

EXPERIMENTELLE ERFASSUNG UND CHARAKTERISIERUNG
DER DREIDIMENSIONALEN GROSSSKALIGEN
STRÖMUNGSSTRUKTUREN UND -TEMPERATUREN IN
RAYLEIGH-BÉNARD-KONVEKTION

DISSERTATION

zur Erlangung des mathematisch-naturwissenschaftlichen Doktorgrades
"Doctor rerum naturalium (Dr.-rer. nat.)"
der Georg-August-Universität Göttingen

im Promotionsprogramm ProPhys
der Georg-August University School of Science (GAUSS)

vorgelegt von

DANIEL SCHIEPEL

aus Hann. Münden



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Göttingen, 2017

Betreuungsausschuss

Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil Andreas Dillmann ,

Georg-August-Universität Göttingen, III. Physikalisches Institut und
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Aero-
dynamik und Strömungstechnik

Prof. Dr. Andreas Tilgner,

Georg-August-Universität Göttingen, Institut für Geophysik

Mitglieder der Prüfungskommission

Referent: **Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil Andreas Dillmann ,**

Georg-August-Universität Göttingen, III. Physikalisches Institut und
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Aero-
dynamik und Strömungstechnik

Korreferent: **Prof. Dr. Andreas Tilgner,**

Georg-August-Universität Göttingen, Institut für Geophysik

Weitere Mitglieder der Prüfungskommission

Prof. Dr. Wolfram Kollatschny,

Georg-August-Universität Göttingen, Institut für Astrophysik

PD Dr. Jörn Große-Knetter,

Georg-August-Universität Göttingen, II. Physikalisches Institut

PD Dr. Martin Wenderoth,

Georg-August-Universität Göttingen, IV. Physikalisches Institut

Prof. Dr. Hans Hofsäss,

Georg-August-Universität Göttingen, II. Physikalisches Institut

Tag der mündlichen Prüfung: 26.09.2017

ABSTRACT

In this work the flow structures in Rayleigh-Bénard-Convection (RBC) are experimentally studied. For this purpose, two cuboidal convection samples are designed and installed. Using water as working fluid, these two experiments cover a large Rayleigh number range of $1.0 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 5.0 \cdot 10^{10}$. The “large” convection experiment is cubic and has an edge length of 500 mm. The “small” sample has a length and height of 100 mm, while the depth is 25 mm. The samples consist of a cooled top and a heated ground plate of constant temperature. The side walls are made of flint glass to provide optical access to the interior of the experiments. Thus, it is possible to apply different optical measurement techniques for the acquisition of the three-dimensional flow structures.

The first main result is achieved using three-dimensional Particle Tracking Velocimetry (3D-PTV) in the small sample filled with water at a Prandtl number of $Pr = 6,9$. The developing flow structures are studied in dependence of the Rayleigh number. Starting in the laminar range, a stable large-scale circulation (LSC) is found, which - with increasing temperature difference - transforms into a turbulent state with dominant two-cell structure at $Ra = 2.8 \cdot 10^7$. From $Ra = 8.5 \cdot 10^7$, a state with a dominant four-cell structure is reported, which develops into a one-cell structure in the highly turbulent region from $Ra = 2.8 \cdot 10^8$.

The second main result is found in the large sample in the highly turbulent regime. Using Tomo-PIV, the time-dependent large-scale circulation in water at $Ra = 1.0 \cdot 10^{10}$ and $Pr = 6.9$ is measured. For this purpose, instantaneous 3D-velocity fields are determined in the entire 125l convection sample. By temporal averaging of 1000 images, i.e 1.5 turn-arounds of the LSC, a large-scale circulation is observed, mainly oriented along a diagonal of the sample and spanning the whole diagonal plane.

The shape of the LSC as well as the Reynolds number of $Re = 6275$ based on the velocity magnitude are computed. Both agree well with extrapolated results from other studies in the literature for similar configurations. The viscous boundary layer thickness, δ_u , in the vicinity of the heating and cooling plate is measured. An average value of 5.2 mm is determined for both plates. Both results reaffirm the scaling laws from literature for $Re(Ra)$ and $\delta_u(Ra)$.

The third main result deals with the simultaneous non-invasive measurement of the three-dimensional temperature and velocity fields in turbulent RBC. This result is of great importance for the investigations of thermal convection since the fields are dynamically

coupled. For this purpose, a new measurement technique is developed based on the combination of Tomo-PIV and PIT.

The application of this new technique to turbulent RBC in the large sample filled with a water-glycol mixture at $Ra = 7.0 \cdot 10^9$ and $Pr = 21$ allows for the simultaneous measurement of the velocity and temperature fields in a 20 l subvolume of the experiment, while the velocity information is obtained for the entire 62.5 l sample volume. In this respect, thermochromic liquid crystal particles serve as seeding particles for the velocity measurement and at the same time as “floating thermometers” for the temperature measurement.

The warm upstream of the fluid from the heating plate is resolved in accordance with the velocity fields. This can be seen in the instantaneous temperature and velocity fields, reflecting the dependence of increased temperature and upflow velocity, as well as in the time-averaged field. The indicated behavior is studied in more detail by determining the correlation of vertical fluid velocity on the temperature. There is a positive linear dependence of the two variables. This is physically consistent with the density differences resulting from temperature increases and, consequently, the buoyancy which drives the flow.

The fourth main result addresses the quantitative description of the flow structures over a large Ra range by combining all measured flow fields. For this purpose, the method of 2D-mode decomposition is used. Thereby, the development of the global flow structures in the transition area from the stationary to the highly turbulent convection can be described. It is shown that the large-scale circulation in the X-Y plane, starting from the laminar region, is increasingly breaking up in the non-stationary region and reforms again in the turbulent regime. In this plane, the composition of four fundamentally different flow states is found. Furthermore, in the orthogonal Y-Z plane, accessible through volumetric measurements, only two characteristic flow states exist. Thus, the dynamics of the fluid flow in the two planes are not directly coupled.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden die Strömungsstrukturen in Rayleigh-Bénard-Konvektion (RB-Konvektion) experimentell untersucht. Dazu werden zwei kuboidale Konvektionszellen entworfen und aufgebaut. Mit Wasser als Arbeitsfluid können diese zwei Experimente einen großen Rayleigh-Zahl-Bereich von $1,0 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 5,0 \cdot 10^{10}$ abdecken. Das „große“ Konvektionsexperiment ist kubisch und hat eine Kantenlänge von 500 mm. Der „kleine“ Aufbau hat eine Länge und Höhe von 100 mm, während die Tiefe mit 25 mm deutlich kleiner gewählt wird. Die Aufbauten bestehen aus einer gekühlten Decken- und einer beheizten Bodenplatte mit konstanter Temperatur. Die Seitenwände bestehen aus Flintglas, um eine optische Zugänglichkeit ins Innere der Zellen zu ermöglichen. Somit ist es möglich, verschiedene optische Messtechniken zur Erfassung der sich ausbildenden dreidimensionalen Strömungsstrukturen anzuwenden.

Das erste Hauptergebnis wird durch die Anwendung der Messtechnik der dreidimensionalen Particle Tracking Velocimetry (3D-PTV) in der kleinen, mit Wasser gefüllten Zelle bei einer Prandtl-Zahl von $Pr = 6,9$ erzielt. Dabei werden die Strömungsstrukturen, die sich in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl bilden, untersucht. Beginnend im laminaren Bereich, tritt eine stabile großskalige Zirkulation (LSC) auf, die sich mit zunehmender Temperaturdifferenz bei $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ in einen turbulenten Zustand mit dominanter Zwei-Zellen-Struktur wandelt. Ab $Ra = 8,5 \cdot 10^7$ kann ein Zustand mit dominanter Vier-Zellen-Struktur beobachtet werden, der im hochturbulenten Bereich ab $Ra = 2,8 \cdot 10^8$ in eine Ein-Zellen-Struktur übergeht.

Das zweite Hauptergebnis wird in der großen Zelle im hochturbulenten Bereich erzielt. Hierfür wird mittels Tomo-PIV die zeitabhängige großskalige Zirkulation in Wasser bei $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$ und $Pr = 6,9$ gemessen. Dazu werden instantane 3D-Geschwindigkeitsfelder in der gesamten 125l großen Konvektionszelle erfasst. Durch zeitliche Mittelung von 1000 Bildern, d.h. 1,5 Umlaufzeiten der LSC, kann eine großskalige Zirkulation beobachtet werden, die hauptsächlich entlang einer Diagonalen der Zelle orientiert ist und die gesamte Diagonalebene überspannt.

Es wird sowohl die Form der LSC als auch die auf der Geschwindigkeitsmagnitude basierende Reynolds-Zahl $Re = 6275$ ermittelt. Beides stimmt gut mit extrapolierten Ergebnissen aus der Literatur für ähnliche Konfigurationen überein. Es konnte die viskose Grenzschichtdicke, δ_v , in der Nähe der Heiz- und Kühlplatte vermessen werden. Als Mittelwert über beide Platten wird 5,2 mm ermittelt. Die-

se Resultate bekräftigen die, in der Literatur beschriebenen, Skalierungsgesetze für $Re(Ra)$ und $\delta_u(Ra)$.

Das dritte Hauptergebnis befasst sich mit der simultanen, nicht-invasiven Erfassung von dreidimensionalen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in turbulenter RBC. Dieses ist für die Untersuchungen von thermischer Konvektion von großer Bedeutung, da die Felder dynamisch gekoppelt sind. Dazu wird eine neue Messtechnik, basierend auf der Kombination von Tomo-PIV und PIT, entwickelt. Die Anwendung dieser neuen Technik auf turbulente RB-Konvektion in der großen Zelle, gefüllt mit einer Wasser-Glykol-Mischung bei $Ra = 7,0 \cdot 10^9$ und $Pr = 21$, erlaubt die gleichzeitige Messung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in einem 201 Teilvolumen des Experiments. Die Geschwindigkeitsinformationen hingegen können für das gesamte 62,51 Messvolumen gewonnen werden. Dabei dienen thermochrome Flüssigkristall-Partikel als Impfpartikel für die Geschwindigkeitsmessung sowie als „schwimmende Thermometer“ für die Temperaturmessung.

Der warme Aufwärtsstrom des Fluids von der Heizplatte wird in Übereinstimmung mit den ermittelten Geschwindigkeitsfeldern erfasst. Dies zeigt sich sowohl in den instantanen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern, die die Assoziation von erhöhter Temperatur und Aufwärtsströmung widerspiegeln, als auch im zeitlich gemittelten Feld. Durch die Bestimmung der Abhängigkeit zwischen vertikaler Fluidströmung und Temperatur wird dieses Verhalten noch eingehender studiert. Dabei zeigt sich eine positive lineare Abhängigkeit der beiden Größen. Dies ist physikalisch in Einklang mit den unter Temperatureinflüssen entstehenden Dichteunterschieden und folglich auch mit dem Auftrieb, der die Strömung antreibt.

Das vierte Hauptergebnis betrifft den Bereich der quantitativen Beschreibung der Strömungsstrukturen über einen großen Ra -Bereich durch die Kombination aller bisher erhaltenen Strömungsfelder. Hierbei kommt die Methode der 2D-Moden-Dekomposition zur Anwendung. So kann die Entwicklung der globalen Strömungsstrukturen im Übergangsbereich von der stationären bis hin zur hochturbulenten Konvektion beschrieben werden. Es wird gezeigt, dass die großskalige Zirkulation in der X-Y-Ebene vom laminaren Bereich kommend im instationären Bereich zunehmend aufbricht und sich im turbulenten Regime wieder neu formiert. So wird in dieser Ebene die Komposition von vier grundsätzlich verschiedenen Strömungszuständen erfasst, während in der orthogonalen Y-Z-Ebene, deren Studie durch die volumetrischen Messungen möglich ist, nur zwei charakteristische Strömungszustände existieren. Somit ist die Dynamik des Fluids in den zwei Ebenen nicht direkt gekoppelt.

„Viel mehr als unsere Fähigkeiten sind es unsere Entscheidungen, [...] die zeigen, wer wir wirklich sind.“ – Albus Dumbledore

DANKSAGUNG

Bedanken möchte ich mich bei:

bei Prof. Dr. Andreas Dillmann für das Interesse an der Arbeit und die Möglichkeit diese Arbeit am Institut erstellen zu können.

bei Prof. Dr. Andreas Tilgner für die Übernahme des Korreferates.

bei Prof. Dr. Claus Wagner für das Ermöglichen dieser Arbeit in der Abteilung Fluidsysteme sowie für die wissenschaftlichen Diskussionen beim Voranschreiten der Arbeit, für die Unterstützung beim Abfassen der einzelnen Veröffentlichungen und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

bei Dr. Daniel Schmeling, meinem langjährigen Bürokollegen, für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit, für die vielen gemeinsamen Diskussionen und für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Zu guter Letzt für die vielen privaten Gespräche und Ablenkungen.

bei meinen Freunden Christian Köhler und Sebastian Wagner für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

bei allen weiteren Kollegen der Abteilung Fluidsysteme des Institutes für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLRs in Göttingen. Hervorzuheben seien an dieser Stelle Felix Werner und Johannes Bosbach für die Unterstützung bei der Lösung von experimentellen und wissenschaftlichen Herausforderungen.

bei meiner Familie, Birgit, Friedel und Christian Schiepel, für die durchgehende Unterstützung über die vielen Jahre des Studiums und der angeschlossenen Doktorarbeitsphase.

und abschließend natürlich ganz besonders bei meiner Partnerin Anne Spielböck und unserem kleinen Sohn Leonard. Dafür, dass ihr immer an mich geglaubt habt, die Motivation, die ihr mir gegeben habt und auch, dass ihr mich daran erinnert, dass es etwas wichtigeres als Arbeit gibt. Für die Urlaube, die Ablenkung und so viel mehr, dass ich es gar nicht aufzählen kann!

DANKE!

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
1.1	Motivation	1
1.2	Physikalische Grundlagen	4
1.2.1	Beschreibung von RB-Konvektion	4
1.2.2	Dimensionslose Kennzahlen	5
1.3	Stand der Forschung	8
1.3.1	Historische Rayleigh-Bénard-Konvektion	9
1.3.2	Turbulenz in Rayleigh-Bénard-Konvektion	9
1.3.3	Wärmestromstudien	11
1.3.4	Geschwindigkeitsfeldstudien	12
1.3.5	Weiterführende Studien	18
1.4	Zielsetzung	20
1.5	Struktur der Arbeit	20
2	EXPERIMENTELLER AUFBAU	23
2.1	Kleine Konvektionszelle	23
2.2	Große Konvektionszelle	24
2.3	Volumenbeleuchtung	26
2.4	Temperatursteuerung	29
3	EXPERIMENTELLE TECHNIKEN	33
3.1	3D-Particle Tracking Velocimetry	33
3.1.1	Funktionsweise	33
3.1.2	Einfluss der Dichte von Impfpartikeln	35
3.1.3	Epipolargeometrie und Korrespondenzanalyse	36
3.1.4	Photogrammetrisches Abbildungsmodell	38
3.1.5	Kalibrierung	40
3.2	Tomografische PIV	41
3.2.1	Funktionsweise	41
3.2.2	Kalibrierung	42
3.2.3	Volumenselbstkalibrierung	44
3.2.4	Tomografische Rekonstruktion	46
3.2.5	Partikelverschiebung	48
3.3	Flüssigkristall-Thermometrie	50
3.4	Kombination von Tomo-PIV und PIT	50
3.4.1	Überblick der kombinierten Messtechnik	51
3.4.2	Aufnahme der Farbbilder	52
3.4.3	Farb-Temperatur-Kalibrierung	55
3.4.4	3D-Intensitätsfilter	57
3.5	Impfpartikel	57
3.5.1	Latex-Partikel	58
3.5.2	Flüssigkristall-Partikel	58

INHALTSVERZEICHNIS

3.5.3	Stokes-Zahl	64
3.6	Ausreißererkenung	66
4	ERGEBNISSE	69
4.1	Strömungsstrukturen im laminar-turbulenten Übergang	69
4.1.1	Experimentelle Parameter	70
4.1.2	Strömungsstrukturen der vertikalen X-Y-Ebene	70
4.1.3	Strömungsstrukturen der vertikalen Y-Z-Ebene	79
4.1.4	Zusammenfassung	80
4.2	Strömungsstrukturen in voll-turbulenter Konvektion	83
4.2.1	3D-Geschwindigkeitsfeldmessungen	83
4.2.2	Simultane 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessungen	99
4.2.3	Zusammenfassung	120
4.3	2D-Modenerlegung	123
4.3.1	Analyse der Strömungsstrukturen	123
4.3.2	Zusammenfassung	131
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	133
5.1	Zusammenfassung	133
5.2	Ausblick	136
5.2.1	Thermische Konvektion	136
5.2.2	Messtechnik	137
A	APPENDIX	139
	Abbildungsverzeichnis	141
	Tabellenverzeichnis	152
	LITERATUR	155
	LEBENS LAUF	163

AKRONYME

2C	Zwei Komponenten, engl. two-component
2D	Zweidimensional
3C	Drei Komponenten, engl. three-component
3D	Dreidimensional
DLR	Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
TLC	Thermochrome Flüssigkristalle, engl. thermochromic liquid crystal
LSC	großskalige Zirkulation, engl. large-scale circulation
Nu	Nusselt-Zahl
Ra	Rayleigh-Zahl
RBC	Rayleigh-Bénard-Konvektion
Re	Reynolds-Zahl
RTD	Widerstandstemperatursensor, engl. resistance temperature detectors
Tomo-PIV	Tomografische Particle Image Velocimetry
PIT	Particle Image Thermometry
PIV	Particle Image Velocimetry
PTV	Particle Tracking Velocimetry
PSU	Netzteil, engl. power supply unit

EINLEITUNG

In diesem ersten Kapitel wird die Bedeutung von thermischer Konvektion dargelegt, um anschließend auf die physikalischen Grundlagen einzugehen und den aktuellen Stand der Forschung vorzustellen. Abschließend wird die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit und die angewandte Herangehensweise anhand der Struktur der Arbeit präsentiert.

1.1 MOTIVATION

Als thermische Konvektion bezeichnet man einen grundlegenden Mechanismus des Wärmetransports, der in der Natur weit verbreitet und in unzähligen Fällen von technischer Relevanz ist. Der Ursprung des Wortes findet sich im Lateinischen *convehere* [35], was soviel bedeutet, wie „zusammentragen“ oder „zusammenbringen“. Thermische Konvektion tritt überall dort auf, wo ein Fluid unter dem Einfluss von Gravitation erwärmt und so eine lokale Änderung der Dichte hervorgerufen wird. Durch diese Dichteunterschiede gerät das Fluid in Bewegung und es wird sowohl Masse als auch Wärme transportiert. Neben dem Mitführen von Wärme durch die thermische Konvektion existieren zwei weitere grundlegende Transportprozesse, die Wärmeleitung und die Wärmestrahlung.

In der Natur werden globale Strömungsstrukturen unter anderem durch thermische Konvektion angetrieben. In Abbildung 1 sind beispielhaft zwei Konvektionssysteme illustriert. Zum einen findet oberhalb der Erdkruste die Bewegung der Luftmassen statt. Hierbei erwärmt sich tagsüber die Landmasse und treibt die Strömung Richtung Himmel an. Anschließend kühlt die Luft ab und sinkt wieder Richtung Boden, siehe hierzu beispielhaft [25]. Durch diesen Kreisprozess entstehen die Hoch- und Tiefdruckgebiete in der Nähe des Erdbodens. Die größten dieser Konvektionszellen, die sog. Hadley-Zellen [33], befinden sich nördlich bzw. südlich des Äquators und erstrecken sich über 30 Breitengrade. Hervorgerufen durch die Erdrotation unterliegen diese Konvektionsströmungen der Einwirkung der Corioliskraft und es entstehen zum Beispiel die Passatwinde.

Zum anderen zeigt Abbildung 1 das System der Mantelkonvektion. Im Inneren der Erde sind Gesteine bedingt fließfähig und transportieren über lange Zeitdauern sowohl Material als auch Wärme. Die Erdkruste wirkt in diesem Fall als abkühlende Seite auf das strömende Gestein während der äußere Erdkern als Wärmequelle fungiert.

Durch die Mantelkonvektion kommt es zur Verschiebung der Kontinentalplatten. Diese Verschiebungen wiederum können Erdbeben auslösen, wenn sich die aufgestaute Spannung, innerhalb einer oder zwischen mehreren Platten, lösen. Eine weitere mögliche Folge wäre der lokale Bruch einer Platte, der die Entstehung eines Vulkans aus dem heiße Lava austritt, zur Folge haben kann. Dabei ist die Frage, ob der gesamte Erdmantel Teil des Konvektionssystems ist oder eventuell nur der obere Mantel, siehe [83], noch ungeklärt.

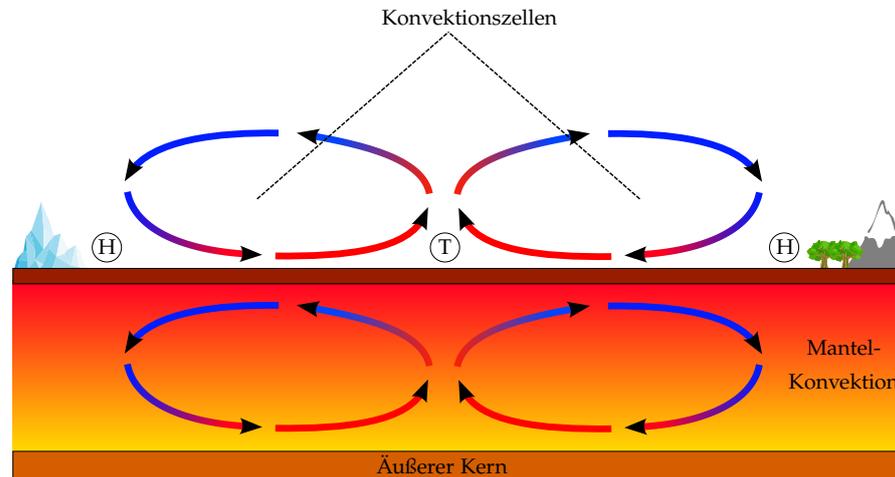


Abbildung 1: Vereinfachte Darstellung der Konvektionsströmung an der Erdoberfläche und im Erdmantel. Gezeigt ist der Konvektionskreisprozess der Atmosphäre, sowie die daraus resultierenden Hoch- bzw. Tiefdruckgebiete. Zusätzlich ist in Analogie die Mantelkonvektion unterhalb der Erdkruste dargestellt.

Abbildung 2 illustriert den Zusammenhang und die Bedeutung von thermischer Konvektion für komplexe technische Anwendungen. Die technische Relevanz wird am Beispiel einer Flugzeugkabine, siehe Abbildung 2a), veranschaulicht. Dem gegenübergestellt ist eine klassische Rayleigh-Bénard-Zelle, in Abbildung 2e), in der grundlegende physikalische Transportprozesse besonders gut studiert werden können. Abbildung a) zeigt eine zweidimensionale Skizze einer A380-Kabine mit einer kühlen deckenseitigen Zuluft, die durch blaue Pfeile gekennzeichnet ist. Die Passagiere sind als Wärmequellen rot eingefärbt und die Abluft ist im Bodenbereich als Mischtemperatur in lila hervorgehoben. In diesem Mischkonvektionssystem, einem System in dem thermische Konvektion mit einer erzwungenen Konvektion überlagert ist, entstehen komplexe Strömungen, die das grundlegende Verständnis von thermischer Konvektion erschweren.

Um dieses System zu vereinfachen wird die aktive Ventilation - beginnend mit Abbildung b) - entfernt. Eine gleichmäßige Kühlung wird realisiert indem aus den lokal verbliebenen Kühlschächten eine vollflächig gekühlte Decke geformt wird, siehe Abbildung 2c). Die durch die Passagiere und deren Sitze entstehende komplexe Geometrie lässt

sich durch einen vollflächig isotherm beheizten Boden vereinfacht abbilden, siehe Abbildung d). Im letzten Schritt, wird die zugrundeliegende Form der Kabine vereinfacht. Einerseits kann dies zu einem Quader führen oder andererseits einen Zylinder, siehe Abbildung 2e). Beide Varianten sind gut untersuchte und untersuchbare physikalische Grundlagensysteme der reinen thermischen Konvektion.

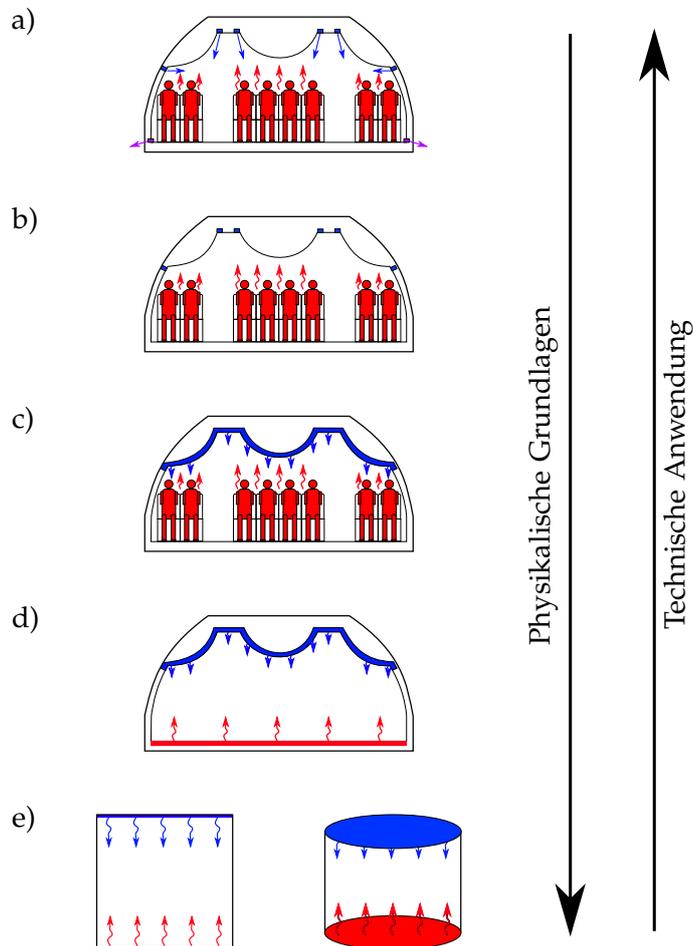


Abbildung 2: Illustration zum Zusammenhang der physikalischen Grundlagen in thermischer Konvektion und der technischen Anwendung. Die technische Relevanz wird am Beispiel einer Flugzeugkabine illustriert und zum physikalischen Grundlagensystem der reinen thermischen Konvektion, in einer geschlossenen und quaderförmigen oder zylindrischen Zelle, vereinfacht.

1.2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

In den beiden nachfolgenden Unterkapiteln wird zuerst die Beschreibung von Rayleigh-Bénard-Konvektion (RB-Konvektion) mittels der Navier-Stokes-Gleichungen präsentiert und anschließend werden die, das Konvektionssystem definierenden, dimensionslosen Kennzahlen eingeführt.

1.2.1 *Beschreibung von RB-Konvektion*

In der vorliegenden Arbeit werden die thermischen Konvektionsströmungen in zwei unterschiedlichen quaderförmigen Zellen untersucht, wobei eine den Sonderfall einer kubischen Zelle repräsentiert. Um diese Systeme zu beschreiben, wird das Fluid in einem festen Volumen eingeschlossen, der Boden isotherm geheizt und die Deckenplatte isotherm gekühlt. Die entstehende Strömung wird als RB-Konvektion (RBC, engl. Rayleigh-Bénard convection) bezeichnet.

Im Allgemeinen sind die Materialeigenschaften des Fluids in RB-Konvektion, ν , die kinematische Viskosität, c_V , die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, κ , die Temperaturleitfähigkeit sowie α , der thermischer Ausdehnungskoeffizient, temperaturabhängig. Sind sie bekannt, so können die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen zur Beschreibung des Impulstransports sowie des Energie- und Wärmetransports verwendet werden, siehe beispielsweise [60]. Dieses nichtlineare partielle Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung ist im allgemeinen Fall nicht analytisch lösbar. Numerisch ist eine Berechnung aufwendig und so werden häufig mehrere Vereinfachungen angenommen, um die Rechenzeit zu reduzieren. In der sogenannten Oberbeck-Boussinesq-Approximation wird angenommen, dass für kleine Temperaturunterschiede die Stoffparameter im System nur so geringfügigen Änderungen unterliegen, dass sie als temperaturunabhängig angenommen werden können [10]. Dabei wird vorausgesetzt, dass lediglich die Temperaturabhängigkeit der Dichte ρ im Auftriebsterm $\rho(T) \cdot \vec{g}$ in den Navier-Stokes-Gleichung dabei über den linearen Ansatz

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot [1 - \alpha \cdot (T - T_0)]$$

modelliert wird, wobei ρ_0 die Dichte bei der Temperatur T_0 bezeichnet. In dieser Näherung werden daher alle Dichteänderungen, die auf Druckänderungen zurückzuführen sind, vernachlässigt. Somit können inkompressible Gleichungen gelöst werden, die nur die Auswirkungen der Temperaturänderungen auf die Auftriebskräfte berücksichtigen. So ergeben sich die Navier-Stokes-Gleichungen in der Boussinesq-Näherung wie folgt:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \vec{u} + \vec{g} \cdot \alpha \cdot (T - T_0) \quad (\text{Impulserhaltung}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) T = \kappa \Delta T \quad (\text{Energieerhaltung}) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{Massenerhaltung}) \quad (3)$$

Mittels dieser Gleichungen und entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen wird für viele Fluide freie thermische Konvektion in guter Näherung beschrieben, siehe [1].

1.2.2 Dimensionslose Kennzahlen

Die Gleichungen 1 bis 3 enthalten sechs voneinander unabhängige physikalische Parameter (ρ_0 , α , \vec{g} , T_0 , ν und κ), von denen die Dynamik des Systems abhängt. Eine Dimensionsanalyse zeigt, dass sie auf vier physikalischen Größen basieren:

1. Masse, z.B. in Kilogramm [kg]
2. Zeit, z.B. in Sekunden [s]
3. Länge, z.B. in Metern [m]
4. Temperatur, z.B. in Kelvin [K]

Das Buckingham'sche Π -Theorem besagt [14], dass genau zwei voneinander unabhängige, dimensionslose Parameter existieren, die das System vollständig beschreiben [4]. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die physikalischen Größen zu dimensionslosen Parametern zu kombinieren. Im Kontext der Rayleigh-Bénard-Konvektion kann die Entdimensionalisierung auf folgende Weise durchgeführt werden:

$$\begin{aligned} \vec{x}^* &= \frac{1}{l} \vec{x} & t^* &= \frac{\kappa}{l^2} t \\ \vec{u}^* &= \frac{l}{\kappa} \vec{u} & p^* &= \frac{l^2}{\kappa^2} p \\ T^* &= \frac{1}{\Delta T} T \end{aligned}$$

Es lassen sich auch die zwei folgenden dimensionslosen Kennzahlen formulieren. In der folgenden Definition bezeichnet Pr die Prandtl-Zahl und Ra die Rayleigh-Zahl:

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T l^3}{\nu \kappa} \quad (4)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (5)$$

Pr ist nach dem deutschen Ingenieur Ludwig Prandtl [22] benannt. Er entwickelte die Grenzschichttheorie und lieferte bedeutende Beiträge zum grundlegenden Verständnis der Strömungsmechanik. Einen bedeutenden Teil seiner akademischen Laufbahn verbrachte er in Göttingen, wo er 1909 der Leiter der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen, der Vorgängerorganisation des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR), wurde.

Die Rayleigh-Zahl ist nach dem dritten Lord Rayleigh, welcher mit bürgerlichem Namen John William Strutt hieß, benannt [52]. Er war ein englischer Physiker und erhielt 1904 den Nobelpreis für Physik für die Bestimmung der Dichte der wichtigsten Gase und für die Entdeckung des Argons [28]. Seine akademischen Interessen weitete er immer weiter aus und lieferte so bedeutende Beiträge auf den Gebieten der Optik und Vibrationssystemen. Später forschte er an Schall- und Wellen-Theorie, Elektrodynamik, Elektromagnetismus, Lichtstreuung, Hydrodynamik, Viskosität, Kapillarität, Elastizität und Fotografie [78].

Dementsprechend ergibt sich durch Entdimensionalisierung der Gleichungen 1 bis 3 mittels dieser zwei dimensionslosen Kennzahlen die folgende neue Formulierung der Navier-Stokes-Gleichungen in der Boussinesq-Näherung:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} &= -\nabla p + Pr \Delta \vec{u} + Pr Ra T \vec{e}_g \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) T &= \Delta T \\ \nabla \cdot \vec{u} &= 0\end{aligned}$$

Die Rayleigh-Zahl, siehe Gleichung 4, ist ein quantitatives Maß für das Verhältnis von Auftriebs- zu Reibungskräften. So dominieren bei kleinen Rayleigh-Zahlen die Reibungskräfte und das Fluid im RB-System befindet sich im ruhenden Zustand. In diesem Fall wird Wärme ausschließlich durch reine Wärmeleitung transportiert. Ab einer kritischen Rayleigh-Zahl $Ra > Ra_{krit}$ überwiegen jedoch die Auftriebskräfte und Konvektion setzt ein. Cross und Greenside [19] haben eine Stabilitätsanalyse der Navier-Stokes-Gleichungen in der Boussinesq-Näherung durchgeführt und konnten so eine kritische Rayleigh-Zahl für das idealisierte, unendlich ausgedehnte RB-System von $Ra_{krit} \approx 1708$ bestimmen. Ra_{krit} ist unabhängig von Pr , wird allerdings wesentlich von der Geometrie und den Randbedingungen des Systems beeinflusst. Sind diese bekannt, so kann für das zu untersuchende System mithilfe der Rayleigh-Zahl die kritische Temperaturdifferenz ΔT_{krit} einer instabil geschichteten Fluidschicht vorhergesagt werden, ab welcher freie Konvektion im System angeregt wird.

Die Prandtl-Zahl, siehe Gleichung 5, hingegen ist eine reine Stoffeigenschaft. Sie stellt das Verhältnis von molekularem Impuls- zu molekularem Wärmetransport dar. Bei hohen Prandtl-Zahlen wird

Energie hauptsächlich durch Konvektion transportiert, während bei kleinen Prandtl-Zahlen Wärmediffusion dominiert.

Die Randbedingungen der Konvektion haben entscheidenden Einfluss auf die Strömung. So sind im idealen physikalischen Grundlagensystem adiabate Seitenwände und isotherme Temperierplatten realisiert. Auch die geometrischen Abmessungen der Zelle sind Teil der Randbedingungen und werden nicht direkt durch die Gleichungen 1 bis 3 erfasst. In Abbildung 3 sind für eine rechteckige Konvektionszelle die Abmessungen, Breite l_x , Höhe $l_y =: l$ und Tiefe l_z , dargestellt. Für die Dynamik im entdimensionalisierten RB-System ist allerdings deren Verhältnis entscheidend und so wird in dieser Arbeit die folgende Definition der Aspektverhältnisse verwendet:

$$\Gamma_{xy} = \frac{l_x}{l_y} \quad \text{und} \quad \Gamma_{yz} = \frac{l_z}{l_y}. \quad (6)$$

Sie sind rein geometrischer Natur und beeinflussen maßgeblich die räumliche Lage und Verteilung der großskaligen Konvektionsstrukturen.

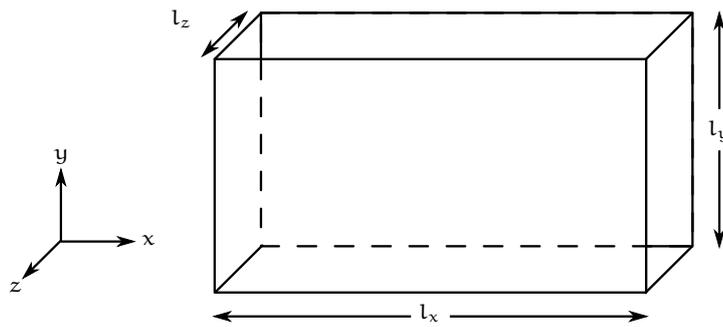


Abbildung 3: Schematische Darstellung einer rechteckigen Konvektionszelle. Die drei unterschiedlichen Seitenlängen, Breite l_x , Höhe $l_y =: l$ und Tiefe l_z , sind markiert.

Unter der Voraussetzung, dass Ra , Pr , Γ_{xy} und Γ_{yz} bekannt sind, ist die physikalische Dynamik von RB-Konvektion eindeutig festgelegt. Hierbei wird jedoch der Einfluss von Wärmestrahlung nicht erfasst. Für viele geophysikalische und technische Fragestellungen steht die Frage im Vordergrund, wie viel Wärme durch die induzierten Fluidbewegungen von der unteren zur oberen Platte transportiert wird [1]. Das Verhältnis des tatsächlich auftretenden konvektiven Wärmeübergangs zur gedachten, reinen Wärmeleitung im ruhenden Fluid wird durch die Nusselt-Zahl charakterisiert:

$$Nu = \frac{h l_y}{\lambda}$$

Dabei bezeichnet h den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten und λ die Wärmeleitfähigkeit. Die Nusselt-Zahl kann als „Antwort“ des Systems auf die Kennzahlen Ra , Pr und Γ verstanden werden und ist im Zustand reiner Wärmeleitung genau Eins. Sie wird häufig als dimensionsloser Wärmestrom interpretiert.

Neben dem Wärmestrom als Konsequenz des angesetzten Temperaturgradienten ΔT ist zudem interessant, welche Geschwindigkeiten im System induziert werden und ob Turbulenz auftritt. Diese Eigenschaften werden durch die Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{u l_y}{\nu}$$

wiedergegeben. Dabei bezeichnet u eine charakteristische Geschwindigkeit, die im Rayleigh-Bénard-System auf unterschiedliche Weise festgelegt werden kann [1]. Re entspricht dem Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften. Wird eine systemabhängige, kritische Reynolds-Zahl $Re > Re_{krit}$ überschritten, so wird die laminare Fluidbewegung instabil und Turbulenz setzt ein. Diese wiederum beeinflusst den thermischen Wärmetransport erheblich.

1.3 STAND DER FORSCHUNG

Der folgenden Abschnitt beschreibt den aktuellen Stand der Forschung im Themengebiet der Rayleigh-Bénard-Konvektion. Darüber hinaus existieren ausführliche Übersichtsartikel von Bodenschatz et al. [8], Chillà und Schumacher [16] und Xia [97].

In der Arbeit von Ahlers et al. [1] wird dargelegt, dass in der Literatur hauptsächlich zwei unterschiedliche Geometrien studiert werden: rechteckige oder zylindrische Konvektionszellen, wie sie bereits in Abbildung 2e) dargestellt sind. Zusätzlich zu Ra und Pr sind die definierenden Aspektverhältnisse von entscheidender Bedeutung für die entstehende Strömung in den Zellen. Hierbei sind Zylinder durch ein Aspektverhältnis definiert, das aus Plattenabstand und -durchmesser gebildet wird. Aufgrund der reduzierten Symmetrie existieren bei rechteckigen Geometrien zwei Verhältnisse, die beispielsweise aus Breite und Höhe sowie Tiefe und Höhe gebildet und entsprechend Gleichung 6 definiert werden können. Dies ist nochmals in Abbildung 3 veranschaulicht. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad hat erheblichen Einfluss auf die gesamte Dynamik im System und führt zu einem komplexeren Wandel der Strömungszustände in Abhängigkeit von Ra . Somit ist einer der größten Unterschiede im Vergleich einer rechteckigen zu einer zylindrischen Zelle, dass sich die Strömungszustände in Abhängigkeit von zwei Aspektverhältnissen erheblich ändern können.

In den Übersichtsartikeln [8, 16, 97] kann nachgelesen werden, dass die Untersuchung von thermischer Konvektionen im voll-turbulenten Bereich bei großen Ra und insbesondere im hoch-turbulenten Bereich,

von besonderem wissenschaftlichen Interesse ist. In vielen Experimenten konnte gezeigt werden, dass Turbulenz maßgeblichen Einfluss auf die gesamte, auch großskalige Dynamik im System hat. So wird beispielsweise der Wärmetransport im System $Nu(Ra)$ durch turbulente Durchmischung verändert. Außerdem wird die Strömung durch turbulente Grenzschichtinstabilitäten an den Heiz- und Kühlplatten angetrieben [16], was wiederum die globalen Strömungsstrukturen beeinflusst.

Daher soll in den nachfolgenden Unterkapiteln zuerst der Ursprung des wissenschaftlichen Interesses an Rayleigh-Bénard-Konvektion aufgezeigt werden. Daran schließt sich eine kurze Einführung in das Thema der Turbulenz an, um darauf aufbauend wichtige Charakteristika der Strömung anhand von Wärmestrom-Studien eingehender zu beleuchten. Nachfolgend werden die in Rayleigh-Bénard-Konvektion auftretenden Strömungsstrukturen anhand der Geschwindigkeitsfelder diskutiert, um abschließend die Ergebnisse weiterführender Studien zu präsentieren.

1.3.1 Historische Rayleigh-Bénard-Konvektion

Seit den ersten Arbeiten von Henri Bénard, im Jahr 1900 [5], ist Rayleigh-Bénard-Konvektion Objekt intensiver Forschung. Bénard studierte die Strömungsstrukturen, welche sich an der freien Oberfläche eines Fluids bilden, wenn dessen Unterseite erwärmt wird. In einem Versuch mit einer $810\ \mu\text{m}$ hohen Schicht von Walfett und bei einer Heizplattentemperatur von 100°C konnte das in Abbildung 4 wiedergegebene Foto aufgenommen werden. Es zeigt eine Vielzahl sechseckiger Strukturen, die sich unter dem Temperatureinfluss an der freien Fluid-Oberfläche gebildet haben. Dieser Vorgang ist ein Phänomen der Strukturbildung. Im Jahr 1916 konnte Lord Rayleigh eine erste mathematische Beschreibung dieses Phänomens liefern [68]. Aufgrund der kombinierten Leistung der beiden Forscher fand dieser Konvektionsvorgang seinen Namen: Rayleigh-Bénard-Konvektion. Es ist ein physikalisches Grundlagensystem, das sich gut zur Erforschung von Turbulenz und zur Untersuchung von Strukturbildungsvorgängen eignet. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf den Strukturbildungsvorgängen.

1.3.2 Turbulenz in Rayleigh-Bénard-Konvektion

Eine exakte mathematische Definition von Turbulenz ist schwierig und wird anhand komplexer statistischer Maße vorgenommen. Der Anschaulichkeit halber werden im Folgenden, gemäß Tennekes und Lumley [84], die wichtigsten Eigenschaften der Turbulenz vorgestellt:

- *Raumzeitlich chaotisches Verhalten*: Die Strömung verhält sich räumlich und zeitlich aperiodisch. Zudem ist ein turbulentes

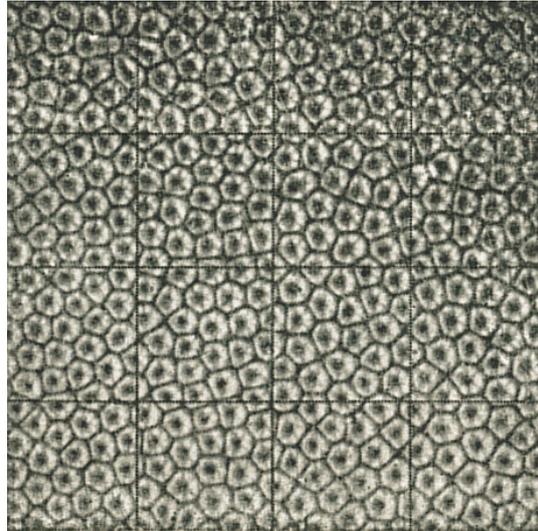


Abbildung 4: "Grandeur naturelle. Spermaceti. Particules brillantes: graphite. Temp.: 100°. Épaisseur: 810 μ ." [5]. Oberflächenkonvektion in Walfett. Als Impfpartikel wurden Graphitspähne verwendet. Das Foto wurde bei einer Heiztemperatur von 100°C und einer Schichtdicke 810 μ m aufgenommen.

System sensitiv gegenüber kleinsten Veränderungen der Anfangsbedingung. Deshalb ist eine turbulente Strömung in der Praxis nicht reproduzierbar und statistische Methoden werden zur Beschreibung notwendig.

- *Multiskalenphänomen*: Turbulente Fluktuationen finden auf einer Vielzahl von räumlichen und zeitlichen Skalen statt. Trotzdem bleibt das Kontinuum bestehen. Auch die kleinsten Skalen der Turbulenz sind viel größer als jedes molekulare Längenmaß.
- *Dissipation*: Energietransport erfolgt von großen in kleine Skalen, indem Verwirbelungen immer wieder in kleinere Strukturen zerfallen. Insbesondere auf der kleinsten Skala wird schließlich die kinetische Energie der Turbulenz aufgrund von Reibung in Wärme dissipiert.
- *Diffusivität*: Verstärkte Durchmischung aufgrund der chaotischen Fluktuationen verursacht einen zusätzlichen Impuls-, Wärme- und Massentransport. Aufgrund dessen stellt sich bei turbulenter RB-Konvektion beispielsweise eine nahezu konstante Temperatur innerhalb der Zelle ein, während ein Temperaturgradient vor allem in den Grenzschichten beobachtet wird.

Die Wechselwirkung dieser Eigenschaften führt zu speziellen Effekten in RB-Systemen. Bei newtonschen Fluiden, wie beispielsweise Wasser und Luft, ist die Schergeschwindigkeit proportional zur Scherspannung, d.h. sie weisen ein linear viskoses Fließverhalten auf. Da

die Charakteristika von Turbulenz unabhängig von den Stoffeigenschaften des Fluids sind, haben sie in newtonschen Fluiden universelle Gültigkeit.

1.3.3 Wärmestromstudien

Studien des Wärmestroms in RB-Konvektion bieten einen Einblick in die Turbulenz des Systems und sollen hier verwendet werden, um verschiedene Strömungscharakteristika darzulegen. So verändert sich mit zunehmender Turbulenz die Dynamik im System derart, dass sich sowohl der Wärmeübergang als auch das damit assoziierte Skalenverhalten $Nu \sim Ra^\gamma$ signifikant verändern.

Da das Phänomen der Turbulenz nur schwer präzise und gleichzeitig anschaulich zu definieren ist, wird das Verhalten der Strömung in verschiedene Bereiche, sogenannte Regimes, eingeteilt. In der Studie von Heslot et. al. [38] wurde dazu in einem gut isolierten, optisch nicht zugänglichen und mit flüssigem Helium bei 4 K befüllten Zylinder die Abhängigkeit der Nusselt-Zahl von der Rayleigh-Zahl studiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5a) als Abhängigkeit $Nu(Ra)$ doppeltlogarithmisch aufgetragen. In Abbildung b) ist eine reduzierte Darstellung der Abhängigkeit gezeigt. Zusätzlich ist für beide Abbildungen die Einteilung in die Regimes markiert (entnommen aus der Dissertation von Wagner [91]).

Das erste Regime beginnt bei ungefähr $Ra \approx 8000$ mit dem Einsetzen der Konvektion und wird als laminarer Bereich bezeichnet. In der reduzierten Darstellung sind für die angeschlossenen Bereiche unterschiedliche Verläufe zu erkennen und es folgen auf den laminaren ein oszillatorischer und ein chaotischer Bereich, die bei $Ra \approx 0,95 \cdot 10^5$ respektive $Ra \approx 2 \cdot 10^5$ beginnen. Bei $Ra \approx 6 \cdot 10^5$ findet die Transition zur „weichen“ Turbulenz statt, um anschließend bei $Ra \approx 7 \cdot 10^7$ zur „harten“ Turbulenz überzugehen. Während für beide Regimes räumlich und zeitlich chaotisches Verhalten vorliegt, ist für die sanfte Turbulenz noch kein eindeutiges Skalengesetz für den Wärmeübertrag zu erkennen. Die harte Turbulenz hingegen zeigt einen auskonvergierten Zustand, sodass sich in der reduzierten Auftragung ein Plateau einstellt.

Im Regime der harten Turbulenz bildet sich dabei schließlich ein Strömungszustand aus, der qualitativ für alle größeren Ra -Zahlen, zumindest soweit bisher experimentell gemessen werden konnte, erhalten bleibt.

Dennoch wird nach einem neuen Zustand gesucht, welcher als „Ultimatives Regime“ bezeichnet wird. Kraichnan [47] sagt das Auftreten ab $Ra > 10^{12}$ vorher, sodass sich die Abhängigkeit $Nu(Ra)$ nochmals verändern würde. Chillà et. al. [17] haben aufgrund eines abweichenden Skalenverhaltens festgestellt, dass es Hinweise auf die Existenz eines solchen Regimes gibt. In der Studie von He et. al. [36]

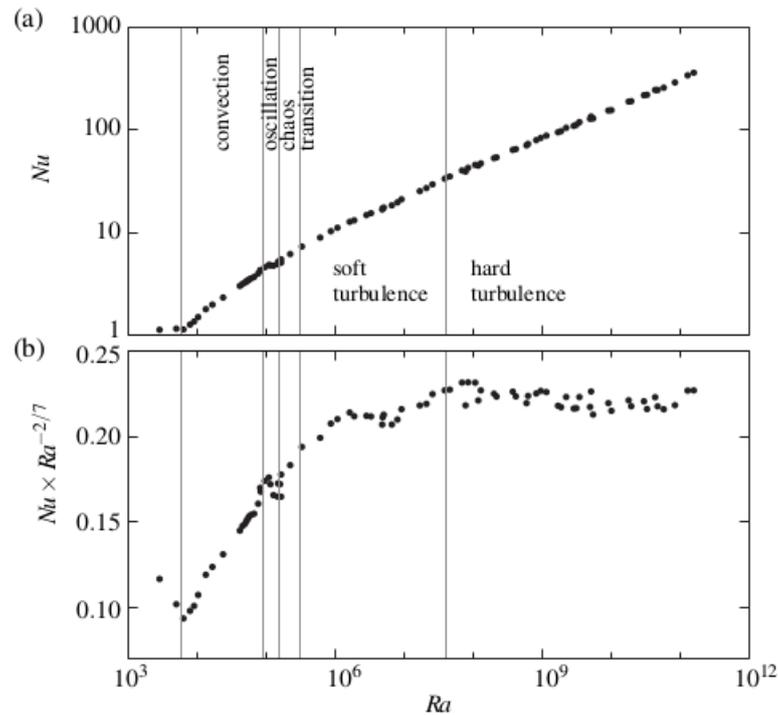


Abbildung 5: Experimentelle Ergebnisse der Nusselt-Zahl Nu in Abhängigkeit der Ra in Helium bei 4 K. Gemessen in einem zylindrischen Behälter mit Aspektverhältnis $\Gamma \approx 1$ [38]. (a): Doppeltlogarithmische Auftragung, (b): Reduzierte Auftragung zur Verdeutlichung der Unterschiede von sanfter und harter Turbulenz. Grafik inhaltlich entnommen aus [91].

wurde schließlich sogar eine deutliche Änderung der Abhängigkeit ermittelt und folglich von der Entdeckung des Regimes berichtet. In anderen Studien bei vergleichbaren Kennzahlen hingegen entsprach die Abhängigkeit weiterhin jener des hart-turbulenten Regimes und so wurde von der Abwesenheit eines neuen Zustandes berichtet, siehe hierzu die Arbeiten [77, 86, 96]. Somit lässt sich die Frage nach der Existenz des Ultimativen Regimes bisher nicht abschließend klären.

1.3.4 Geschwindigkeitsfeldstudien

Bei den bisher genannten Arbeiten wurden hauptsächlich Wärmestromuntersuchungen zur Charakterisierung von RB-Konvektion verwendet. Allerdings ist das Thema der Strukturbildung von ebenso großem Interesse, wie bereits Bénard [5] mit seinen Studien gezeigt hat. Diese Strukturen reflektieren das Geschwindigkeitsfeld, welches sich in RB-Konvektion ausbildet.

Eine schematische Darstellung der dominanten Konvektionsstrukturen in turbulenter RB-Konvektion ist in Abbildung 6 dargestellt. Das Farbspiel von blau nach rot entspricht dabei einem Temperatur-

verlauf von kalt nach warm. Gezeigt ist der Querschnitt einer Konvektionszelle, mit einer warmen Heizplatte am Boden und einer kalten Kühlplatte an der Oberseite. Zusätzlich sind die thermischen Grenzschichten an den Platten eingezeichnet. Im Zentrum ist eine großskalige Zirkulation (LSC, engl. large-scale circulation) als Ellipse dargestellt, die in der Literatur häufig auch als *Wind* bezeichnet wird. Die beispielhafte Rotationsrichtung ist durch Pfeile markiert. Kleine pilzförmige Strukturen, die sogenannten Plumes, lösen sich von Heiz- und Kühlplatte und werden vom Wind advektiert. Dabei interagieren sie mit ihm und treiben ihn gleichzeitig an.

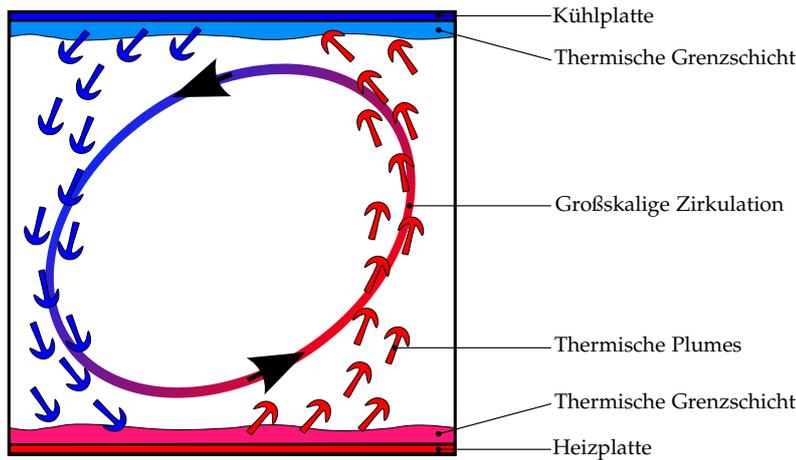


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Strömung in RB-Konvektion, erweitert von [64]. Auf der Ober- und Unterseite findet sich eine kalte bzw. warme Grenze. Zusätzlich sind ein mittleres Strömungsfeld und eine mögliche Verteilung von thermischen Plumes, wie sie in Rayleigh-Bénard-Zellen mit $\Gamma_{xy} = 1$ üblicherweise beobachtet wird, dargestellt. Sowohl die mittlere Strömung als auch die Plumes sind farblich von kalt nach warm von blau nach rot eingefärbt. Außerdem ist abgebildet, dass der Wind üblicherweise eine ellipsoide Form entwickelt und die thermischen Grenzschichten sind ebenfalls markiert.

Dieses schematische Verhalten wurde von Xia et. al. [98] und Schiepel et. al. [72] bei Studien im hart-turbulenten Regime gemessen. So bildet sich in Gefäßen mit $\Gamma_{xy} = 1$ eine einzelne LSC aus, die ellipsoide geformt ist. Sie kann in guter Näherung als quasi zweidimensional betrachtet werden und ist schräg in der Zelle orientiert. Diese dominierende Zirkulationsstruktur kann aufgrund der turbulenten Fluktuationen häufig nur im zeitlichen Mittel oder im zeitlichen Verlauf gesehen werden. Der Wind repräsentiert daher den globalen und mittleren Fluss im System. In der Nähe der Heiz- und Kühlplatten beginnt ein weiterer charakteristischer Bereich im Konvektionsvolumen, der von kleineren kohärenten Strukturen, den Plumes, dominiert wird [9]. Sie können sich beispielsweise als kleine pilzförmige

ge Strukturen manifestieren, die sich aus den instabilen thermischen Grenzschichten ablösen und heißes bzw. kaltes Fluid durch die Zelle transportieren. Deshalb werden sie in der Literatur häufig als treibende Kraft des Winds interpretiert [1]. Wie in Abbildung 6 skizziert, resultiert daher die Gesamtdynamik aus einer komplexen Wechselwirkung der Strömung der klein- und großskaligen Strukturen. So treiben die Plumes den Wind an, während dieser die Plumes zur gegenüberliegenden Grenzschicht advektiert. Dort verursachen sie beim Auftreffen wiederum weitere Grenzschicht-Instabilitäten und es entstehen neue Plumes.

Zhou und Xia [101] haben festgestellt, dass es herausfordernd ist eine quantitative Verbindung zwischen dem Auftreten der Plumes und dem Wärmetransport herzustellen. Aktuelle Theorien zur Erklärung des Wärmetransports und der Bildung der globalen Strömungsstrukturen basieren häufig auf einer separierten Betrachtung dieser Bereiche im Konvektionsvolumen sowie einer als periodisch angenommenen Ablösung von Plumes [16, 32]. Trotz einiger vielversprechender Ansätze und einer großen Anzahl plausibler Interpretationen wurde bisher keine, in allen Regimen und für alle Strömungsbereiche übergreifend gültige Beschreibung dieser Wechselwirkung gefunden [1].

Der in turbulenter RB-Konvektion charakteristische Wind, siehe Abbildung 6, kann für viele Aspektverhältnisse im zeitlichen Mittel beobachtet werden. Dazu sind in Abbildung 7 die Ergebnisse einer Arbeit von Huang und Xia [41] wiedergegeben. Für $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ wurden die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder bestimmt, die in der linken Spalte, a)-c), dargestellt sind. In a) ist das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld einer Messung in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,3$ und einer anschließenden Langzeitmittelung zu sehen. Für b) wurde in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ gemessen und anschließend ebenfalls eine Langzeitmittelung ausgeführt. Das mittlere Geschwindigkeitsfeld in c) wurde in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ ermittelt, jedoch wurde hierbei eine Kurzzeitmittelung durchgeführt. Auf der rechten Seite, d)-f), sind die zugehörigen Standardabweichungsfelder (RMS) gezeigt.

In a) ist eine großskalige Zirkulation, entsprechend Abbildung 6, zu erkennen und zusätzlich befinden sich an der linken unteren und rechten oberen Ecke zwei Sekundärwirbel, die vom Wind getrieben werden. In PIV-Messungen konnten Xia et. al. [98] vergleichbare sekundäre Strukturen beobachten und feststellen, dass diese mit wachsendem Ra zunehmend gestaucht werden.

Interessanterweise stellt sich bei kleinerem Aspektverhältnis in b), eine andere Strömungsstruktur, bestehend aus vier Zirkulationen, ein. Eine vergleichbare Vier-Zellen-Anordnung wurde auch von Valencia et. al. [88] experimentell in einer kubischen Zelle in einer Messung bei $Ra = 1 \cdot 10^7$ erfasst. Sun et. al. [81] stellten fest, dass diese Struktur unter anderem aufgrund häufiger Strömungsumkehrungen, soge-

nannter *Reversals*, entsteht und sich somit in der zeitlichen Mittelung manifestiert. Diese Reversals werden bei kleinen Aspektverhältnissen wahrscheinlicher. Der Grund hierfür könnte die größere Nähe zu den Wänden sein, an welchen das Fluid haftet. Dadurch kann die Konvektionsrolle weniger Drehimpuls aufbauen, der die Strömung stabilisiert und somit werden Strömungsumkehrungen wahrscheinlicher. Diese Interpretation wird durch die Arbeit von Huang und Xia [41] bekräftigt, denn in Abbildung 7 b) wird mittels Langzeitmittelung ein Vier-Zellen-Zustand beobachtet. Wird hingegen nur über eine kürzere Zeit gemittelt, so entsteht das Geschwindigkeitsfeld in Abbildung 7 c), das den klassischen Wind widerspiegelt.

Dennoch unterscheiden sich die zugehörigen RMS-Felder, d) und f), deutlich. Hohe RMS-Werte entsprechen hohen Geschwindigkeitsfluktuationen, die in turbulenter Konvektion hauptsächlich aus der Interaktion von schnellen thermischen Plumes mit dem langsameren Fluid resultieren und dadurch ein Maß für die Häufigkeit auftauchender Plumes sind. Somit sprechen die unterschiedlichen RMS-Felder dafür, dass eine grundsätzlich andere Dynamik in den Systemen vorliegt - allein durch die Änderung eines Aspektverhältnisses.

Dies zeigt allerdings auch direkt, dass Strömungsumkehrungen in RB-Konvektion von großer Bedeutung sind. Das generelle Auftreten der Umkehrungen wird von Sugiyama et. al. [80] und Sun et. al. [81] damit begründet, dass die Sekundärwirbel anwachsen können, was zu einer starken Deformation der LSC führt. Dies kann schließlich den Zusammenbruch der großskaligen Zirkulation zur Folge haben. Mishra et. al. [57] haben als Ursache Verwindungen und Verkipnungen der großskaligen Zirkulation ausgemacht, wobei es zum Aufbruch der Strömungsstruktur kommt. Anschließend kann sich die Struktur entweder schließen oder neu formieren, wobei die Richtung zufällig ist. Fontenele Araujo et. al. [27] und Sreenivasan et. al. [76] stellen hingegen fest, dass die Ursache bei den Plumes liegt. Sollte beispielsweise ein warmer Plume von der Heizplatte aufsteigen, aber an der Kühlplatte vorbeitransportiert werden ohne sich dabei vollständig abzukühlen, so wird die Strömung aufgrund der Dichteunterschiede im nach unten strömenden Fluid abgebremst. Geschieht dies zu häufig, so kann auch auf diese Weise die LSC zusammenbrechen, da zu viel Drehimpuls abgebaut wurde. Alle drei Erklärungen erscheinen logisch, allerdings bleibt somit ungeklärt, welcher Prozess wirklich stattfindet.

Wagner und Shishkina [92] untersuchten RB-Konvektion mittels direkt numerischer Simulationen (DNS) bei $Pr = 0,786$ und für $10^5 < Ra < 10^9$. Zusätzlich wurde das Aspektverhältnis der rechteckigen Zelle Γ_{yz} zwischen 0,1 und 1 variiert. Sie konnten zeigen, dass sich die großskaligen Strömungsstrukturen sowohl in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis als auch von Ra ändern. In der Studie werden die Strömungsstrukturen bezüglich des Übergangs von laminarer zu

1.3 STAND DER FORSCHUNG

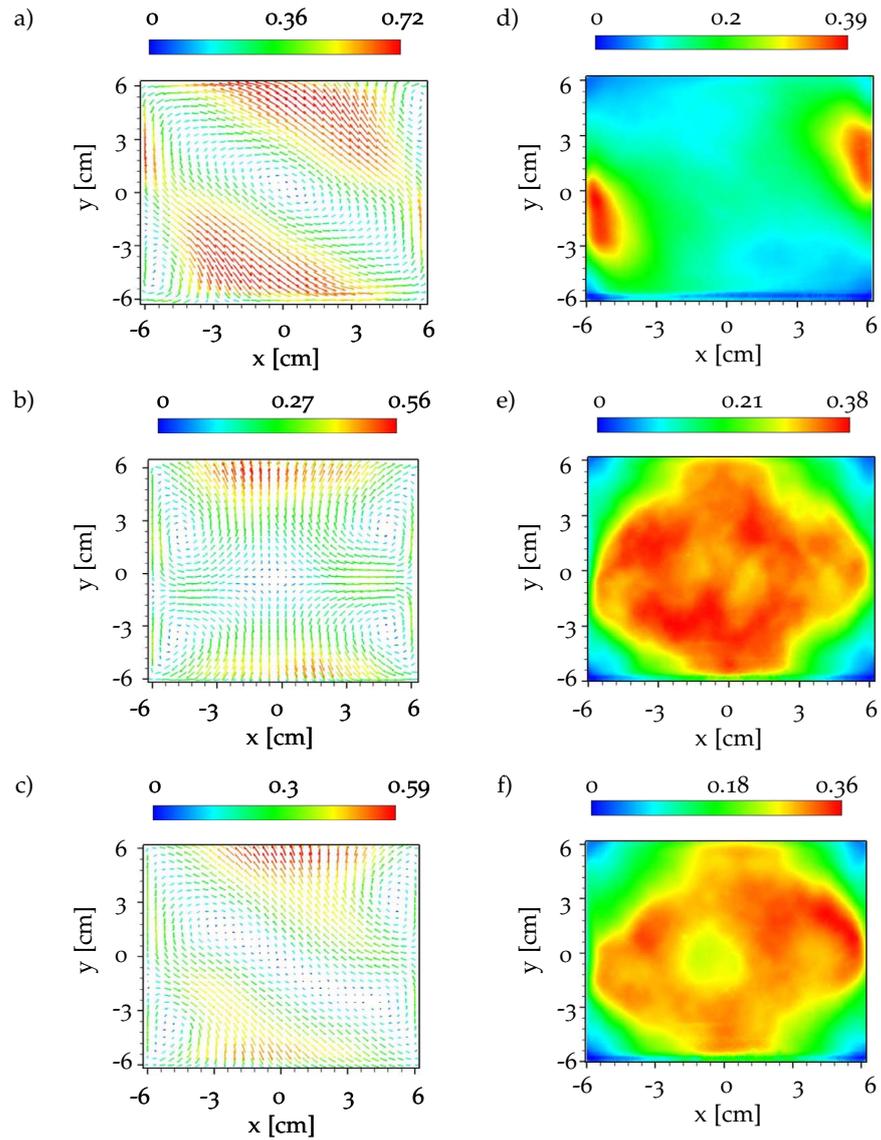


Abbildung 7: Mittlere Geschwindigkeitsfelder (a) - c)) und zugehörige Verteilungen der RMS-Werte (d) - f)) gemessen mit PIV bei $Ra = 1,1 \cdot 10^9$. a) und d) wurden ermittelt in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,3$ und Langzeitmittelung, b) und e) wurden ermittelt in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ und Langzeitmittelung, c) und f) wurden in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ und Kurzzeitmittelung bestimmt. Inhaltlich übernommen aus [41]. Die Geschwindigkeits- und RMS-Felder sind in Einheiten von $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$ skaliert.

turbulenter Strömung untersucht und es zeigt sich, dass Γ einen deutlichen Einfluss hat. Das zugehörige Ergebnis ist in Abbildung 8 wiedergegeben. In den meisten Fällen findet der Übergang bei $Ra < 10^6$ statt. In grün ist ein Bereich bei $\Gamma_{yz} = 1/4$ hervorgehoben, der den laminar-turbulenten hin zu $Ra > 10^6$ verschiebt und in dieser Arbeit gezielt weiter studiert wird. Interessant ist darüber hinaus, dass eine

Vier-Zellen-Struktur, vergleichbar mit jener in Abbildung 7 b), für ein Intervall $6 \cdot 10^6 < Ra < 1,5 \cdot 10^7$ beobachtet wird.

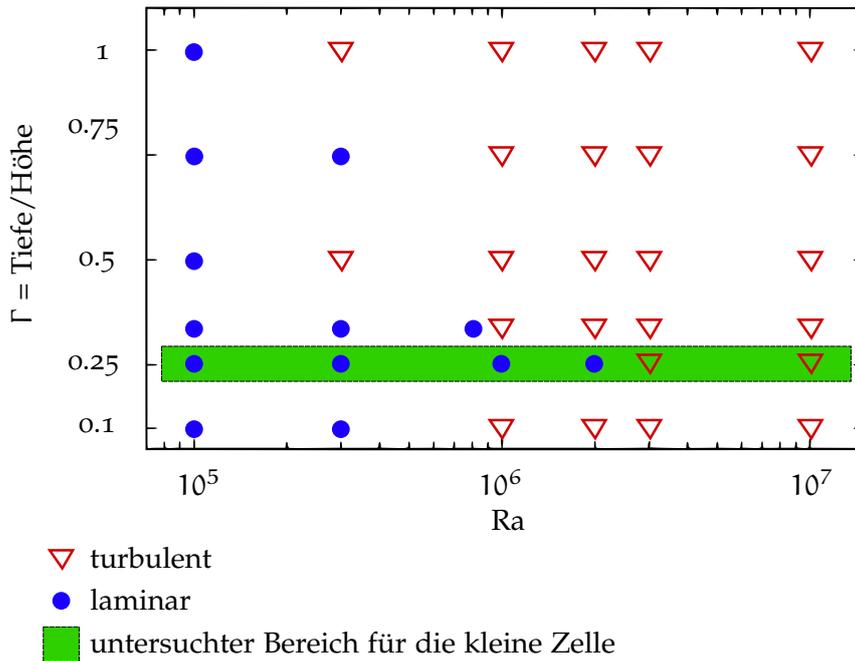


Abbildung 8: Stabilität der Strömungszustände in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl für verschiedene Aspektverhältnisse $\Gamma = \Gamma_{yz}$. Durchgeführt mittels DNS bei $Pr = 0,786$. Zusätzlich ist in grün das für die kleine RB-Konvektionszelle, siehe Abschnitt 2.1, verwendete Aspektverhältnis von $\Gamma_{yz} = 1/4$ hervorgehoben. Inhaltlich übernommen aus [92].

Die großskaligen Konvektionsrollen sind nur bei vergleichbar großen Achsenverhältnissen, also dem Verhältnis der beiden Halbachsen einer Ellipse, stabil. Xia et. al. [99] berichten, dass sich bei einem großen Aspektverhältnis Γ_{xy} die Rollen hingegen aufspalten. Dies geschieht ebenso bei hinreichend flachen Zylindern, siehe Kaiser und Puits [45]. Doch auch in rechteckigen Zellen mit $\Gamma_{xy} = 1$ kann sich der Wind selbst strukturell verändern und in kleinere Zirkulationen zerfallen. Hierdurch wird unter anderem auch der Wärmetransport und das entsprechende Skalenverhalten stark beeinflusst, wie in der Studie von Poel et. al. [63] beobachtet.

Zuletzt wurden häufig Zellen mit festem quadratischen Verhältnis $\Gamma_{xy} = 1$ untersucht und Γ_{yz} variiert, siehe beispielhaft [41, 92]. So konnten gezielt der Einfluss der Geometrie auf die Strömung studiert werden, ohne dass es zur Ausbildung multipler Rollen kam. Der geometrische Einfluss wurde auch in der vorliegenden Arbeit studiert. Hierfür wurde ein Kubus mit $\Gamma_{yz, Kubus} = 1$ und eine flache Zelle mit $\Gamma_{yz, flach} = 1/4$ verwendet. Beide Aufbauten haben dasselbe $\Gamma_{xy} = 1$.

Um die globalen Strömungsstrukturen quantitativ zu beschreiben, kann das Geschwindigkeitsfeld mathematisch in verschiedene sogenannte Strömungsmoden zerlegt werden. Damit ist jedoch nicht das Zerfallen des Winds in mehrere Konvektionsrollen, z.B. in flachen Zellen gemeint, sondern eine Überlagerung verschiedener Konvektionsstrukturen. Beispielsweise konnten Valencia et. al. [88] und Huang und Xia [41] mittels PIV und Wagner und Shishkina [92] mittels DNS die Strömungsfelder ermitteln und die Modenkomposition der Strömung bestimmen. Dabei ist es ihnen gelungen den Ra-abhängigen Verlauf der Moden wiederzugeben.

1.3.5 Weiterführende Studien

Insgesamt ist bis heute die komplexe Abhängigkeit der Strömungsstrukturen in rechteckigen Zellen von den Systemparametern Ra , Pr , Γ_{xy} und Γ_{yz} noch weitgehend unverstanden. Auch, wurden die Messungen in der Literatur bisher lediglich lokal oder zweidimensional mittels PIV- und PTV-Verfahren und auch häufig nur in vollturbulenter Konvektion durchgeführt. Ebenso sind numerische Simulationen für kleinere Ra lückenhaft.

Da das Temperatur- und das Geschwindigkeitsfeld dynamisch gekoppelt sind und sich somit gegenseitig beeinflussen, ist es für ein umfassendes Verständnis der thermischen Konvektion nötig, beide Felder simultan zu messen. Die simultane Informationen ermöglicht es auch lokale Wärmeströme zu berechnen. Es existieren zahlreiche numerische Simulationen von thermischer Konvektion, siehe beispielhaft DNS in der Oberbeck-Boussinesq-Näherung von Wagner und Shishkina [92], Simulationen bei denen Strahlungseinflüsse mitberücksichtigt wurden von Czarnota und Wagner [20] oder auch Simulationen in rotierenden Geometrien von Horn und Shishkina [39]. In all diesen Arbeiten liegen simultan Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder vor. Höhere Ra führen zu kleineren Strukturen. Um höhere Ra untersuchen zu können, muss daher die Auflösung der Simulation gesteigert werden. DNS für hohe Ra führen zu einem Rechenaufwand, der auf heutigen Hochleistungsrechenverbänden (HPCC, engl. High-Performance-Computing-Cluster) nur eingeschränkt zu bewältigen ist. Dies begrenzt den Kennzahlbereich hin zu hohen Ra .

Einerseits ist der experimentell untersuchbare Kennzahlbereich deutlich größer, wie die Suche nach dem Ultimativen Regime im Bereich von $Ra \gg 10^{12}$ zeigt. Andererseits sind nicht alle Informationen über das Strömungsfeld experimentell problemlos zugänglich. Simultane nicht-invasive Messungen der treibenden Größen der Konvektion - Temperatur und Fluidströmung - sind herausfordernd. Hier sollen die Arbeiten [46, 53, 73, 85, 102] zur Untersuchung von Konvektionsströmungen benannt werden.

Kowalewski [46] und Zocchi et. al. [102] verwendeten thermo-chrome Flüssigkristall-Partikel, um die Strömungsstrukturen in RB-Konvektion in Wasser zu untersuchen. Zocchi et. al. [102] konnte dabei, anhand der Farbreflexion der Partikel, verschiedene Strömungsstrukturen identifizieren. Ebenfalls in einem RBC-Wasserexperiment haben Kowalewski [46] die zwei optischen Messmethoden - planare PIV und Flüssigkristall-Thermometrie - verwendet, um in einer Ebene die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder zu messen.

In der Arbeit von Schmeling et. al. [73], wurde eine nicht-invasive Messtechnik zur Ermittlung von 2D-Geschwindigkeiten und Temperaturen in einer Ebene in einem Experiment mit Luft als Arbeitsfluid vorgestellt. In dieser Studie konnte die zeitliche Entwicklung von thermischen Strukturen beobachtet und studiert werden.

Tilgner et. al. [85] haben die Strömung in Wasser erfasst. Dazu wurde das Fluid in einem elektrochemischen Prozess geimpft und die Bewegung mittels einer CCD-Kamera aufgenommen, um anschließend die Geschwindigkeit zu ermitteln. Simultan dazu wurde die Temperatur mittels Thermistoren gemessen, die ins Messvolumen eingebracht wurden. So konnten Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile in einer Ebene bestimmt werden.

Ein reduziert-invasives Verfahren wurde von Liot et. al. [53] vorgestellt. In der Studie wurde eine annähernd auftriebsneutrale, mit mehreren Temperatursensoren bestückte Kugel mit einem Durchmesser von 2,1 cm verwendet, um im Konvektionsvolumen die Temperaturen zu messen. Zusätzlich wurde eine CCD-Kamera eingesetzt, um die Bewegung der Kugel als 2D-Projektion aufzunehmen. So konnten im gesamten Volumen, aber immer nur an einem Punkt, projizierte 2D-Geschwindigkeiten mit assoziierten Temperaturen gemessen werden.

In der vorliegenden Arbeit wird eine neue optische Messtechnik entwickelt, um experimentell die komplette 3D-Strömung, also die 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder, nicht-invasiv zu messen. Sie basiert auf der Kombination von tomografischer PIV und Partikelbild-Thermometrie, siehe hierzu Abschnitt 3. Anschließend wird sie verwendet, um die Strömungsstrukturen in turbulenter RB-Konvektion zu untersuchen.

1.4 ZIELSETZUNG

1.4 ZIELSETZUNG

In der vorliegenden Arbeit sollen die nachfolgenden Fragen beantwortet werden.

- Wie organisieren sich die großskaligen Konvektionsstrukturen in rechteckigen Zellen mit $\Gamma_{yz} = 1/4$ und $\Gamma_{yz} = 1$ in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl?
- Welche sekundären Konvektionsstrukturen sind in einer kubischen Zelle im hoch-turbulenten Bereich messbar?
- Ist die Auflösung der großskaligen Tomo-PIV-Messung ausreichend, um die Skalierungsgesetze für die viskose Grenzschichtdicke und die Reynolds-Zahl in Abhängigkeit von Rayleigh-Zahl aus punktuellen und planaren Studien zu bekräftigen?
- Für welche Volumina ist es möglich thermochrome Flüssigkristall-Partikel zu verwenden, um durch die Kombination von Tomo-PIV mit PIT 3D-Geschwindigkeiten und Temperaturen zu messen?
- Welche Temporauflösung kann erzielt werden und können warme aufsteigende Strukturen erfasst werden?
- Welches sind die dominanten angeregten Strömungsmoden der Konvektionsstrukturen in Abhängigkeit von der Rayleigh-Zahl?

1.5 STRUKTUR DER ARBEIT

Die vorgelegte Dissertation gliedert sich in fünf Themengebiete beginnend mit der Einleitung, dem aktuellen Kapitel 1, das den Leser an das Thema der thermischen Konvektion heranzuführt. Anschließend wird ein Überblick über den Stand der Forschung gegeben, um abschließend die Ziele der Arbeit zu formulieren.

Kapitel 2 befasst sich mit der verwendeten experimentellen Ausrüstung. Dabei werden anfangs die beiden Konvektionszellen beschrieben. Ein weiteres wichtiges Thema ist die notwendige Volumenbeleuchtung für das große Konvektionsexperiment. Abschließend geht Kapitel 2 auf die Temperatursteuerung von Heiz- und Kühlplatte ein, da eine akkurate Regelung von entscheidender Bedeutung für Präzisionsexperimente ist.

Im darauffolgenden Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit verwendeten Messtechniken erläutert. Begonnen wird mit zwei Messtechniken, 3D-PTV und tomografische PIV, zur Erfassung dreidimensionaler Strömungsgeschwindigkeiten. Anschließend wird eine Messtechnik, PIT, zur Ermittlung von Temperaturfeldern vorgestellt. Unter

Verwendung dieser Grundlagen, wird im Abschnitt 3.4, die Kombination dieser Techniken zur Erfassung von dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern vorgestellt.

Anschließend erfolgt in Kapitel 4 die Präsentation der erzielten Ergebnisse. Als erstes werden die mittels PTV erzielten Resultate zum laminar-turbulenten Übergang dargestellt. Im Anschluss werden zwei Studien im hoch-turbulenten Bereich dargelegt. Zuerst werden dabei die großskaligen Strömungsstrukturen mittels Tomo-PIV untersucht. Darauf folgend, wird eine hier neu entwickelte Messtechnik zur simultanen und nicht-invasiven Vermessung von 3D-Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern angewandt, um die Strömung noch tiefergehend zu studieren. Hierbei bietet sich die Möglichkeit die Korrelation von Temperatur und Geschwindigkeit eingehend zu untersuchen. Als Abschluss dieses Kapitels wird eine 2D-Modenzerlegung aller erhaltenen Geschwindigkeitsfelder durchgeführt, um die Entwicklung der Strömungsstrukturen über den großen Kennzahlbereich quantitativ zu beschreiben.

Im abschließenden Kapitel 5 werden zuerst alle erzielten Ergebnisse kurz zusammengefasst, um anschließend physikalisch interessante zukünftige Fragestellungen aufzuzeigen und eine experimentelle Herangehensweise zu deren Beantwortung vorzuschlagen.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

In der vorliegenden Arbeit werden zwei experimentelle Aufbauten verwendet, um für den Betrieb mit Wasser einen großen Rayleigh-Zahl-Bereich von $1,0 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 5,0 \cdot 10^{10}$ untersuchen zu können. Sowohl die beiden Aufbauten, als auch die speziellen verwendeten Beleuchtungstechniken und die Temperatursteuerungen werden im Folgenden vorgestellt.

2.1 KLEINE KONVEKTIONSZELLE

Der kleinere experimentelle Aufbau kann, mit Wasser als Arbeitsfluid, einen Bereich von $1,0 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 5,0 \cdot 10^8$ abdecken und wird wie folgt realisiert.

In Abbildung 9 ist eine schematische Zeichnung der rechteckige RBC-Zelle gezeigt. Sie hat eine Seitenlänge von $l = 100$ mm in X- und Y-Richtung und die Tiefe der Zelle beträgt $Z = 25$ mm. Aus diesen Abmessungen ergeben sich die Aspektverhältnisse $\Gamma_{xy} = 1$ und $\Gamma_{yz} = 1/4$. Sie werden entsprechend Abbildung 8 gewählt, um mit einem Aufbau den gesamten laminar-turbulenten Übergang abdecken zu können. Als Arbeitsfluide können dichtere Stoffe wie Wasser oder Glykol verwendet werden. Das Konvektionsvolumen wird auf der Ober- und Unterseite durch zwei matt-schwarz eloxierte Aluminiumplatten, d und f, begrenzt. Die Seitenwände, e, sind durch 2,5 mm starkes Flintglas realisiert. Die Kühlplatte, d, wird unter Verwendung von zwei „Quick-Cool HighTech“ Peltier-Elemente, c, abgekühlt. Auf deren warmer Seite ist eine Kupferplatte, b, als Hitzeverteiler fixiert und die entstehende Wärme wird letztlich durch eine modifizierte CPU-Wasserkühlung, a, an die Raumluft abgegeben. Um einen Temperaturunterschied zu erzeugen ist auf die Heizplatte, f, eine Heizfolie, g, aufgeklebt und beides in eine Isolierung aus extrudiertem Polystyrol-Hartschaum (XPS), h, eingelassen. Heizfolie und Peltier-Elemente sind jeweils mit einem regelbaren Netzteil verbunden. Der Temperaturunterschied $\Delta T = T_H - T_K$ bezeichnet die Differenz zwischen der Heizplattentemperatur, T_H , und der Kühlplattentemperatur, T_K . Das gesamte Experiment ist auf einer Hartholzplatte fixiert und zur Horizontalen innerhalb $0,01^\circ$ ausgerichtet.

Isotherme Randbedingungen werden durch die Heiz- und Kühlplatten aus 1 cm dickem Aluminium realisiert. Durch eine Raumklimatisierung wird die Temperatur der Umgebungsluft innerhalb von $\pm 0,5$ K um die mittlere Zelltemperatur, $\bar{T} = \frac{T_H + T_K}{2}$, gehalten. Da-

2.2 GROSSE KONVEKTIONSZELLE

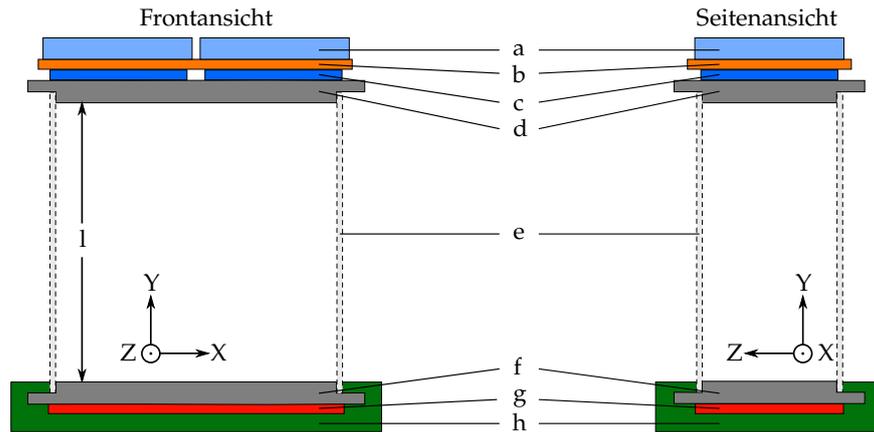


Abbildung 9: Schematische Darstellung der kleinen RB-Konvektionszelle in Front- und Seitenansicht. a markiert die Wasserkühlung und b die Kupferplatte. c zeigt die zwei Peltier-Elemente. d und f kennzeichnen die schwarz-eloxierten Aluminiumplatten, die das Konvektionsvolumen einschließen. Der Glaskörper, e, die Heizfolie, g, und die Isolierung, h, sind markiert. Die charakteristische Länge der Zelle wird mit l angegeben.

durch wird der Wärmeverlust durch die Seitenwände minimiert und so annähernd adiabate Randbedingungen geschaffen.

10 Pt₁₀₀ Widerstandstemperatursensoren (RTD, engl. resistance temperature detectors) werden verwendet, um die Temperaturen der Heiz- und Kühlplatte sowie der Umgebung zu überwachen. Jeweils einer dieser Sensoren ist im Zentrum der oberen und unteren Platte, mit nur 0,5 mm Aluminium zwischen dem Fluid und den Sensoren, installiert.

2.2 GROSSE KONVEKTIONSZELLE

Der größere experimentelle Aufbau kann, mit Wasser als Arbeitsfluid, einen Bereich von $5,0 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 5 \cdot 10^{10}$ abdecken und wird wie folgt realisiert.

In Abbildung 10 ist eine schematische Zeichnung der kubischen RBC-Zelle dargestellt. Sie hat eine Seitenlänge von $l = 500$ mm und verwendet Arbeitsfluide wie Wasser, Glykol oder auch Gemische aus beiden. Die Ober- und Unterseite des Experiments sind in einem Isolationsmantel, a, aus XPS eingebettet. Der Temperaturunterschied wird durch ein Kühlelement, b, erzeugt dessen Temperatur mit einem Wasserkreislauf gesteuert wird. Das Heizelement, f, ist mittels einer 2 cm starken Aluminiumplatte realisiert, auf deren Unterseite vier Heizfolien aufgeklebt sind. So kann eine Leistung von bis zu 1000 W ins System eingebracht werden. Zwei steuerbare Netzteile werden zur Leistungsversorgung verwendet. Beide Temperierlemente sind in

matt-schwarz eloxierte Aluminiumplatten, c und e, eingelassen, die das Konvektionsvolumen einschließen. Die Seitenwände, d, werden durch 10 mm starkes Flintglas realisiert, das eine hohe optische Zugänglichkeit des Messvolumens bei geringen inhomogenen optischen Verzerrungen bietet. Der experimentelle Aufbau wird von Polyoxymethylen (POM) Abstandshaltern, g, unterstützt, die innerhalb der Isolierung installiert sind. Durch die hohe Formstabilität und den geringen Wärmeleitwert ermöglichen diese eine Ausrichtung zur Horizontalen innerhalb $0,01^\circ$ ohne einen bedeutenden Wärmestrom zu ermöglichen. Um Langzeitstabilität zu gewährleisten, werden sie auf der gehärteten Aluminiumgrundplatte, h, befestigt.

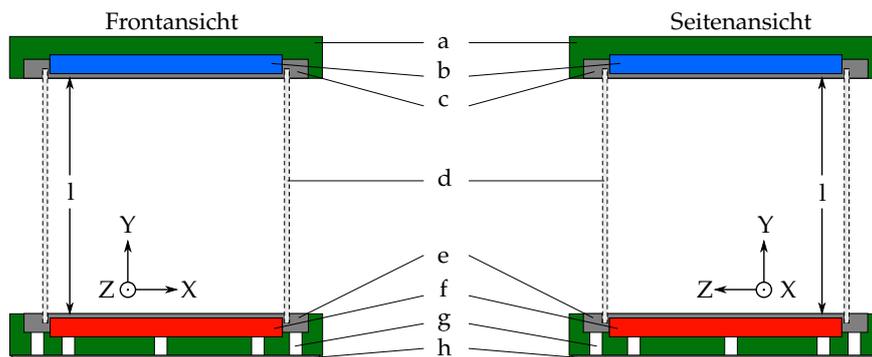


Abbildung 10: Schematische Darstellung der großen RB-Konvektionszelle in Front- und Seitenansicht. a markiert die Isolationsschicht, b und f zeigen die Kühl- und Heizelemente und c und e markieren die schwarz-eloxierten Aluminiumplatten, die das Konvektionsvolumen einschließen. Der Glaskubus, d, die POM Abstandshalter, g, und die gehärtete Aluminiumgrundplatte, h, sind markiert. Die charakteristische Länge der RB-Zelle wird mit l angegeben.

Isotherme Randbedingungen werden durch die Heiz- und Kühlplatten aus 5 cm dickem Aluminium realisiert. Wieder wird eine Raumklimatisierung verwendet, um die Temperatur der Umgebungsluft innerhalb von $\pm 0,5\text{ K}$ um die mittlere Zelltemperatur, \bar{T} , zu halten. Dadurch wird der Wärmeverlust durch die Seitenwände minimiert und so annähernd adiabate Randbedingungen geschaffen.

45 Pt₁₀₀₀ RTD werden verwendet, um die Temperaturen in der Heiz- und Kühlplatte sowie in die Umgebung zu überwachen. Jeweils 16 dieser Sensoren sind in einem 4x4 Muster angeordnet und wurden in der oberen und unteren Platte, mit nur 1 mm Aluminium zwischen dem Fluid und den Sensoren, installiert.

2.3 VOLUMENBELEUCHTUNG

Ein Weißlicht-LED-Array mit einer hohen Lichtpuls-Intensität und einem breiten Wellenlängenspektrum wird als Lichtquelle genutzt. Es besteht aus 15×15 LEDs des Typs *Osram Platinum Dragon LW W5SN* und kann durch eine speziell entwickelte Stromversorgung angesteuert werden, die es erlaubt klar definierte Lichtpulse mit hoher Intensität zur Verfügung zu stellen. Um den Abstrahlwinkel des Lichts von ungefähr 170° auf 10° zu reduzieren, sind Linsenoptiken vor den LEDs platziert. Dadurch wird innerhalb des Messvolumens eine homogene Intensitätsverteilung bei gleichzeitig hoher allgemeiner Intensität erreicht. Abbildung 11 zeigt ein Foto der Lichtquelle. Von links beginnend sind 10 vollständig montierte LED-Reihen mit den installierten Fokusoptiken zu sehen. Es folgt eine Reihe mit 15 LEDs, bei denen die Optiken entfernt sind und zwei weiteren Reihen der blanken Haltevorrichtung aus Aluminium.

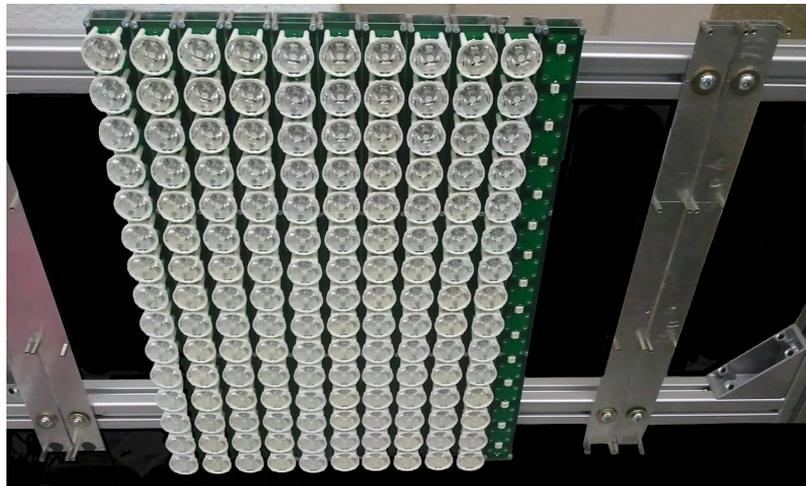


Abbildung 11: Foto des teilweise montierten LED-Arrays. Von links: 10 vollständig montierte LED-Reihen mit installierten Fokusoptiken, eine Reihe mit 15 LEDs ohne Optiken und zwei weitere Reihen der Haltevorrichtung.

Um die räumliche Verteilung der von der Lichtquelle erzeugten Lichtintensität zu bestimmen, wird die Lichtquelle auf eine matte schwarze Oberfläche gerichtet. Eine Kamera erfasst die reflektierte Intensität in der, zur Lichtquelle parallelen, $X - Y$ -Ebene. Zusätzlich wird die schwarze Oberfläche in Lichtquellen-normaler Richtung, Z , traversiert und so die Verteilung der Lichtintensität in der Tiefe untersucht. Die ermittelte Intensitätsverteilung in der $X - Y$ -Ebene bei $Z = 40 \text{ cm}$ ist in Abbildung 12a) dargestellt. Die schwarzen Linien markieren Iso-Flächen der Intensität. Am oberen und unteren Teil der Abbildung sind zwei Markierungen sichtbar, die das Messvolumen

markieren. Innerhalb der 50 cm des Messvolumens beträgt die Intensitätsveränderung weniger als 10% und dies bedeutet eine gute und gleichmäßige Ausleuchtung der Fläche. In Abbildung 12b) wird die Lichtintensitätsverteilung an der Position $(X, Y) = (25 \text{ cm}, 30 \text{ cm})$ als Funktion von Z gezeigt. Für die späteren Messungen ist das Messvolumen dabei in 10 cm Abstand zur Lichtquelle platziert und hat eine Tiefe von 50 cm. Dieser Bereich ist zur Veranschaulichung in grün hervorgehoben. Die Veränderung der Lichtintensität in Z -Richtung ist für die Tiefe des Messvolumens dabei geringer als 4%. Dies bedeutet eine gute Fokussierung des Lichts und erlaubt es zuverlässig große Volumina auszuleuchten.

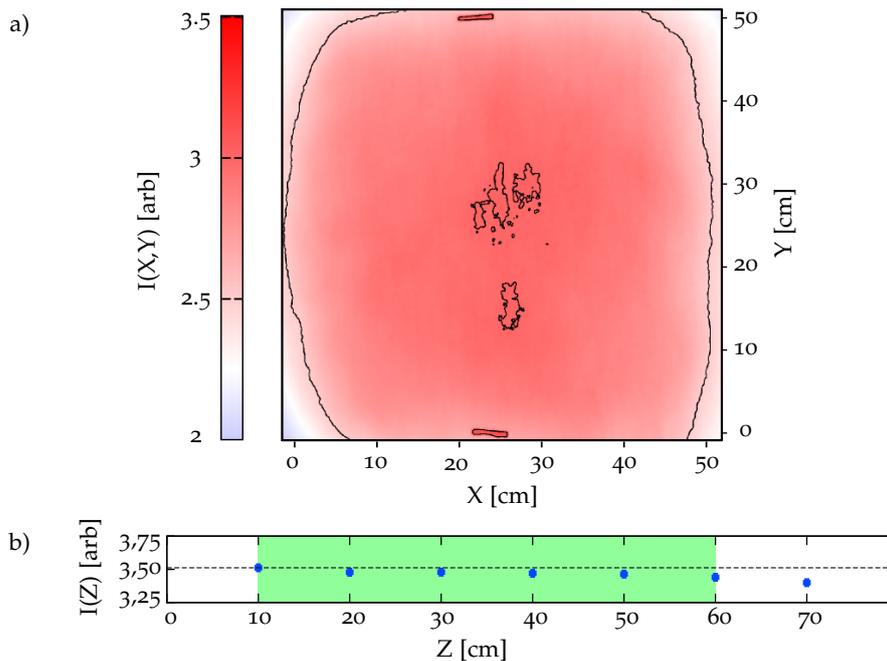


Abbildung 12: Lichtintensitätsverteilung des LED-Arrays. a) Intensitätsverteilung in der X-Y-Ebene bei $Z = 40 \text{ cm}$ und b) mit zunehmendem Abstand zur Lichtquelle - entlang der Z-Achse. Die Position des Messvolumens mit einer Tiefe von 50 cm ist in grün hervorgehoben.

Zusätzlich wird das LED-Array auf eine Fotodiode, die an der Position $\vec{X} = (25 \text{ cm}, 25 \text{ cm}, Z)$ installiert ist, gerichtet. Der zeitliche Verlauf der Intensität wird mit einem 400 MHz-Oszilloskop gemessen. Dazu wird eine Spannung von 5 V als Auslösesignal, ein so genannter Trigger, verwendet, um das LED-Array anzusteuern. Es wurden sowohl verschiedene Z-Positionen für die Fotodiode als auch unterschiedliche Trigger-Dauern untersucht. Ein beispielhafter Verlauf der Lichtintensität bei einer Trigger-Dauer von $700 \mu\text{s}$ bei $Z = 25 \text{ cm}$ ist in Abbildung 13 gezeigt. In schwarz ist die direkt mit dem Oszilloskop gemessene Auslösespannung dargestellt. Die blaue Kurve gibt

die Lichtintensität als Spannungsantwort der Fotodiode wieder. Die hierzu verwendete Schaltung wird mit einem 9 V-Batterieblock versorgt und diese Spannung entspricht somit auch dem Maximalauschlag für die Lichtintensität. Die blaue Antwort-Kurve erreicht ein Plateau bei etwa 7,5 V. Das bedeutet, dass die Diode nicht übersättigt ist und verlässliche Ergebnisse liefert. Außerdem ist zu erkennen, dass 90% der maximalen Intensität etwa 100 μs nach der Triggerflanke erreicht werden. Nachdem der Trigger wieder auf Null Volt gefallen ist, dauert es weitere 100 μs , bis die Intensität dies ebenfalls erreicht hat. Somit ergibt ein stabiles Plateau von 600 μs , das für die Aufnahme von Partikel-Bildern genutzt werden können. Die gleichen Aufbau- und Abklingkurven wurden auch für andere Pulsdauern τ beobachtet. Folglich sind Zeiten $\leq 100 \mu\text{s}$ nur unter großen Intensitätsverlusten möglich. Eine technische Beschränkung begrenzt die langen Pulsdauern, denn für $\tau \geq 1000 \mu\text{s}$ überhitzten die LEDs, was ihre Lebensdauer erheblich reduziert oder zu einem direkten Ausfall führt.

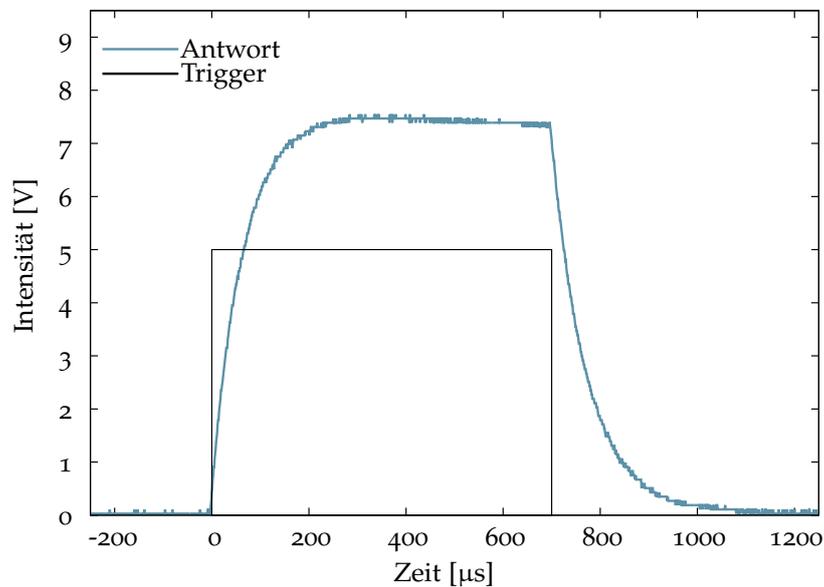


Abbildung 13: Zeitlicher Verlauf der Lichtintensität gemessen bei $\vec{X} = (25 \text{ cm}, 25 \text{ cm}, 25 \text{ cm})$, gezeigt in blau. Das vorgegebene Triggersignal mit einer Dauer von 700 μs ist in schwarz dargestellt.

In den Experimenten sind geringe Geschwindigkeiten, von maximal 24 mm/s, zu erwarten, siehe Abschnitt 4. Zusätzlich wird mit einem maximalen Abbildungsverhältnis von Experiment auf Kamera von 500 mm auf 1600 Bildpunkte gearbeitet. Für eine Belichtungszeit von 1 μs lässt sich nun eine Verschiebung auf dem Kamerabild von 0,08 Pixeln abschätzen und somit ist die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von Partikelschlieren sehr gering. Außerdem ist es somit

auch möglich, die volle Leistung der Lichtquelle zu nutzen, ohne dass die Belichtungszeit verkürzt werden muss.

Unter Berücksichtigung der oben diskutierten Aspekte lässt sich schlussfolgern, dass das LED-Array für eine homogene Volumenbeleuchtung gut geeignet ist und somit bei volumetrischen Messungen verwendet werden kann.

Für das kleine Konvektionsexperiment wird das LED-Array zu einem LED-Linien-Array verkleinert. Es besteht aus nur einer Reihe von 15 LEDs, die sich auf 10 cm linear und äquidistant anordnen. Dazu wurden die Schaltkreise soweit komprimiert, dass die LEDs sich beinahe berühren. Ansonsten besitzt das kleine Array die gleichen Charakteristika, wie das große Äquivalent.

2.4 TEMPERATURSTEUERUNG

Für die Steuerung der Heiz- und Kühlplattentemperatur und somit zur Aufrechterhaltung der vorgegebenen Temperaturdifferenzen, ΔT , ist eine kontinuierliche Temperaturmessung notwendig. Dazu sind Platin-Messwiderstände mit Nennwiderstand $R_0 = 100 \Omega$ bzw. $R_0 = 1000 \Omega$ bei 0°C (Pt_{100/1000}-Temperatursensoren) in die Einbohrungen in den Aluminiumplatten eingebracht und mit Wärmeleitpaste thermisch an die Platten gekoppelt. Es verbleibt dabei weniger als 1 mm Aluminium zwischen dem Sensor und dem Fluid. Die Messwiderstände sind mittels einer Vierpunktverdrahtung, die den Leitungswiderstand kompensiert, an ein Keithley 2350 oder 3706 Digitalmultimeter angeschlossen. Diese können die Widerstände mit einer Frequenz von etwa $0,25 - 2,0$ Hz messen.

Zur Ansteuerung der Multimeter und zur Berechnung der Temperaturwerte aus den gemessenen Widerständen wurde ein Skript in *Python* geschrieben. Für Pt-Sensoren ist nach der Callendar-Van Dusen-Gleichung [7] der Zusammenhang zwischen Temperatur und Widerstand im Bereich $0^\circ\text{C} \leq T < 850^\circ\text{C}$ gegeben durch:

$$R_T = R_0 [1 + AT + BT^2]$$

Dabei sind die Konstanten wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} A &= 3.9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \\ B &= -5.775 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2} \end{aligned}$$

Da B verhältnismäßig klein ist, hängt der Widerstand für kleine Temperaturen, $T \leq 100^\circ\text{C}$, im Wesentlichen linear von der Temperatur ab. Es gilt:

$$T = \frac{1}{A} \left(\frac{R_T}{R_0} - 1 \right)$$

Dieser Ausdruck ist direkt im Temperaturerfassungsskript implementiert, sodass an dieser Stelle auch die Umrechnung von gemessenen Widerständen in zugehörige Temperaturen erfolgt. Die Temperaturwerte werden nach jedem Messdurchlauf, zur Weiterverarbeitung in der Temperatursteuerung, in einer Datei abgespeichert.

Die verwendeten Sensoren der Genauigkeitsklasse DIN B1/3 weisen eine maximal zulässige Messabweichung von

$$\delta T = \pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C} + 0,0016 \cdot |T|$$

auf. Bei der maximalen, im Experiment gemessenen, Temperatur von $37\text{ }^\circ\text{C}$ ergibt sich somit eine Abweichung für die Absolutwerte von bis zu $\delta T = \pm 0,162\text{ }^\circ\text{C}$. Für die Temperaturmessung besteht also eine maximale Unsicherheit von $0,4\%$.

Die Temperatursteuerung der Heiz- und Kühlplatte wurde am kleinen Konvektionsexperiment mit Hilfe steuerbarer Netzteile (PSUs, engl. power supply unit) umgesetzt. Das große Experiment verwendet ein leistungsfähiges Temperiergerät der Firma *Lauda* zur Kühlung der Deckenplatte, während die Heizung weiterhin elektrisch realisiert ist. So können vom Computer aus die Leistungen der Peltier-Elemente, Heizfolien und der Wasserkühlung geregelt werden. Zur Spannungsregulierung der PSUs wurde entsprechend des Befehlssatzes des Herstellers, *Manson Engineering*, ein Python-Skript geschrieben, das die Temperaturregulierung übernimmt. Analog wurde eine Implementierung für das Kühlgerät erstellt.

Das Prinzip der Temperatursteuerung beruht auf einer PID-Regelung [6], die erweitert wurde, um die Regelung weiter zu stabilisieren und zu präzisieren. Allgemein wird der momentane Setzwert, S , je nach System also Spannung, U , oder Temperatur, T_{set} , der die aktuell gemessene Temperatur, T , in der Heiz- bzw. Kühlplatte hervorruft, korrigiert. Der Korrektur-Term ergibt sich dabei zum einen aus der Temperaturdifferenz $\Delta T_{\text{Ziel}} = T - T_{\text{Ziel}}$ von der vorgegebenen Zieltemperatur T_{Ziel} . Aufgrund der Trägheit des Systems oszilliert die Temperatur mit diesem Ansatz um die Zieltemperatur. Um diese Oszillationen zu minimieren und ein möglichst schnelles Erreichen und Halten der gewünschten Zieltemperatur zu gewährleisten, werden zum anderen die Ableitung der Temperatur, D , und ein Integralglied, I , in der Sollwertkorrektur berücksichtigt. Um die Regelung in der Nähe der Zieltemperatur zu stabilisieren, wurde zusätzlich eine Feinsteuerung, χ_{Fein} , implementiert, die die errechneten Korrekturen verkleinert. Der neue Setzwert ist somit:

$$\begin{aligned}
 S_{\text{neu}} &= S + S_{\text{Kor}} = S + \chi_{\text{Fein}} \cdot [P + I + D] \\
 P &= \chi_{\Delta T} \cdot \Delta T_{\text{Ziel}} \\
 I &= \chi_I \cdot \sum_{t_i = t-100}^t \frac{\Delta T_{t_i}}{100} \\
 D &= \chi_{\frac{\partial T}{\partial t}} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}
 \end{aligned}$$

$\chi_{\Delta T}$, χ_I und $\chi_{\frac{\partial T}{\partial t}}$ bezeichnen konfigurierbare Gewichtungsfaktoren, die heuristisch ermittelt werden müssen. Sie beeinflussen die Genauigkeit und Konvergenzdauer der Regelung. Die Ableitung wird aus der zeitlichen, finiten Differenz zwischen der Temperatur zum Zeitpunkt n und $n - j$

$$\frac{\partial T}{\partial t} \propto T_n - T_{n-j}$$

berechnet. Hierbei kann der Parameter j frei gewählt werden. Für die Messungen hat sich $j = 2$ als geeignet erwiesen.

Der Wert von χ_{Fein} hängt von der Differenz zur Zieltemperatur ΔT_{Ziel} ab und reduziert sich für kleinere ΔT_{Ziel} , um in der Nähe der Zieltemperatur zu starke Fluktuationen von S_{Kor} zu unterbinden. Jedoch können die verwendeten PSUs die Spannung nur auf 0,1 V genau regeln, wodurch die Genauigkeit der Steuerung von Heizfolien und Peltier-Elementen unabhängig von den Gewichtungsfaktoren begrenzt wird. Dies gilt ebenso für die Wasserkühlung am großen Experiment, denn T_{set} kann nur auf 0,1 K genau vorgegeben werden.

Um die Messtechnik nicht zu beschädigen, ist eine Sicherheitschleife implementiert. Diese fängt zu hohe Werte ab, bevor der neue Setzwert übermittelt wird. So können Probleme der Regelung verhindert werden, wie sie zum Beispiel beim Ausfall eines Temperatursensors auftreten.

Beispielhaft lässt sich das Regelungsverfahren für die Steuerung der Heizfolie und der Peltier-Elemente am kleinen Experiment demonstrieren. Die konfigurierbaren Gewichtungsfaktoren der Peltier-Elemente und der Heizfolie haben dabei entgegengesetzte Vorzeichen. Denn während die Temperatur an der Heizfolie mit zunehmender Spannung ansteigt, zeigt sich bei den Peltier-Elementen genau das Gegenteil. Um eine stabile Temperatur zu erreichen, wurden die Gewichtungsfaktoren und Abstufungen von χ_{Fein} solange angepasst, bis eine stabile Oszillation mit möglichst kleiner Amplitude um T_{Ziel} gefunden wird.

Es hat sich dabei herausgestellt, dass die maximale Abweichung von der Zieltemperatur δT_{Ziel} von der vorgegebenen Temperaturdifferenz ΔT abhängt und mit ihr zunimmt. Dieses Verhalten ist plausibel, da mit zunehmenden ΔT die Turbulenz im System ansteigt und damit

der Wärmetransport zunehmend räumlich und zeitlich inhomogener wird. Eine maximale Abweichung von $\delta T_{\text{Ziel}} = \pm 0,15 \text{ °C}$ wird jedoch auch bei den turbulentesten Messungen sowohl für die Heiz- als auch für die Kühlplatte nie überschritten.

Ein exemplarischer Temperaturverlauf in Abhängigkeit der Zeit aus einer Messung bei angelegten Heiz- und Kühltemperaturen von $T_{\text{H}} = 24 \text{ °C}$ und $T_{\text{K}} = 18 \text{ °C}$ ist in Abbildung 14 dargestellt. Die Kühlplattentemperatur ist in blau, die Heizplattentemperatur in rot und die Zieltemperatur in rosa dargestellt. In diesem Beispiel wird mit 0,5 Hz abgetastet, sodass über den Zeitraum von mehr als 2000 Sekunden, die Fluktuationen um die Zieltemperatur nie $\pm 0,13 \text{ °C}$ überschritten haben. Dieses Beispiel wurde ausgewählt, da es den Fall mit der größten relativen Unsicherheit von $\delta T_{\text{rel}} = \delta T_{\text{Ziel}} / \Delta T = 2\%$ darstellt. Sowohl bei kleineren als auch bei größeren Temperaturdifferenzen ist die relative Unsicherheit geringer. Für kleinere Temperaturdifferenzen nimmt ΔT langsamer ab als δT_{Ziel} , sodass sich δT_{rel} reduziert. Für größere Temperaturdifferenzen hingegen, steigt δT_{Ziel} beinahe nicht mehr an, während sich ΔT auf bis zu 37 K erhöht und dort eine Unsicherheit von etwa $\delta T_{\text{rel}} = 0,2\%$ erzielt wird.

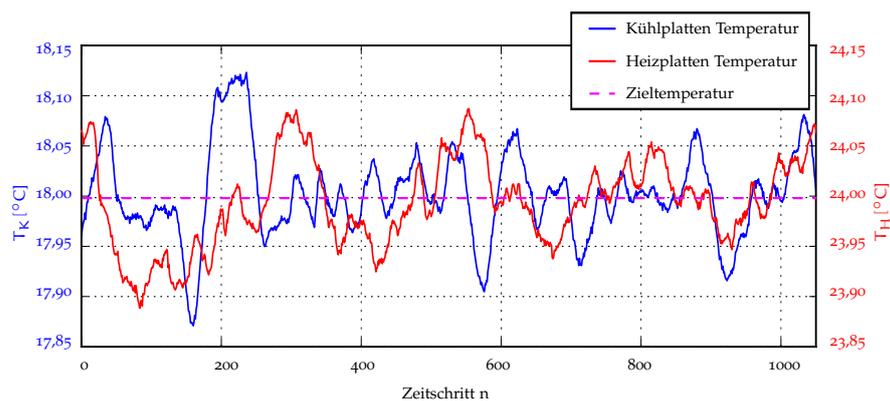


Abbildung 14: Exemplarischer Temperaturverlauf an der Heiz- und Kühlplatte am kleinen Konvektionsexperiment bei vorgegebenen Zieltemperaturen von 18 °C und 24 °C . Es ist zu erkennen, dass die gemessenen Temperaturen stabil um die Zieltemperaturen fluktuieren und eine maximale Abweichung von $\delta T_{\text{Ziel}} = \pm 0,13 \text{ °C}$ nicht überschritten wird.

Das folgende Kapitel soll einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Messtechniken geben.

3.1 3D-PARTICLE TRACKING VELOCIMETRY

3D-Particle Tracking Velocimetry (3D-PTV) ist ein nicht-invasives, optisches Messverfahren zur Erfassung von dreidimensionalen *Lagrangischen* Trajektorien in einem Strömungsfeld. Dabei können sowohl Positionen als auch die ortsabhängigen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen erfasst werden. Hierdurch unterscheidet es sich wesentlich von der häufig verwendeten Particle Image Velocimetry, siehe den nachfolgenden Abschnitt 3.2, die die *Eulerschen* Geschwindigkeiten unter Verwendung von Kreuzkorrelationen ermittelt. Im Folgenden werden die Methodik und Funktionsweise von 3D-PTV vorgestellt, auf deren Grundlage die in dieser Arbeit verwendete open-source Software *OpenPTV* [95] arbeitet.

3.1.1 Funktionsweise

Die Berechnung der 3D-Partikel-Trajektorien erfolgt in acht Hauptschritten, die in Abbildung 15 skizziert sind und im Folgenden erläutert werden. Die grundlegende Idee von 3D-PTV ist es, eine zu untersuchende Strömung mit auftriebsneutralen Impfpartikeln zu markieren und deren individuelle Bewegung im Fluid zu verfolgen. Hierzu wird in Abschnitt 3.1.2 der Einfluss der Impfpartikel für PTV-Verfahren diskutiert und in Abschnitt 3.5 werden die in dieser Arbeit verwendeten Partikel vorgestellt. Im zweiten Schritt werden nach der Impfung Partikelbilder mittels mehrerer Kameras aufgezeichnet und die Bilder aufbereitet. Anschließend werden die Partikelpositionen auf dem CCD-Chip der Kameras ermittelt. In den Arbeitsschritten 5 bis 7 wird die Partikelverteilung im Raum mittels photogrammetrischer Abbildungsmethoden ermittelt und deren Teilchenbahnen rekonstruiert. Abschließend werden die Ergebnisse aufbereitet.

Im ersten Schritt werden die Impfpartikel in das Observationsvolumen eingebracht und von einer gepulsten Lichtquelle beleuchtet. Diese Partikel müssen hinreichend klein sein, um die Strömung nicht zu stören, aber dennoch groß genug, um ausreichend Licht zu streuen und so ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu liefern.

Das Streulicht der Partikel wird von den Kameras aufgenommen. Um die dreidimensionale Position der Partikel bestimmen zu können,

3.1 3D-PARTICLE TRACKING VELOCIMETRY

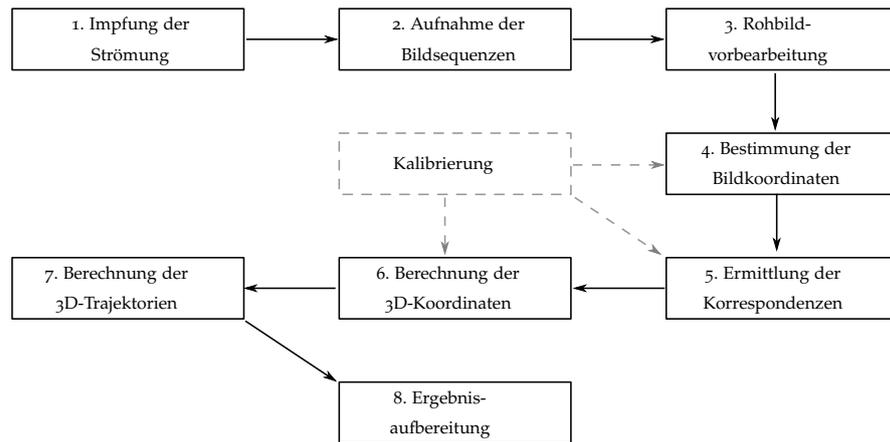


Abbildung 15: Skizze des Abfolgeprozesses der acht wichtigsten Arbeitsschritte zur Durchführung von 3D-PTV.

müssen diese gleichzeitig von mindestens zwei Kameras mit unterschiedlicher Orientierung aufgenommen werden, die synchronisiert mit der Lichtquelle Bildsequenzen mit einer konstanten Frequenz, f , betrieben werden.

Der erste Schritt der Auswertung ist eine Rohbildvorbereitung, um die Extraktion der Partikelpositionen aus den Aufnahmen zu erleichtern, indem die Aufnahmen zum Beispiel von störenden Reflexionen oder Rauschen befreit werden.

Die Partikelerkennung auf den Bildern erfolgt im vierten Schritt unter Verwendung von Farbwert- und Skalenoperatoren, die Punkte passender Helligkeit und Größe als Partikel identifizieren.

Als gesonderter Schritt muss eine Kalibrierung des Systems durchgeführt werden, um die Entsprechungen zwischen dem 3D-Untersuchungsvolumen und den 2D-Kamerabildern zur Verfügung zu stellen. Dieses wird in Abschnitt 3.1.5 eingehender erläutert.

Im fünften Schritt werden Korrespondenzen zwischen den verschiedenen Kamerabildern ermittelt, um die Bildkoordinaten synchroner Aufnahmen eindeutig genau einem 3D-Partikel zuordnen zu können. Dazu wird die Epipolargeometrie, die in Abschnitt 3.1.3 beschrieben wird, verwendet.

Sind die Bildkoordinaten den Partikeln zugeordnet, können unter Verwendung photogrammetrischer Methoden die dreidimensionalen Raumkoordinaten errechnet werden. Dieser Arbeitsschritt wird aufgrund seiner großen Nähe zur Epipolargeometrie ebenfalls in Abschnitt 3.1.3 erläutert.

Mithilfe eines komplexen Particle-Tracking-Algorithmus [56] werden aus der Sequenz von Raumkoordinaten die Teilchenbahnen der einzelnen Impfpartikel gewonnen. Aus der Aufnahme Frequenz, f , und den räumlichen Abständen von Partikeln in aufeinander folgen-

den Aufnahmen können auch die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen berechnet werden.

Abschließend werden im Schritt der Ergebnisaufbereitung die Trajektorien, die zunächst als Sequenz von 3D-Koordinaten vorliegen, je nach Anwendung, weiterverarbeitet (z.B. Interpolation und Glättung), um die Daten für weitere statistische Analysen aufzubereiten.

3.1.2 Einfluss der Dichte von Impfpartikeln

Um mithilfe von 3D-PTV ein Strömungsfeld messen zu können, muss das zu untersuchende Volumen optisch gut zugänglich sein und adäquat mit Impfpartikeln markiert werden, deren Trajektorien zur Rekonstruktion des Strömungsfeldes dienen. Dabei wird die Qualität der Messergebnisse wesentlich von der Qualität der Impfung beeinflusst: Sowohl die Materialeigenschaften der Impfpartikel selbst als auch deren Dichte und Verteilung müssen verschiedene Kriterien erfüllen, um PTV zu ermöglichen. Diese sollen im Folgenden diskutiert werden.

Von hoher Bedeutung für die Qualität von PTV-Messungen ist die Anzahl von Impfpartikeln im Observationsvolumen. Befinden sich verhältnismäßig wenig Partikel in der Strömung, so können nur wenige Geschwindigkeiten gleichzeitig aufgelöst werden. Dafür wird die Rekonstruktion von langen Trajektorien einfacher. Höhere Partikeldichten erlauben es hingegen ein dichteres Geschwindigkeitsfeld zu ermitteln. Allerdings können, aufgrund von Zuordnungsschwierigkeiten, häufig nur kurze Trajektorien ermittelt werden. Somit muss für jeden Anwendungsfall die Partikeldichte abgestimmt werden.

Als quantitatives Maß dafür, wie „gut“ sich Partikel verfolgen lassen, dient das Verhältnis des mittleren Abstands zwischen den Impfpartikeln, Δ_0 , und der mittleren Verschiebung pro Zeitschritt, Δt :

$$p_{\Delta} := \frac{\Delta_0}{|\bar{\mathbf{u}}'| \Delta t}.$$

Hierbei bezeichnet $|\bar{\mathbf{u}}'|$ eine Referenzgeschwindigkeit, die im laminaren Fall als mittlere Geschwindigkeit und im turbulenten Fall als RMS-Fluktuationen der mittleren Geschwindigkeit gewählt werden kann.

Die durchschnittliche Länge von Trajektorien wird, neben der Güte der Kalibrierung, maßgeblich von p_{Δ} beeinflusst. Für $p_{\Delta} \gg 1$ ist die Partikelverfolgung einfach und es sind kaum Zuordnungsfehler zu erwarten. Im Gegenteil dazu, ist für $p_{\Delta} \ll 1$ eine Partikelverfolgung nahezu unmöglich. Um aus den Messungen möglichst hochaufgelöste Geschwindigkeitsfelder gewinnen zu können, hat sich experimentell ein Wert von $p_{\Delta} \approx 3$ als optimal erwiesen, während für Langzeitpartikelverfolgungen $p_{\Delta} > 10$ eingehalten werden sollte [56].

3.1.3 *Epipolargeometrie und Korrespondenzanalyse*

Die 2D-Bildpunkte der Impfpartikel auf den synchron aufgenommenen Kamerabildern werden demselben Raumpunkt unter Verwendung des mathematischen Modells der Epipolargeometrie zugeordnet. Dies erleichtert die Korrespondenzanalyse erheblich.

In Abbildung 16 ist eine schematische Darstellung der Epipolargeometrie zur Projektion eines Objektpunktes, \vec{X} , auf die Bildpunkte, \vec{x}_1 und \vec{x}_2 , zweier Kameras zu sehen. Diese nehmen den Objektpunkt aus unterschiedlichen Perspektiven auf. Die Sensor- und die Epipolarebene sind in blau, beziehungsweise grün dargestellt. Es wird deutlich, dass \vec{x}_1 und \vec{x}_2 unterschiedliche Informationen tragen. Es ist auch ersichtlich, dass aus einem einzelnen Kamerabild mit dem Bildpunkt \vec{x}_1 ein korrespondierender Objektpunkt \vec{X} nicht eindeutig rekonstruiert werden kann.

In der Illustration in Abbildung 16 werden beispielsweise vier Objektpunkte, \vec{X} , \vec{X}_a , \vec{X}_b und \vec{X}_c , von Kamera 1 auf dem Bildpunkt \vec{x}_1 abgebildet. Kamera 1 alleine kann daher nur den zugehörigen dreidimensionalen Strahl, auf dem \vec{X} liegt, bestimmen. Wird jedoch eine weitere Kamera hinzugezogen, werden die für Kamera 1 nicht unterscheidbaren Punkte alle auf einer Linie in der Sensorebene von Kamera 2 abgebildet, der sogenannten Epipolarlinie. Sind die Orientierungen und Modellparameter der Kameras bekannt, lassen sich die Epipolarlinien für verschiedene Bildpunkte im Voraus analytisch berechnen. Eine detaillierte mathematische Beschreibung ist in [48] einzusehen.

Für das verwendete 3D-PTV-Verfahren wird die Kenntnis der Epipolarlinien verwendet, um die Effizienz des Verfahrens deutlich zu steigern und sowohl schneller als auch präziser die Objekte im Raum zu rekonstruieren. Anstatt für einen Bildpunkt in Kamera 1, \vec{x}_1 , das gesamte Bild von Kamera 2 nach dem korrespondierenden Bildpunkt absuchen zu müssen, lässt sich die Suche auf ein schmales Toleranzband um die Epipolarlinie beschränken. In diesem Band, dessen Breite unter anderem von der Güte der Kalibrierung abhängt, können sich jedoch mehrere Bildpunkte von Impfparkeln befinden, wodurch Mehrdeutigkeiten nicht auszuschließen sind.

Dazu ist in Abbildung 17 die Korrespondenzanalyse unter Verwendung der Epipolargeometrie veranschaulicht. Gezeigt sind drei Kamerabilder (blau) mit Partikeln, die als schwarze Punkte illustriert sind. In rot sind die Epipolarlinien dargestellt und mittels gestrichelter roter Pfeile wird ihr Ursprung verdeutlicht. Die Korrespondenzanalyse beginnt in Kamerabild 1 mit einem Bildpunkt \vec{x}_1 und dessen zugehöriger Epipolarlinie, $E_{1,2}$, mit einem entsprechenden Toleranzband, in Bild 2. In dem so entstandenen Bereich wird nach neuen Partikel-Kandidaten gesucht. Beispielfhaft werden nun drei neue Punkte ermittelt, die zum Punkt \vec{x}_1 korrespondieren, $\vec{x}_{1,1}$, $\vec{x}_{1,2}$ und

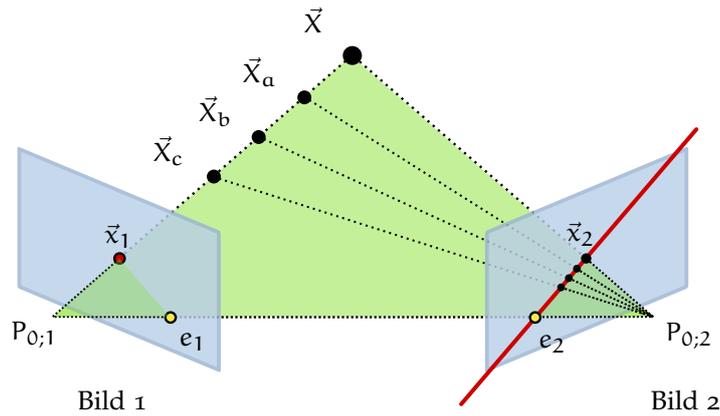


Abbildung 16: Schematische Darstellung der Epipolargeometrie nach [59]. Der Objektpunkt \vec{X} wird auf die korrespondierenden Bildpunkte \vec{x}_1 und \vec{x}_2 in den blau markierten Bildebenen der Kamerasensoren der zwei Kameras abgebildet. $P_{0,1}$ und $P_{0,2}$ bezeichnen die beiden Projektionszentren der Kameras und die rote Linie stellt die Epipolarlinie des Punktes \vec{x}_1 von Kamera 1 in der Bildebene von Kamera 2 dar. Zusätzlich existieren aufgrund der auf der Epipolarlinie gefundenen zusätzlichen Bildpunkte mehrere potentielle Objektpunkte $\vec{X}_{(a,b,c)}$.

$\vec{x}_{1,3}$. In diesem Fall ist also eine eindeutige Zuordnung mittels zweier Kameras noch nicht möglich und es wird eine dritte Kamera hinzugefügt. Der Suchraum im dritten Bild reduziert sich auf die Schnittpunkte mehrerer Epipolarlinien. In Kamerabild 3 ist die Epipolarlinie $E_{1,3}$ des Punktes \vec{x}_1 aus Bild 1 dargestellt. Drei weitere Linien $E_{2,3}$ der Punkte $\vec{x}_{1,1}$, $\vec{x}_{1,2}$ und $\vec{x}_{1,3}$ aus Bild 2 sind ebenfalls eingezeichnet. Es befindet sich in diesem Beispiel nur ein finaler Punkt \vec{x}_f in der Nähe der Schnittpunkte. Somit wird eine eindeutige Rekonstruktion der 3D-Objektkoordinaten im physikalischen Raum ermöglicht.

Maas et. al. [55] haben Studien zur erzielbaren Genauigkeit von Mehrkammersystemen durchgeführt. Sie konnten zeigen, dass sich in einer Dreikameraanordnung die Mehrdeutigkeiten im Vergleich zur Zweikameraanordnung auf etwa ein Zehntel verringern. In der vorliegenden Arbeit, wird sogar mit einem wissenschaftlichen Vierkammersystem gearbeitet, sodass sich der Rekonstruktionsfehler weiter reduziert und die Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten erheblich verringert. Dadurch können mehr Partikel gleichzeitig erfasst werden oder es lassen sich noch längere Trajektorien rekonstruieren. Es ist jedoch anzumerken, dass Mehrdeutigkeiten in realen Fällen nie ganz auszuschließen sind.

Der PTV-Ansatz erlaubt es, das Vierkammersystem auf mehrere Dreikamerasubsysteme zu reduzieren, um die Rekonstruktion von Partikeln auch dann noch zu ermöglichen, wenn sie auf einem der Kamerabilder verdeckt sind. Der Einfluss der genauen Kamerakonfi-

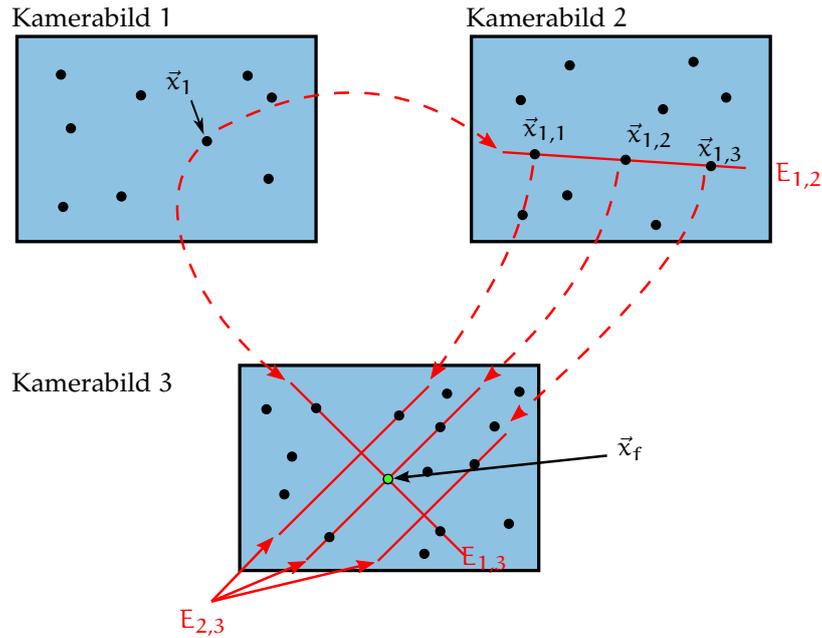


Abbildung 17: Veranschaulichung der Korrespondenzanalyse unter Verwendung des Epipolarlinienschnittverfahrens nach [55].

guration auf die Zuordnungswahrscheinlichkeiten, kann in [54] eingesehen werden.

3.1.4 Photogrammetrisches Abbildungsmodell

Nach der Korrespondenzanalyse liegt der nächste entscheidende Schritt für ein 3D-PTV-Verfahren darin, aus den N detektierten Bildpunkten $\vec{x}_i = (x_i, y_i)$ die 3D-Koordinaten $\vec{X}_i = (X_i, Y_i, Z_i)$ der Objektpunkte im Observationsraum für alle $i = 1, \dots, N$ zu rekonstruieren.

Der Abbildungsvorgang eines Objektpunktes auf den zweidimensionalen Sensor einer Kamera wird in dem verwendeten PTV-Verfahren als Zentralprojektion behandelt. Jede Kamera erhält dabei ein eigenes kartesisches Koordinatensystem mit der x - und y -Achse in der Bildfläche und dem Koordinatenursprung in der Bildmitte. In diesem Koordinatensystem gibt es ein festes Verhältnis λ_i zwischen der Entfernung von Bildpunkt und dem festen Projektionszentrum $\vec{P}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, sowie zwischen der Entfernung von Objektpunkt und Projektionszentrum. Dies ist in Abbildung 18 veranschaulicht. Es gilt die folgende Kollinearitätsbedingung:

$$\begin{bmatrix} x_i - x_h \\ y_i - y_h \\ -c \end{bmatrix} = \lambda_i \cdot \begin{bmatrix} X_i - X_0 \\ Y_i - Y_0 \\ Z_i - Z_0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

Dabei bezeichnet $c = z_0$ die Kamerakonstante. Gleichung 7 ist in der Form nur im Kamera-eigenen Koordinatensystem gültig. Von größerem Interesse sind jedoch die Koordinaten der Punkte \vec{X}_i in einem globalen Koordinatensystem außerhalb der Kamera. Um diese zu erhalten, müssen die Kamera-Koordinaten transformiert werden. Dieses geschieht im Allgemeinen durch Translationen und Rotationen. Da in Gleichung 7 lediglich Differenzen von Koordinaten auftauchen, bleiben Translationen unwirksam und die Koordinatentransformation ist eindeutig durch eine 3×3 -Rotationsmatrix, $\underline{\underline{R}}$, bestimmt. Durch Anwendung von $\underline{\underline{R}}$ und Eliminierung von λ ergeben sich die sogenannten Kollinearitätsgleichungen:

$$\begin{aligned} x_i &= x_h - c \cdot \frac{r_{11}(X_i - X_0)}{d} + c \cdot \frac{r_{21}(Y_i - Y_0)}{d} \\ &\quad + c \cdot \frac{r_{31}(Z_i - Z_0)}{d} + \Delta x_i \\ y_i &= y_h - c \cdot \frac{r_{12}(X_i - X_0)}{d} + c \cdot \frac{r_{22}(Y_i - Y_0)}{d} \\ &\quad + c \cdot \frac{r_{32}(Z_i - Z_0)}{d} + \Delta y_i \\ d &:= r_{13}(X_i - X_0) + r_{23}(Y_i - Y_0) + r_{33}(Z_i - Z_0) \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnen r_{ij} die Komponenten der Rotationsmatrix $\underline{\underline{R}}$, $\vec{p}_h = (x_h, y_h)$ den Bildhauptpunkt und Δx_i sowie Δy_i sind Korrekturterme, die die Abweichungen von der idealen Zentralprojektion modellieren. Der Bildhauptpunkt p_h ist der Durchstoßpunkt der optischen Achse durch die Sensorebene und kann vom Ursprung verschoben sein, dieses ist ebenfalls in Abbildung 18 dargestellt.

Im verwendeten Algorithmus werden zusätzlich komplexe Korrekturen von perspektivischen Bildverzerrungen vorgenommen. Zusätzlich wird die Doppelbrechung der Lichtstrahlen beim Austritt aus dem Observationsvolumen durch eine dünne Glaswand berücksichtigt. Die zugehörigen mathematischen Details sind in der Arbeit von Maas et. al. [55] diskutiert. Sind die inneren und äußeren Orientierungen von mindestens zwei Kameras bekannt, können die Objektpunkte \vec{X}_i der Impfpartikel eindeutig aus den Kollinearitätsgleichungen bestimmt werden.

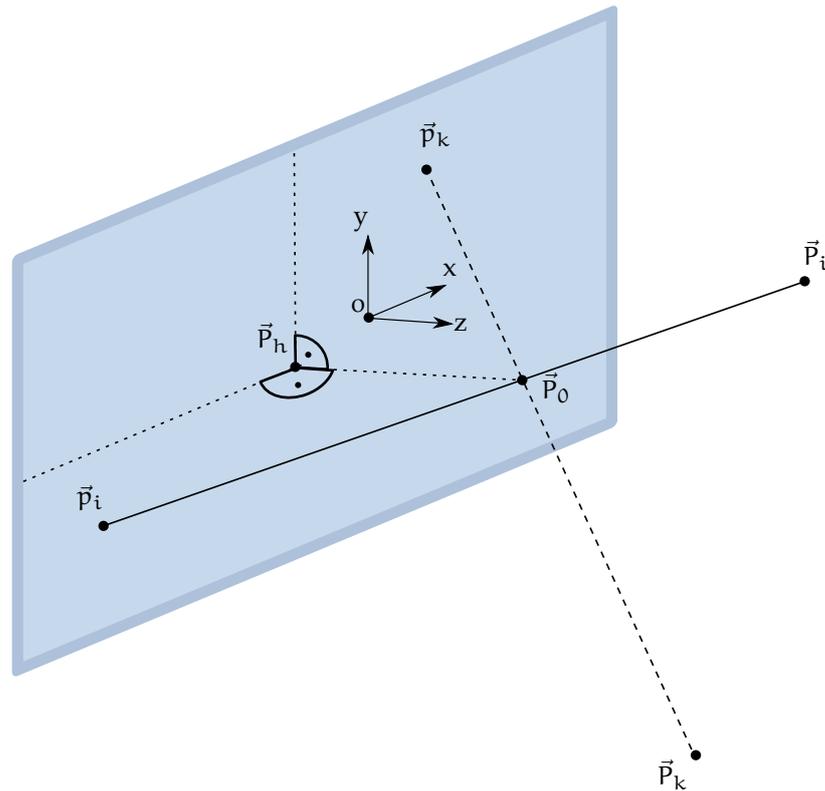


Abbildung 18: Zentralprojektion der Punkte \vec{P}_i und \vec{P}_k über das Projektionszentrum \vec{P}_0 auf die Punkte \vec{p}_i und \vec{p}_k in der Bildebene. Der Bildhauptpunkt \vec{p}_h ist leicht vom Ursprung O verschoben.

3.1.5 Kalibrierung

Sowohl für die Mehrbildzuordnung, siehe Abschnitt 3.1.3, als auch für die Rekonstruktion der Raumkoordinaten, siehe Abschnitt 3.1.4, muss die exakte Orientierung der Kameras im Raum bekannt sein. Dabei gibt es einerseits die innere Orientierung, die durch die Kamerakonstante c und den Bildhauptpunkt P_h bestimmt wird. Andererseits wird die äußere Orientierung durch Position des Projektionszentrums P_0 und Drehung \underline{R} im Objektraum festgelegt. Diese Orientierungen sollten für alle Kameras möglichst genau bekannt sein. \underline{R} wird dabei durch die Orientierungswinkel ω , ϕ und ψ um die X -, Y - und Z -Achse bestimmt. Zudem berücksichtigt *OpenPTV* noch sieben weitere, optionale Parameter, die Verzerrungseffekte der Linsen modellieren [55]. Dadurch ergeben sich bis zu 16 Parameter, die für ein 3D-PTV-Messsystem ermittelt werden müssen.

Für die Kalibrierung zwischen den zweidimensionalen Kamerabildern und dem dreidimensionalen physikalischen Raum gibt es mehrere Möglichkeiten. Die gängigste Herangehensweise ist die Verwendung einer Kalibrierplatte. Auch hier gibt es viele verschiedene Varianten. Beispielhaft sind auf der Platte sichtbare Objektpunkte

te mit bekannten 3D-Koordinaten verteilt. Hieraus können Korrespondenzpaare, also Objektpunkt-Bildpunkt-Paare, gewonnen werden. Aus den Kollinearitätsgleichungen können schließlich die passenden Kalibrierungsparameter ermittelt werden, die eine Objektpunkt zu Bildpunkt-Zuordnung erlauben und analytische Abbildungsfunktionen für das Messvolumen liefern.

Tritt nun aber der Fall ein, dass der experimentelle Aufbau für eine Kalibrierplatte unzugänglich ist, so ist diese direkte Herangehensweise nicht mehr möglich. Es bietet sich eine sogenannte Dumbbell-Kalibrierung (engl. Hantel) an, die auch bei den in dieser Arbeit durchgeführten PTV-Messungen verwendet wird. Dabei werden zwei kugelförmige Objekte im festen Abstand l_D verbunden. In der vorliegenden Arbeit geschieht dies durch eine schwarz-lackierte Stahlnadel mit zwei weißen Plastik-Kugeln an den Enden. Das entstehende Konstrukt hat die Form einer Hantel. Diese wird durch das gesamte Observationsvolumen bewegt und von allen verwendeten Kameras simultan aufgezeichnet. Um die Kalibrierung durchzuführen, wird eine grobe initiale Schätzung der Kameraorientierung benötigt. Anschließend wird aus der Abfolge verschiedener räumlicher Positionen der beiden Dumbbell-Punkte, deren Abstand immer gleich bleibt, die Kameraorientierung feiner bestimmt. Da jedoch die absoluten Positionen der Objektpunkte nicht genau bekannt sind, sondern nur deren relativer Abstand, kann im resultierenden Koordinatensystem das Observationsvolumen verdreht und versetzt sein, was sich jedoch leicht korrigieren lässt und keinen Einfluss auf die zu bestimmenden Geschwindigkeitswerte hat.

3.2 TOMOGRAFISCHE PIV

Tomografische PIV ist ein nicht-invasives, optisches Messverfahren zur Erfassung von dreidimensionalen Geschwindigkeiten unter Verwendung von Kreuzkorrelationen. Dieses Verfahren erlaubt es, in den Korrelationsvolumen die Geschwindigkeiten im *Eulerschen* System zu messen. Im folgenden Abschnitt wird die Methodik und Funktionsweise vorgestellt.

3.2.1 Funktionsweise

Im Folgenden wird die Funktionsweise der tomografischen PIV-Auswertekette erklärt. Sie ist schematisch in [Abbildung 19](#) dargestellt. Die Rohdaten werden mittels vier Graufstufen-Kameras, im nachfolgenden auch als Schwarz-Weiß-Kameras (s/w) Kameras bezeichnet, aufgenommen. Dieses Kamerasystem wird zu Beginn mit einer Kalibrierplatte kalibriert, siehe hierzu [Abschnitt 3.2.2](#). Anschließend wird eine Volumenselbstkalibrierung entsprechend des [Abschnitts 3.2.3](#) durchgeführt, um die Präzision der Kalibrierung weiter zu er-

höhen. Verwendet wird eine Volumenbeleuchtung, die die Impfparkeln zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$ beleuchtet zu denen das Streulicht durch die Kameras aufgenommen wird. Diese Bilder werden in einer tomografischen Rekonstruktion, siehe Abschnitt 3.2.4, verwendet, um die Intensitätsverteilung im 3D-Raum zu ermitteln. Die Intensitätskarten werden anschließend in Abfragevolumen unterteilt. Danach wird zwischen den Zeitschritten eine 3D-Kreuzkorrelation durchgeführt. Hieraus resultiert die Partikelverschiebung, die in die Geschwindigkeit in diesem Volumen umgerechnet wird und so das 3D-Geschwindigkeitsfeld ergibt.

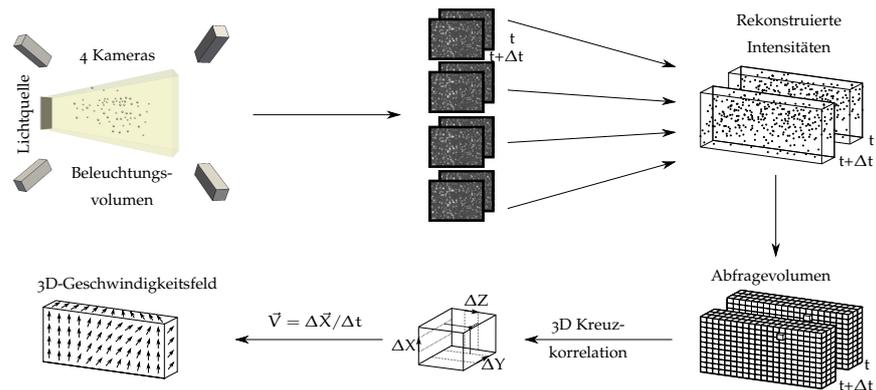


Abbildung 19: Schema der Tomo-PIV-Auswertekette basierend auf der Datenaufnahme mit vier s/w-Kameras. Gezeigt wird die Volumenbeleuchtung mit den Impfparkeln, die jeweils Bildpaare zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$ aufnehmen. Diese Bilder werden in einer tomografischen Rekonstruktion verwendet, um die Intensitätsverteilung im 3D-Raum zu ermitteln. Die Intensitätskarten werden nun in Abfragevolumen zerteilt und zwischen den Zeitschritten eine 3D-Kreuzkorrelation durchgeführt. Hieraus resultiert die Partikelverschiebung und es lässt sich das 3D-Geschwindigkeitsfeld berechnen.

3.2.2 Kalibrierung

Ein essentieller Bestandteil einer Tomo-PIV-Messung ist eine präzise Kalibrierung des Kamerasystems. Hierfür wird eine zweistufige Vorgehensweise angewendet. Im ersten Schritt wird eine klassische Kalibrierung mittels einer Kalibrierplatte umgesetzt. Anschließend wird eine Volumenselbstkalibrierung, basierend auf den Daten der Messreihe, durchgeführt, um kleinste Fehler zu korrigieren und die höchste erreichbare Präzision zu ermöglichen.

Ziel der Kalibrierung ist es eine Abbildungsfunktion zu bestimmen, die die räumlichen physikalischen Koordinaten des Messvolumens $\vec{X} = (X, Y, Z)$ auf die planare projizierte Position $\vec{x} = (x, y)$ des Kamerasensors überträgt. Dafür wird in der vorliegenden Arbeit für

jede Kamera eine individuelle drei-dimensionale Polynomfunktion nach Soloff et. al. [75] verwendet. Die Ordnung der Polynome für die Raumrichtungen unterscheidet sich dabei. Entsprechend der Studie von Soloff et. al. [75], werden in X- und Y-Richtung Polynome dritter Ordnung und in Z-Richtung ein Polynom zweiter Ordnung verwendet. Dabei entstehen gemischte Terme und die zu bestimmende Abbildungsfunktion lautet insgesamt:

$$\vec{x} = \vec{F}(\vec{X}) = [F_x(\vec{X}), F_y(\vec{X})] \quad (8)$$

mit

$$\begin{aligned} F_k(\vec{X}) = & a_{k,0} \cdot 1 + a_{k,1} \cdot X + a_{k,2} \cdot Y + a_{k,3} \cdot Z \\ & + a_{k,4} \cdot X^2 + a_{k,5} \cdot Y^2 + a_{k,6} \cdot XY \\ & + a_{k,7} \cdot XZ + a_{k,8} \cdot YZ + a_{k,9} \cdot X^3 + a_{k,10} \cdot Y^3 \\ & + a_{k,11} \cdot X^2Y + a_{k,12} \cdot XY^2 + a_{k,13} \cdot XYZ \\ & + a_{k,14} \cdot X^2Z + a_{k,15} \cdot Y^2Z + a_{k,16} \cdot Z^2 \\ & + a_{k,17} \cdot XZ^2 + a_{k,18} \cdot YZ^2 \end{aligned} \quad (9)$$

wobei die Koordinate $k = x, y$ ist. Die $a_{k,n}$ für $n = 0 \dots 18$ sind dabei die zu bestimmenden Polynomkoeffizienten. Das Aufstellen der Abbildungsfunktionen umfasst im Allgemeinen die Bestimmung der Koeffizienten der beiden Polynome in Gleichung 8 unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate. Hierbei sind mindestens 38 Punktkorrespondenzen

$$\vec{X} = (X, Y, Z) \leftrightarrow \vec{x} = (x, y)$$

nötig. Diese Korrespondenzen werden zur initialen Schätzung des Polynoms in Gleichung 9 genutzt und mittels einer Kalibrierplatte bereitgestellt. Dazu werden Punkte im 3D-Raum aufgenommen und der bekannten Entsprechung auf einem 2D-Kamerabild zugeordnet.

Um die Markerpositionen auf den Kamerabildern, die die Kalibrierplatte üblicherweise an verschiedenen Positionen zeigen, zu ermitteln, werden die Bilder wie folgt aufbereitet. Hierzu werden zuerst für jede Kalibrierplattenposition 50 Bilder pro Kamera aufgenommen und die entsprechenden Mittelwertbilder errechnet, um das Bildrauschen zu unterdrücken. Anschließend werden verbliebene Reflektionen mittels einer Maske entfernt. Das Bild wird mit einem Maximumnormierungsfiler bearbeitet. Dieser sucht innerhalb eines definierbaren Bereichs um einen Pixel mit der Intensität $I(x, y)$, die maximale Helligkeit $I(x, y)^{\max}$. Der CCD-Chip hat dabei eine Sättigungsintensität I^{\max} . Die Skalierung auf die normierte Intensität $I(x, y)'$ geschieht unter Verwendung der folgenden Gleichung:

$$I(x, y)' = I(x, y) \cdot \frac{I^{\max}}{I(x, y)^{\max}}$$

Dieser Normierungsprozess vereinheitlicht die Ausleuchtung der Kalibrierplatte dabei künstlich und erlaubt es einen festen Wert als Rauschschwelle anzunehmen. So ist es möglich einen Minimumsgrenzwertfilter mit einer festen Grenze anzuwenden, um Signal und Rauschen zu trennen. Im Anschluss wird ein Hochpassfilter verwendet, um die Markerpositionen klar herauszustellen. Da die Abbildung der Marker deutlich größer als ein Pixel ist, kann die exakte Position \vec{x}_M eines Markers M genauer ermittelt werden. Dazu wird eine Gewichtungsfunktion um den höchsten Intensitätswert $I_{\max,M}$ an der Position $\vec{x}_{\max,M}$ genutzt. Es wird dabei ein 11×11 Pixel großer Kernel und eine quadratisch gewichtete Intensität, $I(\vec{x})$, verwendet:

$$\vec{x}_M = \frac{\sum_{i=-5}^5 \sum_{j=-5}^5 \left(\vec{x}_{\max,M} + \begin{pmatrix} i \\ j \end{pmatrix} \right) \cdot I^2 \left(\vec{x}_{\max,M} + \begin{pmatrix} i \\ j \end{pmatrix} \right)}{\sum_{i=-5}^5 \sum_{j=-5}^5 I^2 \left(\vec{x}_{\max,M} + \begin{pmatrix} i \\ j \end{pmatrix} \right)}$$

Dieses Vorgehen wird für alle weiteren Marker wiederholt. Aus den so erhaltenen Markerpositionen wird nun unter Verwendung der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung die Abbildungsfunktion \vec{F} bestimmt. Die in den volumetrischen Messungen, siehe Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2, verwendete Kalibrierplatte hat 16×16 Punkte und wird an fünf Positionen in Z-Richtung aufgenommen, d.h. es stehen insgesamt 1280 Punktkorrespondenzen zur Verfügung, um die 38 Parameter zu bestimmen. Dies führt bereits zu einer guten Präzision von $\approx 0,3$ Pixel.

3.2.3 Volumenselbstkalibrierung

Wieneke [94] stellte in seiner Studie fest, dass die Präzision des oben erhaltenen Polynoms für tomografische Experimente nicht ausreicht ist und schätzte ab, dass eine Präzision von besser als 0,1 Pixeln erforderlich ist. Entsprechend seines Vorschlags wird eine Volumenselbstkalibrierung, siehe [94], verwendet. Diese wird im Folgenden vorgestellt. Um eine Selbstkalibrierung des Systems durchzuführen, wird entsprechend des nachstehenden Ablaufplans vorgegangen:

1. Bestimmen der 2D-Partikelpositionen auf den Kamerabildern
2. Bestimmen der möglichen 3D-Partikelpositionen mittels Triangulation, siehe hierzu Abschnitt 3.1.3
3. Aufteilen des Messvolumens in $n_x \times n_y \times n_z$ Teilvolumen
4. Ermitteln der Abweichungskarten, engl. disparity maps, für jede Kamera und jede Aufnahme

5. Aufsummieren der Abweichungskarten über alle Aufnahmen
6. Bestimmen der maximalen Abweichung für jedes Teilvolumen, S , um den wahrscheinlichsten Abweichungsvektor $\vec{d}_i(X, Y, Z)$ zu erhalten
7. Validierung des entstandenen Abweichungsvektorfeldes
8. Korrektur der Abbildungsfunktion $\vec{F}^{\text{neu}}(\vec{X})$ entsprechend der Gleichungen 10 und 11
9. Iterieren, um weitere Verbesserungen zu erzielen

Im ersten Schritt werden die 2D-Partikelpositionen auf jeder Kamera ermittelt. Das Messvolumen wird in mehrere Teilvolumen, S , unterteilt, in denen die Abweichungskarten, D_S , bestimmt werden. Anschließend wird mittels Triangulation, unter Verwendung aller Kameras, aus einem Bildpunkt \vec{x}_i , beispielsweise auf dem Bild von Kamera 1, eine 3D-Position \vec{X}_i rekonstruiert. Diese lässt sich nun mittels der Abbildungsfunktion, siehe Gleichung 9, zurückprojizieren, sodass ein Punkt \vec{x}'_i berechnet wird. Daraus ergibt sich für jede Kamera ein 2D-Abweichungsvektor, \vec{d}_i , der für das zugehörige Volumen, S , genutzt werden:

$$\vec{d}_{i,S} = \vec{x}'_i - \vec{x}_i = (x'_i - x_i, y'_i - y_i) \quad (10)$$

Dieses Vorgehen ist nicht zwangsweise eindeutig und so entstehen eventuell mehrere \vec{X}_i zu jedem \vec{x}_i . Das bedeutet gleichzeitig, dass ebenfalls mehrere \vec{d}_i entstehen. Zur Lösung dieses Problems wird ein statistischer Ansatz verwendet, indem alle Abweichungsvektoren gesammelt werden. Es entsteht eine 2D-Abweichungskarte. Um den wahrscheinlichsten Abweichungsvektor, $\vec{d}_{i,S}(\vec{X})$, für jedes Teilvolumen und jede Kamera zu erhalten, wird eine Kurvenanpassung für eine Gauß-Funktion auf den Abweichungskarten durchgeführt. $\vec{d}_{i,S}(\vec{X})$ entspricht dem ermittelten Zentralwert. Die Korrektur der Abbildungsfunktion erfolgt entsprechend der nachfolgenden Gleichung:

$$\vec{F}_i^{\text{neu}}(\vec{X}) = \vec{F}_i(\vec{X}) - \vec{d}_{i,S}(\vec{X}) \quad (11)$$

Dieses Vorgehen wird iterativ wiederholt bis schließlich eine Kalibrierungsgenauigkeit von unter 0,1 Pixeln erreicht wird [94]. In der vorliegenden Arbeit konnte genug Statistik verwendet werden, um eine Kalibrierungsgenauigkeit von 0,06 Pixeln für die Tomo-PIV-Messung, siehe Abschnitt 4.2.1, und 0,08 Pixeln für die kombinierte Tomo-PIV-PIT-Messung, siehe Abschnitt 4.2.2, zu erzielen.

3.2.4 Tomografische Rekonstruktion

Um das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld zu erhalten, muss zuerst die Partikelverteilung im Raum rekonstruiert werden. Üblicherweise erfolgt diese Rekonstruktion auf Basis der MART, siehe die Arbeit von Elsinga et. al. [24], engl. **M**ultiplicative **A**lgebraic **R**econstruction **T**echnique, die die Partikelverteilung im Raum als eine Intensitätsverteilung ermittelt. Die MART ist in der Lage mit hohen Impfpartikeldichten, Partikel pro Pixel $PPP < 0,1$, umzugehen, bei denen Standard-PTV-Algorithmen versagen.

Die iterativ arbeitende MART ist eine algebraische Rekonstruktionstechnik. Um sie anzuwenden wird das zu untersuchende Volumen in kleine Würfel, so genannte Voxel, unterteilt und jeder dieser Voxel trägt einen Intensitätswert. Wie von Elsinga et. al. [24] vorgeschlagen, führt die MART eine sequentielle multiplikative Korrektur der Voxelintensitäten, $E(\vec{X}_j)$ durch.

In der vorliegenden Arbeit wird die Rekonstruktion auf Basis des SMART-Algorithmus, einer **S**imultanen **M**ART, durchgeführt. Dieser ist besonders geeignet für die Ausführung auf einem Hochleistungsrechencluster, engl. High Performance Computing Cluster (HPCC). Die SMART, siehe [3], ist wie die MART eine iterativ arbeitende algebraische Rekonstruktionstechnik, siehe [23, 24]. Im Gegensatz zur MART, die die Voxelintensitäten sequentiell korrigiert, werden für die SMART die Korrekturen simultan, basierend auf Vorwärtsprojektionen aller Kameras, durchgeführt.

Der algorithmische Ablaufplan der SMART ist in Abbildung 20 dargestellt. Die parallele Implementierung erfolgt entsprechend einer Studie von Andersen und Kak [2], in der die parallele Implementierung für die Verwendung bei einer additiven algebraischen Rekonstruktionstechnik vorgestellt wurde. Der physikalische Raum wird hierfür in viele Voxel aufgeteilt. Die Intensitätsverteilung wird in der Matrix $E(\vec{X})$ gespeichert, die damit die Intensitätsinformation für den physikalischen Raum am Ort \vec{X} enthält.

Die Intensitätsverteilung wird für die nullte Iteration uniform mit $E_0(\vec{X}) = 1,0$ initialisiert. Anschließend wird in jeder Iteration k für alle Pixel i an der 2D-Position \vec{x}_i der Kameraaufnahme m das entsprechende Projektionsintegral $A(\vec{x}_i)$ berechnet. Dies wird als Vorwärtsprojektion bezeichnet:

$$A(\vec{x}_i) = \sum_{j \in N_i} w_{i,j} \cdot E_k(\vec{X}_j) \quad (12)$$

Hierbei sind $w_{i,j}$ die Wichtungsfaktoren, die den Beitrag eines Voxels j zum Projektionsintegral des Pixels i gewichten. Es werden alle Voxel N_i bearbeitet, die zum Projektionsintegral des Pixels beitragen. Zur Berechnung der aktuellen Projektionsintegrale wird das splatting-Verfahren [58] eingesetzt. Um die simultane Ausführung zu

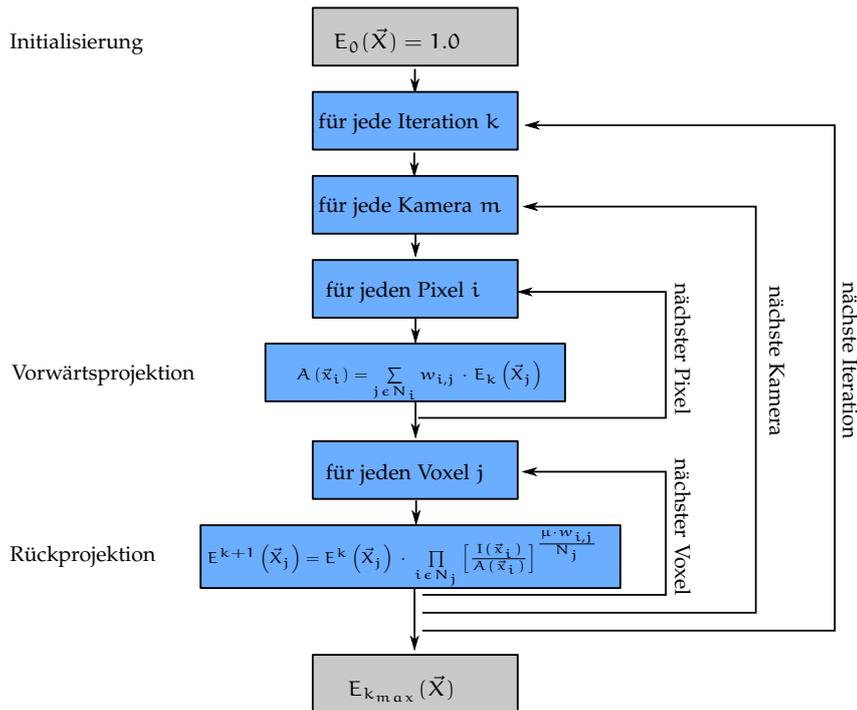


Abbildung 20: Algorithmischer Ablaufplan der Simultanen-Multiplikativen-Algebraischen-Rekonstruktions-Technik (SMART) - Darstellung nach Kühn et. al. [49].

ermöglichen, wird bei der SMART Voxel-basiert vorgegangen. Dabei werden die Projektionsintegrale der einzelnen Pixel nicht mehr sequentiell berechnet, wie es bei der MART der Fall ist. Vielmehr werden die Beiträge der einzelnen Voxel zu den Projektionsintegralen der einzelnen Pixel in der Bildebene aufsummiert.

Die Berechnung der Wichtungskoeffizienten erfolgt einmalig und wird gespeichert. Der Vorgang ist in Abbildung 21 illustriert. Hierbei wurden zur Veranschaulichung die Dimensionen von 3D auf 2D reduziert. Es ist ein Voxel-Array dargestellt und die Graustufen sind entsprechend des Wertes des Wichtungskoeffizienten gewählt. Zusätzlich sind die Pixel der Kamera und die zum Pixel (x_j, y_j) gehörige Sichtlinie dargestellt. Zur Berechnung der $w_{i,j}$ wird um eine Sichtlinie eines Pixels i eine Abstandsgewichtung mit dem Abstand d vorgenommen, die bestimmt, wie groß der Beitrag des Voxels zur Pixelintensität $I(\vec{x}_i)$ ist.

Die aktuellen Projektionen $A(\vec{x}_i)$ der Pixel einer Kamera werden dann zur simultanen Korrektur der Voxelintensitäten im physikalischen Raum verwendet, was als Rückprojektion bezeichnet wird. Die Korrektur erfolgt mit der Gleichung

$$E^{k+1}(\vec{x}_j) = E^k(\vec{x}_j) \cdot \prod_{i \in N_j} \left[\frac{I(\vec{x}_i)}{A(\vec{x}_i)} \right]^{\frac{\mu \cdot w_{i,j}}{N_j}} \quad (13)$$

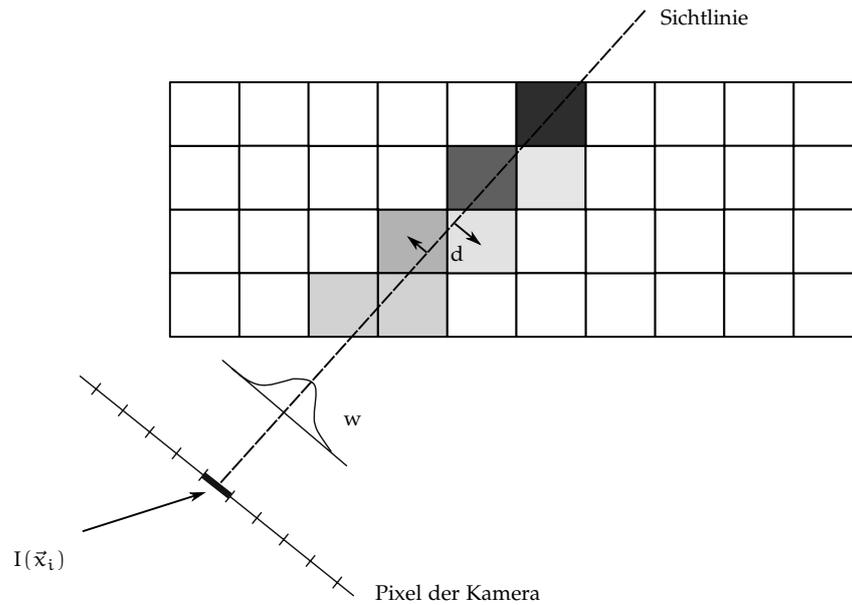


Abbildung 21: Schematische Darstellung zur Bestimmung der Wichtungskoeffizienten. Zur Veranschaulichung wurden die Dimensionen von 3D auf 2D reduziert. Es ist ein Voxel-Array dargestellt und die Graustufen entsprechen dem Wert des Wichtungskoeffizienten. Zusätzlich sind die Pixel der Kamera und die zum Pixel (x_j, y_j) gehörige Sichtlinie dargestellt. Die Wichtungskoeffizienten basieren dabei auf dem Abstand d der Sichtlinie zum Zentrum des Voxels.

In dieser Gleichung entspricht N_j der Anzahl der Pixel der aktuellen Kameraaufnahme, die den Voxel j sehen bzw. ihn beeinflussen. Der Faktor μ im Exponenten wird als konvergenzerzeugender Faktor bezeichnet und kann steuern, wie schnell die Konvergenz eintreten soll. Große μ können zu Rekonstruktionsfehlern führen wohingegen kleine μ einen gesteigerten Rechenzeitbedarf zur Folge haben. In der vorliegenden Arbeit wird mit einem festen Wert von $\mu = 1$ gearbeitet. Nach der Korrektur der Voxelintensitäten einer Kameraaufnahme unter Verwendung von Gleichung 13 wird der beschriebene Ablauf, also die Vorwärts- und Rückwärtsprojektion, für alle Pixel der nächsten Kameraaufnahmen wiederholt. Der Algorithmus wird dann für eine definierte Anzahl an Iterationen durchlaufen.

3.2.5 Partikelverschiebung

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit wird die, durch den SMART-Algorithmus erhaltene, Intensitätsverteilung $E(\vec{X}, t)$ in Abfragevolumen mit der Größe $\Delta\vec{S}$ unterteilt. In jedem Volumen wird anschließend eine 3D-Kreuzkorrelation zwischen den Zeitschritten t und $t + \Delta t$ durchgeführt. Dies liefert die durchschnittliche Ver-

schiebung, $\Delta\vec{X} = (\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$, in jedem Volumen. Die 3D-Kreuzkorrelationsfunktion $R(\Delta\vec{X})$ in Abhängigkeit der Verschiebung $\Delta\vec{X}$ wird zwischen zwei Intensitätsverteilungen $E(\vec{X}, t)$ und $E(\vec{X}, t + \Delta t)$ gemäß der folgenden Gleichung berechnet:

$$R(\Delta\vec{X}) = \sum_{\pm\Delta\vec{S}/2} E(\vec{X}, t) \cdot E(\vec{X} + \Delta\vec{X}, t + \Delta t) \quad (14)$$

Es werden nur Verschiebungen zwischen $\pm\Delta\vec{S}/2$ für die Korrelation überprüft. Gemäß Raffel et. al. [66], werden Verschiebungen, die größer sind als ein halbes Abfragefenster, nicht ordnungsgemäß erfasst. Es wird sogar angemerkt, dass im Optimalfall sogar ein Viertel der Größe nicht überschritten werden sollte.

Für große Datensätze ist die Auswertung von Gleichung 14 allerdings aufwendig und würde zu lange dauern. Daher wird stattdessen die fouriertransformierte Gleichung gelöst:

$$R(\Delta\vec{X}) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} [E(\vec{X}, t)] \cdot \mathcal{F}^* [E(\vec{X} + \Delta\vec{X}, t + \Delta t)] \right\}$$

Hierbei bezeichnen \mathcal{F} die Fouriertransformation, \mathcal{F}^{-1} die inverse Fouriertransformation und \mathcal{F}^* die komplex-konjugierte Transformation. Die Berechnung erfolgt mittels der C-Bibliothek FFTW3 [30]. Das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion entspricht der wahrscheinlichsten Verschiebung der Partikel im Abfragevolumen zwischen den zwei Zeitschritten t und $t + \Delta t$. Dieses Ergebnis ist jedoch nur auf die Abmessung eines Voxels genau und so wird eine Glättung, analog zu Standard-PIV-Verfahren, mittels Gauß-Kurven durchgeführt [66]. Dieses Verfahren wurde für eine 3D-Anwendung angepasst und erlaubt auch im dreidimensionalen Fall eine genauere Bestimmung des Maximums. Es resultiert die durchschnittliche Partikelverschiebung, $\Delta\vec{X}$, im Abfragevolumen als Maximum der Gauß-Kurven. Diese wird mittels des bekannten Zeitschritts Δt in die Geschwindigkeit \vec{V} umgerechnet:

$$\vec{V} = \Delta\vec{X}/\Delta t$$

Dieser Vorgang wird für alle Abfragevolumen durchgeführt, woraus sich das 3D-Geschwindigkeitsfeld ergibt. Dieses Feld ist durch den Korrelationsansatz robust gegenüber Rauscheinflüssen, dennoch können, insbesondere in Regionen mit wenig rekonstruierten Partikelintensitäten, unphysikalische Geschwindigkeiten berechnet werden. Daher wird abschließend eine Ausreißerererkennung für die Geschwindigkeiten, entsprechend Abschnitt 3.6, durchgeführt.

3.3 FLÜSSIGKRISTALL-THERMOMETRIE

Thermochrome-Flüssigkristall-Partikel-Thermometrie, aus dem englischen „Thermochromic Liquid Crystal Particle Image Thermometry“ (TLC-PIT), ist ein Verfahren, bei dem temperaturempfindliche Teilchen verwendet werden, um mittels der aufgenommenen Bilder, eine Temperaturmessung durchzuführen. Die hierbei verwendeten Flüssigkristalle, siehe hierzu die Details in Abschnitt 3.5.2, haben die Eigenschaft einer temperaturabhängigen Wellenlängen-Reflektion. Im Allgemeinen werden diese Partikel entweder als Beschichtung auf eine Oberfläche aufgetragen oder als kleine Impfteilchen einem Fluid zugesetzt. Die Partikel werden mit breitbandigem weißem Licht beleuchtet und die Reflektion mit einer Farbkamera aufgenommen. Anschließend wird eine Farb-Temperatur-Kalibrierung durchgeführt, um die resultierenden Farbinformationen in Temperaturen zu übersetzen.

Diese Methode lässt sich gut mit der etablierten Methode der 2D-PIV kombinieren, siehe auch [46, 73, 74, 102]. In Abbildung 22 ist ein mehrfachbelichtetes Partikelbild von Flüssigkristallen unter Temperatureinfluss gezeigt, entnommen aus der Arbeit von Kowalewski [46]. Rechts befindet sich eine gekühlte Wand, an der sich die Partikel abkühlen und rotes Licht reflektieren. An der linken Seite befindet sich eine beheizte Wand, die das Fluid erwärmt und somit zu einer blauen Reflektion der Partikel führt. Innerhalb des Volumens kann ein breites Reflektionsspektrum über grün und gelb beobachtet werden. Zusätzlich wurden in dem Experiment auch planare PIV-Messungen durchgeführt, um die Geschwindigkeitsfelder zu erfassen.

Eine Adaption dieser Messtechnik wurde durch Schmeling et. al. [73] für Luftströmungen vorgenommen. Die Flüssigkristallpartikel müssen dabei aufwendig zerstäubt und in die Luftströmung eingebracht werden. So konnte die Entwicklung von thermischen Plumes in rein-thermischer und gemischter Konvektion untersucht werden.

In der vorliegenden Arbeit wird, im nachfolgenden Abschnitt 3.4, eine Erweiterung der Messtechnik als ein dreidimensionales Messverfahren vorgestellt und die Ergebnisse in Abschnitt 4.2.2 präsentiert.

3.4 KOMBINATION VON TOMO-PIV UND PIT

Im Folgenden soll eine kombinierte Messtechnik zur berührungsfreien Messung von dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern vorgestellt werden. Hierfür wird die Tomo-PIV, siehe Abschnitt 3.2 mit der Flüssigkristall-Thermometrie, siehe Abschnitt 3.3, kombiniert.

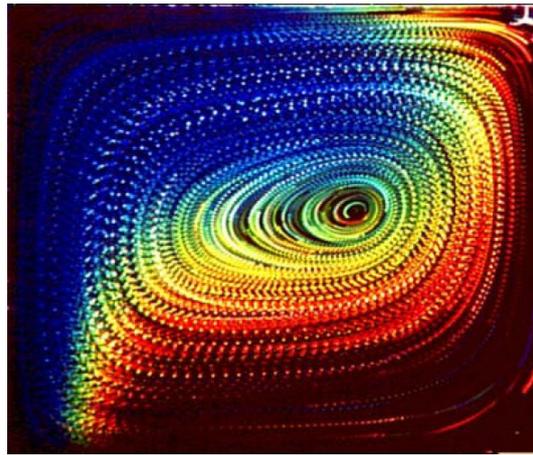


Abbildung 22: Foto zur Veranschaulichung des Verhaltens von Flüssigkristall-Partikeln unter Temperatureinfluss, entnommen aus der Studie von Kowalewski [46]. Mehrfachbelichtetes Farbbild der konvektiven Strömung in Glycerol mit Flüssigkristallpartikeln in einem differenziell geheizten Behälter, mit einer heißen Wand (links) und einer kalten Wand (rechts), bei einem Temperaturunterschied $\Delta T = 4^\circ\text{C}$. Die Impfpartikel wechseln die Farbe von blau nach rot während sie der Strömung im Uhrzeigersinn folgen.

3.4.1 Überblick der kombinierten Messtechnik

Der Ablaufplan der kombinierten Tomo-PIV-PIT ist in Abbildung 23 dargestellt. Es ist zu sehen, dass das Volumen mit einem Weißlicht-LED-Array beleuchtet wird. Thermochrome Flüssigkristall-Partikel (TLC) werden als Impfpartikel verwendet. Diese dienen zur Geschwindigkeitsmessung und darüberhinaus als schwimmende Thermometer. Analog zu Abschnitt 3.2 erfolgt eine Tomo-PIV-Auswertung mittels vier s/w-Kameras, wobei für die Kameras eine Volumenselbstkalibrierung durchgeführt wird. Anschließend erfolgt eine Rekonstruktion der Intensitätsverteilung im 3D-Raum mittels des SMART-Algorithmus und es wird unter Verwendung einer 3D-Kreuzkorrelation das Geschwindigkeitsfeld berechnet.

Zusätzlich ist in Abbildung 23 die Verwendung einer fünften Kamera, einer Farbkamera, dargestellt. Mit dieser werden die Farbinformationen der TLC-Partikel aufgenommen, siehe Abschnitt 3.4.2. In der vorliegenden Arbeit wird diese Information in den HSL-Farbraum transformiert, um aus diesen Bildern die Farbhelligkeit, L, und den Farbwert, H, zu berechnen. Dieses Verfahren ist in Abschnitt 3.4.3.1 eingehender erläutert.

Aufgrund der reduzierten effektiven Auflösung der Farbkamera wird nun eine weitere Volumenselbstkalibrierung durchgeführt, wobei die vier s/w-Kameras als Hilfestellung dienen, um die Kalibrierfunktion der Farbkamera zu bestimmen. Die Kalibrierfunktionen der

s/w-Kameras bleiben davon unberührt. Unter Verwendung der Farbbilder dient L für die Partikeldetektion und H wird für die Farb-Temperatur-Kalibrierung verwendet.

Um einen Temperaturpunkt für die Kalibrierung zu erhalten, werden die Temperaturen der Heiz- und Kühlplatte auf die gleiche Temperatur eingestellt und das Messvolumen wird mit Isolationsmaterial ummantelt. Dadurch kann eine räumlich homogene Temperaturverteilung erzielt werden. Es wird auf das Konvergieren der Temperaturen gewartet. Anschließend wird der Isolationmantel entfernt, um die Farbwerte für alle Partikel im Messvolumen zu bestimmen. Danach wird die Temperatur variiert und die entsprechenden Farbwerte werden durch analoges Vorgehen bestimmt. Da H vom Betrachtungswinkel der Kamera abhängt, ist es notwendig die Messvolumen in Unterbereiche aufzuteilen. Entsprechend des Abschnitts 3.4.3.2 wird schließlich in jedem dieser Bereiche die Kalibrierungskurve mittels einer Kurvenanpassung für $T(H)$ bestimmt. Unter Verwendung dieser Funktionen werden die 2D-Temperaturfelder berechnet.

Die Erweiterung auf eine 3D-Messung, 3D-PIT, wird durch die Reduktion der 3D-Intensitätsverteilung, bereitgestellt mittels Tomo-PIV, auf 3D-Punktkoordinaten ermöglicht. Dieses Vorgehen wird in Abschnitt 3.4.4 weiter ausgeführt. Die erhaltenen Informationen werden gemeinsam mit der 3D-Kalibrierung und der Farb-Temperatur-Kalibrierung verwendet, um die Temperaturwerte dem 3D-Raum zuzuweisen. Diese 3D-Temperaturverteilung ist zu den Aufnahmezeitpunkten, t und $t + \Delta t$, verfügbar. Die Geschwindigkeit wird zwischen zwei Zeitschritten, also zum Zeitpunkt $t + \frac{\Delta t}{2}$, ermittelt. Das kombinierte Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld kann daher auf mehrere Arten berechnet werden. Das Geschwindigkeitsfeld mit kann mit Temperaturfeld des ersten oder des zweiten Aufnahmezeitpunkts kombiniert werden - oder auch mit beiden. Da Informationen nicht mehrfach verwendet werden sollen, wird die letzte Möglichkeit ausgeschlossen. Da die zwei anderen Varianten gleichwertig sind, wird in der vorliegenden Arbeit jeweils das erste der Temperaturfelder mit dem Geschwindigkeitsfeld kombiniert, um die 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder zu erstellen.

3.4.2 Aufnahme der Farbbilder

Farbkameras bestehen üblicherweise aus einem monochromen Hellichtsensoren, der zusätzlich mit einem Bayer-Filter [11] versehen wird, der selektiv nur rotes, grünes oder blaues Licht auf einen entsprechenden Pixel treffen lässt und dadurch eine Farbbestimmung erlaubt. Dabei wird häufig der grüne Pixel doppelt belegt. Die resultierende Farbe lässt sich auf verschiedene Weisen im rot-grün-blau-Farbraum errechnen. Da im Versuchsaufbau Kameras der Firma PCO zum Einsatz kommen, werden zwei verschiedene Methoden zur Farb-

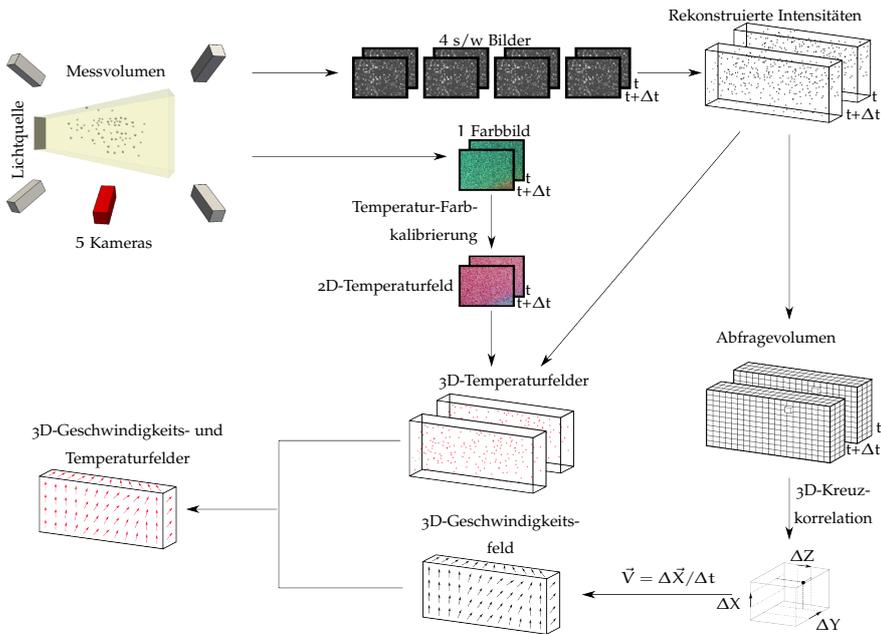


Abbildung 23: Ablaufplan der kombinierten Tomo-PIV-PIT basierend auf der Datenaufnahme mit fünf Kameras. Auf der Tomo-PIV-Seite der Kette wird die Intensitätsverteilung berechnet und in die Abfragevolumina unterteilt. Eine 3D-Kreuzkorrelation liefert die Verschiebung, aus der das Geschwindigkeitsfeld berechnet wird. Eine Temperatur-Farbkalibrierung wird durchgeführt, um das 2D-Farbbild in ein 2D-Temperaturfeld zu transformieren. Anschließend liefert die Kombination mit der Intensitätsverteilung das 3D-Temperaturfeld. Dieses wird mit dem Geschwindigkeitsfeld kombiniert, um das simultan Geschwindigkeits- und Temperaturfeld bereitzustellen.

berechnung gegeneinander getestet. Einmal die Berechnung, unter Verwendung von 4x4 Pixeln entsprechend der Bedienungsanleitung der Kameras [61] und eine klassische Berechnung auf Basis eines 2x2 Pixel Bayer-Filters. Beide Farbfiler-Methoden sind in Abbildung 24 illustriert. Dargestellt ist ein virtueller Pixel P_x , um den sich die RGB-Farbmatrix anordnet. Die Pixel sind fortlaufend hochgezählt und zur Veranschaulichung eingefärbt. Der Bayer-Filter ist als Ausschnitt des PCO-Filters visualisiert.

Der Kernel des PCO-Farbfiler [61] benutzt die folgenden Gewichte, um die Farbe zu errechnen:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{rot}} &= \frac{9 R_{11} + 3 R_3 + 3 R_9 + R_1}{16} \\
 P_{\text{grün}} &= \frac{G_7 + G_{10}}{2} \\
 P_{\text{blau}} &= \frac{9 B_6 + 3 B_8 + 3 B_{14} + B_{16}}{16}
 \end{aligned}$$

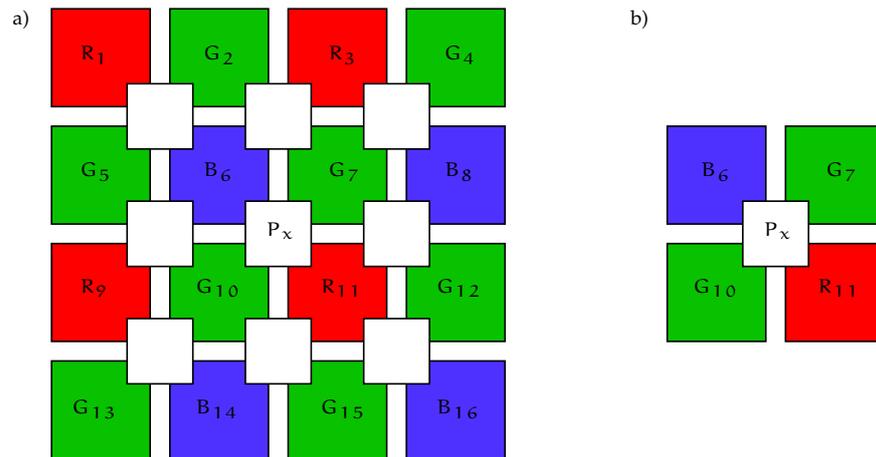


Abbildung 24: Gezeigt wird eine Illustration der zwei getesteten Farbfilter. Der virtuelle Pixel P_x sowie die echten Farbpixel sind markiert. a) zeigt den 4×4 -Pixelaufbau des von PCO empfohlenen Farbfilters und b) zeigt den 2×2 -Pixelaufbau eines Bayer-Filters.

Hierbei geben die R_i , G_j bzw. B_k den entsprechenden Farbwert des physikalischen Pixels des Kamerasensors an. Der Bayer-Filter hingegen hat die einfachere folgende Form [11]:

$$\begin{aligned} P_{\text{rot}} &= R_{11} \\ P_{\text{grün}} &= \frac{G_7 + G_{10}}{2} \\ P_{\text{blau}} &= B_6 \end{aligned}$$

Bei den Vorbereitungen der Messreihen wurde festgestellt, dass für die kleinen TLC-Partikel der Bayer-Filter ein besseres Ergebnis liefert. Der PCO-Farbfilter führte für diese kleinen Partikel zu einem teils verschwommenen Ergebnis, wenn sich Teilchen zu nahe gekommen sind. Gleichzeitig dunkelte der Filter ansonsten, aufgrund des größeren Mittelungsgebiets, stärker ab. Aufgrund dieser zwei Eigenschaften wird im Folgenden nur der Bayer-Filter verwendet.

Bei den Beleuchtungsbedingungen der Messung wird zur besseren Visualisierung der Daten ein Weißabgleich durchgeführt. Dafür wird das durchschnittliche RGB-Spektrum ermittelt und anschließend auf ein 50% gesättigtes Neutralgrau abgeglichen. Auf diese Weise entstehen Partikelbilder, wie sie auch vom menschlichen Auge wahrgenommen werden. Dieser Schritt ist nicht zwangsweise nötig für die Temperaturmessungen, denn ein abweichendes Verhalten würde von der Kalibrierung erfasst und berücksichtigt. Der Weißabgleich ist für eine Messung und die anschließende Farb-Temperatur-Kalibrierung festgelegt.

3.4.3 Farb-Temperatur-Kalibrierung

Im nachfolgenden Abschnitt wird dargelegt, wie aus den Farbinformationen einer Partikelaufnahme eine Temperatur berechnet wird. Dabei wird zuerst die Repräsentation von Farben in anderen Farbräumen, die sich besser für die Methode eignen, vorgestellt. Anschließend wird das Kernstück der Methode, die Farb-Temperatur-Kalibrierung, erläutert.

3.4.3.1 Farbräume

Von Dabiri [21] wurde gezeigt, dass sich andere Farbräume besser eignen, um Flüssigkristall-Partikel zur Temperaturmessung zu verwenden, als der RGB-Farbraum. In diesem sind die Farbinformation über alle drei Kanäle, RGB, verteilt. Es existieren jedoch verschiedene Farbräume, die die Farbinformation in einem einzigen Kanal enthalten und somit geeigneter für die benötigte Farb-Temperatur-Kalibrierung sind. Zwei Farbräume sind hierbei hervorzuheben, da sie bereits häufig Anwendung fanden [21]:

- HSL, Farbtonwert, Sättigung, Helligkeit aus dem Englischen Hue, Saturation, Lightness
- HSV Farbtonwert, Sättigung, Hellwert aus dem Englischen Hue, Saturation, Value

In der vorliegenden Arbeit wird, um die Temperatur aus der Farbe der Flüssigkristall-Partikel zu bestimmen, die Transformation aus dem RGB- in den HSL-Farbraum gewählt. Der Farbtonwert, H, repräsentiert die pure Farbinformation und ist üblicherweise in Einheiten von $[0^\circ..360^\circ]$ definiert:

$$H := \begin{cases} 0, & \text{für } \max(r, g, b) = \min(r, g, b) \\ 60^\circ \cdot \left(0 + \frac{g-b}{\max(r, g, b) - \min(r, g, b)}\right), & \text{für } \max(r, g, b) = r \text{ und } g \geq b \\ 60^\circ \cdot \left(2 + \frac{b-r}{\max(r, g, b) - \min(r, g, b)}\right), & \text{für } \max(r, g, b) = g \\ 60^\circ \cdot \left(4 + \frac{r-g}{\max(r, g, b) - \min(r, g, b)}\right), & \text{für } \max(r, g, b) = b \\ 60^\circ \cdot \left(6 + \frac{g-b}{\max(r, g, b) - \min(r, g, b)}\right), & \text{für } \max(r, g, b) = r \text{ und } g < b \end{cases}$$

Die Sättigung, S, beschreibt die Weißheit einer Farbe und ist im Intervall von $[0..1]$ definiert. Dabei bedeuten niedrige Werte eine graue Farbe, wohingegen hohe Werte die reine gesättigte Farbe darstellen. Der Hellwert, L, beschreibt eine kombinierte Helligkeit und ist über

$$L := \frac{\max(r, g, b) + \min(r, g, b)}{2}$$

definiert. Es ist direkt zu erkennen, dass auch hier eine Definition auf dem Intervall von $[0..1]$ vorliegt. Der Vollständigkeit halber sollte

3.4 KOMBINATION VON TOMO-PIV UND PIT

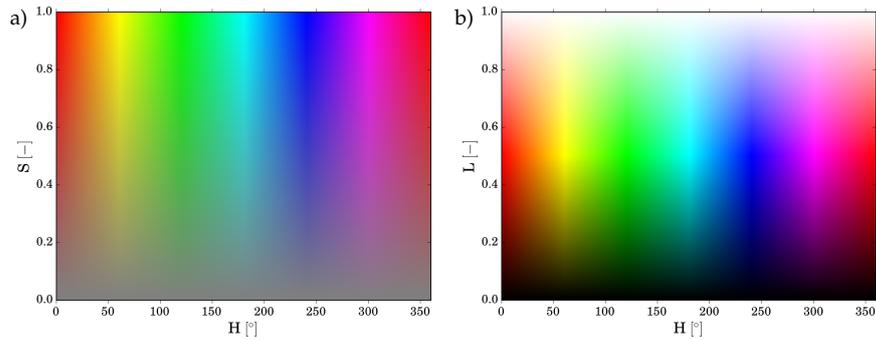


Abbildung 25: Gezeigt ist eine Illustration des HSL-Farbraums. a) zeigt den Farbverlauf für S gegen H bei $L = 0,5$. b) illustriert den Farbverlauf für L gegen H bei $S = 1,0$.

erwähnt werden, dass der Parameter, V , die reine Helligkeit repräsentiert und durch $V := \max(r, g, b)$ definiert ist.

Beide Werte, L und V , haben insofern dieselbe Eigenschaft, dass 0 schwarz und 1 die helle Farbe darstellen. Der HSL-Farbraum ist zusätzlich in Abbildung 25 illustriert. In Teil a) der Abbildung ist der Farbverlauf für S gegen H bei $L = 0,5$ dargestellt und in b) ist der Farbverlauf für L gegen H bei $S = 1,0$ veranschaulicht.

Die beiden Parameter L und V können für die Partikeldetektion verwendet werden. Um letztendlich die Entscheidung für einen der Parameter und somit für einen Farbraum zu treffen, wurden mit synthetischen Daten die Rekonstruktionseffizienzen untersucht. Auch wurde die Rekonstruktion auf den experimentellen Daten bewertet. Es hat sich gezeigt, dass bei der Verwendung von L eine leicht verbesserte Partikeldetektion möglich ist. Daher wurde der HSL-Farbraum gegenüber dem HSV-Farbraum bevorzugt.

3.4.3.2 Farb-Temperatur-Kalibrierungsfunktion

Wie von Dabiri [21] berichtet, lässt die Farbreflexion der Flüssigkristall-Partikel eine deutliche Blickwinkelabhängigkeit erkennen. Diese muss bei großen Messvolumen, d.h. großen Blickwinkelunterschieden, berücksichtigt werden. In der vorliegenden Arbeit, wird diese Voraussetzung durch eine Unterteilung des Farbkamerabildes in kleinere Abfragefenster erfüllt. Schließlich wird in jedem dieser Bereiche, die Kalibrierungskurve für den betrachteten Temperaturbereich durch eine Kurvenanpassung unter Verwendung der folgenden Gleichung zur Schätzung der Parameter p_i bestimmt:

$$T(H) = \underbrace{-\frac{p_0}{H - p_1}}_{\text{Divergenz}} + \underbrace{p_2}_{\text{Offset}} + \underbrace{p_3 \cdot (H - p_1)}_{\text{Konstante Steigung}} \quad (15)$$

Diese Funktion wird entsprechend des Abschnitts 3.5.2 gewählt, um die Eigenschaften der TLC-Partikel widerzuspiegeln. So gibt es einen Grenzwert, ab dem die Partikel keine Farbinformationen mehr liefern. Dieses Verhalten wird in der Funktion durch die Divergenz berücksichtigt. Als weitere Eigenschaft reflektieren die Partikel erst ab einer gewissen Temperatur Farben. Dieses Verhalten wird als Offset-Parameter erfasst. Im mittleren Bereich gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen H und der Temperatur [21], der durch einen Term mit konstanter Steigung berücksichtigt wird.

3.4.4 3D-Intensitätsfilter

Der 3D-Intensitätsfilter wird benötigt, um die 3D-Raumkoordinaten der TLC-Partikel aus der Intensitätsverteilung zu berechnen. Da während der tomografischen Rekonstruktion der Intensitäten eine Gaußsche Unschärfe erzeugt wird, muss diese berücksichtigt werden und es ist zu erwarten, dass eine Gaußsche Verteilung um den zentralen Wert vorliegt. Es wird mit dem höchsten Intensitätswert in der gesamten Intensitätsverteilung begonnen, der die Position auf Voxelgenauigkeit enthält, \bar{X}_{vox}^i . Um die genaue 3D-Position zu erhalten und gleichzeitig Rechenzeit zu sparen, wird das Root-Toolkit [13] verwendet. Damit wird für jede Raumrichtung eine 1D-Gaußsche Kurvenanpassungen am Ort \bar{X}_{vox}^i durchgeführt. Das Ergebnis ist eine verbesserte initiale Bestimmung der 3D-Position der Partikel, $\bar{X}_{\text{fit},1d}^i$. Da sich die resultierenden Koordinaten in verschiedenen Ebenen leicht unterscheiden können, wird $\bar{X}_{\text{fit},1d}^i$ als Initialisierungswert für eine nachfolgende 3D-Gaußsche-Kurvenanpassung verwendet. Darüber hinaus hat sich dieses Verfahren im Vergleich mit einer direkten 3D-Gaußschen-Kurvenanpassung als stabiler erwiesen. Der so erhaltene 3D-Zentralwert wird abgespeichert und anschließend in der Tomo-PIT verwendet. Danach werden die Intensitäten, die für die Anpassung berücksichtigt wurden, entfernt. Anschließend wird dieser Prozess mit der nächstkleineren Intensität analog durchgeführt, bis alle Intensitäten verarbeitet sind.

3.5 IMPFPARTIKEL

Für partikelbasierte Messtechniken, wie die PIV, PTV und PIT, siehe die vorangegangenen Abschnitte 3.1, 3.2 und 3.3, ist die Auswahl der Impfpartikel von großer Bedeutung. Besonderes Gewicht liegt auf der Auswahl der Partikel für die in Abschnitt 3.4 vorgestellte Kombination von Tomo-PIV und PIT. Für die vorliegende Arbeit wird mit zwei verschiedenen Arten von Impfpartikeln gemessen. Deren Auswahl wird im Folgenden erläutert.

3.5.1 *Latex-Partikel*

Die Latex-Partikel bestehen aus einem Zweikomponentenaufbau: Einem Latex-Kern und einer TiO_2 -Beschichtung, die in einem Walzprozess gleichmäßig auf die Oberfläche der Partikel aufgebracht wird. Diese Beschichtung erhöht die Lichtstreuungseffizienz der Partikel bedeutend, während sich durch den Latex-Kern eine kombinierte Teilchendichte ähnlich der Dichte von Wasser ergibt. Dieser Umstand konnte durch Zugabe der Teilchen in einen kleinen Behälter mit Wasser bei 21°C und das Überprüfen der Partikelkonzentration validiert werden. Innerhalb von 24 Stunden setzte sich nur ein winziger Bruchteil der Partikel an den Gefäßgrenzen fest - die übrigen Partikel verblieben schwebend im Fluid. Somit können die Partikel als auftriebsneutral betrachtet werden. Die Partikelgröße wurde so gewählt, dass die Abbildung der Teilchen auf dem CCD-Chip der Kamera mindestens eine Größe von 1,5 – 2 Pixel erreicht. Somit ist eine Erfassung der Partikelposition auf dem CCD-Chip mit Subpixel-Genauigkeit möglich [50].

3.5.2 *Flüssigkristall-Partikel*

Im Folgenden wird auf die thermochromen Flüssigkristall-Partikel (TLC, engl. thermochromic liquid crystals) eingegangen. Diese werden für die simultanen 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessungen in Abschnitt 4.2.2 verwendet. Nach einem kurzen historischen Überblick, folgt eine Erklärung der speziellen Eigenschaften dieser TLC-Partikel sowie deren Anwendung im Experiment.

3.5.2.1 *Historischer Überblick*

Flüssigkristalle (LC, engl. liquid crystals) wurden gegen Ende des 19ten Jahrhunderts entdeckt. Allerdings herrscht bis heute Unklarheit darüber, wer als deren Entdecker benannt werden soll. Denn es ist unumstritten, dass sowohl Otto Lehmann, ein deutscher Physiker, als auch Friedrich Reinitzer, ein österreichischer Botaniker, bedeutende Beiträge geliefert haben. Die gängige Lesart ist, dass die ursprüngliche Beobachtung und Entdeckung des flüssig-kristallinen Zustandes Reinitzer im Jahr 1888 [67] zugeschrieben wird.

Er präparierte ein Cholesteryl-Benzoat, bei dem es so erschien, als würden zwei Schmelzpunkte existieren:

1. Bei exakt 145°C schmolz das feste weiß-kristalline Cholesteryl-Benzoat und wurde trüb
2. Bei exakt 179°C , nach weiterem Erhitzen, verschwand die Trübung wieder

Die ursprüngliche Verwendung des Begriffs „Flüssigkristall“ wird Lehmann zugeschrieben. Er untersuchte die Proben von Reinitzer, so wie auch weitere Substanzen, und sprach erstmals von „fließenden Krystallen“ [51]. Er leitete diesen Begriff aus der, in der Flüssigkeit beobachteten, Doppelbrechung ab. Dieses Phänomen war zum damaligen Zeitpunkt nur in festen Kristallen bekannt.

Friedel [29] und Vorländer [90] haben in den 1920er Jahren erste, grundlegende Untersuchungen an Flüssigkristallen vorgenommen. Friedel führte die drei großen, heute bekannten, flüssigkristallinen Phasen ein, die im nachfolgenden Abschnitt 3.5.2.3 näher erläutert werden:

- Nematische Phase
- Smektische Phase
- Kolumnare Phase

Vorländer erkannte die grundlegende Funktionsweise der Flüssigkristalle. Er postulierte, dass es einen Zusammenhang zwischen den Reflexionsfarben, der starken optischen Drehung der Kristallebenen und der optischen Aktivität der Moleküle geben muss. Dies konnte inzwischen belegt werden und wird ebenfalls im nachfolgenden Abschnitt konkretisiert.

Lange Zeit herrschte überwiegend akademisches Interesse an Flüssigkristallen. Erst 1968 wurde ihnen technisches Interesse zuteil als Heilmeier und Zanoni [37] die elektrooptische Schaltbarkeit der TLC-Partikel entdeckten. Damit legten sie den Grundstein für die heute weit verbreiteten Flüssigkristall-Bildschirme (engl. liquid crystal display, LCD).

3.5.2.2 *Eigenschaften*

Flüssigkristalle zählen zur Gruppe der weichen Materie und besitzen, laut Lehmann [51], Eigenschaften, die sowohl Flüssigkeiten als auch Kristallen zugeschrieben werden. Der Phasenübergang am Schmelzpunkt von fest nach flüssig führt dabei anfangs nicht dazu, dass die Flüssigkristalle tatsächlich flüssig werden. Vielmehr wechseln sie in einen sogenannten flüssig-kristallinen Zustand. In dieser flüssig-kristallinen Phase, ist das Material zwar flüssig, zeigt jedoch gleichzeitig anisotrope Eigenschaften, die aus der Orientierung der LC-Moleküle resultieren. Erst beim weiteren Erwärmen und dem Erreichen des zweiten Schmelzpunkt, verhalten sie sich, wie normale Flüssigkeiten. Zusätzlich werden sie durchsichtig, weswegen dieser Punkt auch als Klärungspunkt bezeichnet wird.

In Abbildung 26 ist die Kategorisierung der Flüssigkristalle entsprechend der historischen Arbeit von Friedel [29] mit den Neuerungen, z.B. nach [34], dargestellt. Die für diese Arbeit relevanten

LCs, sind temperatursensitiv und werden entsprechend thermochrome Flüssigkristalle genannt. Ihre Kategorisierung ist in Abbildung 26 in rot hervorgehoben.

Flüssigkristalle teilen sich in zwei Kategorien auf: thermotrope und lyotrope Flüssigkristalle. Thermotrope Flüssigkristalle reagieren auf Temperatureinflüsse und ggf. auch Druck. Lyotrope LCs werden in Lösungsmitteln verwendet und sind sensitiv auf deren Konzentration. Die temperatursensitiven Flüssigkristalle sind untergruppiert in smektische und nematische Kristalle. Die Moleküle der smektischen TLCs richten sich in die gleiche Richtung aus. Zusätzlich ordnen sich die Moleküle in Schichten, die senkrecht zur Ausrichtung sind, an. Die Moleküle der nematischen LCs richten sich zwar ebenfalls in die gleiche Richtung aus, jedoch ist die Fernordnung weniger stark ausgeprägt. Die nematischen TLCs können entweder optisch aktiv oder inaktiv sein. Ist eine flüssigkristalline Substanz optisch aktiv, so kann sie hauptsächlich auf Cholesterin (oder anderen Sterolen) basieren und wird zur cholestrischen Unterkategorie gezählt. Basieren die optisch aktiven Eigenschaften hingegen auf anderen Molekülen, so sind die TLCs der Gruppe der chiral nematischen Flüssigkristalle zugehörig. Es existieren auch TLCs, die sowohl Sterole als auch Nicht-Sterole als optisch aktive Moleküle vereinen, diese sind der kombinierten Kategorie zugeordnet.

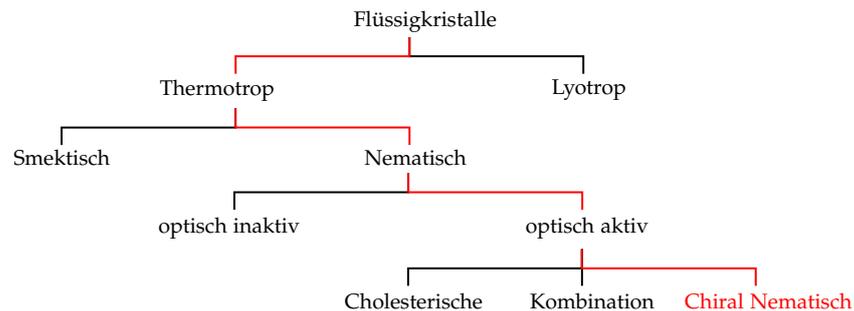


Abbildung 26: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Kategorien von Flüssigkristallen, nach [34]. In rot ist die in dieser Arbeit verwendete Kategorie der LC hervorgehoben.

3.5.2.3 Funktionsweise

Der folgende Abschnitt erläutert die Funktionsweise der chiral nematischen TLCs. In der optisch aktiven flüssigkristallinen Phase sind die Moleküle in Schichten organisiert, die parallel zueinander angeordnet sind. Die vorherrschende Orientierungsrichtung der Moleküle in einer Schicht wird durch den Vektor \vec{r} beschrieben, der in zwei benachbarten Schichten nicht gleich ist. Das Resultat der unterschiedlichen Vektoren sind die optisch anisotropen Eigenschaften der TLCs. Durch die Drehung von \vec{r} um einen Winkel θ zwischen zwei

benachbarten Ebenen, wird einfallendes, unpolarisiertes weißes Licht in zwei linear polarisierte Anteile gespalten, die sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Dabei rotieren ihre Polarisationsachsen schnell, typischerweise mit $18000^\circ - 36000^\circ$ bzw. 50–100 Umdrehungen pro Millimeter, siehe Ferguson [26]. Entsprechend der Bragg-Reflexion, siehe Gerthsen und Meschede [31], in festen Kristalle hängen die reflektierten Wellenlängen zusätzlich vom Blickwinkel ab. Die wichtige Länge für die Bragg-Reflexion ist die Rotationslänge, P , die die Länge beschreibt für die \vec{r} eine volle Umdrehung durchläuft, also weniger als 1/50 Millimeter. Dieses Verhalten ist in Abbildung 27 veranschaulicht, nach Hallcrest Company [34].

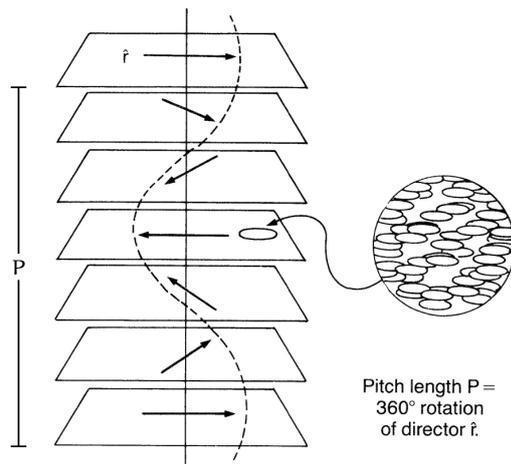


Abbildung 27: Illustration einer chiral-nematischen TLC Struktur. Die vorherrschende Orientierungsrichtung ist durch \vec{r} markiert und folgt einem spiralförmigen Weg innerhalb des Mediums, nach [34].

Unterliegen allgemeine kristalline Strukturen thermischen Einflüssen, werden sie beispielsweise erwärmt, so führt die thermische Ausdehnung zu einer geringfügigen Erhöhung der Rotationslänge. Bei Flüssigkristallen im optisch aktiven Bereich treten hingegen zwei entgegengesetzte Mechanismen auf. Analog zu normalen Kristallen, wird durch zunehmende Temperatur die molekulare Distanz und somit P vergrößert. Der Verschiebungswinkel zwischen dem \vec{r} zweier benachbarter Schichten, θ , steigt mit zunehmender Temperatur stark an, wodurch P deutlich abnimmt. In fast allen, wie auch bei denen in dieser Arbeit verwendeten, TLC-Partikel überwiegt der zweite Vorgang im Vergleich zum ersten deutlich [34]. Somit führt eine zunehmende Temperatur zu einem abnehmenden P und zu einer Reduzierung der reflektierten Wellenlänge. Daraus resultiert die, für Temperaturmessungen benötigte, Abhängigkeit der reflektierten Wellenlänge von der Temperatur.

3.5.2.4 Anwendung im Experiment

Für die in Abschnitt 4.2.2 präsentierte Messung werden TLC-Partikel der Firma Hallcrest mit der Bezeichnung *R18C6* eingesetzt. Sie haben ein deklariertes Farbspiel zwischen 18 und 24 °C. Unter den experimentellen Gegebenheiten erwies sich dieses Spektrum als deutlich kleiner, sodass maximal ein optisch aktiver Bereich von 18 bis 21 °C verwendet werden konnte. Diese Verkleinerung des sensitiven Bereichs wird auch in anderen Studien von Ciofalo et. al. [18] und Schmeling et. al. [74] beobachtet.

Um eine ausreichend große Abbildung auf der 2×2 Bayer-Matrix der CCD-Kamera zu erreichen, ist die Verwendung von Partikeln mit einer Größe von mindestens 100 μm nötig. Hallcrest liefert TLC-Partikel mit einem breiten Spektrum von Größen. In Abbildung 28 ist eine Durchlicht-Mikroskop-Aufnahme einer Probe der eingesetzten, TLC-Partikel gezeigt. Das Bild wurde zur besseren Sichtbarkeit invertiert und das Mikroskop so eingestellt, dass die großen Partikel besonders gut sichtbar sind. Aus diesen Teilchen werden mittels mehrerer Siebe die Teilchen mit einer Größe zwischen 100 und 110 μm ausgewählt.

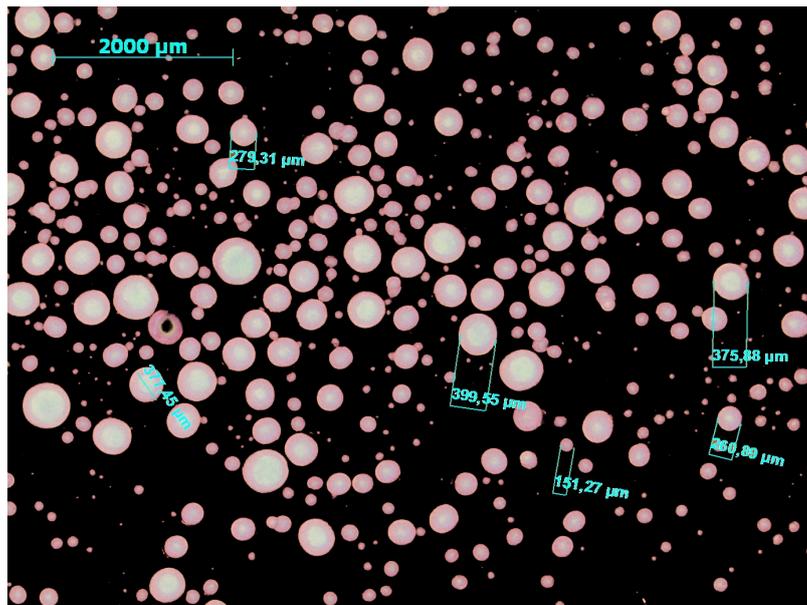


Abbildung 28: Durchlicht-Mikroskop-Aufnahme der gekapselten TLC-Teilchen der Hallcrest-Company mit der Bezeichnung *R18C6*. Zur besseren Sichtbarkeit ist das Bild invertiert.

Prinzipiell sind möglichst große Partikel wünschenswert, da sie mehr Licht streuen und somit die Signalqualität verbessern. Aber zu große Partikel habe gleichzeitig eine Vielzahl an Nachteilen. Für die vorliegende Arbeit ist der wichtigste Faktor die Verfügbarkeit von großen Partikeln, denn die größten TLC-Partikel sind gleichzeitig am

seltensten vorhanden. Zusätzlich weichen sie am stärksten von der gewünschten Kugelform ab. Eine weitere und vor allem nicht einfach zu quantifizierende Größe, ist die Temperaturleitung ins Innere des Kristalls. Bei größeren Partikeln, ist es möglich, dass nicht alle optisch aktiven Teile auf dieselbe Temperatur reagieren. Auch kann das Folgeverhalten, siehe Abschnitt 3.5.3, beeinträchtigt werden. Aus den genannten Gründen wird mit Partikeln der minimal benötigten Größe gearbeitet. Es werden dazu die TLC-Partikel mit einem Durchmesser von 100 bis 110 μm ausgewählt.

Außerdem weicht die Dichte der TLC-Partikel von der Dichte von Wasser ab. Um die Dichte des Arbeitsfluids an die Partikel anzupassen, wird dem Wasser Glykol beigemischt. Da auch die Dichte der Partikel untereinander streut, werden im ersten Schritt, die gröÙenselektierten TLC-Partikel in ein Observationsgefäß gegeben. Unter Verwendung von hochreinem Wasser und chemisch reinem (99,9%) Mono-Ethylen-Glykol wird das Auftriebsverhalten der TLC-Partikel bei zunehmender Wasser:Glykol-Konzentration beobachtet. Nach einer Ruhephase der Mischung von zwei Stunden, wird das qualitative Verhalten der Teilchen bewertet. Das Ergebnis ist in Abbildung 29 illustriert. Gezeigt ist das qualitative Auftriebsverhalten der TLC-Partikel mit zunehmender Wasser:Glykol-Konzentration. Es wird deutlich, dass für ein Massenmischungsverhältnis von Wasser:Glykol = 7 : 3 das beste auftriebsneutrale Verhalten erzielt wird.

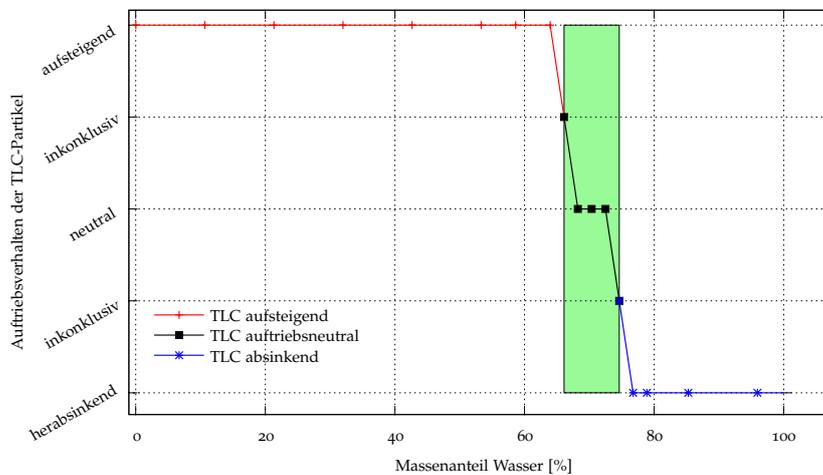


Abbildung 29: Auftriebsverhalten der gröÙenselektierten TLC-Partikel mit einer Größe zwischen 100 und 110 μm in Abhängigkeit des Wassermassenanteils in dem Wasser-Glykol-Gemisch. Angegeben ist der Massenanteil von Wasser in Prozent. In grün hervorgehoben ist der optimale Arbeitsbereich bei einem Wasseranteil von circa 70 %.

Für die Messreihen werden sowohl die Konvektionszelle als auch ein Selektionsgefäß mit einer Wasser-Glykol-Mischung mit exakt diesem Mischungsverhältnis befüllt. Die größenselektierten TLC-Partikel werden in das Selektionsgefäß gegeben und mehrere Stunden ruhen gelassen. Abschließend werden alle Partikel entnommen, die sich nicht an den Grenzen abgesetzt haben und noch im Zentrum des Gefäßes verblieben sind. Diese haben nun die exakte Dichte des Arbeitsfluids und können für die Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen verwendet werden.

3.5.3 Stokes-Zahl

Bei partikelbasierten Messungen ist es von besonderer Bedeutung, dass die Impfpartikel nicht-invasiv sind, d.h. dass sie die Strömung, von der sie advektiert werden, nicht beeinflussen. Als quantitatives Maß dafür, wie gut eingebrachte, auftriebsneutrale Teilchen einer Strömung folgen, dient die Stokes-Zahl

$$\text{St} := \frac{t_p}{t_F},$$

die als Verhältnis der charakteristischen Zeit t_p , mit der ein Partikel seine Bewegung aufgrund der äußeren Umströmung anpasst, und der charakteristischen Zeit t_F , in der das Fluid selbst durch äußere Einflüsse seine Geschwindigkeit ändert, definiert ist. Werden die Teilchen als kugelförmig angenommen und ist der Partikeldurchmesser D_p hinreichend klein, so ergibt sich für die Näherung zäher Fluide:

$$t_p = D_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}.$$

Dabei bezeichnet ρ_p die Dichte der Partikel und μ die dynamische Viskosität des umgebenden Fluids. t_F kann über die charakteristische Geschwindigkeit $|\vec{u}|$ im Observationsvolumen und die charakteristische Länge des Volumens, hier Höhe der Konvektionszelle l_y , beschrieben werden. Es ergibt sich die folgende Formulierung der Stokes-Zahl [66] als

$$\text{St} = \frac{\rho_p D_p^2 |\vec{u}|}{18\mu l_y}.$$

Bei kleinen Stokes-Zahlen $\text{St} \ll 1$ kann davon ausgegangen werden, dass die Impfpartikel der Strömung direkt folgen und das Strömungsfeld nicht beeinflussen [66]. Dieses Kriterium beschränkt die Größe der Partikel nach oben.

Gleichzeitig dürfen aber Impfpartikel nicht mit einer zu geringen Größe gewählt werden, weil sie optisch sichtbar bleiben und zudem gute Lichtstreueigenschaften aufweisen müssen. Typischerweise werden für optische Messverfahren in Flüssigkeiten Impfpartikel der Größenordnungen ($1 \leq D_p \leq 1000$) μm verwendet, die beiden Anforderungen gerecht werden können, siehe [65].

Abbildung 30 zeigt die Abhängigkeit der Stokes-Zahl von der charakteristischen Geschwindigkeit. Dabei ist das Verhalten der $100\ \mu\text{m}$ großen TiO_2 -Partikel in einem Wassereperiment als gestrichelte Linien dargestellt. Analog ist die Abhängigkeit die TLC-Partikel in einem Wasser-Glykol-Gemisch mittels durchgezogener Linien symbolisiert. In grün eingefärbt sind die Kurven für die kleine Konvektionszelle mit einer vertikalen Abmessung von $l_y = 0,1\ \text{m}$ und in blau die Kurven für die große Konvektionszelle mit $l_y = 0,5\ \text{m}$. Wird die Bedingung $\text{Stk} \ll 1$ interpretiert als $\text{St} < 0,005$, so ergibt sich als kleinste obere Grenze für eine charakteristische Geschwindigkeit $0,075\ \text{m/s}$ für die Verwendung von TiO_2 -Partikeln in der kleinen Konvektionszelle. Dieser Wert liegt mehr als eine ganze Größenordnung über den gemessenen Geschwindigkeiten in Abschnitt 4.1.

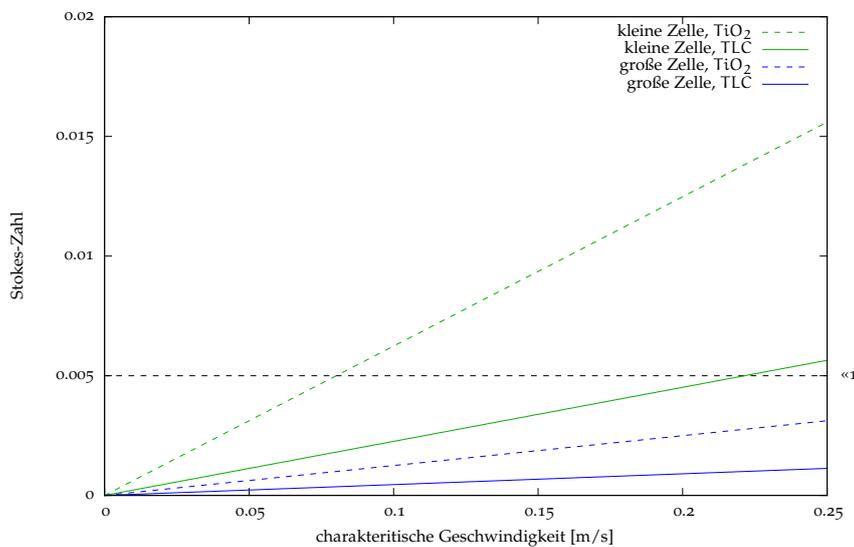


Abbildung 30: Abhängigkeit der Stokes-Zahl von der charakteristischen Geschwindigkeit. Die Abhängigkeit der $100\ \mu\text{m}$ großen TiO_2 -Partikel in einem Wassereperiment ist als gestrichelte Linien dargestellt. Analog ist die Abhängigkeit die TLC-Partikel in einem Wasser-Glykol-Gemisch mittels durchgezogener Linien symbolisiert. In grün eingefärbt sind die Kurven für die kleine Konvektionszelle mit $l_y = 0,1\ \text{m}$ und in blau die Kurven für die große Konvektionszelle mit $l_y = 0,5\ \text{m}$.

Für die große Konvektionszelle ist diese Geschwindigkeit bereits auf $0,5\ \text{m/s}$ gestiegen und liegt ebenfalls mehr als eine Größenordnung über den gemessenen Geschwindigkeiten in Abschnitt 4.2.1. Für die simultane Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessung aus Abschnitt 4.2.2, werden die TLC-Partikel in der großen Zelle verwendet. Als Grenze für die charakteristische Geschwindigkeit erhält man $1,0\ \text{m/s}$. Dies liegt bereits mehr als einen Faktor 15 über den tatsächlich gemessenen Geschwindigkeiten. Daraus folgt, dass die verwendeten Impfpartikel in allen gemessenen Fällen der Strömung gut

folgen und vertrauenswürdige Geschwindigkeiten gemessen werden können.

3.6 AUSREISSERERKENNUNG

Das Ende einer Auswertungskette aus PIV, PTV oder auch deren dreidimensionalen Varianten bilden die Geschwindigkeitsfelder der vermessenen Strömung. Diese können allerdings Rekonstruktionsfehler aus den einzelnen Arbeitsschritten der Algorithmen enthalten. Daher wurde für die vorliegende Arbeit eine dreidimensionale Ausreißerererkennung implementiert. Diese wird verwendet, um fehlerhafte Vektoren in den Geschwindigkeitsfeldern zu identifizieren und zu ersetzen.

Diese Ausreißerererkennung verwendet einen dreistufigen Algorithmus, der es erlaubt, die verschiedenen Parameter immer entsprechend der Strömung anzupassen. Grundsätzlich hat sich gezeigt, dass aufgrund der begrenzten Auflösung der Kameras bei gleichzeitig untersuchten großen Messvolumen eine untere Schranke für die Geschwindigkeitsauflösung besteht. Bei den resultierenden Geschwindigkeitsfeldern können für die Ausreißerererkennung nur Vektoren mit einem Geschwindigkeitsbetrag größer als 0,15 mm/s betrachtet werden, da alle kleineren Bewegungen unterhalb der Rauschgrenze liegen und somit nicht zur verlässlichen Korrektur verwendet werden können.

Im ersten Schritt wird als Parameter eine obere Grenze für die absolute Geschwindigkeit gesetzt, die deutlich oberhalb der zu erwartenden Geschwindigkeiten liegt. Sollte ein Vektor diese Geschwindigkeit überschreiten, so wird er durch den Durchschnitt seiner 26 Nachbarvektoren ersetzt.

Der zweite Schritt ist eine relative Ausreißerererkennung basierend auf der Annahme, dass nur begrenzt große Geschwindigkeitsgradienten in einer Strömung physikalisch sinnvoll und zu erwarten sind. Hier wird jeder Vektor \vec{V}_i bezüglich seiner absoluten Geschwindigkeit mit seinen umliegenden 26 Vektoren $\vec{V}_{i,u}$, mit $u = 1 \dots 26$, verglichen. Sollte die relative Geschwindigkeit

$$p = \frac{\text{abs}(\vec{V}_i)}{\text{abs}(\vec{V}_{i,u})}$$

um mehr als einen maximal zulässigen Prozentsatz p_{\max} , entsprechend $1 - p_{\max} < p < 1 + p_{\max}$, abweichen, so wird dies gezählt. Anschließend wird für alle weiteren Vektoren u getestet und ggf. gezählt wie viele Abweichungen N zu Vektor i insgesamt existieren. Es wird hier eine maximale erlaubte Grenze N_{\max} gesetzt und beim Überschreiten, $N > N_{\max}$, wird \vec{V}_i durch den Durchschnitt seiner 26 benachbarten Vektoren ersetzt.

Sollte, wie bei den vorliegenden Messungen, eine ausreichende Zeitauflösung vorliegen, so kann auch noch eine zeitliche Ausreißererkennung durchgeführt werden. Hierbei wird $\vec{V}_{i,t}$ zum Zeitpunkt t mit seinem vorangegangenen und nachfolgenden Vektor verglichen, $\vec{V}_{i,t-\Delta t}$ bzw. $\vec{V}_{i,t+\Delta t}$. Es wird nun der Durchschnittsvektor gebildet

$$\vec{V}_{i,t}^{\text{avg}} = \frac{\vec{V}_{i,t-\Delta t} + \vec{V}_{i,t+\Delta t}}{2}.$$

Falls die Abweichung nicht im Intervall

$$50\% < \frac{\text{abs}(\vec{V}_{i,t}^{\text{avg}})}{\text{abs}(\vec{V}_{i,t})} < 150\%,$$

liegt, wird $\vec{V}_{i,t}$ durch den Durchschnitt seiner 26 Nachbarvektoren und den vierfach gewichteten Vektoren $\vec{V}_{i,t-\Delta t}$ und $\vec{V}_{i,t+\Delta t}$ ersetzt.

Abschließend wird das Feld bis zu fünf mal reevaluiert. Sollten weiterhin Vektoren nicht validiert werden können, so werden diese Vektoren auf einen ganzzahligen Wert von $V_i = -10000$ mm/s mit $i = X, Y, Z$ gesetzt. Dies ermöglicht es diese Vektoren von den validen Vektoren zu unterscheiden und sie bei einer weiteren Auswertung gesondert berücksichtigen zu können - dies trat jedoch in den erzielten Ergebnissen nicht auf.

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse diskutiert. Zuerst wird in Abschnitt 4.1 der laminar-turbulente Übergang von RB-Konvektion anhand von PTV untersucht. Im Anschluss wird der hoch-turbulente Bereich in Abschnitt 4.2 studiert. Hierzu wird eine Tomo-PIV-Messung zur Ermittlung der Geschwindigkeitsfelder, beschrieben in Abschnitt 4.2.1, durchgeführt. In Abschnitt 4.2.2 folgt die Präsentation der Ergebnisse, die mittels einer neuen Messtechnik zur simultanen Erfassung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern, erzielt wurden. Abschließend wird in Abschnitt 4.3 die Nutzung der Methode der 2D-Modenzerlegung erörtert, die eingesetzt wird, um quantitative Aussagen über die Entwicklung der Strömungsstrukturen vom laminaren bis weit in den hoch-turbulenten Bereich zu treffen.

4.1 STRÖMUNGSSTRUKTUREN IM LAMINAR-TURBULENTEN ÜBERGANG

Der folgende Abschnitt basiert auf der anstehenden Zeitschriftenveröffentlichung „*Experimental Study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample*“ von Horstmann, Schiepel und Wagner [40].

The following section is based on the upcoming journal-publication „*Experimental Study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample*“ by Horstmann, Schiepel and Wagner [40].

Im diesem Abschnitt werden die in RB-Konvektion entstehenden Strömungsfelder mittels PTV experimentell vermessen. Dabei wird die Transition von einer stationären Strömung bis hin zur hart-turbulenten Strömung untersucht. Es werden verschiedene globale Strömungszustände beobachtet, die im Folgenden zunächst aufgeführt und anschließend in Abschnitt 4.3 quantitativ mittels einer analytischen Zerlegung von Fourier-Moden in verschieden orientierten

Ebenen untersucht werden. Abschließend wird die beobachtete dynamische Entwicklung der Strömungsstrukturen diskutiert.

4.1.1 Experimentelle Parameter

Als experimentelle Umgebung dient die kleine Konvektionszelle, siehe Abschnitt 2.1. Die Strömungsstrukturen werden für Temperaturdifferenzen von $\Delta T = 0,15\text{ °C}$ bis $\Delta T = 32\text{ °C}$ und einer festen mittleren Prandtl-Zahl von $Pr = 6,9$ untersucht. Dies entspricht einem Rayleigh-Zahl-Bereich von $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ bis $Ra = 4,5 \cdot 10^8$. Es werden dabei insgesamt 20 Messpunkte untersucht - jeweils einer bei $\Delta T = 0,15, 0,5, 1$ und $1,5\text{ K}$ und im Bereich von $\Delta T = 2 - 32\text{ K}$ alle 2 K . Als Lichtquelle dient ein LED-Linien-Array, siehe Abschnitt 2.3, und die Daten werden mittels vier PCO1600-CCD-Kameras aufgenommen. Aufgrund des großen Ra-Bereichs, sind auch deutlich unterschiedliche Geschwindigkeiten für die unterschiedlichen Messpunkte zu erwarten. Entsprechend werden die Daten mit einer Aufnahme Frequenz von $f = 1$ bis 8 Hz aufgenommen.

4.1.2 Strömungsstrukturen der vertikalen X-Y-Ebene

Für hinreichend kleine Aspektverhältnisse $\Gamma_{yz} \leq \frac{1}{3}$ verläuft die großskalige Zirkulation im Mittel hauptsächlich in der X-Y-Ebene und kann als quasi zweidimensional angenommen werden [82]. In rechteckigen Zellen wurden diese Zirkulationsstrukturen bisher experimentell mittels PIV und PTV nur zweidimensional und bei höheren $Ra > 10^8$ vermessen. Nachstehend werden sie in ihrer vollumfänglichen dreidimensionalen Ausprägung präsentiert und diskutiert. Anhand verschiedener Charakteristika wird ein Vergleich mit Literatur durchgeführt. Es konnten dabei vier unterschiedliche Strömungsstrukturen gefunden werden. Diese werden im Folgenden diskutiert.

4.1.2.1 1) Stationäre Konvektion mit dominanter Ein-Zellen-Struktur

Einzig für die Messung mit der kleinsten angesetzten Temperaturdifferenz $\Delta T = 0,15\text{ K} \hat{=} Ra = 2,1 \cdot 10^6$ wird eine vollständig stationäre Strömung über die gesamte Messzeit hinweg beobachtet. Da sich die Strömung zeitlich nicht ändert, kann das Strömungsfeld gut anhand der Überlagerung von direkt gemessene Trajektorien visualisiert werden. In Abbildung 31 ist eine reduzierte Anzahl der ermittelten Trajektorien gezeigt. Die lokale Geschwindigkeitsmagnitude entlang einer Trajektorie ist farblich kodiert. Es sind die Gebiete mit einer hohen Strömungsgeschwindigkeit in der großskaligen Zirkulation zu erkennen und Gebiete im Zentrum mit einer niedrigen Geschwindigkeit. Außerdem ist eine kleinere Zirkulationsstruktur mit niedriger Geschwindigkeit in der rechten unteren Ecke erkennbar.

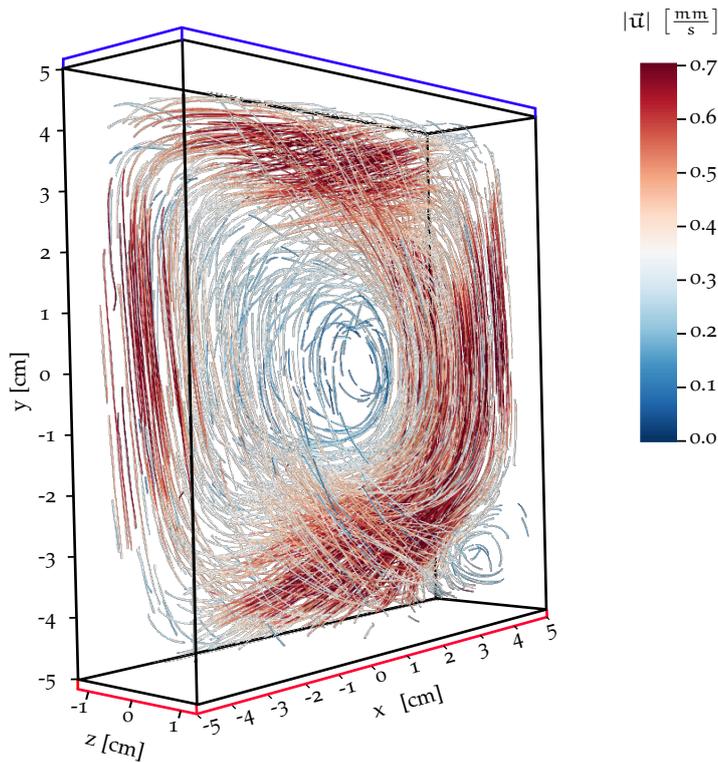


Abbildung 31: Visualisierung einer begrenzten Anzahl geglätteter 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 40 Bilder der Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 1100 Bildern. Geschwindigkeiten sind farblich entlang der Trajektorien entsprechend der lokalen Geschwindigkeitsmagnitude dargestellt. Die Heiz- und Kühlplatten sind in rot bzw. blau auf der Unter- bzw. Oberseite markiert.

Zusätzlich werden in den Abbildungen 32 und 33 die Überlagerungen aller Trajektorien mit Länge ≥ 50 Bilder innerhalb einer Sequenz von 980 Aufnahmen gezeigt. Die farbliche Kodierung ist hier rein inkrementell gewählt, um die Vielzahl an Trajektorien in einer Abbildung gleichzeitig und erkennbar wiederzugeben. In Abbildung 32 ist dabei eine vollständig dreidimensionale Darstellung gewählt, um die volumetrische Ausprägung der Strömungsstrukturen zu visualisieren und so die Bedeutung von dreidimensionalen Messtechniken zu verdeutlichen.

Um die Strömungsstrukturen besser erkennbar zu machen, sind in Abbildung 33 zusätzlich die 2D-Projektionen der Trajektorien in die drei Symmetrieebenen der Konvektionszelle dargestellt. Abbildung 33a) zeigt dabei die vertikale Ebene in Z-normaler Richtung und b) die vertikale Ebene in X-normaler Richtung. In Abbildung 33c) ist die Projektion in die horizontale, Y-normale, Richtung dargestellt. Es wird deutlich, dass sich genau eine Konvektionsrolle in der

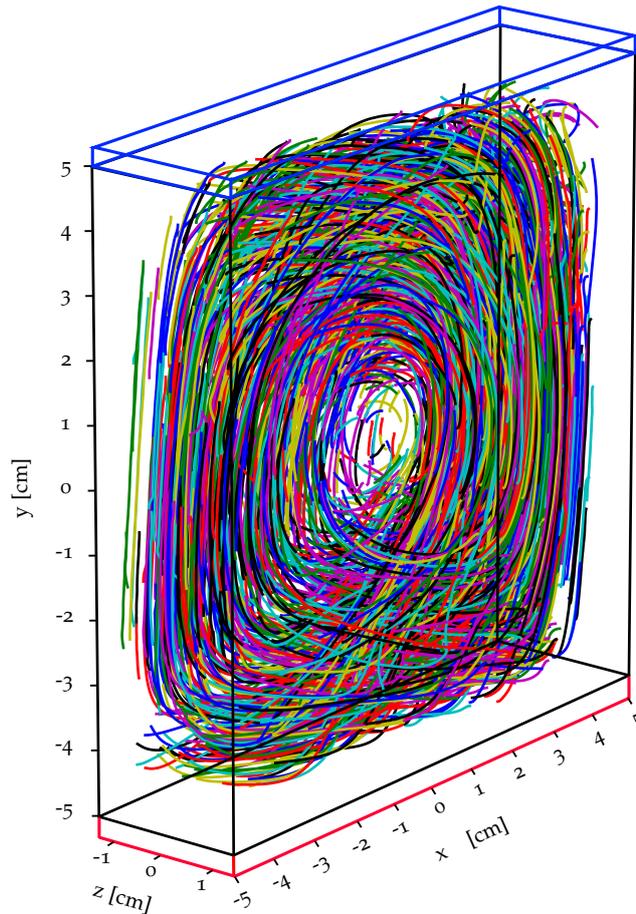


Abbildung 32: Visualisierung aller geglätteten 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 50 Bilder der Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 980 Bildern. Die Heiz- und Kühlplatten sind in rot bzw. blau auf der Unter- bzw. Oberseite markiert.

X-Y-Ebene ausbildet, die das komplette vermessene Zellvolumen ausfüllt. Das stationäre Konvektionszentrum ist mit Z_0 markiert. Es ist erkennbar, dass sich um Z_0 nur wenige Trajektorien befinden. Dies begründet sich einerseits damit, dass die Impfpartikel nicht radial in das Zentrum einer Konvektionsrolle advektiert werden, sondern der Strömung folgen. Außerdem wird dadurch deutlich, dass die TiO_2 ummantelten Latex-Impfpartikel auftriebsneutral sind und der Strömung gut folgen. Dies ist in Übereinstimmung mit der Abschätzung der Stokes-Zahl in Abschnitt 3.5.3. Andererseits, ist bei dieser Messung die Strömungsgeschwindigkeit im Zentrum so klein, dass sich Partikel zwischen zwei Zeitschritten nicht immer um mehr als einen Pixel bewegen. Dies führt algorithmisch zum Bruch der Trajektorie, was ihre Länge, gemessen in Zeitschritten, verkürzt.

Dass diese Konvektionsstruktur nur annähernd als zweidimensional angenommen werden kann, wird im interpolierten Geschwindig-

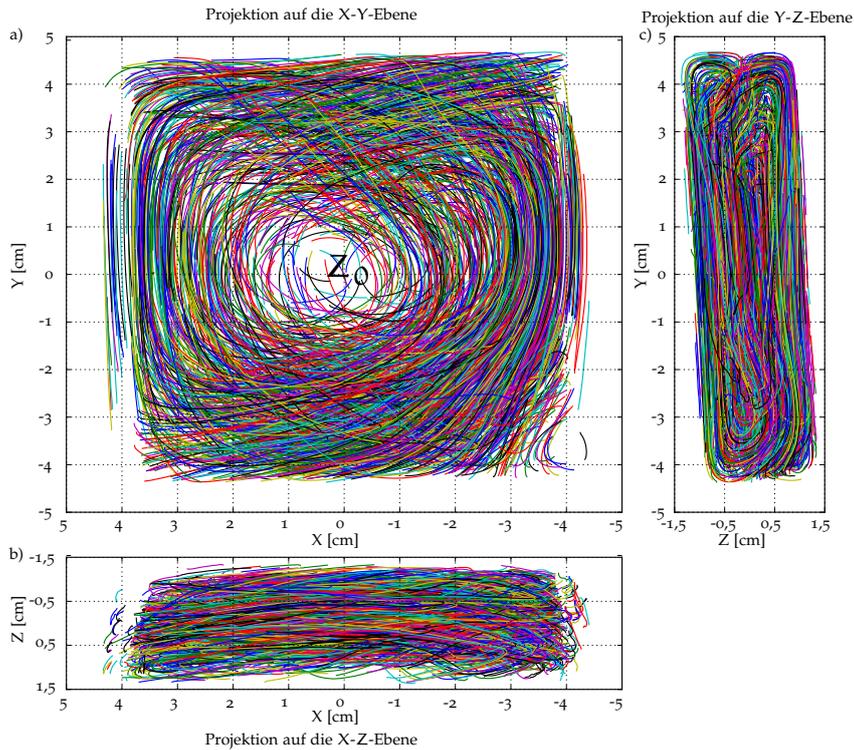


Abbildung 33: 2D-Projektionen aller geglätteten 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 50 Bilder der Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 980 Bildern. a) zeigt die projizierten Trajektorien in der X-Y-Ebene, b) in der X-Z-Ebene und c) in der Y-Z-Ebene.

keitsfeld deutlich. In Abbildung 34a) ist das 3D-Geschwindigkeitsfeld mittels Vektoren dargestellt. Es wird deutlich, dass die Konvektionsrolle schräg in der Zelle orientiert ist. Die Position des Konvektionszentrums Z_0 in jeder X-Y-Ebene ist somit abhängig von der Z-Position dieser Ebene. In Abbildung 34b) ist die v_y -Komponente desselben Feldes in der mittleren X-Z-Ebene gezeigt. Der Farbübergang ist hier scharf um $\langle v_y \rangle_t = 0$ mm/s gewählt, um die Schräglage der LSC zu verdeutlichen. Es ist außerdem zu erkennen, dass sich das Konvektionszentrum mit zunehmender Tiefe annähernd linear verschiebt. Trotz des geringen Aspektverhältnisses und der niedrigen Rayleigh-Zahl ist die globale Zirkulation also bereits dreidimensional ausgeprägt. Daraus folgt, dass unter Verwendung einer zweidimensionalen Messtechnik eine Ermittlung der absoluten Position der Zirkulation nicht möglich gewesen wäre.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass dieser stationäre Zustand, der für alle kleineren Rayleigh-Zahlen im konvektiven Bereich $Ra \geq Ra_{krit}$ erhalten bleibt [92], von einer stabilen großskaligen Zirkulation, die schräg in der Zelle orientiert ist, charakterisiert wird.

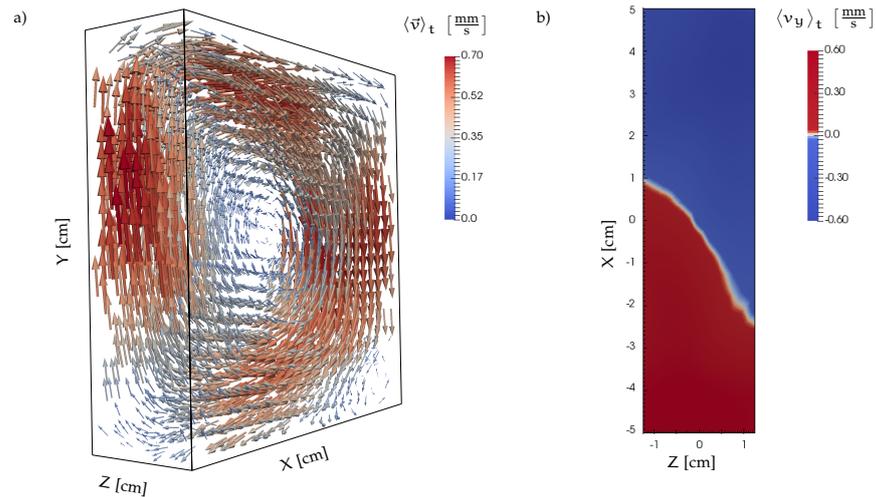


Abbildung 34: a): Interpoliertes, zeitlich gemittelttes Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v} \rangle_t$. Es wird ein $N_I = 25 \times 25 \times 11$ großes Gitter mit den Abständen $\Delta_{x,y} = 4$ mm und $\Delta_Z = 2,5$ mm zur Interpolation verwendet und über die gesamte Dauer der Aufnahme von 30 Minuten gemittelt. b): v_y -Komponente desselben Feldes interpoliert auf die Fläche der mittleren X-Z-Ebene durch das Konvektionszentrum zur Verdeutlichung der Schräglage. Der Farbübergang ist hier scharf um $\langle v_y \rangle_t = 0$ mm/s gewählt, um diesen Fakt hervorzuheben.

4.1.2.2 2) Instationäre Konvektion mit dominanter Zwei-Zellen-Struktur

Für größere Rayleigh-Zahlen stellt sich unmittelbar eine instationäre Konvektion ein. Großskalige Strömungsstrukturen haben nur eine begrenzte Lebensdauer, während der sie anhaltenden Deformationen unterlegen sind. Diese Beobachtung ist konsistent mit den Ergebnissen aus früheren Studien. Beispielsweise haben Wagner und Shishkina [92] mittels direkt numerischer Simulationen und bei den identischen Aspektverhältnissen, jedoch einer geringeren Prandtl-Zahl von $Pr = 0,786$, den Übergang zur instationären Strömung bei $Ra = 3 \cdot 10^6$ ermittelt. Mit zunehmender Turbulenz wird die Strömung auch auf kleinen Skalen chaotischer, wodurch im Gegensatz zur stationären Konvektion, die Strömungsstrukturen in den instationären Feldern nicht mehr erkennbar sind. Im Mittel bleiben diese jedoch erhalten [98], weshalb im Folgenden nur noch zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder $\langle \vec{v} \rangle_t$ betrachtet werden.

Der Übergang zwischen dem stationären Zustand und der Zwei-Zellen-Struktur verläuft unscharf. So ist die Konvektion bei den Messungen für $\Delta T = 0,5$ K $\hat{=} Ra = 7,1 \cdot 10^6$, die hier nicht gezeigt werden, schon instationär. Im Mittel dominiert jedoch noch die großskalige Zirkulation der stationären Strömung. In der unteren rechten Ecke ist bereits eine weitere Zirkulation erkennbar. Der Messpunkt

$Ra = 7 \cdot 10^6$ kann einem Übergangsbereich zugeordnet werden, in dem keine klare Strukturbildung stattfindet.

Ab einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 2\text{K}$ sind beide Konvektionsrollen schließlich gleichwertig ausgeprägt. Die Zwei-Zellen-Struktur tritt, für die Messungen bei $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ und $Ra = 5,7 \cdot 10^7$ auf und kann als weiterer prägnanter Strömungszustand benannt werden. Es wird für diese Fälle beobachtet, dass im mittleren Geschwindigkeitsfeld immer genau zwei Konvektionszellen nebeneinander existieren. Innerhalb der einzelnen Messungen und in Abhängigkeit der Mittelungsdauer sind sie leichten Verformungen unterlegen. Es sind jedoch stets genau zwei Zirkulationen in derselben Anordnung erkennbar, weshalb dieses Strömungsmuster eindeutig einem globalen Strömungszustand zugeordnet werden kann.

Exemplarisch für diesen Zustand ist in [Abbildung 35](#) das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld der mittleren X-Y-Ebene bei $Ra = 5,7 \cdot 10^7$ gezeigt. Es wird über die komplette Sequenz von 1389 Bildern gemittelt. Die zwei Konvektionszentren der beiden gleichwertigen Konvektionsrollen sind in [Abbildung 35](#) mit Z_1 und Z_2 markiert. Wie schon im stationären Zustand, sind die Konvektionsrollen dreidimensional schräg in der Zelle orientiert.

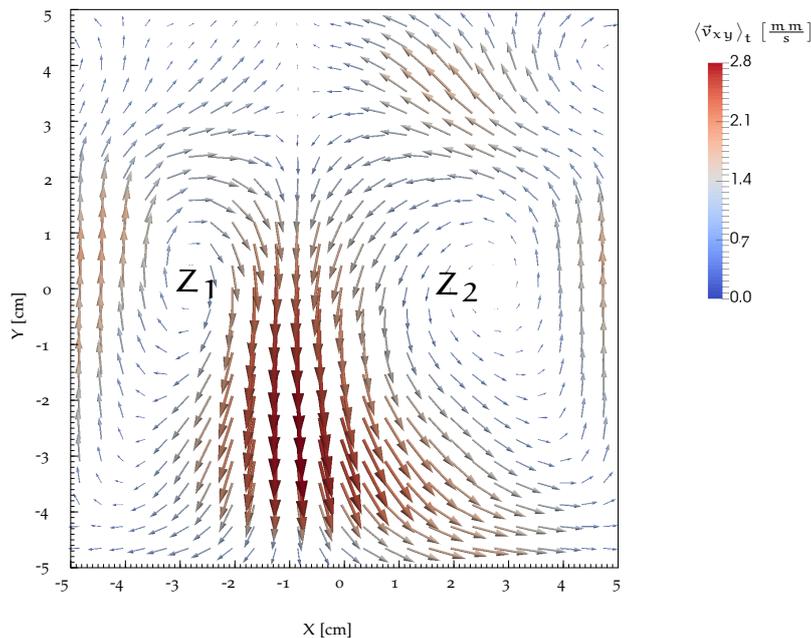


Abbildung 35: 2D-Projektion des interpolierten, zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4\text{mm}$ der Messung $Ra = 5,7 \cdot 10^7$ mit 4 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_1 und Z_2 kennzeichnen die zwei Konvektionszentren.

4.1.2.3 3) *Instationäre Konvektion mit dominanter Vier-Zellen-Struktur*

Für die Messungen von $Ra = 1,1 \cdot 10^8$ bis $Ra = 2,0 \cdot 10^8$ stellt sich ein weiterer Strömungszustand ein, der durch vier etwa gleich große Zirkulationenstrukturen Z_1 bis Z_4 charakterisiert ist. Analog zum Zustand 2) ist deren Position und Form innerhalb der Messreihe nicht konstant, jedoch sind die vier Konvektionszellen immer voneinander unterscheidbar. Teilweise sind sie nicht durchgehend von der Frontwand bis zur Rückwand der Glaszelle ausgeprägt, sodass sie nur in den mittleren X-Y-Ebenen vollumfänglich erkennbar sind.

In Abbildung 36 ist exemplarisch für diesen Zustand das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld in der mittleren X-Y-Ebene bei $Ra = 1,7 \cdot 10^8$ gezeigt. Die diesen Zustand kennzeichnenden vier Zirkulationenstrukturen sind deutlich sichtbar. Ihre Zentren sind in Abbildung 36 mit Z_1 bis Z_4 gekennzeichnet.

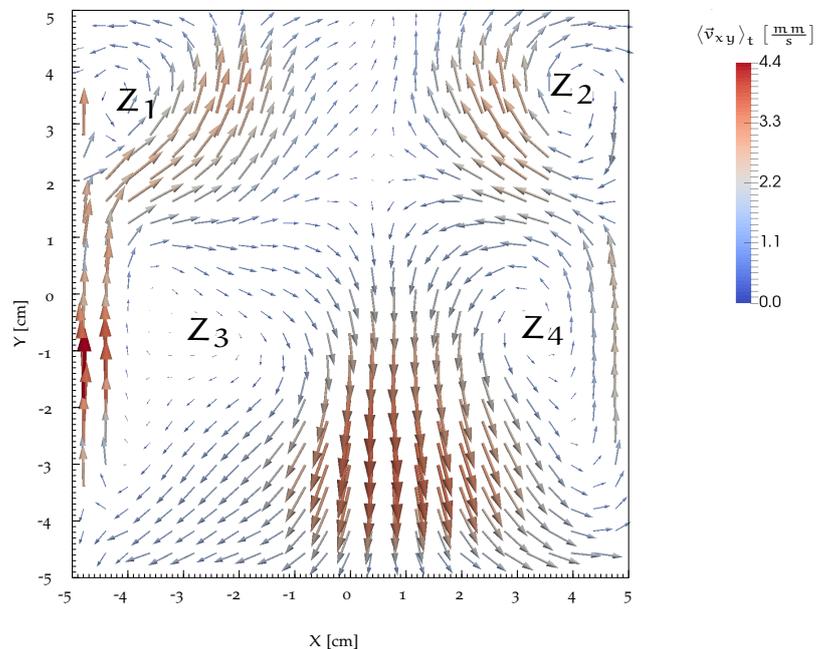


Abbildung 36: Interpoliertes, zeitlich gemitteltes 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 12^\circ \text{C} \hat{=} Ra = 1,7 \cdot 10^8$ mit 8 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_1 bis Z_4 kennzeichnen die vier Konvektionszentren.

Dieser Zustand wurde neben einer numerischen Voraussage von Wagner und Shishkina [92] auch schon experimentell in einer kubischen von Valencia et. al. [88] und in einer rechteckigen Zelle von Huang und Xia [41] beobachtet. Valencia et. al. [88] haben in einer Messung bei $Ra = 1,0 \cdot 10^7$ und $Pr = 6,0$ zwei übereinander liegende, sich entgegengesetzt drehende Wirbel ausmachen können. Die Schnitte, sowohl in der X-Y-Ebene als auch in der Y-Z-Ebene, zeigen

dabei dieselbe Vier-Zellen Konfiguration, die auch hier in Abbildung 36 gezeigt wird. Huang und Xia [41] beobachten diese Struktur jedoch auf eine andere Art und Weise. In deren Studie ergibt sich das Strömungsmuster als Überlagerung verschieden orientierter Zirkulationen nach einer Langzeitmittelung. Dabei wurde über die häufige Umorientierungen des in Abschnitt 1.3 beschriebenen Winds gemittelt. In den hier durchgeführten Messungen, wird jedoch keine Neuausrichtung beobachtet. Zusätzlich, wird in der vorliegenden Arbeit die Struktur schon bei einer erheblich kürzeren zeitlichen Mittelung deutlich, für die nur ein Zehntel der Bilder einer Messreihe berücksichtigt wird. Dies entspricht zeitlich etwa einem halben Umlauf der großskaligen Zirkulationen. Da ab dieser Mittelungsdauer keine markanten Änderung im gemittelten Strömungsbild mehr zu beobachten waren, kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei dieser Struktur um einen auskonvergierten Strömungszustand handelt.

4.1.2.4 4) *Instationäre Konvektion mit dominanter Ein-Zellen-Struktur*

Bei der Messung $\Delta T = 16^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 2,3 \cdot 10^8$, die hier nicht gezeigt ist, wird beobachtet, dass sich zwei der vier Konvektionsrollen im Zentrum der Konvektionszelle sehr nahe kommen. Somit liegt an diesem Messpunkt wieder ein Übergangsbereich zu einem neuen charakteristischen Zustand vor. Bei einer höheren Temperaturdifferenz von $\Delta T = 20\text{K}$, was einem $Ra = 2,8 \cdot 10^8$ entspricht, entsteht eine zentrale Struktur. Für alle höheren Temperaturdifferenzen bzw. Ra befindet sich die zeitlich gemittelte Strömung in dieser weitgehend ortsfesten Konfiguration, bestehend aus einer großen elliptischen Zirkulation, Z_0 , um das Zentrum der Zelle, wie sie exemplarisch in Abbildung 37 dargestellt ist. Es sind weiterhin zwei kleinere Zirkulationen, Z_A und Z_B , nahe der unteren linken beziehungsweise oberen rechten Ecke erkennbar. In den einzelnen Messungen unterliegen diese Strukturen für unterschiedliche Mittelungszeiträume leichten Verformungen, aber die Orientierung, Größe und Position der drei Konvektionsrollen bleibt erhalten. Dieses Strömungsmuster entspricht dem im hart-turbulenten Bereich charakteristischen Wind, vergleiche Abbildung 7a). Dieses Ergebnis ist sowohl konsistent mit den experimentellen Beobachtungen von Huang und Xia [41] und Xia et. al. [98] als auch mit den numerischen von Wagner und Shishkina [92].

Um die Turbulenz in diesem Bereich eingehender zu betrachten zu können, wird das RMS-Feld der v_y -Komponente der Geschwindigkeit berechnet. Beispielfhaft ist dies in Abbildung 38 für $Ra = 4,2 \cdot 10^8$ dargestellt. An den Seitenwänden bilden sich die zwei charakteristischen Gebiete hoher Fluktuationen aus, die auch von Xia et. al. [98] beobachtet werden konnten. Erklärt wird dies durch eine große Anzahl von kohärenten, thermischen Plumes, die unregelmäßig aus der Grenzschicht ablösen und an diesen Stellen mit dem großskaligen Wind interagieren, während sie ihn gleichzeitig antreiben. Dieses ist

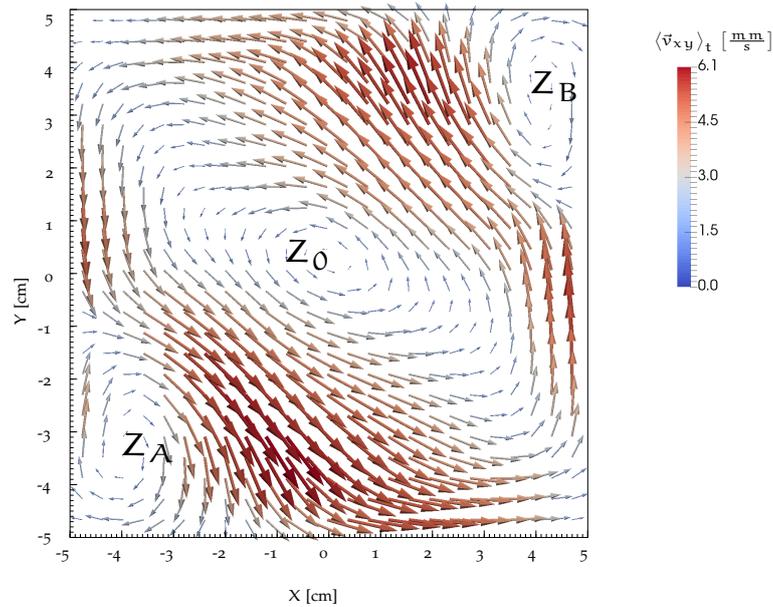


Abbildung 37: Interpoliertes, zeitlich gemittelttes 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 30 \text{ }^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 4,2 \cdot 10^8$ mit 10 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_0 kennzeichnet das Konvektionszentrum des Winds und Z_A sowie Z_B die beiden Sekundärwirbel.

bereits in Abbildung 6 zu Beginn der Arbeit illustriert. Diese Charakteristik ist kennzeichnend für eine voll entwickelte, hart-turbulente Konvektionsströmung. So ist das RMS-Feld in guter Übereinstimmung mit der Literatur, siehe Abbildung 7 d). Für alle $Ra > 2,8 \cdot 10^8$ im turbulenten Regime zeigen sich diese zwei Bereiche mit stark erhöhten Werten. Somit lässt sich folgern, dass das System ab einer Rayleigh-Zahl von $Ra = 2,8 \cdot 10^8$ einen Zustand voll entwickelter Turbulenz erreicht hat. Somit konnte in den Messungen die gesamte Entwicklung der Strömungsstrukturen beginnend bei einer stationären Konvektionsströmung bis hin zur voll-turbulenten Strömung erfasst und studiert werden.

Es ergeben sich für die X-Y-Ebene im vermessenen Ra -Bereich vier charakteristische Strömungszustände. Allgemein bekannt sind dabei Anfangs- und Endzustand, die für die stationäre Konvektion bei der kleinsten Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ als laminare Konvektionsrolle beziehungsweise als turbulenter Wind ab $Ra \geq 2,8 \cdot 10^8$ erfasst werden. Zusätzlich zeigen sich im Verlauf der Versuche zwei weitere, grundsätzlich verschiedene Strömungszustände zwischen diesen Grenzfällen und es ergeben sich zusammenfassend die folgenden vier qualitativ unterschiedlichen Konvektionsstrukturen:

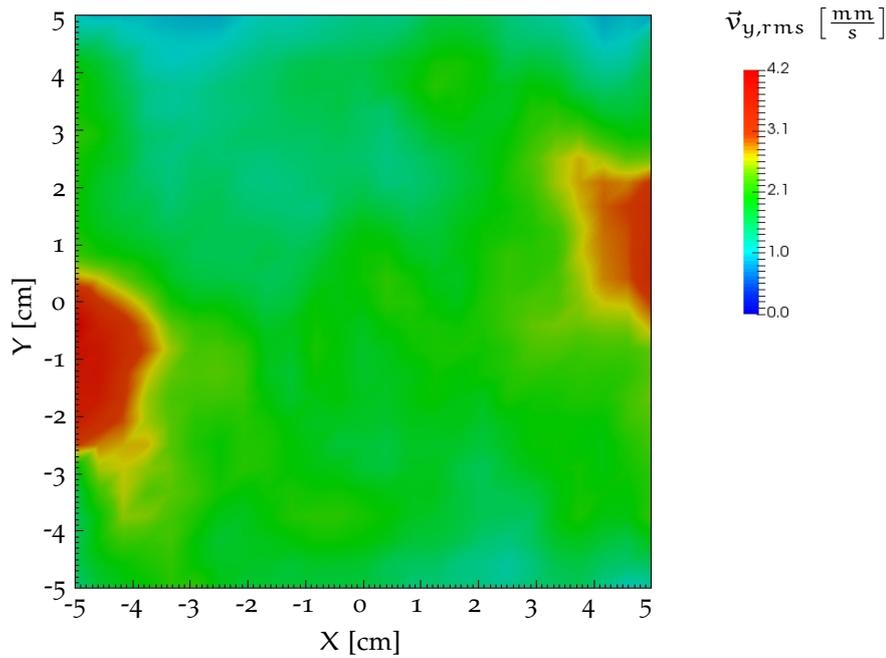


Abbildung 38: Räumlich interpoliertes RMS-Feld der y-Komponente der Geschwindigkeit v_y in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 30 \text{ }^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 4,2 \cdot 10^8$ mit 10 Hz über die gesamte Aufnahmereihe von 1389 Bildern.

- Stationäre Ein-Zellen-Struktur bei $2,1 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 7,1 \cdot 10^6$
- Instationäre Zwei-Zellen-Struktur bei $5,7 \cdot 10^7 \leq Ra \leq 8,5 \cdot 10^7$
- Instationäre Vier-Zellen-Struktur bei $1,1 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 2,0 \cdot 10^8$
- Instationäre Ein-Zellen-Struktur bei $2,8 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 4,5 \cdot 10^8$

4.1.3 Strömungsstrukturen der vertikalen Y-Z-Ebene

Im folgenden Abschnitt sollen nun analog zu Abschnitt 4.1.2 die Strömungsstrukturen in Z-Richtung auf charakteristische Zirkulationszustände untersucht werden. Dabei wird gezeigt, dass die beobachteten Strukturen nicht als quasi zweidimensional angenommen werden können. Dies bekräftigt die Bedeutung von volumetrischen Messtechniken, da so alle Raumrichtungen simultan zur Verfügung stehen. Es hat sich herausgestellt, dass eine charakteristische Ausprägung der Strömungsstrukturen nur in den mittleren Y-Z-Ebenen vorhanden ist. Am deutlichsten ist die Ausprägung genau in der mittleren Y-Z-Ebene. Im Folgenden werden nur die Geschwindigkeiten innerhalb dieser Ebene betrachtet, denn diese entsprechen der Tiefenausprägung der im vorherigen Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Strukturen.

Im vermessenen Ra-Spektrum können zwei konsistente Strömungsmuster identifiziert werden, die in Abbildung 39 dargestellt sind. In

Abbildung 39 a) ist die identifizierte Struktur für den stationären Fall bei $\Delta T = 0,15^\circ\text{C}$ dargestellt. Es handelt sich dabei um eine große Zirkulation, Z_0 , die nahezu die komplette Ebene umfasst. Zusätzlich befinden sich zwei kleinere Konvektionsrollen, Z_A und Z_B , in der unteren linken, beziehungsweise oberen rechten Ecke. Somit ähnelt dieser Zustand der turbulenten Ein-Zellen-Struktur in der X-Y-Ebene, siehe Abbildung 34.

Mit steigender Rayleigh-Zahl gewinnen die kleinen Zellen an Dominanz und es bildet sich erst keine klares Muster aus. Ab $\Delta T = 2\text{K}$, entsprechend $Ra = 2,8 \cdot 10^7$, stellt sich ein Strömungszustand ein, der für alle höheren Ra erhalten bleibt. Dieser besteht aus vier Zellen und ist in Abbildung 39 b) exemplarisch für $Ra = 3,6 \cdot 10^8$, also bei einer zugehörigen Temperaturdifferenz von $\Delta T = 26\text{K}$, dargestellt. Es ist eine konstante und gleichmäßige Struktur bestehend aus den vier Zirkulationszellen Z_1 bis Z_4 zu erkennen. Dieses Muster ist in guter Übereinstimmung mit jenem, das Xia et. al. [98] in der einer vergleichbaren Ebene bei einer deutlich größere Rayleigh-Zahl von $Ra = 3,8 \cdot 10^9$ berichtet haben.

Abschließend soll der Vollständigkeit halber darauf hingewiesen werden, dass in der horizontalen X-Z-Ebene keine Konvektionsstrukturen erkennbar sind.

4.1.4 Zusammenfassung

Mittels 3D-PTV konnten die Strömungsstrukturen in einem Wasserexperiment bei $Pr = 6,9$ für einen Temperaturdifferenzbereich von $\Delta T = 0,15\text{K}$ bis $\Delta T = 32\text{K}$ erfasst werden. Dies entspricht einem Rayleigh-Zahl-Bereich von $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ bis $Ra = 4,5 \cdot 10^8$. Ausgehend vom laminaren Bereich wurde die Entwicklung der Strömungsstrukturen bis in das turbulente Regime studiert. In der X-Y-Ebene, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$, stellt sich stationäre Konvektion mit einer dominanten Ein-Zellen-Struktur ein. Ab $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ wechselt die Strömung in einen turbulenten Zustand mit dominanter Zwei-Zellen-Struktur, um anschließend ab $Ra = 8,5 \cdot 10^7$ in einen Zustand mit dominanter Vier-Zellen-Struktur überzugehen. Der hoch-turbulente Bereich wird ab $Ra = 2,8 \cdot 10^8$ erreicht. Die dafür charakteristische Ein-Zellen-Struktur lässt sich nur noch im zeitlichen Mittel erkennen. Dieser Bereich soll im nachfolgenden Abschnitt 4.2 eingehender studiert werden.

Zusätzlich kann eine Entwicklung der Strömungsstrukturen in der Y-Z-Ebene festgestellt werden. Im laminaren Bereich, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$, liegt eine dominante Ein-Zellen-Struktur vor. Diese verändert sich jedoch nur einmal, denn ab $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ verbleibt für alle höheren Rayleigh-Zahlen ein Zustand mit vier Zirkulationszellen.

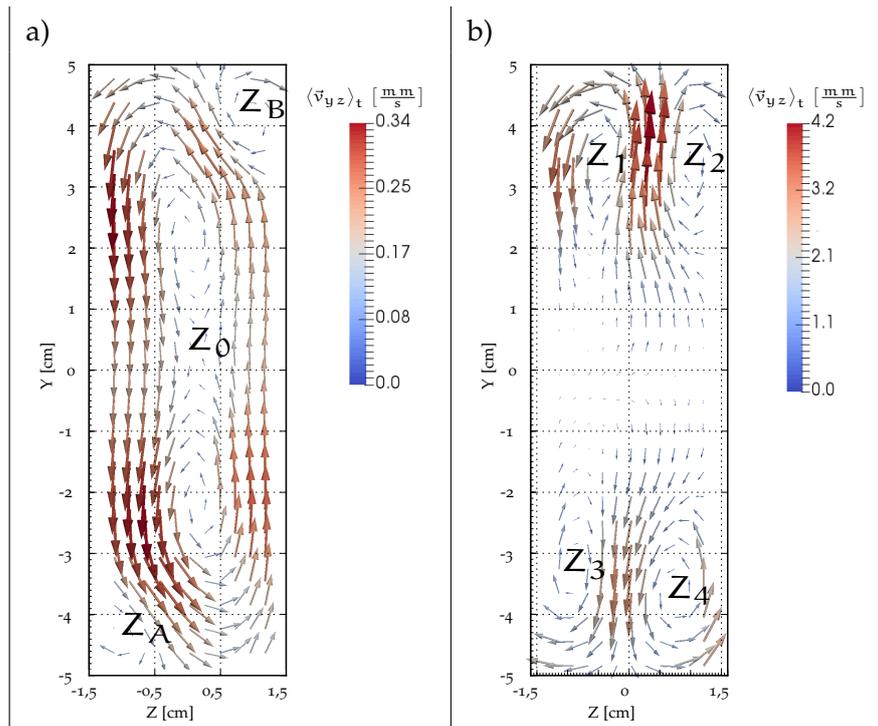


Abbildung 39: Interpoliertes, zeitlich gemittelt 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{yz} \rangle_t$ in der mittleren Y-Z-Ebene mit Gitterabständen $\Delta_y = 4 \text{ mm}$ und $\Delta_z = 2,5 \text{ mm}$. a) Ergebnis der Messungen $\Delta T = 0,15 \text{ }^\circ\text{C}$ mit 1 Hz, gemittelt über 1800 Aufnahmen. Z_0 , Z_A und Z_B kennzeichnen die fixen Konvektionszentren der stationären Konvektion. b) Geschwindigkeitsfeld der Messung bei $\Delta T = 26 \text{ }^\circ\text{C}$ mit 8 Hz, gemittelt über 1389 Aufnahmen. Z_1 bis Z_4 markieren die Konvektionszentren im mittleren Strömungsfeld.

Die dritte Ebenenorientierung wurde ebenfalls untersucht. Es konnten jedoch in der X-Z-Ebene keine klaren Konvektionstrukturen identifiziert werden.

Des Weiteren werden die gewonnenen Informationen zusammen mit den Informationen aus dem nachfolgenden Abschnitt 4.2 verwendet, um anschließend in Abschnitt 4.3 die Entwicklung der Strömungsstrukturen vom laminaren bis weit in den hoch-turbulenten Bereich quantitativ zu beschreiben.

4.2 STRÖMUNGSSTRUKTUREN IN VOLL-TURBULENTER KONVEKTION

In diesem Abschnitt werden die Strömungsstrukturen von RB-Konvektion im hoch-turbulenten Bereich studiert. Dafür wurde eine neue Konvektionszelle entworfen und aufgebaut, siehe hierzu Abschnitt 2.2. In dieser experimentellen Umgebung wird zuerst eine Tomo-PIV-Messung zur Ermittlung der Geschwindigkeitsfelder durchgeführt, siehe Abschnitt 4.2.1. Angeschlossen ist eine erweiterte Messung der Strömungsstrukturen, siehe Abschnitt 4.2.2. Hierzu wird eine neu entwickelte Messtechnik zur simultanen Erfassung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern, siehe Abschnitt 3.4, angewendet.

4.2.1 3D-Geschwindigkeitsfeldmessungen

Der folgende Abschnitt basiert auf der Zeitschriftenveröffentlichung „*Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample*“ von Schiepel et. al. [72].

The following section is based on the journal-publication „*Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample*“ by Schiepel et. al. [72].

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldmessungen in turbulenter RB-Konvektion vorgestellt. Die Geschwindigkeitsfelder wurden mittels Tomo-PIV gemessen. Auf Grundlage dieser Felder wird die großskalige Zirkulation bezüglich Struktur und Orientierung untersucht. Auch die viskose Grenzschichtdicke wird ermittelt.

4.2.1.1 Experimentelle Parameter

Das Konvektionsexperiment wird bei einer mittleren Zelltemperatur von $\bar{T} = 21^\circ\text{C}$ mit Wasser als Arbeitsfluid bei $\text{Pr} = 6,9$ [87] durchgeführt. Die eingestellte Temperaturdifferenz von $\Delta T = 6\text{ K}$ führt zu $\text{Ra} = 1,0 \cdot 10^{10}$. Für diese Parameterkombination wird das entstehende 3D-3C-Strömungsfeld mittels Tomo-PIV, siehe Abschnitt 3.2, vermessen.

In der großen Konvektionszelle, siehe Abschnitt 2.2, wird der folgende experimentelle Aufbau realisiert. Abbildung 40 zeigt eine Skizze des Aufbaus, bei der das Messvolumen in grün hervorgehoben ist.

Es wird die gesamte Zelle in $X - Y$ -Richtung aufgenommen und in Z -Richtung werden 450 mm erfasst. Der Kamera-Aufbau ist so gewählt, dass jede Kamera, (a) bis (d) zwei Sichtlinien parallel zu zwei der Grenzen hat. Ein solcher Aufbau minimiert die Anzahl der fälschlicherweise rekonstruierten Partikel, so genannter Geisterpartikel, die unter anderem aufgrund von Spiegelbildern der Teilchen an den Seitenwänden erzeugt werden, siehe Raffel et. al. [66]. In der Seitenansicht in Abbildung 40 sind die Kühl- und Heizplatte durch (e) und (f) markiert. Der Abstand der Kameras von der Vorderseite des Messvolumens beträgt $D = 1,5$ m. Die Draufsicht zeigt die Position der Lichtquelle (g) mit einem Spiegel (h), der auf der gegenüberliegenden Seite angeordnet ist, um das Licht zu reflektieren und somit die Lichtintensität im Messvolumen zu erhöhen.

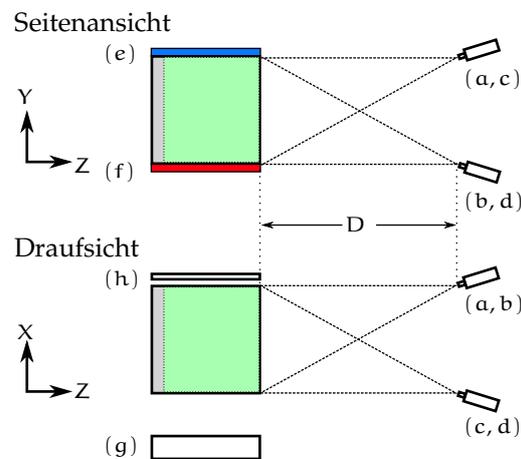


Abbildung 40: Skizze des Aufbaus für die Tomo-PIV. (a) bis (d) markieren die Kameras und deren Sichtlinien sind mittels gestrichelter Linien eingezeichnet. In der Seitenansicht markieren (e) und (f) die Kühl- und Heizplatte. In der Draufsicht werden die Lichtquelle und der Spiegel durch (g) und (h) gezeigt. Der Abstand von den Kameras bis zur Vorderseite des Messvolumens ist mit D markiert.

Für die 3D-3C-Geschwindigkeitsfeldmessungen wird das Fluid mit Impfparkeln, TiO_2 -beschichtete Latexteilchen mit einem mittleren Durchmesser $d = 100 \mu\text{m}$, geimpft. Aufgrund der hohen Abbildungsgröße von 1,5 – 2 Pixeln auf dem CCD-Chip der Kameras, ermöglichen diese eine Subpixel-genaue Positionsbestimmung auf der Sensorebene. Die Impfparkeln werden eingehender in Abschnitt 3.5.1 behandelt.

Um hochaufgelöste Geschwindigkeitsfeldmessungen durchzuführen, muss das Streulicht von hoher Intensität sein. Nur so kann ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden, um die genaue Erfassung der Partikelpositionen zu gewährleisten. Dies kann

durch Maximieren der Beleuchtungsstärke und durch die Größe der Impfpartikel erreicht werden. Während die Lichtintensität hauptsächlich durch technologische Grenzen eingeschränkt ist, wird die Partikelgröße dadurch begrenzt, dass die Partikel deutlich kleiner sein müssen als die kleinsten kohärenten Strömungsstrukturen. Zu deren Abschätzung wird üblicherweise die Kolmogorov Längenskala, η_K , die wie folgt definiert ist:

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (16)$$

Dabei stellt ϵ die Dissipationsrate pro Masseneinheit und ν die kinematischen Viskosität des Fluids dar. Für $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$ ist die geschätzte Kolmogorov Längenskala $\eta_K \approx 1 \text{ mm}$ [1]. Entsprechend der Arbeiten von Sugiyama et. al. [79] und Bosbach et. al. [9] sind die kleinsten kohärenten Strömungsstrukturen etwa zehnmal größer als η_K , also 10 mm. Folglich sind die TiO_2 Partikel bei weitem klein genug, um der Strömung auch auf den kleinen Skalen zu folgen.

Die Bildaufnahme wird mittels eines Sequenzer-PCs gesteuert. Das Streulicht der TiO_2 Partikel wird von vier PCO Pixelfly s/w-CCD-Kameras mit einer Auflösung von 1392×1024 Pixeln aufgenommen. Die Partikelbilder werden mit einer Aufnahme Frequenz von 5 Hz aufgenommen. Die Belichtungszeit der Aufnahmen beträgt 1 ms, die so synchronisiert wird, dass die Lichtpulse des LED-Arrays, die eine Dauer von $\tau = 800 \mu\text{s}$ haben, erfasst werden. Die Kameras sind mit 21 mm Nikon Objektiven ausgerüstet und im Volumen mittels eines Scheimpflug-Adapters verkippt, um die Scheimpflug-Bedingung zu erfüllen, vergleiche Raffel et. al. [66]. Die Apertur beträgt $f_\# = 8$. Für diese Einstellung ergibt sich eine errechnete Tiefenschärfe [66] von $0,4 - 0,5 \text{ m}$ für das breite Wellenlängen-Spektrum der LEDs, also für Wellenlängen zwischen 400 und 800 nm.

Die Kalibrierung des Kamerasystems ist in Abschnitt 3.2.2 im Detail beschrieben. Es wird eine initiale Kalibrierung mittels einer schwarzen Kalibrierplatte mit 1 mm großen, weißen und kreisrunden Markerpunkten durchgeführt. Die Marker sind in 15×15 Punkten mit einem fixen Abstand von 3 cm angeordnet, während die Kalibrierplatte planar zur Hauptebene der Kameras ausgerichtet ist. Da das Experiment mit Wasser bei $\bar{T} = 21 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt wird, ist der Aufbau bereits für die Kalibrierung befüllt und auf \bar{T} temperiert, um die Brechungseffekte ebenfalls zu erfassen. Dadurch muss die Kalibrierplatte allerdings aufwendig von oben in das Experiment eingebracht werden. Anschließend wird sie mit einer Präzisionstraverse durch das Volumen an verschiedene Z-Positionen bewegt. Diese Vorgehensweise stellt sicher, dass die Kalibrierung die unterschiedlichen Brechungsindizes von Luft, Glas und Wasser sowie die unterschiedlichen Weglängen erfasst und berücksichtigt. Für große Markerpunkte besteht die Möglichkeit einer asymmetrischen Verzerrung

der Marker-Bilder. Dies wird jedoch durch die passende Größenwahl der aufgedruckten Markerpunkte und moderate Blickwinkel vermieden. Anschließend wird die Volumenselbstkalibrierung durchgeführt, siehe Abschnitt 3.2.3. Dabei wird beobachtet, dass Selbstkalibrierung bereits nach 100 Bildern konvergierte. Da die Rechenzeit jedoch gering ist, wird die komplette, im Folgenden ausgewertete, Messreihe verwendet.

In der Messung werden die Partikelbilder im Single Shutter, oder auch Rolling Shutter genannten, Modus bei einer Aufnahmefrequenz von $f = 5 \text{ Hz}$ aufgenommen. Während der Verarbeitung der Messreihe erfordert die Rekonstruktion der 3D-Intensitätsverteilung, entsprechend Abschnitt 3.2.4, den größten Bedarf an Rechenzeit. Es werden hierbei 1000 Bilder ausgewertet, die der 3D-Kreuzkorrelation, siehe Abschnitt 3.2.5, übergeben werden, um die wahrscheinlichste Verschiebung $\Delta\vec{X}$ zu errechnen. Die Abfragefenster werden dabei mit einer Kantenlänge von 10 mm gewählt. Mit einem Zeitversatz von $\Delta t = \frac{1}{f} = 0,2 \text{ s}$ zwischen zwei Aufnahmepunkten, kann das instantane 3D-3C-Geschwindigkeitsfeld $\vec{V}(\Delta\vec{X}, t)$ bestimmt werden.

Um den Rechenaufwand der Tomo-PIV mit der 3D-PTV, siehe Abschnitt 4.1, zu vergleichen, wird die Rechenzeit protokolliert. Die zwei wesentlichen Schritte bei der Berechnung der Geschwindigkeitsfelder mittels Tomo-PIV sind die tomografische Rekonstruktion der Intensitäten und die 3D-Kreuzkorrelation. Beide Operationen werden auf dem lokalen HPCC, SCART, durchgeführt. Es wird jeweils ein Knoten mit 24-CPU-Kernen und 4 GB RAM pro Kern genutzt. Um Blöcke von jeweils fünf Intensitätskarten zu rekonstruieren, werden so im Schnitt neun Stunden Echtzeit benötigt. Für die Kreuzkorrelation wird die Korrelation von 10 Geschwindigkeitsfeldern zu einem Block zusammengefasst, sodass 13,5 Stunden für die Operation benötigt wurden. Insgesamt werden also 75000 CPU-Stunden für die Ermittlung von 1000 instantanen Geschwindigkeitsfeldern benötigt.

Der Zeitvergleich mit der 3D-PTV ist nicht exakt, da die Auswertung auf einem Arbeitsplatzrechner durchgeführt wird. Mittels PTV wird für die Ermittlung von 1000 Geschwindigkeitsfeldern nur eine CPU-Zeit von 3200 CPU-Stunden benötigt, was mehr als eine Größenordnung kleiner ist im Vergleich zur Tomo-PIV. Wie allerdings bereits in Abschnitt 3 dargelegt, sind die Möglichkeiten von hoher Impfpartikeldichte und dadurch die erhaltene Auflösung deutlich auf Seiten der Tomo-PIV zu sehen.

Die Ausreißerererkennung wird entsprechend Abschnitt 3.6 mit den nachfolgenden Parametern ausgeführt. Die untere Grenze zur Berücksichtigung eines Vektors bleibt bei 0,15 mm/s. Die Absolutwert-Ausreißerererkennung wird auf 50 mm/s gesetzt und die relative Ausreißerererkennung erlaubt eine 30 prozentige Abweichung. Da die Messung zeitaufgelöst ist, konnte die zeitliche Ausreißerererkennung durchgeführt werden. Mit dieser Parameterkombination werden 0,9

Prozent der Vektoren als Ausreißer markiert und ersetzt. Nach der Re-evaluierung gibt es keine als Ausreißer markierten Vektoren mehr.

4.2.1.2 Geschwindigkeitsfeldmessung

Durch diese Tomo-PIV-Auswertung werden die zeitaufgelösten instantanen Geschwindigkeitsfelder ermittelt. Anschließend wird eine zeitliche Mittelung durchgeführt, um die turbulenten Fluktuationen herauszufiltern und eine Auswertung des zeitlich gemittelten Feldes zu ermöglichen. Gleichzeitig kann anhand des gemittelten Feldes ein Vergleich mit der Literatur durchgeführt werden. Als Konvergenzkriterium für das mittlere Feld werden drei Punkte innerhalb der Ebene der LSC definiert. Zwei dieser Punkte liegen auf halber Zellhöhe auf gegenüberliegenden Seiten und ein Punkt liegt im Zentrum. Als Kriterium für die Konvergenz des ersten Moments, werden die Fluktuationen des gemittelten Geschwindigkeitsfeldes betrachtet. Falls das mittlere Geschwindigkeitsfeld konstant innerhalb von $\pm 1,2$ mm/s bleibt, so wird es als konvergiert betrachtet. Dies ist bereits nach 128 von 1000 ausgewerteten Bildern der Fall. So ist es gelungen die hoch-frequenten turbulenten Fluktuationen herauszufiltern, während die niederfrequente Dynamik der großskaligen Zirkulation studiert werden kann. Die auf diese Art und Weise ermittelte Statistik von 1000 ausgewerteten Geschwindigkeitsfeldern entspricht einem Messzeitraum von 200 Sekunden bzw. 1,5 Umlaufzeiten der LSC.

Das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld ist in [Abbildung 41](#) gezeigt. Es werden Iso-Flächen der Geschwindigkeitsmagnitude $|\vec{v}|$ dargestellt. Die hohen Geschwindigkeiten sind in rot visualisiert und es ist zu erkennen, dass sich die LSC in der X-Y-Diagonalen der Zelle anordnet. Zusätzlich erlaubt die Darstellung der niedrigen Geschwindigkeiten als blaue Iso-Fläche, die niedrigen Geschwindigkeiten an den Grenzflächen hervorzuheben. Dies ist auf Grund der Haftbedingungen zu erwarten. Eine dritte Iso-Fläche bei moderaten Geschwindigkeiten wird in grau hinzugefügt, um den kontinuierlichen Übergang zwischen den beiden Bereichen zu visualisieren und somit Messfehler auszuschließen.

In [Abbildung 42](#) ist das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in einer vektoriellen Darstellung präsentiert. Zur besseren Übersicht sind drei Ebenen hinzugefügt, die die Geschwindigkeitsmagnitude farblich wiedergeben. Nur auf diesen Ebenen sind die 3C-Vektoren dargestellt und sie geben sowohl die Strömungsrichtung als auch deren Magnitude an. Die Darstellung zeigt eine großskalige Zirkulation entlang einer Hauptebene der Konvektionszelle. Zusätzlich sind auf der Nebendiagonalen weitere kleinere Zirkulationsstrukturen erkennbar. Aus dieser Abbildung wird die maximale gemittelte Geschwindigkeit im Volumen bestimmt. Es ergibt sich $\bar{v}_{\max} = 12$ mm/s.

Um die Qualität der Geschwindigkeitsfelder abzuschätzen, wird überprüft, ob die kleinsten Strukturen der Strömung aufgelöst wer-

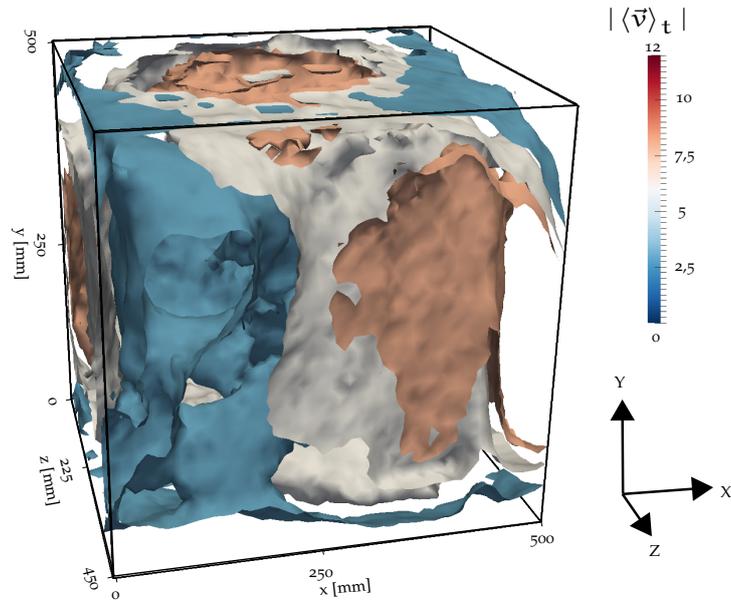


Abbildung 41: Zeitlich gemitteltetes Strömungsfeld in einer Iso-Flächen-Repräsentation entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude $|\langle \vec{v} \rangle_t|$.

den können. Dazu wird die Feld-Auflösung mit der Kolmogorov-Längenskala η_K [1] verglichen. Gleichung 16 lässt sich durch eine Dimensionsanalyse wie folgt umformulieren:

$$\eta_K \approx \left(\frac{\nu^3 l}{\bar{v}_{\max}^3} \right)^{1/4} = 0,74 \text{ mm} \quad (17)$$

Dabei wird die gemessene maximale Geschwindigkeit des zeitlich gemittelten Feldes $\bar{v}_{\max} = 12 \text{ mm/s}$, entnommen aus Abbildung 42, und die charakteristische Länge des Experiments, $l_y = 0,5 \text{ m}$ verwendet. Die kleinsten kohärenten Strukturen haben eine Größe von $l_{\text{koh}} = 10 \cdot \eta_K$, also $7,4 \text{ mm}$ für diese Messung [9, 79]. Diese Länge ist vergleichbar zur gewählten Größe der Abfragefenster von 10 mm . Folglich werden alle, für die vorliegende Arbeit relevanten, turbulenten Skalen aufgelöst.

Zusätzlich wird die zeitliche Auflösung untersucht, um sicherzustellen, dass die turbulenten Fluktuationen zeitaufgelöst erfasst werden. Dazu wird analog die Kolmogorov Zeitskala η_τ , siehe [1], genutzt:

$$\eta_\tau = \sqrt{\frac{l_y^4 \text{Pr}^2}{\nu^2 (\text{Nu} - 1) \text{Ra}}} = 1,5 \text{ s} \quad (18)$$

Die zugehörige Nusselt-Zahl ist dabei aus der Arbeit von Ahlers et. al. [1] entnommen. Aus dem Vergleich von η_τ und der Aufnahme-

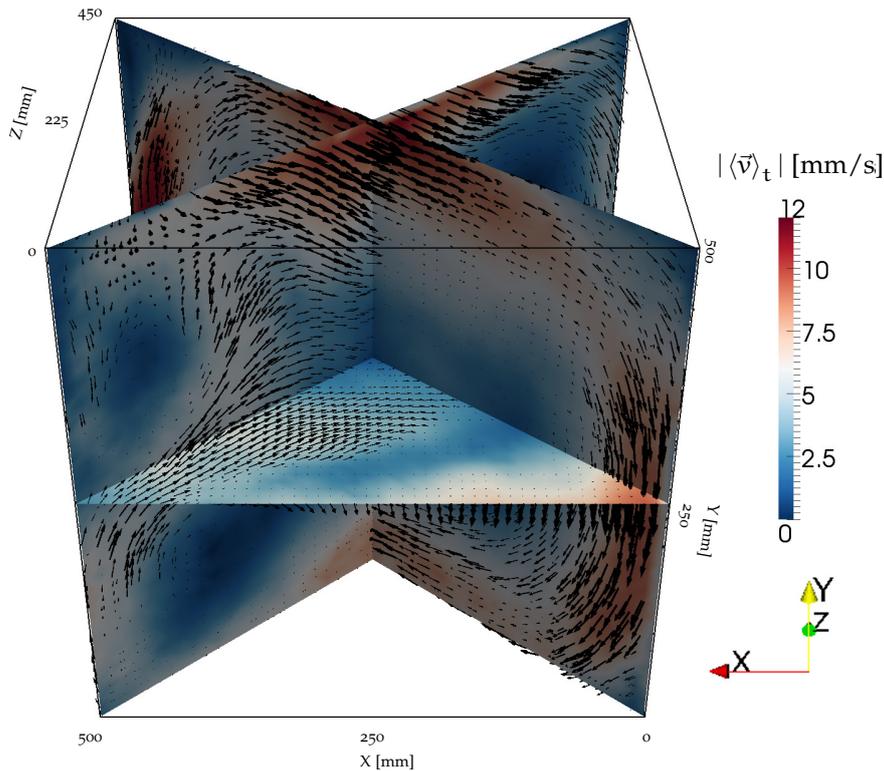


Abbildung 42: Über 1000 instantane Geschwindigkeitsfelder zeitgemittelttes Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v} \rangle_t$. Zur besseren Übersicht dargestellt in drei Ebenen - zwei entlang der Diagonalen der RB-Zelle und eine horizontal auf halber Höhe. Die Farbcodierung gibt die Werte der Geschwindigkeitsmagnitude wieder. Zusätzlich ist die Richtung der Geschwindigkeit mit 3C-Vektoren wiedergegeben.

schrittweite von $\Delta t = 0,2\text{s}$ folgt, dass eine zeitaufgelöste Messung erwartet wird, bei der alle zeitlichen Geschwindigkeitsfluktuationen erfasst werden.

Ein Vergleich des Strömungsfeldes mit der Literatur ist anhand der Reynolds-Zahl möglich, die wie folgt definiert ist und es ergibt sich für die vorliegende Arbeit:

$$Re = \frac{\bar{v}_{\max} l_y}{\nu} = 6275$$

Im Jahr 2005 wurde von Sun et. al. [81] Laser Doppler Velocimetry (LDV) in einer zylindrischen Konvektionszelle bei $Pr = 4,3$ durchgeführt. Damit wurde an einem Punkt innerhalb der LSC bei mittlere Zellhöhe die Geschwindigkeitswerte als Zeitreihe aufgenommen. Die Position der Messstelle von Sun ist mit dem Punkt vergleichbar, an dem in der vorliegenden Arbeit v_{\max} ermittelt wurde.

Anschließend führte Sun eine zeitliche Mittelung durch. Es wurde die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Rayleigh-Zahl untersucht und das Skalierungsgesetz $Re_{\text{mean}} = 0,33 \cdot Ra^{0,43}$ ermittelt. Aus die-

sem Gesetz ergibt sich zum Vergleich $Re = 6584$ für die hier vermessene Ra . Mit diesem Ergebnis wird eine Übereinstimmung von besser als 5% erzielt. Sun et. al. [81] schlagen in ihrer Referenzarbeit eine weitere Methode zur Berechnung von Re vor. Anstelle des Durchschnittswerts, wird der wahrscheinlichste Wert verwendet und es ergibt sich folgendes Skalierungsgesetz $Re_{mp} = 0,06 \cdot Ra^{0,5}$. Wird dieses Ergebnis nun wieder auf die aktuelle Ra angewendet, so ergibt sich $Re = 6000$, was auch in guter Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit erhaltenen Resultat für Re ist.

2008 hat die Gruppe um Sun et. al. [82] des Weiteren mittels planarer PIV-Messungen die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Rayleigh-Zahl ermittelt. Dazu wurde die Strömung in einer rechteckigen Zelle mit Wasser bei $Pr = 4,3$ für verschiedene Ra vermessen und Re bestimmt. Es ergibt sich die folgende Abhängigkeit, $Re = 0,0184 Ra^{0,55}$. Daraus resultiert für die hier untersuchte $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$ ein zugehöriges $Re = 5818$.

Die erzielten Ergebnisse lassen sich also in die Ergebnisse der Literatur einsortieren. Daraus folgt, dass die Messung erfolgreich durchgeführt wurde und zu validen Ergebnissen führte. Diese können dank der angewendeten 3D-Messtechnik die existierenden Literaturergebnisse weiter bekräftigen, da das Geschwindigkeitsfeld in alle Raumrichtungen erfasst wird und die Unsicherheit etwaiger nicht erfasseter Geschwindigkeiten ausgeschlossen ist. Es existieren Arbeiten, die einen zusätzlichen Einfluss der Zellgeometrie aufzeigen und etwaige Abweichungen erklären können, siehe [42, 92]. In den Referenzarbeiten wurden keine volumetrischen Messungen durchgeführt, sodass die Wahl der Referenzgeschwindigkeit zur Berechnung von Re nicht optimal sein könnte. Die starke Dreidimensionalität wurde auch bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert. Im Anhang sind in Tabelle 1 nochmals alle Vergleichsarbeiten und Ergebnisse zusammengefasst.

Für eine detailliertere Untersuchung der LSC, wird deren Hauptebene durch das Volumen ausgewählt, die leicht verkippt in der Diagonalebene der Zelle liegt. In Abbildung 43 sind unterschiedliche Information aus dieser 2D-Extraktion dargestellt. Als neue Koordinate wird dabei $w = \sqrt{x^2 + z^2}$ gewählt. In Abbildung 43 a) bis c) sind die drei Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$ dargestellt. In a) ist die X-Komponente der Geschwindigkeit gezeigt, sodass die horizontale Strömung gut zu erkennen ist. Es werden Geschwindigkeiten bis zu 11 mm/s erreicht. In weiß ist eine leicht wellige Struktur auf halber Zellhöhe zu erkennen, die die Strömungen in positive bzw. negative X-Richtung trennt. In b) ist die Y-Komponente der Geschwindigkeit dargestellt und das Auf- und Abwärtsströmen des Fluids wird klar erkennbar. Vertikale und horizontale Strömungsgeschwindigkeiten weisen ein ähnliche Magnitude auf. Die Strömung in Tiefenrichtung innerhalb der LSC wird in c) illustriert. Es ist eine symmetrische Verteilung mit negativer Geschwindigkeit im oberen Teil

und positiver Geschwindigkeit im unteren Teil der Zelle zu erkennen. Die Geschwindigkeitsmagnitude v_{abs} wird in Abbildung 43 d) gezeigt und illustriert eine geschlossene Konvektionsrolle mit der höchsten Geschwindigkeit nahe den Wänden und reduzierter Geschwindigkeit in den Ecken und im Zentrum. In Abbildung 43 e) wird die Geschwindigkeitskomponente in der Ebene, v_{inplane} , gezeigt. Dieses Geschwindigkeitsfeld ist in 2C-planaren PIV-Messungen verfügbar, wobei die Information über die dritte Geschwindigkeitskomponente fehlt. Dennoch gibt es zumindest eine qualitative Übereinstimmung mit v_{abs} . Um das Potential von Tomo-PIV zu demonstrieren, wird in Abbildung 43 f) zusätzlich die Geschwindigkeitskomponente aus der Ebene heraus, v_{outplane} , gezeigt. Nicht-Null-Geschwindigkeitswerte können in verschiedenen Bereichen der Ebene beobachtet werden, was die Bedeutung von volumetrischen Messungen unterstreicht, da nur so die Strömung im Ganzen erfasst werden kann.

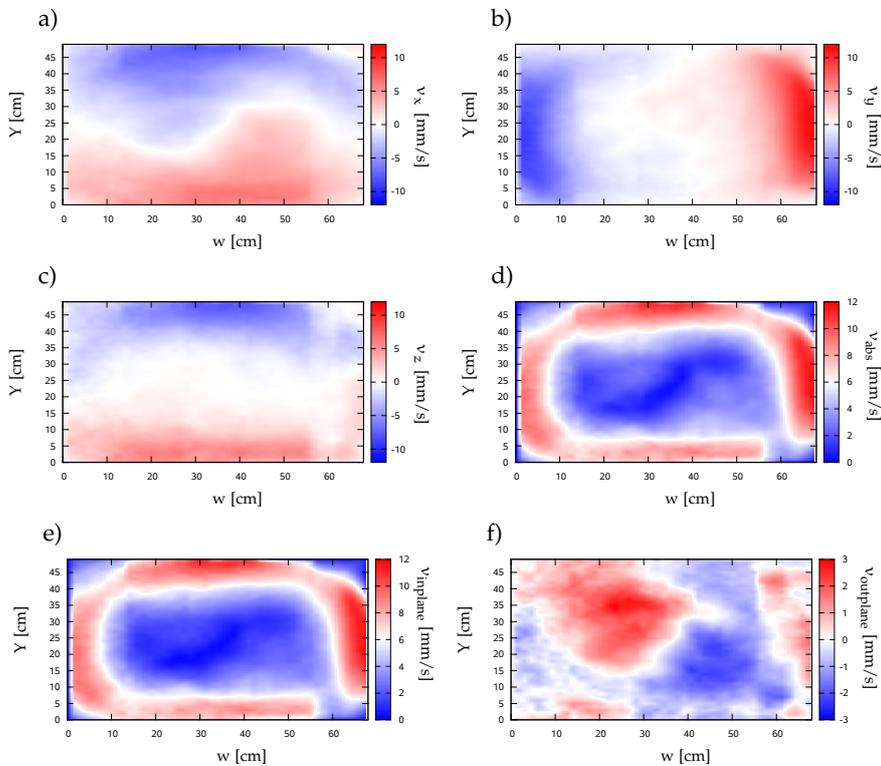


Abbildung 43: Geschwindigkeitsverteilungen in der Ebene, die die LSC enthält. a) bis c) zeigen die drei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$, d) die Geschwindigkeitsmagnitude. e) und f) hingegen zeigen die Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der Ebene bzw. aus der Ebene heraus.

Ein weiteres wichtiges Kriterium für die Qualität der Messungen ist eine glatte Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Geschwin-

digkeitskomponenten. Dieses wird im Folgenden anhand der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF, engl. probability density function) überprüft. Eine Anhäufung bei einzelnen Geschwindigkeitswerten, häufig einfach als Binning bezeichnet, ist unphysikalisch und würde auf ein Problem bei der Ermittlung der Geschwindigkeitsfelder hindeuten. Dieses kann aus einem Problem bei der 3D-Partikelintensitätsrekonstruktion resultieren oder auch bei der Korrelation zur Bestimmung der Partikelverschiebung auftreten. Daher werden alle Geschwindigkeiten aus den 1000 instantanen Feldern verwendet, um die PDF für die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$ und für den absoluten Wert v_{abs} zu bestimmen. Dabei wird jeweils eine PDF pro Komponente für jedes instantane Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Anschließend werden die Verteilungen komponentenweise zeitgemittelt. Die so erhaltenen PDFs sind in [Abbildung 44](#) dargestellt.

Da die PDFs glatt sind, also kein Binning zeigen, lässt sich folgern, dass die gemessenen Geschwindigkeiten zuverlässig sind. Die Geschwindigkeiten der einzelnen Komponenten v_i mit $i = x, y, z$ sind erwartungsgemäß um 0 mm/s angeordnet. Es ist außerdem erkennbar, dass sich die dargestellten Spektren in ihrer Breite unterscheiden. Der Grund hierfür ist, dass die LSC nicht genau in der Diagonalebene der RB-Zelle orientiert ist, sondern eher in der X-Y-Richtung. Dies reduziert die Geschwindigkeitskomponenten für die Z-Richtung und führt folglich zu einer schmaleren Verteilungen für v_z .

Die Verteilung für v_{abs} beginnt bei 0 mm/s mit einem Maximum bei 4 mm/s. Anschließend fällt die Verteilung monoton ab. Außerdem wird ersichtlich, dass die instantanen Geschwindigkeiten auf bis zu 30 mm/s ansteigen.

Im Folgenden wird die viskose Grenzschicht (BL, engl. boundary layer) untersucht. Dazu werden die Profile des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes innerhalb der LSC genauer studiert. Zu diesem Zweck wurden die Geschwindigkeiten innerhalb der LSC für jede Höhe Y gemittelt. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist in [Abbildung 45](#) zu sehen. Dargestellt sind die Verläufe der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y, v_z und die vereinfachte kombinierte Geschwindigkeit $v_{xz} = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$ in Abhängigkeit von der zentrierten Höhe

$$Y_c = Y - (\max(Y) - \min(Y)) / 2.$$

In [Abbildung 45](#) sind für v_x, v_z und v_{xz} kontinuierliche Verläufe der Geschwindigkeiten mit Extrema in der Nähe der Wände erkennbar. Wie zu erwarten, findet für v_x und v_z ein Vorzeichenwechsel bei $Y_c = 0$ cm, d.h. in der Mitte der LSC, statt. Die Verläufe in der Nähe der Heiz- und Kühlplatte, also bei $Y_c \approx \pm 25$ cm, sind nicht exakt identisch. Dies resultiert aus der niederfrequenten Dynamik der LSC, die aus anderen Studien [[12](#), [80](#), [100](#)] der turbulenten RB-Konvektion bekannt ist. Somit wird für weitere Konvergenz des mittleren Feldes eine höhere Statistik benötigt. Die Geschwindigkeitskomponente

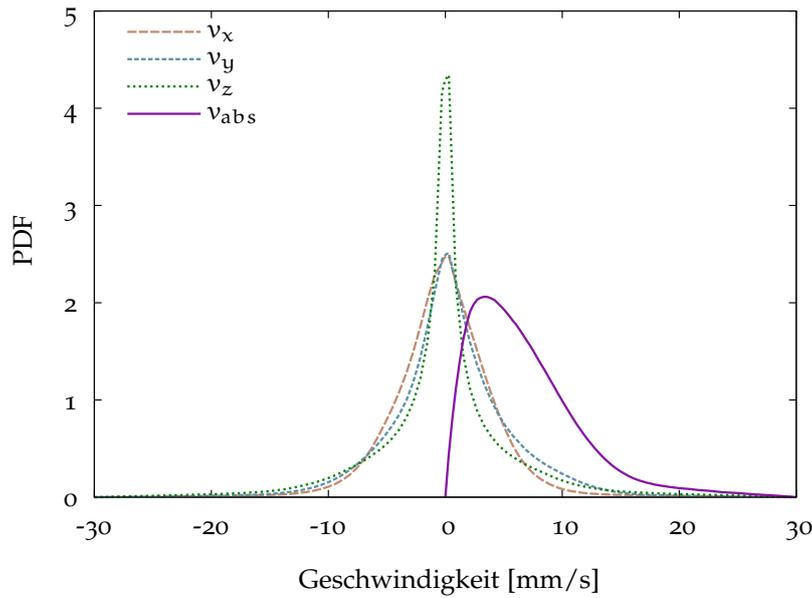


Abbildung 44: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$ und des absoluten Werts v_{abs} .

v_z zeigt eine wellige Struktur mit Geschwindigkeiten nahe 0 mm/s, die die Symmetrieeigenschaften der Zelle nicht reflektiert. Dies wird ebenfalls auf die niederfrequente Dynamik der LSC zurückgeführt und höhere Statistik wird die Geschwindigkeitswerte weiter verkleinern und symmetrisieren.

Entsprechend des von Sun et. al. [82] vorgeschlagenen Vorgehens wird die Dicke der viskosen Grenzschicht δ_u ermittelt. Hierbei wird unter Verwendung der Extrema der Geschwindigkeitsprofile, siehe Abbildung 45, und der Geschwindigkeitsgradienten an den Wänden die Grenzschichtdicke ermittelt. Diese Methode ist gemeinhin als „Slope“-Methode bekannt, da sie die Steigung der Verläufe der Geschwindigkeitskomponenten nutzt. So ermittelten Sun et. al. [82] analog zur $Re - Ra$ -Abhängigkeit ein Skalierungsgesetz für die viskose BL-Dicke

$$\delta_u = 4,95 \cdot l \cdot Ra^{-0,27} .$$

Da die Geschwindigkeit linear an den Wänden in den BLs abnimmt und δ_u etwa die Hälfte eines Abfragevolumens beträgt, wird hier der letzten Datenpunkt an der Wand verwendet, um die Steigung unter der Annahme Haftbedingungen an den Rändern zu berechnen. Durch dieses Vorgehen lässt sich die Grenzschichtdicke als

$$\delta_u \leq 5,2 \text{ mm}$$

bestimmen. Das Skalierungsgesetz aus [82] liefert $\delta_u = 4,9 \text{ mm}$ für die untersuchte Ra . Somit konnte auch hier eine gute Übereinstim-

mung, mit einer Abweichung von maximal 6%, mit der Literatur erzielt werden.

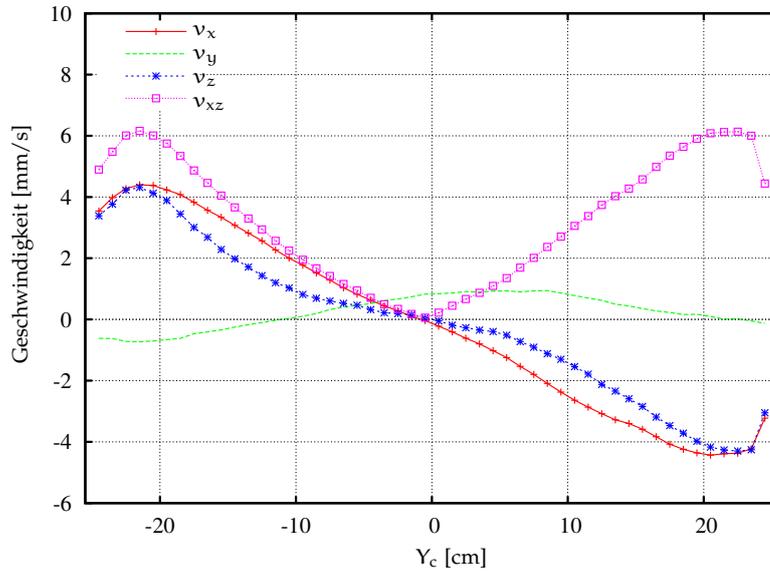


Abbildung 45: Gemittelte Geschwindigkeitsprofile in der Ebene der LSC. Mittelung erfolgte für jede Höhe, also für alle Datenpunkte auf einer Y -Position, als eine Funktion der zentrierten Höhe, Y_c . Gezeigt wird der Ergebnis sowohl für die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_x , v_y , v_z als auch für die vereinfachte Geschwindigkeit v_{xz} .

In der vorliegenden Arbeit sind die dreidimensionalen Geschwindigkeiten zugänglich, was in den bisher genannten Referenzarbeiten nicht der Fall war. Daher wird nun die numerische Arbeit von Kaczorowski et. al. [43] herangezogen. Hier wurde 3D-DNS der Strömung in einer kubischen RBC-Zelle bei einer kleineren $Ra = 10^9$ durchgeführt und die großskaligen Strukturen analysiert. Zusätzlich zu den Ergebnissen bezüglich der LSC, wurden zwei kleinere gegenläufig-rotierenden Strukturen beobachtet, die auf der zur LSC rechtwinkligen Diagonalen liegen. Diese kleineren Strukturen konnten auch in der vorliegenden Arbeit beobachtet werden und werden somit auch in Abbildung 42 sichtbar.

Wie in der Arbeit von Kaczorowski et. al. [43] wird der radiale Verlauf der größten Geschwindigkeit innerhalb der Hauptebene der LSC untersucht. In der Studie wurde gezeigt, dass für deren Faktor zehn kleinere $Ra = 10^9$ dieser Verlauf die Form eines vierblättrigen Kleeblatts annimmt. In der vorliegenden Arbeit wird nun untersucht, ob diese Form auch für die hier untersuchte Ra beobachtet werden kann. Dazu wird das Zentrum der LSC bestimmt und die größte Geschwindigkeit für einen bestimmten Winkel ermittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 46 in radialer Darstellung aufgetragen. Die Form

des vierblättrigen Kleeblatts wird offensichtlich, obwohl sich hier keine perfekte Symmetrie, wie in der DNS von Kaczorowski et. al. [43] ergibt. Eigentlich wäre aufgrund der Symmetrie der RB-Zelle eine Punktsymmetrie für den Geschwindigkeitsverlauf zu erwarten. Die extrahierte Struktur zeigt eine leichte Asymmetrie, was in Übereinstimmung mit den Beobachtungen aus Abbildung 45 ist und sich in der Mittlungsdauer begründen kann, denn hier werden nur 1,5 Umlaufzeiten der LSC berücksichtigt. Bei einer besseren Statistik wäre eine weitere Symmetrisierung zu erwarten, die bis zu einer gewissen Grenze voranschreitet. Bei zu großen Mittlungsdauern hingegen ist es möglich, dass sich die LSC komplett neu orientiert. Somit würde die zeitliche Mittlung über grundverschiedene Strömungszustände erfolgen und es können keine Schlüsse aus dem mittleren Feld gezogen werden.

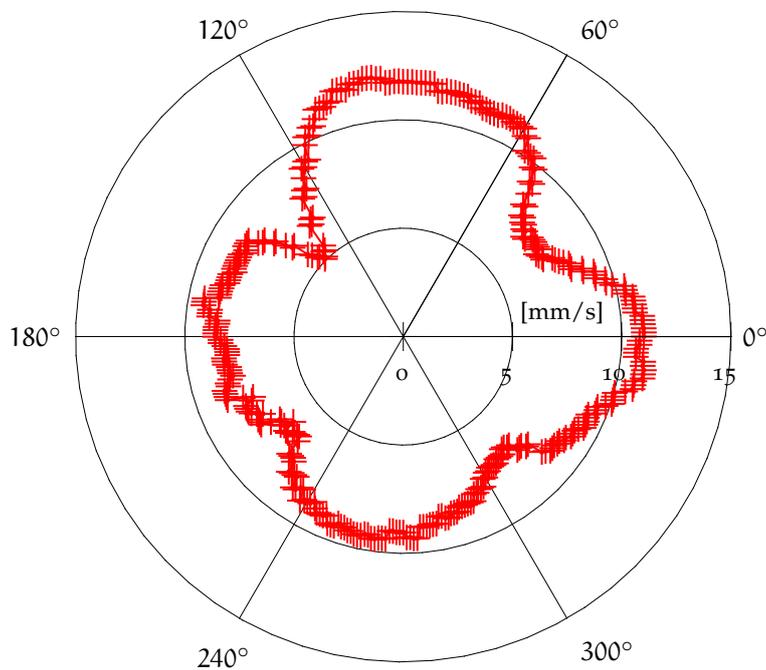


Abbildung 46: Radiale Darstellung der höchsten Geschwindigkeit innerhalb der LSC. Markiert ist jeweils der Winkel gemessen gegen die Horizontale durch das Zentrum der LSC und die zugehörige Geschwindigkeitsmagnitude. Es resultiert die Form eines vierblättrigen Kleeblatts.

4.2.1.3 Turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen

Im Folgenden werden die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen, also die zweiten statistischen Momente der Strömung, studiert.

Dazu wird die Quadratwurzel (RMS) der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen $|\vec{V}| - \langle |\vec{V}| \rangle$ berechnet

$$\text{RMS}_{1000} := \text{RMS}(|\vec{V}| - \langle |\vec{V}| \rangle) = \sqrt{\langle |\vec{V}|^2 \rangle - \langle |\vec{V}| \rangle^2}.$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 47 veranschaulicht. Zur besseren Übersicht, wird eine Darstellung in drei Ebenen - zwei entlang der Diagonalen der RB-Zelle und eine horizontal bei $h/2$ - analog zu Abbildung 42, gewählt. Die Farbcodierung gibt die RMS-Werte wieder. Es ist ersichtlich, dass die RMS-Werte an der Vorderseite des Messvolumens, d.h. bei großen Z -Werten, kleiner als 6 mm/s sind, während im Zentrum der Zelle, Werte von 4 mm/s und weniger auftreten. In den Ecken der Zelle, in der Nähe der Seitenwände und im hinteren Teil des Messvolumens, steigen die RMS-Werte bis zu Werten von 12 mm/s an. Dieser Effekt ist nicht strömungsphysikalisch induziert sondern tritt als Folge des experimentellen Aufbaus auf, der sich aus den kleineren Betrachtungswinkeln bei niedrigem Z begründet. Dementsprechend kann dies in Zukunft durch die Erhöhung der Betrachtungswinkel der Kameras verbessert werden.

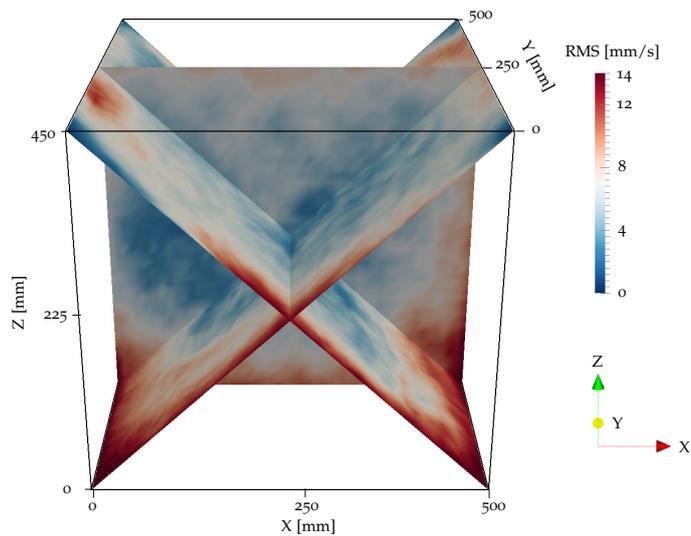


Abbildung 47: RMS_{1000} -Werte der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen mit entsprechender Farbcodierung. Zur besseren Übersicht dargestellt in drei Ebenen - zwei entlang der Diagonalen der RB-Zelle und eine horizontal bei $h/2$. Die Farbcodierung gibt die Werte der Geschwindigkeitsmagnitude wieder.

Zusätzlich sind in Abbildung 47 höhere RMS-Werte entlang der LSC sichtbar. Werte, die größer als 14 mm/s sind, spiegeln starke turbulente Fluktuationen wider, die durch die ansteigenden und fallenden thermischen Plumes und deren Interaktion mit der LSC erzeugt werden. Dieses charakteristische Verhalten wird für kleinere Ra bereits in der Literatur berichtet und ist in Abbildung 7 wiedergegeben.

Außerdem konnte diese Charakteristik ebenfalls in der vorliegenden Arbeit beobachtet werden, siehe Abbildung 38. In der Studie von Sugiyama et. al. [80] wird berichtet, dass hierfür die zeitlich niederfrequente Dynamik der LSC eine Rolle spielen kann.

Es existieren also zwei Quellen, die zu den RMS-Werten der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen beitragen: Strömungsinduzierte σ_{phys} , und Messtechnik-induzierte, σ_{uncert} . Daher wird zur Unterscheidung der beiden Quellen die Verteilung der RMS-Werte in ausgewählten Ebenen genauer studiert. Dazu werden exemplarisch drei Extrema für die Ebenen ausgewählt, die in Abbildung 48 dargestellt sind. In a) ist die Orientierung der ausgewählten Ebenen mit der angezeigten Kamera-Blickrichtung skizziert. Abbildung 48 b) zeigt die RMS-Werte in der vertikalen X-Y-Ebene bei geringer Tiefe, $Z = 425 \text{ mm}$ - in der Nähe der Kameras. Sie sind im Vergleich zu den RMS-Werten bei hoher Tiefe, $Z = 25 \text{ mm}$, in Abbildung 48 c), niedrig. Dies zeigt, dass die Werte in der Tiefe zunehmen.

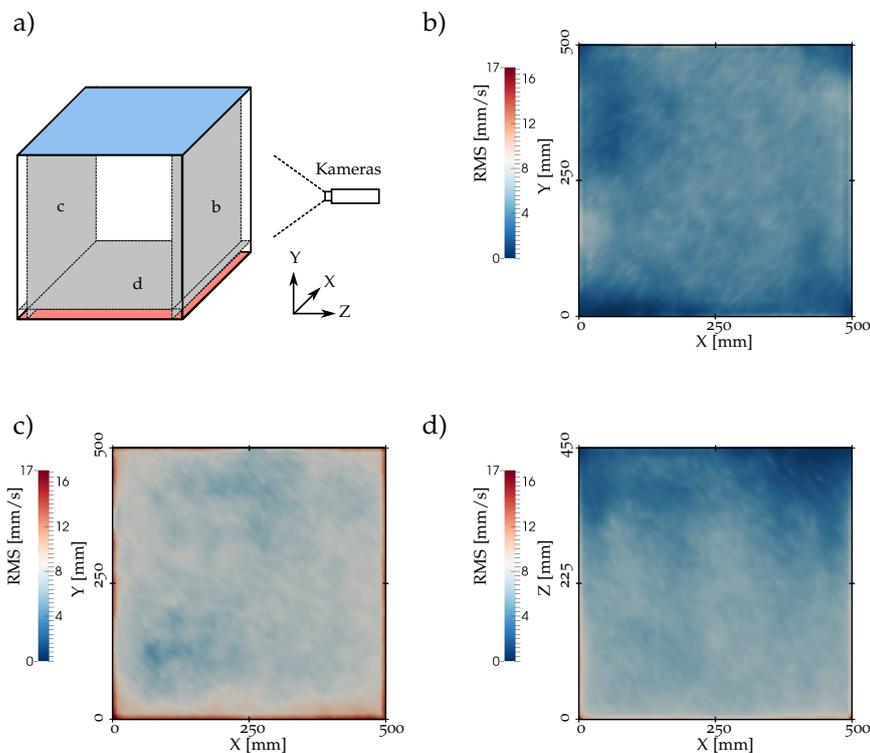


Abbildung 48: a) Eine Skizze der Lage der in b)-d) dargestellten Ebenen. RMS-Werte der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen in der X-Y-Ebene in b) nahe der Kameras und c) auf der Rückseite des Messvolumens. d) zeigt die RMS-Werte in der X-Z-Ebene nahe der Heizplatte.

Das Auftreten der höchsten RMS-Werte in den Ecken des Messvolumens unterstützt die Hypothese, dass diese hohen Werte ein Artefakt

der Mess- und Rekonstruktionstechnik sind und σ_{uncert} zuzuordnen sind. Um dies zu unterstreichen, sind in Abbildung 48 d) die RMS-Werte in der horizontalen X-Z-Ebene bei niedriger Höhe, $Y = 25 \text{ mm}$, also parallel zu und in der Nähe der Heizplatte, dargestellt. Auch in dieser Ebene wird deutlich, dass die RMS-Werte mit zunehmender Tiefe im Messvolumen kontinuierlich ansteigen und insbesondere an den Grenzen erhöht sind. Daraus folgt, dass die äußersten Kanten der Zelle mit spezialisierten Messungen untersucht werden sollten, die eventuell nicht das gesamte Volumen der Zelle erfassen. In den übrigen Gebieten, also dem größten Teil des Messvolumens, bestehen somit keine Probleme resultierend aus der Messtechnik und die Ergebnisse sind physikalisch signifikant.

4.2.1.4 Abschätzung der Unsicherheiten

Kühn et. al. [49] ermittelten die Messunsicherheit für eine Tomo-PIV-Messung, basierend auf der gleichen Software und einem ähnlichen experimentellen Aufbau, wie er in dieser Arbeit verwendet wurde. Dazu wurden die Tomo-PIV-Ergebnisse mit den Ergebnissen einer konventionellen PIV-Messung in einem Luftströmungsexperiment verglichen. Kühn et. al. [49] verwendete heliumgefüllten Seifenblasen als Impfpartikel, die zusätzliche Probleme induzieren. Daher wird die in dieser Arbeit durchgeführte Messung eine geringere Unsicherheit liefern, denn es wurde mit konservativen TiO_2 beschichteten Latexteilchen gearbeitet. Somit stellen die Ergebnisse von Kühn et. al. [49] mit einer Unsicherheit von bis zu 0,2 Voxeln pro Zeitschritt eine obere Grenze für die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse dar. Übertragen auf die hier vorliegenden Resultate, wobei insgesamt $862 \times 862 \times 776$ Voxel für $500 \times 500 \times 450 \text{ mm}$ im physikalischen Raum und $\Delta t = 0,2 \text{ s}$ verwendet wurden, ergibt sich eine Obergrenze für die Unsicherheit von $\sigma = 0,58 \text{ mm/s}$. Wie in Abbildung 44 gezeigt, reicht die Geschwindigkeitsverteilung der instantanen Geschwindigkeitsfelder bis zu 30 mm/s . Daraus ergibt sich für die Messung ein hoher Dynamikbereich von mehr als 50 Stufen und es lässt sich schließen, dass die turbulente dreidimensionale Strömung mit hoher Präzision erfasst wurde.

4.2.2 Simultane 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessungen

Der folgende Abschnitt basiert auf der Publikation „*Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT*“ von Schiepel et. al. [71].

The following section is based on the publication „*Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT*“ by Schiepel et. al. [71].

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der simultanen dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldmessung vorgestellt. Das Vorgehen ist bereits in Kapitel 3.4 beschrieben. Zuerst wird die Rekonstruktion der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder erörtert, um anschließend die großskalige Zirkulation bezüglich Struktur und Temperaturverteilung zu diskutieren. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Korrelation von Aufwärtsströmung und Temperatur.

4.2.2.1 Experimentelle Parameter

Der allgemeine Aufbau der Konvektionszelle ist in Abschnitt 2.2 einzusehen. Die weitere, für die Durchführung der simultanen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessungen benötigte, Ausrüstung ist schematisch in Abbildung 49 dargestellt. Die Aluminium Heiz- und Kühlplatten sind mit (a) und (b) angegeben. Vier PCO1600 schwarz-weiß CCD-Kameras, (c) bis (f), mit einer Auflösung von 1600×1200 Pixel werden verwendet, um die Konvektionszelle unter verschiedenen Blickwinkeln zu beobachten. Zusätzlich wird eine PCO Pixelfly Farb-CCD-Kamera, (g), mit impliziten Bayer-Filter und einer Auflösung von 1392×1024 Pixeln verwendet, um ein Teilvolumen in der Nähe der Kühlplatte zu beobachten. Die Tiefe der Zelle wurde mittels einer matt-schwarzen, 2 cm dicken extrudierten Polyethylen-Platte, (i), begrenzt. Sie hat einen quadratischen Querschnitt von 499×499 mm und ist mit Dichtband in der Zelle fixiert. Polyethylen wurde dabei ausgewählt, da es chemisch beständig gegenüber der Wasser-Glykol-Mischung ist und eine Wärmeleitfähigkeit vergleichbar mit der der Glaswände hat. Schließlich wird das komplette Messvolumen, hervorgehoben als gelbe Fläche, durch das Hochleistungs-LED-Array, siehe auch Abschnitt 2.3, hier markiert mit

(h), beleuchtet. Durch die Verkleinerung des Messvolumens, kann hier entsprechend die Anzahl der LEDs auf 8×15 reduziert werden.

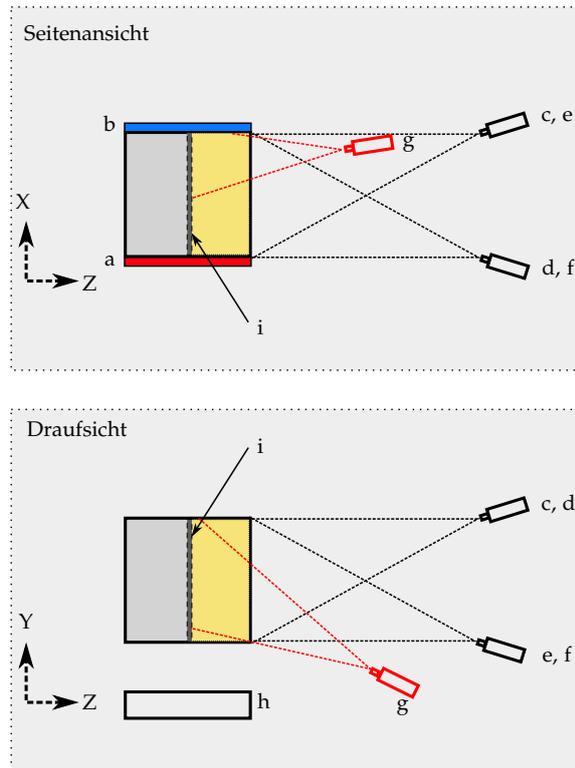


Abbildung 49: Skizze des Aufbaus für die simultanen dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldmessungen. Das Messvolumen in der vorderen Hälfte der Zelle ist in gelb hervorgehoben. (c) bis (g) markieren die Kameras und deren Sichtlinien sind als gestrichelte Linien dargestellt. In der Seitenansicht markieren (a) und (b) die Heiz- und Kühlplatte. In der Draufsicht werden die Lichtquelle und die eingesetzte Trennwand aus Polyethylen durch (h) und (i) gezeigt.

Der Bayer-Filter der Farbkamera reduziert deren Sensitivität um mehr als den Faktor vier gegenüber einer vergleichbaren s/w-Kamera. Um eine vergleichbare Signalqualität zwischen den unterschiedlichen Kameras zu gewährleisten, wird zur Kompensation das beobachtete Volumen der Farbkamera verkleinert werden. So kann für dieses Subvolumen ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis erzielt werden. Gleichzeitig reduziert die Verkleinerung des Volumens die Wahrscheinlichkeit der Abbildung mehrerer TLC-Partikel auf einem Pixel der Kamera. Zusätzlich wird die Bildaufnahme der Farbkamera vor allem in der Rückwärtsreflektion durchgeführt, da die TLC-Partikel in dieser Anordnung das ausgeprägteste Farbspiel zeigen.

In dieser Arbeit werden die, in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen, gekapselten TLC-Teilchen der Firma Hallcrest mit der Bezeichnung R18C6 eingesetzt. Entsprechend Abschnitt 3.5.2.4, werden die gelieferten Partikel gröÙenselektiert, sodass sie einen Durchmesser zwischen 100 und 110 μm haben. Diese Abmessungen sind wichtig, damit immer ausreichend Pixel auf der Farbkamera belichtet werden und so zuverlÄssig die Farbe der TLC-Partikel aufgenommen werden kann. Um sicherzustellen, dass sich die TLC-Partikel auftriebsneutral verhalten, werden die Messungen in einem Wasser-Glykol-Gemisch durchgeföhrt. Entsprechend der Vorarbeiten, dargestellt in Abbildung 29, wird ein Massenmischungsverhältnis von Wasser : Glykol = 7 : 3 verwendet. Es hat sich gezeigt, dass sich bei diesem Verhältnis die meisten Partikel auftriebsneutral verhalten und für die Messungen verwendet werden können - die anderen werden entfernt.

Die Geschwindigkeitsfelder werden in einem Messvolumen mit den Abmessungen $H \times B \times T = 500 \times 500 \times 250 \text{ mm}^3$ erfasst. Dies entspricht einem Volumen von 62,5 l und die Aspektverhältnisse sind $\Gamma_{xy} = 1$ und $\Gamma_{yz} = 1/2$. Aufgrund der erforderlichen Ausrichtung der Farbkamera ergibt sich ein reduziertes Volumen von $\approx 20 \text{ l}$ für die simultanen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldmessungen.

Die Temperaturen der Heiz- und Kühlplatte sind auf $T_H = 20^\circ\text{C}$ und $T_K = 16^\circ\text{C}$ eingestellt. Mit der Temperaturdifferenz

$$\Delta T = T_H - T_K = 4 \text{ K}$$

und den Stoffparametern des Wasser-Glykol-Gemischs ergibt sich

$$\text{Ra} = 7,0 \cdot 10^9.$$

Bei einer mittleren Zelltemperatur von $\bar{T} = \frac{T_H + T_K}{2} = 18^\circ\text{C}$ ist die zugehörige Prandtl-Zahl $\text{Pr} = 21$. Näherungsweise adiabate Randbedingungen an den Seitenwänden werden dadurch erreicht, dass die Umgebungstemperatur mittels einer Raumklimatisierung bei $\bar{T} \pm 0,5 \text{ K}$ gehalten wird.

Mithilfe eines Sequencer-PCs wird die Bildaufnahme gesteuert. Die Bilder werden mit einem Zeitversatz $\Delta t = 150 \text{ ms}$, also einer Aufnahmefrequenz von $f = 6,6 \text{ Hz}$, aufgenommen. Es werden dabei simultan mit jeder Kamera jeweils 1000 Bilder aufgenommen und anschließend ausgewertet.

Die Ausreißerererkennung für die Geschwindigkeitsfelder wird, entsprechend Abschnitt 3.6, mit den nachfolgenden Parametern ausgeführt. Die untere Grenze zur Berücksichtigung eines Vektors bleibt bei 0,15 mm/s. Die Absolutwert-Ausreißerererkennung wird auf 30 mm/s gesetzt und die relative Ausreißerererkennung erlaubt nun eine 30 prozentige Abweichung. Da die Messung zeitaufgelöst ist, kann die zeitliche Ausreißerererkennung ausgeführt werden. Mit dieser Parameterkombination werden 0,7 Prozent der Vektoren als Ausreißer markiert und ersetzt. Nach der Re-evaluierung gibt es keine als Ausreißer markierten Vektoren mehr.

4.2.2.2 *Rekonstruktion der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder*

Mittels des Tomo-PIV-Anteils der kombinierten Auswertekette, siehe Abbildung 23, wird das Kamerasystem kalibriert und es werden die Geschwindigkeitsfelder gemessen. Dies geschieht analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.2.1. Im Folgenden wird nun die simultane Messung von Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern präsentiert. Hierzu wird die Farbinformationen der TLC-Partikel mit einer Farbkamera aufgenommen. In Abbildung 50 ist ein exemplarisches Farbbild aus dem ersten Zeitschritt gezeigt. Ein breites Farbspiel kann beobachtet werden. Es ist zu beachten, dass die Farbskala der TLC-Partikel nicht dem gewohnten Muster entspricht, da Rot in diesem Fall niedrige Temperaturwerte und Blau hohe Temperaturwerte repräsentiert.

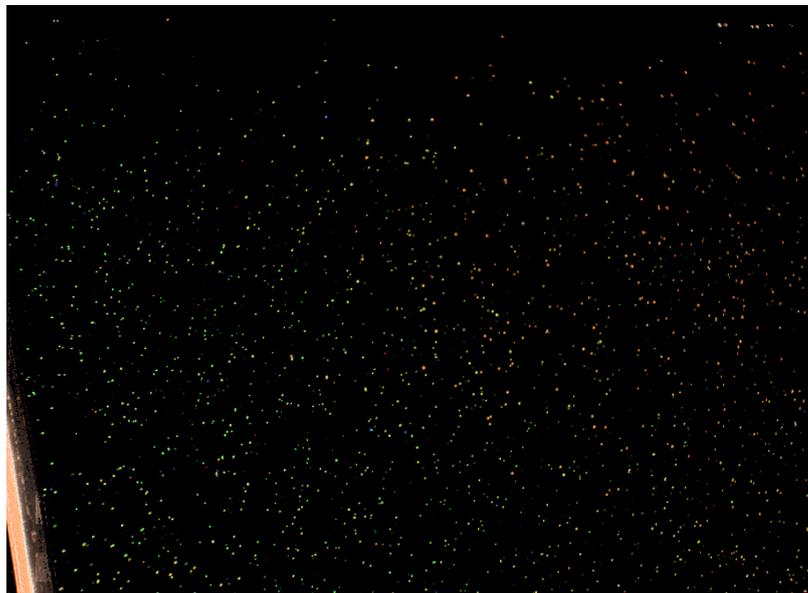


Abbildung 50: Unprozessiertes Farbbild aufgenommen mit der PCO Pixel-fly Farbkamera. Das Farbspiel der TLC-Partikel ist mit tendenziell grünen Kristallen auf der linken Seite und eher roten Partikeln auf der rechten Seite gut zu erkennen.

Um die Temperaturwerte im 3D-Raum zu bestimmen, müssen zuerst die 3D-Partikelpositionen rekonstruiert werden. Dazu wird das in Abschnitt 3.4 beschriebene Verfahren angewendet.

Zuerst wird das Rauschen aus den, mittels Tomo-PIV rekonstruierten, Intensitätskarten durch die Verwendung einer Mindestschwelle von 1,5 Intensitätseinheiten herausgefiltert. Anschließend wird die Gaußsche-Kurvenanpassungsprozedur durchgeführt. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes wurde hier eine parallele Implementierung umgesetzt. Daher wird die Kurvenanpassung unter Verwendung von 20 Threads, parallel auf einem Intel Xeon E5-2680V2 mit aktiviertem

Hyper-Threading, durchgeführt. Den einzelnen Prozessen wird dabei ein exklusives Subvolumen zugewiesen, um Zweideutigkeiten während der Entfernung von bereits verwendeten Intensitäten zu vermeiden.

In Abbildung 51 ist beispielhaft ein herausfordernder Fall der Kurvenanpassung einer 1D-Gaußverteilung an die Intensitäten am Ort $Y \approx 3 \text{ mm}$ und $Z \approx 498 \text{ mm}$ entlang X gezeigt. Diese Anpassung ermöglicht die Bestimmung der X -Position eines Teilchens. Die Datenpunkte sind mittels blauer Kreuze markiert und es ist zu erkennen, dass die Intensitätsverteilung in Richtung höherer X -Werte ein asymmetrisches Verhalten zeigt. Daher würde der Mittelwert sowie der höchste Wert der Verteilung eine falsche Teilchenposition suggerieren. Die ermittelte Gaußverteilung, hier in grün dargestellt, rekonstruiert hingegen immer noch die korrekte Teilchenposition. Daher wird der Zentralwert der Kurvenanpassung genutzt, hier in rot angedeutet, wodurch sich $X_{\text{fit},1\text{d}} = 443 \text{ mm}$ ergibt. Anschließend werden die Koordinaten $Y_{\text{fit},1\text{d}}$ und $Z_{\text{fit},1\text{d}}$ analog ermittelt. Wie im Methodenteil beschrieben, werden diese drei Ergebnisse als Startwerte für eine vollständige Kurvenanpassung einer 3D-Gaußkurve verwendet und der so erhaltene Zentralwert $\bar{X}_{\text{fit},3\text{d}}$ wird abgespeichert.

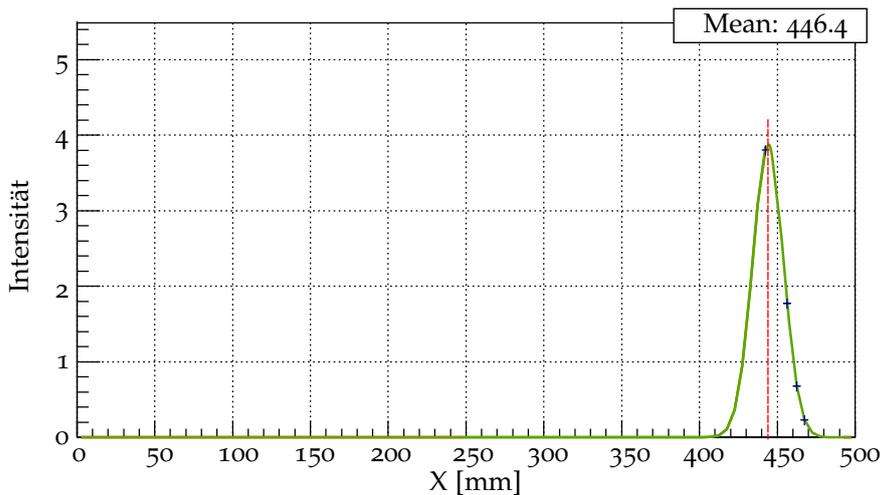


Abbildung 51: Ergebnis einer 1D-Gaußschen Kurvenanpassung an der Position $Y \approx 3 \text{ mm}$ und $Z \approx 498 \text{ mm}$. Die Datenpunkte sind mittels blauer Kreuze und das Ergebnis der gaußschen Kurvenanpassung ist in grün dargestellt. Der Zentralwert der Kurvenanpassung ist rot angedeutet.

Die Farb-Temperatur-Kalibrierung erfolgt anschließend durch die Bestimmung der Hue-Werte in den Partikelbildern. Hierbei werden die Hue-Werte und die Helligkeit in Einheiten von $2^{12} = 4096$, gemäß der maximalen Bittiefe, der Farbkamera angegeben. Es werden nur die TLC-Partikel mit einer Helligkeit, $L > 800$ betrachtet. Somit

werden aus den 2D-Farbbildern die 2D-Hue-Karten ermittelt. In Abbildung 52 wird die Verteilung der Hue-Werte für vier der fünf verschiedenen Kalibriertemperaturen gezeigt. Zusätzlich wird im Hintergrund der ungefähre Farbverlauf von rot über grün zu blau und anschließend zu violett dargestellt. Im Allgemeinen ist durch eine Erhöhung der Temperatur eine Verschiebung der Farbtonverteilung von kalt (rot) in Richtung warm (blau) zu sehen. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass für den violetten Bereich keine Werte vorliegen. Dieses Verhalten ist gemäß der Spezifikationen der TLC-Teilchen zu erwarten und zeigt, dass der implementierte Bayer-Filter und die Hue-Wert-Berechnung erwartungsgemäß funktionieren. Vergleicht man die Verteilungen bei 20°C und 22°C , so zeigt sich aufgrund der hohen Ähnlichkeit, dass von den Partikeln keine weiteren Informationen mehr geliefert werden können, wenn die Temperatur 20°C übersteigt. Daher wird bei der Kalibrierung eine Funktion mit Divergenz benötigt. Ferner zeigt der 19°C -Kalibrierungspunkt einen großen Ausschlag im grünen Bereich und einen zusätzlichen, aber etwa 3,5 mal kleineren, Ausschlag im blauen Bereich. Dies resultiert aus der Betrachtungswinkelabhängigkeit der TLC-Partikel und verdeutlicht die Notwendigkeit der kleineren Kalibrierfenster, um diese Reflektionscharakteristik der TLC-Teilchen zu kompensieren.

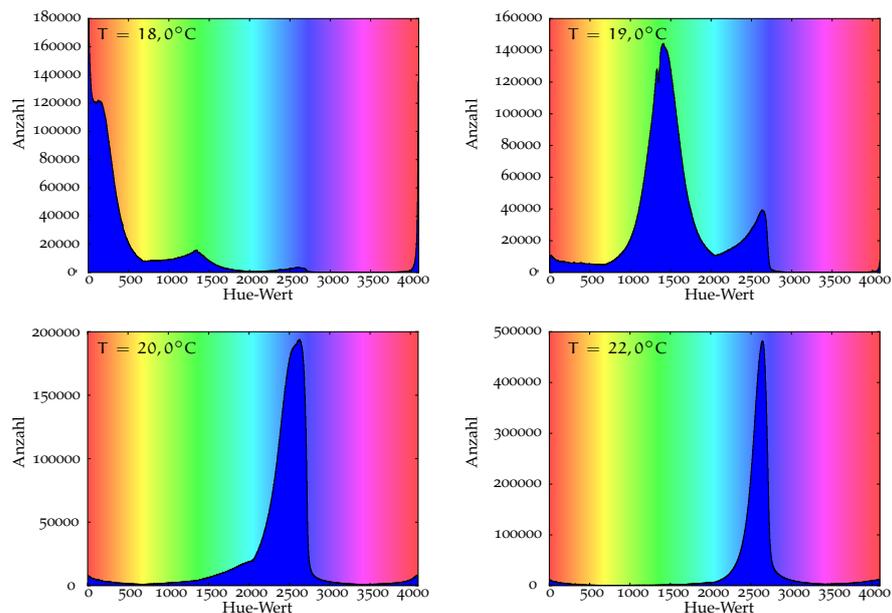


Abbildung 52: Die Verteilung der ermittelten Farbtonwerte für die Kalibriertemperaturen von 18°C , 19°C , 20°C und 22°C ist dargestellt. Zusätzlich werden die ungefähren Bereiche für Rot, Blau und Grün im Hintergrund dargestellt.

Genau dieses wird durch die Verwendung von Abfragefenstern mit einer Größe von 100×100 Pixeln für die aus den Farbbildern berech-

neten 2D-Hue-Karten erreicht. Innerhalb jedes dieser Fenster wird eine 1D-Gaußsche-Kurvenanpassung für die resultierende reduzierte Verteilung durchgeführt, und der Zentralwert wird für jede Kalibrier-temperatur gespeichert. In Abbildung 53 ist dies exemplarisch für eine Temperatur von 20°C und ein Abfragefenster aus der Mitte des Bildes dargestellt. In blau ist die Verteilung der Hue-Werte gezeigt und das Ergebnis der Kurvenanpassung ist in schwarz darüber gelegt. Der erhaltene Zentralwert ist hier mit einer roten Linie markiert und beträgt 2488.

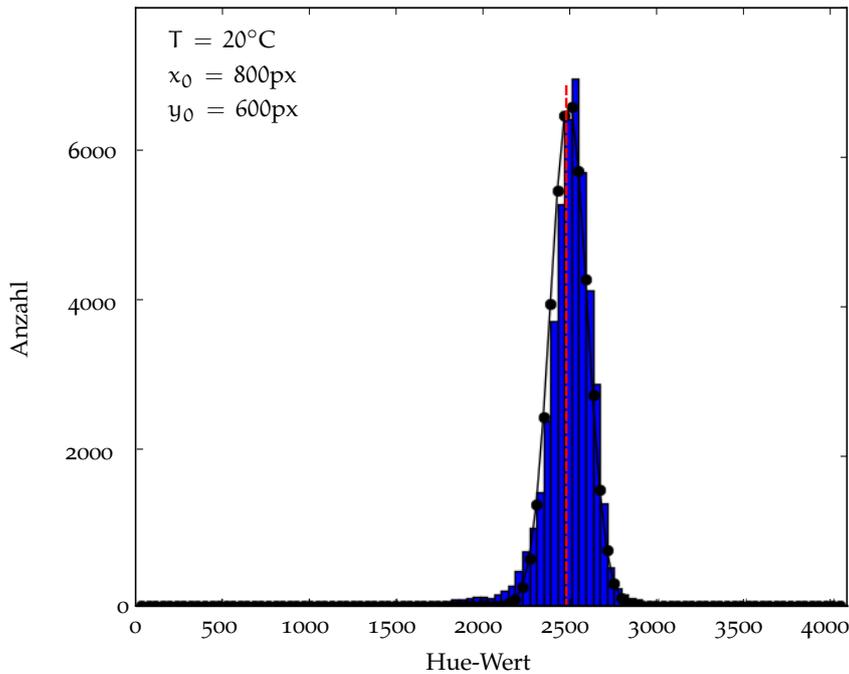


Abbildung 53: Verteilung der Hue-Werte bei 20°C in einem 100 x 100 Pixel Abfragefenster der 2D-Hue-Karten in blau. Der Ankerpunkt ist $(x_0, y_0) = (800, 600)$ Pixel. Zusätzlich ist eine 1D-Gaußsche-Kurvenanpassung der Verteilung in schwarz gezeigt. Mit einer roten Linie ist der Zentralwert der erhaltenen Gauß-Kurve markiert.

Anschließend werden die für die Messung benötigten Kalibrierkurven, zur Übersetzung von einer Farbe in eine zugehörige Temperatur, ermittelt. Dazu wird für die erhaltenen Kalibrierungspunkte eine weitere Kurvenanpassung, entsprechend Abschnitt 3.4.3.2 und unter Verwendung des Polynoms aus Gleichung 15, durchgeführt. In Abbildung 54 ist beispielhaft das Ergebnis, für das selbe Abfragefenster bei $(x_0, y_0) = (800, 600)$, gezeigt. Die schwarzen Datenpunkte repräsentieren die fünf Kalibriertemperaturen in Abhängigkeit der ermittelten zentralen Hue-Werte. Die resultierende analytische Funktion ist in rot dargestellt und die durch die Anpassung ermittelten Parameter sind im unteren Bereich in grün aufgedruckt. Es ist zu erkennen, dass die

erhaltene Funktion die Datenpunkte gut beschreibt und verwendet werden kann, um die Hue-Werte in Temperaturen zu übersetzen. Auf diese Weise stehen nun $14 \times 11 = 154$ Kalibrierkurven zur Verfügung.

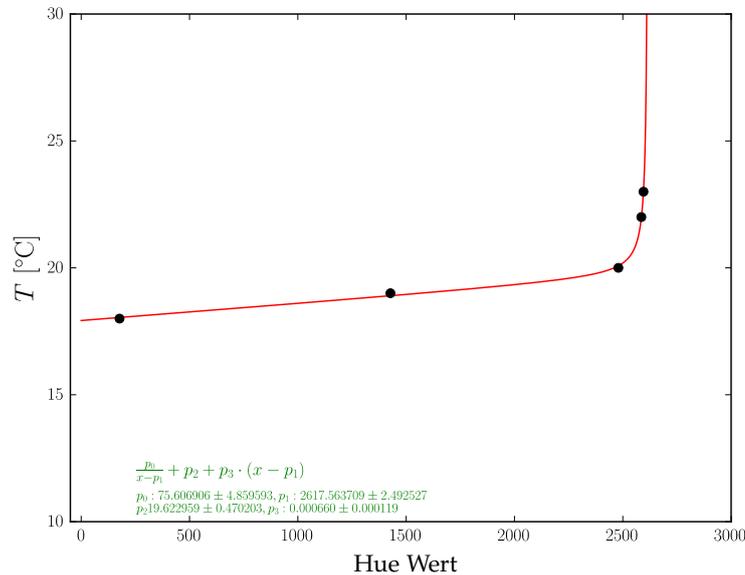


Abbildung 54: Beispiel für eine Kurvenanpassung von der Temperatur in Abhängigkeit des Hue-Werts. Die schwarzen Markierungen zeigen die ermittelten Datenpunkte innerhalb eines Abfragefensters. Das Resultat der Kurvenanpassung wird rot dargestellt und die ermittelten Parameter sind grün vermerkt.

4.2.2.3 Resultate der simultanen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldmessungen

Der Tomo-PIV-Teil der Auswertekette liefert 1000 instantane Geschwindigkeitsfelder für das gesamte Messvolumen. Anschließend wird eine statistische Mittelung der Felder durchgeführt, um das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld zu erhalten. Das Ergebnis ist in Abbildung 55 gezeigt. Das 3D-Geschwindigkeitsfeld ist mittels 3C-Vektoren dargestellt und zusätzlich sind die Vektoren entsprechend der lokalen Geschwindigkeitsmagnitude, $\langle \bar{\vec{V}} \rangle_t$, skaliert und eingefärbt. Es ist eine großskalige Zirkulation entlang der X-Y-Diagonalen der Konvektionszelle zu erkennen, vergleichbar mit den Ergebnissen aus den Abschnitten 4.2.1 bzw. 4.1. Die Orientierung ist auch in dem hier untersuchten Fall nicht präzise entlang der Diagonalen, sodass die volumetrische Vermessung von großer Bedeutung ist, um alle Charakteristika der Strömung zu erfassen.

Die globale Geschwindigkeitsmagnitude im mittleren Feld beträgt $\bar{V}_{mag} = 5,82 \text{ mm/s}$. Unter anderem, kann diese dazu verwendet

werden, um die Messdauer als ein Vielfaches der Umlaufzeit der LSC, T_{LSC} , zu verstehen. Dazu geht man von einer zirkularen Strömungsstruktur der Lauflänge, s_{zirk} , aus und es ergibt sich für die 1000 instantanen Bilder die folgende Messdauer:

$$T_{LSC} = \frac{s_{1000}}{s_{zirk}} = \frac{\Delta t \cdot 1000 \cdot \bar{V}_{mag}}{2 \cdot \pi \cdot \frac{l_y}{2}} = 0,6$$

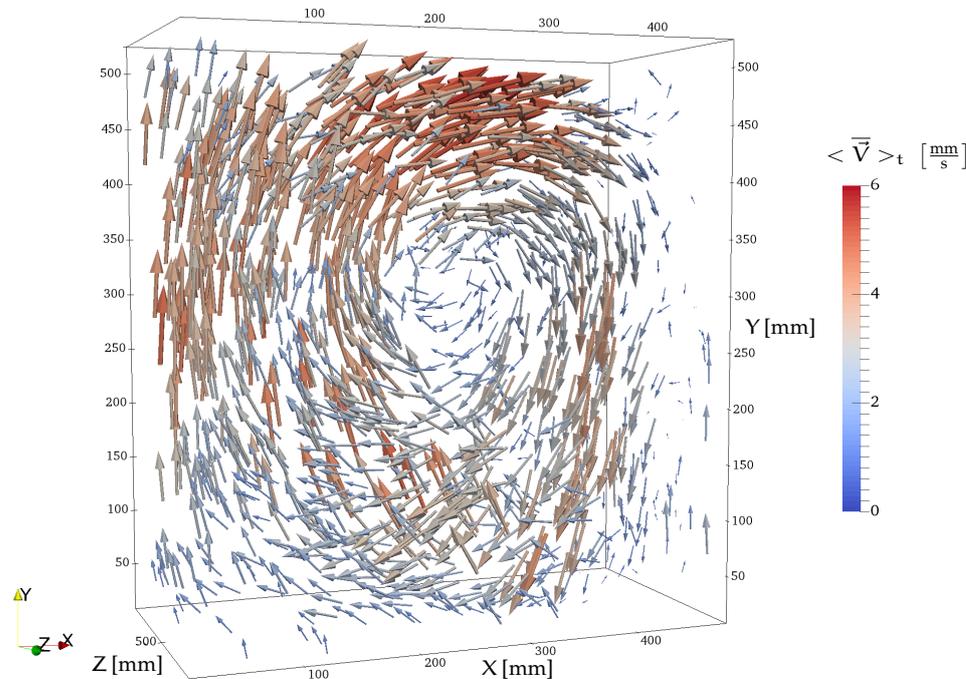


Abbildung 55: Das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld bei $Ra = 7,0 \cdot 10^9$ und $Pr = 21$. Die Geschwindigkeit wird mit drei Komponentenvektoren und der Farbcodierung gemäß der Geschwindigkeitsmagnitude dargestellt.

In Abbildung 56 ist die Verteilung des Geschwindigkeitsbetrags aus den 1000 instantanen Geschwindigkeitsfelder dargestellt. Unter Verwendung von 5000 Bins, entsprechend einer Bin-Breite von $\Delta v_{abs} = 0,0035 \text{ mm/s}$, wird die absolute Häufigkeit der Geschwindigkeitswerte gezeigt. In blau ist die Verteilung über den gesamten Geschwindigkeitsbereich gezeigt und es ist eine glatte Verteilung zu erkennen, die bis zu einem Maximum 18 mm/s reicht. In der oberen rechten Ecke ist in grün eine vergrößerte Ansicht der Verteilung zwischen $13,5$ und $17,5 \text{ mm/s}$ gezeigt. Damit wird deutlich, dass ab einer absoluten Geschwindigkeit von $v_{max} = 17 \text{ mm/s}$ die Verteilung nur noch dünn besetzt ist. Dieses wird daher als die maximale Geschwindigkeit in den instantanen Feldern festgehalten.

Um die Farbwerte in Temperaturen zu übersetzen, wird das Ensemble der zuvor ermittelten Kalibrierkurven verwendet. In diesem

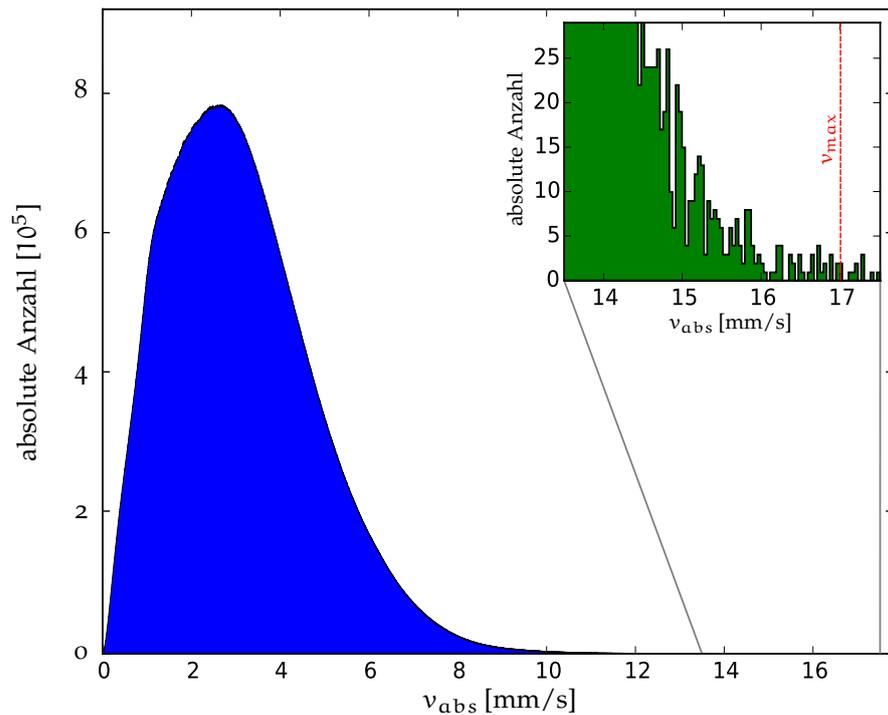


Abbildung 56: Geschwindigkeitsbetrag aller Vektoren aus den 1000 instantanen Geschwindigkeitsfeldern. Oben rechts ist eine vergrößerte Ansicht der Verteilung zwischen 13,5 und 17,5 mm/s gezeigt. In rot ist das Ende der Verteilung markiert.

Schritt werden die TLC-Partikel unter Verwendung einer weniger restriktiven Helligkeit von $L \geq 600$ detektiert und die entsprechenden Farbtonwerte werden in Temperaturen übersetzt. In Abbildung 57 sind exemplarisch die ermittelten Temperaturen des ersten Zeitschritts als 2D-Temperaturkarten dargestellt. Die Farbcodierung ist so gewählt, dass sie die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ widerspiegelt. Die Temperaturen sind über die Zeitreihe von 1000 Bildern gleichmäßig um 18°C verteilt. Dennoch wird speziell in diesem instantanen Feld auf der unteren linken Seite eine erhöhte Temperatur von 19 bis 20°C bestimmt, die mit einer aufwärtsströmenden warmen Struktur korreliert sein kann.

Im nächsten Schritt, werden den rekonstruierten 3D-Partikelpositionen die Informationen der 2D-Temperaturkarten, unter Verwendung der aus der Volumenselbstkalibrierung erhaltenen Abbildungsfunktionen, zugeordnet. Ein resultierendes instantanes 3D-Geschwindigkeits- und Temperaturfeld ist in Abbildung 58 dargestellt. Die Sphären geben die Temperatur an der entsprechenden 3D-Raumposition an. Die Richtung der Geschwindigkeit wird durch 3C-Vektoren angezeigt und die Farbe gibt die Geschwindigkeitsmagnitude wieder. Das Geschwindigkeitsfeld wird für das gesamte

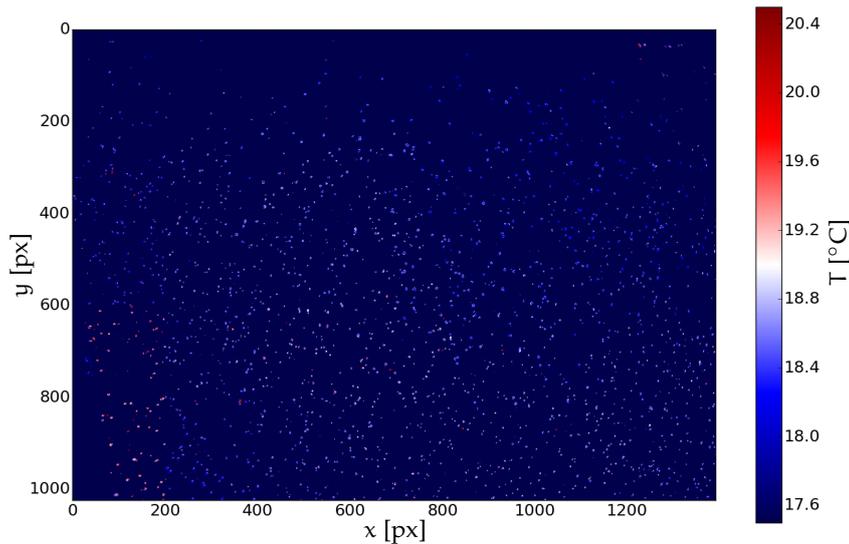


Abbildung 57: Übersetzung des Kamerabildes in das zugehörige Temperaturbild des ersten Zeitschrittes. Die Farbcodierung wird so gewählt, dass sie die Farbe in $^{\circ}\text{C}$ widerspiegelt. Großteilig isotherme Verteilung um $18,5^{\circ}\text{C}$. Auf der unteren linken Seite ist eine erhöhte Temperatur von 19 bis 20°C zu erkennen.

Volumen bestimmt, während die Temperaturmessung auf die obere Hälfte der Konvektionszelle fokussiert ist. Zur besseren Übersicht ist nur jeder zehnte Vektor und jeder zehnte Temperaturwert dargestellt. Wie von turbulenter RB-Konvektion zu erwarten ist, treten kleine turbulente Strömungsstrukturen im gesamten Messvolumen auf, die mit der Versuchsanordnung auch aufgelöst werden können. Die Struktur der großen Konvektionsrolle in diesem instantanen Feld ähnelt der Struktur im zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeld, das anhand von [Abbildung 55](#) diskutiert wird. In [Abbildung 58](#) ist die LSC mit hoher Aufwärtsgeschwindigkeit bei niedrigem X , auf der linken Seite, und hoher Abwärtsgeschwindigkeit bei hohem X , auf der rechten Seite, zu erkennen.

Für voll-turbulente RBC, bei $\text{Ra} \gg 10^8$ wie im untersuchten Fall, ist eine annähernd gleichmäßige Temperatur um \bar{T} im Zentralbereich der Konvektionszelle zu erwarten, siehe zum Beispiel die Arbeiten von Liot et. al. [[53](#)] und Xia [[97](#)]. Die ermittelten Temperaturfelder reflektieren dieses Verhalten mit einer gleichmäßigen Verteilung um $\bar{T} = 18^{\circ}\text{C}$. Analog zu den Beobachtungen auf den 2D-Temperaturkarten, wird auf der linken Seite der Zelle eine Temperaturerhöhung auf 19°C aufgelöst. Durch die simultane Geschwindigkeits- und Temperaturmessung lässt sich dies wie folgt interpretieren: In dieser Region transportiert die LSC warmes Fluid von der Heiz- zur Kühlplatte. Also sind diese höheren Temperaturwerte vernünftig. Somit ist es erstmals gelungen, auf Basis von to-

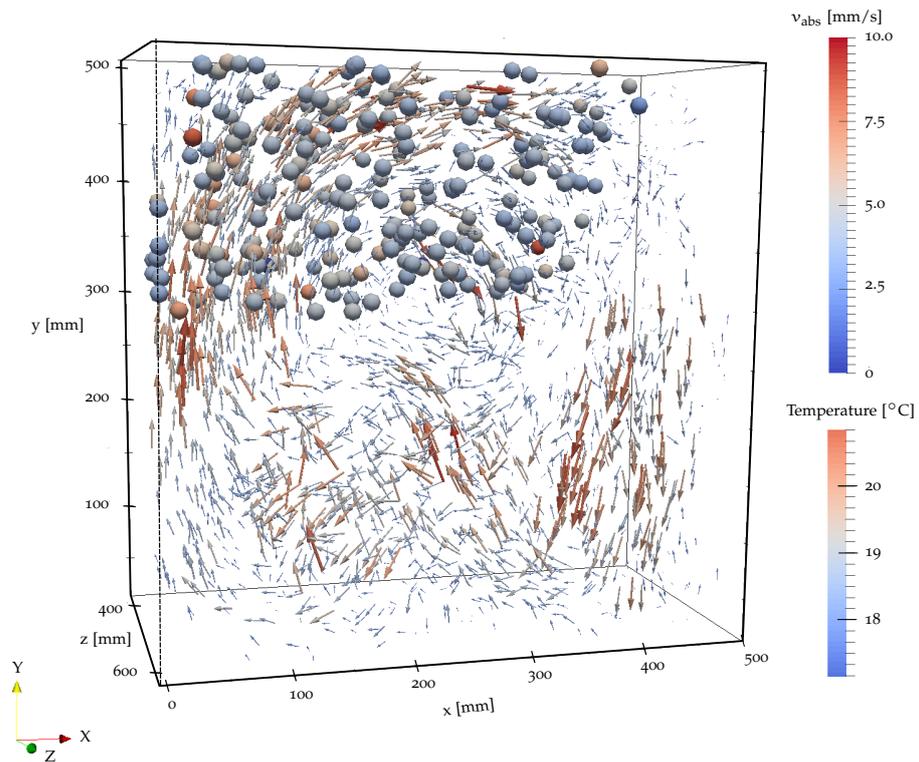


Abbildung 58: Instantanes Geschwindigkeits- und Temperaturfeld des ersten Zeitschritts. Die 3C-Vektoren reflektieren die Geschwindigkeit mit der Farbcodierung entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude. Die lokale 3D-Temperatur ist durch Sphären dargestellt deren Farbe die Temperatur innerhalb des Volumens repräsentiert. Es sind sowohl jeder hundertste Vektor als auch jede hundertste Temperatur dargestellt.

mografischer PIV und Flüssigkristall-Thermometrie, simultane nicht-invasive 3D-Geschwindigkeits- und Temperaturfelder zu messen.

Da die Temperatur- und Geschwindigkeitsinformationen auf zwei verschiedenartigen Gittern vorliegen, ist eine Studie der Abhängigkeiten schwierig. Daher wird im nächsten Schritt eine dreidimensionale lineare, auch tri-linear genannte, Interpolation der Temperaturinformationen auf das strukturierte kartesische Gitter der Geschwindigkeiten durchgeführt. Anschließend werden die daraus resultierenden instantanen Felder gemittelt, um das durchschnittliche, im Messzeitraum dominante, Strömungsverhalten wiederzugeben. Das Ergebnis ist in Abbildung 59 dargestellt. Gezeigt ist das interpoliertes zeitlich gemittelte Geschwindigkeits- und Temperaturfeld. Die 3C-Vektoren reflektieren die mittlere Geschwindigkeit und sind entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude skaliert. Ein Referenzvektor bei 5 mm/s ist oben links gezeigt. Die Farbcodierung gibt, in den Gebieten mit entsprechender Information, die interpolierten mittleren Temperaturen, $T_{\text{int,avg}}$, wieder. Im übrigen Volumen sind die Vektoren in grau

gehalten. Die großskalige Zirkulation ist deutlich anhand der Geschwindigkeitsvektoren zu erkennen und ihr Zentrum befindet sich in der Mitte des Messvolumens. Zusätzlich zeigen die Temperaturwerte, dass im Durchschnitt bei kleinen X warmes Fluid zur Kühlplatte transportiert wird. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Liot et. al. [53]. Eine weitere Temperaturerhöhung ist im Gebiet bei $X = 200$ mm und $Y = 350$ mm auszumachen.

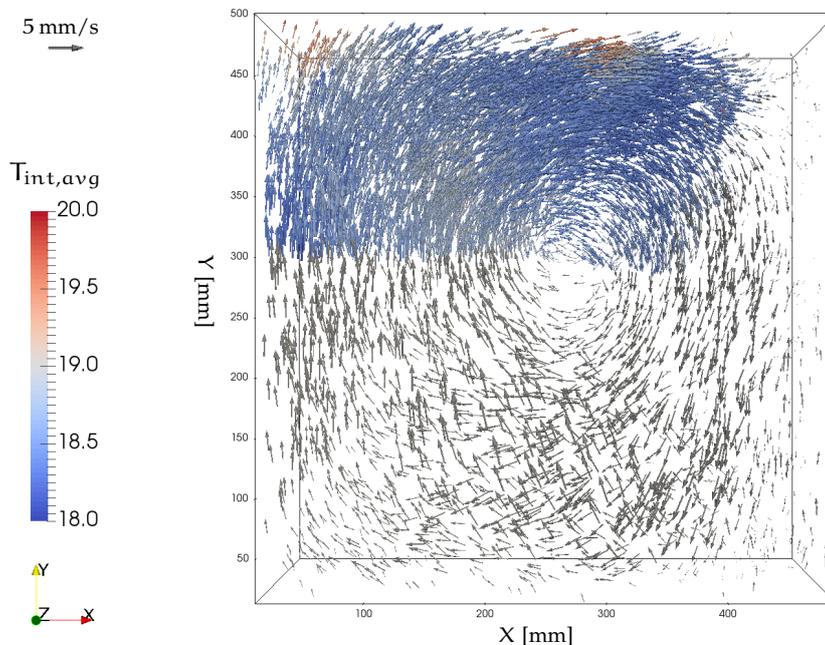


Abbildung 59: Interpoliertes, zeitlich gemittelttes Geschwindigkeits- und Temperaturfeld. Die 3C-Vektoren reflektieren die Geschwindigkeit und sind entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude skaliert. Die Farbcodierung gibt, in den Gebieten mit entsprechender Information, die interpolierten Temperaturen wieder. Im übrigen Volumen sind die Vektoren in grau gehalten. Es ist hierbei jeder zehnte Vektor dargestellt. Oben links ist der Referenzvektor bei 5 mm/s gezeigt.

In Abbildung 59 ist zudem die Ausbildung einer kleinen sekundären Zirkulationsstruktur in der rechten unteren Ecke sichtbar. Obwohl dies aus Kontinuitätsgründen plausibel erscheint, konnte dies in der Tomo-PIV-Messung, im vorangegangenen Abschnitt 4.2.1, so nicht aufgelöst werden. Dies kann sich nicht alleine durch die Änderung der physikalischen Parameter begründen, die die beiden Messungen unterscheiden. Einerseits ist die Prandtl-Zahl von 6,9 auf 21 gestiegen, was zu kleineren Strukturen führt. Andererseits ist die Rayleigh-Zahl von $1,0 \cdot 10^{10}$ auf $7,0 \cdot 10^9$ gesunken und führt zu einer Vergrößerung der Strukturen. Damit ist die Erfassung des Sekundärwirbels nicht direkt physikalisch begründbar, sondern wird dadurch

unterstützt, dass in dieser Messung die örtliche Auflösung höher ist und somit kleinere Strukturen erfasst werden können.

Um die Abhängigkeit der lokalen Temperatur, T , von der Aufwärtsgeschwindigkeit, v_y , zu untersuchen, wird ein 2D-Histogramm der beiden Größen erstellt. Hierbei werden nur Geschwindigkeiten berücksichtigt, an deren Position auch ein Temperaturwert existiert. Abbildung 60 zeigt das Ergebnis für das instantane Geschwindigkeits- und Temperaturfeld zum Zeitpunkt t_0 . Die Geschwindigkeitsbins haben dabei eine Größe von $\Delta_{v_y} = \frac{1}{3}$ mm/s und die Temperaturbins sind $\Delta_T = \frac{1}{14}$ °C groß. Die absoluten Häufigkeiten pro Bin werden als farblicher Schlüssel verwendet. Es ist eine Temperaturverteilung hauptsächlich zwischen 18°C und 19°C erkennbar, während sich die Geschwindigkeiten gleichzeitig zwischen -3 mm/s und 5 mm/s bewegen. Die Abhängigkeit der Temperatur von der Geschwindigkeit wird mittels einer linearen Kurvenanpassung unter Verwendung einer orthogonalen Distanzregression in folgender Form studiert:

$$T(v_y) = m \cdot v_y + T_0 \quad (19)$$

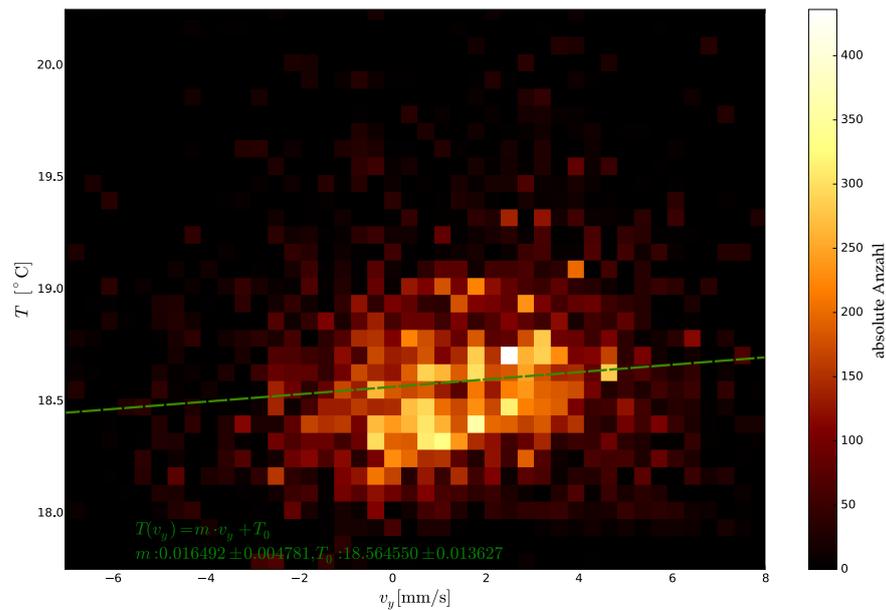


Abbildung 60: Abhängigkeit der lokalen Temperatur, T , von der Aufwärtsgeschwindigkeit, v_y . Aufbereitet ist das instantane Geschwindigkeits- und Temperaturfeld zum Zeitpunkt t_0 als 2D-Histogramm mit der absoluten Häufigkeit pro Bin als farblicher Schlüssel. Die Geschwindigkeitsbins haben dabei eine Größe von $\frac{1}{3}$ mm/s und die Temperaturbins sind $\frac{1}{14}$ °C groß. In grün ist das Ergebnis einer Kurvenanpassung gemäß Gleichung 19 dargestellt.

Zusätzlich zeigt Abbildung 60, am Beispiel des ersten Zeitschritts, das Ergebnis der Kurvenanpassung als grüne Gerade. Es ergibt sich eine Steigung $m = 0,0165 \pm 0,0048 \frac{\text{s} \cdot ^\circ\text{C}}{\text{mm}}$ mit dem zugehörigen Ordinatenabschnitt $T_0 = 18,56 \pm 0,01^\circ\text{C}$. Somit lässt sich bei marginalen Fehlern eine positive Abhängigkeit der Temperatur von der Aufwärtsgeschwindigkeit feststellen. Dieses Verhalten gibt einige bedeutende Charakteristika der Strömung wieder. Denn einerseits wird sich ein Großteil der Temperaturen der Strömung um \bar{T} bewegen. Andererseits treiben die kleinen warmen Strukturen die Strömung an und dieser physikalische Prozess wird durch die positive Abhängigkeit reflektiert.

Diese Korrelation ist von besonderer Bedeutung für das Auftreten einer Strömungsumkehr. Sollte warmes Fluid mit einer hohen Abwärtsgeschwindigkeit assoziiert werden, würde an dieser Stelle die Strömung verlangsamt, was den Zusammenbruch der LSC begünstigt. Dieses wird auch in den Arbeiten [27, 76] als dominante Ursache für eine Strömungsumkehr ausgemacht. Daher ist in Abbildung 61 der Verlauf aller ermittelten Steigungen m dargestellt. In blau sind die instantanen Steigungen m aufgetragen und es ist ein fluktuierendes Verhalten zu erkennen. Außerdem lässt sich feststellen, dass über den gesamten Zeitraum eine positive Korrelation zwischen Temperatur und Auftriebsgeschwindigkeit erhalten bleibt und daher im untersuchten Zeitintervall keine Strömungsumkehr stattfindet. Zusätzlich, ist die rote Kurve über acht Zeitschritte gemittelt m_8 , um das Rauschen zu reduzieren. Da beide Kurven einen ähnlichen Verlauf zeigen lässt sich folgern, dass das Mittelungsfenster passend gewählt wurde und die niederfrequente Dynamik erhalten bleibt. Hier werden nun rauschbereinigte Tendenzen sichtbar. Es gibt eine wiederkehrende Änderung, die etwa alle 20 Zeitschritte auftritt und eine langwellige Änderung, die auf der Zeitskala von rund 300 Zeitschritten, also etwa 45 s, stattfindet. Unter Verwendung der maximalen Geschwindigkeit von $v_{\text{max}} = 17,0 \text{ mm/s}$, entsprechend Abbildung 56, kann die zugehörige Lauflänge berechnet werden:

$$s_{45} = v_{\text{max}} \cdot t = 765 \text{ mm}$$

Entlang der zirkulären LSC beträgt die Lauflänge $\pi \cdot \frac{l_y}{2} = 785 \text{ mm}$, was einer guten Übereinstimmung entspricht. Daher kann die Änderung auf dieser Zeitskala als Interaktion der schnellen turbulenten Strukturen zwischen Heiz- und Kühlplatte verstanden werden.

Um Aussagen über das durchschnittliche Verhalten der konvektiven Strömung zu treffen, werden nun integrale Werte betrachtet. Dazu wird über die gesamte Zeitreihe hinweg sowohl die Aufwärtsgeschwindigkeit, die Temperatur als auch deren Korrelation untersucht. Das Resultat ist in Abbildung 62 dargestellt. Oben als grünes Histogramm ist die Häufigkeitsverteilung der vertikalen Strömungsgeschwindigkeit, v_y , mit einer Bin-Breite von $\Delta_{v_y} = 0,03 \text{ mm/s}$ gezeigt.

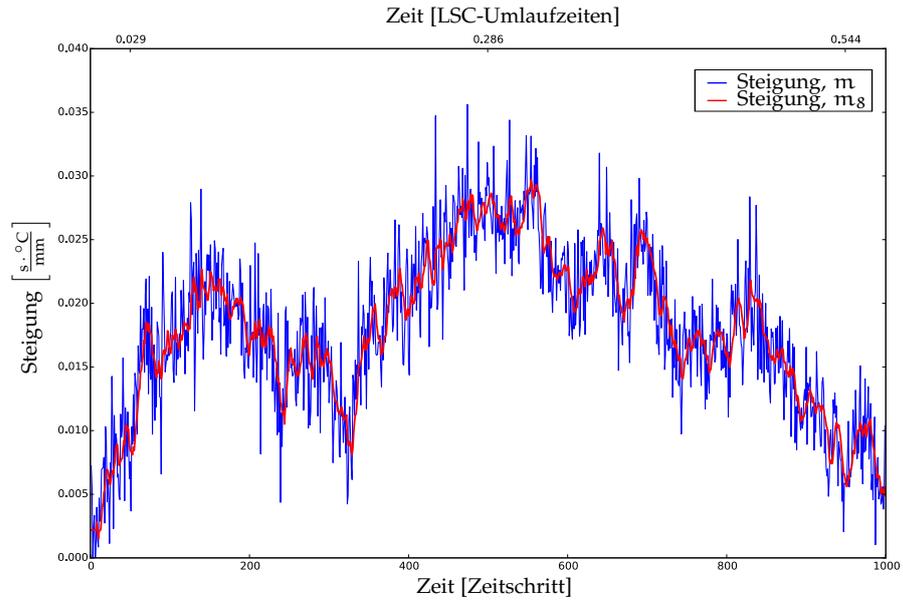


Abbildung 61: Korrelation von Aufwärtsgeschwindigkeit und Temperatur über die gesamten instantanen Zeitschritte. Gezeigt ist in blau die instantane Steigung m und in rot die über 8 Zeitschritte gemittelte Steigung m_8 .

In blau, auf der rechten Seite, ist die entsprechende Temperaturverteilung mit einer Bin-Breite von $\Delta_T = 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt. Die Korrelation der beiden Größen wird wiederum in einem 2D-Histogramm, analog zu Abbildung 60, ermittelt. Die Bin-Breiten sind identisch zu denen der 1D-Histogramme gewählt.

Das grüne Geschwindigkeitshistogramm zeigt eine glatte Verteilung, die sich im positiven Bereich befindet, was sich wieder daraus begründet, dass das Blickfeld für die Temperaturmessung und somit der berücksichtigten Geschwindigkeiten eingeschränkt ist. In Abbildung 62 zeigt das blaue Histogramm der Temperaturverteilung ebenfalls eine glatte Kurve, die von etwas unterhalb von 18°C bis etwas über 20°C reicht. Es ist außerdem zu erkennen, dass sich der häufigste Wert bei etwa $18,5^\circ\text{C}$ befindet, was aufgrund des hohen Turbulenzgrades nicht direkt zu erwarten ist, denn eigentlich wäre dieser Wert bei der mittleren Zelltemperatur, $\bar{T} = 18^\circ\text{C}$ zu erwarten. Diese Beobachtung wird aber durch das Strömungsfeld begründet, denn hier wird tatsächlich in der von der Heizplatte nach oben steigenden erwärmten Fluidströmung gemessen und eine Verschiebung zu höheren Temperaturen ist daher physikalisch sinnvoll.

In dem 2D-Histogramm wird nun die zeitlich gemittelte Abhängigkeit der Fluidtemperatur von der Aufwärtsgeschwindigkeit untersucht. Es ist zu erkennen, dass sich die Wertepaare in einer elliptischen Form anordnen. Diese Ellipse ist für steigende Aufwärts-

geschwindigkeiten zu steigenden Temperaturen geneigt und somit bleibt die positive Korrelation auch im zeitlichen Mittel bestehen.

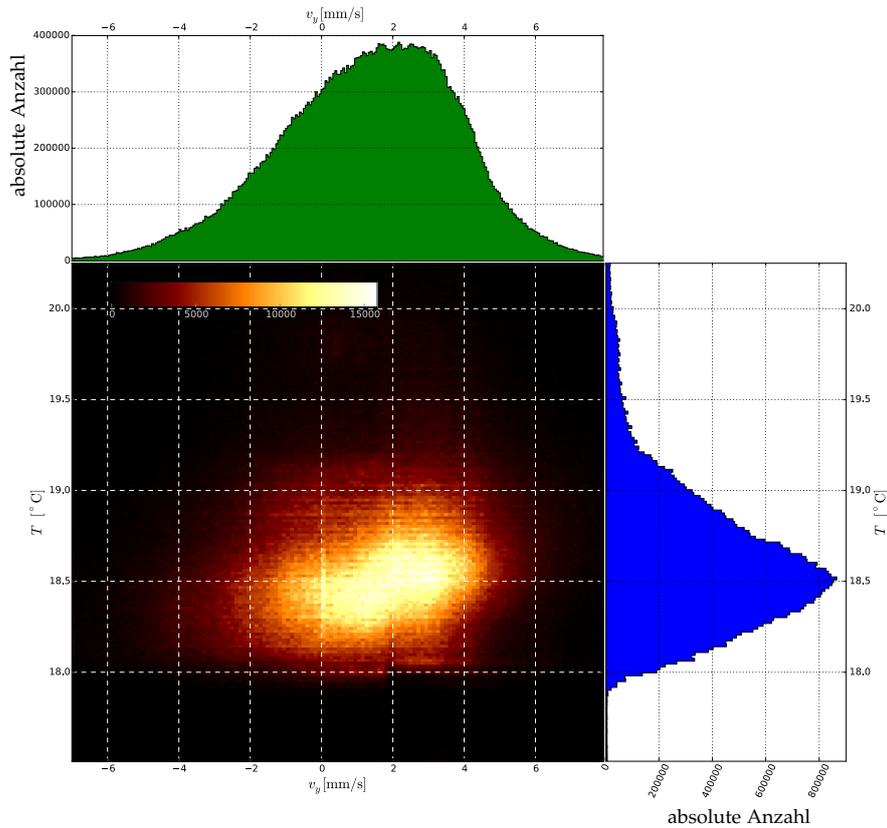


Abbildung 62: Oben als grünes Histogramm ist die Häufigkeitsverteilung der vertikalen Strömungsgeschwindigkeit mit einer Bin-Breite von $\Delta v_y = 0,03 \text{ mm/s}$ gezeigt. In blau auf der rechten Seite ist die entsprechende Temperaturverteilung mit einer Bin-Breite von $\Delta T = 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt. Die Korrelation der beiden Größen wird wiederum in einem 2D-Histogramm, analog zu Abbildung 60, ermittelt, wobei die Bin-Breiten in Temperatur- und Geschwindigkeitsrichtung identisch zu den 1D-Histogrammen gewählt sind.

Die Korrelation wird im Folgenden noch eingehender betrachtet. Dazu wird die Abhängigkeit $T(v_y)$ untersucht.

Aufgrund der Datensatzgröße von beinahe 100 Millionen Punkten, treten hierbei numerische Probleme auf. Daher wird eine Datenreduktion auf Basis des vorangegangenen 2D-Histogramms, siehe Abbildung 62, durchgeführt. Anstatt jede Abhängigkeit $T(v_y)$ zu betrachten, wird zu jedem Bin der Auftriebsgeschwindigkeit, $v_{y,b}$, die durchschnittliche zugehörige Temperatur T_b ermittelt. Das Resultat, $T_b(v_{y,b})$, ist in Abbildung 63 anhand blauer Datenpunkte gezeigt. In Temperaturrichtung basieren die Fehler auf der Anzahl der verwendeten Einträge, während in Geschwindigkeitsrichtung die Bin-

Breite die Fehlerursache ist. Unter Verwendung von Gleichung 19 wird anschließend eine orthogonale Distanzregression zur Bestimmung der Abhängigkeit durchgeführt. Die gefundene analytische Lösung ist als rote Linie dargestellt. Es wird eine positive Abhängigkeit $m = 0,0217 \pm 0,0004 \frac{\text{s} \cdot \text{°C}}{\text{mm}}$ und der zugehörigen Ordinatenabschnitt $T_0 = 18,599 \pm 0,001 \text{°C}$ ermittelt. Dies bedeutet, dass die warme Aufwärtsströmung über den gesamten Messzeitraum von 142 Sekunden sowohl bestehen, als auch lokalisiert bleibt. Außerdem ist eine erwärmte Fluidströmung stets mit erhöhter Temperatur korreliert.

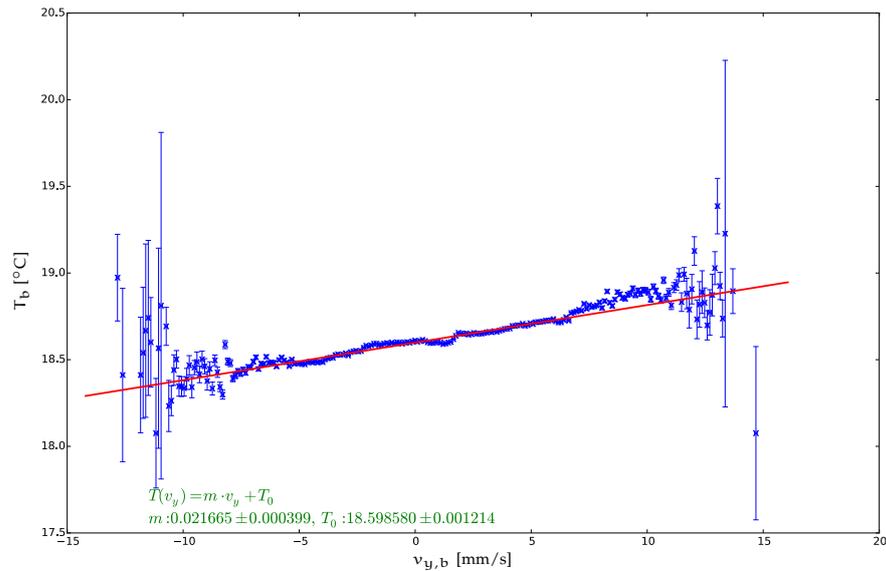


Abbildung 63: Datenreduktion auf Basis des 2D-Histogramms aus Abbildung 62. Gezeigt ist die Abhängigkeit der durchschnittlichen gebinneten Temperatur T_b von der zum Bin zugehörigen Auftriebsgeschwindigkeit, $v_{y,b}$. In blau sind die Datenpunkte und in rot eine lineare Kurvenanpassung dieser Daten dargestellt.

Im Folgenden wird den gewonnenen Erkenntnissen bezüglich der dreidimensionalen Strömung die Häufigkeitsverteilungen der Temperatur eingehender studiert, um die Temperaturverläufe im Konvektionsvolumen besser zu verstehen. Dazu ist in Abbildung 64 die Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der X-Richtung, gemittelt über Y und Z, dargestellt. Die Temperaturpunkte verteilen sich hauptsächlich zwischen 18 und 19°C. Bei $X = 25$ mm ist eine Anhäufung von Temperaturen bei der mittleren Zelltemperatur von 18°C zu erkennen. Gleichzeitig ist zwischen 19,5 und 20°C eine leichte Erhöhung der Häufigkeiten zu erkennen, die dem warmen aufsteigenden Fluid zugeschrieben wird. Während sich das Fluid durch die Konvektionszelle bewegt, interagieren diese kühlen und warmen Fluidregionen miteinander, sodass bei ungefähr $X = 75$ mm eine neue Form

sichtbar wird. Es bildet sich eine langgezogene Struktur, die anfangs eine Temperatur von $18,5^{\circ}\text{C}$ aufweist. Diese kühlt nun ab, während sich das Fluid an der Kühlplatte entlang bewegt, sodass die mittlere Temperatur auf etwa $18,25^{\circ}\text{C}$ absinkt.

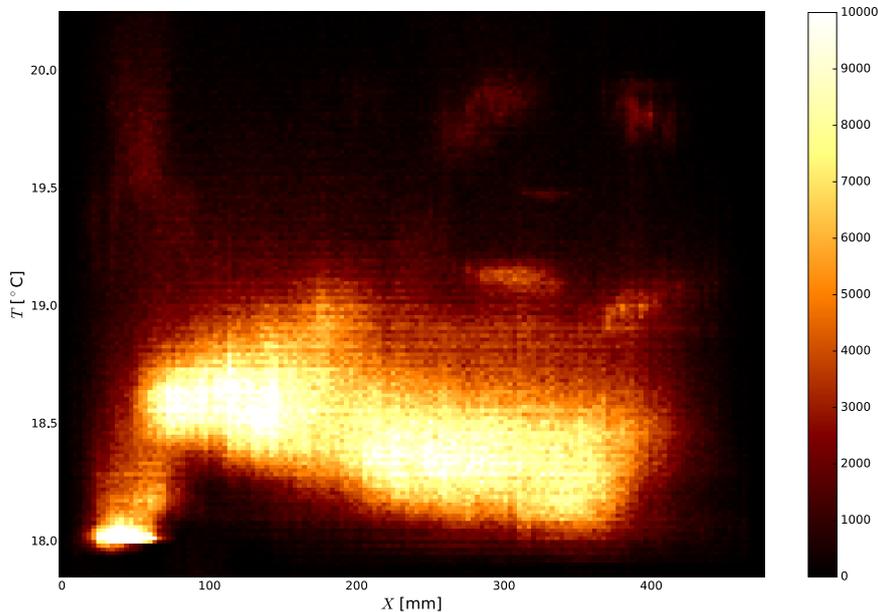


Abbildung 64: Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der X-Achse, gemittelt in Y- und Z-Richtung.

In Abbildung 65 ist die Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Y-Richtung, gemittelt über X und Z, dargestellt. Es ist eine Hauptstruktur zwischen 18 und 19°C zu erkennen. Beginnend bei $Y = 300$ mm, fällt der Schwerpunkt dieser Struktur von $18,75^{\circ}\text{C}$ auf $18,4^{\circ}\text{C}$ ab. Dies zeigt eine allmähliche Dissipation von Wärme beim Aufsteigen des Fluids. Zusätzlich ist eine leichte Erhöhung der Werte bei $Y > 400$ mm für $T > 19,5^{\circ}\text{C}$ sichtbar. Dieser Temperaturanstieg resultiert aus isolierten warmen Strukturen, die ausreichend lange bestehen bleiben, um bis zur Kühlplatte transportiert zu werden. Außerdem ist eine Anhäufung der Werte bei kleine Y, $300 \text{ mm} \leq Y \leq 400 \text{ mm}$, und 18°C zu erkennen. Dies ist vermutlich ein Artefakt aus der Kalibrierung, die einen unteren letzten Kalibrierpunkt bei exakt 18°C verwendet.

Analog wird in Abbildung 65 die Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Z-Richtung, gemittelt über X und Y, dargestellt. Wie zuvor ist eine Hauptstruktur zwischen 18 und 19°C zu erkennen. Beginnend bei $Z = 350$ mm fällt der Schwerpunkt dieser Struktur von $18,5^{\circ}\text{C}$ auf $18,25^{\circ}\text{C}$ ab. Dies begründet sich in der strömungsbedingten Abhängigkeit von Y- und Z-Richtung: Während das Fluid nach oben steigt und sich abkühlt, strömt es gleichzeitig zu hohen Z-Werten. Zusätzlich ist auch hier eine leichte Erhöhung der Werte bei

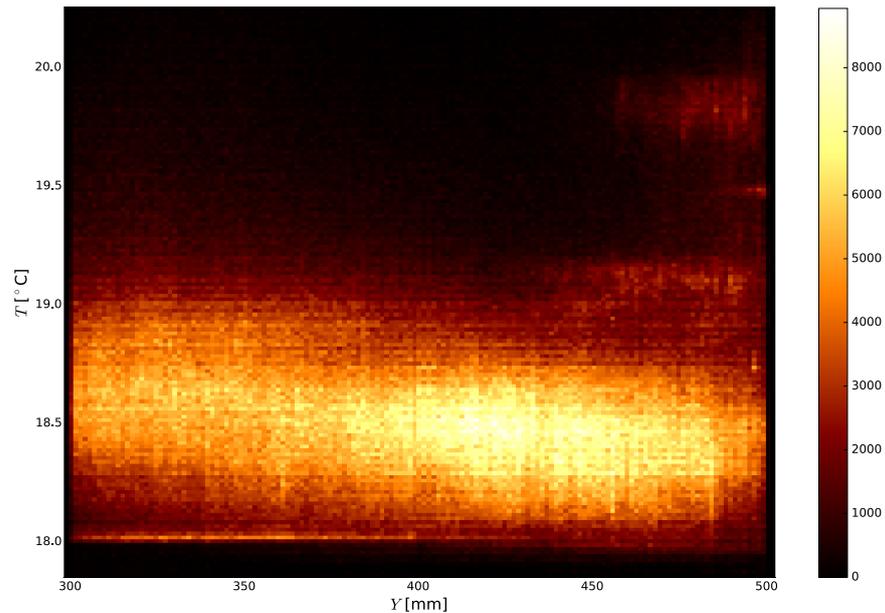


Abbildung 65: Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Y-Achse, gemittelt in X- und Z-Richtung.

$Z > 550$ mm für $T > 19,5^\circ\text{C}$ zu erkennen. Diese resultieren aus isolierten warmen Strukturen, die ausreichend lange bestehen bleiben, um entlang Y und Z zur Kühlplatte transportiert zu werden. Die für die Y-Richtung beobachtete Anhäufung der Werte bei 18°C existiert auch für die Z-Richtung. Diesmal befindet sie sich in einem kleinen Bereich von $450 \text{ mm} \leq Z \leq 500 \text{ mm}$ und lässt sich, analog zur Verteilung in Y, mit dem 18°C Kalibrierpunkt begründen.

4.2.2.4 Abschätzung der Unsicherheiten

Die Unsicherheit in der Geschwindigkeitsmessung ergibt sich analog zu der Abschätzung aus Abschnitt 4.2.1.4. Es besteht eine Unsicherheit basierend auf der Rekonstruktionsgenauigkeit im Voxelraum und der anschließenden Korrelation von bis zu 0,2 Voxeln pro Zeitschritt, siehe [49]. Übertragen auf die hier vorliegenden Resultate, wobei insgesamt $1000 \times 1000 \times 500$ Voxel für $500 \times 500 \times 250$ mm im physikalischen Raum und ein Zeitversatz $\Delta t = 0,150$ s verwendet wurden, ergibt sich eine Obergrenze für die Unsicherheit von $\sigma = 0,38$ mm/s. Wie in Abbildung 56 zu sehen ist, reicht die Geschwindigkeitsverteilung der instantanen Geschwindigkeitsfelder bis zu 17 mm/s. Somit ergibt sich für die Geschwindigkeitsmessung ein Dynamikbereich von mehr als 45 Stufen. Daraus lässt sich schließen, dass die dreidimensionale Strömung mit hoher Präzision erfasst wird.

Für die Temperaturmessungen gibt es mehrere Quellen der Unsicherheit. Den größten Anteil haben dabei die Genauigkeit der kali-

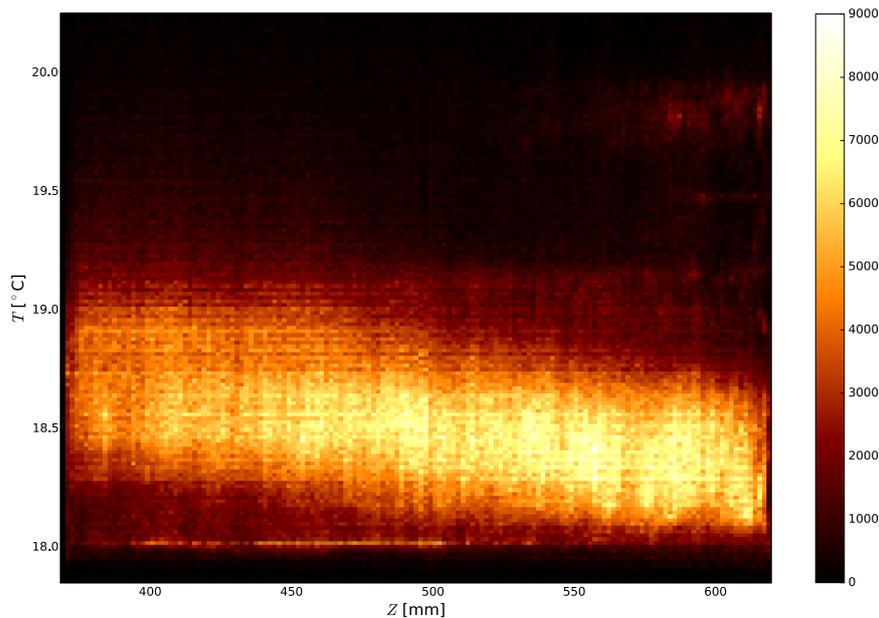


Abbildung 66: Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Z-Achse, gemittelt in X- und Y-Richtung.

brierten Temperatur, die Ermittlung der analytischen Kalibrierkurven und die Bestimmung der Hue-Werte in den Abfragefenstern.

Die Festlegung des Temperaturpunktes erfolgt mittels eines kalibrierten Halbleiter-Temperatursensors im Fluid, der bei 20°C eine Genauigkeit von $0,01\text{ K}$ aufweist. Unterstützt wird diese Messung durch 32 Pt_{1000} -Temperatursensoren mit einer Genauigkeit nach DIN B $1/3$, d.h. jeder einzelne Sensor liefert bei 20°C eine Genauigkeit von ungefähr $0,1\text{ K}$, oder kombiniert betrachtet von $0,018^{\circ}\text{C}$. Dies liefert eine Einschränkung der Messgenauigkeit auf einen etwas besseren Wert als $\sigma_{T,\text{Sensor}} < 0,01\text{ K}$.

Bei der Bestimmung der Hue-Werte in einem Abfragefenster, siehe Abbildung 53, entsteht eine Unsicherheit, die durch die Breite der Gauß-Verteilung definiert wird. Die Größe der Unsicherheit wird abgeschätzt indem das 1σ -Intervall dieser Verteilung genutzt wird, um die Variation der Temperaturantwort für alle Kalibrierkurven zu ermitteln. Hierbei wird die größte bestimmte Abweichung als obere Grenze der Unsicherheit angenommen und es ergibt sich $\sigma_{T,\text{Hue}} < 0,054\text{ K}$.

Die anschließende Ermittlung der analytischen Kalibrierkurven, siehe Abbildung 54, ist ebenfalls mit einem Fehler behaftet, der sich jedoch als vernachlässigbar klein erweist, $\sigma_{T,\text{Kalib}} < 0,001\text{ K}$.

Es ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung, unter Annahme unkorrelierter Unsicherheiten, eine kombinierte Unsicherheit

von $\sigma_{T,Komb} < 0,0549$ K. Dies entspricht bei dem studierten Messbereich von 2 K einem hohen Dynamikbereich von 36 Stufen.

Auch die leichte Anhäufung von Daten bei der minimalen kalibrierten Temperatur lässt sich als Unsicherheit interpretieren und kann durch eine andere Wahl von Temperaturbereich oder Flüssigkristall-Partikeln vermieden werden - was sich allerdings in einem reduzierten Dynamikbereich für die Temperaturmessung niederschlägt.

Bei der Abschätzung der Unsicherheiten bleibt zu beachten, dass etwaige Alterungseffekte der TLC-Partikel nicht berücksichtigt werden können. Um diese nicht quantifizierbare Unsicherheit möglichst gering zu halten, wurden die Messreihen direkt nach der Zugabe der TLC-Partikel durchgeführt und einem relevanten Effekt so vorgebeugt.

4.2.3 Zusammenfassung

In Abschnitt 4.2.1 wurde die zeitabhängige großskalige Zirkulation von turbulenter RB-Konvektion in Wasser bei $Ra = 1.0 \cdot 10^{10}$ und $Pr = 6,9$ für ein Aspektverhältnis von $\Gamma_{yz} = 1$ mittels Tomo-PIV gemessen. Dazu wurden instantane 3D-3C-Geschwindigkeitsfelder in der gesamten Konvektionszelle erfasst. Um dies zu ermöglichen, wurde eine optisch zugängliche Konvektionszelle entworfen und aufgebaut. Zur Beleuchtung dieses 125 l großen Messvolumens, wurde ein Hochleistungs-LED-Array entwickelt. Sowohl die ermittelte Form der LSC als auch die daraus abgeleitete Reynolds-Zahl von $Re = 6275$ stimmen gut mit extrapolierten Ergebnissen von Studien aus der Literatur für ähnliche Konfigurationen aus der Literatur überein und bekräftigen diese Skalierungsgesetze.

Ein Vergleich der Abfragevolumina der Kreuzkorrelation, die eine Kantenlänge von 10 mm haben, mit der turbulenten Kohärenzlänge, die schätzungsweise zwischen 7 und 10 mm liegt, zeigte, dass nur die aller kleinsten turbulenten Strukturen unteraufgelöst sein könnten. Dies ist jedoch für die Studien der großskaligen Strukturen von untergeordneter Bedeutung. In ähnlicher Weise zeigte ein Vergleich der Abtastrate von $f = 5$ Hz mit der Kolmogorov-Zeitskala von 1,5 s, dass alle zeitlichen Fluktuationen der Geschwindigkeit erfasst werden konnten.

Durch zeitlichen Mittelung von 1000 Bildern, entsprechend 200 s, konnte eine großskalige Zirkulation beobachtet werden, die hauptsächlich entlang einer Diagonalen der Zelle orientiert ist und die gesamte Diagonalebene überspannt. Allerdings blieb auch nach der Mittelung ein kleiner, aber signifikanter, außerhalb der Ebene liegender Beitrag der Geschwindigkeit bestehen, was darauf hinweist, dass die LSC während der Messung nicht deckungsgleich mit der Zellgeometrie ausgerichtet war. Dieses Ergebnis wird der niederfrequenten Dynamik der LSC zugeschrieben, die bereits in anderen Studien [12,

80, 100] beobachtet wurde und hier nochmals für hohe Ra bestätigt wird. Die asymmetrische Ausrichtung spiegelt sich auch in der winkelabhängigen Verteilung der Maximalgeschwindigkeit wieder, die eine leicht asymmetrische vierblättrige Kleeblattform zeigt.

Obwohl der experimentelle Aufbau nicht auf eine Grenzschichtdickenmessungen spezialisiert war, war die Auflösung gut genug, um die Grenzschichtdicke aus den verfügbaren Daten zu rekonstruieren. Hierzu wurden unter Verwendung der „Slope“-Methode die Daten entsprechend der Haftbedingung in Richtung Kühl- und Heizplatte extrapoliert. Als Ergebnis wurde die mittlere Grenzschichtdicke an der oberen und unteren Platte auf 5,2 mm in guter Übereinstimmung mit der Arbeit von Sun et. al. [82] bestimmt.

Neben den Geschwindigkeitsfeldern, die durch Tomo-PIV zugänglich sind, sind die zugehörigen Temperaturfelder für Untersuchungen der thermischen Konvektion von gleicher Bedeutung, da sie dynamisch gekoppelt sind und sich gegenseitig beeinflussen. Daher wurden diese beiden Felder mittels einer neu entwickelten Methode simultan vermessen, siehe Abschnitt 4.2.2. Es wurde gezeigt, dass simultane Messungen der dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfelder durch Kombination von Tomo-PIV und PIT möglich sind. Der neue kombinierte Messtechnik basiert auf einer Algorithmenkette, die die 3D-Position von TLC-Partikeln aus einer Tomo-PIV-Auswertung extrahiert und die Temperatur unter Verwendung einer Farbkamera mittels PIT hinzufügt. In dieser Hinsicht dienen die TLC-Partikel als Impfpartikel für die Geschwindigkeitsmessung sowie als „schwimmende Thermometer“ für die Temperaturmessung.

Diese neuen Technik wurde auf turbulente RBC in einer rechteckigen Zelle mit den Aspektverhältnissen $\Gamma_{xy} = 1$ und $\Gamma_{yz} = 1/2$ angewendet. Als Arbeitsfluid wurde eine Wasser-Glykol-Mischung bei $Ra = 7,0 \cdot 10^9$ und $Pr = 21$ verwendet. Anhand des kombinierten Tomo-PIV-PIT-Verfahrens wurde eine nicht-invasive Messung der 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung einer großskaligen Zirkulation in turbulenter Rayleigh-Bénard-Konvektion möglich. So erlaubte diese Tomo-PIV-PIT die gleichzeitige nicht-invasive Messung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in einem 201 großen Teilvolumen des Experiments, während die Geschwindigkeitsinformation für die gesamten 62,5 l des Messvolumens gewonnen werden konnten.

Es konnten 0,6 Umlaufzeiten der großskaligen Zirkulation ausgewertet werden. Der warme Aufwärtsstrom des Fluids von der Heizplatte wurde in Übereinstimmung mit den ermittelten Geschwindigkeitsfeldern eingefangen. Dies zeigt sich sowohl in den instantanen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern, als auch im zeitlich gemittelten Feld, die die Assoziation von erhöhter Temperatur und Aufwärtsströmung widerspiegeln.

Um dieses Verhalten eingehender zu studieren, wurde die Abhängigkeit von vertikaler Fluidströmung und Temperatur ermittelt. Es zeigt sich eine positive lineare Abhängigkeit der beiden Größen. Dies ist physikalisch im Einklang mit den unter Temperatureinflüssen entstehenden Dichteunterschieden und folglich dem Auftrieb, der die Strömung antreibt.

Die großskalige Zirkulation konnte erfasst werden und ist um die Mitte der Zelle lokalisiert. Durch die verbesserte Messtechnik, im Vergleich zur Tomo-PIV-Messung, siehe Abschnitt 4.2.1, und die physikalischen Gegebenheiten, wird ein kleiner Sekundärwirbel, der bereits für kleinere Ra in Abschnitt 4.1 beobachtet wurde, auch in dieser Messung aufgelöst.

4.3 2D-MODENZERLEGUNG

Der folgende Abschnitt basiert auf den kombinierten Resultaten der drei Publikationen:

- „*Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample*“ von Schiepel et. al. [72]
- „*Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT*“ von Schiepel et. al. [71]
- „*Experimental Study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample*“ von Horstmann, Schiepel und Wagner [40]

The following section is based on the combined results of the three publications:

- „*Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample*“ by Schiepel et. al. [72]
- „*Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT*“ by Schiepel et. al. [71]
- „*Experimental Study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample*“ by Horstmann, Schiepel and Wagner [40]

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Geschwindigkeitsfeldmessungen der kleinen und großen Zelle kombiniert, um die Entwicklung der Strömungsstrukturen quantitativ über einen großen Rayleigh-Zahl-Bereich zusammen zu diskutieren.

4.3.1 Analyse der Strömungsstrukturen

Die, in den vorangegangenen Abschnitten 4.1 und 4.2, beobachteten Strömungszustände werden im Folgenden analytisch mittels des Verfahrens der sogenannten 2D-Moden-Zerlegung untersucht. Dies erfolgt entsprechend einer Studie von Chandra und Verma [15], die

dieses Verfahren eingesetzt haben, um Strömungsumkehrungen in Konvektionsströmungen zu untersuchen. Mit diesem Verfahren ist es möglich, die Korrelation der instantanen Geschwindigkeitsfelder mit analytischen Strömungsmoden zu ermitteln. Die Korrelationsstärke mit verschiedenen Strömungsmoden erlaubt es quantitative Aussagen über die Zusammensetzung überlagerter Zustände in den instantanen Strömungsfeldern zu treffen. Auch die Komposition des mittleren Strömungsfeldes kann so bestimmt werden. Die Ergebnisse werden entsprechend der, in den Abschnitten 4.1 und 4.2 vorgestellten, Klassifizierungen sortiert und mit der Literatur verglichen.

4.3.1.1 Prinzip der 2D-Moden-Zerlegung

Um die dominanten Eigenschaften von Strömungsfelder zu studieren werden sie als Überlagerung von Grundzuständen approximiert. Die nichtlineare Navier-Stokes-Gleichung unterliegt diesem Superpositionsprinzip im Allgemeinen nicht. Für den Grenzfall von hochviskoser und überwiegend zweidimensionaler Konvektion in rechteckigen Zellen haben Chandra und Verma [15], Petschel et. al. [62] und Verma et. al. [89] in ihren Studien gezeigt, dass die Methode der 2D-Modenzzerlegung zur Untersuchung der Übereinstimmung mit den Grundzuständen anwendbar ist. Dazu werden die Geschwindigkeitsfelder als Superposition gemäß

$$\vec{u}(x, y, t) = \sum_{m,n} \xi_{mn}(t) \vec{u}^{mn}(x, y)$$

mit den orthogonalen Basisfunktionen $\vec{u}^{mn}(x, y)$

$$\begin{aligned} u^{mn} &= 2 \sin\left(m\pi \frac{x-x_0}{x_{\max}}\right) \cos\left(n\pi \frac{y-y_0}{y_{\max}}\right) \\ v^{mn} &= -2 \cos\left(m\pi \frac{x-x_0}{x_{\max}}\right) \sin\left(n\pi \frac{y-y_0}{y_{\max}}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

formuliert. Hierbei bezeichnen $\xi_{mn}(t)$ zeitabhängige Amplituden und Gleichung 20 die stationäre Eigenfunktionen der Laplace-Gleichung. Für eine betrachtete X-Y-Ebene kennzeichnen (x_0, y_0) den Mittelpunkt und x_{\max} sowie y_{\max} deren Ausmaße. Mathematisch entspricht dieser Ansatz einer Fourier-Zerlegung.

Chandra und Verma [15] konnten anhand einer erfolgreichen Fourier-Analyse von Strömungsmoden, die am Umkehrungsprozess des mittleren Winds beteiligt sind, zeigen, dass diese Basisfunktionen trotz der vereinfachten Annahmen gut geeignet sind, um mittlere Strömungsmoden auch in turbulenter thermischer Konvektion in rechteckigen Zellen abzubilden.

Abbildung 67 zeigt die analytischen Vektorfelder der ersten vier Moden $m, n \in \{1, 2\}$, die an die quadratische Geometrie der X-Y-Ebene innerhalb der Konvektionszelle angepasst wurden. Alle weiteren Moden werden im Folgenden vernachlässigt, weil insgesamt

maximal vier großskalige Zirkulationen beobachtet werden konnten und sich während der Auswertung bestätigt hat, dass höhere Moden keinen nennenswerten Beitrag zu den gemessenen Feldern liefern.

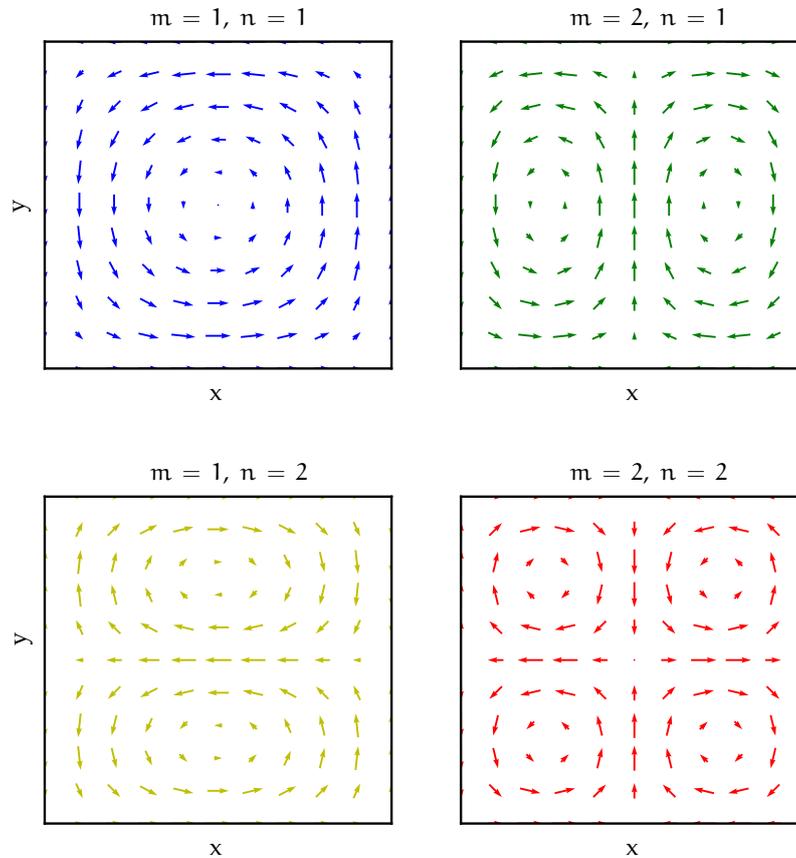


Abbildung 67: Analytische Vektorfelder der ersten vier verwendeten Fourier-Moden

4.3.1.2 Verlauf der Modenkomposition in der X-Y-Ebene

Mithilfe der vier analytischen Strömungsmoden, entsprechend Gleichung 20 mit $m, n \in \{1, 2\}$, kann für jedes instantane Feld der Beitrag einzelner Moden zur Strömung bestimmt werden. Werden diese Beiträge über den gesamten zeitlichen Verlauf hinweg ermittelt, so kann die Modenkomposition des mittleren Strömungsfeldes bestimmt werden. Dazu werden analog zur Vorgehensweise von Wagner und Shishkina [92], die den Beitrag der Moden aus DNS Daten gewonnen haben, die gemessenen Geschwindigkeitsfelder zu jedem Zeitpunkt unter Verwendung des Skalarproduktes komponentenweise auf die Moden projiziert. Zusätzlich werden die gemessenen Geschwindigkeiten mit der Auftriebsgeschwindigkeit $u_g = \sqrt{\alpha \Delta T g l}$ normiert, um die Vergleichbarkeit innerhalb der Messungen mit verschiedenen großen Ra-Zahlen zu gewährleisten. Um ein Maß für die Ähnlichkeit

der Felder zu den Moden zu erhalten, wird über alle Vektoren der zu untersuchenden Ebenen gemittelt. Für die nun betrachtete X-Y-Ebene lautet die Formulierung wie folgt:

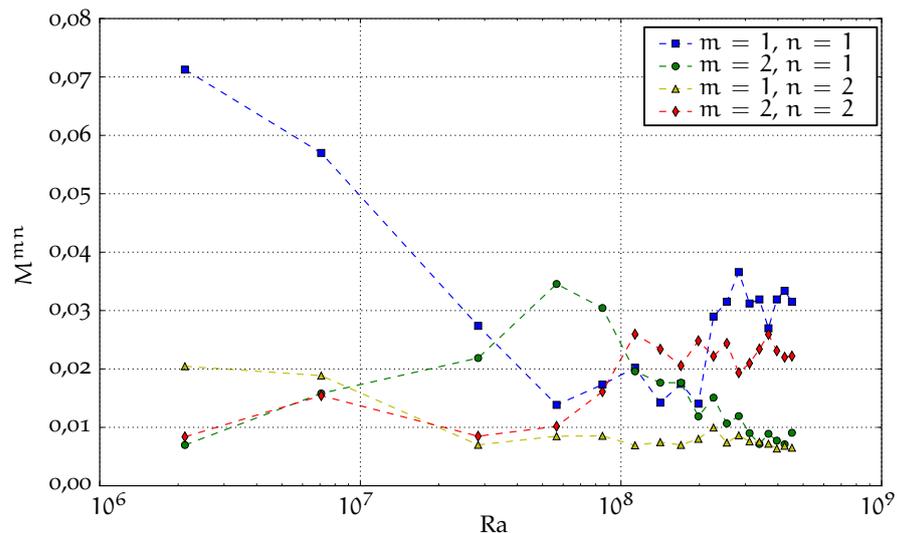
$$\begin{aligned} A_x^{mn}(t) &= \langle \mathbf{u}(t) \cdot \mathbf{u}^{mn} \rangle_{x,y} \\ A_y^{mn}(t) &= \langle \mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{v}^{mn} \rangle_{x,y} \end{aligned}$$

Neben dem Drehsinn der Zirkulationen beinhalten A_x^{mn} und A_y^{mn} die Verteilungen der Strömungsmoden zu gegebenen Zeitpunkten. Um schließlich die globale Verteilung über einen längeren Zeitraum erfassen zu können, werden die Moden M^{mn} über den zeitlich gemittelten Betrag der Projektionskomponenten definiert:

$$M^{mn} := \langle \sqrt{A_x^{mn}(t)^2 + A_y^{mn}(t)^2} \rangle_t$$

Die Beiträge der ersten vier Moden für alle in der kleinen Zelle gemessenen Rayleigh-Zahlen sind in [Abbildung 68](#) dargestellt. Hier müssen die $Ra = 1,4 \cdot 10^7$ und $Ra = 2,1 \cdot 10^7$ jedoch ausgeschlossen werden, da aufgrund von unzureichend langen Datenreihen, die zeitliche Mittlung der Moden noch nicht konvergiert ist. Für die Messpunkte bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ und $Ra = 7,0 \cdot 10^6$ können alle vorhandenen Aufnahmen verwendet werden. Für die übrigen Ra werden jeweils die zwei am besten konvergierten Messungen, die sich nur in der experimentellen Aufnahme­frequenz unterscheiden, berücksichtigt.

[Abbildung 68](#) zeigt, dass bei der kleinsten Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ die ein-zellige Mode M^{11} am stärksten ausgeprägt ist. Dies ist plausibel, weil das Strömungsfeld aufgrund der Stationarität dauerhaft mit M^{11} korreliert.



[Abbildung 68](#): Beiträge der ersten vier Fourier-Moden, M^{mn} , in der mittleren X-Y-Ebene in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl.

Mit zunehmender Ra nimmt der Beitrag von M^{11} kontinuierlich ab, während gleichzeitig die zwei-zellige Mode M^{21} wächst. Bei $Ra = 5,7 \cdot 10^7$ dominiert schließlich diese zwei-zellige Mode. In genau diesem Ra -Bereich war auch die Zwei-Zellen-Struktur in den mittleren Geschwindigkeitsfeldern, vergleiche hierzu Abbildung 35, ausgeprägt und es waren im mittleren Feld zwei leicht deformierte Zellen erkennbar. Diese Ursache dieser Deformation ist ein nicht verschwindender Beitrag der Mode M^{11} .

Wie in Abbildung 68 zu erkennen ist, liefert anschließend, bei $Ra = 8,5 \cdot 10^7$, weiterhin die Mode M^{21} den größten Beitrag - obwohl die mittleren Strömungsfelder bereits vier Zirkulationen zeigen, siehe Abschnitt 4.1.2. Jedoch waren zwei davon deutlich größer und parallel orientiert, sodass das Strömungsbild insgesamt der Mode M^{21} ähnlicher ist.

Für die folgenden Ra dominiert die Mode M^{22} . Dies wird durch den in Abbildung 36 präsentierten vierzelligen Strömungszustand reflektiert und dieser Zustand bleibt bis $Ra = 2,3 \cdot 10^8$ bestehen. Für alle höheren Ra wird ein Drei-Zellen-Zustand beobachtet. Die Modenverteilung reflektiert dieses Verhalten und lässt sich wie folgt interpretieren. Ab $Ra = 2,5 \cdot 10^8$ dominiert wieder die Mode M^{11} , die, wie in Abbildung 37 deutlich wird, der großen Zirkulation im Zentrum der Zelle zuzuordnen ist. Überlagert sind die beiden Eckwirbel, die hingegen nur von der Mode M^{22} erfasst werden und somit hier einen höheren Beitrag liefern. Dies führt dazu, dass sie den zweitgrößten Wert innerhalb der Modenzusammensetzung aufweist. Alle weiteren Moden spielen in diesem Zustand nur noch eine untergeordnete Rolle. Damit werden die hoch-turbulenten Felder primär durch die Moden M^{11} und M^{22} charakterisiert.

Es ist eine deutliche Übereinstimmung zwischen den beobachteten Strukturen in den mittleren Strömungsfeldern aus Abschnitt 4.1.2 und den jeweils dominierenden Moden erkennbar. Dies begründet sich damit, dass die in den mittleren Strömungsfeldern sichtbaren Zustände immer den dominierenden Moden entsprechen und selbigen im genau passenden Ra -Bereich zugeordnet werden konnten. Die qualitativ beobachteten mittleren Strömungszustände in Abhängigkeit von Ra , lassen sich somit über die Zusammensetzung korrelierter Moden auch quantitativ erfassen und ihre Entwicklung kann genauer verstanden werden. Dies erlaubt es quantitative Aussagen darüber zu treffen, wie dominant eine Mode ist. Zusätzlich kann so auch eine Hierarchie zwischen den weniger dominanten Moden ausgemacht werden.

Um die Entwicklung der Moden bis hin in den hoch-turbulenten Bereich zu verfolgen, wird die 2D-Modenerlegung zusätzlich auf die, in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 gezeigten, Strömungsfelder angewendet. Da sich die Geometrien und teilweise auch die Arbeitsfluide unterscheiden, wird die Untersuchung an dieser Stelle gesondert

durchgeführt. Die entsprechenden Kennzahlen sind $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$, $Pr = 6,9$ und $\Gamma_{yz} = 1$ respektive $Ra = 7,0 \cdot 10^9$, $Pr = 21$ und $\Gamma_{yz} = 0,5$. Dieser Vergleich ist sinnvoll, da die Geometrie der X-Y-Ebenen sowohl beim großen als auch beim kleinen experimentellen Aufbau quadratisch sind, obwohl sich die Tiefenrichtung der Aufbauten unterscheidet.

Die 2D-Modenzzerlegung wird zuerst in der mittleren X-Y-Ebene durchgeführt. Wie erwartet, wird für $\Gamma_{yz} = 1$ nur eine verschwindende Korrelation beobachtet. Für $\Gamma_{yz} = 0,5$ wird allenfalls eine schwache Korrelation gefunden. Der Grund für dieses Resultat liegt darin, dass die großskalige Zirkulation dreidimensional in der Diagonalen der Experimente orientiert ist. Die vorhandenen Daten erlauben aber, aufgrund der volumetrischen Messungen, die Extraktion der Hauptebene der LSC. In dieser wird nun die 2D-Modenzzerlegung erneut durchgeführt und das Ergebnis ist in Abbildung 69 dargestellt. Gezeigt ist analog zu Abbildung 68, die Modenzkomposition für den Ra-Bereich der kleinen Konvektionszelle. Zusätzlich sind die neuen Datenpunkte des großen Konvektionsexperiments hinzugefügt und in blau hinterlegt. Es ist gut zu erkennen, dass die Mode M^{11} , die der großskaligen Zirkulation entspricht, weiterhin die dominante Mode ist. Die niedrigeren Moden, M^{21} , M^{12} und M^{22} , verlieren weiter an Bedeutung, denn der Turbulenzgrad der Strömung ist deutlich gestiegen. Dadurch werden die zugehörigen mittelgroßen Strömungsstrukturen unterdrückt. Dabei erhalten die noch höheren Moden, M^{mn} mit $m, n > 2$, mehr Energie und ihre Beiträge steigen an. Dennoch bleiben ihre Beiträge klein gegenüber allen M^{mn} mit $m, n \leq 2$, aber insbesondere gegenüber M^{11} .

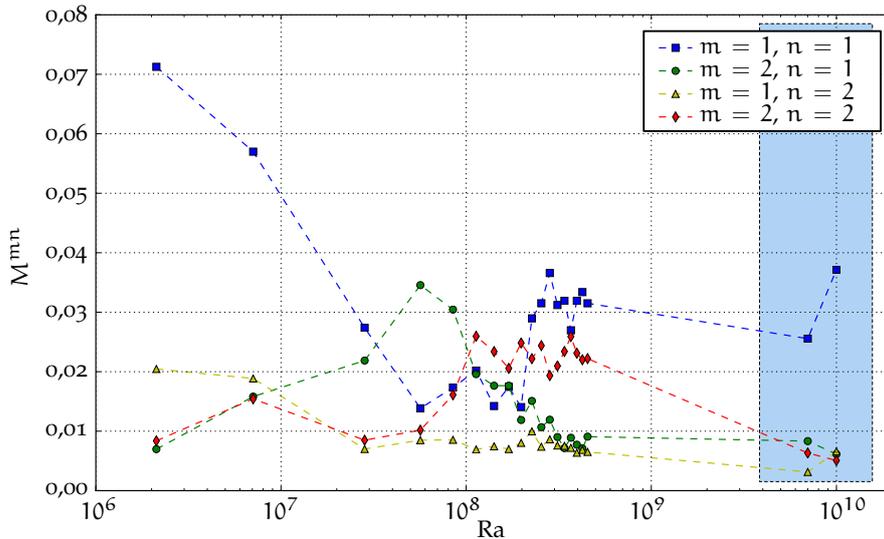


Abbildung 69: Beiträge der ersten vier Fourier-Moden, M^{mn} , in der Hauptebene der LSC in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl. In blau hinterlegt ist das Ergebnis der Modenzerlegung für die Strömungsfelder aus den hoch-turbulenten Messung aus den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2.

4.3.1.3 Verlauf der Modenkomposition in der mittleren Y-Z-Ebene

Die Analyse der Strömungsmoden in der Y-Z-Ebene erfolgt analog wie für die X-Y-Ebene. Lediglich die Basisfunktion der X-Richtung u^{mn} , wird für die Z-Richtung neu formuliert. Auch das Aspektverhältnis wird von $\Gamma_{xy} = 1$ auf das entsprechende Verhältnis, $\Gamma_{yz} = \frac{1}{4}$ der kleinen Zelle, reduziert. Dadurch ergeben sich die in Abbildung 70 dargestellten Moden. Analog lassen sich ihre Beträge über

$$M^{mn} := \langle \sqrt{A_y^{mn}(t)^2 + A_z^{mn}(t)^2} \rangle_t$$

berechnen. Für den selben Ra-Bereich, wie in Abbildung 68 für die X-Y-Ebene, sind in Abbildung 71 die korrespondierenden Moden für die Y-Z-Ebene aufgetragen. Es ist für $\Delta T = 0,15^\circ\text{C}$ und $\Delta T = 0,5^\circ\text{C}$ über alle vorhandenen Aufnahmen gemittelt, während für alle übrigen Ra die Ergebnisse von 2778 Bildern der zwei jeweils besten Messungen berücksichtigt sind. Die beiden beobachteten Zustände aus Abschnitt 4.3.1.3 sind sofort zu erkennen. Bei den beiden kleinsten Ra dominiert die Mode M^{11} deutlich, während ab $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ die Mode M^{22} den größten Beitrag liefert. Für alle höheren Ra bleibt dieser Zustand bestehen. Auch bezüglich der nächst-niedrigeren Moden wird keine weitere signifikante Änderung festgestellt.

4.3 2D-MODENZERLEGUNG

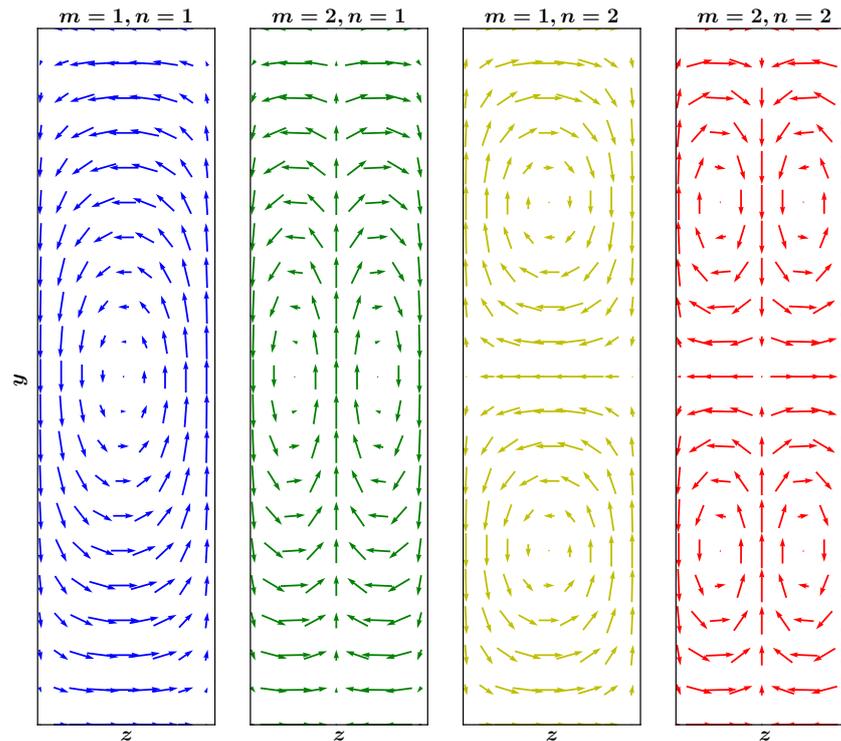


Abbildung 70: Analytische Vektorfelder der ersten vier verwendeten Fourier-Moden in der Y-Z-Ebene.

Der direkte Vergleich zu den X-Y-Moden aus Abbildung 68 zeigt, dass die Tiefenausprägung in der Y-Z-Ebene nicht an diese Moden gekoppelt ist, sondern dass sie sich unabhängig verhalten kann. Während sich beim Übergang der Strömung in den instationären Zustand noch in beiden Ebenen die Moden gleichzeitig ändern, bleibt der Strömungsverlauf in der Y-Z-Ebene qualitativ erhalten, obwohl sich die Beiträge der Moden für höhere Re in der X-Y-Ebene noch deutlich und mehrfach verändern.

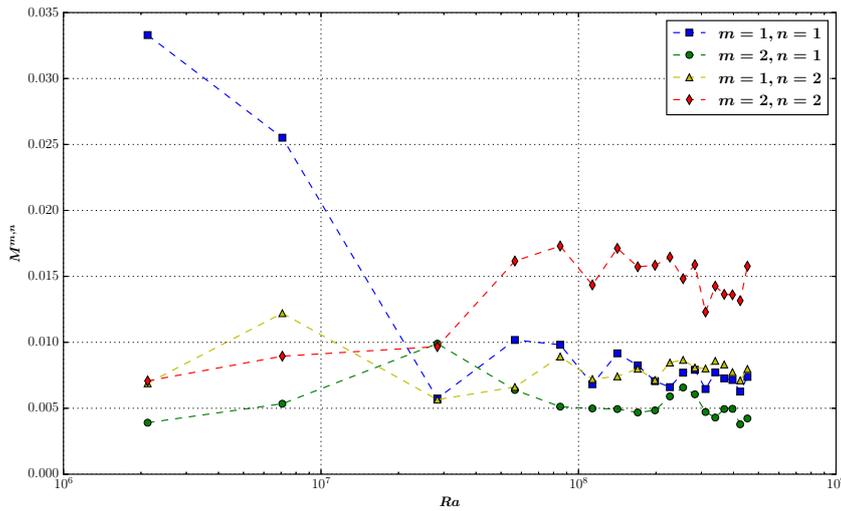


Abbildung 71: Beiträge der ersten vier Fourier-Moden in der mittleren Y-Z-Ebene in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl.

Anders als in Abschnitt 4.3.1.2, ist an dieser Stelle ein weiterer Vergleich der Strömungsstrukturen bzw. Moden mit den hochturbulenten Experimenten nicht sinnvoll, da sich die Abmessungen in Tiefenrichtung stark unterscheiden. Diese Variation beeinflusst die Strömung maßgeblich, siehe die Studie von Wagner und Shishkina [92]. Der geometrische Faktor überwiegt deutlich im Vergleich zu der Entwicklung der Strömung aufgrund gestiegener Ra .

4.3.2 Zusammenfassung

Die Entwicklung der globalen Strömungsstrukturen im Übergangsbereich von der stationären bis hin zur turbulenten Konvektion konnte mittels 2D-Moden-Dekomposition vollständig erfasst und nachvollzogen werden. In Abbildung 68 ist zu erkennen, wie die stationäre großskalige Zirkulation im instationären Bereich zunehmend aufbricht und sich im turbulenten Regime wieder neu formiert. Eine solche Abhängigkeit der Strömungszustände von der Rayleigh-Zahl ist gerade das charakteristische Merkmal von thermischer Konvektion in rechteckigen Geometrien. Sie ist im Bereich $10^5 \leq Ra \leq 10^9$ in der klassischen Zylinder-Geometrie nicht zu beobachten [93].

Der vermessene Rayleigh-Zahl-Bereich wurde durch Messungen im großen Konvektionsexperiment und der Hauptebene der LSC bis $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$ erweitert. Die in Abschnitt 4.1.2 präsentierte qualitative Beschreibung des Wandels von Strömungszuständen ist in dieser Form bisher noch nicht festgehalten und konnte in diesem Abschnitt quantitativ erfasst werden. Anfangs- und Endzustand, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ respektive $Ra = 2,8 \cdot 10^9$ oder sogar $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$, stimmen gut mit der Literatur überein [72, 92, 98].

Auch Wagner und Shishkina [92] konnten einen schmalen Bereich um $Ra = 10^7$ identifizieren, in dem die Vier-Zellen-Mode M^{22} dominiert, dies jedoch bei einer geringeren Prandtl-Zahl von $Pr = 0,786$. Zusätzlich wurde in der vorliegenden Arbeit eine Zwei-Zellen-Struktur identifiziert, die über einen schmalen Rayleigh-Zahl-Bereich von $5,7 \cdot 10^7 \leq Ra \leq 8,5 \cdot 10^7$ dominiert.

Aufgrund der volumetrischen Messungen, konnte die orthogonale Ausprägung der Strukturen in der Y-Z-Ebene simultan erfasst werden. Der beobachtete Vier-Zellen-Zustand stimmt gut mit den Ergebnissen der Messungen von [98] in einer vergleichbaren Ebene überein. Es hat sich herausgestellt, dass die v_z -Komponente der Geschwindigkeiten, in Tiefenrichtung, nicht direkt an die Dynamik der Konvektionsstrukturen in der X-Y-Ebene gekoppelt sind. Eine Vier-Zellen-Struktur in der Y-Z-Ebene bleibt trotz erheblicher Wandlungen der 2D-Moden in der X-Y-Ebene nahezu über den gesamten vermessenen instationären Bereich bestehen. Dieses Resultat einer entkoppelten Zirkulation entlang der geometrischen Freiheitsgrade steht im Einklang mit der umgekehrten Beobachtung von [98], in der sich im höheren Bereich von $Ra = 3,8 \cdot 10^9$ bis $Ra = 3,5 \cdot 10^{10}$ die Tiefenstrukturen ändern, während die mittlere großskalige Zirkulation in der Hauptebene bis auf eine leichte Verformung erhalten bleibt.

Bei der Interpretation dieser Ergebnisse muss jedoch beachtet werden, dass systematische Fehlerquellen die beobachteten Strömungsstrukturen verfälscht haben könnten. Zum Beispiel ist bei der instationären Messung mit der kleinsten Temperaturdifferenz nicht sichergestellt, dass über ein hinreichend langes Zeitintervall gemittelt wurde. Denn nach Sugiyama et. al. [79] nimmt die mittlere Lebensdauer der kohärenten Strukturen η_τ , siehe Gleichung 18, mit kleineren Ra zu. Dies bedeutet, dass die mittleren Strömungsmuster dieser Messungen theoretisch noch nicht konvergiert sein können. Möglicherweise wäre die Aufspaltung der großskaligen Zirkulation bei einer längeren zeitlichen Mittelung schon bei etwas geringeren Ra zu beobachten gewesen.

Insgesamt fügen sich die Konvektionsmuster im gemessenen Ra -Bereich konsistent in die experimentellen und numerischen Ergebnisse aus der Literatur ein. Die aufgezeigte Entwicklung der Strömungsmuster erscheint daher plausibel und untermauert einmal mehr die Komplexität von Rayleigh-Bénard-Konvektion in rechteckigen Geometrien.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im folgenden Abschnitt soll eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse präsentiert werden. Darauf basierend werden anschließend interessante zukünftige Fragestellungen aufgezeigt.

5.1 ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde eine experimentelle Untersuchung der Strömungsstrukturen in zwei unterschiedlichen rechteckigen Rayleigh-Bénard-Zellen präsentiert. Dabei wurden für zwei Prandtl-Zahlen, $Pr = 6,9$ und $Pr = 21$, in einem Rayleigh-Zahl-Bereich von $2,1 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 1,0 \cdot 10^{10}$ die großskaligen dreidimensionalen Strömungsstrukturen mittels dreier verschiedener optischer Messtechniken - Tomo-PIV, PIT und 3D-PTV - studiert. Die Schwerpunkte lagen dabei auf der Studie der Geschwindigkeitsfelder vom laminaren bis in den hoch-turbulenten Bereich, sowie auf der Ermittlung der Korrelation zwischen Temperatur und Geschwindigkeit. Für Letzteres wurde eine neue Messtechnik zur simultanen Messung der dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfelder entwickelt.

Mittels 3D-PTV konnten die Geschwindigkeiten in einem Wasserexperiment bei $Pr = 6,9$ für einen Rayleigh-Zahl-Bereich von $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ bis $Ra = 4,5 \cdot 10^8$ erfasst werden. Beginnend im laminaren Bereich, wurde die Entwicklung der Strömungsstrukturen in Richtung des turbulenten Regimes studiert. In der X-Y-Ebene, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$, lässt sich stationäre Konvektion mit einer dominanten Ein-Zellen-Struktur beobachten. Ab $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ wechselte die Strömung in einen turbulenten Zustand mit dominanter Zwei-Zellen-Struktur, um anschließend, ab $Ra = 8,5 \cdot 10^7$, in einen Zustand mit dominanter Vier-Zellen-Struktur überzugehen. Der hoch-turbulente Bereich wurde bei $Ra = 2,8 \cdot 10^8$ erreicht und die vorliegende Ein-Zellen-Struktur lässt sich nur noch im zeitlichen Mittel erkennen. Zusätzlich wurde eine Entwicklung der Strömungsstrukturen in der Y-Z-Ebene beobachtet: Beginnend im laminaren Bereich, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$, lag eine dominante Ein-Zellen-Struktur vor. Mit zunehmender Ra , veränderte diese Struktur sich genau einmal, denn ab $Ra = 2,8 \cdot 10^7$ blieb ein Zustand mit vier Zellen bestehen.

Unter Verwendung von Tomo-PIV wurde die zeitabhängige großskalige Zirkulation von turbulenter Rayleigh-Bénard-Konvektion in Wasser bei $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$ und $Pr = 6,9$ studiert. Dazu wurden instantane 3D-3C-Geschwindigkeitsfelder in der gesamten 1251 großen Konvektionszelle erfasst.

Durch zeitliche Mittelung von 1000 Bildern, was 1,5 Umlaufzeiten der LSC entspricht, konnte eine großskalige Zirkulation beobachtet werden, die leicht außerhalb einer Diagonalen der Zelle orientiert ist und die gesamte Diagonalebene überspannt. Allerdings blieb auch nach der Mittelung ein kleiner, aber signifikanter, außerhalb der Ebene liegender Beitrag der Geschwindigkeit bestehen. Dieses Ergebnis wird der niederfrequenten Dynamik der LSC zugeschrieben, die bereits in anderen Studien [12, 80, 100] beobachtet wurde und hier nochmals für hohe Ra bestätigt. Es wurde eine dezentrale und deformierte Ausrichtung der LSC beobachtet. Diese spiegelte die sich ebenfalls in der winkelabhängigen Verteilung der Maximalgeschwindigkeit wider, die in der Radialdarstellung eine leicht asymmetrische vierblättrige Kleeblattform zeigt.

Die ermittelte Reynolds-Zahl von $Re = 6275$ stimmt gut mit extrapolierten Ergebnissen von Studien für ähnliche Konfigurationen aus der Literatur [81] überein. Mittels der durchgeführten volumetrischen Messungen können gleichzeitig die $Re(Ra)$ -Skalierungsgesetze bestätigt werden, da hier sichergestellt ist, dass die LSC vollumfänglich vermessen wurde.

Zusätzlich konnte unter Verwendung der „Slope“-Methode die Dicke der viskosen Grenzschicht vermessen werden. Als Ergebnis wurde die mittlere Grenzschichtdicke an der Heiz- und Kühlplatte auf 5,2 mm, in guter Übereinstimmung mit den $\delta_u(Ra)$ -Skalierungsgesetzen von Sun et. al. [82], bestimmt.

Neben den 3D-Geschwindigkeitsfeldern, die durch Tomo-PIV gemessen werden können, sind die zugehörigen Temperaturfelder für Untersuchungen von thermischer Konvektion von gleicher Bedeutung, da Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit dynamisch gekoppelt sind und sich gegenseitig beeinflussen. Daher wurden im nächsten Schritt diese beiden Felder mittels einer neu entwickelten Methode simultan vermessen. Es wurde gezeigt, dass simultane Messungen der dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfelder durch Kombination von Tomo-PIV und PIT möglich sind.

Diese neue Technik wurde auf turbulente RB-Konvektion in einem, auf 62,5 l halbierten, rechteckigen Messvolumen angewendet. Die Konvektionszelle mit den Aspektverhältnissen $\Gamma_{xy} = 1$ und $\Gamma_{yz} = 1/2$ wurde mit einer Wasser-Glykol-Mischung befüllt und die Strömungsstrukturen bei $Ra = 7,0 \cdot 10^9$ und $Pr = 21$ untersucht. Dies erlaubte die gleichzeitige nicht-invasive Messung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in einem 20 l Teilvolumen des Experiments. Die Geschwindigkeitsinformationen hingegen konnten für das gesamte Messvolumen gewonnen werden. Der neue Ansatz basiert auf einer Algorithmenkette, die die 3D-Position der Flüssigkristall-Partikel aus einer Tomo-PIV-Auswertung extrahiert und die Temperatur unter Verwendung einer Farbkamera mittels PIT hinzufügt. In dieser Hinsicht dienen die TLC-Partikel als

Impfpartikel für die Geschwindigkeitsmessung und als „schwimmende Thermometer“ für die Temperaturmessung. Anhand des kombinierten Tomo-PIV-PIT-Ansatzes wurde gezeigt, dass durch eine nicht-invasive Messung die 3D-Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung einer großskaligen Zirkulation in turbulenter Rayleigh-Bénard-Konvektion zugänglich sind.

Insgesamt konnten 0,6 Umlaufzeiten der großskaligen Zirkulation ausgewertet werden. Der warme Aufwärtsstrom des Fluids von der Heizplatte wurde in Übereinstimmung mit den ermittelten Geschwindigkeitsfeldern erfasst. Dies zeigt sich sowohl in den instantanen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern als auch im zeitlich gemittelten Feld. Es ist jeweils die Korrelation von erhöhter Temperatur und Aufwärtsströmung erkennbar.

Um dieses Verhalten eingehender zu studieren, wurde die Abhängigkeit zwischen vertikaler Fluidströmung und Temperatur ermittelt. Es zeigt sich eine positive lineare Abhängigkeit der beiden Größen. Dies ist physikalisch in Einklang mit den unter Temperatureinflüssen entstehenden Dichteunterschieden und folglich dem Auftrieb, der die Strömung antreibt.

Anschließend wurden die gesamten Geschwindigkeitsfelder der Messreihen verwendet, um die Entwicklung der globalen Strömungsstrukturen von der stationären bis hin zur hoch-turbulenten Konvektion quantitativ zu beschreiben. Dazu wurde die Methode der 2D-Moden-Dekomposition, siehe [15], über einen großen Bereich von $2,1 \cdot 10^6 \leq Ra \leq 1,0 \cdot 10^{10}$ auf die Strömungsfelder angewendet. Es wurde gezeigt, dass die laminare großskalige Zirkulation im instationären Bereich zunehmend aufbricht, sich neue Strömungszustände ausbilden und eine Neuformierung des Winds im turbulenten Regime stattfindet. Eine solche Abhängigkeit der Strömungszustände von der Rayleigh-Zahl ist das charakteristische Merkmal von thermischer Konvektion in rechteckigen Geometrien. Die präsentierte Wandlung von Strömungszuständen wurde in dieser Form bisher noch nicht vermessen. Dabei stimmen die Modenverteilungen im Anfangs- und Endzustand, bei $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ respektive $Ra = 2,8 \cdot 10^9$ oder sogar $Ra = 1,0 \cdot 10^{10}$, gut mit der Literatur überein.

Die orthogonale Ausprägung der Strukturen in der Y-Z-Ebene wurde durch die volumetrischen Messungen simultan erfasst. Es konnte ein Ein-Zellen-Zustand bei niedrigen Ra beobachtet werden, der sich genau einmal zu einem Vier-Zellen-Zustand wandelt. Dadurch hat sich herausgestellt, dass die Tiefenbewegung, in Z-Richtung, des Fluids nicht direkt an die Dynamik der Konvektionsstrukturen in der X-Y-Ebene gekoppelt ist. Eine Vier-Zellen-Struktur in der Y-Z-Ebene bleibt trotz erheblicher Wandlungen der 2D-Moden in der X-Y-Ebene nahezu über den gesamten vermessenen instationären Bereich.

Der Ausblick teilt sich in zwei Themengebiete. Das erste widmet sich den offenen Fragestellungen im Bereich der thermischen Konvektion. Das zweite Gebiet befasst sich mit den möglichen weiteren Schritten im Bereich der kombinierten Tomo-PIV-PIT.

5.2.1 *Thermische Konvektion*

Sowohl das große als auch das kleine Konvektionsexperiment sind mit einer elektrischen Heizung ausgestattet, die, nach weiterer Vorbereitung bezüglich der Isolation, Messungen der Nusselt-Zahl erlauben. Basierend auf den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1, ist eine vom laminaren bis in den turbulenten Bereich durchgängige Messung der Nusselt-Zahl von großem Interesse. Denn so ist es möglich die Korrelation von dreidimensionaler Strömung und dem Wärmetransport experimentell zu untersuchen. Da die Ra -Bereiche der beiden Konvektionsexperimente überlappen, kann der untersuchte Bereich mithilfe des großen Experiments erweitert werden.

Zusätzlich können im Bereich der Überlappung Studien zu den Geometrieinflüssen durchgeführt werden.

Weiteres Forschungspotential bieten die thermischen Strukturen im Volumen des Fluids, die mittels des neuen Tomo-PIV-PIT-Verfahrens (siehe Abschnitt 4.2.2) näher untersucht werden können. Dadurch wird es sogar möglich Nusselt-Zahl im Volumen zu messen.

Die schwarze Polyethylen-Trennwand, die zur Halbierung des Messvolumens in der großen Konvektionszelle verwendet wurde, ist variabel bewegbar. Hier können ebenfalls Geometrieinflüsse studiert werden, indem die Strömung für verschiedene Positionen der Trennwand vermessen wird. Dabei wäre die simultane Vermessung der Geschwindigkeits und Temperaturfelder für das gesamte 125l Messvolumen von großem Interesse, da hier die Strömung die größten Freiheitsgrade besitzt.

Die Untersuchung des laminar-turbulenten Übergangs hat die Frage einer möglichen Hysterese aufgeworfen. Hierzu können die Strömungsstrukturen, aufsteigend, bei der niedrigsten Ra beginnend, vermessen werden, um anschließend bei der maximal erreichbaren Rayleigh-Zahl, die Temperaturdifferenz wieder zu reduzieren. Anschließend lässt sich die Frage bezüglich einer möglicherweise existierenden Hysterese beantworten.

Basierend auf den Resultaten aus Abschnitt 4.2 ist eine gezielte Untersuchung der Skalierungsgesetze der viskosen Grenzschichtdicke in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl von großem Interesse. Auch hier kann die neue Tomo-PIV-PIT zum Einsatz kommen und eine simul-

tane nicht-invasive Vermessung der thermischen Grenzschichtdicke ermöglichen.

5.2.2 Messtechnik

Eine mögliche zukünftige Fragestellungen im Bereich der Messtechnik könnte sich mit der Verbesserung der Farb-Temperaturkalibrierung aus Abschnitt 3.4.3 auseinandersetzen. Eine Verbesserung lässt sich durch die Verwendung überlappender Kalibrierfenster realisieren, sodass sich im ersten Schritt für jeden Pixel einer Farbkamera eine eigene Kalibrierkurve ergibt. Auf diese Weise lässt sich eine maximal mögliche Kompensation der Blickwinkel-abhängigen Reflektionscharakteristik der Flüssigkristall-Partikel erreichen. An dieser Stelle bietet sich anschließend die Entwicklung einer einzelnen globalen Kalibrierfunktion für den gesamten Kamerachip an, die gleichzeitig etwaige Kalibrierfehler kompensieren kann.

In Abschnitt 4.2.2 war das Volumen für die simultanen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldmessungen eingeschränkt. Zur Ausdehnung auf das gesamte Volumen bieten sich drei direkte Herangehensweisen an. Einerseits kann eine hochauflösende und hochsensistive wissenschaftliche Farbkamera verwendet werden, die jedoch sehr kostenintensiv in der Beschaffung ist. Zum anderen kann eine höher auflösende Fotokamera verwendet werden, um ausreichende Informationen im gesamten Volumen zu liefern. Dieses wurde bereits für die vorliegende Arbeit mittels einer professionellen Fotokamera, einer Nikon D3X mit Vollformat-Sensor und einer Auflösung von 24 Megapixeln, getestet. Die so aufgenommenen Farbbilder waren von hoher Güte. Dennoch ist die, für die normale Fotografie unwichtige, unbekannte Auslöseverzögerung, der sogenannte *Jitter*, so groß, dass die Zuordnung des Zeitschritts nicht mehr möglich war. Die dritte mögliche Herangehensweise ist die Verwendung von zusätzlichen wissenschaftlichen Farbkameras, wie sie in dieser Arbeit bereits erprobt wurde. Dadurch kann auch bei geeigneter Anordnung der Partikelüberlapp verringert werden und wird folglich als nächster Schritt empfohlen.

In den Arbeiten von Schanz et. al. [69, 70] wurde die Anwendung von modernen Particle Tracking Velocimetry-Methoden bei hohen Impfpartikeldichten gezeigt. Es wurde eine Steigerung der Präzision bezüglich der 3D-Raumposition und eine verbesserte Auflösung der Geschwindigkeitskomponenten im Vergleich zu Tomo-PIV demonstriert [44]. Zusätzlich ist eine deutliche Reduzierung der Rechenzeit möglich. Um die kombinierte Messmethode zur simultanen Erfassung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern zu optimieren, besteht eine Möglichkeit darin, anstelle von Tomo-PIV ein PTV-Verfahren zu verwenden. Es entfällt in diesem Fall der Zwi-

schenschritt der Anwendung eines Intensitätsfilters auf die Tomo-PIV-Daten, siehe Abschnitt 3.4. Da auch dieser Schritt mit einer Unsicherheit behaftet ist und einer langen Rechenzeit bedarf, ist auch hier eine Verbesserung der kombinierten Methode möglich.

A

APPENDIX

Publication	Method	Geometry	Ra	Pr	Re	Re _m
[98] and [82]	Planar PIV	Rectangular	$9 \cdot 10^8$ to $9 \cdot 10^{11}$	4.3	$Re = 0.0184 \cdot Ra^{0.55}$	5818
[81]	LDV	Cylindrical	10^8 to 10^{12}	4.3	$Re_{mean} = 0.33 \cdot Ra^{0.43}$ $Re_{mp} = 0.06 \cdot Ra^{0.5}$	6584 6000
[43]	DNS	Cubical	$5 \cdot 10^6$ to $3 \cdot 10^9$	4.3	-	-

Table 1: Summary of the results from publications used for comparison with the presented work. Showing the measurement method, Sample Geometry, Rayleigh-number range, Prandtl-number, Reynolds-number result and the corresponding Reynolds-number Re_m at the measurement point $Ra = 1.0 \cdot 10^{10}$.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Vereinfachte Darstellung der Konvektionsströmung an der Erdoberfläche und im Erdmantel. Gezeigt ist der Konvektionskreisprozess der Atmosphäre, sowie die daraus resultierenden Hoch- bzw. Tiefdruckgebiete. Zusätzlich ist in Analogie die Mantelkonvektion unterhalb der Erdkruste dargestellt.	2
Abbildung 2	Illustration zum Zusammenhang der physikalischen Grundlagen in thermischer Konvektion und der technischen Anwendung. Die technische Relevanz wird am Beispiel einer Flugzeugkabine illustriert und zum physikalischen Grundlagensystem der reinen thermischen Konvektion, in einer geschlossenen und quaderförmigen oder zylindrischen Zelle, vereinfacht.	3
Abbildung 3	Schematische Darstellung einer rechteckigen Konvektionszelle. Die drei unterschiedlichen Seitenlängen, Breite l_x , Höhe $l_y =: l$ und Tiefe l_z , sind markiert.	7
Abbildung 4	“Grandeur naturelle. Spermaceti. Particules brillantes: graphite. Temp.: 100°. Épaisseur: 810 μ .”[5]. Oberflächenkonvektion in Walfett. Als Impfpartikel wurden Graphitspähne verwendet. Das Foto wurde bei einer Heiztemperatur von 100°C und einer Schichtdicke 810 μm aufgenommen.	10
Abbildung 5	Experimentelle Ergebnisse der Nusselt-Zahl Nu in Abhängigkeit der Ra in Helium bei 4 K. Gemessen in einem zylindrischen Behälter mit Aspektverhältnis $\Gamma \approx 1$ [38]. (a): Doppeltlogarithmische Auftragung, (b): Reduzierte Auftragung zur Verdeutlichung der Unterschiede von sanfter und harter Turbulenz. Grafik inhaltlich entnommen aus [91].	12

Abbildung 6	Schematische Darstellung der Strömung in RB-Konvektion, erweitert von [64]. Auf der Ober- und Unterseite findet sich eine kalte bzw. warme Grenze. Zusätzlich sind ein mittleres Strömungsfeld und eine mögliche Verteilung von thermischen Plumes, wie sie in Rayleigh-Bénard-Zellen mit $\Gamma_{xy} = 1$ üblicherweise beobachtet wird, dargestellt. Sowohl die mittlere Strömung als auch die Plumes sind farblich von kalt nach warm von blau nach rot eingefärbt. Außerdem ist abgebildet, dass der Wind üblicherweise eine ellipsoide Form entwickelt und die thermischen Grenzschichten sind ebenfalls markiert.	13
Abbildung 7	Mittlere Geschwindigkeitsfelder (a)-c)) und zugehörige Verteilungen der RMS-Werte (d)-f)) gemessen mit PIV bei $Ra = 1,1 \cdot 10^9$. a) und d) wurden ermittelt in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,3$ und Langzeitmittelung, b) und e) wurden ermittelt in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ und Langzeitmittelung. c) und f) wurden in einer Zelle mit $\Gamma_{yz} = 0,15$ und Kurzzeitmittelung bestimmt. Inhaltlich übernommen aus [41]. Die Geschwindigkeits- und RMS-Felder sind in Einheiten von $\frac{cm}{s}$ skaliert.	16
Abbildung 8	Stabilität der Strömungszustände in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl für verschiedene Aspektverhältnisse $\Gamma = \Gamma_{yz}$. Durchgeführt mittels DNS bei $Pr = 0,786$. Zusätzlich ist in grün das für die kleine RB-Konvektionszelle, siehe Abschnitt 2.1, verwendete Aspektverhältnis von $\Gamma_{yz} = 1/4$ hervorgehoben. Inhaltlich übernommen aus [92].	17
Abbildung 9	Schematische Darstellung der kleinen RB-Konvektionszelle in Front- und Seitenansicht. a markiert die Wasserkühlung und b die Kupferplatte. c zeigt die zwei Peltier-Elemente. d und f kennzeichnen die schwarz-eloxierten Aluminiumplatten, die das Konvektionsvolumen einschließen. Der Glaskörper, e, die Heizfolie, g, und die Isolierung, h, sind markiert. Die charakteristische Länge der Zelle wird mit l angegeben.	24

Abbildung 10	Schematische Darstellung der großen RB-Konvektionszelle in Front- und Seitenansicht. a markiert die Isolationsschicht, b und f zeigen die Kühl- und Heizelemente und c und e markieren die schwarz-eloxierten Aluminiumplatten, die das Konvektionsvolumen einschließen. Der Glaskubus, d, die POM Abstandshalter, g, und die gehärtete Aluminiumgrundplatte, h, sind markiert. Die charakteristische Länge der RB-Zelle wird mit l angegeben.	25
Abbildung 11	Foto des teilweise montierten LED-Arrays. Von links: 10 vollständig montierte LED-Reihen mit installierten Fokusoptiken, eine Reihe mit 15 LEDs ohne Optiken und zwei weitere Reihen der Haltevorrichtung.	26
Abbildung 12	Lichtintensitätsverteilung des LED-Arrays. a) Intensitätsverteilung in der X-Y-Ebene bei Z = 40 cm und b) mit zunehmendem Abstand zur Lichtquelle - entlang der Z-Achse. Die Position des Messvolumens mit einer Tiefe von 50 cm ist in grün hervorgehoben.	27
Abbildung 13	Zeitlicher Verlauf der Lichtintensität gemessen bei $\vec{X} = (25 \text{ cm}, 25 \text{ cm}, 25 \text{ cm})$, gezeigt in blau. Das vorgegebene Triggersignal mit einer Dauer von 700 μs ist in schwarz dargestellt.	28
Abbildung 14	Exemplarischer Temperaturverlauf an der Heiz- und Kühlplatte am kleinen Konvektionsexperiment bei vorgegebenen Zieltemperaturen von 18 °C und 24 °C. Es ist zu erkennen, dass die gemessenen Temperaturen stabil um die Zieltemperaturen fluktuieren und eine maximale Abweichung von $\delta T_{\text{Ziel}} = \pm 0,13 \text{ °C}$ nicht überschritten wird.	32
Abbildung 15	Skizze des Abfolgeprozesses der acht wichtigsten Arbeitsschritte zur Durchführung von 3D-PTV.	34

Abbildung 16	Schematische Darstellung der Epipolargeometrie nach [59]. Der Objektpunkt \vec{X} wird auf die korrespondierenden Bildpunkte \vec{x}_1 und \vec{x}_2 in den blau markierten Bildebenen der Kamerasensoren der zwei Kameras abgebildet. $P_{0;1}$ und $P_{0;2}$ bezeichnen die beiden Projektionszentren der Kameras und die rote Linie stellt die Epipolarlinie des Punktes \vec{x}_1 von Kamera 1 in der Bildebene von Kamera 2 dar. Zusätzlich existieren aufgrund der auf der Epipolarlinie gefundenen zusätzlichen Bildpunkte mehrere potentielle Objektpunkte $\vec{X}_{(a,b,c)}$	37
Abbildung 17	Veranschaulichung der Korrespondenzanalyse unter Verwendung des Epipolarlinienschnittverfahrens nach [55].	38
Abbildung 18	Zentralprojektion der Punkte \vec{P}_i und \vec{P}_k über das Projektionszentrum \vec{P}_0 auf die Punkte \vec{p}_i und \vec{p}_k in der Bildebene. Der Bildhauptpunkt \vec{p}_h ist leicht vom Ursprung O verschoben. . . .	40
Abbildung 19	Schema der Tomo-PIV-Auswertekette basierend auf der Datenaufnahme mit vier s/w-Kameras. Gezeigt wird die Volumenbeleuchtung mit den Impfparkeln, die jeweils Bildpaare zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$ aufnehmen. Diese Bilder werden in einer tomografischen Rekonstruktion verwendet, um die Intensitätsverteilung im 3D-Raum zu ermitteln. Die Intensitätskarten werden nun in Abfragevolumen zerteilt und zwischen den Zeitschritten eine 3D-Kreuzkorrelation durchgeführt. Hieraus resultiert die Partikelverschiebung und es lässt sich das 3D-Geschwindigkeitsfeld berechnen.	42
Abbildung 20	Algorithmischer Ablaufplan der Simultanen-Multiplikativen-Algebraischen-Rekonstruktions-Technik (SMART) - Darstellung nach Kühn et. al. [49].	47

Abbildung 21	Schematische Darstellung zur Bestimmung der Wichtungskoeffizienten. Zur Veranschaulichung wurden die Dimensionen von 3D auf 2D reduziert. Es ist ein Voxel-Array dargestellt und die Graustufen entsprechen dem Wert des Wichtungskoeffizienten. Zusätzlich sind die Pixel der Kamera und die zum Pixel (x_j, y_j) gehörige Sichtlinie dargestellt. Die Wichtungskoeffizienten basieren dabei auf dem Abstand d der Sichtlinie zum Zentrum des Voxels.	48
Abbildung 22	Foto zur Veranschaulichung des Verhaltens von Flüssigkristall-Partikeln unter Temperatureinfluss, entnommen aus der Studie von Kowalewski [46]. Mehrfachbelichtetes Farbbild der konvektiven Strömung in Glycerol mit Flüssigkristallpartikeln in einem differentiell geheizten Behältnis, mit einer heißen Wand (links) und einer kalten Wand (rechts), bei einem Temperaturunterschied $\Delta T = 4^\circ\text{C}$. Die Impfpartikel wechseln die Farbe von blau nach rot während sie der Strömung im Uhrzeigersinn folgen.	51
Abbildung 23	Ablaufplan der kombinierten Tomo-PIV-PIT basierend auf der Datenaufnahme mit fünf Kameras. Auf der Tomo-PIV-Seite der Kette wird die Intensitätsverteilung berechnet und in die Abfragevolumina unterteilt. Eine 3D-Kreuzkorrelation liefert die Verschiebung, aus der das Geschwindigkeitsfeld berechnet wird. Eine Temperatur-Farbkalibrierung wird durchgeführt, um das 2D-Farbfeld in ein 2D-Temperaturfeld zu transformieren. Anschließend liefert die Kombination mit der Intensitätsverteilung das 3D-Temperaturfeld. Dieses wird mit dem Geschwindigkeitsfeld kombiniert, um das simultan Geschwindigkeits- und Temperaturfeld bereitzustellen.	53
Abbildung 24	Gezeigt wird eine Illustration der zwei getesteten Farbfilter. Der virtuelle Pixel P_x sowie die echten Farbpixel sind markiert. a) zeigt den 4×4 -Pixelaufbau des von PCO empfohlenen Farbfilters und b) zeigt den 2×2 -Pixelaufbau eines Bayer-Filters.	54

Abbildung 25	Gezeigt ist eine Illustration des HSL-Farbraums. a) zeigt den Farbverlauf für S gegen H bei $L = 0,5$. b) illustriert den Farbverlauf für L gegen H bei $S = 1,0$	56
Abbildung 26	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Kategorien von Flüssigkristallen, nach [34]. In rot ist die in dieser Arbeit verwendete Kategorie der LC hervorgehoben.	60
Abbildung 27	Illustration einer chiral nematischen TLC Struktur. Die vorherrschende Orientierungsrichtung ist durch \vec{r} markiert und folgt einem spiralförmigen Weg innerhalb des Mediums, nach [34].	61
Abbildung 28	Durchlicht-Mikroskop-Aufnahme der gekapselten TLC-Teilchen der Hallcrest-Company mit der Bezeichnung <i>R18C6</i> . Zur besseren Sichtbarkeit ist das Bild invertiert.	62
Abbildung 29	Auftriebsverhalten der gröbselektierten TLC-Partikel mit einer Größe zwischen 100 und 110 μm in Abhängigkeit des Wassermassenanteils in dem Wasser-Glykol-Gemisch. Angegeben ist der Massenanteil von Wasser in Prozent. In grün hervorgehoben ist der optimale Arbeitsbereich bei einem Wasseranteil von circa 70%.	63
Abbildung 30	Abhängigkeit der Stokes-Zahl von der charakteristischen Geschwindigkeit. Die Abhängigkeit der 100 μm großen TiO_2 -Partikel in einem Wasserexperiment ist als gestrichelte Linien dargestellt. Analog ist die Abhängigkeit die TLC-Partikel in einem Wasser-Glykol-Gemisch mittels durchgezogener Linien symbolisiert. In grün eingefärbt sind die Kurven für die kleine Konvektionszelle mit $l_y = 0,1\text{ m}$ und in blau die Kurven für die große Konvektionszelle mit $l_y = 0,5\text{ m}$	65
Abbildung 31	Visualisierung einer begrenzten Anzahl geglätteter 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 40 Bilder der Messung $\text{Ra} = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 1100 Bildern. Geschwindigkeiten sind farblich entlang der Trajektorien entsprechend der lokalen Geschwindigkeitsmagnitude dargestellt. Die Heiz- und Kühlplatten sind in rot bzw. blau auf der Unter- bzw. Oberseite markiert.	71

Abbildung 32	Visualisierung aller geglätteten 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 50 Bilder der Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 980 Bildern. Die Heiz- und Kühlplatten sind in rot bzw. blau auf der Unter- bzw. Oberseite markiert.	72
Abbildung 33	2D-Projektionen aller geglätteten 3D-Trajektorien mit einer Länge ≥ 50 Bilder der Messung $Ra = 2,1 \cdot 10^6$ über eine Sequenz von 980 Bildern. a) zeigt die projizierten Trajektorien in der X-Y-Ebene, b) in der X-Z-Ebene und c) in der Y-Z-Ebene. . . .	73
Abbildung 34	a): Interpoliertes, zeitlich gemittelt Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v} \rangle_t$. Es wird ein $N_I = 25 \times 25 \times 11$ großes Gitter mit den Abständen $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ und $\Delta_Z = 2,5 \text{ mm}$ zur Interpolation verwendet und über die gesamte Dauer der Aufnahme von 30 Minuten gemittelt. b): v_y -Komponente desselben Feldes interpoliert auf die Fläche der mittleren X-Z-Ebene durch das Konvektionszentrum zur Verdeutlichung der Schräglage. Der Farbübergang ist hier scharf um $\langle v_y \rangle_t = 0 \text{ mm/s}$ gewählt, um diesen Fakt hervorzuheben.	74
Abbildung 35	2D-Projektion des interpolierten, zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $Ra = 5,7 \cdot 10^7$ mit 4 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_1 und Z_2 kennzeichnen die zwei Konvektionszentren.	75
Abbildung 36	Interpoliertes, zeitlich gemittelt 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 12^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 1,7 \cdot 10^8$ mit 8 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_1 bis Z_4 kennzeichnen die vier Konvektionszentren. . .	76
Abbildung 37	Interpoliertes, zeitlich gemittelt 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{xy} \rangle_t$ in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 30^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 4,2 \cdot 10^8$ mit 10 Hz. Es wird über die gesamte Bildsequenz von 1389 Bildern gemittelt. Z_0 kennzeichnet das Konvektionszentrum des Winds und Z_A sowie Z_B die beiden Sekundärwirbel.	78

Abbildung 38	Räumlich interpoliertes RMS-Feld der y-Komponente der Geschwindigkeit v_y in der mittleren X-Y-Ebene mit Gitterabstand $\Delta_{x,y} = 4 \text{ mm}$ der Messung $\Delta T = 30^\circ\text{C} \hat{=} Ra = 4,2 \cdot 10^8$ mit 10 Hz über die gesamte Aufnahmereihe von 1389 Bildern.	79
Abbildung 39	Interpoliertes, zeitlich gemitteltes 2D-Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v}_{yz} \rangle_t$ in der mittleren Y-Z-Ebene mit Gitterabständen $\Delta_y = 4 \text{ mm}$ und $\Delta_z = 2,5 \text{ mm}$. a) Ergebnis der Messungen $\Delta T = 0,15^\circ\text{C}$ mit 1 Hz, gemittelt über 1800 Aufnahmen. Z_0 , Z_A und Z_B kennzeichnen die fixen Konvektionszentren der stationären Konvektion. b) Geschwindigkeitsfeld der Messung bei $\Delta T = 26^\circ\text{C}$ mit 8 Hz, gemittelt über 1389 Aufnahmen. Z_1 bis Z_4 markieren die Konvektionszentren im mittleren Strömungsfeld.	81
Abbildung 40	Skizze des Aufbaus für die Tomo-PIV. (a) bis (d) markieren die Kameras und deren Sichtlinien sind mittels gestrichelter Linien eingezeichnet. In der Seitenansicht markieren (e) und (f) die Kühl- und Heizplatte. In der Draufsicht werden die Lichtquelle und der Spiegel durch (g) und (h) gezeigt. Der Abstand von den Kameras bis zur Vorderseite des Messvolumens ist mit D markiert.	84
Abbildung 41	Zeitlich gemitteltes Strömungsfeld in einer Iso-Flächen-Repräsentation entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude $ \langle \vec{v} \rangle_t $	88
Abbildung 42	Über 1000 instantane Geschwindigkeitsfelder zeitgemitteltes Geschwindigkeitsfeld $\langle \vec{v} \rangle_t$. Zur besseren Übersicht dargestellt in drei Ebenen - zwei entlang der Diagonalen der RB-Zelle und eine horizontal auf halber Höhe. Die Farbcodierung gibt die Werte der Geschwindigkeitsmagnitude wieder. Zusätzlich ist die Richtung der Geschwindigkeit mit 3C-Vektoren wiedergegeben.	89
Abbildung 43	Geschwindigkeitsverteilungen in der Ebene, die die LSC enthält. a) bis c) zeigen die drei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$, d) die Geschwindigkeitsmagnitude. e) und f) hingegen zeigen die Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der Ebene bzw. aus der Ebene heraus.	91

Abbildung 44	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_i mit $i = x, y, z$ und des absoluten Werts v_{abs}	93
Abbildung 45	Gemittelte Geschwindigkeitsprofile in der Ebene der LSC. Mittelung erfolgte für jede Höhe, also für alle Datenpunkte auf einer Y-Position, als eine Funktion der zentrierten Höhe, Y_c . Gezeigt wird der Ergebnis sowohl für die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y, v_z als auch für die vereinfachte Geschwindigkeit v_{xz}	94
Abbildung 46	Radiale Darstellung der höchsten Geschwindigkeit innerhalb der LSC. Markiert ist jeweils der Winkel gemessen gegen die Horizontale durch das Zentrum der LSC und die zugehörige Geschwindigkeitsmagnitude. Es resultiert die Form eines vierblättrigen Kleeblatts.	95
Abbildung 47	RMS ₁₀₀₀ -Werte der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen mit entsprechender Farbcodierung. Zur besseren Übersicht dargestellt in drei Ebenen - zwei entlang der Diagonalen der RB-Zelle und eine horizontal bei $h/2$. Die Farbcodierung gibt die Werte der Geschwindigkeitsmagnitude wieder.	96
Abbildung 48	a) Eine Skizze der Lage der in b)-d) dargestellten Ebenen. RMS-Werte der Geschwindigkeitsmagnitudenfluktuationen in der X-Y-Ebene in b) nahe der Kameras und c) auf der Rückseite des Messvolumens. d) zeigt die RMS-Werte in der X-Z-Ebene nahe der Heizplatte.	97
Abbildung 49	Skizze des Aufbaus für die simultanen dreidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldmessungen. Das Messvolumen in der vorderen Hälfte der Zelle ist in gelb hervorgehoben. (c) bis (g) markieren die Kameras und deren Sichtlinien sind als gestrichelte Linien dargestellt. In der Seitenansicht markieren (a) und (b) die Heiz- und Kühlplatte. In der Draufsicht werden die Lichtquelle und die eingesetzte Trennwand aus Polyethylen durch (h) und (i) gezeigt.	100
Abbildung 50	Unprozessiertes Farbbild aufgenommen mit der PCO Pixelfly Farbkamera. Das Farbspiel der TLC-Partikel ist mit tendenziell grünen Kristallen auf der linken Seite und eher roten Partikeln auf der rechte Seite gut zu erkennen.	102

Abbildung 51	Ergebnis einer 1D-Gaußschen Kurvenanpassung an der Position $Y \approx 3 \text{ mm}$ und $Z \approx 498 \text{ mm}$. Die Datenpunkte sind mittels blauer Kreuze und das Ergebnis der gaußschen Kurvenanpassung ist in grün dargestellt. Der Zentralwert der Kurvenanpassung ist rot angedeutet.	103
Abbildung 52	Die Verteilung der ermittelten Farbtonwerte für die Kalibriertemperaturen von 18°C , 19°C , 20°C und 22°C ist dargestellt. Zusätzlich werden die ungefähren Bereiche für Rot, Blau und Grün im Hintergrund dargestellt.	104
Abbildung 53	Verteilung der Hue-Werte bei 20°C in einem 100×100 Pixel Abfragefenster der 2D-Hue-Karten in blau. Der Ankerpunkt ist $(x_0, y_0) = (800, 600)$ Pixel. Zusätzlich ist eine 1D-Gaußsche-Kurvenanpassung der Verteilung in schwarz gezeigt. Mit einer roten Linie ist der Zentralwert der erhaltenen Gauß-Kurve markiert.	105
Abbildung 54	Beispiel für eine Kurvenanpassung von der Temperatur in Abhängigkeit des Hue-Werts. Die schwarzen Markierungen zeigen die ermittelten Datenpunkte innerhalb eines Abfragefensters. Das Resultat der Kurvenanpassung wird rot dargestellt und die ermittelten Parameter sind grün vermerkt.	106
Abbildung 55	Das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld bei $Ra = 7,0 \cdot 10^9$ und $Pr = 21$. Die Geschwindigkeit wird mit drei Komponentenvektoren und der Farbcodierung gemäß der Geschwindigkeitsmagnitude dargestellt.	107
Abbildung 56	Geschwindigkeitsbetrag aller Vektoren aus den 1000 instantanen Geschwindigkeitsfeldern. Oben rechts ist eine vergrößerte Ansicht der Verteilung zwischen $13,5$ und $17,5 \text{ mm/s}$ gezeigt. In rot ist das Ende der Verteilung markiert.	108
Abbildung 57	Übersetzung des Kamerabildes in das zugehörige Temperaturbild des ersten Zeitschrittes. Die Farbcodierung wird so gewählt, dass sie die Farbe in $^\circ\text{C}$ widerspiegelt. Großteilig isotherme Verteilung um $18,5^\circ\text{C}$. Auf der unteren linken Seite ist eine erhöhte Temperatur von 19 bis 20°C zu erkennen.	109

Abbildung 58	Instantanes Geschwindigkeits- und Temperaturfeld des ersten Zeitschritts. Die 3C-Vektoren reflektieren die Geschwindigkeit mit der Farbcodierung entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude. Die lokale 3D-Temperatur ist durch Sphären dargestellt deren Farbe die Temperatur innerhalb des Volumens repräsentiert. Es sind sowohl jeder hundertste Vektor als auch jede hundertste Temperatur dargestellt.	110
Abbildung 59	Interpoliertes, zeitlich gemittelttes Geschwindigkeits- und Temperaturfeld. Die 3C-Vektoren reflektieren die Geschwindigkeit und sind entsprechend der Geschwindigkeitsmagnitude skaliert. Die Farbcodierung gibt, in den Gebieten mit entsprechender Information, die interpolierten Temperaturen wieder. Im übrigen Volumen sind die Vektoren in grau gehalten. Es ist hierbei jeder zehnte Vektor dargestellt. Oben links ist der Referenzvektor bei 5 mm/s gezeigt.	111
Abbildung 60	Abhängigkeit der lokalen Temperatur, T , von der Aufwärtsgeschwindigkeit, v_y . Aufbereitet ist das instantane Geschwindigkeits- und Temperaturfeld zum Zeitpunkt t_0 als 2D-Histogramm mit der absoluten Häufigkeit pro Bin als farblicher Schlüssel. Die Geschwindigkeitsbins haben dabei eine Größe von $\frac{1}{3}$ mm/s und die Temperaturbins sind $\frac{1}{14}$ °C groß. In grün ist das Ergebnis einer Kurvenanpassung gemäß Gleichung 19 dargestellt.	112
Abbildung 61	Korrelation von Aufwärtsgeschwindigkeit und Temperatur über die gesamten instantanen Zeitschritte. Gezeigt ist in blau die instantane Steigung m und in rot die über 8 Zeitschritte gemittelte Steigung m_8	114

Abbildung 62	Oben als grünes Histogramm ist die Häufigkeitsverteilung der vertikalen Strömungsgeschwindigkeit mit einer Bin-Breite von $\Delta_{v_y} = 0,03 \text{ mm/s}$ gezeigt. In blau auf der rechten Seite ist die entsprechende Temperaturverteilung mit einer Bin-Breite von $\Delta_T = 0,01 \text{ °C}$ dargestellt. Die Korrelation der beiden Größen wird wiederum in einem 2D-Histogramm, analog zu Abbildung 60, ermittelt, wobei die Bin-Breiten in Temperatur- und Geschwindigkeitsrichtung identisch zu den 1D-Histogrammen gewählt sind.	115
Abbildung 63	Datenreduktion auf Basis des 2D-Histogramms aus Abbildung 62. Gezeigt ist die Abhängigkeit der durchschnittlichen gebinnten Temperatur T_b von der zum Bin zugehörigen Auftriebsgeschwindigkeit, $v_{y,b}$. In blau sind die Datenpunkte und in rot eine lineare Kurvenanpassung dieser Daten dargestellt.	116
Abbildung 64	Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der X-Achse, gemittelt in Y- und Z-Richtung. .	117
Abbildung 65	Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Y-Achse, gemittelt in X- und Z-Richtung. .	118
Abbildung 66	Häufigkeitsverteilung der Temperatur entlang der Z-Achse, gemittelt in X- und Y-Richtung. .	119
Abbildung 67	Analytische Vektorfelder der ersten vier verwendeten Fourier-Moden	125
Abbildung 68	Beiträge der ersten vier Fourier-Moden, $M^{m,n}$, in der mittleren X-Y-Ebene in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl.	126
Abbildung 69	Beiträge der ersten vier Fourier-Moden, $M^{m,n}$, in der Hauptebene der LSC in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl. In blau hinterlegt ist das Ergebnis der Modenzerlegung für die Strömungsfelder aus den hoch-turbulenten Messung aus den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2. . . .	129
Abbildung 70	Analytische Vektorfelder der ersten vier verwendeten Fourier-Moden in der Y-Z-Ebene. . .	130
Abbildung 71	Beiträge der ersten vier Fourier-Moden in der mittleren Y-Z-Ebene in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl.	131

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Summary of the results from publications used for comparison with the presented work. Showing the measurement method, Sample Geometry, Rayleigh-number range, Prandtl-number, Reynolds-number result and the corresponding Reynolds-number Re_m at the measurement point $Ra = 1.0 \cdot 10^{10}$	140
-----------	---	-----

LITERATUR

- [1] G. Ahlers, S. Grossmann und D. Lohse. „Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (2 2009), S. 503–537.
- [2] A. H. Andersen und A. C. Kak. „Simultaneous algebraic reconstruction technique (SART): a superior implementation of the art algorithm“. In: *Ultrasonic imaging* 6.1 (Jan. 1984), 81–94.
- [3] C. Atkinson und J. Soria. „An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry“. In: *Exp. Fluids* 47 (4 2009), S. 553–568.
- [4] G. I. Barenblatt. *Scaling*. Cambridge University Press, 2003.
- [5] H. Bénard. „Tourbillons cellulaires dans une nappe liquide, 1ere partie. Description générale des phénomènes“. In: *Revue Générale des Sciences pures et applique* 11 (1900), 1261–1271.
- [6] M. Berger. *Grundkurs Der Regelungstechnik*. Libri Books on Demand, 2001.
- [7] F. Bernhard. *Technische Temperaturmessung*. 2. Aufl. Springer-Verlag, 2014.
- [8] E. Bodenschatz, W. Pesch und G. Ahlers. „Recent Developments in Rayleigh-Bénard Convection“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1 (2000), S. 709–778.
- [9] J. Bosbach, S. Weiss und G. Ahlers. „Plume Fragmentation by Bulk Interactions in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection“. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (5 2012), S. 054501.
- [10] J. Boussinesq. „Théorie analytique de la chaleur mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière“. In: (1903).
- [11] D. Brainard. „Bayesian Method for Reconstructing Color Images from Trichromatic Samples“. In: *The Physics and Chemistry of Imaging Systems: IS&T's 47th Annual Conference*. Bd. 1. IS&T, the Society for Imaging Science und Technology, 1994, S. 375–380.
- [12] E. Brown und G. Ahlers. „Rotations and Cessations of the large-scale Circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *J. Fluid Mech.* 568 (2006), S. 351–386.
- [13] R. Brun und F. Rademakers. „ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework“. In: *AIHENP'96 Workshop, Lausanne*. Bd. 389. 1996, S. 81–86.

- [14] E. Buckingham. „On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations“. In: *Physical Review* 4 (Okt. 1914), S. 345–376.
- [15] M. Chandra und M. K. Verma. „Dynamics and symmetries of flow reversals in turbulent convection“. In: *Phys. Rev. E* 83 (6 2011), S. 067303.
- [16] F. Chillà und J. Schumacher. „New perspectives in turbulent Rayleigh–Bénard convection“. In: *The European Physical Journal E* 35.7 (2012), S. 1–25.
- [17] F. Chillà, M. Rastello, S. Chaumat und B. Castaing. „Ultimate regime in Rayleigh–Bénard convection: The role of plates“. In: *Physics of Fluids* 16.7 (2004), S. 2452–2456.
- [18] M. Ciofalo, M. Signorino und M. Simiano. „Tomographic particle-image velocimetry and thermography in Rayleigh–Bénard convection using suspended thermochromic liquid crystals and digital image processing“. In: *Experiments in Fluids* 34.2 (2003), S. 156–172.
- [19] M. Cross und H. Greenside. *Pattern Formation and Dynamics in Nonequilibrium Systems*. 1 edition. Cambridge University Press, 2009.
- [20] T. Czarnota und C. Wagner. „Turbulent convection and thermal radiation in a cuboidal Rayleigh–Bénard cell with conductive plates“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 57 (2016), S. 150–172.
- [21] D. Dabiri. „Digital particle image thermometry/velocimetry: a review“. In: *Exp. Fluids* 46 (2 2009). 10.1007/s00348-008-0590-5, S. 191–241.
- [22] M. Eckert. *Ludwig Prandtl – Strömungsforscher und Wissenschaftsmanager*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2017.
- [23] G. E. Elsinga, B. W. Van Oudheusden und F. Scarano. „Experimental assessment of tomographic-PIV accuracy“. In: *13th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics*. Lisbon, Portugal, 2006.
- [24] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke und B.W. Oudheusden. „Tomographic particle image velocimetry“. English. In: *Exp. Fluids* 41 (6 2006), S. 933–947.
- [25] K. A Emanuel. *Atmospheric convection*. Oxford University Press on Demand, 1994.
- [26] J. L. Fergason. „Liquid Crystals“. In: *Scientific American* 211 (Aug. 1964), S. 76–85.
- [27] F. Fontenele Araujo, S. Grossmann und D. Lohse. „Wind Reversals in Turbulent Rayleigh–Bénard Convection“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (8 Aug. 2005), S. 084502.

- [28] Nobel Foundation. *The Nobel Prize in Physics 1904*. Nobel Media AB 2014. URL: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1904/ (besucht am 30.03.2017).
- [29] G. Friedel. „Les États Mésomorphes de la Matière“. In: *Annales de Physique* 18 (1922), 273–474.
- [30] M. Frigo und S. G. Johnson. „The Design and Implementation of FFTW3“. In: *Proceedings of the IEEE* 93.2 (2005). Special issue on “Program Generation, Optimization, and Platform Adaptation”, S. 216–231.
- [31] C. Gerthsen und D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [32] S. Grossmann und D. Lohse. „Prandtl and Rayleigh number dependence of the Reynolds number in turbulent thermal convection“. In: *Physical Review E* 66.016305 (2002).
- [33] G. Hadley. „Concerning the cause of the general trade-winds.“ In: *Phil. Trans.* 29 (1735), 58–62.
- [34] Hallcrest Company. *Handbook of thermochromic liquid crystal technology*. 2014.
- [35] D. Harper. *Online Etymology Dictionary*. 2017. URL: <http://www.etymonline.com/index.php?term=convection> (besucht am 30.09.2016).
- [36] X. He, D. Funfschilling, H. Nobach, E. Bodenschatz und G. Ahlers. „Transition to the Ultimate State of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection“. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2 Jan. 2012), S. 024502.
- [37] G. H. Heilmeyer und L. A. Zannoni. „Guest-host interactions in nematic liquid crystals. A new electro-optic effect“. In: *Appl. Phys. Lett.* 13 (1968), 91–92.
- [38] F. Heslot, B. Castaing und A. Libchaber. „Transition to turbulence in helium gas“. In: *Physical Review A* 36 (1987), S. 5870–5873.
- [39] S. Horn und O. Shishkina. „Rotating non-Oberbeck-Boussinesq Rayleigh-Bénard convection in water“. In: *Physics of Fluids* 26.5, 055111 (2014).
- [40] G. M. Horstmann, D. Schiepel und C. Wagner. „Experimental Study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample“. *Submitted to Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017.
- [41] S.-D. Huang und K.-Q. Xia. „Effects of geometric confinement in quasi-2-D turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *J. Fluid Mech* 794 (2016), S. 639–654.

- [42] S.-D. Huang, M. Kaczorowski, R. Ni und K.-Q. Xia. „Confinement induced heat-transport enhancement in turbulent thermal convection“. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), S. 104501.
- [43] M. Kaczorowski, O. Shishkina, A. Shishkin, C. Wagner und K.-Q. Xia. „Analysis of the large-scale circulation and the boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. English. In: *Direct and Large-Eddy Simulation VIII*. Bd. 15. ERCOFTAC Series. Springer Netherlands, 2011, S. 383–388.
- [44] C. J. Kähler, T. Astarita, P. P. Vlachos, J. Sakakibara, R. Hain, S. Discetti, R. La Foy und C. Cierpka. „Main results of the 4th International PIV Challenge“. In: *Experiments in Fluids* 57.6 (2016), S. 97.
- [45] R. Kaiser und R. du Puits. „Collapse of the global flow structure“. In: *International Conference on Rayleigh-Bénard Turbulence* (2015).
- [46] T. A. Kowalewski. „Particle image velocimetry and thermometry using liquid crystals tracers“. In: *PIV'01 4th international symposium on particle image velocimetry, DLR, Mitteilung, Göttingen*. 2001, S. 1134–1.
- [47] R. H. Kraichnan. „Turbulent Thermal Convection at Arbitrary Prandtl Number“. In: *Physics of Fluids* 5.11 (1962), S. 1374–1389.
- [48] K. Kraus und P. Waldhäusl. *Photogrammetrie: Grundlagen und Standardverfahren*. Band 1. Dümmler, 1993.
- [49] M. Kühn, K. Ehrenfried, J. Bosbach und C. Wagner. „Large-scale Tomo PIV using helium-filled soap bubbles“. English. In: *Exp. Fluids* 50 (4 2011), S. 929–948.
- [50] M. Kühn, K. Ehrenfried, J. Bosbach und C. Wagner. „Large-scale Tomo PIV in forced and mixed convection using a parallel SMART version“. English. In: *Exp. Fluids* 53 (1 2012), S. 91–103.
- [51] O. Lehmann. „Über fließende Krytalle“. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 4:462-72 (1889).
- [52] R. B. Lindsay. *Men of Physics Lord Rayleigh- The Man and His Work: The Commonwealth and International Library: Selected Readings in Physics*. Oxford, England: Pergamon, 2003.
- [53] O. Liot, F. Seychelles, F. Zonta, S. Chibbaro, T. Coudarchet, Y. Gasteuil, J.-F. Pinton, J. Salort und F. Chilla. „Simultaneous temperature and velocity Lagrangian measurements in turbulent thermal convection“. In: *J. Fluid Mech* 794 (2016), S. 655–675.

- [54] H. G. Maas. „Complexity analysis for the establishment of image correspondences of dense spatial target fields“. In: *International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing* (1992), S. 102–107.
- [55] H. G. Maas, A. Gruen und D. Papantoniou. „Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows, Part 1. Photogrammetric determination of particle coordinates“. In: *Experiments in Fluids* (1993).
- [56] N. A. Malik, T. Dracos und D. Papantoniou. „Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows, Part II: Particle tracking“. In: *Experiments in Fluids* (1993).
- [57] P. K. Mishra, A. K. De, M. K. Verma und V. Eswaran. „Dynamics of reorientations and reversals of large-scale flow in Rayleigh–Bénard convection“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 668 (Feb. 2011), S. 480–499.
- [58] K. Mueller, R. Yagel und J.J. Wheller. „Fast implementations of algebraic methods for three-dimensional reconstruction from cone-beam data“. In: *IEEE Transactions on Medical Imaging* 18.6 (Juni 1999), S. 538–548.
- [59] A. Nordmann. „SVG Grafik Epipolare Geometrie“. In: *Wikimedia Commons* <https://de.wikipedia.org/wiki/Epipolaregeometrie> (2007).
- [60] H. Oertel, M. Böhle, P. Ehrhard, D. Etling, U. Müller, U. Riedel und K.R. Sreenivasan. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre - Grundlagen und Phänomene*. Springer-Verlag, 2012.
- [61] PCO. *pco.camera User's Manual*. 12–2004.
- [62] K. Petschel, M. Wilczek, M. Breuer, R. Friedrich und U. Hansen. „Statistical analysis of global wind dynamics in vigorous Rayleigh-Benard convection“. In: *Physical Review E* 84.026309 (2011).
- [63] E. P. van der Poel, R. J. A. M. Stevens und D. Lohse. „Connecting flow structures and heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *Physical Review E* 84.045303(R) (2011).
- [64] X. L. Qiu, X. D Shang, P. Tong und K.-Q. Xia. „Velocity oscillations in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *Physics of Fluids* 16 (2004).
- [65] M. Raffel, C. E. Willert und J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Engineering online library. Springer, 1998.
- [66] M. Raffel, J. Kompenhans, S. T. Wereley und C. Willert. *Particle Image Velocimetry: a Practical Guide*. Springer, 2007.
- [67] F. Reinitzer. „Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins“. In: *Monatshefte für Chemie* 9 (1888), S. 421–41.

- [68] Lord Rayleigh O. M. F. R. S. „LIX. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side“. In: *Philosophical Magazine Series 6* 32.192 (1916), S. 529–546.
- [69] D. Schanz, A. Schröder, S. Gesemann, D. Michaelis und B. Wieneke. „Shake The Box: A highly efficient and accurate Tomographic Particle Tracking Velocimetry (TOMO-PTV) method using prediction of particle positions“. Englisch. In: *PIV13*. Delft, The Netherlands, 2013.
- [70] D. Schanz, S. Gesemann und A. Schröder. „Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities“. In: *Experiments in Fluids* 57.5 (2016), S. 70.
- [71] D. Schiepel, D. Schmeling und C. Wagner. „Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT“. In: *18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*, S. 161–174.
- [72] D. Schiepel, J. Bosbach und C. Wagner. „Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample“. In: *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 20.1-2 (2013), S. 3–23.
- [73] D. Schmeling, J. Bosbach und C. Wagner. „Simultaneous Measurement of Temperature and Velocity Fields in Convective Air Flows“. In: *Meas. Sci. Technol.* 25 (2014), S. 035302.
- [74] D. Schmeling, J. Bosbach und C. Wagner. „Measurements of the dynamics of thermal plumes in turbulent mixed convection based on combined PIT and PIV“. Englisch. In: *Exp. Fluids* 56.6, 134 (2015).
- [75] S.M. Soloff, R. J. Adrian und Z. C. Liu. „Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry“. In: *Measurement Science and Technology* 8.12 (1997), S. 1441–1454.
- [76] K. R. Sreenivasan, A. Bershadskii und J. J. Niemela. „Mean wind and its reversal in thermal convection“. In: *Phys. Rev. E* 65 (5 Mai 2002), S. 056306.
- [77] R. J. A. M. Stevens, D. Lohse und R. Verzicco. „Prandtl and Rayleigh number dependence of heat transport in high Rayleigh number thermal convection“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 688 (Dez. 2011), S. 31–43.
- [78] John William Strutt. *Scientific Papers*. Bd. 1-6. Cambridge Library Collection - Mathematics. Cambridge University Press, 1869-1919.

- [79] K. Sugiyama, E. Calzavarini, S. Grossmann und D. Lohse. „Non-Oberbeck-Boussinesq effects in two-dimensional Rayleigh-Bénard convection in glycerol“. In: *Europhys. Lett.* 80.3 (2007), S. 34002.
- [80] K. Sugiyama, R. Ni, R. J. A. M. Stevens, T. S. Chan, S.-Q. Zhou, H.-D. Xi, C. Sun, S. Grossmann, K.-Q. Xia und D. Lohse. „Flow Reversals in thermally driven turbulence“. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), S. 034503.
- [81] C. Sun, K.-Q. Xia und P. Tong. „Three-dimensional flow structures and dynamics of turbulent thermal convection in a cylindrical cell“. In: *Phys. Rev. E* 72 (2 2005), S. 026302.
- [82] C. Sun, Y.-H. Cheung und K.-Q. Xia. „Experimental studies of the viscous boundary layer properties in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *J. Fluid Mech.* 605 (2008), S. 79–113.
- [83] P. J. Tackley. „Geodynamics: Layer cake or plum pudding?“ In: *Nat. Geosci.* 1 (2008), 157–158.
- [84] H. Tennekes und J. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, 1982.
- [85] A. Tilgner, A. Belmonte und A. Libchaber. „Temperature and velocity profiles of turbulent convection in water“. In: *Phys. Rev. E* 47 (4 Apr. 1993), R2253–R2256.
- [86] P. Urban, V. Musilová und L. Skrbek. „Efficiency of Heat Transfer in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection“. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (1 Juli 2011), S. 014302.
- [87] VDI-Gesellschaft. *VDI-Wärmeatlas. Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang*. Hrsg. von VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC). 10., bearb. u. erw. A. Springer, Berlin, 2006.
- [88] L. Valencia, J. Pallares, I. Cuesta und F. X. Grau. „Turbulent Rayleigh-Bénard convection of water in cubical cavities: A numerical and experimental study“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007), S. 3203–3215.
- [89] M. K. Verma, S. C. Ambhire und A. Pandey. „Flow reversals in turbulent convection with free-slip walls“. In: *Physics of Fluids* 27.4 (2015), S. 047102.
- [90] D. Vorländer. „Die Erforschung der molekularen Gestalt mit Hilfe der kristallinen Flüssigkeiten“. In: *Z. Phys. Chem.* 105 (1923), 211–254.
- [91] S. Wagner. „Boundary Layers and wind in turbulent thermal convection“. Diss. Georg-August University School of Science, 2014.

- [92] S. Wagner und O. Shishkina. „Aspect-ratio dependency of Rayleigh-Bénard convection in box-shaped containers“. In: *Physics of Fluids* 25.085110 (2013).
- [93] S. Wagner, O. Shishkina und C. Wagner. „Boundary Layers and wind in cylindrical Rayleigh-Bénard cells“. In: *J. Fluid Mech* 697.336-366 (2012).
- [94] B. Wieneke. „Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 45.4 (2008), S. 549–556.
- [95] J. Willneff. „OpenPTV Documentation“. In: *www.openptv.net* (2015).
- [96] X. Z. Wu. „Free Thermal Convection In Low Temperature Helium Gas“. In: *Flow at Ultra-High Reynolds and Rayleigh Numbers: A Status Report*. Hrsg. von Russell J. Donnelly und Katepalli R. Sreenivasan. New York, NY: Springer New York, 1998, S. 223–235.
- [97] K.-Q. Xia. „Current trends and future directions in turbulent thermal convection“. In: *Theoretical and Applied Mechanics Letters* 3.5 (2013), S. 052001.
- [98] K.-Q. Xia, C. Sun und S.-Q. Zhou. „Particle image velocimetry measurement of the velocity field in turbulent thermal convection“. In: *Phys. Rev. E* 68 (6 Dez. 2003), S. 066303.
- [99] K.-Q. Xia, C. Sun und Y.-H. Cheung. „Large Scale Velocity Structures in Turbulent Thermal Convection with Widely Varying Aspect Ratio“. In: *Proceedings of the 14th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. 2008.
- [100] Q. Zhou, H.-D. Xi, S.-Q. Zhou, C. Sun und K.-Q. Xia. „Oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection: the sloshing mode and its relationship with the torsional mode“. In: *J. Fluid Mech.* 630 (2009), S. 367–390.
- [101] Quan Zhou und Ke-Qing Xia. „Physical and geometrical properties of thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection“. In: *New Journal of Physics* 12.7 (2010), S. 075006.
- [102] G. Zocchi, E. Moses und A. Libchaber. „Coherent structures in turbulent convection, an experimental study“. In: *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 166.3 (1990), S. 387–407.

LEBENS LAUF

Dipl. Phys. Daniel Schiepel

geb. 8.9.1984 in Hann. Münden
Nationalität deutsch
Adresse Gerlandstraße 17
 37127 Dransfeld
Telefon (0551) 709 2652
E-Mail daniel.schiepel@gmail.com

Wissenschaftlicher Werdegang

seit 2014 Anstellung als Mitarbeiter im wissenschaftlichen Dienst am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. in Göttingen
2011 – 2014 Anstellung als Doktorand am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. in Göttingen
Oktober 2010 Diplom in Physik, Diplomarbeit: "Measurement of the Top Pair Production Cross Section at $\sqrt{s} = 10$ TeV With the ATLAS Experiment in the Electron Plus Jets Channel Using a Topological Likelihood Method". Georg-August-Universität Göttingen, Note: *gut*
Juni 2004 Abitur, Otto-Hahn-Gymnasium, Göttingen, Note: *gut*

Wissenschaftliche Schwerpunkte

Entwicklung optischer Messtechnik
Untersuchung konvektiver Strömungen

Lehrtätigkeiten

2013 – 2014 Betreuung von Experimenten des „Physikalisches Praktikum für Physikerinnen und Physiker“ der Georg-August-Universität Göttingen
2012 – 2013 Betreuung der Lehrveranstaltung „Physik I“ der Georg-August-Universität Göttingen
2009 – 2010 Betreuung von Experimenten des „Praktikum der Physik für Mediziner“ der Georg-August-Universität Göttingen
2007 – 2009 Betreuung von Experimenten des „Physikalisches Praktikum für Physikerinnen und Physiker“ der Georg-August-Universität Göttingen

Vorträge

- D. Schiepel: „Simultaneous 3D velocity and temperature measurements in turbulent RBC based on combined Tomo-PIV and PIT“, Institutskolloquium des DLR, Göttingen, Deutschland, 18.11.2016.
- D. Schiepel: „Tomo-PIV + TLC in viscous RBC“. 1st Junior Scientist Meeting, Ilmenau, Deutschland, 25–26. Mai 2016.
- D. Schiepel, D. Schmeling, C. Wagner: „Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT“, 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 4–7. Juli 2016.
- D. Schiepel, S. Herzog, C. Wagner: „Experimental Study of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection using Large-Scale Tomo-PIV and High-Density PTV“, Ti2015 - 4th International Conference on Turbulence and Interactions, Korsika, Frankreich, 2–6. November 2015.
- D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner: „4D Measurement of the LSC in turbulent Rayleigh-Bénard Convection using Large-Scale Tomo-PIV“, 7th European Postgraduate Fluid Dynamics Conference, Ilmenau, Deutschland, 7th EPFDC, 14–17. July 2014.
- D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner: „Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample“, The 9th Pacific Symposium on Flow Visualisation and Image Processing, Busan, Korea, 25–28. August 2013.
- D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner: „Towards the Combination of Thermochromic Liquid Crystals and Tomographic Particle Image Velocimetry“, 18th STAB Symposium, Stuttgart Deutschland, 06. November 2012.
- D. Schiepel, J. Meyer, A. Quadt: „Studien zur Messung des \bar{t} -Wirkungsquerschnitt unter Verwendung einer topologischen Likelihood am ATLAS Experiment“. 74th annual meeting of the German Physical Society, Bonn, Germany, 2010.
- D. Schiepel, : „Überblick der Studien zur Messung des \bar{t} -Wirkungsquerschnitts am ATLAS Experiment“. Atlas-D meeting, Bonn, Deutschland, 2010.

Veröffentlichungen

- internationale Zeitschriften
 - G. M. Horstmann, D. Schiepel, C. Wagner, „Experimental study of the global flow state transformation in a rectangular Rayleigh-Bénard sample“, International Journal of Heat and Mass Transfer, eingereicht
 - D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner „Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Sample“, Journal of Flow Visualization & Image Processing, 20(1-2), 3–23 (2014)
- Konferenz- und Buchbeiträge
 - D. Schiepel, D. Schmeling, C. Wagner: „Simultaneous velocity and temperature measurements in turbulent Rayleigh-Bénard convection based on combined Tomo-PIV and PIT“. In: Proceeding of 18th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 2016.
 - D. Schiepel, S. Herzog, C. Wagner, „Experimental Study of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection Using Large-Scale Tomo-PIV and High-Density PTV“. In: „Turbulence and Interactions“, „Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design“, Springer Berlin Heidelberg, Veröffentlichung steht bevor
 - D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner: „Towards the Combination of Thermochromic Liquid Crystals and Tomographic Particle Image Velocimetry“. New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IX, **124**, 2014.
 - D. Schiepel, J. Bosbach, C. Wagner „Tomographic Particle Image Velocimetry of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Cubic Cell“, Conference Proceedings of the 9th Pacific Symposium on Flow Visualisation and Image Processing, 2013

wichtige Projekte

- Mitarbeit im „Comfort and Efficiency enhancing Technologies“ (CEnT) Projekt des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V.
- Mitarbeit im „Enhanced Cabin Comfort Computations“ (ECCO) Projekt des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V.

Chair Man

- „Advanced 3D measurement techniques“, bei der PSFVIP-9: The 9th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, Busan, Korea, August 25th-28th, 2013

Gutachtertätigkeiten

- Experimental Thermal Fluid Science, 2015
- New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics X, 2015
- Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, NNFM, 2017

Daniel Schiepel

Göttingen, 12. Oktober 2017