

Kohärente Sekundärströmungsstrukturen in einem offenen, turbulent durchströmten Kanal

Coherent Secondary Flow Patterns in Straight Open Square Ducts

Georg Nawroth¹, Jochen Kriegseis¹, Philipp Mattern², Markus Vaas³ und Bettina Frohnappel¹

¹ Institut für Strömungsmechanik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Kaiserstraße 10, 76131 Karlsruhe, Deutschland

² Fachgebiet Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe, Deutschland

³ Institut für Hydromechanik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe, Deutschland

Schlagworte: Rohrströmung, Sekundärwirbel, Stereoskopische Particle Image Velocimetry
key words: duct flow, secondary vortices, stereoscopic particle image velocimetry

Zusammenfassung

Die Sekundärwirbel einer turbulente Strömung in einem geraden offenen Rohr mit quadratischem Querschnitt werden untersucht. Haupt- und Sekundärströmung werden von der freien Oberfläche beeinflusst, sodass sich in der oberen und unteren Hälfte eine sehr unterschiedliche Strömungstopologie einstellt. Erste Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV) Experimente wurden in der Sekundärströmungsebene bei einer bulk-Reynoldszahl von $Re_b = 8k$ durchgeführt. Das mittlere Strömungsfeld, seine Reynoldsspannungen und kohärente Eigenformen werden diskutiert. Da der untersuchte Reynoldszahlbereich weit oberhalb der aktuellen Möglichkeiten hochwertiger DNS-Untersuchungen liegt, sollen aus dem laufenden Projekt zukünftig Referenzdaten für numerische Simulationen entstehen.

Motivation

Im Allgemeinen führt eine turbulente Strömung in geraden aber nicht kreisförmigen Gerinnen zu Sekundärströmungsmustern, die typischerweise auch Sekundärströmungen der *zweiten Prandtl'schen Art* genannt werden (Bradshaw, [2]). Obwohl diese Querströmung zwei Größenordnungen schwächer als die Hauptströmung ist, beeinflussen derartige Sekundärbewegungen maßgeblich die lokalen Transferraten von Wärme-, Massen- und Impulstransport entlang des benetzten Umfangs. Hieraus ergeben sich zum Beispiel unmittelbar ein Sedimenttransport in Flussbetten oder Reibungswiderstandsvariationen in nicht kreisförmigen Rohren.

Um die anisotropen Eigenschaften der hier zugrunde liegenden Strömungsfluktuationen völlig verstehen zu können, wurden und werden sowohl Strömungen in offenen Kanälen bzw. Gerinnen (Nezu, [12]) als auch geschlossenen Rohren (Bradshaw, [2]) nach wie vor intensiv beforscht. Die meisten Turbulenzmodelle für LES oder RANS Simulationen können die zugrundeliegenden Phänomene dabei noch immer nur teilweise abdecken. Darüber

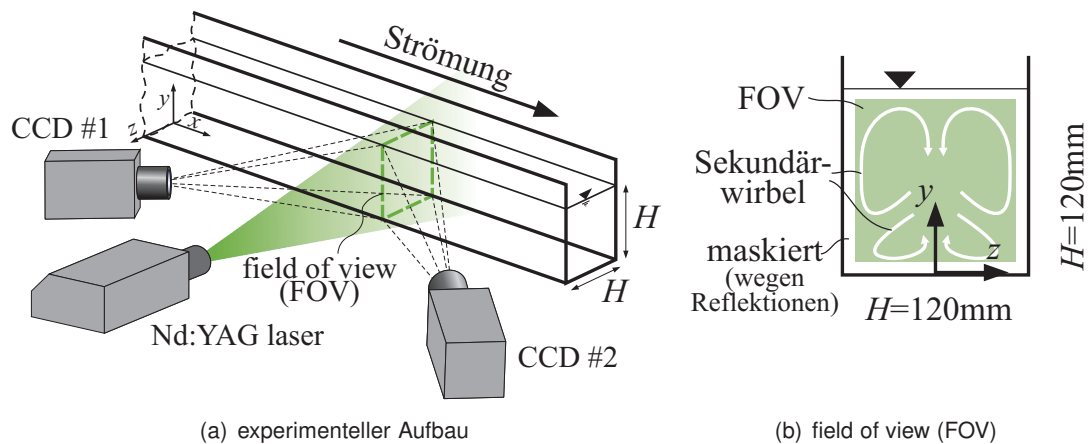


Abb. 1: Sketch of (a) the experimental setup and (b) close-up of the chosen field of view with coordinate system and expected flow topology.

hinaus zeigen die wenigen vielversprechenden DNS Studien - trotz einer extrem hohen Gesamtgenauigkeit - teilweise nur eingeschränkte Übereinstimmung (Pinelli *et al.* [13]) und beschränken sich aufgrund limitierter Rechenkapazitäten derzeit noch auf relativ kleine Reynoldszahlen ($Re_b < 3k$). Daher werden aktuell noch immer Referenzdaten aus Experimenten benötigt, die einerseits für die existierenden numerischen Studien zur Verfügung stehen und andererseits über die Möglichkeiten der Simulationen hinaus Erkenntnisse bei moderaten und hohen Reynoldszahlen liefern.

Seit den ersten Berichten von Hoagland [7] über Messungen zur derartigen Sekundärströmungen, sind zahlreiche experimentelle Untersuchungen über das Verhalten dieser Strukturen veröffentlicht worden, wie von Demuren & Rodi [4] zusammengefasst. Diese Studien basierten zunächst maßgeblich auf Hitzdraht-/Heißfilmexperimente (z.B. Kreplin & Eckelmann [10]) oder auch Laser Doppler Anemometrie (z.B. Melling & Whitelaw [11]). Trotz ihrer extrem hohen Bandbreite können derartige Punktmessverfahren allerdings nur statistische Aussagen über die Sekundärstrukturen bereitstellen, sodass kohärente Information über die Dynamik der Muster verborgen bleibt.

Generell können hier Feldmesstechniken wie die ebene oder stereoskopische Particle Image Velocimetry (PIV, SPIV) entscheidend mehr Einblick in den kohärenten Anteil der dynamischen Vorgänge der Strömung liefern. In Fällen, wo der Lichtschnitt entlang der Hauptströmungsrichtung ausgerichtet ist [5], bleiben kohärente Sekundärströmungsmuster dennoch verborgen. Um derartige Einschränkungen zu umgehen, werden in der vorliegenden Arbeit die oben beschriebenen Sekundärströmungen mit SPIV in einem geraden Rohr untersucht, in dem der Lichtschnitt senkrecht zur Hauptströmungsrichtung, wie in Abb. 1 angedeutet, orientiert ist. Hierdurch wird neben der kreuzkorrelationsbasierten Diskussion der Ergebnisse auch eine Modalanalyse der Sekundärwirbeldynamik möglich.

Experimenteller Aufbau und Datenauswertung

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 1 dargestellt. Der Wasserkanal hat eine Breite von $H = 120\text{mm}$ und die Wasserhöhe wurde so eingestellt, dass ein quadratischer durchströmter Querschnitt $A = H^2$ sichergestellt werden konnte. Eine voll entwickelte Strömung wurde durch eine getrippte Einlaufflänge von $56H$ sichergestellt. Zusätzlich wurde die Zuströmung mit zwei Gleichrichtern und drei Sieben vorkonditioniert.

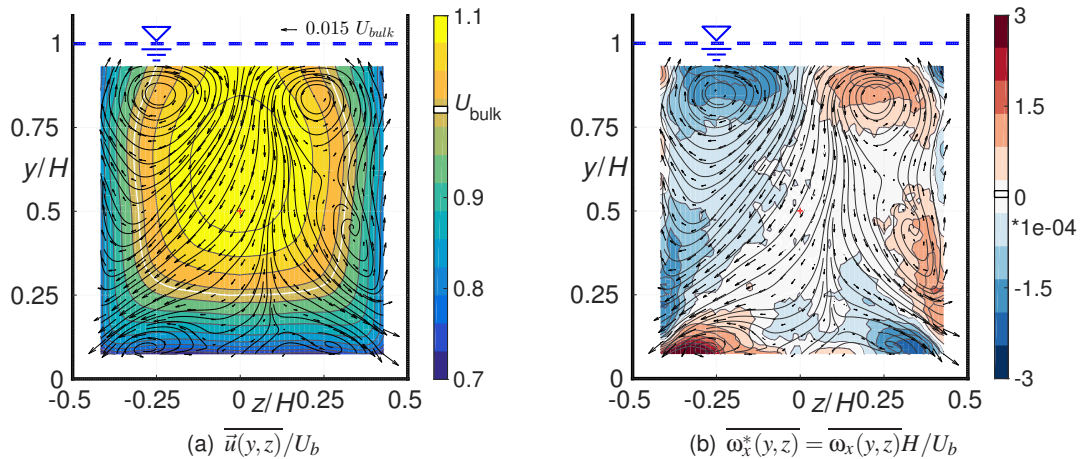


Abb. 2: Mittleres Strömungsfeld: Pfeile beschreiben die Sekundärströmung in der yz -Ebene, Farben kennzeichnen die Hauptströmungskomponente (a) der Geschwindigkeit $\bar{u}(y,z)$ und (b) der Wirbelstärke $\bar{\omega}_x(y,z)$.

Ein kommerzielles SPIV-System bestehend aus einem Quantel EverGreen Nd:YAG ($\lambda = 532$ nm) Doppelpuls-Laser und zwei PCO Pixelfly Kameras (14 bit, maximale Auflösung 1392×1040 pixels) wurde eingesetzt, was bei einer Bildwiederholrate von 2.5 Bildern pro Sekunde (fps) betrieben wurde. Passend zu den physikalischen Abmessungen des Rinnenquerschnitts wurden zwei 50 mm f/1.4D Nikon Nikkor Objektive verwendet, was in einer räumlichen Auflösung von 9 px/mm resultierte. Polyamid Pulver (Vestosint 1101, mittlerer/maximaler Durchmesser 100/250 μm , maximale Stokeszahl $Stk = 1.8 \times 10^{-3}$) wurde dem Wasser als Tracer zugesetzt, Lichtschnittdicke und Pulsabstand wurden zu ≈ 2 mm und 11 ms eingestellt. Die entsprechende mediane (out-of-plane-) Verschiebung war ≈ 7 px für die Hauptströmungskomponente u , sodass eine Bulk-/viskose Reynoldszahl von $Re_b = 8k/Re_\tau = 490$ im Experiment erreicht wurde.

Um sicherzustellen, dass eine statistisch signifikante Menge Daten zur Verfügung steht, wurde eine Gesamtzahl von $N_{\max} = 12k$ Bildpaaren aufgezeichnet. Alle Bildpaare wurden von einem 'multi-grid/multi-pass' Korrelationsschema mit Anfangs-/finaler IA-Größe von 128/32 px und einer finalen Überlappung von 50% ausgewertet. Etwa 1.5% Ausreißer wurden mittels eines normalisierten Mediantests mit Schwellwert 3 [15] detektiert und durch den zweithöchsten Peak im entsprechenden Korrelationsbereichs ersetzt.

Diskussion der Ergebnisse

Das mittlere Strömungsfeld ist in Abbildung 2 dargestellt. Trotz der erwartungsgemäß geringen Geschwindigkeiten der Sekundärströmungen [3, 8] zeigen die 2D3C Ergebnisse der SPIV-Messungen sehr deutliche Sekundärwirbelstrukturen, die der Hauptströmung überlagert sind. Des Weiteren lässt sich in Abbildung 2(a) der für offene Gerinne typische sogenannte *velocity dip*, erkennen. Dieser kommt über die oberen Eckenwirbel zustande, da hier langsames Fluid vom wandnahen Bereich zur Mitte der freien Oberfläche befördert wird. Besonders die beiden Paare jeweils gegeneinander drehender Wirbel, die gegenseitig von der Eckenströmung abrollen, werden in dem Wirbelstärkediagramm in Abbildung 2(b) hervorgehoben.

Die statistische Signifikanz der durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen wird in Abbildung 3 gezeigt. Hierfür wurden für das Geschwindigkeitsfeld Mittelwert und Standardabwei-

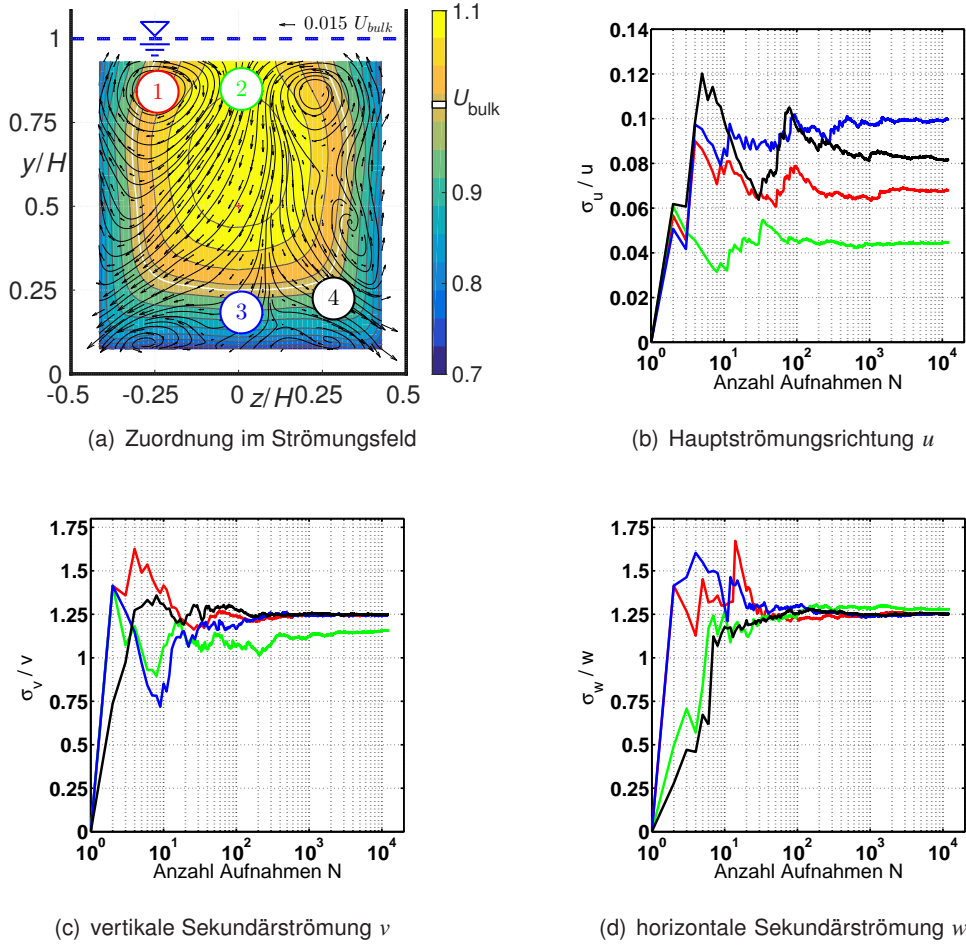


Abb. 3: Signifikanzuntersuchung an charakteristischen Orten in der Strömung; (a) Kennzeichnung der untersuchten Orte (1 oberer Eckenwirbel, 2 'velocity dip', 3 unterer Sattel, 4 Eckenströmung); (b,c,d) Signifikanzdiagramm der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten u, v, w an den Stellen 1-4.

chung,

$$\overline{u_i(x,y)}^N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_i(x,y,t_n) \quad \text{und} \quad (1)$$

$$\sigma_{u_i}^N = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \left[u_i(x,y,t_n) - \overline{u_i(x,y)}^N \right]^2}, \quad (2)$$

bestimmt, wobei die Anzahl der berücksichtigten Bildpaare N systematisch im Bereich $1 \leq N \leq N_{\max}$ vergrößert wurde. Da für die topologisch unterschiedlichen Bereiche auch ein abweichendes Konvergenzverhalten zu erwarten war, wurden anschließend separate Stichproben aus den Geschwindigkeitsfeldern untersucht (siehe Abbildung 3(a)).

Das Konvergenzverhalten von $\sigma_{u_i}^N / \overline{u_i(x,y)}^N$ mit $u_i = u, v, w$ ist für die ausgewiesenen Orte in den Abbildungen 3(b)-3(d) dargestellt und kann ab $N > 3k$ als konvergiert betrachtet werden. Auffällig ist hierbei allerdings, dass das relative Fluktuationsniveau der Hauptströmung in der Größenordnung 10% liegt, während die Dynamik der Sekundärströmung in der gleichen Größenordnung wie ihr Mittelwert liegt. Darüber hinaus ist erkennbar, dass bei der Hauptströmung dieses Verhältnis offenbar von der Strömungsgeschwindigkeit selbst beeinflusst wird, sodass z.B. im Bereich des *velocity dip* bei höchster Geschwindigkeit das

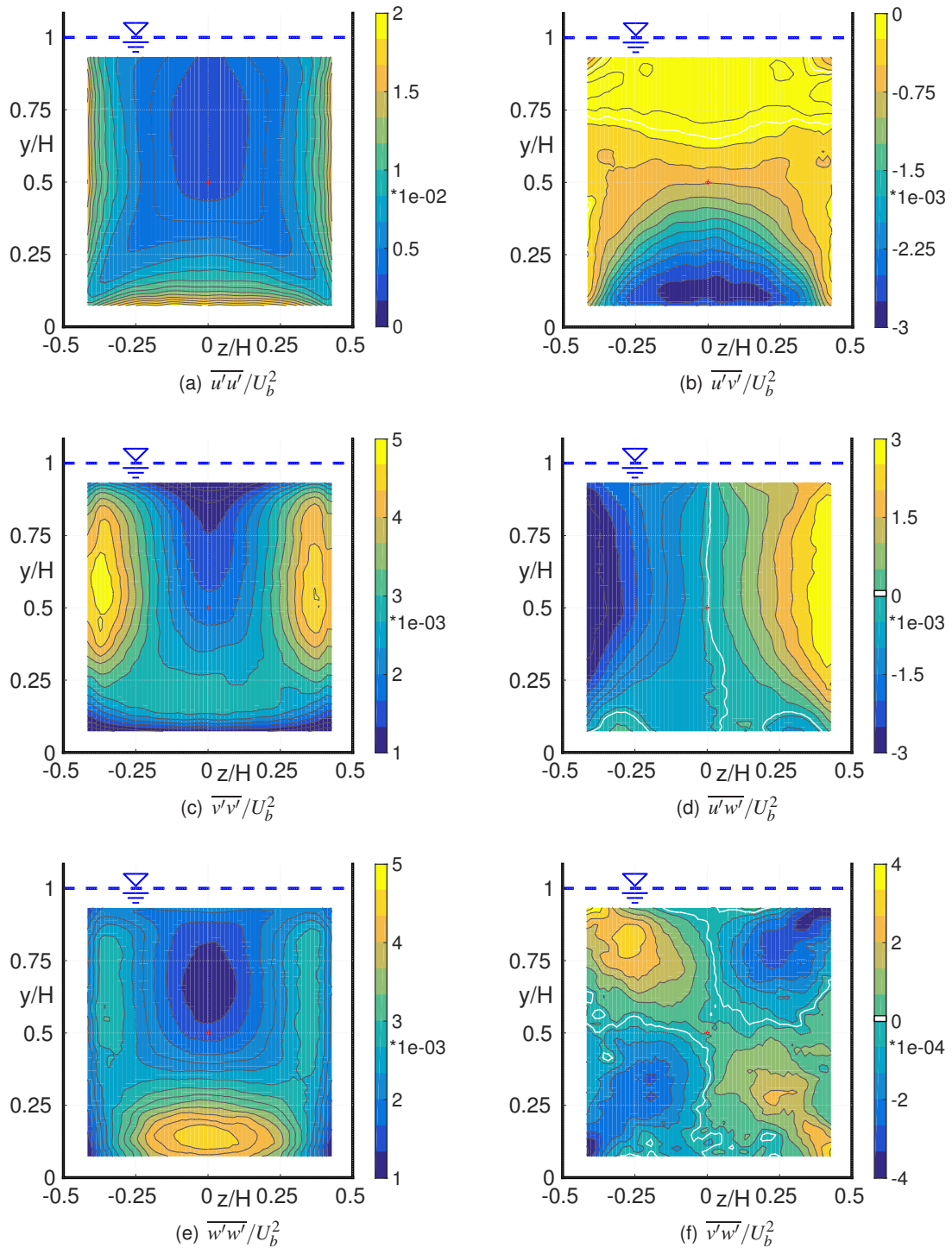


Abb. 4: Reynoldsspannungen $\overline{u_i u_j} / U_b^2$; Diagonalelemente $i = j$ (links), Nebendiagonalelemente $i \neq j$ (rechts).

relative Fluktuationslevel auf besonders niedrigem Niveau konvergiert.

Die Geschwindigkeitsfluktuationen sind in Abbildung 4 anhand der Reynoldsspannungen dargestellt, welche die typischen symmetrische Verteilung offener Rohr- und Gerinneströmungen zeigen (siehe z.B. Grega *et al.* [6]). Aus Abbildung 1(a) wird ersichtlich, dass die horizontale w -Komponente der Geschwindigkeit aus der Differenz der horizontalen Partikelverschiebung der Bilder von Kamera #1 und #2 rekonstruiert werden muss, während die vertikale v -Komponente direkt über die (Sub-)Pixelverschiebung in vertikaler Richtung be-

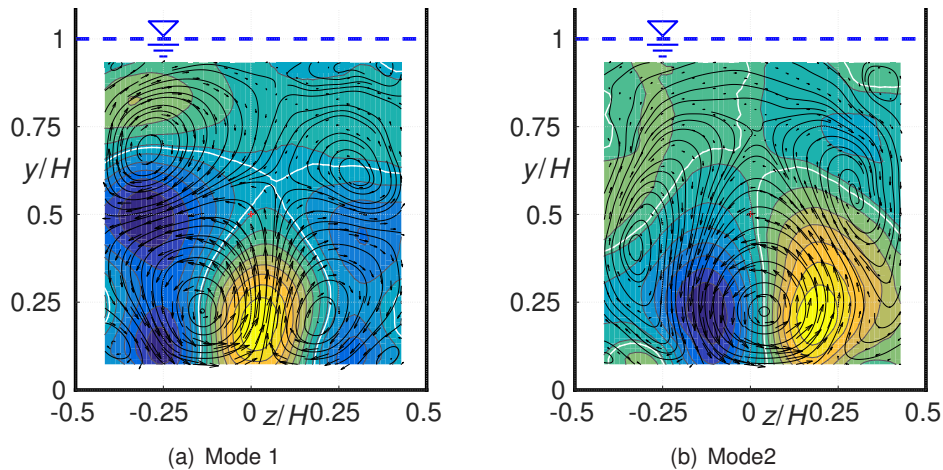


Abb. 5: Die ersten beiden POD Moden; (a) ein Paar gegeneinanderdrehender Wirbel und (b) ein großskaliger Wirbel in Hauptströmungsrichtung; Farben kennzeichnen die Hauptströmungskomponente beider Moden (■ positiv, ■ negativ, □ Nulldurchgang).

stimmt wird. In diesem Zusammenhang ist speziell die Symmetrie des Kreuzkorrelations-terms $\overline{v'w'}$ in Abbildung 4(f) ein implizites Maß für die Genauigkeit der stereoskopischen Rekonstruktion der Geschwindigkeitsfelder.

Wie oben bereits über das Konvergenzverhalten angedeutet, liegen trotz der zwei Größenordnungen Unterschied der mittleren Strömungsgeschwindigkeit alle Komponenten $\overline{u'_i u'_i}$ der turbulenten kinetischen Energie in ähnlichen Leistungsbereichen (siehe Abbildung 4, links). Darüber hinaus lässt sich in Abbildung 4(b) deutlich der typische negativ korrelierte Bereich einer Grenzschichtströmung erkennen, was analog auch in Abbildung 4(d) für die beiden Seitenwände zu beobachten ist. Besonders bemerkenswert ist allerdings der stark positiv korrelierte Bereich von $\overline{w'w'}$ in Abbildung 4(e). Hier treten offenbar wiederholt relative hohe horizontale Sekundärströmungen über die (vertikale) xy -Symmetrieebene bei $z = 0$ im unteren Bereich der Rinnenströmung auf.

Um diese fluktuierende Horizontalbewegung über ihre statistischen Eigenschaften hinaus zu bewerten, wurde das gesamte rms-Feld der Strömung mit Hilfe der Proper Orthogonal Decomposition (POD) [1] auf kohärente Muster untersucht. Prinzipiell löst die POD das Eigenwertproblem der zugrundeliegenden Geschwindigkeitsschwankungen und extrahiert dadurch in Form der resultierenden Eigenvektoren Bewegungsmuster, sogenannte Moden, die der mittleren Strömung (zeitabhängig) überlagert sind. Für eine Kurzeinführung in die Methode der POD wird an dieser Stelle auf die Arbeit von Kaiser *et al.* [9] verwiesen.

Die beiden leistungstärksten Eigenformen der Strömung, Moden 1 und 2, sind in Abbildung 5 dargestellt. Abbildung 5(a) zeigt ein Paar gegeneinander drehender Sekundärwirbel (Mode 1), die je nach Vorzeichen der Überlagerung auf das mittlere Strömungsfeld zu einer Beschleunigung oder Verzögerung der symmetrischen(!) mittleren Strömung aus den beiden gegenüberliegenden Ecken am Boden führen (vgl. Abbildung 2). In Abbildung 5(b) ist eine einzelne großskalige Wirbelstruktur (Mode 2) zentral im unteren Bereich des durchströmten Querschnitts zu erkennen. In der Mitte des Kanalbodens führen Variationen dieses Bewegungsmusters zu einer veränderten Staupunktlage. Mode 2 zeigt demnach, dass die oben diskutierte horizontale Fluktuation $\overline{w'w'}$ zumindest anteilig auf kohärente Horizontalbewegungen direkt über dem Boden zurückgeführt werden müssen. Dieses Mäandern wird dabei von Mode 1 verstärkt bzw. geschwächt, sodass beide Moden gemeinsam eine

kohärente Dynamik im unteren Teil der Rinne hervorrufen.

Abschließende Anmerkungen

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, Sekundärströmungen der *zweiten Prandtl'schen Art* mittels stereoskopischer Particle Image Velocimetry zu erfassen. Trotz einer typischen Partikelverschiebung im Subpixelbereich, zeigen alle Reynoldsspannungskomponenten die zu erwartenden Verläufe auf. Bei der weiterführenden Auswertung mit der Proper Orthogonal Decomposition konnten zusätzliche Information über den kohärenten Anteil der untersuchten Geschwindigkeitsfluktuationen gesammelt werden. Das Zusammenspiel der beiden stärksten POD-Moden zeigt, dass die horizontalen Geschwindigkeitsfluktuationen im unteren Teil der Rinne auf eine horizontale Dynamik zurückzuführen sind. Dies ist eine wichtige Erkenntnis für die eingangs beschriebenen Transferraten, da z.B. der netto Sedimenttransport ohne Kenntnis solcher instationären aber dennoch kohärenten Querströmungen zu gering eingeschätzt würde.

In Fortführung der hier beschriebenen Untersuchungen sollen in bevorstehenden Arbeiten weitere Experimente in einem größeren Reynoldszahlbereich durchgeführt werden, wobei im unteren *Re*-Bereich ein genauer Vergleich mit DNS Daten vorgesehen ist. Als zusätzlicher Ansatz zur Analyse der experimentellen Daten soll basierend auf Taylor's *frozen field hypothesis* die 2D3C PIV-Daten in quasi 3D3C Information überführt werden, die eine Identifikation dreidimensionaler kohärenter Strukturen ermöglicht. Für runde Rohrströmungen wurde ein solcher Ansatz bereits von Van Doorne and Westerweel [14] getestet.

Literatur

- [1] G. Berkooz, P. Holmes, and J.L. Lumley. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 25(1):539–575, 1993. doi: 10.1146/annurev.fl.25.010193.002543.
- [2] P. Bradshaw. Turbulent secondary flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 19(1):53–74, 1987. doi: 10.1146/annurev.fl.19.010187.000413. URL <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.19.010187.000413>.
- [3] Riccardo Brogna, Andrea Pascarelli, and Ugo Piomelli. Large-eddy simulations of ducts with a free surface. *J. Fluid Mech.*, 484:223–253, 2003.
- [4] A. O. Demuren and W. Rodi. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts. *J. Fluid Mech.*, 140:189–222, 3 1984. ISSN 1469-7645. doi: 10.1017/S0022112084000574. URL http://journals.cambridge.org/article_S0022112084000574.
- [5] J. G. M. Eggels, F. Unger, M. H. Weiss, J. Westerweel, R. J. Adrian, R. Friedrich, and F. T. M. Nieuwstadt. Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment. *J. Fluid Mech.*, 268:175–210, 6 1994. ISSN 1469-7645. doi: 10.1017/S002211209400131X. URL http://journals.cambridge.org/article_S002211209400131X.
- [6] L.M. Grega, T.Y. Hsu, and T. Wei. Vorticity transport in a corner formed by a solid wall and a free surface. *J. Fluid Mech.*, 465:331–352, 2002.
- [7] L.C. Hoagland. *Fully developed turbulent flow in straight rectangular ducts: secondary flow, its cause and effect on the primary flow*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Mechanical Engineering, 1962.
- [8] Younghoon Joung and Sung-Uk Choi. Direct numerical simulation of low reynolds number flows in an open-channel with sidewalls. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 62(8):854–874, 2010. ISSN 1097-0363. doi: 10.1002/flid.2042. URL <http://dx.doi.org/10.1002/flid.2042>.
- [9] F. Kaiser, A. Feldhusen, B. Roidl, M. Klaas, and J. Kriegseis. Lagrangian Characterization of Buffet-

- Induced Flow Separation - A Comparative Analysis of Tomographic-PIV and LES Data. In 23. *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Dresden, Germany*, 2015.
- [10] H.-P. Kreplin and H. Eckelmann. Behavior of the three fluctuating velocity components in the wall region of a turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 22(7):1233–1239, 1979. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.862737>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof1/22/7/10.1063/1.862737>.
- [11] A. Melling and J. H. Whitelaw. Turbulent flow in a rectangular duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 78:289–315, 11 1976. ISSN 1469-7645. doi: 10.1017/S0022112076002450. URL http://journals.cambridge.org/article_S0022112076002450.
- [12] I. Nezu. Open-channel flow turbulence and its research prospect in the 21st century. *J. Hydraul. Eng.*, 131(4):229–246, 2005. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:4(229). URL [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2005\)131:4\(229\)](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:4(229)).
- [13] A. Pinelli, M. Uhlmann, A. Sekimoto, and G. Kawahara. Reynolds number dependence of mean flow structure in square duct turbulence. *J. Fluid Mech.*, 644:107–122, 2 2010. ISSN 1469-7645. doi: 10.1017/S0022112009992242. URL http://journals.cambridge.org/article_S0022112009992242.
- [14] C.W.H. Van Doorne and J. Westerweel. Measurement of laminar, transitional and turbulent pipe flow using stereoscopic-piv. *Exp. Fluids*, 42(2):259–279, 2007.
- [15] J. Westerweel and F. Scarano. Universal outlier detection for piv data. *Exp. Fluids*, 39(6):1096–1100, 2005. doi: 10.1007/s00348-005-0016-6. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-005-0016-6>.