

Zur instationären Euler/Lagrange Simulation partikelbeladener Drallströmungen

Dissertation

zur Erlangung des
Doktorgrades der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

des

Zentrums für Ingenieurwissenschaften
der Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg

vorgelegt

von Dipl.-Ing. Justus Lipowsky
geb. am 11.02.1973 in Hamburg

Gutachter

1. Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Sommerfeld
2. Prof. Dr.-Ing. habil. Bernd Platzer

Tag der öffentlichen Verteidigung: 6. Mai 2013

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand zu großen Teilen während meiner Beschäftigung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für mechanische Verfahrenstechnik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg. Sie wurde gefördert mit Mitteln des BMBF sowie der DFG, wofür ich an dieser Stelle beiden Organisationen danken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. M. Sommerfeld für die Betreuung und Förderung dieser Arbeit, für die vielen wissenschaftlichen Anregungen während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik sowie für die Übernahme des Hauptreferates. Auch möchte ich Herrn Prof. B. Platzer für seine ebenso detaillierte wie fundierte, vor allem jedoch äußerst konstruktive Kritik im Vorfeld sowie für die Bereitschaft zur Übernahme des Koreferates meinen Dank aussprechen.

Ebenso möchte ich mich bei meinen ehemaligen Kollegen und Mitstreitern am Lehrstuhl für mechanische Verfahrenstechnik für viele konstruktive Gespräche und kritische Diskussionen zu den hier bearbeiteten Themen bedanken. Dabei gilt mein besonderer Dank sowohl meinem langjährigen Raumteiler und ersten Ansprechpartner Stefan Horender als auch den Kollegen Mathias Dietzel, Martin Ernst und Sebastian Stübing. Wir alle kämpften bzw. kämpfen auf unsere eigene Weise mit Problemen der Mehrphasensimulation, und ich hoffe, dass sich für all diese Kämpfe in Kürze ein glücklicher Ausgang findet.

Weiterhin bedanken möchte ich mich bei meinen jetzigen Kollegen und Vorgesetzten am IAB Weimar, welche diese Arbeit in jeder erdenklichen Weise förderten. Besonderer Dank gilt dabei der ausgezeichneten Unterstützung durch unseren Institutsleiter, Herrn Dr.-Ing. U. Palzer. Auch den Mitgliedern meiner direkten Arbeitsgruppe, Knut Krenzer, Rolf Lohse, Stefan Rothe und Holger Schäler möchte ich meinen Dank aussprechen. Sie waren für mich jederzeit wertvolle Ansprechpartner und haben darüber hinaus meine insbesondere in den letzten Monaten zweifellos etwas überspannte Person ohne Klagen ertragen.

Nicht unerwähnt bleiben darf das Erjagen zahlloser inhaltlicher und orthographischer Fehler im Dschungel dieser Arbeit durch Johanna Ritzel und Gesa Lipowsky. Mein Dank ist ihnen sicher.

Meinen Eltern, Gesa und Michael Lipowsky, kann ich nicht genug Dank dafür zollen, dass sie mir meine bisherige Laufbahn ermöglicht und mich stets und in jeder Hinsicht unterstützt haben. Danke.

Auch meinen Kindern Malte, Merle und Tjark möchte ich an dieser Stelle danken. Sie mussten in den letzten Monaten oftmals einen Vater erleben, der nicht so auf ihre Bedürfnisse eingehen konnte, wie es wünschenswert gewesen wäre. Ich gelobe Besserung.

Спасибо, Annett.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	VII
Abstract	IX
Symbolverzeichnis	XI
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Partikelbeladene Drallströmungen	5
2.1.1 Verhalten der Gasphase	5
2.1.2 Verhalten der Partikelphase	10
2.1.3 Untersuchte Anwendungsgebiete	15
2.2 Numerische Grundlagen	18
2.2.1 Modellierung der Gasphase	18
2.2.2 Modellierung der Partikelphase	25
2.2.3 Phasenkopplung	38
2.3 Experimentelle Methoden	43
2.3.1 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)	43
2.3.2 Particle Image Velocimetry (PIV)	46
3 Modellbildung und Entwicklung	53
3.1 Instationäre Euler/Lagrange-Verfahren	53
3.1.1 Partikelverfolgung auf gemittelten Fluidfeldern	54
3.1.2 Quasi-Instationäres Euler/Lagrange-Verfahren	55
3.2 Hochaufgelöste Euler/Lagrange-Rechnungen	59
3.2.1 LES basierte Lagrange-Rechnungen	60
3.2.2 Sampling auf stationärem Tracking	61
3.2.3 Schwarmeffekte	63
3.3 Agglomerationshistorie und Agglomeratbruch	63
3.3.1 Speichermodell der Agglomerationshistorie	64
3.3.2 Modellierung des Anlagerungsvorganges	66
3.3.3 Agglomeratbruch	68
3.4 Messung von Konzentrationsfluktuationen	69

4	Validierung und Anwendung	71
4.1	Dispersion und Strahlenbildung in einer Brennergeometrie	71
4.1.1	Experimenteller Aufbau	71
4.1.2	Numerisches Setup	77
4.1.3	Ergebnisse	79
4.1.4	Diskussion	107
4.2	Agglomeration und Agglomeratbruch im Zyklon	113
4.2.1	Experimenteller Aufbau	114
4.2.2	Numerisches Setup	116
4.2.3	Ergebnisse	119
4.2.4	Diskussion	142
5	Zusammenfassung und Ausblick	153
A	Experimentelle Ergebnisse	159
A.1	Ergebnisse der Experimente in der Brennergeometrie	159
A.1.1	Messung D1	160
A.1.2	Messung D2	163
A.1.3	Messung D3	166
A.2	Geschwindigkeitsmessungen im Kreisel-Zyklon	172
B	Numerische Ergebnisse	177
B.1	Numerische Ergebnisse der Brennergeometrie	177
B.1.1	Gasphase	178
B.1.2	Disperse Phase	181
B.2	Numerische Ergebnisse des Kreisel-Zyklons	186
B.2.1	Gasphase	187
B.2.2	Disperse Phase	191
B.2.3	Vergleich Phasegeschwindigkeiten	200
C	Implementierung	203
C.1	Quasi-instationäres Euler/Lagrange-Verfahren	203
C.1.1	EuLa-Skript	203
C.1.2	Die Konfigurationsdatei von EuLa	205
C.1.3	Änderungen in der Konfigurationsdatei von Lag3D	207
C.2	Speicherung der Agglomerationshistorie	208
C.2.1	Implementierung des Speichermodells	208
C.2.2	Andere Funktionen	213
C.2.3	Änderungen in der Konfigurationsdatei von Lag3D	215
	Abbildungsverzeichnis	217
	Tabellenverzeichnis	221
	Listingverzeichnis	223

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden unterschiedliche Verfahren zur numerischen Modellierung partikelbeladener Drallströmungen betrachtet. Dabei basieren alle hier entwickelten Modelle auf dem Euler/Lagrange-Ansatz, einem in der Simulation von Mehrphasenströmungen gebräuchlichen Verfahren, welches auf der Annahme eines widerstandsdominierten Bewegungsverhaltens der Partikelphase beruht. Kann diese Annahme als gegeben vorausgesetzt werden, so erlaubt das Euler/Lagrange-Verfahren eine relativ schnelle Berechnung disperser Mehrphasenströmungen, auch wenn breite Partikelgrößenverteilungen berücksichtigt werden müssen.

Bei näherer Betrachtung erweisen sich jedoch einige der dabei verwendeten Modelle als ungeeignet, um die speziellen Eigenschaften von Drallströmungen im Rahmen der Simulation wiederzugeben. Daher wurden, basierend auf einem bereits bestehenden Programmpaar¹, in der vorliegenden Arbeit verschiedene im Rahmen der Euler/Lagrange-Methode verwendete Modelle modifiziert und erweitert und damit eine genauere Abbildung mehrphasiger Drallströmungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Ansatzes ermöglicht.

Auch in prinzipiell stationär ablaufenden Drallströmungen können zeitabhängige kohärente Strukturen auftreten. Diese Störungen zeigen meist ein zyklisches Verhalten und können in bestimmten Bereichen einen signifikanten Einfluss auf die sich einstellende globale Strömungsstruktur haben. Bisher durchgeführte instationäre Simulationen auf Basis des Euler/Lagrange-Verfahrens waren auf die Verwendung eines gemeinsamen Zeitschrittes für Fluid und Partikel angewiesen. Die von den Einzelverfahren benötigte zeitliche Auflösung weicht jedoch um mehrere Größenordnungen voneinander ab. Damit muss bei diesen Ansätzen ein Kompromiss eingegangen werden: entweder wird die Partikelphase zeitlich nicht genau genug aufgelöst, um alle relevanten Prozesse korrekt darzustellen oder die Fluidphase wird unnötigerweise um mehrere Größenordnungen zu genau aufgelöst und verursacht damit zusätzlichen Rechenaufwand. Als Lösung dieses Problems wurden zwei unterschiedliche Modelle zur Euler/Lagrange-Simulation instationärer Prozesse entwickelt und implementiert: einerseits können nun Lagrange-Simulationen auf zeitgemittelten Fluidfeldern durchgeführt werden, andererseits wurde ein quasi-instationäres Euler/Lagrange-Verfahren entwickelt, welches sowohl beide Phasen zeitabhängig behandelt als auch die unterschiedlichen Zeitskalen der verschiedenen Phasen berücksichtigt.

¹Euler: Fastest4.0 (Schäfer, 2010); Lagrange: Lag3D (Decker, 2005)

Ein weiteres Arbeitsfeld bezog sich auf die in Drallströmungen auftretende anisotrope Turbulenzstruktur und deren Auswirkungen auf die Partikeldispersion. Im Bereich des Wirbelkerns kommt es in Drallströmungen oftmals zu so starker Stromlinienkrümmung, dass die auf der räumlichen Diskretisierung fußende Annahme der lokalen Turbulenzisotropie nicht länger als gerechtfertigt angesehen werden kann. Da die auf dem RANS-Ansatz basierenden Zweigleichungsturbulenzmodelle auf dieser Annahme beruhen, kann der Einsatz dieses Modelltyps in der Simulation von Drallströmungen zu starken Verfälschungen im Ergebnis führen. Daher sollten hier höherwertige Turbulenzmodelle wie Reynoldsspannungsmodelle oder Large-Eddy-Simulationen zum Einsatz kommen. Diese Ansätze liefern eine deutlich genauere und vor allem richtungsabhängige Beschreibung der lokalen Turbulenzstruktur. Es wurden daher in dieser Arbeit mehrere Ansätze untersucht, die es erlauben, mit Hilfe der zusätzlichen Informationen die durch Turbulenz verursachten Dispersionserscheinungen genauer abzubilden. Dabei wurde vor allem auf der Basis von hoch auflösenden Large-Eddy-Simulationen gearbeitet, aber auch die Modellierung der Dispersion auf Basis von Reynoldsspannungsmodellen untersucht. Zusätzlich wurden Modelle implementiert, welche versuchen, den Unterschied zwischen frei angeströmten Partikeln und der Partikelbewegung im Schwarm zu quantifizieren.

Der letzte Arbeitsbereich betraf die Modellierung von Agglomerationsvorgängen. Im bestehenden Ansatz wurde der durch Agglomeration verursachte Zuwachs im Partikeldurchmesser zwar modelliert, die innere Struktur des Agglomerats konnte jedoch nicht wiedergegeben werden. Dieses Verfahren wurde um ein Modell der Agglomerationshistorie erweitert, welches es ermöglicht, die innere Struktur jedes Agglomerats dynamisch zu speichern. Mit Hilfe dieses Modells kann dabei einerseits der Einfluss der Agglomeratporosität auf das Bewegungsverhalten des Agglomerats modelliert werden, andererseits erlaubt dieser Ansatz die Berechnung von Agglomeratbrüchen an den Kontaktpunkten.

Zur Validierung der neu implementierten Modelle wurden zum Teil Literaturdaten herangezogen, es wurden jedoch auch eigene Experimente durchgeführt, um zusätzliches Datenmaterial zu erhalten. Als Modellsysteme wurden dabei einerseits eine Drallbrennergeometrie verwendet, andererseits die Partikelbewegung in Zyklo- nen untersucht. An beiden Systemen erfolgten Messungen mit Hilfe von Phasen-Doppler-Anemometry (PDA) und Particle Image Velocimetry (PIV). Dabei wurden jeweils Gas- und Partikelgeschwindigkeiten, sowie Partikeldurchmesser und -konzentrationen räumlich und zeitlich aufgelöst gemessen und die erhaltenen Ergebnisse zur Validierung der numerischen Modelle eingesetzt.

Abstract

In the scope of this work, different techniques for modelling particle laden swirling flows will be discussed. All models developed here are based on the Euler/Lagrange approach, a common technique used for the simulation of multiphase flows which is based on the assumption of a drag dominated movement of the particle phase. If this assumption is true, Euler/Lagrange simulations allow a comparatively fast computation of disperse multiphase flows, even if widespread particle size ranges have to be taken into account. But a closer look reveals some of the used models to be inapplicable to the special features of swirling flows. Therefore, some of the Euler/Lagrange models used in an already existing pair of simulation programs² have been modified and expanded to guarantee a precise reproduction of multiphase swirling flows by the means of Euler/Lagrange simulations.

Even in generally steady swirling flows, coherent time dependent structures may be found. These perturbances will be cyclic in most cases and may influence the global structure of the flow significantly within some areas.

As up to now Euler/Lagrange modelling was based on steady simulations only, the changes caused by these unsteady phenomena in the overall flow structure could not be predicted correctly.

Bisher durchgeführte instationäre Simulationen auf Basis des Euler/Lagrange-Verfahrens waren auf die Verwendung eines gemeinsamen Zeitschrittes für Fluid und Partikel angewiesen. Die von den Einzelverfahren benötigte zeitliche Auflösung weicht jedoch um mehrere Größenordnungen voneinander ab. Damit muss bei diesen Ansätzen ein Kompromiss eingegangen werden: entweder wird die Partikelphase zeitlich nicht genau genug aufgelöst, um alle relevanten Prozesse korrekt darzustellen oder die Fluidphase wird unnötigerweise um mehrere Größenordnungen zu genau aufgelöst und verursacht damit zusätzlichen Rechenaufwand.

Up to now, unsteady Euler/Lagrange simulations were confined to use a common time step for fluid and particles. However, the temporal resolution required by the individual methods differs by means of several magnitudes. Therefore, coupled simulations had to compromise: either the particulate phase had to be modelled without the temporal accuracy required for a correct resolution of all relevant processes or the fluid phase had to be resolved unnecessarily fine and thereby consumed additional computing time. Therefore two different models for unsteady Euler/Lagrange

²Euler: Fastest4.0 (Schäfer, 2010); Lagrange: Lag3D (Decker, 2005)

simulations have been developed and implemented: while the first model uses a temporal averaging of the unsteady flow field and a subsequent tracking over the resulting field, the second model is the quasi unsteady Euler/Lagrange technique in which a time dependent approach is used for both phases and additionally the different time scales of the phases are respected.

A second field of interest dealt with the turbulence anisotropy found in swirling flows and its consequences for particle dispersion. In the region of the vortex core swirling flows will often show strong streamline curvatures, therefore the assumption of local turbulence isotropy will not longer be justified. As all RANS two equation models are based on this assumption, the usage of this model type would lead to severe falsifications in the results. Therefore high-quality turbulence models like Reynolds stress models or Large Eddy Simulations should be used here. This approaches will deliver a considerably more accurate description of the local turbulence structure on the one hand and on the other hand will also model the spacial orientation of this structure. In this work, several approaches are examined, which allow the use of this spatially oriented data in the modelling of turbulent particle dispersion. While most of the work has been done using LES based data, one Reynolds stress based model has been examined also. Additionally, some options for including the influence of zone sedimentation into the Euler/Lagrange approach have been evaluated and tested.

The last field of work was related to the approaches used for the reproduction of agglomeration processes. The actual model only represents the diameter increase caused by agglomeration, other mechanisms like the development of the inner structure of the agglomerate could not be reproduced. Therefore an additional model used to store the internal structure of the agglomerate dynamically has been developed and implemented. On the one hand, this new model allows to reproduce the influence of porosity onto particle movement, on the other hand agglomerate breakage may be resolved respecting agglomeration history.

To some extend, the newly implemented models have been validated using data from literature, but also own experiments have been conducted to receive additional results. The examind systems where a simplified swirl burner on the one hand and a gas cyclone on the other hand. Both geometries have been inspected by using Phase Doppler Anemometry (PDA) and Particle Image Velocimetry (PIV). In both cases spatially and temporally resolved measurements of both fluid and particle velocities have been conducted. Additional data was taken by measuring particle concentrations and diameters. Subsequently, the measured data has been used to test the models implemented in the course of this work.

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
a	–	Modellparameter, allgemein
A	m^2	Fläche
A_H	$\text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$	Hamaker-Konstante
b	m	Breite
c	–	Konzentration
d	m	Durchmesser
\dot{D}	kg s^{-2}	Tangentialer Impulsstrom
e	–	Stoßzahl
f	s^{-1}	Frequenz
F	kg m s^{-2}	Kraft
\mathbf{g}	m s^{-2}	Erdbeschleunigung (Vektor)
g_i	m s^{-2}	Erdbeschleunigung (Komponente)
gw	–	Grauwert
h	m	Höhe
\dot{I}	kg m s^{-2}	Axialer Impulsstrom
\mathcal{I}	–	Einheitsvektor
J_ϕ	abh. von ϕ	Fluss der allgemeinen Fluideigenschaft ϕ
k	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	Turbulente kinetische Energie
K	–	Korrelationsgüte
l	m	Länge
L	m	Längenmaß
m	kg	Masse
\dot{m}	kg s^{-1}	Massenstrom
n	–	Anzahl
p	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Druck
P	–	Wahrscheinlichkeit
q	–	Quantile, Median
q	–	Signifikanztest

Symbol	Einheit	Beschreibung
r	m	Radius
R	–	Korrelationskoeffizient
\mathcal{R}	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	Reynoldsspannungen (Tensor)
\mathcal{R}^u	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	Instationäre Reynoldsspannungen (Tensor)
Re	–	Reynoldszahl
$s_{\phi,P}$	abh. von ϕ	Partikelquellterm eines Partikels
S	–	Drallzahl
\bar{S}_{ij}	s^{-1}	Dehnungsrate
S_ϕ	abh. von ϕ	Fluidquellterm
$S_{\phi,P}$	abh. von ϕ	Partikelquellterm
St	–	Stokes-Zahl
t	s	Zeit
Δt	s	Zeitschritt, Zeitdifferenz
T	s	Zeitskala / Zeitmaß
$T(d_P)$	–	Abscheiderate
\mathcal{T}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Spannung (Tensor)
\mathbf{u}	m s^{-1}	Instantane Fluidgeschwindigkeit (Vektor)
u_i	m s^{-1}	Instantane Fluidgeschwindigkeit (Komponente)
\mathbf{u}'	m s^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit Fluid (Vektor)
u'_i	m s^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit Fluid (Komponente)
\mathbf{U}	m s^{-1}	Reynoldsgemittelte Fluidgeschwindigkeit (Vektor)
U_i	m s^{-1}	Reynoldsgemittelte Fluidgeschwindigkeit (Komponente)
\mathbf{v}	m s^{-1}	Partikelgeschwindigkeit (Vektor)
v_i	m s^{-1}	Partikelgeschwindigkeit (Komponente)
\mathbf{v}'	m s^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit Partikel (Vektor)
v'_i	m s^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit Partikel (Komponente)
$\ddot{\mathbf{v}}$	m s^{-1}	Geschwindigkeit virtueller Kollisionspartner (Vektor)
\ddot{v}_i	m s^{-1}	Geschwindigkeit virtueller Kollisionspartner (Komp.)
$\ddot{\mathbf{v}}'$	m s^{-1}	Schwankungsgesch. virt. Koll.-partner (Vektor)
\ddot{v}'_i	m s^{-1}	Schwankungsgesch. virt. Koll.-partner (Komponente)
V	m^3	Volumen
\mathbf{w}	m s^{-1}	Schlupfgeschwindigkeit (Vektor)
w_i	m s^{-1}	Schlupfgeschwindigkeit (Komponente)
x_i	m	Fluidkoordinate (Komponente)
\mathbf{x}	m	Fluidkoordinate (Vektor)
y_i	m	Partikelkoordinate (Komponente)
\mathbf{y}	m	Partikelkoordinate (Vektor)
$\Delta \mathbf{y}$	m	Partikelabstand (Vektor)
z_0	m	Minimaler Kontaktabstand

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
α_S	–	Signifikanzniveau
β	–	Verhältnis zweier Größen gleicher Einheit
γ	–	Dichteverhältnis
Γ	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Zirkulation
δ	–	Kronecker-Delta
ϵ	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$	Dissipationsrate der turbulente kinetischen Energie
ϵ	–	Relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_0	$\text{A s V}^{-1} \text{m}^{-1}$	Influenzkonstante
ϵ_P	–	Porosität
ζ	–	Gleichverteilte Zufallsvariable
η	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	Dynamische Viskosität
η_p	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	Kompressionsviskosität
η_P	–	Massenanteil Partikel
η_t	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	Turbulente Wirbelviskosität
θ	–	Phasenverschiebung
Θ	°	Überschneidungswinkel
λ	m	Wellenlänge
Λ	°	Anstellwinkel
ν	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Kinematische Viskosität
ξ	°	Öffnungswinkel Drallerzeuger
Ξ	°	Wandkollisionswinkel
ρ	kg m^{-3}	Dichte
σ	–	Verhältnis Axial-/Radialgeschwindigkeit
τ	s	Relaxationszeit
τ_{ij}	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	Subgrid-Scale-Spannungstensor
ϕ	abh. von ϕ	Instantane Fluideigenschaft
ϕ'	abh. von ϕ	Schwankungsanteil einer Fluideigenschaft
ϕ_1, ϕ_2	$\text{N V}^{-1} \text{m}^{-1}$	Flächenladungsdichten
$\bar{\phi}$	abh. von ϕ	Gefilterte Fluideigenschaft
Φ	abh. von ϕ	Gemittelte Fluideigenschaft
χ	–	Normalverteilte Zufallsvariable
ψ	°	PDA-Elevation
ω	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$	Spezifische Dissipationsrate
ω_i	s^{-1}	Winkelgeschwindigkeit (Komponente)
$\boldsymbol{\omega}$	s^{-1}	Winkelgeschwindigkeit (Vektor)
Ω	s^{-1}	Wirbelstärke

Andere Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\hbar\omega$	N m	van-der-Waals-Wechselwirkungsenergie

Indizes

Index	Beschreibung
<i>a</i>	Aussen
<i>ax</i>	Axial
<i>agg</i>	Agglomerat
<i>A</i>	Anlauf
<i>bin</i>	Auffangbehälter
<i>B</i>	Bild
	Ast (Branch)
	Grenze eines Kontrollvolumens (Border)
<i>c</i>	Kollision
<i>cc</i>	Kollisionszylinder (Collision Cylinder)
<i>ce</i>	Auftreffwahrscheinlichkeit (Collision Efficiency)
<i>C</i>	Zentrales Kontrollvolumen
<i>E</i>	Euler
<i>EL</i>	Euler/Lagrange
<i>Exp</i>	Experiment
<i>f</i>	Frei
<i>F</i>	Fluid
<i>G</i>	Gauss
<i>h</i>	Hauptrohr
	Hydraulisch
<i>i</i>	Innen
<i>in</i>	Einlass
	Injektion
<i>I</i>	Instationär
<i>k</i>	Klein
	Koaxialrohr
<i>kr</i>	Kritisch
<i>K</i>	Kollektor
	Kolmogorov
<i>L</i>	Lagrange

Index	Beschreibung
<i>M</i>	Masse
<i>MA</i>	Mantel
<i>N</i>	Nächstes Kontrollvolumen
<i>o</i>	Pore
<i>pl</i>	Plastisch
<i>P</i>	Partikel
<i>PP</i>	Primärpartikel
<i>PS</i>	Partikelschwarm
<i>rad</i>	Radial
<i>S</i>	Schwellwert
<i>Sch</i>	Schwarm
<i>SGS</i>	Subgrid Scale
<i>Sim</i>	Simulation
<i>Sp</i>	Sampling
<i>St</i>	Störung
	Strähne
<i>Sw</i>	Schwingung
<i>tan</i>	Tangential
<i>th</i>	Theoretisch
<i>T</i>	Turbulenz
<i>Tr</i>	Tauchrohr
<i>u</i>	Unterrelaxation
<i>vdW</i>	van-der-Waals
<i>V</i>	Volumen
<i>z</i>	Zentralrohr
<i>Z</i>	Zyklus
<i>Zy</i>	Zyklon
	Parallel
⊥	Senkrecht

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
CCD	Charge Coupled Device
CDS	Central Differencing Scheme
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CV	Kontrollvolumen (Control Volume)
DNS	Direkte Numerische Simulation

Abkürzung	Bedeutung
FFT	Fast Fourier Transformation
KDE	Kernel Density Estimate
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LES	Grobstruktursimulation (Large-Eddy-Simulation)
MPI	Message Passing Interface
MQD	Minimum Quadrat Differenz
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability Density Function)
PIV	Particle Image Velocimetry
PLM	Particle Langevin Modell
PST	Präzidierender Wirbelkern (precessing vortex core)
PVC	Partikelquellterm (particle source term)
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
ROI	Abfragefenster (region of interest)
RSM	Reynoldsspannungsmodell
SGS	Subgrid Scale
SIMPLE	Semi Implicit Method for Linked Equations
SIP	Strongly Implicit Procedure
SLM	Simplified Langevin Modell
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (signal/noise ratio)
TKE	Turbulente kinetische Energie
UDS	Upwind Differencing Scheme
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

1. Einleitung

Partikelbeladene Strömungen finden sich in vielen natürlichen und technischen Prozessen. So kann die Bewegung von Treibstofftröpfchen in einem Verbrennungsprozess mit Hilfe der gleichen Ansätze beschrieben werden wie der Transport von Sandkörnern in einem Staubsturm oder der Aufstieg von Dampfblasen in kochender Flüssigkeit. Aufgrund der Breite des Anwendungsgebietes können hier gemachte Fortschritte im numerischen Modell in vielen Bereichen zu einer deutlichen Steigerung der Vorhersagequalität führen.

Eine formale Beschreibung partikelbeladener Strömungen lässt sich vor allem an drei charakteristischen Eigenschaften festmachen. Zum einen besteht das betrachtete Fluid aus mindestens zwei Stoffen, welche im Folgenden als Phasen bezeichnet werden sollen. In partikelbeladenen Strömungen sind diese Phasen aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften sowie der vorherrschenden chemischen und thermodynamischen Bedingungen nicht mischbar, bzw. die Zeitskala der Vermischung ist um mehrere Potenzen größer als die der Fluidbewegung. In Folge dieser zwei ersten Eigenschaften ist damit jeder Punkt x im Strömungsraum klar einer der Phasen zuzuordnen.

Die letzte charakterisierende Eigenschaft partikelbeladener Strömungen ist die disperse Verteilung der Phasen mit dem insgesamt geringeren Volumenanteil. Die Phase liegt also in Form diskreter Partikel vor, sei es als granulare Festkörper¹, Tröpfchen² oder Blasen³. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf den Gas-/Festkörper-Strömungen, es sollen daher ausschließlich Luftströmungen betrachtet werden, in denen feste Partikel in unterschiedlichen Massenanteilen dispergiert sind.

Unabhängig vom Aggregatzustand der untersuchten dispersen Phase besteht in den meisten Fällen eine enge Kopplung zwischen der Bewegung der kontinuierlichen und der dispersen Phase. Die Partikel werden vom umgebenden Fluid beschleunigt bzw. abgebremst und somit sind ihre Trajektorien oftmals eng an die Bewegung des Fluids gekoppelt. In umgekehrter Richtung beeinflusst der Einzelpartikel das umgebende Strömungsfeld zumeist nur in einem relativ kleinen Bereich. Aufgrund großer Partikelzahlen können sich allerdings in Gebieten mit hohem Partikelanteil Impulsquellen bzw. -senken bilden, welche die Fluidgeschwindigkeit signifikant beeinflussen.

¹Staubabscheidung, Flugförderung granularer Medien

²kondensierender Dampf, Emulsionen

³Blasensäule

Neben der oben beschriebenen engen Kopplung zwischen Partikel- und Fluidphase wird das Bewegungsverhalten der dispersen Phase in Abhängigkeit des Massenanteils mehr oder weniger stark von Kollisionen zwischen den Einzelpartikeln beeinflusst. Bei hohen Massenanteilen treten häufige Kollisionen zwischen den Partikeln auf und es muss vor allem dieser Vorgang betrachtet werden, um das Bewegungsverhalten korrekt wiederzugeben. In diesem Fall ist die Kopplung innerhalb der Phase hoch und es sollten daher eher kontinuumbasierte Ansätze zur Beschreibung des Phasenverhaltens verwendet werden. Im Falle niedrigerer Massenanteile $\eta_P < 10\%$ werden die Kollisionen zwischen den Partikeln deutlich seltener und die Widerstandskraft zwischen Fluid und Partikeln tritt wieder als der das Bewegungsverhalten dominierende Mechanismus in den Vordergrund.

Der hier dargestellte Bereich der widerstandsdominierten dispersen Mehrphasenströmungen ist das Hauptanwendungsgebiet von Euler/Lagrange-Simulationen. Das Bewegungsverhalten der Partikel kann bei Annahme kugelförmiger Teilchen sehr genau charakterisiert werden. Die Bewegung des Einzelpartikels beruht dabei auf der Integration der aus dem Kräftegleichgewicht berechneten Beschleunigung. Im Falle hoher Dichteverhältnisse zwischen Fluid und Partikel lässt sich das zugrunde liegende Kräftegleichgewicht auf Gravitation (Newton, 1846) und Fluidwiderstand (Rayleigh, 1876) beschränken⁴. Die zur Berechnung der Partikelbewegung verwendeten Gleichungen sind damit verhältnismäßig einfach und erlauben die schnelle Berechnung vieler Partikeltrajektorien. Der im Vergleich zur Partikelbewegung deutlich aufwändigeren Kontakt- und Kollisionsberechnung kommt dagegen eine geringere Bedeutung zu. Daher können hier vereinfachende Modellierungsansätze verwendet und der im Rahmen der Simulation nötige Rechenaufwand weiter gesenkt werden.

Als Beispiel für die Vereinfachungen des Kollisionsvorganges sei hier die Annahme binärer Kollisionen genannt: es wird vorausgesetzt, dass an Kollisionen innerhalb der Partikelphase immer nur zwei, bei Kollisionen zwischen Partikeln und Wand immer nur ein Partikel beteiligt ist. Diese Annahme vereinfacht das Problem des hier aufzulösenden elastisch-plastischen Stoßes deutlich und erlaubt gleichzeitig, dessen zeitlichen Verlauf im Rahmen der Modellierung zu vernachlässigen.

Ein weiteres wichtiges Element für die Simulation von Mehrphasenprozessen auf Basis der Euler/Lagrange-Methode, ist die Kopplung zwischen Fluidturbulenz und Partikelbewegung. Der Einfluss der Fluidturbulenz auf die Partikelphase wird im Rahmen der Simulation mit Hilfe von Dispersionsmodellen wiedergegeben. Diese wiederum basieren auf den in der Turbulenzmodellierung verwendeten Erhaltungsvariablen und enthalten zusätzliche Zufallsterme, die den stochastischen Anteil der Turbulenz widerspiegeln. Über die beschriebene Modellierung gelangt ein nicht deterministisches Element in die Berechnung der Partikelbewegung, welches es ermöglicht,

⁴Haben beide Phasen ähnliche Dichten, werden zusätzliche Terme, wie die bei rotierenden Partikeln auftretende Magnus-Kraft (Magnus, 1853), die in Scherströmungen auftretende Saffman-Kraft (Saffman, 1965) oder die den Einfluss der Vorgeschichte beschreibende Basset-Kraft (Basset, 1888) in der Kräftebilanz am Partikel dominanter und sollten daher nicht mehr vernachlässigt werden.

die lokalen und globalen Eigenschaften der dispersen Phase als Ganzes mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden (Binder, 1979) anzunähern. Denn auch wenn die zuvor beschriebenen Modellannahmen den benötigten Rechenaufwand bereits deutlich reduzieren, ist die Berechnung einer Anlage im Industriemaßstab, in der ein Partikelsystem mit Durchmessern im Mikrometerbereich vorliegt bei Auflösung aller Partikel aufgrund der immens hohen Partikelzahlen momentan nicht möglich.

Die im Fokus dieser Arbeit stehenden Drallströmungen stehen schon seit langem im Zentrum des wissenschaftlichen Interesses (Rankine, 1858; C. Oseen, 1912; Hamel, 1916) und zeichnen sich durch besondere physikalische Eigenschaften aus, welche diesen Strömungstyp für mehrphasige verfahrenstechnische Anwendungen besonders interessant macht. Während die in Drallströmungen auftretenden hohen Scherraten Anwendung in der Misch- und Zerkleinerungstechnik finden, werden die in der Strömung auftretenden Zentrifugalkräfte in Abreinigungsprozessen eingesetzt. Gleichzeitig können instabile Strömungen durch das zusätzliche Einbringen von Drall stabilisiert werden, dieser Ansatz findet vielfach in der Feuerungstechnik Verwendung.

Bei dem Versuch, Drallströmungen mit Hilfe des oben beschriebenen Ansatzes der Euler/Lagrange-Simulation zu modellieren, ergeben sich in einigen Bereichen Schwierigkeiten. So können auch in stationären Drallströmungen zyklische Phänomene auftreten, welche das ansonsten zeitunabhängige Strömungsfeld stören. Das hier untersuchte Euler/Lagrange-Verfahren ist bisher jedoch auf die Modellierung stationärer Strömungen beschränkt. Der Einfluss zeitabhängiger Vorgänge auf das Gesamtverhalten des Prozesses kann damit im Rahmen einer Simulation nicht wiedergegeben werden.

Ein weiteres Problem ist die sich in Drallströmungen einstellende Turbulenzstruktur. Die bereits oben beschriebenen Modelle zur Vorhersage der turbulenten Partikeldispersion verwendeten bisher die turbulente kinetische Energie k und deren Dispersionsrate ϵ zur Rekonstruktion der lokalen Turbulenzstruktur. Diese zwei Größen werden auch in den auf dem Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) Ansatz basierenden Zweigleichungsmodellen⁵ verwendet oder können leicht aus den jeweilig modellierten Größen berechnet werden. Den auf dem RANS-Ansatz basierenden Zweigleichungsmodellen liegt jedoch die Annahme einer isotropen Turbulenzstruktur zugrunde. Diese Annahme kann in Drallströmungen aufgrund der hier vorliegenden hohen Stromlinienkrümmung jedoch nicht gehalten werden. Daher müssen hier höherwertige Modelle, wie Reynoldsspannungsmodelle (RST) oder Large-Eddy-Simulationen (LES), eingesetzt werden, welche die Turbulenzanisotropie im Rahmen der Simulation wiedergeben können. Eine Kopplung zwischen den auf Seite der Lagrange-Modellierung verwendeten Dispersionsmodellen und den höherwertigen Turbulenzmodellen konnte jedoch bisher nicht durchgeführt werden. Daher wurde auch der Einfluss der anisotropen Turbulenzanteile auf die Partikeldispersion im Rahmen der Euler/Lagrange-Modellierung bisher vernachlässigt.

⁵ $k\epsilon$ - und $k\omega$ -Modelle

Basierend auf den in Kapitel 2 dargelegten Grundlagen zur Untersuchung mehrphasiger Drallströmungen soll die Euler/Lagrange-Methode im Rahmen dieser Arbeit um zusätzliche Ansätze erweitert werden, welche die oben angesprochenen Modellierungsdefizite beheben.

Die in Kapitel 3 dargestellte Modellbildung beinhaltet dabei neben dem Partikeltracking in instationären Strömungen (Abschnitt 3.1) die Berechnung von Partikeltrajektorien in hoch aufgelösten Strömungssimulationen (Abschnitt 3.2) und die Abbildung von Agglomerationsvorgängen (Abschnitt 3.3) in der Simulation. Der zuletzt genannte Bereich besitzt für die Modellierung mehrphasiger Drallströmungen zwar nicht die gleiche Bedeutung wie die vorherigen Themen, aber insbesondere in den durch erhöhte Partikelkonzentration gekennzeichneten Randzonen makroskopischer Wirbels sind deutlichen Einflüsse auf das Gesamtverhalten des Systems erkennbar.

In Kapitel 4 ist die Validierung der neu implementierten Modelle dargestellt. Zu diesem Zweck wurden zwei auf mehrphasigen Drallströmungen basierende Systeme mit technischer Relevanz ausgewählt. Zum einen wurde die Partikelbewegung in einem Drallbrennermodell mit Koaxialeinlauf untersucht (Abschnitt 4.1). Eine zweite Gruppe von Versuchssystemen setzte sich aus unterschiedlichen Zyklongeometrien zusammen (Abschnitt 4.2). In beiden Systemen wurden experimentelle Untersuchungen mit Hilfe von Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) und Particle Image Velocimetry (PIV) durchgeführt und die Ergebnisse mit parallel durchgeführten Simulationen verglichen.

2. Grundlagen

Dieses Kapitel soll zunächst in zusammenhängender Form die Grundlagen der hier dargestellten Arbeiten schildern. Zu diesem Zweck sollen zunächst einige allgemeine Überlegungen zu rotierenden Strömungen angestellt werden. Die weiteren Unterabschnitte beschäftigen sich anschließend mit den hier verwendeten numerischen und experimentellen Techniken und Methoden.

2.1. Allgemeine Beschreibung partikelbeladener Drallströmungen

In dieser Arbeit werden Medien untersucht und beschrieben, die aus einer gasförmigen kontinuierlichen und einer aus partikulären Festkörpern bestehenden dispersen Phase zusammengesetzt sind. Von besonderem Interesse ist dabei das Bewegungsverhalten dieser Medien in Systemen, die der Strömung eine Drallbewegung aufprägen. Daher soll in diesem Abschnitt ein kurzer Überblick über die physikalischen Eigenschaften verdrallter Mehrphasenströmungen gegeben werden.

2.1.1. Verhalten der Gasphase

Eine Drallströmung ist durch die rotierende Bewegung einer Menge von Fluidteilchen um ein gemeinsames Zentrum gekennzeichnet. Dabei ist es zunächst nicht entscheidend, ob die Teilchen zusätzlich eine translatorische Bewegung entlang der Achse der Rotation ausführen, auch wenn dies in vielen Anwendungsfällen auftritt. Für das allgemeine Verständnis des Verhaltens einer Drallströmung kann deshalb zunächst die Theorie der Wirbelmodelle herangezogen werden. Prinzipiell können die folgenden zwei Arten eindimensionaler Wirbel unterschieden werden:

Starrkörperwirbel: Im Starrkörperwirbel (erzwungener Wirbel) ändert sich die relative Position der Fluidteilchen innerhalb des Wirbels nicht. Das Fluid rotiert somit als Ganzes wie ein fester Körper. Die tangential Geschwindigkeit u_{tan} in Abhängigkeit des Radius r (siehe Abbildung 2.1 (a)) lässt sich dann in Analogie zur Festkörperrotation definieren als:

$$u_{tan} = \omega r \tag{2.1}$$

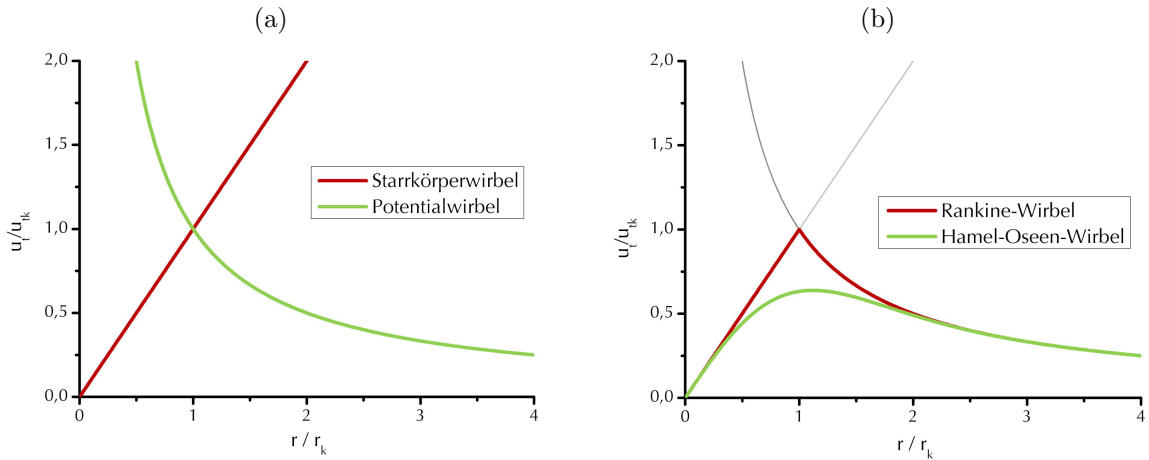


Abbildung 2.1.: Radiale Verläufe der Tangentialgeschwindigkeiten unterschiedlicher Wirbelarten. (a) Starrkörper- und Potentialwirbel, (b) Rankine- und Hamel-Oseen-Modell.

Die Annahme eines Starrkörperwirbels impliziert eine Rotation der Fluidteilchen im globalen Koordinatensystem. Die Wirbelstärke

$$\Omega = \text{rot } \mathbf{u} \quad (2.2)$$

ist in diesem Falle über den gesamten Wirbel konstant mit $\Omega = 2\omega$. Die Rotation der einzelnen Teilchen ist mit der Rotation des Gesamtsystems synchronisiert, es treten daher keine internen Reibungsverluste auf.

Potentialwirbel: In dem auch freier Wirbel genannten Potentialwirbel bewegen sich die einzelnen Fluidteilchen mit dem Wirbel, ihre Ausrichtung im globalen Koordinatensystem bleibt jedoch konstant. Die Wirbelstärke wird damit $\Omega = 0$ in allen Teilen des Fluidfeldes. Ausnahme ist die Singularität im Zentrum der Rotation. Die tangentiale Geschwindigkeit ist proportional zu $1/r$ und kann als

$$u_{tan} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (2.3)$$

berechnet werden (siehe Abbildung 2.1 (a)). Γ ist dabei die Zirkulation und definiert als das Integral über die Fluidgeschwindigkeit \mathbf{u} entlang einer das Wirbelzentrum einschließenden Bahnkurve C . Aus dem Satz von Stokes resultiert eine auf der Wirbelstärke Ω basierende Definition der Zirkulation:

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{u} \, ds = \int_A \Omega \, d\mathbf{A} \quad (2.4)$$

Da die Wirbelstärke nur im Zentrum des Wirbels ungleich null wird (s.o.), zeigt Gleichung (2.4), dass Γ im Potentialwirbel für alle Bahnkurven C konstant ist und die in Gleichung (2.3) definierte Tangentialgeschwindigkeit u_{tan} nur vom Radius r abhängig ist.

Bei der Betrachtung eingeschlossener realer Wirbel weisen jedoch beide oben beschriebenen Wirbelmodelle deutliche Mängel auf. So bildet das Modell des Starrkörperwirbels die Abnahme der tangentialen Geschwindigkeit in der Nähe der Außenwand nicht ab. Wird hingegen das Potentialwirbelmodell verwendet, wird die für den Mittelpunkt des Wirbels berechnete Tangentialgeschwindigkeit unendlich groß. Beide Wirbelmodelle können also den erzwungenen eingeschlossenen Wirbel nicht hinreichend erklären. Dieses Defizit wurde von Rankine (1858) beseitigt, indem er diesen Wirbeltyp als Potentialwirbel mit einem als Festkörper rotierenden Wirbelkern beschrieb. In diesem auch Rankine-Wirbel genannten Modell wird das tangential Geschwindigkeitsfeld im Bereich $r \leq r_{kr}$ nach dem Modell des Starrkörperwirbels, im Bereich $r > r_{kr}$ als Potentialwirbel berechnet (siehe Abbildung 2.1 (b)). Da dieses Modell an der Stelle $r = r_{kr}$ eine physikalisch nicht realistische Unstetigkeitsstelle aufweist, wurde das an reale Wirbel besser angenäherte Wirbelmodell von Hamel (1916) und C. Oseen (1912) entwickelt. Dabei wird die tangentiale Geschwindigkeit nach

$$u_{tan} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}}\right) \quad (2.5)$$

berechnet (siehe Abbildung 2.1, (b)).

Allgemein lassen sich die untersuchten Drallströmungen mit Hilfe der Reynoldszahl für eingeschlossene Strömungen Re und der Drallzahl S beschreiben. Die Reynoldszahl

$$Re = \frac{\rho u d_h}{\eta} \quad (2.6)$$

verwendet den hydraulischen Durchmesser d_h , welcher für runde Rohre dem Rohrdurchmesser entspricht, und für den Kreisring des Koaxialrohres nach

$$d_h = \frac{4A}{s} = \frac{4\pi (r_a^2 - r_i^2)}{2\pi (r_a + r_i)} = d_a - d_i \quad (2.7)$$

berechnet werden kann. Die Drallzahl ist ein Maß für die Intensität des Dralls und berechnet sich als das Verhältnis von axialem Impulsstrom \dot{I} zu tangentialem Impulsstrom \dot{D} . Da diese Größen nicht die gleiche Einheit haben, wird die Drallzahl durch Division durch eine charakteristische Länge, z. B. dem Rohrradius r_a , dimensionslos gemacht:

$$S = \frac{\dot{D}}{r_a \dot{I}} = \frac{\int_0^{r_a} u_{tan} u_{ax} r^2 dr}{r_a \int_0^{r_a} u_{ax}^2 r dr}. \quad (2.8)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit oft verwendete theoretische Drallzahl S_{th} bezieht sich immer auf den durch den Impulseintrag in das System limitierten maximalen Drall. Durch Wandreibung verursachte Verluste, wie sie z. B. in der Brennergeometrie (siehe Abschnitt 4.1) beim Impulstransport vom Drallerzeuger zur Rohrerweiterung auftreten, werden nicht berücksichtigt.

Über diese allgemeinen Kennzahlen hinaus können die untersuchten Strömungen mit Hilfe des Erweiterungsverhältnisses $\beta_d = d_n/d_k$ und dem Volumenstromverhältnis $\beta_{\dot{V}} = \dot{V}_k/\dot{V}_z$ beschrieben werden.

Wirbelkerne

In stark rotierenden Strömungen kommt es häufig zur Bildung eines präzedierenden Wirbelkernes (PVC - Precessing Vortex Core), einer hydrodynamischen Instabilität, welche sich helixförmig entlang der Mittelachse der Rotation ausbildet. Diese Instabilität ist dabei durch zyklische Geschwindigkeitsschwankungen gekennzeichnet, welche im Rahmen von Messungen oftmals die Trennung zwischen mittlerer Fluidgeschwindigkeit U und turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit u' erschweren (A. Hoekstra, J. Derksen und Van Den Akker, 1999; Wunenburger, Andreotti und Petitjeans, 1999; J. J. Derksen und Van den Akker, 2000). Wird dabei die zeitliche Entwicklung betrachtet, so fällt auf, dass diese Wirbelkerne auch über längere Zeiträume hinweg als kohärente Strukturen erkennbar sind, jedoch um die Mittelachse der Drallströmung rotieren, und somit als instationäre Systeme betrachtet werden müssen. Dabei entspricht die Umlauffrequenz des Wirbelkerns nicht der Drehfrequenz des Gesamtwirbels.

Eine wichtige Kennzahl zur Beschreibung dieser Wirbelkerne bildet die Strouhal-Zahl Sr , welche die aus der Umlauffrequenz des Wirbelkerns gebildete Zeitskala $T_{PVC} = 1/f_{PVC}$ zu einer makroskopischen Zeitskala des Gesamtsystems $T_{Zy} = d/U_{in}$ ins Verhältnis setzt (A. J. Hoekstra, 2000):

$$Sr = \frac{T_{Zy}}{T_{PVC}} = \frac{f_{PVC}d}{U_{in}}. \quad (2.9)$$

Die genauen Bedingungen, welche zur Bildung eines präzedierenden Wirbelkernes führen können, sind immer noch nicht hinreichend geklärt (A. J. Hoekstra, 2000; Wang u. a., 2004; Oberleithner u. a., 2011). Jedoch konnten sowohl Ito u. a. (1983) als auch Sloan, Smith und Smoot (1986) zeigen, dass die Frequenz des PVC direkt proportional zum Massenstrom der kontinuierlichen Phase ist.

Wirbelplatzen

Ein mit dem oben beschriebenen Phänomen der präzedierenden Wirbelkerne eng verbundener Vorgang ist das Aufplatzen von Wirbeln. Dieses ist bei den hier betrachteten Geometrien vor allem in der Brennergeometrie (siehe Abschnitt 4.1.1)

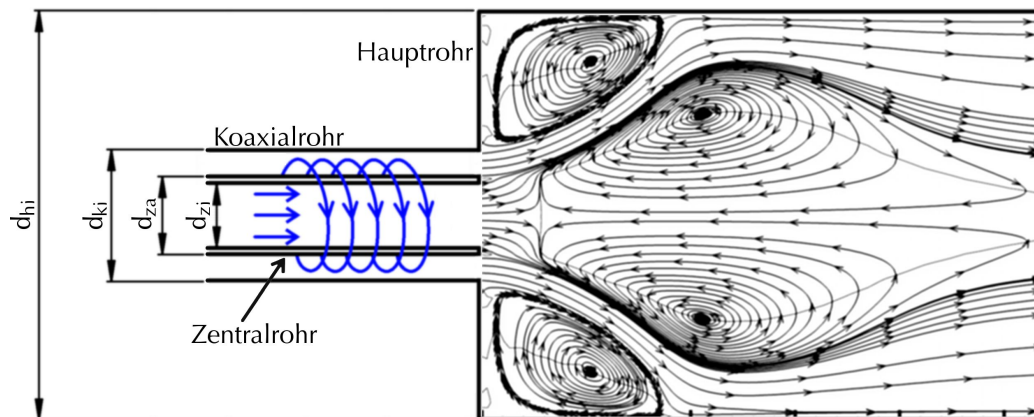


Abbildung 2.2.: Wirbelplatzen in der Brennergeometrie: Neben der in axialer Richtung durch zwei freie Staupunkte beschränkten Rückströmzone bildet sich eine zusätzliche toroidale Rückströmzone in den Eckbereichen des Hauptrohres.

zu beobachten und lässt sich wie folgt beschreiben. Die durch die Tangentialbewegung des Fluids verursachten Fliehkräfte führen zu einem lokalen Druckabfall auf der Mittelachse des Drallrohres direkt unterhalb der Austrittsöffnung. Die entstehende Niederdruckzone verursacht einen axialen Druckgradienten, welcher vom entlang der Achse abströmenden Fluid überwunden werden muss. Dadurch wird die axiale Fluidgeschwindigkeit zunächst abgebremst. Ab einer Drallzahl von $S \approx 0,6$ kommt es zu einer Strömungsumkehr entlang der Hauptachse der Brennergeometrie. Insgesamt kommt es damit zu einer starken Aufweitung des das Koaxialrohr verlassenden Stromes, dem sogenannten Wirbelplatzen. Als Folge der beschriebenen Aufweitung ergibt sich das in Abbildung 2.2 dargestellte komplexe Strömungsbild mit zwei Rückströmzonen und zwei freien Staupunkten.

Obwohl die korrekte Vorhersage einer solche Strömung mit Hilfe numerischer Methoden hohe Anforderungen an die verwendete Modellierung stellt, ist sie insbesondere für das Feld der Verbrennungstechnik interessant, da die beschriebene Strömungsführung in vielen Brennern zur Flammenstabilisierung genutzt wird. Darüber hinaus verbleiben zentral injizierte Brennstoffpartikel durch die in der zentralen Rückströmzone erfahrene Abbremsung länger im heißen Bereich der Flamme, was zu einer vollständigeren Verbrennung und damit zu geringerer Schadstoffentwicklung führt.

Turbulenzstruktur

Wird die Wirbelbewegung auf einer kleineren Skala betrachtet, so führt das unter Abschnitt 2.1.1 beschriebene Aufplatzen des Wirbels zu einer starken Krümmung der Stromlinien in mehreren Dimensionen. Diese mehrdimensionale Krümmung kann

auch als das gleichzeitige Auftreten von mehreren, in den unterschiedlichen Raumrichtungen wirkenden Geschwindigkeitsgradienten beschrieben werden. Die sich daraus ergebenden Geschwindigkeitsdifferenzen Δu_i sind damit auch für kleine Abstände Δx_i nicht mehr in allen Fällen zu vernachlässigen und führen zu einer deutlichen Anisotropie der Turbulenzstruktur in den betrachteten Gebieten. Bedingt durch diese Anisotropie können die in der numerischen Strömungsmechanik weitverbreiteten Turbulenzmodelle mit zwei zusätzlichen Erhaltungsgrößen¹ für Drallströmungen nicht verwendet werden. Diese Modelle setzen voraus, dass die zu modellierende Turbulenz isotrop ist. Daher müssen für die Turbulenzmodellierung in Drallströmungen komplexere Modelle eingesetzt werden (siehe Abschnitt 2.2.1 oder Abschnitt 2.2.1).

2.1.2. Verhalten der Partikelphase

Anders als bei der in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen kontinuierlichen Phase handelt es sich bei der Partikelphase um ein disperses System, d. h., die einzelnen Elemente dieser Phase haben untereinander nur relativ selten Kontakt und bewegen sich während der restlichen Zeit unabhängig voneinander durch das sie umgebende Medium. Diese Kombination von schwacher innerer Kopplung bei gleichzeitiger starker Kopplung an das umgebende Fluid erklärt auch den grundlegenden Ansatz der Euler/Lagrange-Methode (siehe Abschnitt 2.2.2), bei der zunächst die Bewegung des Fluids ohne Berücksichtigung der Partikel und erst anschließend die Bewegung der Partikel im umgebenden Fluid berechnet wird. Die innere Kopplung der dispersen Phase wird durch Verwendung zusätzlicher Modelle (siehe Abschnitt 2.2.2) in das System eingefügt.

In Anlehnung an C.T Crowe (1981) und C. T. Crowe, Sommerfeld und Tsuji (1998) schlägt Sommerfeld (2001) die folgende Klassifizierung vor. Durch die Berechnung des Verhältnisses zwischen der Partikelrelaxationszeit

$$\tau_P = \frac{3}{4} \gamma_P \frac{d_P}{C_D |\mathbf{w}|} \quad (2.10)$$

und der mittleren Zeit zwischen zwei Partikelkollisionen τ_C mit

$$\tau_C = \frac{1}{f_c} = \sum_{j=1}^{n_{Class}} \left(\frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j| n_{p,j} \right) \quad (2.11)$$

lässt sich ein Bereich

$$\frac{\tau_P}{\tau_C} < 1 \quad (2.12)$$

bestimmen, innerhalb dessen auch die innere Kopplung durch Kollisionen zwischen den Partikeln zu vernachlässigen ist.

¹ $k\epsilon$ - oder $k\omega$ -Modelle, Jones und B. E. Launder (1972) bzw. Wilcox (1988)

Partikelcharakterisierung

Die im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Partikelmerkmale sind einerseits der Partikeldurchmesser d_P und andererseits die Partikeldichte ρ_P . Während der Partikeldurchmesser über die in Gleichung (2.10) definierte Partikelrelaxationszeit direkt in die Berechnung der Widerstandskraft zwischen Fluid und Partikel einfließt, lässt sich unter der Annahme sphärischer Partikel aus dem Durchmesser d_P und der Dichte ρ_P die Partikelmasse m_P berechnen. Diese findet sich sowohl in der Berechnung der Widerstandskraft als auch in der auf das Partikel wirkenden Gravitationskraft wieder und beeinflusst damit die Partikelbewegung maßgeblich.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Größen wird der Einfluss der Partikelform auf die Partikelbewegung in dieser Arbeit nicht betrachtet. Im Rahmen des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Agglomerationsmodells wird zwar die interne Struktur eines Agglomerats modelliert, die Kopplung mit der umgebenden Strömung basiert jedoch immer auf der Annahme volumenäquivalenter sphärischer Partikel. Einzig die über das Strukturmodell berechnete Porosität geht über eine Dichtemodifikation bei konstanter Partikelmasse m_P in die Berechnung des Partikeldurchmessers d_P ein.

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Partikeln handelt es sich um Glaskugeln mit einer Dichte von $\rho_P = 2540 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und einer Partikelgrößenverteilung zwischen $d_{P,\min} \approx 1 \mu\text{m}$ und $d_{P,\max} \approx 100 \mu\text{m}$. Die genauen Verteilungen der jeweils verwendeten Partikelfraktionen sind in den Versuchsbeschreibungen der Abschnitte 4.1 und 4.2 dargestellt.

Partikelbewegung

Allgemein lässt sich die Partikelbewegung in translatorische \mathbf{v} und rotatorische $\boldsymbol{\omega}$ Bewegungen aufteilen. Dabei wurden im hier verwendeten Ansatz sowohl translatorische und rotatorische Bewegungen modelliert. Jedoch wurde nur die aus der Integration der translatorischen Bewegung resultierende Partikelposition im Raum mit $\mathbf{y}(t) = \int_0^t \mathbf{v} dt$ aufgelöst, während die aus $\int_0^t \boldsymbol{\omega} dt$ abgeleitete rotatorische Position nicht berechnet wurde. Die Partikelgeschwindigkeit \mathbf{v} bezieht sich im Rahmen dieser Arbeit immer auf ein ortsfestes Koordinatensystem, welches seinen Ursprung stets auf der Mittelachse der untersuchten Geometrie hat². Dagegen gibt die Schlupfgeschwindigkeit \mathbf{w} die Differenz zwischen der Geschwindigkeit des aktuell betrachteten Partikels und des ihn unmittelbar umgebenden Fluids an:

$$\mathbf{w} = \mathbf{v} - \mathbf{u}. \quad (2.13)$$

In Abhängigkeit der Schlupfgeschwindigkeit ist auch die Partikelreynoldszahl als

$$Re_P = \frac{d_P |\mathbf{w}|}{\eta_F} \quad (2.14)$$

²In der Drallbrennergeometrie liegt der Ursprung in axialer Richtung in Höhe der plötzlichen Aufweitung, bei den Zyklongeometrien auf der Ebene der Tauchrohröffnung.

Tabelle 2.1.: Bereiche der Kugelumströmung.

Re_P [-]	Beschreibung	$c_w(Re_P)$
0 - 0,5	Stokes-Bereich, zähe Umströmung	$\frac{24}{Re_P}$
0,5 - 2000	Übergangsbereich, beginnende Wirbelbildung	$\frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 (Re_P)^{0,687})^a$
2000 - $2 \cdot 10^5$	Newton-Bereich, turbulente Umströmung	$\approx 0,44$

^a Schiller und Naumann (1933)

definiert. Basierend auf der Partikelreynoldszahl lässt sich die Umströmung des Partikels, wie in Tabelle 2.1 dargestellt, in verschiedene Bereiche klassifizieren (Stieß, 1995). Für die einzelnen Bereiche existieren unterschiedliche Ansätze zur Berechnung des Widerstandskoeffizienten c_w .

Weitere wichtige Kennzahlen zur Beschreibung der Partikelbewegung sind die in (Gleichung (2.10)) definierte Partikelrelaxationszeit sowie die Stokes-Zahl St , welche aus der Partikelrelaxationszeit τ_P und einem charakteristischen Zeitmaß der Strömung τ_F gebildet wird:

$$St = \frac{\tau_P}{\tau_F}. \quad (2.15)$$

Beide Kennzahlen beschreiben das Folgevermögen der Partikel in der Strömung. Während die Relaxationszeit jedoch eine dimensionsbehaftete Größe bleibt, bezieht die Stokeszahl die Relaxationszeit auf ein charakteristisches Zeitmaß der Strömung. Für Partikel mit $St \ll 1$ kann angenommen werden, dass sie kaum von den Strömungslinien abweichen und somit als Tracer für die in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Strömungsmessungen gut geeignet sind.

Schwarmeffekte

Neben der oben beschriebenen inneren Kopplung der dispersen Phase durch direkte Kollisionen können sich die Partikel auch durch hydrodynamische Effekte in ihren Bewegungen gegenseitig beeinflussen. Aufgrund des sich hinter einem Partikel ausbildenden Nachlaufs reduziert sich der Widerstandsbeiwert C_D für direkt nachfolgende Partikel. Gleichzeitig erhöht sich der Widerstandsbeiwert für nebeneinander angeordnete Partikel durch die Verkleinerung des vom umgebenden Fluid durchströmten Raumes und der damit verbundenen lokalen Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit \mathbf{u} .

In Sedimentationsversuchen mit monodispersen Kugeln ($d_P = 100 \mu\text{m}$) stellte John (1966) eine zusätzliche Besonderheit für den Konzentrationsbereich von $c_V \approx 0,01$ fest. In diesem Bereich kann es kurzzeitig zur Bildung von gemeinsam sedimentierenden Teilchenkomplexen und damit zu einer Beschleunigung der Partikelbewegung

kommen. Dieser Effekt schwächt sich jedoch beim Übergang von einem monodispersen zu einem bidispersen Partikelkollektiv deutlich ab und wird für breitere Partikelfraktionen immer undeutlicher (Johns, 1966). Auch stellte Koglin (1971) fest, dass dieser Effekt für den hier betrachteten Partikelgrößenbereich $d_P \approx 10 \mu\text{m}$ deutlich gestört ist. Daher soll in dieser Arbeit nur die oben beschriebene Reduzierung der Schwarmgeschwindigkeit durch Beschleunigung der entgegengerichteten Fluidströmung betrachtet werden.

Nach C. T. Crowe, Sommerfeld und Tsuji (1998) kann die gegenseitige Beeinflussung bei einem Abstand von $l \approx 10d_P$ zwischen zwei benachbarten Partikeln weitgehend vernachlässigt werden, wird aber spätestens bei einem Abstand von $l \approx 3d_P$ für die Teilchenbewegung relevant. Unter Annahme einer kubisch einfachen Anordnung der Partikel lässt sich die zu einem gegebenen Abstand gehörige Volumenkonzentration nach Decker (2005) berechnen als:

$$c_V = \frac{\pi d_P^3}{l^3}. \quad (2.16)$$

Damit ergibt sich eine Grenzkonzentration von $c_{V,max} \approx 2\%$, ab der die Modifikation des Widerstandsbeiwertes durch Schwarmeffekte berücksichtigt werden muss.

Es wurden in der Vergangenheit verschiedene Untersuchungen durchgeführt, welche zu unterschiedlichen Modellansätzen für die Berechnung der Schwarmgeschwindigkeit \mathbf{v}_{Sch} geführt haben. So kamen Richardson und Zaki (1954) aufgrund von Sedimentationsversuchen zu der Beziehung

$$\frac{\mathbf{v}_{Sch}}{\mathbf{v}_0} = (1 - c_V)^{a_{RZ}(Re_0)} \quad (2.17)$$

mit einem Wert von $a_{RZ} = 4,65$ im Stokesbereich und $a_{RZ} = 2,4$ im Bereich oberhalb $Re_0 \approx 500$. Dieses Modell wurde jedoch für eine Konzentration von $c_V \approx 30\%$ ermittelt und berücksichtigt daher ausschließlich die bei solch hohen Konzentrationen entstehenden Sperreffekte (Stieß, 1994).

Wen und Yu (1966) kamen aufgrund von Fluidisierungsexperimenten zu der Formel

$$\frac{\mathbf{v}_{Sch}}{\mathbf{v}_0} = (1 - c_V)^{-1,65}. \quad (2.18)$$

Diese Korrektur wird aber für hohe Partikelkonzentrationen ab $c_V \approx 20\%$ ungenau. Daher schlug Gidaspow (1994) vor, dieses Modell mit dem von Ergun (1955) entwickelten Modell für die Bewegung von Partikeln in fluidisierten Gutbetten zu kombinieren.

Eine Verbindung all dieser Modelle entwickelte Di Felice (1994), indem er die in den verschiedenen Konzentrationsbereichen definierten Modelle mit einer gemeinsamen Approximationsfunktion annäherte (siehe auch Abschnitt 3.2.3).

Einen Überblick über weitere Ansätze zur Berechnung von Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung von Schwarmeffekten geben z. B. Ochieng und Onyango (2008).

Agglomeration

Einer der für die Bewegung der Partikel im sie umgebenden Fluid maßgeblichen Einflussfaktoren ist der Partikeldurchmesser d_P und die damit verbundene Partikelmasse m_P . Kommt es im simulierten Prozess zu Änderungen des Partikeldurchmessers, so kann dies das Simulationsergebnis signifikant beeinflussen. So konnten Ho und Sommerfeld (2005) numerisch zeigen, dass die Abscheideleistung von Zyklonen im Feinstkornbereich durch Zugabe von Kollektorpartikeln mit größeren Partikeldurchmessern deutlich verbessert werden kann.

Agglomerationsvorgänge werden durch unterschiedliche Haftkräfte zwischen den dem System zugeführten Primärpartikeln ausgelöst. Gemeinsames Kennzeichen dieser Haftkräfte sind ihre Abstandsabhängigkeit sowie die im Vergleich zu den hier betrachteten Partikelgrößen sehr kurzen Reichweiten. Allgemein kann angenommen werden, dass diese Kräfte schon bei einem Partikelabstand von $\Delta \mathbf{y} \approx 500 \text{ \AA}$ und damit bei einem Zwanzigstel der kleinsten in dieser Arbeit betrachteten Partikeln mit $d_{P,min} \approx 1 \mu\text{m}$ ihre Wirksamkeit verlieren. Aufgrund dieser extrem geringen Reichweiten wird in dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Agglomerationsmodell davon ausgegangen, dass einer möglichen Agglomeration immer eine Kollision vorausgegangen sein muss, da nur in diesem Fall die für die Agglomeration nötigen kleinen Partikelabstände erreicht werden.

Stieß (1995) beschreibt prinzipiell drei verschiedene Haftkräfte, die zu Agglomeratbildung führen können:

- Flüssigkeitsbrücken,
- van-der-Waals-Kräfte (VDW),
- elektrostatische Kräfte.

Da im Rahmen dieser Arbeit von trockenem Partikelmaterial ausgegangen wird, kann angenommen werden, dass die Agglomeratbildung durch zwischen den Partikeln entstehenden Flüssigkeitsbrücken nur eine untergeordnete Rolle spielt. Daher werden hier nur die van-der-Waals- sowie die elektrostatischen Kräfte in isolierendem Material näher betrachtet. Die van-der-Waals-Kräfte zwischen zwei Kugeln gleichen Durchmessers berechnen sich als

$$F_{H,vdW} = \frac{\hbar\omega}{32\pi} \frac{d_P}{z_0^2}. \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet $\hbar\omega \approx 5 \text{ eV} \approx 8 \cdot 10^{-19} \text{ N m}$ die van-der-Waals-Wechselwirkungsenergie und z_0 den minimalen Kontaktabstand der Partikel. Dem entsprechend kann die elektrostatische Anziehungskraft zweier Kugeln aus isolierendem Material mit

$$F_{H,eII} = \frac{\pi}{4} \frac{\phi_1\phi_2}{\epsilon_0\epsilon} \frac{d_P^2}{1 - \frac{z_0}{d_P}} \quad (2.20)$$

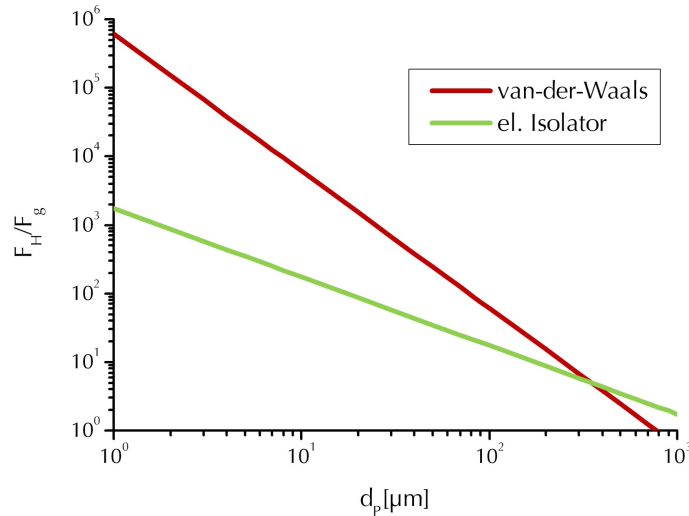


Abbildung 2.3.: Auf die Gewichtskraft F_g bezogene Stärke der im untersuchten Partikelsystem wirkenden Agglomerationskräfte in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers d_p . Der aus der Oberflächenrauigkeit der Partikel abgeleitete minimale Kontaktabstand beträgt $z_0 = 10^{-9}$ m.

berechnet werden. Dabei sind ϕ_1 und ϕ_2 die Flächenladungsdichten der Kontaktpartner, diese wurden mit $\phi_1 = \phi_2 = 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{N}}{\text{V}\cdot\text{m}}$ abgeschätzt. Die Influenzkonstante beträgt $\epsilon_0 = 8,855 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$, zusätzlich wird die relative Dielektrizitätskonstante von Luft mit $\epsilon = 1,00059$ verwendet.

Werden die oben angegebenen Haftkräfte nun auf die Gewichtskraft

$$F_G = \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_P g \quad (2.21)$$

bezogen, resultiert für einen von der Oberflächenrauigkeit der Partikel bestimmten minimalen Kontaktabstand, hier $z_0 = 10^{-9}$ m, das in Abbildung 2.3 dargestellte Diagramm. Dabei ist ersichtlich, dass in dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Partikelgrößenspektrum zwischen 1 und 100 μm die van-der-Waals-Kräfte um ein bis zwei Zehnerpotenzen stärker als die elektrostatischen Kräfte sind. Daher soll in der in Abschnitt 2.2.2 und Abschnitt 3.3 beschriebenen Modellierung der Partikelagglomeration ausschließlich die dominierende van-der-Waals-Kraft berücksichtigt werden.

2.1.3. Untersuchte Anwendungsgebiete

Zwei typische Anwendungsbeispiele partikelbeladener Drallströmungen werden in dieser Arbeit näher untersucht. In beiden Anwendungen treten die oben beschriebenen Phänomene der kontinuierlichen und dispersen Phase auf und eignen sich

daher gut zur Validierung der einzelnen Modelle. Hier soll ausschließlich eine kurze Übersicht über Eigenschaften und Einsatzgebiete der zwei Anwendungsfälle gegeben werden. Die konkreten Beschreibungen der durchgeführten Versuche und Simulationen sind in den Abschnitten 4.1 und 4.2 dargelegt.

Drallbrenner

Eine typische industrielle Anwendung verdrallter Strömungen sind drallstabilisierte Brenner. Bei dieser Gruppe von Brennergeometrien werden Brennstoff und Oxidationsmittel in vielen Fällen mittels zweier koaxialer Öffnungen in den Brennraum geführt. Während die zumeist als Oxidator verwendete Luft durch die äußere Öffnung des Koaxialrohres strömt, wird der Brennstoff entlang der Mittelachse zugeführt (siehe Abbildung 2.2).

Die oben beschriebene Luftführung beim Eintritt in die Brennkammer ist charakteristisch für drall-stabilisierte Brenner. Neben der zur Förderung des Brennstoffs nötigen Axialgeschwindigkeit werden dabei zusätzlich möglichst hohe Tangentialgeschwindigkeiten in Bezug auf die der Mittelachse der Brennergeometrie realisiert, die Luft rotiert also. Aufgrund dieser Rotation kommt es zu zwei Effekten, welche das makroskopische Verhalten des Brenners insgesamt positiv beeinflussen. So führen die hohen Rotationsgeschwindigkeiten des Fluidkörpers im Hauptrohr zu einer intensiveren Vermischung von Brennstoff und Oxidator. Als Folge davon kann eine verbesserte Verbrennung der Edukte und damit eine deutliche Verminderung der Schadstoffemissionen realisiert werden.

Der zweite Vorteil der Drallstabilisierung liegt in der sich hinter der Einspritzung einstellenden Strömungsform: Aufgrund des in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Wirbelplatzens entsteht die in Abbildung 2.2 dargestellte Rückströmzone entlang der Mittelachse des Verbrennungsraumes. Diese bremst im Fall partikulär zugegebener Brennstoffe große Brennstoffpartikel soweit ab, dass diese länger in der Verbrennungszone verbleiben. Dieses Verhalten sorgt in der Folge für eine Verbesserung des Verbrennungsergebnisses. Zusätzlich werden in der zentralen Rückströmzone heiße Verbrennungsgase wieder zur Einspritzung zurückgeführt, womit die Zündung stabilisiert und die Brenntemperatur erhöht werden kann. Auch diese Effekte tragen insgesamt zu einer besseren Ausnutzung des vorhandenen Brennstoffs bei gleichzeitiger Senkung der Emissionen bei. Der Wirkungsgrad des gesamten Prozesses kann also erhöht werden.

Eine abgewandelte Form der in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen präzedierenden Wirbelkerne ist auch im Drallbrenner zu finden: Die zentrale Rückströmzone ist nicht vollständig radialsymmetrisch zur Mittelachse, sondern meist leicht aus dem Zentrum verschoben. Dabei rotiert die Rückströmzone mit ähnlichen Winkelgeschwindigkeiten wie die zuvor beschriebenen Wirbelkerne um die Mittelachse und kann somit als Sonderfall eines präzedierenden Wirbelkerns gesehen werden. Für die zentral zugegebenen Partikel ergibt sich damit eine durch die asymmetrische Lage der

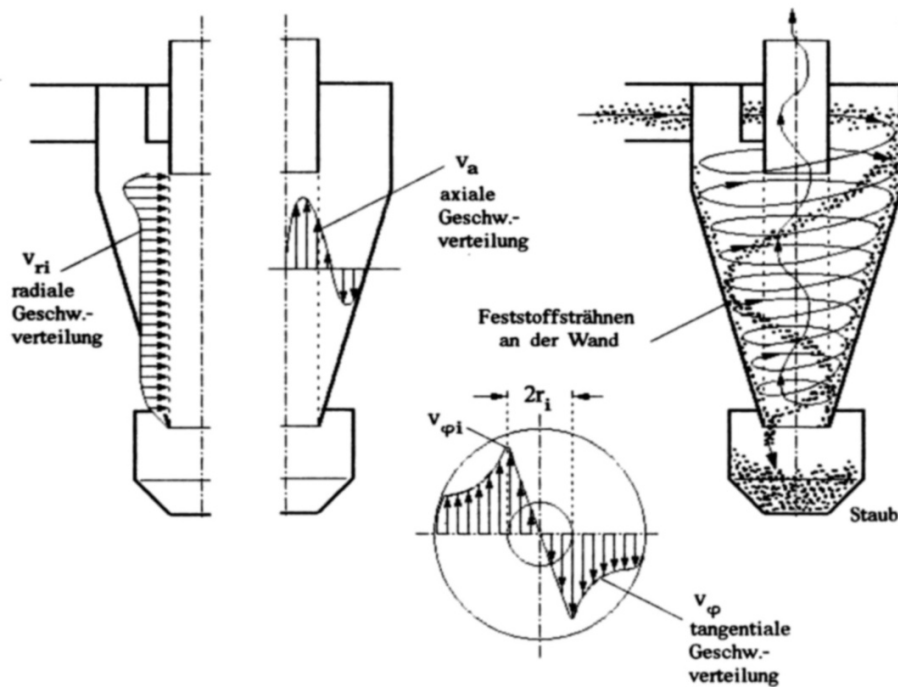


Abbildung 2.4.: Strömungen und Abscheidung im Zyklon (aus Stieß (1994)).

Rückströmzone bewirkte Ablenkung in die entgegengesetzte Richtung. Diese bevorzugte Ablenkung des Partikelstroms führt zur Bildung von Staubströmen, welche sich entlang der Wand mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit fortbewegen, mit der auch die Rückströmzone um die Mittelachse präzediert.

Zyklon

Zyklone gehören zu den ältesten in der Staubabscheidung eingesetzten Geräten. Zyklone zeichnen sich dabei durch einen einfachen Aufbau und ein breites Einsatzspektrum aus. So kann ein Zyklon in einem Temperaturbereich von bis zu $t \approx 1000^\circ\text{C}$ und in einem Druckbereich von bis zu $p \approx 100\text{ bar}$ betrieben werden. Zyklone sind unanfällig gegen Überkorn und aufgrund des Fehlens beweglicher Teile wartungsarm und damit relativ betriebssicher.

Abbildung 2.4 zeigt die sich im Zyklon einstellende Strömung: Das staubbeladene Rohgas strömt durch den tangentialen Einlasskanal in den Zyklon ein und bildet hier eine Wirbelströmung aus. Das Verhalten dieses Wirbels entspricht im Kern dem eines Festkörperwirbels, die äußeren Bereiche verhalten sich ähnlich eines Potentialwirbels (siehe Abbildung 2.4, Mitte). Damit entspricht der Wirbel im Zyklon dem im Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Rankine-Wirbel, wobei die höchsten Tangentialgeschwindigkeiten beim Tauchrohrradius r_i zu finden sind. Das sich ausbildende axiale

Strömungsprofil ist zweigeteilt: Während sich das im äußeren Potentialwirbelbereich befindliche Gas nach unten bewegt, strömt das Gas im Wirbelkern in die entgegengesetzte Richtung und verlässt über das Tauchrohr den Zyklon.

Die Partikel, die mit dem Trägergas in den Zyklon gelangen, werden von der auf sie im Wirbel wirkenden Fliehkraft daran gehindert, den sich nach unten bewegenden Potentialwirbelbereich zu verlassen. Da die Radialgeschwindigkeit in der Fläche des Tauchrohrradius am höchsten ist, wirken hier auch die stärksten Trennkräfte, daher ist hier, nach dem Modell von Barth (1955) und Muschelknautz (1970), die eigentliche Trennfläche des Zyklons. Partikel, welche diese Trennfläche aufgrund ihrer hohen Stokeszahl (siehe Gleichung (2.15)) nicht überwinden können, bewegen sich entlang des Zyklonmantels spiralförmig nach unten und werden im Auffangbehälter abgeschieden. Diese Betrachtungsweise stützt sich jedoch allein auf mittlere Gasgeschwindigkeiten und vernachlässigt dadurch turbulente Effekte, welche zu zusätzlichem Partikeldurchgang führen können.

2.2. Numerische Grundlagen des Euler/Lagrange-Verfahrens

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen basieren auf dem Euler/Lagrange-Verfahren, in welchem die Gasphase als Kontinuum mit Hilfe von Erhaltungsgleichungen beschrieben wird, die disperse Phase jedoch in diskrete Partikel aufgelöst und deren Wechselwirkungen mit der Gasphase getrennt voneinander betrachtet werden. Im Folgenden werden zunächst die Berechnungsgrundlagen der unterschiedlichen Phasen soweit wie möglich getrennt betrachtet. Anschließend soll dann auf die Phasenkopplung eingegangen werden.

2.2.1. Modellierung der Gasphase

Wird die Gasphase für sich allein betrachtet, so kann deren turbulente Strömung mit Hilfe der Kontinuitäts- und der Navier-Stokes-Gleichung ergänzt um ein Turbulenzmodell oder durch die Direkte Numerische Simulation (DNS) beschrieben werden. Die DNS erfordert jedoch eine sehr feine zeitliche wie auch räumliche Auflösung. Die oberen Grenzen der Diskretisierung werden dabei durch das Kolmogorovsche Längen- (η) und Zeitmaß (τ_η) gegeben:

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} \qquad \tau_\eta = (\nu/\epsilon)^{1/2}. \qquad (2.22)$$

Damit lassen sich die für eine DNS mindestens nötige Anzahl an Gitterpunkten N_G und Gleitkommaoperationen N_{OP} in Abhängigkeit der Reynoldszahl abschätzen als:

$$N_G \approx Re^{9/4} \qquad N_{OP} \approx Re^{11/4}. \qquad (2.23)$$

Zur realistischen Betrachtung technisch relevanter Prozesse mit hohen Reynoldszahlen ist die DNS als Simulationsverfahren daher ungeeignet. Der numerische Aufwand kann jedoch durch die Verwendung unterschiedlicher Modellannahmen bezüglich der Turbulenz deutlich reduziert werden. Das Reynolds Averaged Navier-Stokes Verfahren (RANS) teilt die Momentanwerte der Geschwindigkeit in einen Mittelwert und einen zusätzlichen Schwankungsanteil: $\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}'$. Die resultierende Differenzialgleichung ist zeitunabhängig und stellt wesentlich geringere Ansprüche an die räumliche Diskretisierung.

Im Rahmen von Large-Eddy-Simulationen (LES) wird eine andere Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichung verwendet. Mit Hilfe eines Filteroperators wird nur die Energie der großen Turbulenzskalen zur Berechnung des Spannungstensors τ_{ij} herangezogen. Dieses Vorgehen erlaubt eine deutliche Vergrößerung der verwendeten Diskretisierung und rückt damit die Berechnung turbulenter Strömungen auf der Basis der Erhaltungsgleichungen in den Bereich des technisch Möglichen.

Erhaltungsgleichungen

Für die als Kontinuum betrachtete Gasphase gelten die Navier-Stokes Gleichungen in ihrer allgemeinen Form. Betrachtet werden die Massen- sowie die Impulserhaltung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.24)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \mathcal{T} + S_u + S_{u,P} \quad (2.25)$$

mit \mathcal{T} als Spannungstensor und den Termen S_u und $S_{u,P}$ für Impulsquellen aus Volumenkräften und der dispersen Phase. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Strömungen mit einer Machzahl von $Ma < 0,3$ betrachtet wurden, können kompressible Effekte ausgeschlossen werden. Die Dichte entlang des Weges eines Fluidteilchens kann also unter der Annahme isothermen Verhaltens und geringer Druckänderung als konstant angesehen werden. Unter Verwendung der substantiellen Ableitung entlang der Teilchenbahn für eine beliebige Variable ϕ

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi \quad (2.26)$$

können die Gleichungen (2.24) und (2.25) wie folgt umgeschrieben werden:

$$(\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (2.27)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \mathcal{T} + S_u + S_{u,P}. \quad (2.28)$$

Für newtonsche Fluide läßt sich der Spannungstensor \mathcal{T} mit Hilfe der Fluidviskosität η ausdrücken als

$$\mathcal{T} = -\eta \nabla \mathbf{u} + (\eta_u + 2/3\eta) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathcal{I}, \quad (2.29)$$

wobei \mathcal{I} für den Einheitsvektor steht. Unter Verwendung von Gleichung (2.27) fällt der zweite Term des rechten Teiles von Gleichung (2.29) weg und es ergibt sich bei konstanter Viskosität

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + S_u + S_{u,P}. \quad (2.30)$$

Mit den Gleichungen (2.27) und (2.30) ergibt sich ein geschlossenes System partieller Differenzialgleichungen für die Variablen \mathbf{u} und p . Da derartige Gleichungssysteme für komplexe Strömungen analytisch meist nicht gelöst werden können, müssen numerische Verfahren zur Lösung verwandt werden.

Turbulenzmodellierung mittels RANS-Verfahren

Die direkte Verwendung der Navier-Stokes-Gleichungen stellt hohe Ansprüche an die zeitliche und räumliche Diskretisierung. Zur Vereinfachung des numerischen Systems wird deshalb oft eine zeitliche Mittelung genutzt, bei der die momentane Fluidgeschwindigkeit in einen zeitlich gemittelten und einen Schwankungsanteil aufgetrennt wird: $\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}'$ (O. Reynolds, 1895). Im Massenerhaltungssatz fällt der Schwankungsanteil \mathbf{u}' durch zeitliche Mittelung weg und es ergibt sich:

$$(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0. \quad (2.31)$$

Die gleiche Substitution in Gleichung (2.30) führt zu:

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{U} - \nabla \cdot (\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'}) + S_u + S_{u,P}. \quad (2.32)$$

Dieses Verfahren wird allgemein als Reynolds Averaging bezeichnet und die daraus resultierenden Gleichungen als Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichungen. Der Übergang von der in Gleichung (2.30) verwendeten instantanen Fluidgeschwindigkeit \mathbf{u} zu der in Gleichung (2.32) verwendeten gemittelten Fluidgeschwindigkeit \mathbf{U} erlaubt eine stationäre Modellierung der untersuchten Strömung. Gleichung (2.32) enthält jedoch als neuen Term den Reynoldsspannungstensor $\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'}$ = \mathcal{R} , welcher zusätzlicher Modellierung bedarf.

Es gibt unterschiedliche Ansätze zur Modellierung der Reynoldsspannungen. Neben rein algebraischen Modellen (z. B. Baldwin u. a., 1978) gibt es eine Vielzahl von Modellen, in denen der Reynoldsspannungstensor mit Hilfe zusätzlicher Erhaltungsgleichungen rekonstruiert wird. Die einfacheren Ein- und Zweigleichungsmodelle stellen den Reynoldsspannungstensor \mathcal{R} mit Hilfe des Wirbelviskositätsansatzes nach Boussinesq (1877) dar als:

$$\mathcal{R} = -\eta_t \{ \{ \nabla U \} + \{ \nabla U \}^T \} + 2/3 \rho k \mathcal{I}. \quad (2.33)$$

Während Eingleichungsmodelle die Wirbelviskosität η_t aus Gleichung (2.33) direkt als Erhaltungsgröße bilanzieren (Spalart und Allmaras, 1994), wird diese in Zweigleichungsmodellen mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie k und deren Dissipationsrate ϵ (Jones und B. E. Launder, 1972; B. E. Launder und B. I. Sharma, 1974) bzw. deren spezifischer Dissipationsrate ω (Wilcox, 1988; Menter, 1994) approximiert.

Eine Grundannahme der zuvor beschriebenen Modelle besteht in der Isotropie der dargestellten Turbulenz. Diese Annahme trifft für Drallströmungen aufgrund der stark gekrümmten Strömungslinien jedoch nicht zu und für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme müssen höherwertige Turbulenzmodelle verwendet werden. Auf Basis der RANS-Gleichungen (Gleichung (2.32)) sind dies Reynoldsspannungsmodelle (RSM). In dieser Gruppe von Turbulenzmodellen werden die Komponenten des Reynoldsspannungstensors R_{ij} direkt als Erhaltungsgrößen betrachtet und dementsprechend bilanziert. Da der Reynoldsspannungstensor als symmetrische zweidimensionale Matrix aus neun Elementen gebildet wird, ergeben sich mit der zusätzlichen Bilanzierung der turbulenten Dissipationsrate ϵ sieben zusätzlich zu lösende Erhaltungsgleichungen.

Nach B. Launder, Reece und Rodi (1975) können die Bilanzgleichungen für die einzelnen Komponenten des Reynoldsspannungstensors aufgestellt werden als

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + \Pi_{ij} + T_{ij} - \varepsilon_{ij} + S_{R_{ij}} + S_{R_{ij},P} \quad (2.34)$$

mit den Termen:

- instationärer und Konvektionsterm: $\frac{DR_{ij}}{Dt} = \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + U_k \cdot \nabla R_{ij}$
- Produktionsterm: $P_{ij} = - \left(R_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + R_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$
- Return- und Rapidterm: $\Pi_{ij} = -c_1 \frac{k}{\epsilon} \left(R_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) - c_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} R_{kk} \right)$
- Diffusionsterm: $T_{ij} = c_s \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{k}{\epsilon} R_{kl} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_l} \right)$
- Dissipationsterm: $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \epsilon \delta_{ij}$
- allgemeiner und Partikelquellterm: $S_{R_{ij}} + S_{R_{ij},P}$

Während die turbulente kinetische Energie als $k = 1/2 R_{ii}$ berechnet werden kann, muss für die Energiedissipation ϵ eine zusätzliche Erhaltungsgleichung gelöst werden:

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = -c_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} R_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - c_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + c_{\epsilon} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{k}{\epsilon} R_{ij} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + S_{\epsilon}. \quad (2.35)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Reynoldsspannungsmodelle nach Jones und Musonge (1988) sowie Speziale, Sarkar und Gatski (1991) verwendet. Die in den

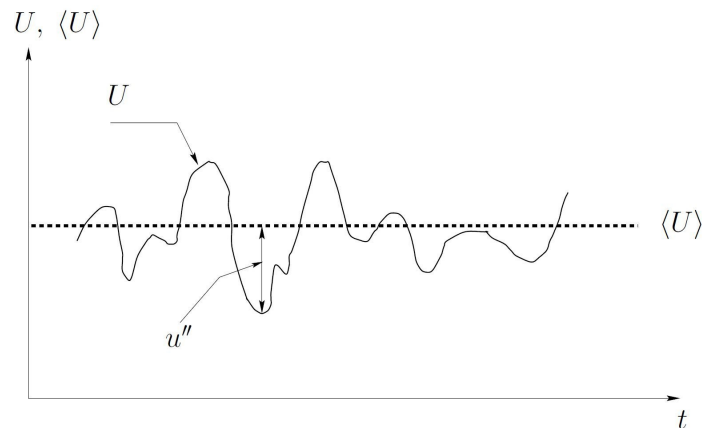


Abbildung 2.5.: Zusammensetzung der Fluidgeschwindigkeit in einer URANS-Rechnung. Die zeitabhängige Fluidgeschwindigkeit \mathbf{U} ergibt sich aus der über alle Zeitschritte gemittelten Geschwindigkeit $\langle \mathbf{U} \rangle$ und der aufgelösten Fluktuationgeschwindigkeit \mathbf{u}'' .

Gleichungen (2.34) und (2.35) verwendeten Konstanten c_1 , c_2 , c_s , $c_{\epsilon 1}$, $c_{\epsilon 2}$ und c_ϵ wurden dabei entsprechend des verwendeten Modells gewählt.

Das hier geschilderte Verfahren der RANS-Simulationen basiert auf der Aufteilung einer instantanen Fluideigenschaft ϕ in einen Mittelwert Φ und einen Schwankungsanteil ϕ' . Die für diesen Ansatz nötige Reynoldsmittelung (Naue u. a., 1979)

$$\Phi = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi dt \quad (2.36)$$

geht davon aus, dass der Zeitraum Δt so gewählt wird, dass eine weitere Zunahme von Δt keine weitere Änderung des gemittelten Wertes Φ bewirkt. Diese Annahme ist für stationäre Strömungen gewährleistet, da die Mittelung hier über einen theoretisch unendlichen Integrationszeitraum ausgeführt wird. Soll nun eine instationäre Strömung mit Hilfe eines RANS-Verfahrens berechnet werden (URANS), so ergibt sich eine zusätzliche Fluktuation ϕ'' , welche im Rahmen der Simulation aufgelöst wird (siehe Abbildung 2.5).

Die instantane Fluideigenschaft ϕ berechnet sich dann unter Hinzunahme der nicht aufgelösten turbulenten Fluktuation ϕ' nach Hussain und W. C. Reynolds (1970) als

$$\phi = \Phi + \phi' = \langle \Phi \rangle + \phi'' + \phi' \quad (2.37)$$

Die nach dem RANS-Verfahren gemittelte Fluideigenschaft Φ lässt sich in diesem Fall also zusätzlich aufteilen in einen zeitlich gemittelten Anteil $\langle \Phi \rangle$ und den von der Simulation aufgelösten Schwankungsanteil ϕ'' . Gemeinsam werden diese zwei Komponenten als kohärenter Anteil der jeweiligen Fluideigenschaft bezeichnet. Die Lösung der

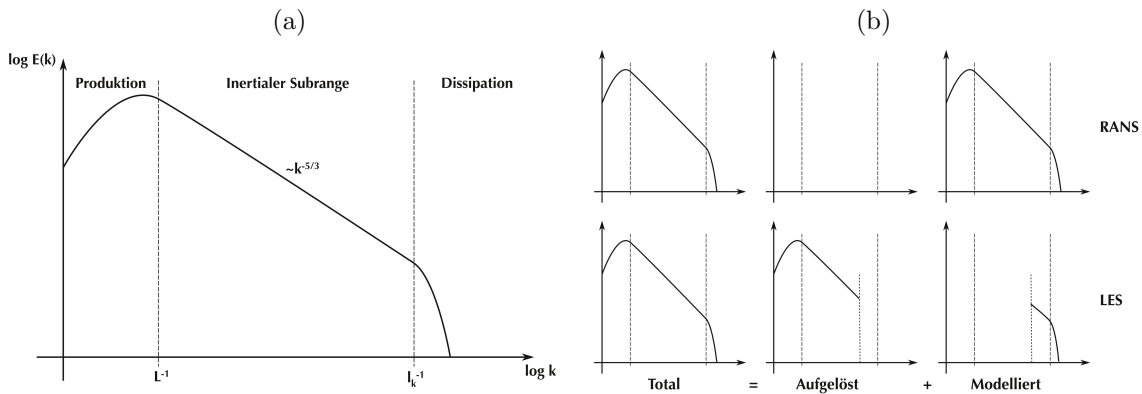


Abbildung 2.6.: (a): Energiespektrum einer homogenen, isotropen, voll entwickelten Strömung. (b): Auflösung der turbulenten Strukturen in unterschiedlichen Simulationstechniken.

Navier-Stokes-Gleichungen erfolgt für diesen kohärenten Anteil unter Zuhilfenahme der aus RANS-Simulationen bekannten Turbulenzmodelle. Da die Größenordnungen der kohärenten und turbulenten Anteile der Fluideigenschaft jedoch meist fließend ineinander übergehen (Hussain und W. C. Reynolds, 1970), sind die bekannten Turbulenzmodelle nicht in der Lage, diese zwei Größen ausreichend zu trennen. Die errechneten Reynoldsspannungen enthalten sowohl Anteile der turbulenten als auch der kohärenten Fluidbewegung. Damit neigen URANS-Simulationen zu einer Überschätzung der Dissipation im Strömungsraum.

Large-Eddy-Simulationen (LES)

Die Large-Eddy-Simulation hat ihren Ursprung in der Klimasimulation (Smagorinsky, 1963). Der Ansatz geht davon aus, dass sich das Energiespektrum einer turbulenten Strömung (siehe Abbildung 2.6(a)³) folgendermaßen aufteilen lässt: Zum einen existieren großskalige Wirbel, welche einen Großteil der turbulenten kinetischen Energie tragen und deren Verhalten hauptsächlich von der Geometrie des Strömungsraumes abhängt. Zum anderen werden die kleinskaligen Wirbel dagegen als unabhängig von der Geometrie, gleichmäßig verteilt und isotrop angesehen. Daher ist der Grundansatz der LES eine Filterung der turbulenten Strukturen, wobei die großen Wirbel von der Simulation direkt aufgelöst werden, während kleine Wirbel

³Aufgetragen ist die enthaltene kinetische Energie $E(k)$ über der Wellenzahl k . L^{-1} ist die Wellenzahl der größten Wirbel, der Kehrwert L liegt also in der Größenordnung der geometrischen Abmessungen des Strömungsraumes. Der Kehrwert der Kolmogorovlänge $l_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ gibt die Wellenzahl der kleinsten in der Strömung vorhandenen Wirbel an. Das Verhältnis dieser zwei Größen kann mit $L/l_K \sim Re^{3/4}$ abgeschätzt werden (Kolmogorov, 1941).

in sogenannten Subgrid-Scale-Modellen (SGS) zusammengefasst werden (siehe Abbildung 2.6 (b), unten). Eine LES unterscheidet sich somit grundlegend von den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen RANS-Techniken, bei denen alle Skalen der Turbulenz modelliert werden (Abbildung 2.6 (b), oben). Die LES-Filterung kann mit

$$u_i = \bar{u}_i + u_{SGS}, \quad p = \bar{p} + p_{SGS} \quad (2.38)$$

beschrieben werden. Eingesetzt in Gleichung (2.30) ergibt sich

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla \bar{p} + \eta \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_u + S_{u,P} \quad (2.39)$$

mit $\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j}$ als Spannungstensor der nicht aufgelösten Skalen. Unter Verwendung der Hypothese von Boussinesq (1877) läßt sich τ_{ij} mit Hilfe der gefilterten Dehnungsrate \bar{S}_{ij} ausdrücken als

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (2.40)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.41)$$

$$\eta_{SGS} = \rho \nu_{SGS} = \rho (c_{SGS} \Delta)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}. \quad (2.42)$$

Dabei verwendet das Modell von Smagorinsky (1963) einen konstanten Modellierungsfaktor im Bereich $c_{SGS} = [0, 1; 0, 2]$ während das Modell von Germano u. a. (1991) diesen Faktor dynamisch bestimmt. Gleichung (2.42) in Gleichung (2.39) führen schließlich zu

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla \bar{p} + (\eta + \eta_{SGS}) \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + S_u + S_{u,P} \quad (2.43)$$

als Grundgleichung für die Grobstruktursimulation.

Numerisches Verfahren

Das von den Gleichungen (2.27) und (2.30) und den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Ansätzen zur Modellierung der Fluidturbulenz gebildete Gleichungssystem läßt sich aufgrund seiner Komplexität meist nicht direkt lösen. Es kann jedoch diskretisiert und durch ein ähnliches System ersetzt werden, in dem die Variablen nur an bestimmten Stützstellen definiert sind. Die Werte der Stützstelle werden dann für das gesamte Gebiet eines die Stützstelle umgebenden Volumenelements, des Kontrollvolumens (CV), angenommen. Dieses sogenannte Finite-Volumen-Verfahren beschreiben unter anderem Patankar (1980), Schäfer (1999) oder Ferziger und Perić (2002).

Die Berechnungen der fluiden Phase wurden mit Hilfe des Programms Fastest3D (Schäfer und Stempel, 2006) durchgeführt. Fastest3D verwendet nicht-orthogonale

blockstrukturierte Gitter. Die zur Berechnung der konvektiven Flüsse benötigten Werte ϕ_B auf den Grenzflächen der CVs werden entweder mit Hilfe des Upwind Differencing Scheme (UDS) mit

$$\phi_B = \begin{cases} J_\phi \geq 0 : \phi_C \\ J_\phi < 0 : \phi_N, \end{cases} \quad (2.44)$$

des Central Differencing Scheme (CDS) mit

$$\phi_B = 1/2 (\phi_C + \phi_N) \quad (2.45)$$

oder mittels einer Taylorentwicklung (Bronstein u. a., 2008) bestimmt. Zusätzlich sind beliebige Linearkombinationen des mittels Upwind-Verfahrens berechneten Wertes mit den Ergebnissen der zwei anderen Verfahren möglich. Im Gegensatz zu den konvektiven werden die diffusiven Flüsse immer mit Hilfe des CDS bestimmt.

Die entstehende Matrix wird mit Hilfe eines SIP-Solvers (Strongly Implicit Procedure) nach Stone (1968) gelöst. Da dieses iterative Lösungsverfahren jede Gleichung einzeln behandelt, muss eine zusätzliche Kopplung der Variablen durchgeführt werden. Diese Kopplung wird durch die Druckkorrektur des SIMPLE-Algorithmus (Semi Implicit Method for Linked Equations) nach Patankar und Spalding (1972) realisiert.

Der Verlauf einer Fluidsimulation kann anhand der Residuen r_ϕ der unterschiedlichen Fluideigenschaften ϕ beurteilt werden. Die Residuen sind ein Maß für die Änderung der Fluideigenschaft ϕ innerhalb einer Iteration (siehe z.B. Schäfer und Stenel, 2006):

$$r_\phi = \frac{\sum_k |\Delta\phi_k|}{\phi_{ref}}. \quad (2.46)$$

Dabei sind k alle CVs des numerischen Gitters und ϕ_{ref} ein Referenzwert, meist der Absolutwert der Fluideigenschaft ϕ in einem zu Beginn der Rechnung ausgewählten CV. Die Residuen sollten im Laufe der Berechnung eines Eulerschrittes stark fallen, da sich die numerische Lösung einem zumindest lokalen Optimum annähert und damit die zwischen zwei Iterationen realisierten Änderungen $\Delta\phi_k$ immer kleiner werden.

2.2.2. Modellierung der Partikelphase

Im einfachsten Fall einer Rechnung mit dem Euler/Lagrange-Ansatz erfolgt die Berechnung der dispersen Phase erst nach Abschluss der Simulation der Trägerphase. Es wird dabei der Weg einzelner Partikel innerhalb des zuvor berechneten Fluids verfolgt. Zu beachten ist, dass bei dieser Methode nicht alle in der realen Strömung enthaltenen Partikel verfolgt werden können, da dies die verfügbaren Rechnerkapazitäten in den meisten Fällen sprengen würde. Daher wird die Anzahl der verfolgten Partikel um Größenordnungen niedriger gewählt als die im realen System vorliegende. Haben

jedoch eine statistisch ausreichende Anzahl von numerischen Partikeln ein gegebenes Teilgebiet des Strömungsraumes (z. B. eine Zelle) passiert, so kann davon ausgegangen werden, dass die volumengemittelten Eigenschaften dieser numerischen Partikel mit denen der realen Partikel im zu simulierenden System übereinstimmen. Werden die numerischen Partikel jetzt nicht länger als Einzelpartikel sondern als Platzhalter für eine Gruppe von Partikeln mit gleichen Eigenschaften betrachtet (Parcel), so ergibt sich eine weitere Annäherung des Modells an das reale System, da jetzt auch die Massenströme der Partikel innerhalb des Strömungsraumes sowie der Einfluss der dispersen auf die kontinuierliche Phase korrekt bestimmt werden kann.

Bewegungsgleichung eines Partikels im umgebenden Fluid

Da im Rahmen der in dieser Arbeit betrachteten Fälle die Partikel eine deutlich höhere Dichte als das umgebende Fluid haben (Dichteverhältnis $\gamma_P = \rho_P/\rho_F \approx 2000$), können die in der Bewegungsgleichung berücksichtigten Kräfte auf Gravitation (Newton, 1846) und Fluidwiderstand (Rayleigh, 1876) reduziert werden⁴. Es ergeben sich folgende Gleichungen für Partikelort (\mathbf{y}) und -geschwindigkeit (\mathbf{v}):

$$\frac{d\mathbf{y}}{dt} = \mathbf{v} \quad (2.47)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{m}{\tau_P} \mathbf{w} + m\mathbf{g} \quad (2.48)$$

mit \mathbf{w} als Schlupfgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid. Gleichung (2.48) wird nach den Veröffentlichungen von Basset (1888), Boussinesq (1903) und C. W. Oseen (1913) Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung (BBO-Gleichung) genannt. Die hier verwendete Partikelrelaxationszeit τ_P (siehe Gleichung (2.10)) ist ein Maß für das Folgevermögen der Partikel in der Strömung. Je größer τ_P , desto länger benötigt ein Partikel bis es sich der Strömung angepasst hat. Der Widerstandsbeiwert C_D wird dabei in Abhängigkeit der Partikelreynoldszahl Gleichung (2.14) nach Schiller und Naumann (1933) berechnet als

$$C_D = \begin{cases} Re_P < 1000 : \frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 (Re_P)^{0,687}) \\ Re_P \geq 1000 : 0,44. \end{cases} \quad (2.49)$$

Der Lagrangesche Zeitschritt, über den die Geschwindigkeit eines Partikels als konstant angesehen wird, wird durch vier Größen limitiert. Dies sind aus physikalischer Sicht die in Gleichung (2.10) definierte Relaxationszeit τ_P , das Kollisionszeitmaß τ_C (siehe Gleichung (2.11)) sowie die Lagrangesche Zeitskala T_L , welche die zur Durchquerung eines Wirbels benötigte Zeit angibt. Hinzu kommt als numerisches Kriterium die Vorgabe, dass der Zeitschritt spätestens mit Verlassen des augenblicklichen

⁴Für eine komplexe Analyse aller am Partikel angreifenden Kräfte siehe z. B. Decker (2005)

Kontrollvolumens beendet werden soll. Sommerfeld (1996) definiert die Lagrangesche Zeitskala als

$$T_L = \frac{2}{3} c_T k / \epsilon \quad (2.50)$$

mit $c_T = 0,24$. Der Lagrangesche Zeitschritt kann damit nach

$$\Delta t_L = \min \left(\tau_P, \tau_C, T_L, \frac{l_{cv}}{|v|} \right) \quad (2.51)$$

dynamisch errechnet werden. Diese Neubestimmung dieses Zeitschritts für jedes Partikel in jedem Lagrangeschen Schritt gewährleistet eine bestmögliche Ausnutzung der vorhandenen Rechenleistung. Es ist jedoch zu beachten, dass damit zu keinem Zeitpunkt der Simulation die Positionen aller berechneten Partikel bekannt sind. Dies hat insbesondere Auswirkungen auf das zu verwendende Kollisionsmodell (siehe Abschnitt 2.2.2).

Turbulente Dispersion

Die Bewegung der Partikel in der umgebenden Strömung findet einerseits aufgrund der von der Fluidsimulation aufgelösten und bei Verwendung einer RANS-Technik gemittelten Strömung statt, andererseits beeinflussen jedoch auch die nicht aufgelösten Skalen die Partikelbewegung. Die Aufgabe eines turbulenten Dispersionsmodells ist es, eine instantane Fluidgeschwindigkeit am Ort des Partikels aus den Größen zu rekonstruieren, die im Rahmen der Fluidsimulation die nicht aufgelösten Skalen beschreiben. Dabei ist ein zufälliges Sampling aus der Turbulenzstatistik nicht ausreichend, da damit kohärente Strukturen nicht wiedergegeben werden können. Die meisten der bekannten Dispersionsmodelle (C. T. Crowe, Sommerfeld und Tsuji, 1998) basieren auf der Annahme, dass die instantane Fluidgeschwindigkeit am Ort des Partikels $\mathbf{u}|_P(t)$ mit der Fluidgeschwindigkeit an der Position des Partikels im letzten Lagrangeschen Zeitschritt $\mathbf{u}|_P(t + \Delta t)$ korreliert ist. Diese Korrelation muss jedoch einerseits die Änderung der instantanen Fluidgeschwindigkeit in einem gegebenen Zeitschritt entlang einer Strömungslinie wiedergeben, aber zusätzlich auch die von der Trägheit bewirkte Verschiebung des Partikels auf eine andere Strömungslinie berücksichtigen (siehe Abbildung 2.7).

Es gibt dabei eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze, wobei das zu verwendende Modell in Abhängigkeit der Turbulenzstruktur zu wählen ist. Kann von einer weitgehend isotropen Turbulenz ausgegangen werden, können einfache Modellierungsansätze verwendet werden, die allein auf nicht richtungsabhängigen Größen, wie der turbulenten kinetischen Energie k oder deren Dissipationsrate ϵ , beruhen. Bei stark anisotropen Strömungsvorgängen sollten jedoch komplexere Modellierungen verwendet werden, in denen auch Richtungsinformationen in der Modellbildung berücksichtigt werden. In diesen Fällen müssen entweder auch für die zugrundeliegende

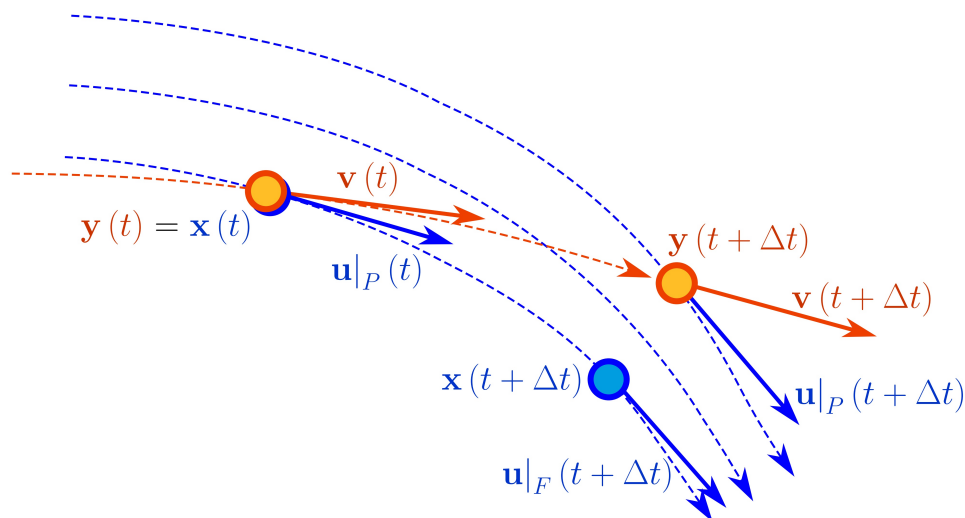


Abbildung 2.7.: Position und Geschwindigkeit eines Partikels (rot) und des korrelierten Fluidelements (blau) zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$.

Strömungssimulation höherwertige Turbulenzmodelle verwendet werden, welche die benötigten anisotropen Größen zur Charakterisierung der Turbulenz (Reynoldsspannungen \mathcal{R}) zur Verfügung stellen oder diese Größen nachträglich mit Hilfe der Geschwindigkeitsgradienten abgeschätzt werden.

Modelle wie das Eddy-Lifetime-Modell von Macinnes und Bracco (1992) sollen hier nicht weiter ausgeführt werden, da sie im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet werden. Statt dessen sollen hier kurz das von Sommerfeld (1996) und Decker (1993) entwickelte Langevin-Modell sowie das auf den Arbeiten von Pope (1994), Pope (2000) und J.-P. Minier (1999) beruhende Particle Langevin Modell (PLM) beschrieben werden.

Isotropes Langevin-Modell Eine grundlegende Annahme des Langevin-Modells besteht darin, die turbulente Partikeldispersion als Markov-Prozess (Papoulis, 1984) aufzufassen, für den gilt:

$$F(X_n | X_{n-1}, X_{n-2}, \dots, X_1) = F(X_n | X_{n-1}). \quad (2.52)$$

Damit können die für die turbulente Dispersion relevanten Größen zum Zeitpunkt t allein aus dem Zustand des Partikels zum Zeitpunkt $(t - \Delta t)$ abgeleitet werden.

Ausgehend von dieser Annahme, lassen sich die Komponenten der instantanen Partikelgeschwindigkeit am Ort des Partikels $u_i|_P^t$ nach Sommerfeld (1996) folgendermaßen berechnen:

$$u_i|_P^t = R_i(\Delta t, \Delta r) u_i|_P^{t-\Delta t} + \sqrt{1 - R_i^2(\Delta t, \Delta r)} \chi_i \quad (2.53)$$

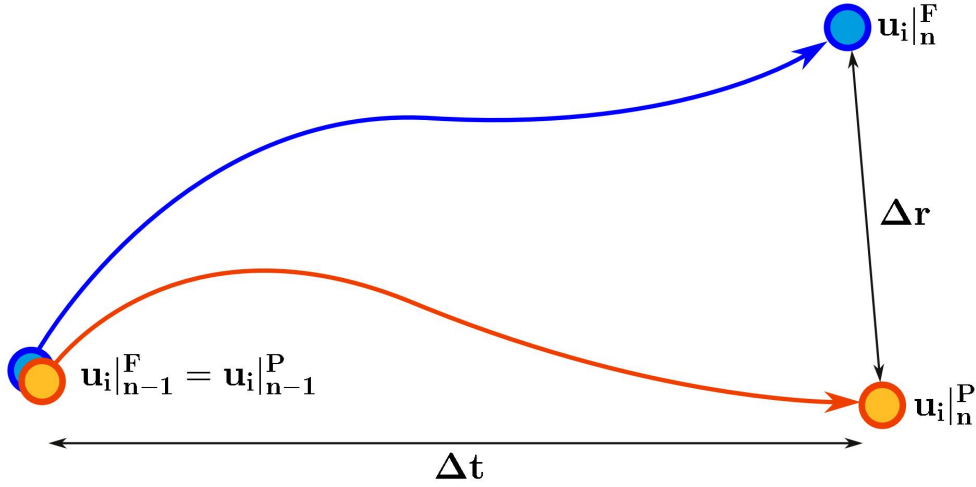


Abbildung 2.8.: Bewegung eines Partikel (gelb) und des zugehörigen Fluidelements (blau) innerhalb eines Lagrangeschen Zeitschrittes.

mit χ_i als normalverteilter Zufallsvariable mit einem Mittelwert von null und einer Varianz von eins. Der Korrelationskoeffizient R_i ist eine Kombination einer zeitlichen (Lagrangeschen) R_L und einer räumlichen (Eulerschen) $R_{E,i}$ Korrelation:

$$R_i(\Delta t, \Delta r) = R_L(\Delta t) R_{E,i}(\Delta r). \quad (2.54)$$

R_L korreliert die instantane Geschwindigkeit eines Fluidelements $u_i|_F^t$ mit dessen instantaner Geschwindigkeit im vorangegangenen Zeitschritt $u_i|_F^{t-\Delta t}$. Dabei ist $u_i|_F^{t-\Delta t} = u_i|_P^{t-\Delta t}$ (siehe Abbildung 2.8). Basierend auf der Lagrangeschen Zeitskala T_L (siehe Gleichung (2.50)) ergibt sich

$$R_L(\Delta t) = \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_L}\right) \quad (2.55)$$

$R_{E,i}$ aus Gleichung (2.54) korreliert die instantane Geschwindigkeit am Ort des Fluidteilchens $u_i|_F^t$ mit der instantanen Fluidgeschwindigkeit am Ort des Partikels $u_i|_P^t$:

$$R_{E,i} = (f(\Delta r) - g(\Delta r)) \frac{(\Delta r_i)^2}{(\Delta r)^2} + g(\Delta r) \quad (2.56)$$

mit den Korrelationsanteilen $f(\Delta r)$ und $g(\Delta r)$ längs und quer zur Strömung

$$f(\Delta r) = \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right), \quad (2.57)$$

$$g(\Delta r) = \left(1 - \frac{\Delta r}{2L_E}\right) \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right) \quad (2.58)$$

und dem Eulerschen integralen Längenmaß L_E sowie dem Lagrangeschen integralen Zeitmaß T_L

$$L_E = c_L T_L \sqrt{2/3 k} \quad T_L = c_T \frac{2}{3} k / \epsilon \quad (2.59)$$

wobei die Faktoren von Sommerfeld, Kohnen und Rueger (1993) mit $c_L = 3,0$ und $c_T = 0,24$ angegeben werden.

Anisotrope Partikeldispersion Das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Dispersionsmodell verwendet die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ϵ zur Modellierung der am Ort eines Partikels herrschenden Fluidgeschwindigkeit (siehe Gleichung (2.59)). Diese Größen sind jedoch nicht richtungsabhängig, d. h., Dispersionsvorgänge mit anisotropen Anteilen können mit Hilfe dieses Ansatzes nicht reproduziert werden. Aufgrund der Turbulenzstruktur der untersuchten Drallströmungen verhindert diese Einschränkung jedoch eine korrekte Berechnung der Partikelbewegung. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres Modell verwendet, mit welchem es möglich ist, auch anisotrope Dispersionsvorgänge korrekt aufzulösen. Dieses sogenannte Particle Langevin Modell basiert auf dem von Pope (1994) vorgeschlagenen Simplified Langevin Modell (SLM) zur Modellierung der Diffusion in inhomogenen turbulenten Strömungen. Die Erweiterung auf eine disperse Partikelphase wurde von J.-P. Minier (1999) und J. P. Minier und Peirano (2001) vorgeschlagen. Die in dieser Arbeit verwendete Implementierung stammt von Melheim, Horender und Sommerfeld (2005).

Ebenso wie das zuvor beschriebene isotrope Langevin Modell wird der Prozess der turbulenten Dispersion im PLM als Markov-Sequenz (siehe Gleichung (2.52)) aufgefasst. Damit ist die Änderung der am Ort eines Partikels herrschenden Fluidgeschwindigkeit nur abhängig von den Eigenschaften des Partikels und des umgebenden Fluidteilchens im letzten Zeitschritt. Die Änderung der instantanen Fluidgeschwindigkeit lässt sich dann berechnen als

$$\begin{aligned} d(u'_i) = & \underbrace{-u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dt + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} dt}_{I} + \underbrace{(v'_j - u'_j) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dt}_{II} \\ & - \underbrace{\frac{1}{T_{L,i}} u'_i dt}_{III} + \underbrace{\sqrt{\epsilon \left(\left(C_0 + \frac{2}{3} \right) b_i \tilde{k} / k - \frac{2}{3} \right)} dW_i(t)}_{IV}. \end{aligned} \quad (2.60)$$

Dabei beschreibt Term (I) die Fluktuationen des umgebenden Fluids. Die dafür benötigten Reynoldsspannungen können entweder direkt aus dem Eulercode übernommen

oder bei Verwendung eines Zwei-Gleichung-Turbulenzmodells über die Wirbelviskosität (Boussinesq, 1877)

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.61)$$

im Lagrangecode rekonstruiert werden. Term (II) bildet die Drift zwischen Partikel und Fluidelement ab. J.-P. Minier (1999) verwendet hier statt den instantanen die mittlere Geschwindigkeit $(\bar{v}_j - \bar{u}_j)$ am Ort des Partikels. Die mittlere Partikelgeschwindigkeit ist jedoch während einer laufenden Lagrangeschen Berechnung noch nicht bekannt, daher wurden hier die instantanen Geschwindigkeiten $(v'_j - u'_j)$ verwendet. Durch diese Substitution kann es insbesondere in Bereichen kleiner Geschwindigkeiten zu einer Überschätzung der Anisotropie in der Partikeldispersion kommen. Term (III) setzt die Geschwindigkeitsänderung zur instantanen Fluidgeschwindigkeit im letzten Zeitschritt ins Verhältnis. Dabei wird ein für jede Raumrichtung unabhängiges Lagrangesches Zeitmaß $T_{L,i}$ verwendet, welches sich berechnet als

$$T_{L,i} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}C_0\right) \frac{\epsilon}{k} b_i}, \quad (2.62)$$

wobei Pope (1985) $C_0 = 2,1$ angibt. Dabei sind b_i die von Csanady (1963) vorgeschlagenen Faktoren zur Unterscheidung der parallel und transversal zur Strömungsrichtung des Fluids verlaufenden Anteile der Partikelgeschwindigkeit:

$$b_i = b_{\perp} + (b_{\parallel} - b_{\perp}) \frac{(v_i - \bar{u}_i)^2}{|\mathbf{v} - \bar{\mathbf{u}}|^2} \quad (2.63)$$

$$b_{\parallel} = \sqrt{1 + \beta_T^2 \frac{|\mathbf{v} - \bar{\mathbf{u}}|^2}{2/3k}} \quad (2.64)$$

$$b_{\perp} = \sqrt{1 + 4\beta_T^2 \frac{|\mathbf{v} - \bar{\mathbf{u}}|^2}{2/3k}} \quad (2.65)$$

mit dem Verhältnis zwischen Lagrangeschen und Eulerschen Zeitskalen $\beta_T = T_L/T_E$. Term (IV) in Gleichung (2.60) ist ein diffusiver Term, der mittels eines Wiener-Prozesses $dW_i(t)$ ⁵ ein Zufallselement in die Berechnung einfügt. Der Diffusionsterm enthält das Verhältnis eines anisotropen Anteils der turbulenten kinetischen Energie

$$\tilde{k} = \frac{3}{2} \frac{\sum_{i=1}^3 b_i R_{ii}}{\sum_{i=1}^3 b_i}. \quad (2.66)$$

zur gesamten turbulenten kinetischen Energie. Durch die Verwendung der oben beschriebenen Csanady-Faktoren in Gleichung (2.66) ergibt sich ein Term, welcher die diffusive Bewegung der Partikel in einer anisotropen Turbulenz gut wiedergibt.

⁵Ein einzelner Schritt im Wiener-Prozess kann als eine normalverteilte Zufallsvariable mit einem Erwartungswert von 0 und einer Varianz von dt beschrieben werden.

Partikel-Wand-Kollisionen

Partikel-Wand-Kollisionen werden mit Hilfe des von Sommerfeld und Huber (1999) vorgeschlagenen Modells aufgelöst. Dabei fließen die Materialeigenschaften der Wand in eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) ein, auf deren Basis anschließend ein Auftreffwinkel ermittelt wird. Die PDF wird von Sommerfeld und Huber (1999) angegeben mit

$$P(\Delta\gamma, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta\gamma^2}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Delta\gamma^2}\right). \quad (2.67)$$

Dabei ist γ ein gegebener Winkel in der Rauigkeitsverteilung der Wand und $\Delta\gamma$ die Standardabweichung der Verteilung von γ . Zusätzlich berücksichtigt das verwendete Partikel-Wand-Kollisionsmodell die Abschattungseffekte größerer Wandunebenheiten (Sommerfeld und Zivkovic, 1992; Sommerfeld, 1996). Damit werden diejenigen Winkel aus der Rauigkeitsverteilung ausgeschlossen, die eine Neigung beschreiben, die größer ist als der Kollisionswinkel zwischen glatter Wand und Partikelbahn, also in Flugrichtung des Partikels von davorliegenden Erhebungen abgedeckt werden. Es ergibt sich eine korrigierte PDF in Abhängigkeit vom Kollisionswinkel Ξ , der Breite der Verteilung $\Delta\gamma$ und dem gegebenen Winkel γ mit

$$P_{eff}(\Xi, \Delta\gamma, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta\gamma^2}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Delta\gamma^2}\right) \frac{\sin(\Xi + \gamma)}{\sin \Xi}. \quad (2.68)$$

Die anschließende eigentliche Wandkollision unterscheidet zwischen Gleit- und Haftstoß (Sommerfeld, 1992) und berechnet die Geschwindigkeitskomponenten des Partikels auf Basis der Gleichungen für den teilelastischen Stoß.

Inter-Partikel-Kollisionen

Kollisionen zwischen den Partikeln untereinander wurden mit Hilfe des stochastischen Kollisionsmodells von Sommerfeld (2001) und Decker (2005) modelliert. Gegenüber einem deterministischen Kollisionsmodell hat der stochastische Ansatz vor allem zwei Vorteile: Zum einen verursacht der in Gleichung (2.51) beschriebene Ansatz zur Berechnung von unabhängigen Zeitschritten für alle simulierten Partikel in einem stochastischen Kollisionsmodell keinen merklichen zusätzlichen Rechenaufwand⁶. Darüber hinaus erlaubt die Verwendung des stochastischen Kollisionsmodells eine unabhängige Berechnung der einzelnen Partikel. Damit wird es sehr viel einfacher, die Partikelberechnung zu parallelisieren bzw. die Partikel können bei nicht ausreichenden Speicherressourcen nacheinander injiziert werden.

⁶Bei gleichzeitiger Verwendung eines deterministischen Kollisionsmodells und eines dynamisch bestimmten Zeitschrittes würde eine einfache Abstandsberechnungen zur Kontakt detektion zweier Partikel nicht mehr ausreichen. Stattdessen müssten sehr viel kompliziertere Berechnungen zur Überschneidung windschiefer Vektoren durchgeführt werden.

Nach dem Ansatz des stochastischen Kollisionsmodells werden in einer ersten Simulation in jedem Kontrollvolumen eine Partikelgrößenverteilung sowie von der Partikelgröße abhängige Verteilungsfunktionen für andere Partikeleigenschaften wie z. B. mittlere und fluktuierende Geschwindigkeiten oder Temperaturen ermittelt. In einer zweiten Simulation wird in jedem Zeitschritt einer Partikelbahn ein fiktives zweites Partikel generiert. Die Größe und Eigenschaften dieses zweiten Partikels werden durch einen Zufallsprozess aus zuvor aufgenommenen lokalen Verteilungsfunktionen bestimmt. So setzt sich die Geschwindigkeit \ddot{v}_i des fiktiven zweiten Partikels aus dem lokalen Mittelwert \bar{v} und einer randomisierten Schwankungskomponente v' zusammen:

$$\ddot{v}_i = \bar{v} + \ddot{v}'_i. \quad (2.69)$$

Es ist dabei zu beachten, dass in turbulenten Strömungen die Schwankungsgeschwindigkeit des fiktiven Partikels \ddot{v}'_i mit der des realen Partikels korreliert sein kann. Der Grad der Korrelation ist abhängig von dem Folgevermögen der Partikel und kann mit Hilfe der turbulenten Stokeszahl St_t (siehe Gleichung (2.70)) charakterisiert werden.

$$St_T = \frac{\tau_P}{T_L}. \quad (2.70)$$

Für kleine Stokeszahlen ist die Geschwindigkeit der kollidierenden Partikel sehr stark korreliert, wohingegen bei sehr großen Partikeln ($St_t \rightarrow \infty$) der Grad der Korrelation gegen null geht. Diese Tatsache hat erhebliche Konsequenzen für die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen den Partikeln und damit auch für die Kollisionsraten. Um diesen Effekt im Kollisionsmodell zu berücksichtigen, werden die Schwankungsgeschwindigkeiten des fiktiven Partikels \ddot{v}'_i in Abhängigkeit der des realen Partikels v'_i in folgender Weise bestimmt:

$$\ddot{v}'_i = R(St_T) v'_i + \sigma_{v'_i} \sqrt{1 - R(St_t)^2} \chi_i. \quad (2.71)$$

Hierbei ist $\sigma_{v'_i}$ der RMS-Wert der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel und χ_i eine Gaußsche Zufallszahl mit dem Mittelwert null und der Varianz eins. Der erste Term in Gleichung (2.71) ist der korrelierte Anteil der Schwankungsgeschwindigkeit und der zweite Term stellt den stochastischen Anteil dar. Der Grad der Korrelation wird durch die Korrelationsfunktion $R(St_t)$ bestimmt, welche durch den Vergleich mit Grobstruktursimulation gefunden wurde (Sommerfeld, 2001):

$$R(St_t) = \exp(-0,55St_T^{0,4}). \quad (2.72)$$

Aus den obigen Betrachtungen ergibt sich die momentane Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Partikeln.

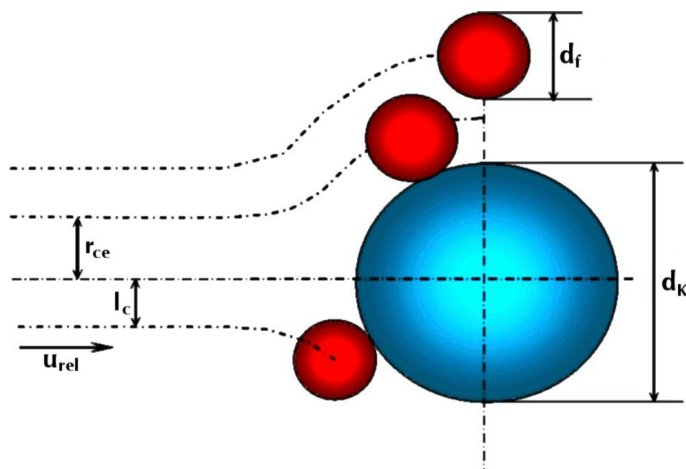


Abbildung 2.9.: Bestimmung der Auftreffwahrscheinlichkeit: Ist der Abstand der Bahn des kleineren Partikels von der Kollisionsachse l_c kleiner als der Abstand der Grenzpartikelbahn r_{ce} , so kommt es zur Kollision.

Im nächsten Schritt wird die Kollisionswahrscheinlichkeit zwischen dem realen und fiktiven Partikel innerhalb des Zeitschrittes Δt bestimmt. Basierend auf der kinetischen Gastheorie kann die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision innerhalb des Zeitschritts Δt berechnet werden als:

$$P_c = \frac{\pi}{4} (d_{P1} + d_{P2})^2 |\mathbf{v} - \dot{\mathbf{v}}| n_P \Delta t. \quad (2.73)$$

Dabei sind d_{P1} und d_{P2} die Durchmesser des realen und des fiktiven Partikels, $|\mathbf{v} - \dot{\mathbf{v}}|$ ist die momentane Relativgeschwindigkeit und n_P ist die Partikelanzahl pro Volumeneinheit. Um nun zu entscheiden, ob eine Kollision auftritt, wird eine gleichverteilte Zufallszahl im Bereich $\zeta_0 = [0; 1]$ generiert. Eine Kollision erfolgt nur dann, wenn $\zeta_0 < P_c$ wird.

Bei Zusammenstößen von unterschiedlich großen Partikeln muss zusätzlich zur oben beschriebenen Kollisionswahrscheinlichkeit die Auftreffwahrscheinlichkeit nach Schuch und Loeffler (1978) berücksichtigt werden. Die Auftreffwahrscheinlichkeit beschreibt den Effekt, dass ein kleines Partikel von der ein großes Partikel umgebenden Strömung um dieses herum gelenkt werden kann (siehe Abbildung 2.9) und es so in der Realität zu keiner Kollision kommt, auch wenn $\zeta_0 < P_c$ ist.

Zur Bestimmung der Auftreffwahrscheinlichkeit werden die kollidierenden Partikel in ein Koordinatensystem überführt, das entlang des Vektors der Relativgeschwindigkeit ausgerichtet ist. Der größere Partikel wird dabei als ortsfester Kollektor mit dem Durchmesser d_K betrachtet. Der kleinere Partikel bewegt sich mit der zuvor berechneten Relativgeschwindigkeit auf diesen Kollektor zu. Der Durchmesser dieses frei beweglichen Partikels sei hier mit d_f bezeichnet. Nach Schuch und Loeffler (1978)

lässt sich nun die Auftreffwahrscheinlichkeit P_{ce} in Abhängigkeit von der relativen Stokeszahl

$$St_{rel} = \frac{\rho_f |\mathbf{v}_{p1} - \mathbf{v}_{p1}| d_f^2}{18\eta d_K} \quad (2.74)$$

definieren als

$$P_{ce} = \left(\frac{2d_{cc}}{d_{P1} + d_{P2}} \right)^2 = \left(\frac{St_{rel}}{St_{rel} + a} \right)^b. \quad (2.75)$$

Loeffler (1988) gibt dabei bei einer Partikelreynoldszahl von $Re_P < 1,0$ für die Konstanten folgende Werte an: $a = 0,65$ und $b = 3,7$.

Der in Abbildung 2.9 dargestellte Radius der Grenzpartikelbahn r_{ce} lässt sich aus der Auftreffwahrscheinlichkeit nach

$$r_{ce} = \frac{\sqrt{P_{ce}}}{2} (d_K + d_f) \quad (2.76)$$

berechnen.

Mittels zweier weiterer Zufallszahlen ζ_y und ζ_z wird nun der Kollisionspunkt auf der Projektionsfläche des Kollektorpartikels ermittelt (siehe Abbildung 2.10). Der Kollisionsabstand l_c lässt sich dann berechnen als

$$l_c = \frac{\sqrt{\zeta_y^2 + \zeta_z^2}}{2} (d_K + d_f), \quad (2.77)$$

wobei

$$\sqrt{\zeta_y^2 + \zeta_z^2} \leq 1 \quad (2.78)$$

sichergestellt sein muss. Die Kollision findet jetzt nur statt, wenn die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\zeta_0 < P_c \cup l_c \leq r_{ce}. \quad (2.79)$$

Abschließend können aus dem Kollisionspunkt die Kollisionswinkel ϕ und Ψ nach

$$\phi = \arcsin(L_a), \quad (2.80)$$

$$\Psi = \arctan\left(\frac{\zeta_y}{\zeta_z}\right) \quad (2.81)$$

berechnet werden (siehe Abbildung 2.10).

Die Berechnung der Geschwindigkeiten der Partikel nach dem Stoß basieren auf den Impulsgleichungen für einen nicht zentralen Stoß unter Berücksichtigung von Gleit- und Haftbedingungen (Sommerfeld, 1996; Ho, 2003). Das fiktive Partikel wird

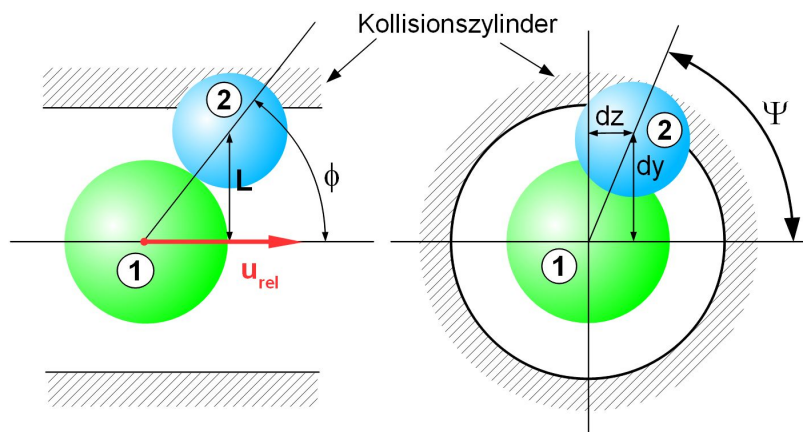


Abbildung 2.10.: Bestimmung des Kollisionpunktes auf der Projektionsfläche des Kollektorpartikels.

nach dem Stoßvorgang verworfen und tritt in der weiteren Simulation nicht mehr auf. Da es zu keinem Massenaustausch kommt, stimmt die Massenbilanz für jeden einzelnen Stoß und damit auch für die gesamte Simulation. Aufgrund des Impulsaustausches ist die Impulsbilanz für den Einzelstoß nicht korrekt. Unter der Annahme, dass die mittleren Partikelgeschwindigkeiten im Simulationslauf zur Ermittlung der Verteilungsfunktionen und im Simulationslauf unter Berücksichtigung der Partikelkollision nur wenig voneinander abweichen, kann davon ausgegangen werden, dass die realen Partikel im gleichen Maße auf allen Seiten mit fiktiven Partikeln kollidieren und die Impulsbilanz für die gesamte Simulation wieder korrekt ist. Aus dieser Überlegung lässt sich ableiten, dass eine einmalige Simulation mit Berücksichtigung der Partikelkollision für eine korrekte Lösung der Aufgabenstellung nicht ausreichend ist, sondern ein iterativer Ansatz gewählt werden muss, in dem die Verteilungsfunktionen in jedem Lauf neu ermittelt und im jeweils anschließenden Lauf verwendet werden.

Agglomeration

In einigen Fällen kommt es nach der Partikelkollision zu Agglomerationsvorgängen, die auf einer Vielzahl unterschiedlicher Mechanismen basieren können⁷. Aufgrund der damit einhergehenden Verschiebung der Partikelgrößenverteilung können diese Vorgänge einen entscheidenden Einfluss auf das integrale Verhalten der untersuchten Systeme haben und müssen im Rahmen der Simulation aufgelöst werden, um zu aussagekräftigen Ergebnissen zu gelangen. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich trockene, nicht leitende Teilchen untersucht wurden, sind ein Großteil der möglichen

⁷z. B. elektrostatische Anziehung oder Tropfenkoaleszenz

Agglomerationsmechanismen für die Simulation der betrachteten Systeme irrelevant. Einzig die auf van-der-Waals-Kräften beruhende Agglomeration muss im Rahmen der Simulationen betrachtet werden.

Die Arbeiten von Ho und Sommerfeld (2002b) und Ho (2003) zur Euler/Lagrange-Simulation disperser Systeme unter Berücksichtigung der van-der-Waals-Agglomeration beruhen auf dem Ansatz von Hiller (1981). Dieser definiert eine kritische Kollisionsgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Durchmesser des kleineren der an der Kollision beteiligten Partikel d_{Pk} als

$$v_{kr} = \frac{1}{d_{Pk}} \frac{(1 - e^2)^{1/2}}{e^2} \frac{A_H}{\pi z_0^2 \sqrt{6 p_{Pl} \rho_P}}. \quad (2.82)$$

Dabei sind die Stoßzahl e , der Fließdruck p_{Pl} und der minimale Kontaktabstand z_0 materialabhängig und müssen somit im Rahmen der Parametrisierung der Partikel zu Beginn der Simulation eingestellt werden. Ist die Kollisionsgeschwindigkeit kleiner als v_{kr} , so reicht die kinetische Energie nach der teilweise plastischen Verformung der Primärpartikel nicht mehr, um die van-der-Waals-Kräfte zu überwinden und die Partikel zu agglomerieren.

Kommt es zur Agglomeration, so wird anschließend das entstandene Agglomerat weiterverfolgt. Dieses erhält dabei neue Eigenschaften. Zum einen ändert sich die Masse entsprechend

$$m|_{real}^{neu} = m|_{real}^{alt} + m|_{fict}^{alt}. \quad (2.83)$$

Um mit der Änderung der Partikelmasse keinen Fehler in die Massenbilanz einzuführen, wird die Anzahl der Partikel im Parcel so korrigiert, dass eine konstante Massenbilanz gewährleistet ist. Zum anderen wird der Durchmesser des neuen Partikels nach der Agglomeration auf der volumenäquivalenten Durchmesser beider an der Agglomeration beteiligten Partikel gesetzt. Unter der Annahme einer konstanten Dichte bedeutet dies

$$d_{P|real}^{neu} = \sqrt[3]{\left(d_{P|real}^{alt}\right)^3 + \left(d_{P|fict}^{alt}\right)^3}. \quad (2.84)$$

Anschließend werden mit Hilfe der Impulsbilanzen die Geschwindigkeitskomponenten des neu entstandenen Agglomerats ermittelt und die Agglomeration als abgeschlossen betrachtet. Es ist jedoch zu bemerken, dass unter Anwendung dieses Modells zwei charakteristische Eigenschaften von Agglomeraten vernachlässigt werden: Zum einen besitzt ein Agglomerat einen größeren Durchmesser als der volumenäquivalente Durchmesser der an der Agglomeration beteiligten Stoßpartner. Zum anderen ändern sich in der Agglomeration die Dichte sowie die Porosität und das Agglomerat reagiert damit auf die umgebende Strömung vollkommen anders als eine Vollkugel mit dem Durchmesser $d_{P|real}^{neu}$ (siehe Gleichung (2.84)). Der zweite Unterschied liegt in

der Stabilität. Während die als Modellvorstellung angenommene Vollkugel nach der Agglomeration wieder als Primärpartikel angesehen wird und damit nicht oder nur sehr selten Bruchvorgängen ausgesetzt ist, ist ein echtes Agglomerat sehr anfällig gegen Brüche in den Kontaktstellen. Daher wurde das hier vorgestellte Modell im Rahmen dieser Arbeit angepasst und weiterentwickelt (siehe Abschnitt 3.3).

2.2.3. Phasenkopplung

In den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 wurde die Bewegung der kontinuierlichen und der dispersen Phase soweit wie möglich getrennt beschrieben. Aus der Verwendung der Schlupfgeschwindigkeit \mathbf{w} in Gleichung (2.48) wird jedoch ersichtlich, dass sich die disperse Phase nicht unabhängig vom umgebenden Fluid bewegt. Beim ersten Term der rechten Seite $F_W = -m/\tau_P \mathbf{w}$ handelt es sich um die Widerstandskraft, die zwischen Fluid und Einzelpartikel wirkt. Aus dieser Kraft resultiert ein Impulstransfer, der das Partikel in Richtung der umgebenden Strömung beschleunigt. Aus diesen Überlegungen wird ersichtlich, dass ebenso wie sich die Bewegung der dispersen Phase durch das Fluid ändert auch die kontinuierliche Phase durch diesen Impulstransfer beeinflusst wird. Ein Massentransfer muss hier jedoch nicht betrachtet werden, da in den untersuchten Systemen keine Phasenübergangsprozesse stattfinden.

Partikelquellterme

Bei der Ermittlung des übertragenen Impulses sind für Partikel und Fluid unterschiedliche Integrationsrahmen zu verwenden. Während für das einzelne Partikel nur die direkt an diesem selbst angreifenden Kräfte relevant sind⁸, so muss der auf das Fluid übertragene Impuls über alle Zeitschritte aller in einer Zelle befindlichen Partikel aufsummiert werden⁹. Dieser Impuls kann dann als zusätzlicher Quellterm $S_{u,P}$ in Gleichung (2.28) verwendet werden. Dieses als Particle-Source-in-Cell bezeichnete Modell (PSI-Cell) wurde erstmals von C.T. Crowe, M. Sharma und Stock (1977) vorgeschlagen, die zusätzlichen Terme in der Navier-Stokes-Gleichung werden als Partikelquellterme (Particle Source Terms, PST) bezeichnet. Es ist dabei zu berücksichtigen, dass bei der Phasenkopplung die Ergebnisse der ersten Lagrange-schen Simulation nicht korrekt sein können, da die Berücksichtigung der PSTs die Lösung des Fluidfeldes ändert, was wiederum die Einflüsse auf die Partikelbewegung ändert. Daher impliziert die Berücksichtigung der Phasenkopplung ein iteratives Berechnungsschema, in dem alternierende Euler- und Lagrange-Berechnungen durchgeführt werden. Zu Beginn dieses Rechenschemas, wenn die Euler- und Lagrange-Lösungen noch nicht ausreichend konvergieren, kommt es leicht zu Abbrüchen auf-

⁸Diese Annahme gilt auch dann, wenn es sich bei den hier verwendeten Partikeln um Repräsentanten eines Partikelschwarms mit gleichen Eigenschaften handelt, da alle Teilchen des Schwarms die gleiche Beschleunigung erfahren.

⁹Wobei hier natürlich die Partikelanzahl in einem Parcel beachtet werden muss.

grund numerischer Instabilitäten. Daher ist es sinnvoll, die PSTs mit Hilfe eines Unterrelaxationsfaktors f_u in die Euler-Rechnung einzuführen, so dass gilt:

$$S_{\phi,P}|_{eff}^i = f_u S_{\phi,P}|^i + (1 - f_u) S_{\phi,P}|^{i-1}. \quad (2.85)$$

Bei Verwendung dieses Ansatzes wird die korrekte Lösung für Fluid- und Partikelbewegung erst nach einer ausreichenden Anzahl von Kopplungsiterationen erreicht, diese wird z. B. von Kohnen, Rueger und Sommerfeld (1994) mit $n_{it} \approx 20$ angegeben.

Die Quantifizierung des Partikeleinflusses auf die in der Fluidsimulation nicht aufgelösten turbulenten Skalen ist ungleich schwieriger als die relativ einfache Bestimmung des Impulstransfers. Hier müssen unterschiedliche Mechanismen betrachtet werden, die entweder in einer Turbulenzproduktion oder aber in einer Turbulenzdämpfung resultieren können. So werden kleine Partikel mit einer kurzen Relaxationszeit τ_P auch von kleinen Wirbeln beschleunigt, entziehen diesen somit kinetische Energie und führen zu einer Dämpfung der Turbulenz. Hingegen erzeugen große Partikel im Nachlauf neue Wirbel und tragen demzufolge zu einer Erhöhung der Turbulenz bei. Der Vergleich von unterschiedlichen Untersuchungen durch Gore und C.T. Crowe (1989) zeigte eine Grenze zwischen Turbulenzdämpfung und -produktion bei etwa $d_P/L_E = 0,1$ (siehe Abbildung 2.11). Ein ähnliches Kriterium gibt Hetsroni (1989) mit $Re_P \geq 400$ für die Turbulenzproduktion an.

Die Berechnung der Partikelquellterme für die Impulsgleichungen geschieht über die Aufsummierung der Impulsänderungen aller in der jeweiligen Zelle enthaltenen Partikel. Da diese in den unterschiedlich langen Zeitschritten auch unterschiedliche Beschleunigungen erfahren, muss die Summation alle in der Zelle durchgeführten Lagrangeschen Zeitschritte mit deren jeweiliger Länge berücksichtigen. Es ergibt sich (siehe z. B. Gouesbet und Berlemont, 1998):

$$\begin{aligned} S_{u_i,P} &= \sum_{m=1}^{n_{parcel}} s_{u_i,P}|_m \\ &= - \frac{1}{V_{CV}} \sum_{m=1}^{n_{parcel}} m_m N_m \sum_{n=1}^{n_{step}} ((v_i|_m^n - v_i|_m^{n-1}) - g_i (1 - \gamma_P) \Delta t_L). \end{aligned} \quad (2.86)$$

Während die erste Summation in Gleichung (2.86) alle Partikel in der jeweiligen Zelle berücksichtigt, werden in der zweiten Summe die vom Fluid verursachten Geschwindigkeitsänderungen in allen von den einzelnen Partikeln durchgeführten Zeitschritten aufsummiert. N_m steht für die Anzahl der realen Partikel, welche durch das jeweilige Parcel repräsentiert werden.

Die Berechnung der im Rahmen der Turbulenzmodelle verwendeten Größen verlangt aufgrund der oben beschriebenen komplexeren Mechanismen der Turbulenzproduktion bzw. -dämpfung einen höheren Modellierungsaufwand. Es gibt dabei unterschiedliche Modelle, von denen die drei im Rahmen dieser Arbeit verwendeten hier

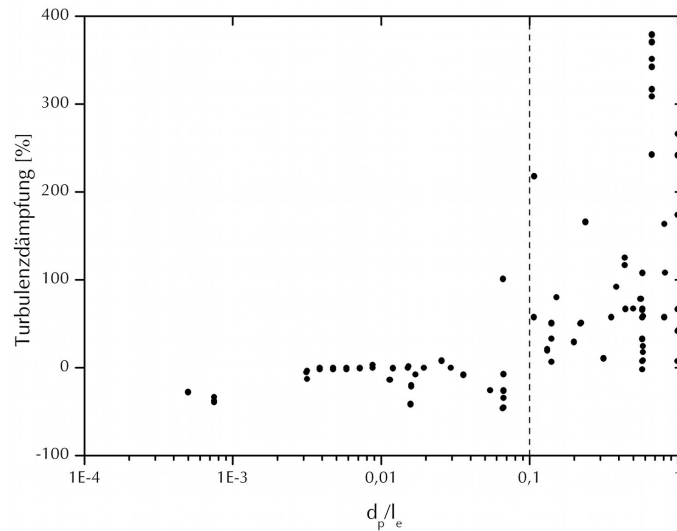


Abbildung 2.11.: Turbulenzdämpfung und -produktion durch in der Strömung enthaltene Partikel (Daten aus Gore und C.T. Crowe (1989)).

vorgestellt werden sollen (Shuen u. a., 1983; C.T. Crowe, 2000; Chrigui, G. Ahmadi und Sadiki, 2004). Bei jedem dieser Modelle ist zusätzlich zu beachten, dass die dem Ansatz der Turbulenzmodellierung ($k\epsilon$ /RSM) entsprechende Version der Partikelquellterme gewählt wird.

Standardmodell Das Standardmodell zur Berechnung von Partikelquelltermen beruht auf den Arbeiten von Shuen u. a. (1983) und berechnet die Quellterme der Reynoldsspannungen nach Gouesbet und Berlemont (1998) als

$$S_{R_{ij},P} = \overline{u_i s_{u_j,P}} + \overline{u_j s_{u_i,P}} - (U_i S_{u_j,P} + U_j S_{u_i,P}), \quad (2.87)$$

wobei sich die gemittelten Terme mittels einer Summation approximieren lassen:

$$\overline{u_i s_{u_j,P}} = \sum_{m=1}^{n_{parcel}} (u_i|_m s_{u_j,P}|_m). \quad (2.88)$$

Wird ein $k\epsilon$ -Turbulenzmodell verwendet, vereinfacht sich Gleichung (2.87) zu

$$S_{k,P} = \overline{u_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P}. \quad (2.89)$$

Der Quellterm für die turbulente Dispersion wird in beiden Fällen nach

$$S_{\epsilon,P} = C_3 \frac{\epsilon}{k} S_{k,P} \quad (2.90)$$

berechnet. Die Modellierungskonstante C_3 ist stark vom jeweils untersuchten dispersen System abhängig. Für partikelbeladene Strömungen bewegt sich dieser Wert zwischen $C_3 = 1,1$ (Squires und Eaton, 1992) und $C_3 = 1,87$ (Sommerfeld, 1996).

Konsistentes Modell Das oben beschriebene Standardmodell kann aufgrund seiner Struktur nur eine Turbulenzdämpfung in der kontinuierlichen Phase bewirken, die Erzeugung neuer Wirbel im Nachlauf größerer Partikel wird also nicht berücksichtigt. Daher überführten Lain und Sommerfeld (2003) das zuvor von C.T. Crowe (2000) vorgeschlagene konsistente Modell zur Berechnung von Partikelquelltermen in Lagrangesche Notation und erhielten

$$S_{R_{ij},P} = \overline{v_i s_{u_j,P}} + \overline{v_j s_{u_i,P}} - (U_i S_{u_j,P} + U_j S_{u_i,P}) \quad (2.91)$$

für die Quellterme der Reynoldsspannungen. Die Verwendung der Komponenten der Partikelgeschwindigkeit v_i anstelle der im Modell von Shuen u. a. (1983) verwendeten instantanen Fluidgeschwindigkeiten u_i erlaubt dabei die zusätzliche Modellierung der partikelbasierten Turbulenzproduktion. Während sich der Quellterm für die turbulente kinetische Energie k analog zu Gleichung (2.91) als

$$S_{k,P} = \overline{v_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P} \quad (2.92)$$

ergibt (Lain, Broder u. a., 2002), wird der Quellterm der turbulenten Dispersion ϵ nach Gleichung (2.90) berechnet.

Thermodynamisch konsistentes Modell Das dritte im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell zur Berechnung der Partikelquellterme ist das thermodynamisch konsistente Modell von Sadiki und G. Ahmadi (2002). Dieses Modell berechnet den Quellterm für k nach Sadiki, Chrigui u. a. (2005) als

$$S_{k,P} = \beta (\overline{v_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P}) + (\overline{u_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P}). \quad (2.93)$$

Der zweite Term in Gleichung (2.93) entspricht dem Standardmodell und gibt damit die Turbulenzdämpfung durch die Partikel wieder. Der erste Term leitet sich aus dem konsistenten Modell nach C.T. Crowe (2000) ab. Hier wird jedoch zusätzlich ein Modellierungsfaktor mit

$$\beta = a'_S + \frac{(1 - a'_S) (\overline{v_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P})}{(\overline{v_i s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P})} \quad (2.94)$$

eingeführt, der wiederum über a'_S direkt mit den Eigenschaften der untersuchten Partikel verbunden ist (siehe Chrigui, G. Ahmadi und Sadiki, 2004). β kann jedoch auch als konstanter Parameter gewählt werden. Groh, Sadiki und Janicka (2004) geben hierfür einen Wert von $\beta = 0,5$ an. Wird im Rahmen der Fluidberechnung ein Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell verwendet, so können die nötigen Quellterme nach

$$S_{R_{ij},P} = \beta (\overline{v_i s_{u_j,P}} + \overline{v_j s_{u_i,P}} - U_i S_{u_j,P} + U_j S_{u_i,P}) + (\overline{u_i s_{u_i,P}} + \overline{u_j s_{u_i,P}} - U_i S_{u_i,P} + U_j S_{u_i,P}) \quad (2.95)$$

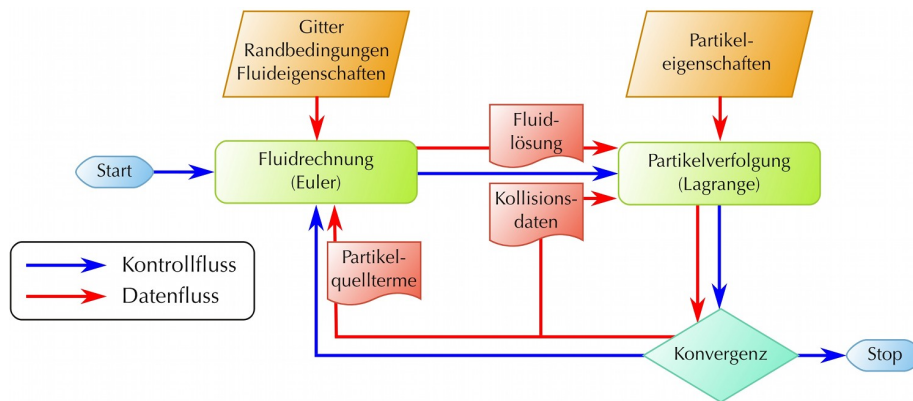


Abbildung 2.12.: Euler/Lagrange-Rechnung unter Berücksichtigung der 4-Wege-Kopplung.

berechnet werden (Chrigui, 2005). Geiss u. a. (2004) konnten mit experimentellen Untersuchungen an einer Gitterturbulenz zeigen, dass die Vorhersagequalität bei Verwendung des thermodynamisch konsistenten Modells gegenüber dem Standardmodell deutlich verbessert werden kann.

4-Wege-Kopplung

Eine Euler/Lagrange-Rechnung wird als 2-Wege gekoppelt bezeichnet, wenn neben der durch das Fluid beeinflussten Partikelbewegung auch die Rückkopplung der Partikel auf das umgebende Fluid berücksichtigt wird (siehe Abschnitt 2.2.3). Von einer 4-Wege-Kopplung wird hingegen gesprochen, wenn zusätzlich die Interaktion der Partikel untereinander, also die fluiddynamische Kopplung sowie die Inter-Partikel-Kollisionen (siehe Abschnitt 2.2.2), modelliert werden. In diesem Fall muss das in Abbildung 2.12 dargestellte Berechnungsschema eingehalten werden, dass hauptsächlich aus alternierenden Euler- und Lagrange-Berechnungen besteht. Dabei verwendet die Fluidsimulation die vom Lagrangeschen Tracking berechneten PSTs, während die Partikelsimulation auf Basis der vorangegangenen Lösung des Fluidfeldes sowie der Statistiken zur Partikelkollision des vorherigen Trackings durchgeführt wird. In der ersten Iteration des Berechnungsschemas fehlen PSTs und Kollisionsstatistiken, daher wird die erste Fluid- bzw. Partikelsimulation ohne Verwendung dieses Modells durchgeführt.

Lain, Sommerfeld und Kussin (2002) konnten bei der Untersuchung einer Kanalströmung zeigen, dass Simulationen mit Berücksichtigung der 4-Wege-Kopplung, insbesondere bei der Berechnung der fluktuierenden Partikelgeschwindigkeiten, deutlich bessere Ergebnisse liefern.

2.3. Experimentelle Methoden

Neben den eigentlichen numerischen Arbeiten sollen im Zuge dieser Arbeit experimentelle Daten zur Validierung der neu entwickelten numerischen Modelle zur Verfügung gestellt werden. Daher wurden in unterschiedlichen Geometrien (siehe Abschnitte 4.1 und 4.2) Messungen der Fluid- und Partikelbewegung mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie und Particle-Image-Velocimetry durchgeführt. Da diese Verfahren bereits in vielfältigen Anwendungen eingesetzt und in der Literatur vielfach beschrieben sind^{10,11}, soll hier nur eine kurze Zusammenfassung der zugrundeliegenden Messprinzipien gegeben werden.

2.3.1. Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

Die PDA ist eine Messmethode zur berührungslosen Bestimmung von Partikelgrößen und -geschwindigkeiten in optisch durchlässigen Medien. Die Erfassung des Durchmessers erlaubt dabei eine Auftrennung der gemessenen Partikel in unterschiedliche Größenfraktionen. Werden neben dem eigentlich zu untersuchenden Partikelmaterial Tracerpartikel mit kleinerem Durchmesser und damit kleinerer Partikelrelaxationszeit τ_P (siehe Gleichung (2.10)) verwendet, so können die Messergebnisse direkt den unterschiedlichen Partikelfraktionen zugeordnet werden. Damit ist es möglich, mit Hilfe der PDA die Geschwindigkeiten von disperser Phase und umgebenden Medium parallel zu vermessen.

Geschwindigkeitsmessung

Grundlage der PDA ist die Laser Doppler Anemometrie (LDA). Dabei durchläuft ein Laserstrahl einen Strahlteiler, so dass zwei kohärente Strahlen entstehen. Werden diese jetzt von einem geeigneten Emitter nach gleicher Lauflänge unter einem Winkel Θ zur Überschneidung gebracht, so erzeugen die kohärenten Wellenfronten ein Interferenzmuster im Überschneidungsbereich. Dieser Überschneidungsbereich bildet das Messvolumen des LDAs (siehe Abbildung 2.13). Passiert nun ein Partikel das Messvolumen, so sendet es ein optisches Signal mit wellenförmigem Intensitätsverlauf aus. Die Frequenz ist dabei neben dem Abstand der Interferenzstreifen

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad (2.96)$$

¹⁰Zur PDA siehe unter anderem: Ruck (1990); Albrecht u. a. (2003); Tropea, Yarin und Foss (2007)

¹¹Zur PIV siehe unter anderem: Raffel, C. Willert und Kompenhans (1998)

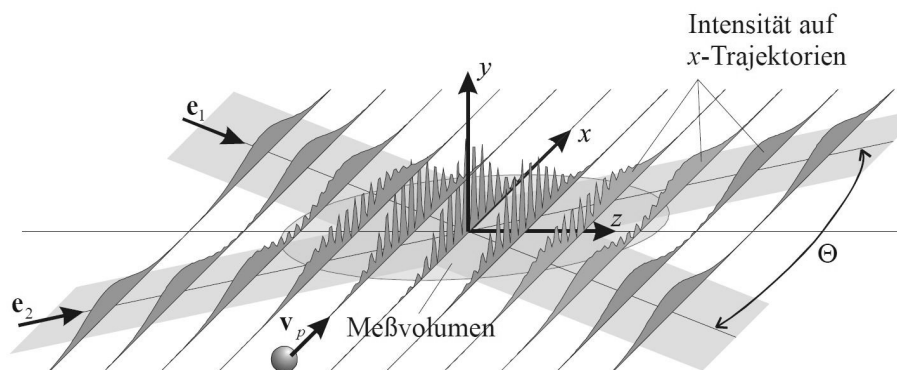


Abbildung 2.13.: Intensitätsverteilung im Überschneidungsbereich zweier kohärenter Laserstrahlen (aus Albrecht u. a., 2003).

nur von der Partikelgeschwindigkeit senkrecht zum Interferenzmuster v_{\perp} abhängig. Dabei ist λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Ein auf das Messvolumen ausgerichteter Photodetektor empfängt damit ein Signal mit der Frequenz

$$f_S = \frac{v_{\perp}}{d}, \quad (2.97)$$

aus dem sich die Partikelgeschwindigkeit nach

$$v_{\perp} = \frac{f_S \lambda}{2 \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad (2.98)$$

rekonstruieren lässt. Aufgrund des Messprinzips kann ein LDA nur die Geschwindigkeitskomponente bestimmen, die senkrecht zum Interferenzmuster verläuft. Sollen mehr als eine Komponente vermessen werden, müssen mehrere LDA-Systeme gekoppelt werden. Dabei werden Laser unterschiedlicher Wellenlänge eingesetzt, um eine Zuordnung der Signale zu den Geschwindigkeitskomponenten zu ermöglichen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein auf Lasern der Wellenlängen $\lambda_1 = 514,5 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$ basierendes Zwei-Komponenten-LDA eingesetzt.

Die optimale Anordnung von Emitter und Detektor hängt vom Längenverhältnis zwischen dem Durchmesser der zu untersuchenden Partikel und der Wellenlänge des verwendeten Lasers ab. Während das vom Detektor empfangene Signal im Bereich $d_P < \lambda/10$ hauptsächlich durch Rayleigh-Streuung am Partikel verursacht wird, kann die Streuung im Bereich $d_P \gg \lambda$ mit Hilfe der geometrischen Optik beschrieben werden. Im dazwischen liegenden Bereich $\lambda/10 < d_P < 100\lambda$ wird das zurückgeworfene Signal von der Mie-Streuung dominiert (Mie, 1908). Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen lag das Größenverhältnis zwischen Partikeldurchmesser ($3 \mu\text{m} < d_P < 100 \mu\text{m}$) und Wellenlängen ($\lambda_1 = 514,5 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$) bei $6 < d_P/\lambda < 200$ und damit hauptsächlich im Bereich der Mie-Streuung (siehe Abbildung 2.14).

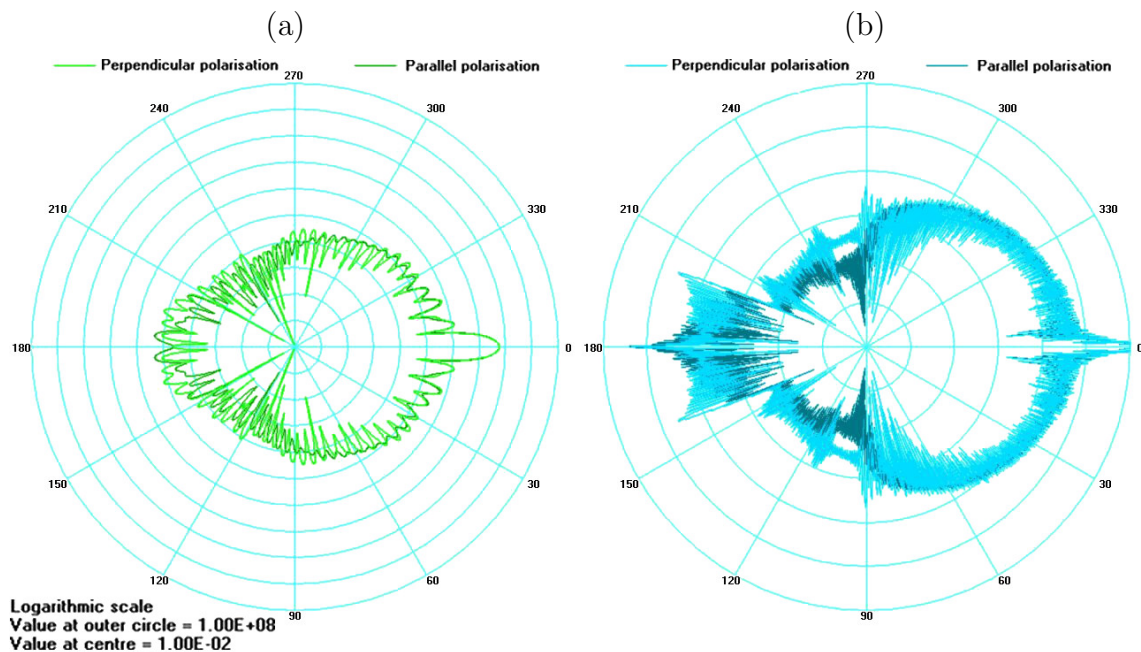


Abbildung 2.14.: Verteilung der Streulichtintensität durch Mie-Streuung bei unterschiedlichen Größenverhältnissen d_P/λ . Links: $d_P = 3\ \mu\text{m}$, $\lambda_1 = 514,5\ \text{nm}$, $d_P/\lambda \approx 6$; Rechts: $d_P = 100\ \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 488\ \text{nm}$, $d_P/\lambda \approx 200$ (Grafiken erzeugt mit MiePlot v4.1 von Laven (2010)).

Das oben beschriebene Verfahren erlaubt zwar die Berechnung der Partikelgeschwindigkeit, kann jedoch nicht die Bewegungsrichtung des untersuchten Partikels feststellen, da der Signalverlauf eines Partikels mit der Geschwindigkeit v_\perp mit dem eines Partikels mit $-v_\perp$ übereinstimmt. Dieses Problem kann durch Frequenzverschiebung¹² eines Teilstrahles gelöst werden. Damit wird dem vorher ortsfesten Interferenzgitter eine Bewegung in der Richtung von v_\perp aufgeprägt, so dass eine Unterscheidung von Partikeln gleicher Geschwindigkeit aber unterschiedlicher Bewegungsrichtung möglich wird.

Bestimmung des Partikeldurchmessers

Aufbauend auf dem im vorherigen Abschnitt dargestellten LDA-Verfahren zur Messung der Partikelbewegung kann durch Verwendung eines zweiten LDA-Detektors auch der Durchmesser des sich im Messvolumen befindlichen Partikels bestimmt werden. In diesem Fall wird das Messverfahren als PDA bezeichnet. Die zwei LDA-Detektoren werden dabei unter dem gleichen Streulichtwinkel, aber in unterschiedlichen Elevationen ψ zur Streuebene positioniert. Dadurch entsteht eine Phasen-

¹²z. B. mittels einer Bragg-Zelle

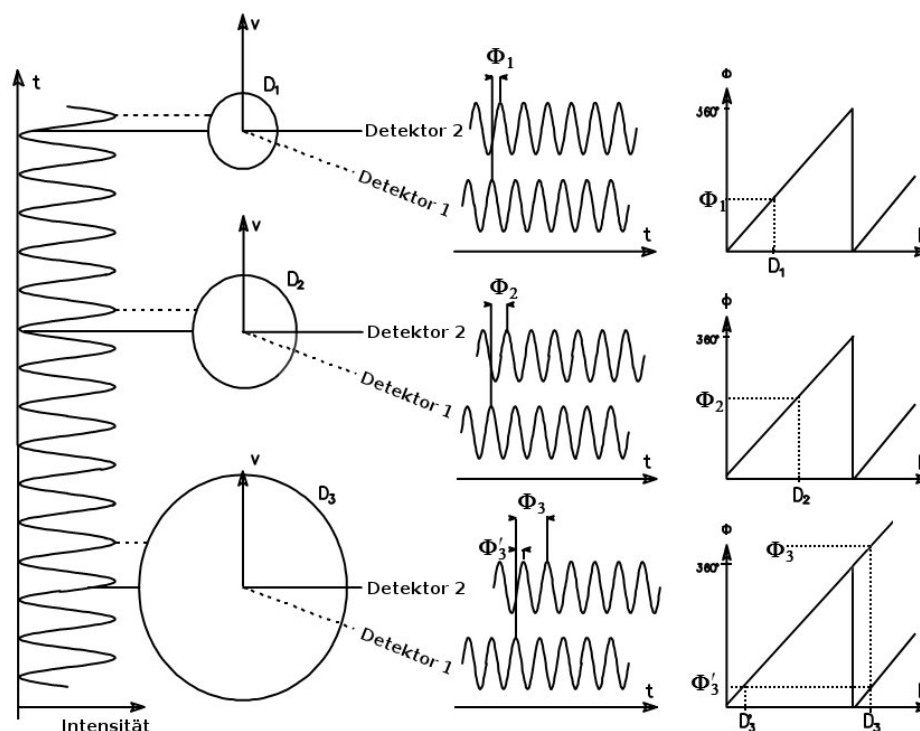


Abbildung 2.15.: Messprinzip eines PDA's (aus Stieglmeier, 2010).

verschiebung θ zwischen den von den zwei Detektoren empfangenen Signalen, aus der die Größe des detektierten Partikels direkt abgeleitet werden kann (siehe Abbildung 2.15). Da Phasenverschiebungen von $\theta > 2\pi$ jedoch in $\theta' = \theta - 2\pi$ zurückfallen, können größere Partikel mit dieser Anordnung nicht korrekt detektiert werden (siehe Abbildung 2.15, unten). In diesem Fall werden drei LDA-Detektoren mit unterschiedlichen Elevationen ψ_1 und ψ_2 verwendet. Aus den Differenzen der drei resultierenden Signale können anschließend zwei Phasenverschiebungen θ_1 und θ_2 abgeleitet werden, mit deren Hilfe sich der Durchmesser des Partikels im Messvolumen eindeutig bestimmen lässt.

2.3.2. Particle Image Velocimetry (PIV)

Bei der PIV handelt es sich um ein optisches Verfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern disperser Partikel in einer Strömung. Voraussetzung ist auch hier, ebenso wie bei der in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen PDA, die optische Durchlässigkeit des umgebenden Mediums. Anders als bei der PDA wird die Geschwindigkeit hier jedoch nicht aus einem einzelnen, von dem Partikel ausgesandten Signal abgeleitet, sondern die Partikelposition wird an zwei kurz aufeinander folgenden Zeit-

punkten bestimmt und anhand der Positionen und dem bekannten Zeitabstand der Geschwindigkeitsvektor des Partikels ermittelt. Die Vorteile gegenüber der Geschwindigkeitsmessung mittels PDA liegen vor allem in der Messgeschwindigkeit: So können im gesamten aufgenommenen Bildausschnitt mindestens zwei Geschwindigkeitskomponenten der dispersen Phase zeitgleich gemessen werden. Nachteilig ist dagegen vor allem das Fehlen eines immanenten Mechanismus zur Bestimmung des Partikeldurchmessers, diese Schwachstelle kann jedoch mit Hilfe verschiedener Filteroperationen zum Teil wieder ausgeglichen werden.

Bilderfassung und Beleuchtung

Die Bestimmung der Partikelposition erfolgt im Rahmen der PIV mit Hilfe von kameraoptischen Aufnahmen der dispersen Phase. Problematisch ist dabei vor allem das Erreichen einer ausreichenden Belichtung bei extrem kurzen Belichtungszeiten. Bei einer Partikelgeschwindigkeit von $v = 10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und einem Partikeldurchmesser von $d_P = 5 \mu\text{m}$ weist das Partikel schon bei einer Belichtungszeit von $t_S = 0,5 \mu\text{s}$ einen Versatz $l_S = d_P$ auf, womit eine genaue Positionsbestimmung nicht mehr möglich ist. Es gibt verschiedene Ansätze, diesem Problem zu begegnen: So kann z. B. eine längere Belichtungszeit verwendet und aus den von den Partikeln im Bild verursachten Streifen auf deren Geschwindigkeit geschlossen werden. Um die Bewegungsrichtung eindeutig festzustellen, muss bei diesem Ansatz die Belichtungsintensität moduliert werden¹³. Daher wurde in dieser Arbeit ausschließlich das *double-frame*-Verfahren angewandt, welches jedoch höhere Anforderungen an die Kürze der Belichtungszeit stellt.

Beim *double-frame*-Verfahren werden zwei Bilder der dispersen Phase aufgenommen und anschließend die auf beiden Aufnahmen abgebildeten Partikel mittels unterschiedlicher Korrelationsverfahren einander zugeordnet (siehe Abbildung 2.16)). Für eine korrekte Zuordnung müssen die Einzelpartikel einerseits möglichst scharf abgebildet, andererseits aber auch so gut wie möglich ausgeleuchtet werden. Dabei kann die Belichtungszeit prinzipiell über zwei Mechanismen gesteuert werden: Entweder können die Verschlusszeiten der verwendeten Kamera entsprechend kurz eingestellt werden oder die Beleuchtung muss aus kurzen, aber starken Lichtpulsen bestehen. Im ersten Fall kann die Beleuchtung mit einem Dauerstrichlaser realisiert werden, jedoch muss für die Aufnahmen eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet werden, da nur dann ausreichend kurze Belichtungszeiten erreicht werden können. Die zweite Möglichkeit zur Steuerung der Belichtungszeit besteht in der Verwendung eines gütegeschalteten Pulslasers¹⁴ mit doppeltem Laserkopf. In diesem Fall können die Verschlusszeiten der zu verwendenden Doppelbildkamera länger gewählt werden, da

¹³ *single-frame*-Verfahren

¹⁴ In gütegeschalteten Lasern dämpft der Güteschalter die Resonatorleistung zu Beginn des Ladezyklus so lange, bis eine maximale Besetzungsinversion erreicht wird. Wird die Resonatordämpfung anschließend aufgehoben, entstehen starke Laserimpulse im Nanosekunden-Bereich.

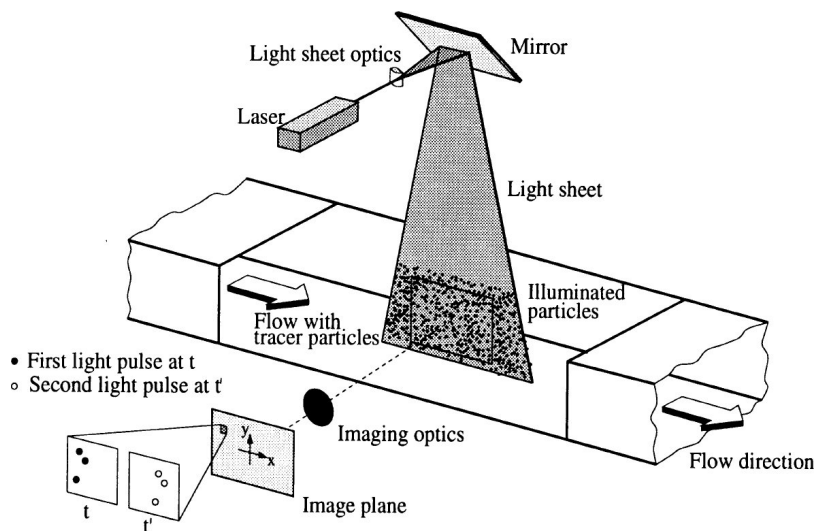


Abbildung 2.16.: Schematischer Aufbau eines *double-frame*-PIV-Systems (aus Raffel, C. Willert und Kompenhans, 1998).

die Länge der Belichtungszeit über den Güteschalter des Lasers gesteuert wird. Es entsteht jedoch ein höherer Aufwand für die Steuerung des Gesamtsystems, da die Einzelsteuerungen von Laser und Kamera exakt synchronisiert werden müssen.

Filterung

Die zuvor aufgenommenen Bilder der dispersen Phase werden im nächsten Schritt meist einer Filterung unterzogen. Ziel kann dabei einerseits die Verbesserung der Bildqualität durch Verminderung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR), andererseits eine Phasentrennung durch eine Größenunterscheidung der im Bild sichtbaren Partikel sein.

Rauschunterdrückung Bei der Rauschunterdrückung müssen zwei Rauscharten unterschieden werden: einerseits das über beide Bild- und die Zeitkoordinate gaussverteilte weiße Rauschen und andererseits das nur über die Bildkoordinaten verteilte, aber zeitlich über eine Bildserie konstante Rauschen, welches aus ungleichmäßiger Beleuchtung und der unterschiedlichen Qualität der einzelnen Kamerapixel resultiert.

Das zeitlich konstante Rauschen lässt sich durch Berechnung und anschließende Subtraktion eines aus allen Bildern einer Serie basierenden Hintergrundbildes elimi-

Als Güteschalter kommen dabei akusto-optische (Bragg-Zellen) oder elektro-optische (Pockels-Zellen) Bauelemente zum Einsatz.

nieren. Dabei wird für alle Pixelkoordinaten $[i; j]$ aller Bilder einer Bildserie mit n_B Bildern folgende Aktion ausgeführt:

$$gw [i; j] = gw [i; j] - \frac{1}{n_B} \sum_{k=1}^{n_B} gw [i; j]_k. \quad (2.99)$$

Die Unterdrückung des stochastischen weißen Rauschens kann durch Anwendung einer linearen Filteroperation¹⁵ erreicht werden, bei der der Grauwert eines Pixels $[i; j]$ durch den Mittelwert der Grauwerte einer lokalen Nachbarschaft $N_{[i; j]}$ ersetzt wird:

$$gw [i; j] = \sum_{[k; l] \in N_{[i; j]}} (gw [k; l] f [k; l]). \quad (2.100)$$

Dabei ist $f [k; l]$ eine Wichtungsfunktion für die einzelnen Elemente der Nachbarschaft um $[i; j]$ und im einfachsten Fall

$$f [k; l] = \frac{1}{9} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.101)$$

Jedoch bewirkt die Anwendung linearer Filter neben der erwünschten Rauschunterdrückung auch immer eine Verschlechterung der Bildqualität und den Verlust kleinerer Bilddetails. Um diese unerwünschten Nebeneffekte zu vermindern, kann eine gaussische Wichtungsverteilung verwendet werden, z. B. im Fall des 3×3 -Kernels

$$f [k; l] = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.102)$$

Phasentrennung Sind im Strömungsraum sowohl Partikel einer dispersen Phase als auch zusätzliche Tracerpartikel zu finden, muss eine zusätzliche optische Operation zur Phasentrennung durchgeführt werden. Von Tracern kann bei Partikeln mit einer Stokeszahl $St \ll 1$ gesprochen werden, diese folgen der Strömung so gut, dass sie als Repräsentanten für die Bewegung der kontinuierlichen Phase angesehen werden können. Mit Hilfe des Abbildungsmaßstabes lässt sich dann eine maximale Bildgröße der Tracerfraktion berechnen. In der anschließenden Filterung wird versucht, alle Fragmente, die kleiner sind als diese Bildgröße, aus dem Bild zu entfernen. Eine auf dem resultierenden Bild durchgeführte PIV-Auswertung beruht dann allein auf der Bewegung der dispersen Phase.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Phasentrennungen basieren auf einem Gaußschen Tiefpassfilter¹⁶. Dabei wird auf jedes Bild (siehe Abbildung 2.17, Bild 1)

¹⁵Für eine umfangreichere Beschreibung der verwendeten Operationen siehe auch Broeder (2003).

¹⁶zu anderen Ansätzen zur Segmentierung von PIV-Bildern siehe auch Tintemann (2009)

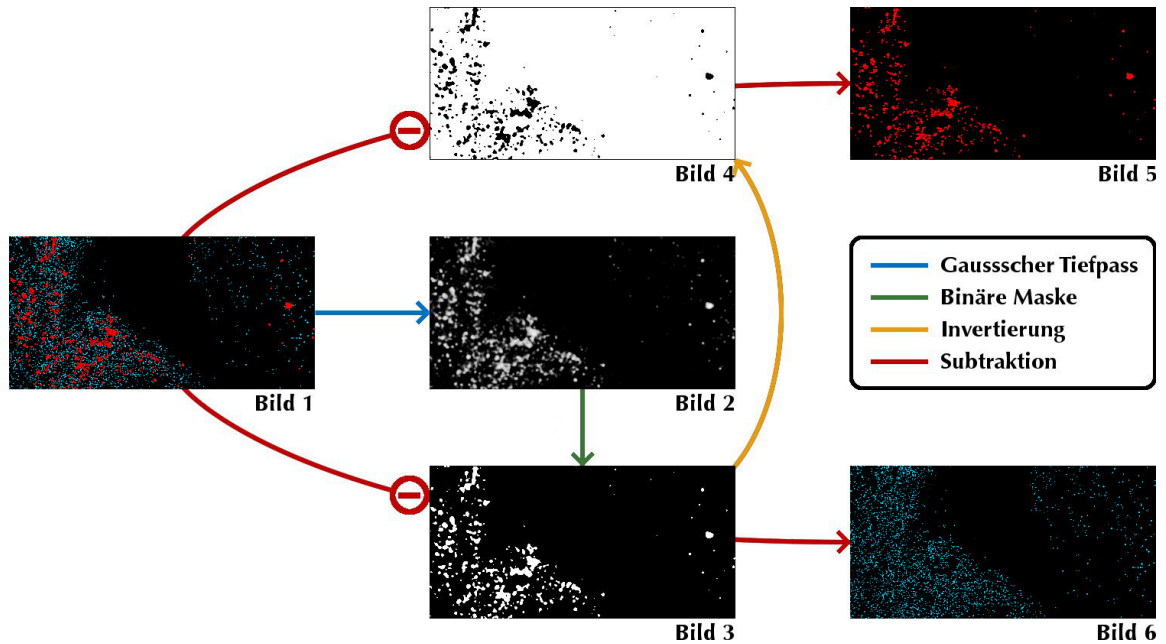


Abbildung 2.17.: Phasentrennung mittels Filteroperationen. Die Farbkodierung in den Bildern 1, 5 und 6 dient ausschließlich zur Visualisierung der Filteroperation, im Original handelt es sich um Graustufen-Bilder.

zunächst eine lineare Filteroperation entsprechend Gleichung (2.100) angewandt. Die Größe des Kerns sollte dabei etwa doppelt so groß wie die Abbildung eines Tracerpartikels gewählt werden. Die Wichtungsverteilung entspricht einer Gaussverteilung mit Standardabweichung $\sigma_G = 1$ in zwei Dimensionen:

$$f[k; l] = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{2\sigma_G^2}} \quad (2.103)$$

mit Δx und Δy als horizontalem bzw. vertikalem Abstand. Bei dieser Operation verschmelzen die Abbildungen der Tracerpartikel fast vollständig mit dem Hintergrund, während die Partikel zwar verschwimmen, aber noch sichtbar sind. Aus dem gefilterten Bild (Abbildung 2.17, Bild 2) wird anschließend eine binäre Maske (Abbildung 2.17, Bild 3) erzeugt, wobei der Schwellwert bei $gw_S = 0,9gw_{max}$ liegt. Diese Maske wird im dritten Schritt invertiert und die dabei entstehende Maske (siehe Abbildung 2.17, Bild 4) vom ursprünglichen Bild abgezogen. Damit werden die im Bild enthaltenen Tracerpartikel weitgehend eliminiert. Es ergibt sich ein Bild, das ausschließlich Partikel der dispersen Phase enthält (siehe Abbildung 2.17, Bild 5). Wird auf die Invertierung im dritten Schritt verzichtet, bleiben nach der Subtraktion ausschließlich Tracer im Bild erhalten (siehe Abbildung 2.17, Bild 6).

Korrelation und Mittelung

Die an die Filterung anschließende Korrelation baut auf jeweils einem Doppelbild auf. Wurde für die Aufnahmen eine Doppelbildkamera verwendet (siehe Abschnitt 2.3.2), so sind bereits Doppelbilder vorhanden. Bei Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera werden jeweils zwei aufeinanderfolgende Bilder zu einem Doppelbild zusammengefasst. Die Bilder werden regelmäßig in kleinere Abfragefenster (ROI) unterteilt. Die Größe eines ROI richtet sich dabei nach der gewünschten räumlichen Auflösung der Messung. Es ist jedoch zu beachten, dass mit sinkender Größe der Auswertefenster auch die Datenbasis der einzelnen Korrelationen immer kleiner wird und damit die statistische Sicherheit der Auswertung sinkt.

Die normierte Kreuzkorrelation nach C.E. Willert und Gharib (1991) ist auf den Grauwerten der Bilder gw_1 und gw_2 in Abhängigkeit von den Verschiebungen ξ und η in x- und y-Richtung definiert als

$$R(\xi, \eta) = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [gw_1(i; j) \cdot gw_2(i + \xi; j + \eta)]}{\sqrt{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N gw_1(i; j)^2 \cdot \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N gw_2(i; j)^2}}. \quad (2.104)$$

M und N stellt dabei die Größe des ROI in x- bzw. y-Richtung dar. Ein typisches Ergebnis dieser Korrelation ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Es ist ein deutlicher Peak zu erkennen, der die wahrscheinlichste Verschiebung des ROI zwischen den zwei untersuchten Bildern darstellt. Da diese Korrelation jedoch sehr zeitintensiv ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der Minimum-Quadrat-Differenz-Methode (MQD) nach Gui, Merzkirch und Shu (1997) gearbeitet. Diese verwendet statt der in Gleichung (2.104) dargestellten Korrelation folgenden Ansatz:

$$R(\xi, \eta) = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [gw_1(i; j) - gw_2(i + \xi; j + \eta)]^2. \quad (2.105)$$

$R(\xi, \eta)$ weist am Ort der wahrscheinlichsten Verschiebung ein Minimum auf, und es ergibt sich ein zu der in Abbildung 2.18 dargestellten Lösung invertiertes Bild (Broeder, 2003). In jedem Fall kann die Güte der Korrelation durch

$$K = \frac{R(\xi, \eta)_{max}}{R(\xi, \eta)_{mean}} \quad (2.106)$$

abgeschätzt werden. Es ist jedoch zu beachten, dass sich k bei Verwendung der echten Kreuzkorrelation direkt proportional zur Güte der Korrelation verhält, während sich bei Verwendung der MQD eine umgekehrte Proportionalität ergibt.

Das Resultat der Korrelation ist die wahrscheinlichste Verschiebung der Muster innerhalb des ROI in Pixeln. Dieser Wert kann mit Hilfe des Abbildungsmaßstabes in eine reale Verschiebung in der Objektebene umgerechnet werden. Durch eine

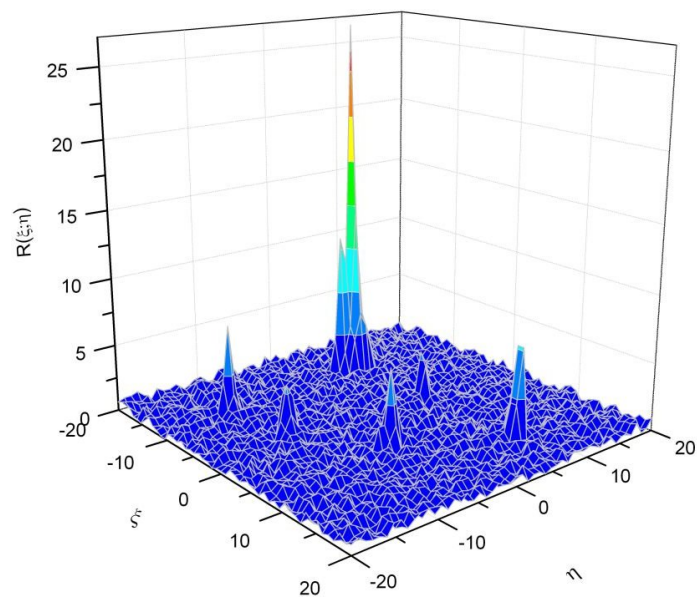


Abbildung 2.18.: Graphische Darstellung einer Korrelationsmatrix

anschließende Division durch den Zeitabstand der Einzelbilder ergibt sich der für dieses ROI ermittelte Geschwindigkeitsvektor. Im letzten Schritt werden die Ergebnisse aller Doppelbilder einer Bildserie für jedes ROI getrennt gemittelt und damit das Geschwindigkeitsfeld des in den PIV-Bildern dargestellten Strömungsbereiches berechnet.

3. Modellbildung und Entwicklung

Aufbauend auf den im vorigen Kapitel geschilderten Techniken, wurden verschiedene numerische Methoden erweitert bzw. um neue Modelle ergänzt. Ebenso wurde ein neues Verfahren entwickelt, welches es ermöglicht, die Konzentrationsfluktuationen der dispersen Phase mit Hilfe von PIV-Messungen zu ermitteln. Diese neu entwickelten Methoden im Rahmen dieses Kapitels geschildert werden.

3.1. Instationäre Euler/Lagrange-Verfahren

Das ursprüngliche Euler/Lagrange-Verfahren ist vom Ansatz her stationär (siehe z.B. Sommerfeld, 1996) und wird auf Basis einer stationären Lösung des Strömungsfeldes der kontinuierlichen Phase durchgeführt. Die Bewegungen der verfolgten Partikel stellen sich dabei zwar als zeitabhängige Raumkurven dar, jedoch sind diese Bahnen weniger als die Bewegungslinien realer Partikel denn als Repräsentanten des zeitlich stationären Flusses der dispersen Phase zu verstehen. Dementsprechend wird in einem Großteil der zum Euler/Lagrange-Verfahren veröffentlichten Arbeiten (z. B. Wassen, 1998; Nasr und Goodarz Ahmadi, 2007; Sijercic, Belosevic und Stevanovic, 2007) die eigentliche Partikelverfolgung auf Basis stationärer Lösungen des Fluidfeldes durchgeführt. Soll die Partikelbewegung im Inneren instationärer Strömungen untersucht werden, wird meist ein gemeinsamer Zeitschritt für die Berechnung von kontinuierlicher und disperser Phase verwendet (z. B. Apte u. a., 2003; Beghein, Jiang und Chen, 2005). Dieser Ansatz berücksichtigt jedoch nicht die stark unterschiedlichen Anforderungen von Fluidsimulation und Partikelverfolgung an die zeitliche Auflösung der Simulation.

Während der Eulersche Zeitschritt meist *a priori* gewählt wird und im Bereich von $\Delta t_E = [10^{-4} \text{ s}; 10^{-1} \text{ s}]$ liegt, so wurde bereits in Abschnitt 2.2.2 gezeigt, dass es sinnvoll ist, den Zeitschritt der dispersen Phase dynamisch für jedes Partikel einzeln zu bestimmen. Somit ergeben sich in Abhängigkeit von der lokalen Turbulenzstruktur Werte im Bereich von $\Delta t_L = [10^{-12} \text{ s}; 10^{-1} \text{ s}]$. Daher führt die Verwendung eines gemeinsamen Zeitschrittes Δt_{EL} entweder zu numerischen Fehlern oder aber zu unnötigem Berechnungsaufwand. Wird $\Delta t_{EL} \approx \Delta t_E$ gewählt, so resultiert daraus eine extrem grobe zeitliche Auflösung für Partikel in turbulenten Bereichen der Strömung. Der Fehler durch die zusätzlich entstehende numerische Diffusion ist proportional zu $\Delta t_{EL} \overline{\Delta t_L}$. Wird dagegen der gemeinsame Zeitschritt Δt_{EL} so klein gewählt, dass

die Anforderung bezüglich der zeitlichen Auflösung aus Gleichung (2.51) auch für die kleinsten Partikel in den turbulentesten Bereichen der Strömung erfüllt sind, so wird die Fluidbewegung und auch die Bewegung der meisten anderen Partikel unnötigerweise extrem fein aufgelöst, und es entsteht ein zusätzlicher Berechnungsaufwand, der zu deutlich erhöhten Laufzeiten für die Gesamtsimulation führt.

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit unterschiedliche Varianten untersucht, die Möglichkeiten zur Berechnung instationärer Mehrphasenströmungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens zu verbessern und damit effizientere Berechnungsschemata bereitzustellen.

3.1.1. Partikelverfolgung auf gemittelten Fluidfeldern

Ein einfacher Ansatz zur Abschätzung der Bewegung einer dispersen Phase in einer instationären Strömung besteht in der Verwendung eines gemittelten Fluidfeldes als Basis für die Partikelverfolgung. Die Berechnung beginnt dabei mit der instationären Fluidsimulation. Es sollten dabei eine ausreichende Anzahl an Eulerschen Zeitschritten durchgeführt werden, um eine statistisch sichere Datenbasis für eine repräsentative Mittelung des Fluidfeldes zu schaffen. Im Fall der hier untersuchten zyklisch instationären Strömungen kann die benötigte Anzahl an Zeitschritten in Abhängigkeit von der Frequenz der periodischen Bewegung f_Z mit

$$n_{\Delta t_E} \approx \frac{t_A}{\Delta t_E} + \frac{5}{f_Z \Delta t_E} \quad (3.1)$$

abgeschätzt werden, wobei t_A die Anlaufzeit der Strömung darstellt. Nach Abschluss der Euler-Berechnung wird das zeitliche arithmetische Mittel aller Fluideigenschaften in allen CVs des Berechnungsgebietes gebildet. Die Mittelung sollte dabei jedoch die Zeitschritte in der Anlaufzeit t_A ausklammern und nur auf Basis der die zyklische Bewegung wiedergebenden Zeitschritte durchgeführt werden.

Ergänzend zu der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen turbulenten Partikeldispersion tritt beim Tracking auf instationären, gemittelten Fluidfeldern ein weiterer Dispersionsmechanismus auf, der zur korrekten Berechnung der Partikelbewegung berücksichtigt werden muss. Diese zusätzliche Dispersion beruht auf den in den gemittelten Ergebnissen nicht mehr vorhandenen instationären Bewegungen des Fluids. Um diesen zusätzlichen Effekt im Rahmen der Partikelsimulation wiederzugeben, wurde während der Fluidsimulation ein instationärer Reynoldsspannungstensor \mathcal{R}^I berechnet, dessen Komponenten als

$$\mathcal{R}_{ij}^I = \rho \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (u_{ik} - \bar{u}_i)(u_{jk} - \bar{u}_j) \quad (3.2)$$

definiert sind.

Das Lagrangesche Tracking wurde anschließend nach dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Verfahren auf dem gemittelten Fluidfeld durchgeführt. Mit diesem Ansatz ist es nicht möglich, instationäre Strukturen der dispersen Phase aufzulösen, wie es das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene quasi-inationäre Euler/Lagrange-Verfahren erlaubt. Die Gleichung für die instantane Fluidgeschwindigkeit wurde um einen Term u_i^I erweitert, der die instationären Geschwindigkeitsfluktuationen wiedergibt:

$$u_i = U_i + u_i^{T'} + u_i^I. \quad (3.3)$$

Die instationären Geschwindigkeitsfluktuationen u_i^I wurden bestimmt, indem das in Abschnitt 2.2.2 beschriebene anisotrope Particle Lagrange Modell (PLM) auf die Komponenten des nach Gleichung (3.2) berechneten instationären Reynoldsspannungstensors angewandt wurde. Die Dissipationsrate ϵ^I , die für die instationären Reynoldsspannungen \mathcal{R}_{ij}^I nicht definiert ist, aber im Rahmen des PLM benötigt wird, wurde auf Basis der globalen Zeitskala der Turbulenz T_E abgeschätzt als

$$\epsilon^I = \frac{1}{T_E} \sum_{k=1}^3 u_k^I u_k^I. \quad (3.4)$$

Die Partikelverfolgung auf gemittelten Fluidfeldern kann eine relativ schnelle Abschätzung der Partikelbewegung in instationären Strömungen liefern. Es können dabei die Einflüsse von Inter-Partikel-Kollisionen in die Modellierung mit aufgenommen werden. Die Berücksichtigung der Phasenkopplung ist aber wenig sinnvoll, da der dafür nötige iterative Ansatz (siehe Abschnitt 2.2.3) auf die gesamte instationäre Fluidberechnung angewendet werden müsste. In diesem Fall liegt der numerische Aufwand jedoch in der gleichen Größenordnung wie bei Anwendung des quasi-inationären Modells, wobei dieses deutlich aussagekräftigere Ergebnisse liefert.

3.1.2. Quasi-Instationäres Euler/Lagrange-Verfahren

Neben der Kopplung zwischen kontinuierlicher und disperser Phase innerhalb eines Zeitschrittes einer instationären Fluidberechnung müssen zur Realisierung der vollen 4-Wege-Kopplung (siehe Abschnitt 3.1.2) auch die iterativen Ansätze zur Behandlung der Partikelquellterme und des stochastischen Kollisionsmodells (Abschnitt 2.2.2) in die Simulation integriert werden. Die Implementierung des quasi-inationären Euler/Lagrange-Verfahrens in den Programmpaketen FASTEST/Lag3D wird im Abschnitt C.1 beschrieben.

Kopplung innerhalb eines Eulerschen Zeitschrittes

Das hier entwickelte quasi-inationäre Euler/Lagrange-Verfahren beruht auf folgendem Gedanken: Um die Qualität der Lösung zu gewährleisten, muss der im Rahmen der Fluidsimulation verwendete Eulersche Zeitschritt Δt_E so gewählt sein, dass sich

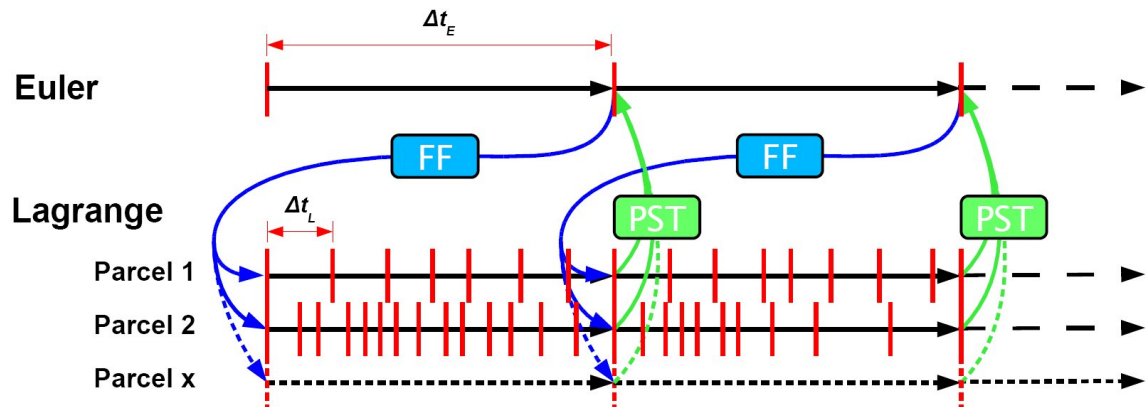


Abbildung 3.1.: Instationäre 2-Wege Kopplung: Dargestellt ist die Berechnung der Fluidphase mit konstanten Zeitschritt Δt_E (oben) sowie das Partikeltracking mit dynamisch bestimmten Zeitschritten Δt_L (unten). Der Datenaustausch wird durch Übergabe der Fluidfelder (FF) bzw. der Partikelquellterme (PST) realisiert.

die Fluideigenschaften in den einzelnen CVs während dieses Zeitschrittes nur wenig ändern. So sollte zumindest bei Verwendung eines impliziten zeitlichen Diskretisierungsverfahren das Courant-Kriterium mit $Cr = u\Delta t/\Delta l_{CV} \leq 1$ eingehalten werden.

Im Vergleich zu der sehr viel feineren zeitlichen Auflösung, die für eine korrekte Berechnung der Partikelphase benötigt wird, kann das Fluidfeld also über die Länge eines Eulerschen Zeitschrittes als annähernd konstant angesehen werden. Daher kann die voll instationär gerechnete Lösung der kombinierten Euler/Lagrange-Simulation angenähert werden, indem Fluid- und Partikelberechnung mit unterschiedlichen Zeitschrittweiten durchgeführt werden.

Während Δt_E in diesem Ansatz *a priori* festgelegt und über die Länge der gesamten Berechnung konstant ist, werden die Zeitschritte Δt_L der einzelnen Partikel dynamisch und voneinander unabhängig nach Gleichung (2.51) berechnet (siehe Abbildung 3.1). Die Partikel bewegen sich damit innerhalb eines Eulerschen Zeitschrittes in einem stationären Fluidfeld. Das Fluidfeld wird erst dann neu berechnet, wenn alle verfolgten Partikel entweder die Länge des aktuellen Eulerschen Zeitschrittes komplett durchlaufen oder aber das Simulationsgebiet verlassen haben. Die für einen Eulerschen Zeitschritt berechneten PSTs werden also erst im jeweils nächsten Zeitschritt in der Fluidberechnung berücksichtigt. Dieses Problem kann jedoch simultan mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Integration des stochastischen Kollisionsmodells behoben und damit die volle 4-Wege-Kopplung realisiert werden.

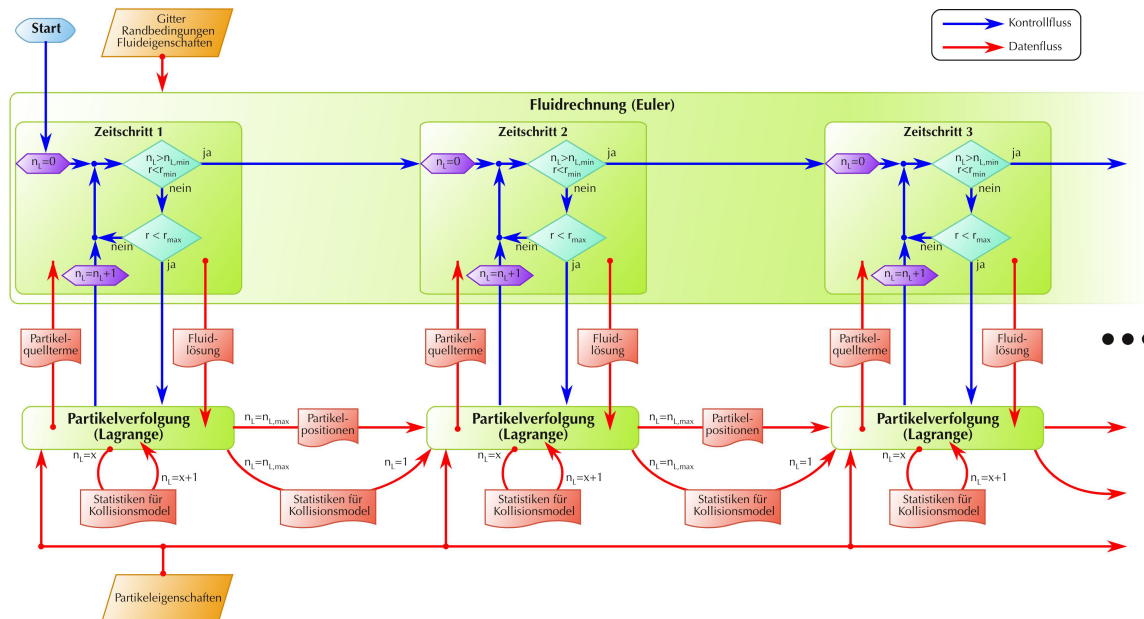


Abbildung 3.2.: Instationäre 4-Wege-Kopplung: Innerhalb jedes Eulerschen Zeitschrittes werden mehrere Lagrange-Iterationen durchgeführt. Dieser Ansatz erlaubt sowohl die Verwendung des in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen stochastischen Kollisionsmodells als auch die Berücksichtigung der PSTs im jeweils aktuellen Eulerschen Zeitschritt.

4-Wege-Kopplung

In dem in Abbildung 3.1 dargestellten Berechnungsschema können keine Einflüsse von Inter-Partikel-Kollisionen berücksichtigt werden, da die dafür nötigen iterativen Kopplungen (siehe Abschnitt 2.2.2) innerhalb jedes Eulerschen Zeitschrittes durchgeführt werden müssen. Zur Realisierung der vollen 4-Wege-Kopplung muss die Partikelverfolgung daher innerhalb eines Eulerschen Zeitschrittes mehrfach durchgeführt werden (siehe Abbildung 3.2). Die Steuerung des Berechnungsschemas erfolgt dabei auf Basis der in der Fluidsimulation berechneten Residuen r_ϕ .

Als Zähler für die Anzahl der bereits durchgeführten Lagrange-Iterationen wird hier n_L verwendet. Die einzelnen Partikel werden zu Beginn jeder Lagrange-Iteration eines Eulerschen Zeitschrittes $n_E = x$ entweder im Injektionsbereich neu erzeugt oder an den vom letzten Tracking $n_{L,max}$ des vorherigen Zeitschrittes $n_E = x - 1$ berechneten Endpositionen wieder im Strömungsraum platziert. Nachfolgend werden sie über den Zeitraum Δt_E im stationären Fluidfeld des Eulerschrittes $n_E = x$ verfolgt. Während die dabei berechneten PSTs anschließend direkt in die weitere Berechnung des Fluidfeldes einfließen, dienen die Statistiken zu Partikelgröße und

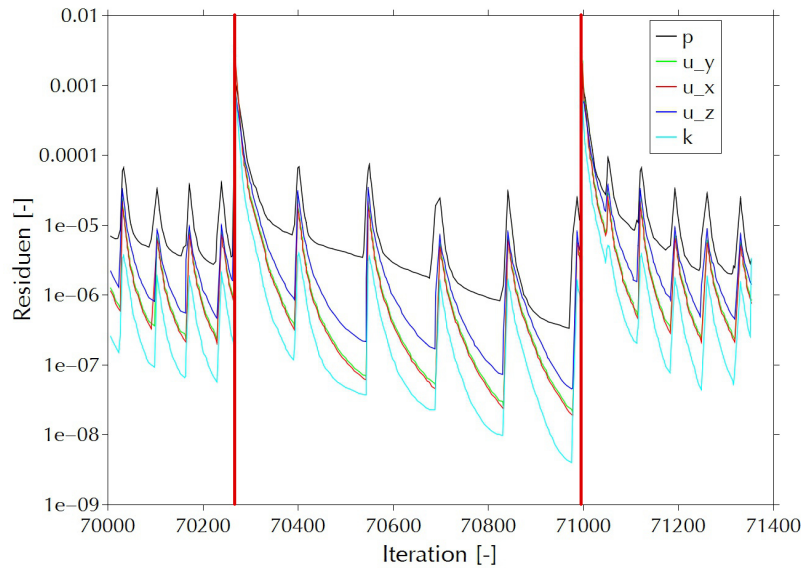


Abbildung 3.3.: Residuenverlauf während einer quasi-instationären Euler/Lagrange-Rechnung. Rot markiert sind die Grenzen zwischen den Eulerschen Zeitschritten.

-geschwindigkeit als Basis für das stochastische Kollisionsmodell in der nächsten Lagrange-Iteration.

Die Steuerung des Berechnungsschemas basiert auf den nach Gleichung (2.46) berechneten Residuen r_ϕ der Fluidsimulation. Nach der Initialisierung eines neuen Eulerschen Zeitschrittes werden zunächst eine gewisse Anzahl an Euler-Iterationen durchgeführt, um eine vorläufige Lösung des Fluidfeldes zu erhalten. Fallen die Residuen aller relevanten Fluideigenschaften unter eine zuvor festgelegte obere Schranke $\forall \phi : r_\phi < r_{max}$, wird das erste Lagrangesche Tracking parallel zu der weiterarbeitenden Fluidsimulation gestartet. Die dabei berechneten PSTs werden von der Fluidsimulation eingelesen und in die noch laufende Berechnung integriert. Aufgrund der sich ändernden PSTs entsteht ein Sprung im Residuenverlauf (siehe Abbildung 3.3). In der darauf folgenden Wartezeit werden die neu entstandenen Spannungen vom Fluidlöser relaxiert und anschließend wird die nächste Lagrange-Iteration gestartet. Vor Beginn jeder Lagrange-Iteration werden die Residuen zusätzlich noch auf das Erreichen einer unteren Schranke überprüft. Gilt $\forall \phi : r_\phi < r_{min}$ und wurde bereits eine benutzerdefinierte Mindestanzahl an Lagrange-Iterationen $n_{L,min}$ durchlaufen, so wird der Eulersche Zeitschritt als ausreichend relaxiert angesehen und abgeschlossen. In diesem Fall werden keine weiteren Lagrange-Iterationen durchgeführt und der Fluidlöser initialisiert den nächsten Euler-Zeitschritt.

Die Mindestanzahl von in einem Eulerschem Zeitschritt durchgeführten Lagrange-Iterationen wurde im Rahmen dieser Arbeit meist im Bereich $3 \leq n_{L,min} \leq 5$

eingestellt. Dies stimmt nicht mit der Arbeit von Kohnen, Rueger und Sommerfeld (1994) überein, nach der deutlich mehr Iterationen für eine korrekte 4-Wege-Kopplung benötigt werden. Diese Aussage geht jedoch davon aus, dass zu Beginn der Kopplung die Quellterme unbekannt sind. Durch die in Gleichung (2.85) beschriebene Unterrelaxation erreichen die eingekoppelten Quellterme dabei die korrekten Größenordnungen erst sehr spät. Bei Verwendung des quasi-instationären Modells werden jedoch in der jeweils ersten Kopplung eines Eulerschen Zeitschrittes die PSTs der letzten Kopplung des vorhergehenden Zeitschrittes verwendet. Aufgrund der relativ kleinen Änderung des Partikelfeldes zwischen zwei Eulerschen Zeitschritten kann mit Hilfe dieser Schätzung die Anzahl der Kopplungen drastisch reduziert werden.

3.2. Hochaufgelöste Euler/Lagrange-Rechnungen

Die in den Kapiteln 2.2 und 3.1 beschriebenen Varianten des Euler/Lagrange-Verfahrens basieren auf RANS-Simulationen der kontinuierlichen Phase. Die damit einhergehende relativ geringe räumliche und zeitliche Auflösung des Strömungsfeldes muss nicht zwangsweise zu ebenso niedrig aufgelösten Ergebnissen für die disperse Phase führen. Hier jedoch eine deutlich höhere Auflösung zu wählen, wäre nur bedingt sinnvoll, da die Partikelbewegung in diesen Skalen maßgebend von den kohärenten Strukturen der Turbulenz beeinflusst wird (siehe z. B. Agrawal u. a., 2001; Luo u. a., 2004). Diese sind in einer RANS-Rechnung jedoch nur parametrisiert im Rahmen des Turbulenzmodells enthalten. Die in Abschnitt 2.2.2 geschilderten Ansätze zur Rekonstruktion der turbulenten Feinstruktur im Rahmen der Lagrange-Rechnung können deren Ergebnisse qualitativ verbessern. Die aufgrund der Interaktion zwischen Partikeln und Turbulenz entstehenden kohärenten und transienten Strukturen der dispersen Phase¹ können von diesen Ansätzen jedoch nur unzureichend rekonstruiert werden. Daher müssen zum Erreichen einer besseren Auflösung in den Ergebnissen der dispersen Phase auch besser aufgelöste Fluidberechnungen herangezogen werden. Dies sind vor allem die in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen LES-Rechnungen, in denen die grobskaligen Anteile der Turbulenz voll aufgelöst werden, während die feinskaligen Anteile modelliert werden.

Die Bildung kohärenter Partikelstrukturen wird durch Schwarmeffekte (siehe Abschnitt 2.1.2) begünstigt. Daher wurden zusätzlich zur Kopplung von LES- und Lagrange-Rechnungen verschiedene Modelle zur Modellierung der Schwarmbildung implementiert.

¹z. B. Cluster oder Strähnen

3.2.1. Lagrange-Rechnungen auf der Basis von Large-Eddy-Simulationen

Im Gegensatz zu den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen stationären Verfahren zur Fluidsimulation mit Turbulenzmodellen nach dem RANS-Ansatz sind Large-Eddy-Simulationen (LES) (siehe Abschnitt 2.2.1) immer instationär. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit für die auf LES-Daten basierenden Lagrange-Rechnungen das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren verwendet. Weiterhin wird in LES-Rechnungen statt eines Turbulenzmodells ein vereinfachtes Subgrid-Scale-Modell (SGS) verwendet, welches den Einfluss der nicht aufgelösten Skalen auf die Fluidbewegung wiedergibt. Für eine erfolgreiche Kopplung von LES und Partikelverfolgung mussten sowohl die turbulente Partikeldispersion als auch die Rückkopplung der dispersen Phase auf das SGS-Modell neu implementiert werden.

Partikeldispersion durch nicht aufgelöste Turbulenzskalen

Die turbulente Partikeldiffusion basiert im Rahmen von RANS-Simulationen auf der nicht aufgelösten turbulenten Fluidbewegung. Diese Bewegung wird in einer LES-Rechnung zum Teil aufgelöst, zum Teil durch das SGS-Modell abgebildet (siehe Abschnitt 2.2.1). Die durch den aufgelösten Anteil der Turbulenz verursachte Partikeldiffusion wird folglich auch vom Lagrangeschen Tracking korrekt wiedergegeben. Es muss also nur noch die vom SGS-Anteil der Turbulenz verursachte Partikeldiffusion modelliert werden. Dazu wurde nach Lilly (1967) die in den nicht aufgelösten Skalen enthaltene turbulente kinetische Energie k_{SGS} abgeschätzt als

$$k_{SGS} = \frac{\eta_{SGS}^2}{(0,094\Delta)^2}. \quad (3.5)$$

Die bei der Verwendung des im Rahmen der Fluidsimulation eingesetzten dynamischen Ansatzes nach Germano u. a. (1991) auftretenden räumlichen und zeitlichen Schwankungen der turbulenten Viskosität η_{SGS} führten in einigen Strömungsregionen zu extrem kleinen Lagrangeschen Zeitschritten. Daher wurde das im Rahmen der Partikelsimulation verwendete η_{SGS} nach dem klassischen Ansatz von Smagorinsky (1963) mit einem konstanten Faktor von $C_S = 0,1$ berechnet:

$$\eta_{SGS} = (C_S\Delta)^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}. \quad (3.6)$$

Die zur Modellierung benötigte Dissipationsrate wurde nach

$$\epsilon = \frac{C_\epsilon k_{SGS}^{2/3}}{\Delta} \quad (3.7)$$

mit $C_\epsilon = 0,7$ berechnet (Deardorff, 1980).

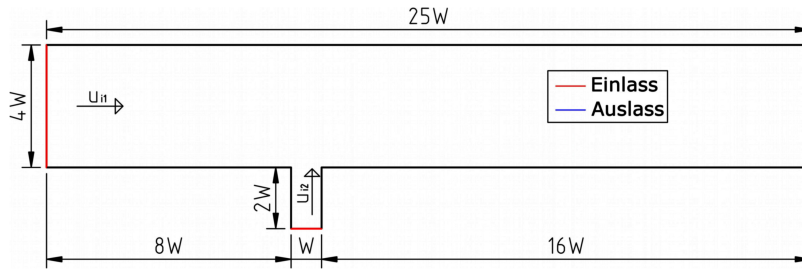


Abbildung 3.4.: Dimensionierung der Querstromgeometrie mit $W = 0,1$ m.

Einfluss der dispersen Phase auf die Large-Eddy-Simulation

Um die Rückwirkung der dispersen Phase auf das Fluid wiederzugeben, wurden für die Geschwindigkeiten ebenso wie in der RANS-Modellierung die Partikelquellterme nach Gouesbet und Berlemont (1998) verwendet (siehe Gleichung (2.86)). Um den Einfluss der Partikelbewegung auf die SGS wiederzugeben, wurde ein Quellterm für die turbulente kinetische Energie k_{SGS} in diesen Skalen nach

$$S_{k_{SGS}} = \overline{v_i S_{\bar{u}_i}} - \bar{u}_i \overline{S_{\bar{u}_i}} \quad (3.8)$$

berechnet und anschließend nach Gleichung (3.6) in eine Quelle für die turbulente Viskosität der Subgrid-Skalen umgewandelt.

Vergleich zwischen RANS- und LES-Rechnungen

Ein Vergleich zwischen RANS-basierten und hocho aufgelösten Euler/Lagrange-Simulationen wurde der Vermischung zweier Luftströme in der in Abbildung 3.4 dargestellten Geometrie durchgeführt. Während der horizontal verlaufende Hauptstrom partikelfrei ist, trägt der von unten einmündende Sekundärstrom Partikel in einem Größenbereich von $d_P = [20 \mu\text{m}; 200 \mu\text{m}]$. Als mittlere Einlassgeschwindigkeiten wurden dabei $u_{i1} = 2,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bzw. $u_{i2} = 1,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gewählt.

Abbildung 3.5 zeigt einen Vergleich der RANS- bzw. LES-basierten Rechnungen. Dabei zeigen die hocho aufgelösten Simulationen sowohl bei Betrachtung der Partikelkonzentration c_M als auch bei Betrachtung des mittleren Partikeldurchmessers d_P deutlich mehr Details wie z. B. die in Abbildung 3.5(b) erkennbare Strahlenbildung oder die Segregation der Partikelfraktion (Abbildung 3.5(d)).

3.2.2. Sampling auf stationärem Tracking

In den hocho auflösenden, quasi-instationären Simulationen des Kreisel-Zyklons zeigte sich, dass allein die Berechnung eines Einlaufvorgangs mehrere Monate Rechenzeit benötigt hätte (siehe Abschnitt 4.2.3). Um diesen Vorgang abzukürzen, wurde ein

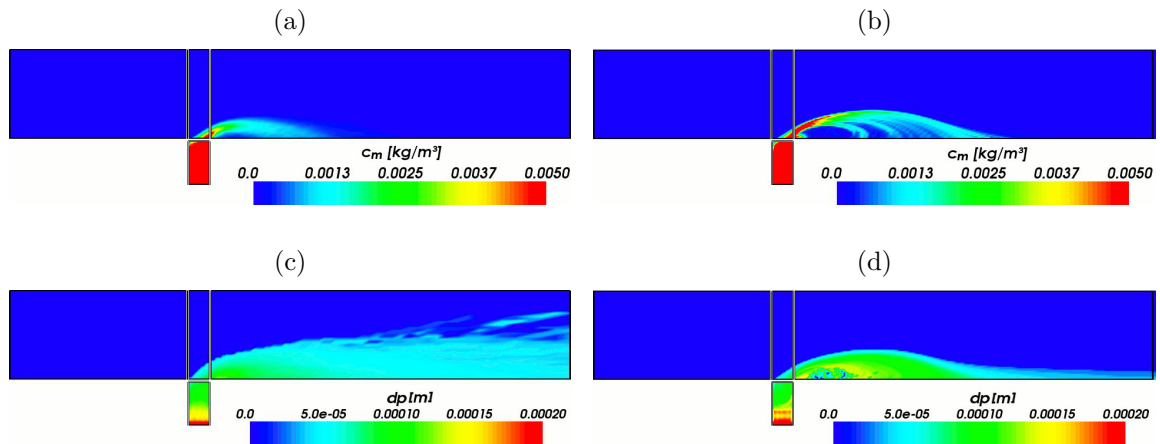


Abbildung 3.5.: Vergleich volumengemittelter Ergebnisse aus RANS- und LES-basierten Euler/Lagrange-Simulationen einer einfachen Querströmung. (a) RANS, Partikelkonzentration c_M ; (b) LES, Partikelkonzentration c_M ; (c) RANS, mittlerer Partikeldurchmesser d_P ; (d) LES, mittlerer Partikeldurchmesser d_P .

zusätzliches Modell entwickelt, welches Startzustände für quasi-instationäre Rechnungen aus einer stationären Lagrange-Simulation ableiten kann.

Die Trajektorien der Parcel im stationären Tracking können die Partikelbewegung im hochaufgelösten Strömungsfeld nicht vollkommen korrekt wiedergeben. Insbesondere kann die Bewegung der durch die LES aufgelösten Wirbel in einer stationären Simulation nicht berücksichtigt werden. Jedoch kann angenommen werden, dass diese stationäre Lösung als Näherung an das instationäre Partikelfeld verwendet werden kann.

Daher wurde zunächst eine LES-Simulation ohne Partikelverfolgung durchgeführt. Diese Berechnung wurde nach Abschluss der Einlaufzeit unterbrochen und ein instantanes Fluidfeld abgespeichert. Basierend auf diesem eingefrorenen Fluidfeld wurde anschließend eine stationäre Lagrange-Simulation durchgeführt und während des Trackings die Eigenschaften der verfolgten Parcel in regelmäßigen Abständen aufgezeichnet. Jeder dieser Datensätze bildete später den Injektionspunkt für ein Parcel, welches dann über dem nun wieder instationär gerechneten Fluidfeld weiter verfolgt wurde.

Der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Samplings wurde mit $\Delta t_{Sp} = \Delta t_E$ gleich dem in der Fluidsimulation verwendeten Zeitschritt gewählt. Um die Massenerhaltung zu gewährleisten, wurde die Anzahl der in einem Parcel vorhandenen Partikel durch Division durch die Samplingrate korrigiert.

3.2.3. Schwarmeffekte

Die bereits in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Schwarmeffekte treten auf, wenn aufgrund lokaler Konzentrationsspitzen die Bewegung benachbarter Partikel nicht länger als unabhängig betrachtet werden kann. Die dabei entstehende Behinderung der Partikel kann durch eine Modifikation des Widerstandskoeffizienten in Abhängigkeit der lokalen Volumenkonzentration des Fluids $c_{V,F}$ modelliert werden. Diese Abhängigkeit wurde mit dem aus der DEM-Simulation bekannten Modell nach Ergun (1955), Wen und Yu (1966) wiedergegeben. Nach diesem Ansatz wird der bisher verwendete Widerstandskoeffizient nach Gleichung (2.49) erweitert auf

$$C_{DS} = \begin{cases} c_{V,F} < 0,2 : c_{V,F}^{-1,65} C_D \\ c_{V,F} \geq 0,2 : 150 \frac{c_{V,F}^2 \eta_F}{(1-c_{V,F}) d_P^2} + \frac{7 c_{V,F} \rho_F |v-u|}{4 d_P} \end{cases}, \quad (3.9)$$

wobei die Partikelreynoldszahl im Schwarm Re_{PS} ebenfalls nach

$$Re_{PS} = c_{V,F} Re_P \quad (3.10)$$

modifiziert werden muss. Der geänderte Widerstandskoeffizient fällt dabei für den Fall $\varphi_F \approx 1$ in die Form von Gleichung (2.49) zurück.

Darüber hinaus wurde zusätzlich das Modell von Di Felice (1994) implementiert. Dieser Ansatz enthält keinen Modellwechsel bei einem bestimmten Fluidanteil (siehe Abbildung 3.6). Der Widerstandskoeffizient wird dabei berechnet nach

$$C_{DS} = c_{V,F}^{-(1+\chi)} C_D \quad (3.11)$$

$$\chi = 3,7 - 0,65 * e^{-\frac{(1,5 - \log_{10} Re_{PS})^2}{2}} \quad (3.12)$$

mit der entsprechend Gleichung (3.10) modifizierten Partikelreynoldszahl Re_{PS} .

3.3. Agglomerationshistorie und Agglomeratbruch

Das Modell zur Partikelagglomeration setzt auf dem stochastischen Kollisionsmodell von Sommerfeld (2001) auf, welches von Ho und Sommerfeld (2002b) um die Berücksichtigung der Auftreffwahrscheinlichkeit (Schuch und Loeffler, 1978) erweitert wurde. Dieser Ansatz betrachtet die in der Strömung entstandenen Agglomerate nach dem Anlagerungsvorgang als Kugeln mit einem vom Volumen des Agglomerats abgeleiteten Durchmesser. Dabei wird jedoch nur das eigentliche Partikelmaterial berücksichtigt, das Porenvolumen des Agglomerats wird vernachlässigt. Auch werden die Daten zur Charakterisierung der im Agglomerat vorhandenen Primärpartikel nach der Agglomeration verworfen, so dass eine Auflösung von Agglomeratbrüchen nicht mehr möglich ist.

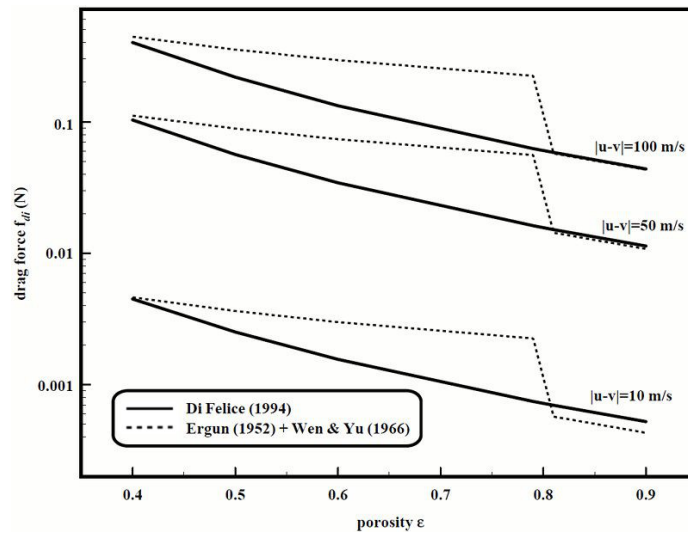


Abbildung 3.6.: Vergleich unterschiedlicher Modelle zur Modifikation des Widerstandskoeffizienten C_D in Abhängigkeit des Fluidanteils φ_F (entnommen aus Kafui, Thornton und Adams, 2002)

In diesem Kapitel soll das neu implementierte Modell zur Speicherung der Agglomerationshistorie beschrieben werden. Dazu ist es zunächst notwendig, kurz auf das verwendete Speichermodell für die Agglomeratstruktur einzugehen (zur Implementierung siehe Abschnitt C.2.1). Anschließend sollen die Modellierungen des eigentlichen Agglomerationsvorgangs und des Partikelbruchs erläutert werden.

3.3.1. Speichermodell der Agglomerationshistorie

Um die sukzessiven Anlagerungsstufen eines Agglomerats im Speicher darzustellen, wurde die in Abbildung 3.7 dargestellte Datenstruktur implementiert. Das Grundelement sind dabei Datenobjekte (Knoten), von denen jedes Objekt alle Eigenschaften eines Primärpartikels und des zugehörigen Anlagerungspunktes speichern kann. Die einzelnen Knoten werden zu verketteten Listen geordnet, die jeweils alle Partikel enthalten, die sich an ein bereits im Agglomerat enthaltenes Primärpartikel anlagern. Zu diesem Zweck enthält jeder Knoten einen Zeiger auf einen weiteren Knoten, so dass alle sich an ein gegebenes Primärpartikel anlagernde Partikel zu einer Liste verkettet werden können. Weiterhin ist jeder Knoten die Basis einer weiteren verketteten Liste, in die alle Partikel aufgenommen werden, die sich zu einem späteren Zeitpunkt an dieses Primärpartikel anlagern.

Unter der Annahme, dass ein neu angelagertes Primärpartikel nur über einen Kontaktpunkt mit dem restlichen Agglomerat verbunden ist, ergibt das oben beschriebene System von Knoten und Listen eine Baumstruktur, innerhalb derer die Agglo-

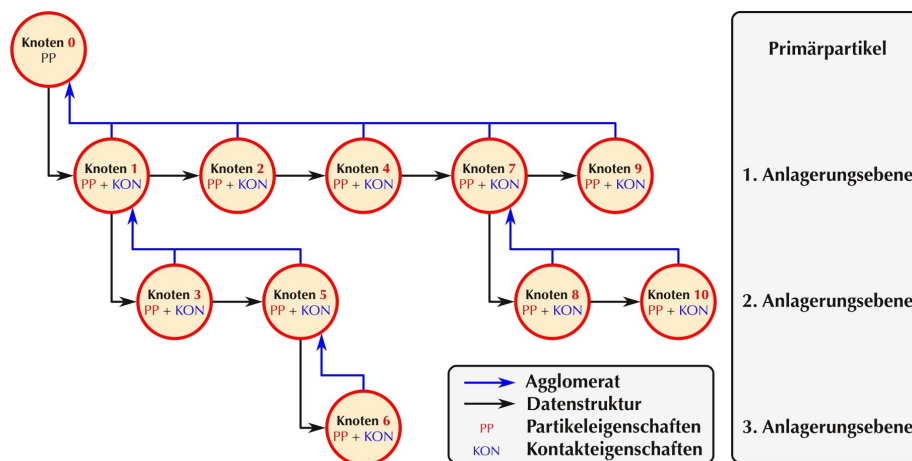


Abbildung 3.7.: Datenstruktur zur Speicherung der Agglomerationshistorie: Die Daten sind in einer Baumstruktur aus verketteten Listen (schwarz) abgelegt. Jeder Knoten repräsentiert dabei einen Primärpartikel und dessen Anlagerungspunkt. Die durch diese Datenstruktur repräsentierte Agglomeratstruktur ist in blau dargestellt.

meratstruktur korrekt abgebildet werden kann. Diese Baumstruktur lässt sich mit Hilfe von zur Laufzeit neu allozierten Knoten beliebig erweitern und, im Falle eines Bruches, schnell teilen. Die dabei entstehenden Bruchstücke haben die gleiche Struktur wie der Gesamtbaum und benötigen somit keine spezielle Behandlung, um weiter verfolgt zu werden.

Kommt es durch Abrollvorgänge während der Anlagerung oder durch eine spätere Umorganisation des Agglomerates zu nicht mehr rein dendritischen Agglomeratstrukturen, kann dies im hier verwendeten Speichermodell nicht wiedergegeben werden. Im hier zur Modellierung des Anlagerungsvorganges verwendeten Ansatz von Hiller (1981) (siehe Abschnitt 2.2.2) kommt ein Abrollen der Partikel nicht vor. Als einzige Möglichkeit zur Entstehung kompakterer Agglomerate bleiben also Strukturveränderungen, die nach der eigentlichen Anlagerung auftreten. Eine spätere Verfestigung der Partikel durch Sintervorgänge tritt im betrachteten System aufgrund der niedrigen Temperaturen nicht auf, das Entstehen zusätzlicher Kontaktpunkte durch Relativbewegungen der Primärpartikel innerhalb des Agglomerats kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Zwar definieren schon Tsantilis und Pratsinis (2004) die durch van-der-Waals-Kräfte entstandenen Agglomerate als schwach, so das angenommen werden kann, dass diese bei Belastung eher brechen, zusätzliche Faltungen sind aber ebenfalls möglich. Diese Mechanismen wurden hier jedoch vernachlässigt, da die Wiedergabe der dabei entstehenden nicht dendritischen Agglomerate das hier verwendete Speichermodell deutlich verkompliziert hätte.

3.3.2. Modellierung des Anlagerungsvorganges

Soll die Agglomerationshistorie eines Agglomerates gespeichert werden, so muss die Modellierung des Anlagerungsvorganges im Vergleich zu bisher verwendeten Modellen deutlich erweitert werden. Zusätzlich zu den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Schritten muss jetzt ein bereits im Agglomerat befindliches Primärpartikel bestimmt werden, an dem die Anlagerung stattfindet und anschließend die Eigenschaften des neu angelagerten Partikels sowie der neuen Kontaktstelle in der unter Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Datenstruktur abgelegt werden.

Bestimmung des Anlagerungspunktes

Im Rahmen der hier präsentierten Simulationen wurde die Partikelrotation nicht aufgelöst. Daher kann die Orientierung des Agglomerats zu einem gegebenen Zeitpunkt nicht berechnet und zur Ermittlung des Anlagerungspunktes verwendet werden. Wird jedoch für einen typischen Fall die zur Größe des Strömungsraumes l ins Verhältnis gesetzte Translationsgeschwindigkeit v mit der Rotationsgeschwindigkeit ω verglichen, so resultiert bei Verwendung folgender Werte

- $l = 0,2 \text{ m}$, Durchmesser der Drallstrecke
- $v = 20 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, Einlassgeschwindigkeit der Gas- und Partikelphase
- $\omega = 10 \text{ kHz}$, Rotationsgeschwindigkeit der Partikel nach einer Wandkollision (Sommerfeld, 1995)

folgendes Ergebnis

$$\frac{v}{l\omega} = \frac{20 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{0,2 \text{ m } 10 \text{ kHz}} = 0,01. \quad (3.13)$$

Basierend auf dieser Abschätzung kann angenommen werden, dass die Orientierung der Partikel sich sehr viel schneller ändert als deren Position im Raum. Die Position des Anlagerungspunktes ist also über alle Raumrichtungen um das Agglomerat herum gleichverteilt. Daher wurde der Zielpartikel, an dem sich ein neu zum Agglomerat hinzugekommener Primärpartikel anlagert, mittels der freien Oberfläche A_f bestimmt (siehe Abbildung 3.8). Die freie Oberfläche eines Primärpartikels wurde dabei mit Hilfe der Höhe

$$h_i = \frac{d_P d_i}{d_P + d_i} \quad (3.14)$$

der in Abbildung 3.8 rot dargestellten Kugelkalotten berechnet nach

$$A_f = \max \left(0; \pi d_P^2 - \pi d_P \sum_{i=1}^N (d_P - h_i) \right). \quad (3.15)$$

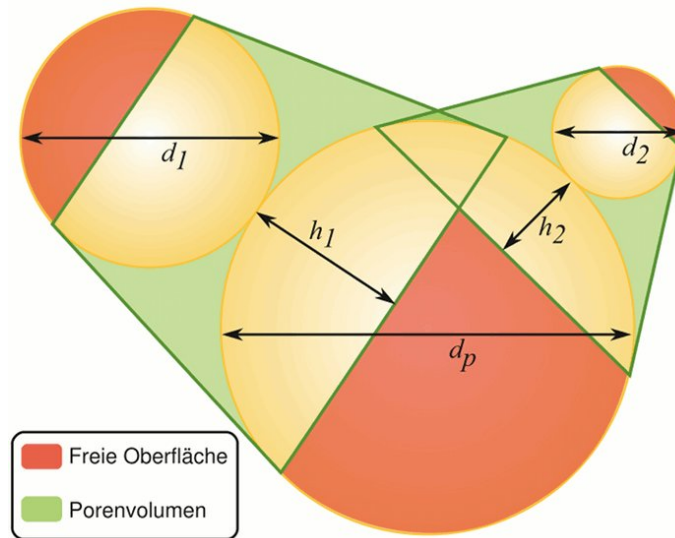


Abbildung 3.8.: Berechnung der freien Oberfläche (rot) und des Porenvolumens (grün) eines trinären Agglomerats.

Anschließend wurde der Anlagerungspartikel mit Hilfe einer gleichverteilten Zufallszahl im Bereich $\zeta_f = [0; \sum_{i=0}^N A_{f,i}]$ ermittelt.

Da die Orientierung des Agglomerats in der Modellierung des Anlagerungsvorganges nicht berücksichtigt wird, ist es auch nicht sinnvoll, die relativen Positionen der Primärpartikel innerhalb des Agglomerats zu speichern. Deshalb wird im oben beschriebenen Speichermodell zwar die Agglomeratstruktur implizit gespeichert, es werden jedoch keine Positionskoordinaten der einzelnen Primärpartikel abgelegt.

Berechnung der Bindungsstärke

Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Partikelsysteme nicht leitend sind und auch so gut wie keine Feuchtigkeit enthalten, basiert die Bindungsstärke der neu entstandenen Kontaktstelle ausschließlich auf van-der-Waals-Kräften:

$$F_{vdW} = \frac{A}{12z_0^2} \frac{d_{P1}d_{P2}}{d_{P1} + d_{P2}}. \quad (3.16)$$

Der minimale Kontaktabstand z_0 ist dabei von der benutzerdefinierten Oberflächenrauigkeit der Partikel abhängig.

Porosität des Agglomerats

Die Porosität des Gesamttagglomerats wird über die Porositäten der darin enthaltenen dualen Agglomerate bestimmt. Die Berechnung beginnt dabei mit den äußersten zwei

Primärpartikeln eines Astes der Baumstruktur. Für dieses duale Agglomerat wird das Porenvolumen V_o definiert als das Volumen des um die zwei Kugelkalotten reduzierten Kegelstumpfes zwischen den Primärpartikeln (siehe Abbildung 3.8):

$$V_o = \frac{2h\pi}{3} (r_{c1}^2 + r_{c1}r_{c2} + r_{c2}^2) - \frac{h^2\pi}{3} (3r_1 + 3r_2 - 2h) \quad (3.17)$$

$$r_{ci} = \cos(a) * r_i \quad (3.18)$$

$$a = \arcsin \left(\frac{|r_1 - r_2|}{r_1 + r_2} \right). \quad (3.19)$$

Dieses äußerste duale Agglomerat wird für den nächsten Schritt als Kugel mit dem Volumen $V_{agg} = V_{P1} + V_{P2} + V_o$ und der Porosität $\epsilon_P = V_o/V_{agg}$ betrachtet. Damit kann die in diesem Ast vorhergehende Anlagerungsstufe wieder auf den Fall des bereits beschriebenen dualen Agglomerats zurückgeführt werden und wird anschließend ebenso wieder als Kugel mit definiertem Volumen betrachtet.

Neben der Porosität ist es ebenso möglich, die Gesamtmasse des Agglomerats $m_{agg} = \sum_{i=1}^{n_{PP}} m_i$ zu berechnen. Aus diesen zwei Angaben lässt sich ein Gesamtvolumen V_{agg} und damit der Durchmesser d_{agg} der volumengleichen Kugel bestimmen. Mit Hilfe dieser Angaben wird das Agglomerat auf der Ebene der Partikelverfolgung weiterhin als Kugel, auf der Ebene der Inter-Partikel-Kollisionen jedoch gleichzeitig als komplexe Struktur aus mehreren Primärpartikeln betrachtet (siehe auch Seite 66).

3.3.3. Agglomeratbruch

Im augenblicklich implementierten Modell werden Agglomeratbrüche ausschließlich durch Kollisionsereignisse² ausgelöst. Durch Fluidscherung induzierte Bruchereignisse wurden noch nicht berücksichtigt.

Im Falle einer Kollision eines Agglomerats mit der Wand oder mit einem anderen Partikel, wirkt eine Kraft F_c zunächst auf das Primärpartikel des Agglomerats, an dem der Kontakt mit dem Kollisionspartner hergestellt wird. Die angreifende Kraft $F_c|_{down}$ wird nun in jedem Knoten um den zur Beschleunigung des zu diesem Knoten gehörigen Astes benötigten Anteil reduziert, anschließend über dessen Kontaktstelle an den jeweils nächsthöheren Knoten übertragen:

$$F_c|_{up} = F_c|_{down} - a_c m_B. \quad (3.20)$$

Aus Sicht des nächsthöheren Knotens ist das hier berechnete $F_K|_{up}$ die angreifende Kraft. Die Kraft wird wieder um $a_c m_B$ reduziert und der verbleibende Anteil an höherliegende Knoten weitergegeben.

²entweder Partikel-Wand- (siehe Abschnitt 2.2.2) oder Inter-Partikel-Kollisionen (siehe Abschnitt 2.2.2).

Da das Agglomeratmodell keine relativen Partikelpositionen speichert, ist die Orientierung der angreifenden Kräfte zur jeweils untersuchten Kontaktstelle unbekannt. Daher wird bei jeder Übertragung eine gleichverteilte Zufallsvariable im Bereich $\gamma = [0; \pi]$ erzeugt und diese als der Angriffswinkel der an der Kontaktstelle zu übertragenden Kraft angenommen. Der Bruchvorgang an einer Kontaktstelle mit der Stärke F_{vdW} wird nach

$$\cos(\gamma) F_c|_{up} \begin{cases} < F_{vdW} : \text{Kontakt hält} \\ \geq F_{vdW} : \text{Kontakt bricht} \end{cases} \quad (3.21)$$

aufgelöst. Im Fall eines Bruches wird der das Agglomerat repräsentierende Baum an der brechenden Kontaktstelle aufgetrennt und es entstehen zwei Teilbäume, die jeweils ein Bruchstück des Agglomerats repräsentieren. Es können nicht beide Fragmente im Rahmen des Lagrangeschen Trackings weiterverfolgt werden, da aufgrund der hohen Zahl an so entstehenden Bruchstücken ein Abschluss der Berechnungen nicht mehr gewährleistet wäre. Daher wird aufgrund der Massenverteilung der Fragmente ein Bruchstück zufällig ausgewählt und weiter verfolgt. Unter der Annahme einer ausreichenden Anzahl von gleichartigen Kollisionen können mit dieser Methode sowohl die Partikelgrößenverteilungen als auch die Massenflüsse in allen Bereichen des Berechnungsgebietes korrekt wiedergegeben werden.

3.4. Messung von Konzentrationsfluktuationen auf Basis von PIV-Daten

Basierend auf den in Abschnitt 2.3.2 geschilderten Methoden wurde die PIV-Methode um einen zusätzlichen Ansatz zur Messung von Konzentrationsfluktuationen erweitert. Dabei wurden die zu findenden Fluktuationen auf Basis der Grauwerte in den einzelnen ROI eines PIV-Bildes bestimmt. Zu diesem Zweck wurde zunächst die SNR entsprechend des in Abschnitt 2.3.2 dargestellten Verfahrens reduziert. Anschließend wurde für jede ROI ein individueller Schwellwert nach

$$gw_S = (gw_{max} - gw_{min}) \gamma + gw_{min} \quad (3.22)$$

berechnet und die Summe aller Pixel mit $gw < gw_S$ ermittelt. Wird die errechnete Summe der hellen Pixel zur Gesamtzahl aller Pixel eines ROI ins Verhältnis gesetzt, ergibt sich eine Flächenkonzentration in der Messebene. Bei Annahme einer Gleichverteilung der Partikel innerhalb des mit dem ROI korrelierenden Volumenelementes entspricht diese Flächenkonzentration der Volumenkonzentration. Eine mögliche Fehlerquelle für die Konzentrationsmessung liegt in der von der PIV vorgegebenen Auflösung der Einzelpartikel $d_P \approx 3px$. Da der CCD³- bzw. CMOS⁴-Sensor der verwendeten Kameras die einfallende Lichtmenge über der Fläche eines Pixels integriert,

³Charge Coupled Device

⁴Complementary Metal Oxide Semiconductor

korreliert der entstehende Fehler mit dem in Gleichung (3.22) verwendeten Faktor γ . Werden alle Pixel eines ROI betrachtet, auf denen zum Teil ein Partikel, zum Teil der Hintergrund des Bildes abgebildet wird (Grenzpixel), so entspricht deren Grauwert, bei Annahme einer idealen Beleuchtung (Partikel = 1, Hintergrund = 0) dem Flächenverhältnis β_A von dargestelltem Partikel zu Hintergrund. Aufgrund der zufälligen Lage der Einzelpartikel zum Gitter des Kamera-Sensors kann β_A in allen Grenzpixeln als gleich verteilt angesehen werden. Es ist daher sinnvoll, den Faktor zur Ermittlung des Schwellwertes $\gamma \approx 0,5$ zu wählen und damit den in der Konzentrationsmessung entstehenden Fehler zu minimieren.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle liegt in der nicht konstanten Beleuchtung, sowohl innerhalb einer Bilderserie als auch zwischen unterschiedlichen Bilderserien. Zwar lässt sich dieser Fehler durch die in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Subtraktion des Hintergrundbildes reduzieren, andere Fehlerquellen wie z. B. ungleichmäßig ausgeleuchtete Partikel tragen jedoch ebenfalls zu diesem Effekt bei. Daher sollten mit der hier beschriebenen Methode keine absoluten Konzentrationen bestimmt werden, sondern nur relative Konzentrationsverläufe. Die weitere Auswertung und Validierung der parallel durchgeführten Simulationen wurde dann auf Basis der Frequenzspektren der Konzentrationsverläufe vorgenommen (siehe Abschnitt 4.2.3).

4. Validierung und Anwendung

Die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Methoden wurden an verschiedenen technischen Systemen validiert und getestet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen in diesem Kapitel dargestellt und diskutiert werden.

4.1. Dispersion und Strahlenbildung in einer Brennergeometrie

Als erster Testfall für die neu entwickelten Modelle wurde das Verhalten eines Partikelkollektivs in einer vereinfachten Drallbrennergeometrie untersucht. Diese Konfiguration besteht aus zwei konzentrischen Strömen, die in eine plötzliche Rohrerweiterung einmünden. Der Aufbau kann annähernd als eine radialsymmetrische Version des Testfalls der rückspringenden Stufe gesehen werden.

Im Inneren dieser einfachen Geometrie entsteht ein komplexes Strömungsfeld mit mehreren Rückströmungen und zwei freien Staupunkten entlang der Hauptachse. Weiterhin führt die Interaktion zwischen dem aufgegebenen Drall und dem zentralen Rückströmbereich zur Bildung einer instationären makroskopischen Wirbelstruktur, welche im Hauptrohr mit einer von der Umlauffrequenz des Fluids unterschiedlichen Frequenz zirkuliert. Diese Wirbelstruktur führt zu lokalen Spitzen der Partikelkonzentration und ist im Experiment als zusammenhängende Staubsträhne erkennbar (siehe Abbildung 4.1). Aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung der hier verwendeten handelsüblichen Digitalkamera zeigen die zwei Bilder jedoch nicht den gleichen Strahmendurchgang, eignen sich also auch nicht zur Bestimmung von Umlauffrequenzen.

4.1.1. Experimenteller Aufbau

Fließbild und Photo der gesamten Versuchsanlage sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Der eigentliche Versuchsaufbau setzt sich zusammen aus dem Drallerzeuger, der untersuchten Messstrecke sowie der nachgeschalteten Beruhigungskammer zur Entkoppelung der Messstrecke von der restlichen Anlage. Diese besteht aus der nachgeschalteten Abreinigung sowie der Steuerung für Luft- und Partikelströme. Das Gebläse zur Erzeugung des Hauptstromes befindet sich stromabwärts der Abreinigung. Damit ar-

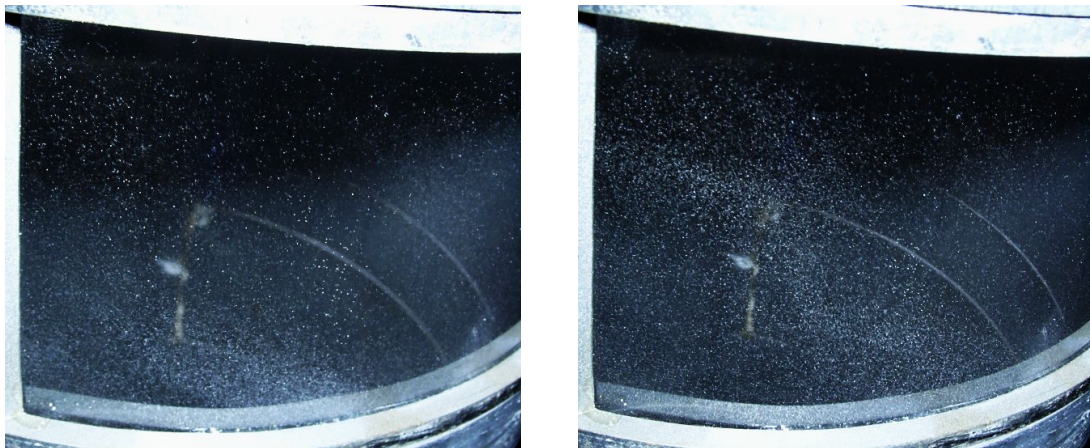


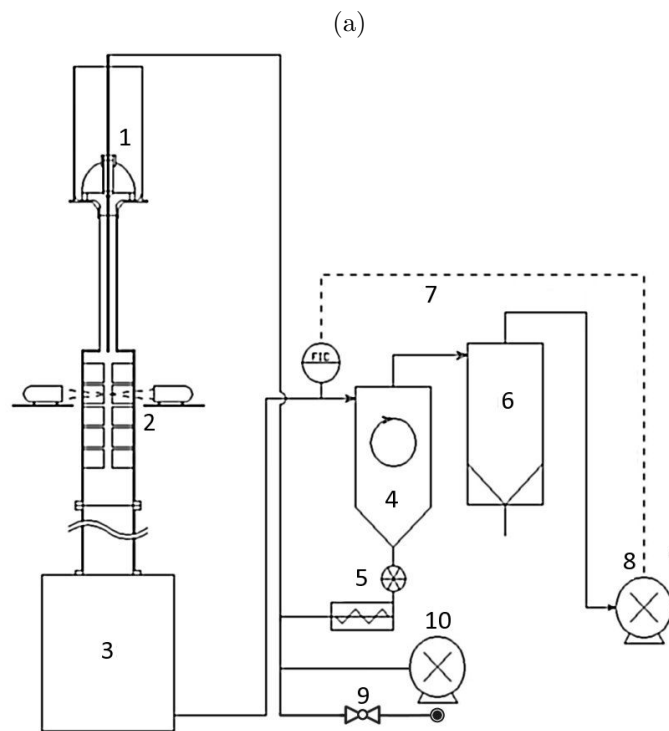
Abbildung 4.1.: Bewegung der Partikelstrahlen in der Brennergeometrie kurz hinter der Rohrerweiterung. Zu erkennen ist die sich im System bildende Staubsträhne zu verschiedenen Zeitpunkten.

beitet die gesamte Anlage im Saugbetrieb und ein unbeabsichtigtes Entkommen von Partikelmaterial in die Umgebung ist nicht möglich. Zur Verringerung der Betriebskosten wird das verwendete Partikelmaterial in einem Zyklon abgeschieden und im Kreis gefahren.

Medien

Das verwendete Trägermedium ist Luft. Der Hauptstrom wird mit Hilfe eines am Ende des Anlagenstranges liegenden Radialgebläses (siehe Abbildung 4.2 (a), 8) durch die Versuchsanlage gezogen. Eine über den Rohrquerschnitt integrierende Differenzdrucksonde (7) misst dabei den momentanen Volumenstrom im Hauptrohr. Auf Basis dieser Messungen wird das dahinter liegende Gebläse mittels eines Frequenzumrichters eingestellt. Der Volumenstrom im Zentralrohr wird je nach benötigter Luftmenge entweder über einen gedrosselten Druckluftanschluss mit Volumenstrommessung (9) oder über ein frequenzmoduliertes Roots-Gebläse (10) gesteuert. Der Strom im Koaxialrohr ergibt sich in der Folge als Differenz der Ströme im Haupt- und Zentralrohr. Die dabei getroffene Annahme einer druckverlustfreien Strömung kann aufgrund der für Haupt- und Zentralrohr verwendeten großen Querschnitte als erfüllt angesehen werden. Da die Grenzen der aufzustellenden Volumenbilanz einerseits am Ort der Volumenstrommessungen, andererseits in der Einmündung des Koaxialrohrs liegen, fällt der Drallerzeuger (1), für den die Annahme einer druckverlustfreien Strömung nicht gilt, aus der Bilanz heraus.

Als disperse Phase wurden Glaskugeln vom Typ Spheriglass 2350 mit einer Dichte von $\rho_P = 2540 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, einem volumenbasierten mittleren Partikeldurchmesser von $d_P =$



(b)



Abbildung 4.2.: Anlagenschema (a) und Foto (b) der Versuchsanlage: 1: Drallerzeuger, 2: Messstrecke, 3: Absetzkammer, 4: Zyklon, 5: Partikeldosierer, 6: Filter, 7: Steuerung der Luftstromes, 8: Gebläse, 9/10: Feed für Zentralstrom (Druckluft mit Drosselventil und Volumenstrommesser oder gesteuertes Roots-Gebläse).

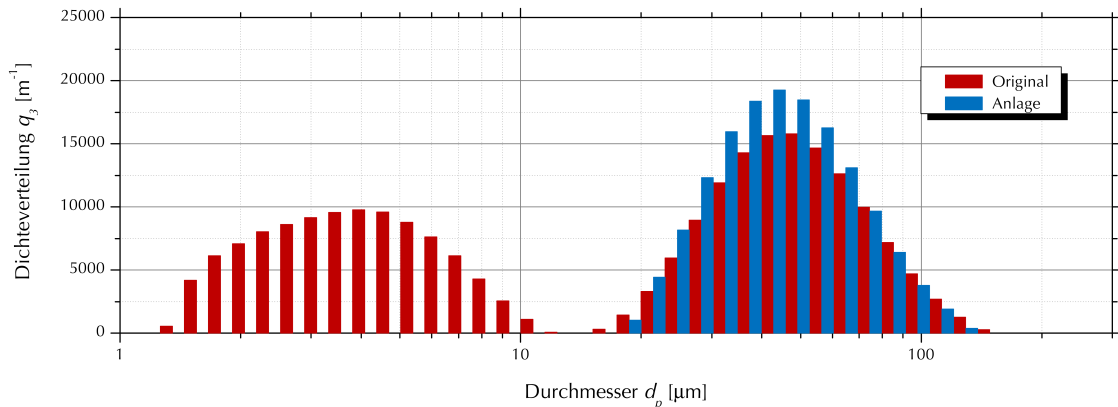


Abbildung 4.3.: Partikelgrößenverteilung der untersuchten dispersen Phase. Die im ursprünglichen Partikelkollektiv (rot) vorhandenen Partikel mit einem Durchmesser $d_p < 10 \mu\text{m}$ können im Zyklon (siehe Abbildung 4.2) nicht abgeschieden und daher nicht wiederverwendet werden. In der Anlage stellt sich nach einigen Umläufen die in blau dargestellte Partikelgrößenverteilung ein.

50 μm und einer Partikelgrößenverteilung zwischen $d_{p,min} = 2,8 \mu\text{m}$ und $d_{p,max} = 150 \mu\text{m}$ verwendet (siehe Abbildung 4.3). Dieses Material hat eine gut bekannte Größenverteilung, ist mechanisch stabil und lässt sich aufgrund seiner optischen Eigenschaften sowohl für PDA- als auch für PIV-Messungen (siehe Abschnitt 2.3.1 bzw. Abschnitt 2.3.2) verwenden. Des Weiteren ist das Material in der Handhabung unkritisch. Die Partikel werden durch einen Doppelschneckenextruder (siehe Abbildung 4.2 (a), 5) dosiert und dem Zentralstrom beigemischt. Nach Durchlaufen der Messstrecke (2) und der dahinter liegenden Beruhigungskammer (3) werden die Partikel in einer zweistufigen Abreinigung wieder aus dem Luftstrom entfernt. Die erste Stufe der Abreinigung bildet ein Zyklon mit einem Trennkorndurchmesser von $d_T \approx 16 \mu\text{m}$. Damit ist es möglich, einen Teil der Partikel wiederzuverwenden und damit die Betriebskosten der Anlage zu senken. Als zweite Abreinigungsstufe wird ein einfacher Schlauchfilter verwendet, der als Kuchenfilter ein Entkommen der Partikel in die Umgebung verhindert. Baut sich im Filter aufgrund der Kuchenbildung ein zu großer Druckverlust auf, so erfolgt eine Abreinigung mittels Druckstoß.

Der verwendete Zyklon kann aufgrund der gefahrenen Betriebsbedingungen nicht die gesamte Partikelfraktion abscheiden. Damit kann entstehender Partikelbruch aus dem System ausgeschleust werden. Es ergibt sich jedoch auch eine Verschiebung der Partikelgrößenverteilung in Richtung größerer Durchmesser (siehe Abbildung 4.3). Die Befürchtung, dass die in der Folge fehlenden Tracer zu ungenauen Messungen der kontinuierlichen Phase führen könnten, erwiesen sich als unbegründet: bei der Messung der kontinuierlichen Phase wurden konstante Datenraten erreicht.

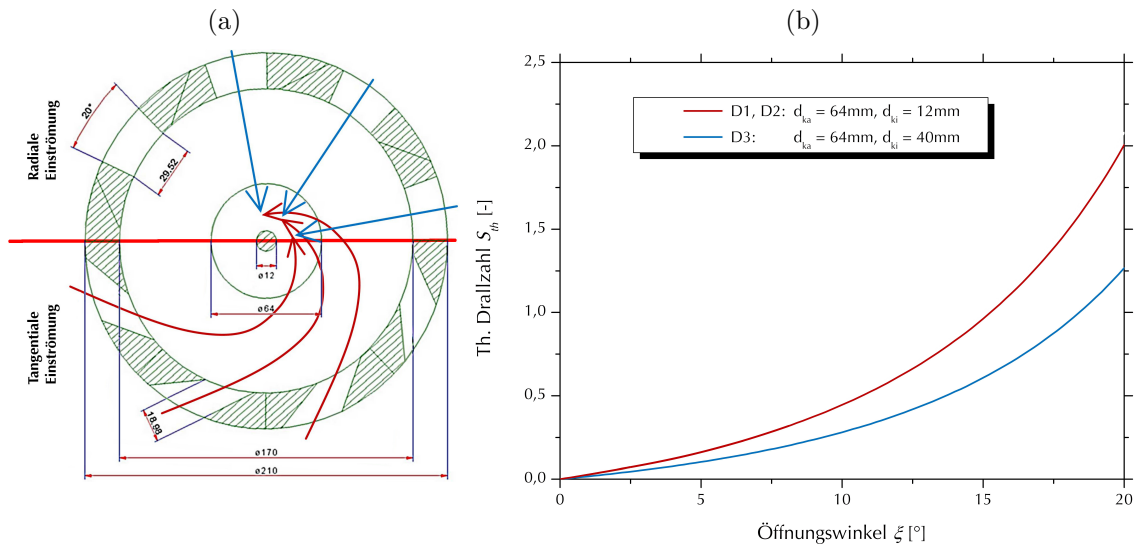


Abbildung 4.4.: (a) Horizontaler Schnitt durch das Plenum des variablen Drallerzeugers. Je nach relativer Stellung der Blocksätze werden entweder radiale (obere Hälfte) bzw. tangentielle (untere Hälfte) Strömungskanäle geöffnet. Es ergeben sich für die theoretischen Drallzahlen S_{th} die in (b) dargestellten Verläufe.

Drallerzeuger

Da insbesondere der Einfluss der Drallzahl S auf das Verhalten der Partikel im Inneren der Strömung untersucht werden sollte, wurde ein variabler Drallerzeuger nach Fricker und Leuckel (1976) verwendet. Die Grundidee eines solchen Drallerzeugers besteht in der Kombination zweier mit annähernd dreieckigen Blöcken bestückter Ringe (siehe Abbildung 4.4(a)). Werden diese Ringe gegeneinander verdreht, öffnen bzw. schließen sich radial bzw. tangential angeordnete Strömungskanäle in ein zentrales Plenum. Diese Bauweise erlaubt eine stufenlose und relativ einfache Einstellung der sich ergebenden theoretischen Drallzahl S . Der realisierte Drallerzeuger besitzt $n = 8$ Blockpaare mit einer Höhe von $h = 30\text{ mm}$ auf einem Ring zwischen $d_i = 170\text{ mm}$ und $d_a = 210\text{ mm}$. Es entstehen damit entweder acht radiale Kanäle mit einer maximalen Breite von $b_{rad} \approx 29,5\text{ mm}$ oder acht tangentielle Kanäle mit einer maximalen Breite von $b_{tan} \approx 19\text{ mm}$ und einem Anstellwinkel von $\Lambda = 60^\circ$ (siehe Abbildung 4.4(a)).

In Abhängigkeit des jeweils verwendeten Zentralrohres ergeben sich die in Abbildung 4.4(b) dargestellten Verläufe für die theoretisch zu erreichende Drallzahl S_{th} . Diese wurden nach Beér und Chigier (1972) berechnet als

$$S_{th} = \sigma \frac{r_{ki}}{h} (1 - \beta_r^2). \quad (4.1)$$

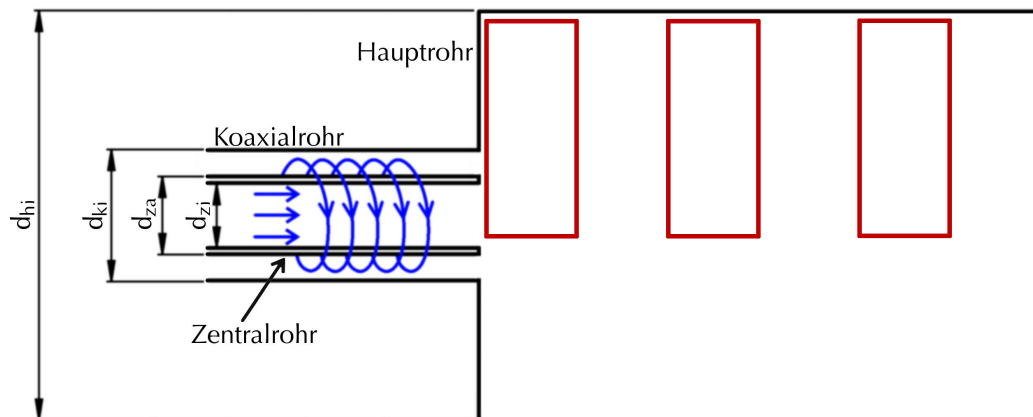


Abbildung 4.5.: Geometrie der Messstrecke D2/D3 (Abmaßen siehe Tabelle 4.1); blau: strömungslinien; rot: Lage der PIV-Messbereiche.

Dabei ist r_{ki} der Innenradius und $\beta_r = \frac{r_{za}}{r_{ki}}$ das Nabenverhältnis des Koaxialrohrs. Die dimensionslose Kennzahl σ bildet eine Abschätzung für das Verhältnis von mittlerer Axial- zu mittlerer Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Öffnungswinkels ξ :

$$\sigma = \frac{\pi}{n\xi_{max}} \frac{\sin \Lambda \cos \Lambda (\xi/\xi_{max})}{(1 - (1 - \cos \Lambda) (\xi/\xi_{max}))^2}. \quad (4.2)$$

Damit waren mit diesem Drallerzeuger je nach Konfiguration theoretische Drallzahlen zwischen $S_{th} = 1,25$ und $S_{th} = 2,0$ erreichbar.

Messstrecken

Das den Drallerzeuger verlassende Koaxialrohr sowie das die Nabe des Koaxialrohrs bildende Zentralrohr münden gemeinsam in ein Hauptrohr, in dem die eigentliche Messung stattfindet (siehe Abbildung 4.5). In diesem Hauptrohr ergibt sich damit das in Abbildung 2.2 dargestellte komplexe Strömungsfeld mit zwei Rezirkulationszonen sowie zwei freien Staupunkten auf der Mittelachse.

Insgesamt wurde das Verhalten der Drallströmung in drei verschiedenen Konfigurationen mit unterschiedlichen Durchmessern von Haupt- und Zentralrohr untersucht. Die einzelnen Konfigurationen sind in Tabelle 4.1 dargestellt. In allen Konfigurationen wird die Partikelfraktion im Zentralrohr zugegeben und die Bildung von Partikelstrahlen im Bereich unterhalb der Rezirkulationszone untersucht. Die Messungen in den Konfigurationen D1 und D2 wurden mit Hilfe eines PDA-Systems durchgeführt (siehe Abschnitt 2.3.1), für die Messungen in Konfiguration D3 wurde ein PIV-System verwendet (siehe Abschnitt 2.3.2).

Tabelle 4.1.: Konfigurationen der Messung der Drallströmung.

Konfiguration	Zentralrohr		Koaxialrohr	Hauptrohr	Messsystem
	d_{zi} [mm]	d_{za} [mm]	d_{ki} [mm]	d_{hi} [mm]	
D1	8	12	64	200	PDA
D2	36	40	64	200	PDA
D3	36	40	64	200	PIV

Aufgrund der Größe der untersuchten Partikel¹ und der Wellenlänge der verwendeten Laser² gehorchen die bei der PDA-Messung auftretenden Streulichtintensitäten zum großen Teil der Mie-Theorie (Mie, 1908). Zum Teil fallen sie jedoch schon in den Bereich der klassischen Optik (siehe Abschnitt 2.3.1). Daher wurde der für die PDA-Messungen verwendete Detektor in einem Streulichtwinkel von 66° positioniert. In diesem Winkel stimmen die Intensitäten von Mie-Streuung und geometrischer Streuung erster Ordnung³ weitgehend überein. Gleichzeitig erreichen die geometrische Streuung nullter⁴ und zweiter⁵ Ordnung hier ein Minimum.

Bei den PDA-Messungen wurde eine Phasendiskriminierung auf Basis des Partikeldurchmessers vorgenommen. Während kleine Partikel mit Durchmessern $d_P < 7 \mu\text{m}$ als Tracer für die Fluidphase angesehen wurden, wurden größere Partikel der dispersen Phase zugerechnet (siehe Abschnitt 2.3.1). In den PIV-Messungen (Konfiguration D3) gelang die Phasentrennung nicht.

Messreihen

Im Rahmen der Experimente in den oben beschriebenen Konfigurationen wurden neben den Einlassgeschwindigkeiten U_z und U_k auch die Drallzahl S im Koaxialrohr (siehe Gleichung (2.8)) sowie die Massenbeladung η_P im Zentralrohr variiert. Einen genauen Überblick über die realisierten Parametervariationen gibt Tabelle 4.2.

4.1.2. Numerisches Setup

Zu der im Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Versuchsanordnung wurden mehrere Simulationen in unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt (siehe Tabelle 4.3). Während die in den einzelnen Konfigurationen realisierten Parametersätze in Tabelle 4.4 dargestellt sind, zeigt Abbildung 4.6 die Geometrien der untersuchten numerischen Gitter.

¹ $d_P = [2, 8; 150] \mu\text{m}$

² $\lambda_1 = 514,5 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$

³Refraktion, erstes Brechungsmaximum

⁴Reflexion

⁵Refraktion, zweites Brechungsmaximum

Tabelle 4.2.: Variationen der Messung der Drallströmung.

Konfiguration	Parametersatz	U_z [$\frac{m}{s}$]	U_k [$\frac{m}{s}$]	S [-]	η_P [$\frac{g}{g}$]
D1	a	21,0	12,9	0,45	1,15
	b	8,4	17,7	0,45	2,89
	c	8,4	12,9	0,45	2,89
	d	8,4	12,9	2,01	2,89
D2	a	6,0	22,0	0,45	0,2
	b	6,0	15,5	0,45	0,2
D3	a	6,1	13,4	2,01	0,11
	b	5,8	13,6	0,45	0,04
	c	6,5	18,9	0,0	0,04
	d	6,6	18,8	0,45	0,04
	e	7,8	18,2	2,01	0,04

Tabelle 4.3.: Konfigurationen der Simulation der Drallströmung.

Konfiguration	Modellierte Phasen	Turbulenzmodell Fluid	numerisches Gitter
S1	Fluid	RANS	G1 ^a
S2	Fluid/Partikel	RANS	G2 ^b
S3	Fluid/Partikel	LES	G3 ^b

^a siehe Abbildung 4.6 (a)^b siehe Abbildung 4.6 (b)

Numerische Gitter

Die auf Gitter G1 durchgeführten Simulationen wurden anhand von Literaturdaten (Sommerfeld und Qiu, 1993) validiert. In diesen Versuchen wurde ein gegenüber den in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Experimenten leicht engeres Zentralrohr verwendet, daher unterscheidet sich die Geometrie des Gitters G1 in diesem Bereich leicht von der Geometrie der Gitter G2 und G3.

Ein weiterer Unterschied liegt in der Darstellung des Koaxialrohres: In den Simulationen auf Gitter G1 (Abbildung 4.6 (a)) wird dieses nicht in die Rechnung mit einbezogen und die zur Definition des Einlasses benötigten Geschwindigkeitsprofile wurden aus der nächstliegenden, in Sommerfeld und Qiu (1993) dargestellten Messebene abgeleitet. In diesem Modell liegt jedoch eine Einlassrandbedingung direkt neben dem zu untersuchenden Strömungsgebiet. Da mögliche Wechselwirkungen zwischen dem Strömungsbild im Hauptrohr und der Drallströmung im Koaxialrohr in diesem Ansatz nicht wiedergegeben werden können, wurde in den Gittern G2 und G3

Tabelle 4.4.: Variationen der Simulation der Drallströmung.

Konfiguration	Parametersatz	U_z [$\frac{m}{s}$]	U_k [$\frac{m}{s}$]	S [-]	η_P [$\frac{g}{g}$]
S1	a	6,38	18,32	0,49	0,0
S2	a	4,5	10,0	0,76	0,19
	b	6,6	18,8	0,45	0,04
	c	7,8	18,2	2,01	0,04
S3	a	6,0	15,5	2,01	0,996

(Abbildung 4.6 (b)) das Plenum des Drallerzeugers in der Simulation mit aufgelöst. Die Einlassrandbedingung wurde hier in den Bereich des das Plenum umschießenden Zylindermantels gelegt.

Alle verwendeten numerischen Gitter wurden aus blockstrukturierten hexaedrischen Zellen aufgebaut, Gitter G1 war dabei mit etwa 140.000 Zellen etwas größer als Gitter G2 mit 120.000 Zellen. Das im Rahmen der LES-Simulationen verwendete Gitter G3 löste den Strömungsraum mit 1,6 Mio. Zellen deutlich feiner auf.

Konfigurationen

Dabei wurde im Rahmen der Konfiguration S1 zunächst die Eignung von unterschiedlichen Reynoldsspannungsmodellen zur Modellierung der hier untersuchten Drallströmung getestet. Ebenso wurden in dieser Konfiguration der Einfluss unterschiedliche Dispersionsmodelle getestet.

Die darauf folgenden Simulationen verwendeten Konfiguration S2 und verglichen zunächst qualitativ die zuvor implementierten Schwarmmodelle. Anschließend wurde das quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren (siehe Abschnitt 3.1.2) getestet und validiert (Konfigurationen S2) sowie zusätzliche Untersuchungen zum Verhalten von hoch aufgelösten Euler/Lagrange-Rechnungen durchgeführt (Konfiguration S3).

4.1.3. Ergebnisse

Dieser Abschnitt beinhaltet die experimentellen Daten, mit deren Hilfe die in den Kapiteln 3.1 bis 3.2 beschriebenen, neu implementierten numerischen Modelle validiert wurden, sowie die Ergebnisse der dazugehörigen Beispielrechnungen.

Experimentelle Ergebnisse

Es soll hier nur ein kurzer Überblick über die Struktur der erhaltenen Daten gegeben werden, die vollen Datensätze sind in Abschnitt A.1 dargestellt.

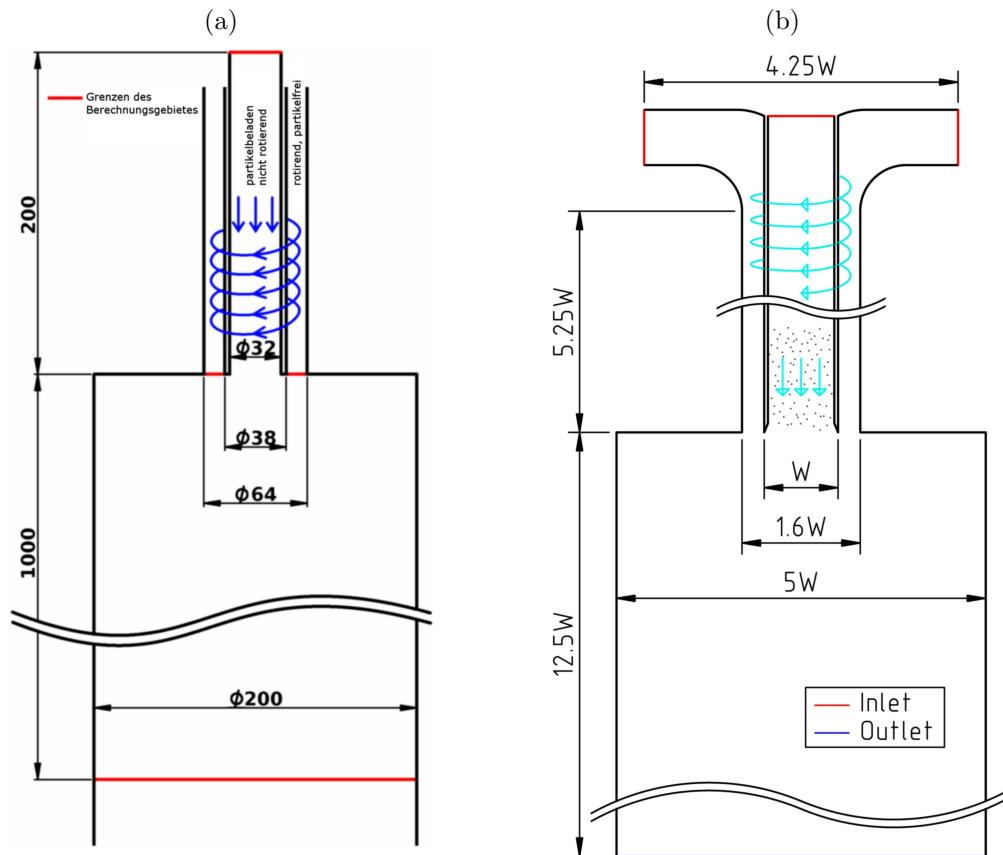


Abbildung 4.6.: In den Simulationen des Drallbrenners untersuchte Strömungsräume. (a) Geometrie des Gitter G1 (Simulation S1); (b) Geometrie der Gitter G2 und G3 (Simulationen S2 und S3).

Konfiguration D1 Die Konfiguration D1 verwendet ein kleines Zentralrohr mit $d_{zi} = 8 \text{ mm}$ und $d_{za} = 12 \text{ mm}$ (siehe auch Tabelle 4.1). In dieser Konfiguration wurde vor allem die Diffusion einer zentral zugegebenen Partikelsträhne studiert. Daher wurde hier mit hohen Partikelmassenanteilen im Zentralrohr gearbeitet ($\eta_P = 1,15 \frac{\text{g}}{\text{g}}$ bis $2,89 \frac{\text{g}}{\text{g}}$). Der Massenstrom der Partikel wurde dabei über alle Varianten D1-D4 konstant gehalten, der in Variante D1 auftretende niedrige Massenanteil resultiert aus der Erhöhung des Luftmassenstroms. Da es aufgrund der hohen Partikelbeladung zu Anfang immer wieder zu Verstopfungen kam, mussten im Zentralrohr relativ hohe Gasgeschwindigkeiten mit $U_z = 8,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $21,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ eingestellt werden. Die Gasgeschwindigkeiten im Koaxialrohr entsprachen mit $U_k = 12,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bis $17,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ den in den anderen Konfigurationen gewählten Werten.

Für einen Vergleich der untersuchten Varianten ist es sinnvoll, die Variante D1c als Basis zu verwenden, da ausgehend von diesen Einstellungen die Varianten D1a,

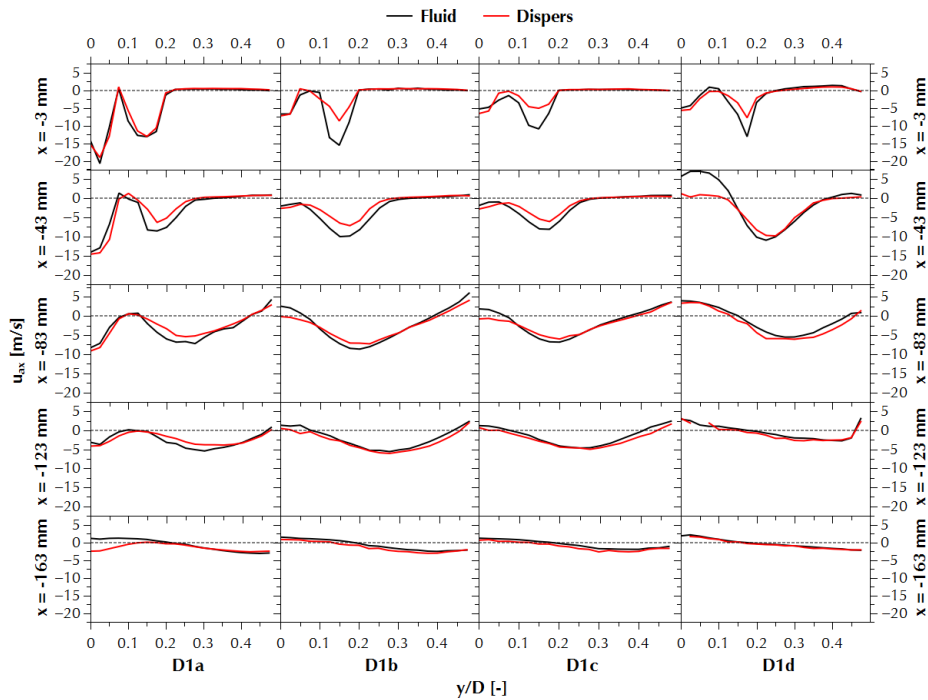


Abbildung 4.7.: Vergleich der aus unterschiedlichen Parametersätzen (siehe Tabelle 4.2) resultierenden Axialgeschwindigkeit U_{ax} in der Messung D1 in unterschiedlichen Höhen innerhalb des Hauptrohres, Parametersätze D1a-D1d; schwarz: Fluid; rot: disperse Phase.

D1b und D1d jeweils nur einen Parameter verändern (Gasgeschwindigkeit im Zentral- bzw. Koaxialrohr, Drallzahl).

Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich der sich aufgrund der unterschiedlichen Parametersätze einstellenden mittleren Axialgeschwindigkeiten U_{ax} in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres. Ebenso ist ein Vergleich zwischen fluider und disperser Phase möglich. Hier ergeben sich jedoch in fast allen Bereichen nur minimale Unterschiede. Ausgenommen hiervon sind die oberen Bereiche der entstehenden Rückströmzonen (Positionen $z = -83$ mm, D1b + D1c sowie $z = -43$ mm, D1d), in denen die Partikel der Strömung nicht ausreichend folgen können und daher in die Rückströmzonen eindringen.

Der in Abbildung 4.8 dargestellte mittlere Partikeldurchmesser zeigt nur relativ wenige Abweichungen vom anzahlbasierten mittleren Durchmesser $d_P = 30$ μm . Abweichungen sind jeweils im Bereich der Mittelachse zu finden. Hier sind kleine Partikel seltener zu finden, da sie von der mehr oder weniger ausgeprägten Rückströmzone in Richtung der Rohrwand abgelenkt werden. Eine Umkehrung dieses Effektes ist in den unteren Bereichen der Konfiguration D1d zu beobachten: Während bei $h = -43$ mm große Partikel sowohl in der Mitte als auch am Rand des Hauptrohres zu finden sind,

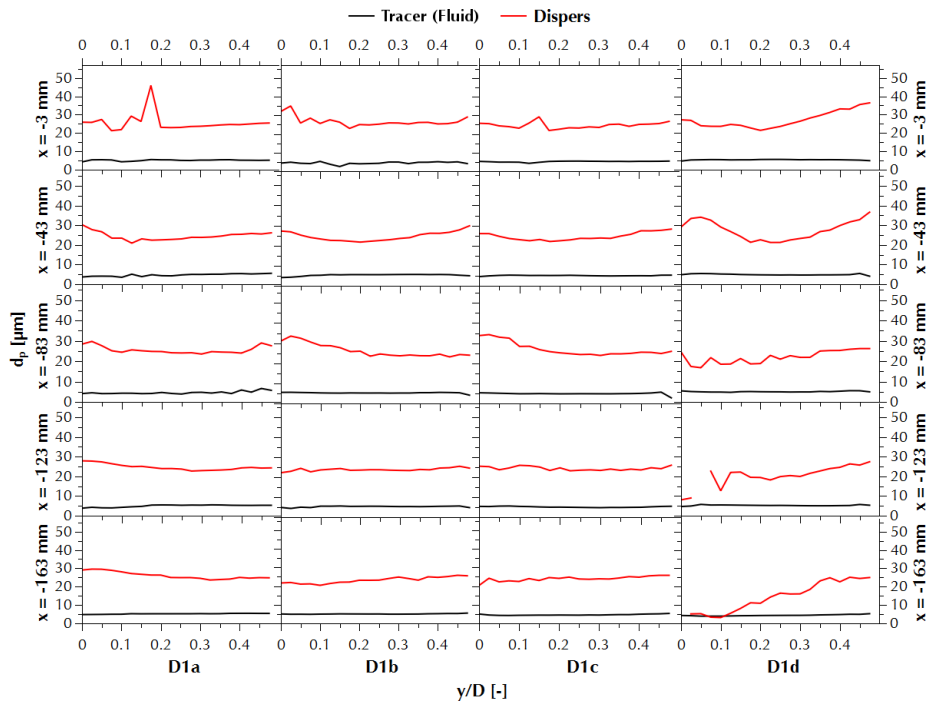


Abbildung 4.8.: Vergleich der aus unterschiedlichen Parametersätzen (siehe Tabelle 4.2) resultierenden mittleren Partikeldurchmesser d_P in der Messung D1 in unterschiedlichen Höhen innerhalb des Hauptrohres, Parametersätze D1a-D1d; schwarz: Tracer (Fluid); rot: disperse Phase.

wird der mittlere Partikeldurchmesser entlang der Mittelachse in den weiter unten liegenden Profilen kontinuierlich kleiner.

Konfiguration D2 Die Konfiguration D2 stimmt in großen Teilen mit Konfiguration D1 überein, jedoch wurde hier ein vergrößertes Zentralrohr ($d_{zi} = 36$ mm und $d_{za} = 40$ mm) verwendet. Der Durchmesser des Koaxialrohres wurde mit $d_{ki} = 64$ mm dabei nicht verändert.

Beide untersuchten Parametersätze arbeiteten mit einer Strömungsgeschwindigkeit im Zentralrohr von $U_z = 6,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und einer Drallzahl von $S = 0,45$. Die Fluidgeschwindigkeit im Koaxialrohr wurde zwischen $U_k = 15,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $U_k = 22,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ variiert. Bedingt durch das vergrößerte Zentralrohr mussten hier im Vergleich zu Konfiguration D1 deutlich höhere Fluidmassenströme gefahren werden, um ähnliche Strömungsgeschwindigkeiten im Mündungsbereich zu erreichen. Da apparativ bedingt der Massenstrom der Partikelzugabe nicht beliebig erhöht werden konnte, ergab sich im Zentralrohr auch ein deutlich niedrigerer Partikelmassenanteil ($\eta_P = 0,2 \frac{\text{g}}{\text{g}}$).

Ein Vergleich zwischen den zwei Konfigurationen D1b und D2b verdeutlicht den Einfluss des Zentralrohres auf das sich insgesamt einstellende Strömungsbild. Abbil-

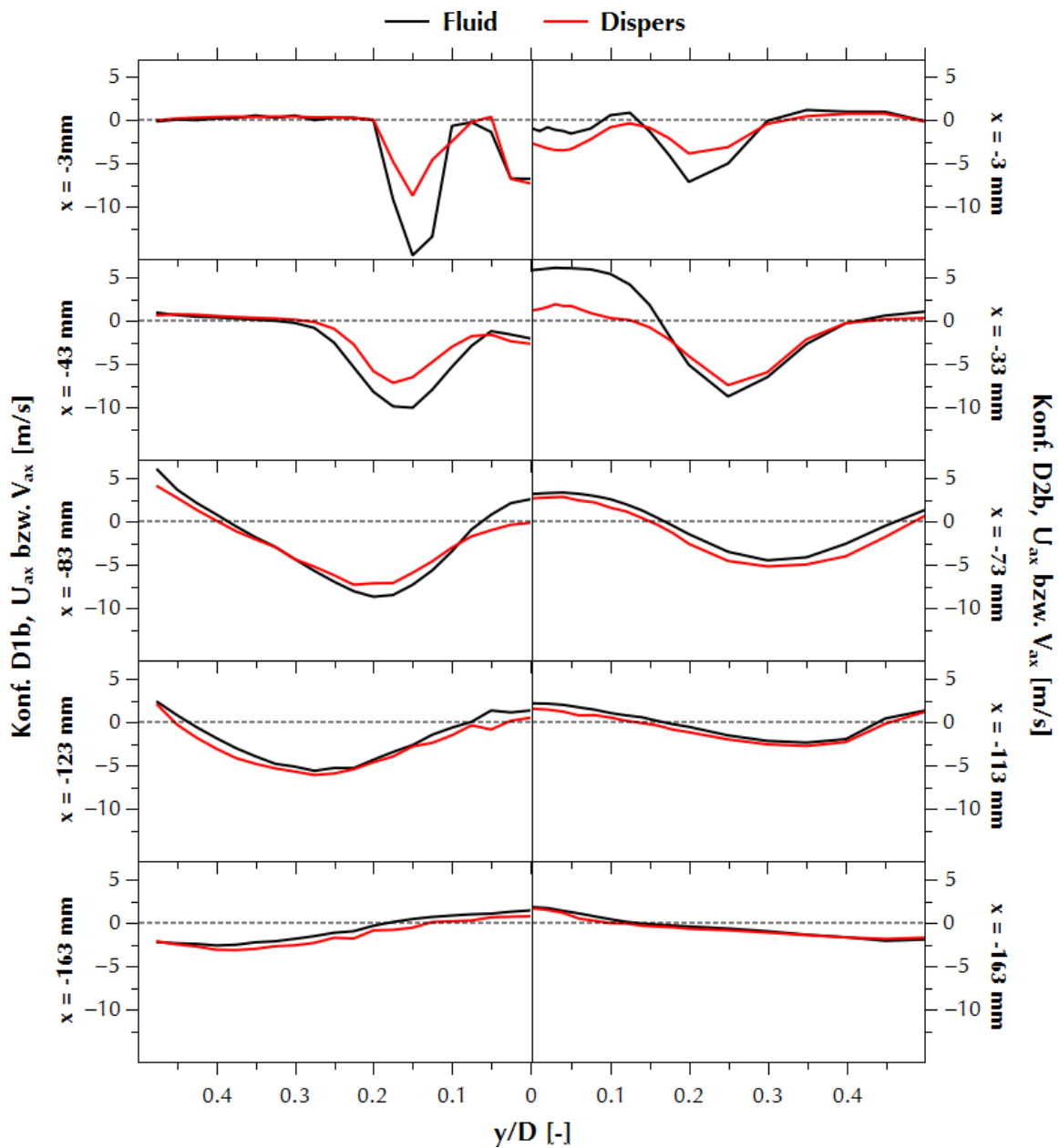


Abbildung 4.9.: Vergleich der Messungen D1b und D2b: Axialgeschwindigkeit U_{ax} . Von oben nach unten: Höhen innerhalb des Hauptrohres; Links: D1b; Rechts: D2b; Schwarz: Fluid; Rot: Disperse Phase.

dung 4.9 zeigt die sich in den beiden Konfigurationen einstellenden Axialgeschwindigkeiten U_{ax} .

Die in Abbildung 4.10 dargestellten Reynoldsspannungen $\mathbf{R}_{ax,ax} = \overline{u'_{ax}{}^2}$ zeigen, dass das Fluid in den entlang der Zentralachse entstehenden Rückströmzonen relativ geringe Schwankungen aufweist, während im umgebenden Hauptstrom starke Schwankungen gemessen werden (siehe Abbildung 4.10: $h = -33$ mm, rechts und $h = -83$ mm, links). Die disperse Phase verhält sich dagegen anders: hier werden im Hauptstrom und in den Rückströmzonen ähnliche Geschwindigkeitsschwankungen gemessen.

Konfiguration D3 Die Geometrie der Konfiguration D3 entspricht der bereits zuvor untersuchten Konfiguration D2. Neben der Strömungsgeschwindigkeit im Koaxialrohr (U_k zwischen $13,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $18,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) wurde die Drallzahl ($S = 0,02, 01$) und die Partikelbeladung ($\eta_P = 0,04 \frac{\text{g}}{\text{g}}$ bis $0,11 \frac{\text{g}}{\text{g}}$) variiert. Die Strömungsgeschwindigkeit im Zentralrohr lag zwischen $U_k = 5,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $7,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Konfigurationen D1 und D2 erfolgte die Messung der Fluid- und Partikelgeschwindigkeit hier mit Hilfe eines PIV-Systems (siehe Abschnitt 2.3.2).

In axialer Richtung gaben die in die Rohrwand eingelassenen Fenster die Position der Messbereiche vor. Jedoch war es in radialer Richtung nicht möglich, den gesamten Bereich zwischen Mittelachse und Wand des Hauptrohres mit ausreichender Auflösung in einem PIV-Messbereich abzubilden. Daher mussten in dieser Dimension drei separat vermessene Bereiche aneinander gefügt werden. Trotz der in jedem Bereich über mindestens 500 Doppelbilder durchgeführten Mittelung der Ergebnisse konnten die Übergänge zwischen zwei nebeneinander liegenden Bereichen nicht immer vollständig zur Deckung gebracht werden. Daher wurden die Messungen mit Hilfe lokaler Regressionen nach Cleveland und Devlin (1988) geglättet (siehe Abbildung 4.11).

Abbildung 4.12 zeigt die mit Hilfe der oben beschriebenen Glättung ermittelten Profile der in den Konfigurationen D3d und D3e gemessenen Axial- und Radialgeschwindigkeiten U_{ax} und U_{rad} . Dabei konnte in den unteren Profilen auf Basis des gemessenen Partikeldurchmessers eine Trennung zwischen disperser und fluider Phase durchgeführt werden. Im oberen Abschnitt des Hauptrohres gelang die in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Trennung aufgrund des deutlich erhöhten Partikelanteils sowie der vorherrschenden hohen Geschwindigkeiten nicht.

Werden die sich in den beiden dargestellten Konfigurationen einstellenden Axialgeschwindigkeiten (siehe Abbildung 4.12 (a)) verglichen, so fällt auf, dass die disperse Phase weit in die zentrale Rückströmzone eindringt und erst bei Erreichen des Profils p5 wieder die gleiche Bewegungsrichtung wie das umgebende Fluid zeigt.

Bei Betrachtung der Radialgeschwindigkeiten (Abbildung 4.12 (b)) fällt vor allem das Profil p3 ins Auge: Während sich der Gasstrom hier bereits wieder in Richtung der Rohrachse bewegt, zeigen die Partikel noch eine leichte Bewegung nach außen. Auch

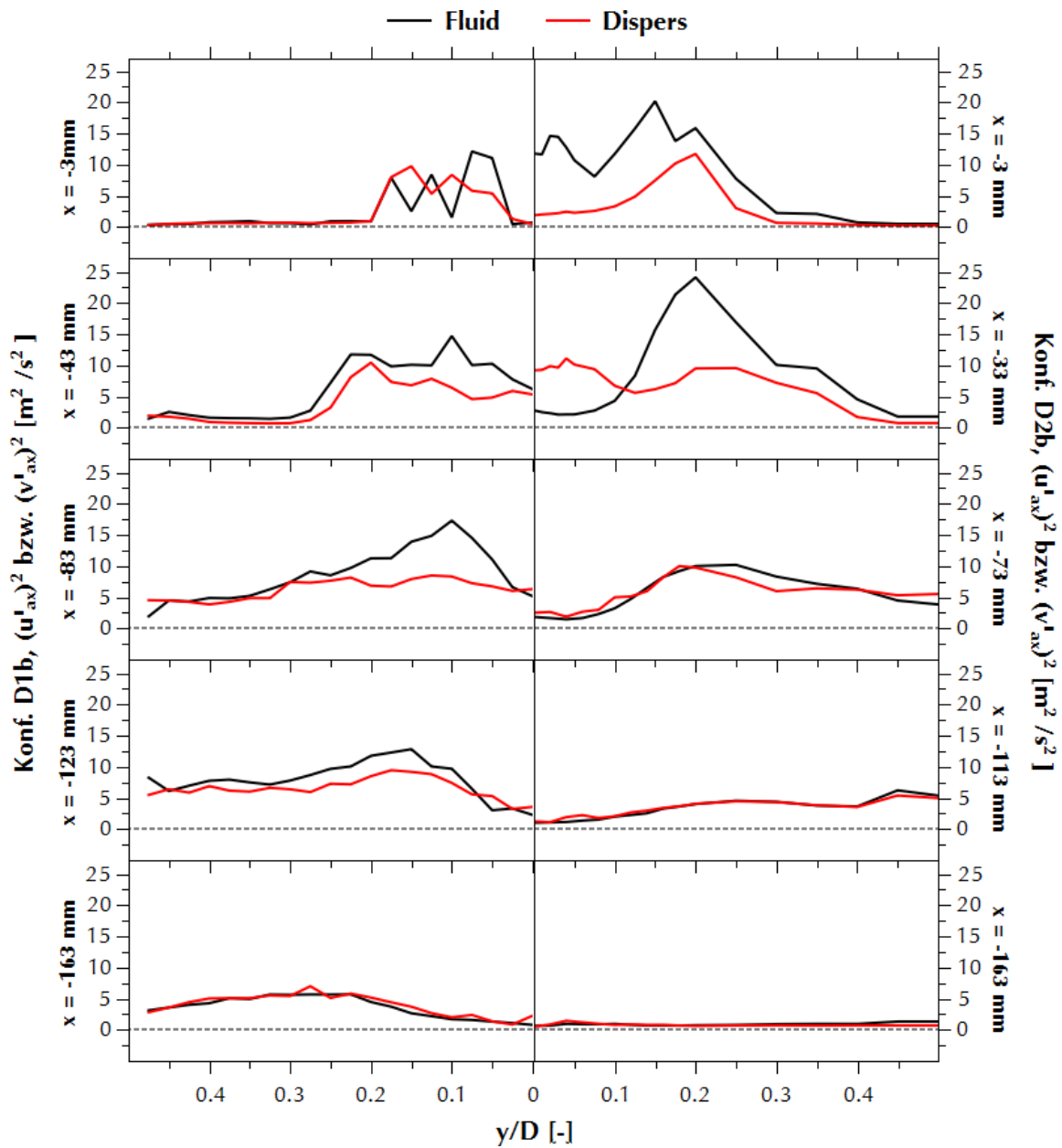


Abbildung 4.10.: Vergleich der Messungen D1b und D2b: Reynoldsspannungen $\overline{u'^2_{ax}}$. Von oben nach unten: Höhen innerhalb des Hauptrohres; Links: D1b; Rechts: D2b; Schwarz: Fluid; Rot: Disperse Phase.

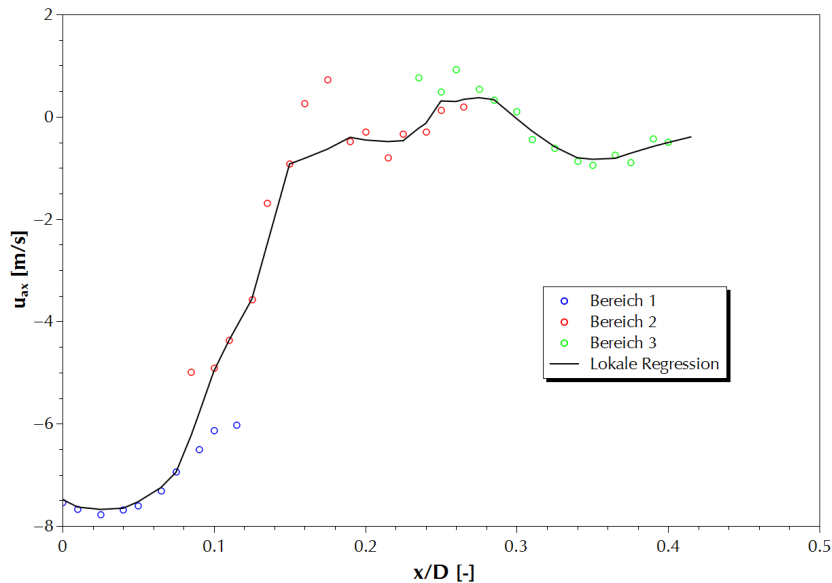


Abbildung 4.11.: Glättung der Ergebnisse der PIV-Messungen mit Hilfe lokaler Regression nach Cleveland und Devlin (1988).

hier kann davon ausgegangen werden, dass diese Verzögerung auf einer reduzierten Folgevermögen der dispersen Phase beruht.

Die Verwendung der PIV zur Messung der Partikelgeschwindigkeit ermöglicht die simultane Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeiten in einem zweidimensionalen Messbereich und eine darauf aufbauende zweidimensionale Auswertung. Diese Art der Darstellung erlaubt einen sehr intuitiven Zugang zu den ermittelten Daten und sei beispielhaft in Abbildung 4.13 dargestellt. Dabei wird der Einfluss der jeweils gewählten Drallzahl S deutlich. Die aus dem Koaxialrohr kommende Strömung in Konfiguration D3c (Abbildung 4.13(a)) ist nicht verdreht ($S = 0,0$). Daher platzt der Strahl nicht auf, es wird zusätzliche Nebenluft angesogen und es kommt zur Bildung einer Strahlströmung unterhalb der Rohrerweiterung. In den weiteren Konfigurationen beträgt die eingestellte Drallzahl $S = 0,45$ (Konf. D3d, Abbildung 4.13 (b)) bzw. $S = 2,01$ (Konf. D3e, Abbildung 4.13 (c)). In beiden Fällen ist das mehr oder weniger stark ausgeprägte Aufplatzen des Koaxialstrahls sowie die Ausbildung einer zentralen Stagnations- und Rückströmzone unterhalb der Rohrerweiterung deutlich zu erkennen.

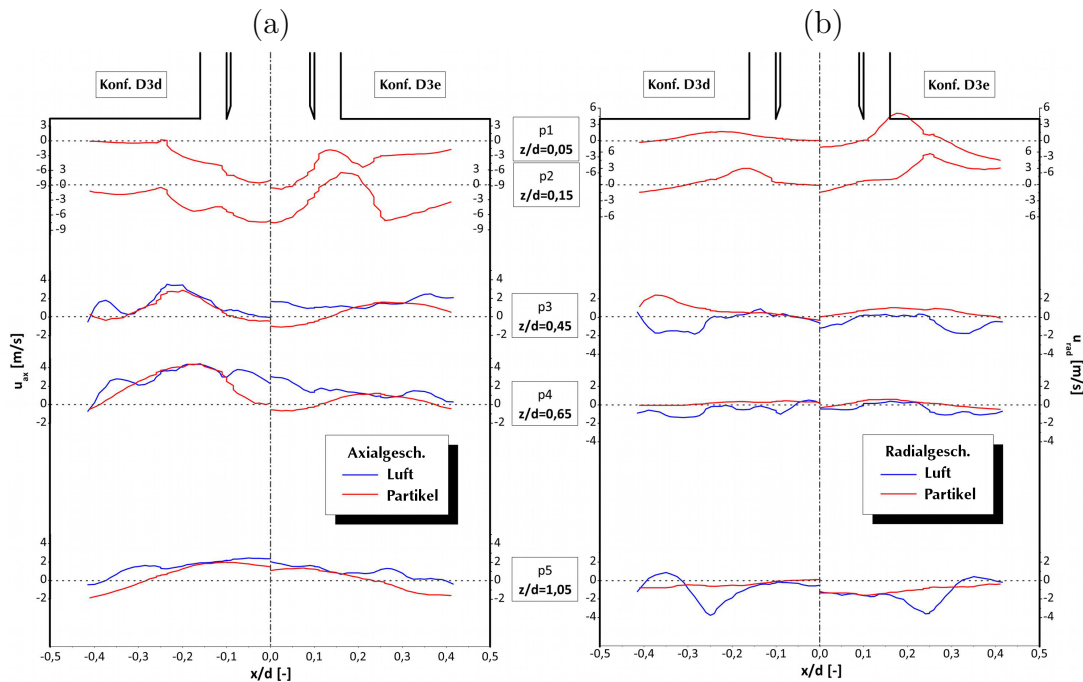


Abbildung 4.12.: Profile der Axial- und Radialgeschwindigkeiten U_{ax} und U_{rad} in den Messungen D3d und D3e. (a) Axialgeschwindigkeit U_{ax} ; (b) Radialgeschwindigkeit U_{rad} ; Jeweils links: Konfiguration D3d; Jeweils rechts: Konfiguration D3e; Blau: Gasgeschwindigkeiten; Rot: Partikelgeschwindigkeiten.

Numerische Ergebnisse

Die in diesem Abschnitt dargestellten Simulationen wurden zur Validierung der in den Abschnitten 3.1 bis 3.2 dargestellten numerischen Modelle durchgeführt. Zur näheren Beschreibung der verwendeten numerischen Gitter sowie der Randbedingungen sei auf Abschnitt 4.1.2 verwiesen.

Reynoldsspannungsmodelle Die Validierung der verwendeten Reynoldsspannungsmodelle wurde anhand der Daten von Sommerfeld und Qiu (1993) durchgeführt, da zu diesem Zeitpunkt noch keine ausreichenden eigenen experimentellen Ergebnisse vorlagen. Die Grenzen des Berechnungsgebiets lagen in der Simulation S1a (siehe Tabelle 4.3) für den Koaxialstrom in der Injektionsebene, für den Zentralstrom wurde ein Vorlauf von $6,25d_z$ realisiert. Die Gesamtlänge des simulierten Hauptrohres betrug dabei $l_h = 5d_h$ und das Berechnungsgebiet wurde mit ca. 140.000 Zellen aufgelöst (siehe Abbildung 4.6, links). Die eingestellten Volumenströme und Drallzahlen können aus Tabelle 4.4 entnommen werden.

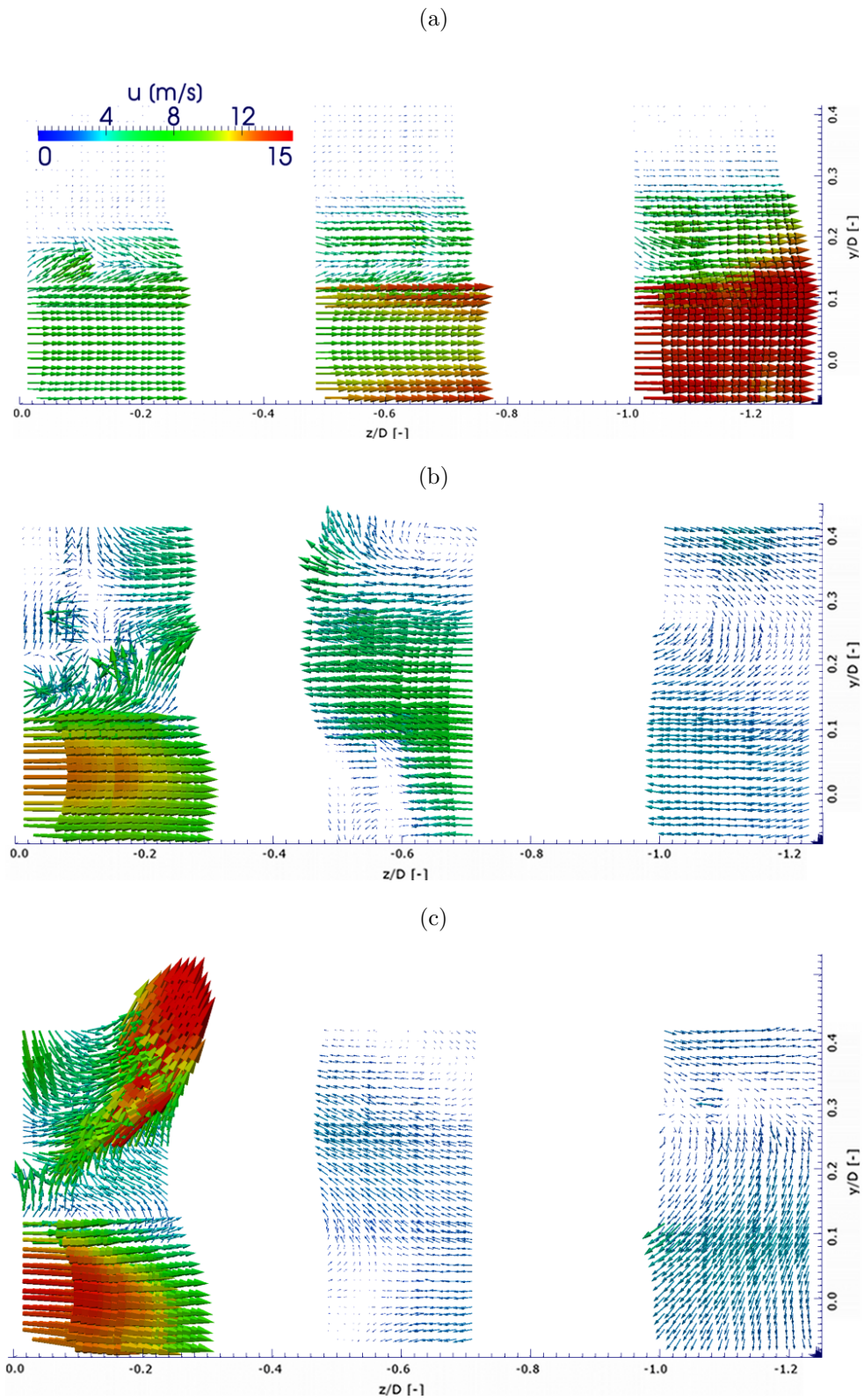


Abbildung 4.13.: Vektordarstellung der PIV-Messungen in den drei Messungen D3c (a), D3d (b) und D3e (c). Die Lage der Messfelder im Hauptrohr ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

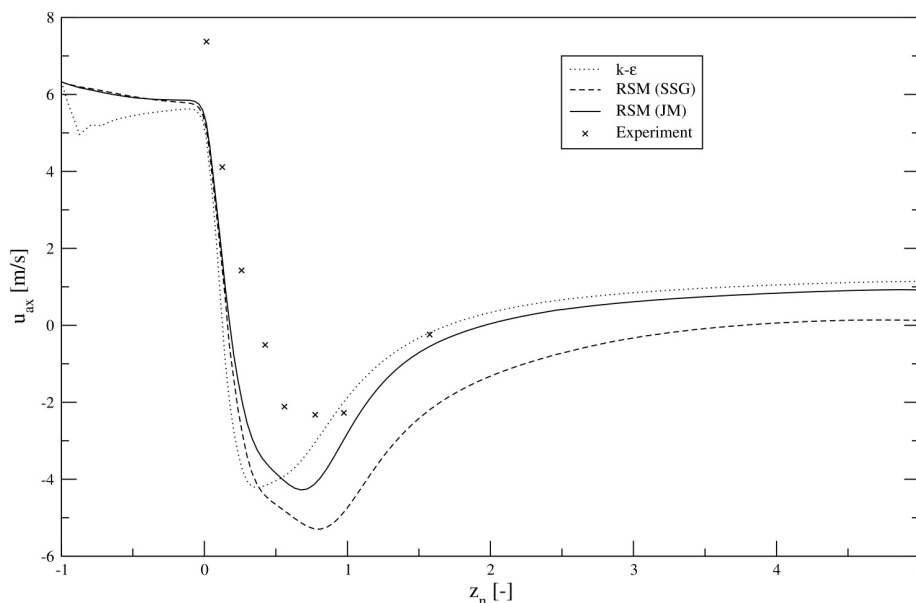


Abbildung 4.14.: Vergleich der sich bei Verwendung unterschiedlicher Reynoldsstauungsmodelle (RSM) in der Simulation einstellenden Axialgeschwindigkeit U_{ax} des Fluides entlang der Mittelachse. SSG: Spezielle, Sarkar und Gatski (1991); JM: Jones und Musonge (1988).

Den Einfluss des gewählten Reynoldsstauungsmodells auf die Qualität der aus der Simulation erhaltenen Ergebnisse zeigt Abbildung 4.14. Die dargestellte Messung der Axialgeschwindigkeit des Fluides basiert auf den Daten von Sommerfeld und Qiu (1993). Da das Modell von B. Launder, Reece und Rodi (1975) nur schlecht oder gar nicht konvergierte, wurde einerseits das Modell von Jones und Musonge (1988) (JM) untersucht, andererseits das speziell für die Berechnung von Drallströmungen angepasste Modell von Speziale, Sarkar und Gatski (1991), (SSG).

Partikeldispersionsmodelle Ebenso auf der Basis der Daten von Sommerfeld und Qiu (1993) wurden das Verhalten der unterschiedlichen Partikeldispersionsmodelle untersucht. Abbildung 4.15 zeigt für die Tangentialgeschwindigkeit einen Vergleich zwischen zwei mit unterschiedlichen Dispersionsmodellen^{6,7} durchgeführten Simulationen und den entsprechenden experimentellen Daten.

Eine weitere Darstellungsmöglichkeit für den Einfluss des gewählten Dispersionsmodells sind die in Abbildung 4.16 dargestellten Partikeltrajektorien. Dabei prognostiziert das isotrope Modell (Abbildung 4.16 (a)) eine größere Abhängigkeit der

⁶PLM: Anisotrope Partikeldispersion nach J. P. Minier und Peirano (2001) in der Implementierung von Melheim, Horender und Sommerfeld (2005)

⁷MSM: Isotropes Langevin Modell nach Sommerfeld (1996)

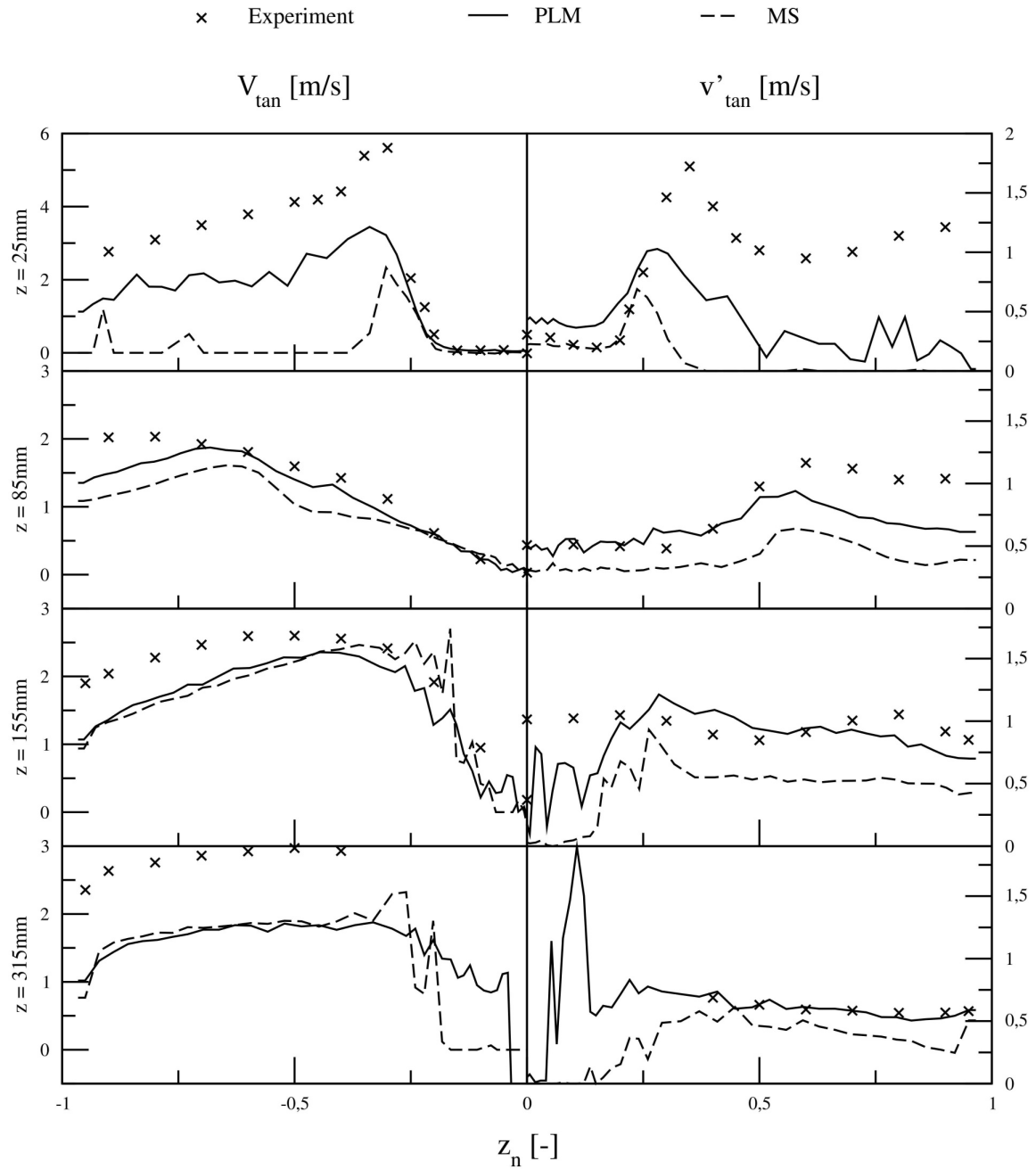


Abbildung 4.15.: Vergleich unterschiedlicher Modelle zur turbulenten Partikeldispersion (siehe Abschnitt 2.2.2). Dargestellt sind die Tangentialgeschwindigkeit V_{tan} der Partikelphase sowie deren tangentiale Schwankungsbreiten v'_{tan} . PLM: Anisotrope Partikeldispersion; MSM: Isotropes Langevin-Modell.

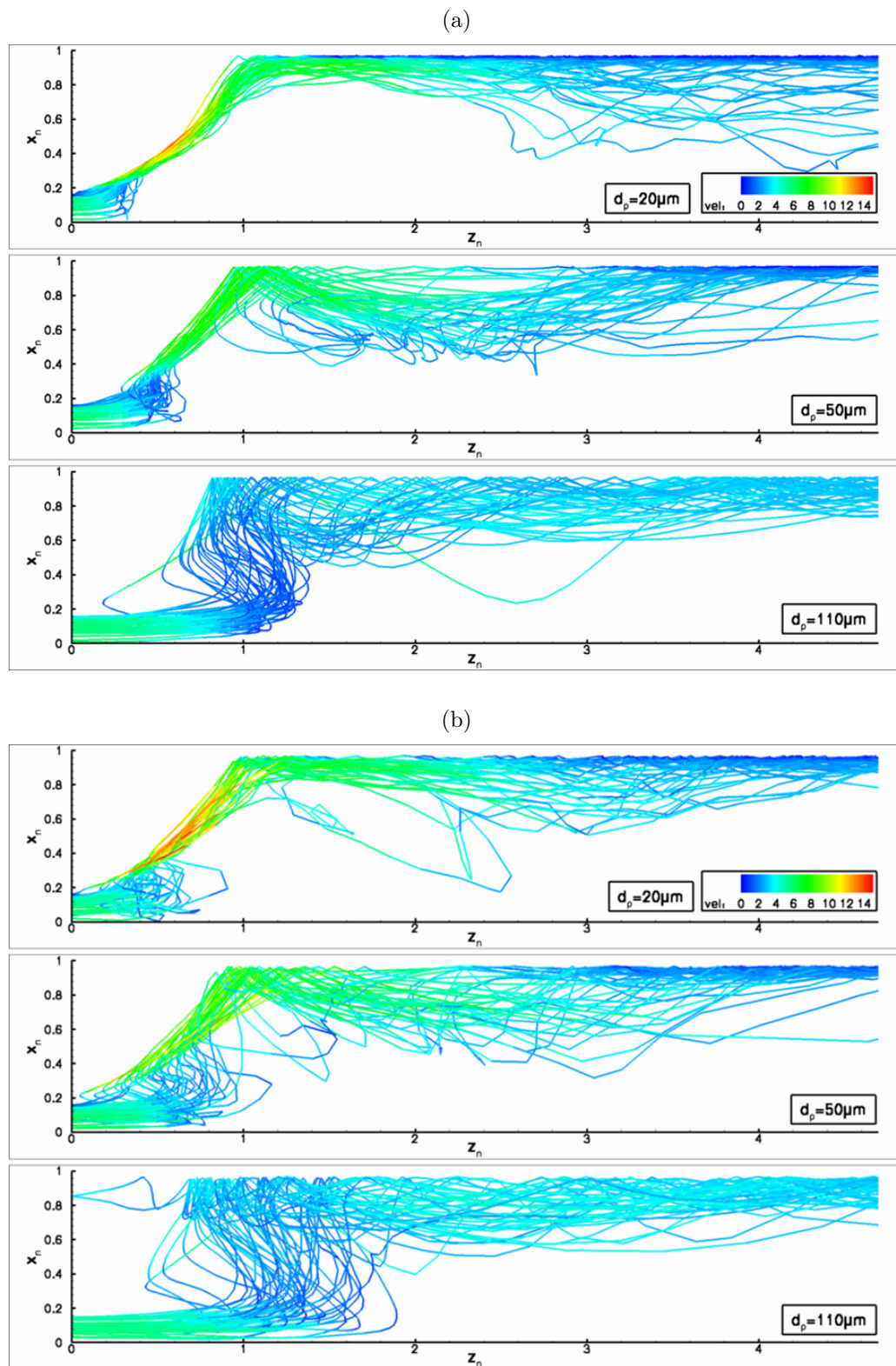


Abbildung 4.16.: Trajektorien in Abhängigkeit von Größenklasse und Partikeldispersionsmodell. (a) Isotropes Dispersionsmodell; (b) Anisotropes Dispersionsmodell.

Partikelbewegung von der umgebenden Strömung: Kleine Partikel mit einem Durchmesser von $d_P \approx 20,0 \mu\text{m}$ folgen den Strömungslinien hier fast ohne Abweichungen und eine Streuung ist so gut wie nicht zu erkennen.

In den darunter liegenden Bereichen wird die Bewegung der kleinen Partikel sehr stochastisch, die turbulente Diffusion hat also deutlich mehr Einfluss. Bei Verwendung des anisotropen Modells (Abbildung 4.16 (b)) bewegen sich die Partikel dagegen unabhängiger von den Stromlinien. Diese Vermutung scheint dabei sowohl für kleine als auch für die größeren Partikel zu gelten und ist möglicherweise auf die im anisotropen Dispersionsmodell verbesserte Vorhersage makroskopischer Wirbelstrukturen zurückzuführen.

Instationäre Simulationen auf Basis von RANS-Daten Die Validierung des in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen quasi-Instationären Euler/Lagrange-Verfahrens wurde im Rahmen der im Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Simulationen S2 durchgeführt. Beide Konfigurationen verwenden ein großes Zentralrohr mit einem Durchmesser von $d_{zi} = 36 \text{ mm}$. In der Simulation S2a betrug die Strömungsgeschwindigkeit im Zentralrohr $U_z = 4,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, im Koaxialrohr wurde $U_k = 10,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gewählt. Weiterhin wurden mit $S = 0,76$ und $\eta_P = 0,19 \frac{\text{g}}{\text{g}}$ mittlere Werte für den Drall und den Partikelmassenanteil gewählt.

Die schon im Experiment nachgewiesenen Staubstrahlen (siehe Abbildung 4.1) im Hauptrohr der Messstrecke konnten auch in der Simulation wiedergegeben werden. Abbildung 4.17 zeigt die in der Simulation berechnete Ausbildung der Staubstrahne zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten mit $\Delta t = 40 \text{ ms}$. Dabei ist zu erkennen, wie die einseitige Ablenkung der Partikel am oberen Staupunkt präzediert. Auch das Auftreffen der Partikel auf die Wand des Hauptrohres, die lokale Konzentrationsüberhöhung unterhalb der Rezirkulationszone sowie die im unteren Bereich spiralförmig entlang der Wand laufende Staubstrahne werden in der Simulation wiedergegeben.

Das Verhalten der im Strömungsfeld umlaufenden Störung wird bei der Betrachtung der zeitabhängig aufgetragenen Profile der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} und der Partikelkonzentration c_M deutlich. So zeigen die an gegenüberliegenden Positionen innerhalb des Hauptrohres aufgenommenen Zeitserien der jeweils registrierten Parcel (siehe Abbildung 4.18) deutliche Maxima mit einer Verschiebung von einer halben Periodendauer. Die aus diesen Daten ermittelte Umlauffrequenz der Störung beträgt etwa $f_{St} \approx 8 \text{ Hz}$.

Eine genauere Beschreibung des Gesamtsystems liefern die zeitlichen Verläufe der über den Radius aufgenommenen Profile. Während sich die im Strömungsfeld auftretende Störung kurz nach $t = 0,15 \text{ s}$ durch den Messbereich bewegt, sinkt die axiale Strömungsgeschwindigkeit des Fluids deutlich ab (Abbildung 4.19 (a)). Die schon in Abbildung 4.18 beobachteten Konzentrationsspitzen fallen zeitlich jedoch nicht mit diesen Minima der Axialgeschwindigkeit zusammen, sondern treten kurz danach bzw. weniger deutlich ausgeprägt auch davor auf (Abbildung 4.19 (b)). Hier wird die nicht

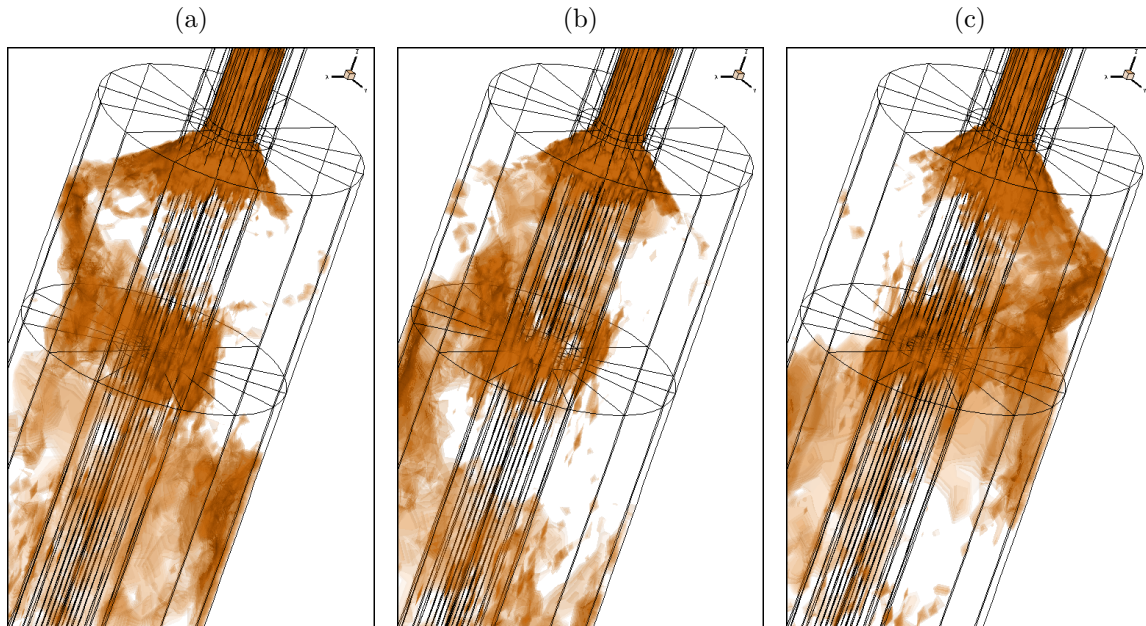


Abbildung 4.17.: Isoflächen der Partikelkonzentration c_M in unterschiedlichen Zeitschritten der Simulation S2a. (a) $t = 240$ ms; (b) $t = 280$ ms; (c) $t = 320$ ms.

vollständige Kopplung zwischen Fluid und disperser Phase deutlich: Da die Partikel dem Fluid nicht vollständig folgen, wird die Störung im Fluidfeld auf Seiten der Partikelphase erst mit leichter Verzögerung sichtbar.

Die hier untersuchten Simulationen unterscheiden sich hauptsächlich in der Drallzahl: Während in der Simulation S2b eine mittlere Drallzahl von $S = 0,45$ eingestellt wurde, wurde für Simulation S2c mit $S = 2,01$ eine relativ hohe Drallzahl gewählt. Die übrigen Parameter liegen für beide Simulationen in den Bereichen $U_z \approx 7,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $U_k \approx 18,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\eta_P = 0,04 \frac{\text{g}}{\text{g}}$. Die bei Zentral- und Koaxialrohrgeschwindigkeit auftretenden leichten Unterschiede zwischen Simulation S2b und S2c wurden eingeführt, um einen direkten Vergleich dieser Simulationen mit den in Tabelle 4.2 und Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Experimenten D3d und D3e zu ermöglichen.

Beide Simulationen S2b und S2c wurden zunächst als stationäre Berechnungen (siehe Abschnitt 2.2.2) und anschließend mit Hilfe der zwei in Abschnitt 3.1 beschriebenen instationären Simulationsmethoden durchgeführt. Dabei ergaben sich für die Partikelphase die in Abbildung 4.20 dargestellten mittleren Geschwindigkeiten. Beim Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den ebenfalls dargestellten Resultaten der Experimente D3d und D3e wird deutlich, dass sich entlang der Mittelachse zwar eine relativ gute Vorhersagequalität einstellt, das Verhalten der Partikel in den hochdynamischen

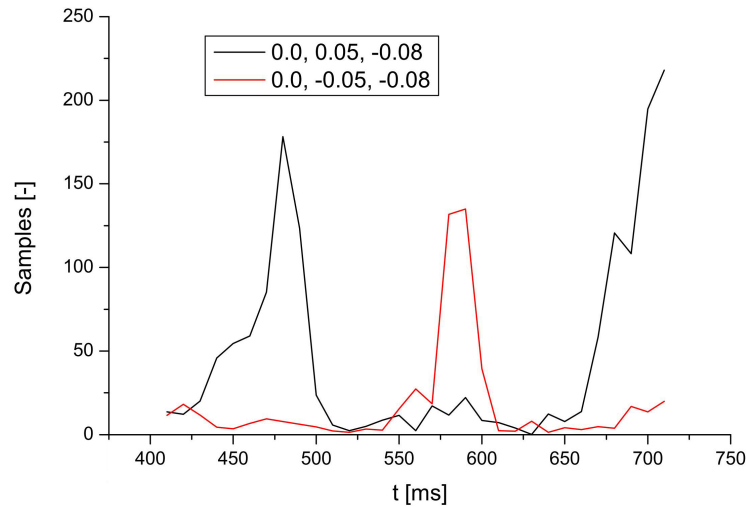


Abbildung 4.18.: Simulation S2a: Anzahl der an gegenüberliegenden Positionen ($\mathbf{x}_1 = [0, 0; 0, 05; -0, 08]$ m und $\mathbf{x}_1 = [0, 0; -0, 05; -0, 08]$ m) registrierten Parcel in Abhängigkeit der Zeit. Die Umlauffrequenz der Partikelsträhne liegt bei $f_{St} \approx 8$ Hz

mischen Gebieten des aufplatzenden Drallstrahls jedoch von keiner der verwendeten Simulationsmethoden korrekt wiedergegeben werden kann.

Auch die in Abbildung 4.21 dargestellten Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase zeigen deutliche Abweichungen zwischen Simulation und Experiment. So werden in den oberen Bereichen des Hauptrohres weder die allgemeine Form der experimentellen Profile getroffen, noch wird die korrekte Größenordnung erreicht.

Im folgenden sollen nun die Ergebnisse der quasi-instationären Simulationen genauer untersucht werden. Zu diesem Zweck wurden zunächst ausgewählte zeitlich veränderlichen Größen in Form von Quartilen und Verteilungsbreiten (Mohr, 2008) über dem Radius des Hauptrohres aufgetragen (siehe Abbildung 4.22 und Abbildung 4.23). Zusätzlich wurden die Grenzen der jeweils dargestellten Verteilung nach

$$q_{a1}, q_{a3} = q_2 \mp 2(q_3 - q_1) \quad (4.3)$$

berechnet. Werte außerhalb des Bereichs $[q_{a1}, q_{a3}]$ wurden als Ausreißer betrachtet. Um möglicherweise auftretende steile Flanken der Verteilungen nicht zu überdecken, wurden diese Grenzen auf den größten bzw. kleinsten in der realen Verteilung auftretenden Wert beschränkt, der kleiner bzw. größer als die nach Gleichung (4.3) berechneten Werte von q_{a1} und q_{a3} ist. Diese Form der Berechnung der Verteilungsbreiten hat gegenüber dem auf Mittelwert und Varianz basierenden Ansatz den Vorteil, dass nicht jede Verteilung Ausreißer aufweist (Janert, 2010).

Zusätzlich sind in den Abbildungen die nicht von den jeweiligen Verteilungen abgedeckten Ausreißer dargestellt. Im Rahmen der Auswertung wurden nur Punkte

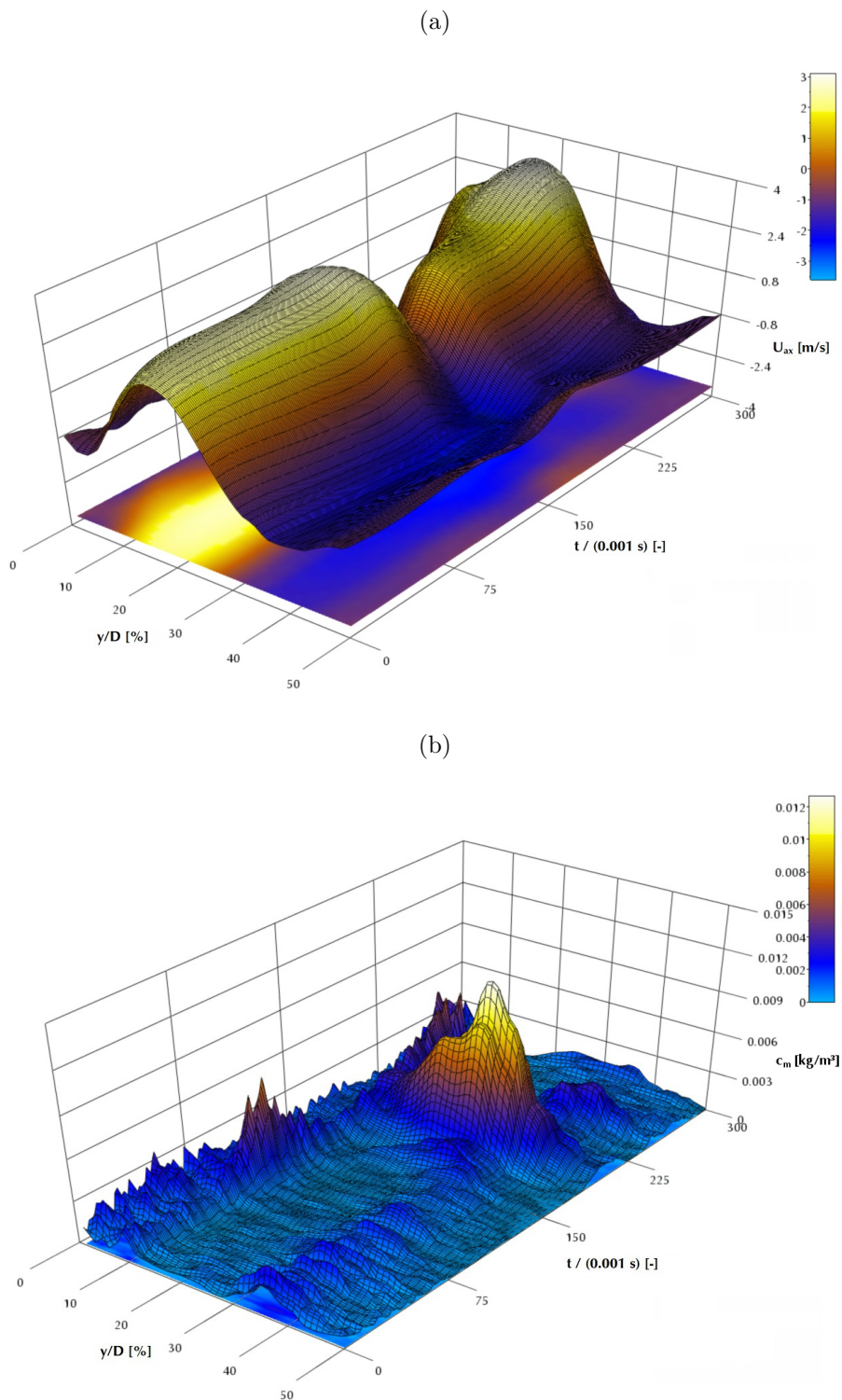


Abbildung 4.19.: Zeitliche Änderung der Profile der axialen Gaseschwindigkeit U_{ax} (a) und der Partikelkonzentration c_M (b) in der Simulation S2a an der Position $z = -8$ mm

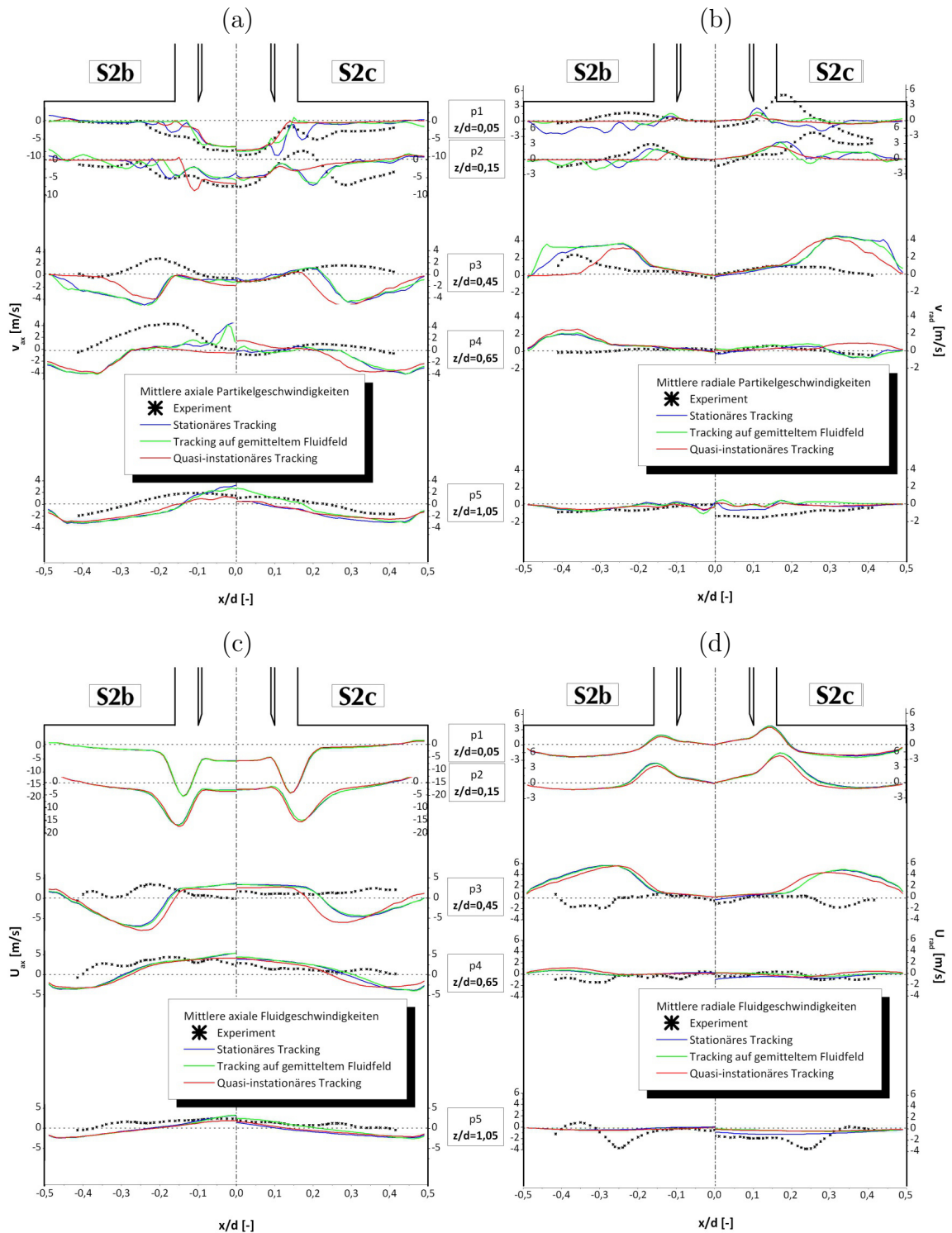


Abbildung 4.20.: Mittlere Geschwindigkeiten für unterschiedliche Simulationsansätze bei den Parametersätzen S2b und S2c. (a) Mittlere axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} ; (b) Mittlere radiale Partikelgeschwindigkeit V_{rad} ; (c) Mittlere axiale Fluidgeschwindigkeit U_{ax} ; (d) Mittlere radiale Fluidgeschwindigkeit U_{rad} ; Jeweils links: Simulation S2b; Jeweils rechts: Simulation S2c.

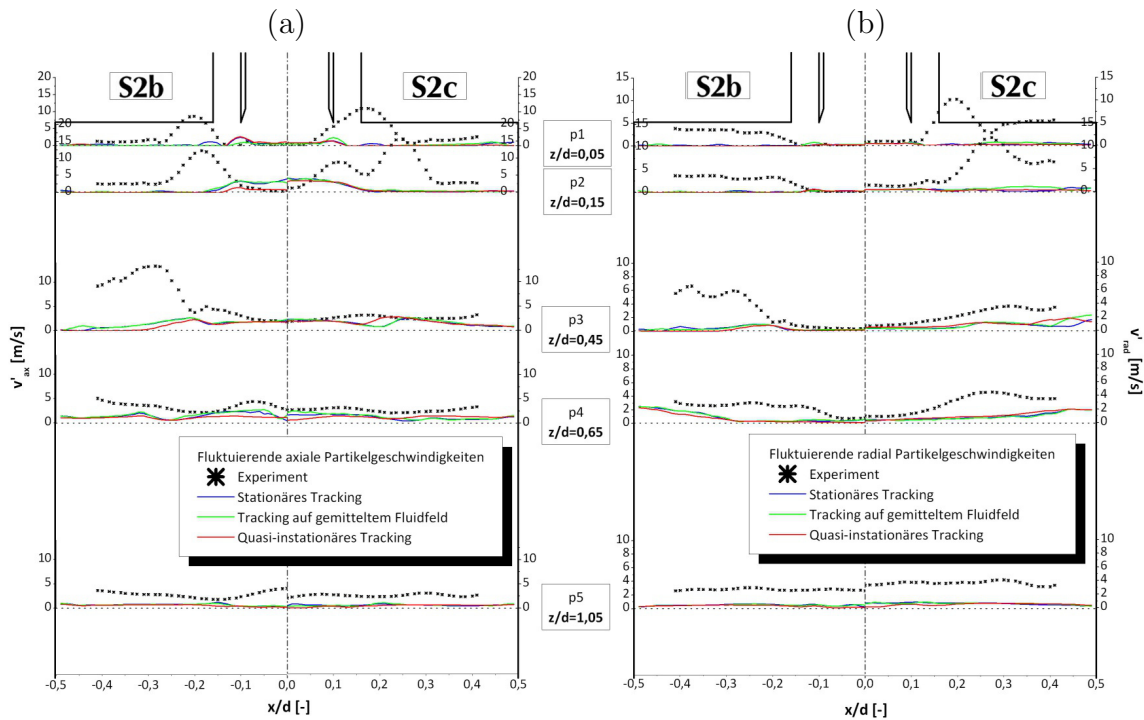


Abbildung 4.21.: Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase für unterschiedliche Simulationsansätze bei den Parametersätzen S2b und S2c. (a) Axiale Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel v'_{ax} ; (b) Radiale Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel v'_{rad} ; Jeweils links: Simulation S2b; Jeweils rechts: Simulation S2c.

berücksichtigt, für die in mehr als 50 % der betrachteten Zeitschritte eine Partikelgeschwindigkeit von $\overline{V} > 0,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ berechnet wurde. Mit Hilfe dieses Vorgehens kann ausgeschlossen werden, dass in Bereichen, die größtenteils partikelfrei sind, extreme Werte auftreten.

Abbildung 4.22 vergleicht zunächst die sich in den Simulationen S2b und S2c einstellenden Profile der Konzentration c_M in verschiedenen Höhen des Hauptrohres. Deutlich zu erkennen ist die durch die Abbremsung des Partikelstroms bewirkte Aufkonzentration.

Es zeigt sich, dass die in den Simulationen unterschiedlich gewählten Drallzahlen in den oberen Bereichen der Messstrecke (Profile p2 und p3) kaum signifikante Änderungen bewirken. In der mit stärkerem Drall arbeitenden Simulation (S2c) gelangen mehr Partikel in die sekundäre Rezirkulationszone entlang der Außenwand der Messstrecke. Verglichen mit der im Zentralrohr aufgegebenen Konzentration sind die Partikelmengen hier jedoch immer noch sehr niedrig.

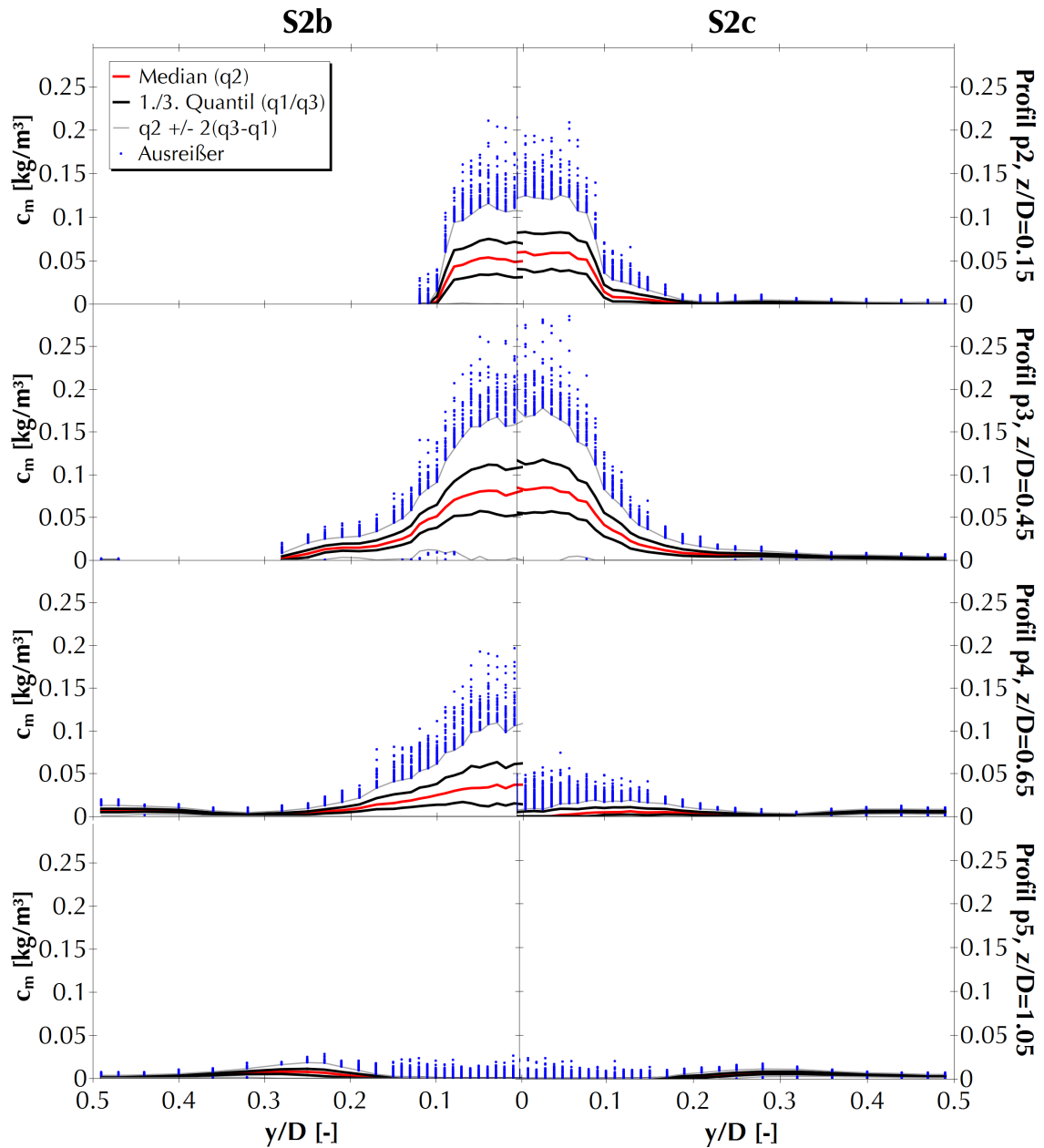


Abbildung 4.22.: Zeitliche Verteilung der Partikelkonzentration c_M in den Simulationen S2b (links) und S2c (rechts). Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen im Hauptrohr.

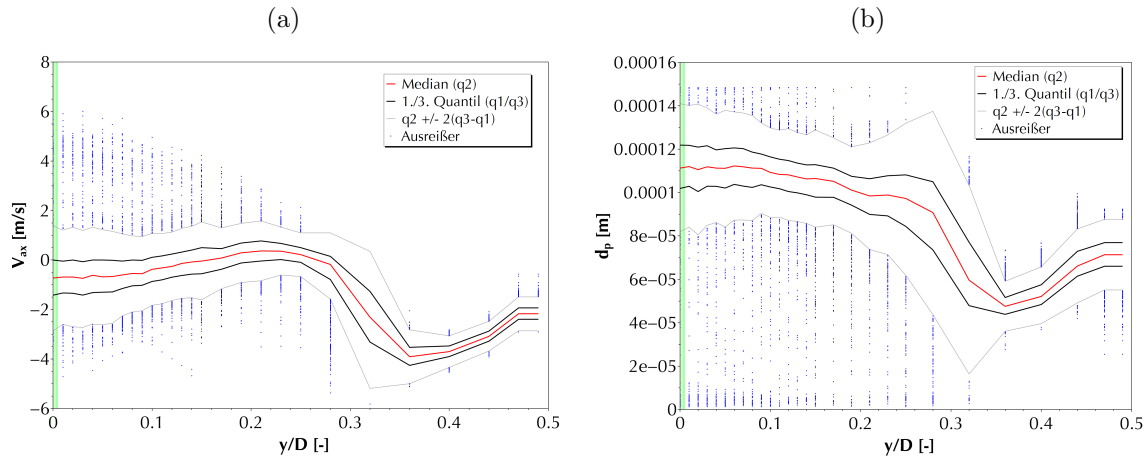


Abbildung 4.23.: Zeitliche Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} (a) und des mittleren Partikeldurchmessers d_p (b) im Profil p4, $z/D = 0,65$ der Simulation S2b. Grün markiert ist die Lage des Messpunktes S2b1, siehe auch Tabelle 4.5.

Tabelle 4.5.: Spezielle Punkte in der Auswertung der Simulationen S2b und S2c.

Messpunkt	Simulation	Profil	y/D
S2b1	S2b	4	0,0
S2b2	S2b	3	0,28
S2c1	S2c	2	0,14
S2c2	S2c	3	0,47

Eine nähere Betrachtung der Verhältnisse im unteren Bereich der Rezirkulationszonen und damit in der Nähe des unteren freien Staupunktes erlauben die in Abbildung 4.23 dargestellten Verteilungen⁸ Zusätzlich zu den eigentlichen Daten sind hier auch die die Position einiger spezieller Messpunkte vermerkt, an denen zu einem späteren Zeitpunkt weitere Analysen durchgeführt wurden (zur genauen Definition dieser Messpunkte siehe auch Tabelle 4.5).

Abbildung 4.23 (a) zeigt die zeitlichen Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} über dem Profil p4 in der Simulation S2b. Die niedrigen Axialgeschwindigkeiten im Bereich der Mittelachse zeigen, dass dieses Profil noch die Rezirkulationszone schneidet. Die Verteilungsbreite schwankt im Bereich $\Delta q_{V_{ax}} = [2, 0; 4, 0] \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und zeigt in Wandnähe vom Betrage her größere Werte als im Zentrum.

⁸Die hier dargestellten Daten bilden nur einen Ausschnitt aus der Menge der insgesamt aufgenommenen Profile. Die vollständigen Ergebnisse finden sich in Abschnitt B.1.

Auch die Verteilungen des Partikeldurchmessers d_P (Abbildung 4.23 (b)) zeigen im mittleren Bereich sehr viel größere Verteilungsbreiten als im vom Koaxialstrahl dominierten Randbereich des Hauptrohres. In der Rezirkulationszone bewegt sich der mittlere Partikeldurchmesser im zeitlichen Verlauf durch den gesamten Partikelgrößenbereich der Aufgabeverteilung $d_P = [2, 8; 150] \mu\text{m}$.

In Abbildung 4.24 ist das Betriebsverhalten der Strömung am Schnittpunkt zwischen Profil p4 und der Mittelachse des Systems dargestellt. Die in den einzelnen Zeitschritten gemessene Fluidgeschwindigkeit \mathbf{U} bestimmt dabei die Position eines einzelnen Betriebspunktes im Parameterraum, die Farbcodierung der aufeinanderfolgenden Punkte gibt die sich einstellende Partikelmassenkonzentration wieder und die Größe der Punkte skaliert mit dem jeweils gemessenen mittleren Partikeldurchmesser d_P . Deutlich zu erkennen ist das zyklische Verhalten des Gesamtsystems, welches sich um einen mittleren Betriebspunkt herumbewegt.

Zwei weitere interessante Messpunkte finden sich knapp unterhalb des aufplatzenden Koaxialstrahls. Hier zeigen sich in beiden Simulationen Bereiche mit vielen Ausreißern, die besonders hohe Axialgeschwindigkeiten aufweisen (siehe Abbildung 4.25, (a) und (b)). Aufgrund der unterschiedlichen Öffnungswinkel des Koaxialstrahls liegt der Messpunkt S2b2 dabei auf Höhe des Profils p3, der Messpunkt S2c1 jedoch in Höhe des Profils p2 (siehe auch Tabelle 4.5).

Um das Verhalten der Strömung an diesen zwei Messpunkten näher zu untersuchen, wurde die zuvor verwendete Beschreibung der Verteilungen durch Quartile und und die aus dem Interquartilsabstand berechneten Grenzen um weitere Darstellungsweisen erweitert. Dabei wurden zunächst Kernel Density Estimates⁹ (KDE) verwendet, welche gegenüber den klassischerweise für diesen Zweck eingesetzten Histogrammen den Vorteil haben, nicht von zuvor zu wählenden Parametern, wie Klassenbreite bzw. -position, abhängig zu sein. Darüber hinaus ergeben sich bei geeigneter Wahl des Kerns stetige Funktionen, wodurch die Verwendung dieser Ergebnisse in der weiteren Auswertung deutlich erleichtert wird.

Dargestellt sind hier die KDEs der Häufigkeitsverteilung von axialer Partikelgeschwindigkeit V_{ax} (Abbildung 4.26 (a)) und mittlerem Partikeldurchmesser d_P (Abbildung 4.26 (b)) an den Messpunkten S2b2 und S2c1.

Mit Hilfe von Scatterplots lassen sich die Zusammenhänge zwischen axialer Partikelgeschwindigkeit V_{ax} und Partikelkonzentration c_M (Abbildung 4.27 (a)) bzw. mittlerem Partikeldurchmesser d_P (Abbildung 4.27 (b)) untersuchen. Auch hier zeigt sich die Aufteilung der Häufigkeitsverteilungen in jeweils ein lokales und ein globales Maximum und die bereits zuvor angesprochene deutlichere Trennung der Maxima in der Simulation S2b.

Aufgrund der Art der Darstellung ist nun jedoch eine direkte Zuordnung der in den Verteilungen der einzelnen Größen auftretenden Maxima zueinander möglich. Dabei zeigt sich, dass, wie bereits zuvor angenommen, das lokale Maximum der

⁹siehe z.B. Janert (2010)

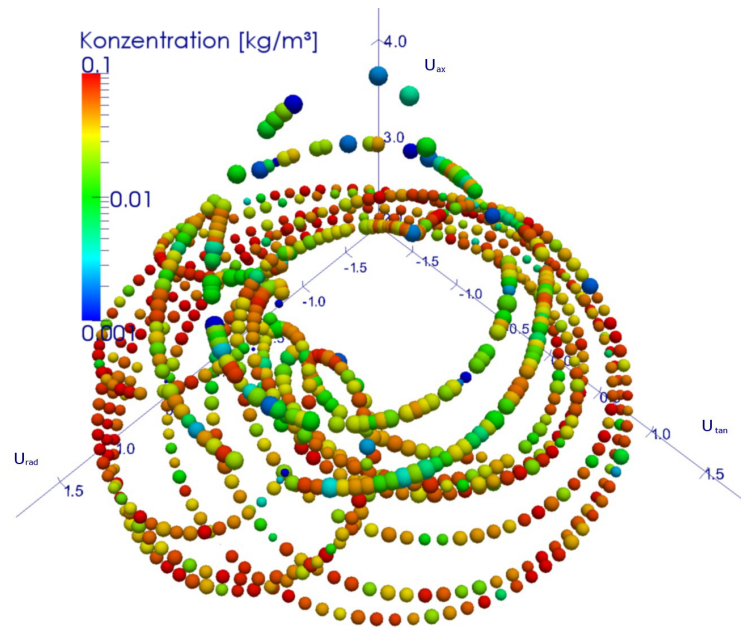


Abbildung 4.24.: Bewegung des Messpunktes S2b1 im Phasenraum der Simulation. Während die Achsen den Komponenten der mittleren Gasgeschwindigkeit \mathbf{U} entsprechen, gibt die Farbcodierung die Konzentration c_M wieder. Der Durchmesser der Punkte skaliert mit dem Partikeldurchmesser d_P .

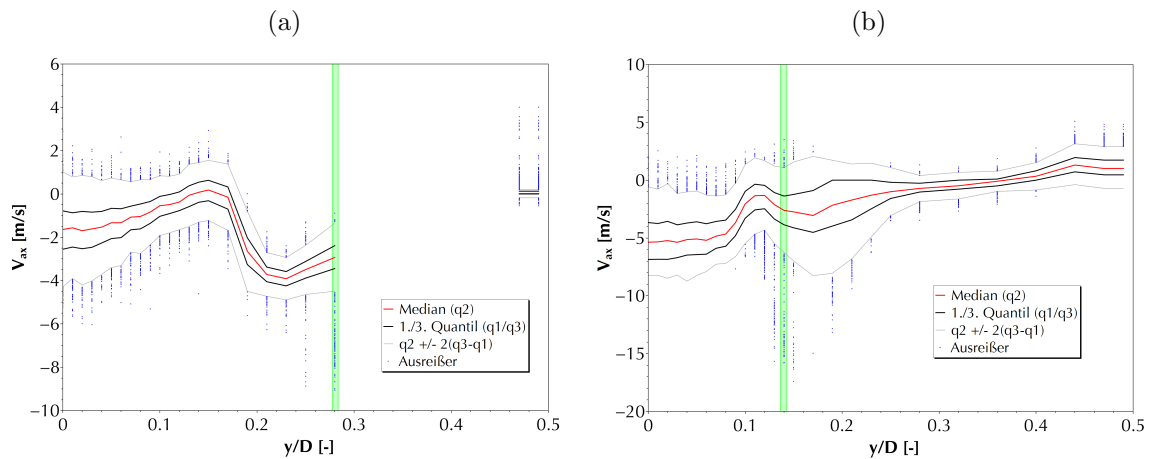


Abbildung 4.25.: Zeitliche Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} . (a) Profil p3 ($z/D = 0,45$), Simulation S2b; (b) Profil p2 ($z/D = 0,15$), Simulation S2c. Grün markiert ist die Lage der Messpunkte S2b2 (a) und S2c1 (b), siehe auch Tabelle 4.5.

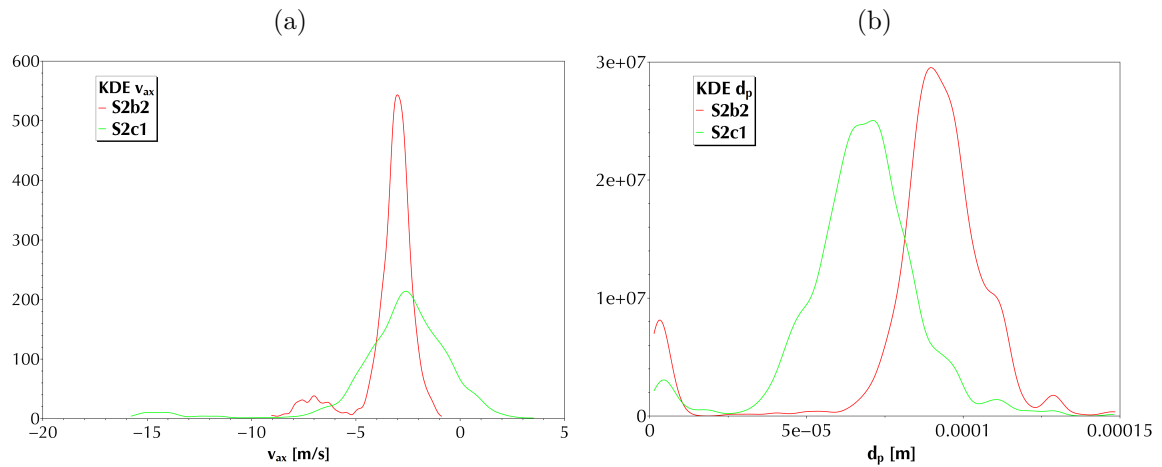


Abbildung 4.26.: Kernel Density Estimates (KDE) an den Simulationen S2b2 (rot) und S2c1 (grün). Dargestellt sind jeweils die Häufigkeitsverteilungen der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} (a) bzw. des mittleren Partikeldurchmessers d_P (b).

Häufigkeitsverteilung der Partikelgeschwindigkeit mit kleinen Werten von c_M und d_P assoziiert ist und damit mit großer Wahrscheinlichkeit die im System umlaufende Störung repräsentiert.

Ausgehend von dieser Identifikation der zyklischen Störung soll abschließend versucht werden, die dominanten Frequenzen des Gesamtsystems zu identifizieren. Dies ist prinzipiell mit Hilfe zweier Ansätze möglich: Einerseits kann die Autokorrelationsfunktion des zeitlichen Signals ermittelt werden, andererseits ist eine Fast Fourier Transformation (FFT) in den Frequenzraum möglich, in dem sich die dominanten Frequenzen im günstigsten Fall direkt ablesen lassen.

In Abbildung 4.28 werden die Autokorrelationen der Signale der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} und der Konzentration c_M an den Messpunkten S2b2 und S2c1 dargestellt. Auch hier ist das im Vergleich eher deterministische Verhalten der Simulation S2b zu erkennen: Während der Verlauf der Autokorrelationen hier deutliche Maxima und Minima zeigt, sind die Korrelationsfunktionen der Simulation S2c eher undeutlich. Durch Auszählung der Maxima in der Zeit $\Delta t = 1$ s können die sich einstellenden Frequenzen grob abgeschätzt werden. Es ergeben sich dabei mit $f_{S2b} \approx 5$ Hz und $f_{S2c} \approx 6$ Hz relativ ähnliche dominante Frequenzen für die zwei untersuchten Systeme. Zusätzlich zeigen die Autokorrelationsfunktionen der Konzentration eine überlagerte Frequenz im Bereich von $f \approx 1$ Hz. Um dieses Verhalten zu validieren, müssten jedoch Simulationen durchgeführt werden, die einen längeren Zeitbereich abdecken.

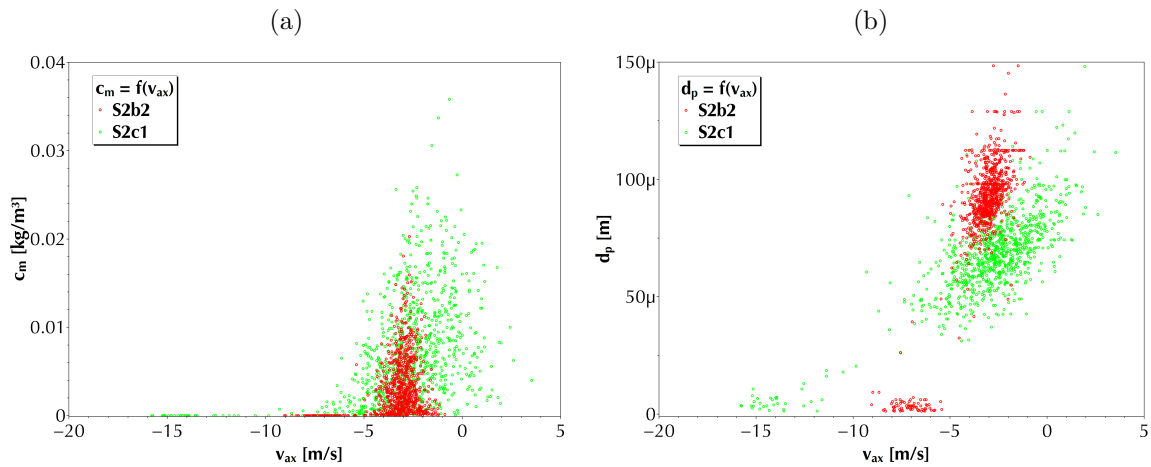


Abbildung 4.27.: Scatterplots an den Simulationspunkten S2b1 (rot) und S2c1 (grün): (a) zeigt die Konzentration c_M , (b) den Partikeldurchmesser d_P über der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} .

Abbildung 4.29 zeigt die Transformation der zeitlichen Signale von Partikelgeschwindigkeit und -konzentration in den Frequenzraum. Dabei bestätigt die FFT des Geschwindigkeitssignals die schon zuvor ermittelten dominanten Frequenzen $f_{S2b} \approx 5$ Hz und $f_{S2c} \approx 6$ Hz. Interessanterweise ergibt sich jedoch bei der Analyse der Partikelkonzentration für die Simulation S2b ein etwas anderes Bild: Zwar ist ein lokales Maximum der Amplitude bei $f = 5$ Hz zu erkennen, jedoch liegt in der direkten Nachbarschaft bei $f = 7$ Hz ein sehr viel ausgeprägter Maximalwert.

Abschließend zeigt Abbildung 4.30 einen direkten Vergleich zwischen den dominanten Frequenzen in Experiment und Simulation am Messpunkt S2c2.

Schwarmmodelle In der Konfiguration S2c wurde ein qualitativer Vergleich der neu implementierten Schwarmmodelle (siehe Abschnitt 3.2.3) durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.31. Während das Modell von Ergun (1955)/Wen und Yu (1966) zu keiner Verbesserung der Clusterbildung führt, sind bei Verwendung des Modells von Di Felice (1994) die in dieser Geometrie entstehenden Partikelstrahlen und die Bildung eines sekundären Partikelclusters im mittleren Bereich des Berechnungsgebietes deutlich zu erkennen.

Hochauflösende instationäre Simulationen Im Rahmen der Simulation S4 (siehe Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4) wurde die in Abschnitt 3.2 beschriebene Kopplung zwischen LES-Rechnungen und Lagrangeschem Tracking getestet. Beim Vergleich der für die Gasphase berechneten Axialgeschwindigkeiten U_{ax} mit experimentell gewon-

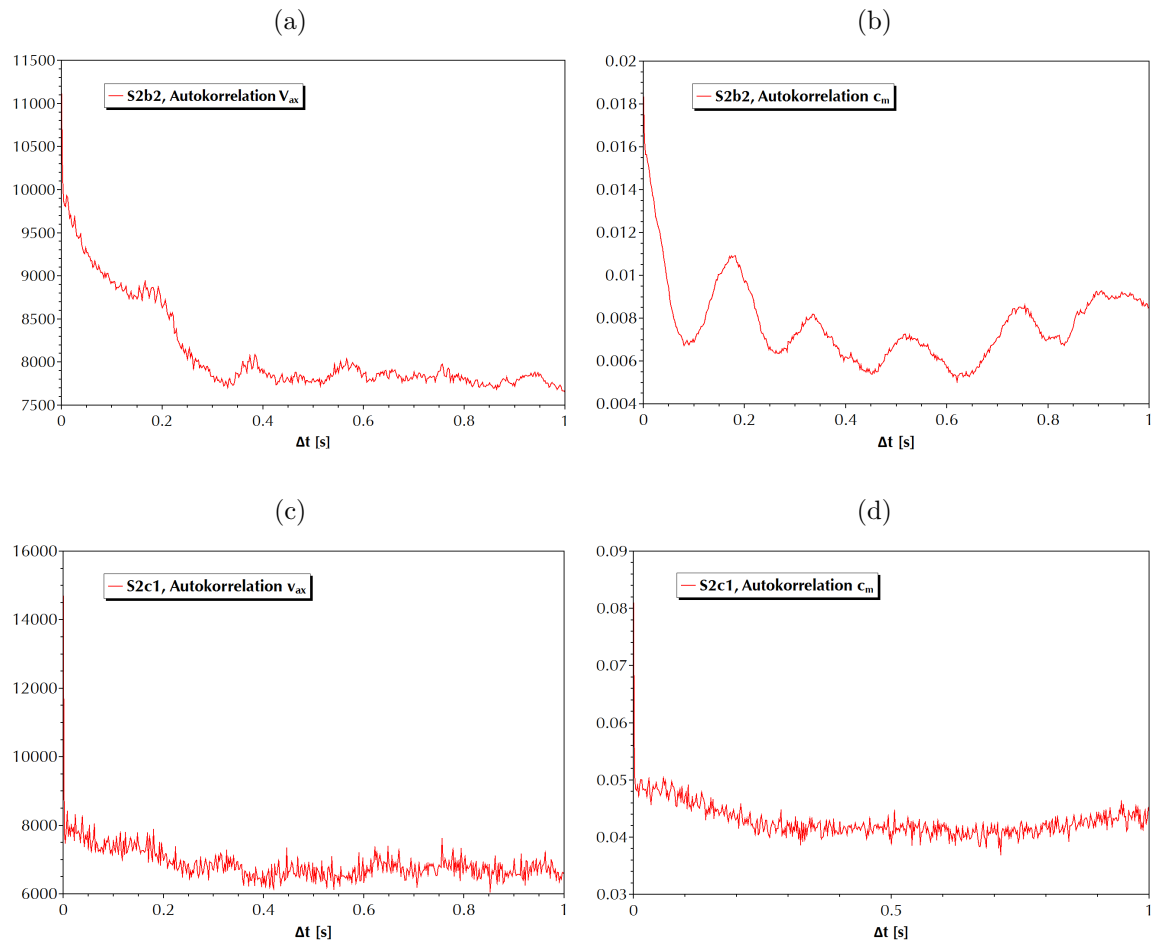


Abbildung 4.28.: Autokorrelationsfunktionen: (a) Simulationspunkt S2b2, axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} ; (b) Simulationspunkt S2b2, Partikelkonzentration c_M ; (c) Simulationspunkt S2c1, axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} ; (d) Simulationspunkt S2c1, Partikelkonzentration c_M .

nenen Daten (Lipowsky und Sommerfeld, 2006) wird eine gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 4.32) gefunden.

Zu erkennen ist, dass die Simulation ein zu schnelles Aufplatzen des Koaxialstrahles vorhersagt. Dieses Verhalten kann wahrscheinlich darauf zurückgeführt werden, dass das Strahlplatzen in der Simulation nur durch Verwendung von überhöhten Drallzahlen (in diesem Fall $S_{num} = 0,996$) herbeigeführt werden konnte.

Bei der Betrachtung der jeweils einen Eulerschen Zeitschritt repräsentierenden Ergebnisse der dispersen Phase wird deutlich, dass der gewählte Ansatz die transienten Eigenschaften der hier untersuchten Strömung gut wiedergeben kann. Abbildung 4.33

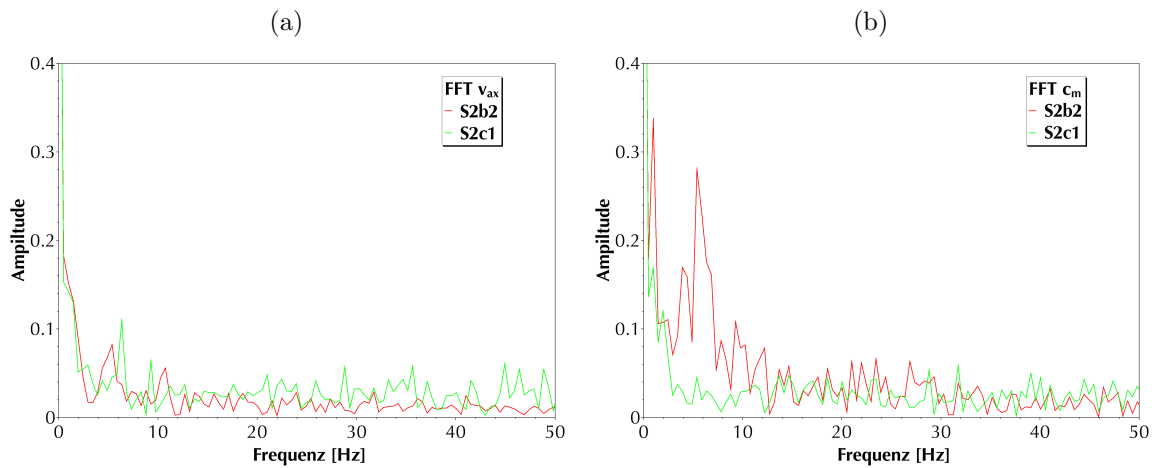


Abbildung 4.29.: FFT des Verlaufs der mittleren axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} (a) und der Konzentration c_M (b) an den Simulationspunkten S2b2 (rot) und S2c1 (grün).

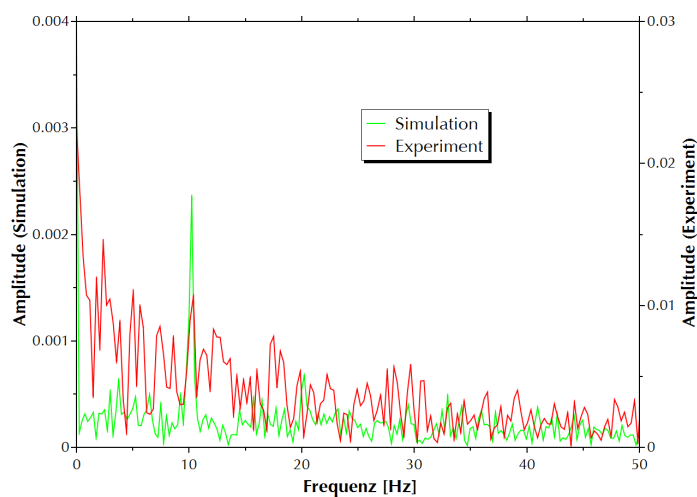


Abbildung 4.30.: Frequenzspektren des zeitlichen Verlaufs des Signals der Partikelkonzentration c_M am Simulationspunkt S2c2.

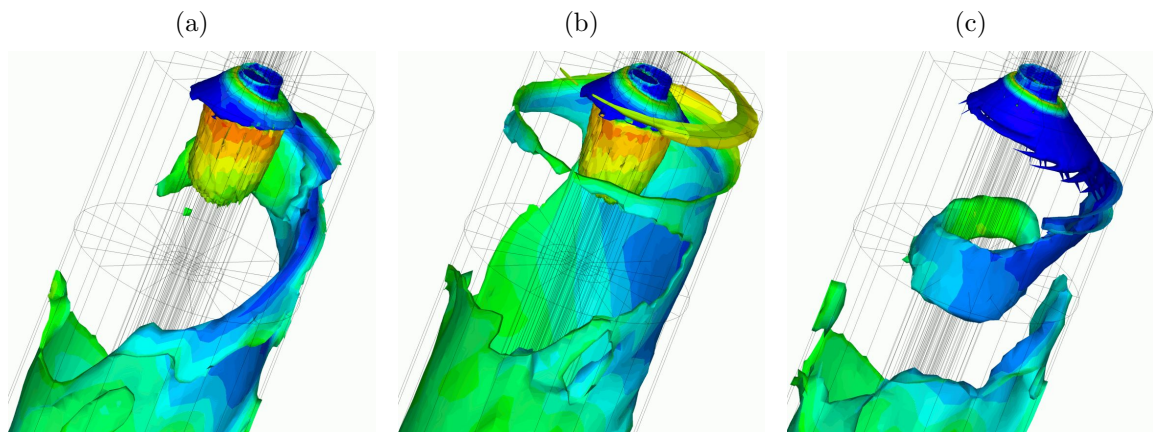


Abbildung 4.31.: Isoflächen der Partikelkonzentration $c_M = 0,01$ in einer vereinfachten Drallbrennergeometrie (Lipowsky und Sommerfeld, 2007). (a) Ohne Schwarmbildungsmodell; (b) Ergun (1955)/Wen und Yu (1966); (c) Di Felice (1994).

zeigt die Verteilung der Partikel in drei aufeinander folgenden Zeitschritten. Dabei ist deutlich eine Partikelwolke zu erkennen, die aufgrund ihrer konzentrationsbedingt höheren Dichte in die zentrale Rezirkulationszone eingedrungen ist. Anschließend werden diese Partikel nach rechts aus der zentralen Zone herausgedrückt, während oben bereits eine zweite Wolke gebildet wird.

Die in Abbildung 4.34 (a) dargestellten Profile der Partikelkonzentration zeigen ebenfalls ein zeitabhängiges Verhalten. Im hier dargestellten Ausschnitt passiert die Staubsträhne dreimal den Messbereich ($t = -0,1\text{ s}$, $-0,3\text{ s}$ and $-0,5\text{ s}$). Auf Basis dieser Daten kann eine Umlauffrequenz von $f_S = 5\text{ Hz}$ für die Staubsträhne abgeschätzt werden. Dies liegt in guter Übereinstimmung mit A. J. Hoekstra (2000) und Wunenburger, Andreotti und Petitjeans (1999), die Frequenzen in dieser Größenordnung für ihre Messungen angeben.

Abschließend zeigt Abbildung 4.34 (b), dass auch lokale Phänomene innerhalb des Strömungsraumes mit Hilfe der Kopplung zwischen LES und Lagrangeschem Tracking korrekt vorhergesagt werden können. Dargestellt ist hier der lokale mittlere Partikeldurchmesser in den verschiedenen Bereichen des Drallbrenners. Es ist dabei gut zu erkennen, dass vor allem die größeren Partikel aufgrund ihrer größeren Trägheit in die zentrale Rezirkulationszone vordringen können. Kleinere Partikel werden direkt nach Verlassen des Zentralrohres nach außen abgelenkt und sind somit vor allem im Randbereich des Drallbrenners zu finden.

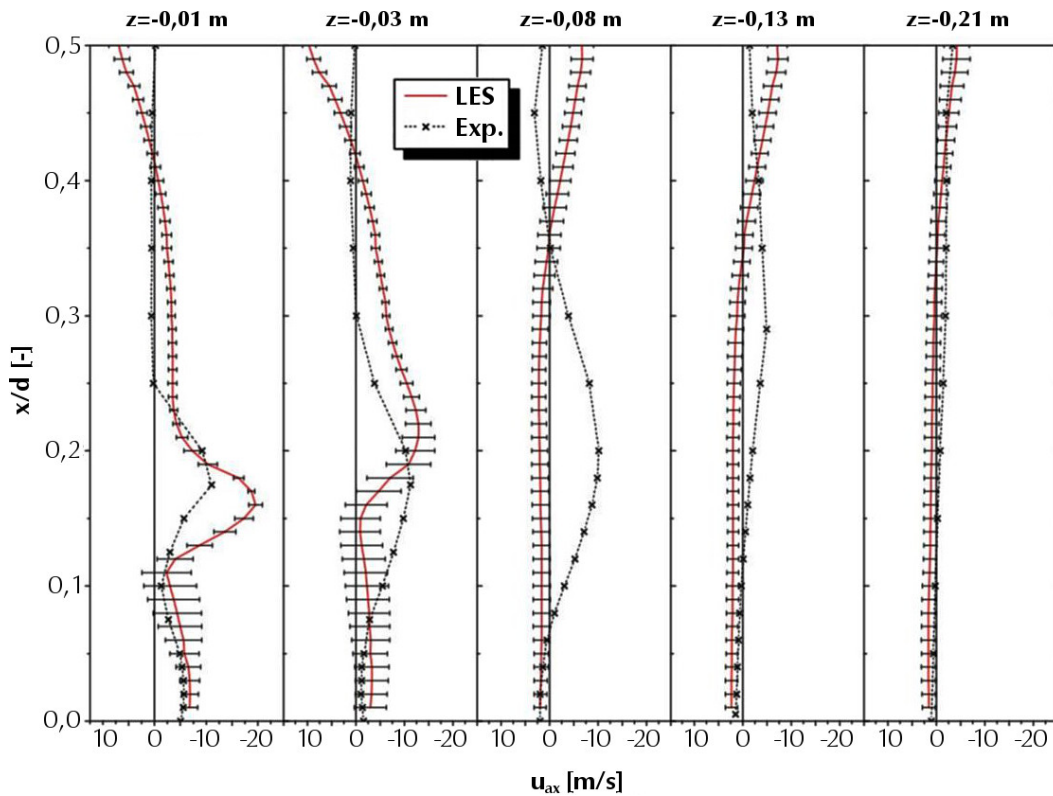


Abbildung 4.32.: Profile der berechneten und gemessenen (LDA) mittleren axialen Fluidgeschwindigkeit U_{ax} .

4.1.4. Diskussion

Die experimentelle Untersuchung der Konfiguration D1 (siehe Seite 80) zeigt die Abhängigkeiten zwischen dem sich im Hauptrohr einstellenden Strömungsfeld und den jeweils gewählten Eingangsparmetern. So ist der Einfluss des in Einstellung D1a erhöhten Volumenstromes im Zentralrohr in Abbildung 4.7 deutlich zu erkennen. Der in Einstellung D1b erhöhte Volumenstrom im Koaxialrohr verursacht einen Anstieg der Gasgeschwindigkeiten im gesamten Hauptrohr und die in Einstellung D1d gefahrenen erhöhte Drallzahl bewirkt ein schnelleres Anlegen des aufplatzen- den Koaxialstromes an die Wand des Hauptrohres sowie eine deutlicher ausgeprägte Rückströmzone in der Mitte der Drallstrecke.

Der lokale mittlere Partikeldurchmesser d_P scheint nur in relativ geringem Maße von den Einlaufgeschwindigkeiten abhängig zu sein. Jedoch ist in Abbildung 4.8 erkennbar, dass die lokalen Partikelgrößen von der in Einstellung D1d erhöhten Drallzahl S beeinflusst werden. Hier kommt es durch die starke Tangentialkomponente der Strömung im Hauptrohr zu einer Separation der dispersen Phase. Größere Partikel werden aufgrund ihres schlechteren Folgevermögens schneller zur Wand transportiert

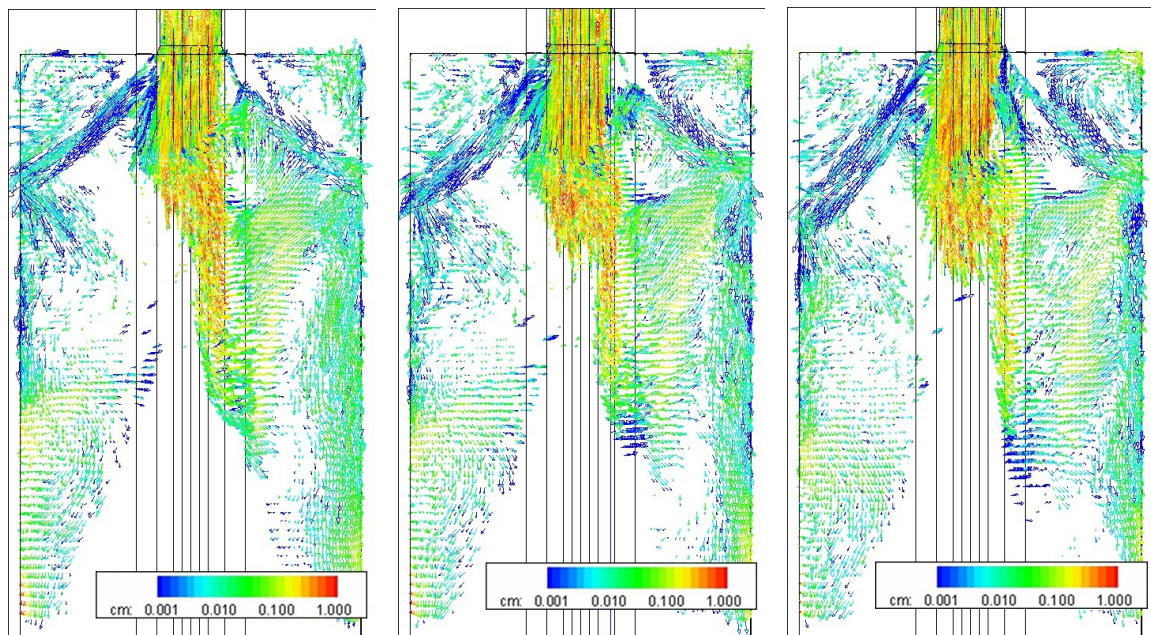


Abbildung 4.33.: Zeitliche Entwicklung der Partikelbewegungen (Vektoren) und der Konzentration (Farben) in einem vertikalen Schnitt entlang der Hauptachse der Drallbrennergeometrie in der Simulation S2a ($\Delta t = 0,005$ s).

als kleine Partikel und es kommt im Bereich der Rohrachse zu einer Verschiebung des mittleren Partikeldurchmessers in Richtung kleinerer Durchmesser.

Die auf den Seiten 80 ff. dargestellten Ergebnisse zur Konfiguration D2 erlaubten es, den Einfluss des Zentralrohrdurchmessers auf das Strömungsbild zu untersuchen. Der in Abbildung 4.9 gezeigte Vergleich der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} verdeutlicht, dass die Verwendung des vergrößerten Hauptrohres (D2b) das Aufplatzen des verdrehten Koaxialstromes begünstigt: Der entstehende Wirbel erweitert sich deutlich schneller und legt sich schon bei einem Abstand von $h = -113$ mm an die Wand des Hauptrohres an. In Konfiguration D1b erreicht der aufplatzende Wirbelkern nicht vor $h = -163$ mm die Außenwand. Wie schon zuvor beobachtet (siehe Abbildung 4.7, oben) führt ein derartig beschleunigtes Aufplatzen zu einer deutlicheren Ausprägung der zentralen Rezirkulationszone. Zusätzlich verschiebt sich diese Zone in Richtung der Rohrerweiterung (siehe Abbildung 4.9, $h = -33$ mm). Einen gegenläufigen Trend zeigt die sekundäre Rückströmzone entlang der Wand des Hauptrohres: Hier können in der Konfiguration D1b höhere Rückströmgeschwindigkeiten gemessen werden (siehe Abbildung 4.9, $h = -83$ mm).

Die in Abbildung 4.10 beobachteten Unterschiede in der Verteilung der Reynoldsspannungen von kontinuierlicher und disperser Phase lassen sich durch das Folge-

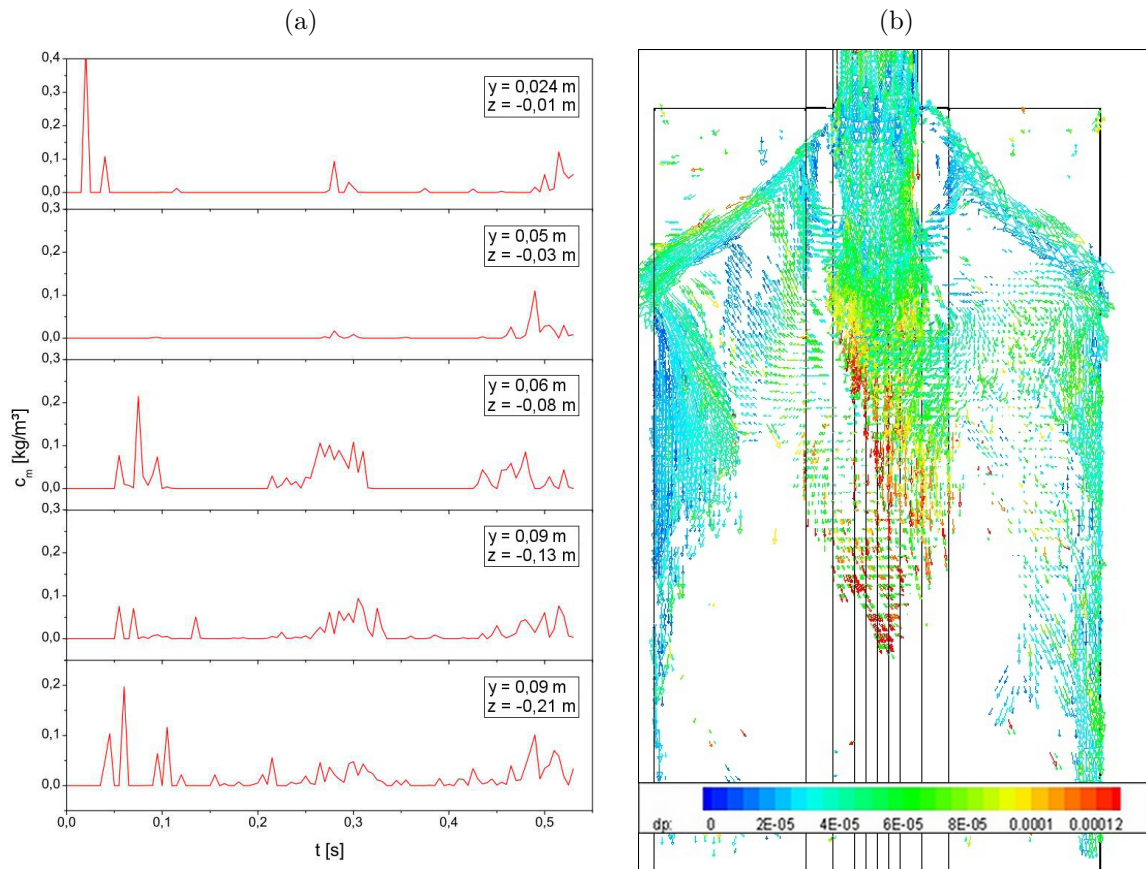


Abbildung 4.34.: (a) Zeitlicher Verlauf der Partikelkonzentration c_M an fünf Punkten im Strömungsraum der Simulation S2a. (b) Positionsabhängige mittlere Partikelgröße.

vermögen der unterschiedlichen Partikelgrößenklassen erklären. Das Fluid bewegt sich in der zentralen Rückströmzone relativ gleichförmig und weist daher nur geringe Schwankungsgeschwindigkeiten auf. Dagegen lassen sich die Partikel in diesem Bereich in zwei Gruppen aufteilen: Während kleine Partikel dem Fluid folgen und sich daher von unten nach oben bewegen, bewegen sich die aus dem Zentralrohr austretenden großen Partikel aufgrund ihres schlechten Folgevermögens von oben nach unten durch die Rückströmzone hindurch. Da im Rahmen der Messung nicht zwischen kleinen und großen Partikeln unterschieden wurde, führen diese Differenzen zu hohen Schwankungsgeschwindigkeiten und damit auch zu hohen Reynoldsspannungen.

Die im Rahmen der Untersuchung von Konfiguration D3 auf den Seiten 84 ff. gezeigten Profile der axialen Fluid- und Partikelgeschwindigkeiten (U_{ax} bzw. V_{ax} , siehe Abbildung 4.12) weisen eine Besonderheit auf. In vielen Profilen scheint sich das

Fluid im gesamten Profil entgegen der Hauptströmungsrichtung nach oben zu bewegen. Diese mit der Annahme der Radialsymmetrie und der Kontinuitätsbedingung nicht vereinbare Beobachtung lässt sich durch die in der Messung nicht wiedergegebenen Wandbereiche erklären: Nach dem Aufplatzen des Koaxialstromes legt sich der Strom an die Wand des Hauptrohres an und bewegt sich hier mit hoher Geschwindigkeit in Strömungsrichtung nach unten. Da diese Bereiche in der Messung aufgrund von Wandeffekten nicht erfasst wurden, entsteht der nicht korrekte Eindruck, dass sich das gesamte Fluid hier entgegen der Hauptströmungsrichtung bewegt.

In dem auf den Seiten 87 f. dargestellten Vergleich unterschiedlicher Reynoldsspannungsmodelle (siehe auch Abschnitt 2.2.1) zeigte sich nur ein relativ geringer Einfluss des gewählten Modells auf die Ergebnisse der Simulationen. In Abbildung 4.14 kommen beide untersuchten Modelle zu einer relativ guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Aufgrund der etwas besseren Vorhersage des Modells nach Speziale, Sarkar und Gatski (1991) im Bereich des zweiten Staupunkts wurden weitere Rechnungen zunächst mit Hilfe des SSG-Modells durchgeführt. Im Laufe der weiteren Arbeiten nahmen jedoch die Ansprüche an die Rechengeschwindigkeit der Simulation stark zu, daher wurde zunehmend auf das weniger rechenintensive Modell nach Jones und Musonge (1988) ausgewichen.

Bei der Untersuchung des Einflusses des verwendeten Dispersionsmodells (siehe Seite 89 f.) fallen zunächst die starken Schwankungen der numerischen Lösung in den mittleren Bereichen der Profile bei $z = 155$ mm und $z = 315$ mm auf. Die Schwankungen lassen sich wahrscheinlich auf geringe Partikelkonzentrationen und damit verbundene kleine Samplinganzahlen zurückführen. Kleine Samplinganzahlen führen zu einer ungenügenden statistischen Mittelung und damit zu den erkennbaren starken Schwankungen. Jedoch zeigen auch die experimentellen Ergebnisse im Mittelbereich des Profils $z = 315$ mm eine Lücke, so dass angenommen werden kann, dass die hier berechnete geringe Partikelkonzentration realistisch ist.

Bei der Wiedergabe der realen Partikelgeschwindigkeiten zeigen beide untersuchten Modelle Schwächen. Zwar wird in Abbildung 4.15 sowohl die gemittelte tangentielle Partikelgeschwindigkeit V_{tan} als auch deren Schwankungsgeschwindigkeit im mittleren Bereich des Hauptrohres einigermaßen genau vorhergesagt, jedoch werden im Einlaufbereich sowie im unteren Bereich der Messstrecken die experimentellen Daten nur sehr ungenau getroffen. Möglicherweise können die numerischen Fehler im oberen Bereich des Hauptrohres auf die hier sehr deutlich ausgeprägte Turbulenz zurückgeführt werden, welche oft ein Problem für die Qualität numerischer Vorhersagen darstellt. Die Abweichungen im unteren Bereich konnten nicht erklärt werden.

Im direkten Vergleich liefert das PLM-Modell etwas genauere Vorhersagen bezüglich der mittleren Partikelgeschwindigkeiten und deren Schwankungsbreiten. Daher wurde in den weiteren auf RANS-Daten basierenden Rechnungen dieses Partikeldispersionsmodell verwendet.

In dem in Abbildung 4.20 dargestellten Vergleich der unterschiedlichen Simulationsansätze zur Abbildung instationärer Vorgänge im Rahmen der Euler/Lagrange-

Simulation konnten nur schwer klare Tendenzen ausgemacht werden. Während das quasi-instationäre Modell bei der Simulation mit geringer Drallzahl (S2b) bessere Ergebnisse liefert, kann der mit hohen Drallzahlen gefahrene Versuch S2c vom stationären bzw. auf einem gemittelten Fluidfeld gerechneten Partikeltracking besser prognostiziert werden.

Insbesondere in den extrem turbulenten Bereichen entlang des aufplatzenden Koaxialstrahls ergibt sich eine schlechte Vorhersagequalität. Es kann angenommen werden, dass diese Fehler auf die in Abschnitt 2.2.1 dargestellten Terme zur Rekonstruktion der Reynoldsspannungen zurückgeführt werden können. Diese Terme sind zumeist empirisch begründet und jeweils nur für einen begrenzten Anwendungsbereich validiert. Aufgrund der im Bereich des aufplatzenden Drallstrahls auftretenden starken Turbulanzanisotropie ist es denkbar, dass die Modelle hier bereits eine schlechte Vorhersage für die Geschwindigkeiten der Fluidströmung liefern. Dies zeigt auch die in Abbildung 4.20 (cd) vorgenommene Gegenüberstellung experimenteller und numerischer Fluidgeschwindigkeiten. Zwar konnten in den oberen Ebenen keine Fluidgeschwindigkeiten gemessen werden (siehe auch Abschnitt 4.1.3), aber Profil p3 in Abbildung 4.20 zeigt, dass im oberen Bereich der Drallstrecke auch die Vorhersagen der mittleren Fluidgeschwindigkeiten U_{ax} und U_{rad} nur bedingt mit den gemessenen Werten übereinstimmen.

Auch die in Abbildung 4.21 dargestellten Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase zeigen deutliche Unterschiede zwischen Simulation und Experiment. Es ist denkbar, dass sich diese Differenzen auf Ungenauigkeiten im verwendeten Reynoldsspannungsmodell zurückführen lassen. Werden die Elemente des Reynoldsspannungstensors ungenau bestimmt, so führt dies zu einer fehlerhaften Berechnung der lokalen Schwankungsgeschwindigkeiten (siehe Abschnitt 2.2.2) und damit zu den beobachteten Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikelphase. Aufgrund dieser Unsicherheiten wurde in den an die Untersuchung des Drallbrenners anschließenden Zyklonsimulationen zunehmend zu LES-basierten Rechnungen übergegangen (siehe Abschnitt 3.2 bzw. Abschnitt 4.2.2).

Werden nur die Ergebnisse der quasi-instationären Simulationen S2b und S2c für sich allein betrachtet, so fällt zunächst der Unterschied in den Konzentrationsprofilen an der Position p4 auf (siehe Abbildung 4.22). Während die Konzentration entlang der Mittelachse in der Simulation S2b im Vergleich zum Profil p3 nur leicht sinken, ist der axiale Gradient in Simulation S2c sehr viel deutlicher ausgeprägt.

Hier zeigt sich der Einfluss der Drallzahl auf die Länge der zentralen Rückströmzone: Höhere Drallzahlen führen zu einer deutlich stärkeren Krümmung des aufplatzenden Koaxialstrahls. Dieser erreicht damit die Wand des Hauptrohres näher an der Rohrerweiterung und auch die sich unterhalb der Rezirkulationszone einstellende Normalisierung des Strömungsverhaltens wird im Hauptrohr nach oben verschoben. Daher schneidet Profil p4 in der Simulation S2c die Rückströmzone nicht mehr und die im Inneren der Rückströmzonen gefundenen Konzentrationsspitzen treten in diesem Profil nicht mehr auf. In Höhe des Profils p5 haben sich auch die

Strömungsverhältnisse in der Simulation S2b normalisiert, es resultieren für beide Simulationen ähnlich niedrige Verläufe der Partikelkonzentration.

Auch die Axialgeschwindigkeiten V_{ax} sowie der mittlere Durchmesser d_P der Partikel werden von der zentralen Rückströmzone beeinflusst (siehe Abbildungen 4.23 (a) und (b)). In Wandnähe werden hier deutlich geringere Verteilungsbreiten als im Bereich der Mittelachse gemessen. Diese geringeren Schwankungsbreiten lassen sich auf den aufplatzenden Koaxialstrom zurückführen, der sich in dieser Höhe in Wandnähe bewegt. Er führt hier zu einem relativ definierten Strömungsverhalten¹⁰, während die breiteren Verteilungen im Bereich der zentralen Rezirkulationszone ein eher stochastisches Verhalten andeuten.

Bei genauer Betrachtung der in Abbildung 4.23 (a) dargestellten Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit fällt in der Nähe der Mittelachse ein zweites, lokales Maximum oberhalb des Verteilungsmittelpunktes auf. Es kann angenommen werden, dass es sich hierbei um Zeitschritte handelt, in denen in diesem Bereich nur eine relativ geringe Beladung vorlag, in denen sich die Rückströmung der fluiden Phase signifikanter ausprägen konnte. Die noch in der Strömung vorhandenen Partikel wurden damit deutlich schneller in Richtung der Rohrerweiterung transportiert.

Die vorherige Annahme wird auch von dem in Abbildung 4.24 dargestellten Phasendiagramm am Messpunkt S2b1 gestützt. Zusätzlich ist hier der Einfluss der umlaufenden Störung anhand der Schleifenbewegungen im linken unteren Bereich des Diagramms erkennbar. Darüber hinaus wird deutlich, dass die Partikelkonzentration bei starker Rückströmung¹¹ im Bereich von $c_M \approx 0,01 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ liegen, während sich zu anderen Zeiten eher Werte von $c_M \approx 0,05 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ einstellen. Der mittlere Partikeldurchmesser scheint jedoch positiv mit der Rückströmgeschwindigkeit korreliert zu sein.

In den in Abbildung 4.26 dargestellten KDEs sind bimodale Verteilungen zu erkennen. Dabei liegt das globale Maximum jeweils im oberen Bereich der Verteilung, ein zweites lokales Maximum ist bei niedrigeren Werte zu erkennen. Es kann angenommen werden, dass das globale Maximum das allgemeine Verhalten der Strömung repräsentiert, während das sekundäre Maximum mit der durchlaufenden Störung assoziiert werden kann.

Beim Vergleich der sich in den zwei untersuchten Simulationen einstellenden Verteilungen fällt auf, dass die Drallzahl die Spreizung der sich einstellenden Verteilungen beeinflusst. Dabei reagieren die dargestellten Parameter unterschiedlich auf die Änderung der Drallzahl: Während eine Erhöhung des Dralls zu einer stärkeren Spreizung in der Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit führt, ergibt sich gleichzeitig eine geringere Spreizung für die Verteilung der mittleren Partikeldurchmesser d_P .

¹⁰Die in Abbildung 4.19 dargestellte zyklische Störung beeinflusst die Werte hier nur kurz und hat damit wenig Einfluss auf die Gesamtverteilung.

¹¹In Abbildung 4.24 im mittleren Bereich zu finden.

Dieses Verhalten lässt sich möglicherweise auf die durch den Strömungswiderstand gegebene direkte Kopplung zwischen Fluid- und Partikelgeschwindigkeit zurückführen. Durch diesen engen Zusammenhang überträgt sich die durch den erhöhten Drall deutlicher ausgeprägte Störung im Feld der Fluidgeschwindigkeit direkt auf die damit gekoppelten Partikelgeschwindigkeiten.

Die mit der Erhöhung des Dralls einhergehende deutlichere Ausprägung der Geschwindigkeitsgradienten ΔU führt dazu, dass auch Partikel im mittleren Größenbereich der Störung nicht folgen können und damit den das normale Strömungsverhalten repräsentierenden Verteilungspeak in Richtung kleinerer Partikeldurchmesser verschieben. Diese Annahme wird durch das sich in der Simulation S2c1 einstellende deutlich breitere globale Maximum der Partikelgrößenverteilung zusätzlich bestätigt.

Allgemein lässt sich sagen, dass die bimodalen Verteilungen in der Simulation S2b2 deutlicher ausgeprägt zu sein scheinen. Diese Beobachtung lässt den Schluss zu, dass die in Simulation S2c eingestellte Drallzahl insgesamt zu einem eher stochastischen Verhalten der gesamten Strömung führt. Dem gegenüber steht die Simulation S2b, in der die verwendete mittlere Drallzahl zwar noch zu einem zyklisch instationären, jedoch vergleichsweise deterministischen Strömungsverhalten führt.

Im Frequenzspektrum der axialen Partikelgeschwindigkeit (Abbildung 4.29 (a)) sind für beide Simulationen schwach ausgeprägte Maxima bei $f \approx 6$ Hz und $f \approx 10$ Hz zu erkennen. Ein deutlicheres Bild zeigen die in Abbildung 4.29 (b) analysierten Signale der Partikelmassenanteile: Im Signal der Simulation S2b sind zwei Maxima bei $f = 5$ Hz und $f = 7$ Hz erkennbar. Dabei ist anzunehmen, dass sich hier das bereits in Abbildung 4.19 (b) diskutierte zeitliche Verhalten der Partikelkonzentration zeigt: Die Maxima dieses Signals fallen nicht direkt mit dem Maxima der axialen Strömungsgeschwindigkeit V_{ax} zusammen, sondern liegen zeitlich kurz davor bzw. dahinter. Aus diesem Verhalten ergibt sich der dargestellte Verlauf mit einem primären Maximum bei $f = 7$ Hz und einem sekundären Maximum bei $f = 5$ Hz.

Der in Abbildung 4.30 vorgenommene Vergleich zwischen den Frequenzspektren der Partikelkonzentrationen aus Simulation und Experiment zeigt für die Simulation S2c eine dominante Frequenz bei $f = 10$ Hz. Dieses lokale Maximum lässt sich, wenn auch in abgeschwächter Form, auch im Frequenzspektrum der experimentellen Daten wiederfinden.

4.2. Agglomeration und Agglomeratbruch im Zyklon

Zur Validierung der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Modelle wurden Simulationen von verschiedenen Zyklongeometrien durchgeführt und diese anhand experimenteller Daten validiert. Während der Stairmand-Zyklon (Stairmand, 1951) anhand von Literaturdaten validiert wurde, wurden zum Kreisel-Zyklon eigene Versuche durchgeführt.

4.2.1. Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchung des Zyklons der Firma Kreisel (Typ AA 16 KN 018) wurde eine bestehende Versuchsanlage umgebaut und auf die Anforderungen der Messungen innerhalb des Zyklons angepasst. Anschließend wurden an verschiedenen Stellen sowohl die gemittelten tangentialen und axialen Geschwindigkeiten der Partikelphase als auch die Fluktuationen der Partikelkonzentration über einen längeren Zeitraum (ca. 1,5 Umläufe des präzedierenden Wirbelkerns) gemessen.

Versuchsanlage

Die zur Untersuchung des Kreisel-Zyklons aufgebaute Versuchsanlage ist in Abbildung 4.35 dargestellt. Das verwendete Gebläse ist der eigentlichen Anlage nachgeschaltet, damit arbeitet diese im Saugbetrieb und Partikelmaterial gelangt auch im Fall von Leckagen nicht in die Umgebung. Umgebungsluft wird durch einen Taschenfilter (siehe Abbildung 4.35 (1)) angesaugt und von evtl. vorhandenen Verschmutzungen gereinigt. Nach einer Differenzdruckmessstelle (2), die zur Bestimmung des Volumenstroms genutzt wird, erfolgt die Dosierung der Partikel mit Hilfe eines Doppelschneckendosierers (3). Danach gelangt der partikelbeladene Luftstrom zum Einlass des Zyklons. Vor dem Zykloneinlass ist zusätzlich eine Venturidüse (4) zur Vergleichmäßigung der Strömung und des enthaltenen Partikelmaterials angebracht. Nach der Abreinigung verlässt der Luftstrom über den Tauchrohrausgang den Zyklon (5). Das noch in der Luft vorhandene Feingut wird in einem nachgeschalteten Schlauchfilter (13) abgeschieden und die nun vollständig gereinigte Luft verlässt über

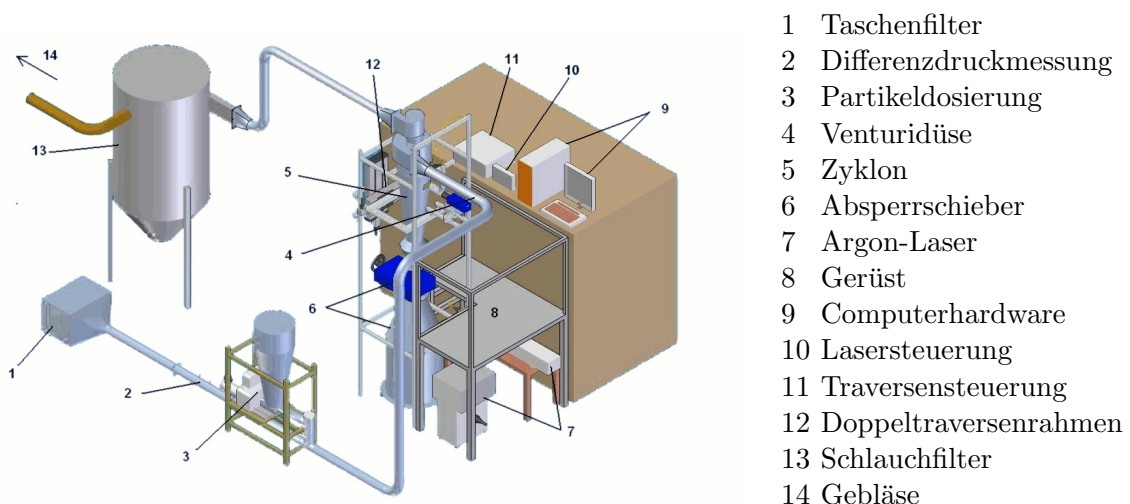


Abbildung 4.35.: Aufbau der Versuchsanlage zur Untersuchung des Kreisel-Zyklons (aus Maiss (2009)).

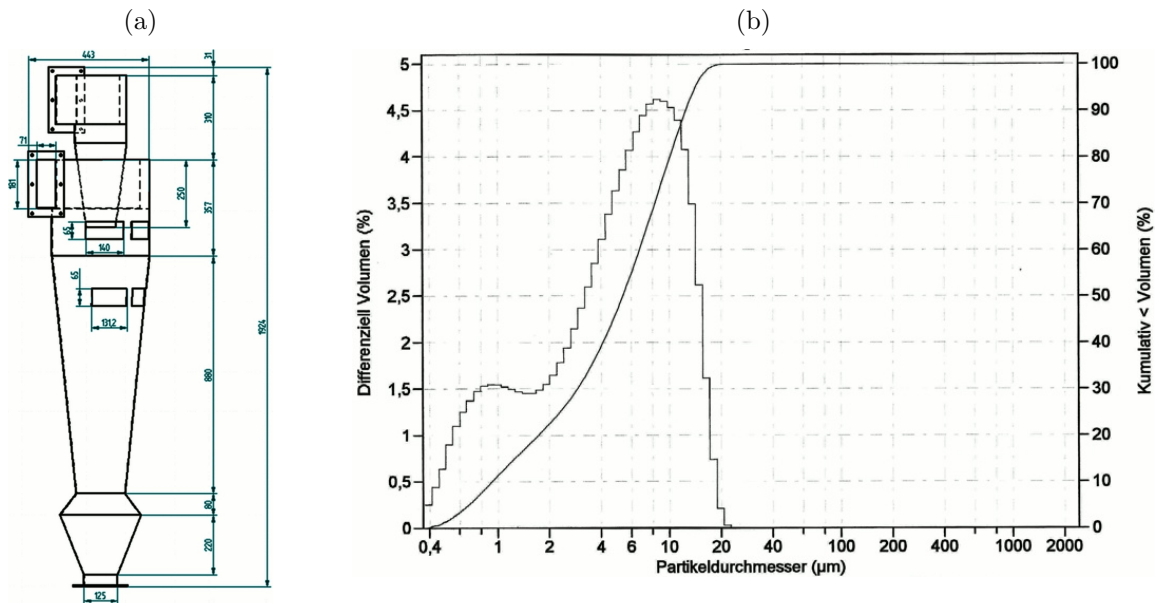


Abbildung 4.36.: (a) Geometrie des untersuchten Zyklons vom Typ Kreisel AA 16 KN 018. (b) Partikelgrößenverteilung der in den Experimenten verwendeten Partikel Spherglass 5000 (aus Maiss, 2009).

das Gebläse (14) die Anlage. Das im Zyklon abgeschiedene Grobgut wird vom Staubbunker über einen Absperrschieber in einen größeren Auffangbehälter (6) geleitet. Zu einer näheren Beschreibung des experimentellen Aufbaus siehe auch Maiss (2009).

Zyklongeometrie

Abbildung 4.36 (a) zeigt den experimentell untersuchten Zyklon vom Typ Kreisel AA 16 KN 018. Es handelt sich um einen relativ schlanken Zyklon mit Schneckeneinlauf, konischem Staubbunker und ohne Apexkegel. Der Tauchrohrdurchmesser des Zyklons beträgt $d_{Tr} = 0,1$ m. Ein ebenfalls schneckenförmig ausgelegter Auslass erlaubt die Rückgewinnung eines Teils der für die Drallerzeugung aufgewendeten Energie.

Die Außenwand des Zyklons wurde in Höhe der Tauchrohröffnung sowie im Abstand von $h = 200$ mm unterhalb der Tauchrohröffnung mit Fenstern versehen. Mit Hilfe dieser zwei optischen Zugänge konnte die Bewegung der dispersen Phase innerhalb des Zyklons gemessen werden.

Medien

Für den Zyklon wurde nach Muschelknautz (1972) ein Trennkorndurchmesser von $d_T \approx 16 \mu\text{m}$ berechnet. Daher wurden als Partikelmaterial Glaskugeln der Firma

Tabelle 4.6.: Im Rahmen der PIV-Messungen im Kreisel-Zyklon realisierte Gasmassenströme und Beladungen.

Konfiguration	\dot{m}_F [g/s]	u_{in} [m/s]	\dot{m}_P [g/s]	η_P [g/g]
A1			0,363	0,003
A2	103,9	8,2	1,813	0,015
A3			9,067	0,073
B1			0,363	0,002
B2	125,8	10,0	1,813	0,012
B3			2,72	0,018
B4			10,88	0,073

Potters Europe (Spherglass 5000) eingesetzt. Dieses Material hat eine zwischen $d_{p,min} \approx 0,5 \mu\text{m}$ und $d_{p,max} \approx 20 \mu\text{m}$ liegende Partikelgrößenverteilung (siehe Abbildung 4.36 (b)) und deckt damit sowohl den Trennkorndurchmesser als auch einen Partikelgrößenbereich ab, in dem die für die Agglomeration wichtigen van-der-Waals-Kräfte eine Rolle spielen.

Im Rahmen der Versuche wurde neben dem Gasmassenstrom \dot{m}_F auch die Partikelbeladung η_P variiert. Die hier realisierten Parametervariationen zeigt Tabelle 4.6.

4.2.2. Numerisches Setup

Die zu untersuchenden Zykclone wurden im Rahmen der Simulation mit unterschiedlicher Modellierungstiefe wiedergegeben. Die Simulation des Stairmand-Zyklons sollte vor allem der Validierung des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Agglomerationsmodells dienen und basierte daher ausschließlich auf RANS-Daten. Dagegen wurde in der Simulation des Kreisel-Zyklons die Kopplung aller in dieser Arbeit beschriebenen Modelle (siehe Kapitel 3.1, 3.3 und 3.2) untersucht.

Stairmand-Zyklon

Das zuvor implementierte Modell für die Partikelagglomeration (siehe Abschnitt 3.3) wurde im Rahmen einer RANS-Simulation eines Stairmand-Zyklons getestet. Die Geometrie dieses Zyklons basiert auf den Arbeiten von Stairmand (1951) und wurde auch später oft als Modellgeometrie herangezogen (A. J. Hoekstra, 2000; J. J. Derksen, Sundaresan und Akker, 2006; J. W. Lee, Yang und D. Y. Lee, 2006). Die Geometrie wurde räumlich mit 380000 CVs und zeitlich mit einer Eulerschen Zeitschrittweite von $\Delta t_E = 0,0005 \text{ s}$ diskretisiert. Zur Turbulenzmodellierung wurde das von Speziale, Sarkar und Gatski (1991) vorgeschlagene Reynoldsspannungsmodell verwendet.

Die kontinuierliche Phase bestand aus Luft ($\rho_F = 1,229 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $\nu_f = 1,79 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$) mit einer mittleren Einlassgeschwindigkeit von $u_{in} = 10,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Als disperse Phase wurden, ähnlich wie bei den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Versuchen in der Drallbrennergometrie, Glaskugeln mit einer Dichte von $\rho_P = 2450 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ verwendet. Die Partikelgrößenverteilung lag hier jedoch in einem Bereich von $d_P = [0, 2; 10] \mu\text{m}$. Der flächenbezogene Massenstrom am Einlass betrug $\dot{q}_P = 0,0333 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ und die Partikel wurden mit 80 % der Fluidgeschwindigkeit injiziert ($v_{in} = 8,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$). Die verfolgten Partikel wurden bei einer Bodenberührung im Auffangbehälter oder beim Passieren des Auslasses aus der Simulation entfernt.

Die Simulation wurde mit drei verschiedenen Setups durchgeführt:

- Zwei-Wege-Kopplung ohne Inter-Partikel-Kollision,
- Vier-Wege-Kopplung mit Inter-Partikel-Kollision und Agglomeration, aber ohne Berücksichtigung der Anlagerungshistorie,
- Vier-Wege-Kopplung mit Inter-Partikel-Kollision, Agglomeration und Berücksichtigung der Anlagerungshistorie.

Kreisel-Zyklon

Die Geometrie des simulierten Kreisel-Zyklons entspricht größtenteils der des auch im Experiment untersuchten Geräts (siehe Abschnitt 4.2.1 und Maiss (2009)). Im Bereich des Schneckeneinlaufs mussten leichte Modifikationen in Kauf genommen werden, da sich die reale Geometrie nur sehr unzureichend mit Hilfe der von FASTEST4.0 benötigten, blockstrukturierten Gittern abbilden ließ. Da in dieser Geometrie die Kombination aller entwickelten Modelle, also auch die Kopplung des Partikeltrackings mit LES-Methoden (siehe Abschnitt 3.2.1), getestet werden sollte, wurde ein relativ feines numerisches Gitter mit 2,6 Mio. CVs mit einem Eulerschen Zeitschritt von $\Delta t_E = 0,0002 \text{ s}$ verwendet.

Wie im zuvor simulierten Stairmand-Zyklon war das Trägermedium auch hier Luft ($\rho_F = 1,229 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $\nu_f = 1,79 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$), die Einlassgeschwindigkeit wurde dabei so gewählt, dass sich im Schlitzeinlauf eine mittlere Geschwindigkeit von $u_{in} = 8,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ einstellte. Die disperse Phase bestand aus Glaskugeln mit einer Dichte von $\rho_P = 2450 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ in einem Partikelgrößenbereich von $d_P = [0, 2; 10] \mu\text{m}$. Der mittlere flächenbezogene Partikelmassenstrom am Einlass wurde mit $\dot{q}_P = 0,36 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ relativ hoch gewählt (entspricht einer Massenbeladung von $\eta_P = 0,015 \frac{\text{g}}{\text{g}}$). Die Partikel wurden am Einlass mit 80 % der Gasgeschwindigkeit injiziert und aus der Simulation entfernt, sobald sie den Auffangbehälter erreichten oder das Tauchrohr passiert hatten. Insgesamt entsprechen die Einstellungen der Simulationen damit der experimentellen Konfiguration A2 (siehe Tabelle 4.6).

Insgesamt wurden drei Simulationen des Kreisel-Zyklons durchgeführt. Die erste Simulation (im Folgenden als K0 bezeichnet) arbeitete mit voller Modellierungstiefe

Tabelle 4.7.: Simulationen zum Kreisel-Zyklon.

Simulation	zeitliches Modell	Turbulenz-Modell	Kollisionsmodell	Partikelinjektion
K0	quasi-instationär	LES	Agglomerationshistorie	Einlass
K1	quasi-instationär	LES	Agglomerationshistorie	Einlass + Seeding
K2	quasi-instationär	LES	Agglomeration	Einlass + Seeding

und die Partikel wurden ausschließlich am Zykloneinlauf zugegeben. Dieser Ansatz erwies sich jedoch als extrem langsam: Aufgrund der zu berechnenden Laufzeit der Partikel durch den Zyklon wären erste verwertbare Ergebnisse erst nach Rechenzeiten im Bereich von Jahren zu erwarten gewesen. Daher wurde ein zusätzliches Modell entwickelt, welches es ermöglichte, aus einem stationären Partikeltracking den Startzustand einer quasi-instationären Euler/Lagrange-Berechnung abzuleiten (siehe Abschnitt 3.2.2). Ausgehend von diesem Startzustand wurden -anschließend zwei Simulationen mit unterschiedlicher Modellierungstiefe durchgeführt. Im Rahmen der Simulation K1 wurden alle neu entwickelten Modelle eingesetzt, die Simulation K2 berücksichtigte zwar den Einfluss der Partikelagglomeration, die Agglomerationshistorie wurde jedoch vernachlässigt. Tabelle 4.7 zeigt einen Überblick über die zum Kreisel-Zyklon durchgeführten Simulationen.

Im Laufe einer LES-Simulation verlangt die Generierung der Einlassrandbedingungen besondere Beachtung. Da der großskalige Anteil der turbulenten Fluidbewegung in der Simulation direkt aufgelöst wird (siehe Abbildung 2.6), müssen auch die am Einlass definierten Geschwindigkeitskomponenten diese Bewegung widerspiegeln. Das besondere Problem liegt dabei in der lokalen und temporalen Kohärenz der im Grunde stochastisch beschreibbaren Turbulenz. Es genügt hier also nicht, eine Grundströmung durch Addition von stochastisch erzeugten Komponenten in einem zuvor definierten Maße zu randomisieren, sondern es müssen der Einlassgeschwindigkeit turbulente Bewegungen hinzugefügt werden, welche sowohl in einer Umgebung entsprechen dem Eulerschen Längenmaß L_T als auch in einem dem integralen Zeitmaß T_L (siehe Gleichung (2.59)) entsprechenden Zeitraum kohärent sind. Darüber hinaus muss bei Summation in Raum und Zeit für alle Komponenten $\sum_{L,T} u'_i = 0$ gewährleistet sein.

Im Rahmen der hier durchgeführten Simulationen wurde jedoch ein anderer Weg zur Generierung der in der Einlaufrandbedingung benötigten Turbulenzstruktur gewählt. Beim Bau der Versuchsanlage musste aufgrund baulicher Gegebenheiten in relativ kurzen Abstand ($l \approx 0,5$ m) vor dem Zykloneinlass ein 90° -Bogen installiert wer-

den (siehe Abbildung 4.35). Um den Einfluss dieses Bogens auf das Strömungsprofil im Einlass so weit wie möglich zu reduzieren, wurde direkt hinter dem Bogen eine einfache Venturi-Düse installiert, von der angenommen werden kann, dass sie einen vergleichmäßigen Effekt auf die Strömungsform ausübt (siehe ebenfalls Abbildung 4.35, Nr.4). Diese Düse wurde im Rahmen der Zyklonmodellierung ebenfalls abgebildet. Dabei wurde angenommen, dass die Turbulenzstruktur im Nachlauf der Düse hauptsächlich von dieser beeinflusst wird und die Simulation damit die turbulenten Geschwindigkeitskomponenten im Einlass des nachfolgenden Zyklons korrekt wiedergibt.

4.2.3. Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich der Kreisel-Zyklon experimentell untersucht, experimentelle Daten zum Stairmand-Zyklon wurden der Literatur entnommen (z. B. Ho und Sommerfeld (2002a)).

Experimentelle Ergebnisse

Es wurden Geschwindigkeitsprofile und zeitliche Konzentrationsverläufe an verschiedenen Stellen im Inneren des Kreisel-Zyklons gemessen. Alle Messungen wurden auf der Basis von Lichtschnittaufnahmen der dispersen Phase durchgeführt. Dabei wurde für die Geschwindigkeitsmessung ein PIV-Verfahren angewandt. Die Konzentrationsfluktuationen wurden aufgrund von Grauwertschwankungen in einzelnen Bereichen der PIV-Bilder ermittelt.

Geschwindigkeiten Die ersten Ergebnisse der PIV-Messungen am Kreisel-Zyklon sind die Vektorfelder der Geschwindigkeiten. Abbildung 4.37 zeigt die Resultate der Konfigurationen A1 und A2 (zur genauen Beschreibung der verwendeten Parameter siehe Tabelle 4.6) in dieser Form. Die Vektorfelder der restlichen Messungen sind im Anhang A.2 dargestellt. Werden die Daten einer radialen Koordinate aus dem zuvor ermittelten Vektorfeld extrahiert, so ergeben sich für die einzelnen Konfigurationen unterschiedliche Profile. Beispielhaft ist in Abbildung 4.38 (a) die axiale Komponente der Partikelgeschwindigkeit V_{ax} über dem dimensionslosen Zyklondurchmesser in Abhängigkeit der jeweils gewählten Partikelkonzentration c_M dargestellt. Der Rand des Tauchrohres liegt bei $y/D = 0,14$.

Bei Betrachtung des Leistungsdichtespektrums der zeitlichen Signale der Partikelgeschwindigkeiten ergibt sich kein klares Bild (siehe Abbildung 4.38 (b)). Es scheint ein lokales Maximum bei $f \approx 45$ Hz zu existieren, dieser ist jedoch nur sehr undeutlich ausgeprägt. Auch die Analyse weiterer Geschwindigkeitssignale ergab keine klaren Ergebnisse.

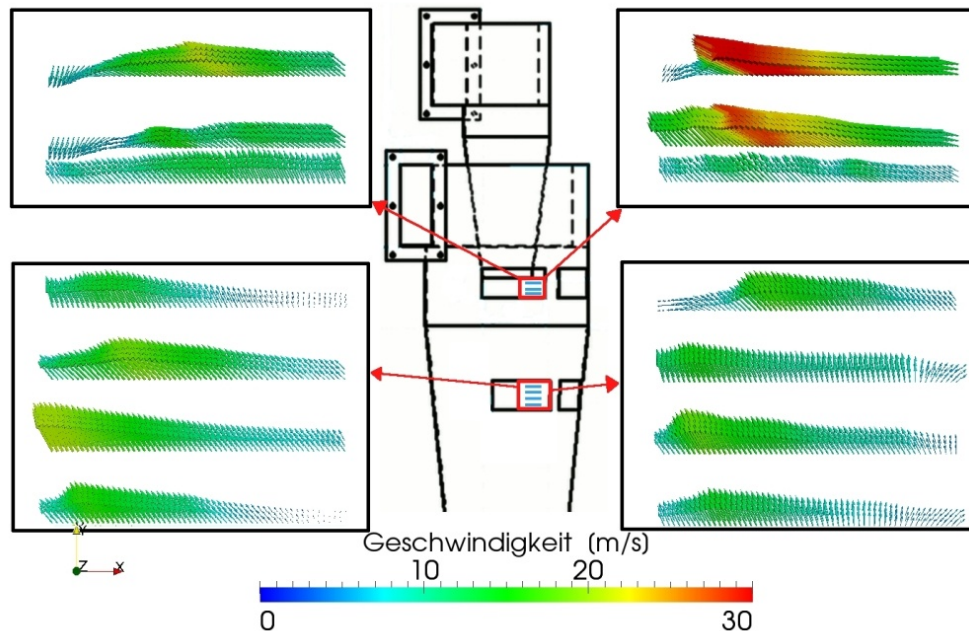


Abbildung 4.37.: Experimentell ermittelte Partikelgeschwindigkeiten im Kreiselszyklon. Dargestellt sind die zwei Konfigurationen A2 (links) und A1 (rechts).

Konzentrationen Das in Abbildung 4.39 (a) dargestellte Leistungsdichtespektren des zeitlichen Signals der Volumenkonzentration zeigt ein sehr viel klareres Signal als die auf den Partikelgeschwindigkeiten basierende Auswertung (Abbildung 4.38 (b)). Zusätzlich zeigt Abbildung 4.39 (b) die in unterschiedlichen Höhen aufgezeichneten Spektren.

Numerische Ergebnisse

Das Verhalten des im Rahmen dieser Arbeit implementierten hochaufgelösten Euler/Lagrange-Verfahrens wurde in zwei unterschiedlichen Zyklongeometrien untersucht. Zur näheren Beschreibung der verwendeten Setups sowie der realisierten Prozessparameter siehe 4.2.2.

Stairmand-Zyklon Die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Ansätze zur Modellierung der Anlagerungshistorie und Porosität wurden im Rahmen von Simulationen eines Stairmand-Zyklons getestet. Die verwendeten numerischen Modelle und untersuchten Prozessparameter sind im Abschnitt 4.2.2 dargestellt.

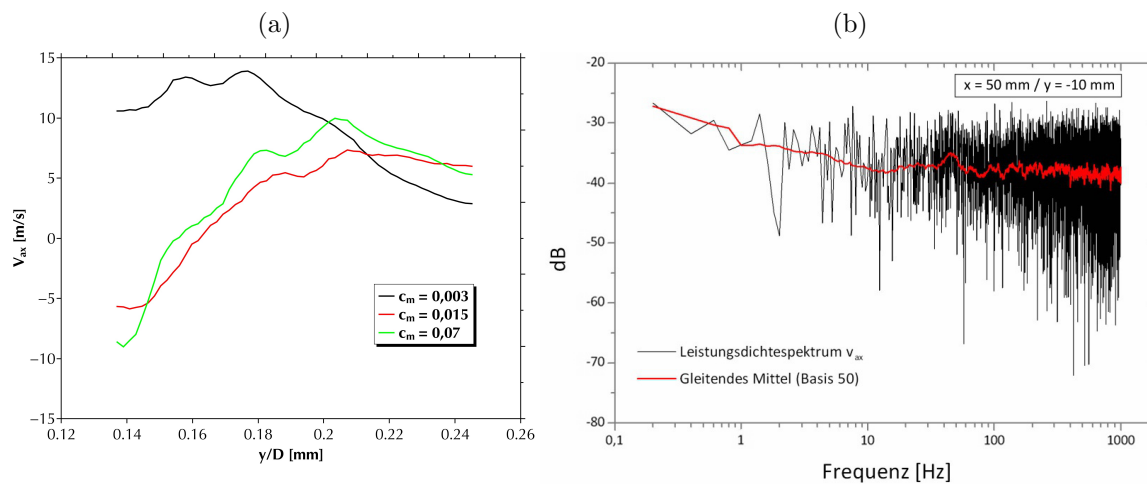


Abbildung 4.38.: (a) Experimentell ermittelte Profile der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} am Tauchrohrentritt (Konfigurationen A1 bis A3); (b) Leistungsdichtespektrum des Messsignals der Axialgeschwindigkeit V_{ax} (Messung B2).

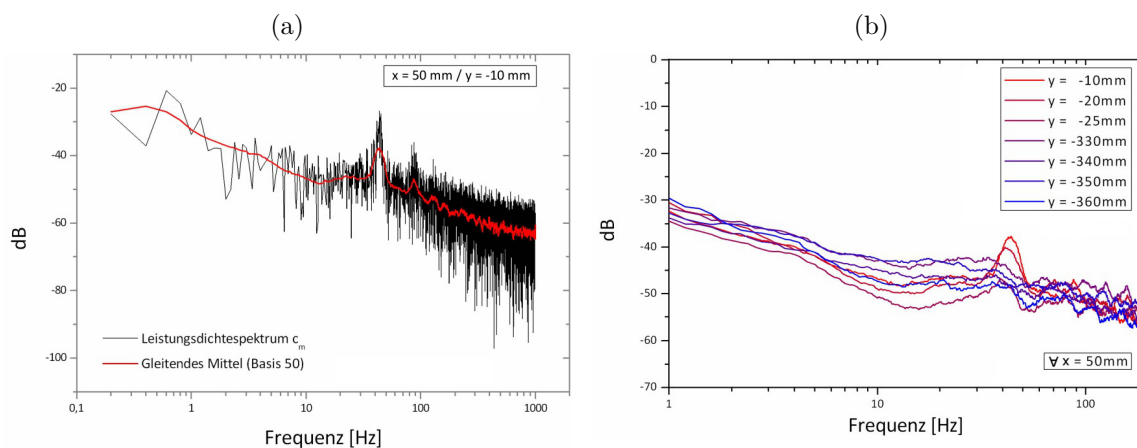


Abbildung 4.39.: Messung B2: (a) Leistungsdichtespektrum des Messsignals der Partikelvolumenkonzentration c_V ; (b) Vergleich der geglätteten Leistungsdichtespektren der in verschiedenen Höhen des Zyklons gemessenen Partikelvolumenkonzentration c_V .

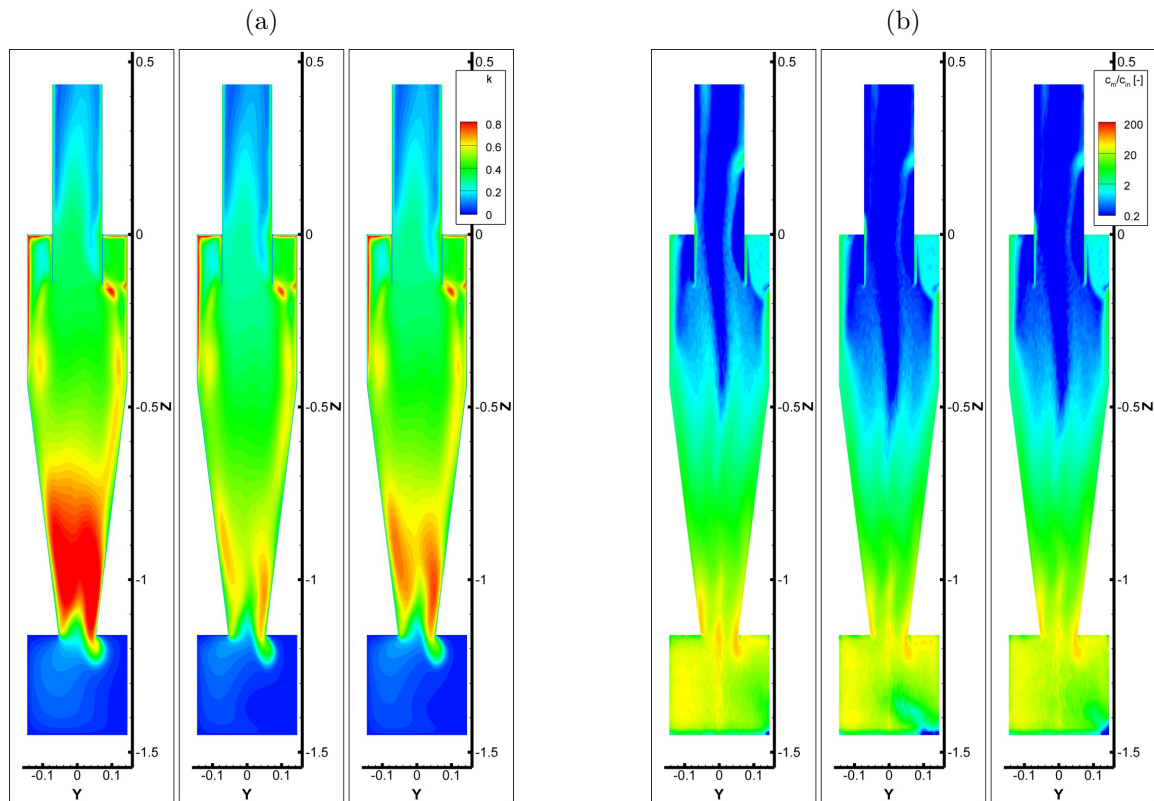


Abbildung 4.40.: Turbulente kinetische Energie k (a) und normalisierte Partikelkonzentration c_M/c_{in} (b) im Stairmand-Zyklon. Innerhalb der Gruppen: Links: ohne Kollision und Agglomeration; Mitte: Mit Kollision und Agglomeration, aber ohne Agglomerationshistorie; Rechts: Mit Kollision, Agglomeration und Agglomerationshistorie. Zu den realisierten Prozessparametern siehe Abschnitt 4.2.2.

Zunächst wurden die sich bei Verwendung der unterschiedlichen Modellierungsansätze¹² ergebenden Strömungsfelder qualitativ miteinander verglichen. So zeigt Abbildung 4.40 (a) die turbulente kinetische Energie k , Abbildung 4.40 (b) die Partikelkonzentration c_M in einer Schnittebene entlang der Hauptachse des Zyklons. Während die Einflüsse der Partikel im oberen Teil des Zyklons aufgrund der hier herrschenden relativ niedrigen Konzentrationen nur gering sind, ist im unteren Teil eine deutliche Beeinflussung der Gasströmung durch die disperse Phase zu registrieren.

¹²Ohne Kollision; mit Kollision und Agglomeration; mit Kollision, Agglomeration und Anlagerungshistorie.

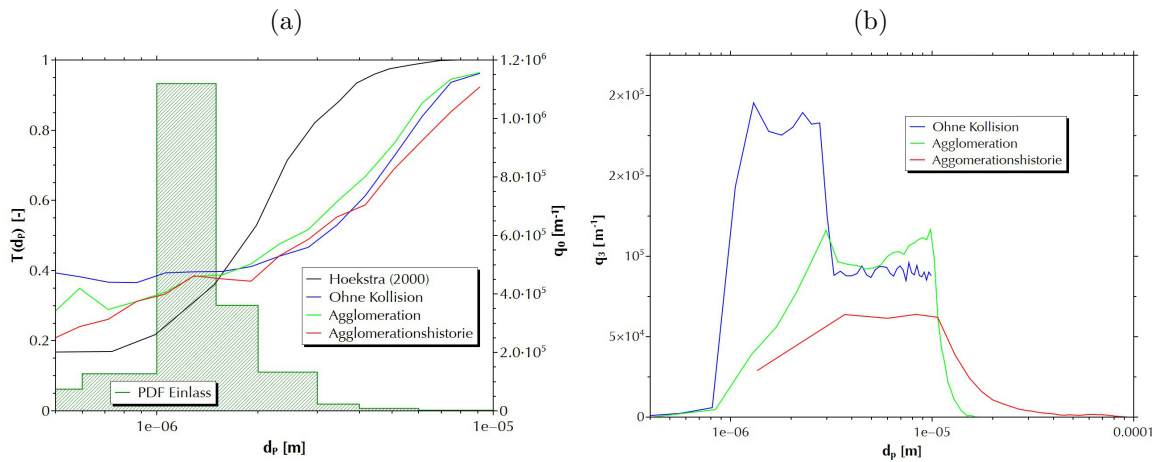


Abbildung 4.41.: (a) Trennkurven des Stairmand-Zyklons bei unterschiedlichen Modellierungsansätzen. Die dabei verwendeten leicht modifizierte Definition der Abscheiderate ist in Gleichung (4.5) dargestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich die Partikelgrößenverteilung am Einlass dargestellt. (b) Agglomerationsbedingte Verschiebung der Partikelgrößenverteilung in den verschiedenen Simulationsvarianten.

Einen Vergleich verschiedener Kollisions- bzw. Agglomerationsmodelle zeigen die in Abbildung 4.41 (a) dargestellten Abscheideraten für den Stairmand-Zyklon. Zum Vergleich sind im Diagramm zusätzlich die Ergebnisse von A. J. Hoekstra (2000) zur Abscheidung im Stairmand-Zyklon sowie die Partikelgrößenverteilung am Einlass des Zyklons dargestellt.

Weiterhin lässt sich die berechnete Partikelagglomeration anhand der Verschiebung von Partikelgrößen zeigen (siehe Abbildung 4.41 (b)). Die dargestellten Verteilungen wurden jeweils im Anschluss an das Lagrangesche Tracking ermittelt, dabei entspricht die Kurve ohne Berücksichtigung der Partikelagglomeration der Einlassgrößenverteilung. Die zwei anderen Kurven zeigen deutlich den Einfluss der im Laufe der Simulation auftretenden Agglomeration: Während die unter Berücksichtigung der Agglomeration berechnete Verteilung nur eine mäßige Verschiebung zeigt, entstehen bei Verwendung des Modells der Agglomerationshistorie Agglomerate mit bis zu $d_p \approx 80 \mu m$.

Kreisel-Zyklon Abschließend sollten alle im Rahmen dieser Arbeit implementierte Modelle (instationäres Lagrange-Tracking auf Basis von LES-Daten, Schwarmbildung und Anlagerungshistorie, siehe Abschnitte 3.1, 3.3 und 3.2) in einem gemeinsamen Modell eines Kreisel-Zyklons getestet werden. Das Setup der dabei untersuchten Simulationen ist in Abschnitt 4.2.2 dargestellt.

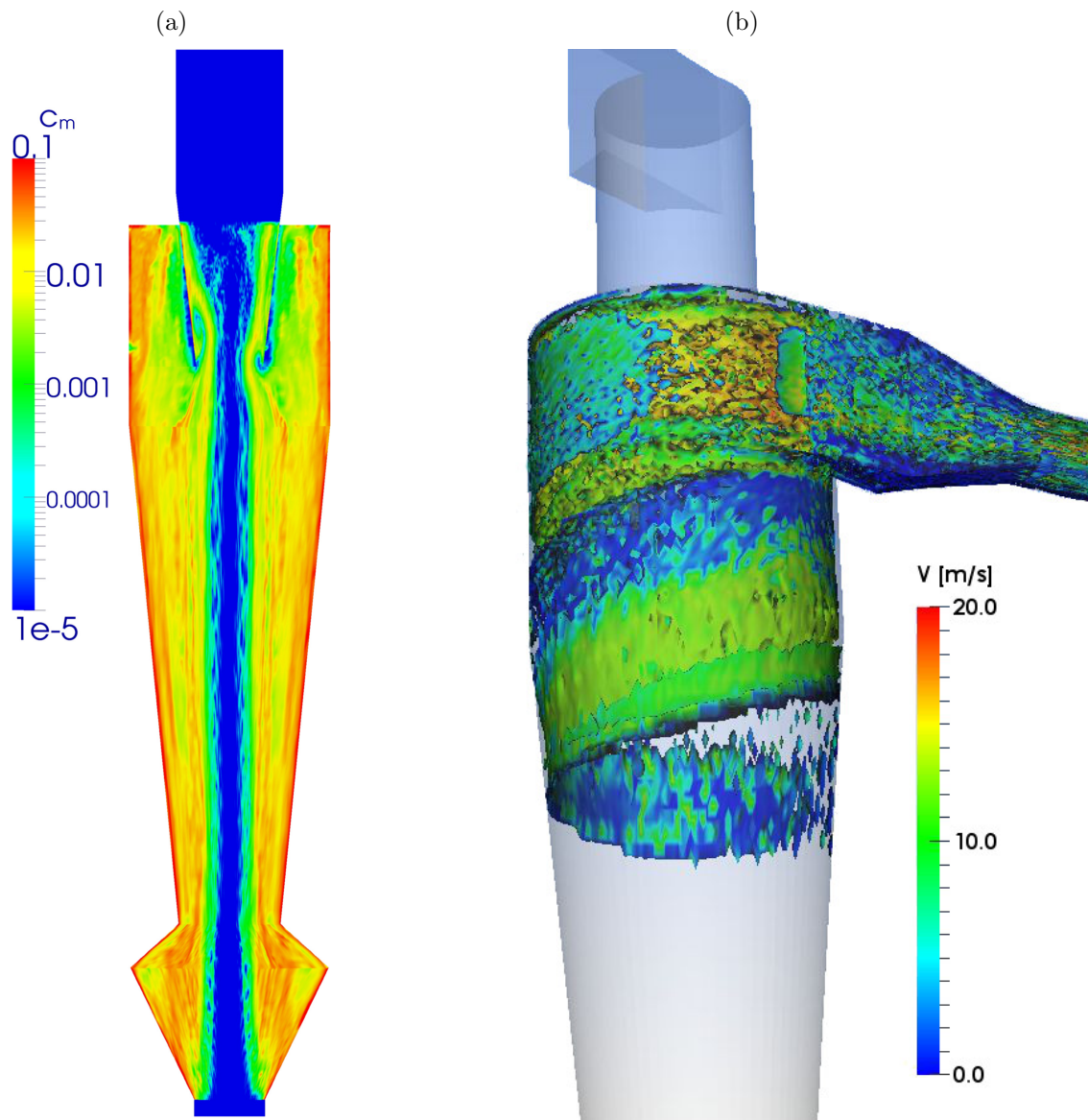


Abbildung 4.42.: Simulation K0: (a) Konzentration der Partikelphase c_M als Ergebnis eines stationären Euler/Lagrange-Trackings. Das zugrundeliegende Strömungsfeld ist die Lösung eines Zeitschrittes ($t = 0,97$ s) der LES-Simulation des Kreisels-Zyklons. (b) Instationäres Euler/Lagrange-Tracking auf Basis von LES-Daten, mittlere Partikelgeschwindigkeit V zum Zeitpunkt $t_P = 0,2$ s nach Injektion der ersten Partikel.

Im Rahmen der ersten Simulation K0 wurde ein konventioneller Ansatz für die Partikelinjektion gewählt. Es wurde zunächst eine reine Fluidsimulation durchgeführt, um so eine korrekte Lösung des Fluidfelds zu erhalten. Zum Zeitpunkt $t = 1,0\text{s}$ wurde diese Rechnung gestoppt und zunächst ein stationäres Euler/Lagrange-Tracking durchgeführt (siehe Abbildung 4.42 (a)). Dabei zeigte sich, neben dem partikelfreien Zyklonkern, dass schon in diesen stationären Simulationen der Einfluss der makroskopischen Wirbel auf die Partikelphase gut sichtbar wurde. Anschließend wurde die instationäre Fluidrechnung wieder aufgenommen und die ersten Partikel der dispersen Phase am Zycloneinlass injiziert und damit die voll gekoppelte quasi-instationäre Euler/Lagrange-Rechnung gestartet.

Im Laufe der Simulation zeigte sich jedoch, dass die ausschließliche Injektion der Partikel am Einlass zu extrem lange Rechenzeiten bis zum Erhalt verwertbarer Ergebnisse führen würde. Daraufhin wurde zunächst eine Parallelisierung des Partikeltrackings auf Basis von OpenMP (Chapman, Jost und Paas, 2008) entwickelt. Eine anschließend auf 16 parallelen Prozessoren durchgeführte Rechnung zeigte bezüglich der Rechenzeit deutliche Verbesserungen gegenüber der seriellen Version. Jedoch wurde zur Berechnung eines Zeitschritts von $\Delta t_E = 0,0002\text{s}$ immer noch eine Rechenzeit von etwa 4 Stunden benötigt.

Mit Hilfe der parallelisierten Version des Partikeltrackings wurde ein Zeitraum von $\Delta t = 0,2\text{s}$ Realzeit berechnet, jedoch wurden hierfür über fünf Monate Rechenzeit benötigt. Zu diesem Zeitpunkt waren die ersten Partikel in den Körper des Zyklons eingetreten und hatten etwa ein Drittel des Weges zum Staubbunker zurückgelegt (siehe Abbildung 4.42 (b)). Da abzuschätzen war, dass die zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes benötigte zusätzliche Rechenzeit eher im Bereich von Jahren als von Monaten gelegen hätte, wurde die Simulation K0 hier abgebrochen.

Aufgrund der zur Berechnung der Einlaufphase benötigten langen Rechenzeiten, wurde das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Sampling aus einem stationären Tracking entwickelt. Mit Hilfe dieses Ansatzes wurde aus der in Abbildung 4.42 (a) dargestellten stationären Simulation K0 jeweils ein Startzustand für die quasi-instationäre Simulationen K1 und K2 abgeleitet. Dabei wurden in der stationären Simulation 2000 Parcel verfolgt, die Samplingrate wurde mit $f_{Sp} = 1/t_E = 5000\text{Hz}$ dem später verwendeten Eulerschen Zeitschritt angepasst. Die Einstellungen entsprachen dabei bis auf das zeitliche Modell den in der jeweils anschließenden Simulationen K1 bzw. K2 gewählten Parametern. Mit diesen Rahmenbedingungen ergab sich für jede Simulation ein aus ca. 2,5 Mio. Parceln bestehender Startzustand.

Ausgehend von diesen Startzuständen wurden zwei quasi-instationäre Simulation durchgeführt. In der Simulation K1 wurde die Inter-Partikel Kollision mit Berücksichtigung der Agglomeration und der Agglomerationshistorie modelliert. Die zweite Simulation K2 berücksichtigte ebenfalls Inter-Partikel-Kollisionen und Agglomeration, die Agglomerationshistorie wurde jedoch vernachlässigt. Beide Rechnungen wurden nach ca. einem Monat Rechenzeit gestoppt. In diesem Zeitraum konnten ca. 160

Zeitschritte mit einer Zeitschrittweite von $\Delta t_E = 0,0002$ s berechnet werden, dies entspricht $\Delta t \approx 0,03$ s Realzeit.

Nach Abschluss der Rechnungen wurde zunächst eine rein qualitative Untersuchung der sich verändernden Konzentrationsfelder im Zyklon durchgeführt. Abbildung 4.43 zeigt den Verlauf der Konzentrationsverteilung für die Simulation K1. Deutlich zu erkennen ist die Beeinflussung der Partikel durch die aufgelösten Wirbel im Inneren des Tauchrohrs. Aber auch im unteren Bereich des Zyklonkörpers entwickeln sich ab $t \approx 12$ μ s transiente Strukturen.

Aufgrund des hohen Datenaufkommens konnte nicht in jedem Euler-Schritt das gesamte Partikelfeld gespeichert werden¹³. Daher musste die anschließende zeitliche Analyse auf der Basis von ausgewählten Profildaten durchgeführt werden. Dabei lagen die zwei Profillinien p1 und p2 direkt unter der Mündung des Tauchrohres, die Profile p3 und p4 lagen ca. einen halben Zyklondurchmesser tiefer. In allen Profilen wurde der komplette Durchmesser der Zyklons untersucht, um auch mögliche Abweichungen vom radialsymmetrischen Strömungsbild zu erfassen. Abbildung 4.44 zeigt die Lage aller untersuchten Profile im Zyklonkörper.

In jedem der untersuchten Profile wurden die folgenden physikalischen Eigenschaften an 50 äquidistanten Messpunkten aufgenommen:

Fluid: Komponenten der mittleren Geschwindigkeit U_{ax} , U_{rad} , U_{tan} ; Druck p .

Partikel: Komponenten der mittleren Geschwindigkeit V_{ax} , V_{rad} , V_{tan} ; Komponenten der fluktuierenden Geschwindigkeit v'_{ax} , v'_{rad} , v'_{tan} ; Partikelkonzentration c_M ; mittlere Partikeldurchmesser d_P ; mittleren Partikeldichte ρ_P .

Da die Wiedergabe aller erhaltenen Daten diesen Rahmen sprengen würde, sollen in diesem Abschnitt nur einige der untersuchten Größen exemplarisch dargestellt werden. Eine vollständige Zusammenstellung aller Ergebnisse findet sich in Abschnitt B.2.

Die Abbildungen 4.45 und 4.46 zeigen die axiale bzw. radiale Komponente der mittleren Gasgeschwindigkeit U . Die Diagramme zeigen dabei in jedem Messpunkt neben dem Medianwert der zeitlichen Entwicklung, das obere und untere Quartil sowie die nach Gleichung (4.3) berechneten Verteilungsgrenzen. Diese Angaben erlauben direkt eine qualitative Beurteilung der Verteilungsbreiten der jeweils dargestellten Größen in jedem Messpunkt. Zusätzlich werden Werte, welche nicht innerhalb der Verteilungsgrenzen liegen, als Ausreißer dargestellt.

Die axiale Komponente der Gasgeschwindigkeit U_{ax} zeigt nur eine sehr geringe Variation über der Zeit. Die Verteilungsbreiten sind, bezogen auf globalen Wertebereich der Profile, extrem klein, schon Messungen mit nur geringer Abweichung werden als Ausreißer bewertet. Auch die links oben in Abbildung 4.45 dargestellte Vergrößerung

¹³Die Speicherfrequenz für das gesamte Partikelfeld beträgt 500 Hz, das Feld wird also in jedem zehnten Euler-Schritt gespeichert.

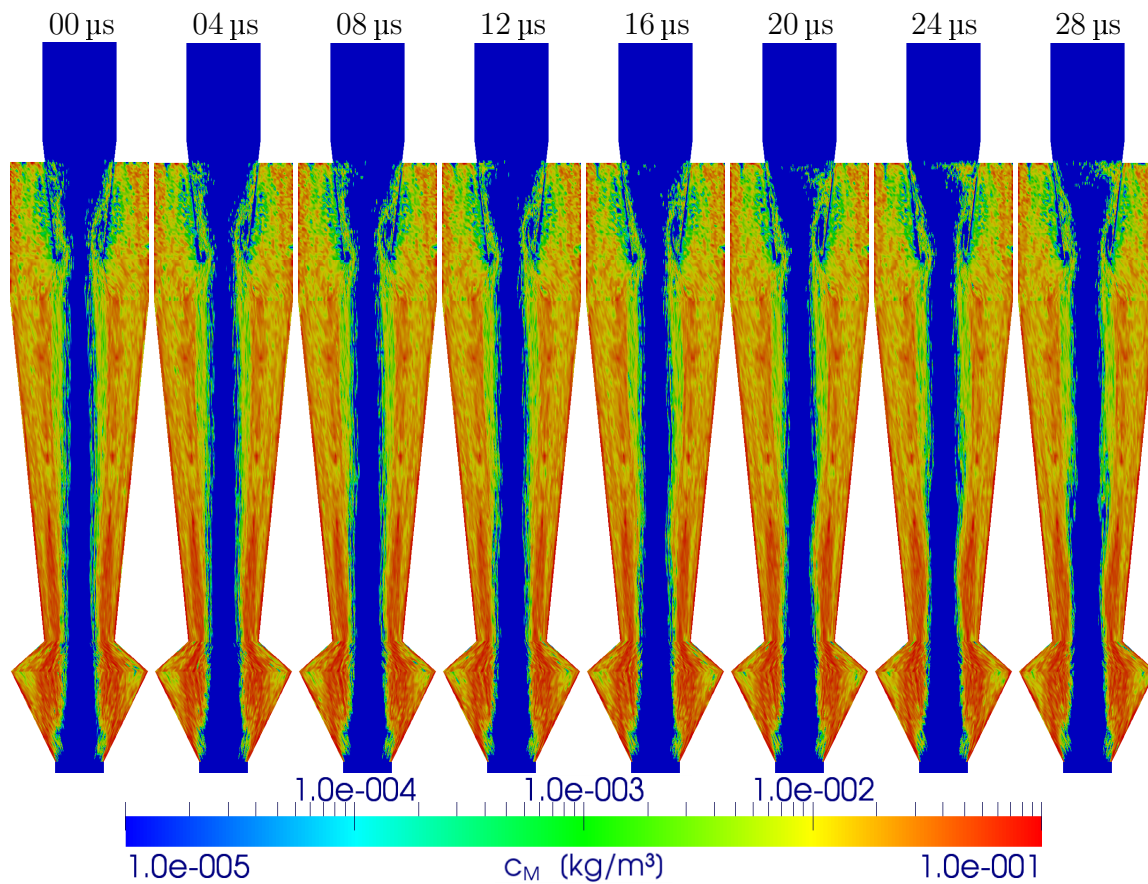


Abbildung 4.43.: Simulation K1: Zeitliche Entwicklung des Konzentrationsfeldes auf der Ebene $x/D = 0,0$.

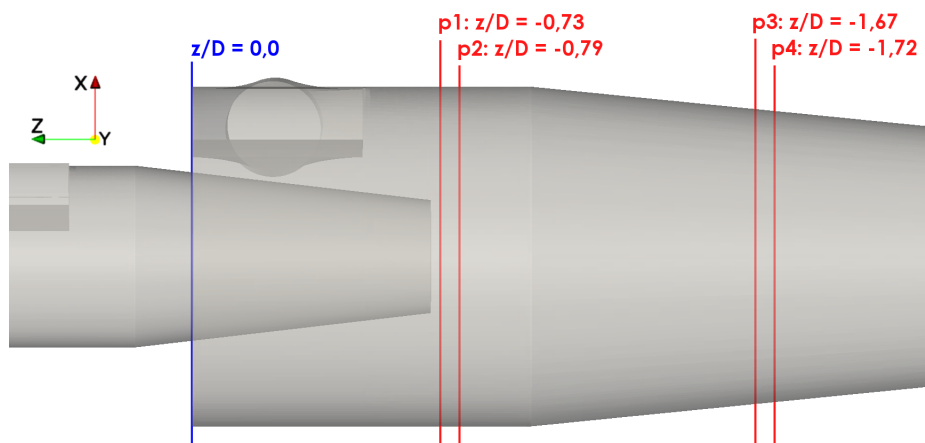


Abbildung 4.44.: Position der untersuchten Profile im Kreisels-Zyklon.

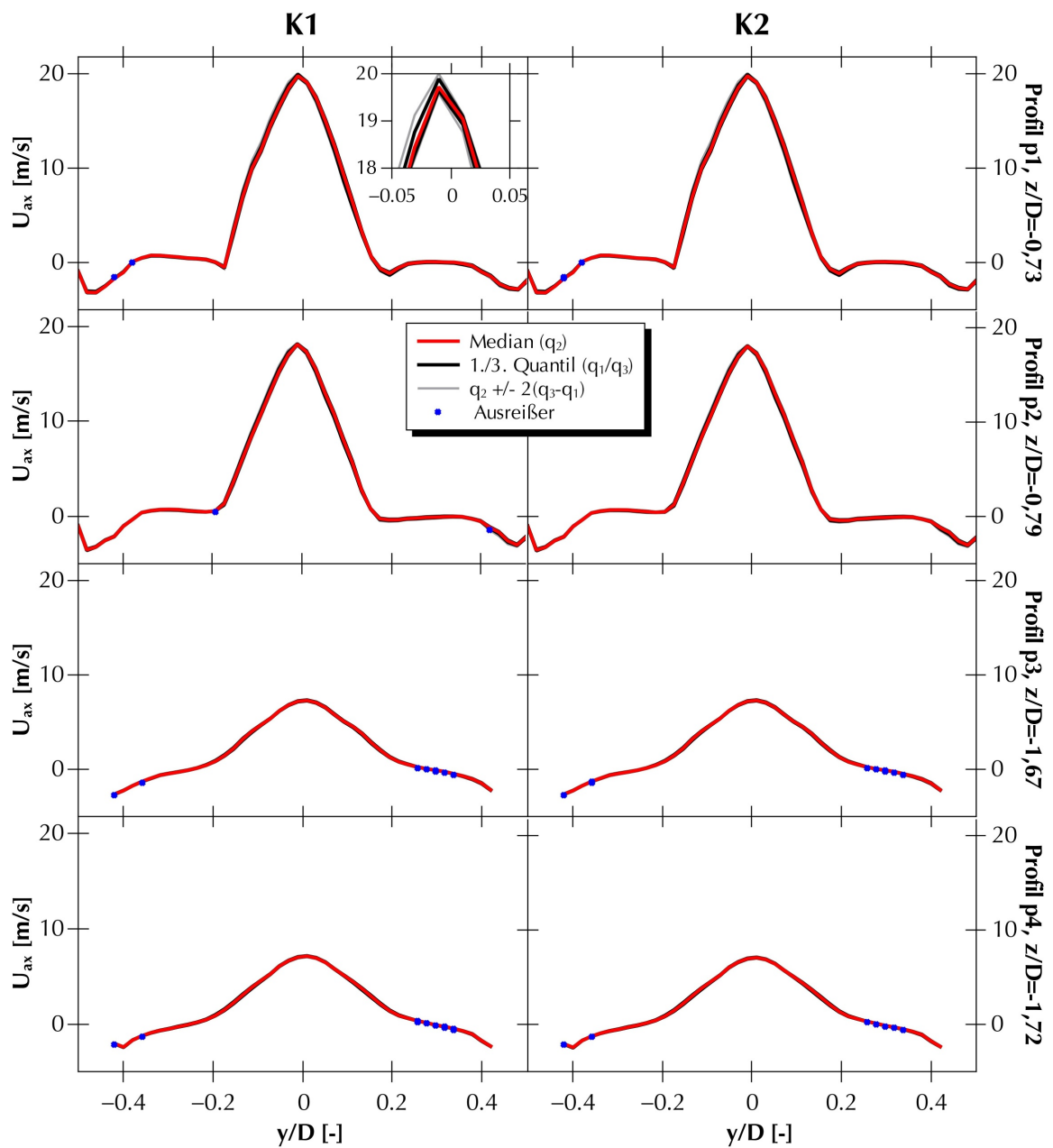


Abbildung 4.45.: Zeitliche Verteilung der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres. Zur besseren Abschätzung der Schwankungsbreiten ist oben links eine Vergrößerung des Profile p1 der Simulation K1 dargestellt.

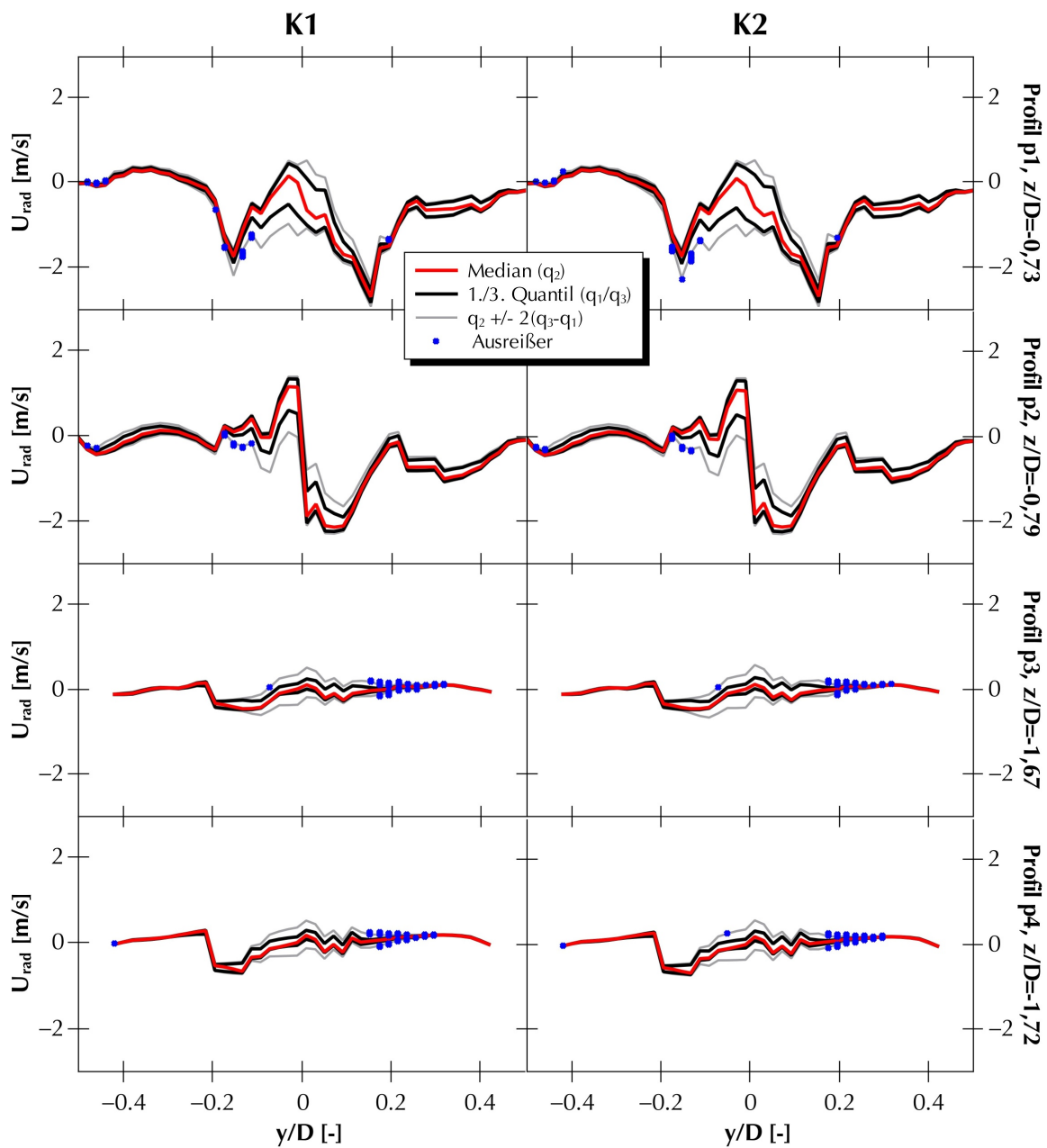


Abbildung 4.46.: Zeitliche Verteilung der radialen Gasgeschwindigkeit U_{rad} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

des Profils p1 im Bereich der Mittelachse der Simulation K1 zeigt nur sehr enge Verteilungsbreiten.

Insgesamt geben die Profile der axialen Gasgeschwindigkeit das zu erwartende Verhalten eines Zyklons wieder: während in Wandnähe eine abwärts gerichtete Strömung existiert, wird der Bereich des Wirbelkerns von einer Strömung mit starker positiver Axialgeschwindigkeit dominiert. Zwischen diesen Bereichen existiert eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Region, welche durch kleine Axialgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist.

Die in Abbildung 4.45 abgebildeten Radialgeschwindigkeiten zeigen dagegen deutlich stärkere zeitliche Schwankungen. Hier erreicht die Breite der zeitlichen Verteilung in einigen Bereichen fast 50% der Breite des gesamten Wertebereichs des Profils. Diese großen Verteilungsbreiten treten dabei vor allem im Gebiet des Wirbelkerns auf.

Auch fällt in diesen Profilen deutlicher als in den zuvor betrachteten Daten der Axialgeschwindigkeiten auf, dass die Strömung nicht radialsymmetrisch ist. Dabei treten die stärksten Abweichungen von der Symmetrie ebenfalls im achsennahen Bereich auf.

Werden die Geschwindigkeitskomponenten des Fluid mit denen der dispersen Phase verglichen (siehe Abbildung 4.47), so fällt auf, dass die Partikel im Mittel dem Fluid relativ eng folgen. Dabei konnten die Geschwindigkeiten jedoch nur im äußeren Bereich des Zyklons verglichen werden, im Bereich des Wirbelkerns wurden bei der Auswertung der dispersen Phase nur sehr geringe Datenraten erreicht. Aufgrund der daraus resultierenden statistischen Unsicherheit wurde in dieser Region auf eine Darstellung verzichtet.

Die deutlichsten Unterschiede zwischen den Geschwindigkeiten der kontinuierlichen und der dispersen Phase sind, wie schon zuvor die größten zeitlichen Schwankungsbreiten, in der radialen Komponente zu finden. Darüber hinaus ist auch hier kein radialsymmetrisches Verhalten zu finden, die Abweichungen sind auf der Einlaufseite¹⁴ des Zyklons deutlich stärker als in der gegenüberliegenden Hälfte.

Werden die aus der Simulation der dispersen Phase resultierenden Profile betrachtet, so fällt zunächst die im Vergleich zum Fluid deutlich stärkere Streuung der einzelnen Werte auf. So folgt die in Abbildung 4.48 dargestellte axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} zwar im Mittel der Gasströmung gut (siehe Abbildung 4.47), jedoch zeigen sich Bereiche, in denen entweder die ermittelten Verteilungsbreiten sehr viel größer als in der fluiden Phase sind, oder aber deutlich mehr Ausreißer detektiert werden. So zeigt das Profil p1 in beiden Simulation auf der dem Einlass abgewandten Seite sehr breite Verteilungen, in den Profilen p3 und p4 ergeben sich auf der Einlassseite viele Messungen, die nicht auf Basis der hier relativ engen Verteilung erklärt werden können.

Die in Abbildung 4.49 dargestellten Profile des mittleren Partikeldurchmessers zeigen ein größtenteils unklares Verhalten. Bei der Betrachtung fallen, neben den großen

¹⁴Bereich positiver y/D Werte

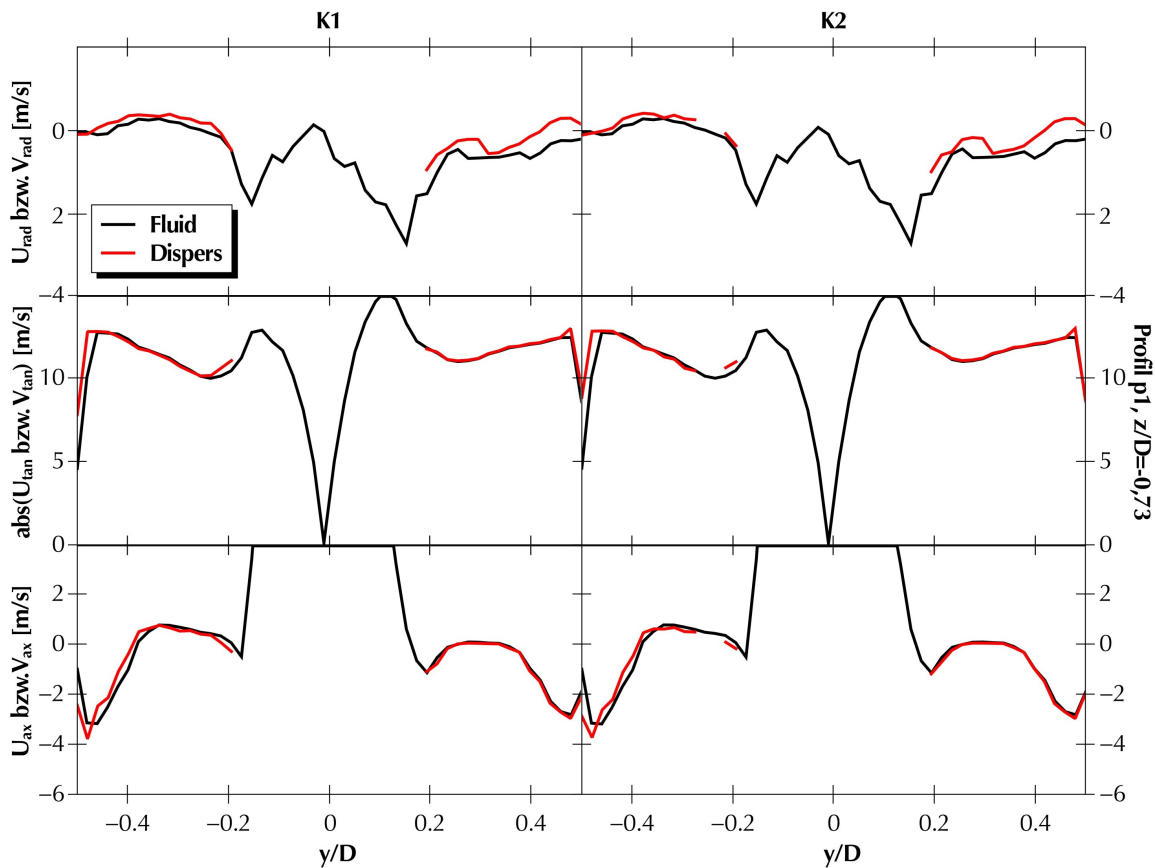


Abbildung 4.47.: Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten der fluiden und dispersen Phase im Profil p1 der Simulationen K1 und K2. Oben: Radiale Komponente U_{rad} bzw. V_{rad} ; Mitte: Tangentiale Komponente U_{tan} bzw. V_{tan} ; Unten: Axiale Komponente U_{ax} bzw. V_{ax} .

Schwankungsbreiten, vor allem die relativ kleinen mittleren Partikeldurchmesser auf. Diese Verschiebung gegenüber der in Abbildung 4.41 (a)¹⁵ dargestellten Aufgabeverteilung lässt sich jedoch durch die in Lag3D vorgenommene anzahlbasierte Mittelung des Partikeldurchmessers erklären.

Die Gleichmäßigkeit der Verteilungen des mittleren Partikeldurchmessers über dem Zyklondurchmesser erlauben nur wenige Rückschlüsse auf das Trennverhalten des Gesamtsystems. Einzig die leicht erhöhten mittleren Durchmesser im Bereich des Konusmantels (siehe Abbildung 4.49, Außenbereiche der Profile p3 und p4) lassen auf eine mit der Partikelgröße in Zusammenhang stehende Separation schließen. Hierbei scheint der zugrundeliegende Mechanismus in Simulation K1 stärker als in Simulation

¹⁵In den Simulationen zu Kreisel- und Stairmand-Zyklon wurden übereinstimmende Partikelfraktionen verwendet.

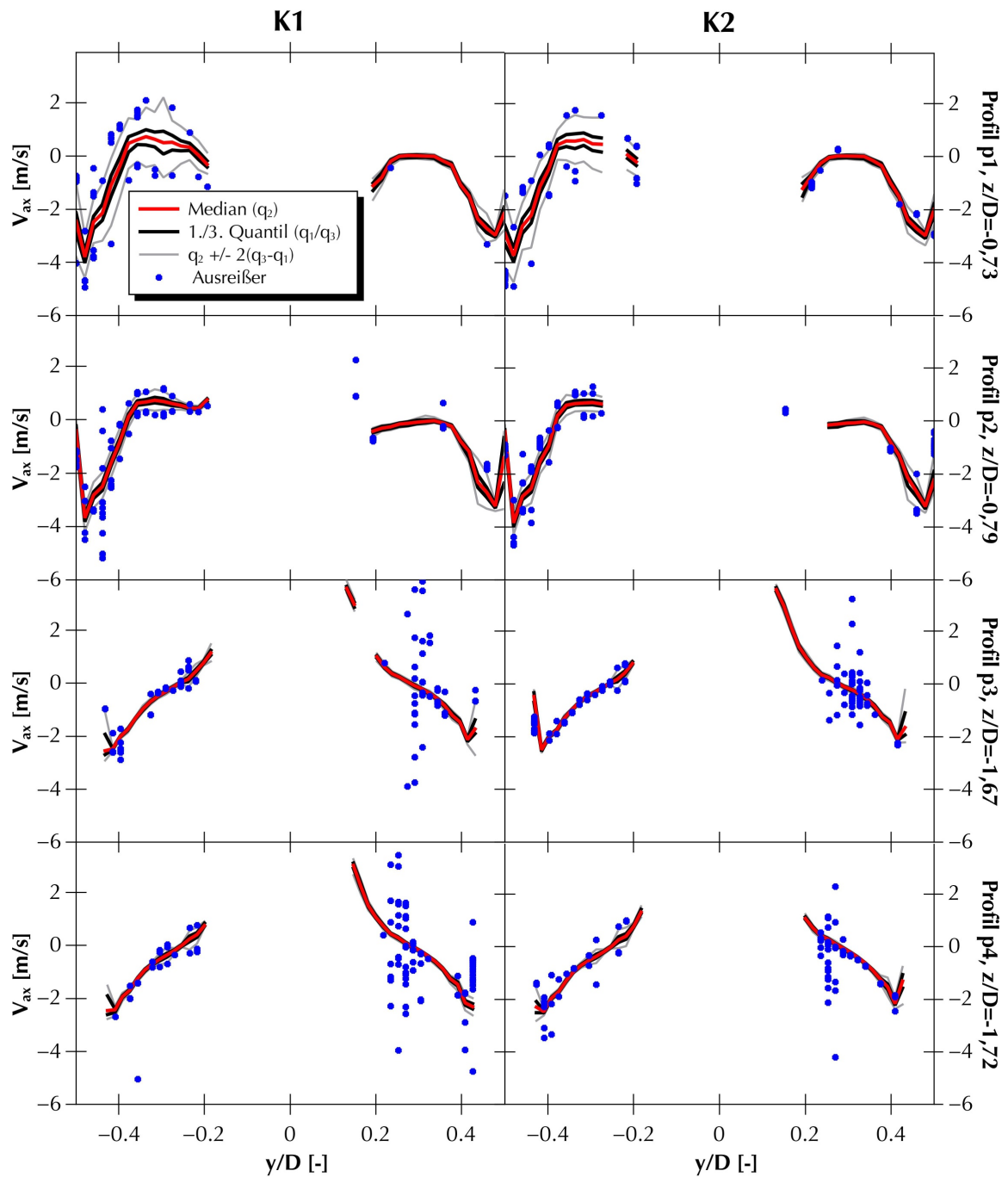


Abbildung 4.48.: Zeitliche Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} (Simulation K1 und K2). Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

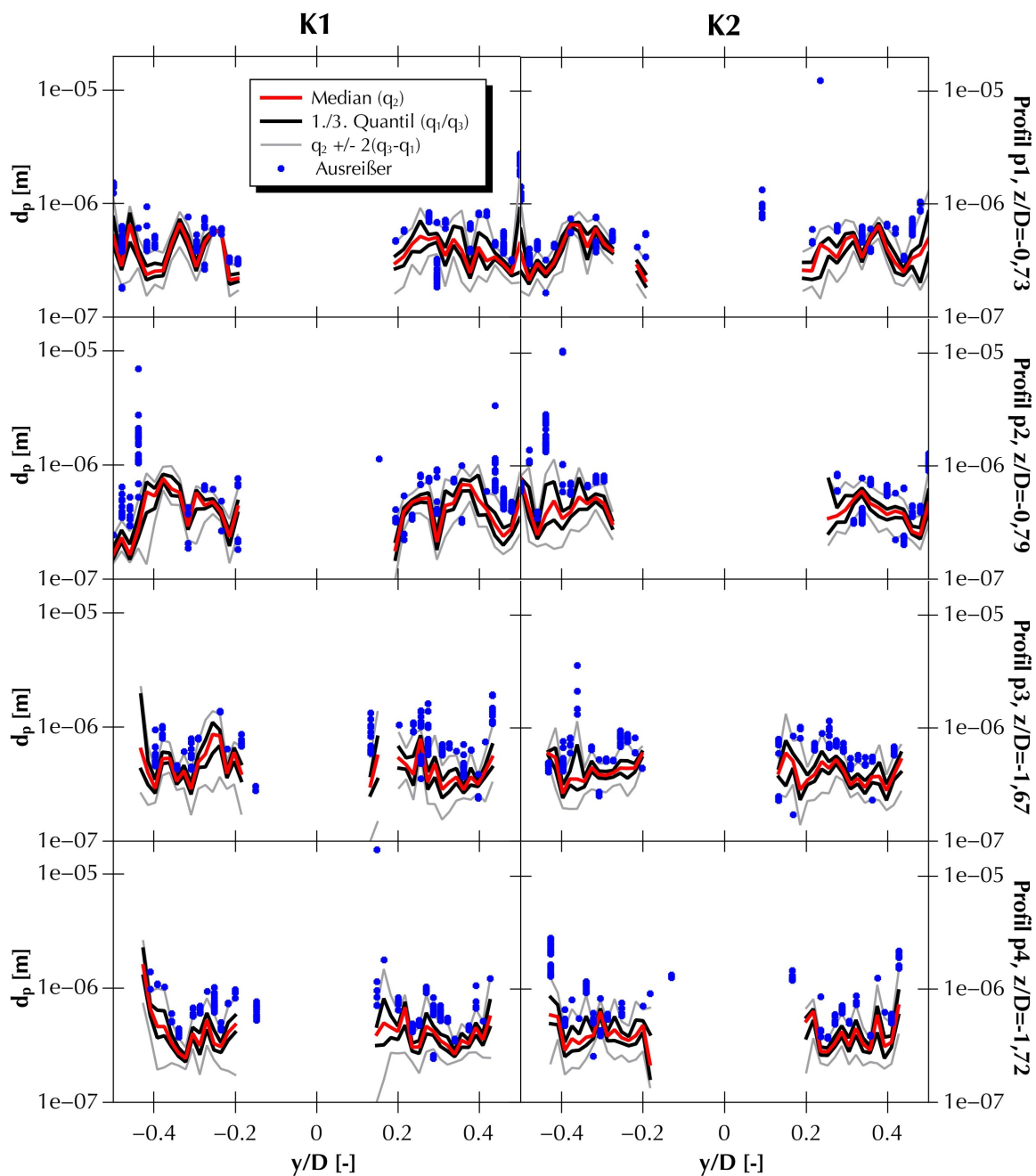


Abbildung 4.49.: Zeitliche Verteilung des mittleren Partikeldurchmessers d_p (Simulation K1 und K2). Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

K2 ausgeprägt zu sein. Die Erhöhung des mittleren Durchmessers ist hier sowohl in Profil p4 als auch in Profil p3 wahrzunehmen, in Simulation K2 kann der Effekt dagegen nur in Profil p4 beobachtet werden.

Um zu einer genaueren Beschreibung des Partikelverhaltens im Inneren des Zyklons zu gelangen, wurde an der Position $y/D = 0,31$ des Profils p3 eine genauere Analyse des zeitlichen Verhaltens durchgeführt. Dieser Punkt wurde zum einen ausgewählt, da er sich im Bereich zwischen abwärts gerichteter Einlaufströmung und der aufwärts gerichteten Strömung des Wirbelkerns befindet. Es ist damit anzunehmen, dass in dieser Region der eigentliche Separationsprozess stattfindet. Zum anderen wurde diese Position für eine nähere Untersuchung ausgewählt, da sie sich durch große Verteilungsbreiten in mehreren der aufgenommenen Größen auszeichnet. Es ist also zu erwarten, dass die gesuchten Effekte hier einen besonders starken Einfluss zeigen.

Die Abbildungen 4.50 bis 4.52 geben den zeitlichen Verlauf von jeweils zwei aufgetragenen Größen am oben definierten Punkt wieder. Dabei wurde die quasi-stationäre Rechnung zum Zeitpunkt $t = 0,0\text{s}$ gestartet. Im Bereich zwischen $t = 0,0\text{s}$ und $t = 0,004\text{s}$ wurden zwar Daten aufgezeichnet, diese waren aufgrund des Einfahrvorganges jedoch mit starken Schwankungen belegt und wurden daher im Rahmen der anschließenden Auswertung nicht berücksichtigt. Darüber hinaus wurde bei den aus der Lagrange-Rechnung erhaltenen Daten (siehe Abbildungen 4.51 und 4.52) über den Länge der gesamten Aufzeichnung relativ starke Schwankungen verzeichnet. Um die visuelle Erfassung des Verhaltens zu vereinfachen, wurden hier eine zusätzliche Glättung mit Hilfe lokaler Regressionsverfahren (Cleveland und Devlin, 1988) durchgeführt.

Werden nur die in Abbildung 4.50 (a) dargestellte Radialgeschwindigkeit des Fluid für sich allein betrachtet, so kann der Beginn eines zyklischen Verhaltens vermutet werden. Da im Rahmen der Simulationen jedoch nur etwa einen Zyklus abbildet wird hier jedoch keine ausreichende Sicherheit für eine solche Aussage gegeben. Darüber hinaus ist die aufgezeichnete Schwankung zwar als deutlich zu bezeichnen, wenn die Amplitude auf den Absolutwert der an diesem Punkt gemessenen Radialgeschwindigkeiten bezogen wird. Werden die Schwingung jedoch auf die maximalen Absolutwerte der Radialgeschwindigkeiten des Profils p3 bezogen (siehe Abbildung 4.46), so ergibt sich eine relative Amplitudenhöhe von ca. 1% des Bezugswertes.

Die aufgezeichneten Axialgeschwindigkeiten (siehe Abbildung 4.50 (b)) bestätigen die Annahme, dass die Systeme an der untersuchten Position nicht um einen Gleichgewichtszustand schwingen. Vielmehr zeigen beide Simulation in der Zeit monoton fallende Axialgeschwindigkeiten. Auch zeigt sich hier noch deutlicher als bei den zuvor betrachteten Radialgeschwindigkeiten, dass die für die Simulationen K1 und K2 gewählten unterschiedlichen Modellierungsansätze zwar geringfügige Änderungen im Verhalten der fluiden Phase hervorrufen, jedoch keine qualitativen Unterschiede zwischen den aufgezeichneten Werten zu erkennen sind.

Die in Abbildung 4.51 dargestellten Komponenten der Partikelgeschwindigkeit zeigen nach der auf Seite 134 beschriebenen Glättung der Kurven ein relativ un-

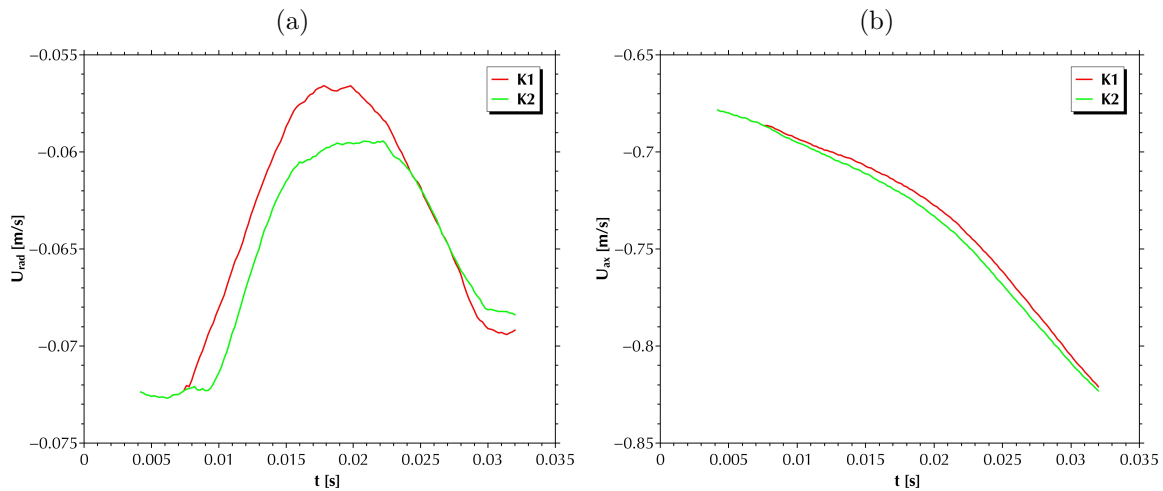


Abbildung 4.50.: Zeitlicher Verlauf der Komponenten der Gasgeschwindigkeit \mathbf{U} an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2). (a) U_{rad} ; (b) U_{ax} .

auffälliges Verhalten. Während die in Abbildung 4.51(a) dargestellte radiale Partikelgeschwindigkeit das Verhalten der entsprechende Komponente der Gasgeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.50(a)) nicht wiedergibt, ist der Knick bei $t \approx 0,02$ s sowohl im Verlauf der axialen Partikel- als auch Gasgeschwindigkeit zu erkennen. Der direkte Vergleich der zwei Simulationen K1 und K2 zeigt, dass sich die Verläufe der beiden betrachteten Komponenten nur marginal unterscheiden.

Ein ebenso unklares Verhalten zeigen die zeitlichen Profile von Partikelkonzentration c_M und mittlerem Partikeldurchmesser d_P (siehe Abbildung 4.52). Das in Abbildung 4.52 (a) dargestellte Profil der Partikelkonzentration weist, ebenso wie die axialen Komponenten der Partikel- und Gasgeschwindigkeit, bei $t \approx 0,02$ s einen leichten Knick auf. Dagegen zeigen die Verläufe des mittleren Partikeldurchmessers keine klar erkennbaren zeitlichen Gradienten, beide Kurven durchlaufen bei $t \approx 0,02$ s ein Minimum, welches in der Simulation K1 sehr viel deutlicher als in Simulation K2 ausgeprägt ist.

In Abbildung 4.53 (a) ist der mittlere Partikeldurchmesser d_P über der Konzentration c_M aufgetragen. Hier zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den zwei verwendeten Simulationsansätzen: Während die Simulation K1 im Bereich kleiner Konzentrationen auch deutlich verringerte mittlere Partikeldurchmesser zeigt, scheint der Partikeldurchmesser in der Simulation K2 nicht von der Konzentration abzuhängen.

Werden Konzentration oder Partikeldurchmesser über den Komponenten der Partikelgeschwindigkeit aufgetragen, so ergeben sich zumeist unklare Diagramme, die auf nur schwache Korrelationen schließen lassen. Beispielhaft stellt Abbildung 4.53 (b)

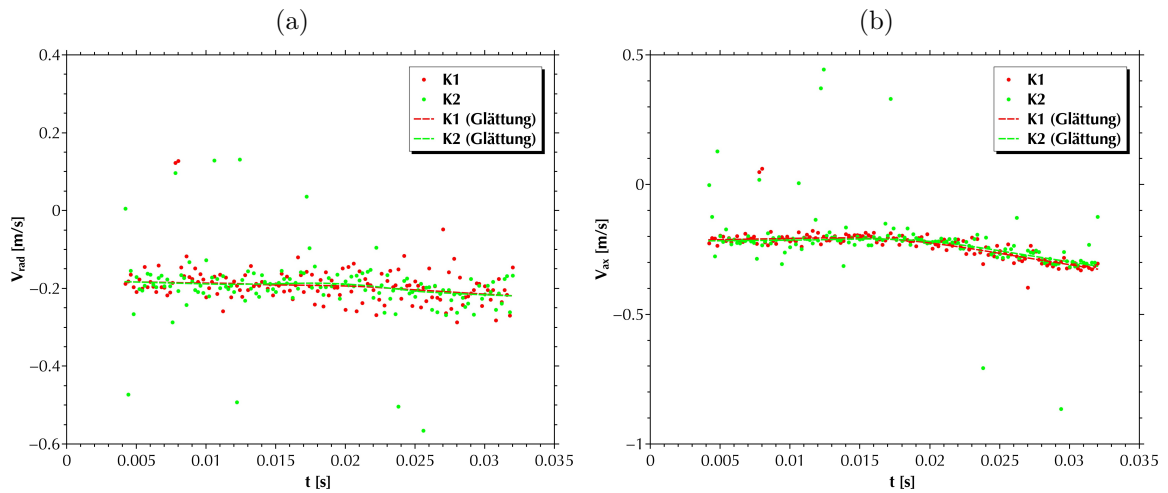


Abbildung 4.51.: Zeitlicher Verlauf der Komponenten der Partikelgeschwindigkeit \mathbf{V} an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2). (a) V_{rad} ; (b) V_{ax} .

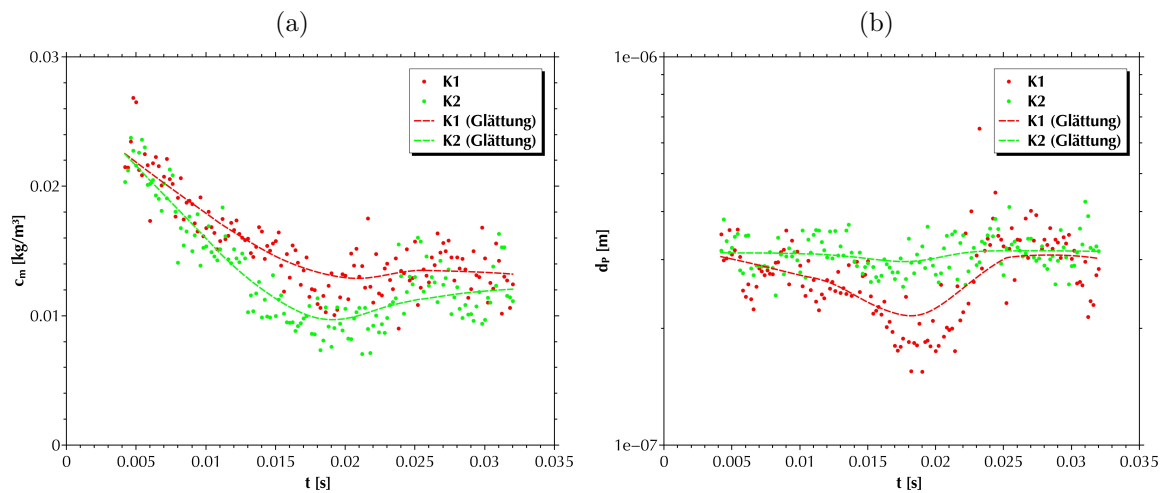


Abbildung 4.52.: Zeitlicher Verlauf (a) der Partikelkonzentration c_M sowie (b) des mittleren Partikeldurchmessers d_P an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2).

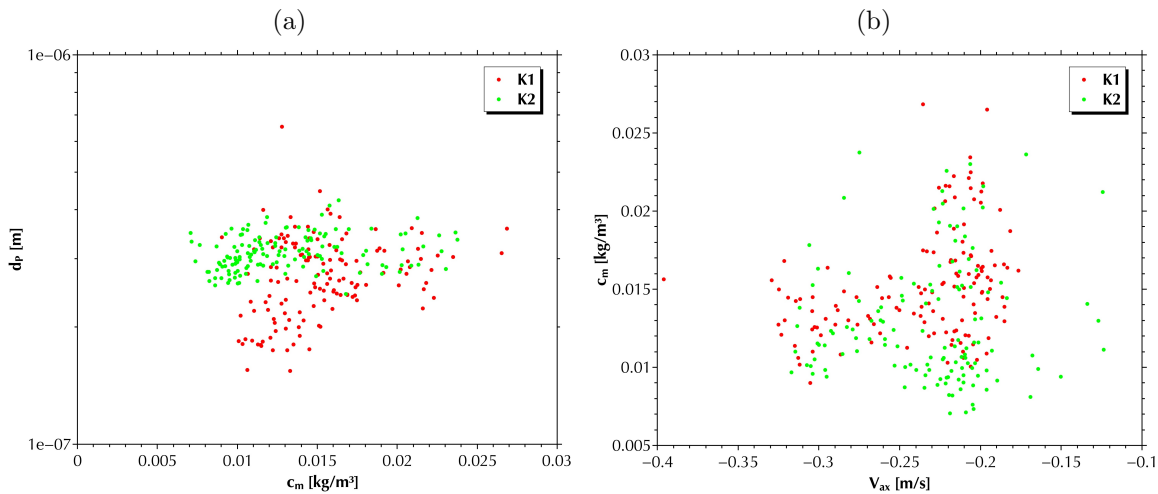


Abbildung 4.53.: Scatterplots an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2): (a) Durchmesser d_P über Konzentration c_M , (b) Konzentration über axialer Partikelgeschwindigkeit V_{ax} .

dazu die Partikelkonzentration c_M über der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} dar. Die Streuung der Konzentrationswerte scheint mit steigender Geschwindigkeit anzuwachsen, eine klare Tendenz ist jedoch nur schwer festzustellen.

Deutlicher ausgeprägt scheinen die Zusammenhänge zwischen Partikeldurchmesser bzw. Konzentration und den Komponenten der Gasgeschwindigkeit zu sein. Die entsprechenden Scatterplots zeigen die Abbildungen 4.54 und 4.55. 4.54 (a) zeigt, dass die in Simulation K1 gefundenen kleinen Partikeldurchmesser (siehe auch Abbildung 4.54 (a)) hauptsächlich bei kleinen Absolutwerten der radialen Gasgeschwindigkeit auftreten. Ansonsten scheinen die Partikeldurchmesser relativ unabhängig von dieser Geschwindigkeitskomponente zu sein. Die Partikelkonzentration zeigt dagegen eine negative Korrelation mit der radialen Gasgeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.54 (b)).

Werden Partikeldurchmesser und Konzentration auf die axiale Komponente der Gasgeschwindigkeit bezogen, so ergeben sich die in Abbildung 4.55 dargestellten Diagramme. Die in Simulation K1 festgestellten kleinen Partikeldurchmesser treten hier eher im mittleren Bereich der axialen Gasgeschwindigkeit auf und die Konzentration ist positiv mit dieser Geschwindigkeitskomponente korreliert.

Wird der Vergleich zwischen den numerisch ermittelten Werten und den in der Konfiguration A2 (siehe Tabelle 4.6) gemessenen Daten betrachtet, so ergibt sich keine gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 4.56). So scheint die axiale Partikelgeschwindigkeit in Profil p4 zwar qualitativ die korrekte Form zu zeigen, quantitativ werden jedoch die experimentell bestimmten Werte nicht erreicht (Abbildung 4.56 (b)). Das

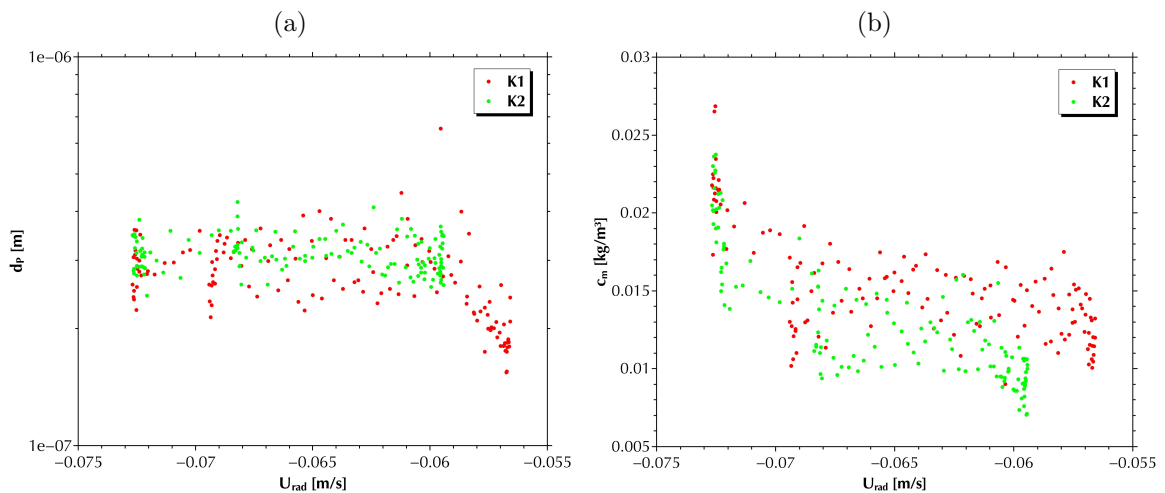


Abbildung 4.54.: Scatterplots an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2): (a) Partikeldurchmesser d_P und (b) Konzentration c_M über der radialen Gasgeschwindigkeit U_{rad} .

Profil der radialen Partikelgeschwindigkeit in Profil p1 zeigt weder qualitativ noch quantitativ mit dem Experiment übereinstimmende Daten (Abbildung 4.56 (a)).

Die in den Simulationen K1 und K2 erreichten Abscheidekurven sind in Abbildung 4.57 dargestellt. Es ist zu beachten, dass die hier dargestellten Daten, anders als die in Abbildung 4.41 (a) dargestellten Abscheideraten des Stairmand-Zyklons, nicht auf dem Partikeldurchmesser der Agglomerate d_P , sondern auf den Durchmessern der einzelnen, im Agglomerat enthaltenen Primärpartikel d_{PP} basieren. Daher wird der Effekt der Agglomeration auf die Abscheideleistung in der Kurve direkt wiedergegeben, die durch die Agglomeration verursachten Massenströme zwischen den Partikelgrößenklassen sind aus der Berechnung eliminiert.

Die Darstellung der in der Zeit variierenden Abscheidekurven entspricht der Darstellung der auf den Profilen p1 bis p4 ermittelten Daten (siehe Abbildungen 4.45 bis 4.49). Die Streuung ist dabei in weiten Teilen des Partikelgrößenspektrums relativ klein, so dass sich eng zusammenliegende Kurven ergeben. Das Trennkorn liegt bei $d_{50} = 1,487 \mu\text{m}$ in der Simulation K1 bzw. bei $d_{50} = 1,466 \mu\text{m}$ in der Simulation K2. Insgesamt zeigen sich im Verlauf der Abscheidekurven nur minimale Differenzen, welche auf die unterschiedlichen Modellierungsansätze zurückgeführt werden könnten.

Auffällig ist jedoch, dass die Abscheideraten im Bereich $d_P > 4 \mu\text{m}$ wieder sinken. Da dieser Effekt physikalisch nur relativ schwer zu erklären ist, wurde zunächst nach einer numerischen Erklärung für die sinkenden Abscheideraten gesucht. Zu diesem Zweck wurde die Log-Datei untersucht, in der der Zustand aller das Tracking ver-

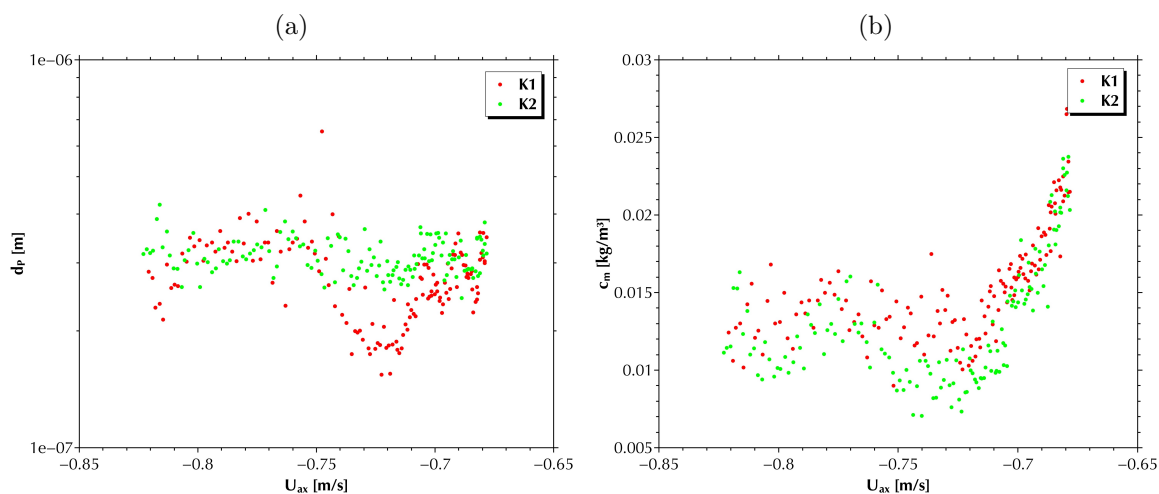


Abbildung 4.55.: Scatterplots an der radialen Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 (Simulation K1 und K2): (a) Partikeldurchmesser d_P und (b) Konzentration c_M über der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} .

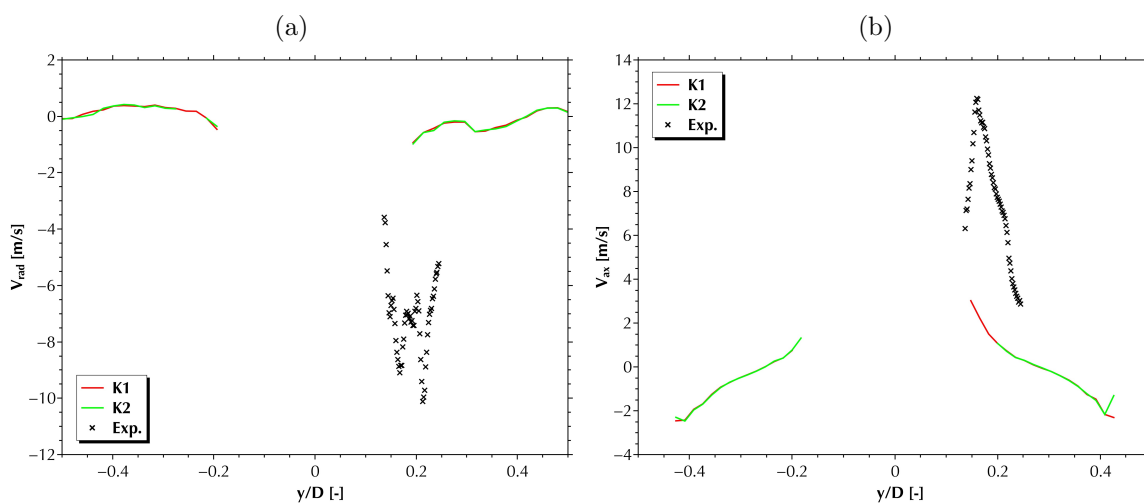


Abbildung 4.56.: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Partikelgeschwindigkeiten. (a) Radiale Partikelgeschwindigkeit V_{rad} in Profil p1; (b) Axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} in Profil p4.

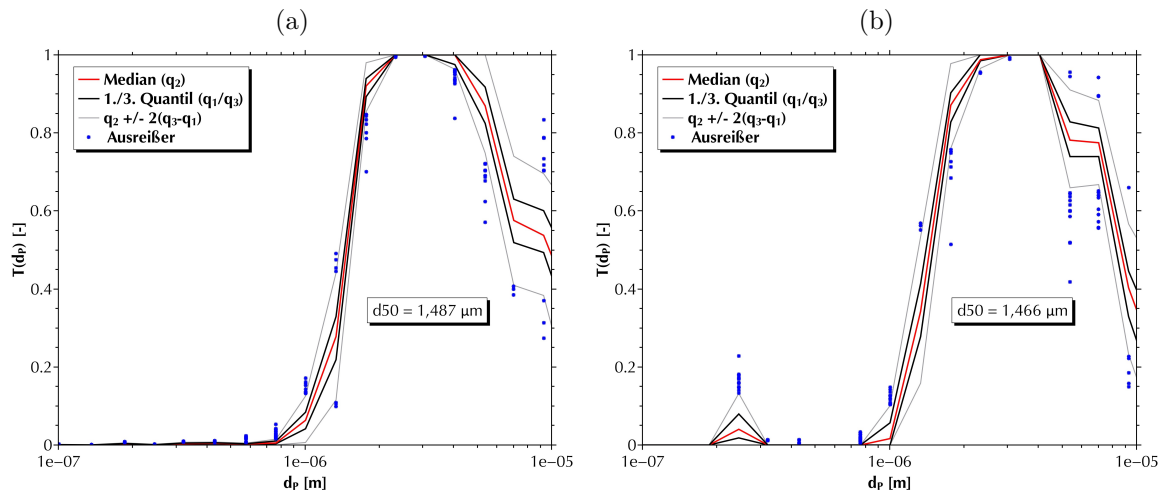


Abbildung 4.57.: Abscheidekurven in den Simulationen K1 (a) und K2 (b).

lassenden Parcel aufgezeichnet wird. Aufgrund ihrer Größe¹⁶ wurden diese Dateien in der laufenden Rechnung nach Abschluss eines Euler-Zeitschrittes vernichtet. Die Analyse konnte daher nur für den jeweils letzten Euler-Zeitschritt der zwei Simulationen K1 und K2 durchgeführt werden.

Abbildung 4.58 stellt die letzten Positionen derjenigen Parcel dar, welche im letzten Euler-Zeitschritt aus der Rechnung entfernt wurden. Gleichzeitig gibt die dargestellte Farbkodierung den Durchmesser der Partikel im jeweiligen Parcel an. Zu erkennen ist, dass sehr viele Parcel mit großen Partikeldurchmessern im Zykloninneren aus der Rechnung entfernt werden. Da aus rein physikalischer Sicht in diesem Bereich keine Partikel entfernt werden dürften, muss es sich um numerisch bedingte Lösungen handeln. Dies bestätigt auch die untersuchte Log-Datei, in der als Grund für die Löschung großer Parcel zumeist das Erreichen des minimalen Lagrange-Zeitschrittes angegeben ist. Die in Abbildung 4.58 dargestellten letzten Positionen passen ebenfalls zu der Annahme, dass diese Parcel aufgrund von numerischen Bedingungen aus der Rechnung entfernt wurden: Die Lösungen treten vor allem im Kernbereich des Zyklons auf, also im Bereich des Zentralwirbels. Aufgrund der hier zu erwartenden, hohen Geschwindigkeitsgradienten müssen insbesondere für große Partikel sehr kleine Lagrange-Zeitschritte verwendet werden, um ein physikalisch korrektes Partikeltracking zu gewährleisten. Zwar wurde der minimal erlaubte Lagrange-Zeitschritt von dem als Standard verwendeten Wert $\Delta t_{L,min} = 10^{-7}$ s bereits um zwei Größenordnungen auf $\Delta t_{L,min} = 10^{-9}$ s gesenkt, diese Änderung reichte jedoch nicht

¹⁶Da diese Dateien alle Parcel verzeichnen, deren Tracking im momentanen Euler-Zeitschritt abgeschlossen ist, werden auch Parcel aufgezeichnet, die im nächsten Euler-Zeitschritt weiter verfolgt werden sollen. Damit ergeben sich für jeden Euler-Zeitschritt Dateigrößen von ca. 7GB.

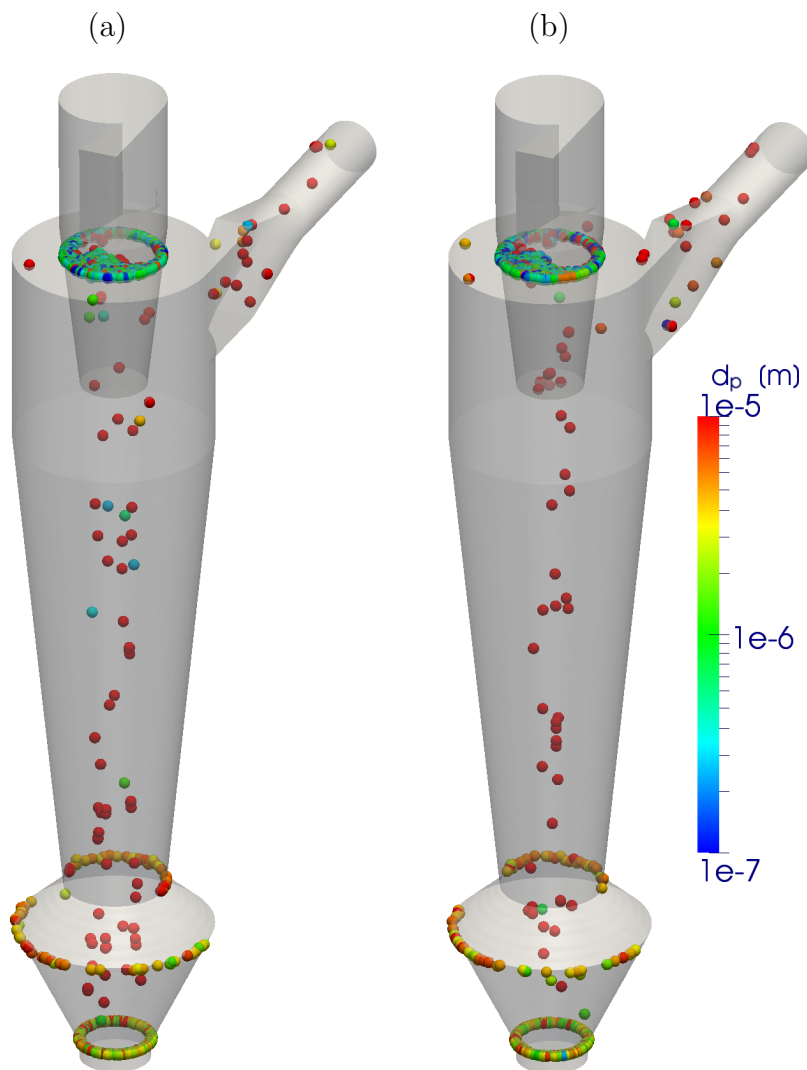


Abbildung 4.58.: Position und Durchmesser d_p der Parcel, die im letzten Euler-Zeitschritt aus der Sim. K1 (a) bzw. K2 (b) entfernt wurden. Dargestellt sind sowohl physikalisch korrekt entfernte Parcel (Verlassen des Berechnungsgebietes an den Auslässen) als auch Löschungen aufgrund von rein numerischen Kriterien (Zykloninneres).

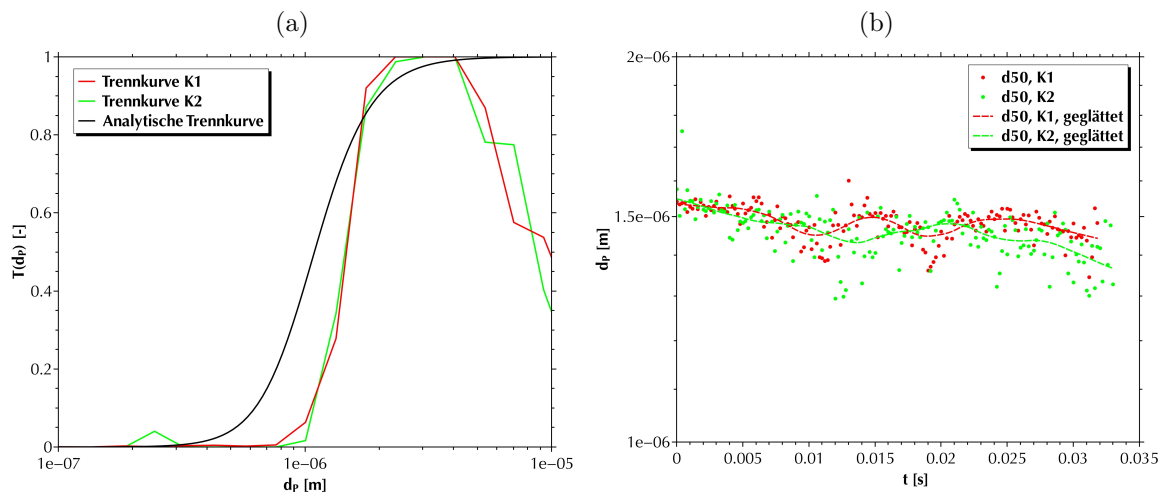


Abbildung 4.59.: (a) Vergleich der Abscheidekurven aus den Simulationen K1 und K2 mit der analytisch ermittelten Abscheidekurve; (b) Trennkorn-durchmesser d_{50} über der Zeit t (Simulationen K1 und K2).

aus, um große Partikel mit schlechtem Folgevermögen mit der benötigten Genauigkeit verfolgen zu können. Bei Parteln mit $d_P < 3 \mu\text{m}$ treten diese unphysikalischen Löschungen jedoch so gut wie nicht mehr auf. Daher können die in Abbildung 4.57 dargestellten Abscheidekurven im Partikelgrößenbereich $d_P < 3 \mu\text{m}$ als korrekt angesehen werden.

Abschließend vergleicht Abbildung 4.59 (a) die in der Simulation ermittelten Trennkurven mit der analytisch berechneten Trennkurve nach Stieß (1994). Der theoretische Trennkorndurchmesser beträgt dabei $d_{50,th} = 0,83 \mu\text{m}$. Zwar ist der Verlauf der numerischen berechneten Trennkurven im Vergleich zur analytischen Lösung etwas zu steil, insgesamt wird der Verlauf der jedoch gut getroffen.

Die Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der berechneten Trennkorndurchmesser über der Zeit (siehe Abbildung 4.59 (b)) zeigt keine deutlichen Unterschiede zwischen den Simulationen K1 und K2. In der Tendenz scheinen sich die Kurven in Richtung kleinerer Durchmesser und damit in Richtung des analytisch berechnete Trennkorns zu bewegen.

4.2.4. Diskussion

Experimente Kreisel-Zyklon

Bei der Betrachtung der im Kreisel-Zyklon gemessenen Vektorfelder (siehe Abbildung 4.37) entsprechen die Geschwindigkeiten in großen Teilen dem erwarteten Verhalten. Es fällt jedoch die nach unten gerichtete Strömung in der Nähe des Tauch-

rohres auf (jeweils links oben). Dieser Effekt ist nach Umwandlung des Vektorfeldes in Profile (siehe Abbildung 4.38 (a)) deutlicher zu erkennen: die abwärts gerichtete Strömung ist bei höheren Partikelkonzentrationen deutlich stärker ausgeprägt. Vermutlich handelt es sich bei den dargestellten negativen Axialgeschwindigkeiten um die Tauchrohrströmung, die im Bereich der Tauchrohrmündung die Gasbewegung am Rande des Wirbelkern beeinflusst. Die Strömung muss dabei mit steigender Gesamtbeladung nicht unbedingt kräftiger werden. Es ist eher zu vermuten, dass, aufgrund der höheren Beladung, ein stärkerer Impulseintrag in die Hauptströmung stattfindet und diese damit eine deutlichere Beeinflussung erfährt.

Im Anschluss an die direkte Auswertung der Profile wurden zunächst einige der gemessenen Größen für eine vertiefende Frequenzanalyse ausgewählt. Für diesen Zweck wurde zunächst die den Partikeltransport im Inneren des Zyklon charakterisierende axiale Partikelgeschwindigkeit V_{ax} untersucht. Als zweite zu analysierende Größe wurde die Partikelkonzentration c_M ausgewählt, da zu erwarten war, dass die eng mit dem Phänomen des präzedierenden Wirbelkerns verbundene Strahlenbildung einen deutlichen Einfluss auf diese Signal haben würde.

Die Analyse der axialen Partikelgeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.38 (b)) ergab jedoch keine klaren Resultate. Hier ist anzunehmen, dass in diesen Bereichen des Zyklons die Turbulenzintensität so stark ist, dass die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen möglicherweise vorhandene dominierende Frequenzen einer makroskopischen Strömungsstruktur überdecken.

Ein deutlicheres Signal konnte im Rahmen der Frequenzanalyse der Konzentrationsfluktuationen ermittelt werden (siehe Abbildung 4.39 (a)). Hier ist eine deutlicher Peak bei $f_{PVC} \approx 45$ Hz sowie die bei $f \approx 90$ Hz beginnenden Oberschwingungen zu erkennen. Wird angenommen, dass diese Frequenzen der Umlauffrequenz einer Partikelstrahlen entsprechen und die Partikelstrahne durch die Präzession des Wirbelkern verursacht wird, so kann vermutet werden, dass die ermittelte dominante Frequenz der Präzessionsfrequenz des Wirbels entspricht. A. J. Hoekstra (2000) gibt in seiner Arbeit für einen Gaseinlassgeschwindigkeit von $u_{in} = 10,0 \frac{m}{s}$ eine Umlauffrequenz von $f_{PVC} \approx 25$ Hz an. Die jetzt gemessenen Werte liegen deutlich über dieser Frequenz. Es ist jedoch zu beachten, dass Hoekstra in seiner Arbeit von einem Zyklon mit einem Durchmesserverhältnis zwischen Mantel und Tauchrohr von $d_{TR}/d_{MA} = 0,37$ ausging. Gleichzeitig konnte er nachweisen, dass sich die Umlauffrequenz umgekehrt proportional zu diesem Wert verhält. Da das Durchmesserverhältnis des hier untersuchten Zyklons mit $d_{TR}/d_{MA} = 0,28$ deutlich kleiner ist als der entsprechende Wert in der von Hoekstra untersuchten Geometrie, kann davon ausgegangen werden dass die hier gemessenen höheren Werte für die Umlauffrequenz korrekt sind.

Einen weiteren Hinweis für die Belastbarkeit der Messungen liefern die in Abbildung 4.39 (b) dargestellten Leistungsdichtespektren aus unterschiedlichen Höhen des Zyklons: Es zeigt sich, dass die dominierenden Frequenzen in den unteren Bereichen des Zyklons weniger klar ausgeprägt ist als in der Nähe des Tauchrohrenlaufs. Diese Tatsache lässt ebenfalls darauf schließen, dass die gemessenen dominierenden Fre-

quenzen dem Verhalten des präzedierenden Wirbelkerns zuzuordnen sind. Da der Ursprungsort des Wirbelkerns am Tauchrohreinlauf festzumachen ist, kann davon ausgegangen werden, dass die dominierenden Frequenzen mit zunehmender Entfernung von diesem Punkt immer undeutlicher werden und damit schwieriger zu detektieren sind.

Simulation Stairmand-Zyklon

Mit Hilfe der Simulationen des Stairmand-Zyklons (siehe Abschnitt 4.2.2) wurde das Verhalten der unterschiedlichen Agglomerationsmodelle (siehe Abschnitt 3.3) analysiert. Die Untersuchung basierte dabei einerseits auf den sich im Zyklon einstellenden Strömungsverhältnissen, andererseits wurde die sich in den einzelnen Simulationen ergebenden Trennkurven verglichen sowie die Verschiebung der Partikelgrößenfraktion zwischen Zykloneinlass und -auslass charakterisiert.

Bei der anfänglichen Untersuchung der Turbulenzstruktur im Strömungsraum des Zyklons zeigte sich, dass in der Simulation ohne Modellierung der Inter-Partikel-Kollisionen die höchsten turbulenten kinetischen Energien k auftraten (siehe Abbildung 4.40 (a)). Dieses Verhalten kann auf Basis der in dieser Rechnung nicht aufgelösten Partikelagglomeration erklärt werden. Die hochturbulenten Bereiche befinden sich vor allem im oder in der Nähe des Staubbunkers sowie in den unteren Bereichen des Zyklonkörpers. Aufgrund der in den anderen Simulationen aufgelösten Agglomeration kommt es dort zu einer verbesserten Abscheidung und damit zu höheren Partikelbeladungen in den Gebieten in Nähe des Staubbunkers (siehe auch Abbildung 4.40 (b)). Ein Großteil der entstehenden Agglomerate ist jedoch auch nach der Agglomeration noch deutlich kleiner als die lokale turbulente Längenskala

$$l_t = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \approx 0,001, \quad C_\mu = 0,09. \quad (4.4)$$

Unter dieser Voraussetzung führt die Erhöhung der Massenbeladung nach Gore und C.T. Crowe (1989) zu einer Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie.

Beim Vergleich der zwei Simulationen mit Partikelagglomeration führt die zusätzliche Berücksichtigung der Anlagerungshistorie zu leicht niedrigeren Werten für k . Dieses Verhalten lässt sich durch die Auflösung der Porosität im Rahmen der Simulation mit Anlagerungshistorie erklären: Durch die Modellierung der Porosität ergibt sich für einen Partikel gleicher Masse ein etwas vergrößertes Volumen, die Stokeszahl $St = \tau_P/T_L$ sinkt und die Abscheideleistung des Zyklons verschlechtert sich. Damit akkumulieren weniger Partikel im hier betrachteten unteren Bereich und die oben beschriebene Anfachung der Turbulenz geht leicht zurück.

Werden die Abbildung 4.41 (a) dargestellten Abscheideraten betrachtet, wird deutlich, dass die Berücksichtigung der Agglomeration zunächst zu einer Verbesserung der Abscheideleistung im Bereich der mittlerer Partikelgrößen führt. Hier kann angenommen werden, dass das Aufwachsen der Partikel deren Folgevermögen verringert

und damit direkt die Abscheideleistung beeinflusst. Wird zusätzlich die Agglomerationshistorie berücksichtigt, verschlechtert sich das Abscheidevermögen wieder. Dieser Effekt lässt sich mit großer Wahrscheinlichkeit auf die hier zusätzlich modellierte Porosität zurückführen: die Partikel gewinnen durch die Berücksichtigung der Porosität an Volumen, die Masse bleibt jedoch konstant. Diese Änderungen führen zu einer Verbesserung des Folgevermögens und die Abscheideleistung sinkt.

Ein etwas anderes Bild bietet sich im Bereich der kleinen Partikelgrößen. Hier führt sowohl die Berücksichtigung der Agglomeration als auch der Agglomerationshistorie jeweils zu einer Verschlechterung der Abscheideleistung. Um diesen Effekt erklären zu können, muss zunächst die Methode zur Berechnung der Abscheideraten beschrieben werden. Die klassische Definition der Abscheiderate $T(d_P) = 1 - \dot{m}_{P,out}/\dot{m}_{P,in}$ setzt den Auslassmassenstrom in einer Partikelgrößenklasse zum Einlassmassenstrom in dieser Klasse ins Verhältnis. Dieser Ansatz geht davon aus, dass sich die Partikelgröße im Strömungsraum des Zyklons nicht ändert, somit also keine zusätzlichen Massenströme über die Klassengrenzen hinweg existieren. Damit kann die Änderung des Massenstroms, die in einer Klasse zwischen Einlass und Auslass auftritt, direkt als Abscheidemassenstrom interpretiert werden.

Im Fall agglomerierender Partikel ist die Annahme, dass keine weiteren Massenströme existieren, jedoch nicht mehr gerechtfertigt. Es kommt durch die Agglomeration zu einer Verschiebung des Partikelgrößenspektrums (siehe Abbildung 4.41 (b)). Damit ist die oben definierte Abscheiderate nur noch begrenzt einsetzbar. So ist es in diesem Fall möglich, dass der Auslassmassenstrom innerhalb einer Klasse durch Agglomeration größer als der Einlassmassenstrom wird und sich damit negative Abscheideraten ergeben. Um diese Situation zu umgehen, wurde hier eine alternative Definition der Abscheiderate verwendet:

$$T(d_P) = \frac{\dot{m}_{P,bin}}{\dot{m}_{P,bin} + \dot{m}_{P,out}}. \quad (4.5)$$

Damit treten in der Berechnung der Abscheideraten nur noch Massenströme auf, die den Zyklon verlassen und die durch Agglomeration bedingten Ströme müssen nicht betrachtet werden.

Mit der oben beschriebenen Änderung der Definition der Abscheiderate entstehen jedoch andere Probleme. Wird die Agglomeration in das verwendete Modell integriert, so werden an den Zyklonauslässen nur noch sehr geringe Massenströme registriert. Damit steigt die statistische Unsicherheit der folgenden Auswertung deutlich. Auch kann angenommen werden, dass Parcel auf den Weg in den Staubbunker im unteren Bereich des Zyklons Gebiete mit besonders hoher Partikelkonzentration durchlaufen. Die würde zu einer erhöhten Agglomerationsfrequenz und damit zur weiteren Reduktion des Verhältnisses $\dot{m}_{P,bin}/\dot{m}_{P,out}$ führen. Es ist zu vermuten, dass die hier angeführten Mechanismen die in Abscheidung kleiner Partikel beeinflussen. Damit kommt es in diesem Fall bei Verwendung der Agglomerationsmodelle zu der

in Abbildung 4.41 (a) sichtbaren Verringerung der Abscheideraten in Bereich kleiner Partikelklassen.

Simulationen Kreisel-Zyklon

Die erste instationäre Simulation des Kreisel-Zyklons soll hier nicht näher diskutiert werden, da im Rahmen dieser Rechnung kein Gleichgewichtszustand erreicht werden konnte. Daher haben die hier erhaltenen Ergebnisse auch nur eine sehr begrenzte Aussagekraft. Jedoch soll ein kurzer Blick auf das in Abbildung 4.42 (a) dargestellte Konzentrationsfeld der dispersen Phase geworfen werden. Hier ist deutlich die Wechselwirkung zwischen den makroskopischen Wirbeln im Inneren des Zyklons und der Partikelphase zu erkennen: Seitlich des partikelfreien Wirbelkerns sind lokale Strukturen zu erkennen, die sich in der hier gewählten Schnittdarstellung abwechselnd links und rechts des Wirbelkerns ausbilden. Es kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei diesen Wirbel um Schnitte durch die spiralförmige Struktur des präzedierenden Wirbelkerns handelt. Weiterhin sind die sich im Tauchrohr ausbildenden Partikelstrahlen mit der durch die Tauchrohrströmung verursachten Wandablösung deutlich zu erkennen.

Auch die auf das stationäre Tracking aufbauende quasi-instationäre Lösung zeigt gut die Interaktion zwischen Strömung und Partikel im Bereich des Zentralwirbels (siehe Abbildung 4.43). Im Tauchrohr selbst sind die schwankenden Bewegungen der sich von Tauchrohrwand lösenden Staubstrahlen zu erkennen. Hier ist ebenfalls sichtbar, dass sich die Strömung beim Eintritt in das Tauchrohr vom Rand ablöst und Wirbelzonen bildet, die den effektiven Querschnitt des Tauchrohres weiter verengen. Aufgrund der engen Kopplung zwischen dem Innenraum des Zyklons und dem Tauchrohr schwanken Position und Größe dieser Wirbel mit der Umlauffrequenz des zentralen Wirbelkerns.

Im unteren Bereich des Zentralwirbels bilden sich Laufe der Simulation instationäre Strukturen, die auch die Partikelkonzentrationen im umgebenden Randbereich des Zyklons beeinflussen. Es kann angenommen werden, dass die Simulationen zu einem Zeitpunkt abgebrochen wurden, an dem diese Strukturen noch nicht voll ausgebildet war.

Im Bereich des Mantels bleibt das Konzentrationsfeld weitgehend stationär. Die Ausbildung eines instationären Verhaltens wird also auch hier hauptsächlich vom Wirbelkern beeinflusst. Daher muss sich der Einfluss der im Kern entstandenen Störungen erst bis in die Mantelregion ausbreiten, um auch hier instationäres Verhalten hervorzurufen. Es wäre daher wünschenswert, die bereits begonnenen Simulationen wieder aufzunehmen und damit die weitere Entwicklung beobachten zu können.

Wird von der Betrachtung der Konzentrationsfelder auf die in den Abbildungen 4.45 bis 4.49 dargestellten Profile übergegangen, so fällt zunächst auf, dass das im Konzentrationsfeld beobachtete instationäre Verhalten in den Profilen der axialen Gasgeschwindigkeit kaum wiederzufinden ist. Zwar sind aufgrund der Skalierung in

Abbildung 4.45 kleinere Schwankungen nur schlecht auszumachen, aber auch die zusätzlich dargestellte Vergrößerung offenbart nur relativ kleine Schwankungsbreiten. Bei makroskopischer Betrachtung zeigen die Profile das zu erwartende Verhalten: In Wandnähe existiert eine sich in Richtung des Staubbunkers bewegende Strömung, der Wirbelkern zeigt eine deutlich nach oben gerichtete Bewegung. Zwischen diesen Bereichen existiert eine Zone, in der keine deutliche axiale Gasbewegung zu bemerken ist, in diesem Bereich ist die eigentliche Separationszone zu verorten. Zusätzlich ist im Profil p1 der Einfluss der Tauchrohrströmung in Form negativer Axialgeschwindigkeiten links und rechts der aufwärts gerichteten Zentralströmung deutlich zu erkennen. Unterschiede zwischen den Simulationen K1 und K2 sind so gut wie nicht auszumachen.

Insgesamt scheint das Strömungsfeld bei alleiniger Betrachtung der axialen Gasgeschwindigkeiten U_{ax} relativ gut der Annahme der Radialsymmetrie zu entsprechen. Diese Annahme kann jedoch bereits für die radialen Gasgeschwindigkeiten U_{rad} nicht mehr aufrecht gehalten werden (siehe Abbildung 4.46). Zwar zeigen die sich in Profil p1 nach innen bewegenden Ausläufer der Tauchrohrströmung noch annähernd radialsymmetrisches Verhalten, diese Symmetrie wird jedoch spätestens in Profil p2 gebrochen. Hier ist zu erkennen, dass sich eine Strömung über die Mittelachse hinweg bewegt. Gleichzeitig unterscheiden sich das Profil im einstromseitigen Außenbereich (jeweils rechts) deutlich vom Verlauf auf der Rückstromseite (jeweils links). Während auf der Einstromseite nach innen gerichtete Strömungen zu finden sind, wird die Rückstromseite von auswärts gerichteten Bewegungen dominiert. Diese Brüche in der Radialsymmetrie sind zum Teil auf den in Höhe der Profile p1 und p2 zu findenden Schlitzeinlauf zurückzuführen, jedoch ist anzunehmen, dass sie zum Teil auch aus der instationären Zirkulation des Wirbelkerns erklärt werden können. So zeigen sich gerade im Zentralbereich relativ hohe Schwankungsbreiten, jedoch wenige Ausreißer. Diese Verteilungen lassen darauf schließen, dass die Profile in diesem Bereich nicht ausschließlich von stationären Mechanismen beeinflusst werden, sondern auch instationäre, nicht jedoch stochastische Phänomene eine Rolle spielen.

Der in Abbildung 4.47 dargestellte Vergleich zwischen Gas- und Partikelgeschwindigkeiten zeigt nur wenig Besonderheiten, zumeist folgt die disperse Phase dem Fluid gut. Die einzigen Auffälligkeiten zeigen sich wiederum in den Profilen der Radialgeschwindigkeiten U_{rad} bzw. V_{rad} . Hier weicht die Partikelgeschwindigkeit insbesondere im Außenbereich der Einstromseite von der Geschwindigkeit des umgebenden Gases ab. Dieses Verhalten kann mit hoher Wahrscheinlichkeit durch den in tangentialer Strömungsrichtung kurz zuvor liegenden Schlitzeinlauf erklärt werden. Dieser stört die sich im Radialfeld des Zyklons einstellende Schichtung von Gas und verschiedenen großen Partikelfraktionen. Damit muss sich kurz hinter dem Schlitzeinlauf relativ zur Gasgeschwindigkeit eine Sedimentationsbewegung der Partikel in Richtung des Zyklonmantels einstellen. Die disperse Phase kann der nach innen gerichteten Gasströmung nicht mehr folgen und es ergeben sich die in Abbildung 4.47 sichtbaren Diskrepanzen zwischen radialer Gas- und Partikelbewegung.

Wie schon in den Diagrammen zuvor finden sich auch Abbildung 4.47 keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulationen K1 und K2. Es ist daher anzunehmen, dass die Rückwirkung der unterschiedlichen Agglomerationsmodelle auf die kontinuierliche Phase im simulierten Zeitraum noch relativ gering ist. Jedoch ist zu berücksichtigen, dass auch schon die vor Beginn der quasi-instationären Simulation erzeugten Startzustände mit unterschiedlichen Modellierungstiefen arbeiteten. Die geringen Unterschiede in den Gasgeschwindigkeiten der Simulation K1 und K2 sind daher nicht vollständig erklärbar, auch hier sollte eine Weiterführung der Berechnungen zu einem besseren Verständnis des Verhaltens der Gasphase führen.

Die in Abbildung 4.48 dargestellten Axialgeschwindigkeiten der Partikelphase V_{ax} zeigen in vielen Bereichen ähnlich enge Verteilungen wie die zuvor betrachteten Gasgeschwindigkeiten U_{ax} , jedoch sind hier deutlich mehr Ausreißer zu erkennen. Dieses Verhalten kann auf die unterschiedliche Berechnung der zwei Werte zurückgeführt werden: Während im Rahmen der Euler-Rechnung die mittleren Fluidgeschwindigkeiten direkt für ein gegebenes Volumenelement bestimmt werden und somit keiner weiteren Mittelung bedürfen, werden die Komponenten der Partikelgeschwindigkeit auf Seiten der Lagrange-Rechnung separat für jedes Parcel berechnet. Um von diesen unabhängigen Geschwindigkeiten zu einer mittleren Partikelgeschwindigkeit in einem Kontrollvolumen zu gelangen, muss eine Mittelung über alle in dieser Zelle befindlichen Parcel durchgeführt werden. Bei geringen Parceledichten ergeben sich also leicht Werte, die auf einer statistisch unzureichenden Grundgesamtheit ermittelt wurden und somit nicht zwangsweise dem wahren Mittelwert in diesem Kontrollvolumen entsprechen. Normalerweise würde die in den Abbildungen 4.48 und 4.49 erkennbare hohe Anzahl von Ausreißern eine Erhöhung der Gesamtzahl an zu verfolgenden Parceln nahelegen. Aufgrund der bereits sehr hohen Anzahl von 2,5 Mio. verfolgten Parceln und den daraus resultierenden langen Rechenzeiten der hier untersuchten Simulationen wurde jedoch auf eine solche Erhöhung verzichtet. Aufgrund dieses Vorgehens muss jedoch bei der nachfolgenden Auswertung immer berücksichtigt werden, dass die Ergebnisse einzelner Euler-Zeitschritte nur als bedingt belastbar angesehen werden können. Es sollten daher, statt der Werte aus einzelnen Euler-Zeitschritten, immer deren Verteilung über der Zeit betrachtet werden.

Auffällig sind in den in Abbildung 4.48 dargestellten axialen Partikelgeschwindigkeiten vor allem zwei Bereiche: zum einen der Bereich hoher Schwankungsbreiten auf der Rückströmseite des Profils p1, zum anderen die in den Profilen p3 und p4 zu findenden Abschnitte mit hoher Ausreißeranzahl. Insbesondere ist dabei der zweite Bereich interessant, da in dieser Region zwischen Wandströmung und Zentralwirbel der eigentliche Separationsprozess stattfindet. Daher wurde an der Koordinate $y/D = 0,31$ des Profils p3 ein Messpunkt definiert, an dem eine genauere Untersuchung des aufgenommenen Größen durchgeführt wurde (siehe unten).

Im Vorfeld wurde erwartet, anhand der Verteilungen der Partikelgrößen d_P bereits erste Hinweise auf die Separationsvorgänge im Inneren des Zyklonkörpers zu erhalten. Diese Hoffnung wurde jedoch enttäuscht, insgesamt scheint die Verteilung der

Tabelle 4.8.: Ausreißertest nach David, Hartley und Pearson (1954).

Simulation	Profil	Seite	q
K1	p3	Einstrom	0,439
		Rückstrom	1,004
	p4	Einstrom	0,517
		Rückstrom	4,875
K2	p3	Einstrom	1,139
		Rückstrom	1,925
	p4	Einstrom	2,177
		Rückstrom	1,269

Medianwerte des Partikeldurchmessers d_P über dem Zyklondurchmesser jedoch sehr gleichmäßig zu sein. Einzig die wandnahen Bereiche in den Profilen p3 und p4 scheinen erhöhte Werte zu zeigen, was als ein Hinweis auf die beginnende Abscheidung großer Partikel in diesen Bereichen interpretiert werden kann.

Um zu untersuchen, ob sich die wandnahen Werte signifikant von der Verteilung der Partikeldurchmesser über dem Zyklondurchmesser unterscheiden, wurde der Test nach David, Hartley und Pearson (1954) auf diese Werte angewandt. Dabei ergeben sich die in Tabelle 4.8 dargestellten Werte für die Testgröße der Signifikanz q . Für einen Stichprobenumfang von $n = 30$ wird ein Signifikanzniveau von $\eta_S = 0,05$ bei $q = 2,928$ erreicht, das Signifikanzniveau von $\alpha_S = 0,01$ liegt bei $q = 3,402$. Mit Ausnahme des rückströmseitigen Wertes im Profil p4 der Simulation K1 können die untersuchten Werte also durch die angenommene Normalteilung der Partikelgröße über dem Zyklondurchmesser erklärt werden.

Um eine genauere Untersuchung des zeitlichen Verhaltens des Zyklons zu ermöglichen, wurde, aufbauend auf den vorangegangenen Analysen der radialen Profile, der Untersuchungsrahmen weiter verengt. Zu diesem Zweck wurde der Punkt mit der Koordinate $y/D = 0,310,31$ auf dem Profil p3 ausgewählt und die hier anfallenden Daten weiter analysiert. Die Gründe für die Wahl dieses Punktes lagen zunächst in den hier häufig auftretenden hohen Verteilungsbreiten bzw. der großen Anzahl an Ausreißern an dieser Position (siehe auch Abschnitt B.2). Damit konnte angenommen werden, dass dieser Punkt von transienten Vorgängen deutlich beeinflusst wird. Der zweite Grund für die Wahl dieses Punktes ist durch seine Lage im Zyklonkörper gegeben: er liegt im Bereich kleiner axialer Strömungsgeschwindigkeiten zwischen abwärts gerichteter Wandströmung und aufwärts strömenden Zentralwirbel (siehe Abbildung 4.45). Damit befindet sich der Messpunkt also in dem Bereich, in dem der eigentliche Separationsprozess stattfindet, so dass hier eine Analyse der zugrundeliegenden Prozesse möglich sein sollte.

Zunächst wurde die zeitliche Entwicklung verschiedener Größen in diesem Punkt untersucht (siehe Abbildungen 4.50 bis 4.52). Dabei fällt die in allen Größen und in beiden Simulationen zu beobachtende Änderung des Verhaltens bei $t \approx 0,02$ s auf. Aufgrund des Abbruchs der Simulationen bei $t \approx 0,032$ s ist eine sichere Klassifikation dieser Verhaltensänderung nur sehr schwer möglich. So führt die Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der verschiedenen Größen zu unterschiedlichen Schlüssen:

- In den in Abbildung 4.51 dargestellten Verläufen der Partikelgeschwindigkeiten V_{rad} und V_{ax} ist der Knick bei $t \approx 0,02$ s nur relativ schwach zu erkennen. Auch ist die Streuung der aufgezeichneten Werte im Vergleich zum Wertebereich der geglätteten Funktion so groß, dass der Knick in den Kurven zwar wahrnehmbar ist, aber für sich allein genommen zu vernachlässigen wäre.
- In den Funktionen der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} sowie der Partikelkonzentration c_M ändert sich der Gradient des zeitlichen Verlaufs deutlich zum Zeitpunkt $t \approx 0,02$ s, jedoch treten keine weiteren Änderungen auf. Diese Daten lassen am ehesten auf das Abschließen eines Einfahrtvorganges schließen.
- Die Verläufe von radialer Gasgeschwindigkeit U_{rad} und mittlerer Partikelgröße d_P zeigen ein mehr oder weniger zyklisches Verhalten. Aufgrund der Kürze der simulierten Zeit kann jedoch nur ein Zyklus identifiziert werden. Die Periodenlänge lässt sich dabei mit $\Delta t_{sw} \approx 0,023$ s abschätzen. Wird angenommen, dass diese Schwingung mit der Rotation des präzedierenden Wirbelkerns gekoppelt ist, so ergibt sich für diesen eine Umlauffrequenz von $f_{PVC,Sim} \approx 43,5$ Hz. Dieser Wert liegt relativ dicht an der experimentell ermittelten Umlauffrequenz von $f_{PVC,Exp} \approx 45$ Hz, wobei zu beachten ist, dass das entsprechende Experiment mit einer um etwa 20% höheren Einlaufgeschwindigkeit durchgeführt wurde.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass auf Basis der momentan vorhandenen Daten das zeitliche Verhalten der Simulation nur unzureichend charakterisiert werden kann. Insbesondere die Übereinstimmungen zwischen gemessener und berechneter Umlauffrequenz des Zentralwirbels lassen auf ein insgesamt zyklisches Verhalten schließen. Zur Validierung dieser Annahme sollte jedoch die Laufzeit der bereits begonnenen Simulationen deutlich erhöht werden.

In den auf die Analyse der zeitlichen Verläufe folgenden Untersuchungen sollten von allem Unterschiede zwischen den Simulationen K1 und K2 betrachtet werden. Es wurde angenommen, dass diese Unterschiede vor allem in den Korrelationen unterschiedlicher Größen sichtbar werden würden.

Zu Beginn wurde der Zusammenhang zwischen Partikelkonzentration und mittlerem Partikeldurchmesser untersucht (siehe Abbildung 4.53 (a)). Dabei stellte sich heraus, dass, während der Durchmesser in der Simulation K2 so gut wie unabhängig

von der Konzentration zu sein scheint, in der Simulation K1 kleine Partikeldurchmesser vor allem im Bereich geringer Konzentrationen auftreten. Diese Verknüpfung ist jedoch eng mit dem bereits zuvor diskutierten zeitlichen Verhalten verbunden. Sowohl der Verlauf des Partikeldurchmessers als auch der Konzentrationsverlauf erreichen zum Zeitpunkt $t \approx 0,02$ s ein Minimum (siehe Abbildung 4.52). Dieser doppelte Extremwert wird links unten in Abbildung 4.53 (a) sichtbar. Damit sind die in diesem Quadranten auftretenden Wertepaare der Simulation K1 zeitlich so stark miteinander korreliert, dass die Frage gestellt werden muss, inwieweit überhaupt noch eine zusätzliche direkte Korrelation zwischen Konzentration und Partikeldurchmesser postuliert werden muss, um eine solche Häufung zu erklären.

Die oben dargestellten Überlegungen zur Korrelation zwischen Partikeldurchmesser und Zeit treffen in leicht abgewandelter Form für alle Diagramme in den Abbildungen 4.53 bis 4.55 zu. Zumeist lässt sich die zeitliche Bewegung des Systems im jeweils dargestellten Phasenraum durch Vergleich mit den Abbildungen 4.50 bis 4.52 ohne weiteres rekonstruieren, da nur globale Maxima existieren. Die in den Diagrammen dargestellten Zusammenhänge können damit in allen Fällen durch die zeitliche Korrelation erklärt werden. Damit ist es also weder nötig noch sinnvoll, zusätzliche direkte Korrelationen zwischen den jeweils dargestellten Größen aufzustellen. Jedoch könnte auch hier durch eine Weiterführung der Simulationen K1 und K2 die Datenbasis soweit verbreitert werden, dass das Verhalten der Systeme im Phasenraum mit Hilfe der zeitlichen Korrelationen nicht mehr ausreichend erklärbar ist. In diesem Fall wäre eine Suche nach direkten Korrelationen zwischen den aufgezeichneten Größen wieder sinnvoll.

Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Partikelgeschwindigkeiten lieferte keine guten Übereinstimmungen (siehe Abbildung 4.56). Zwar wird bei der axialen Geschwindigkeitskomponente die Tendenz richtig getroffen, quantitativ weichen die Ergebnisse jedoch stark voneinander ab. Beim Vergleich der radialen Geschwindigkeitskomponente finden sich weder qualitative noch quantitative Übereinstimmungen. Eine Erklärung der sich ergebenden Differenzen gestaltet sich dabei schwierig. Es ist denkbar, dass die unterschiedliche Mittelwertbildung in Simulation und Experiment¹⁷ eine Rolle spielt, jedoch sollten diese Unterschiede keine so drastischen Auswirkungen haben. Ein weiterer möglicher Einflussfaktor ist die direkte Nähe zum Wirbelkern: Abbildung 4.43 zeigt, dass sich das Partikelfeld durch den Übergang von stationärer zu quasi-instationärer Rechnung in diesem Bereich stark ändert. Im simulierten Zeitraum treten diese Änderungen jedoch zunächst nur in den unteren Bereichen des Zyklons auf, nicht jedoch in den Regionen, in denen die Profile aufgezeichnet werden. Es ist anzunehmen, dass die Änderungen im Partikelfeld mit zunehmender Laufzeit auch in die oberen Bereiche des Wirbelkerns propagiert werden. Möglicherweise sind dann bessere Übereinstimmungen mit den gemessenen Größen zu erwarten.

¹⁷Zur Bildung der mittleren Geschwindigkeiten wird im Experiment das arithmetische Mittel, in der Simulation der Medianwert verwendet.

In der abschließenden Überprüfung der berechneten Abscheideraten werden gute Übereinstimmungen mit der analytischen Lösung erreicht (siehe Abbildung 4.59 (a)). Die in den oberen Partikelgrößenklassen auftretenden Verluste und die damit verbundene Verfälschung der berechneten Abscheiderate konnte auf den zu große gewählten minimalen Lagrange-Zeitschritt Δt_L zurückgeführt werden. Es konnten jedoch auch hier keine signifikante Unterschiede zwischen den zwei untersuchten Simulationsansätzen festgestellt werden. Dies bestätigen auch die in Abbildung 4.59 (b) dargestellten Verläufe der Trennkorndurchmessers über der Zeit. Die Kurven der Simulationen verlaufen dabei relativ parallel, zu Beginn scheint sich in beiden Kurven eine Schwingung auszubilden. Diese Schwingungen zeigen in Simulation K1 und K2 die gleiche Frequenz (ca. $f_{Sw} \approx 100$ Hz), sind jedoch um 180° gegeneinander phasenverschoben. Etwa zum Zeitpunkt $t \approx 0,025$ s lösen sich die Schwingungen wieder auf und die Kurven verlaufen so gut wie parallel. Hier ist zu vermuten, dass die dargestellte Schwingung ein zufälliges Phänomen darstellt und nicht mit einer makroskopischen Struktur in der Zyklonströmung assoziiert ist. Diese Annahme basiert jedoch momentan ausschließlich auf dem völligen Verschwinden der Schwingung zum Zeitpunkt $t \approx 0,025$ s und sollte daher durch die schon zuvor vorgeschlagenen Verlängerung der Simulationsrechnungen überprüft werden.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit untersucht mit Hilfe numerischer und experimenteller Methoden das Verhalten partikelbeladener Drallströmungen. Das Ziel war dabei vor allem die Entwicklung von Modellansätzen zur Wiedergabe des in vielen Drallströmungen anzutreffenden zyklisch-instationären Verhaltens sowie die Verbesserung bereits vorhandener Agglomerationsmodelle. Die durch die Implementierung dieser Ansätze vergrößerte Modellierungstiefe ermöglicht dem späteren Anwender eine genauere Nachbildung der von ihm untersuchten Prozesse und kann somit zu einem erhöhten Prozessverständnis führen.

Im numerischen Teil der Arbeit wurde ausschließlich mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens gearbeitet. Um das bestehende Verfahren besser an die Anforderungen der Simulation instationärer Drallströmungen anzupassen, wurden, aufbauend auf bereits vorhandenen Modellen zur turbulenten Partikeldispersion, Phasenkopplung und Agglomeration, eigene Modellansätze entwickelt und implementiert. Anschließend wurden die neu implementierten Verfahren anhand numerischer Untersuchungen zweier Modellsysteme getestet. Parallel dazu wurden die ausgewählten Modellsysteme auch mit Hilfe von PDA- und PIV-Techniken experimentell untersucht. Der Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnisse bildete den Abschluss dieser Untersuchung.

Auf Seiten der Numerik stellen partikelbeladene Drallströmungen aufgrund Ihrer Komplexität hohe Anforderungen an die zur Modellierung verwendeten Simulationmethoden. Es können dabei vor allem drei Bereiche identifiziert werden, in denen das klassische Euler/Lagrange-Verfahren diesen Anforderungen nicht gerecht wird. Diese Problemfelder sollen im Folgenden zusammen mit den jeweils gefundenen Lösungen jeweils kurz dargestellt werden.

Eine charakteristische Eigenschaft von Drallströmungen sind die im Kern auftretenden Instationaritäten. Es handelt sich dabei nicht um turbulente Störungen, sondern um kohärente, makroskopische Strukturen, die sich in der Nähe der Rotationsachse ausbilden. Dieser sogenannte präzedierende Wirbelkern hat zumeist eine spiralförmige Gestalt und rotiert ebenfalls um die Drehachse des Fluidkörpers. Die Winkelgeschwindigkeit des Wirbelkerns ist dabei jedoch deutlich kleiner als die des umgebenden Fluids und hängt neben der Einlaufgeschwindigkeit auch von der jeweiligen Geometrie ab.

Um das instationäre Verhalten des Wirbelkerns auch in der Simulation korrekt wiedergeben zu können, muss das Lagrangesche Partikeltracking das sich in der Zeit ändernde Fluidfeld berücksichtigen. Das bisherige Euler/Lagrange-Verfahren arbeitete jedoch zumeist mit stationären Fluidfeldern. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit eine Variante des Euler/Lagrange-Trackings implementiert, in dem sowohl das Fluid als auch die disperse Phase instationär simuliert werden können. Um eine ausreichende numerische Genauigkeit zu gewährleisten, ermöglicht das sogenannte quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren dabei eine vom Fluidzeitschritt unabhängige, dynamische Zeitschrittbestimmung für jeden Einzelpartikel. Aufgrund der unterschiedlichen zeitlichen Diskretisierung der zwei Phasen bewegen sich die Partikel damit zeitweise in einem scheinbar stationären Fluidfeld.

Ein weiteres Problem der Simulation partikelbeladener Drallströmungen liegt in der Anisotropie der Turbulenz. Das im klassischen Euler/Lagrange-Verfahren für die Turbulenzmodellierung verwendete $k - \epsilon$ -Modell basiert auf der Annahme, dass die Strömungslinien innerhalb eines Kontrollvolumens nur eine relativ schwache Krümmung zeigen. Diese Annahme ist jedoch in der Nähe der Rotationsachse einer Drallströmung nicht erfüllt und damit kann das $k - \epsilon$ -Modell hier nicht für die Turbulenzmodellierung verwendet werden. Daher wurde in dieser Arbeit zunächst ein Reynoldsspannungsmodell mit darauf angepasstem anisotropem Modell zur Rekonstruktion der turbulenten Partikeldispersion verwendet. Es zeigte sich jedoch, dass die aus den Termen des Reynoldsspannungsmodells rekonstruierten Schwankungsgeschwindigkeiten insbesondere in Wandnähe stark von experimentell ermittelten Werten abweichen.

Um die in der Reynoldsspannungsmodellierung auftretenden Probleme zu umgehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Ansatz zur Verwendung von LES-Daten als Grundlage von Lagrange-Simulationen entwickelt und implementiert. Der Ansatz der Turbulenzmodellierung in LES-Simulationen unterscheidet zwischen kleinskaligen, isotropen Wirbeln und großskaligen turbulenten Bewegungen, welche ein anisotropes Verhalten zeigen können. Dabei werden die möglicherweise anisotropen großskaligen Turbulenzen in der Simulation voll aufgelöst. In einer gekoppelten Euler/Lagrange-Rechnung werden diese Bewegungen als Teil des Strömungsfeldes an die Lagrange-Rechnung übergeben und müssen daher nicht länger im Modell der turbulenten Partikeldispersion betrachtet werden. Die kleinskaligen Turbulenzen werden im Rahmen der LES in einem SGS-Modell zusammengefasst. Da hier jedoch nur isotrope Strukturen modelliert werden, war es möglich, ein Modell zur isotropen Partikeldispersion an das SGS-Modell zu koppeln und somit auch die durch kleinskalige Turbulenzen verursachte Dispersion im Rahmen des Lagrange-Trackings wiederzugeben. Da LES-Rechnungen aufgrund der Simulationsansätze zwingend instationär durchgeführt werden müssen, wurde beim Tracking auf LES-Daten auf das zuvor implementierte quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren aufgebaut.

Der dritte im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modellierungsansatz beschäftigte sich mit der Abbildung von Agglomeratstrukturen in der Simulation. Dieses Thema

ist für eine genaue Simulation mehrphasiger Drallströmungen weniger relevant als die zwei zuvor beschriebenen Gebiete, jedoch kommt es durch die in Drallströmungen auftretenden Fliehkräfte oft zu lokalen Konzentrationsmaxima im Außenbereich des Wirbels. Die in diesen Bereichen erhöhten Kollisionsfrequenzen führen in der Folge verstärkt zu Agglomerationsvorgängen. Diese Vorgänge beeinflussen über die sich mit der Agglomeration ändernden Stokeszahl das Bewegungsverhalten der Partikel deutlich und führen somit zu einer deutlichen Veränderung im Gesamtverhalten des Prozesses.

Bisher wurde Agglomerationsprozesse im Rahmen der Simulation ausschließlich mit Hilfe einer Erhöhung des Partikeldurchmessers abgebildet, die sich im Inneren des Agglomerats ergebende Struktur und die daraus resultierende Porosität wurde hingegen vernachlässigt. Daher wurden in diesem Bereich zusätzliche Modelle entwickelt, welche es ermöglichen, die im Agglomerationsvorgang entstehende Struktur aufzulösen. Die Berücksichtigung der sich aus der Struktur ergebenden Porosität erlaubt in der Folge eine genauere Beschreibung des Verhaltens des Gesamtagglomerats in der Strömung. Zusätzlich wurden verschiedene Modelle zur Beschreibung der Partikelbewegung im Schwarm implementiert, welche in Abhängigkeit der lokalen Konzentration verwendet werden und damit eine genauere Beschreibung des Bewegungsverhaltens in Bereichen hoher Konzentration erlauben.

Um die neu implementierten Modelle zu validieren, wurde deren Verhalten in der Simulation verschiedener anwendungsnaher Geometrien untersucht. Die Testgeometrien gehörten dabei jeweils zu einer der im Folgenden beschriebenen Anwendungsfälle: In der ersten Gruppe von Testfällen wurden verschiedene vereinfachte Drallbrennergeometrien untersucht. Da die Simulation des sich im Inneren solcher Drallbrenner einstellenden Strömungsfeldes hohe Anforderungen an die Modellierung der kontinuierlichen Phase stellt, wurde in diesen Geometrien vor allem die quasi-instationäre Kopplung getestet. Bei der zweiten zur Validierung herangezogenen Gruppe handelte es sich um verschiedene Zykclone. Im Rahmen dieser Arbeiten wurden die erweiterten Agglomerationsmodelle getestet, da hier aufgrund des engen Zusammenhangs zwischen Abscheideleistung und Partikelagglomeration besonders deutliche Effekte zu erwarten waren. Die Kopplung zwischen Lagrangeschem Partikeltracking und LES wurde sowohl in den Brennergeometrien als auch im Rahmen der Zyclonmodellierung getestet.

Parallel zur Durchführung der Validierungsrechnungen wurden einzelne Systeme aus den zuvor beschriebenen Anwendungsgruppen experimentell untersucht. Zu diesem Zweck wurde zunächst ein Versuchsstand zur Bestimmung der Geschwindigkeiten der einzelnen Phasen in einer vereinfachten Brennergeometrie aufgebaut. In diesem Versuchsaufbau wurden sowohl die Konfiguration als auch die Betriebsbedingungen variiert und die Phasengeschwindigkeiten mit Hilfe von PDA-Methoden gemessen. Der zusätzliche Einsatz eines PIV-Systems erlaubte die Bestimmung großräumiger Geschwindigkeitsfelder, eine Trennung von Partikel- und Fluidgeschwindigkeit gelang hier jedoch nicht.

Nach Abschluss der Messungen wurde der bestehende Versuchsstand modifiziert und damit Strömungsmessungen in einer Zyklongeometrie ermöglicht. Hier konnten jedoch nur PIV-Messungen durchgeführt werden.

Die Auswertung der in den Drallbrennergeometrien durchgeführten Validierungsrechnungen lieferte gute Ergebnisse. So konnte zunächst rein qualitativ nachgewiesen werden, dass das neu implementierte quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren korrekt und stabil arbeitet. Ebenso geben die aus dem anschließend entwickelten LES-basierten Tracking erhaltenen hochaufgelösten Ergebnisse das Verhalten der dispersen Phase im Inneren eines Drallbrenners qualitativ gut wieder. Beim quantitativen Vergleich lokaler Daten wurde dagegen nicht überall eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht. Dabei seien insbesondere die Messungen der Schwankungsgeschwindigkeiten erwähnt, hier ergaben sich zwischen Simulation und Experiment in einigen Bereichen Differenzen von bis zu einer Größenordnung. Globale Parameter konnten hingegen besser getroffen werden: So wurden unter anderem beim Vergleich der Umlauffrequenzen der sich im Inneren der Drallbrennergeometrie bildenden Instationarität gute Übereinstimmungen zwischen Simulation und Experiment festgestellt.

Die Bewertung der Ergebnisse aus den Zyklon-Simulationen ist deutlich schwieriger. In den zunächst am Stairmand-Zyklon durchgeführten Simulationen wurde gezeigt, dass die Erweiterung des Agglomerationsmodells physikalisch korrekte Ergebnisse liefert. Diese Arbeiten wurden jedoch auf der Basis von RANS-Simulationen durchgeführt. In den anschließenden Berechnungen des Kreisel-Zyklons sollten jedoch alle neu implementierten Modelle gemeinsam getestet werden. Aus den Anforderungen der LES-Rechnung an die räumliche und zeitliche Diskretisierung ergab sich ein relativ großes numerisches Gitter sowie kleine Euler-Zeitschritte. In Kombination mit der vollen Modellierungstiefe führten diese Faktoren zu einer deutlichen Verlangsamung der Rechengeschwindigkeit für die Gesamtsimulation. So gelang es nicht, in einer Rechnung von fünf Monaten Laufzeit, den Einlaufvorgang der Partikel in den Zyklon komplett abzubilden.

Aufgrund der hohen Laufzeiten wurde ein zusätzliches Modul implementiert, welches es erlaubt, aus einem stationären Tracking einen Startzustand für eine quasi-instationäre Rechnung abzuleiten. Beginnend von diesem Startzustand konnten in einer Rechnung von ca. einem Monat Laufzeit etwa $\Delta t = 0,03\text{s}$ Realzeit in der Simulation abgebildet werden. Die dabei erhaltenen Daten lassen bei der Betrachtung makroskopischer Werte wie Abscheiderate oder Rotationsfrequenz des Wirbelkerns auf eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation schließen. Es ist dabei jedoch zu beachten, dass aufgrund des sehr kurzen simulierten Zeitraums die diesen Werten zugrundeliegende Datenbasis äußerst klein ist und die meisten enthaltenen Werte wahrscheinlich noch zeitlich korreliert sind. Aus diesen Gründen wurde hier auch auf eine weitere Auswertung lokaler Daten verzichtet.

Da im Rahmen einer einzelnen Arbeit nicht alle möglichen Aufgabenstellungen eines Themenbereich abgearbeitet werden können, sollen im Folgenden noch einige kur-

ze Anregungen zu weiterführenden Arbeiten gegeben werden. Zunächst einmal scheint es von größter Wichtigkeit zu sein, die bereits begonnenen Simulationen zum Kreisel-Zyklon fortzuführen. Diese Arbeit ist aufgrund der hohen Laufzeiten der Rechnungen sowie den im Verlauf der Simulationen anfallenden Datenmengen¹ keine triviale Aufgabe. Die verlängerte Laufzeit sollte zunächst dazu führen, das zum jetzigen Stand eventuell noch nicht abgeschlossenen Anfahrvorgänge klar vom stationären Prozess abgegrenzt werden können. In der Folge wäre es möglich, den stationären Prozess in Hinblick auf Abscheideraten bzw. dominierende Frequenzen zu untersuchen und damit die Validierung des LES-basierten Euler/Lagrange-Modells fortzusetzen.

In Bezug auf Weiterführung der Zyklon-Rechnungen ist ein weiteres Thema von hoher Relevanz: Es sollte in Zukunft verstärkt über mögliche Verbesserungsansätze bezüglich der Parallelisierungsstrategie des Partikeltrackings nachgedacht werden. Die momentan verwendete Parallelisierung verteilt die zu verfolgenden Parcel auf die vorhandenen Prozessoren. Da jedoch die Partikeleigenschaften weiterhin in global angelegten Datenstrukturen verwaltet werden, ergeben sich neben dem relativ hohen Kommunikationsaufwand viele Leerlaufzeiten für diejenigen Prozessoren, die nicht auf die benötigten Daten zugreifen können, weil diese gerade von anderen Prozessoren geblockt sind. Hier wäre zunächst denkbar, die Daten in Zukunft in einer verteilten Struktur zu halten und damit die Leerlaufzeiten der Prozessoren zu reduzieren. Ein für eine Reduktion der Rechenzeiten wahrscheinlich noch günstigerer Ansatz wäre jedoch die Parallelisierung auf Basis von Strömungsregionen im Gegensatz zur augenblicklich verwendeten parcelbasierten Methode. Hierbei würde sich die Verwendung der dem numerischen Gitter zugrundeliegenden Blockstruktur anbieten, ein Ansatz, der auch auf Seiten der Strömungssimulation genutzt wird.

Auch in Bezug auf die Kommunikation zwischen den für die Euler- bzw. Lagrange-Rechnung zuständigen Programmen sind weitere Verbesserungsmöglichkeiten denkbar. Augenblicklich wird die Kommunikation zum Großteil über die Festplatte abgewickelt, das heißt, auszutauschende Daten werden vom übergebenden Programm auf der Festplatte abgelegt und anschließend vom übernehmenden Programm wieder von dort eingelesen. Dieses Verfahren führt selbst bei Verwendung einer RAM-Disk zu deutlichen Latenzzeiten in der Kommunikation. Hier wäre über alternative Ansätze wie Datenaustausch per Message Passing (MPI) oder aber eine direkt Integration der Programme denkbar.

Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit ergibt sich aus den momentanen Beschränkungen des Modells der Agglomerationshistorie: Augenblicklich wird zwar die sich im Agglomerat ergebende Porosität im Rahmen des Trackings in Form einer Erhöhung des effektiven Durchmessers genutzt, die Agglomeratstruktur sowie die damit zusammenhängende Partikelform bleiben jedoch unberücksichtigt. Hier sind verschiedenen Möglichkeiten zur Weiterentwicklung gegeben: so könnte die bereits im Agglomerat

¹Es kann abgeschätzt werden das pro Rechnung in einem Monat Laufzeit etwa 1TB Ergebnisdaten erzeugt werden.

gespeicherte Struktur z. B. mit Hilfe einer fraktale Dimension charakterisiert und damit die Kompaktheit des Agglomerats beschrieben werden. Mit Hilfe dieser Angaben wäre es möglich, zusätzliche Agglomerateigenschaften wie etwa die Durchströmbarkeit oder einen Formfaktor in die Berechnung des Fluidwiderstandes zu integrieren.

Weitere Verbesserungen wäre im Bereich des Agglomeratbruchs denkbar: Dieser tritt im Moment nur auf, wenn das jeweilige Agglomerat mit einem anderen Partikel oder der Wand kollidiert. Hier wäre es denkbar, weitere Bruchmöglichkeiten durch Scherung oder Druckgradienten zu implementieren.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass im Rahmen dieser Arbeit insbesondere die Möglichkeiten zur Modellierung instationärer Mehrphasenströmungen mit Hilfe der Euler/Lagrange-Verfahrens deutlich erweitert werden konnten. Die Arbeit auf diesem Gebiet ist jedoch keinesfalls abgeschlossen und die oben dargestellten Anregungen geben nur einen kleinen Ausschnitt aus der Vielzahl an Weiterentwicklungsmöglichkeiten auf diesem Gebiet wieder.

A. Experimentelle Ergebnisse

A.1. Ergebnisse der Experimente in der Brennergeometrie

Zur Beschreibung der im Rahmen der Experimente in der Brennergeometrie verwendeten Konfigurationen sei auf Abschnitt 4.1.1 verwiesen, die realisierten Parametervariationen sind der Übersichtlichkeit halber noch einmal in Tabelle A.1 dargestellt.

Tabelle A.1.: Variationen der Messung der Drallströmung.

Konfiguration	Parametersatz	u_z [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]	u_k [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]	S [-]	η_P [$\frac{\text{g}}{\text{g}}$]
D1	a	21,0	12,9	0,45	1,15
	b	8,4	17,7	0,45	2,89
	c	8,4	12,9	0,45	2,89
	d	8,4	12,9	2,01	2,89
D2	a	6,0	22,0	0,45	0,2
	b	6,0	15,5	0,45	0,2
D3	a	6,1	13,4	2,01	0,11
	b	5,8	13,6	0,45	0,04
	c	6,5	18,9	0,0	0,04
	d	6,6	18,8	0,45	0,04
	e	7,8	18,2	2,01	0,67

A.1.1. Messung D1

Geschwindigkeiten

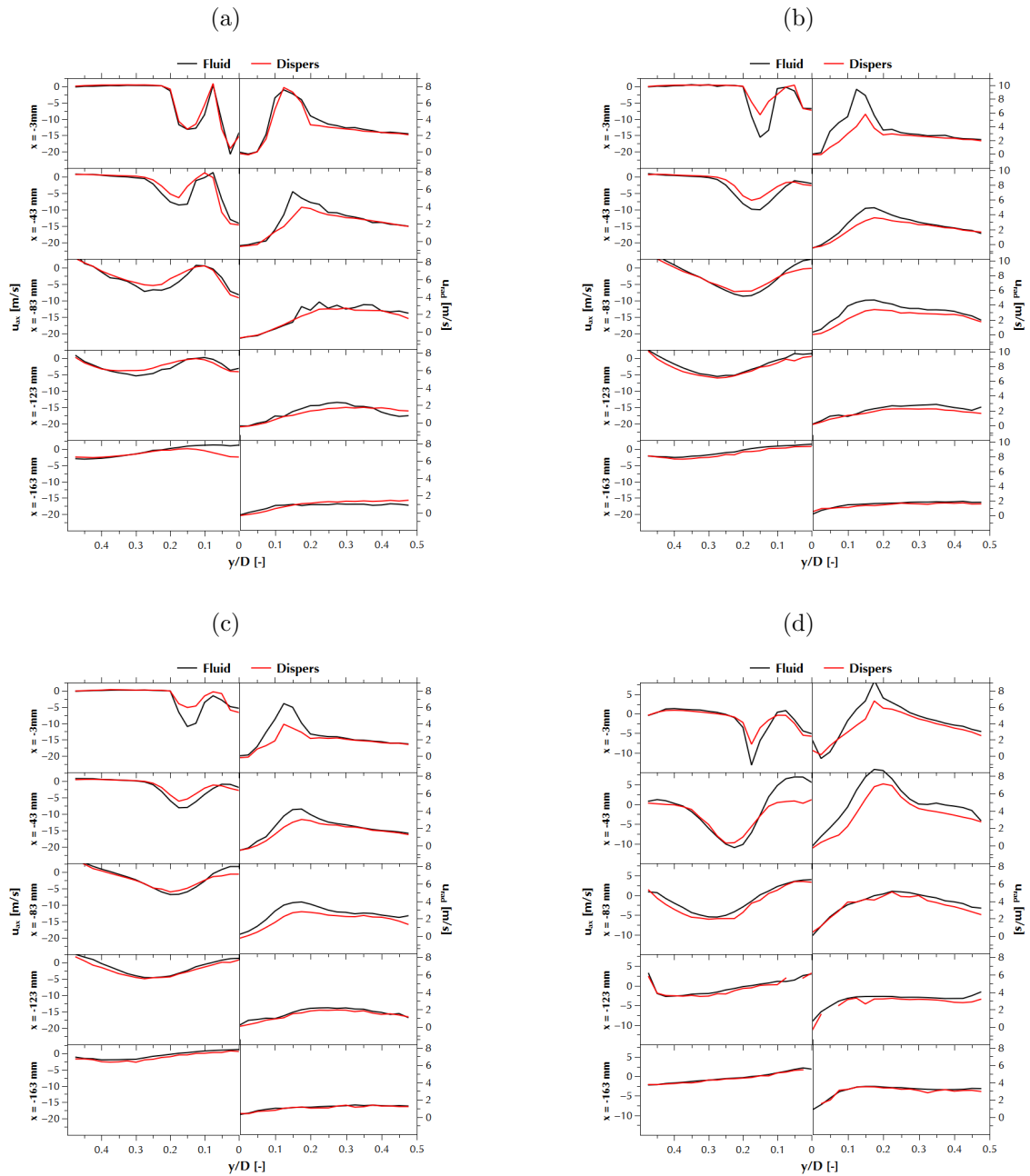


Abbildung A.1.: Messung: D1. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d, links: U_{ax} ; rechts: U_{rad} .

Reynoldsspannungen

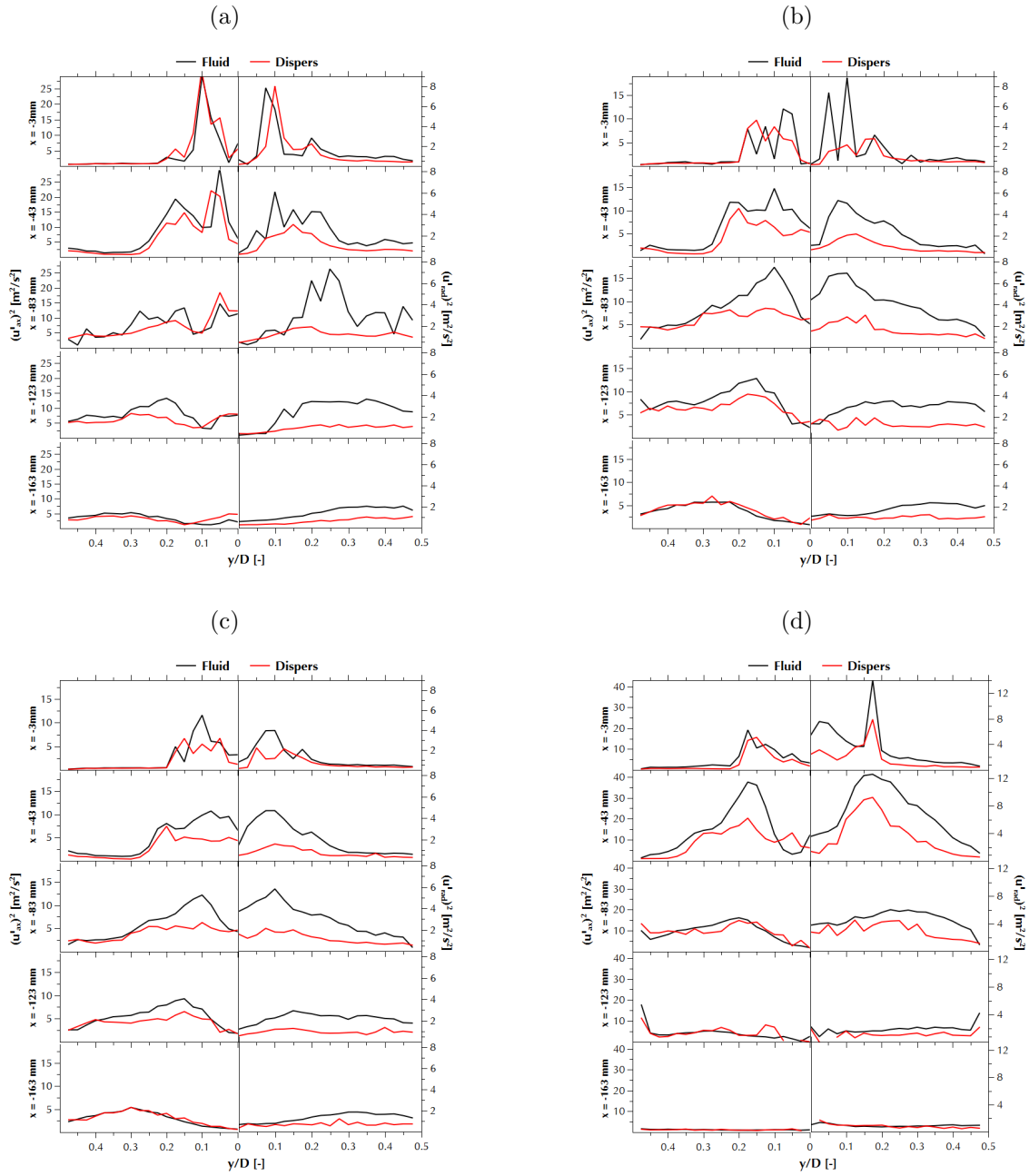


Abbildung A.2.: Messung: D1. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d, links: u'^2_{ax} ; rechts: u'^2_{rad} .

Mittlerer Partikeldurchmesser

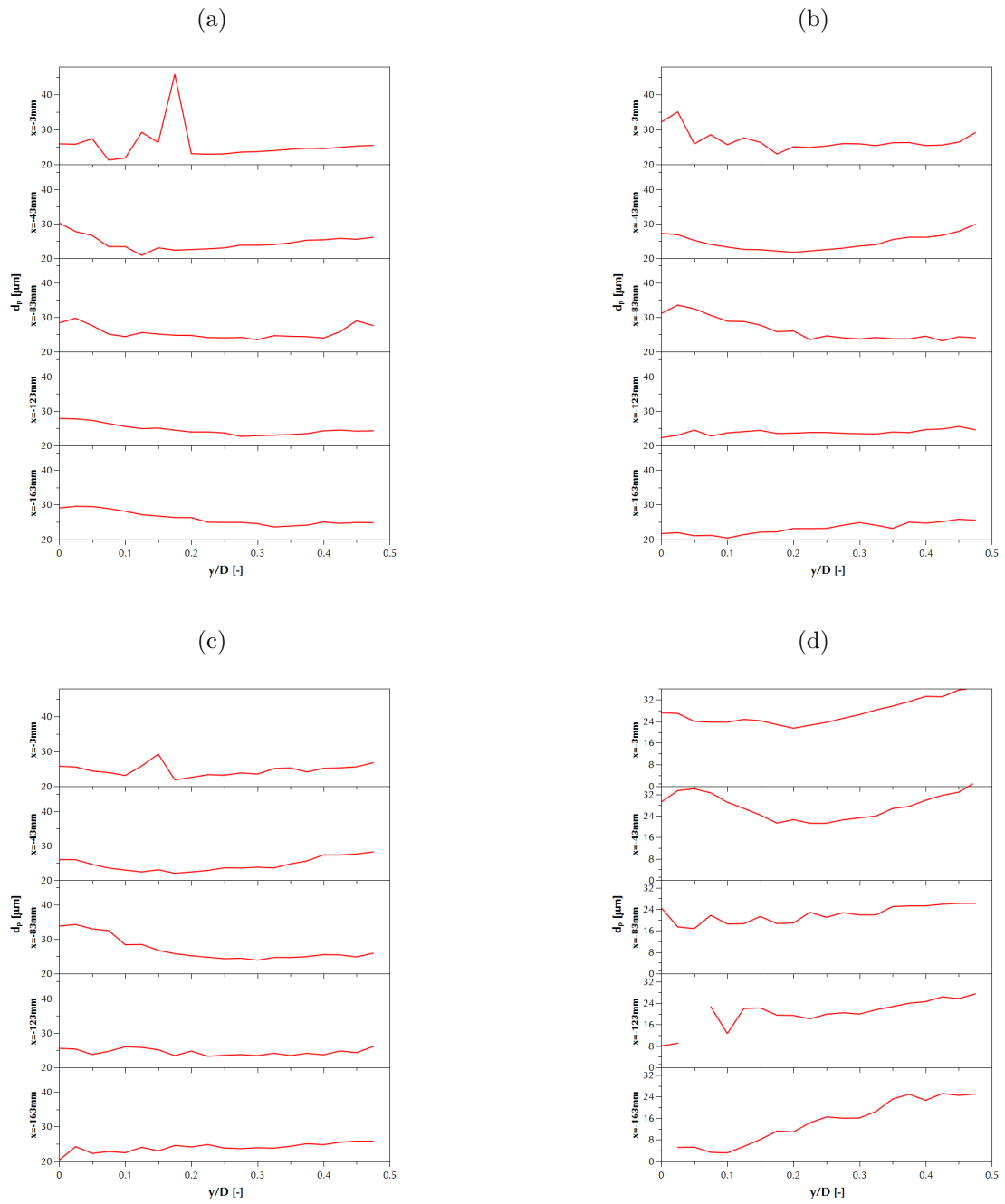


Abbildung A.3.: Messung: D1. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d, Partikeldurchmesser d_p .

A.1.2. Messung D2

Geschwindigkeiten

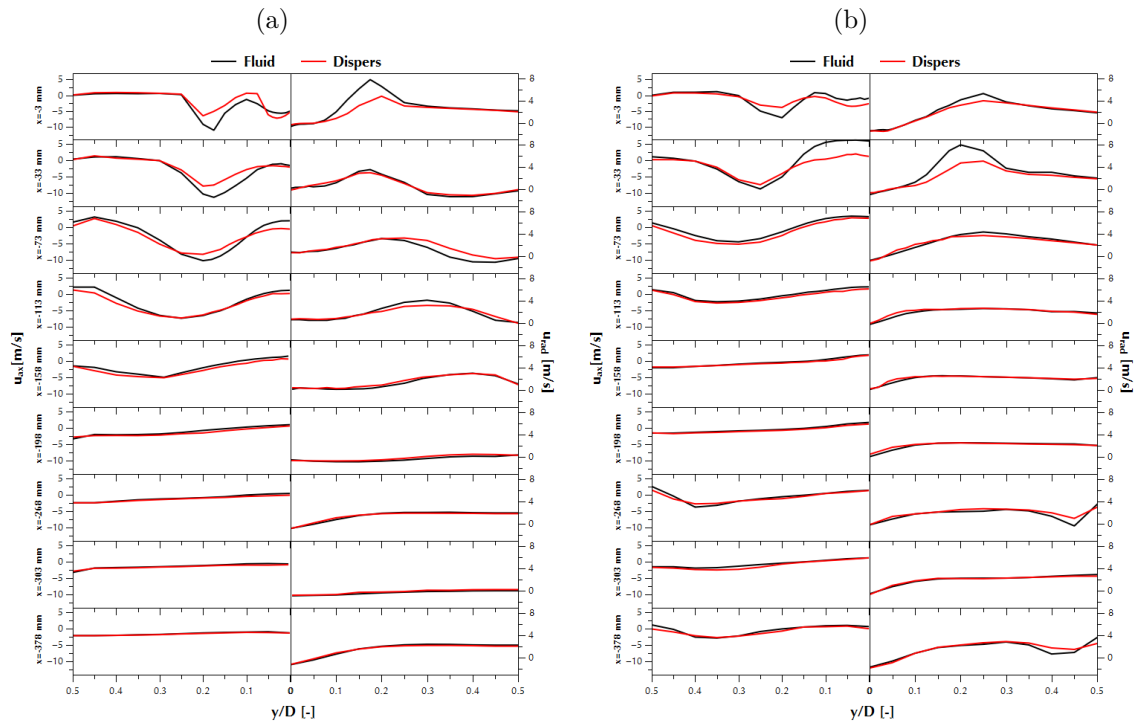


Abbildung A.4.: Messung: D2. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, links: U_{ax} , rechts: U_{rad} .

Reynoldsspannungen

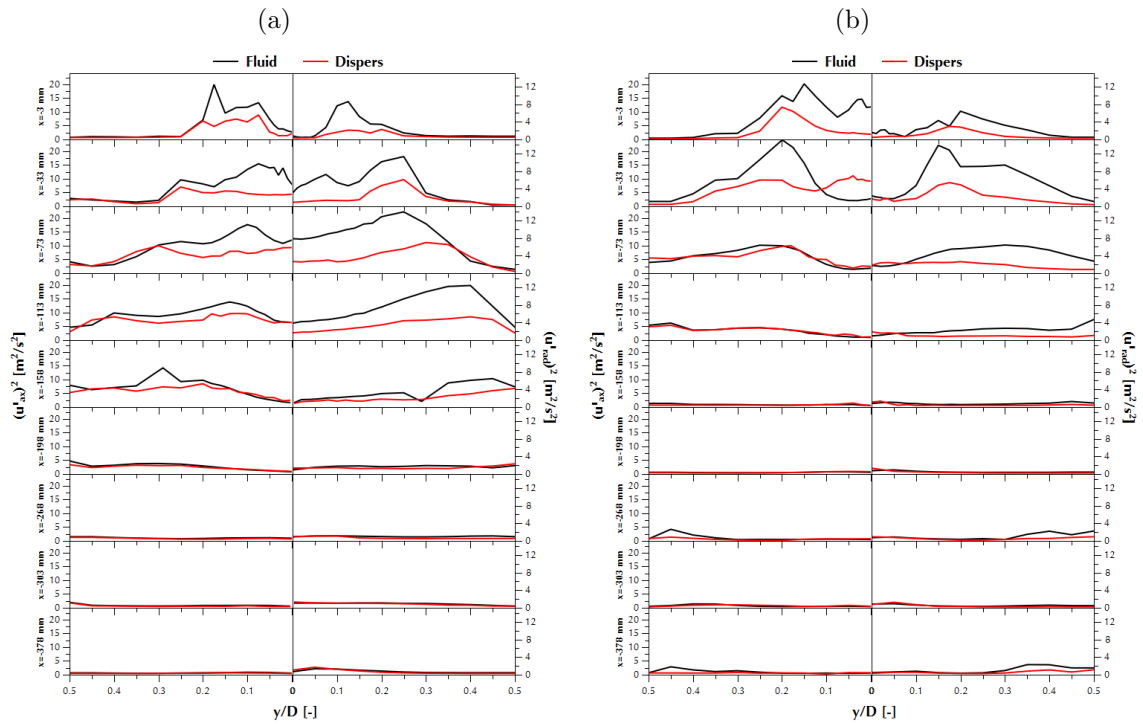


Abbildung A.5.: Messung: D2. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, links: u'^2_{ax} ,
rechts: u'^2_{rad} .

Reynoldsspannungen / Mittlerer Partikeldurchmesser

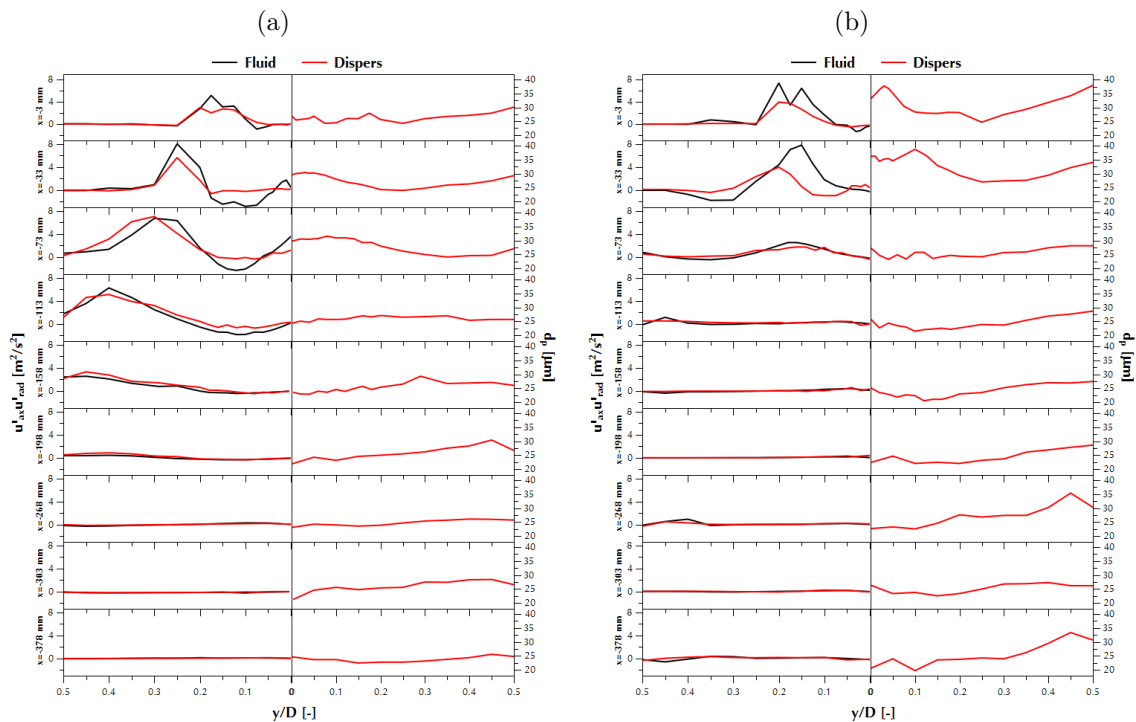


Abbildung A.6.: Messung: D2. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, links: $u'_{ax}u'_{rad}$, rechts: d_p .

A.1.3. Messung D3

Geschwindigkeiten

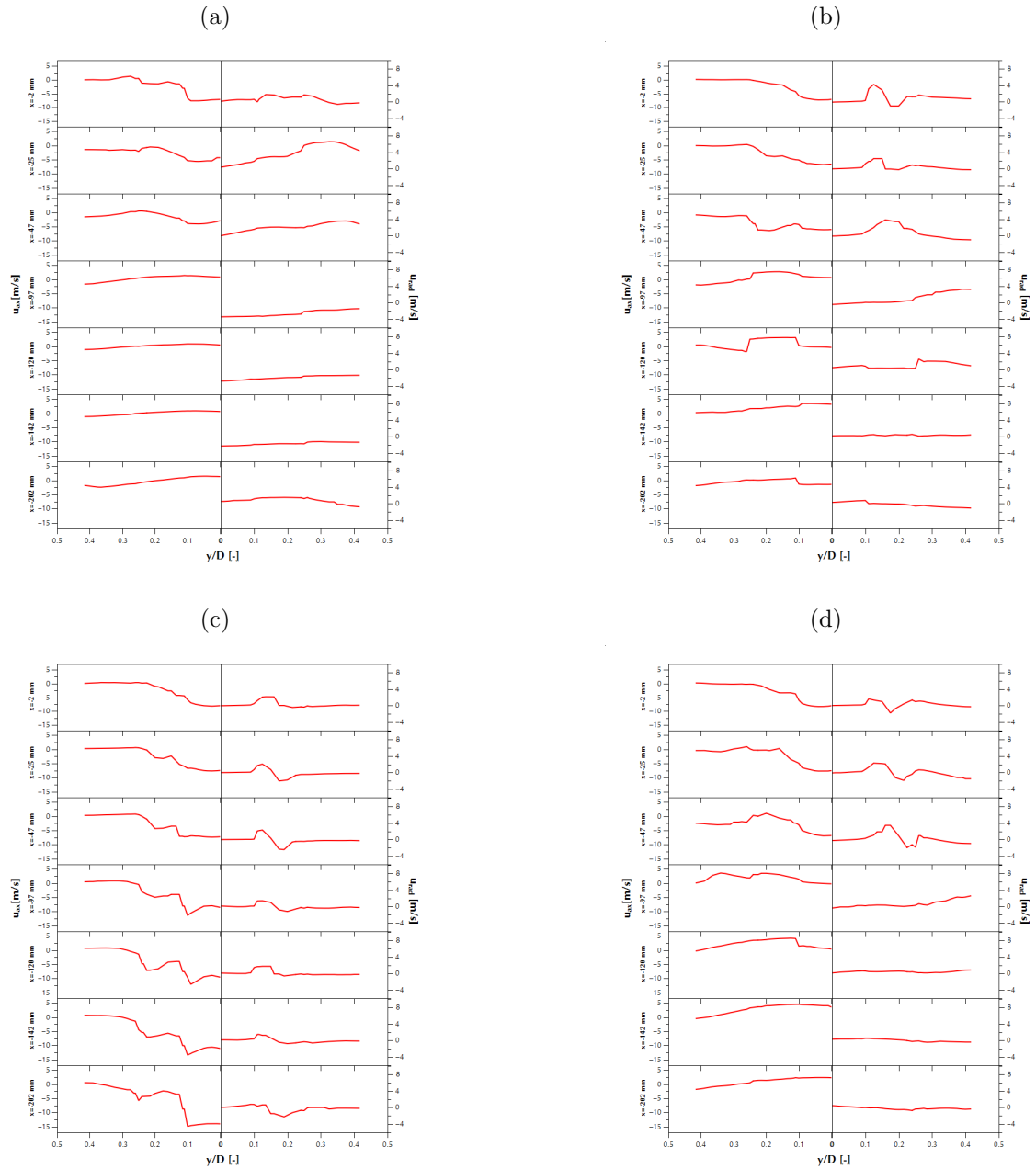


Abbildung A.7.: Messung: D3. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d, links: U_{ax} , rechts: U_{rad} .

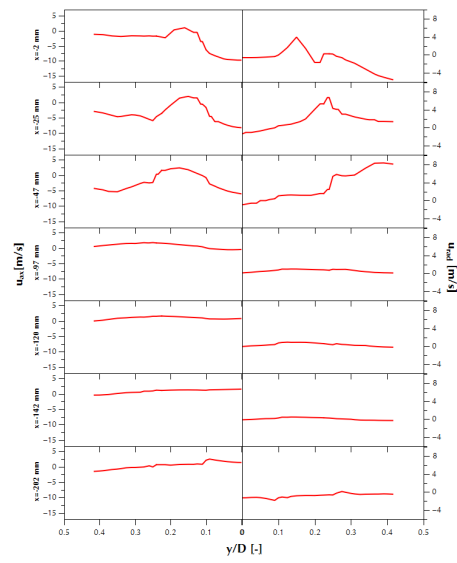


Abbildung A.8.: Messung: D3. Parametersatz e, links: U_{ax} , rechts: U_{rad} .

Reynoldsspannungen

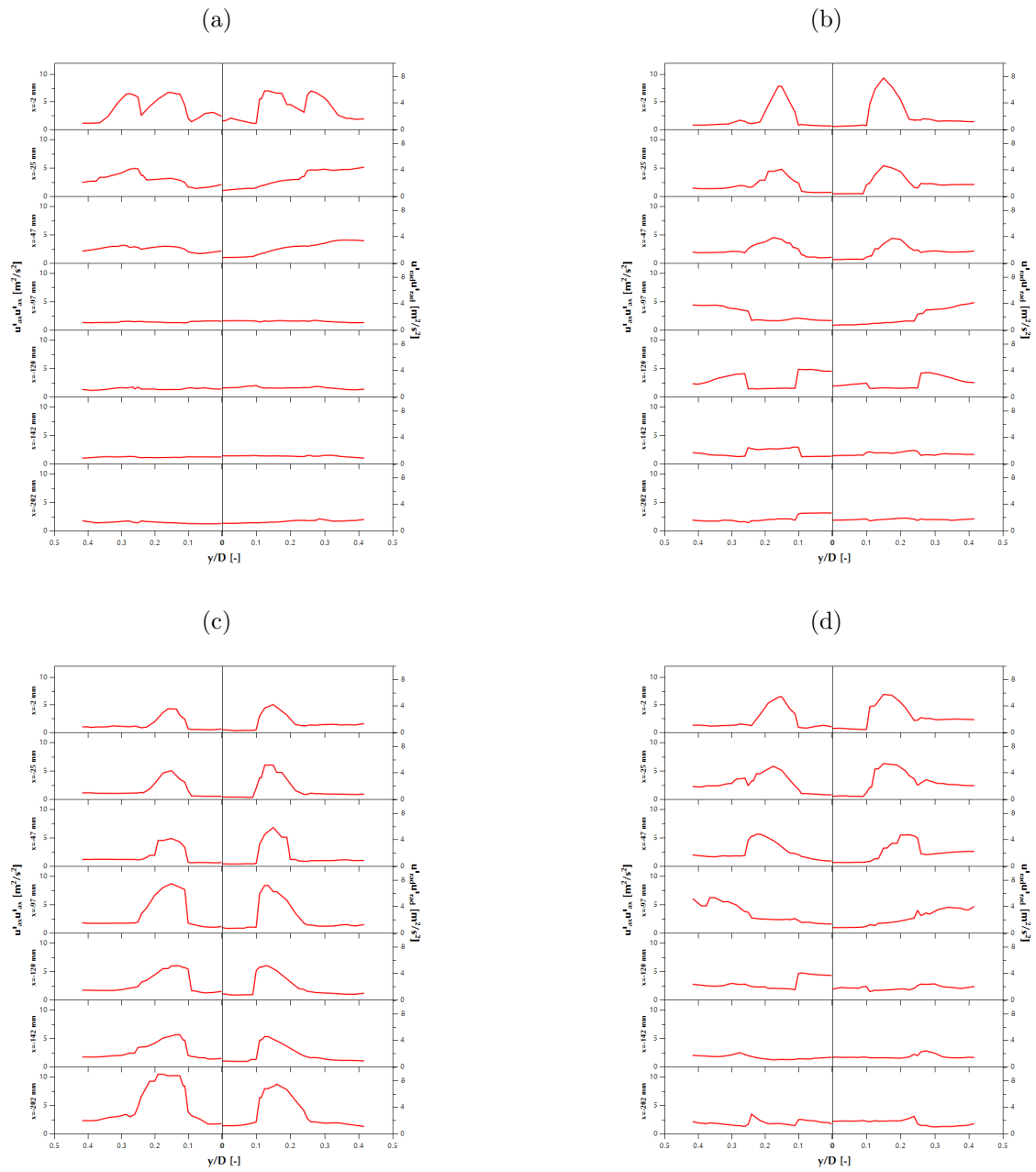


Abbildung A.9.: Messung: D3. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d. Links: u'^2_{ax} , rechts: u'^2_{rad} .

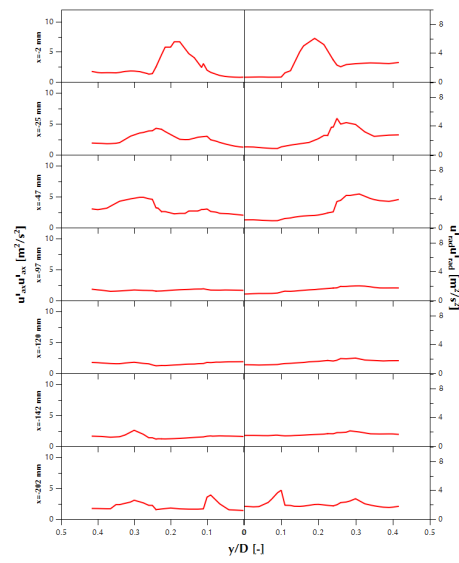


Abbildung A.10.: Messung: D3. Parametersatz e. Links: u'^2_{ax} , rechts: u'^2_{rad} .

Konzentrationen / Mittlerer Korrelationskoeffizient

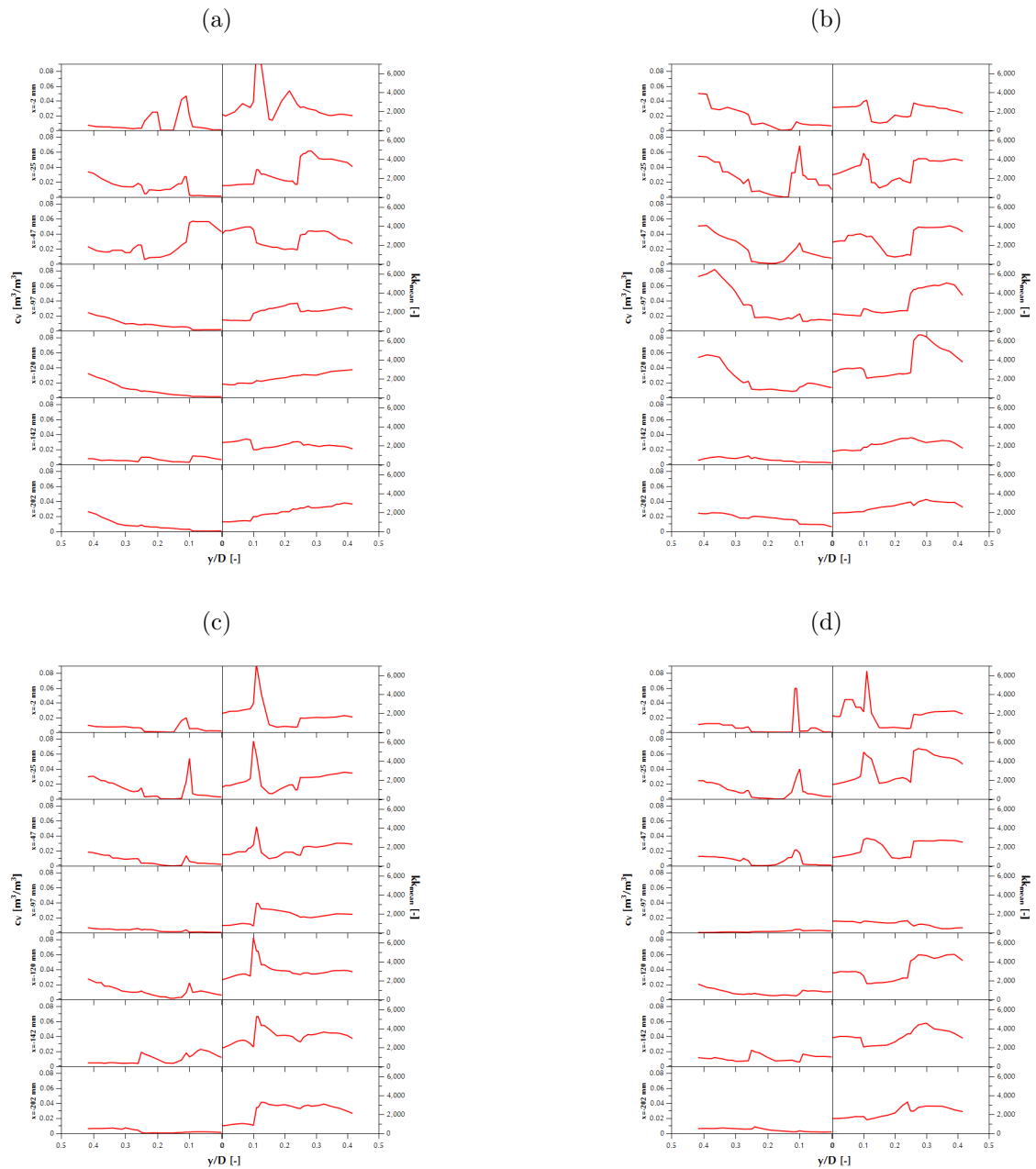


Abbildung A.11.: Messung: D3. (a) Parametersatz a, (b) Parametersatz b, (c) Parametersatz c, (d) Parametersatz d. Links: c_V , rechts: k_k .

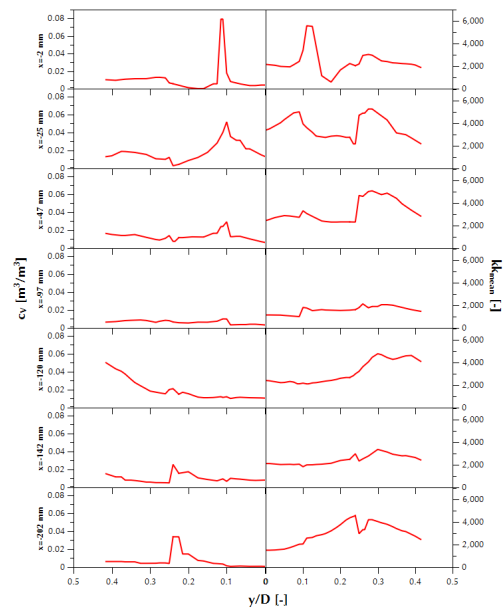


Abbildung A.12.: Messung: D3. Parametersatz e. Links: c_V , rechts: $\bar{k}k$.

A.2. Geschwindigkeitsmessungen im Kreisel-Zyklon

Auf den folgenden Seiten sind die Rohdaten der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Geschwindigkeitsmessungen zusammengestellt.

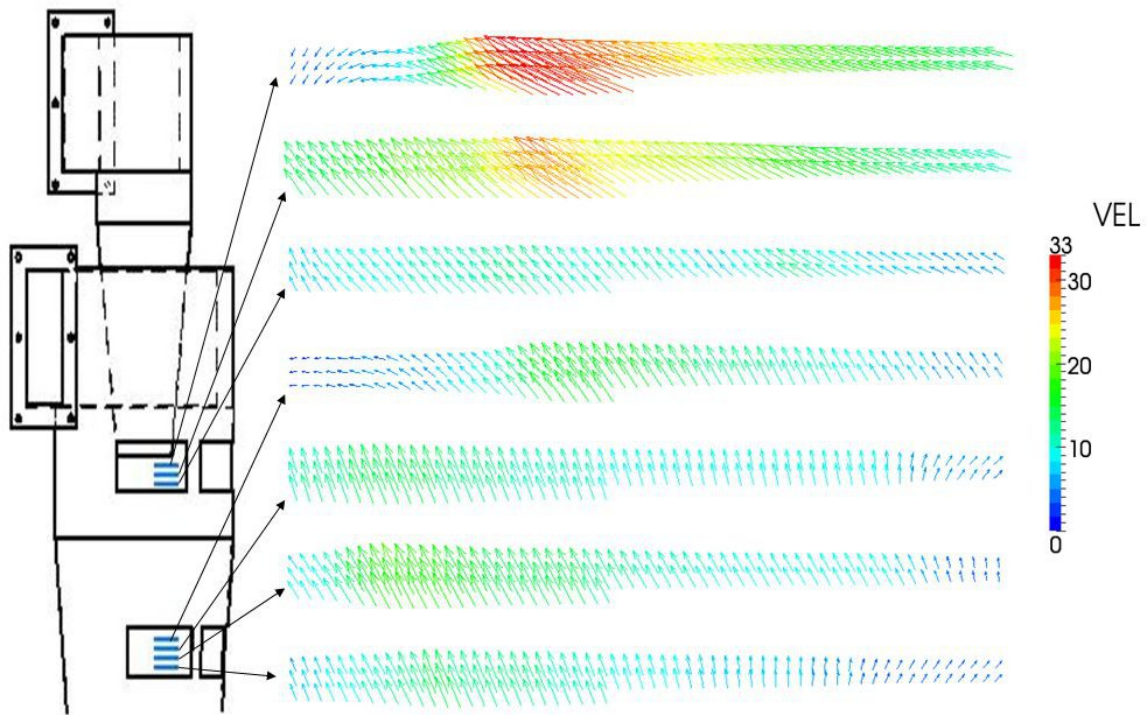


Abbildung A.13.: Messung: A1; Massenstrom: $\dot{m}_F = 103,9 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,003 \text{ g/g}$

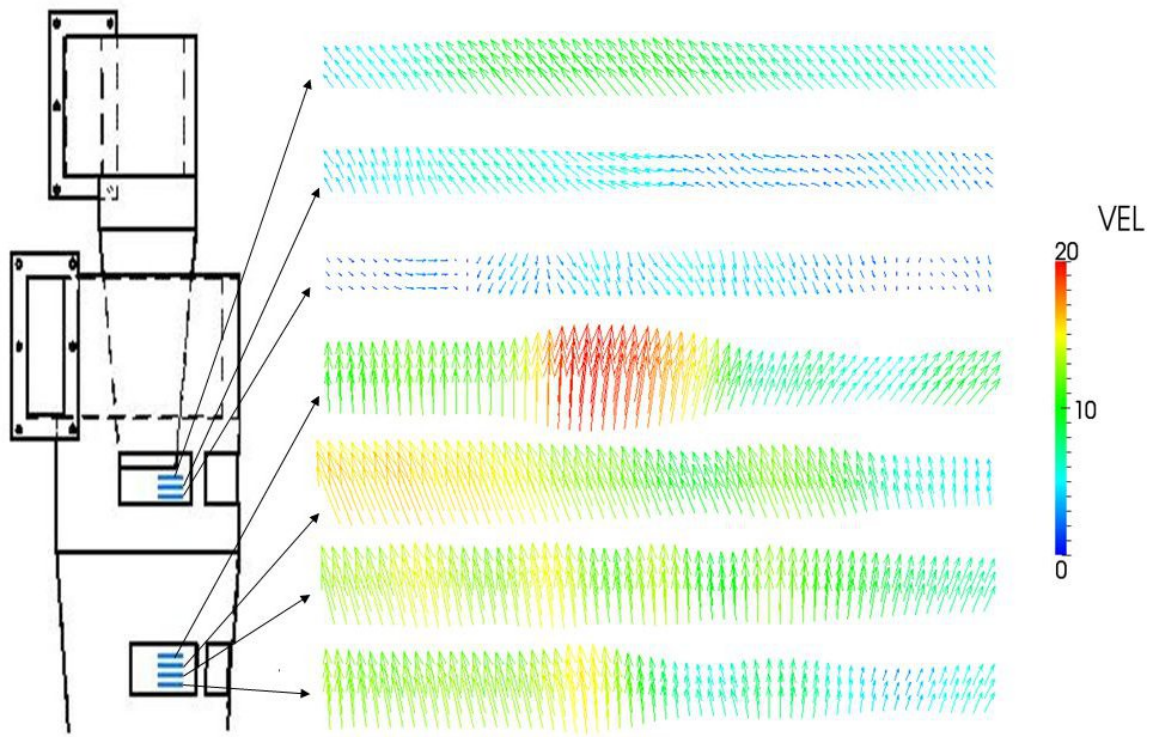


Abbildung A.14.: Messung: B1; Massenstrom: $\dot{m}_F = 125,8 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,002 \text{ g/g}$

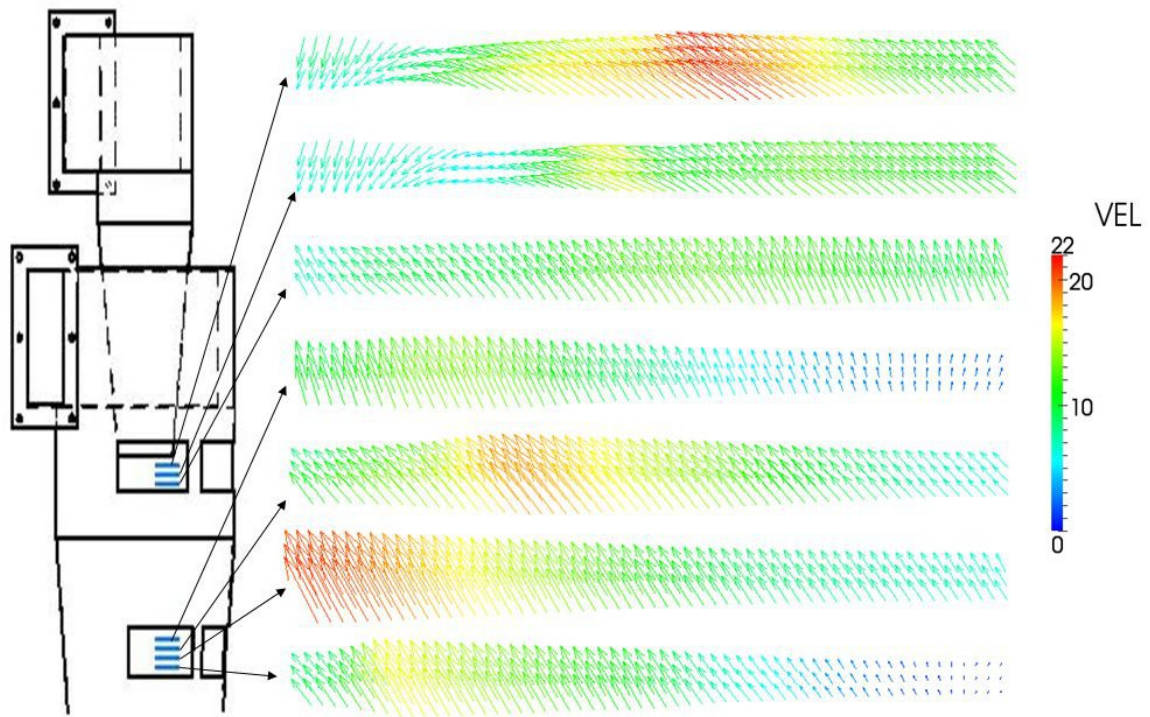


Abbildung A.15.: Messung: A2; Massenstrom: $\dot{m}_F = 103,9 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,015 \text{ g/g}$

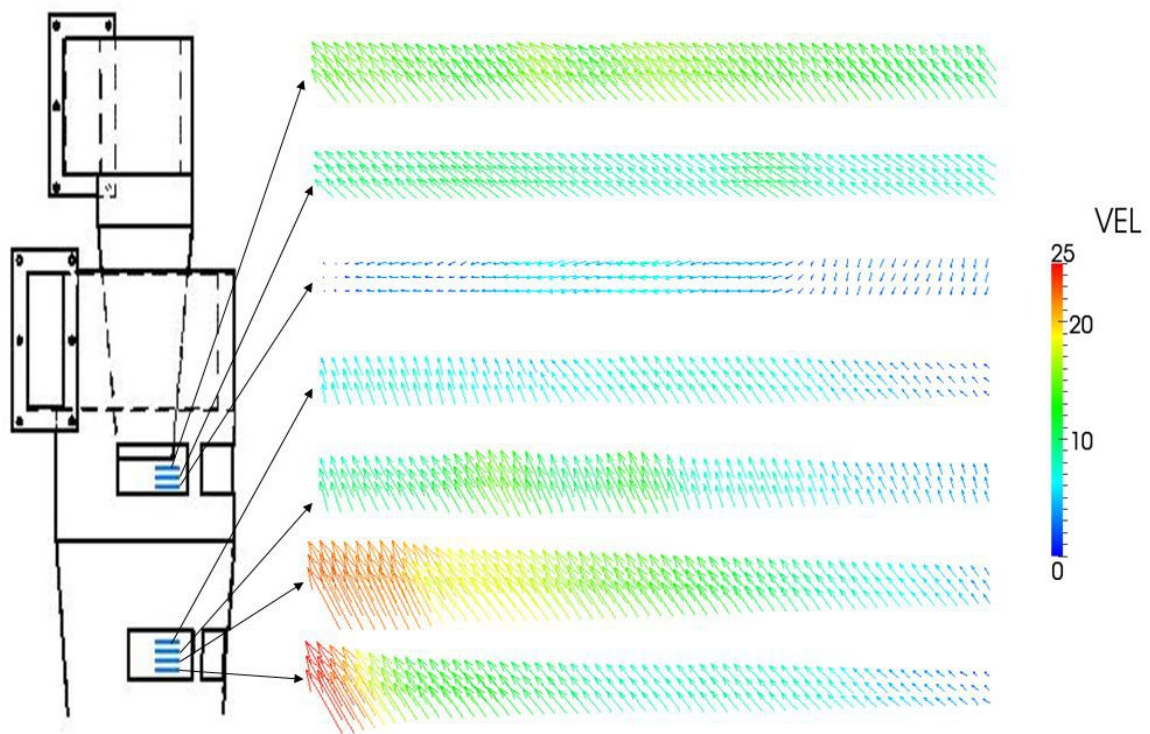


Abbildung A.16.: Messung: B2; Massenstrom: $\dot{m}_F = 125,8 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,018 \text{ g/g}$

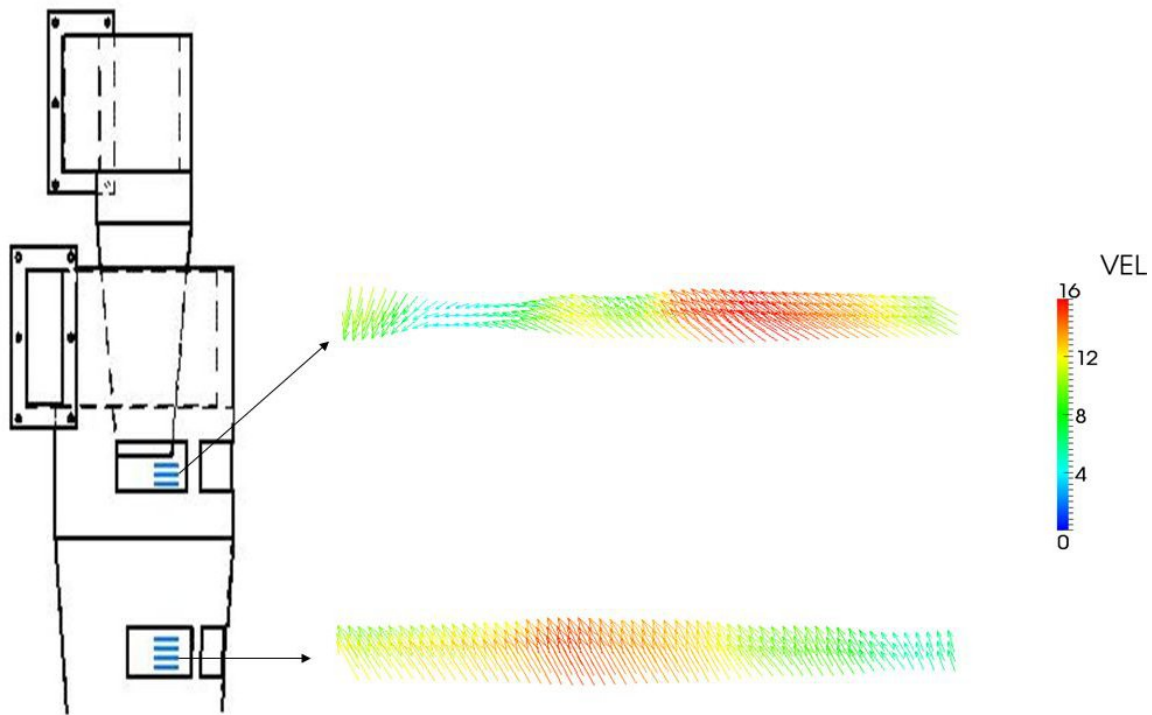


Abbildung A.17.: Messung: A3; Massenstrom: $\dot{m}_F = 103,9 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,073 \text{ g/g}$

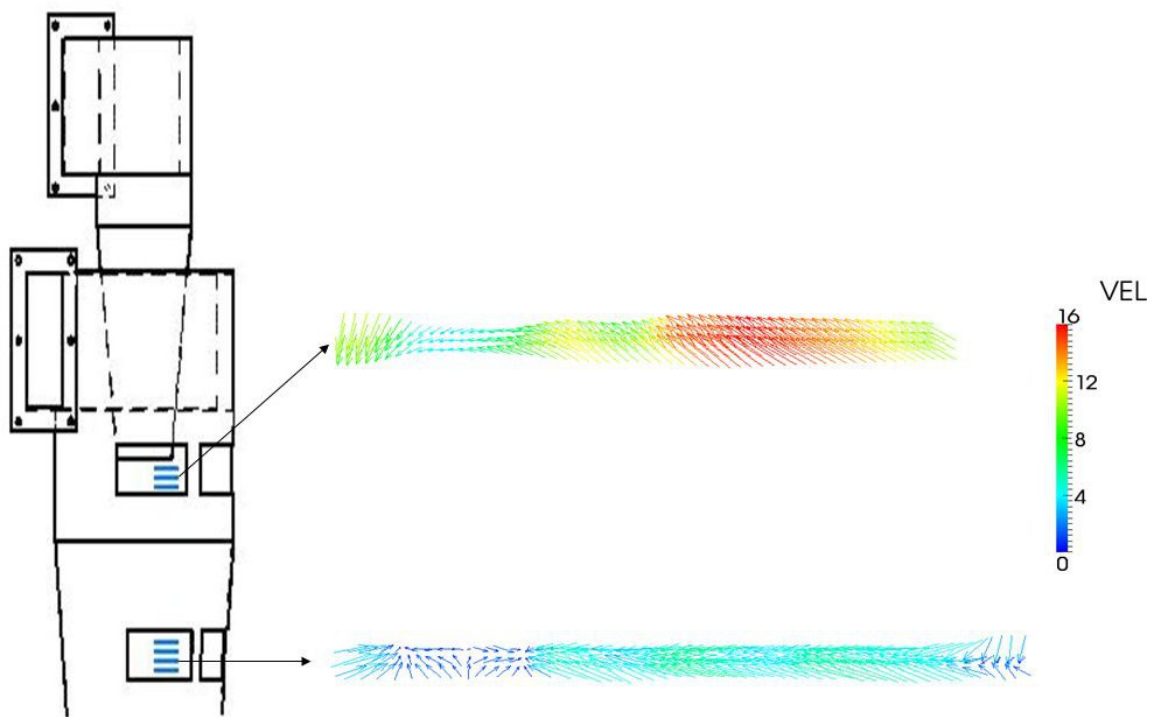


Abbildung A.18.: Messung: B4; Massenstrom: $\dot{m}_F = 125,8 \text{ g/s}$;
Beladung: $\eta_P = 0,073 \text{ g/g}$

B. Numerische Ergebnisse

B.1. Numerische Ergebnisse der Brennergeometrie

Die den auf den folgenden Seiten dargestellten Ergebnissen zugrundeliegenden Simulationen (S3b und S3c) werden in Abschnitt 4.1.2 und Abschnitt 4.1.3 näher erläutert.

B.1.1. Gasphase

Axiale Geschwindigkeit U_{ax}

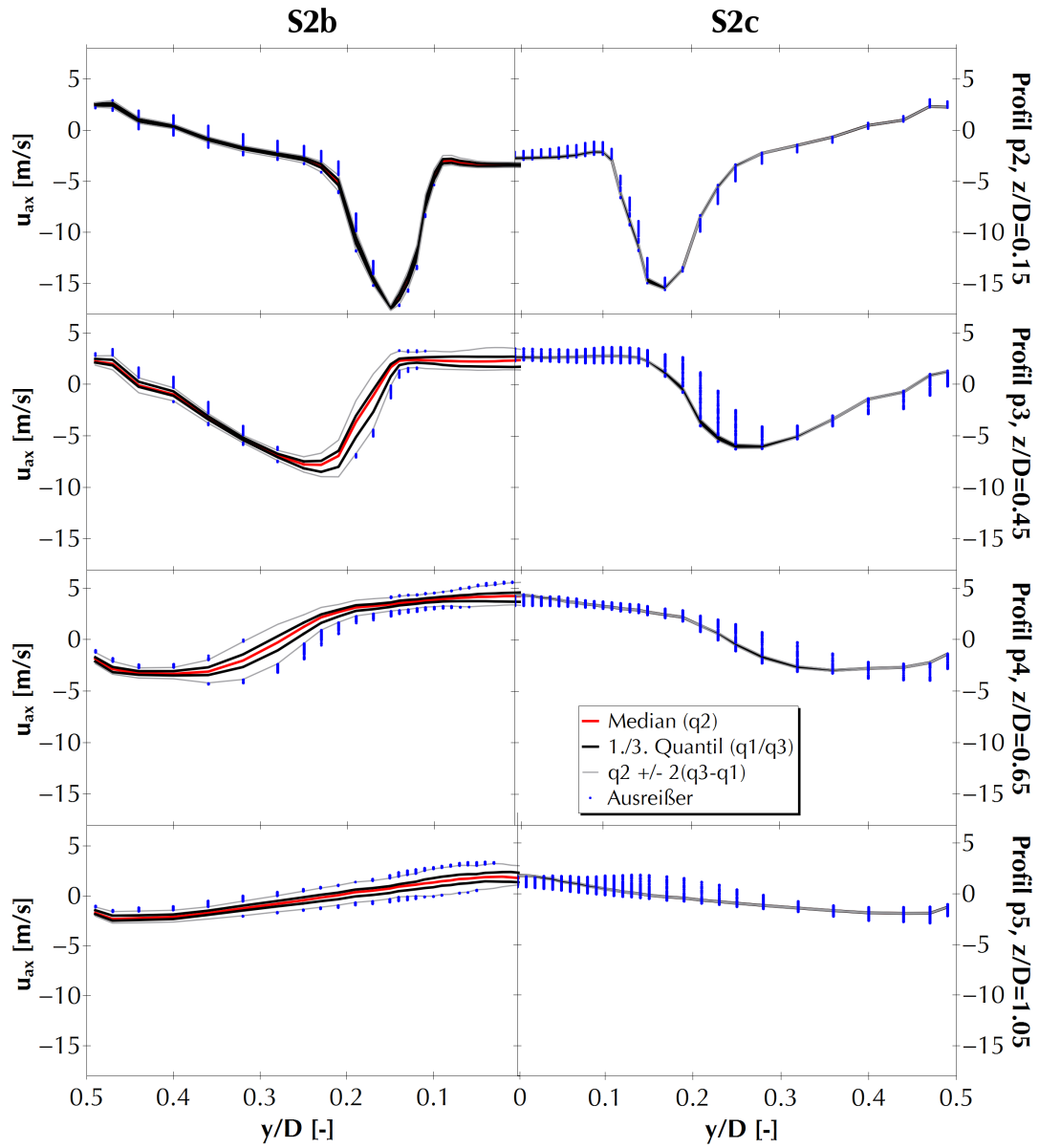


Abbildung B.1.: Zeitliche Verteilung der axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Radiale Geschwindigkeit U_{rad}

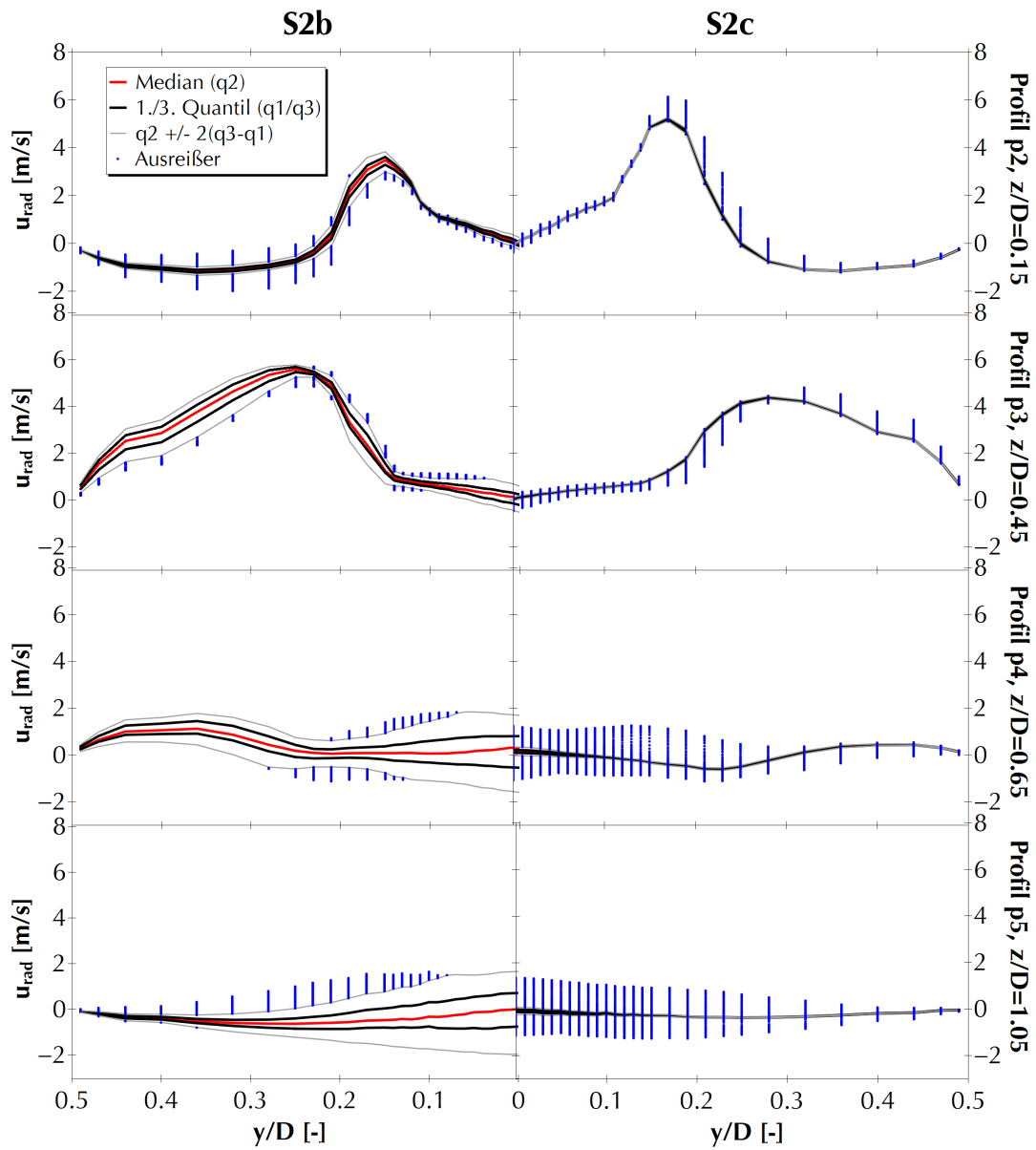


Abbildung B.2.: Zeitliche Verteilung der radialen Gasgeschwindigkeit U_{rad} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

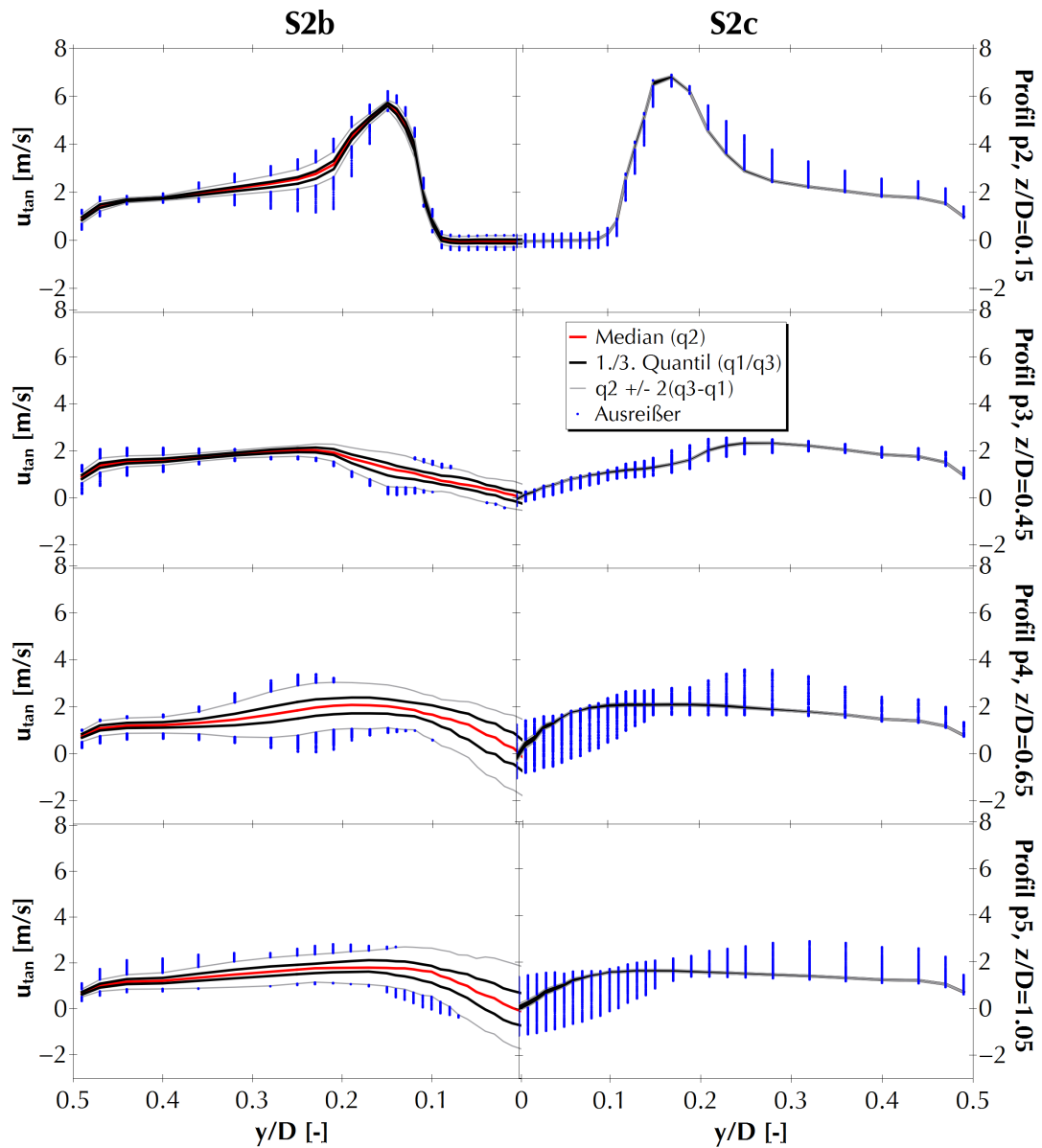
Tangentielle Geschwindigkeit U_{tan} 

Abbildung B.3.: Zeitliche Verteilung der tangentialen Gasgeschwindigkeit U_{tan} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

B.1.2. Disperse Phase

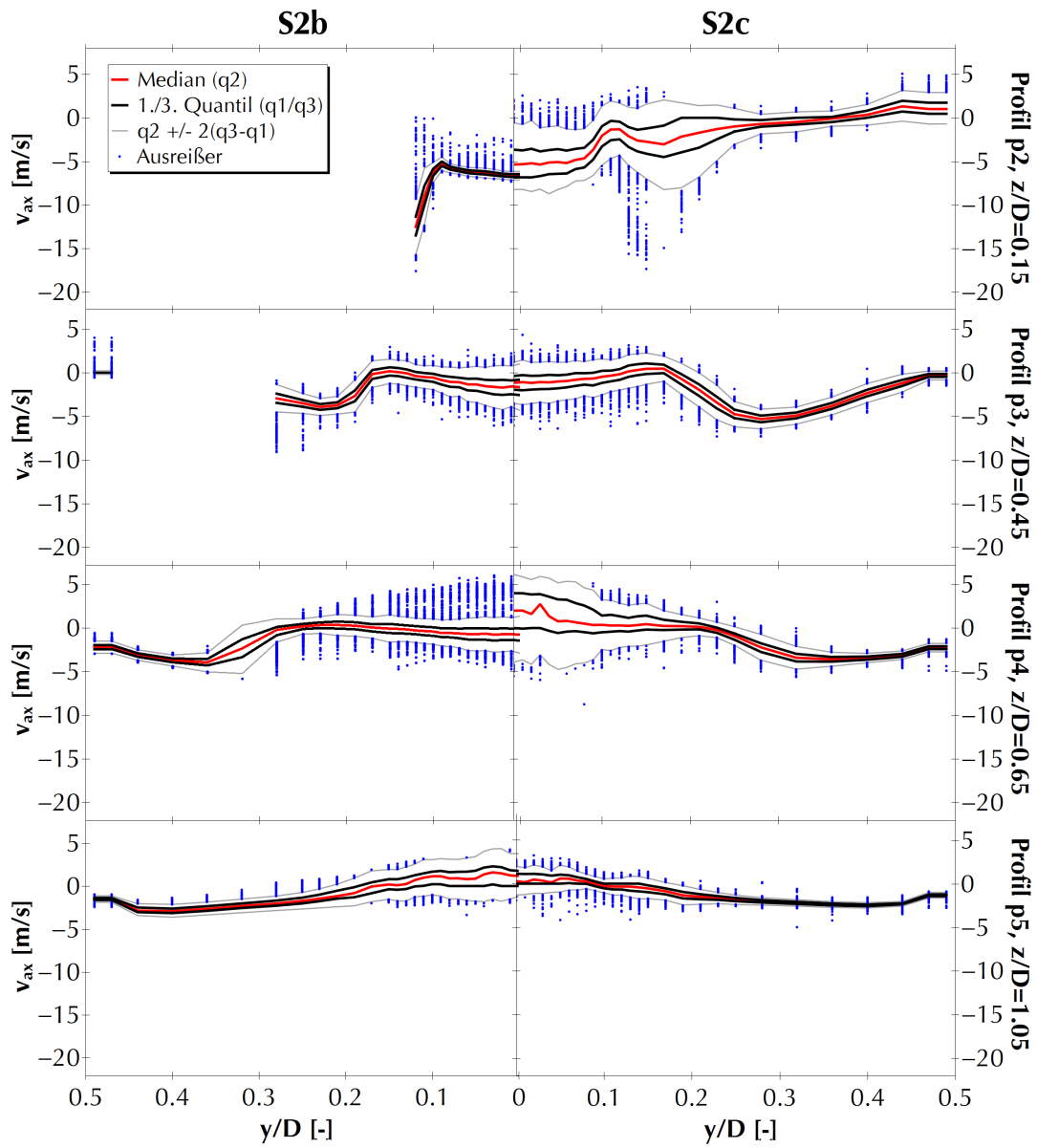
Axiale Geschwindigkeit V_{ax} 

Abbildung B.4.: Zeitliche Verteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Radiale Geschwindigkeit V_{rad}

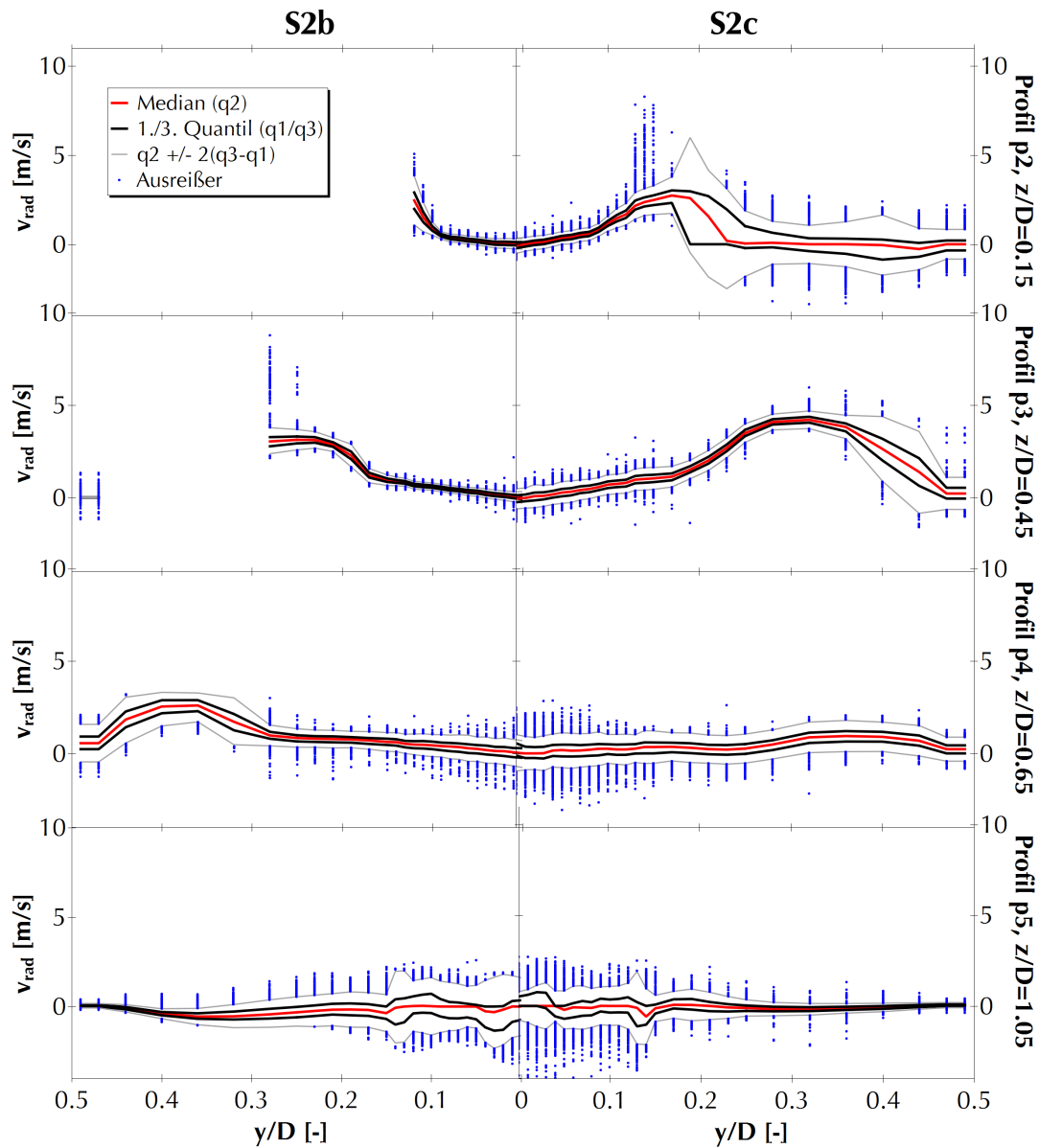


Abbildung B.5.: Zeitliche Verteilung der radialen Partikelgeschwindigkeit V_{rad} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

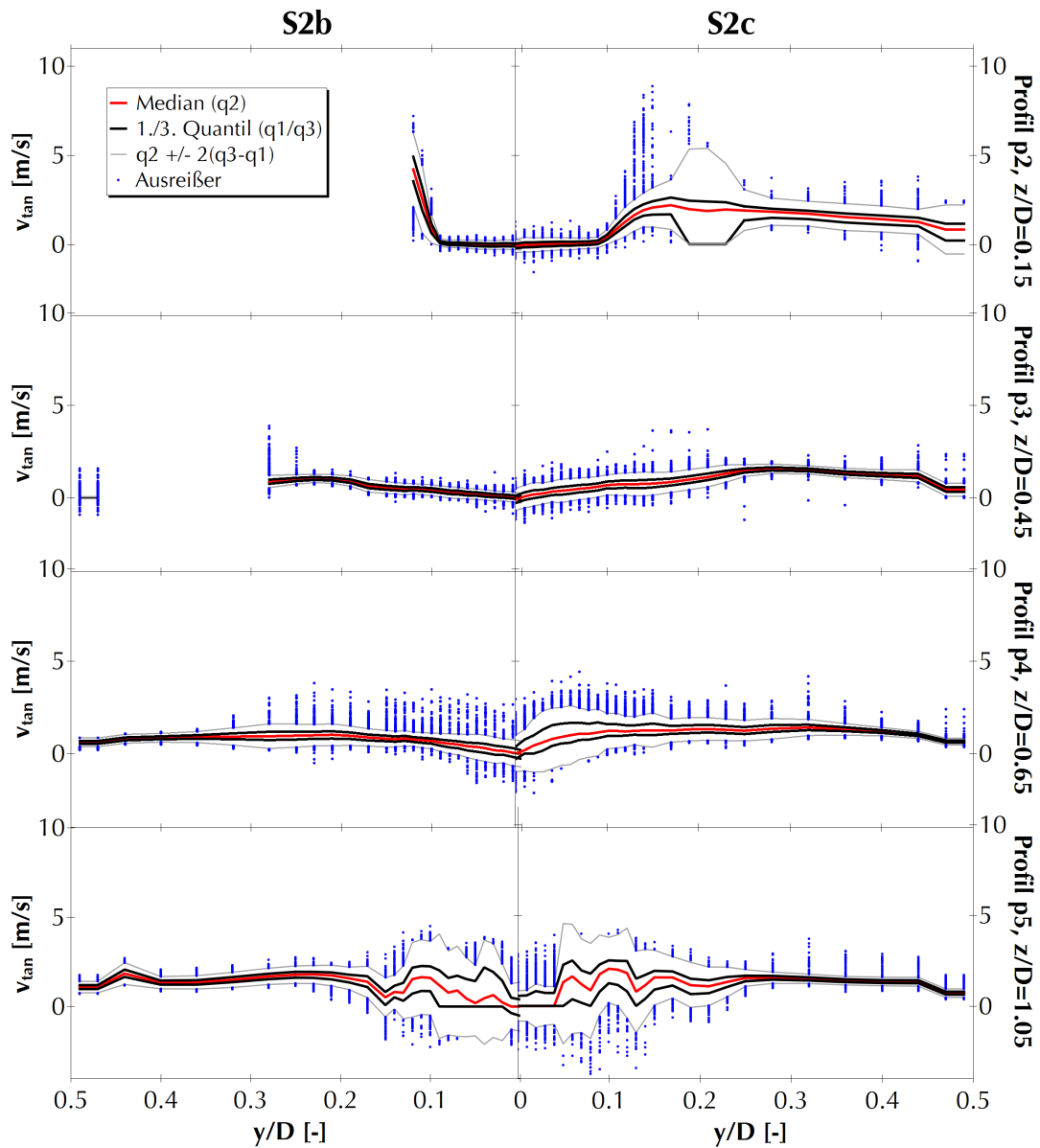
Tangentele Geschwindigkeit V_{tan} 

Abbildung B.6.: Zeitliche Verteilung der tangentialen Partikelgeschwindigkeit V_{tan} in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

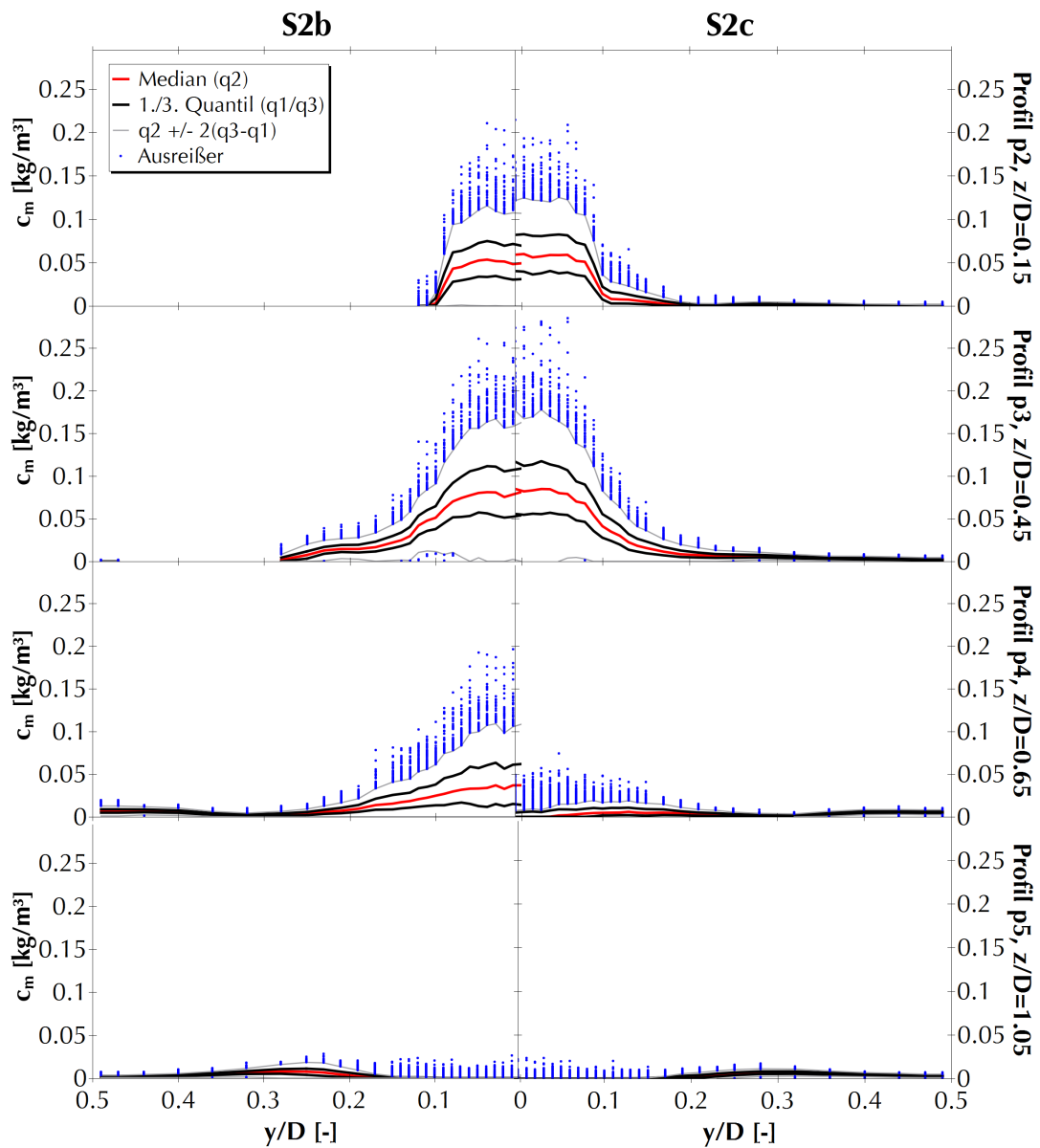
Konzentration c_m 

Abbildung B.7.: Zeitliche Verteilung der Partikelkonzentration c_M in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Mittlerer Partikeldurchmesser d_p

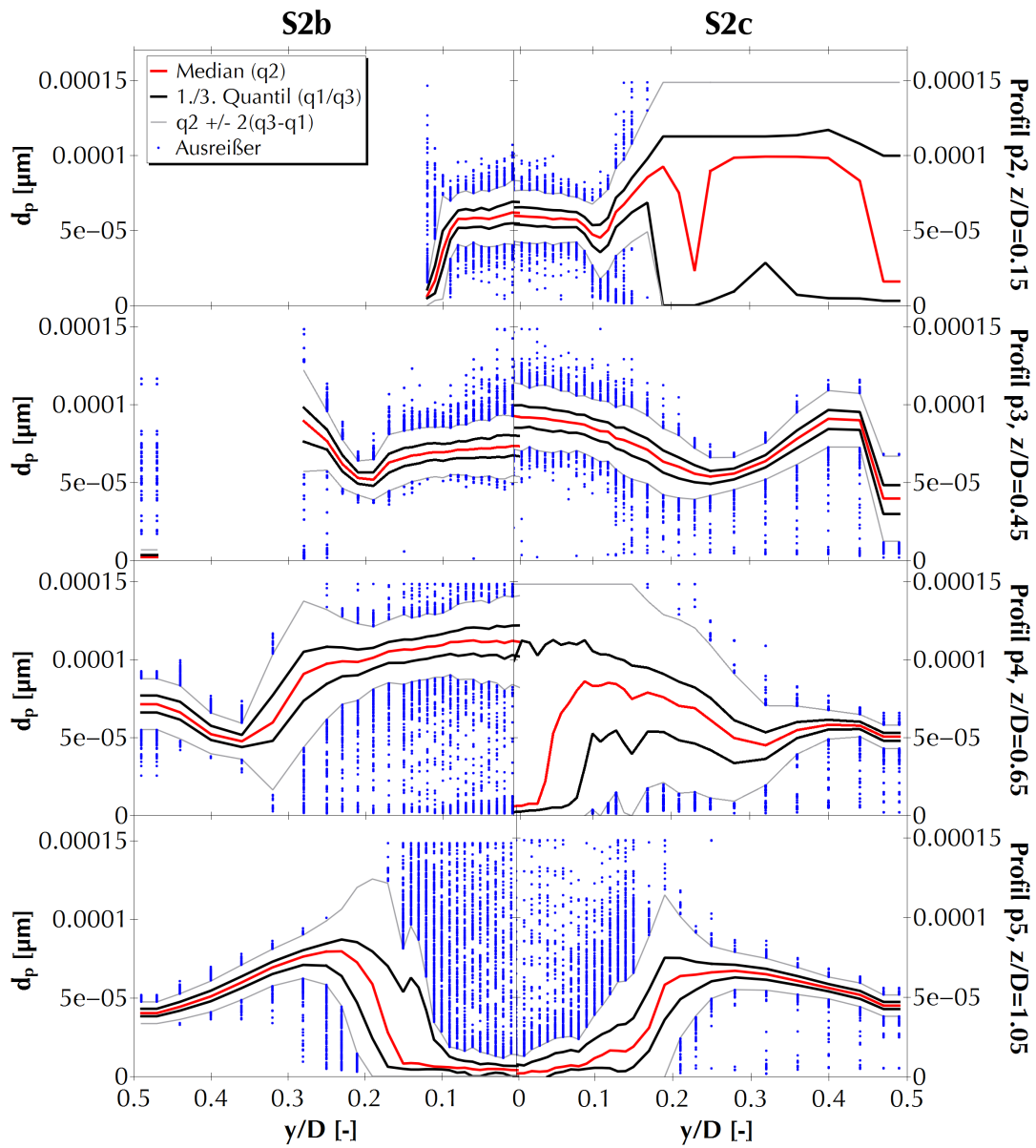


Abbildung B.8.: Zeitliche Verteilung der mittleren Partikeldurchmesser d_p in den Simulationen S3b und S3c. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

B.2. Numerische Ergebnisse des Kreisel-Zyklons

Die auf den folgenden Seiten Dargestellten Ergebnisse basieren auf den Simulationen K1 und K2 zum Kreisel-Zyklon. Zum numerischen Setup und den eingestellten Parametern siehe Abschnitt 4.2.2.

B.2.1. Gasphase

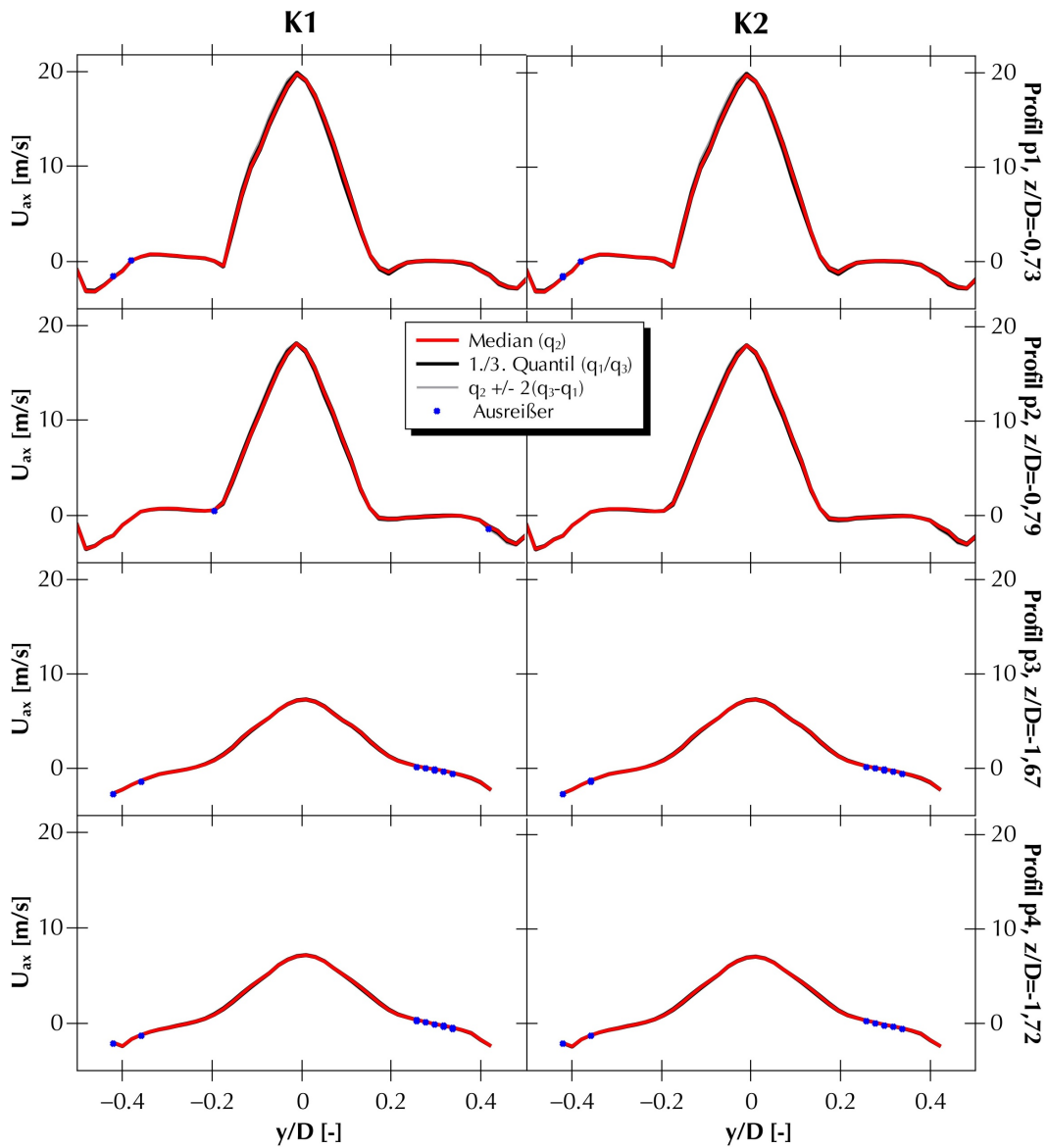
Axiale Geschwindigkeit U_{ax} 

Abbildung B.9.: Zeitliche Verteilung der mittleren axialen Gasgeschwindigkeit U_{ax} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Radiale Geschwindigkeit U_{rad}

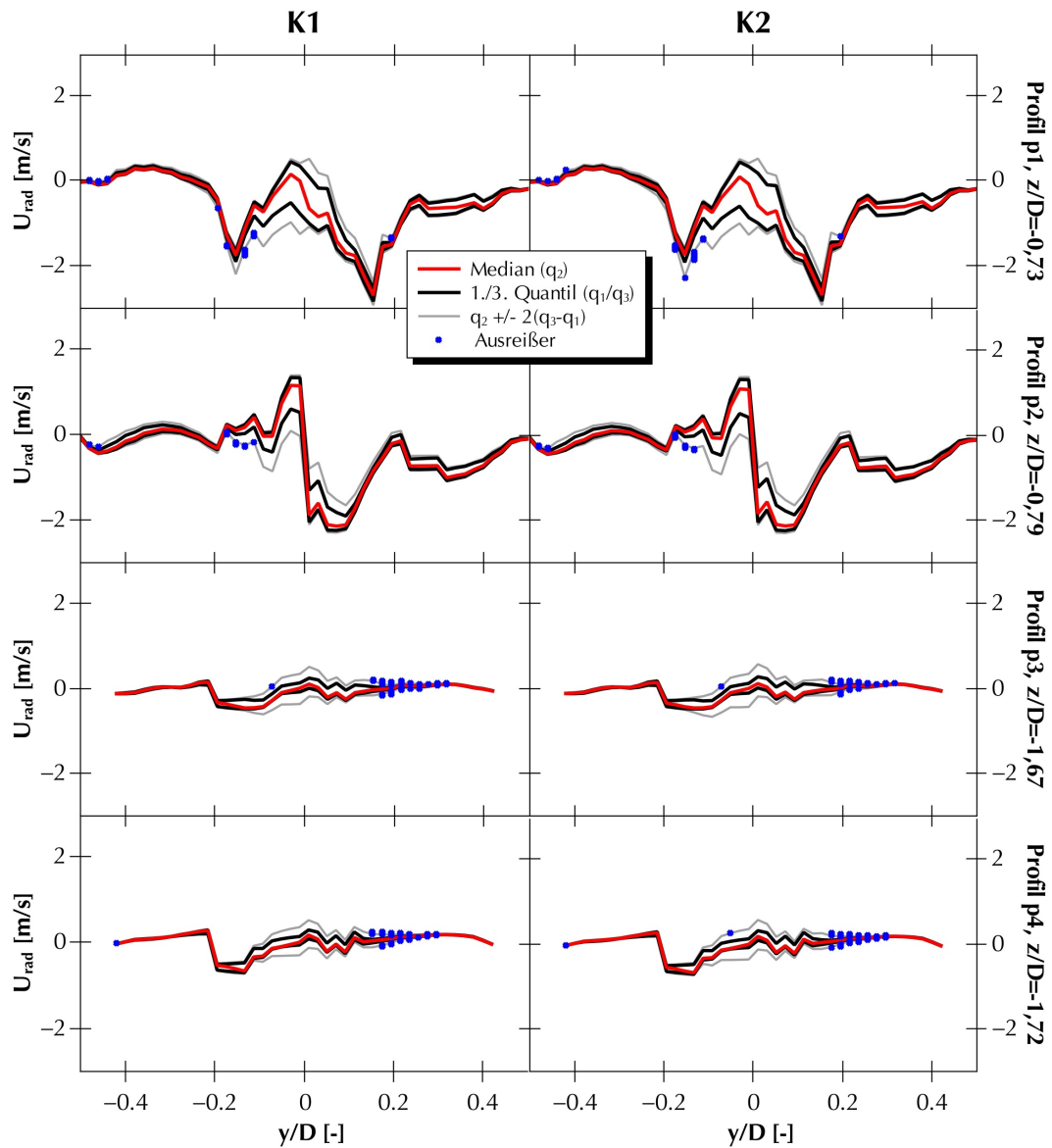


Abbildung B.10.: Zeitliche Verteilung der mittleren radialen Gasgeschwindigkeit U_{rad} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

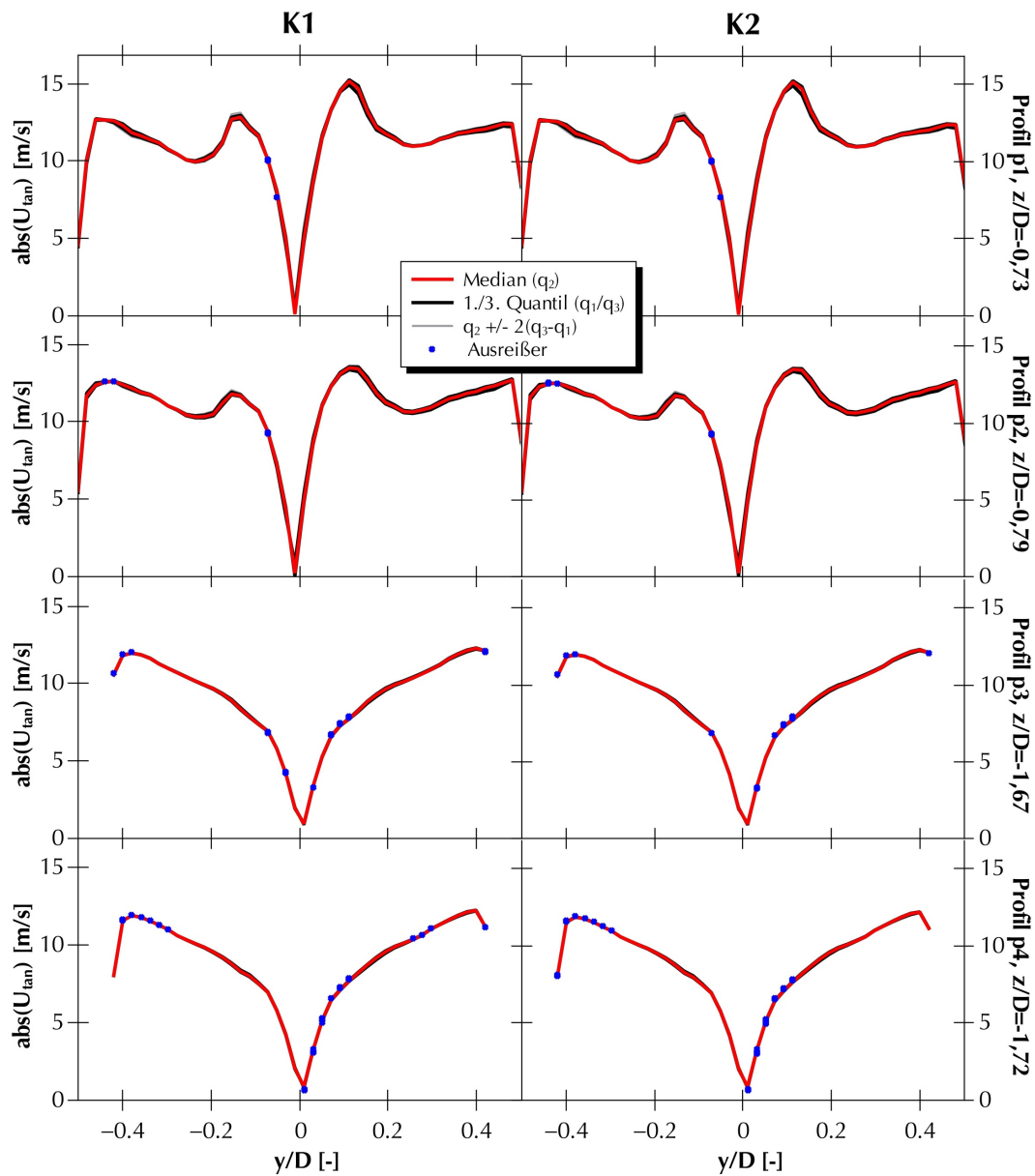
Absolutwert der tangentialen Geschwindigkeit $abs(U_{tan})$ 

Abbildung B.11.: Zeitliche Verteilung des Absolutwertes der mittleren tangentialen Gaseschwindigkeit $abs(U_{tan})$ in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

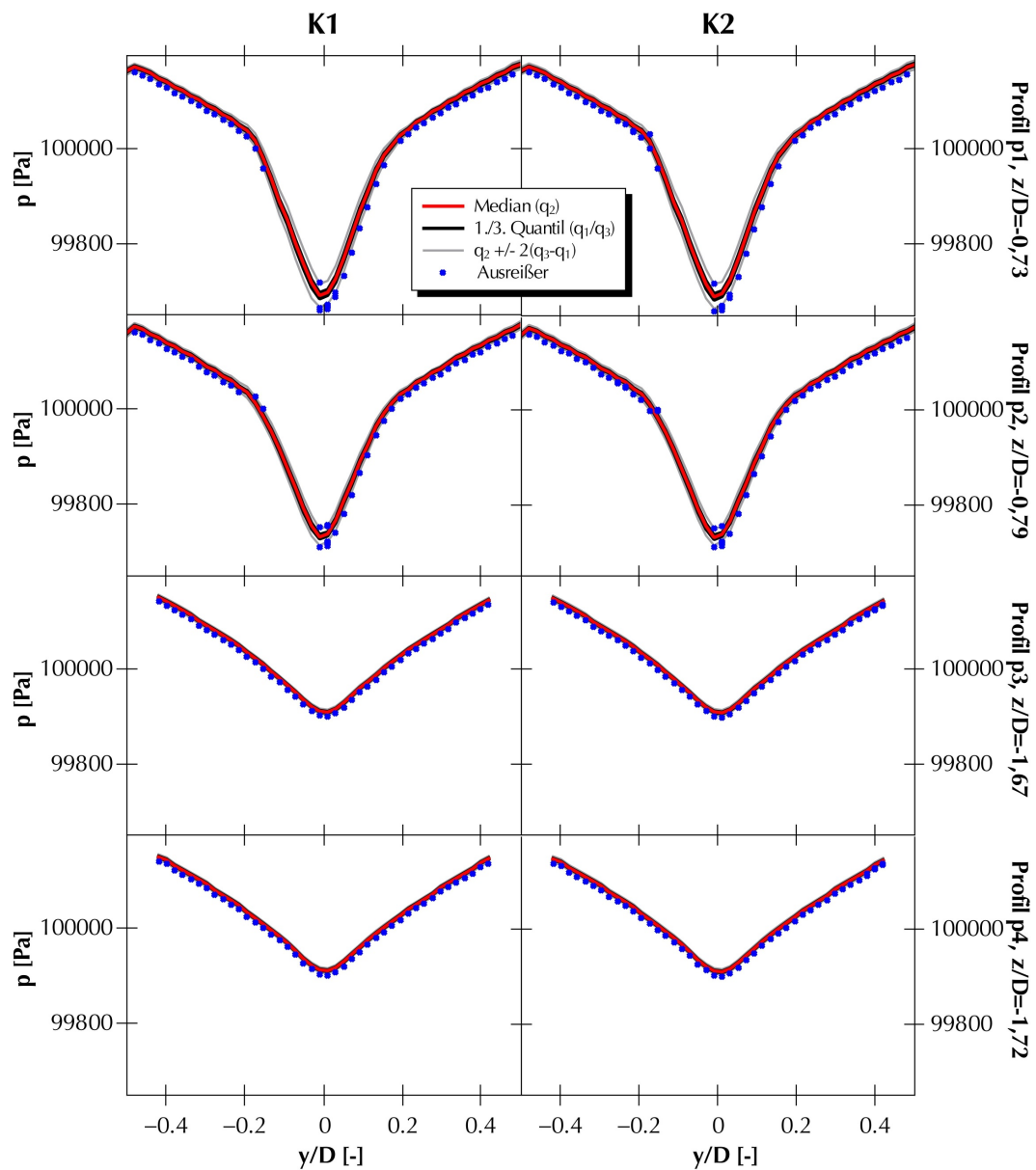
Druck p 

Abbildung B.12.: Zeitliche Verteilung des Druckes p in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

B.2.2. Disperse Phase

Axiale Geschwindigkeit V_{ax}

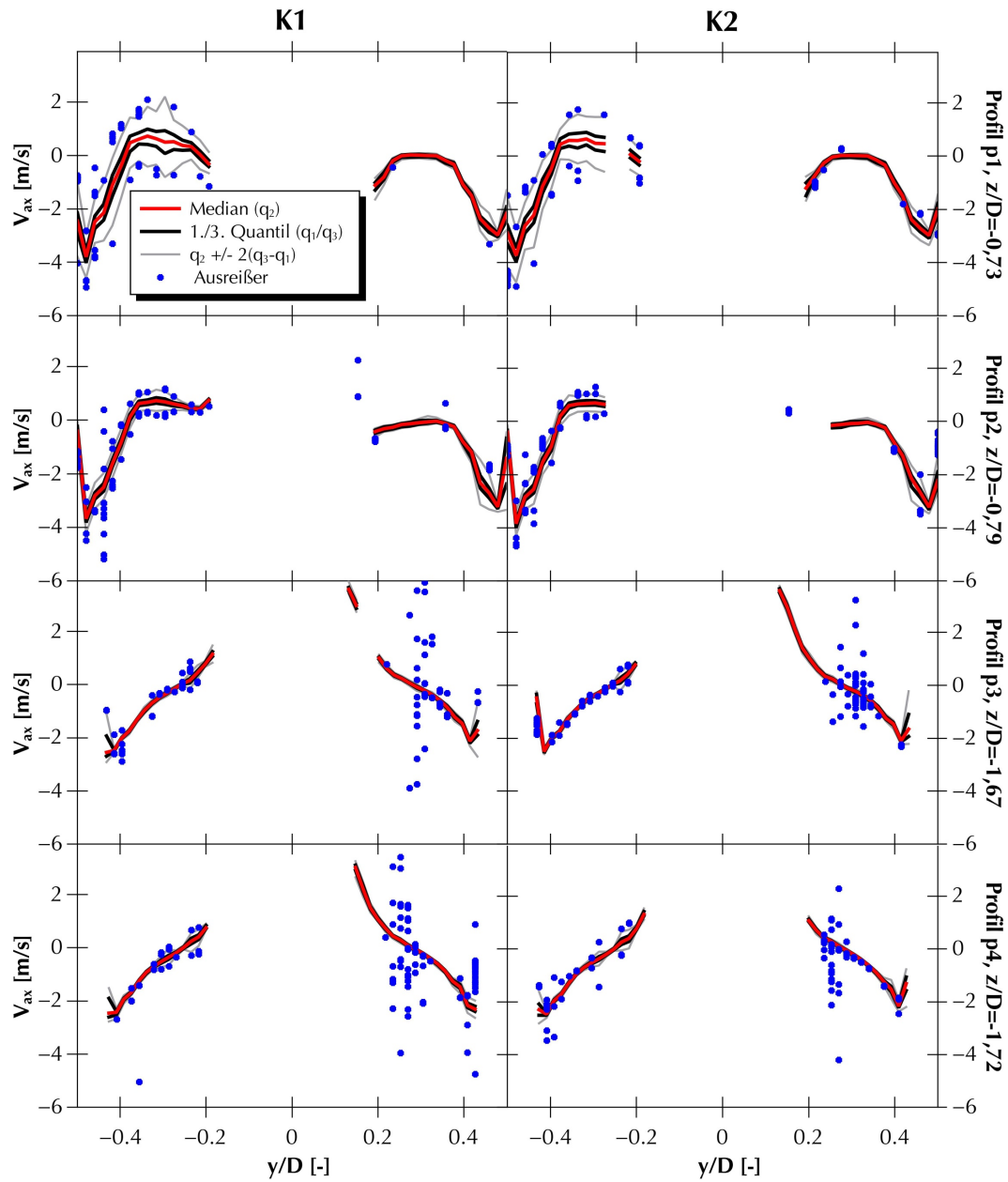


Abbildung B.13.: Zeitliche Verteilung der mittleren axialen Partikelgeschwindigkeit V_{ax} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

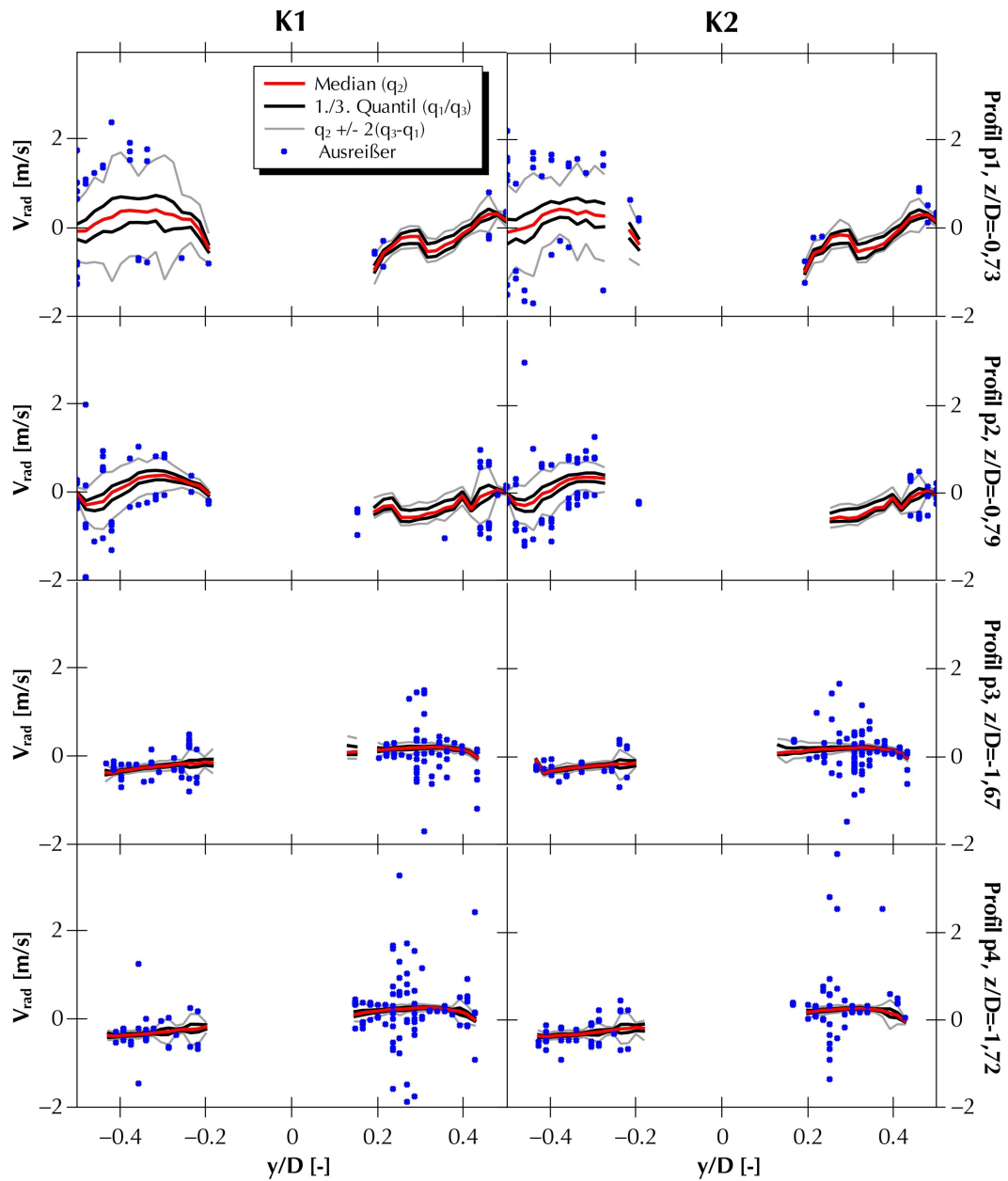
Radiale Geschwindigkeit V_{rad} 

Abbildung B.14.: Zeitliche Verteilung der mittleren radialen Partikelgeschwindigkeit V_{rad} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

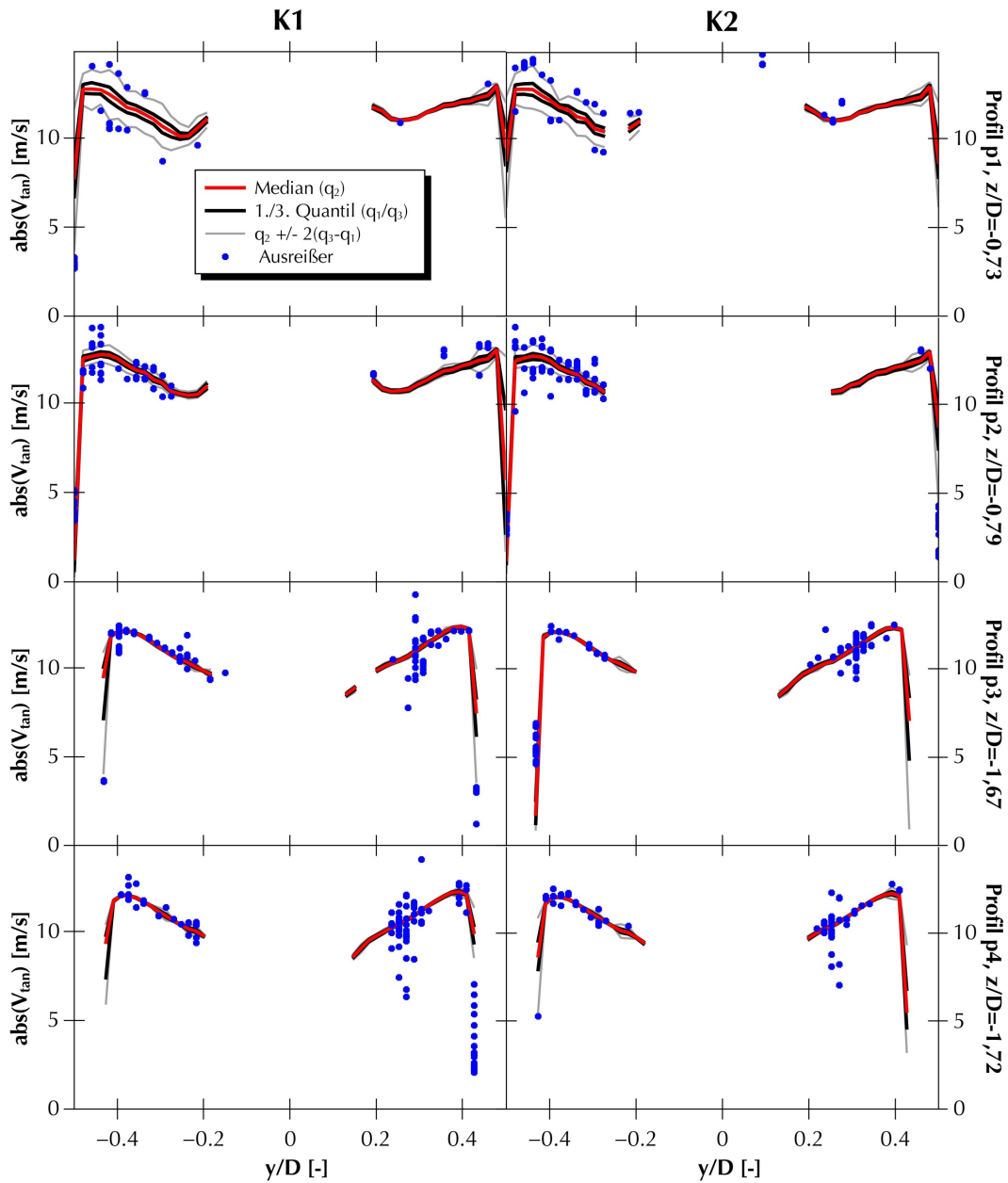
Absolutwert der tangentialen Geschwindigkeit $abs(V_{tan})$ 

Abbildung B.15.: Zeitliche Verteilung des Absolutwertes der mittleren tangentialen Partikelgeschwindigkeit $abs(V_{tan})$ in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Axiale Schwankungsgeschwindigkeit v'_{ax}

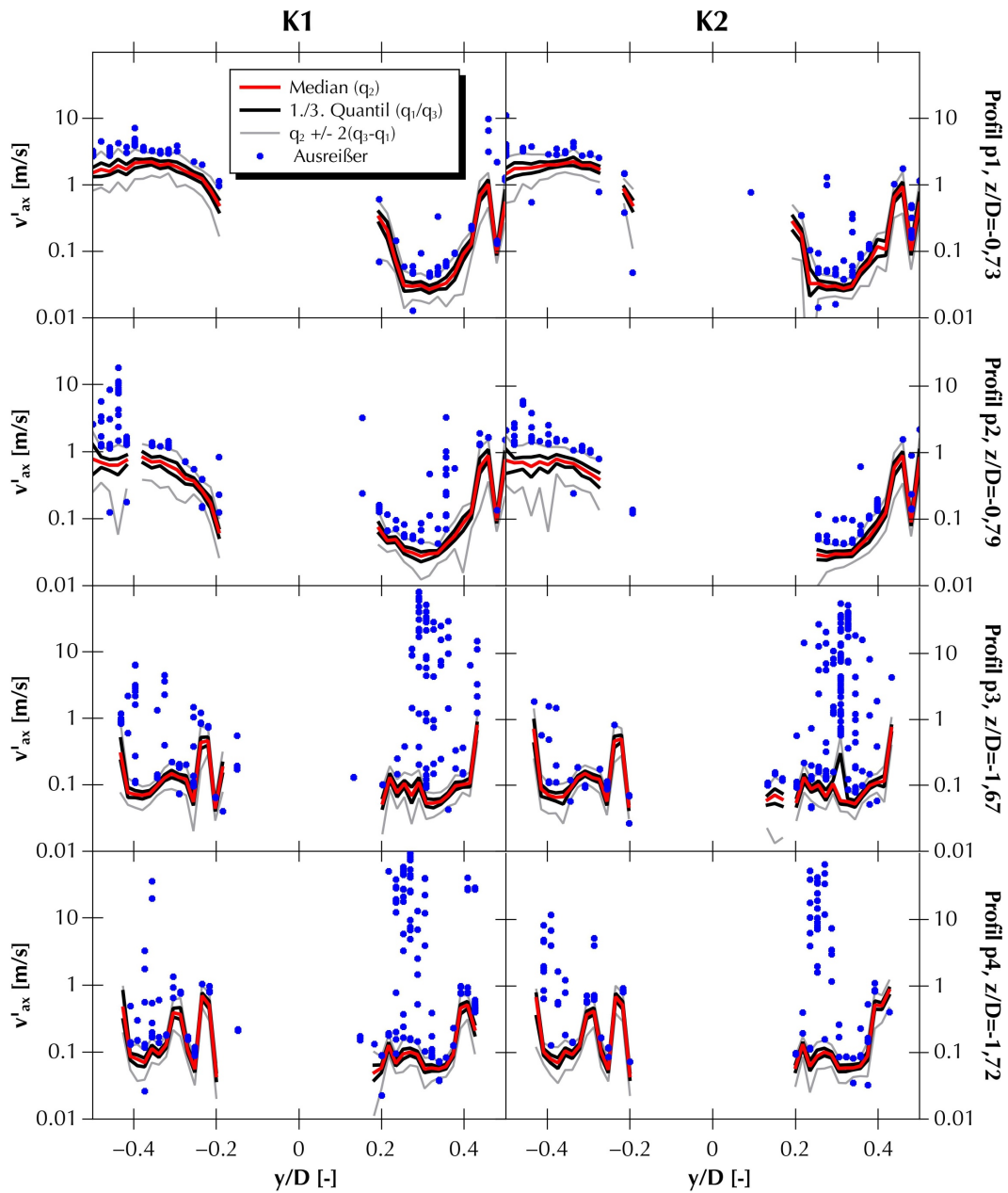


Abbildung B.16.: Zeitliche Verteilung der axialen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel V_{ax} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Radiale Schwankungsgeschwindigkeit v'_{rad}

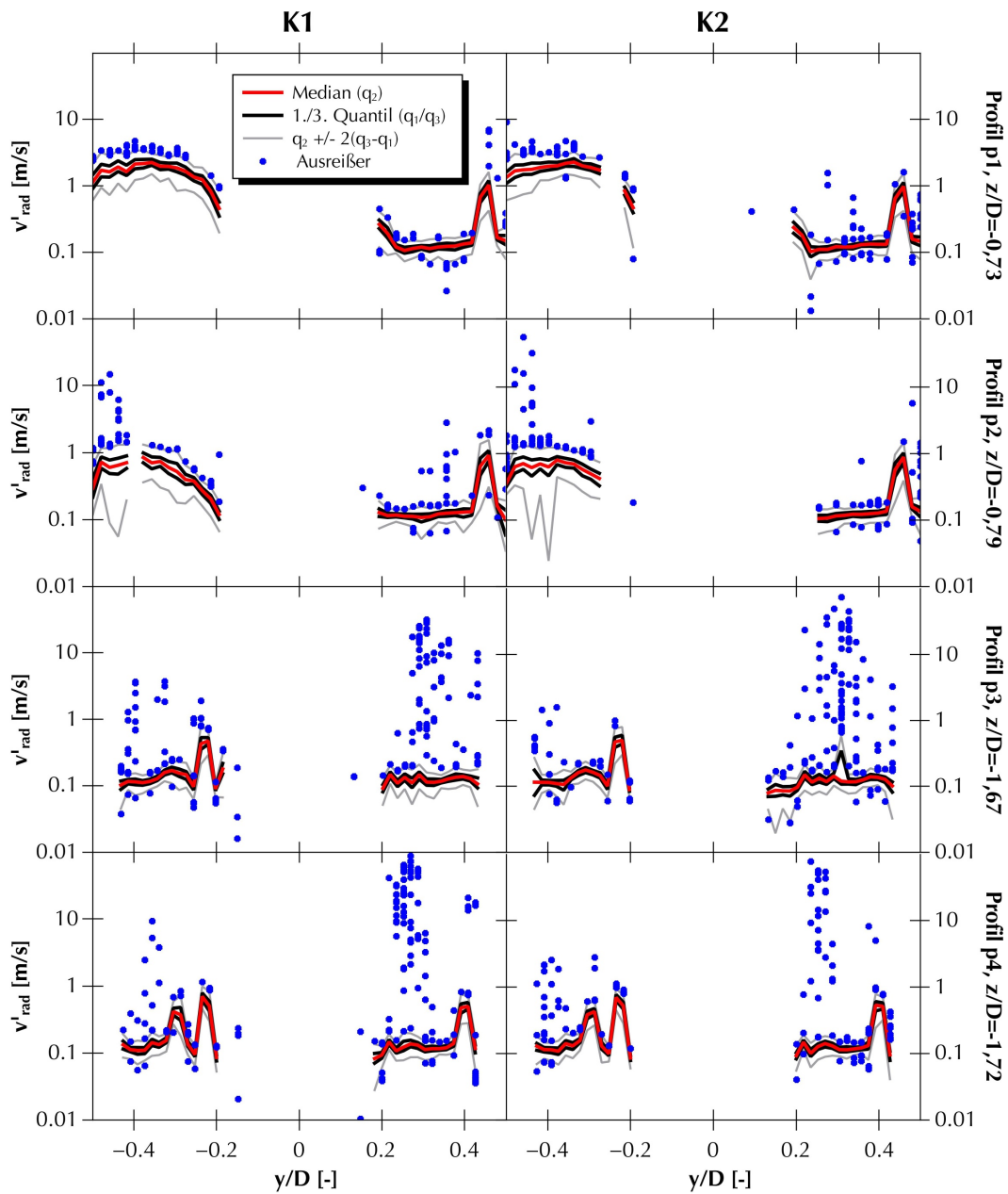


Abbildung B.17.: Zeitliche Verteilung der radialen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel V_{rad} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

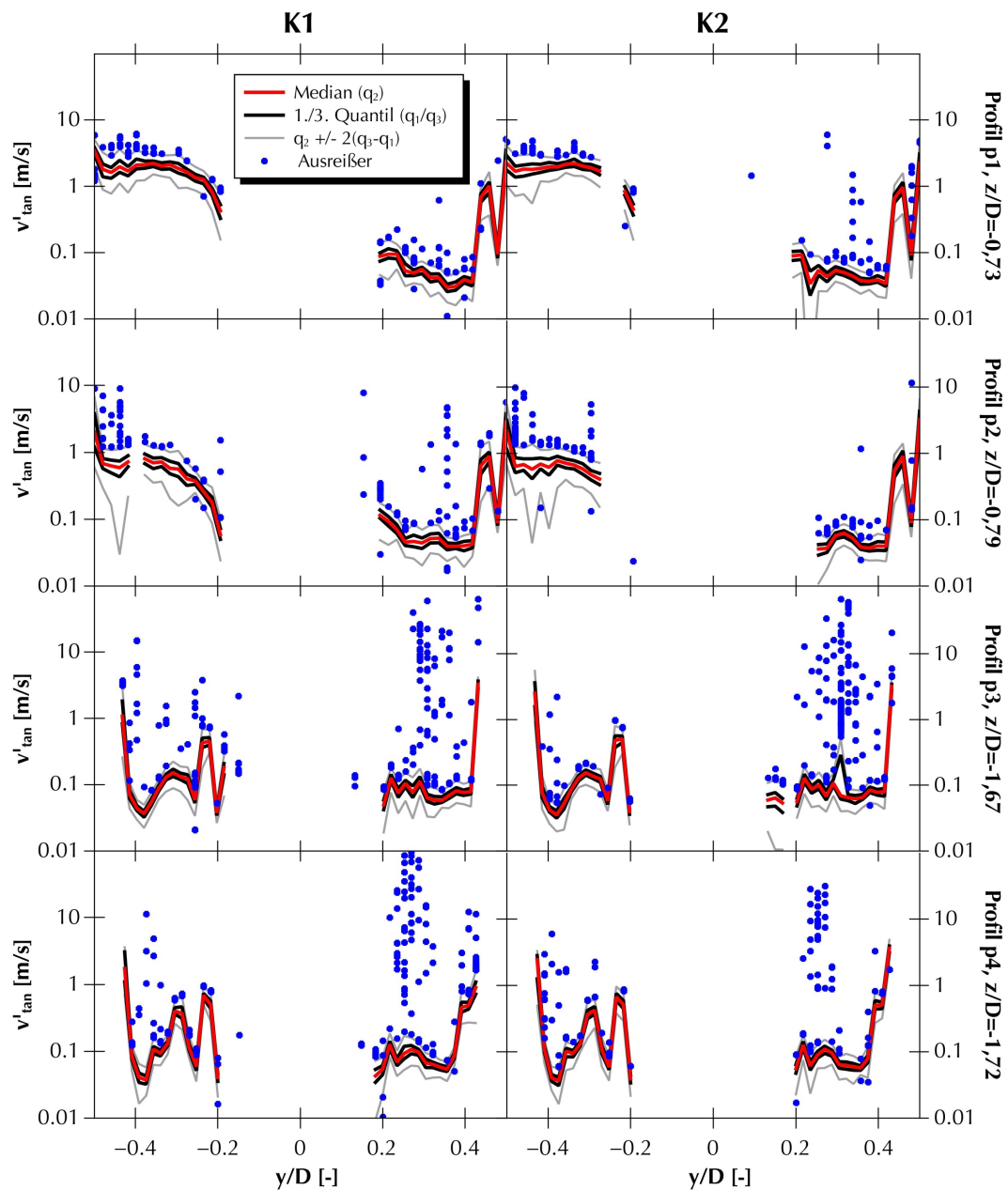
Tangentielle Schwankungsgeschwindigkeit v'_{tan} 

Abbildung B.18.: Zeitliche Verteilung der tangentialen Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel $abs(V_{tan})$ in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

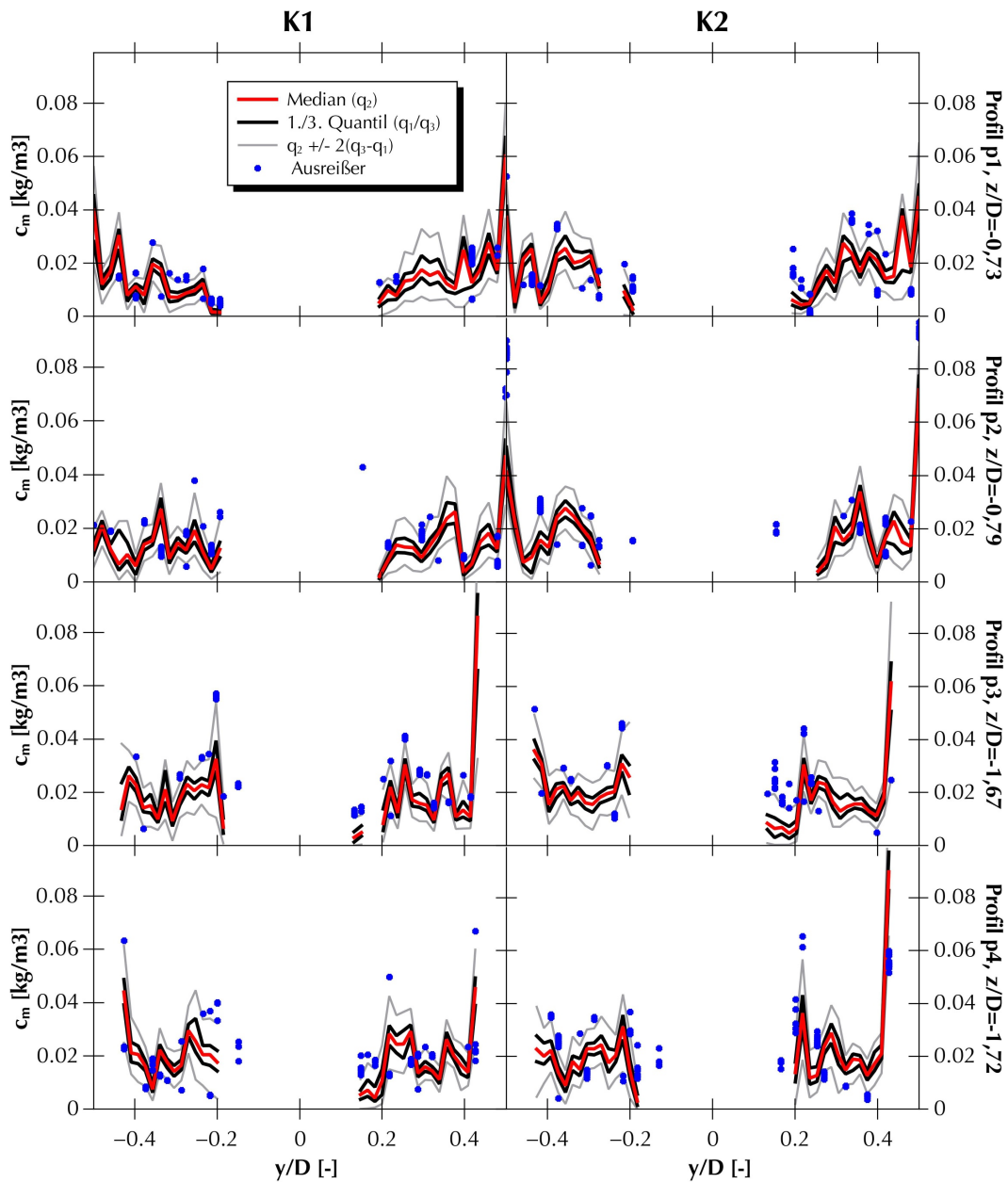
Partikelkonzentration $c_{<m}$ 

Abbildung B.19.: Zeitliche Verteilung der mittleren Partikelkonzentration c_M in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

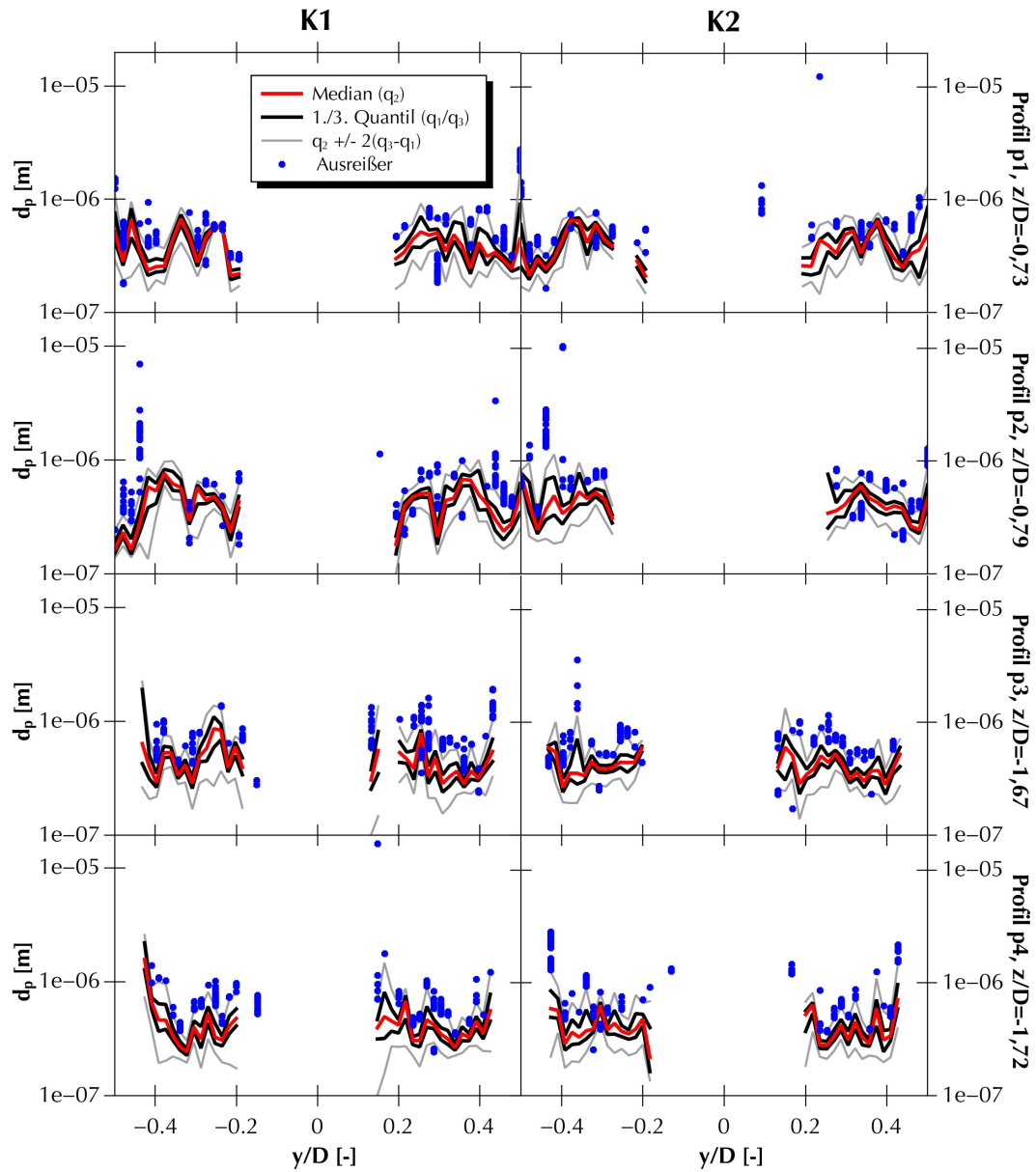
Mittlerer Partikeldurchmesser d_P 

Abbildung B.20.: Zeitliche Verteilung des mittleren Partikeldurchmessers d_P in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

Mittlere Partikeldichte ρ_P

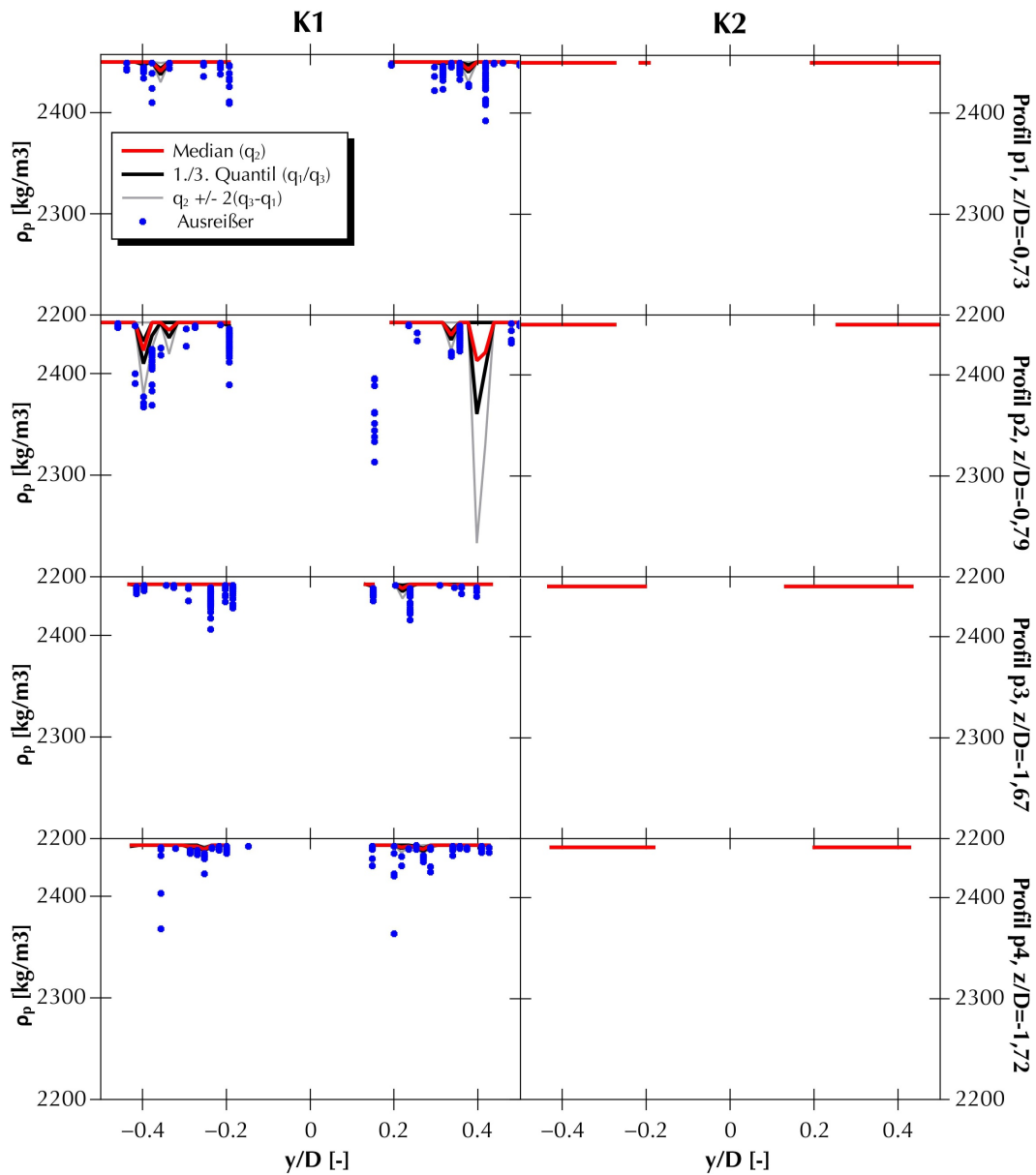


Abbildung B.21.: Zeitliche Verteilung der mittleren Partikeldichte ρ_P in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

B.2.3. Vergleich Phasengeschwindigkeiten

Axiale Geschwindigkeit U_{ax} bzw. V_{ax}

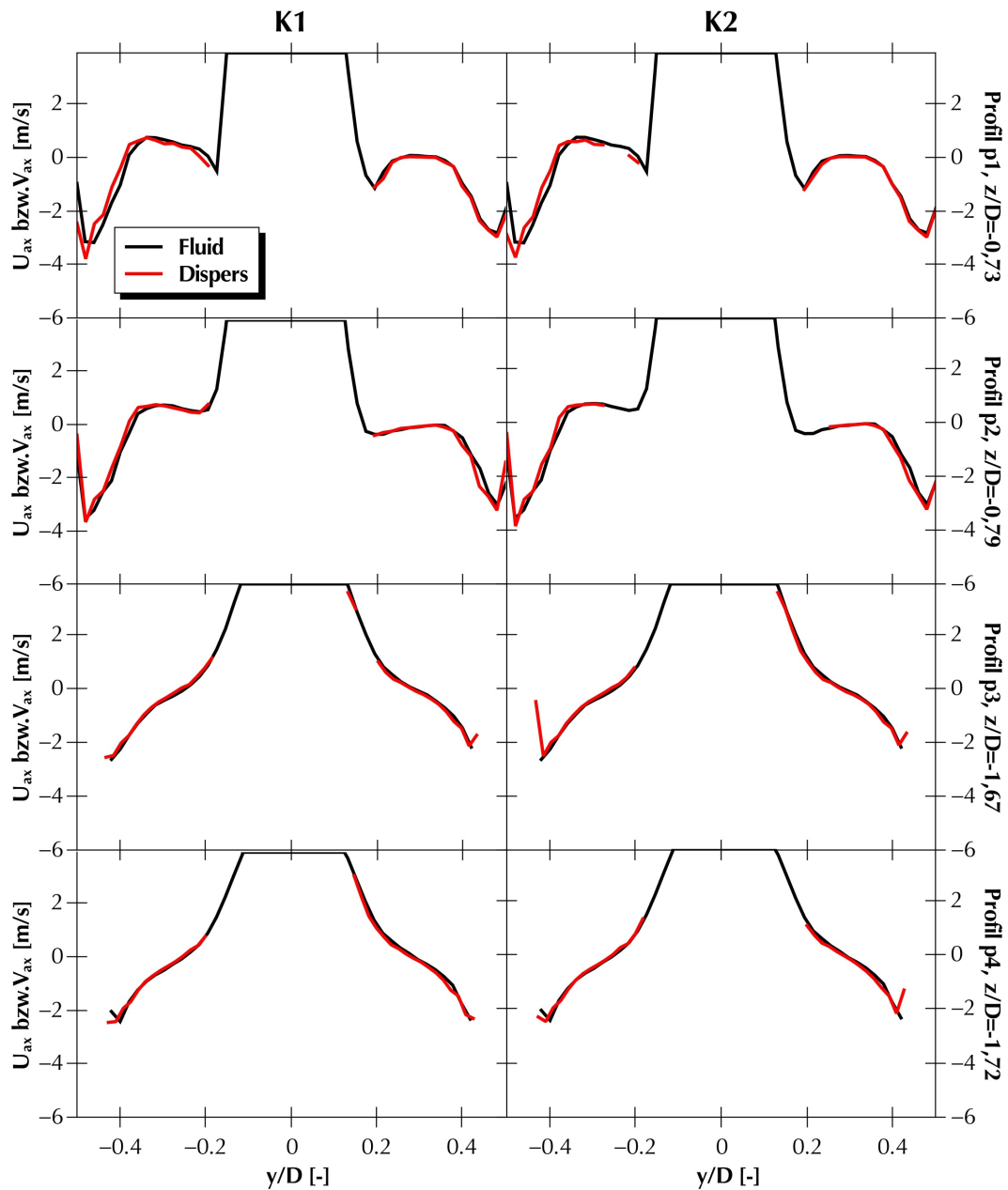


Abbildung B.22.: Vergleich der axialen Komponente der Phasengeschwindigkeiten U_{ax} bzw. V_{ax} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

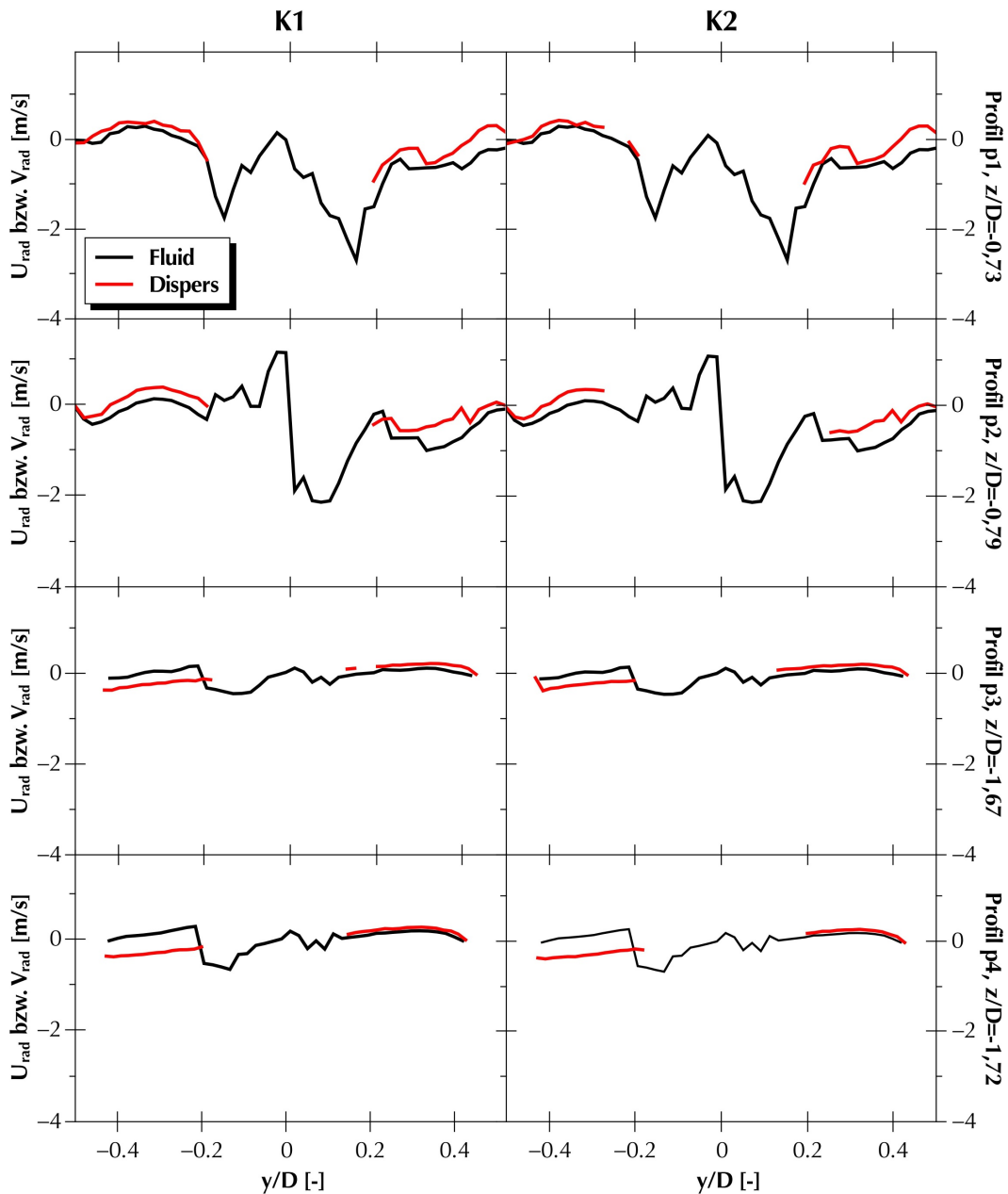
Radiale Geschwindigkeit U_{rad} bzw. V_{rad} 

Abbildung B.23.: Vergleich der axialen Komponente der Phasengeschwindigkeiten U_{rad} bzw. V_{rad} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

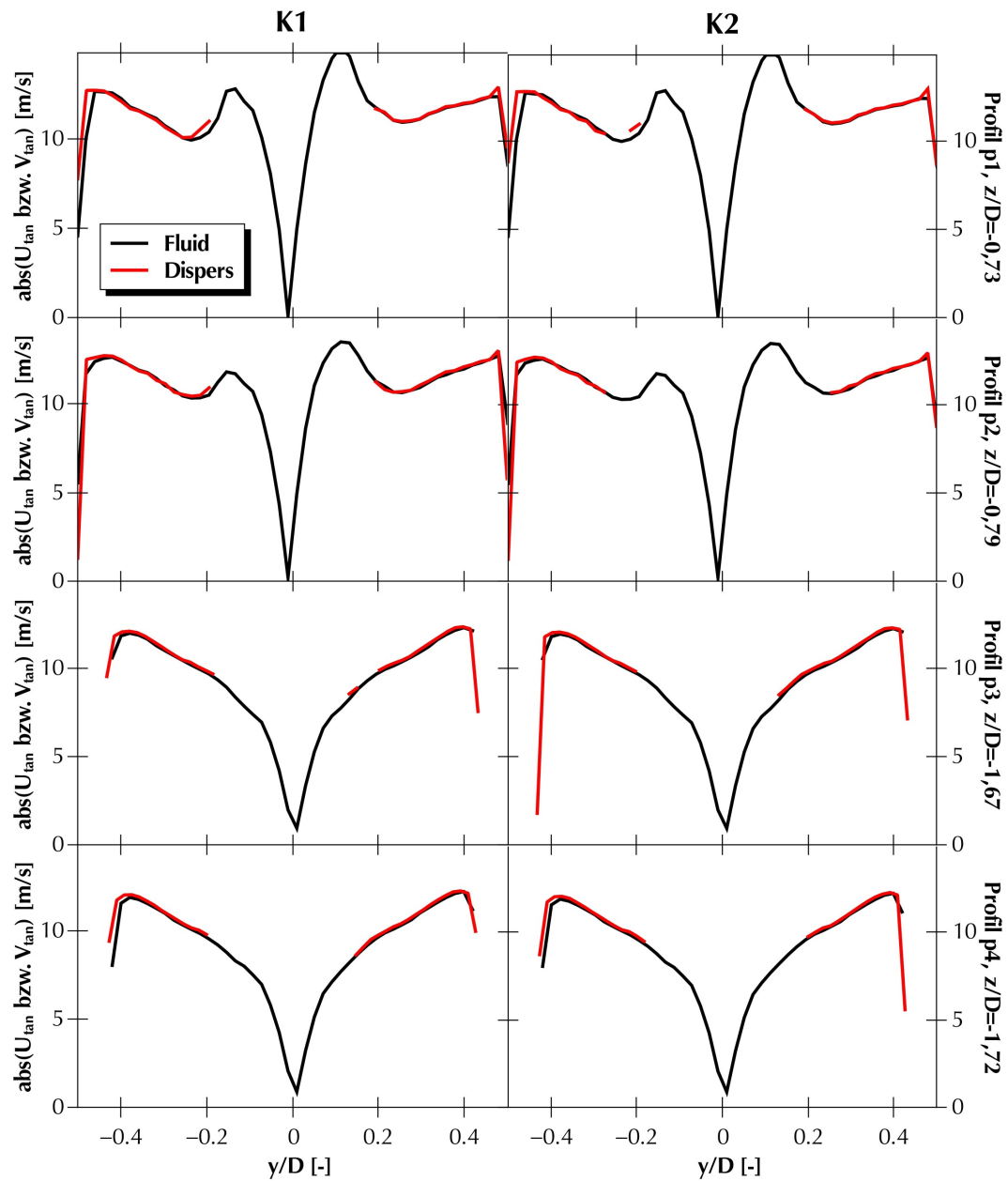
Tangente Geschwindigkeit U_{tan} bzw. V_{tan} 

Abbildung B.24.: Vergleich der axialen Komponente der Phasengeschwindigkeiten U_{tan} bzw. V_{tan} in den Simulationen K1 und K2. Von oben nach unten: Profile in unterschiedlichen Höhen des Hauptrohres.

C. Implementierung

C.1. Quasi-instationäres Euler/Lagrange-Verfahren

Das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene quasi-instationäre Euler/Lagrange-Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit in die bereits bestehenden Programmpakete FASTEST (Schäfer, 2010) und Lag3D (Sommerfeld, 2010) integriert¹. Aufgrund der dafür notwendigen weitreichenden Änderungen an diesen Programmen soll hier kurz die Implementierung des Verfahrens und die Steuerung der so gekoppelten Programme beschrieben werden.

C.1.1. EuLa-Skript

Die Steuerung des komplexen Berechnungsablaufes des quasi-instationären Euler/Lagrange-Verfahrens ist getrennt von den zwei ursprünglichen Programmen im Skript EuLa² implementiert. EuLa ist einerseits für die Steuerung des in Abbildung 3.2 dargestellten Gesamtablaufes verantwortlich und verwaltet darüber hinaus die von FASTEST und Lag3D erzeugten Ergebnis- und Kommunikationsdateien. Die zusätzliche Dateiverwaltung ist nötig, da die Kommunikation zwischen den ursprünglichen Programmen über das Dateisystem realisiert wurde³. Dieser Ansatz ist deutlich langsamer als andere denkbare Kommunikationswege, wie z.B. Interprozesskommunikation via Message Passing Interface (MPI) (z.B. Gropp, Lusk und Skjellum, 2007), hat aber den Vorteil, dass im Fall eines Programmabsturzes die zur Kopplung benötigten Daten noch vorhanden sind und damit die Rechnung meist im aktuellen Eulerschen Zeitschritt wieder aufgenommen werden kann. Es sollte aber in Zukunft trotzdem über Möglichkeiten zur Beschleunigung der Kommunikation zwischen FASTEST und Lag3D nachgedacht werden. EuLa selbst wird über eine im `id`-Verzeichnis von Lag3D liegende Konfigurationsdatei mit der Dateierweiterung `*.eid` gesteuert (für eine Auflistung aller Optionen siehe Abschnitt C.1.2).

¹FASTEST und Lag3D sind für Forschungszwecke frei verfügbar und können unter den oben zitierten URLs angefordert werden.

²EuLa ist in Python 2.5 (Rossum, 2010) geschrieben und als Teil der Lag3D-Distribution erhältlich.

³Bei ausreichend vorhandenem Hauptspeicher können durch Verwendung von RAM-Disks deutliche Geschwindigkeitsvorteile erzielt werden.

Die Steuerung der einzelnen Läufe von Lag3D erfolgt vor dem jeweiligen Start durch Modifikation der Konfigurationsdatei⁴. Während des eigentlichen Trackings hat EuLa hier keine weiteren Eingriffsmöglichkeiten. Da FASTEST während der gesamten Berechnung nicht gestoppt wird, mussten hier Möglichkeiten zur Steuerung während der Laufzeit vorgesehen werden. Diese wurden mit Hilfe von Messenger-Dateien⁵ realisiert. FASTEST kennt bereits die mit Messenger-Dateien übermittelten Befehle HALT⁶ und STOP⁷. Zusätzlich wurden die folgenden drei Befehle implementiert:

- **WRESTART**: Speichert das aktuelle Fluidfeld ohne die weitere Berechnung des aktuellen Eulerschrittes zu beenden.
- **READPST**: Liest die PSTs neu ein und integriert sie in die Berechnung des aktuellen Eulerschrittes.
- **TSTEP**: Beendet die Berechnung des aktuellen und initialisiert den nächsten Eulerschritt.

Nach dem Start überprüft EuLa zunächst die unterschiedlichen, von FASTEST und Lag3D verwendeten Konfigurationsdateien auf Konsistenz. Anschließend startet es FASTEST als parallel laufenden Prozess und überwacht die Residuen anhand der History-Datei. Sind alle Residuen kleiner als die benutzerdefinierte obere Schranke r_{max} wird FASTEST über den Befehl **WRESTART** angewiesen, das aktuelle Fluidfeld zu speichern und darauf in einem zweiten parallelen Prozess Lag3D gestartet.

Nach dessen Abschluss werden die neu berechneten PSTs über den Befehl **READPST** wieder in FASTEST eingelesen und die nächste Lagrange-Iteration beginnt. Erreichen alle Residuen die benutzerdefinierte untere Schranke r_{min} und wurde bereits eine ebenfalls vom Nutzer vorgegebene Anzahl an Lagrange-Iterationen $n_{L,min}$ durchlaufen, so wird die Berechnung des aktuellen Eulerschrittes mit dem Befehl **TSTEP** beendet und in den nächsten Zeitschritt übergegangen.

Um zu gewährleisten, dass die Zeitschrittkontrolle ausschließlich vom EuLa-Skript ausgeübt wird, muss die Zeitschrittkontrolle von FASTEST deaktiviert werden. Zu diesem Zweck wird die untere Residuengrenze (**### residuum limits**) auf einen sehr kleinen Wert (z.B. 10^{-20}) eingestellt, während die Anzahl der zu rechnenden Zeitschritte (**### multigrid cycle definition**) sowie die maximale Anzahl der Iterationen pro Zeitschritt (**### time discretization**) sehr groß gewählt werden sollte (z.B. jeweils 10^{10}).

⁴Die ursprüngliche *.lid-Datei wird dabei nach *.lidtmp kopiert.

⁵leere Dateien, die im jeweiligen Projektverzeichnis angelegt werden. Der Befehl entspricht dem Dateinamen, sobald FASTEST die Messenger-Datei liest, wird sie gelöscht.

⁶Programmabbruch mit Restart-File

⁷Sofortiger Programmabbruch ohne Restart-File

Die innerhalb jeder Lagrange-Iteration eingehaltene Wartezeit, innerhalb derer die durch die neuen PSTs eingebrachten Spannungen durch den Fluidlöser relaxiert werden sollen (siehe Abschnitt 3.1.2), entspricht zunächst dem vom Benutzer vorgegebenen Wert Δt_w . Sind die Residuen nach dieser Zeitspanne jedoch höher als zum gleichen Zeitpunkt in der letzten Lagrange-Iteration, droht möglicherweise der Abbruch der gesamten Rechnung. Die anfängliche Wartezeit Δt_w wird dann mit einem ebenfalls benutzerdefinierten Faktor a multipliziert und der so berechnete Wert als Wartezeit in der nächsten Lagrange-Iteration verwendet. Dieser Mechanismus stellt sicher, dass der Fluidlöser immer ausreichend Zeit zur Relaxation der von den PSTs neu eingebrachten Spannungen erhält und es nicht zu einem Abbruch aufgrund der Rückkopplung der Partikel auf das Fluid kommt.

C.1.2. Die Konfigurationsdatei von EuLa

Das EuLA-Skript wird über die *.eid-Datei im id-Verzeichnis von Lag3D gesteuert. In dieser Datei können folgende Parameter eingestellt werden:

- #S# lag3d_base_dir (*Zeichenkette*): Absoluter Pfad zum Projektverzeichnis von Lag3D. Alle weiteren Pfade werden relativ zu diesem Verzeichnis angegeben.
- #S# lag3d_lid (*Zeichenkette*): Pfad zur Konfigurationsdatei von Lag3D.
- #S# lag3d_exe (*Zeichenkette*): Pfad zur ausführbaren Datei von Lag3D.
- #S# fastest_fls (*Zeichenkette*): Pfad zur Konfigurationsdatei von FASTEST.
- #S# fastest_exe (*Zeichenkette*): Pfad zur ausführbaren Datei von FASTEST.
- #S# lag3d_out (*Zeichenkette*): Output-Datei von Lag3D.
- #B# fastest_screen_output (*0 oder 1*): Tunnelt die normalerweise unterdrückte Ausgabe von FASTEST nach Abschluss der Berechnung auf den Bildschirm.
- #B# lag_screen_output (*0 oder 1*): Tunnelt die normalerweise unterdrückte Ausgabe von Lag3D nach jeder Lagrange-Iteration auf den Bildschirm.
- #B# remove_old_lag_data (*0 oder 1*): Löscht automatisch alte Ergebnisdateien von Lag3D vor der ersten Lagrange-Iteration.
- #B# check_residuals (*6 mal 0 oder 1*): Gibt an, welche der von FASTEST berechneten Residuen (u, v, w, p, k, eps) in der Steuerung des quasi-instationären Verfahrens berücksichtigt werden.
- #B# do_gnuplot (*6 mal 0 oder 1*): Welche Residuenverläufe (u, v, w, p, k, eps) sollen als graphische Bildschirmausgabe dargestellt werden.

- #B# restart_files** (*7 mal 0 oder 1*): Gibt an, welche Dateien in ein Restart-Set aufgenommen werden sollen:
1. FASTEST Restart-Datei (*.rst)
 2. Lag3D Particle state (*.ps)
 3. FASTEST-Log: History-Datei (*.his)
 4. Lag3D-Log: History-Datei (*.lout)
 5. FASTEST-Ergebnis: Fluidfeld (*.plt)
 6. Lag3D-Ergebnis: Volume averaged particle properties (*.vpp)
 7. Lag3D-Ergebnis: Particle source terms (*.vpp)
- #B# tunnel_lag_out** (*0 oder 1, Debug-Schalter*): Tunnelt alle Ausgaben, die das Muster '*EulaDebug*' enthalten, direkt auf den Bildschirm.
- #F# residuals_start_lag** (*Gleitkommazahl*): Obere Residuen-Grenze r_{max} , Start der Lagrange-Iterationen.
- #F# residuals_new_tstep** (*Gleitkommazahl*): Untere Residuen-Grenze r_{min} , Initialisierung des nächsten Euler-Schrittes.
- #I# initial_sleep** (*Integer*): Anfängliche Wartezeit Δt_w zwischen zwei Lagrange-Iterationen in Sekunden.
- #F# sleep_factor** (*Gleitkommazahl*): Faktor, mit dem Δt_w multipliziert wird, wenn die ursprüngliche Wartezeit nicht zur Relaxation des durch neue PSTs eingebrachten Fehlers ausreicht.
- #I# max_iter** (*Integer*): Maximale Anzahl an Iterationen, die FASTEST für die Berechnung des Fluid in einem Eulerschen Zeitschritt verwenden soll.
- #I# time_steps** (*Integer*): Anzahl an durchzuführenden Eulerschritten.
- #I# lag_run_min** (*Integer*): Minimale Anzahl an pro Eulerschritt durchzuführenden Lagrange-Iterationen $n_{L,min}$.
- #I# store_visual_output** (*Integer*): Abstand zwischen der Speicherung zweier Lösungen des Partikelfeldes in Eulerschritten.
- #I# save_restart** (*Integer*): Abstand zwischen zwei Restart-Sets in Eulerschritten.
- #I# gnuplot_range** (*Integer*): Länge des graphischen Outputs in Iterationen des Fluidlösers.
- #I# gnuplot_wait** (*Integer*): Wartezeit vom Beginn der Rechnung bis zum Beginn des graphischen Outputs in Sekunden.

C.1.3. Änderungen in der Konfigurationsdatei von Lag3D

Zusätzlich zu der Konfigurationsdatei des neu implementierten Python-Skripts EuLA werden die verschiedenen Varianten instationärer Euler/Lagrange-Verfahren über die Konfigurationsdatei von Lag3D (*.lid) gesteuert. Folgende Einstellungen wurden zusätzlich implementiert:

###_TIME: model_for_particle_tracking_on_unsteady_flows (*Integer*): Im Rahmen des Trackings verwendetes Zeitmodell:

1. : Stationäres Tracking.
2. : Stationäres Tracking auf zeitgemittelten Fluidfeldern.
3. : Quasi-instationäres Euler/Lagrange-Verfahren.

###_TIME: global_time_scale_[s] (*Gleitkommazahl*): Zeitskala der Turbulenz des Fluids, wird für die Rekonstruktion der Dissipationsrate ϵ^I der instationären Reynoldsspannungen \mathcal{R}_{ij}^I benötigt (siehe Abschnitt 3.1.1)

###_TIME: eulerian_time_step_[s] (*Gleitkommazahl*): Länge des im Fluidlösers verwendeten Eulerschrittes.

###_TIME: min_lagrangian_steps_per_euler_time_step_[] (*Integer*): Minimale Anzahl $n_{t_L,min}$ an Lagrange-Schritten innerhalb jedes Eulerschritts. Die dynamisch bestimmte Länge der Lagrangeschen Zeitschritte erhält damit eine neue Obergrenze und Gleichung (2.51) wird zu

$$\Delta t_L = \min \left(\tau_P, T_L, \frac{l_{cv}}{|v|}; \frac{\Delta t_E}{n_{t_L,min}} \right). \quad (C.1)$$

###_sw: PS_model_for_stored_parcel_(t/f) (*t oder f*): Behandlung der gespeicherten Partikelpositionen beim Wiedereinlesen der Daten:

t : Beim Einlesen werden die Einzelpartikel zwischen den Parceln eines CVs und einer Größenklasse so umverteilt und zusammengefasst, dass anschließend die Gesamtzahl der Parcel in der Simulation

$$n_P|_{alt}^{n_{t_E}} = n_P|^{n_{t_E}-1} \left(1 - \frac{1}{n_{t_E}} \right) \quad (C.2)$$

beträgt. Damit können nun

$$n_P|_{neu}^{n_{t_E}} = \frac{n_P|^{n_{t_E}-1}}{n_{t_E}} \quad (C.3)$$

neue Parcel injiziert werden. Wird der in jedem Eulerschen Zeitschritt neu in das Berechnungsgebiet eintretende Massenstrom auf diese Parcel aufgeteilt, kann die Gesamtzahl der Parcel konstant gehalten werden. Durch

die Umverteilung kommt es jedoch zu einer Verschmierung der Partikeleigenschaften. Daher sollte dieses Vorgehen nur gewählt werden, wenn die Partikelverfolgung im Laufe einer instationären Euler/Lagrange-Rechnung aufgrund der sich akkumulierenden Partikel sehr langsam wird.

f : Jedes Parcel wird mit den im letzten Eulerschritt gespeicherten Eigenschaften an der vorherigen Position wieder eingelesen. Zusätzlich werden in jedem Eulerschritt neue Parcel injiziert, die den eintretenden Partikelstrom darstellen. Es kommt im Laufe der Euler/Lagrange-Rechnung zu einer Akkumulation von Parceln. Die Anzahl der Parcel stellt sich jedoch auf einen konstanten Wert ein, sobald der Massenstrom am Ausgang einen konstanten Wert erreicht.

C.2. Speicherung der Agglomerationshistorie

Neben der genaueren Beschreibung der programmiertechnischen Seite des Speichermodells sollen in diesem Abschnitt auch die zur Steuerung des Modells zusätzlich implementierten Optionen in der Konfigurationsdatei von Lag3D beschrieben werden.

C.2.1. Implementierung des Speichermodells

Das in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Speichermodell wurde in Fortran95 als System von verketteten Listen realisiert. Die einzelnen Elemente dieser Listen sind abgeleitete Datentypen und sollen im folgenden als Knoten bezeichnet werden. Um den dabei entstehenden Baum bearbeiten zu können, wurden rekursive Funktionen verwendet, die nach dem Aufruf über alle Knoten des Baumes laufen und dabei die gewünschte Operation durchführen. Sowohl die abgeleiteten Datentypen als auch die bearbeitenden Funktionen sind im Modul `M_AGGTREE` abgelegt.

Datenstruktur

Jeder Knoten der Datenstruktur enthält die Daten eines Primärpartikels und der dazugehörigen Kontaktstelle. Diese Daten sind in jeweils eigenen abgeleiteten Datentypen zusammengefasst (siehe Listing C.1 und Listing C.2). Die Datenelemente des Typs `t_particle` sind dabei im Einzelnen:

diameter: Durchmesser des Primärpartikels.

density: Dichte des Primärpartikels.

fr_area: Freie Oberfläche des Primärpartikels (siehe Abschnitt 3.3.2).

Listing C.1 Definition des Typs t_particle

```

#define _REALTYPE REAL(8)
    TYPE t_particle
        _REALTYPE ::          diameter    = 0.0
        _REALTYPE ::          density     = 0.0
        _REALTYPE ::          fr_area     = 0.0
        _REALTYPE ::          calotvol    = 0.0
        _REALTYPE ::          spht        = 0.0
        _REALTYPE ::          dist_farson = 0.0
        TYPE( t_scoord )      position
    ENDTYPE t_particle

```

Listing C.2 Definition des Typs t_contact

```

#define _REALTYPE REAL(8)
    TYPE t_contact
        _REALTYPE ::          area        = 0.0
        _REALTYPE ::          penetration = 0.0
        _REALTYPE ::          diameter    = 0.0
        _REALTYPE ::          por_volume  = 0.0
        _REALTYPE ::          strength    = 0.0
        TYPE( t_scoord )      position
    ENDTYPE t_contact

```

calotvol, spht, dist_farson, position: Werden im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet (für andere, ebenfalls auf der Baumstruktur arbeitende Modelle implementiert).

Der Typ **t_contact** setzt sich aus folgenden Datenelementen zusammen:

por_volume: Porenvolumen des dualen Agglomerats um diese Kontaktstelle (siehe Abschnitt 3.3.2).

strength: Stärke der vdW-Kraft in den Kontaktstellen (siehe Abschnitt 3.3.2).

area, penetration, diameter, position: Werden im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet (für andere, ebenfalls auf der Baumstruktur arbeitende Modelle implementiert).

Jeder Knoten der Datenstruktur ist sowohl Teil als auch Basis einer verketteten Liste. Dabei sind innerhalb einer verketteten Liste jeweils alle Primärpartikel zusammengefasst, die sich an das durch den Basisknoten der Liste repräsentierten

Listing C.3 Definition des Typs t_node

```

#define _REALTYPE REAL(8)
    TYPE t_node
c  -----+----- data members
    TYPE( t_particle )      particle
    TYPE( t_contact )      contact
    _REALTYPE ::            br_dia      = 0.0
    _REALTYPE ::            br_poro     = 0.0
    _REALTYPE ::            br_dens     = 0.0
c  -----+----- managment of tree
    INTEGER ::              tid         = 1
    INTEGER ::              tr_level    = 0
    TYPE( t_node ), POINTER :: tr_base
c  -----+----- managment of current branch
    INTEGER ::              br_no       = 0
    TYPE( t_node ), POINTER :: br_next, br_base
c  -----+----- managment of subbranch
    TYPE( t_node ), POINTER :: sub_base, sub_actual, sub_previous
    INTEGER ::              sub_nbranch = 0
    INTEGER ::              sub_nall    = 0
    ENDTYPE t_node

```

Primärpartikel angelagert haben (siehe Abbildung 3.7). Daher enthält jeder Knoten neben den Daten zur Beschreibung von Primärpartikel (`particle`) und Kontaktstelle (`contact`) eine Anzahl zusätzlicher Datenelemente, die zur Verwaltung dieser Baumstruktur benötigt werden. Listing C.3 zeigt die Definition eines Knotenelementes. Die Datenelemente lassen sich dabei in vier Gruppen einteilen:

1. Datenelemente zur physikalischen Beschreibung des an diesem Knoten beginnenden Unterastes:
 - `br_dia`: Durchmesser der zum Unterast volumengleichen Kugel
 - `br_poro`: Porosität des Unterastes
 - `br_dens`: Effektive Dichte des Unterastes
2. Management des gesamten Baumes:
 - `tid`: unikaler Knoten-ID
 - `tr_level`: Anlagerungsebene des Primärpartikels
 - `tr_base`: Zeiger auf den Knoten an der Basis des Baumes

3. Management der Liste, in der sich der Knoten befindet:
 - br_no:** Position des Knotens in dieser Liste
 - br_next:** Zeiger auf den nächsten Knoten der Liste
 - br_base:** Zeiger auf den Basisknoten der Liste
4. Management der Liste, die an diesem Knoten beginnt:
 - sub_base:** Erster Knoten der hier beginnenden Liste
 - sub_actual, sub_previous:** Variable Arbeitszeiger für die hier beginnenden Listen
 - sub_nbranch:** Anzahl der Knoten in der hier beginnenden Liste
 - sub_nall:** Anzahl aller Knoten im gesamten Listensystem unterhalb dieses Knotens

Rekursive Funktionen

Da der mit Hilfe der oben beschriebenen Knoten entstehende Baum in Größe und Struktur sehr variabel ist, ist es schwierig, bestimmte Operationen auf alle Elemente des Baumes anzuwenden. Zu Lösung dieses Problem wurden hier rekursive Funktionen eingesetzt. Es gibt dabei zwei Typen: Die einfachere Variante beginnt an einem beliebigen Knoten und arbeitet sich von dort aus bis zur Wurzel des Baumes vor:

breakup_r(node, bforce, dvel, acc_mass, newroot): Überprüft die Kontaktstellen auf Bruchfestigkeit gegen eine in einem Bruchereignis angreifende Kraft (siehe Abschnitt 3.3.3).

node: (*t_node*, *in*): Knoten, dessen Kontaktstelle überprüft wird.

bforce: (*real*, *in*): Größe der im Bruchereignis übertragenen Kraft.

dvel: (*real*, *in*): Die durch das Bruchereignis realisierte Änderung der Partikelgeschwindigkeit.

acc_mass: (*real*, *in*): Im untergeordneten Ast bereits beschleunigte Agglomeratmasse.

newroot: (*t_node*, *in*): Knoten zur Speicherung eines neu entstandenen Bruchstücks, falls die Kontaktstelle nicht hält.

modnall_r(node, change): Ändert in den übergeordneten Knoten die gespeicherte Größe des untergeordneten Astes.

node: (*t_node*, *in*): Knoten, in dem die Astgröße⁸ neu berechnet werden muss.

change: (*integer*, *in*): Größe der Änderung.

⁸durch Anlagerung oder Bruch

Listing C.4 Rekursive Funktion `freearea2_r(node, area)`

```

#define _REALTYPE REAL(8)
      RECURSIVE SUBROUTINE freearea2_r(node, area)
c     -----+----- declaration of variables
      IMPLICIT          none
      TYPE( t_node )   :: node
      _REALTYPE        area
c     -----+----- function body
c     reset working pointer
      node%sub_actual  => node%sub_base

c     loop over all nodes in list
      DO while (associated (node%sub_actual) )
c     recursive call for sublist
      CALL freearea2_r (node%sub_actual, area)
c     add up free area
      area = area + node%sub_actual%particle%fr_area
c     advance working pointer
      node%sub_actual => node%sub_actual%br_next
      ENDDO
c     -----+----- end
      END SUBROUTINE

```

`modvolpor1(node, new_node)`: Berechnet in allen übergeordneten Knoten die Eigenschaften des untergeordneten Astes⁹ neu (siehe Abschnitt 3.3.2):

base: (*t_node*, *in*): Knoten, in dem die Eigenschaften neu berechnet werden.

new_node: (*t_node*, *out*): Zeiger auf den untergeordneten Knoten, der in der vorherigen Rekursion neu berechnet wurde.

Die kompliziertere Variante der rekursiven Funktionen beginnt in der Wurzel des Baumes und beeinflusst alle Knoten. Diese Funktionen enthalten eine Schleife, die über alle Knoten einer Liste läuft. In jedem Knoten ruft sich die Funktion für die hier beginnende Liste selbst auf und bearbeitet nach der Rückkehr des Aufrufes den Knoten selbst. Beispielhaft zeigt Listing C.4 die rekursive Funktion zur Summation der freien Oberfläche des gesamten Baumes.

Die meisten dieser rekursiven Funktionen bestehen aus einer Startfunktion (z. B. `freearea1`), die von anderen Programmteilen aufgerufen werden kann, die Rekursion initialisiert und anschließend die eigentliche rekursive Funktion (z. B. `freearea2_r`)

⁹virtueller Durchmesser, Porosität und Dichte

aufruft. Im Moment sind folgende Startfunktionen mit den dazugehörigen rekursiven Funktionen implementiert:

delbranch1(node): Löscht einen Ast und gibt den dazugehörigen Speicher frei.

node: (*t_node*, *in*): Basisknoten des zu löschenden Astes.

findbyarea1(base, attachnode): Sucht in einem bereits bestehenden Baum einen Anlagerungspunkt auf Basis der freien Oberfläche (siehe Abschnitt 3.3.2).

base: (*t_node*, *in*): Basisknoten des Astes oder Baumes, der durchsucht werden soll.

attachnode: (*t_node*, *out*): Zeiger auf den Knoten des Anlagerungspunktes.

freearea1(node, area): Berechnet die freie Oberfläche eines Astes.

node: (*t_node*, *in*): Basisknoten des Astes, dessen freie Oberfläche berechnet werden soll.

area: (*real*, *out*): Berechnete freie Oberfläche.

postsplit_r(node, newroot, lshift): Aktualisiert alle für das Management eines Baumes verantwortlichen Datenfelder, so dass aus einem Bruchstück ein konsistenter Baum entsteht.

node: (*t_node*, *in*): Augenblicklich bearbeiteter Knoten.

newroot: (*t_node*, *in*): Zeiger auf den neuen Basisknoten des Baumes.

lshhifft: (*integer*, *in*): Änderung der Anlagerungsebene.

prttree1(node, maxdepth, pid): Gibt die Struktur des Astes unterhalb eines gegebenen Knotens auf den Bildschirm aus.

node: (*t_node*, *in*): Basisknoten des auszugebenden Astes.

maxdepth: (*integer*, *in*): Maximale Anzahl an auszugebenden Anlagerungsebenen.

pid: (*integer*, *in*): Auszugebende Partikel-ID.

C.2.2. Andere Funktionen

Zusätzlich zu den rekursiven Funktionen wurden im Modul `M_AGGTREE` eine Reihe weiterer Hilfsfunktionen implementiert, die hier der Vollständigkeit halber kurz beschrieben werden sollen:

adbyarea(base, dia, dens, son): Fügt einem bereits bestehenden Baum einen neuen Knoten hinzu. Der Anlagerungspunkt wird dabei auf Basis der freien Oberfläche bestimmt (siehe Abschnitt 3.3.2).

- base:** (*t_node*, *in*): Basisknoten des Astes oder Baumes, dem ein neuer Knoten hinzugefügt werden soll.
- dia:** (*real*, *in*): Durchmesser des neu hinzugefügten Primärpartikels.
- dens:** (*real*, *in*): Dichte des neu hinzugefügten Primärpartikels.
- son:** (*t_node*, *out*): Zeiger auf den neu hinzugefügten Knoten.
- add_node(father, son):** Fügt der untergeordneten Liste eines bestehenden Knotens einen neuen Knoten hinzu und initialisiert alle für das Management des Baumes nötigen Datenfelder.
- father:** (*t_node*, *in*): Knoten, in dessen untergeordnete Liste der neue Knoten eingefügt werden soll.
- son:** (*t_node*, *out*): Zeiger auf den neu hinzugefügten Knoten.
- function aggstrength(dia1, dia2):** Berechnung der in einer Kontaktstelle wirkenden vdW-Kraft.
- dia1, dia2:** (*real*, *in*): Durchmesser der beteiligten Primärpartikel.
- return:** (*real*, *out*): Stärke der Kontaktstelle.
- copy_node(source, dest):** Kopiert einen Knoten und ändert alle Zeiger im untergeordneten Ast, so dass wieder ein konsistenter Baum entsteht.
- source:** (*t_node*, *in*): Zu kopierender Knoten.
- dest:** (*t_node*, *in*): Zielknoten.
- frar_pp(father, son, breakup):** Berechnet die freie Oberfläche eines dualen Agglomerats nach einer Agglomeration oder einem Bruchereignis neu (siehe Abschnitt 3.3.2).
- father:** (*t_node*, *in*): Übergeordneter Knoten.
- son:** (*t_node*, *in*): Untergeordneter Knoten.
- breakup:** (*logical*, *in*): Bruch oder Anlagerung.
- function pppvol(dia1, dia2):** Berechnung des Porenvolumens eines dualen Agglomerats (siehe Abschnitt 3.3.2).
- dia1, dia2:** (*real*, *in*): Durchmesser der beteiligten Primärpartikel.
- return:** (*real*, *out*): Porenvolumen.
- split_tree(oldroot, newroot):** Koppelt einen Knoten mit untergeordnetem Ast aus einem bestehenden Baum aus und verschiebt ihn an eine neue Stelle. Anschließend wird das Management des alten Baumes bereinigt.
- oldroot:** (*t_node*, *in*): Zu kopierender Knoten.
- newroot:** (*t_node*, *in*): Zielknoten.

C.2.3. Änderungen in der Konfigurationsdatei von Lag3D

Die Modelle zur Speicherung der Agglomerationshistorie werden in der Konfigurationsdatei von Lag3D *.lid gesteuert. Zu diesem Zweck wurden folgende Einstellmöglichkeiten neu implementiert bzw. geändert:

`_PPC:_type_of_collision_model`: (*Integer*): Im Rahmen der Lagrangeschen Partikelverfolgung verwendetes Kollisionsmodell:

1. : Trockene Partikel (Decker, 2005).
2. : Tropfenkoaleszenz
(Brazier-Smith, Jennings und Latham, 1972; O'Rourke, 1981).
3. : Schalenmodell zur Nachbildung der Sprühtrocknung (Blei, 2005).

Das zuvor in dieser Liste ebenfalls vorhandene Modell von Ho (2003) zur Agglomeration trockener Partikel unter Berücksichtigung der Auftreffwahrscheinlichkeit nach Schuch und Loeffler (1978) wurde auf Modell 1 zurückgeführt, indem zwei zusätzliche Optionen zur Steuerung des Agglomerationsverhaltens und der Auftreffwahrscheinlichkeit eingeführt wurden (s.u.).

`_sw:_consider_collision_efficiency_(t/f)`: (*t oder f*): Berücksichtigung der Auftreffwahrscheinlichkeit nach Schuch und Loeffler, 1978.

`_sw:_calculate_particle_agglomeration_(t/f)`: (*t oder f*): Agglomerationsmodell nach Ho, 2003. Nur sinnvoll in Kombination mit Kollisionsmodell 1.

`_sw:_store_agglomerate_particle_positions_(t/f)`: (*t oder f*): Aktiviert die Speicherung der Agglomerationshistorie für alle in der Strömung entstehenden Agglomerate (siehe Abschnitt 3.3.2). Kann nur bei aktiviertem Agglomerationsmodell verwendet werden.

`_sw:_resolve_agglomerate_breakup_(t/f)`: (*t oder f*): Löst Bruchereignisse für alle Agglomerate auf (siehe Abschnitt 3.3.3). Kann nur verwendet werden, wenn zuvor die Agglomerationshistorie gespeichert wurde.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirbelmodelle	6
2.2	Wirbelplatzen in der Brennergeometrie	9
2.3	Haftkräfte Agglomeration	15
2.4	Strömungen im Zyklon	17
2.5	Zusammensetzung der URANS-Fluidgeschwindigkeit	22
2.6	Turbulente Energiespektren	23
2.7	Instantane Fluidgeschwindigkeit	28
2.8	Bewegung eines Partikel und des zugehörigen Fluidelements	29
2.9	Bestimmung der Auftreffwahrscheinlichkeit	34
2.10	Bestimmung des Kollisionspunktes	36
2.11	Partikelinduzierte Turbulenzdämpfung und -produktion	40
2.12	Stationäre 4-Wege-Kopplung	42
2.13	Intensitätsverteilung zweier sich überschneidender Laserstrahlen	44
2.14	Verteilung der Streulichtintensität durch Mie-Streuung	45
2.15	Messprinzip eines Phasen-Doppler-Anemometers	46
2.16	Schematischer Aufbau eines <i>double-frame</i> -PIV-Systems	48
2.17	Phasentrennung mittels Filteroperationen	50
2.18	Korrelationsmatrix	52
3.1	Instationäre 2-Wege Kopplung	56
3.2	Instationäre 4-Wege-Kopplung	57
3.3	Residuen quasi-instationäre Euler/Lagrange-Rechnung	58
3.4	Dimensionierung der Querstromgeometrie mit $W = 0,1$ m.	61
3.5	Vergleich RANS- / LES-basierten Euler/Lagrange-Simulationen	62
3.6	Widerstandskoeffizient in Abhängigkeit vom Fluidanteil	64
3.7	Datenstruktur zur Speicherung der Agglomerationshistorie	65
3.8	Berechnung von freier Oberfläche und Porenvolumen	67
4.1	Bewegung der Partikelstrahlen	72
4.2	Anlagenschema und Foto der Brennergeometrie	73
4.3	Partikelverteilung in der Brennergeometrie	74
4.4	Drallerzeuger und theoretische Drallzahl	75
4.5	Untersuchte Messstrecke mit Strömungslinien	76

4.6	Strömungsräume des Drallbrenners	80
4.7	Vergleich U_{ax} in Konfiguration D1	81
4.8	Vergleich d_P in Konfiguration D1	82
4.9	Vergleich D1b und D2b: Axialgeschwindigkeit $\frac{U_{ax}}{u'_{ax}}$	83
4.10	Vergleich D1b und D2b: Reynoldsspannungen u'^2_{ax}	85
4.11	Glättung PIV-Messungen	86
4.12	Konfigurationen D3d und D3e: Profile U_{ax} und U_{rad}	87
4.13	Vektordarstellung D3c, D3d und D3e	88
4.14	U_{ax} in Abhängigkeit von RSM	89
4.15	Vergleich Partikeldispersionsmodelle	90
4.16	Partikeltrajektorien	91
4.17	Isoflächen der Partikelkonzentration c_M	93
4.18	S2a: Registrierte Parcel in Abhängigkeit der Zeit	94
4.19	Zeitliche Änderung der Profile von U_{ax} und c_M	95
4.20	S2b und S2c: Mittlere Geschwindigkeiten	96
4.21	S2b und S2c: Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel	97
4.22	Zeitliche Verteilung c_M in S2b und S2c	98
4.23	Zeitliche Verteilung V_{ax} und d_P in S2b, Profil p4	99
4.24	Bewegung des Messpunktes S2b1 im Phasenraum	101
4.25	Zeitliche Verteilung V_{ax} in S2b und S2c	101
4.26	KDEs von V_{ax} und d_P an den Messpunkten S2b2 und S2c1	102
4.27	c_M und d_P über V_{ax} an den Messpunkt S2b1 und S2bc	103
4.28	Autokorrelation von V_{ax} und c_M an den Messpunkten S2b2 und S2c1	104
4.29	FFT von V_{ax} und c_M an den Messpunkten S2b2 und S2c1	105
4.30	Vergleich Frequenzspektren c_M	105
4.31	Isoflächen $c_M = 0,01$ in einer vereinfachten Drallbrennergeometrie	106
4.32	U_{ax} : berechnete und gemessene Profile	107
4.33	Zeitliche Entwicklung der Partikelbewegung und der Konzentration	108
4.34	Zeitlicher Verlauf c_M und positionsabhängiges d_P	109
4.35	Versuchsanlage Kreisel-Zyklon	114
4.36	Geometrie Kreisel-Zyklon und Partikelgrößenverteilung	115
4.37	Messung V im Kreisel-Zyklon, Konfigurationen A2 und A1	120
4.38	PIV-Messungen: Profile und Leistungsdichtespektrum V_{ax}	121
4.39	Konfiguration B2: Leistungsdichtespektrum c_m	121
4.40	Einfluss der Kollisionsmodellierung auf k und c_M	122
4.41	Trennkurven und agglomerationsbedingte Verschiebung der PGV	123
4.42	Kreisel-Zyklon: c_M stationär, V instationär	124
4.43	Simulation K1 :Konzentrationsfeldes auf der Ebene $x/D = 0,0$	127
4.44	Profile im Kreisel-Zyklon	127
4.45	U_{ax} in den Simulationen K1 und K2	128
4.46	U_{rad} in den Simulationen K1 und K2	129

4.47	Vergleich der Phasengeschwindigkeiten im Zyklon	131
4.48	V_{ax} in den Simulationen K1 und K2	132
4.49	d_P in den Simulationen K1 und K2	133
4.50	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, U_{rad} und U_{ax} über t	135
4.51	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, V_{rad} und V_{ax} über t	136
4.52	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, c_M und d_P über t	136
4.53	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, $d_P = f(c_M)$ und $c_M = f(V_{ax})$	137
4.54	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, d_P und c_M über U_{rad}	138
4.55	Sim. K1/K2, Profil p3, $y/D = 0,31$, d_P und c_M über U_{ax}	139
4.56	Vergleich Sim./Exp. Kreisel-Zyklon: Partikelgeschwindigkeiten	139
4.57	Abscheidekurven in den Simulationen K1 und K2	140
4.58	Kreisel-Zyklon: Position und Partikelgrößen entfernter Parcel	141
4.59	Sim K1/K2: Abscheidekurven / analytischen Lösung; d_{50} über t	142
A.1	Exp. Drallbrenner: Konf. D1, Parameter a-d, U_{ax} und U_{rad}	160
A.2	Exp. Drallbrenner: Konf. D1, Parameter a-d, u'_{ax} und u'_{rad}	161
A.3	Exp. Drallbrenner: Konf. D1, Parameter a-d, d_P	162
A.4	Exp. Drallbrenner: Konf. D2, Parameter a-b, U_{ax} und U_{rad}	163
A.5	Exp. Drallbrenner: Konf. D2, Parameter a-b, u'_{ax} und u'_{rad}	164
A.6	Exp. Drallbrenner: Konf. D2, Parameter a-b, $u'_{ax}u'_{rad}$ und d_P	165
A.7	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter a-d, U_{ax} und U_{rad}	166
A.8	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter e, U_{ax} und U_{rad}	167
A.9	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter a-d, u'_{ax} und u'_{rad}	168
A.10	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter e, u'_{ax} und u'_{rad}	169
A.11	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter a-d, c_V und $\bar{k}k$	170
A.12	Exp. Drallbrenner: Konf. D3, Parameter e, c_V und $\bar{k}k$	171
A.13	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung A1	173
A.14	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung B1	173
A.15	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung A2	174
A.16	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung B2	174
A.17	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung A3	175
A.18	Exp. Kreisel-Zyklon: Messung B3	175
B.1	U_{ax} in den Simulationen S3b und S3c	178
B.2	U_{rad} in den Simulationen S3b und S3c	179
B.3	U_{tan} in den Simulationen S3b und S3c	180
B.4	V_{ax} in den Simulationen S3b und S3c	181
B.5	V_{rad} in den Simulationen S3b und S3c	182
B.6	V_{tan} in den Simulationen S3b und S3c	183
B.7	c_M in den Simulationen S3b und S3c	184
B.8	d_P in den Simulationen S3b und S3c	185
B.9	U_{ax} in den Simulationen K1 und K2	187

B.10 U_{rad} in den Simulationen K1 und K2	188
B.11 $abs(U_{tan})$ in den Simulationen K1 und K2	189
B.12 p in den Simulationen K1 und K2	190
B.13 V_{ax} in den Simulationen K1 und K2	191
B.14 V_{rad} in den Simulationen K1 und K2	192
B.15 $abs(V_{tan})$ in den Simulationen K1 und K2	193
B.16 v'_{ax} in den Simulationen K1 und K2	194
B.17 v'_{rad} in den Simulationen K1 und K2	195
B.18 v'_{tan} in den Simulationen K1 und K2	196
B.19 c_M in den Simulationen K1 und K2	197
B.20 d_P in den Simulationen K1 und K2	198
B.21 ρ_P in den Simulationen K1 und K2	199
B.22 Vergleich U_{ax} bzw. V_{ax} in den Simulationen K1 und K2	200
B.23 Vergleich U_{rad} bzw. V_{rad} in den Simulationen K1 und K2	201
B.24 Vergleich U_{tan} bzw. V_{tan} in den Simulationen K1 und K2	202

Tabellenverzeichnis

2.1	Bereiche der Kugelumströmung	12
4.1	Konfigurationen der Messung der Drallströmung	77
4.2	Variationen der Messung der Drallströmung	78
4.3	Konfigurationen der Simulation der Drallströmung	78
4.4	Variationen der Simulation der Drallströmung	79
4.5	Spezielle Punkte in der Auswertung der Simulationen S2b und S2c . .	99
4.6	PIV-Messungen im Kreisel-Zyklon: Gasmassenströme und Beladungen	116
4.7	Simulationen zum Kreisel-Zyklon	118
4.8	Ausreißertest nach David, Hartley und Pearson (1954)	149
A.1	Variationen der Messung der Drallströmung	159

Listingverzeichnis

- C.1 Definition des Typs `t_particle` 209
- C.2 Definition des Typs `t_contact` 209
- C.3 Definition des Typs `t_node` 210
- C.4 Rekursive Funktion `freearea2_r(node,area)` 212

Literaturverzeichnis

- Agrawal, K. u. a. (Okt. 2001). „The role of meso-scale structures in rapid gas-solid flows“. In: *J. Fluid Mech* 445, S. 151–185.
- Albrecht, H.-E. u. a. (2003). *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer.
- Apte, S.V. u. a. (Aug. 2003). „Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in a coaxial-jet combustor“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 29.8, S. 1311–1331.
- Baldwin, B. u. a. (1978). „Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows“. In: *AIAA, Aerospace Sciences Meeting*.
- Barth, W (1955). „Der Einfluß der Vorgänge in der Grenzschicht auf die Abscheideleistung von mechanischen Staubabscheidern, Staubbewegungen in der Grenzschicht“. In: *VDI-Berichte* 6, S. 29–32.
- Basset, A.B. (1888). *A treatise on hydrodynamics*. Cambridge University Press.
- Beér, J. M. und N. A. Chigier (1972). *Combustion Aerodynamics*. London: Applied Science Publishers Ltd.
- Beghein, C., Y. Jiang und Q.Y. Chen (Aug. 2005). „Using large eddy simulation to study particle motions in a room“. In: *Indoor Air* 15.4, S. 281–290.
- Binder, K. (1979). *Monte Carlo Methods in Statistical Physics*. Berlin: Springer.
- Blei, S. (2005). „On the Interaction of non-Uniform Particles during the Spray Drying Process: Experiments and Modelling with the Euler-Lagrange Approach“. Diss. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg.
- Boussinesq, V. J. (1877). „Théorie de l'Écoulement Tourbillant“. In: *Mem. Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr.* 23, S. 46–50.
- (1903). *Theorie Analytique de la Chaleur*. L'École Polytechnique.
- Brazier-Smith, P. R., S. G. Jennings und J. Latham (1972). „The interaction of falling water drops: coalescence“. In: *Proceedings of the Royal Society A* 326, S. 393–408.
- Broeder, D. (2003). „Anwendung optischer Messtechniken zur Untersuchung disperster Gas-Flüssigkeits-Strömungen“. Diss. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg. URL: <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn:de:gbv:3-000005900>.
- Bronstein, I.N. u. a. (2008). *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch.
- Chapman, B., G. Jost und R. van der Paas (2008). *Using OpenMP: Portable Shared Memory Parallel Programming*. Massachusetts Institute of Technology.

- Chrigui, M. (2005). „Eulerian-Lagrangian Approach for Modeling and Simulations of Turbulent Reactive Multi-Phase Flows under Gas Turbine Combustor Conditions“. Diss. Darmstadt, Germany: TU Darmstadt.
- Chrigui, M., G. Ahmadi und A. Sadiki (2004). „Study of interaction in spray between evaporating droplets and turbulence using second order turbulence RANS modeling and a Lagrangian approach“. In: *Progress in Computational Fluid Dynamics* 4, S. 162–174.
- Cleveland, W.S. und S.J. Devlin (1988). „Locally-Weighted Regression: An Approach to Regression Analysis by Local Fitting“. In: *Journal of the American Statistical Association* 83.403, S. 596–610. DOI: doi:10.2307/2289282.
- Crowe, C. T., M. Sommerfeld und Y. Tsuji (1998). *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. Boca Raton: CRC Press.
- Crowe, C.T (1981). „On the relative importance of particle-particle collisions in gas-particle flow“. In: *Institution of Mechanical Engineers C78/81*, S. 135–137.
- Crowe, C.T. (Mai 2000). „On models for turbulence modulation in fluid-particle flows“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 26.5, S. 719–727.
- Crowe, C.T., M.P. Sharma und D.E. Stock (1977). „Particle-source in cell (PSI-cell) model for gas-droplet flows“. In: *Journal of Fluids Engineering-Transactions Of The ASME* 99.2, S. 325–332.
- Csanady, G. T. (1963). „Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere“. In: *Journal of The Atmospheric Sciences* 20.3, S. 201–208.
- David, H.A., H.O. Hartley und E.S. Pearson (1954). „The Distribution of the Ratio, in a Single Normal Sample, of Range to Standard Deviation“. In: *Biometrika* 41, S. 482–493.
- Deardorff, J.W. (1980). „Stratocumulus-capped mixed layer derived from a three dimensional model“. In: *Boundary-Layer Meteorology* 18, S. 495–527.
- Decker, S. (1993). „Numerische Berechnungen und experimentelle Untersuchungen der Partikeldispersion in turbulenten Scherströmungen“. Magisterarb. Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Universität Erlangen-Nürnberg.
- (2005). „Zur Berechnung von gerührten Suspensionen mit dem Euler-Lagrange-Verfahren“. Diss. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg. URL: <http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn:de:gbv:3-000009860>.
- Derksen, J. J., S. Sundaresan und H. E. A. van den Akker (Apr. 2006). „Simulation of mass-loading effects in gas-solid cyclone separators“. In: *Powder Technology* 163.1-2, S. 59–68.
- Derksen, J. J. und H. E. A. Van den Akker (2000). „Simulation of Vortex Core Precession in a Reverse-Flow Cyclone“. In: *AIChE Journal* 46, S. 1317–1331.
- Di Felice, R. (1994). „The voidage function for fluid-particle interaction systems“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 20, S. 153–159.
- Ergun, S. (1955). „Fluid flow through packed columns“. In: *Chemical Engineering Progress* 48, S. 89–94.

- Ferziger, J. H. und M. Perić (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer.
- Fricke, N. und W. Leuckel (1976). „Characteristics Of Swirl-Stabilized Natural-Gas Flames .3. Effect Of Swirl And Burner Mouth Geometry On Flame Stability“. In: *Journal Of The Institute Of Fuel* 49.400, S. 152–158.
- Geiss, S. u. a. (2004). „Investigation of turbulence modification in a non-reactive two-phase flow“. In: *Experiments In Fluids* 36.2, S. 344–354.
- Germano, M. u. a. (1991). „A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model“. In: *Phys. Fluids* 3.7, S. 1760–1765.
- Gidaspow, D. (1994). *Multiphase flow and fluidization: Continuum and kinematic theory description*. Academic Press, New York.
- Gore, R.A. und C.T. Crowe (1989). „Effect of particle size on modulating turbulent intensity“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 15, S. 279–285.
- Gouesbet, G. und A. Berlemont (1998). „Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 25, S. 133–159.
- Groh, B., A. Sadiki und J. Janicka (Sep. 2004). „Large Eddy Simulation of particle-laden vertical channel flow under consideration of a consistent modelling of turbulence modulation“. In: *Proceedings of the 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*. Pisa, Italy.
- Gropp, W., E. Lusk und A. Skjellum (2007). *MPI - Eine Einführung - Portable parallele Programmierung mit dem Message-Passing Interface*. Oldenbourg.
- Gui, L., W. Merzkirch und J.-Z. Shu (1997). „Evaluation of Low Image Density Recordings with the MQD Method and Application to the Flow in a Liquid Bridge“. In: *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 4, S. 333–343.
- Hamel, G. (1916). „Spiralförmige Bewegung zäher Flüssigkeiten“. In: *Jahresbericht Deutscher Mathematiker-Vereinigung* 25, S. 34–60.
- Hetsroni, G. (1989). „Particles Turbulence Interaction“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 15, S. 735–746.
- Hiller, R.B. (1981). „Der Einfluß von Partikelstoß und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern“. Diss. Universität Karlsruhe.
- Ho, C.A. (2003). „Modellierung der Partikelagglomeration im Rahmen des Euler/Lagrange-Verfahrens und Anwendung zur Berechnung der Staubabscheidung im Zyklon“. Diss. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg.
- Ho, C.A. und M. Sommerfeld (2002a). *Berechnung der Partikelabscheidung mit dem Euler / Lagrange-Verfahren unter Berücksichtigung der Partikelagglomeration*. Techn. Ber. MLU Halle-Wittenberg, Fachbereich Ingenieurwissenschaften, Institut für Mechanische Verfahrenstechnik.
- (2002b). „Modelling of micro-particle agglomeration in turbulent flows“. In: *Chemical Engineering Science* 57, S. 3073–3084.

- Ho, C.A. und M. Sommerfeld (2005). „Numerische Berechnung der Staubabscheidung im Gaszyklon unter Berücksichtigung der Partikelagglomeration“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 77, S. 282–290.
- Hoekstra, A. J. (2000). „Gas flow field and collection efficiency of cyclone separators“. Diss. TU Delft.
- Hoekstra, A.J., J.J. Derksen und H.E.A. Van Den Akker (1999). „An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones“. In: *Chemical Engineering Science* 54, S. 2055–2065.
- Hussain, A. K. M. und W. C. Reynolds (1970). „Mechanics of An Organized Wave In Turbulent Shear Flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 41, S. 241–&.
- Ito, T. u. a. (1983). „On the Oscillatory Phenomena In A Swirling Pipe-flow“. In: *Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers* 26.218, S. 1348–1356.
- Janert, Philipp K. (2010). *Data Analysis with Open Source Tools*. Sebastopol, CA, USA: O'Reilly.
- Johne, R. (1966). „Einfluss der Konzentration einer monodispersen Suspension auf die Sinkgeschwindigkeit ihrer Teilchen“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 38.4, S. 428–430. DOI: 10.1002/cite.330380407.
- Jones, W. P. und B. E. Launder (1972). „The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, S. 301–314.
- Jones, W. P. und P. Musonge (1988). „Closure of the Reynolds Stress and Scalar Flux Equations“. In: *Phys. Fluids* 31.12, S. 3589–3604.
- Kafui, K. D., C. Thornton und M. J. Adams (2002). „Discrete particle-continuum fluid modelling of gas-solid fluidised beds“. In: *Chemical Engineering Science* 57.13, S. 2395–2410.
- Koglin, B. (1971). „Statistical Distribution of Sedimentation Rate In Suspensions of Low Concentration“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 43.13, S. 761–764. DOI: 10.1002/cite.330431306.
- Kohnen, G., M. Rueger und M. Sommerfeld (1994). „Convergence behaviour for numerical calculations by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phases“. In: *ASME FED* 185, Numerical Methods in Fluid Flows, S. 191–202.
- Kolmogorov, A. N. (1941). „The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers“. In: *Proceedings of the USSR Academy of Sciences*. Bd. 30, S. 299–303.
- Lain, S., D. Broder u. a. (2002). „Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler-Lagrange procedure“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28.8, S. 1381–1407.
- Lain, S. und M. Sommerfeld (Aug. 2003). „Turbulence modulation in dispersed two-phase flow laden with solids from a Lagrangian perspective“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24.4, S. 616–625.

- Lain, S., M. Sommerfeld und J. Kussin (2002). „Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23.5, S. 647–656.
- Launder, B. E. und B. I. Sharma (1974). „Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc“. In: *Letters in Heat and Mass Transfer* 1.2, S. 131–138.
- Launder, B.E., G.J. Reece und W. Rodi (1975). „Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure“. In: *J. Fluid Mech* 68, S. 537–566.
- Laven, P. (Jan. 2010). *MiePlot v4.1*. URL: <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>.
- Lee, Jin W., Hoe J. Yang und Dong Y. Lee (Juni 2006). „Effect of the cylinder shape of a long-coned cyclone on the stable flow-field establishment“. In: *Powder Technology* 165.1, S. 30–38.
- Lilly, D.K. (1967). „The representation of small scale turbulence in numerical simulation experiments“. In: *Proceedings of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*.
- Lipowsky, J. und M. Sommerfeld (2006). *Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben 03SOA2AC1: Partikeldispersion und Strähnenausbreitung in geschlossenen Drallströmungen*. Techn. Ber. BMBF - Bundesministerium für Bildung und Forschung.
- (2007). „LES-Simulation of the formation of particle strands in swirling flows using an unsteady Euler-Lagrange approach“. In: *6th International Conference on Multiphase Flow*. Leipzig, Germany.
- Loeffler, F. (1988). *Staubabscheiden*. Stuttgart, Germany: Georg Thieme Verlag.
- Luo, K. u. a. (Okt. 2004). „LES of the turbulent coherent structures and particle dispersion in the gas-solid wake flows“. In: *Powder Technology* 147.1-3, S. 49–58.
- Macinnes, J. M. und F. V. Bracco (1992). „Stochastic Particle Dispersion Modeling and the Tracer-particle Limit“. In: *Physics of Fluids A-fluid Dynamics* 4.12, S. 2809–2824.
- Magnus, H.G. (1853). „Ueber die Abweichung der Geschosse“. In: *Annalen Der Physik Und Chemie* 164, S. 1–25.
- Maiss, M. (Nov. 2009). „Untersuchung von Partikelagglomeration und -bruch in einem Gaszyklon“. Studienarbeit. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg.
- Melheim, J. A., S. Horender und M. Sommerfeld (2005). „Modeling of the vortex-structure in a particle laden mixing-layer“. In: *Proceedings of the ASME Fluid Eng. Summer Conference*. Houston, Texas, USA.
- Menter, F. R. (1994). „Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications.“ In: *AIAA Journal* 32, S. 1598–1605.
- Mie, G. (1908). „Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen“. In: *Annalen der Physik* 330, S. 377–445.
- Minier, J. P. und E. Peirano (2001). „The pdf approach to turbulent polydispersed two-phase flows“. In: *Physics Reports-review Section of Physics Letters* 352.1-3, S. 1–214.

- Minier, J.-P. (1999). „Closure proposal for the langevin equation model in lagrangian two-phase flow modelling“. In: *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*. San Francisco, California, USA.
- Mohr, R. (2008). *Statistik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Hrsg. von E. Bartz W.J. und Wippler. Renningen: Expert Verlag.
- Muschelknautz, E. (1970). „Auslegung von Zyklonabscheidern in der technischen Praxis“. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 30, S. 187–195.
- (1972). „Die Berechnung von Zyklonabscheidern für Gase“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 44, S. 1–2.
- Nasr, Hojjat und Goodarz Ahmadi (Dez. 2007). „The effect of two-way coupling and inter-particle collisions on turbulence modulation in a vertical channel flow“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28.6. 5th Conference on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Dubrovnik, CROATIA, 2006, S. 1507–1517. ISSN: 0142-727X. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.007.
- Naue, G. u. a. (1979). *Technische Strömungsmechanik I*. Leipzig: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie.
- Newton, I (1846). *The Mathematical Principles of Natural Philosophy*. 3rd. Adee, D. URL: [en.wikisource.org/wiki/The_Mathematical_Principles-of_natural_Philosophy_\(1846\)](http://en.wikisource.org/wiki/The_Mathematical_Principles-of_natural_Philosophy_(1846)).
- Oberleithner, K. u. a. (2011). „Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction“. In: *Journal of Fluid Mechanics*. DOI: doi:10.1017/jfm.2011.141.
- Ochieng, A. und M. S. Onyango (2008). „Drag models, solids concentration and velocity distribution in a stirred tank“. In: *Powder Technology* 181.1, S. 1–8. DOI: 10.1016/j.powtec.2007.03.034.
- O’Rourke, P.J. (1981). „Collective drop effects on vaporizing liquid sprays“. Diss. USA: Princeton University.
- Oseen, C. W. (1913). „Über den Gültigkeitsbereich der Stokesschen Widerstandsformel“. In: *Arkiv för matematik, astr. och fysik* 9, S. 1–15.
- Oseen, C.W. (1912). „Über Wirbelbewegung in einer reibenden Flüssigkeit“. In: *Arkiv för matematik, astr. och fysik* 7, S. 14–21.
- Papoulis, A (1984). „Probability, Random Variables, and Stochastic Processes“. In: New York: McGraw-Hill. Kap. Markoff Sequences, S. 528–535.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Patankar, S. V. und D. B. Spalding (1972). „A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows“. In: *International Journal for Heat and Mass Transfer* 15, S. 1787–1806.
- Pope, S. B. (1985). „PDF Methods for Turbulent Reactive Flows“. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 11, S. 119–192.
- (1994). „Lagrangian Pdf Methods For Turbulent Flows“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 26, S. 23–63.

- (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press.
- Raffel, M., C. Willert und J. Kompenhans (1998). *Particle image velocimetry-A practical guide*. Springer.
- Rankine, W.J.M. (1858). *Manual of Applied Mechanics*. London, England: C. Griffen Co.
- Rayleigh, F.R.S. (1876). „On the Resistance of Fluids“. In: *Philosophical Magazine* 5.13, S. 430–441.
- Reynolds, Osborne (1895). „On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A* 186, S. 123–164. ISSN: 02643820. DOI: 10.2307/90643. URL: <http://dx.doi.org/10.2307/90643>.
- Richardson, J. F. und W. N. Zaki (1954). „Sedimentation and Fluidization: Part I“. In: *Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Part A* 32, S. 35–53.
- Rossum, G. van (Jan. 2010). *Python Programming Language*. Python Software Foundation. URL: <http://www.python.org/>.
- Ruck, B. (1990). *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT Fachverlag.
- Sadiki, A. und G. Ahmadi (2002). „Modeling of chemically active multiphase turbulent flows on rational extended thermodynamics“. In: *Advances in Turbulence IX, ETC9*. U.K.
- Sadiki, A., M. Chrigui u. a. (2005). „Modeling and simulation of effects of turbulence on vaporization, mixing and combustion of liquid-fuel sprays“. In: *Flow Turbulence and Combustion* 75.1-4, S. 105–130.
- Saffman, P.G. (1965). „The lift on a small sphere in a slow shear flow“. In: *J. Fluid Mech* 22.2, S. 385–400.
- Schäfer, M. (1999). *Numerik im Maschinenbau*. Springer-Verlag.
- (Jan. 2010). *FASTEST - Flow Analysis Solving Transport Equations with Simulated Turbulence*. TU Darmstadt. URL: http://www.fnb.tu-darmstadt.de/forschung_fnb/software_fnb/software_fnb.de.jsp.
- Schäfer, M. und D. Sternel (Aug. 2006). *FASTEST (Flow Analysis Solving Transport Equations with Simulated Turbulence)*. 1. Aufl. FNB, FB Maschinenbau. TU Darmstadt.
- Schiller, L. und A. Naumann (1933). „Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung“. In: *Ver. Deut. Ing.* 77, S. 318–320.
- Schuch, G. und F. Loeffler (1978). „Über die Abscheidewahrscheinlichkeit von Feststoffpartikeln an Tropfen in einer Gasströmung“. In: *Verfahrenstechnik* 12, S. 302–306.
- Shuen, J. S. u. a. (1983). *A Theoretical and Experimental Study of Turbulent Particle-Laden Jets*. Contractor Report 168293. NASA.
- Sijercic, Miroslav, Srdjan Belosevic und Zarko Stevanovic (Juni 2007). „Simulation of free turbulent particle-laden jet using Reynolds-stress gas turbulence model“. In: *Applied Mathematical Modelling* 31.6, S. 1001–1014. ISSN: 0307-904X. DOI: 10.1016/j.apm.2006.03.019.

- Sloan, David G., Philip J. Smith und L. Douglas Smoot (1986). „Modeling of swirl in turbulent flow systems“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 12.3, S. 163–250. ISSN: 0360-1285. DOI: DOI:10.1016/0360-1285(86)90016-X. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3W-497BC4N-4V/2/65f12d4a54db3232e1e54b59cd6ab795>.
- Smagorinsky, J. (1963). „General circulation experiments with the primitive equations, 1. The basic experiment“. In: *Monthly Weather Rev.* 91, S. 99–164.
- Sommerfeld, M. (1992). „Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 18.6, S. 905–926.
- (1995). „The importance of inter-particle collisions in horizontal gas-solid channel flows“. In: *ASME FED* 228, Gas-Particle Flows, S. 335–345.
- (1996). *Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens*. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg.
- (2001). „Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 27.10, S. 1829–1858.
- (Jan. 2010). *Lag3D - Software zur Simulation mit dem Euler-Lagrange Verfahren*. MLU Halle-Wittenberg. URL: <http://www-mvt.iw.uni-halle.de/index.php?id=193,163,0,0,1,0>.
- Sommerfeld, M. und N. Huber (Okt. 1999). „Experimental analysis and modelling of particle-wall collisions“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 25.6-7, S. 1457–1489.
- Sommerfeld, M., G. Kohnen und M. Rueger (1993). „Some open questions and inconsistencies of lagrangian particle dispersion models“. In: *Proceedings of the 9th Symposium on 'Turbulent Shear Flows'*. Kyoto, Japan.
- Sommerfeld, M. und H.-H. Qiu (1993). „Characterization of Particle-Laden, Confined Swirling Flows by Phase-Doppler Anemometry and Numerical Calculation“. In: *Int. J. Multiphase Flow* 19, S. 1093–1127.
- Sommerfeld, M. und G. Zivkovic (1992). „Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems“. In: *Proceedings of the 1st European Fluid Dynamics Conference*.
- Spalart, P. R. und S. R. Allmaras (1994). „One-equation turbulence model for aerodynamic flows“. In: *Recherche Aerospaciale* 1.1, S. 5–21.
- Speziale, C. G., S. Sarkar und T. B. Gatski (1991). „Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: an Invariant Dynamic Approach“. In: *J. Fluid Mech.* 227, S. 245–272.
- Squires, K.D. und J.K. Eaton (1992). „On the modelling of particle-laden turbulent flows“. In: *Proceedings of the 6th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*. Hrsg. von M. Sommerfeld.
- Stairmand, C. J. (1951). „The design and performance of cyclone separators“. In: *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 29, S. 356–383.

- Stieglmeier, M. (Jan. 2010). *Principles of PDA*. Dantec Dynamics. URL: <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=455>.
- Stieß, M. (1994). *Mechanische Verfahrenstechnik 2*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- (1995). *Mechanische Verfahrenstechnik 1*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Stone, H. L. (1968). „Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations“. In: *SIAM Journal on Numerical Analysis* 5.3, S. 530–558.
- Tintemann, G. (2009). „Entwicklung eines Bildanalyseverfahrens zur Konzentrationsmessung in partikelbehafteten Strömungen“. Masterarbeit. Halle (Saale), Germany: MLU Halle-Wittenberg.
- Tropea, C., a. Yarin und J.F. Foss (2007). *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer.
- Tsantilis, S. und S. E. Pratsinis (2004). „Soft- and hard-agglomerate aerosols made at high temperatures“. In: *Langmuir* 20.14, S. 5933–5939.
- Wang, P. u. a. (2004). „Large eddy simulation and experimental studies of a confined turbulent swirling flow“. In: *Phys. Fluids* 16, S. 3306–3324.
- Wassen, E. (1998). „Entwicklung paralleler Algorithmen zur numerischen Simulation von Gas-Partikel-Strömungen unter Berücksichtigung von Partikel-Partikel-Kollisionen“. Diss. Chemnitz, Germany: Universität Chemnitz.
- Wen, C.Y. und Y.H. Yu (1966). „Mechanics of Fluidisation“. In: *Chemical Engineering Program Symposium Series* 62, S. 100–111.
- Wilcox, D.C. (Nov. 1988). „Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models“. In: *AIAA Journal* 26, S. 1299–1310. DOI: 10.2514/3.10041.
- Willert, C.E. und M. Gharib (1991). „Digital particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 10, S. 181–193.
- Wunenburger, R., B. Andreotti und P. Petitjeans (1999). „Influence of precession on velocity measurements in a strong laboratory vortex“. In: *Experiments In Fluids* 27, S. 181–188.

Lebenslauf

Name: Justus Lipowsky

Geburtstag: 11. Februar 1973

Geburtsort: Hamburg

Familienstand: verheiratet, 3 Kinder

Schulausbildung:

Aug. 1979 - Jun. 1983 Ludwig-Frahm-Grundschule, Hamburg

Sep. 1983 - Jun. 1992 Gynasium Oberalster, Hamburg

Hochschulausbildung:

Okt. 1994 - Dez. 2001 Diplomstudium Verfahrenstechnik, BTU Cottbus
Vertiefungen: Umweltverfahrenstechnik,
Prozess- und Anlagentechnik

Berufliche Tätigkeit:

Mai 2002 - Sep. 2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Lehrstuhl Mech. VT und Strömungsmechanik
Technische Universität Kaiserslautern

Okt. 2002 - Okt. 2009 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Lehrstuhl Mechanische Verfahrenstechnik
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

seit März 2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Fachbereich Simulation
IAB Weimar gGmbH
(zuvor IFF Weimar e.V.)

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich, Justus Lipowsky, die vorliegende Dissertation entsprechend den in der Promotionsordnung des Zentrums für Ingenieurwissenschaften der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg festgelegten Regeln ohne Mitwirkung Fremder und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes noch nicht veröffentlicht. Ich versichere, dass ich mich bis zum heutigen Tage weder an der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg noch an anderer Stelle um den Doktorgrad beworben habe.

.....
Justus Lipowsky
Jena, den 16. Januar 2014