

Sebastian Ruck\*, Frederik Arbeiter und Torben Petri

# Laser-Doppler-Anemometrie-Messungen in einem quadratischen Kanal mit eng beieinanderliegenden Rippen an einer Wand

Laser-Doppler-Anemometry measurements in a square channel with closely spaced ribs on a wall

<https://doi.org/10.1515/teme-2021-0121>

Eingang 1. Dezember 2021; angenommen 13. Januar 2022

**Zusammenfassung:** In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse von Laser-Doppler-Anemometrie(LDA)-Geschwindigkeitsmessungen in einem einseitig mit transversal orientierten Rippen-Rauheiten strukturierten quadratischen Kanal für die Strömung mit einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$  vorgestellt. Das Rippenabstand-Rippenhöhe-Verhältnis war 3 und die Verblockungsrate betrug 6,7%. Es werden Verteilungen der mittleren Geschwindigkeiten, Reynolds-Spannungen sowie Triple-Geschwindigkeit-Korrelationen präsentiert. Die Ergebnisse zeigen die Entwicklung einer dreidimensionalen Sekundärströmung oberhalb der Rippen, wodurch sich ein schwach advektiver wandnormaler Fluidtransport zwischen der rippennahen Strömung und der Kanalkernströmung einstellt. Der Einfluss der Rippen-Rauheiten auf das turbulente Strömungsgeschehen und die einhergehenden turbulenten Austauschvorgänge ist jedoch auf die unmittelbare Rippennähe begrenzt. Die anhand der statistischen Momente höherer Ordnung beschriebenen rippeninduzierten instationären Strömungsvorgänge sowie der diffusive Transport treten oberhalb der Rippen nur in einem schmalen Band auf.

**Schlagwörter:** Turbulente Strömung, strukturierte Oberflächen, Kühlkanäle, Rippen-Rauheit.

**Abstract:** The present study reports on results of Laser-Doppler-Anemometry (LDA) velocity measurements in a one-sided rib-roughened square channel with a rib-pitch-to-rib-height ratio of 3 and a rib blockage ratio of 6.7% at a Reynolds number of  $5.0 \cdot 10^4$ . Distributions of the mean

velocities, Reynolds stresses, and triple velocity correlations are presented. The results show the development of a three-dimensional secondary flow above the ribs resulting in a weakly advective wall-normal fluid transport between the near-rib flow and the channel core flow. However, the effect of the rib roughness on the turbulent flow and the accompanying turbulent exchange is limited to the immediate vicinity of the ribs. The rib induced unsteady flow processes and the diffusive transport, both derived from higher-order statistical moments, occur only in a narrow band above the ribs.

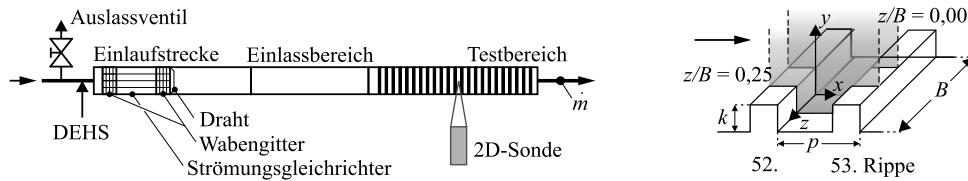
**Keywords:** Turbulent flow, structured surfaces, cooling channels, rib roughness.

## 1 Einleitung

Die turbulente Strömung oberhalb von Rippen-Rauheiten ist für eine Vielzahl von technischen Anwendungen relevant und wurde in den letzten Jahrzehnten für verschiedene Strömungskonfigurationen und Randbedingungen untersucht. Unterschiedliche Verhältnisse von Rippenabstand  $p$  zu Rippenhöhe  $k$ , siehe Abb. 1, führen zu unterschiedlichen Strömungsmustern, wodurch sich die Rauheitsschicht oberhalb der Rippen verschiedentlich in den von Oberflächeneigenschaften ungestörten äußeren Strömungsbereich ausdehnt [1]. Folgt man dem klassischen Rauheit-Konzept von Perry et al. [2], lässt sich eine turbulente Grenzschicht- oder Kanalströmung entlang berippeter Wände je nach Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnis entsprechend der relevanten Längenskala der Rauheitsfunktion im logarithmischen Wandgesetz für das mittlere Geschwindigkeitsprofil in eine  $k$ - und eine  $d$ -typische Rippen-Rauheit einteilen. Das für  $k$ -Typ-Rippen-Rauheiten charakteristische Strömungsfeld stellt sich für weit auseinanderliegende, zur Hauptströmungsrichtung transversal orientierte Rippen ein. Die über mehrere Rippenhöhen ausgedehnte Rauheitsschicht ist die Folge von instationären Wirbel- und Scherschichtablösungen an

\*Korrespondenzautor: Sebastian Ruck, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Karlsruhe Institut für Technologie, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland, E-Mail: [sebastian.ruck@kit.edu](mailto:sebastian.ruck@kit.edu), ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-3196-9714>

Frederik Arbeiter, Torben Petri, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Karlsruhe Institut für Technologie, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland



**Abb. 1:** Schematische Darstellung der Test- und Einlaufstrecke sowie des Messbereichs für  $p/k = 3$  und Festlegung des Koordinatensystems für die Ergebnisdarstellung.

der Rippen [3–6], wodurch sich ein energetisches Nichtgleichgewicht infolge diffuser und advektiver Flüsse einstellt. Dominante turbulente Strömungsstrukturen oberhalb der Rippen besitzen charakteristische Längenskalen von der Größenordnung der Rippenhöhe  $k$ . Das Strömungsfeld der  $d$ -Typ-Rippen-Rauheiten entwickelt sich hingegen für eng beieinanderliegende transversal orientierte Rippen mit Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnissen von  $p/k < 4$  [7]. Die mittlere Strömung ist durch große, die Rippen-Zwischenbereiche ausfüllende Wirbel sowie durch eine schmale Rauheitsschicht oberhalb der Rippen gekennzeichnet. Eine Interaktion zwischen der Rauheitsschicht und dem äußeren Strömungsbereich findet durch das unregelmäßige Auftreten von Burst-Vorgängen statt, wobei zunächst das Rezirkulationsgebiet hinter der Rippe instabil und anschließend das drehungsbehaftete Fluid nach außen gestoßen wird [8, 9]. Zusätzlich zeigt sich ein aufwärts gerichteter diffuser Transport oberhalb der Rippen [10]. Aufgrund der räumlich eingeschränkten Interaktion zwischen rippennaher Strömung und wandferner Strömung ist im Rahmen des klassischen Rauheit-Konzepts die charakteristische Länge des mittleren turbulenten Geschwindigkeitsfelds oberhalb der Rippen von der Größenordnung der Grenzschichtdicke bzw. des hydraulischen Durchmessers  $d$ .

Der Einsatz von anliegenden Rippen als Strukturelement ist ein geeignetes Mittel um die konvektive Wärmeübertragung in thermisch hochbelasteten Wärmetauscher-Komponenten zu erhöhen. Je nach Rippenanordnung, Rippenquerschnittsform, Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnis ( $p/k$ ) und relativer Rauheit ( $k/H$ ) ändert sich das dreidimensionale Strömungsfeld, wodurch advektive und turbulente Mischungsvorgänge intensiviert werden können. Dementsprechend war das turbulente Strömungsfeld entlang strukturierter Oberflächen in quadratischen oder rechteckigen Kanälen mit der Höhe  $H$  und Breite  $B$  in den letzten Jahrzehnten Gegenstand intensiver Forschung und führte zu zahlreichen Publikationen, wobei vornehmlich Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnisse von  $p/k \geq 4$  untersucht wurden. Experimentelle Studien über die turbulente Strömung in rechtecki-

gen bzw. quadratischen, berippten Kanälen mit kleinen Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnissen von  $p/k < 4$  liegen nur in begrenztem Umfang vor. Die Entwicklung des mittleren turbulenten Strömungsfelds und das Auftreten des turbulenten Transports entlang eng beieinanderliegenden Rippen innerhalb eines dreidimensionalen Strömungsfelds, wie es in rechteckigen bzw. quadratischen Kanälen auftritt, bleibt bis heute weitgehend ungeklärt. In der vorliegenden Arbeit wird die turbulente Strömung in einem mit eng beieinanderliegenden ( $p/k = 3$ ) transversal orientierten Rippen einseitig strukturierten Kanal ( $k/H = 0,067$ ) bei einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$  anhand von statistischen Momenten der Geschwindigkeit untersucht, die durch LDA-Messungen im vollständig turbulent entwickelten Strömungsregime bestimmt wurden. In vorangegangenen Studien wurde die turbulente Strömung für ein Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnis von  $p/k = 9$  unter gleichen Randbedingungen untersucht [11–13], wodurch ein Vergleich zwischen weit und eng beieinanderliegenden Rippen ermöglicht wird.

## 2 Methoden

### 2.1 Versuchsanlage

Für die experimentelle Untersuchung der Strömung mittels laseroptischer Geschwindigkeitsmessungen in strukturierten Kanälen wurde ein geschlossener Gaskreislauf mit der dazugehörigen Teststrecke entwickelt. Der Gaskreislauf bestand aus einem DN80 Rohrleitungssystem, vier frequenzgeregelten Seitenkanalverdichtern mit dahinter installierten wassergekühlten Wärmetauschern, einem Zyklon-Partikelabscheider, verschiedenen Druck-, Temperatur- und Massenstrommessinstrumenten, einem Strömungsgleichrichter sowie der Teststrecke mit einer davor installierten Einlaufstrecke (Fließschema in [11]). Die Test- und Einlaufstrecke besaßen einen quadratischen Innenquerschnitt mit einer Höhe und Breite von  $H = B = 60$  mm. Abb. 1 zeigt den schematischen Aufbau der Test- und Einlaufstrecke. Unmittelbar vor der Einlaufstrecke

wurde ein Aerosol aus Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) mit Hilfe eines Topas ATM 210/H Aerosol-Generators (mittlere Partikeldurchmesser 0,15–0,2  $\mu\text{m}$ ) in den Gaskreislauf eingedüst, das den LDA-Messungen als Tracerpartikel diente. Mit Hilfe eines manuellen Auslassventils ließ sich der Druckanstieg infolge des Aerosoleintrags nivellieren, um weiterhin einen konstanten Massenstrom zu gewährleisten. Die Einlaufstrecke war 3056 mm lang. Zur Reduktion von Strömungsinhomogenitäten und Drallströmungen aufgrund der Rohrbiegungen des Rohrleitungssystems befand sich ein 300 mm langer Strömungsgleichrichter und zwei Wabengitter mit einer Gitterweite von 2,8 mm und einer Gittertiefe von 30 mm im Einlassbereich des Einlaufkanals. Um die Ausbildung einer turbulenten Strömung zu beschleunigen wurde ein 1,2 mm dicker Stolperdraht umfangseitig hinter dem Wabengitter in unmittelbarer Wandnähe gespannt. Die Teststrecke besaß eine Länge von 1180 mm und bestand aus einem glattwandigen Einlassbereich von der Länge 220 mm und einem einseitig berippten Testbereich von der Länge 960 mm. In der vorliegenden Arbeit waren die Rippen transversal zur Hauptströmungsrichtung orientiert. Sie besaßen eine Rippenhöhe und -weite von  $k = 4$  mm und eine Rippenabstandweite von  $p = 12$  mm. Die Verblockungsrate betrug  $k/H = 6,7\%$ .

## 2.2 LDA-Messungen

1D- bzw. 2D-Strömungsgeschwindigkeiten wurden in der Kanalmittelebene ( $z/B = 0,0$ ) sowie in einer hierzu parallel versetzten Ebene ( $z/B = 0,25$ ) zwischen der 52ten und 53ten Rippe mit einem Dantec Dynamics Fiber Flow LDA System gemessen. Die Laser-Lichtquelle (488 nm, 514,5 nm) war ein luftgekühlter 320 mW Ar-Ion-Laser von Spectra-Physics. Für die systematische Messung der Geschwindigkeitsverteilungen in Wandnormalenrichtung ( $y$ ) wurde eine  $\varnothing 60$  mm 2D optische Sonde mit einer Brennweite von  $f = 160$  mm verwendet, die sich seitliche der Teststrecke befand. Ihre Achse war normal zur Teststrecke ausgerichtet und die Laserstrahlpaare lagen parallel zur  $x$ - $z$ - bzw.  $y$ - $z$ -Ebene. Die Durchmesser und Längen der Messvolumina betragen 78  $\mu\text{m}$  und 658  $\mu\text{m}$  ( $u, x$ ) sowie 74  $\mu\text{m}$  und 625  $\mu\text{m}$  ( $v, y$ ). Die Positionierung der 2D Sonde erfolgte durch ein computergesteuertes 3D-Traversensystem. Je nach Wandabstand variierte die Datenrate zwischen  $\sim 100$  und  $\sim 2000$  Samples  $s^{-1}$ . Die Anzahl der Samples pro Messpunkt lag bei  $5,0 \cdot 10^4$  in unmittelbarer Wandnähe und bei  $2,0 \cdot 10^5$  im Messbereich darüber. Der Messaufbau und die gewählte Brennweite der 2D LDA-Sonde ermöglichten ausschließlich oberhalb von  $y/k = 1,0$  Messungen der wandnormalen Geschwindigkeit

in der Kanalmittelebene. Für die Berechnung der statistischen Momente wurde die Residenzzeit-Gewichtung [14] angewendet. Die Datenerfassung erfolgte über einen Burst Spectrum Analyzer BSA P/F80 (8 bit FFT Quantisierung, max. Dopplerfreq. 180 MHz, Bandbreite 120 MHz). Für die Steuerung des LDA-Systems wurde die BSA Flowmaster v6.50 Software von Dantec Dynamics genutzt.

## 2.3 Messunsicherheiten

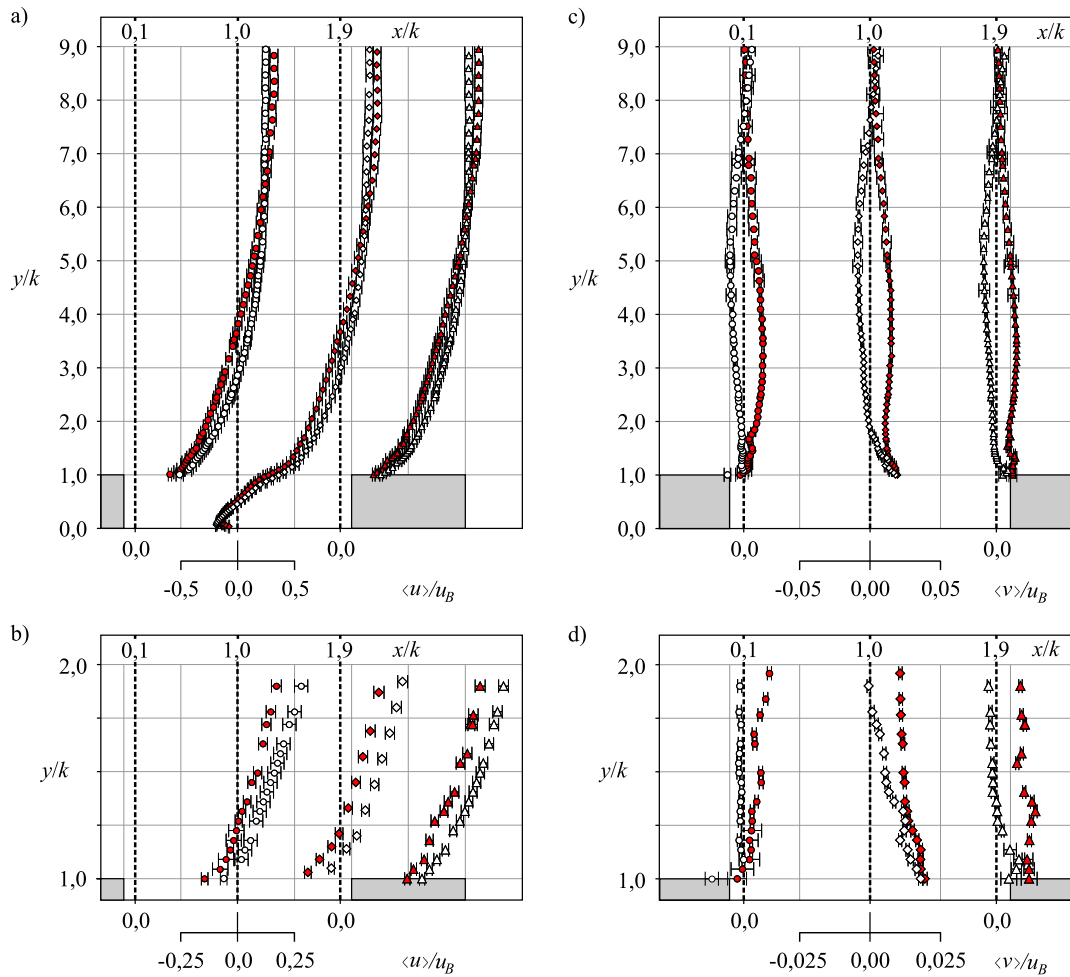
Die ermittelten Messunsicherheiten der zeitlich gemittelten Größen setzten sich aus systematischen und stochastischen Messfehlern zusammen. Die stochastischen Messfehler basierten auf dem 95 %-Konfidenzintervall gemäß  $\pm 1,96 \cdot \sqrt{\text{var}\{q\}/N}$ , mit der Varianz  $\text{var}\{\dots\}$ , der Messgröße  $q$  und der Anzahl der Stichproben  $N$  [15]. Die Varianzen wurden unter der Annahme von normalverteilten Stichproben berechnet. Die mittlere Unsicherheit der Reynolds-Zahl betrug  $\pm 1200$ . Zur Berechnung der stochastischen Messfehler der mittleren Geschwindigkeiten, der Reynolds-Spannungen und Triple-Geschwindigkeit-Korrelationen wurden die jeweiligen Varianzen durch die in Benedict und Gould [16] angegebenen Schätzer bestimmt. Die Anzahl der statistisch unabhängigen Stichproben wurde anhand des integralen Zeitmaßes  $t_{int}$  und der Aufnahmezeit  $t$  mit  $N = t/2 \cdot t_{int}$  berechnet [17]. Die lokalen Messunsicherheiten sind in Balkenform in den jeweiligen Abbildungen angegeben.

# 3 Ergebnisse

## 3.1 Mittleres Strömungsfeld und Reynolds-Spannungen

Die Verteilungen der normierten mittleren axialen ( $\langle u \rangle / u_B$ ) und wandnormalen ( $\langle v \rangle / u_B$ ) Geschwindigkeiten an verschiedenen axialen Positionen  $x$  in den beiden Messebenen  $z/B = 0,0$  und  $z/B = 0,25$  sind in Abb. 2 gezeigt ( $u_B$  entspricht der Querschnitt-gemittelten Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung). Die dazugehörigen Verteilungen der normierten radizierten Reynolds-Normalspannungen und der Reynolds-Scherspannung sind in Abb. 3 und Abb. 4 dargestellt.

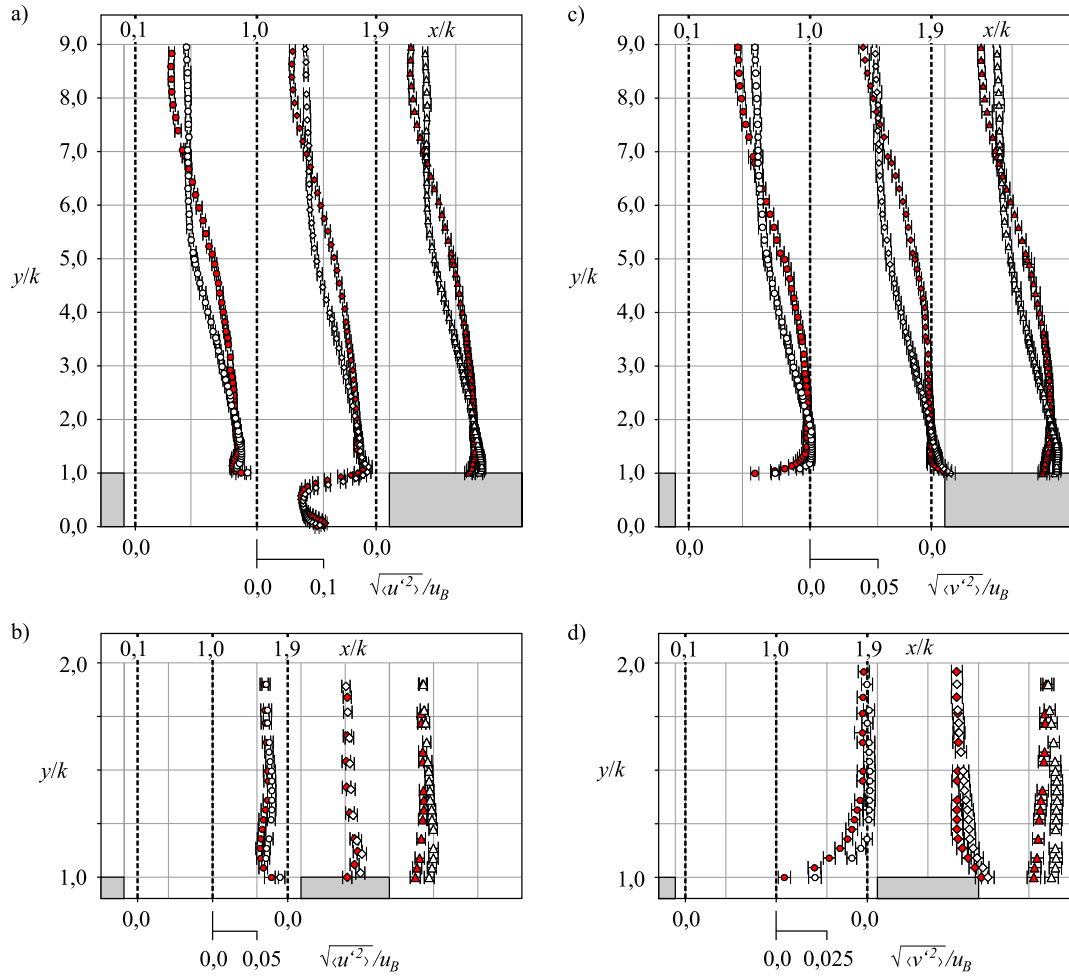
Unabhängig von der lateralen Position im Kanal sind die  $\langle u \rangle$ - sowie  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ -Verteilungen oberhalb von  $y/k = 1,5$  und die  $\langle v \rangle$ -,  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ - sowie  $-\langle u' \cdot v' \rangle$ -Verteilungen oberhalb von  $y/k = 2,0$  in den jeweiligen Messebenen nahezu identisch. Das mittlere Geschwindigkeitsfeld zeigt in beiden



**Abb. 2:** Verteilung der normierten a), b) mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $\langle u \rangle$  und c), d) in Wandnormalenrichtung  $\langle v \rangle$  an den Positionen  $x/k = 0,1$ ,  $x/k = 1,0$  und  $x/k = 1,9$  in den Messebenen  $z/B = 0,0$   $\blacklozenge$   $\blacktriangle$  und  $z/B = 0,25$   $\circ$   $\diamond$ . Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Nullpunkt der jeweiligen axialen Position.

Messebenen die für  $d$ -typische Rippen-Rauheiten charakteristischen Strömungsmuster in Rippennähe [2], wie man sie bei turbulenten Grenzschichtströmungen [8, 9, 18] bzw. in zweiseitig strukturierten zweidimensionalen Kanalgeometrien [4, 19–21] vorfindet. Die in Querrichtung leicht ansteigende mittlere Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $\langle u \rangle$  besitzt die größten mittleren Scherraten unmittelbar oberhalb von  $y/k = 1,0$  und in Wandnähe im Rippen-Zwischenbereich. Die zeitlich gemittelte Erscheinungsform der Strömung im Rippen-Zwischenbereich ist durch einen großen im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel geprägt, was sich durch die negativen mittleren Geschwindigkeiten in Wandnähe bei  $x/k = 1,0$  zeigt. Der Nulldurchgang von  $\langle u \rangle$  erfolgt leicht unterhalb von  $y/k = 0,5$  bei  $x/k = 1,0$ . Die positive mittlere wandnormale Geschwindigkeit im Bereich von  $y/k = 1,0$  bei  $x/k = 1,0$  deutet darauf hin, dass die große im Uhrzeigersinn drehen-

de Wirbelstruktur im Rippen-Zwischenbereich näher an der Luv-seitigen als an der Lee-seitigen Rippenseitenfläche liegt. Während das rippennahe ( $y/k < 1,3$ ) Strömungsfeld an den jeweiligen axialen Positionen einen ähnlichen Trend in beiden Messebenen zeigt, ändert sich die Richtung der mittleren wandnormalen Geschwindigkeit  $\langle v \rangle$  je nach axialer Position im Bereich von  $1,1 < y/k < 1,8$  von einer aufwärts gerichteten Strömung in der  $z/B = 0,0$ -Messebene hin zu einer abwärts gerichteten Strömung in der  $z/B = 0,25$ -Messebene. Die unterschiedlichen mittleren wandnormalen Geschwindigkeiten in den zwei Messebenen deuten auf die Ausbildung einer Sekundärströmung hin, die sich in der Ebene normal zur Hauptströmungsrichtung im zeitlichen Mittel durch ein aus mehreren großskaligen Strukturen bestehendes Wirbelsystem darstellt. Die Struktur unterscheidet sich von dem für Sekundärströmungen von weit auseinanderliegenden Rip-

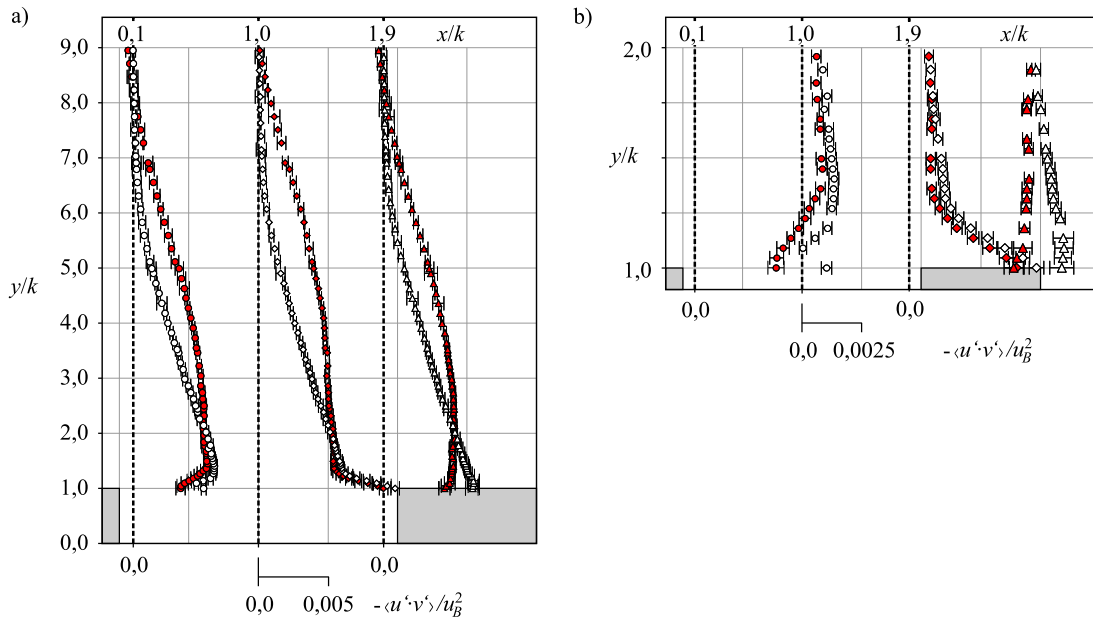


**Abb. 3:** Verteilung der normierten Standardabweichung der Geschwindigkeit a), b) in Hauptströmungsrichtung  $\langle u'^2 \rangle$  und c), d) in Wandnormalenrichtung  $\langle v'^2 \rangle$  an den Positionen  $x/k = 0,1$ ,  $x/k = 1,0$  und  $x/k = 1,9$  in den Messebenen  $z/B = 0,0$   $\blacklozenge$   $\blacktriangle$  und  $z/B = 0,25$   $\circ$   $\triangle$ . Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Nullpunkt der jeweiligen axialen Position.

pen charakteristischen Strömungsmuster, dass aus zwei gegenläufigen langgestreckten Wirbel mit Drehachsen parallel zur Hauptströmungsrichtung [22, 23] besteht und ausschließlich in Nähe der Seitenwände zu einer positiven mittleren wandnormalen Strömungsgeschwindigkeit führt. Darüber hinaus lässt die geringe positive bzw. negative mittlere wandnormale Geschwindigkeit oberhalb  $y/k > 2,0$  in der  $z/B = 0,0$ - bzw. in der  $z/B = 0,25$ -Messebene auf einen vergleichsweise schwachen advektiven Fluidtransport zwischen rippennaher Strömung und Kanalkernströmung schließen.

Die Verteilungen der Reynolds-Normalspannungen zeigt ähnliche Entwicklungstendenzen in der  $z/B = 0,0$ - und  $z/B = 0,25$ -Messebene. Ausgeprägte primäre Scherraten  $\partial\langle u \rangle/\partial y$  liegen zwischen der Rippenvorder- und Rippenhinterkante leicht oberhalb von  $y/k = 1,0$  und koinzidieren mit den Bereichen maxima-

ler Reynolds-Normalspannungen. Auch die Reynolds-Scherspannungen sind in Rippenhöhe stark erhöht. Offensichtlich ist  $-\langle u' \cdot v' \rangle \cdot \partial\langle u \rangle/\partial y$  der dominante Produktions-term für  $\langle u'^2 \rangle$  und demnach ist davon auszugehen, dass - ähnlich wie bei zweidimensionalen Scherschichtströmungen - der Anstieg von  $\langle v'^2 \rangle$  oberhalb von  $y/k = 1,0$  aufgrund geringer Gradienten der mittleren wandnormalen Geschwindigkeit auf eine Energieumverteilung zurückzuführen ist. Die maximalen Reynolds-Normalspannungen in Hauptströmungsrichtung liegen innerhalb der freien Scherschicht bei  $y/k = 1,0$  oberhalb des Rippen-Zwischenbereichs ( $x/k = 1,0$ ), während die maximalen Reynolds-Normalspannung in Wandnormalenrichtung und die maximalen Reynolds-Scherspannungen im Bereich  $y/k < 1,0$  zu erwarten sind. Der beachtliche Anstieg der Reynolds-Scherspannung im Bereich über den Rippen bis  $y/k \leq 1,4$  bei  $x/k = 1,0$  ist ein Indiz dafür, dass



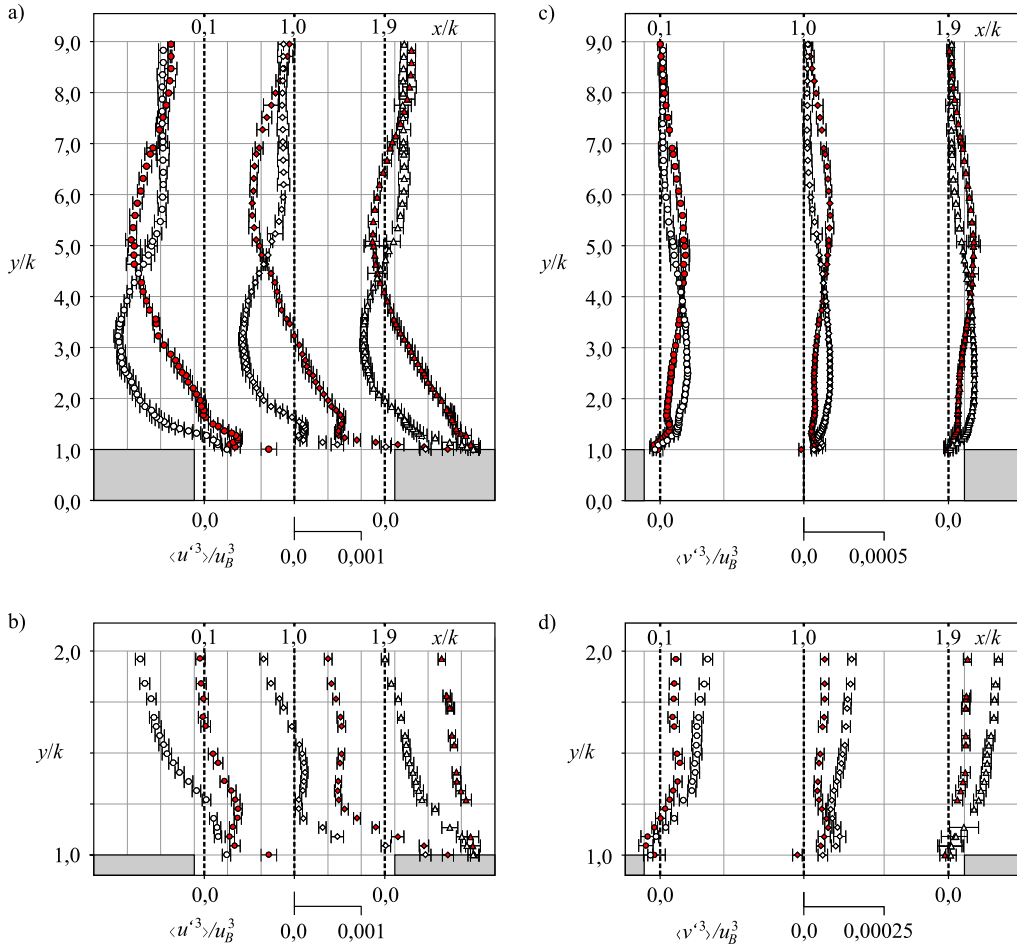
**Abb. 4:** Verteilung der normierten Reynolds-Scherspannung  $-\langle u' \cdot v' \rangle$  an den Positionen  $x/k = 0,1$ ,  $x/k = 1,0$  und  $x/k = 1,9$  in den Messebenen  $z/B = 0,0$   $\blacklozenge \blacktriangle$  und  $z/B = 0,25$   $\diamond \triangle$ . Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Nullpunkt der jeweiligen axialen Position.

ähnlich wie für zweidimensionale Strömungskonfigurationen [8, 9] Burst-Vorgänge auftreten, bei denen es zu einem Ausstoß von drehungsbehaftetem Fluid aus dem Rippen-Zwischenbereich kommt. Diese Vorgänge sind in beide Messebenen zu erkennen. Das schnelle Abfallen der  $-\langle u' \cdot v' \rangle$ -Verteilung in Wandnormalenrichtung deutet darauf hin, dass die Interaktion durch turbulente Austauschvorgänge zwischen rippennaher Strömung und Kanalkernströmung auf ein schmales Band oberhalb der Rippen begrenzt ist. Die Reynolds-Spannungen im Bereich  $y/k < 2,0$  sind in der  $z/B = 0,25$ -Messebene höher als in  $z/B = 0,0$ -Messebene, was auf einen Produktionsbeitrag infolge der transversalen Geschwindigkeitskomponente aufgrund der dreidimensionalen Strömung schließen lässt, welche in der  $z/B = 0,0$ -Ebene aus Symmetriegründen nur einen geringen Beitrag zu den Reynolds-Spannungen liefert.

### 3.2 Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen

Die normierten Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen  $\langle u'^3 \rangle$ ,  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$ ,  $\langle u' \cdot v'^2 \rangle$ , und  $\langle v'^3 \rangle$  an verschiedenen axialen Positionen  $x$  in den beiden Messebenen ( $z/B = 0,0$ ,  $z/B = 0,25$ ) sind in Abb. 5 und Abb. 6 gezeigt. Die  $\langle u'^3 \rangle$ -Verteilungen oberhalb von  $y/k = 1,6$  und die  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$ ,  $\langle u' \cdot v'^2 \rangle$  sowie  $\langle v'^3 \rangle$ -Verteilungen oberhalb von  $y/k = 2,3$  sind in den jeweiligen Messebenen an den axialen Positionen näherungsweise kongruent. Starke räumliche

Schwankungen sowie lokale Maxima oder Minima der Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen sind lokal auf einen kleinen Bereich oberhalb der Rippen begrenzt, wodurch sich schlussfolgern lässt, dass der wesentliche turbulente Transport vorwiegend unterhalb von  $y/k \leq 1,5$  auftritt. Der beachtliche Anstieg von  $\langle u'^3 \rangle$ -Werten in der Nähe von  $y/k = 1,0$  bei  $x/k = 0,1$  und  $1,0$  (Abb. 5 a, b) spiegelt den intensiven Transport von  $\langle u'^2 \rangle$  durch  $u$ -Fluktuationen wider und lässt sich auf langgestreckte Strömungsstrukturen zurückführen, die sich in der freien und anliegenden Scherschicht entwickeln und sich mit der mittleren Strömung stromabwärts bewegen. Die Vertikalbewegung turbulenter Strömungsstrukturen in der über dem großen Rezirkulationsgebiet verlaufenden Scherschicht führt zu einem Vorzeichenwechsel von  $\langle v'^3 \rangle$  bei  $x/k = 1,0$  und  $y/k = 1,0$  in der  $z/B = 0,0$ -Messebene (Abb. 5 c, d). Ein ähnlicher Verlauf lässt sich in der  $z/B = 0,25$ -Messebene unterhalb von  $y/k = 1,0$  erahnen. Der aufwärts gerichtete Transport von  $\langle v'^2 \rangle$  durch wandnormale Geschwindigkeitsfluktuationen bewirkt lokale Spitzen von  $\langle v'^3 \rangle$  unmittelbar oberhalb von  $y/k = 1,0$  bei  $x/k = 1,0$ . In diesem Bereich findet auch ein vertikaler Fluss von  $\langle u'^2 \rangle$  und  $-\langle u' \cdot v' \rangle$  statt, der durch einen Anstieg von  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$  und einen Abfall von  $\langle u' \cdot v'^2 \rangle$  repräsentiert wird. Der vertikale Transport der Reynolds-Spannungen oberhalb des Rippen-Zwischenbereichs weist auf ausgeprägte Strömungsinstationaritäten hin, die sich in Burst-Vorgängen äußern. Die Ableitungen von  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$  und  $\langle v'^3 \rangle$  in Wand-



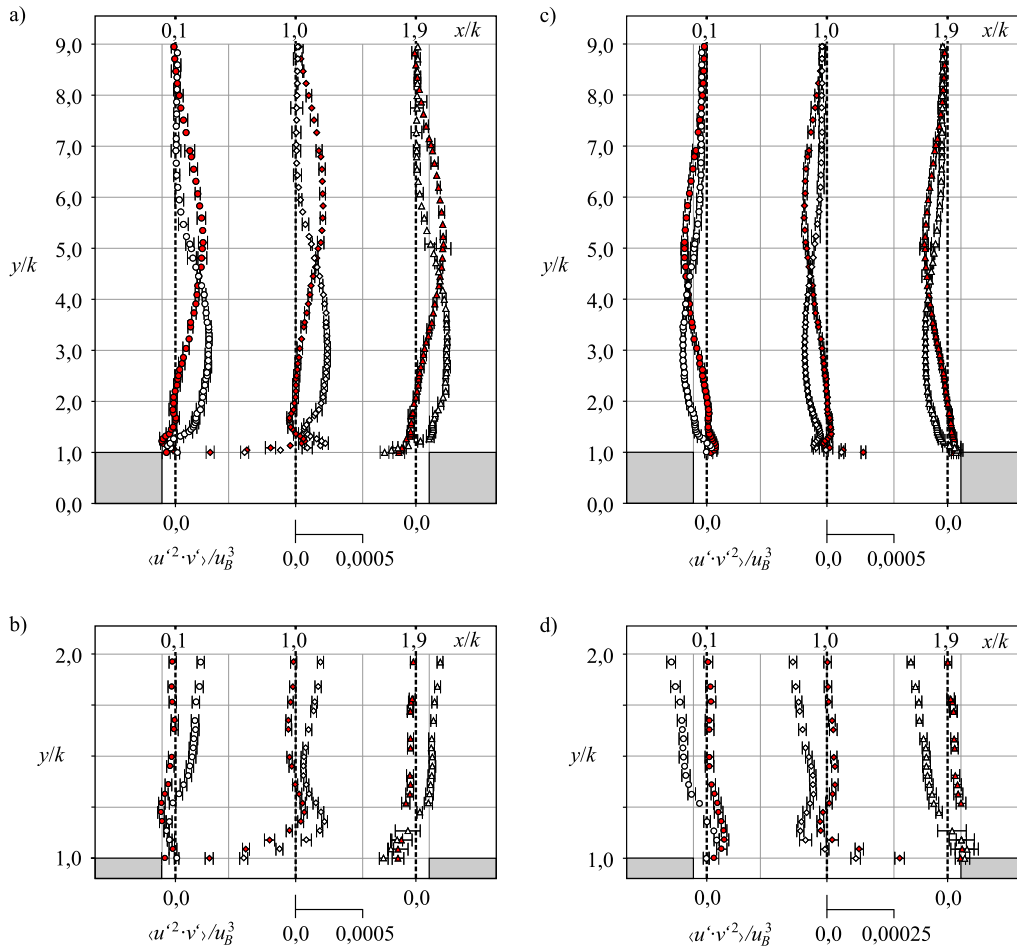
**Abb. 5:** Verteilung der normierten Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen a), b)  $\langle u'^3 \rangle$  und c) d)  $\langle v'^3 \rangle$  an den Positionen  $x/k = 0,1$ ,  $x/k = 1,0$  und  $x/k = 1,9$  in den Messebenen  $z/B = 0,0$   $\bullet \blacklozenge$  und  $z/B = 0,25$   $\circ \blacklozenge$ . Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Nullpunkt der jeweiligen axialen Position.

normalenrichtung repräsentieren Anteile des Beitrags am diffusiven Transport zu den Reynolds-Spannungen und der turbulenten kinetischen Energie. Direkt oberhalb von  $y/k = 1,0$  bei  $x/k = 1,0$  und an der Rippenhinterkante weisen die wandnormalen Gradienten von  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$  und  $\langle v'^3 \rangle$  auf einen nicht zu vernachlässigen Anteil der Diffusion am turbulenten Strömungsgeschehen hin. Wie man Abb. 5 b und 6 a entnehmen kann, ist der diffusive Fluss auf die direkte Rippennähe begrenzt, da die wandnormalen Gradienten der Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen im Bereich  $y/k > 1,6$  schnell abnehmen.

## 4 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse liefern detaillierte Einblicke in die ablaufenden Strömungsvorgänge oberhalb der Rippen in einem einseitig mit trans-

versal orientierten Rippen strukturierten quadratischen Kanal für eine Strömung mit einer Reynolds-Zahl von  $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$ . Unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten lässt sich aus den kongruenten Verteilungen der mittleren Geschwindigkeiten, Reynolds-Spannungen und Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen ableiten, dass unabhängig von der lateralen Position, die mit ausschließlich  $u$  gebildeten statistischen Momente oberhalb von  $y/k > 1,5$  bzw. die mit  $v$  und  $u$  gebildeten statistischen Momente oberhalb von  $y/k > 2,3$  invariant gegenüber der axialen Position sind. Aufgrund der Geschwindigkeitskomponenten-sensitiven Beeinflussung der Verteilungen der statistischen Momente höherer Ordnung kann geschlussfolgert werden, dass ähnlich wie bei Grenzschichtströmungen entlang rauer Wände [24–26], die mit der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente gebildeten statischen Momente stärker von den Oberflächeneigenschaften beeinflusst werden. Die Ergebnis-



**Abb. 6:** Verteilung der normierten Tripel-Geschwindigkeit-Korrelationen a), b)  $\langle u'^2 \cdot v' \rangle$  und c) d)  $\langle u' \cdot v'^2 \rangle$  an den Positionen  $x/k = 0,1$ ,  $x/k = 1,0$  und  $x/k = 1,9$  in den Messebenen  $z/B = 0,0$   $\blacklozenge \blacktriangle$  und  $z/B = 0,25$   $\circ \triangle$ . Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Nullpunkt der jeweiligen axialen Position.

se zeigen darüber hinaus, dass sich in einseitig berippten quadratischen Kanälen mit einem Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnis von  $p/k = 3$  bei einer Reynoldszahl von  $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$  eine dreidimensionale Sekundärströmung ausbildet. Die Struktur unterscheidet sich von den in glatten quadratischen Kanälen und einseitig berippten quadratischen Kanälen mit Rippenabstand-Rippenhöhe Verhältnissen von  $p/k \geq 4$ . Die einhergehenden geringen wandnormalen mittleren Geschwindigkeiten lassen auf keinen wesentlichen advektiven Fluidtransport schließen, der zu einem intensiven Austausch zwischen rippennaher Strömung und Kanalkernströmung führen würde. Die Beeinflussung der turbulenten Strömung durch die Rippen-Rauheiten ist auf die unmittelbare Rippennähe begrenzt. Instationäre Austauschvorgänge sowie turbulenter Transport geschehen nur innerhalb eines schmalen Bands oberhalb der Rippen-Rauheiten im Bereich  $y/k \lesssim 1,5$ . Da der wandnormale turbulente Im-

pulstransport mit dem wandnormalen turbulenten Wärmetransport bei thermischen Strömungen in berippten Kanälen korreliert, ist zu erwarten, dass turbulenzbedingte Transportvorgänge in quadratischen einseitig berippten Kanälen mit  $p/k \leq 3$  im Vergleich zu  $p/k > 4$  geringfügiger die konvektive Wärmeübertragung erhöhen werden.

## Literatur

1. M. R. Raupach, R. A. Antonia, and S. Rajagopalan. Rough-Wall Turbulent Boundary Layers. *Appl. Mech. Rev.*, 44(1):1–25, 1991. <https://doi.org/10.1115/1.3119492>.
2. A. E. Perry, W. H. Schofield, and P. N. Joubert. Rough wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 37(2):383–413, 1969. <https://doi.org/10.1017/S0022112069000619>.
3. L. Keirsbulck, L. Labraga, A. Mazouz, and C. Tournier. Surface Roughness Effects on Turbulent Boundary



- Layer Structures. *J. Fluids Eng.*, 124(1):127–135, 2002. <https://doi.org/10.1115/1.1445141>.
4. S. Leonardi, P. Orlandi, L. Djenidi, and R. A. Antonia. Structure of turbulent channel flow with square bars on one wall. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 25(3):384–392, 2004. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.02.022>.
  5. P. A. Krogstad, H. I. Andersson, O. M. Bakken, and A. Asharafian. An experimental and numerical study of channel flow with rough walls. *J. Fluid Mech.*, 530:327–352, 2005. <https://doi.org/10.1017/S0022112005003824>.
  6. T. Ikeda and P. Durbin. Direct simulations of a rough-wall channel flow. *J. Fluid Mech.*, 571:235–263, 2007. <https://doi.org/10.1017/S002211200600334X>.
  7. I. Tani. Turbulent Boundary Layer Development over Rough Surfaces. In Meier H. U. and Bradshaw P., editors, *Perspectives in Turbulence Studies. Volume 3: Turbo Expo 2004*, pages 223–249. Springer, Berlin, Heidelberg, 1987. [https://doi.org/10.1007/978-3-642-82994-9\\_9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-82994-9_9).
  8. H. W. Townes and R. H. Sabersky. Experiments on the flow over a rough surface. *Int. J. HeatMass Transf.*, 9(8):729–738, 1966. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(66\)90002-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(66)90002-0).
  9. L. Djenidi, R. A. Antonia, and F. Anselmet. LDA measurements in a turbulent boundary layer over a *d*-type rough wall. *Exp. Fluids*, 16:323–329, 1994. <https://doi.org/10.1007/BF00195431>.
  10. P. R. Bandyopadhyay and R. D. Watson. Structure of rough-wall turbulent boundary layers. *Phys. Fluids*, 31(7):1877–1883, 1988. <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.866686>.
  11. S. Ruck and F. Arbeiter. LDA measurements in a one-sided ribbed square channel at Reynolds numbers of 50,000 and 100,000. *Exp. Fluids*, 62:232, 2021. <https://doi.org/10.1007/s00348-021-03313-5>.
  12. S. Ruck, F. Arbeiter, T. Petri, and G. Schlindwein. LDA-Messungen in einem einseitig berippten Kanal bei Reynolds-Zahlen von  $Re \geq 50\,000$ . In A. Fischer, D. Stöbener, C. Vanselow, B. Ruck, and A. Leder, editors, *Tagungsband Experimentelle Strömungsmachnik*, pages 20.1–20.10. Deutsche Gesellschaft für Laser-Anemometrie GALA e. V., Bremen, 2021.
  13. S. Ruck and F. Arbeiter. Measurements of Turbulent Transport in a Square Channel with One Ribbed Wall. *J. Fluids Eng.*, 2022. <https://doi.org/10.1115/1.4053442>.
  14. W. K. George, P. D. Beuther, and J. L. Lumley. Processing of Random Signals. In B. W. Hansen, editor, *Proceedings of the Dynamic Flow Conference 1978 on Dynamic Measurements in Unsteady Flows*, pages 757–800, 1978.
  15. H. Nobach and C. Tropea. Fundamentals of data processing. In C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss, editors, *Handbook of Experimental Fluid Mechanics, chapter 23*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2007. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5>.
  16. L. Benedict and R. Gould. Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Exp. Fluids*, 22:129–136, 1996. <https://doi.org/10.1007/s003480050030>.
  17. H. Tennekes and J. L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London, 1972.
  18. S. Okamoto, S. Seo, K. Nakaso, and I. Kawai. Turbulent Shear Flow and Heat Transfer Over the Repeated Two Dimensional Square Ribs on Ground Plane. *J. Fluids Eng.*, 115(4):631–637, 1993. <https://doi.org/10.1115/1.2910191>.
  19. J. Cui, V. C. Patel, and C.-L. Lin. Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel with rib roughness. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 24(3):372–388, 2003. [https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(03\)00002-X](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(03)00002-X).
  20. S. Leonardi, P. Orlandi, R. Smalley, L. Djenidi, and R. A. Antonia. Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall. *J. Fluid Mech.*, 491:229–238, 2003. <https://doi.org/10.1017/S0022112003005500>.
  21. S. Leonardi, P. Orlandi, and R. A. Antonia. Properties of *d*- and *k*-type roughness in a turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 19(12): 125101, 2007. <https://doi.org/10.1063/1.2821908>.
  22. H. Fujita, H. Yokosawa, and M. Hirota. Secondary flow of the second kind in rectangular ducts with one rough wall. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2(1):72–80, 1989. [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(89\)90051-4](https://doi.org/10.1016/0894-1777(89)90051-4).
  23. M. Hirota, H. Yokosawa, and H. Fujita. Turbulence kinetic energy in turbulent flows through square ducts with rib-roughened walls. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 13(1):22–29, 1992. [https://doi.org/10.1016/0142-727X\(92\)90056-F](https://doi.org/10.1016/0142-727X(92)90056-F).
  24. J. Andreopoulos and P. Bradshaw. Measurements of turbulence structure in the boundary layer on a rough surface. *Bound.-Layer Meteorol.*, 20:201–213, 1981. <https://doi.org/10.1007/BF00119902>.
  25. P. Å. Krogstad and R. Antonia. Surface roughness effects in turbulent boundary layers. *Exp. Fluids*, 27:450–460, 1999. <https://doi.org/10.1007/s003480050370>.
  26. K. A. Flack, M. P. Schultz, and J. S. Connelly. Examination of a critical roughness height for outer layer similarity. *Physics of Fluids*, 19(9): 095104, 2007. <https://doi.org/10.1063/1.2757708>.

## Autoreninformationen



### Sebastian Ruck

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Karlsruhe Institut für Technologie, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland  
[sebastian.ruck@kit.edu](mailto:sebastian.ruck@kit.edu)

Sebastian Ruck is a researcher engineer and lecture in the field of thermal fluid dynamics at the Institute for Neutron Physics and Reactor Technology of the Karlsruhe Institute of Technology. He studied mechanical engineering at the University of Karlsruhe and received his Dr.-Ing. in aerodynamics and fluid-structure-interaction from the mechanical engineering faculty of the Karlsruhe Institute of Technology in 2010. His research interests and activities are turbulent flows and heat transfer, measurement techniques and numerical simulation methods. Dr.-Ing. Ruck is currently working on the design of efficient cooling components for high heat flux applications in the thermal environment.



**Frederik Arbeiter**  
Institut für Neutronenphysik und  
Reaktortechnik, Karlsruhe Institut für  
Technologie, Eggenstein-Leopoldshafen,  
Deutschland  
[frederik.arbeiter@kit.edu](mailto:frederik.arbeiter@kit.edu)

Dr.-Ing. Frederik Arbeiter graduated in mechanical engineering at the Technical University of Karlsruhe in 2003. He is now head of the group Measurements and Experimental Techniques at the Institute for Neutron Physics and Reactor of Technology of the Karlsruhe Institute of Technology, where he works in the development of irradiation experiments and technologies for fusion reactor blankets. His main scientific areas are experimental and modelling activities for fluid dynamics, heat and mass transfer, complemented by investigations on neutron irradiated materials.



**Torben Petri**  
Institut für Neutronenphysik und  
Reaktortechnik, Karlsruhe Institut für  
Technologie, Eggenstein-Leopoldshafen,  
Deutschland  
[torben.petri@partner.kit.edu](mailto:torben.petri@partner.kit.edu)

Torben Petri is a master student at the Institute for Neutron Physics and Reactor Technology, Karlsruhe Institute of Technology. He is investigating the flow topology of rib-roughened channels by Laser-Doppler-Anemometry.