

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER STRÖMUNGSSTRUKTUR IN EINER BEHEIZTEN KANALSTRÖMUNG

Tobias Mey, Andreas Westhoff und Claus Wagner

Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des
Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. Göttingen
Göttingen, D-37075

ÜBERSICHT

Die Strukturbildung in einer Poiseuille-Strömung in einem, von der Unterseite beheizten, rechteckigen Kanal wurde für die Reynolds-Zahl $Re = 200$ im Rayleigh-Zahl-Bereich $4 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 7 \cdot 10^8$ mit Hilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) experimentell untersucht. Der Kanal weist ein Aspektverhältnis von $\Gamma_{yz} = \text{Breite} : \text{Höhe} = 25 : 2$ auf. Als Fluid wird Wasser mit $Pr = 6$ verwendet. Mit Hilfe der mit PIV gemessenen Geschwindigkeitsfelder in einer Messebene parallel zur beheizten Bodenplatte werden Rückschlüsse auf das Verhalten der auftriebsinduzierten Strömung gezogen. Eine anschließende zeitliche Analyse der Messdaten grenzt Bereiche im Kanal voneinander ab, in denen laminare bzw. turbulente Aspekte der Strömungsstruktur identifiziert werden. Bei Variation der Temperaturdifferenz zwischen Heizplatte und Zuströmung können zwei unterschiedliche Mechanismen identifiziert werden, die einen Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung bewirken: ein sukzessive fortschreitender Übergang einerseits sowie ab einer gewissen Archimedes-Zahl Ar ein abrupter Übergang.

SYMBOLVERZEICHNIS

B	Kanalbreite
f	Auslesefrequenz
g	Gravitationsbeschleunigung, 9.81 ms^{-2}
H	Kanalhöhe
L	Kanallänge
p	Aufenthaltswahrscheinlichkeit
T_0	mittl. Fluidtemperatur vor Einstömen
T_{HP}	mittl. Temperatur der Heizplatte
T_{Raum}	mittl. Raumtemperatur
ΔT	$T_{HP} - T_0$
u, v, w	Strömungsgeschwindigkeit in x -, y -, z -Richtung
u_0	mittl. Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung
α	thermische Diffusivität, $1.48 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
β	volumenspezifischer Ausdehnungs- koeffizient, $0.21 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
Γ	geom. Aspektverhältnis
ν	kinematische Viskosität, $797.9 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
ω	Wirbelstärke, $\partial_x v - \partial_y u$
ρ	Dichte
Ar	Archimedes-Zahl, $\frac{Ra}{Pr \cdot Re^2}$
Pr	Prandtl-Zahl, $\frac{\nu}{\alpha}$
Ra	Rayleigh-Zahl, $\frac{g \beta \Delta T H^3}{\alpha \nu}$
Re	Reynolds-Zahl, $\frac{u_0 H}{\nu}$

Tabelle 1: Symboltabelle der verwendeten physikalischen Größen

Anm.: Alle angegebenen Stoffdaten entsprechen denen von Wasser bei einer Temperatur von $T = 303 \text{ K}$.

1 EINFÜHRUNG

Der Begriff der Konvektion bezeichnet einen Mechanismus der Übertragung von thermischer Energie, welcher Wärme in Form von innerer Energie der Atome bzw. Moleküle transportiert. Wird die Strömung dabei von einem Druckgradienten aufgeprägt, spricht man von erzwungener Konvektion. Eine rein auftriebsinduzierte Strömung wird als freie Konvektion bezeichnet. Die Überlagerung beider Konvektionsarten bezeichnet man als Mischkonvektion.

Konvektive Strömungen sind Gegenstand der aktuellen Forschung und in Wissenschaft, Technik und Natur von fundamentaler Bedeutung. Als Beispiele sind konvektive Strömungen in den Ozeanen [1], der Erdatmosphäre [2] oder der Magma des Erdmantels [3] zu nennen bis hin zur granularen Oberfläche der Sonne, die durch aufsteigende und herabsinkende Fluidelemente hervorgerufen wird [4]. Von grundlegender Bedeutung ist die Mischkonvektion ebenso für die Geo- und Solarthermie oder bei Wärmetauschern, die der Kühlung von elektronischen Bauteilen oder Kraftwerken dienen [5]. Obwohl die experimentelle und numerische Erforschung der Konvektion seit Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher Studien war und ist, gibt es insbesondere hinsichtlich der Strukturbildung bei konvektiven Strömungen noch viele offene Fragen.

Diese Arbeit konzentriert sich daher auf die experimentelle Untersuchung der Mischkonvektion in einem rechteckigen, von der Unterseite beheizten, Kanal. Dabei überlagert sich die durch einen Druckgradient hervorgerufene Poiseuille-Strömung mit einer auftriebsinduzierten Sekundärströmung. Entscheidenden Einfluss haben dabei insbesondere das

Aspektverhältnis Γ_{yz} , die Reynolds-Zahl Re als Maß der erzwungenen Konvektion, die Rayleigh-Zahl Ra als Maß der freien Konvektion sowie die Prandtl-Zahl Pr als fluidspezifischer Parameter. Wir werden im Folgenden anstelle von Ra die Archimedes-Zahl $Ar = Ra / (Pr \cdot Re^2)$ angeben, welche das globale Verhältnis von Auftriebs- zu Trägheitskräften darstellt.

Chiu und Rosenberger [6, 7] finden in ihren Untersuchungen zu dieser Problemstellung zwei unterschiedliche Strömungsregime. Am unmittelbaren Beginn des Kanals wird die Strömung noch primär durch die erzwungene Konvektion dominiert. Weiter stromab übt die durch die beheizte Bodenplatte induzierte Auftriebsströmung einen merklichen Einfluss aus. Es kommt in der verwendeten Geometrie und Parameterwahl ($Re = 44.8$, $Pr = 0.71$, $Ar = 3.4$) zur Ausbildung von zehn in Strömungsrichtung orientierten Konvektionsrollen. Dabei moduliert die thermisch getriebene Strömung w die Primärströmung u wie in Abbildung 1 schematisch dargestellt.

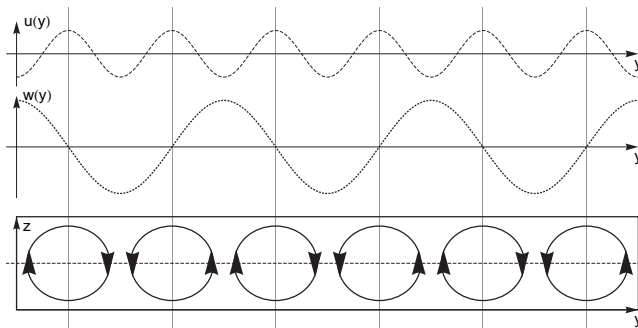


Abbildung 1: Strukturdarstellung der thermisch beeinflussten Kanalströmung (Ansicht als Querschnitt)

Chang et al. [8, 9] berichten in einer weiteren Untersuchung über den Einfluss des Aspektverhältnisses $\Gamma_{yz} = B/H$ und zeigen, dass eine Vergrößerung von Γ_{yz} (= Verbreiterung des Kanals) im Bereich $2 < \Gamma < 12$ bei sonst konstanten Parametern eine laminare Strömung turbulent werden lässt. Gleiches Verhalten beobachten sie bei einer Reduktion der Reynolds-Zahl. Eine Begründung dieses Verhaltens findet man in der wachsenden Rolle der Auftriebskräfte ($\propto Ra = \text{const}$) gegenüber den Trägheitskräften ($\propto Re$).

Auf die Art und Weise, wie sich die stationäre Rollenstruktur in der Strömung herausbildet, gehen Benderradji et al. [10] ein. Sie beschreiben in ihrer sowohl experimentellen als auch numerischen Studie zwei unterschiedliche Mechanismen. Dazu gehört der sogenannte „Laterale-Wand-Effekt“, bei dem sich Paare von Konvektionswalzen von den Seitenwänden sukzessive fortschreitend zur Mitte hin bilden. Ab einer kritischen Archimedes-Zahl $Ar \approx 2.6$ geschieht die Ausbildung aller Rollen über die gesamte Kanalbreite simultan.

In dem vorliegenden Artikel untersuchen wir die Ausbildung eines dritten, instationären Strömungsregimes, welches bisher nur unzureichend verstanden ist. Anhand von PIV-Messdaten führen wir eine zeitliche Analyse des Geschwindigkeitsfeldes für unterschiedliche Archimedes-Zahlen durch. So können im Messbereich Gebiete mit stationärer

Strömungsstruktur von instationären abgegrenzt werden. Dabei finden wir für den Übergang von der laminaren zur turbulenten Strömung die gleichen Mechanismen, wie sie von Benderradji et al. bei der anfänglichen Initiierung der Konvektionsrollen erläutert werden.

2 EXPERIMENTELLER AUFBAU UND MESSTECHNIK

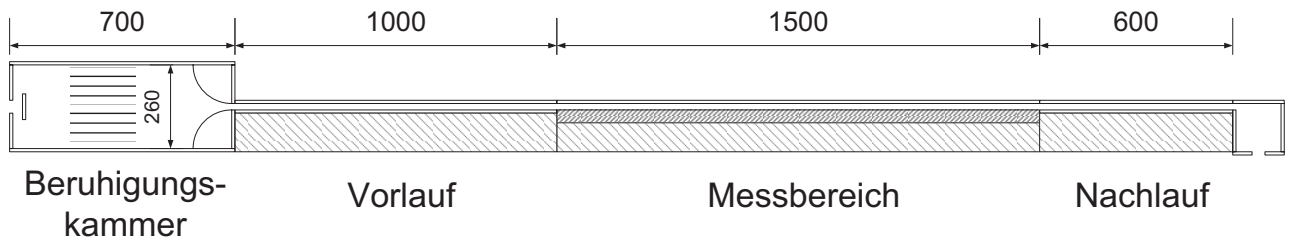
In den Abbildungen 2(a) und 2(b) ist der experimentelle Aufbau des Strömungskanals schematisch dargestellt. Dieser hat die Breite $B = 250 \text{ mm}$, die Höhe $H = 20 \text{ mm}$ und erstreckt sich über eine Gesamtlänge von $L_{\text{ges}} = 3100 \text{ mm}$. Er teilt sich in Strömungsrichtung in drei Bereiche auf: Vorlauf, Messbereich und Nachlauf. Die Vorlaufstrecke von $L_{\text{VL}} = 1000 \text{ mm}$ reicht hierbei aus, um an dessen Ende für Strömungen mit einer Reynolds-Zahl von bis zu $Re = 830$ ein voll ausgebildetes laminares Geschwindigkeitsprofil sicherzustellen [11]. Daran schließt sich der Messbereich mit einer Länge von $L_{\text{MB}} = 1500 \text{ mm}$ an. Dieses Gebiet ist von der Unterseite beheizt. Schließlich folgt der Nachlauf mit $L_{\text{NL}} = 600 \text{ mm}$, durch den störende Einflüsse (welche etwa von der Überströmung der Kante am Ende des Kanals herrühren können) aus der Teststrecke ferngehalten werden sollen.

Wie in Abbildung 2(a) dargestellt, befindet sich vor dem eigentlichen Strömungskanal eine Beruhigungskammer, welche eine möglichst homogene und wohldefinierte Zuströmung gewährleisten soll. Dabei wird der einströmende Strahl zunächst durch ein Prallblech verwirbelt und homogenisiert. Daraufhin beseitigt ein Gleichrichter niederfrequente Turbulenzen aus der Strömung und Leitbleche sorgen schließlich für eine ablösungsfreie Einströmung in den Vorlauf.

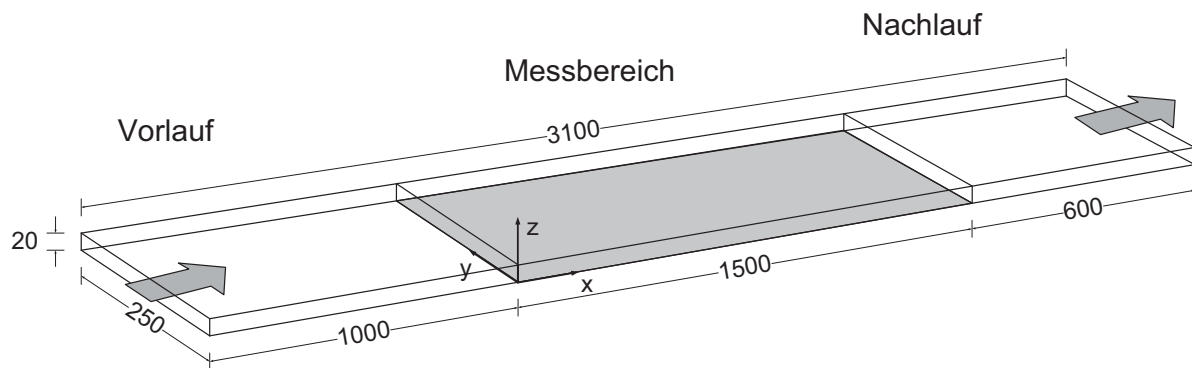
Um einen visuellen Zugang bei gleichzeitig möglichst adiabater Randbedingung gewährleisten zu können, ist der Kanal mit Ausnahme der Heizplatte vollständig aus 12 mm starkem Polycarbonat (PC) gefertigt. Für die Grundseite des Messbereichs soll eine nahezu isotherme Randbedingung realisiert werden. Die dazu verwendete Heizplatte ist aus 43 mm starkem Aluminium zu einem Stück gefertigt und von innen verrohrt, sodass sie mittels eines Temperiermediums beheizt werden kann. An der unteren und den seitlichen Oberflächen ist sie mit expandiertem Polypropylen (EPP) der Stärke 100 mm isoliert.

Zur Kontrolle der Temperaturverteilung sind 29 widerstandsabhängige Dünnschicht Platin Temperatursensoren der Bauart Pt1000 DIN B 1/3 bis knapp unter die Oberfläche der Heizplatte eingelassen. Weiterhin befinden sich zwei Sensoren im Inneren des Kanals unmittelbar vor dem Einlass, die zur Messung der Einströmtemperatur des Fluids verwendet werden. Die Messwerte der einzelnen Temperatursensoren werden mit einer Auslesefrequenz von $f \approx 1/6 \text{ Hz}$ erfasst.

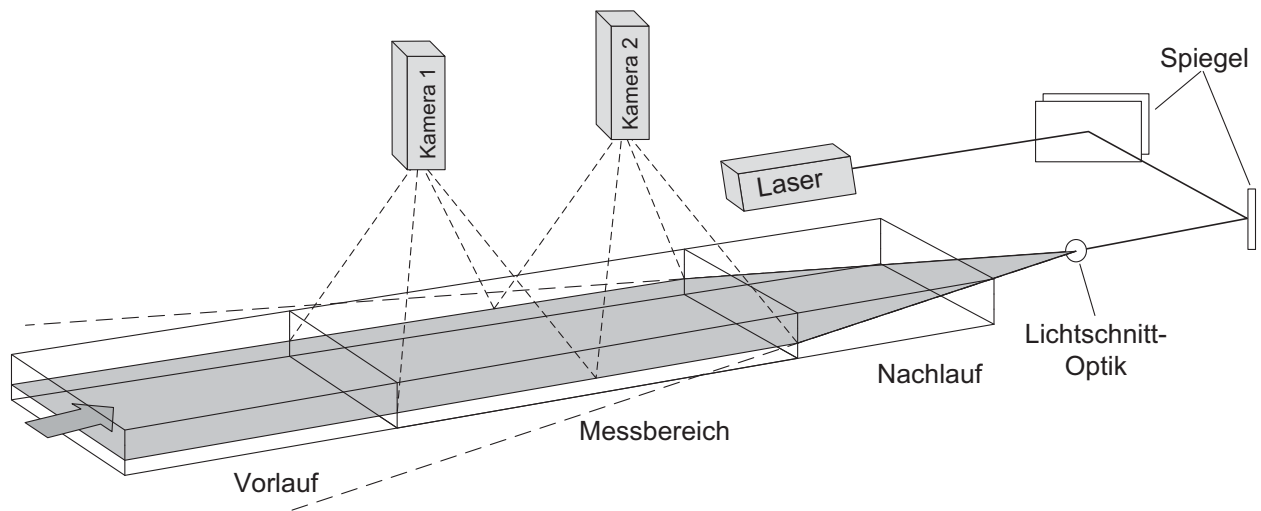
Im Experiment wird die mittlere Temperatur des einströmenden Fluids T_0 stets der mittleren Raumtemperatur T_{Raum} angeglichen. Dies kommt der näherungsweisen Verwirklichung adiabater Bedingungen am oberen und seitlichen Rand des Kanals zugute, denn ein an diesen Stellen möglicher Wärmetransfer wird so auf ein Minimum begrenzt. Bei der isothermen Testmessung wird die Temperatur der Heizplatte T_{HP} so reguliert, dass die Temperaturdif-



(a)



(b)



(c)

Abbildung 2: (a) Längsschnitt und (b) perspektivische Darstellung des experimentellen Aufbaus, (c) Anordnung des PIV-Equipments

ferenz $\Delta T = T_{HP} - T_0$ möglichst den Wert $\Delta T = 0$ erreicht. Für die thermischen Messungen wird T_{HP} entsprechend der angegebenen Archimedes-Zahlen angepasst.

Zur Ermittlung der 2-komponentigen, 2-dimensionalen Geschwindigkeitsfelder wird das Verfahren der Particle Image Velocimetry (2C-2D PIV) angewandt. Als Impfmateriale wird dabei ein Titandioxidhaltiges Polyamid-Pulver mit einer mittleren Korngröße von $20\text{ }\mu\text{m}$ und der Dichte $\rho = 1.23\text{ g/cm}^3$ verwendet. Die Partikel werden in einer Ebene bei $z = 0.5 \cdot H$ planparallel zur Grundseite des Kanals mit einem Nd-YAG-Laser beleuchtet. Zu diesem Zweck wird der Lichtstrahl aufgeweitet und durch das Kanalende in die Strömung eingekoppelt (siehe Abbildung 2(c)). Zwei senkrecht über dem Kanal angebrachte CCD-Kameras liefern dabei Doppelbilder mit einer Auflösung von jeweils 4000×1400 Pixeln bei einer Wiederholrate von $f = 0.6\text{ Hz}$.

Für isotherme Messungen werden 1000 instantane Geschwindigkeitsfelder ermittelt, für die thermischen Fälle 2000. Die Berechnung der Kreuzkorrelation wird für den Bereich von Kamera 2 bei einer Fenstergröße von $96 \times 48\text{ Pixel} \approx 20 \times 10\text{ mm}$ durchgeführt. Die Daten von Kamera 1 gestatten aufgrund schlechterer Helligkeitsverhältnisse lediglich eine Auswertung mit einer Fenstergröße von $128 \times 64\text{ Pixel} \approx 26 \times 13\text{ mm}$.

Ferner ergeben sich bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder mit Hilfe von PIV aufgrund der Kanalgeometrie und der langsamen Strömungsgeschwindigkeiten Einschränkungen und Probleme, welche sich auf die Qualität der Messergebnisse negativ niederschlagen. Trotz größeren Aufwandes kann daher über den ganzen Messbereich nicht die gleiche Qualität erreicht werden.

Insbesondere im Bereich $x < 300\text{ mm}$ ist die Leistungsdichte des Laserlichtschnitts aufgrund seiner stetig zunehmenden Aufweitung (vgl. Abbildung 2(c)) zu gering, um die Impfpartikel hinreichend stark zu beleuchten. Hier ist eine Kreuzkorrelation nicht durchführbar. Das Gebiet wird daher in der nachfolgenden Diskussion nicht berücksichtigt.

Des Weiteren kommt es unter Einfluss der Gravitation aufgrund der sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung zum Absinken der Impfpartikel, welche sich dann am Boden absetzen und ebenfalls Streulicht reflektieren. Da der Abstand der Messebene zum Boden mit $h < 10\text{ mm}$ sehr gering ist, befinden sich auch die Partikel am Boden im Bereich der Tiefenschärfe und werden somit ebenfalls scharf abgebildet. Auch das Subtrahieren von Hintergrundbildern und weitere statistische Bearbeitungen können die Störung nicht beheben. Je nach aktueller Teilchendichte korreliert der Auswertungsalgorithmus stärker auf die Partikel in der Strömung oder die am Boden anhaftenden Partikel. Dadurch sinkt dort im Mittel der Wert der gemessenen Geschwindigkeit. Dies wirkt sich insbesondere negativ im Bereich der linken Kanalhälfte für $y > 150\text{ mm}$ aus (siehe Abbildung 3(b)). Des Weiteren muss festgestellt werden, dass der Laserlichtschnitt vermutlich nicht exakt in gleichbleibendem Abstand zur Kanalunterseite verläuft. Bei Betrachtung der mittleren Geschwindigkeitsverteilung für die isotherme Strömung (siehe Abbildung 3(b)) fällt ein Maximum an der Stelle $x = 1200\text{ mm}$ auf, das zu

größeren und kleineren x hin abfällt. Eine Erklärung hierfür ist, dass die z -Position der Lichtebene leicht variiert, wobei an der Position $x = 1200\text{ mm}$ gerade der Wert $z = 0.5 \cdot H$ und damit ein Maximum für die Geschwindigkeit $u(z)$ durchlaufen wird.

Abschließend ist noch das Problem der Mie-Streuung zu erwähnen, nach dem Partikel im Allgemeinen auf sie treffendes Licht mit einer minimalen Intensität unter einem Winkel von 45° streuen. Diese Situation liegt für den experimentellen Aufbau näherungsweise am linken Bildrand beider Kameras vor. Infolgedessen sind die Partikel schlechter identifizierbar, was eine Korrelation in diesen Bereichen erschwert. Dies wird bei Betrachtung der Ergebnisse an der Stelle $x \approx 780\text{ mm}$ deutlich.

3 ERGEBNISSE

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Untersuchung der Strukturbildung für vier verschiedene Parametervariationen präsentiert und diskutiert. Die Kennzahlen zu den jeweiligen Messfällen sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Messung	Re[1]	Ar[1]
iso	207 ± 2	0.00 ± 0.01
I	217 ± 2	2.2 ± 0.3
II	195 ± 2	2.6 ± 0.3
III	199 ± 2	4.2 ± 0.5

Tabelle 2: Übersicht zu den Kennzahlen der untersuchten Strömung

An dieser Stelle sei angemerkt, dass für alle untersuchten Fälle die v -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit im Verhältnis zur u -Komponente vernachlässigbar klein ist. Daher wird im Folgenden zur Bestimmung und Charakterisierung der Strömungsstrukturen nur die u -Komponente der Geschwindigkeit herangezogen. Weiterhin wurde für alle Darstellungen die Geschwindigkeit u mit der mittleren Einstromgeschwindigkeit u_0 und die Wirbelstärke ω mit der Kanalhöhe H und u_0 normiert.

Abbildung 3 zeigt das instantane sowie das mittlere Strömungsfeld für den isothermen Messfall ($Ar = 0$). Die drei ausgeblendeten vertikalen Streifen sind die optisch unzugänglichen Bereiche, an denen Spanngurte den Kanal fixieren. Dargestellt ist das Geschwindigkeitsfeld in der Messbenen $z = 0.5 \cdot H$. Die Vektoren geben die Strömungsrichtung an und als Graustufen veranschaulicht ist die normierte Geschwindigkeit u/u_0 .

Erwartungsgemäß liegt eine homogene Geschwindigkeitsverteilung $u(x, y)$ vor, abgesehen von den unter Abschnitt 2 diskutierten Abweichungen.

Als nächstes betrachten wir die instantanen Geschwindigkeitsfelder $u(x, y)$ sowie die entsprechenden Verteilungen der Wirbelstärke $\omega(x, y)$ der thermischen Messfälle (Abbildung 4). Man sieht stets in Strömungsrichtung orientierte Streifen maximaler Geschwindigkeit. Diese werden im Folgenden als Zentren der Konvektionsrollen identifiziert (siehe auch Abbildung 1). Mit steigender Archimedes-Zahl werden diese zunehmend häufiger unterbrochen und zerfallen

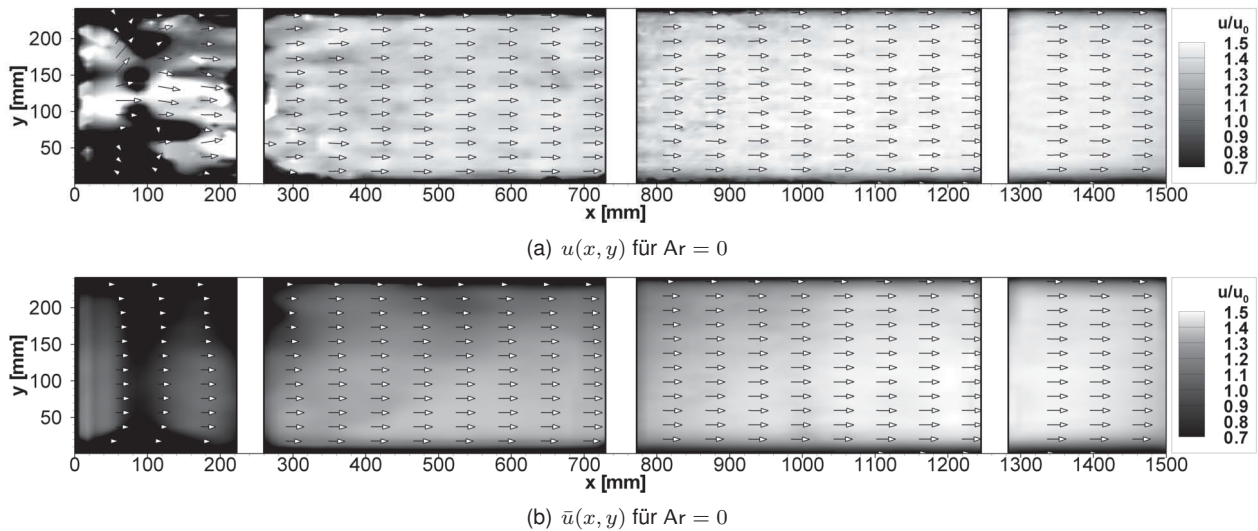


Abbildung 3: (a) instantanes Geschwindigkeitsfeld $u(x, y)$ für $Ar = 0$ bei $z = 0.5 \cdot H$
 (b) über 2000 Messpunkte gemittelt Geschwindigkeitsfeld $\bar{u}(x, y)$ für $Ar = 0$ bei $z = 0.5 \cdot H$

zu immer kleineren Bereichen. Die Unordnung scheint zuzunehmen und es bilden sich immer kleinskaligere Strukturen aus.

Die Ursache hierfür ist die wachsenden Beeinflussung der Primärströmung durch die thermisch induzierte Auftriebsströmung. Durch den gesteigerten Wärmeeintrag in das Fluid tendiert die Strömung zur Ausbildung weiterer Konvektionszentren, welche die Unordnung der Struktur mehr und mehr erhöht.

Um die zeitliche und räumliche Stabilität der Konvektionsrollen genauer untersuchen zu können, wird ein Algorithmus entwickelt, der ihre Positionen aus den Messdaten extrahiert. Dazu wird für jede Stelle x_i die Geschwindigkeitsverteilung $u(x = x_i, y)$ auf lokale Maxima untersucht. Jedes so gefundene Maximum wird mit dem Wert 1 bewertet, jede andere Stelle erhält den Wert 0. Für einen Messpunkt erhält man so eine räumliche, binäre Verteilung der Rollenpositionen, wie in Abbildung 5(a) dargestellt. Über alle 2000 Messpunkte gemittelt ergibt sich schließlich eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(x, y)$, die beschreibt, an welchen Stellen sich die Konvektionsrollen bevorzugt aufhalten und welche sie meiden.

In den Abbildungen 5(b) und 5(c) sind die räumlichen Verteilung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(x, y)$ der thermische induzierten Konvektionsrollen für die Messungen bei $Ar = 2.2$ und $Ar = 4.2$ dargestellt. Damit lassen sich folgende Aussagen über das räumliche sowie das zeitliche Verhalten treffen. Für beide Strömungsfälle sind deutlich ausgebildete Gebiete mit hohen Werten $p(x, y) > 0.3$ sowie mit geringen Werten $p(x, y) < 0.1$ erkennbar. Fasst man die benachbarten Positionen eines Streifens mit $p \approx 0.3$ zusammen, so reicht die Wahrscheinlichkeit sogar bis an $p = 1$ heran. Diese Gebiete werden unterbrochen von Bereichen mit $p = 0$, in denen folglich nie eine Konvektionsrolle detektiert werden konnte. Gemäß Abbildung 1 sind dies genau die Stellen, an denen heißes Fluid aufsteigt oder kaltes herabsinkt.

Verfolgt man diese Streifen weiter stromab, so fällt im

Vergleich zwischen den beiden Archimedes-Zahlen auf, dass sie ganz unterschiedlichen Längen aufweisen. Für $Ar = 2.2$ reicht der längste Streifen bis $x = 650 \text{ mm}$, für $Ar = 4.2$ wird gerade $x = 420 \text{ mm}$ erreicht. Daraufhin werden die Streifen unterbrochen und tauchen teilweise an anderen Stellen weniger stark ausgeprägt wieder auf. Hier verlieren die Konvektionsrollen also ihre festen Positionen und beginnen diese zeitlich zu variieren. Damit nimmt die geordnete Struktur in der Strömung mehr und mehr ab und die Verteilung $p(x, y)$ homogenisiert sich zunehmend. So sind die Rollenpositionen im zeitlichen Mittel nahezu gleichmäßig über die gesamte Kanalbreite verteilt. Mit der vorliegenden Untersuchung kann somit festgestellt werden, dass mit steigender Archimedes-Zahl eine Gleichverteilung von $p(x, y)$ in Strömungsrichtung immer früher beobachtet wird.

Zur Veranschaulichung der markant ausgeprägten Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(x, y)$ am Beginn des Kanals und der gleichverteilten Verteilung am Kanalende sind unter den Abbildungen 5(d) und 5(e) x -Schnitte $p(x = x_i, y)$ an den Positionen $x_1 = 310 \text{ mm}$ und $x_2 = 1110 \text{ mm}$ dargestellt.

An dieser Stelle kann festgehalten werden, dass für $Ar = 2.2$ ab $x = 1200 \text{ mm}$ eine Gleichverteilung für $p(x, y)$ erkennbar ist, während dies bei $Ar = 4.2$ bereits ab $x = 800 \text{ mm}$ der Fall ist.

Betrachtet man die Art und Weise des Zusammenbrechens der geordneten Struktur, so können zwei unterschiedliche Mechanismen voneinander unterschieden werden. Im Fall von $Ar = 2.2$ vollzieht sich der Übergang sukzessive. Die Konvektionsrollen an den seitlichen Rändern verlieren zuerst ihre festen Positionen, woraufhin nach einer gewissen Strecke auch die zentralen Rollen folgen. Man kann also davon ausgehen, dass die Instabilität hier von den Seitenwänden ausgeht und sich nach und nach zur Mitte hin fortpflanzt. Global betrachtet fällt auch auf, dass die stabilste Rollenstruktur genau im Zentrum des Kanals vorliegt. Der Grund hierfür sind möglicherweise die großen Geschwindigkeitsgradienten an den lateralen Kanalwänden, wo die Rotation $\omega(x, y, z)$ maximal ist.

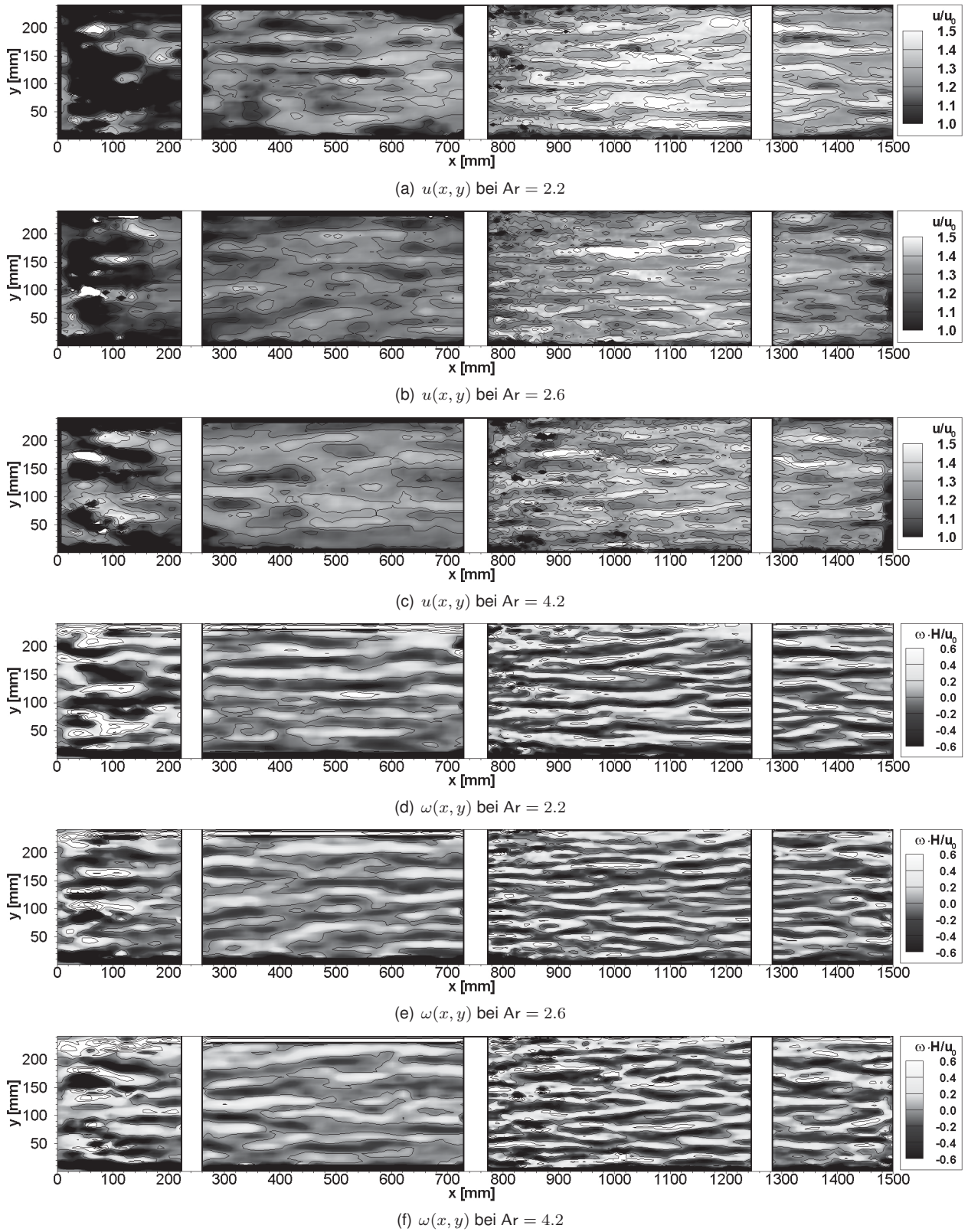


Abbildung 4: (a) - (c) instantane Geschwindigkeitsfelder $u(x, y)$ für die thermischen Messungen bei $z = 0.5 \cdot H$
 (d) - (f) Verteilungen der Wirbelstärke $\omega(x, y)$ für die thermischen Messungen bei $z = 0.5 \cdot H$

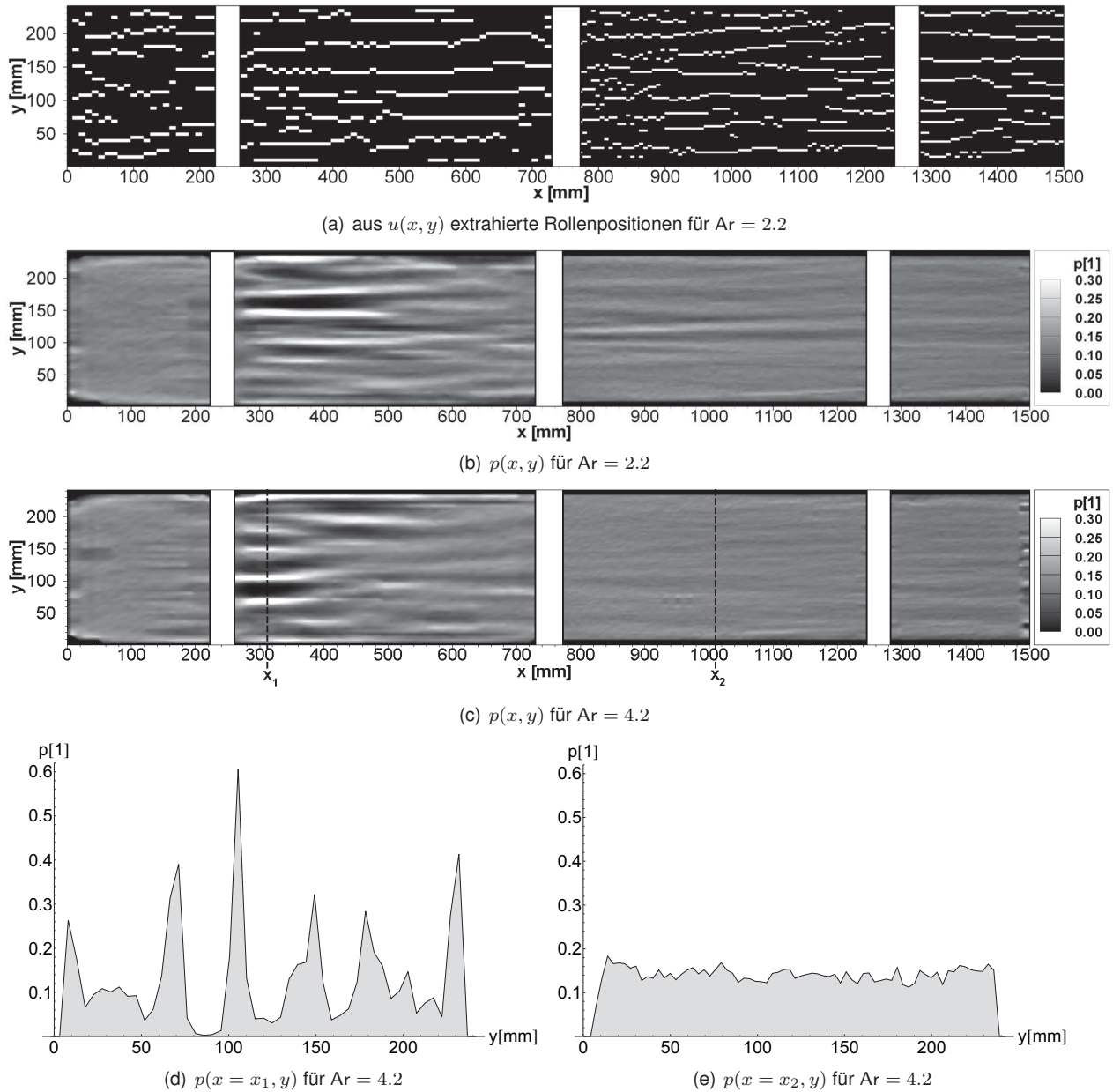


Abbildung 5: (a) Beispiel einer binären Verteilung der aus $u(x, y)$ ermittelten Rollenpositionen für $Ar = 2.2$
 (b) & (c) Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Konvektionsrollen $p(x, y)$ für $Ar = 2.2$ und $Ar = 4.2$
 (d) & (e) x -Schnitte $p(x = x_i, y)$ bei $x_1 = 310$ mm und $x_2 = 1110$ mm für $Ar = 4.2$

So tendieren diese Stellen zu einer vermehrten Verwirbelung der Strömung und stellen eine Quelle für Instabilitäten dar.

Bei höherem thermischem Einfluss für $Ar = 4.2$ kann dieser Mechanismus nicht mehr beobachtet werden. Hier enden alle anfangs vorhandenen Streifen beinahe gleichzeitig an der Stelle $x = 380$ mm. Es dominiert also ein destabilisierender Effekt, der über die gesamte Kanalbreite wirkt. Dabei scheint es sich im Gegensatz zu dem viskosen Wirbeleintrag beim Messfall $Ar = 2.2$ um eine rein thermische Störung zu handeln. An dieser Stelle ist eine interessante Parallele zu der Untersuchung von Benderradi et al. [10] erkennbar, die die anfängliche Ausbildung der Rollenstruktur untersuchen. Dabei haben sie genau die

selben Mechanismen gefunden, die hier beim Zerfall der Strömungsstrukturen auftreten. Als kritische Archimedes-Zahl für den Übergang zwischen beiden Mechanismen geben sie $Ar = 2.6$ an, was mit unseren Beobachtungen vereinbar ist.

Abschließend sollen noch die Bereiche in dem Kanal voneinander abgegrenzt werden, in denen die Ergebnisse als laminare bzw. turbulente Mischkonvektion gedeutet werden können. Anhand der Darstellungen der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Konvektionsrollen lässt sich gut ablesen, wo diese noch klar bevorzugte Positionen haben und in welchem Bereich die geordnete Struktur verloren gegangen ist (siehe Tabelle 3). Das Gebiet zwischen den beiden

Strömungsregimen ist ein Übergangsbereich, in dem sowohl Kennzeichen einer laminaren als auch einer turbulenten Strömung auftreten.

Ar[1]	laminare Mischkonvektion	turbulente Mischkonvektion
2.2	$x < 500 \text{ mm}$	$x > 1200 \text{ mm}$
4.2	$x < 380 \text{ mm}$	$x > 800 \text{ mm}$

Tabelle 3: Abgrenzung der Bereiche mit laminarer und turbulenter Mischkonvektion

4 ZUSAMMENFASSUNG

Mit der präsentierten Studie wurde die Strukturbildung bei Mischkonvektion in einer beheizten Kanalströmung analysiert. Zu diesem Zweck wurde das Geschwindigkeitsfeld $u(x, y)$ bei $Re \approx 200$ im Bereich $0 < Ar < 4.2$ mit Hilfe von PIV bestimmt. Es wurde hierbei über die gesamte messtechnisch zugängliche Kanallänge in Abhängigkeit von Ar die Ausbildung von thermisch induzierten Rollenstrukturen beobachtet. Mit Hilfe eines Analyse-Algorithmus wurden ihre Positionen für den gesamten Messzeitraum sowie ihre mittlere Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(x, y)$ bestimmt. Dadurch konnte die Stabilität der Rollenpositionen untersucht und Aussagen über die zeitliche Strömungsstruktur getroffen werden. Die Bereiche im Kanal, in denen laminare bzw. turbulente Mischkonvektion vorliegt, konnten quantitativ voneinander abgegrenzt werden. Zusätzlich wurde ein Übergangsgebiet identifiziert, in dem sowohl laminare als auch turbulente Aspekte angetroffen werden. Darüber hinaus konnten zwei unterschiedliche Mechanismen, mit denen die Strömung von einer laminaren in eine turbulente Strömung übergeht, gefunden werden. Bei $Ar = 2.2$ vollzieht sich dieser Regimewechsel sukzessive, ausgehend von den Seitenwänden des Kanals hin zu seiner Mitte. Hierfür ist vermutlich der in den Kanalecken maximale Wirbeleintrag verantwortlich. Im Gegensatz dazu geht die geordnete Strömungsstruktur bei $Ar = 4.2$ sehr abrupt verloren. Hier dominiert also ein thermischer, destabilisierender Effekt, der über die gesamte Kanalbreite wirkt.

Literatur

- [1] WEBSTER, P. J.: The Role of Hydrological Processes in Ocean-Atmosphere Interactions. In: *Reviews of Geophysics* 32 (1994), S. 427–476
- [2] GREGORY, D. ; ROWNTREE, P. R.: A Mass Flux Convection Scheme with Representation of Cloud Ensemble Characteristics and Stability-Dependent Closure. In: *Monthly Weather Review* 118 (1990), S. 1483–1506
- [3] MORGAN, W. J.: Convection Plumes in the Lower Mantle. In: *Nature* 230 (1971), S. 42–43
- [4] ASPLUND, M. ; NORDLUND, A ; TRAMPEDACH, R. ; ALLENDE PRIETO, C. ; STEIN, R. F.: Line formation in solar granulation. In: *Astronomy and Astrophysics* 359 (2000), S. 729–742
- [5] DOGAN, A. ; SIVRIOGLU, M. ; BASKAYA, S.: Experimental Investigation of Mixed Convection Heat Transfer in a Rectangular Channel with Discrete Heat Sources at the Top and at the Bottom. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 32 (2005), S. 1244–1252
- [6] CHIU, K. C. ; ROSENBERGER, F.: Mixed Convection Between Horizontal Plates - I. Entrance Effects. In: *Heat Mass Transfer* 30 (1987), S. 1645–1654
- [7] CHIU, K. C. ; OUAZZANI, J. ; ROSENBERGER, F.: Mixed Convection Between Horizontal Plates - II. Fully Developed Flow. In: *Heat Mass Transfer* 30 (1987), S. 1655–1662
- [8] CHANG, M. Y. ; LIN, T. F.: Experimental Study of Aspect Ratio Effects on Longitudinal Vortex Flow in Mixed Convection of Air in a Horizontal Rectangular Duct. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41 (1997), S. 719–733
- [9] CHANG, M. Y. ; YU, C. H. ; LIN, T. F.: Changes of Longitudinal Vortex Roll Structure in a Mixed Convective Air Flow Through a Horizontal Plane Channel : an Experimental Study. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40 (1997), S. 347–363
- [10] BENDERRADJI, A. ; HADDAD, A. ; TAHER, R. ; MÉDALE, M. ; ABID, C. ; PAPINI, F.: Characterization of Fluid Flow Patterns and Heat Transfer in Horizontal Channel Mixed Convection. In: *Heat Mass Transfer* 44 (2008), S. 1465–1476
- [11] WHITE, F. M.: *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, 1974