\infty} = \sqrt{0,005^2 + 0,005^2} \cdot 100\% = 0,7\%. \quad (4.4)$$

4.1.2.3 Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten mittels PIV

Wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, werden die Geschwindigkeitsvektoren über die Detektion des Partikelversatzes d_s und die eingestellte Zeit zwischen den Laserpulsen d_t bestimmt. Der verbleibende Fehler in den als gültig eingestuften Vektoren liegt in der örtlichen Unsicherheit Δd_s

4 Ergebnisse und Diskussion

bei der Detektion des Partikelversatzes \vec{d}_s sowie in der Ungenauigkeit Δd_t der zeitlichen Steuerung von d_t . Nach der RSS-Methode lässt sich die Unsicherheit im Betrag der Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{d}_s/d_t$ durch:

$$\frac{\Delta |\vec{v}|}{|\vec{v}|} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d_s}{d_s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d_t}{d_t}\right)^2} \cdot 100\% \quad (4.5)$$

berechnen. Die zeitliche Unsicherheit Δd_t im Pulsabstand beider Laser setzt sich aus der zeitlichen Auflösung der PC-Steuerungskarte (*Programable Timing Unit, PTU*) von 12 ns und der Ungenauigkeit von 1 ns beim Ansprechen der Laser-Hardware zusammen [109]. Diese zeitlichen Diskretisierungsfehler sind im Vergleich zum kürzesten im Rahmen dieser Arbeit eingestellten Puls-Abstand von 85 μs sehr klein, sodass der Quotient $\Delta d_t/d_t$ vernachlässigbar wird. Der relative Fehler der Geschwindigkeit ist dann proportional zum relativen Fehler bei der Detektion der Wegstrecke der Partikel bzw. Öltröpfchen zwischen beiden Laserpulsen. Da die „Partikel“-Durchmesser durch die realisierbare optische Abbildung in der Bildaufnahme kleiner als ein Pixel sind, besitzt auch das Korrelationsfeld den Peak innerhalb eines Pixels, was „*peak locking*“-Effekt genannt wird [108, 110, 111]. Der Versatz der Partikelmuster kann trotzdem mit einer theoretischen Genauigkeit von etwa 0,1 Pixel detektiert werden [108]. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird daher eine konservative Unsicherheit von $\Delta d_s = 0,25$ Pixel abgeschätzt, sodass für die untersuchten Fälle mit dem weitesten Geschwindigkeitsdynamikbereich (vergleiche JCF-Fall *E2* und JCF-Fall *E3* im Abschnitt 4.2), in denen ein typischer Partikelversatz in x -Richtung von $d_s = 2$ Pixel und in z -Richtung von $d_s = 7$ Pixel vorliegt, die Unsicherheit für einen Einzelvektor bei etwa $\sqrt{(0,25/2)^2} \cdot 100\% = 13\%$ bzw. $3,5\%$ liegen kann. Diese Unsicherheit hat keinen Einfluss auf die Bestimmung des Mittelwertes, wirkt sich jedoch auf die statistischen Momente höherer Ordnung wie Tu_x , $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ und $\langle v'_z v'_z \rangle / U_{\text{Max}}^2$ aus [108].

4.1.2.4 Bestimmung der Konzentration mittels LIF

Um die Jet-Konzentration bzw. den Jet-Molenbruch im Messgebiet zu bestimmen, wurde laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) an dem Tracer NO_2 angewendet. Wie in Abbildung 3.21 gezeigt wurde, resultiert bei der Kalibrierung des Fluoreszenzsignals eine Standardabweichung von ca. 15% des entsprechenden Signals bei einer NO_2 -Konzentration von etwa 2.000 ppm. Diese Abweichung entspricht dem mit Hilfe der Poisson-Statistik ermittelten relativen Fehler der ICCD-Kamera $\frac{\Delta n_n(\text{eff})}{n_n(\text{eff})}$, der durch Gleichung 4.6 gegeben ist [40].

$$\frac{\Delta n_n(\text{eff})}{n_n(\text{eff})} = \pm \frac{1}{\sqrt{n_n(\text{eff})}} \quad (4.6)$$

Hierbei stellt $n_n(\text{eff})$ die von Laserpuls zu Laserpuls schwankende effektive Anzahl detektierter Photoelektronen einer Spezies n dar. Diese Anzahl von Photoelektronen ist direkt der Signalintensität I_{LIF} nach Gleichung 3.22 proportional, sodass aus einer Signalintensität von etwa $I_{LIF} = 2.500$ Counts bei maximaler Verstärkung der Kamera (aus einem Photoelektron werden 60 Elektronen) eine statistische Messunsicherheit von $\Delta n_n(\text{eff})/n_n(\text{eff}) = 1/(\sqrt{2500}/60) \cdot 100\% = 15,5\%$ resultiert. Diese Messunsicherheit wird mit kleinerer NO_2 -Konzentration bzw. kleinerem Fluoreszenzsignal aufgrund der abnehmenden Teilchenzahldichte größer. Die Wirkung dieser Unsicherheit ist für die Ermittlung der Mittelwerte nicht von Bedeutung, aber sie ist von Bedeutung für die Statistik zweiter Ordnung sowie die Varianz der Konzentration $\langle c'c' \rangle$ wie auch die Reynold-Flüsse $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$, $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_z c' \rangle / U_{\text{Max}}$. Für die Bestimmung der Varianz der Konzentration $\langle c'c' \rangle$ in der vorliegenden Arbeit wurde ein Tiefpass-Filter mit Grenzwert gleich null angewendet.

4.1.3 Homogenität der Hauptströmung im Kanal

Voraussetzung für eine erfolgreiche Untersuchung des Strömungsfeldes ist, dass die Strömung im Kanal in Abwesenheit der Jetströmung möglichst homogen ist. Die Homogenität der Strömung im Kanal wurde dadurch überprüft, dass mittlere Geschwindigkeitsfelder des Crossflows (xy -Ebene) mit dem PIV-System bei verschiedenen Durchflussmengen bzw. Strömungsgeschwindigkeiten und bei mehreren z -Koordinaten im Kanal ohne Jetströmung ermittelt wurden. Aus diesen Geschwindigkeitsfeldern wurden dann Geschwindigkeitsprofile v_i und deren entsprechende Turbulenzintensitäten $Tu_i = \frac{\sigma(v_i)}{\langle v_i \rangle}$ sowohl in x - als auch in y -Richtung gewonnen. Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch bei einer Höhe $z/D_j = 3$ und einer Axialkoordinate $x/D_j = -2$ und für zwei verschiedene im Crossflow eingestellte Reynolds-Zahlen die Beträge sowohl der axialen $\langle v_x \rangle$ als auch der lateralen $\langle v_y \rangle$ gemittelten Geschwindigkeiten des Crossflows zusammen mit der entsprechenden Turbulenzintensität in axialer Richtung Tu_x . Die hierbei gemittelten Werte stammen aus einer Stichprobe von 800 Bilderpaaren. Hierbei wurden die Messungen auf eine Breite von etwa 72 mm begrenzt, weil das der Größe des optischen Zugangs zum Kanal von oben entspricht, siehe Abbildung 3.7.

4 Ergebnisse und Diskussion

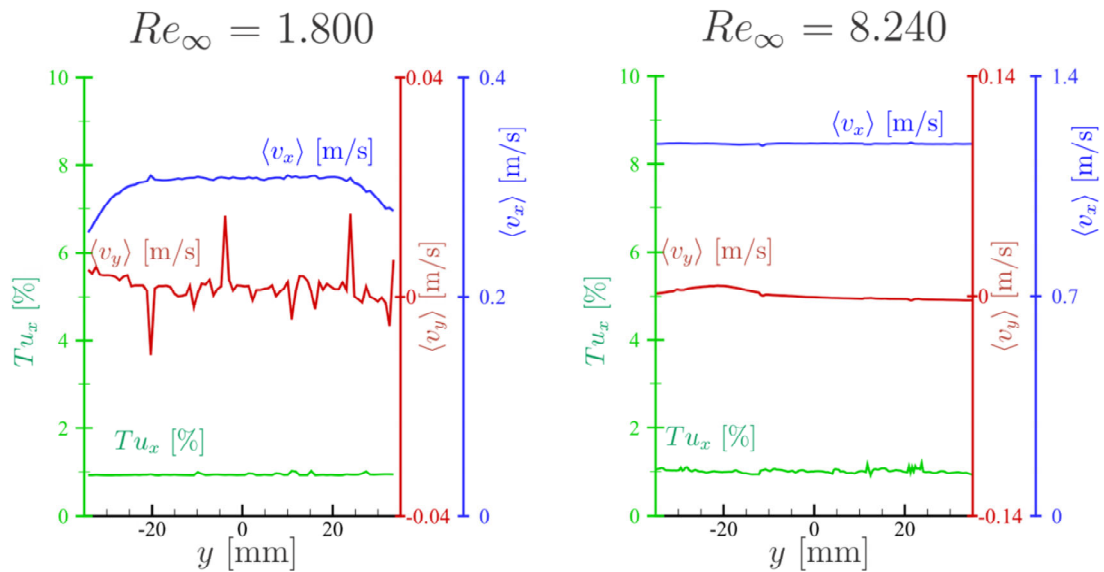


Abbildung 4.1: Exemplarische Geschwindigkeitsprofile in x - und y -Richtung zusammen mit der entsprechenden Turbulenzintensität Tu_x bei $x/D_j = -2$ und $z/D_j = 3$. Links: $Re_\infty = 1.800$, $r = 3$; rechts: $Re_\infty = 8.240$, $r = 3$.

Es ist zu beachten, dass bei der Darstellung der gemittelten axialen Geschwindigkeiten $\langle v_x \rangle$ ein 10-fach größerer Skalenfaktor als bei der Darstellung der entsprechenden gemittelten radialen Geschwindigkeiten $\langle v_y \rangle$ verwendet wurde. Das in der Abbildung dargestellte Ergebnis zeigt, dass im Allgemeinen $\langle v_y \rangle \leq 1\%$ von $\langle v_x \rangle$ ist. Dies belegt den parallelen Verlauf der Strömung im Kanal und somit ihre Uniformität unter den betrachteten Bedingungen. Ferner ist aus dieser Abbildung zu entnehmen, dass die Turbulenzintensität im Kanal für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Strömungsbedingungen weniger als 1,2 % betrug. Diese Ergebnisse belegen die gut gelungene Realisierung einer homogenen Strömung vor der Messstrecke (vergleiche Abschnitt 3.1.1). Deshalb ist die Annahme vereinfachter laminarer Einström- bzw. Rahmenbedingungen für die entsprechenden LES- bzw. DNS-Simulationen der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit gerechtfertigt. Diese Simulationen wurden durch die Arbeitsgruppe Bockhorn im Rahmen eines am Institut parallel laufenden Projektes durchgeführt und werden in den nächsten Abschnitten als komplementärer Gegenstand dieser experimentellen Untersuchung vorgestellt.

4.2 Festlegung der Betriebsbedingungen im Kanal

Das eigentliche Ziel dieser Arbeit liegt sowohl in der Ermittlung experimenteller Daten zur Untersuchung der Einflüsse auf die Vermischung der Jet-Strömung und des Crossflow miteinander

als auch bei der Entwicklung und Validierung von Turbulenz- bzw. Mischungsmodellen. Um dieses Ziel erreichen zu können, ist neben der Verfügbarkeit ausreichend genauer Messwerte die Einstellung wohldefinierter Einstrombedingungen erforderlich.

Hierfür wurden verschiedene JCF-Fälle bzw. verschiedene Einstellungen der Reynolds-Zahl des Crossflows und der Jet-Strömung und somit der Geschwindigkeitsverhältnisse definiert. Darüber hinaus wurden in einem weiteren Schritt die Eigenschaften der Wände des Kanals und somit auch die Grenzschicht des Crossflows variiert. Dazu wurde die im Abschnitt 3.1.1 beschriebene Messstrecke aus Aluminium mit polierten inneren Wänden eingesetzt, was wegen der kleineren Reibung der Wände eine kleinere Grenzschichtdicke des Crossflows verursacht [112].

Die Einstrombedingungen sowohl im Crossflow als auch im Jet wurden so festgelegt, dass die Turbulenz, die durch die Interaktion beider Strömungen entsteht, untersucht werden konnte. Bei allen untersuchten Fällen wurde die Jet-Strömung in den Crossflow unter laminaren Bedingungen ($Re_j \leq 2300$) zugeleitet, sodass eine Transition „laminar \rightarrow turbulent“ als Resultat der Interaktion „Jet-Crossflow“ einige Jet-Durchmesser stromabwärts vom Jetaustritt stattfand, vergleiche dazu Abschnitt 4.3.3.2.

Tabelle 4.1 fasst die verschiedenen JCF-Fälle² zusammen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.

Tabelle 4.1: Strömungsbedingungen der untersuchten JCF-Konfigurationen.

Fall	$Re_\infty = \frac{v_\infty \times D_\infty}{\nu}$	$Re_j = \frac{v_j \times D_j}{\nu}$	$r = \frac{v_j}{v_\infty}$	$Re_{\text{JCF}} = \frac{v_\infty \times D_j}{\nu}$	Messstrecke
<i>E1</i>	3.000	667	3	222	Edelstahl
<i>E2</i>	4.120	1.070	3,5	305	Edelstahl
<i>E3</i>	8.240	2.140	3,5	610	Edelstahl
<i>E4</i>	4.120	1.070	3,5	305	Aluminium
<i>E5</i>	8.240	2.140	3,5	610	Aluminium

Das Geschwindigkeitsverhältnis r wurde für die verschiedenen Einstellungen der JCF-Anordnung bei ca. 3 festgelegt; es soll gewährleisten, dass die endgültige Jet-Trajektorie im Kanal nach der Krümmung der Jet-Strömung ungefähr der zentralen Achse des Kanals folgt, vergleiche Gleichung 2.46 und Abbildung 4.2.

² Tabelle 4.5 in Abschnitt 4.3.3.1 zeigt die entsprechenden Einstellungen für die in dieser Arbeit ebenfalls untersuchten drallbehafteten Jet-in-Crossflow-Konfigurationen.

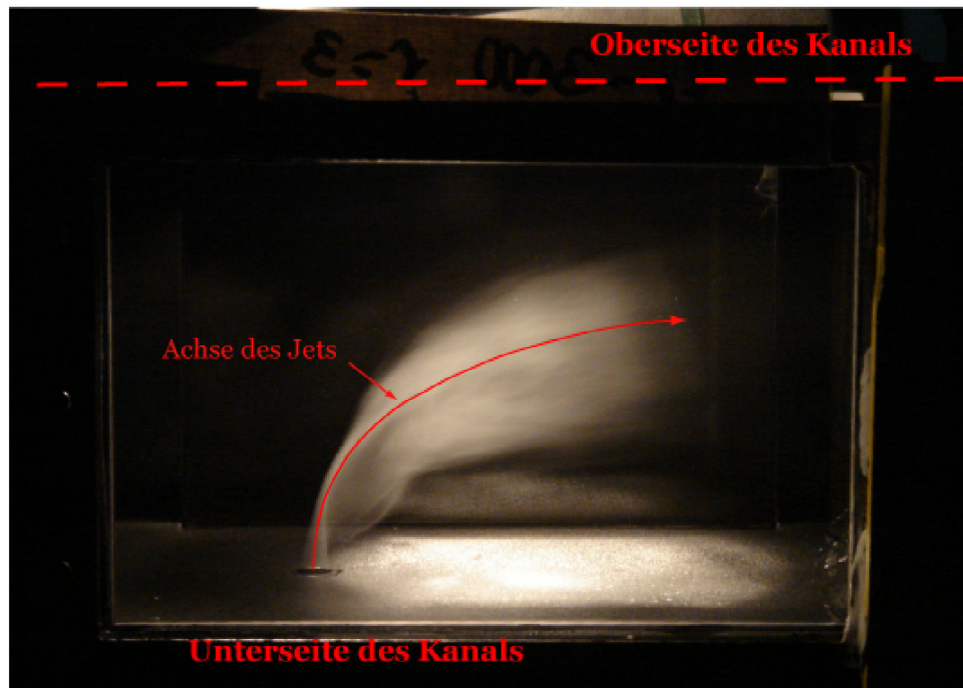


Abbildung 4.2: Darstellung der Krümmung der Jet-Strömung im Kanal für $r = 3,5$.

In Abbildung 4.3 werden gemittelte Geschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Einströmbedingungen sowohl des Crossflows für die drei in der aus Edelstahl angefertigten Messstrecke untersuchten Fälle JCF-Fall *E1*, JCF-Fall *E2* und JCF-Fall *E3* als auch des Jets für den JCF-Fall *E1* dargestellt. Die Geschwindigkeitsprofile wurden mit Hilfe der LDA-Messtechnik erfasst. Hierbei war die Aufnahmefrequenz ca. 1,2 kHz und die Geschwindigkeiten resultierten aus der Mittelung von ca. 15.000 Messpunkten. Die Anwendung der LDA-Messtechnik ermöglicht die Messung der Strömungsgeschwindigkeit nahe an den Wänden des Kanals und somit die ausführliche Charakterisierung der entsprechenden Grenzschichten, deren Untersuchung mit PIV nicht ohne weiteres möglich ist, da Reflexionen des für PIV erforderlichen Laserlichts das Signal/Rauschen-Verhältnis SNR verschlechtert.

Abbildung 4.3 (a) stellt exemplarisch für alle drei in der Edelstahl-Messstrecke untersuchten Crossflow-Einströmbedingungen, nämlich für die Reynolds-Zahlen im Kanal von $Re_\infty = 3.000$, 4.120 und 8.240, gemittelte Axialgeschwindigkeitsprofile des Crossflows $\langle v_x(z) \rangle$ ohne Jet-Strömung in der mittleren vertikalen Ebene ($y = 0$) und bei einer Stelle $x = -16$ mm bzw. $x/D_j = -2$ dar. Für die experimentell ermittelten Profile werden einzelne Symbole verwendet, während

4.2 Festlegung der Betriebsbedingungen im Kanal

die berechneten Profile, die von Denev et al. als Einströmbedingungen für die entsprechenden Simulationen zugrunde gelegt wurden, durch Linien dargestellt sind.

Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Grenzschichtdicke aufgrund der mit der Geschwindigkeit zunehmenden Wirkung der Reynolds-Spannungen mit zunehmender Reynolds-Zahl kleiner wird. Darüber hinaus ist für alle drei Fälle ein kolbenförmiges Geschwindigkeitsprofil entstanden, dank der im Abschnitt 3.1.1 beschriebenen zur Kontraktion angewendeten Düse.

Ebenfalls ist eine kleine Abweichung der Dicke der Grenzschichten zwischen den experimentell ermittelten und den jeweiligen berechneten Profilen zu erkennen. Die Übernahme der experimentellen Profile für die Simulationen war nicht möglich, weil die Simulationen vor der Durchführung der Experimente gestartet wurden. Eine Wiederholung der DNS-Berechnungen mit angepassten Einströmbedingungen war wegen des gewaltigen zeitlichen Aufwands ausgeschlossen. Für die Berechnungen wurden für jeden JCF-Fall die Geschwindigkeit in der Mitte des Kanals U_{Max} und die Grenzschichtdicke bzw. das entsprechende Geschwindigkeitsprofil vorgegeben [54]. Folglich ergibt sich der Volumenstrom bei den Simulationen aus den vorgeschriebenen Bedingungen. Im Gegensatz dazu wurden die Einströmbedingungen bei den Experimenten anhand der Einstellung der Reynolds-Zahl Re_{∞} bzw. des Volumenstroms im Kanal definiert [50]. Tabelle 4.2 zeigt die Strömungsbedingungen des Crossflows sowohl bei den in der Edelstahl-Messstrecke durchgeführten Experimenten als auch bei den Simulationen. Bei den Experimenten ist die Variation des Verhältnisses von maximaler Geschwindigkeit des Crossflows zu Bulk-Geschwindigkeit des Crossflows $\frac{U_{\text{Max}}}{v_{\infty}}$ bzw. die Beeinflussung der Grenzschicht gemäß der Reynolds-Zahl zu erkennen.

Tabelle 4.2: Strömungsbedingungen in der Edelstahl-Messstrecke bei den Experimenten und Berechnungen.

	Re_{∞} [-]	v_{∞} [m/s]	U_{Max} [m/s]	$\frac{U_{\text{Max}}}{v_{\infty}}$ [-]
Experimente (Edelstahl-Messstrecke)	3.000	0,411	0,547	1,331
	4.120	0,562	0,607	1,081
	8.240	1,120	1,195	1,067
Berechnungen	3.000	0,775	1	1,290
	4.120	0,939	1	1,064
	8.240	0,939	1	1,064

Abbildung 4.3 (b) veranschaulicht, ebenfalls bei $x = -16$ mm, verschiedene Axialgeschwindigkeitsprofile des Crossflows für $Re_{\infty} = 3.000$. Man findet eine gute Konkordanz zwischen dem

4 Ergebnisse und Diskussion

in der vertikalen mittleren Ebene $y = 0$ erhaltenen Profil (\leftarrow -Symbole) und dem der horizontalen mittleren Ebene $z = 54$ mm (\diamond -Symbole) entsprechenden Profil, im Wesentlichen in der mittleren Region des Kanals. Diese Konkordanz belegt wiederum die Uniformität und die Symmetrie der Strömung im Kanal. Ferner zeigen die Profile bei $z = 12$; 8 und 2 mm (jeweils: \circ -, \triangleright -, und $+$ -Symbole) mit abnehmender Höhe abnehmende Strömungsgeschwindigkeiten, da sich sowohl die seitlichen Grenzschichten als auch die untere Grenzschicht auf die Strömung im Kanal auswirken.

In Abbildung 4.3 c) wird die Charakterisierung der reinen Jet-Strömung mit einer $Re_j = 667$ gezeigt, die der Jet-Einströmbedingung für den JCF-Fall *E1* entspricht. Hier wurden LDA-Messungen der Geschwindigkeit in z -Richtung $\langle v_z \rangle$ in der $y = 0$ Ebene ($+$ -Symbole) und in der $x = 0$ Ebene (\diamond -Symbole) durchgeführt, bei einer Höhe von $z = 6$ mm. Die Δ -Symbole stellen die Turbulenzintensität der Strömung in z -Richtung in der $y = 0$ Ebene dar. Darüber hinaus wird in dieser Abbildung den experimentellen Ergebnissen auch das für eine Strömung in einer Rohrleitung theoretisch zu erwartende Profil $\langle v_{z,theo} \rangle$ gegenüber gestellt, wobei die entsprechenden Geschwindigkeiten in z -Richtung mit der maximalen Geschwindigkeit des Jets $U_{max,j}$ entdimensioniert werden. Dementsprechend ist eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentell erhaltenen Profilen und dem theoretisch abgeleiteten Profil zu erkennen, wobei es sich um ein vollentwickeltes parabolisches Geschwindigkeitsprofil handelt, dessen Turbulenzintensität in der Strömungsrichtung im zentralen Gebiet des Rohres bei 1% lag. An den Wänden des Rohres gibt es eine Zunahme der Turbulenzintensität in der Strömungsrichtung, weil hier die axiale Geschwindigkeit der Strömung gegen null abnimmt.

4.2 Festlegung der Betriebsbedingungen im Kanal

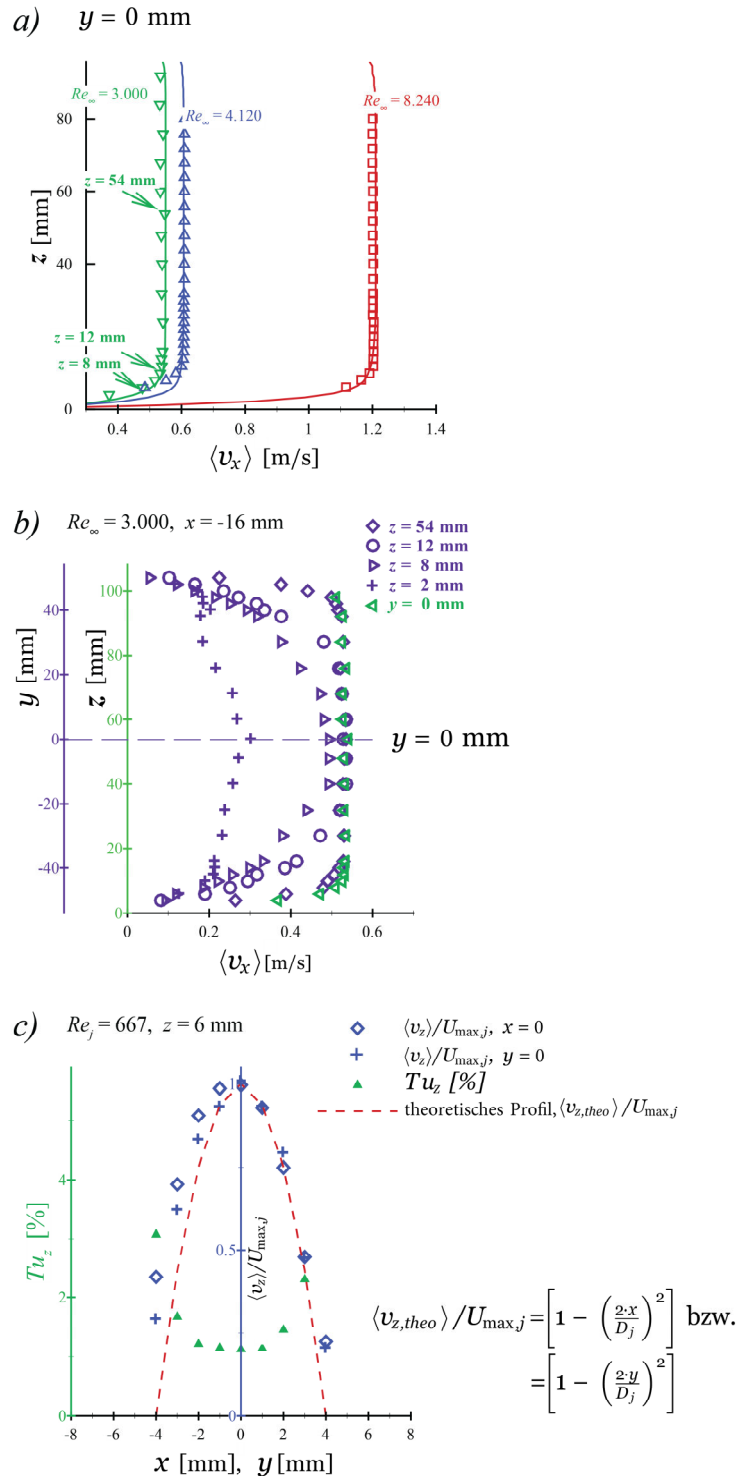


Abbildung 4.3: Übersicht über die Wirkung verschiedener Einstrombedingungen der Strömungen. **a)** Experimentell ermittelte (Symbole) und berechnete (Linien) axiale Geschwindigkeitsprofile des Crossflows für $Re_\infty = 3,000, 4,120$ und $8,240$ bei $y = 0$ und $x = -16 \text{ mm}$. **b)** Axiale Geschwindigkeitsprofile des Crossflows mit $Re_\infty = 3,000$ bei $y = 0$ in Abhängigkeit von z und bei $z = 2; 8; 12$ und 54 mm in Abhängigkeit von y . **c)** Profile der normierten axialen Geschwindigkeit des Jets $\langle v_z \rangle / U_{\max,j}$ in den $x = 0$ (\diamond -Symbole) und $y = 0$ (+-Symbole) Ebenen zusammen mit dem theoretischen Profil $\langle v_{z,theo} \rangle / U_{\max,j}$ (gestrichelte Linie) und der entsprechenden Turbulenzintensität der Jet-Strömung in z -Richtung (\triangle -Symbole). Die hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse stammen aus der Edelstahl-Messstrecke.

4.3 Untersuchungen

4.3.1 Horizontale Messebene

4.3.1.1 Konzentrations- und Geschwindigkeitsmessungen

In Abbildung 4.4a) und b) werden exemplarisch bei $z/D_j = 1,5$ und $5,5$ Felder für zwei verschiedene horizontale Ebenen für den JCF-Fall *E1* dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse werden in der linken Spalte und die entsprechenden Ergebnisse der LES-Simulationen von Denev et al. in der rechten Spalte gezeigt [50, 113].

Abgebildet werden die normierte, zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in x -Richtung $\langle v_x \rangle / U_{\text{Max}}$, die Turbulenzintensität in x -Richtung $Tu_x[\%] = \sigma_{v_x} / \langle v_x \rangle \times 100\%$ und die normierte, zeitlich gemittelte Jet-Konzentration bzw. der Molbruch der Jet-Strömung im Crossflow $\langle c \rangle$. Dabei stellen U_{Max} die maximale axiale Geschwindigkeit der Hauptströmung über der Querschnittsfläche des Kanals (ohne Jet-Strömung), σ_{v_x} die Standardabweichung der Geschwindigkeit in x -Richtung und $\langle c \rangle = N^{-1} \sum_{i=1}^N C_i / C_{\text{Jet}}$ die zeitlich gemittelte, normierte Jet-Konzentration dar, wobei C_i die lokale NO_2 -Konzentration, C_{Jet} die maximale NO_2 -Konzentration im Jet (5.000 ppm) und N die Anzahl der zur Mittelung verwendeten Aufnahmen sind. Experimentell wurden die Felder der dargestellten Ebenen bei $z/D_j = 1,5$ (Abbildung 4.4a) aus 200 simultanen 2d-LIF-PIV-Aufnahmen pro Teilbild (26,5 mm \times 26,5 mm; 18 Teilbilder), bei $z/D_j = 5,5$ (Abbildung 4.4b) wegen der an dieser Stelle höheren Schwankungen der Geschwindigkeitswerte – vergleiche dazu Abschnitt 4.1.1 – aus 900 simultanen 2d-LIF-PIV-Aufnahmen pro Teilbild gewonnen.

Da die Jet-Strömung bei $z/D_j = 1,5$ die Messebene praktisch senkrecht durchdringt, ist die charakteristische Struktur einer JCF-Konfiguration im normierten gemittelten Jet-Konzentrationsfeld $\langle c \rangle$, das CRVP (siehe Abschnitt 2.3.2), deutlich zu erkennen. Bei größeren Höhen über der Austrittsebene des Jets wird die Jet-Strömung durch die Hauptströmung zur waagerechten Richtung gekrümmt. Das hat zur Folge, dass das CRVP nicht ohne weiteres als solches erkannt werden kann, wenn bei den Experimenten die Messebene parallel zur Austrittsebene des Jets orientiert wird. Deswegen wurde das normierte gemittelte Jet-Konzentrationsfeld bei einer Höhe von $z/D_j = 5,5$ in Abbildung 4.4b nicht dargestellt.

Bei $z/D_j = 1,5$ lässt das experimentell ermittelte Feld eine etwas größere und diffusere Verteilung der Konzentration $\langle c \rangle$ in den beobachteten Strukturen erkennen, was zeigt, dass bei den Messungen eine geringfügig instabilere Strömung vorliegt als bei den Simulationen.

Bei $z/D_j = 5,5$ ist zu beachten, dass die in der Skala dargestellten Beträge des aus der numerischen Simulation bestimmten Tu_x -Feldes (durch „*“ gekennzeichnet) mit einem Faktor 2 multipliziert wurden, um die gleiche Falschfarbendarstellung für einen direkten Vergleich mit den anderen Tu_x -Feldern der Abbildung wählen zu können. Der Vergleich macht offensichtlich, dass bei den experimentellen Ergebnissen eine höhere Turbulenzintensität als bei der Simulation vorliegt, was im Einklang mit der beobachteten höheren Instabilität beim experimentell ermittelten Konzentrationsfeld steht. Diese Unterschiede zwischen Experimenten und Simulation können sich durch kleine Abweichungen bei den Einströmbedingungen sowie beim Geschwindigkeitsverhältnis r erklären lassen, da bei den Experimenten eine Strömung nicht 100% ideal realisierbar ist. Darüber hinaus kann die Unsicherheit bei der Bestimmung der Komponente der Geschwindigkeit in x -Richtung auch eine Rolle spielen – vergleiche Abschnitt 4.1.2.3.

Ebenfalls erkennt man aus der Abbildung, dass bei $z/D_j = 1,5$ höhere Turbulenzintensitäten als bei $z/D_j = 5,5$ auftreten. Dies ist zu erwarten, da der Jet ein Hindernis für den Crossflow am Jet-Austritt bzw. im Nahbereich darstellt und somit die Komponente der Geschwindigkeit in x -Richtung zu null tendiert. Damit führen kleine Schwankungen dieser Geschwindigkeitskomponente zu relativ großen Werten für Tu_x . Ferner treten in diesem Bereich intermittente Fluktuationen auf Grund des CRVPs auf. Dieser intermittente Effekt verursacht, gemäß der Definition von Tu_x , eine künstliche (also nicht durch die Turbulenz hervorgerufene) Erhöhung der Schwankungsgröße der Geschwindigkeit und somit der Turbulenzintensität. Im Gegensatz dazu ist die Turbulenzintensität bei einer Höhe von $z/D_j = 5,5$ durch bereits ausgebildete turbulente Strukturen verursacht, was den Mischungseffekt dieser Konfiguration maßgeblich beeinflusst.

Insgesamt ist eine gute Übereinstimmung zwischen den durch Simulation und den experimentell ermittelten Feldern zu erkennen. Sowohl hinsichtlich der jeweiligen maximalen und minimalen Beträge als auch der Positionierung der Strukturen entsprechen die experimentell ermittelten Ergebnisse denen der Simulationen.

4 Ergebnisse und Diskussion

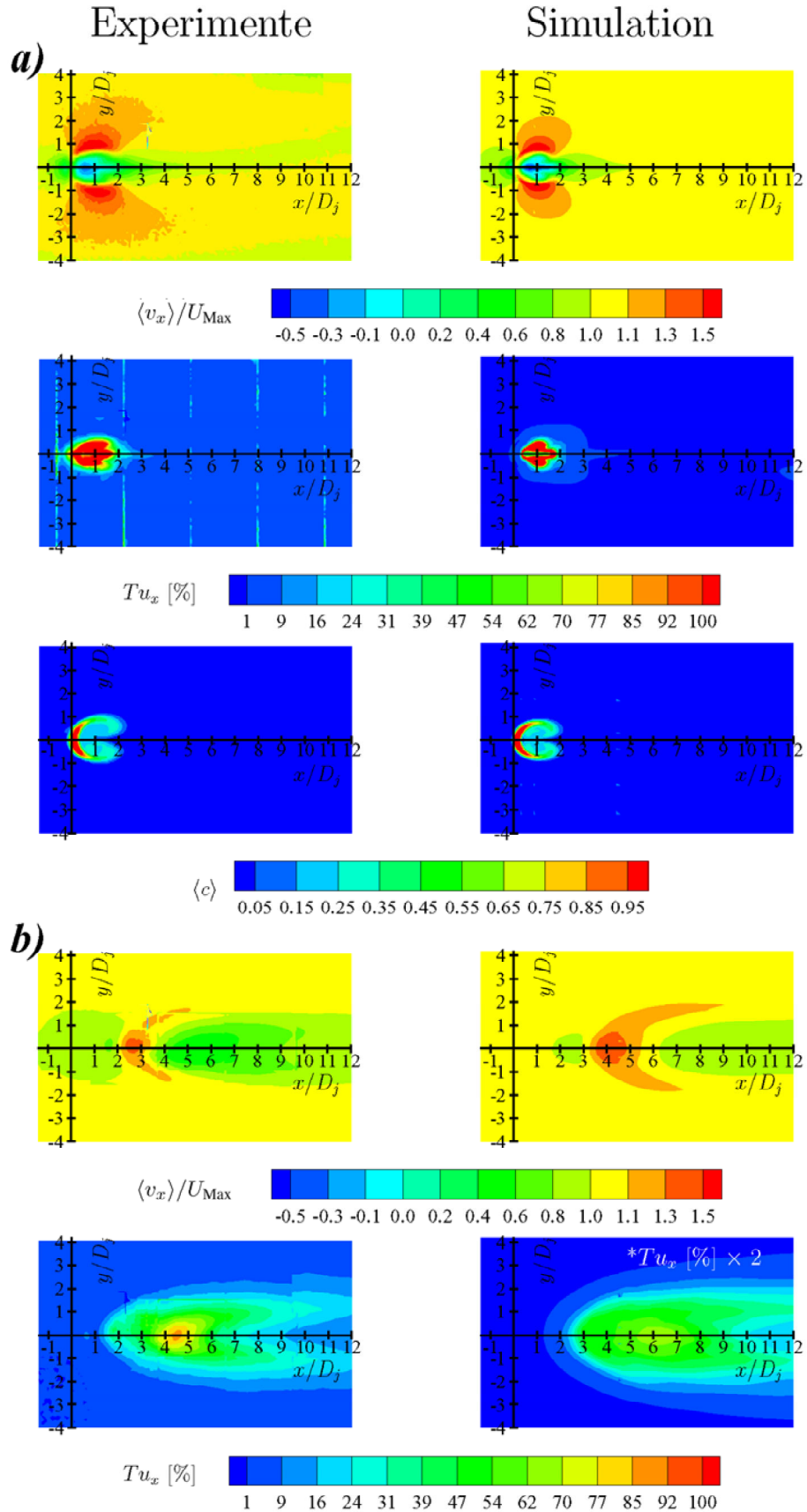


Abbildung 4.4: Zweidimensionale Felder der experimentell ermittelten (linke Spalte) und von Denev et al. LES-berechneten (rechte Spalte) normierten gemittelten Geschwindigkeit der Hauptströmung in x -Richtung $\langle v_x \rangle / U_{Max}$, der Turbulenzintensität in x -Richtung Tu_x und der normierten gemittelten Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ (nur in Abbildung 4.4 a) für den JCF-Fall E1. Abbildung 4.4 a) bei $z/D_j = 1,5$ und Abbildung 4.4 b) bei $z/D_j = 5,5$. U_{Max} ist die maximale axiale Geschwindigkeit der Hauptströmung.

Die in der Darstellung der simulierten Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung erkennbare Asymmetrie ergibt sich aus den Grenzen der für diese Darstellung gewählten Farbskala, weil diese sich gerade am Umschlagpunkt befinden. Wenn man die absoluten Werte der Geschwindigkeit in diesem Feld einzeln betrachtet, kann man dennoch eine Symmetrie erkennen.

4.3.1.2 Ermittlung der Reynolds-Flüsse bzw. -Spannungen

Dieser Abschnitt fasst exemplarisch die Darstellung auf verschiedenen horizontalen Messebenen ermittelter Reynolds-Flüsse und -Spannungen zusammen. Die Abbildung 4.5 stellt eine exemplarische Streulicht-Visualisierung³ für den Fall $E1$ dar, bei der auch die verschiedenen für diesen Untersuchungsfall ausgewählten horizontalen Messebenen gezeigt werden.

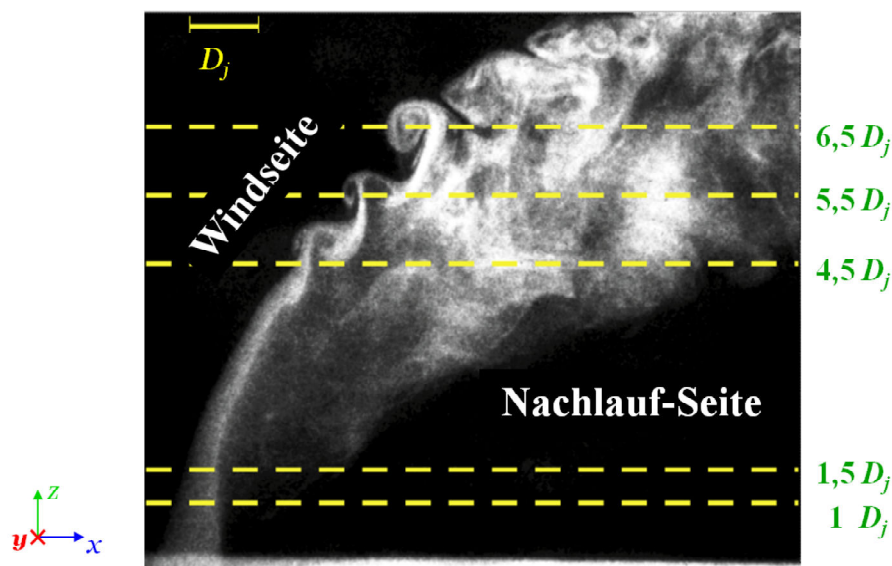


Abbildung 4.5: Streulicht-Visualisierung des JCF-Falls $E1$ und die Positionierung der verschiedenen Messebenen.

Abbildung 4.6 zeigt zweidimensionale Felder der ermittelten Varianzen der Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (1. Reihe) sowie der auf U_{Max} entdimensionierten Reynolds-Flüsse in y -Richtung $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (2. Reihe) und in x -Richtung $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (3. Reihe) auf drei verschiedenen (xy)-Messebenen, nämlich: $z/D_j = 4,5; 5,5$ und $6,5$. Darüber hinaus zeigt Abbildung 4.7 zweidimensionale Felder der auf U_{max}^2 entdimensionierten Reynolds-Spannungen $\langle v'_y v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (1. Reihe), $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (2. Reihe) und $\langle v'_x v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (3. Reihe) auf denselben Messebenen. Hier ist wiederum zu beachten, dass die in der Skala dargestellten Beträge der mit „*“ gekennzeichneten

³ Hierfür wurden Öltröpfchen der Jet-Strömung beigemischt und anschließend wurde das Messgebiet mit einer Neonlampe beleuchtet. Das resultierende Streulicht wurde dann mit der ICCD-Kamera aufgenommen.

4 Ergebnisse und Diskussion

Messfelder $-\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_x v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ bei $z/D_j = 6,5$ – mit dem Faktor 2 multipliziert wurden, um die gleiche Farbskala wählen zu können. Dies gewährleistet die einfachere Vergleichbarkeit des ganzen Schwankungsspektrums dieser Felder mit dem der anderen Felder innerhalb der gleichen Reihe.

Die in diesen Abbildungen dargestellten Größen spiegeln die turbulenzbedingt erhöhten Austauschgrößen einer turbulenten gegenüber einer laminaren Strömung wider (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Deshalb sind diese Größen im Hinblick auf die Entwicklung und Validierung von numerischen Mischungs- und Turbulenz-Modellen von großer Bedeutung. Sie müssen beispielsweise bei der Anwendung von RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes) oder auch für die „*Subgrid Scale*“ der Strukturen bei LES mit geeigneten Modell-Annahmen beschrieben werden (vergleiche Abschnitt 2.1.4). Nach Kenntnis des Verfassers dieser Arbeit wurden 2d-Plots dieser Größen erstmals in Cárdenas et al. (2007) publiziert [50].

Den Abbildungen 4.6 und 4.7 ist zu entnehmen, dass die Schwankungen bei $z/D_j = 4,5$ und $5,5$ in x -Richtung jeweils gegenüber denen in y -Richtung überwiegen, d.h.: $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}} > \langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2 > \langle v'_y v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$. Diese Beobachtung wird auch von Su und Mungal [12] auf der Grundlage ihrer Experimente berichtet und ist aus den numerischen Daten der DNS- und LES-Rechnungen von Denev [113, 114] zu erkennen.

Dieses Phänomen kann durch die Interaktion zwischen Jet und Hauptströmung entstehen. Diese wird durch die axiale Geschwindigkeit des Jets und die axiale Geschwindigkeit der Hauptströmung angetrieben. Hierbei stellt der Jet, der hauptsächlich durch c repräsentiert wird, ein Hindernis für die Hauptströmung, hauptsächlich durch v_x repräsentiert, dar. Deshalb sind die größten Schwankungen für $\langle c' c' \rangle$, $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ auf der jeweiligen Messebene in der Umgebung der Stelle, an der sich die Jet-Strömung bei dieser Höhe befindet, zu erwarten. In diesem Bereich wird eine intensive Vermischung beider Strömungen erreicht. Zudem wird dieser Bereich wegen der durch den Impuls der Hauptströmung verursachten Krümmung und somit Ausbreitung des Jets mit zunehmender Höhe der Messebene stromabwärts verschoben und seine Schnittfläche vergrößert. Ferner ist zu beobachten, dass die maximalen Abweichungen der normierten Jet-Konzentration $\langle c' c' \rangle$ in geringerem Ausmaß als die maximalen Abweichungen der Geschwindigkeit in x -Richtung $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ stromabwärts verdrängt werden.

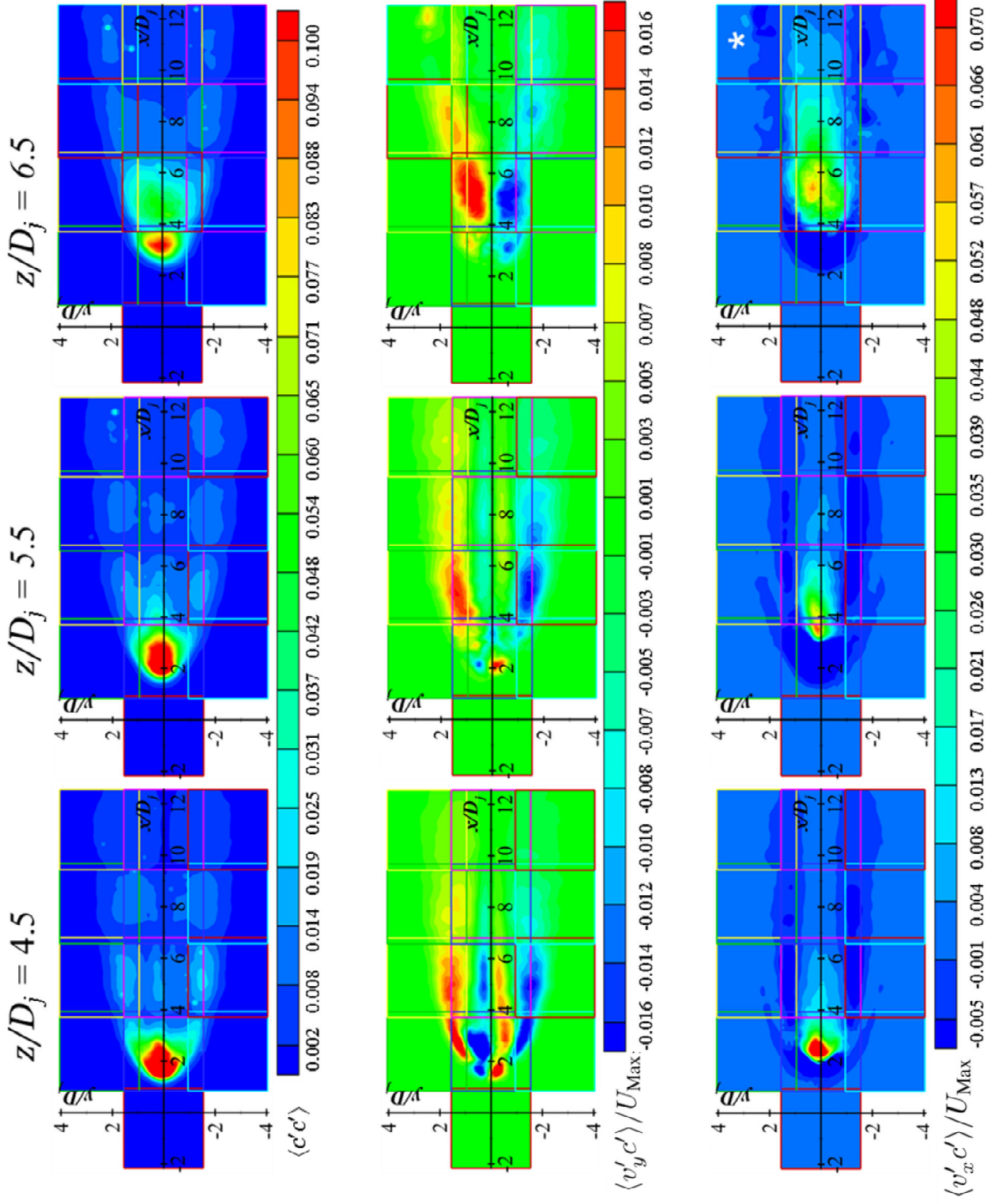


Abbildung 4.6: Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der dimensionslosen Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (unten) bei: $z/D_j = 4,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 5,5$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 6,5$ (rechte Spalte). In dem mit (*) gekennzeichneten Diagramm sind die Beträge mit 2 multipliziert. Die Strömungsbedingungen entsprechen dem Fall *El*.

4 Ergebnisse und Diskussion

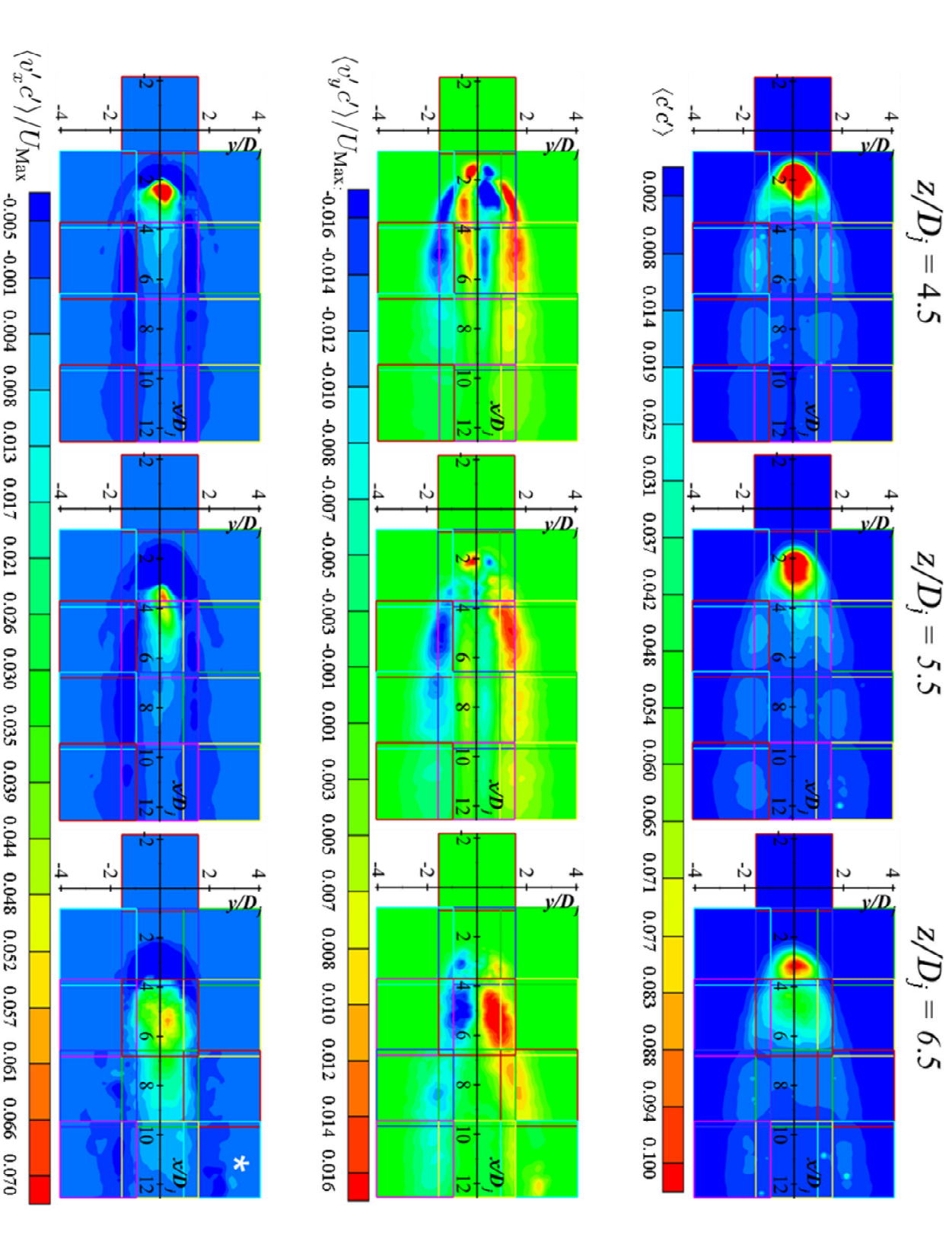


Abbildung 4.7: Zweidimensionale Felder der dimensionslosen Reynolds-Spannungen $\langle v'_y v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (oben), $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (Mitte) und $\langle v'_x v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ (unten) bei: $z/D_j = 4,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 5,5$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 6,5$ (rechte Spalte). In dem mit (*) gekennzeichneten Diagramm sind die Beträge mit 2 multipliziert. Die Strömungsbedingungen entsprechen dem Fall $E1$.

Beispielsweise zeigen Abbildungen 4.6 und 4.7 bei $z/D_j = 6,5$, dass die maximale Abweichung von $\langle c'c' \rangle$ bei $x/D_j = 3.3$ liegt, im Gegensatz dazu die entsprechende maximale Abweichung von $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ bei $x/D_j = 5.1$ zu finden ist. Das könnte sich dadurch erklären, dass der wesentliche Stoffaustausch beider Strömungen auf den jeweiligen Messebenen an der Windseite des Jets geschieht, solange der hauptsächliche Impulsaustausch an der Nachlauf-Seite des Jets erfolgt.

Da die Jet-Strömung bei dieser Höhe gegenüber dem Crossflow geneigt ist und ihre Kontur verformt wurde, ist die Länge zwischen beiden Seiten des Jets, Windseite – Nachlauf-Seite, bei einem horizontalen Schnitt deutlich größer als $1 D_j$.

Auf den dargestellten horizontalen Messebenen lässt sich die Windseite des Jets durch einen signifikanten Wert für die Schwankungen der Geschwindigkeit in y -Richtung erkennen. Diese Schwankungen in y -Richtung treten auf, weil – wie erwähnt – die Fließrichtung des Crossflows durch den Jet behindert und umgelenkt wird, sodass der Crossflow den Jet „umarmt“. Der an dieser Stelle beobachtete intensive Austausch von Stoff ist durch die sogenannten RLV – *ring-like vortices* – verursacht [14, 15], vergleiche dazu Abschnitt 2.3.2. In den Abbildungen 4.6 und 4.7 ist auch zu erkennen, dass die Schwankungen der Geschwindigkeitskomponente in y -Richtung ähnlich wie bei $\langle c'c' \rangle$ auf der $z/D_j = 6,5$ -Ebene um ca. $x/D_j = 3.3$ beginnen. Die Reynolds-Spannung in x -Richtung $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ ist dagegen an dieser Stelle (Windseite des Jets) nicht so intensiv und ihre Maxima sind leicht stromabwärts positioniert, wo möglicherweise die Rezirkulations-Effekte des CRVPs – *counter rotating vortex-pair* – zu finden sind. Letzteres entspricht der Nachlauf-Seite des Jets.

Weiterhin sind deutlich kleinere Schwankungen bei der höchsten dargestellten Messebene $z/D_j = 6,5$ gegenüber den anderen Messebenen zu sehen. Die Ursache hierfür liegt darin, dass die Jet-Strömung bei dieser Höhe durch den Impulsaustausch und somit durch den resultierenden Druckgradienten gekrümmt wird [2] – vergleiche Abbildung 4.5. Aus diesem Grund werden die Geschwindigkeitsunterschiede beider Strömungen und folglich der Impuls- und Stoffaustausch in x -Richtung bei dieser Höhe reduziert.

Es ist hier auch festzustellen, dass die größten Schwankungen der Geschwindigkeit in y -Richtung v'_y und somit die entsprechende Reynolds-Spannung $\langle v'_y v'_y \rangle / U_{\text{Max}}^2$ in der Scherschicht zwischen Jet-Strömung und Crossflow auftreten. Diese resultieren aus: (1) der erwähnten Umleitung der axialen Richtung des Crossflows durch die Jet-Strömung und (2) aus der rezirkulierenden Strömung, die durch das CRVP angetrieben wird. Folglich kommen Bereiche mit größeren Schwankungen in der Umgebung der Jet-Strömung, insbesondere im sogenannten

4 Ergebnisse und Diskussion

Nahbereich (vergleiche Abschnitt 2.3.2) vor. Darüber hinaus ist zu sehen, dass die Tangentialspannung in y -Richtung bei $y = 0$ und bei allen horizontalen Messebenen gleich null ist. Dies ist zu erwarten, weil für die JCF-Konfiguration eine Symmetrie um die xz -Ebene ($y/D_j = 0$) vorliegt.

Abweichungen der absoluten Beträge der in beiden Abbildungen dargestellten Größen in Bezug auf die xz -Symmetrieebene ($y/D_j = 0$) dieser Konfiguration haben folgende Ursachen: (1) die nicht realisierbare „ideale Strömung“, was zu gewissen „Unvollkommenheiten“ führt, (2) die mit den Experimenten verbundenen Unsicherheiten der Messungen – vergleiche Abschnitt 4.1.2 – und (3) eine möglicherweise unzureichende Größe der Stichprobe bei den Messungen.

Ferner muss man berücksichtigen, wie aus der Falschfarbenskalierung – z.B. bei $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ am Höchstwert – zu ersehen ist, dass ein Farbwechsel in Stufen von nur ca. $0,016 - 0,014 = 0,002$, d.h. $0,2\%$ ($= \frac{0,002}{1} \cdot 100\%$) des mittleren Messwertes $v_y = 1$, – vergleiche Abbildung 4.6, mittlere Reihe – erfolgt. Das heißt: Die Abweichungen von der Symmetrie sind vergleichsweise klein und werden gleichzeitig durch die Falschfarbendarstellung visuell verstärkt. Die Strukturen, die aus den Schwankungen v'_y resultieren und in den Abbildungen 4.6 (Mitte) und 4.7 (unten) auf beiden Seiten der Symmetrieebene ($y/D_j > 0$ und $y/D_j < 0$) dargestellt werden, besitzen offenbar die gleichen Beträge, aber gegensätzliche Vorzeichen, da sich die Orientierung der Geschwindigkeit in y -Richtung in der Symmetrieebene umkehrt. Diese Strukturen werden möglicherweise durch das CRVP verursacht.

Die Schwankungen der Geschwindigkeit v'_y in den oberen Quadranten der Symmetrieebene ($y/D_j > 0$) bei $z/D_j = 4,5$ an der äußeren Scherschicht sind mit den Schwankungen der Konzentration c' positiv korreliert⁴. D.h., dass bei Anstieg von v_y über den Mittelwert $\langle v_y \rangle$ auch c über seinen Mittelwert ansteigt und umgekehrt. Hierbei findet eine Intensivierung des Transports von Jet-Stoff in der äußeren Region der Strukturen statt. Da in diesem Fall sowohl v_y und v'_y als auch c und c' positiv sind, ist die resultierende Korrelation $v'_y c' / U_{\text{Max}}$ auch positiv. In den unter der Symmetrieebene liegenden Quadranten ($y/D_j < 0$) wird im Gegensatz dazu in der äußeren Scherschicht die resultierende Korrelation $v'_y c' / U_{\text{Max}}$ negativ dargestellt, obwohl diese im Betrag auch positiv ist, da eine Zunahme des Betrages von v_y über den Betrag seines Mittelwerts $\langle v_y \rangle$ aufgrund der negativen Vorzeichen zu einem negativen Schwankungswert der Geschwindigkeit in y -Richtung $v'_i = v_i - \langle v_y \rangle$ führt. Jedoch resultiert aus einer Zunahme der

⁴ In diesem Kontext können die Reynolds-Flüsse $v'_i c' / U_{\text{Max}}$ als nicht normierte Korrelationskoeffizienten interpretiert werden (vergleiche Abschnitt 2.1.2).

momentanen Konzentration des Jet-Stoffs über seinen Mittelwert, ähnlich wie auf der anderen Seite der Symmetrieebene, ein positiver Schwankungswert c' .

Hingegen entstehen die inneren Strukturen aus dem Rezirkulationsanteil (nach innen) des CRVPs. Folglich findet eine Änderung in der Orientierung und damit der Vorzeichen der Geschwindigkeit v_y auf der gleichen Seite der Symmetrieebene und somit auch eine Änderung des jeweiligen Vorzeichens der Korrelation an dieser Stelle statt. Im Gegensatz zu den Feldern bei $z/D_j = 4,5$ zeigen die entsprechenden Felder bei $z/D_j = 5,5$ und $6,5$ im Wesentlichen nur die jeweiligen Strukturen der äußeren Scherschicht der Jet-Strömung. Dies ist wiederum der Tatsache zuzuschreiben, dass bei diesen Höhen über der Basis-Platte des Kanals die Jet-Strömung im Crossflow aufgrund der Interaktion Jet-Crossflow stromabwärts gekrümmt ist und daher der erwähnte Rezirkulationsanteil des CRVPs durch diese Messebenen nicht geschnitten wird. Zudem kommen sich in den Abbildungen die äußeren Strukturen oberhalb und unterhalb der Symmetrieebene scheinbar näher, denn diese Messebenen schneiden den Jet an seinem „Nacken“. In Abbildung 4.5 ist die Annäherung der Oberkante des Jets an die gewählten oberen Messebenen ($z/D_j = 5,5$ und $6,5$) zu erkennen.

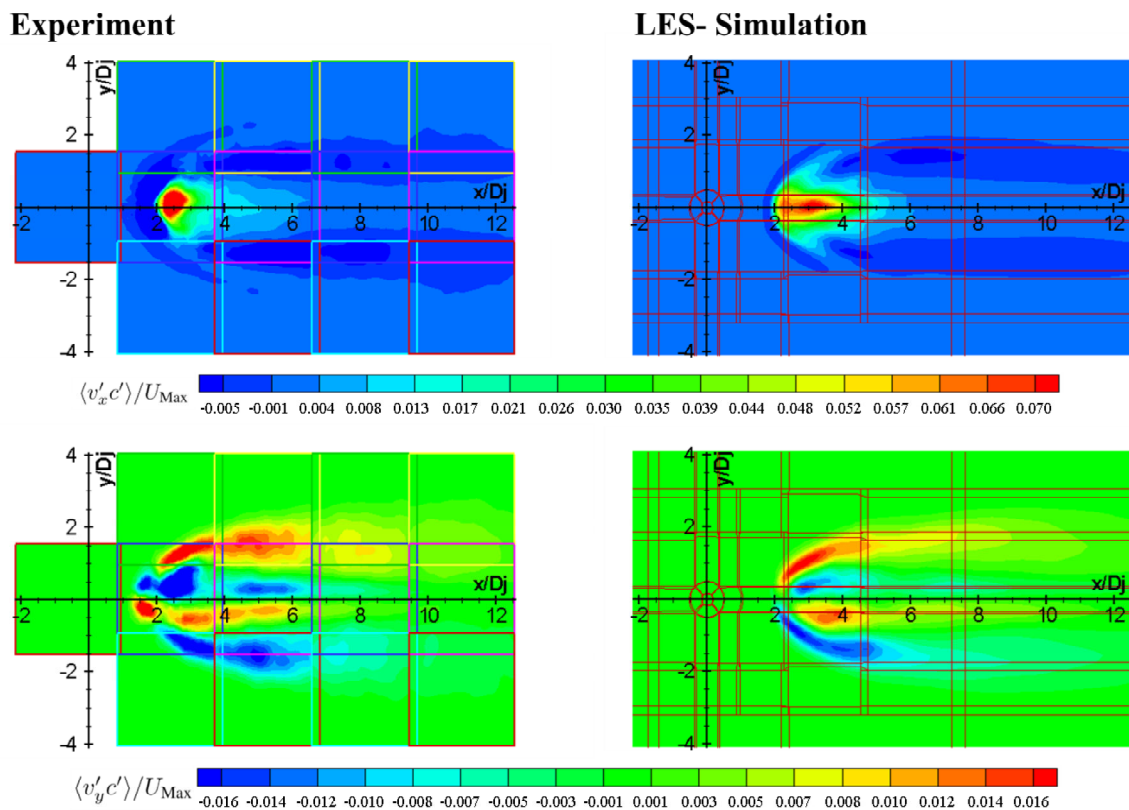


Abbildung 4.8: Vergleich der experimentellen Ergebnisse für $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ bei $z/D_j = 4,5$ (vergleiche Abbildung 4.6) mit der entsprechenden LES-Simulation von Denev et al.

4 Ergebnisse und Diskussion

Die experimentell ermittelten Ergebnisse für $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ und $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ bei $z/D_j = 4,5$ werden in Abbildung 4.8 (linke Teilabbildung) den jeweiligen Ergebnissen der LES-Simulation von Denev et al. [50, 113] (rechte Teilabbildung) gegenüber gestellt. In dieser Abbildung ist eine recht gute Übereinstimmung der Ergebnisse von Experimenten und Simulationen zu erkennen. Die experimentellen Ergebnisse zeigen jedoch wiederum eine höhere Turbulenz als die der Simulationen. Aus den Messungen ergeben sich erwartungsgemäß weniger symmetrische und konturierte Strukturen als durch die numerische Simulation. Wie schon erwähnt, dürfte dies in erster Linie auf die in der Praxis nicht zu realisierenden perfekt homogenen bzw. symmetrischen Strömungen zurückzuführen sein. Darüber hinaus ist ein kleiner Unterschied der Position des Randes der Windseite der Jet-Strömung zwischen experimentellen und numerischen Daten zu erkennen. Bei den experimentellen Daten ist ein früherer Auftritt der Schwankungen festzustellen, was aus den erwähnten Unterschieden des Turbulenz-Niveaus und der Grenzschichtdicke des Crossflows zwischen Experimenten und Simulation resultieren kann. Dies wird in Abschnitt 4.3.2.1 Jet-Trajektorie diskutiert.

Die Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen jeweils für die untersuchten Fälle *E2* und *E3* und für $z/D_j = 2,5$ (links), $4,0$ (Mitte) und $5,5$ (rechts) zweidimensionale Darstellungen der Varianz der normierten Konzentration $\langle c' c' \rangle$ (1. Reihe) und der entdimensionierten Reynolds-Flüsse in y -Richtung $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (2. Reihe) und in x -Richtung $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (3. Reihe). Hierbei ist ein ähnliches Verhalten der dargestellten Größen wie beim Fall *E1* zu erkennen. D.h. unter anderem, dass (1) die Schwankungen in x -Richtung gegenüber denen in y -Richtung überwiegen, (2) die entsprechenden Maxima mit der Höhe der Messebene stromabwärts wandern. Eine interessante Beobachtung hierbei ist, dass die Intensität der dargestellten Reynolds-Flüsse nur auf der untersten Messebene $z/D_j = 2,5$ mit der Reynolds-Zahl zunimmt. Bei $z/D_j = 4,0$ und $5,5$ ist im Gegensatz dazu eine Reduktion derselben zu erkennen. Als Grund dafür kann man anführen, dass die hier verwendeten Entdimensionierungsgrößen $U_{\text{Max}} = 0,607$ m/s für *E2* und $1,195$ m/s für *E3* einen nicht proportionalen Einfluss auf die dargestellten Größen haben, da die Entdimensionierungsgröße für den Fall *E2* kleiner als eins ist und für den Fall *E3* größer als eins. Darüber hinaus gibt es bei $z/D_j = 2,5$ einen größeren Turbulenzunterschied zwischen beiden Fällen, sodass die Reynolds-Flüsse auch nach der Entdimensionierung mit den entsprechenden U_{Max} ähnliche Verhältnisse, Reynolds-Flüsse beim Fall *E2* zu Reynolds-Flüssen beim Fall *E3*, aufweisen wie die dimensionsbehafteten. Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen jeweils die dimensionsbehafteten Reynolds-Flüsse für JCF-Fall *E2* und *E3*.

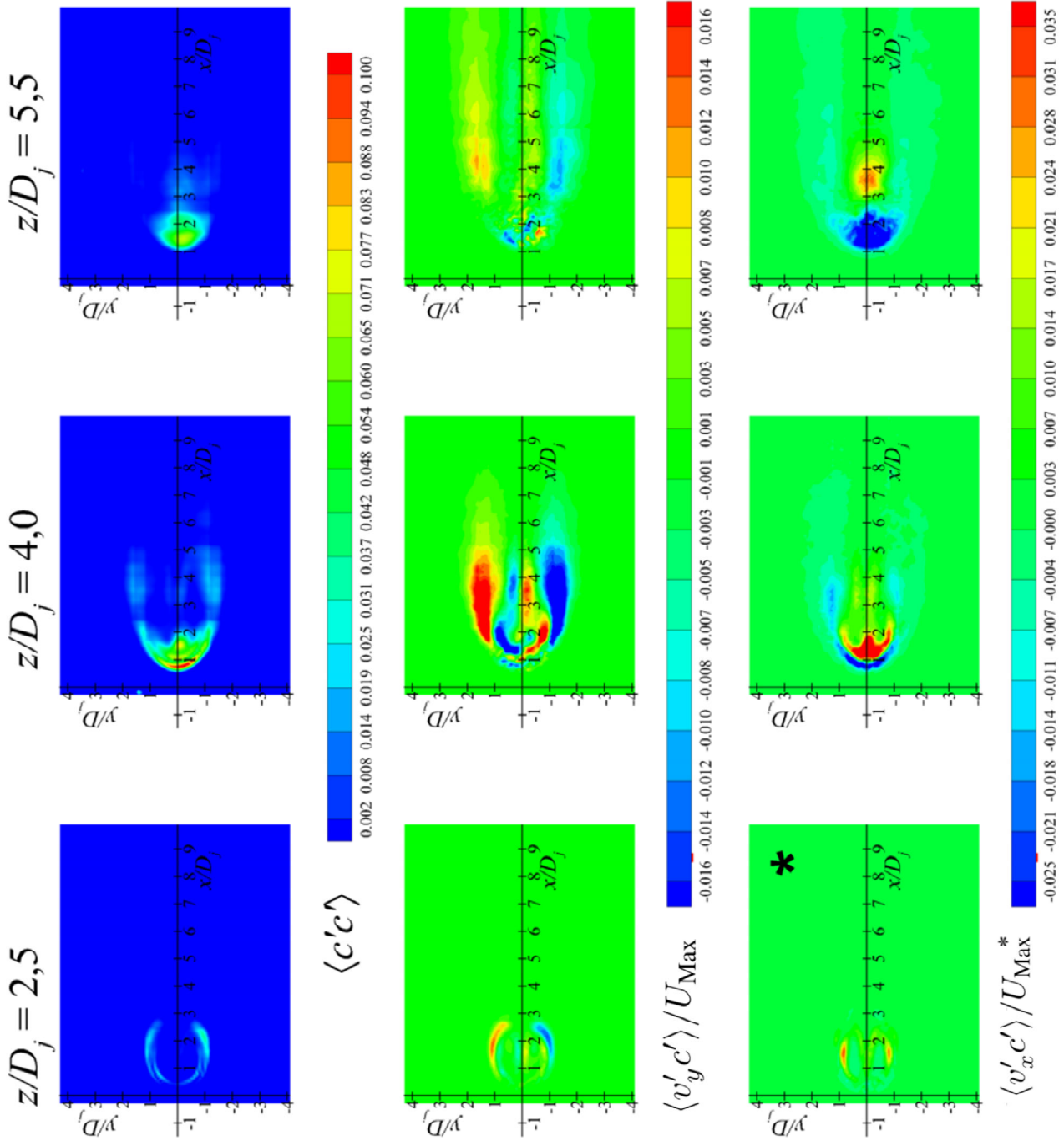


Abbildung 4-9: Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der entdimensionierten Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{Max}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{Max}$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall E2.

4 Ergebnisse und Diskussion

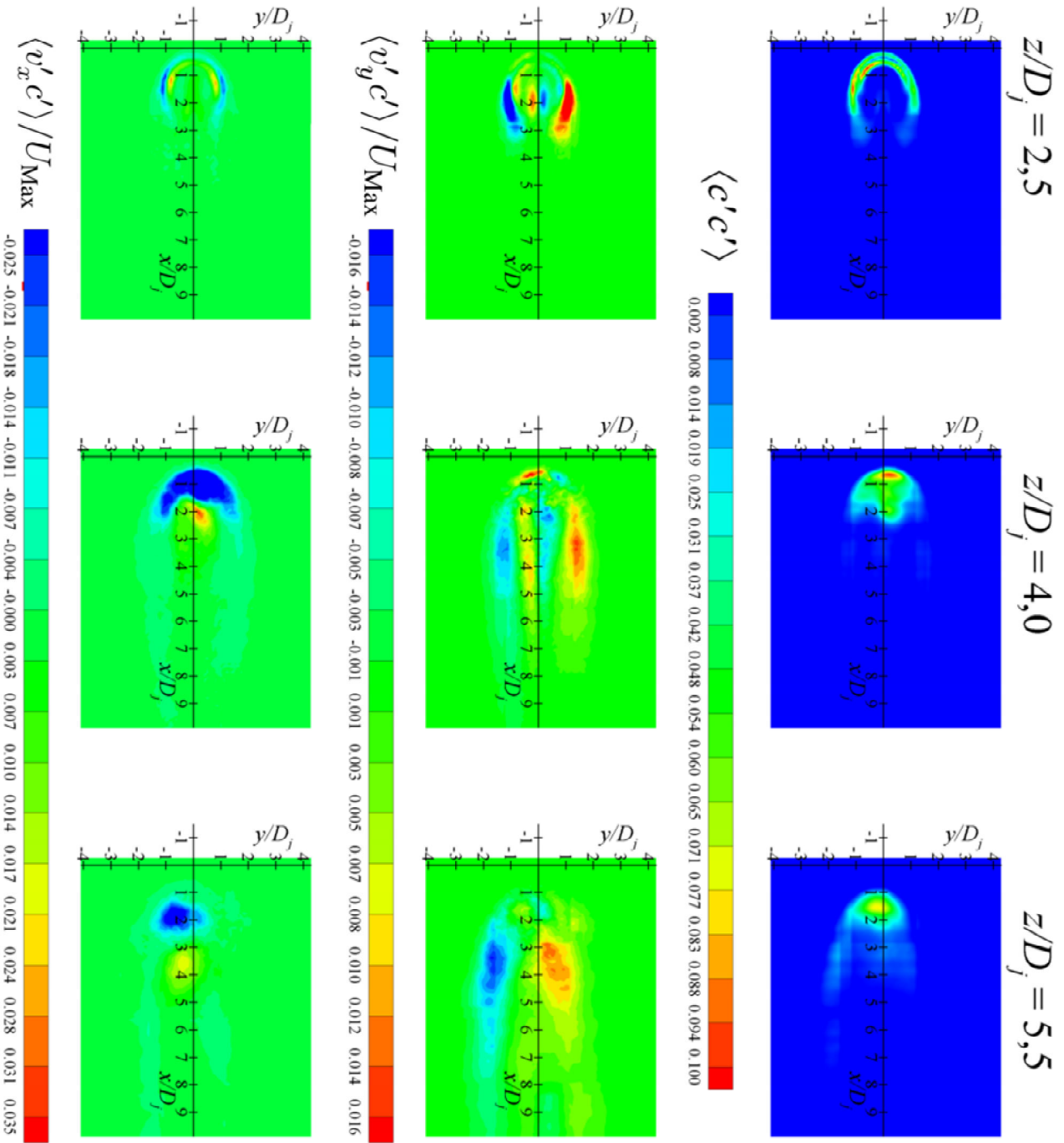


Abbildung 4.10: Zweidimensionale Felder der Varianz der normierten Jet-Konzentration $\langle c'c' \rangle$ (oben), der entdimensionierten Reynolds-Flüsse $\langle v'_y c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (Mitte) und $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall E3.

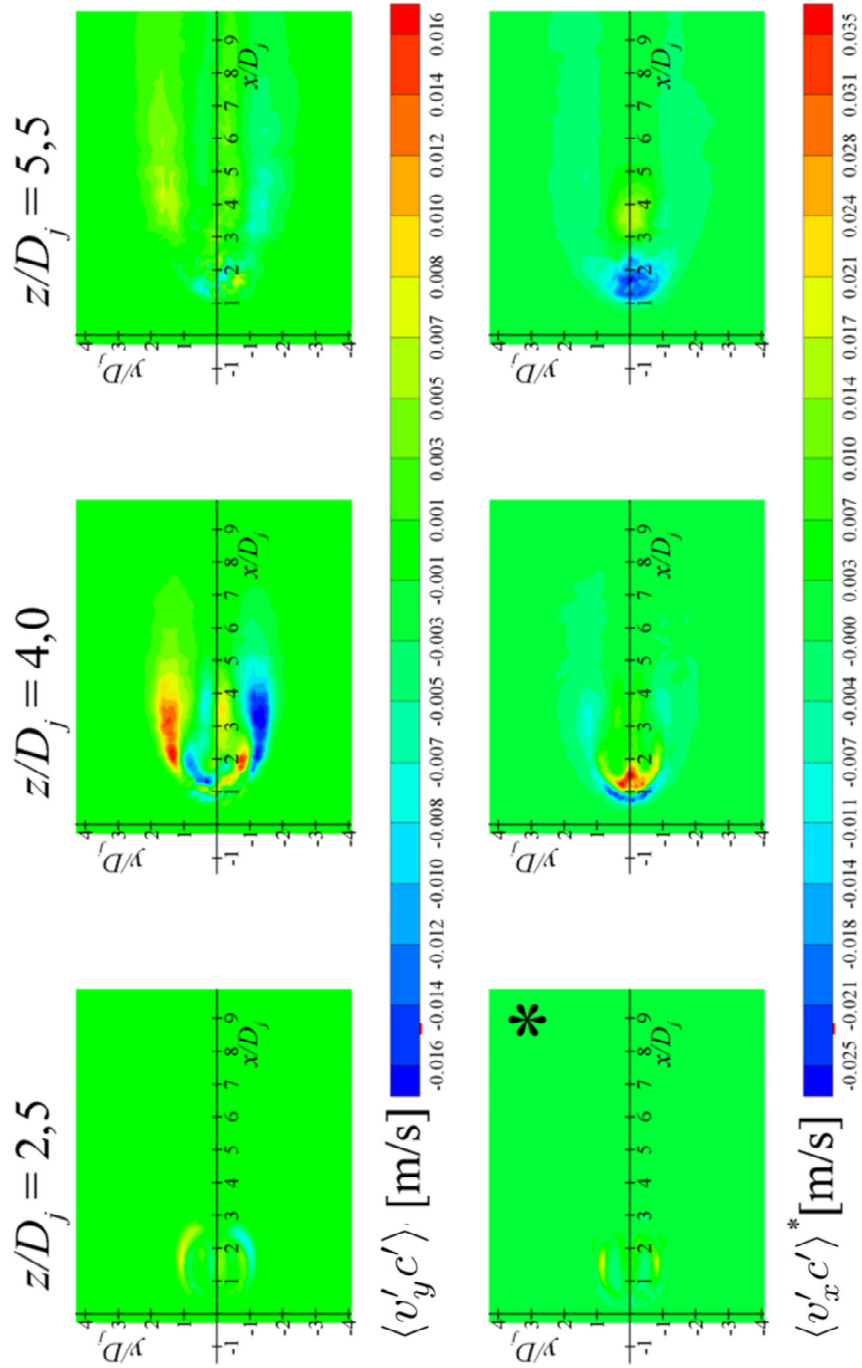


Abbildung 4.11: Zweidimensionale Felder der dimensionsbehafteten Reynolds-Flüsse in [m/s] $\langle v'_y c' \rangle$ (oben) und $\langle v'_x c' \rangle$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall E2.

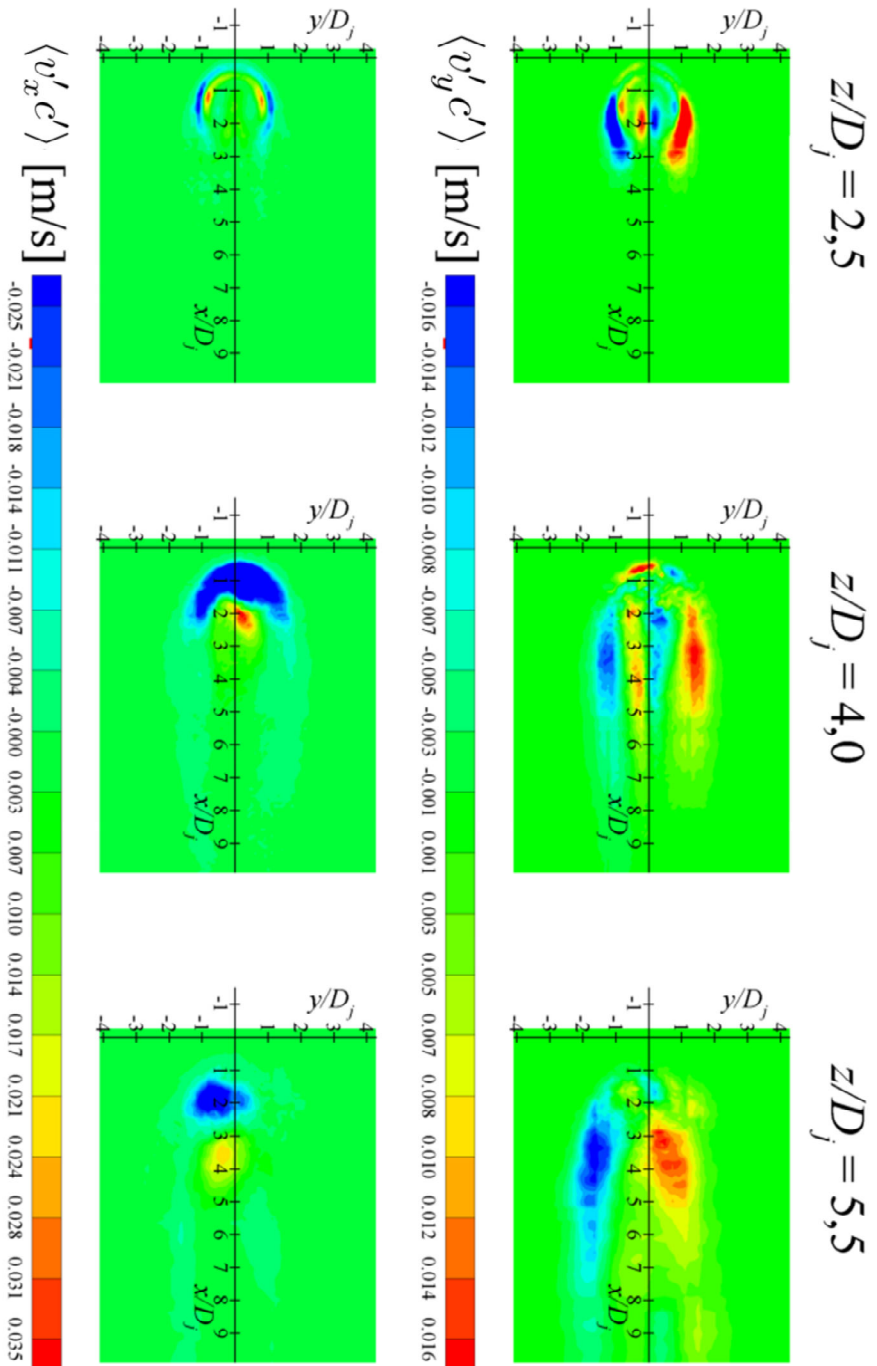


Abbildung 4.12: Zweidimensionale Felder der dimensionsbehafteten Reynolds-Flüsse in [m/s] $\langle v'_y c' \rangle$ (oben) und $\langle v'_x c' \rangle$ (unten) bei: $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $z/D_j = 4,0$ (mittlere Spalte) und $z/D_j = 5,5$ (rechte Spalte) für den Fall $E3$.

Hierbei besitzt die normierte Jet-Konzentration (Molbruch des Jets in der Jet-Crossflow-Mischung) keine Einheit und daher werden die Reynolds-Flüsse in „m/s“ angegeben. An diesen Abbildungen ist zu erkennen, dass die Strukturen der dargestellten Größen beim JCF-Fall *E2* im Vergleich zum JCF-Fall *E3* bei beiden Reynolds-Flüssen schärfere Konturen aufweisen. Darüber hinaus ist ersichtlich, dass die Wirbelstrukturen bei höherer Reynolds-Zahl eine wesentlich größere Fläche abdecken. Dies zeigt, dass bei höherer Reynolds-Zahl eine instabilere Strömung vorliegt. Weiterhin zeigen die größeren Werte für die Reynolds-Flüsse bei höherer Reynolds-Zahl stärkere Korrelationen zwischen den Schwankungen der Geschwindigkeit und denjenigen der Konzentrationen an, da die Reynolds-Flüsse und -Spannungen rein mathematisch gesehen nicht normierte Korrelationskoeffizienten darstellen. Aufgrund dessen ist unmittelbar einsichtig, dass die Werte für die Reynolds-Flüsse und -Spannungen ein Maß für den (erhöhten) Stoffaustausch einer turbulenten Strömung darstellen, wie dies nach Gleichung 2.36 auch zu erwarten ist. Dies hat zur Folge, dass die experimentelle Ermittlung der Reynolds-Flüsse nicht nur in Bezug auf die Validierung und Entwicklung von Turbulenz- bzw. Mischungsmodellen von Bedeutung ist, sondern auch eine wichtige Rolle bei der Quantifizierung der Mischgüte spielen kann. Darüber hinaus ist aus diesen Abbildungen zu schließen, dass es überzeugender ist, absolute Reynolds-Flüsse bzw. -Spannungen anzugeben, wenn man die größere Instabilität der Strömung dokumentieren will.

Abbildung 4.13 verdeutlicht die Interaktion Jet-Crossflow bei $z/D_j = 2,5$ durch eine Vergrößerung der Darstellung der Reynolds-Flüsse in x -Richtung (links) und in y -Richtung (Mitte) zusammen mit einer entsprechenden momentanen LIF-Aufnahme, dies für die Fälle *E2* (oben) und *E3* (unten). Anhand dieser Abbildung kann man nachweisen, dass die Position der Strukturen der Reynolds-Flüsse mit der Scherschicht beider Strömungen übereinstimmt, wie schon oben beim JCF-Fall *E1* diskutiert wurde. Darüber hinaus weist die Entstehung von kleinskaligen Strukturen beim JCF-Fall *E3* auf ein höheres Turbulenz-Niveau der Strömungen hin. Diese kleinskaligen Strukturen beim Fall *E3* verursachen eine gegenüber dem Fall *E2* größere Kontaktfläche beider Strömungen, was für den Mischprozess nur von Vorteil ist.

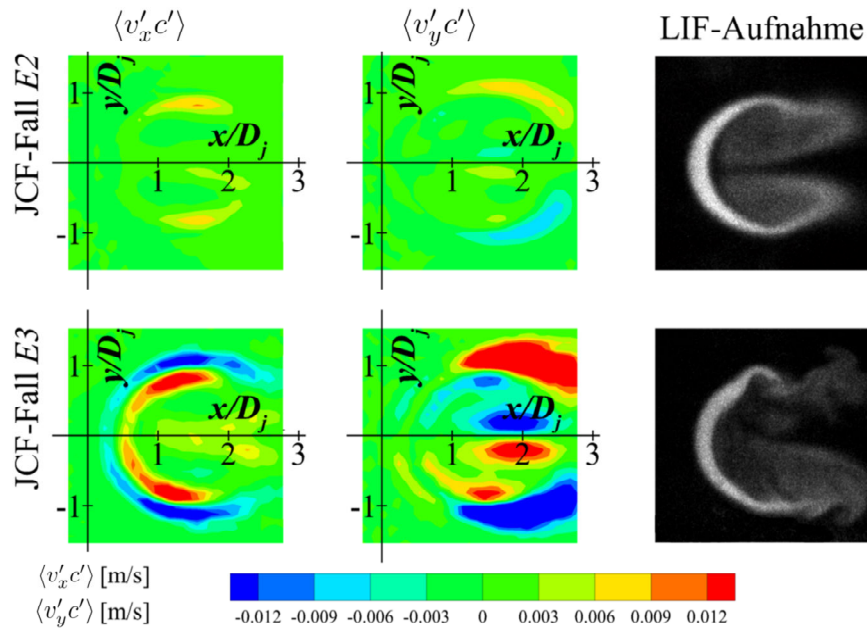


Abbildung 4.13: Experimentell ermittelte dimensionsbehaftete axiale (linke Spalte) und laterale (mittlere Spalte) Reynolds-Flüsse und exemplarische momentane LIF-Aufnahmen (rechte Spalte) bei einer Höhe von $z/D_j = 2,5$ für beide JCF-Fälle E2 (oben) und E3 (unten).

4.3.2 Symmetrieebene als vertikale Messebene einer JCF-Konfiguration

Die Symmetrieebene einer JCF-Konfiguration $y/D_j = 0$ enthält eine große Anzahl Informationen, wie in verschiedenen experimentellen und numerischen Arbeiten gezeigt [15, 18, 21, 23, 24, 54, 115]. Beispiel dafür ist die Analyse der Durchdringung und somit die Trajektorie des Jets im Crossflow [21, 24, 54, 115] oder die Bestimmung der „entrained“ Crossflow-Strömung in den Jet [23, 82, 115]. Denev et al. haben auch anhand von DNS-Berechnungen den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung mit Hilfe der aus der Symmetrieebene entnommenen Information analysiert. Ihre Ergebnisse liefern eine gute Übereinstimmung mit den Messungen dieser Arbeit; vergleiche dazu Abschnitt 4.3.3.2.

4.3.2.1 Jet-Trajektorie

Die Penetration oder Eindringtiefe des Jets in den Crossflow stellt eine wichtige Eigenschaft einer JCF-Konfiguration dar. Diese wird normalerweise anhand der Jet-Trajektorie beurteilt. Es gibt verschiedene Weisen, die Trajektorie des Jets zu bestimmen, wie

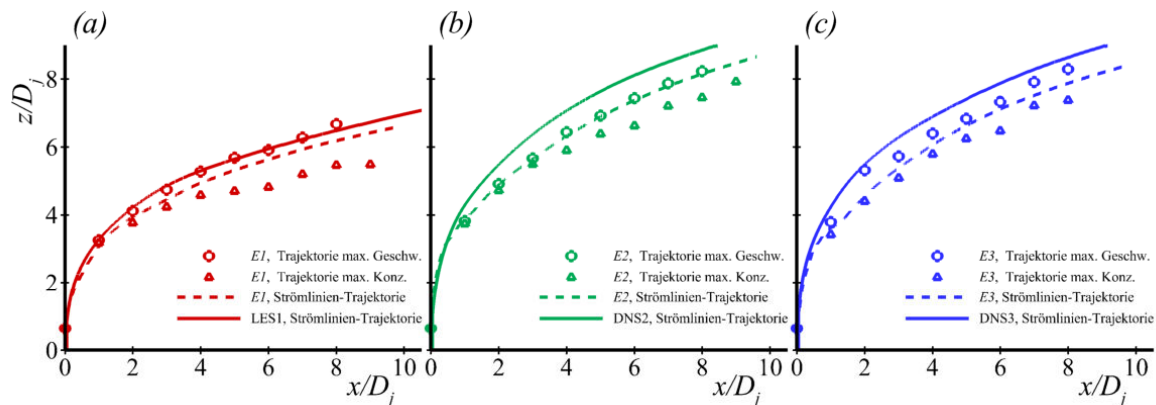


Abbildung 4.14: Darstellung der Stromlinien- (gestrichelte Linie), Geschwindigkeitsmaxima- (Kreise) und Konzentrationsmaxima-Trajektorien (Dreiecke) für die untersuchten Fälle *E1* – Diagramm (a), *E2* – Diagramm (b) und *E3* – Diagramm (c).

zum Beispiel die Stromlinien-Trajektorie, die Geschwindigkeitsmaxima-Trajektorie oder die Konzentrationsmaxima-Trajektorie [5, 23, 115]. Hierbei ist die Stromlinien-Trajektorie durch die in der Mitte des Jet-Austritts entstandene zeitlich gemittelte Stromlinie gegeben, während die Geschwindigkeitsmaxima-Trajektorie bzw. die Konzentrationsmaxima-Trajektorie durch die lokalen Maxima der mittleren Geschwindigkeit bzw. mittleren Konzentration definiert sind. Da die Geschwindigkeit und die Konzentration in der Nähe des Jet-Austritts mehrere Maxima aufweisen, sind diese Trajektorien jedoch schwierig zu bestimmen. Aus diesem Grund wird häufig in der Literatur und folglich auch im Rahmen dieser Arbeit die Stromlinientrajektorie als Referenz verwendet.

Die Abbildungen 4.14 (a), (b) und (c) zeigen jeweils für die untersuchten Fälle *E1*, *E2* und *E3* die drei verschiedenen Trajektorien: Stromlinien- (gestrichelte Linie), Geschwindigkeitsmaxima- (Kreise) und Konzentrationsmaxima-Trajektorien (Dreiecke) zusammen mit den entsprechenden Stromlinien-Trajektorien nach den Berechnungen von Denev et al. (durchgezogene Linien): LES1 für $Re_\infty = 3.000$; $r = 3,0$; DNS2 für $Re_\infty = 4.120$; $r = 3,5$ und DNS3 für $Re_\infty = 8.240$; $r = 3,5$ [113, 116, 117].

Die Darstellung der Trajektorien aus den Experimenten beginnt bei $z/D_j = \text{ca. } 0,5$, da diese die am tiefsten gemessene z -Koordinate ist, so dass mögliches Streulicht aus dem Boden des Kanals und somit eine Verschlechterung des Signal/Rauschen-Verhältnisses vermieden werden kann.

Es ist aus den o.g. Diagrammen ersichtlich, dass die Eindringtiefe des Jets in den Fällen *E2* und *E3* mit dem Geschwindigkeitsverhältnis $r = 3,5$ größer als die im Fall *E1* mit $r = 3,0$ ist.

4 Ergebnisse und Diskussion

Diese Tendenz ist von verschiedenen Autoren beobachtet worden [3, 18, 23, 82, 115, 118] und insofern nachvollziehbar, als r umso kleiner wird, je größer der Impuls des Crossflows ist, was eine größere Beugung des Jets zur Folge hat.

Darüber hinaus ist aus diesen Abbildungen zu entnehmen, dass die experimentell ermittelten Trajektorien der maximalen Konzentration und der maximalen Geschwindigkeit von denen der Stromlinien abweichen. Die Geschwindigkeitsmaxima-Trajektorien befinden sich oberhalb der entsprechenden Stromlinien-Trajektorien, die Konzentrationsmaxima-Trajektorien unterhalb. Diese Beobachtung ist auch verschiedenen sowohl numerischen [12, 82, 115] als auch experimentellen [12, 118] Untersuchungen aus der Literatur zu entnehmen. Eine Erklärung dafür ist [115], dass der Crossflow über dem Jet (Windseite) beschleunigt und abgelenkt wird, sodass größere Geschwindigkeiten in x -Richtung an der Windseite des Jets hervorgerufen werden. Gleichwohl bleiben die maximalen Geschwindigkeiten in der Nähe des Jets und deswegen sind die Geschwindigkeitsmaxima-Trajektorien nahe bei den jeweiligen Stromlinien-Trajektorien zu finden. Darüber hinaus transportiert die durch das CRVP hervorgerufene Strömungsrezirkulation Jet-Stoff von der Windseite des Jets auf die Nachlauf-Seite. Deswegen sind die maximalen Konzentrationen bei einem konstanten Wert von x/D_j im Unterteil des Jet-Schnittes (Nachlauf-Seite) zu sehen, sodass die Konzentrationsmaxima-Trajektorien sich für alle Fälle unterhalb der entsprechenden Stromlinien-Trajektorien befinden.

Weiterhin ist in Abbildung 4.14 deutlich zu erkennen, dass die Stromlinien-Trajektorien der Experimente in allen 3 Fällen eine niedrigere Eindringtiefe des Jets als die der Simulationen zeigen. Das könnte sich für alle 3 Fälle durch die schon erwähnte Differenz des Turbulenz-Niveaus zwischen den Experimenten und den Simulationen erklären lassen. Hierbei werden die Experimente auf Grund der höheren Diffusität und somit des schnelleren Abbaus des Impulses der Jet-Strömung in z -Richtung eine stärkere Beugung des Jets zeigen. Dieses Verhalten wird in Cárdenas et al. [112] diskutiert. Außerdem entspricht diese Beobachtung den experimentellen Ergebnissen von Özcan et al. [24] und den numerischen Ergebnissen von Yuan und Street [115] bzw. Muppidi und Mahesh [82] bei ihren LES- bzw. DNS-Untersuchungen.

Um Letzteres zu überprüfen, wurde die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene aus Aluminium angefertigte Messstrecke eingesetzt, um die Untersuchungen für $Re_\infty = 4.120$ und 8.240 mit $r = 3,5$, die Fälle *E4* und *E5* der Tabelle 4.3, zu wiederholen. Aufgrund der Eigenschaften des nun verwendeten Materials (Aluminium) und der notwendigen Bearbeitung für die Anfertigung dieser Messstrecke besitzt sie polierte und somit glattere Innenwände als die Edelstahl-Messstrecke. Folglich ist die resultierende Strömung homogener und symmetrischer, sodass das entsprechen-

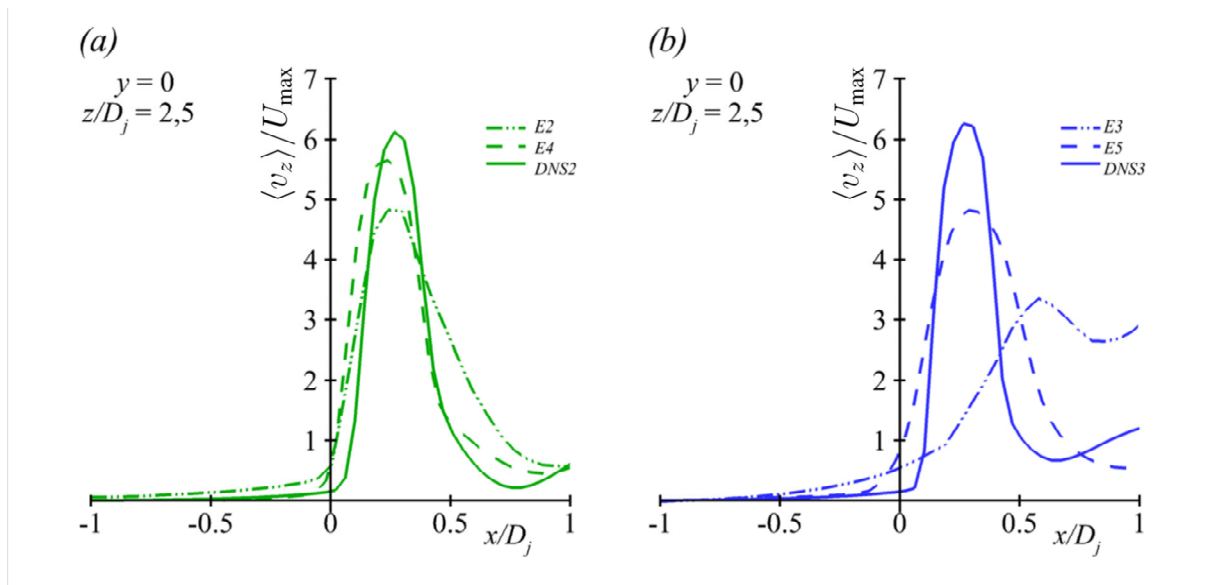


Abbildung 4.15: Profile der vertikalen Geschwindigkeit $\langle v_z \rangle / U_{\max}$ bei $z/D_j = 2,5$. (a) Entsprechende Profile für $Re_\infty = 4.120$: JCF-Fälle *E2*, *E4* und *DNS2*. (b) Entsprechende Profile für $Re_\infty = 8.240$: JCF-Fälle *E3*, *E5* und *DNS3*.

de Turbulenz-Niveau und die jeweilige Grenzschichtdicke kleiner sind. Hierbei ist die Reibung zwischen Strömung und Kanalwand kleiner.

In Abbildung 4.15 (a) wird ein Vergleich zwischen den in beiden Messstrecken experimentell ermittelten Profilen der dimensionslosen Geschwindigkeit in z -Richtung $\langle v_z \rangle / U_{\max}$ für die untersuchten Fälle mit $Re_\infty = 4.120$, *E2* und *E4*, bei $z/D_j = 2,5$, und den korrespondierenden numerischen Ergebnissen von *DNS2* vorgenommen. Ebenfalls werden in Abbildung 4.15 (b) die entsprechenden Daten für die untersuchten Fälle mit $Re_\infty = 8.240$, *E3* und *E5*, zusammen mit den Ergebnissen von *DNS3* gezeigt. Aus diesen Abbildungen ist zu entnehmen, dass (1) die experimentellen Ergebnisse eine höhere Diffusität bzw. Ausweitung der Jet-Strömung als die numerischen Ergebnisse zeigen und (2) die Ausweitung der Jet-Strömung der in der Edelstahl-Messstrecke durchgeführten Experimente – JCF-Fälle *E2* und *E3* – höher ist als die der korrespondierenden Experimente in der Aluminium-Messstrecke – JCF-Fälle *E4* und *E5* – und somit die Geschwindigkeitsmaxima bzw. der Impuls in z -Richtung kleiner werden. Diese Beobachtungen der Fälle *E2* und *E3* stimmen mit den Befunden der Abbildung 4.14 überein, bei denen eine geringere Penetration des Jets in den Crossflow bei höherem Turbulenz-Niveau zu erkennen war.

Dabei ist beim JCF-Fall *E3* nicht nur eine auffällige Ausweitung der Jet-Strömung zu erkennen, sondern auch eine Verschiebung der Geschwindigkeitsmaxima in z -Richtung zur rechten Seite

4 Ergebnisse und Diskussion

bzw. Nachlauf-Seite des Jets. Dies weist auf eine stärkere Beugung der Jet-Strömung und somit eine geringere Penetration des Jets in den Crossflow hin. Hierbei ist anzumerken, dass bei diesem Fall die Reynolds-Zahl der Jet-Strömung nahe beim kritischen Wert von 2.320 liegt und der Crossflow sich in der für diesen Fall verwendeten Messstrecke, der Edelstahl-Messstrecke, instabiler als in der Aluminium-Messstrecke verhält, was sich auch auf die Interaktion beider Strömungen und somit auf die Jet-Strömung auswirkt.

Andererseits kann man in Abbildung 4.15 auch erkennen, dass sich die maximale Geschwindigkeit in z -Richtung für die beiden JCF-Fälle $E2$ und $E4$ auf der linken Seite (Windseite) der entsprechenden Maxima der Simulation DNS2 befindet. Die Ursache dieser Verschiebung kann im Unterschied der entsprechenden Grenzschichtdicken des Crossflows bei den Experimenten und der Simulation liegen.

In Abbildung 4.16 wird ein Vergleich zwischen den in beiden Messstrecken experimentell ermittelten dimensionslosen Einström-Axialgeschwindigkeitsprofilen des Crossflows mit $Re_\infty = 4.120$ und 8.240 angestellt und diese werden mit dem als Randbedingung für die Simulationen DNS2 bzw. DNS3 verwendeten Profil verglichen. Hierbei werden die mit dem Jet-Durchmesser entdimensionierten Koordinaten in z -Richtung z/D_j über der entdimensionierten Axialgeschwindigkeit des Crossflows $\langle v_x \rangle / U_{\text{Max}}$ bei $y/D_j = 0$ und $x/D_j = -2$ für die Edelstahl- und $x/D_j = +2$ für die Aluminium-Messstrecke aufgetragen. Die Bestimmung der Grenzschichtdicke an der Aluminium-Messstrecke bei der Koordinate von $x/D_j = +2$ war deshalb vorteilhaft, weil die Reflexionen des Kanalbodens an dieser x -Koordinate aufgrund der an der Stelle vorhandenen Zugangsoptik minimal sind. Eine signifikante Zunahme der Grenzschichtdicke gegenüber $x/D_j = -2$ ist hier ausgeschlossen wegen der schon erwähnten kleineren Reibung der inneren Wände der Aluminium-Messstrecke.

Der Abbildung 4.16 ist zu entnehmen, dass sowohl die Reynolds-Zahl als auch das Material der Messstrecke eine Wirkung auf die Grenzschichtdicke des Crossflows haben. Bei den Fällen mit höherer Turbulenz bzw. Reynolds-Zahl, $E3$ und $E5$, ist die Grenzschichtdicke kleiner als bei den korrespondierenden Fällen, $E2$ und $E4$, unabhängig davon, ob die Messstrecke aus Edelstahl oder Aluminium besteht. Darüber hinaus ist ersichtlich, dass die Grenzschichtdicke in der Aluminium-Messstrecke kleiner als die im korrespondierenden Fall der Edelstahl-Messstrecke ist. Im Gegensatz dazu wurde für beide Simulationen DNS2 und DNS3 das gleiche Einströmgeschwindigkeitsprofil des Crossflows gewählt. Dies wurde so gemacht, um die Wirkung der Variation der Reynolds-Zahl unabhängig von anderen Parametern wie dem Geschwindigkeitsprofil des Crossflows zu untersuchen.

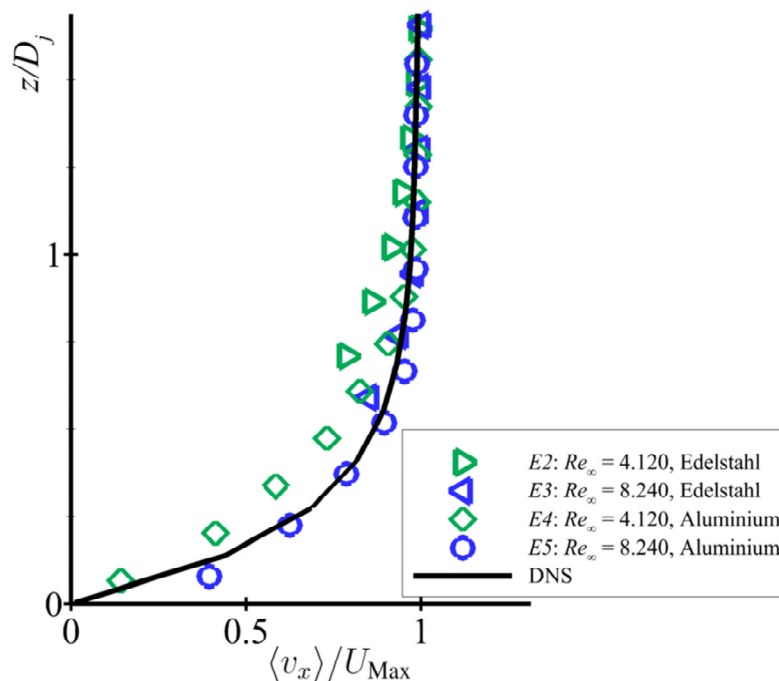


Abbildung 4.16: Dimensionslose Einström-Geschwindigkeitsprofile des Crossflows für die untersuchten Fälle *E2*, *E3*, *E4* und *E5* und die von Denev et al. vorgenommenen DNS-Simulationen bei $y/D_j = 0$ und $x/D_j = -2$ für die Edelstahl- und $x/D_j = 2$ für die Aluminium-Messstrecke.

Die Unterschiede der Grenzschichtdicke können eine Erklärung für die Variation der maximalen Geschwindigkeit in z -Richtung der verschiedenen in Abbildung 4.15 (a) dargestellten Profile liefern. Denn die Grenzschichtdicke der Simulation bei $Re_\infty = 4.120$ ist kleiner als die der entsprechenden Experimente, und daher beginnt sich der Crossflow bei der Simulation früher auf die Jet-Strömung auszuwirken [112] bzw. diese zu beugen. Im Gegensatz dazu ist die Grenzschichtdicke bei den entsprechenden Experimenten der JCF-Fälle *E2* und *E4* größer und daher kann die Jet-Strömung in diesen Fällen bei niedrigen Höhen einfacher in den Crossflow eindringen.

4 Ergebnisse und Diskussion

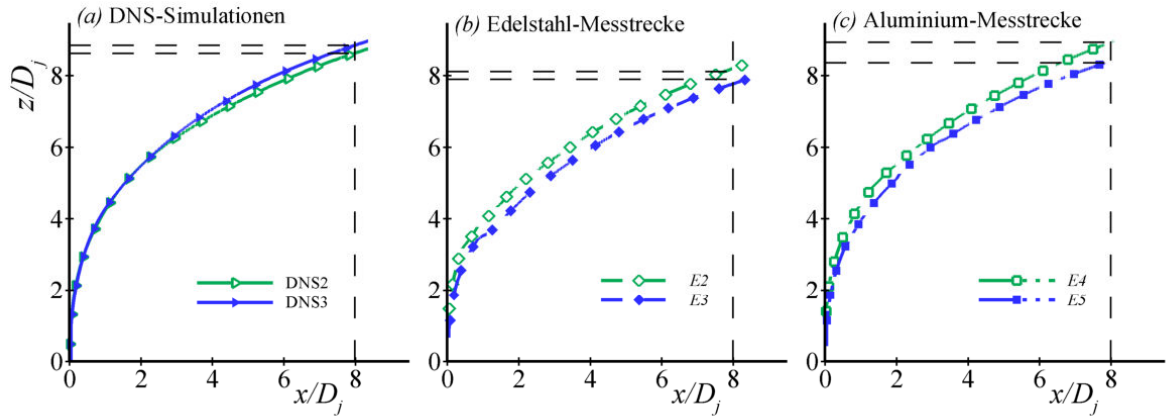


Abbildung 4.17: Stromlinien-Trajektorien der (a) von Denev et al. durchgeführten DNS-Simulationen DNS2 und DNS3, (b) untersuchten Fälle $E2$ und $E3$ und (c) $E4$ und $E5$. Vertikale und horizontale gestrichelte Linien dienen als Referenz für die Beurteilung der Penetration des Jets.

Tabelle 4.3: Eindringung des Jets in den Crossflow für $x/D_j = 8$.

Re_∞	Fall	x/D_j	z/D_j	angewendete Messstrecke
4.120	$E2$	8,0	8,12	Edelstahl
4.120	$E4$	8,0	8,93	Aluminium
4.120	DNS2	8,0	8,63	—
8.240	$E3$	8,0	7,90	Edelstahl
8.240	$E5$	8,0	8,36	Aluminium
8.240	DNS3	8,0	8,85	—

Die resultierenden Stromlinien-Trajektorien (a) der DNS-Simulationen, (b) der Messungen in der Edelstahl-Messstrecke und (c) der Messungen in der Aluminium-Messstrecke sowohl für $Re_\infty = 4.120$ als auch für $Re_\infty = 8.240$ sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Mit Hilfe der gestrichelten vertikalen und horizontalen Linien kann man jeweils feststellen, dass das Verhalten der Jet-Strömung bei den Experimenten mit der Edelstahl-Messstrecke, $E2$ und $E3$, und denen mit der Aluminium-Messstrecke, $E4$ und $E5$, ähnlich ausfällt. In beiden Fällen ist die Penetration der Jet-Strömung bei den Experimenten mit $Re_\infty = 4.120$, $E2$ und $E4$, größer als diejenige bei den Experimenten mit $Re_\infty = 8.240$, $E3$ und $E5$. Abgesehen davon ist die Trajektorie des Jets bei der Aluminium-Messstrecke unabhängig von der Reynoldszahl tiefer in den Crossflow eingedrungen als in den korrespondierenden Fällen bei der Edelstahl-Messstrecke. Generell liegen die Stromlinien-Trajektorien der in der Aluminium-Messstrecke durchgeführten Experimente

näher bei denen der Simulationen. Für den JCF-Fall *E4* ist die Übereinstimmung zwischen den Experimenten und den Simulationen am besten. Dieser JCF-Fall kann als der untersuchte Fall mit dem kleinsten Turbulenz-Niveau definiert werden – kleinere Reynolds-Zahl und polierte Kanal-Wände –, was ebenfalls mit der Diskussion der Abbildung 4.14 korrespondiert.

Aus der Abbildung 4.17 (*a*) ist zu erkennen, dass beide Stromlinien-Trajektorien der Simulationen DNS2 und DNS3 sehr dicht beieinander liegen. Dies kann man dadurch erklären, dass die Grenzschichtdicke beiden Simulationen genau gleich ist. Darüber hinaus ist hier zu beobachten, dass die Eindringtiefe beiden Simulationen ab $x/D_j > 3$ bei höherer Reynoldszahl größer wird, genau anders herum als bei den Experimenten, wo die höhere Reynoldszahl mit geringerer Eindringtiefe verbunden ist. Letzteres kann durch die Reduzierung der viskosen Kräfte bei $Re_\infty = 8.240$ erklärt werden.

Als Fazit kann formuliert werden, dass mit der Verringerung des Turbulenz-Niveaus sowie der Grenzschichtdicke des Crossflows eine bessere Übereinstimmung der Experimente mit den DNS-Simulationen erreicht werden kann; nicht nur in Bezug auf das Einström-Geschwindigkeitsprofil des Crossflows sondern auch in Bezug auf die Trajektorie des Jets für beide Reynolds-Zahl-Fälle.

Dies zeigt die Bedeutung der Randbedingungen für eine richtige Vorhersage einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration bzw. einen belastbaren Vergleich zwischen Experimenten und Simulationen.

In Abbildung 4.18 wird eine logarithmische Darstellung der Stromlinien-Trajektorien für die Fälle *E1* – *E5* zusammen mit denen aus LES1, DNS2 und DNS3 von Denev et al. unter Verwendung von $D_j \cdot r$ -entdimensionierten Koordinaten gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass alle dargestellten Trajektorien ab ca. $x/D_j = 0.1r$ näherungsweise zu einer Gerade konvergieren, wie es auch verschiedenen Quellen entnommen werden kann [8, 12, 23, 118]. Dieser Bereich, in dem die logarithmische Darstellung der Trajektorien linear ist, wird in der Literatur als „*power-law*“-Region [115] bezeichnet und ist durch die Gleichung 2.46 bzw. Gleichung 3.1: $\frac{z}{r} = A \cdot \left(\frac{x}{r}\right)^b$ beschrieben. Für die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Trajektorien war der Exponent dieses „*power-law*“ ca. $b = 0,34$ und der Achsenabschnitt lag bei $A = 1,86$ – siehe gestrichelte Linie. Die ermittelten Werte sowohl für „*A*“ als auch für „*b*“ stimmen gut mit dem aus der Literatur entnommenen Bereich für diese Parameter überein, vergleiche dazu Abschnitt 2.3.1.

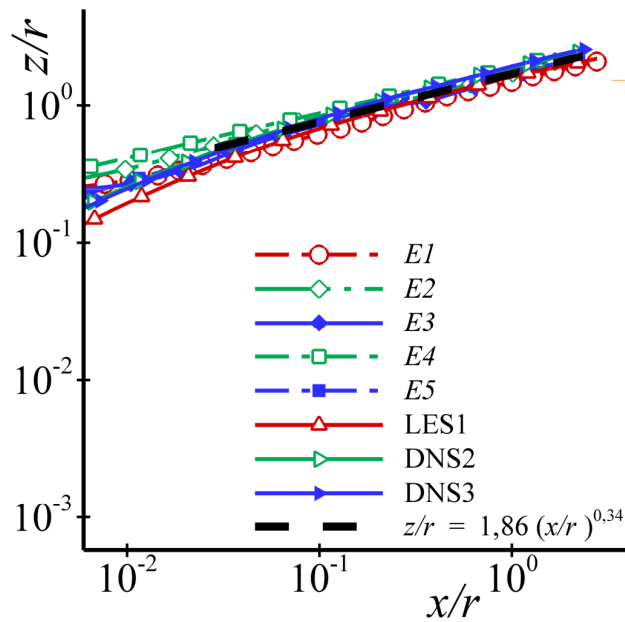


Abbildung 4.18: Stromlinien-Trajektorie für die Fälle $E1 - E5$ im Vergleich zu den numerischen Ergebnissen von Denev et al. LES1, DNS2 und DNS3 in $D_j \cdot r$ -entdimensionierten Koordinaten.

4.3.2.2 Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Jet-Trajektorie

Im Hinblick auf das Ausbreitungsverhalten des Jets innerhalb der Querströmung ist das Geschwindigkeitsverhältnis einer JCF-Konfiguration die dominierende Größe, denn dieses Verhältnis beeinflusst die Eindringtiefe des Jets in den Crossflow (vergleiche Abschnitt 2.3.1) und somit auch die Qualität des Mischvorgangs. Aus diesem Grund und weil in der Literatur keine entsprechende experimentelle Arbeit gefunden wurde, wurde die Empfindlichkeit der Trajektorie des Jets für kleine Variationen des Geschwindigkeitsverhältnisses r untersucht.

Dazu wurden PIV-Messungen an der Edelstahl-Messstrecke durchgeführt. Dabei wurde die PIV-Kamera so positioniert, dass die Region zwischen $4,5 < x/D_j < 9$ und $5,5 < z/D_j < 10,0$ an der Symmetrieebene $y = 0$ aufgenommen werden konnte. Folglich war es möglich, eine gute Übersicht der Interaktion Jet-Crossflow und somit der Trajektorie des Jets für ein Geschwindigkeitsverhältnis um $r = 3,5$ zu erhalten. Dieses Geschwindigkeitsverhältnis entspricht denjenigen der Fälle $E2$ bzw. $E3$ der Tabelle 4.3. Die Sicht der PIV-Kamera ist exemplarisch in der Abbildung 4.19 dargestellt.

Abbildung 4.20 zeigt exemplarisch vertikale Profile der mit U_{Max} entdimensionierten mittleren Geschwindigkeit in x -Richtung $\langle v_x \rangle / U_{\text{Max}}$ verschiedener JCF-Konfigurationen bei $x/D_j = 8$ und $y = 0$. Hierbei betrug $Re_\infty = 4.120$ (linke zwei Spalten) und 8.240 (rechte zwei Spalten).

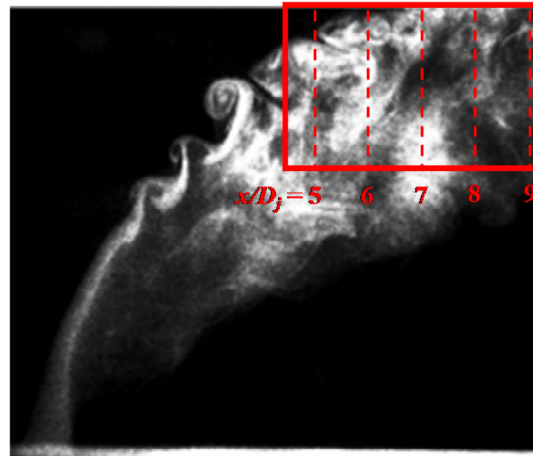


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung der fokussierten Fläche der PIV-Kamera bei der Untersuchung der Wirkung der Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Jet-Trajektorie in einer JCF-Konfiguration.

Die eingestellten Geschwindigkeitsverhältnisse betragen $r = 3,16; 3,33; 3,5; 3,69$ und $3,86$. Diese wurden nur anhand der Manipulation des Jet-Volumenstroms eingestellt. Daher entsprechen diese Konfigurationen den untersuchten Fällen $E2$ bzw. $E3$ ($r = 3,5$) mit Variationen des Geschwindigkeitsverhältnisses von -5% bzw. $+5\%$ ($r = 3,33$ bzw. $3,69$) und -10% bzw. $+10\%$ ($r = 3,16$ bzw. $3,86$).

Die Positionen der Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit der in Abbildung 4.20 dargestellten Profile sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst. Dieser Tabelle ist zu entnehmen, dass die prozentuale Differenz $\%Diff$, die durch die Gleichung 4.7 gegeben ist, ungefähr gleich der Variation von r ist, nämlich 5% bzw. 10% . Dies zeigt, dass es einen proportionalen Zusammenhang zwischen den Variationen des Geschwindigkeitsverhältnisses einer JCF-Konfiguration und der resultierenden Eindringtiefe des Jets gibt.

$$\%Diff = \frac{z/D_j - (z/D_j)_{r=3,51}}{(z/D_j)_{r=3,51}} \times 100\% \quad (4.7)$$

Diese Abhängigkeit der Trajektorie des Jets wurde von Jordan et al. auch numerisch untersucht [54]. Dabei wurden, wegen des großen mit der DNS verbundenen Aufwands, LES-Simulationen angewendet. Abbildung 4.21 zeigt die sich aus den LES-Simulationen ergebenden Stromlinientrajektorien des Jets für $Re_\infty = 8.240$ und $r = 3,51; 3,86 (+10\%)$ und $3,16 (-10\%)$. In dieser Abbildung wird auch die Stromlinientrajektorie der DNS-Simulation von Denev et al. DNS3 dargestellt (durchgezogene Linie), um die gute Qualität der LES-Simulationen zu zeigen. Hierbei ist erkennbar, dass die Reaktion der LES-Simulationen auf die Variation von r ähnlich

4 Ergebnisse und Diskussion

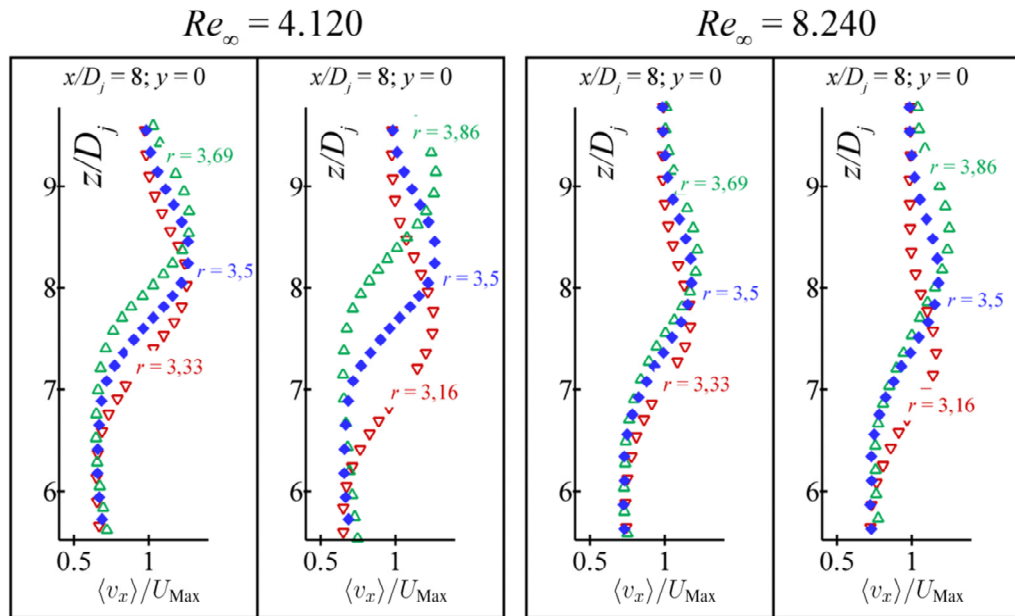


Abbildung 4.20: Linienvergleich der entdimensionierten mittleren Geschwindigkeit in x -Richtung im Mischgebiet bei $x/D_j = 8$ für $Re_\infty = 4.120$ (links) bzw. 8.240 (rechts) und für $r = 3.86$; 3.69 ; 3.51 ; 3.33 und 3.16 .

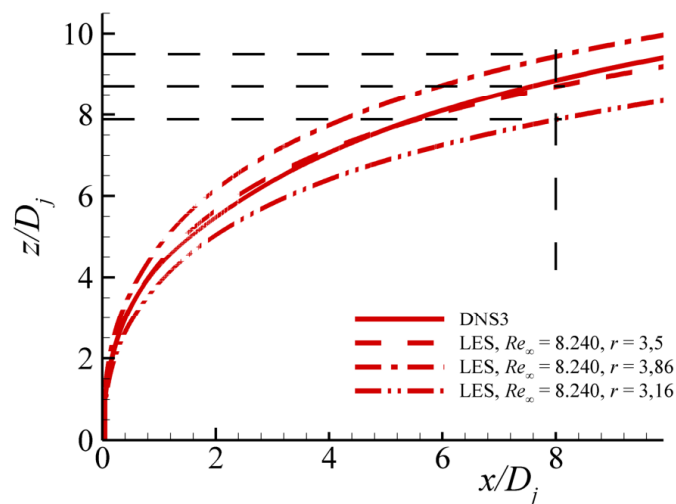


Abbildung 4.21: Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf die Trajektorie des Jets. Numerische Ergebnisse von Denev et al.

Tabelle 4.4: Position der Axialgeschwindigkeits-Maximalwerte der in Abbildung 4.18 dargestellten Profile bei $x/D_j = 8$ und $y = 0$.

Re_∞	r	% Var. von r	x/D_j	z/D_j	% Diff
4.120	3,86	+10%	8,0	9,0	+9,8%
	3,69	+5%		8,6	+4,9%
	3,51	0%		8,2	0%
	3,33	-5%		7,9	-3,7%
	3,16	-10%		7,5	-8,5%
8.240	3,86	+10%	8,0	8,7	+8,7%
	3,69	+5%		8,4	+5,0%
	3,51	0%		8,0	0%
	3,33	-5%		7,6	-5,0%
	3,16	-10%		7,3	-8,8%

ist wie die in den Experimenten. D.h., dass eine Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses von $\pm 10\%$ in eine Variation der Eindringtiefe von $\pm 10\%$ zu übersetzen ist.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass durch ein höheres Geschwindigkeitsverhältnis der Jet weiter in den Crossflow eindringt, bis er schließlich umknickt. Bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis wird eine konstante Eindringtiefe des Jets in den Crossflow erwartet, die durch das Turbulenz-Niveau der Strömung und die Grenzschichtdicke – vergleiche Abschnitt 4.3.2.1 – beeinflusst wird.

4.3.2.3 Turbulenzgrößen

In diesem Abschnitt werden die in der Symmetrieebene ermittelten Reynolds-Flüsse und -Spannungen der JCF-Konfiguration *E4* exemplarisch diskutiert. Diese werden dimensionslos in der Abbildung 4.22 gezeigt. Dabei wurden die Schwankungen der Geschwindigkeit in x -Richtung v'_x mit der maximalen Geschwindigkeit des Crossflows U_{Max} und die Schwankungen der Geschwindigkeit in z -Richtung v'_z mit der zweifachen volumetrischen Geschwindigkeit des Jets entdimensioniert. Letztere entspricht der maximalen Geschwindigkeit einer laminaren Strömung in einem Rohr und stellt somit die maximale Geschwindigkeit des Jets $U_{\text{max,j}}$ dar. In dieser Abbildung wird durch eine schwarze gestrichelte Linie die laminar-turbulente Transition der Strömung dargestellt, die im Abschnitt 4.3.3.2 diskutiert wird.

4 Ergebnisse und Diskussion

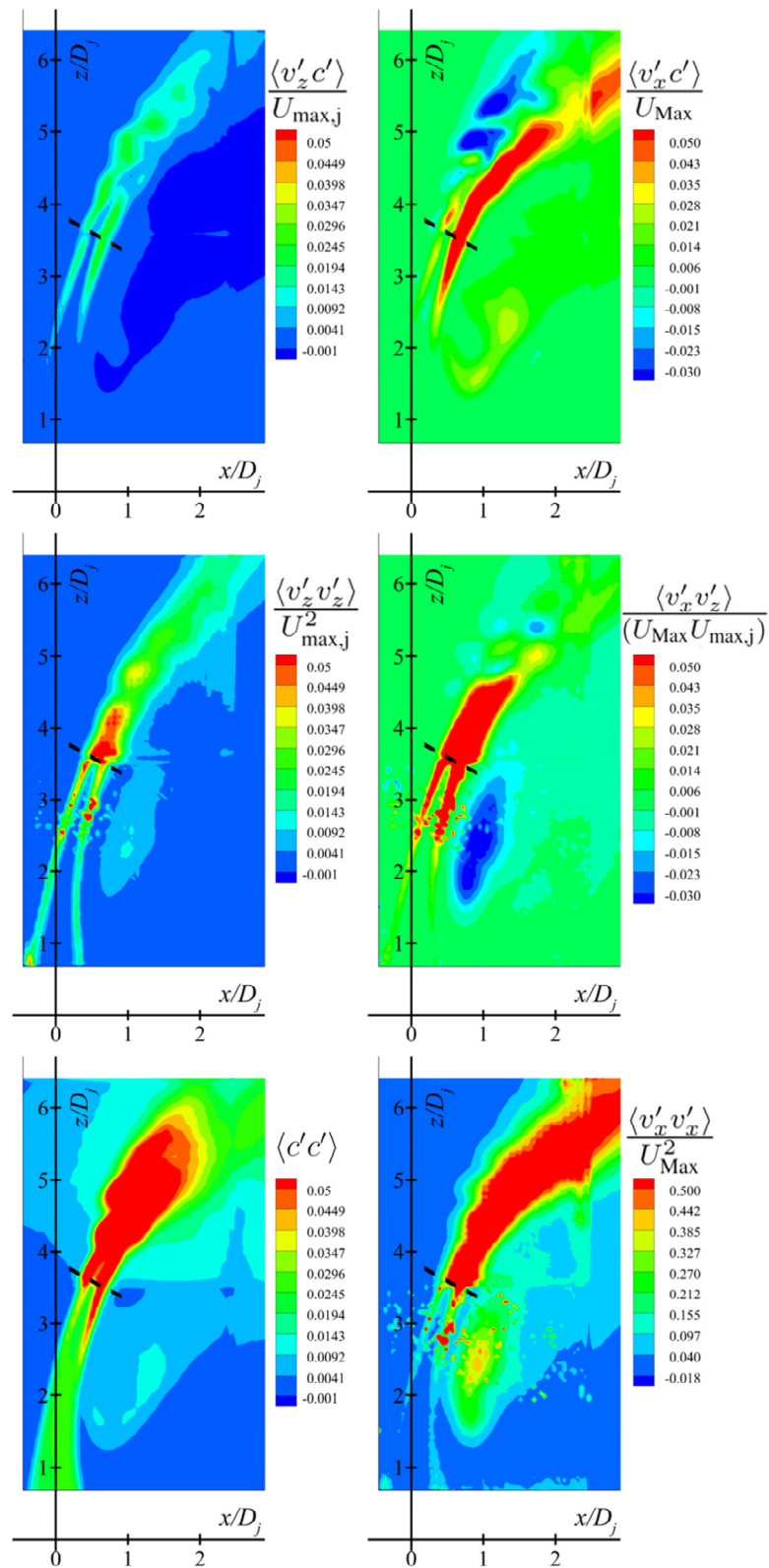


Abbildung 4.22: Zweidimensionale Felder der entdimensionierten Turbulenz-Größen in der Symmetrieebene $y = 0$ des Turbulenz-Falles E4. Gestrichelte Linien in den verschiedenen Feldern markieren die Transitionsstelle zwischen laminarer und turbulenter Strömung.

Es ist zu berücksichtigen, dass eine quantitative Analyse der Turbulenz-Größen durch die in den Abschnitten 4.1.2.3 und 4.1.2.4 beschriebene Messunsicherheit beeinträchtigt wird. Dies ist in der Abbildung daran zu erkennen, dass Konzentrationsschwankungen im Jet-Kern ($0,5 < z/D_j < 2,5$ und $x/D_j \approx 0$) ermittelt werden, Schwankungen aber weder bei den Korrelationen der Reynolds-Flüsse $\langle v'_x c' \rangle / U_{\text{Max}}$ bzw. $\langle v'_z c' \rangle / U_{\text{max,j}}$ noch bei den Reynolds-Spannungen $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$, $\langle v'_x v'_z \rangle / (U_{\text{Max}} U_{\text{max,j}})$ und $\langle v'_z v'_z \rangle / U_{\text{max,j}}^2$ auftreten. Das könnte darauf hindeuten, dass anstatt der Konzentrationsschwankungen im Jet-Kern Schwankungen des Fluoreszenzsignals nachgewiesen wurden, die nicht den Schwankungen der Jet-Strömung bzw. der Konzentration des dem Jet beigefügten molekularen Tracers entsprechen.

In dem in der Abbildung dargestellten Bereich wird die Jet-Strömung nicht nur durch die Konzentration des molekularen Tracers c , sondern auch durch die Komponente der Geschwindigkeit in z -Richtung v_z charakterisiert. Deswegen wurde $U_{\text{max,j}}$ und nicht U_{Max} als Maß für die Entdimensionierung von v'_z verwendet. In diesem Zusammenhang beschreiben die Konzentrationsschwankungen den turbulenten Stofftransport und die Geschwindigkeitsschwankungen in z -Richtung den Impulsaustausch des Jets.

Der Abbildung ist auch zu entnehmen, dass die heftigsten Schwankungen im Allgemeinen in der Scherschicht beider Strömungen auftreten, was den turbulenten Austausch zwischen Jet und Crossflow belegt. Dabei ist eine Ähnlichkeit der Strukturen und ihrer Intensitäten sowohl zwischen den dimensionslosen Korrelationen $v'_z c'$ und $v'_z v'_z$ als auch zwischen den Korrelationen $v'_x c'$ und $v'_x v'_z$ zu erkennen. Das kann auf die Tatsache zurückgeführt werden, dass das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Medium, Luft, eine ungefähr eins betragende Schmidt-Zahl Sc_{Luft} besitzt – $Sc_{\text{Luft}} = \nu_{\text{Luft}} / D_{\text{Luft}} = \text{ca. } 0,7$. Letztere deutet auf eine Ähnlichkeit dieser Korrelationen hin und führt zu einem leicht intensiveren Stoff- als Impulsaustausch, so wie bei den $v'_x c'$ - bzw. $v'_x v'_z$ -Korrelationen an der Windseite des Jets auch zu erkennen ist. Dennoch fällt in diesem Zusammenhang auf, dass die Korrelationen $v'_z v'_z$ bzw. $v'_x v'_z$ jeweils größer als $v'_z c'$ bzw. $v'_x c'$ sind. Dies ist hauptsächlich entlang der Trajektorie des Jets an dessen Nachlaufseite und unmittelbar nach der Stelle des laminar-turbulenten Übergangs zu erkennen. Dieses in Bezug auf die Überlegung zur Schmidt-Zahl unstimmmige Verhalten ist auch den Simulationen DNS2 und DNS3 von Denev et al. [116, 117] und den experimentellen Ergebnissen von Su und Mungal [12], deren gewählte Einströmbedingungen mit einem niedrigen Turbulenzniveau ($Re_\infty = \text{ca. } 12.000$ und $Re_j = \text{ca. } 5.000$) den im Rahmen dieser Arbeit gewählten Einströmbedingungen ähneln, zu entnehmen. Es könnte möglicherweise dadurch erklärt werden, dass c normalisiert ist, während v_z nur entdimensioniert ist. Aus diesem Grund kann die Brauchbarkeit

4 Ergebnisse und Diskussion

des direkten Vergleiches dieser beiden Größen angezweifelt werden. Einen weiteren Hinweis dazu liefern Cárdenas et al. [118], die eine JCF-Konfiguration unter hoch-turbulenten Bedingungen ($Re_\infty = \text{ca. } 50.000$ und $Re_j = \text{ca. } 20.000$) untersuchten. Sie berichten, dass die Beträge der Reynolds-Flüsse in diesem Gebiet die der Reynolds-Spannungen übertreffen, was eher zur Definition der Schmidt-Zahl Sc passt.

Zudem sind die größten Werte der den Jet beschreibenden Variablen bei der Varianz der Konzentration $\langle c'c' \rangle$ zu erkennen. D.h., dass $\langle c'c' \rangle > \langle v'_z v'_z \rangle / (U_{\text{max,j}}^2) > \langle v'_z c' \rangle / U_{\text{max,j}}$. Das lässt sich dadurch erklären, dass c' in dieser Region unmittelbar nach der Transitionsstelle die Variationen der Jet-Strömung sowohl in der z - als auch in der x -Richtung repräsentieren kann. Es ist auch zu erkennen, dass die Korrelation $\langle v'_x v'_x \rangle / U_{\text{Max}}^2$ die größten Werte liefert, was den wichtigen Impulsaustausch Jet-Crossflow widerspiegelt, der in der Scherschicht beider Strömungen bzw. in den Ringförmigen Wirbeln (siehe Abschnitt 2.3.2) auftritt.

Darüber hinaus kann man der Abbildung 4.22 entnehmen, dass die Korrelationen zwischen v'_x und c' bzw. v'_x und v'_z neben den oben erwähnten ähnlichen Strukturen sowohl negative als auch positive Werte an der Windseite bzw. Nachlauf-Seite des Jets aufweisen. Dies passt zu den in den Abbildungen 4.6 (Mitte) und 4.7 (unten) dargestellten Reynolds-Flüssen bzw. den Reynolds-Spannungen. Dabei spielt der Richtungswechsel der Geschwindigkeitskomponenten in x - bzw. in z -Richtung eine maßgebende Rolle, wie in der Abbildung 4.23 sichtbar wird.

In dieser Abbildung wird exemplarisch ein Bildausschnitt der Symmetrieebene von JCF-Fall *E4* gezeigt. Das Graustufenbild im Hintergrund zeigt eine momentane Einzel-Aufnahme der laserinduzierten Fluoreszenz. Die darüber eingezeichneten Vektoren stellen die momentanen Geschwindigkeitsschwankungen in x - und z -Richtung v'_x bzw. v'_z dar. Die Kontur-Linien zeigen die Regionen, in denen die Korrelationen $v'_x c'$ und $v'_x v'_z$ negativ, blau – an der Windseite – und positiv, rot – an der Nachlauf-Seite des Jets – sind. Aus dem Fluoreszenzsignal sind momentane Wirbelstrukturen an beiden Seiten des Jets zu erkennen, die charakteristisch für diese Bereiche sind. Die hellen Stellen, die in der Abbildung mit B und C gekennzeichnet sind, stellen im Prinzip aus praktisch reinem Jet-Stoff gebildete Strukturen dar. Sie besitzen eine aktuelle Jet-Konzentration c , die größer als die korrespondierenden zeitlich gemittelten Konzentrationen für diese Stellen $\langle c \rangle$ ist. Somit wird sich hier ein positiver Schwankungswert der Konzentration $c' = c - \langle c \rangle$ ergeben. Dagegen bestehen ganz dunkle Stellen, wie beispielsweise A und D, aus wenig oder überhaupt keinen Jet-Stoffen. Folglich werden an diesen Stellen die momentanen Jet-Konzentrationen kleiner ausfallen als die korrespondierenden zeitlich gemittelten. Daraus folgt, dass $c' < 0$ ist.

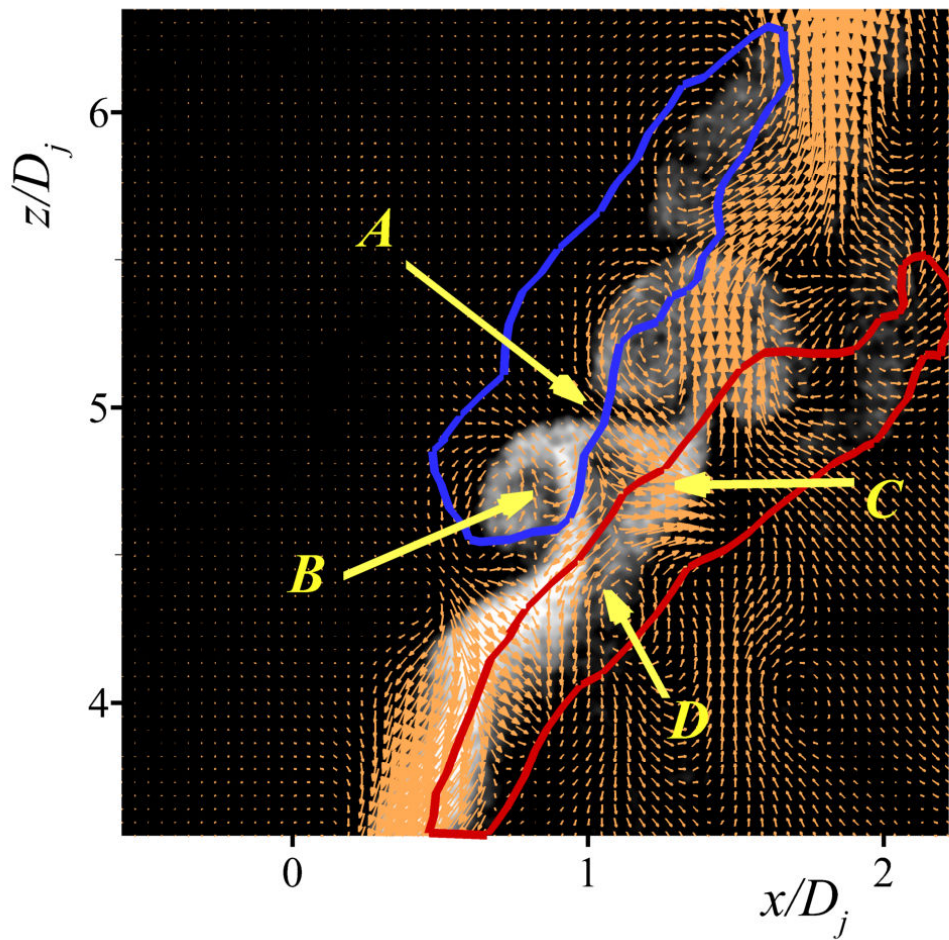


Abbildung 4.23: Visualisierung der Kontur des Gebietes mit negativen (blau) und positiven (rot) $v'_x c'$ - bzw. $v'_x v'_z$ -Korrelationen auf einer exemplarischen momentanen Fluoreszenz-Aufnahme (Graustufen) des JCF-Falles *E4*. Die Vektoren stellen die momentanen Geschwindigkeitsschwankungen mit den Komponenten v'_x und v'_z dar.

4 Ergebnisse und Diskussion

Bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Koordinaten-Konvention werden die aus den Wirbelstrukturen verursachten Geschwindigkeitsschwankungen in x -Richtung positiv nach rechts und in z -Richtung positiv nach oben dargestellt. An den mit A und C gekennzeichneten Stellen sind die Schwankungen der Geschwindigkeit in x -Richtung also positiv, während sie bei B und D negativ sind. Dagegen sind die jeweiligen Schwankungen der Geschwindigkeit in z -Richtung positiv bei B und C und negativ bei A und D. Aus diesem Grund sind die resultierenden Korrelationen zwischen v'_x und c' bzw. v'_x und v'_z negativ bei A und B und positiv bei C und D. Dieses Verhalten wird in Cárdenas et al. [112] diskutiert.

4.3.3 Einfluss der Anfangsbedingungen auf eine JCF-Konfiguration

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse im Hinblick auf die Mischgüte in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen einer JCF-Konfiguration diskutiert. Für die Untersuchung dieser Zusammenhänge wurde einerseits die Jet-Strömung mit einem Drall behaftet und andererseits das Turbulenz-Niveau bzw. die Reynolds-Zahl beider Strömungen so variiert, dass das Geschwindigkeitsverhältnis unverändert blieb.

4.3.3.1 Einfluss der Verdrallung des Jets auf die Vermischung in einer JCF-Konfiguration

Um die Wirkung einer drallbehafteten Strömung auf die Mischgüte einer JCF-Konfiguration zu untersuchen, wurde die Jet-Strömung mit der im Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Dralldüse verdrallt. Der Grund hierfür war, dass Drallströmungen häufig in Strahlmischer-Konfigurationen, wie z.B. bei Ventilationssystemen und Verbrennungsprozessen, eingesetzt werden, um das Mischen zu intensivieren – siehe hierzu Abschnitt 2.1.6.

Die in diesem Zusammenhang untersuchten drallbehafteten JCF-Konfigurationen: $D1 - D6$ werden im Vergleich zum Referenzfall $E1$ in der Tabelle 4.5 zusammengestellt. Dabei stellen Re_∞ , r und MR die im Abschnitt 2.3.1 eingeführten charakteristischen Kennzahlen der Strömungskonfiguration dar, wobei Re_∞ die Reynolds-Zahl des Crossflows, r das Geschwindigkeits- und MR das Massenstromverhältnis Jet zu Crossflow bezeichnen. S steht für die theoretische Drallzahl des Jets und e , n und A_k für die Geometrie des Jets bzw. der Dralldüse, die die Jet-Strömung verdrallt. Hierbei entsprechen D_j , e , n und A_k jeweils dem

Tabelle 4.5: Untersuchte drallbehaftete JCF-Konfigurationen.

Fall	Re_∞	r	MR	S	D_j [mm]	e	n	A_k [mm ²]
<i>E1</i>	3.000	3	$1,28 \times 10^{-02}$	0,0	8.0	–	–	–
<i>D1</i>	3.000	3	$1,28 \times 10^{-02}$	0,2	8.0	0,8	6	48,0
<i>D2</i>	3.000	3	$1,28 \times 10^{-02}$	0,4	8.0	1,5	6	48,0
<i>D3</i>	3.000	3	$1,28 \times 10^{-02}$	0,6	8.0	2,3	6	48,0
<i>D4</i>	3.000	4	$1,28 \times 10^{-02}$	0,4	6,9	1,7	6	48,0
<i>D5</i>	3.000	6	$1,28 \times 10^{-02}$	0,4	5,7	1,4	6	31,2
<i>D6</i>	3.000	8	$1,28 \times 10^{-02}$	0,4	4,9	0,7	6	13,2

Austrittsdurchmesser des Jets und der Exzentrizität, der Anzahl und der Querschnittsfläche der Tangentialkanäle, vergleiche dazu Gleichung 3.2 im Abschnitt 3.1.3.

Abbildung 4.24 zeigt die aus der Vermessung der mittleren Ebene des Kanals ($y = 0$) resultierenden Stromlinientrajektorien der verschiedenen in Tabelle 4.5 dargestellten Konfigurationen. Um eine dimensionslose Darstellung in dieser Abbildung zu erhalten, wurden die entsprechenden x - und y -Koordinaten mittels eines Referenzdurchmessers $D_j^{\text{Ref}} = 8$ mm entdimensioniert. Als Stromlinientrajektorie wird hier die Trajektorie der Stromlinie definiert, die im Koordinatenursprung $(x/D_j, y/D_j, z/D_j) = (0, 0, 0)$ ihren Anfang hat. Da in der Praxis PIV-Messungen am Koordinatenursprung nur mit großem Aufwand realisierbar sind⁵, wurde die Trajektorie derjenigen Stromlinie, die bei $x/D_j = 0$ und bei der niedrigsten z/D_j -Koordinate der entsprechenden Messung entsteht, als Stromlinientrajektorie des Jets festgelegt. Dieser Vorgang ist durchführbar, da alle Stromlinien, die um die gewählte Ursprungsstelle entstehen, nach der Krümmung des Jets (Fernbereich) in Richtung des Crossflows (x -Richtung) konvergieren.

Wie der Abbildung 4.24 zu entnehmen ist, nimmt die Eindringtiefe der Jet-Strömung in den Crossflow insbesondere auch im Vergleich zum unverdrallten Fall stark ab, wenn sowohl der Austrittsdurchmesser des Jets D_j als auch das Geschwindigkeitsverhältnis r konstant gehalten werden und gleichzeitig die Drallstärke erhöht wird. Dies ergibt sich aus dem Vergleich der Konfigurationsfälle *E1* und *D1*, *D2* und *D3* in der Abbildung, die jeweils einer unverdrallten sowie einer drallbehafteten JCF-Konfiguration mit $S = 0,2$; $0,4$ und $0,6$ und einem Austritts-

⁵ Der Grund hierfür liegt darin, dass der Koordinatenursprung sich an der Austrittsebene des Jets (vergleiche Abbildung 3.28) befindet, wo eine geeignete optische Zugänglichkeit sowie die Herstellung eines ausreichenden Signal/Rauschen-Verhältnisses praktisch unmöglich sind.

4 Ergebnisse und Diskussion

durchmesser von 8 mm entsprechen. Dieser Umstand ist im Hinblick auf die Zielsetzung einer möglichst guten Vermischung nachteilig.

Die Abnahme der Eindringtiefe des Jets mit zunehmender Drallzahl ist auch von Denev et al. [48] diskutiert worden. Sie lässt sich dadurch erklären, dass die tangential Geschwindigkeitskomponente der Jet-Strömung mit zunehmender Drallzahl zunimmt bei gleichzeitiger Abnahme der axialen Geschwindigkeitskomponente und daher der Crossflow die Jet-Strömung einfacher bzw. früher umlenken kann, was eine direkte Wirkung auf die Eindringtiefe des Jets hat.

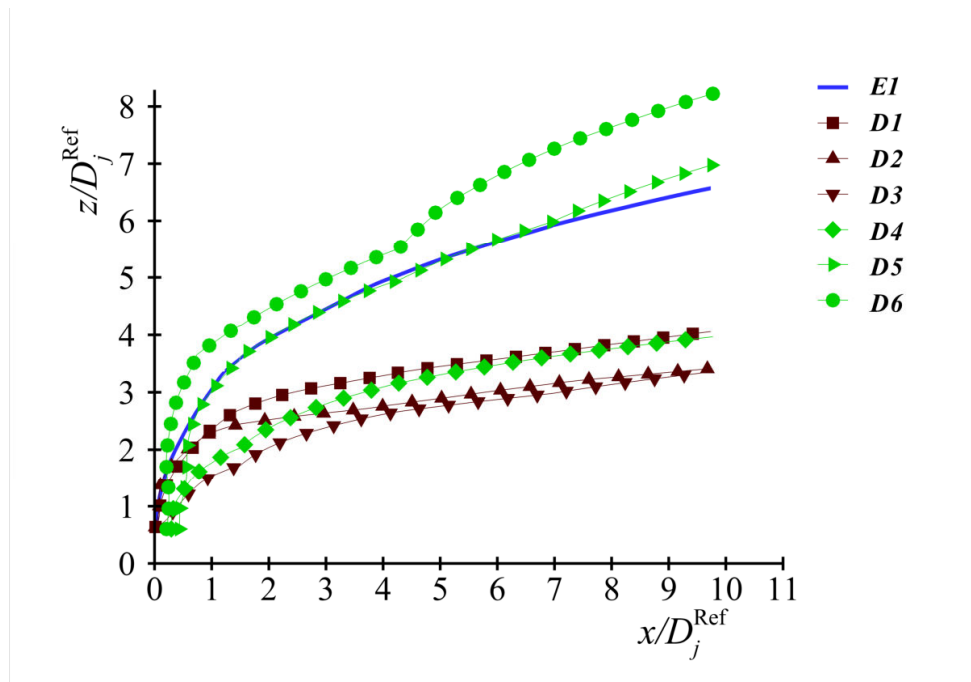


Abbildung 4.24: Stromlinientrajektorien der in Tabelle 4.5 zusammengestellten JCF-Konfigurationen.

Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die Vermischung positiv beeinflusst werden kann, wenn die drallbehaftete Jet-Strömung den Crossflow so tief wie beim nicht verdrallten Fall penetriert. Hierbei würde auch im verdrallten Fall die gesamte Querschnittsfläche des Crossflows für den Mischvorgang zur Verfügung stehen. Demzufolge wurde das Geschwindigkeitsverhältnis r so erhöht, dass die Trajektorie des drallbehafteten Jets mit der entsprechenden Trajektorie des nicht verdrallten Falls vergleichbar war. Um die damit einhergehende Änderung im Durchsatz der Jet-Strömung zu vermeiden, wurde der Austrittsdurchmesser der Dralldüse entsprechend reduziert (vergleiche Fälle $D4$, $D5$ und $D6$ in Tabelle 4.5 und Abbildung 4.24). Eine mit dem unverdrallten Fall $E1$ vergleichbare Trajektorie unter Beibehaltung des Durchsatzes wurde für den Fall $D5$ erhalten.

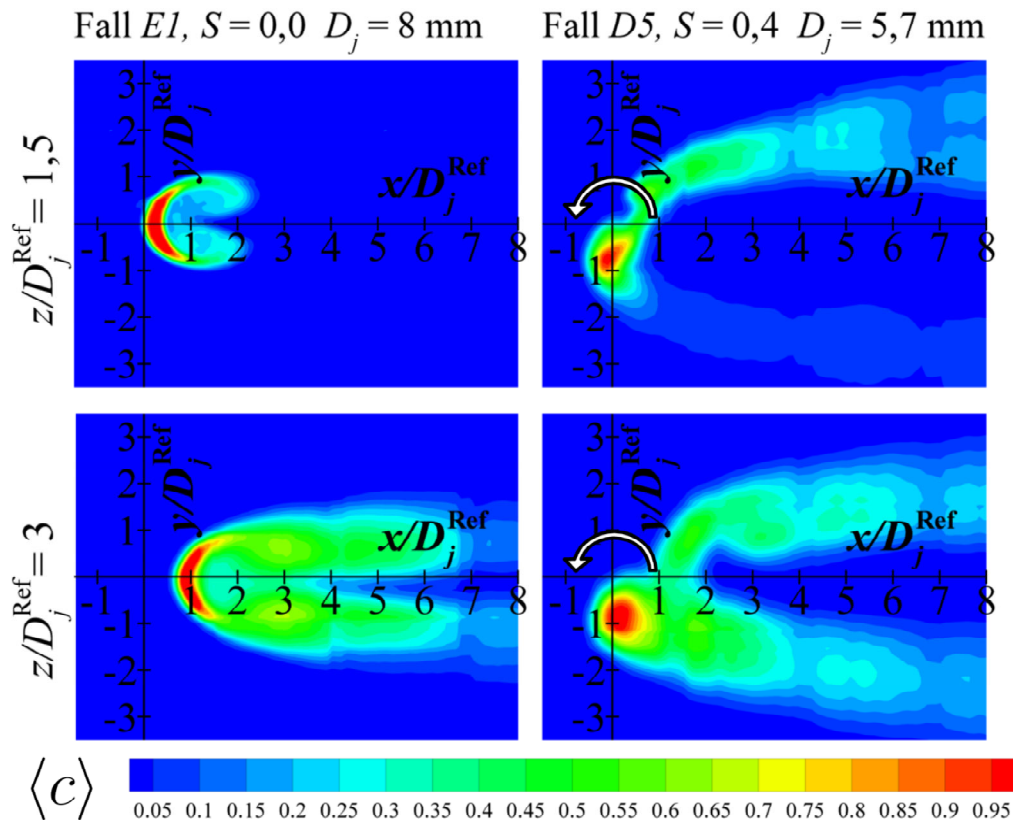


Abbildung 4.25: Mittlere normierte Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ für die drallfreie Konfiguration *E1* (linke Spalte) und die drallbehaftete Konfiguration *D5* (rechte Spalte) bei $z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ (12 mm, oben) und 3 (24 mm, unten). $D_j^{\text{Ref}} = 8$ mm entspricht dem Jetdurchmesser des Referenzfalls *E1*.

Abbildung 4.25 zeigt einen Vergleich der drallfreien Konfiguration *E1* (linke Spalte) und der drallbehafteten Konfiguration *D5* (rechte Spalte) in Bezug auf die zeitlich gemittelte, normierte Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ im Crossflow. Dabei wurden die Messungen auf zwei verschiedenen xy -Messebenen: bei $z = 12$ und 24 mm ($z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ und 3) vorgenommen.

Auf dieser Abbildung ist zu erkennen, dass sich der Jet-Kern (identifiziert anhand der unvermischten Jet-Konzentration) bei der drallbehafteten JCF-Konfiguration nicht mehr mittig im Kanal befindet. D.h., die verdrallte Jet-Strömung zeigt sich zu der Seite verschoben, die sich mit dem Crossflow dreht. Dies lässt sich durch den sogenannten Magnus-Effekt erklären. Hierbei ist die Strömungsgeschwindigkeit auf dieser Seite des verdrallten Jets größer als auf der anderen Seite, in der die Jet-Strömung in Gegenrichtung zum Crossflow dreht. An dieser letzteren Stelle ist ein höherer Druck zu finden als an der Stelle, an der der verdrallte Jet parallel zum Crossflow fließt. Diese Variation des Druckfeldes verursacht die Verschiebung der Jet-Strömung auf die Seite mit dem kleineren Druck. In Bezug auf die Vermischung ist dieser Abbildung zu entnehmen, dass auf der niedrigen Messebene ($z = 12$ mm) an der größeren Fläche der Kon-

4 Ergebnisse und Diskussion

zentrationverteilung des drallbehafteten Jets eine intensivere Vermischung beider Strömungen in der verdrallten gegenüber der unverdrallten Konfiguration zu erkennen ist. Abgesehen davon zeigt die drallfreie Konfiguration auf der höheren Messebene ($z = 24$ mm) eine merkliche Vergrößerung der Konzentrationsverteilung des Jets im Vergleich zur tieferen Messebene. Für den drallbehafteten Fall ist diese Zunahme weniger ausgeprägt.

Die beobachtete Tendenz, dass beim Mischvorgang in einer drallbehafteten JCF-Konfiguration auf der tieferen Ebene im Unterschied zur drallfreien Konfiguration eine deutlich intensivere Vermischung auftritt, wurde auch quantitativ anhand des Mischungsindex „*spatial mixing deficiency*“ – *SMD* – (siehe Abschnitt 2.2.2) belegt. Abbildung 4.26 zeigt die entsprechenden *SMD*-Werte für beide Konfigurationen (*E1* und *D5*) und beide Messebenen ($z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ und 3), die in Abbildung 4.25 dargestellt sind. Die für die Berechnung des *SMD*-Indexes erforderliche Fläche wurde zwischen $-1 \leq x/D_j^{\text{Ref}} \leq 8$ und $-3,5 \leq y/D_j^{\text{Ref}} \leq 3,5$ gewählt. Diese Fläche entspricht den in der Abbildung 4.25 dargestellten Feldern der Konzentrationsverteilung des Jets. Sie wurde so gewählt, dass die Mischung in der Region, in der beide Strömungen interagieren, betrachtet werden kann. Es ist hier zu beachten, dass sich üblicherweise verschiedene *SMD*-Werte für verschiedene Flächen-Größen ergeben, was für eine objektive und standardisierte Analyse der Mischgüte nicht geeignet ist. An der Abbildung 4.26 ist dennoch zu erkennen, dass die jeweiligen *SMD*-Werte beider Messebenen auf eine intensivierte Vermischung beim verdrallten Fall hindeuten (kleinere *SMD*-Werte). Allerdings ist diese Steigerung bei $z/D_j^{\text{Ref}} = 3$ nicht mehr erheblich, und die entsprechenden *SMD*-Werte beider Konfigurationen ähneln sich sehr.

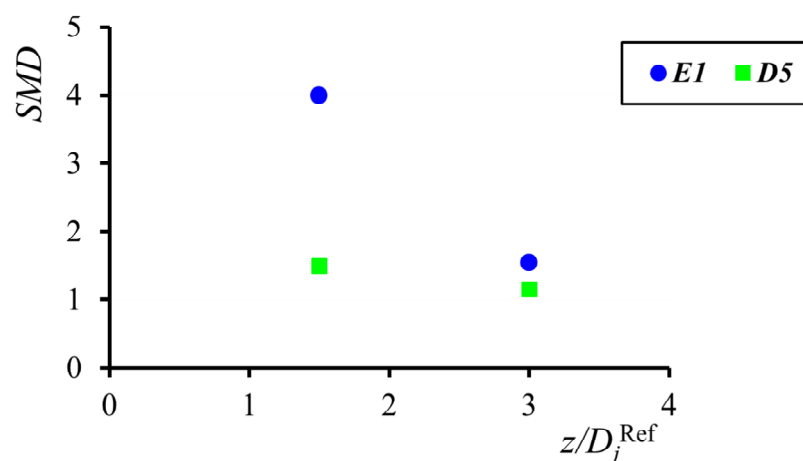


Abbildung 4.26: Räumlicher Mischungsindex – *SMD* – auf den horizontalen Messebenen $z/D_j^{\text{Ref}} = 1,5$ und 3 für JCF-Konfigurationen *E1* und *D5* (aus der Tabelle 4.5).

Dieses Verhalten ist der Beeinträchtigung des CRVPs im verdrahten Fall zuzuschreiben. Das CRVP stellt eine für Transportphänomene bzw. für Vermischungen maßgebliche Struktur einer JCF-Konfiguration dar (vergleiche Abschnitt 2.3.2), welche direkt am Austritt des Jets noch nicht vollständig entwickelt ist. Diese ist erst nach einer gewissen Entfernung entlang der Trajektorie des Jets (Fernbereich), die einem Vielfachen des Jetdurchmessers entspricht und ab der letztendlich das Strömungsfeld der Jet-Strömung dominiert, voll ausgebildet [6, 7].

4.3.3.2 Einfluss des Turbulenz-Niveaus der eintretenden Strömungen auf die Vermischung in einer JCF-Konfiguration

Zur Untersuchung der Wirkung des Turbulenz-Niveaus bzw. der Reynolds-Zahl auf die Mischgüte in einer JCF-Konfiguration wurden zwei ähnliche JCF-Konfigurationen mit unterschiedlichen Reynolds-Zahlen gewählt: JCF-Fälle *E2* und *E3* aus der Tabelle 4.1. Wie man dieser Tabelle entnehmen kann, gelten für die Jet-Strömung in diesen Konfigurationen laminare Bedingungen, da die korrespondierenden Reynolds-Zahlen des Jets bei beiden Konfigurationen kleiner als 2.300 sind. Im Gegensatz dazu hat der Crossflow in diesen beiden Konfigurationen eine Reynolds-Zahl größer als 2.300. Dennoch werden wegen der vor der Messstrecke positionierten Beruhigungsstrecke und Düse zur Kontraktion – vergleiche dazu Abschnitt 3.1 – die Fluktuationen dieser Strömungen minimiert, sodass die gemessene Turbulenzintensität bei beiden Crossflow-Strömungen unter 1,2 % liegt. Letzteres deutet darauf hin, dass die untersuchten Crossflow-Strömungen auch als „laminare“ Strömungen zu betrachten sind.

Um das zu überprüfen, wurden Rauch-Visualisierungen des Crossflows bei $Re_\infty = 4.120$ und 8.240 ohne Jet-Strömung durchgeführt, in denen der Crossflow ganz stabil und homogen aussah. Dementsprechend sind hierbei die Einstrombedingungen sowohl des Jets als auch des Crossflows für die betrachteten JCF-Fälle *E2* und *E3* als „laminare Bedingungen“ zu betrachten. Denev et al. nehmen bei den Simulationen DNS2 und DNS3 ebenfalls laminare Bedingungen als die Randbedingungen der eintretenden Strömungen an.

Abbildung 4.27 zeigt in der linken Spalte momentane zweidimensionale NO_2 -LIF-Aufnahmen in der Symmetrieebene $y = 0$ der experimentell untersuchten Fälle *E2* (oben) und *E3* (unten). Korrespondierende momentane Ergebnisse der Simulationen DNS2 und DNS3 sind in der rechten Spalte dieser Abbildung dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass die Jet-Strömung für beide untersuchte Turbulenz-Niveaus ganz stabil und homogen in den Crossflow eintritt, sowohl bei den Experimenten als auch bei den Simulationen. Erst nach einigen Jet-Durchmessern stromabwärts des Jet-Austritts folgen beide Strömungen wegen ihrer Interaktion bzw. der Wirkung der

4 Ergebnisse und Diskussion

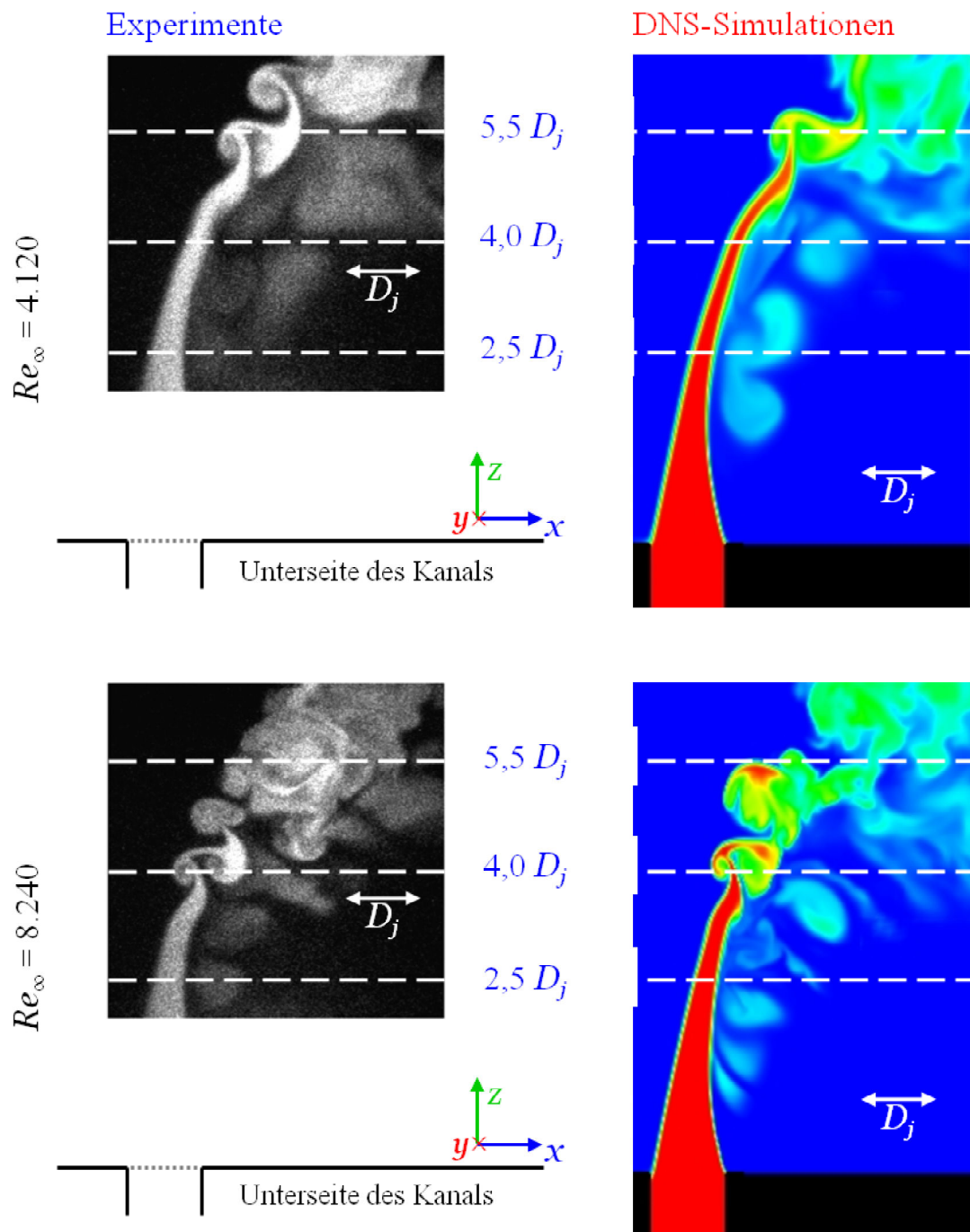


Abbildung 4.27: Momentane zweidimensionale NO₂-LIF Aufnahmen (linke Spalte) und Darstellungen der Verteilung einer skalaren Größe aus den DNS-Simulationen von Denev et al. (rechte Spalte) in der Symmetrieebene ($y/D_j = 0$) für die JCF-Fälle E2 (oben) und E3 (unten). Die gestrichelten Linien stellen die horizontalen Messebenen bei $z/D_j = 2,5; 4,0$ und $5,5$ dar.

Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten – siehe Abschnitt 2.3.2 – dem Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung, der im Fall der kleinen Reynolds-Zahl $E2$ erwartungsgemäß später auftritt als im Fall der höheren Reynolds-Zahl $E3$. Er befindet sich bei dem JCF-Fall $E2$ zwischen dem 4. und 5. Jet-Durchmesser entlang der Jet-Trajektorie, während er beim JCF-Fall $E3$ zwischen dem 3. und 4. Jet-Durchmesser sichtbar wird. Dies lässt sich durch das höhere Instabilitätsniveau beim Fall $E3$ erklären.

Dieselbe Tendenz ist auch in den numerischen Ergebnissen zu finden, wobei in beiden Turbulenz-Fällen eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten zu erkennen ist. Diese Übereinstimmung ist bei den ausgewählten Zeiten (der Experimente und der Simulation) der in Abbildung 4.27 gezeigten experimentellen LIF-Aufnahmen und simulierten 2d-Plots zu sehen. Hierbei stimmen sowohl die an der Windseite gebildeten Wirbel-Strukturen, die RLV – vergleiche dazu Abschnitt 2.3.2 –, als auch die geneigten großskaligen Strukturen, die an der Nachlauf-Seite der Jet-Strömung zu sehen sind, überein. Weiterhin erkennt man, dass die Wirbelstrukturen bei $Re_\infty = 8.240$ kleiner als bei $Re_\infty = 4.120$ sind, was die Gleichung 2.20 erwarten lässt. Hierbei nimmt das Mikromaß oder die Kolmogorov-Länge L_K mit steigender turbulenter Reynolds-Zahl Re_t ab, sodass das Spektrum der Turbulenzwirbel breiter wird. Hingegen ist das integrale Längenmaß L_Λ (größter Wirbel), das nur von den geometrischen Gegebenheiten abhängt, konstant geblieben.

Aus einer Analyse der gesamten Stichprobe der realisierten LIF-Aufnahmen für jeden JCF-Fall – 1.500 Bilder – ist ebenfalls zu erkennen, dass die Position der Transition entlang der Jet-Trajektorie zeitlich stromauf- und stromabwärts fluktuiert. Die Region, in der die Oszillation im Trajektorienweg der Transitionsstelle stattfindet, ist ca. $1,3 D_j$ lang für $E2$ und $0,7 D_j$ lang für $E3$. Eine mittlere Position der Transitionsstelle ergibt sich aus der Mittelung der LIF-Aufnahmen bzw. aus den 2d-Plots der gemittelten Konzentrationsverteilung, wie Abbildung 4.28 zeigt.

In der linken Spalte dieser Abbildung werden die aus den 1.500 Bildern resultierenden, gemittelten LIF-Aufnahmen für $E2$ (oben) und $E3$ (unten) gezeigt, während die berechneten 2d-Plots der zeitlich gemittelten Konzentration des Jets aus DNS2 (oben) und DNS3 (unten) in der rechten Spalte der Abbildung dargestellt werden. In allen vier Plots wurde die geschätzte Transitionsstelle durch eine Linie gekennzeichnet. Hierfür wurde die Position, an der die Jet-Strömung stark zu divergieren anfängt, gewählt. Gleichzeitig wird an dieser Stelle die Jet-Konzentration in ihrem Kern gesenkt. Dies ist auch die Stelle, an der die in Abbildung 4.22 dargestellten Schwanungskorrelationen intensiver werden. Für die kleinere Reynolds-Zahl $Re_\infty = 4.120$ wurde die

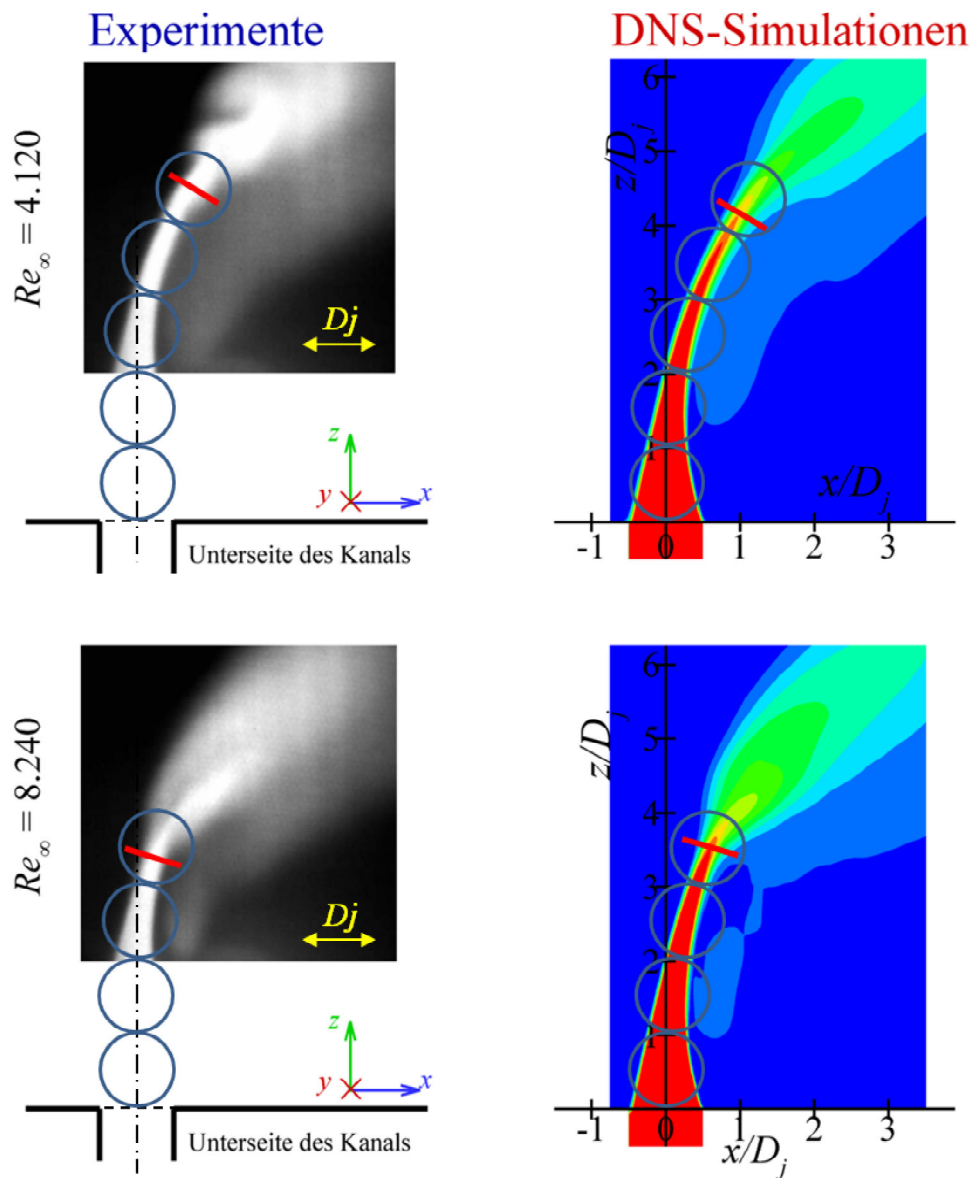


Abbildung 4.28: Gemittelte zweidimensionale NO_2 -LIF Aufnahmen (linke Spalte) und Darstellungen der Verteilung der mittleren Konzentration aus den DNS-Simulationen von Denev et al. (rechte Spalte) in der Symmetrieebene ($y/D_j = 0$) für die Turbulenz-Fälle $Re_\infty = 4.120$ (oben) und 8.240 (unten).

Transitionsstelle bei einer s -Koordinate entlang der Jet-Trajektorie von $s = 4,5 D_j$ (Experimente) und $s = 4,4 D_j$ (DNS) gefunden, während sie für $Re_\infty = 8.240$ bei $s = 3,4 D_j$ (Experimente) und $3,51 D_j$ (DNS) lag.

Eine derartige Transitionsanalyse wurde in der Literatur bisher nur bei Cárdenas et al. [112] gefunden, sodass ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit beobachteten laminar-turbulenten Transition mit den Ergebnissen anderer Autoren nicht möglich war.

Die drei in Abbildung 4.27 verzeichneten gestrichelten Linien stellen die horizontalen Messebenen bei $z/D_j = 2,5$; $4,0$ und $5,5$ dar, die ausgewählt wurden, um den Mischvorgang auf beiden Turbulenz-Niveaus entlang der Trajektorie des Jets zu analysieren.

Die Jet-Strömung befindet sich in beiden Turbulenz-Fällen auf der niedrigsten Messebene $z/D_j = 2,5$ in einem stabilen Zustand. Bei $z/D_j = 4,0$ sieht die Strömung im Fall der kleineren Reynolds-Zahl $E2$ noch stabil aus, aber im Fall höherer Reynolds-Zahl $E3$ weist sie Instabilitäten auf. Schließlich ist die Strömung in beiden Fällen auf der höchsten ausgewählten Messebene $z/D_j = 5,5$ völlig instabil.

Abbildung 4.29 zeigt die ermittelten zweidimensionalen Felder der Turbulenzintensität in x -Richtung Tu_x [%] und die zweidimensionalen Felder der normierten, zeitlich gemittelten Jet-Konzentration im Crossflow $\langle c \rangle$, die für beide Turbulenz-Niveaus der Strömungen untersucht worden sind, sowohl experimentell (die beiden oberen Reihen) als auch numerisch (die beiden unteren Reihen). In der linken Spalte werden die Ergebnisse für $z/D_j = 2,5$ gezeigt, während in der mittleren und rechten Spalte die für $z/D_j = 4,0$ und $z/D_j = 5,5$ abgebildet sind. Die Ergebnisse für $Re_\infty = 4.120$ werden in der oberen Hälfte des jeweiligen zweidimensionalen Feldes dargestellt, während die Ergebnisse für $Re_\infty = 8.240$ sich jeweils in der unteren Hälfte befinden.

Anhand der Bilder ist festzustellen, dass die Turbulenzintensitätsfelder bei den Messungen generell eine merklich instabilere Strömung zeigen als bei den Rechnungen. Darüber hinaus sind bei $z/D_j = 2,5$ Diskrepanzen zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen zu beobachten, während es bei $z/D_j = 4,0$ und $5,5$ eine gute Übereinstimmung zwischen Messungen und Rechnungen gibt.

Der Abbildung ist auch zu entnehmen, dass ein schnellerer Abbau der Jet-Konzentration bei $Re_\infty = 8.240$ stattfindet⁶. Dies lässt sich durch das höhere Turbulenzniveau erklären und deutet

⁶ Hier ist wiederum zu beachten, dass die in der Skala dargestellten Beträge des mit „*“ gekennzeichneten Messfeldes (Jet-Konzentration $\langle c \rangle$) für $Re_\infty = 8.240$ sowohl bei den Experimenten wie bei den Simulationen bei

4 Ergebnisse und Diskussion

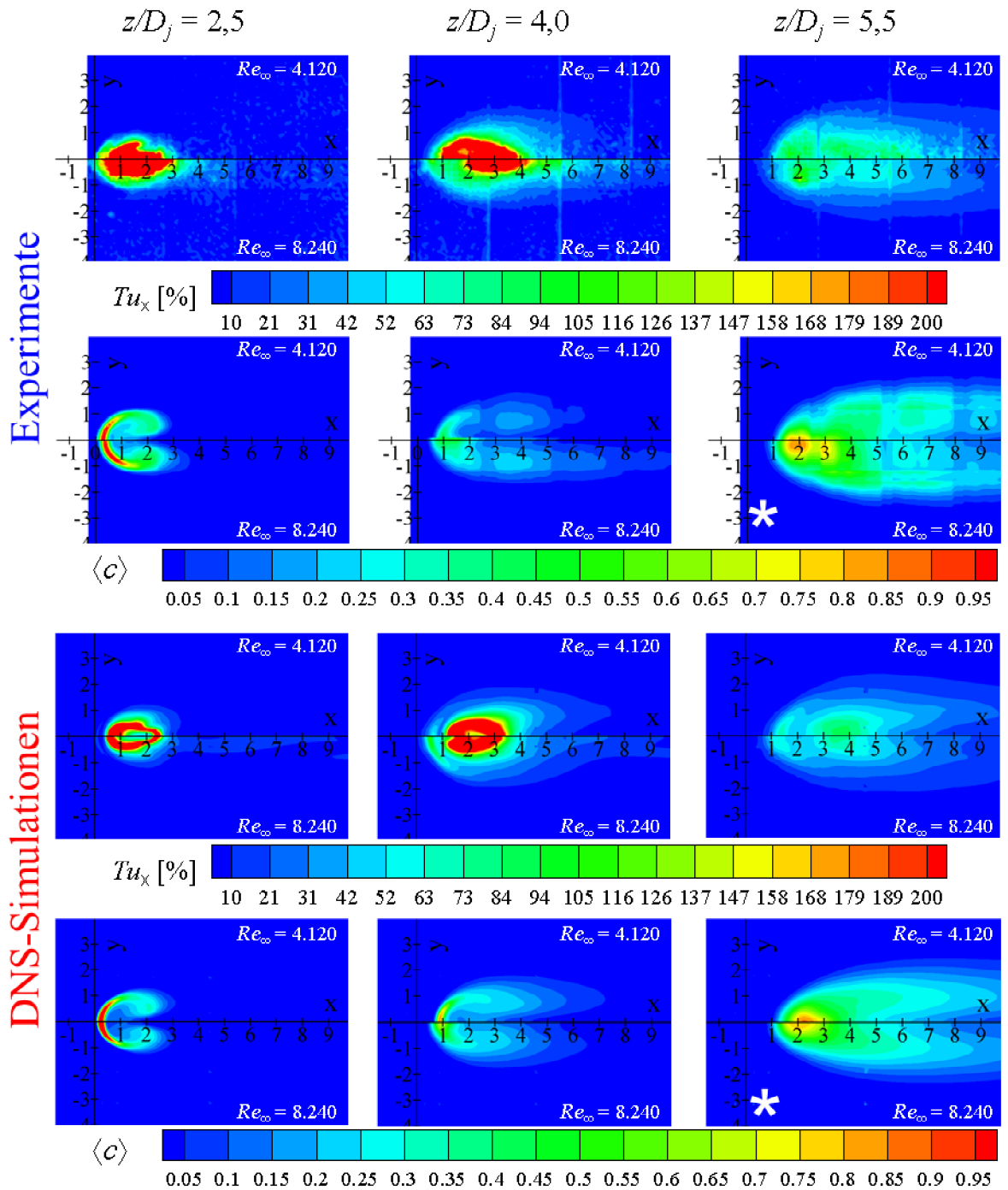


Abbildung 4.29: Experimentelle (die beiden oberen Reihen) und numerische (die beiden unteren Reihen) Ergebnisse der Turbulenzintensität in x -Richtung Tu_x [%] und der normierten, zeitlich gemittelten Jet-Konzentration $\langle c \rangle$ beider untersuchter Turbulenz-Niveaus, $Re_\infty = 4.120$ (obere Hälfte des jeweiligen zweidimensionalen Feldes) und $Re_\infty = 8.240$ (untere Hälfte des jeweiligen zweidimensionalen Feldes) bei $z/D_j = 2,5$ (linke Spalte), $4,0$ (mittlere Spalte) und $5,5$ (rechte Spalte).

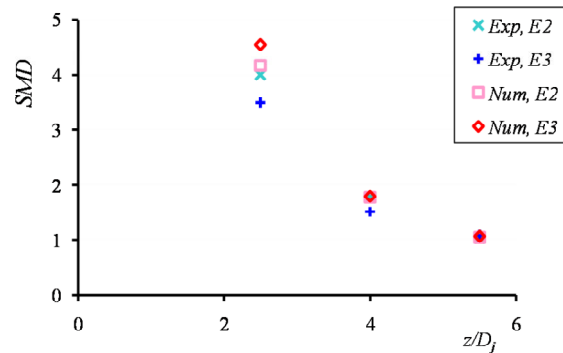


Abbildung 4.30: Räumlicher Mischungsindex – SMD – für die drei in Abbildung 4.27 dargestellten Messebenen für beide Turbulenz-Fälle $Re_\infty = 4.120$ und 8.240 (Exp : Experimente, Num : DNS-Simulationen von Denev et al.).

darauf hin, dass das höhere Turbulenzniveau eine Intensivierung des Mischvorgangs zwischen Jet-Strömung und Crossflow gewährleistet.

Der Abbildung 4.30 ist dann die erwähnte Intensivierung des Mischvorgangs zu entnehmen. Diese Abbildung zeigt einen Vergleich zwischen den SMD -Indizes – siehe Gleichung 2.38 –, die aus den Experimenten stammen, und den SMD -Indizes aus den DNS-Simulationen von Denev et al. [54, 116, 117] unter Berücksichtigung beider Turbulenz-Niveaus und der drei ausgewählten Messebenen (siehe Abbildung 4.27). Hier ist zu erkennen, dass die experimentellen Ergebnisse des JCF-Falles $E3$ eine bessere Vermischung (kleinere SMD -Werte) auf den ersten zwei Messebenen ($z/D_j = 2,5$ und $4,0$) zeigen als die Ergebnisse der Simulation DNS3. Damit finden sich Übereinstimmungen mit den höheren Turbulenzintensitäten, die bei den experimentellen Ergebnissen in Abbildung 4.29 zu erkennen sind. Wie schon oben erwähnt, stimmen die auf der niedrigsten Messebene gewonnenen experimentellen Ergebnisse nicht mit den entsprechenden numerischen Ergebnissen überein. In der Simulation ist die Strömung bei $z/D_j = 2,5$ für beide Turbulenz-Niveaus stabiler als bei den Experimenten, was zu einer Verringerung des Mischvorgangs im Bereich höherer Reynolds-Zahlen führt – siehe Abbildung 4.30. Dies ergibt sich als Konsequenz der inversen Proportionalität zwischen der Geschwindigkeit der Stoff-Übertragung und der Strömungsgeschwindigkeit und damit der Reynolds-Zahl im laminaren Zustand der Strömungen. Die in Abbildung 4.29 sichtbare ausgeprägte Turbulenzintensität Tu_x bei $z/D_j = 2,5$ kann nicht als ein Instabilitätsparameter interpretiert werden, da die Jet-Strömung sich bei kleineren Höhen über der Basisplatte des Kanals praktisch nur in z -Richtung

$z/D_j = 5,5$) mit einem Faktor 2 multipliziert wurden, um die gleiche Falschfarbendarstellung wählen zu können. Das gewährleistet die Vergleichbarkeit des Schwankungsspektrums dieser Felder mit dem der anderen Felder innerhalb der gleichen Spalte.

4 Ergebnisse und Diskussion

ausbreitet. Daher ist zum einen der Betrag von $\langle v_x \rangle / U_{\text{Max}}$ sehr klein (strebt gegen null) und zum anderen sind die Schwankungen der Geschwindigkeit $\sigma(v_x)$ wegen der Intermittenz der Strömung in diesem Gebiet sehr groß, was einen großen Wert für Tu_x ergibt. Die Intermittenz der Strömung entsteht aus den kohärenten Strukturen – vergleiche Abschnitt 2.3.2 –, wie zum Beispiel durch das CRVP, das nicht als Turbulenz zu betrachten ist.

Die Orientierung der Jet-Strömung ist bei einer Höhe von $z/D_j = 5,5$ über der Basisplatte des Kanals fast parallel zum Crossflow, und daher gibt es hier eine Verminderung sowohl der Turbulenzintensität als auch der Verteilung der NO_2 -Konzentration bzw. der Konzentration des Jets im Crossflow. Dies ist sowohl aus den Experimenten als auch aus den Rechnungen ersichtlich. Aus diesem Grund sind die *SMD*-Werte bei beiden JCF-Fällen *E2* und *E3* auf dieser Höhe praktisch gleich.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Jet-in-Crossflow-Strömungsanordnung ist eine geometrisch einfache Strömungskonfiguration, bei der ein Freistrah, Jet (Index j), senkrecht in eine gleichmäßige Querströmung, Crossflow (Index ∞), eingedüst wird und beide Strömungen miteinander vermischt werden. In der vorliegenden Arbeit wurde Luft als Medium für beide Strömungen verwendet. Ferner war die Temperatur in beiden Strömungen gleich, und folglich auch die Dichte. Dies hat den Vorteil, dass die Charakterisierung der untersuchten Konfigurationen nur anhand der Reynolds-Zahl im Crossflow $Re_\infty = (v_\infty \dot{D}_\infty) / \nu_\infty$ und des Geschwindigkeitsverhältnisses $r = u_j / u_\infty$ durchgeführt werden konnte. Letztere Größe hat sich als wichtigster Einflussparameter in einer JCF-Konfiguration herausgestellt und spielt eine wichtige Rolle in der Jet-Trajektorie im Crossflow. D.h. einerseits, dass durch ein höheres Geschwindigkeitsverhältnis der Jet weiter in den Crossflow eindringt, bis er schließlich umknickt, andererseits, dass bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis eine konstante Eindringtiefe des Jets in den Crossflow zu erwarten ist.

Diese Strömungsanordnung findet man häufig in industriellen Anwendungen und in der Natur. Beispiele hierfür sind industrielle Brenner, RQL-Gasturbinen, T-Mischer, Rauchfahnen von Schornsteinen und Vulkanen, Düsenstrahlen von Fluggasturbinen und Raketen. Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die quantitative experimentelle Untersuchung einer Jet-in-Crossflow-Anordnung, mit dem Ziel, vollständige statistische Informationen zu gewinnen, insbesondere über die Reynolds-Flüsse und -Spannungen, deren experimentelle Bestimmung für die Erstellung und Validierung numerischer Turbulenzmodelle von großer Bedeutung ist. Mit dem simultanen Einsatz zweier laserdiagnostischer Verfahren, der 2d-LIF (zweidimensionale laserinduzierte Fluoreszenz) sowie der PIV (Particle Image Velocimetry), konnten 2d-Konzentrations- und Geschwindigkeitsfelder gleichzeitig ermittelt und die genannten Größen unmittelbar bestimmt werden.

Dafür wurde eine Anlage so konzipiert und aufgebaut, dass ein möglichst breiter Reynolds-Zahl-Bereich der beiden Strömungen erreicht werden kann. Der gesamte experimentelle Aufbau bestand aus: (1) dem Zuleitungssystem für den Crossflow, (2) dem Zuleitungssystem für

5 Zusammenfassung und Ausblick

die Jet-Strömung und (3) dem eigentlichen JCF-Strömungskanal. Das Zuleitungssystem für den Crossflow (1) bestand aus 2 Sub-Systemen: einem für turbulente Bedingungen, was mittels einer Parallel-Schaltung von 3 Venturi-Rohren eine Reynolds-Zahl zwischen 11 und 350×10^3 ermöglicht, und einem anderen für laminare Bedingungen, das einen Reynolds-Zahlbereich in der Hauptströmung von 7×10^2 bis 11×10^3 ermöglicht. Dazu wurde ein Rotameter benutzt. Dieses System wurde für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen verwendet. Mit dem Zuleitungssystem für die Jet-Strömung (2) konnte man das Impulsdichteverhältnis zwischen 3 und 10 in der JCF-Konfiguration gewährleisten, je nach dem, wie groß die Reynolds-Zahl in der Hauptströmung war. Ebenso wurde mittels dieses Systems die erforderliche Menge von molekularem Tracer und Öltröpfchen für die Messtechnik in der Mischungszone beigemischt. Der Strömungskanal, in dem die Versuche stattfanden, bestand aus 6 Teilen: Die Messstrecke war die Stelle, an der die Mischung zwischen dem Crossflow und der Jet-Strömung durchgeführt wird. Sie ist einen halben Meter lang und hat einen Querschnitt von $108 \text{ mm} \times 108 \text{ mm}$. Mittig im Boden und 300 mm nach dem Düsenaustritt wurde der Jet positioniert, der eine Länge von 800 mm hat. Der Durchmesser des Jets beträgt 8 mm . Da in der Messstrecke ein kolbenförmiges Geschwindigkeitsprofil erwünscht war, musste der Crossflow entsprechend ausgebildet werden. Dazu wurde ein Diffusor verwendet, der als ablösearmer Übergang zwischen der Zuleitung der Strömung und der Beruhigungsstrecke fungiert. Direkt danach folgt die Beruhigungsstrecke, die die lokalen und zeitlichen Geschwindigkeitsunterschiede des Hauptstroms bzw. des Crossflows durch drei Siebe und einen Gleichrichter innerhalb dieser Strecke ausgleicht. Daran anschließend befindet sich die Düse zur Kontraktion, durch die die Strömung auf die gewünschte „Messgeschwindigkeit“ beschleunigt wird. Diese hat eine optimierte abgerundete Kontur und eine Kontraktionsverhältniszahl von fünf. Hinter der Messstrecke befand sich die Auslaufstrecke, die die Verbindung zwischen Messstrecke und Abzug herstellt. Sie war über 20 Kanaldurchmesser lang, wodurch Störungen im Messbereich infolge von Unterströmung vermieden wurden. Für die hier angewendete Messtechnik, zweidimensionale Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) simultan mit Particle Image Velocimetry (PIV), benötigt man als Lichtquelle einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Quantel Brilliant), dessen Laserpuls mit Hilfe eines Galilei-Teleskops zu dem für die Versuche verwendeten Laserschnitt aufgeweitet und über den optischen Zugang (Quarzglasfenster) in die Messstrecke geleitet wird. Die in dieser Schnittebene entstehenden Signale, einerseits das durch die beiden Strömungen beigemischten Öltröpfchen hervorgerufene Streulicht bei 532 nm und andererseits die breitbandige Fluoreszenz (ca. $540 \text{ nm} - 700 \text{ nm}$) des angeregten molekularen Tracers (NO_2), werden senkrecht zur Orientierung des Laserlichtschnitts auf den entsprechenden Sensor der jeweiligen

CCD-Kamera abgebildet. Wesentlicher Bestandteil der Detektionsoptik ist ein dichroitischer Spiegel, der die spektrale Trennung der bei unterschiedlichen Wellenlängen emittierten Lichtsignale bewirkt. Das von den Tracertröpfchen verursachte Streulicht wurde von einer CCD-Kamera erfasst. Eine intensivierete CCD-Kamera diente zur Aufnahme der vom molekularen Tracer erzeugten Fluoreszenz. Die detektierten Signale wurden mit einem Personal Computer gespeichert und ausgewertet. Die Synchronisiereinheit bestand aus einem Pulsgenerator, zwei Kamera-Controllern und einem PIV-Prozessor. Die Synchronisiereinheit diente dabei der zeitlichen Synchronisation zwischen dem Laserpuls und den beiden Kameras. Die Erfassung des gesamten Messbereichs mit dem Lichtband wurde mittels einer 3d-Traversiereinheit erreicht. Demzufolge war es möglich, beide Messsysteme mit nur einem Laser einzusetzen. Eine detailliertere Beschreibung des Messsystems ist in Cárdenas et al. (2012) zu finden.

Untersucht wurden hauptsächlich drei JCF-Konfigurationen; nämlich: (1) $Re_\infty = 3.000$ und $r = 3$; (2) $Re_\infty = 4.120$ und $r = 3,5$ sowie (3) $Re_\infty = 8.240$ und $r = 3,5$. Die letzteren beiden Konfigurationen dienten als ähnliche Konfigurationen dazu, die Wirkung der Turbulenz auf die in dieser Konfiguration entstehende Vermischung zu erforschen. Hierbei wurden Messungen sowohl auf horizontalen Messebenen verschiedener Höhen als auch vertikal an der Symmetrie-Ebene mit dem erwähnten 2d-LIF/PIV-Messverfahren vorgenommen. Ermittelt wurden Felder der gemittelten Geschwindigkeiten und Konzentration sowie Größen, die die Fluktuation der Strömung anzeigen. Darüber hinaus wurden Varianzen der Konzentration, Turbulenzintensitäten und insbesondere Reynolds-Flüsse und -Spannungen erfasst. Die Messungen an der Symmetrie-Ebene hatten den Vorteil, eine Anzahl wichtiger Informationen zu liefern. Beispiele hierfür sind die Durchdringung und somit die Trajektorie des Jets in den Crossflow. Darüber hinaus ist es mit den hier gewonnenen Informationen möglich, den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung zu untersuchen. Weiterhin war es möglich, die Wirkung der Grenzschichtdicke des Crossflows zu untersuchen. Dazu wurden die Messungen in zwei Messstrecken aus verschiedenen Materialien: Edelstahl und poliertes Aluminium durchgeführt. Hierbei wurde aufgrund der unterschiedlichen Rauigkeiten des Materials und somit der Wände der Messstrecken eine Beeinflussung des Turbulenz-Niveaus bzw. der Grenzschichtdicke des Crossflows erkannt, was sich in der Trajektorie des Jets widerspiegelt hat. Letztere ist von großer Bedeutung für einen belastbaren Vergleich zwischen Experimenten und Simulationen. In diesem Zusammenhang wurden die experimentellen Ergebnisse mit LES- und DNS-Simulationen der Strömung verglichen. Dies ergab eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen von Denev et al. sowohl hinsichtlich der jeweiligen maximalen und minimalen Beträge als auch der Positionie-

5 Zusammenfassung und Ausblick

rung der Strukturen, dies trotz der Komplexität der vorhandenen Strukturen und der Kleinheit des relativen maximalen Wertes der Fluktuationen. Dennoch ergeben sich aus den Messungen erwartungsgemäß weniger symmetrische und konturierte Strukturen als bei der numerischen Simulation, was auf die in der Praxis nicht zu realisierenden perfekt homogenen bzw. symmetrischen Strömungen zurückzuführen sein dürfte.

Zudem ist der Arbeit zu entnehmen, dass die Reynolds-Flüsse und -Spannungen den turbulenzbedingten erhöhten Stoffaustausch einer turbulenten gegenüber einer laminaren Strömung widerspiegeln und damit in engster Verbindung mit Vermischungsvorgängen stehen. Dabei treten sie im Allgemeinen in der Scherschicht beider Strömungen auf, was den turbulenten Austausch zwischen Jet und Crossflow belegt.

Darüber hinaus deuten die Ergebnisse der Untersuchungen darauf hin, dass das gegensinnig rotierende Wirbelpaar (CRVP) eine charakteristische kohärente Wirbelstruktur einer Jet-in-Crossflow-Konfiguration ist, die einen signifikanten Einfluss auf die Größenordnung der komplizierten und schwankenden Größen und damit auf das Mischverhalten beider Strömungen hat. Letzteres wurde mit der Einführung eines verdrehten Jets bestätigt. Hierbei wurden zum einen die CRVP vernichtet und zum anderen wurde die resultierende Mischgüte beeinträchtigt.

Für künftige Forschungen wäre es ratsam, den Einfluss der verschiedenen Vortex-Strukturen eines JCF auf die hier genannten Größen zu untersuchen. Zusätzlich wäre die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera von Vorteil, um eine hohe zeitliche Auflösung der Darstellung der Strukturen zu erreichen.

Literaturverzeichnis

- [1] R.J.Margason. Fifty years of jet in cross flow research. *Computational and experimental assessment of jets in crossflow*, 306(CP-534 – AGARD), 1993.
- [2] J.F.Keffer and W.D.Baines. The round turbulent jet in a cross-wind. *J Fluid Mech*, 15:481–495, 1963.
- [3] Y.Kamotani and I.Greber. Experiments on a turbulent jet in a cross flow. *AIAA J.*, 10:1425–1429, 1972.
- [4] J.Andreopoulos. Measurements in a jet-pipe flow issuing perpendicularly into a cross stream. *J Fluids Eng*, 104:493–499, 1982.
- [5] E.F.Hasselbrink and M.G.Mungal. Transverse jets and jet flames. Part 1. Scaling laws for strong transverse jets. *J Fluid Mech*, 443:1–25, 2001.
- [6] S.H.Smith and M.G.Mungal. Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. *J Fluid Mech*, 357:83–122, 1998.
- [7] A.E.Perry, R.M.Kelso, and T.T.Lim. Topological structure of a jet in cross flow. *Computational and experimental assessment of jets in crossflow*, 306(CP-534 – AGARD), 1993.
- [8] B.D.Pratte and W.D.Baines. Profiles of the round turbulent jet in a cross flow. *J Hydraul Eng-ASCE*, 92:53–64, 1967.
- [9] O.F.T.Roberts. The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere. *Proc Royal Society Ser A*, 104:640–654, 1923.
- [10] O.G.Sutton. A theory of eddy diffusion in the atmosphere. *Proc Royal Society Ser A*, 135:143–165, 1932.
- [11] C.H.Bosanquet and J.L.Pearson. The spread of smoke and gases from chimneys. *Transaction of the Faraday Society*, 32:1249–1263, 1936.

- [12] L.K.Su and M.G.Mungal. Simultaneous measurements of velocity and scalar fields: application in crossflowing jets and lifted jet diffusion flames. *Center of Turbulence Research, Ann Res Briefs*, 1:19–35, 1999.
- [13] J.Andreopolus and W.Rodi. Experimental investigation of jets in a crossflow. *J Fluid Mech*, 138:93–127, 1984.
- [14] R.M.Kelso, T.T.Lim, and A.E.Perry. An experimental study of round jets in crossflow. *J Fluid Mech*, 306:111–144, 1996.
- [15] T.F.Fric and A. Roshko. Vortical structure in the wake of a transverse jet. *J Fluid Mech*, 279:1–47, 1994.
- [16] S.L.V.Coehlo and J.C.R.Hunt. The dynamics of a jet in crossflow. *J Fluid Mech*, 200:95–120, 1989.
- [17] L.L.Yuan, R.L.Street, and J.H.Ferziger. Large-eddy simulation of a round jet in crossflow. *J Fluid Mech*, 379:71–104, 1999.
- [18] R.Camussi, G.Guj, and A.Stella. Experimental study of a jet in a crossflow at very low reynolds number. *J Fluid Mech*, 454:113–144, 2002.
- [19] C.E.Niederhaus, F.H.Champagne, and J.W.Jacobs. Scalar transport in a swirling transverse jet. *AIAA J.*, 11:1697–1704, 1997.
- [20] J.E.Rehm and N.T.Clemens. A PLIF/PIV investigation of turbulent diffusion flames. *AIAA*, 1:97–250, 1997.
- [21] E.F.Hasselbrink, M.G.Mungal, and R.K.Hanson. Planar velocity measurements and OH imaging in a transverse jet flame. *AIAA*, 1:97–118, 1997.
- [22] C.D.Carter, J.M.Donbar, and J.F.Driscoll. Simultaneous CH planar laser-induced fluorescence and particle imaging velocimetry in turbulent nonpremixed flames. *Appl Phys B-Lasers O*, 66:129–132, 1998.
- [23] E.F.Hasselbrink and M.G.Mungal. Transverse jets and jet flames. Part 2. Velocity and OH field imaging. *J Fluid Mech*, 443:27–68, 2001.
- [24] O.Özcan, K.E.Meyer, and P.S.Larsen. Simultaneous measurements of velocity and concentration in a jet in channel-crossflow. *Proc of FEDSM 2001-18220, ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, New Orleans, USA*, 2001.
- [25] F.Durst. *Grundlagen der Strömungsmechanik*. Springer, Berlin, 2006.
- [26] H.Tennekes and J.L.Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, 1972.

- [27] B.Noll. *Numerische Strömungsmechanik: Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, 1993.
- [28] D.C. Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., 1998.
- [29] M.Jischa. *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg, 1982.
- [30] H.Bockhorn. Simulation chemischer Reaktionen in turbulenten Strömungen. *Chem-Ing-Tech*, 63:715–724, 1991.
- [31] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philos T Roy Soc A*, 174:935–982, 1883.
- [32] K.Görner. *Technische Verbrennungssysteme: Grundlagen, Modellbildung, Simulation*. Springer, Berlin, 1991.
- [33] S.B.Pope. *Turbulent Flows*. UP, Cambridge, 2000.
- [34] N.Peters. *Turbulent combustion*. Cambridge monographs on mechanics. UP, Cambridge, Cambridge, 2000.
- [35] J.Baldyga and J.R.Bourne. *Turbulent mixing and chemical reactions*. Wiley, Chichester, 1999.
- [36] A.N.Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30:299–303, 1941.
- [37] A.N.Kolmogorov. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 32:19–21, 1941.
- [38] F.A.Williams. *Combustion theory: the fundamental theory of chemically reacting flow systems*. Combustion science and engineering series. Benjamin/Cummings, 1985.
- [39] W.Leuckel and N.Zarzalıs. *Theorie turbulenter Strömungen*. Vorlesung am Engler-Bunte-Institut, Bereich Verbrennungstechnik, Universität Karlsruhe. 2004.
- [40] R.Suntz. *Laserspektroskopische Untersuchung laminarer und turbulenter Flammen*. Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe, 1999.
- [41] O. Reynolds. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philos T Roy Soc A*, 186:123–161, 1895.
- [42] F.C.C.Galeazzo. *Modelagem de um reator com serpentinasv axiais utilizando a fluido dinamica computacional - CFD*. Campinas, Sao Paulo, 2005.

- [43] J.Fröhlich. *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner, 2006.
- [44] J.Boussinesq. Théorie de l'écoulement tourbillant. *Mém. Prés. Acad. Sci.*, 22:6, 1877.
- [45] J.C.Rotta. *Turbulente Strömungen*. Teubner, Stuttgart, 1972.
- [46] P.R.Spalart and S.R.Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *Recherche Aéronautique*, 1:5–21, 1994.
- [47] W.P.Jones and B.E.Lauder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15:301–314, 1972.
- [48] J.A.Denev, J.Fröhlich, and H.Bockhorn. Large eddy simulation of a swirling transverse jet into a crossflow with investigation of scalar transport. *Phys. Fluids*, 21(1):1–20, 2009.
- [49] C.Prière, L.Y.M.Gicquel, P.Kaufmann, W.Krebs, and T.Poinsot. Large eddy simulation predictions of mixing enhancement for jets in cross flow. *J Turbulence*, 5:5–13, 2004.
- [50] C.Cárdenas, R.Suntz, J.A.Denev, and H.Bockhorn. Two-dimensional estimation of reynolds-fluxes and -stresses in a jet-in-crossflow arrangement by simultaneous 2D-LIF and PIV. *Appl Phys B-Lasers O*, 4:581–591, 2007.
- [51] J.S.Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. – I. The basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91:99–164, 1963.
- [52] Deutsche Forschung Gemeinschaft Schwerpunktprogramm Nr. 1141. Analyse, Modellbildung und Berechnung von Strömungsmischern mit und ohne chemische Reaktionen; aus: www.ifv.uni-hannover.de/spp-mischen/index.html, 22. August 2010.
- [53] C. Cárdenas, R. Suntz, H. Bockhorn. In: *Micro and macro mixing – Analysis simulation and numerical calculation*, volume 1 of *Springer series on heat and mass transfer*, Chap. 2, pages 87–103. Experimental investigation of the mixing-process in a jet-in-crossflow arrangement by simultaneous 2d-LIF and PIV, 2010.
- [54] J.A.Denev, J.Fröhlich, C.J.Falconi, and H.Bockhorn. In: *Micro and macro mixing – Analysis simulation and numerical calculation*, volume 1 of *Springer series on heat and mass transfer*, Chap. 3, pages 143–164. Direct numerical simulation, analysis and modelling of mixing processes in a round jet in crossflow, 2010.
- [55] J.A.Denev, J.Fröhlich, and H.Bockhorn. Direct numerical simulation of mixing and chemical reactions in a round jet into a crossflow - a benchmark. *Technical Report, Computer Center of the University of Karlsruhe (TH)*, 2006.
- [56] H.Zabel. *Kurzlehrbuch Physik*. Thieme, 2010.

- [57] N.Zarzalıs. *Unterlagen zur Vorlesung „Angewandte Verbrennungstechnik“*. Engler-Bunte-Institut, Lehrstuhl und Bereich Verbrennungstechnik. Universität Karlsruhe (TH), 2008.
- [58] W.Leuckel. Swirl intensities, swirl types and energy losses of different swirl generating devices. *IFRF-Doc. No. G 02/a/16*, 1967.
- [59] R.Günther. *Verbrennung und Feuerungen*. Springer, Berlin, 1984.
- [60] B.Mundus and H.Kremer. Untersuchung der strömungstechnischen Eigenschaften unterschiedlicher Bauformen von Drallerzeugern. *Gas Wärme international*, 38:205–212, 1989.
- [61] R.Hillemanns. *Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter der inneren Rezirkulationszone*. Diss. Universität Karlsruhe Fakultät für Chemieingenieurwesen, 1988.
- [62] A.W.Hixson. Agitation and mixing - nature and measure of agitation. *Industrial and Engineering Chemistry*, 36(6):487–496, 1944.
- [63] J.H.Rushton. Mixing. *Industrial and Engineering Chemistry*, 38(1):12–13, 1946.
- [64] J.H.Rushton. Mixing. *Industrial and Engineering Chemistry*, 39(1):30–40, 1947.
- [65] J.H.Rushton. Mixing. *Industrial and Engineering Chemistry*, 40(1):49–50, 1948.
- [66] J.H.Rushton. Mixing. *Industrial and Engineering Chemistry*, 41(1):61–64, 1949.
- [67] E.-U.Schlünder. *Einführung in die Stoffübertragung*. Vieweg, 1996.
- [68] H.Bockhorn. *Unterlagen zur Vorlesung „Wärme- und Stoffübertragung für Studierende des Maschinenbaus“*. Institut für technische Chemie und Polymerchemie. Universität Karlsruhe (TH), 1998.
- [69] W.D.Mohr, R.L.Saxton, and C.H.Jepson. Mixing in laminar-flow system. *Industrial and Engineering Chemistry*, 49(11):1855–1859, 1957.
- [70] M.Zlokarnik. *Rührtechnik : Theorie und Praxis*. Chemische Technik, Verfahrenstechnik. Springer, Berlin, 1999.
- [71] R.E.Treybal. *Mass-transfer operations*. McGraw-Hill, 1980.
- [72] J.Bodart, I.Coletti, I.Bermejo-Moreno, and J.K.Eaton. High-fidelity simulation of a turbulent inclined jet in a crossflow. 2013.
- [73] H.Schlichting and K.Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Springer, Berlin, 2006.

- [74] J.C.McWilliams. The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flows. *J Fluid Mech*, 146:21–43, 1984.
- [75] A.Vincent and M.Meneguzzi. The dynamics of vortex tubes in homogeneous turbulence. *J Fluid Mech*, 258:245–254, 1994.
- [76] J.N.E.Papaspyros, E.G.Kastrinakis, and S.G.Nychas. Coherent contribution to turbulent mixing of a jet in cross flow. *Applied Scientific Research*, 57(3-4):291–307, 1996.
- [77] P.V.Danckwerts. The definition and measurement of some characteristics of mixtures. *Applied Scientific Research*, 3 (4):279–296, 1952.
- [78] P.V.Danckwerts. The effect of incomplete mixing on homogeneous reactions. *Applied Scientific Research*, 8(1-2):93–102, 1958.
- [79] D.Bothe and H.-J.Warnecke. Berechnung und Beurteilung strömungsbasierter komplex-laminarer Mischprozesse. *Chem-Ing-Tech*, 79(7):1001–1014, 2007.
- [80] J.Boss. Evaluation of a homogeneity degree of a mixture. *Bulk Solids Handling*, 6(6):1207–1224, 1986.
- [81] M.H.Pahl and E.Muschelknaut. Statische Mischer und ihre Anwendung. *Chem-Ing-Tech*, 52(4):285–291, 1980.
- [82] S.Muppidi and K.Mahesh. Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations. *J. Fluid Mech.*, 520:81–100, 2005.
- [83] L.Cortelezzi and A.R.Karagozian. On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. *J Fluid Mech*, 446:347–373, 2001.
- [84] R.M.Kelso and A.J.Smits. Horseshoe vortex systems resulting from the interaction between a laminar boundary layer and a transverse jet. *Phys Fluids*, 7:153–158, 1995.
- [85] J.E.Broadwell and R.E.Breidenthal. Structure and mixing of a transverse jet in incompressible flow. *J Fluid Mech*, 148:405–412, 1984.
- [86] T.T.Lim, T.H.New, and S.C.Luo. On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow. *Phys Fluids*, 13(3):770–775, 2001.
- [87] G.-G.Börger. *Optimierung von Windkanaldüsen für den Unterschallbereich*. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 1973.
- [88] L.Prandtl K.Oswatitsch, K.Wieghardt. *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg, 1969.
- [89] G.Schulte B.Ruck, K.Bauckhage. *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT-Fachverlag Stuttgart, 1990.

- [90] H.-E.Albrecht,, N.Damaschke, M.Borys, and C.Tropea. *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. Springer, 2003.
- [91] J.Kompenhans M.Raffel, C.E.Willert. *Particle Image Velocimetry*. Springer, 1998.
- [92] Dantec Measurement Technology A/S. *FlowMap: Installation and user's guide*. 1997.
- [93] PALAS GmbH. *Flüssigkeitszerstauber AGF 10.0 — Bedienungsanleitung*. 1997.
- [94] A.C.Eckbreth. *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Abacus Press, 1988.
- [95] S.Wohlrab J.M.Hollas, M.Beckendorf. *Moderne Methoden in der Spektroskopie*. Vieweg-Lehrbuch physikalische Chemie. Springer Berlin, 2000.
- [96] A.Gulati . NO₂-based laser-induced fluorescence technique to measure cold-flow mixing. *Journal of Propulsion and Power*, 10(1):54–60, 1994.
- [97] Umweltbundesamt. Richtwerte für die Innenraumluft: Stickstoffdioxid. *Bundesgesundheitsblatt*, 1:9–12, 1998.
- [98] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit. Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA Luft. *Gemeinsames Ministerialblatt*, 29:511–605, 2002.
- [99] N.Gulde. Infos über PIMAX-Kamera: Persönliches Gespräch, 02.02.2011.
- [100] Princenton Instrument. *PIMAX: Installation and user's guide*. 1997.
- [101] V.M.Donnelly and F.Kaufman. Mechanism of NO₂ fluorescence quenching. *J Chem Phys*, 67:4768–4773, 1977.
- [102] Dantec Measurement Technology A/S. *80C60 HiSense Camera: User's guide*. 1997.
- [103] J.Gindele. Untersuchung der Zylinderinnenströmung bei einem direkteinspritzenden Ottomotor mittels Digital-Particle-Image-Velocimetry: Persönliches Gespräch, 02.02.2005.
- [104] L.Jahn R.Goldber. *Fehleranalyse - Vorlesungsskript Physikalisches Grundpraktikum. Fachrichtung Physik* . Technische Universität Dresden, 2010.
- [105] D.C.Montgomery and G.C.Runger. *Applied statistics and probability for engineers*. Wiley, 2003.
- [106] R.J.Moffat. Describing the uncertainties in experimental results. *Exp Therm Fluid Sci*, 1:3–17, 1988.

- [107] J.Denker. Uncertainty as applied to measurements and calculations; aus: <http://www.av8n.com/physics/uncertainty.htm#sec-step-by-step-prop>, 06. November 2003.
- [108] K.T.Christensen. The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles. *Exp Fluids*, 36:484–497, 2004.
- [109] Quantel. *Quantel Brilliant/BrilliantB Q-switched Nd:YAG-Lasers*. Paris, 2001.
- [110] A.K.Prasad, R.J.Adrian, C.C.Landreth, and P.W.Offutt. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Exp Fluids*, 13:105–116, 1992.
- [111] A.M.Fincham and G.R.SpeddingPrasad. Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow. *Exp Fluids*, 23:449–462, 1997.
- [112] C.Cárdenas, J.A.Denev, R.Suntz, and H.Bockhorn. Study of parameters and entrainment of a jet in cross-flow arrangement with transition at two low Reynolds numbers. *Exp Fluids*, 53:965–987, 2012.
- [113] J.A.Denev. Persönliche Mitteilung: LES-Simulation einer JCF-Konfiguration $Re_\infty = 3.000$ und $r = 3$, 2005.
- [114] J.A.Denev. Persönliche Mitteilung: DNS-Simulation einer JCF-Konfiguration $Re_\infty = 3.000$ und $r = 3$, 2005.
- [115] L.L.Yuan and R.L.Street. Trajectory and entrainment of a round jet in crossflow. *Phys Fluids*, 10(9):2323–2335, 1998.
- [116] J.A.Denev. Persönliche Mitteilung: DNS-Simulation einer JCF-Konfiguration $Re_\infty = 4.120$ und $r = 3,5$, 2005.
- [117] J.A.Denev. Persönliche Mitteilung: DNS-Simulation einer JCF-Konfiguration $Re_\infty = 8.240$ und $r = 3,5$, 2005.
- [118] C.Cárdenas, J.Sedlmaier, N.Zarzalís, R.J.Valdes, and W.Krebs. Measurement of a benchmarking jet in crossflow configuration under highly turbulent conditions. *ASME Turbo Expo 2011: Power for Land, Sea and Air (CDROM) – Paper number GT2010-45262*, 1:1–12, 2011.