

Sebastian Ruck*, Frederik Arbeiter und Leon Digel

Laser-Doppler- und Hitzdraht-Anemometrie-Messungen entlang V-förmiger angehobener Rippen in einem quadratischen Kanal

<https://doi.org/10.1515/teme-2022-0110>

Empfangen November 14, 2022; angenommen Dezember 30, 2022;

published online Januar 13, 2023

Zusammenfassung: Der Einsatz von Rippenstrukturen auf Wärmetauscheroberflächen führt zu einer erhöhten Wärmeübertragung zwischen Arbeitsfluid und Komponentenwand. Eine Möglichkeit lokale Wärmeübertragungsminima infolge von stationär auftretenden Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen hinter den Rippen zu vermindern bzw. zu vermeiden, bietet das Anheben der Rippen um kleine Abstände von der thermisch belasteten Wand. In der vorliegenden Arbeit wird das anhand von Geschwindigkeitsmessungen mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und Hitzdraht-Anemometrie (HWA) abgeleitete Strömungsbild einer turbulenten Strömung in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal bei einer (für Hochtemperaturanwendungen typischen) Reynolds-Zahl von $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$ diskutiert. Das Rippenabstand-Rippenhöhe-Verhältnis war 9, die Verblockungsrate betrug 10% und das Spalthöhe-Rippenhöhe-Verhältnis lag bei 0,5. Die gemessenen mittleren Geschwindigkeitsverläufe und Reynolds-Spannungs-Verläufe deuten auf eine ausgeprägte Dreidimensionalität des Strömungsfeldes oberhalb und unterhalb der Rippe hin. Im Strömungsbereich oberhalb der Rippe bildet sich eine durch die Rippenanstellung induzierte Sekundärströmung aus. Der daraus resultierende Fluidtransport in Querrichtung führt zu unterschiedlichen Entwicklungen der an den Rippenhinterkanten ablösenden Scherschichten, wodurch die Reynolds-Normal- und Scherspannungen erheblich in Querrichtung variieren. Durch das aus dem Rippenspalt austretende,

aufwärtsgerichtete Fluid wird ein permanentes Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten und somit das stationäre Auftreten von Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen in Wandnähe verhindert. Darüber hinaus zeigt sich, dass als Folge der hohen Dreidimensionalität des Strömungsfeldes und der Rippenreihenkonfiguration die Nachlaufströmung durch ein beim Ablösevorgang der Scherschichten einsetzenden instationären periodischen Strömungsvorgang bestimmt wird. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Einsatz von angehobenen V-förmigen Rippen als Strukturierungsmethode in Kanälen von Wärmetauschern, aufgrund der Vermeidung von Staupunktströmungen sowie einer intensiven konvektiven und turbulenten Durchmischung innerhalb des Rippenzwischenbereichs, zu einer hohen und über die Wärmeübertragungsfläche homogenisierten Wärmeübertragung führen könnten.

Abstract: Rib-roughened heat exchanger surfaces lead to enhanced heat transfer between the working fluid and the component wall and are a common tool for realizing high heat flux densities and high working fluid temperatures without exceeding the component-specific maximum temperatures. To reduce or avoid local heat transfer minima due to stationary stagnation points and recirculation flows the ribs can be raised from the wall by small wall clearances. In the present study, the turbulent flow field derived from laser Doppler anemometry (LDA) and hot-wire anemometry (HWA) velocity measurements in a structured channel with detached V-shaped ribs applied on one wall for a Reynolds number of $5.0 \cdot 10^4$ is presented. The rib-pitch-to-rib-height ratio was 9, the blocking rate was 10%, and the gap-height-to-rib-height ratio was 0.5. The measured mean velocity profiles and Reynolds stress distributions indicate a pronounced three-dimensional flow field above and below the rib. Within the flow region above the rib, a rib-induced secondary flow field is formed, whose time-averaged structure, symmetrical to the channel center plane, is dominated by two counter-rotating large-scale vortices. Due to the additional fluid transport above the

*Corresponding author: Sebastian Ruck, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland, E-mail: sebastian.ruck@kit.edu. <https://orcid.org/0000-0003-3196-9714>

Frederik Arbeiter und Leon Digel, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland. <https://orcid.org/0000-0002-9853-2704> (F. Arbeiter)

rib, the development of the shear layers detaching at the trailing edges of the rib differs in lateral direction, causing considerable variation of the Reynolds normal and shear stresses. A gap flow with high mean velocity gradients develops beneath the rib. The upwards directed fluid exiting the gap prevents permanent reattachment of the separated shear layers and, thus, the stationary occurrence of a stagnation point and the development of recirculation regions close to the wall are avoided. Furthermore, it is shown that the wake flow is determined by a transient periodic flow process with an onset during the detachment of the shear layers from the rib surfaces. The results indicate that the application of detached V-shaped ribs as a structuring method in heat exchanger ducts can result in high heat transfer that is uniform across the heat transfer surface, due to the avoidance of stagnation flows and due to the occurrence of intense convective and turbulent mixing within the inter-rib spacings.

Keywords: Angehobene V-förmige Rippen; detached V-shaped ribs; heat exchanger; heat transfer enhancement; structured surfaces; strukturierte Oberflächen; turbulente Strömung; turbulent flow; Wärmeüberträger; Wärmeübertragungssteigerung.

1 Einleitung

Eine effektive Kühlung ist für eine Vielzahl an Neu- und Weiterentwicklungen von energie- und wärmetechnischen Anlagen essentiell. Neben der Erhöhung des Carnot-Wirkungsgrads durch Anheben der Temperaturdifferenzen des Arbeitsmediums gilt es häufig, hohe Wärmeflüsse gezielt aus thermisch hoch belasteten oder kritischen Bauteilen abzuleiten. Der Einsatz von Rippenstrukturen zur Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung an Wänden hat sich in den letzten Jahrzehnten zu einer bewährten Methode entwickelt, um hohe Wärmestromdichten und hohe Arbeitsfluidtemperaturen unter Einhaltung materialspezifischer Maximaltemperaturen in Wärmetauschern und energietechnischen Anlagenkomponenten zu ermöglichen [1–3]. Bei anliegenden Rippen kommt es selbst bei unterschiedlichsten Rippenkonfigurationen und -formen zur Ausbildung von Staupunkten im Bereich der Knotenpunkte bzw. Rezirkulationsströmungen, wobei der dort verminderte Impuls- und Energietransport das Auftreten von Wärmeübertragungsminima begünstigt und im ungünstigsten Fall zur Ausbildung von "Hot-Spot"-Bereichen führen kann [4, 5]. Diese Bereiche sind in wärmetechnischen Anwendungen äußerst kritisch,

da hier Materialschädigungen auftreten können. Eine Möglichkeit die lokalen Wärmeübertragungsminima abzumildern, ist das Anheben der Rippe um kleine Wandabstände von der thermisch belasteten Wand, wie es für transversal zur Hauptströmungsrichtung orientierte Zylinder und Rippen gezeigt wurde [6–10]. Durch das Anheben der Rippe lässt sich das Strömungsfeld derart beeinflussen, dass ein stationäres Auftreten von Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen infolge des permanenten Wiederanlegens der abgelösten Scherschichten verhindert wird und demzufolge lokale Wärmeübertragungsminima vermindert bzw. vermieden werden. Es darf angenommen werden, dass – ähnlich wie bei anliegenden Rippen – neben dem Rippenhöhen-Rippenabstand-Verhältnis und der relativen Rauheit, die Rippenanordnung und -form für die Entwicklung der turbulenten Strömung und der Wärmeübertragung in strukturierten Kanälen eine entscheidende Rolle spielt. Detaillierte Studien über den Einfluss der Rippenkonfiguration von angehobenen Rippen auf das Strömungs- und Temperaturfeld liegen bis heute nicht vor.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird erstmals über das anhand von mittleren Geschwindigkeitsverläufen, Reynolds-Spannungs-Verteilungen und spektralen Leistungsdichtediagrammen abgeleitete Strömungsbild einer turbulenten Strömung in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal bei einer (für Hochtemperaturanwendungen typischen) Reynolds-Zahl von $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$ berichtet.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Versuchsanlage

Die Laser-Doppler- und Hitzdraht-Anemometrie-Geschwindigkeitsmessungen wurden in einem geschlossenen Gaskreislauf mit der dazugehörigen Teststrecke durchgeführt, dessen Aufbau in Abbildung 1 skizziert ist. Der Luftmassenstrom wurde durch zwei in Reihe geschaltete Seitenkanalverdichter erzeugt. Die Regelung erfolgte durch die Software NI Lab View mit der Reynolds-Zahl $Re_H = \dot{m} \cdot H^{-1} \cdot \mu(T_{in})^{-1}$ als Führungsgröße, wobei der Massenstrom \dot{m} mit einem Endress & Hauser 80/F80 Coriolis-Durchflussmesser ermittelt wurde, während die dynamische Viskosität für Luft μ anhand der mittels Omega PT100 Temperatursonde gemessenen Einlass-Fluidtemperatur T_{in} durch ein Polynom vierter Ordnung [11] approximiert werden konnte. Durch den Einsatz von wassergekühlten Wärmetauschern hinter den Seitenkanalverdichtern änderte sich die im zeitlichen Mittel gleichbleibende Einlass-Fluidtemperatur T_{in}

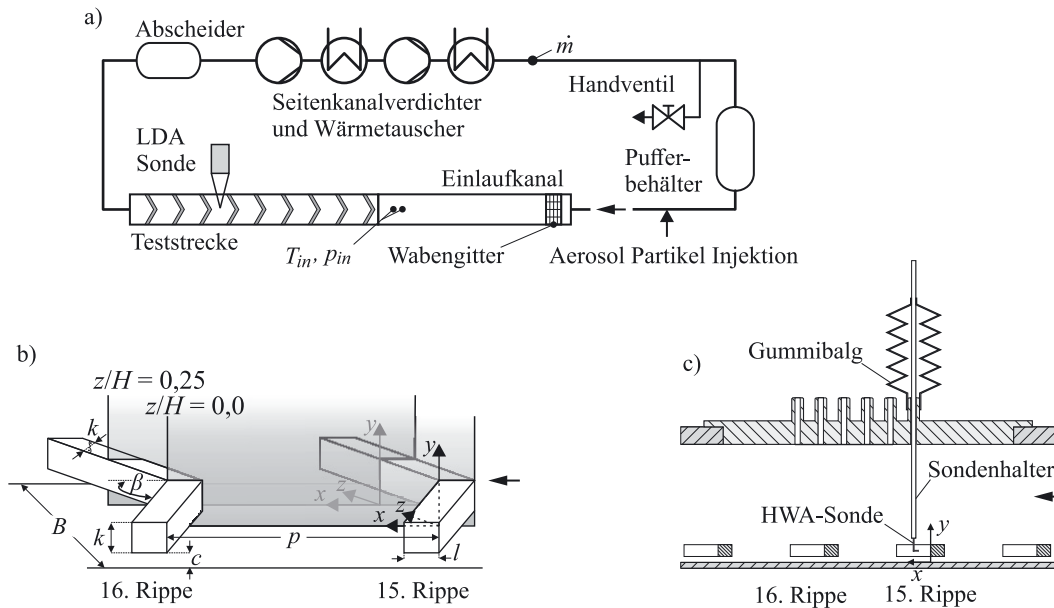


Abbildung 1: Experimenteller Aufbau: (a) Flusschema des Gaskreislaufs, (b) Nomenklatur des Messbereichs und Festlegung des Koordinatensystems für die Ergebnisdarstellung und (c) schematische Darstellung des Messaufbaus der Hitzdraht-Anemometrie-Geschwindigkeitsmessungen.

während einer Testreihe um maximal $\Delta T < \pm 0,4$ K. Unmittelbar vor der Einlaufstrecke wurde ein Aerosol aus Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) mit Hilfe eines Topas ATM 210/H Aerosol-Generators (mittlere Partikeldurchmesser laut Hersteller [12] $\bar{\phi} \leq 0,2 \mu\text{m}$) 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 einen gleichbleibenden Massenstrom zu gewährleisten. Zur Reduktion von Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen sowie von Dralleffekten aufgrund von Rohrbiegungen des Rohrleitungssystems befand sich ein Pufferbehälter vor der Einlaufstrecke.

Die Test- und Einlaufstrecke besaßen einen quadratischen Innenquerschnitt mit einer Höhe und Breite von $B = H = 100$ mm. Im Einlaufbereich der 2470 mm langen Einlaufstrecke war ein Wabengitter (Wabenzellgröße 6,4 mm; Materialstärke 25 μm ; Porosität $\Phi = 98,6\%$; Gitterlänge in axialer Richtung 100 mm) installiert, um großskalige Strömungsinhomogenitäten und Störungen infolge von Rohrbiegungen und vorschalteten Anlagenkomponenten zu minimieren. Die Teststrecke war 2190 mm lang. Die untere Kanalwand (mittlere Oberflächenrauheit $Ra = 0,8 \mu\text{m}$) bestand aus schwarzem Polyamid, während die Kanalseitenwände sowie die obere Kanalwand aus 12,0 mm dickem transparenten Acrylglas gefertigt waren. Oberhalb der unteren Kanalwand waren quer zur Hauptströmungsrichtung orientierte, V-förmige Rippen mit einem Anstellwinkel von $\beta = 60^\circ$ angebracht. Der Wandabstand

zwischen den Rippen und der unteren Kanalwand betrug $c = 5,0$ mm. Die Rippen besaßen eine Rippenhöhe von $k = 10,0$ mm, eine Rippenlänge von $l = 11,5$ mm und der Rippenabstand betrug 90,0 mm. Die Verblockungsrate lag bei $k/H = 10\%$.

2.2 Laser-Doppler-Anemometrie-Geschwindigkeitsmessungen

Das Strömungsbild entlang von Rippen-strukturierten Oberflächen wird in unterschiedlicher Weise durch instationäre Wirbelablösevorgänge, freie Scherschichtströmungen im Nachlauf der Oberflächenstrukturen und Rezirkulationsströmungen bestimmt. Um messtechnisch induzierte Störungen der Strömung im rippennahen Bereich zu vermeiden und um die Strömung innerhalb des Spalts detailliert auflösen zu können, wurden LDA-Strömungsgeschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Die axiale Strömungsgeschwindigkeit u in Hauptströmungsrichtung x und die vertikale Strömungsgeschwindigkeit v in Vertikalrichtung y wurden in der Kanalsymmetrieebene bei $z/H = 0,0$ sowie in einer hierzu parallel versetzten Ebene bei $z/H = 0,25$ zwischen der 15ten und 16ten Rippe systematisch gemessen. Hierfür kam ein Dantec Dynamics Fiber Flow LDA System (320 mW Spectra-Physics Ar-Ion-Laser (488 nm, 514,5 nm) mit Braggzelle, Burst Spectrum Analyzer BSA P/F80 (8 bit FFT Quantisierung; max. Dopplerfreq. 180 MHz; Bandbreite 120 MHz)) zum Einsatz. Es wurde eine optische 2D-Sonde mit einer

Brennweite von $f = 60$ mm verwendet, die seitlich der Teststrecke auf einem ISEL 3D-Traversensystem montiert war. Die Achse der Sonde war normal zur Hauptströmungs- und Vertikalrichtung ausgerichtet, sodass die Laserstrahlpaare der Wellenlänge 514,5 nm parallel zur x - z -Ebene und die Laserstrahlenpaare der Wellenlänge 488 nm parallel zur y - z -Ebene lagen. Die Durchmesser und Längen der Messvolumina betragen $78 \mu\text{m}$ und $658 \mu\text{m}$ (u) sowie $74 \mu\text{m}$ und $625 \mu\text{m}$ (v). Die Datenrate variierte je nach Wandabstand von unter $100 \text{ Samples } s^{-1}$ in unmittelbarer Wandnähe bis zu $1500 \text{ Sample } s^{-1}$ im mittleren Kanalbereich. Die über alle Messungen gemittelte Datenrate betrug $936 \text{ Samples } s^{-1}$ und die Anzahl der Samples pro Messpunkt lag bei 200 000. Der Messaufbau, die Sondenposition orthogonal zur Teststrecke sowie die gewählte Brennweite der 2D LDA-Sonde ermöglichten Messungen der wandnormalen Geschwindigkeit erst ab einem gewissen Wand- bzw. Rippenabstand, der je nach gewählter Messebene und aufgrund der Rippenpfeilung variierte und zwischen $\Delta y = 0,32 \cdot k$ und $\Delta y = 0,61 \cdot k$ lag.

2.3 Hitzdraht-Anemometrie-Geschwindigkeitsmessungen

Für die Spektralanalyse der instationären Strömung entlang der Rippen wurden zeitlich hochaufgelöste, äquidistant abgetastete Signale von HWA-Geschwindigkeitsmessungen verwendet. Die HWA-Geschwindigkeitsmessungen erfolgten im Konstant-Temperatur-Verfahren (CTA) mit einem Dantec Dynamics StreamLine Pro. Die axiale Strömungsgeschwindigkeit wurde an unterschiedlichen Positionen in der $z/H = 0,0$ -Ebene im Bereich $0,05 < y/k < 9,7$ ermittelt. Die Messfrequenz betrug 50 kHz und die Messzeit lag bei 15 sec je Messpunkt. Wie in Abbildung 1c dargestellt erfolgte die Einbringung der 90° Hitzdrahtsonde (55P14, Drahtdurchmesser $\varnothing_s = 5,0 \mu\text{m}$, Drahtlänge $l_s = 1,25 \text{ mm}$) in die Messstrecke normal zum Kanalboden und in der $z/H = 0,0$ -Ebene durch ein speziell gefertigten Kanaldeckel. Ein mit dem Kanaldeckel und dem am Traversensystem befestigten Sondenhalter angeschlossener Gummibalg gewährleistete die Dichtheit der Messstrecke gegenüber der Atmosphäre. Die Kalibrierung der Messsonden erfolgt mit einem StreamLine Pro Automatic Calibrator vor jeder Messreihe.

2.4 Messunsicherheiten

Die Messunsicherheit der zeitlich gemittelten Größen setzt sich additiv aus der stochastischen Unsicherheit und den Unsicherheiten infolge des Messaufbaus und der verwendeten Messmethode zusammen. Die stochastischen Unsicherheiten der Momente der Geschwindigkeiten wurden

für jeden einzelnen Messpunkt ermittelt und basierten auf der 95%-Vertrauensabweichung $1,96 \cdot \sqrt{\text{var}\{q/N\}}$, mit der Varianz $\text{var}\{q/N\}$ der Messgröße q und der Anzahl der Messwerte N . Zur Berechnung der entsprechenden Vertrauensintervalle wurden die Varianzen mit den in Benedict und Gould 1996 [13] angegebenen Schätzern für beliebig verteilte Stichproben ermittelt, wobei für LDA-Messwerte eine Residenzzeit-Gewichtung [14] der zeitlichen Mittelwerte zur Reduktion des statischen Geschwindigkeits-Biasing erfolgte. Die Anzahl der Messwerte für die Berechnung der 95%-Vertrauensabweichung basierte auf statistischer Unabhängigkeit und ergab sich dementsprechend aus $N = t/(2 \cdot T_u)$ [15], mit der Aufnahmezeit je Messpunkt t und dem integralen Zeitmaß T_u . Letzteres wurde aus den zeitlichen Autokovarianzfunktionen je Messpunkt bestimmt. Für die LDA-Messungen wurden die Unsicherheiten infolge der Positionierung und Orientierung des Messvolumens, des Partikelfolgevermögens (für einen Partikeldurchmesser von $\varnothing = 0,2 \mu\text{m}$) und zusätzlich einer geschätzten – für kommerzielle LDA-Systeme typischen – relativen Unsicherheit des LDA-Systems von 0,3% berücksichtigt. Die sich ergebenden Messunsicherheiten der auf Geschwindigkeitsmessungen basierenden statistischen Momente sind in den jeweiligen Abbildungen (Abbildungen 2–Abbildungen 5) in Balkenform angegeben.

Für die HWA-Messungen wurden die Unsicherheiten aufgrund der Kalibrierung, der Positionierung und Orientierung der Sonde sowie einer Temperatur- und Druckvariation gemäß [16] zu $\pm 1,3\%$ ermittelt. Die wandnähesten Messpunkte der Hitzdrahtmessungen lagen bei $y = 0,5 \text{ mm}$ und dementsprechend außerhalb des durch viskose und molekulare Diffusion dominierten Wandbereichs für die vorliegende Reynolds-Zahl und Prandtl-Zahl, wodurch ein zusätzlicher Wärmetransport von der Hitzdrahtsonde [17] durch die Polyamid-Wandung als Ursache für weitere Unsicherheiten vernachlässigt werden konnte.

Die Messunsicherheit für die Reynolds-Zahl wurde unter der Annahme des Vorliegens normalverteilter Stichproben berechnet und lag über alle Messungen gemittelt bei ± 590 .

2.5 Messbereich

Das Vorliegen einer vollständig entwickelten Strömung im Messbereich ist die entscheidende Voraussetzung, um die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse sowie den vernachlässigbaren Einfluss von Ein- und Ausströmbedingung auf den Messbereich zu gewährleisten und dadurch die erzielten Ergebnisse für ähnliche Strömungssituationen verallgemeinern zu können. Eine vollständig entwickelte Strömung wird durch ihre räumliche Periodizität

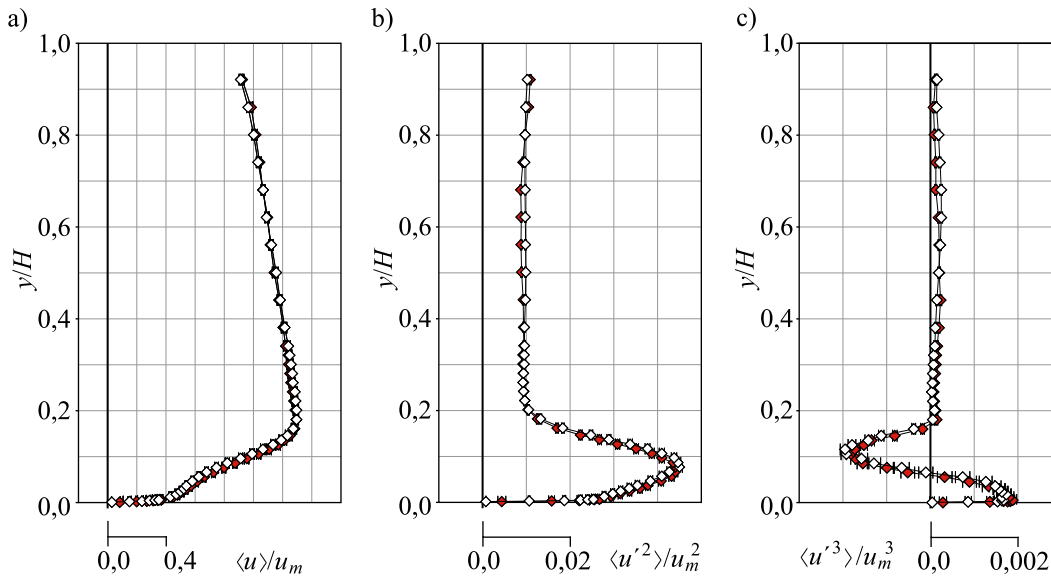


Abbildung 2: Verteilungen der normierten (a) mittleren axialen Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$, der dazugehörigen (b) Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle / u_m^2$ und der (c) Tripel-Geschwindigkeit-Korrelation $\langle u'^3 \rangle / u_m^3$ an den Positionen $x/k = 5,0$ \diamond und $x/k = 14,0$ \blacklozenge in der $z/H = 0,0$ -Ebene. Messunsicherheiten in Balkenform. Ergebnisse basieren auf LDA-Messungen.

in axialer Richtung gekennzeichnet. Demnach wurden zur Überprüfung des Vorliegens einer vollständig entwickelten Strömung die mittleren Geschwindigkeiten und die dazugehörigen statistischen Momente höherer Ordnung in zwei aufeinander folgenden Messbereichen an den um einen Rippenabstand p zueinander axial versetzten Positionen ermittelt und miteinander verglichen. Die Verteilungen der normierten mittleren Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$, der normierten axialen Reynolds-Normalspannungen $\langle u'^2 \rangle / u_m^2$ sowie der normierten Tripel-Geschwindigkeit-Korrelation $\langle u'^3 \rangle / u_m^3$ an den jeweiligen relativen Positionen innerhalb des Messbereichs zwischen 15ter und 16ter ($x/k = 5,0$) und innerhalb des Messbereichs zwischen 16ter und 17ter Rippe ($x/k = 14,0$) in der $z/H = 0,0$ -Ebene Rippe sind in Abbildung 2 zu sehen. Hierbei beschreibt der Operator $\langle \rangle$ den zeitlichen Mittelwert und der Operator $'$ steht für die Schwankung der instantanen Größen um ihren Mittelwert, d. h. $u' = u - \langle u \rangle$. Die Normierungsgeschwindigkeit u_m entspricht der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit, die innerhalb der Zeitspanne einer Messreihe je Messpunkt gemessen wurde. Wie man Abbildung 2 entnehmen kann, sind die Verteilungen näherungsweise kongruent, wobei – mit Ausnahme vereinzelter Messpunkte in Gebieten hoher wandnormaler Gradienten – die Abweichungen zueinander im Bereich der jeweiligen lokalen Messabweichung liegen. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Verteilungen lässt sich schlussfolgern, dass die räumliche Periodizität im gewählten Messbereich gegeben war. Dies stimmt mit früheren Arbeiten über die turbulente Strömung in Kanälen

mit anliegenden bzw. angehoben transversal orientierten Rippen ([18–20]) mit vergleichbaren Rippenparametern k/H und p/k und innerhalb ähnlicher Reynolds-Zahl-Bereiche ($2,0 \cdot 10^4 \leq Re_H \leq 1,0 \cdot 10^5$) überein, wonach man davon ausgehen konnte, dass sich eine vollständig entwickelte Strömung nach einer Einlaufänge von $\Delta x/H \geq 10$ innerhalb des berippten Kanalabschnitts entwickelt. Die Symmetrie des Strömungsfelds innerhalb des Messbereichs zur $z/H = 0,0$ -Ebene (=Kanalsymmetrieebene) wurde durch die in Abbildung 5a gezeigten Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen entlang der z -Achse an den Stellen $x/k = 4,0$ und $y/k = 1,3$ sowie $x/k = 4,0$ und $y/k = 5,0$ bestätigt, womit eine laterale Verzerrung des Strömungsfelds ausgeschlossen werden konnte.

3 Ergebnisse

Der Ursprung des in der Ergebnisdarstellung gewählten kartesischen Koordinatensystems liegt jeweils in der entsprechenden Messebene an der Rippenhinterseite und dem Kanalboden, wie in Abbildung 1b gezeigt. Die dargestellten Strömungsgrößen basieren in Abbildungen 3–Abbildungen 5 auf den LDA-Messungen und in Abbildung 6 auf den HWA-Messungen. Die Verteilungen der zeitlich gemittelten axialen ($\langle u \rangle$) und vertikalen ($\langle v \rangle$) Strömungsgeschwindigkeiten an unterschiedlichen axialen Positionen in den Ebenen $z/H = 0,0$ und $z/H = 0,25$ sind in Abbildungen 3 und 4 in normierter Form gezeigt. Die Änderungen in axialer Richtung der $\langle u \rangle$ bzw. $\langle v \rangle$ – Verteilungen sind

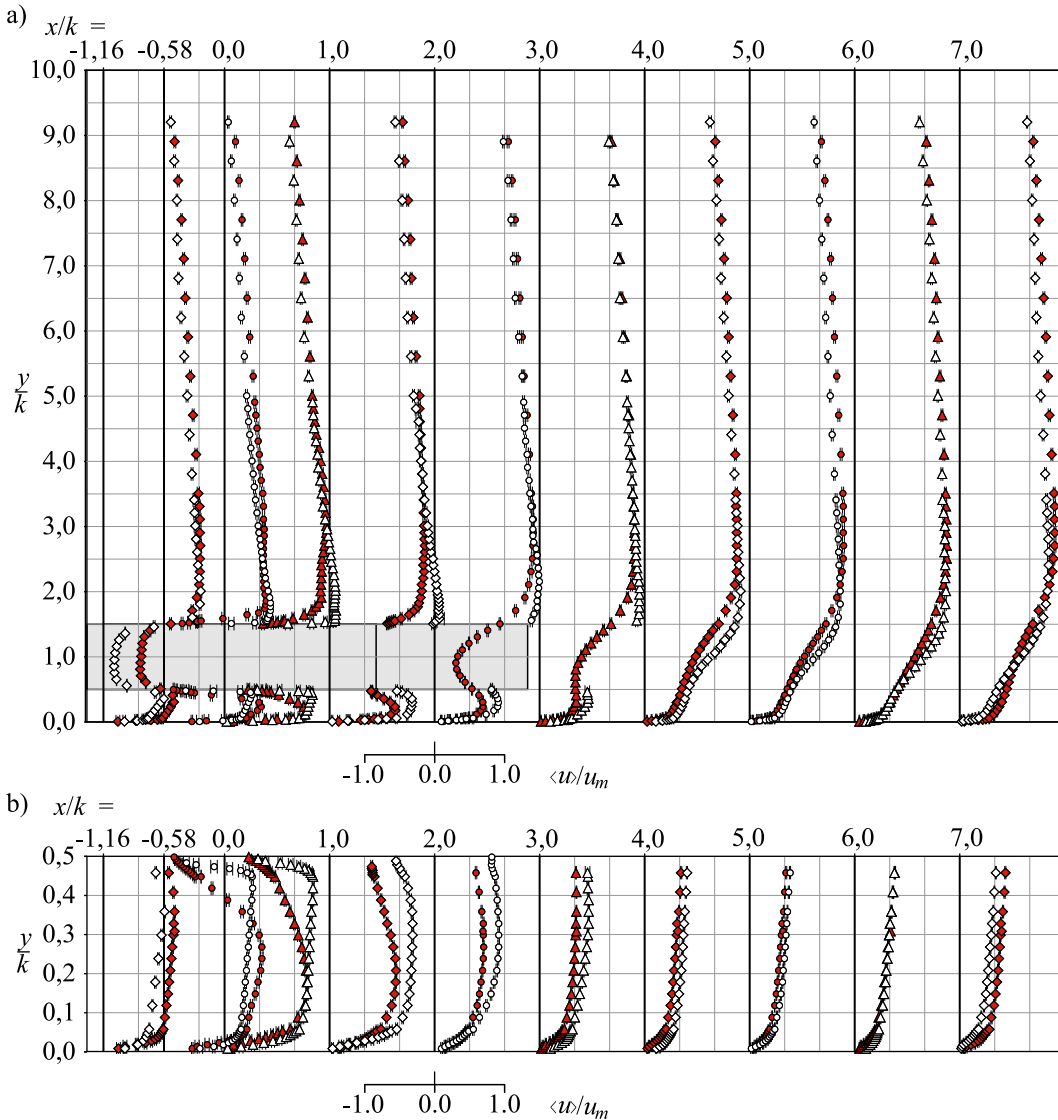


Abbildung 3: Verteilungen der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit $\langle w \rangle / u_m$ in der $\diamond \triangle z/H = 0,0$ -Ebene und in der $\blacklozenge \blacktriangle z/H = 0,25$ -Ebene. Messunsicherheiten in Balkenform. Der Übersicht halber sind in (a) nur 50% der Messpunkte dargestellt. Ergebnisse basieren auf LDA-Messungen.

in der jeweiligen Ebene für $y/k \geq 4,0$ bzw. $y/k \geq 5,0$ sehr gering. Das Strömungsbild wird entscheidend durch die angehobenen V-förmigen Rippen geprägt. Vor der luvseitigen Rippenoberfläche wird das wandnahe Fluid infolge der Verdrängung durch die Verblockung der Rippen beschleunigt ($x/k = -1,16$). Die höchste positive bzw. negative mittlere vertikale Geschwindigkeit liegt im Bereich der oberen bzw. unteren Rippenvorderkante. Die Fluidbeschleunigung führt zur Ausbildung von Scherschichten mit hohen Geschwindigkeitsgradienten entlang der Rippenober- und Rippenunterseite sowie entlang des unter der Rippe befindlichen Kanalbodens. Die Geschwindigkeitsgradienten der mittleren axialen Geschwindigkeit im Bereich

der Rippenoberflächen sind in der $z/H = 0,0$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,25$ -Ebene stets erhöht, was auf eine Zunahme des Fluidtransports durch die Entwicklung einer ausgeprägten Sekundärströmung zurückzuführen ist. Bei anliegenden V-förmigen Rippen induziert die zur Hauptströmungsrichtung orientierte Rippenanstellung eine laterale Geschwindigkeitskomponente. Hierbei strömt das Fluid von der Rippen spitze stromab- und seitwärts und intensiviert im Bereich der stromabwärtsgelegenen luvseitigen Rippenoberflächen die aufwärtsgerichtete Fluidbewegung, wodurch sich eine geometrieinduzierte Sekundärströmung ausbildet, deren zeitlich gemittelte Struktur durch zwei gegenläufige großflächige Wirbel mit axial orientierten Drehachsen dominiert wird [21]. Die in Abbildungen 4 und

5a gezeigten Verteilungen der normierten mittleren vertikalen Geschwindigkeit bestätigen ähnliche großskalige Wirbelstrukturen für den untersuchten Fall einer angehobenen V-förmigen Rippe im Kanalbereich oberhalb der Rippe. In der Kanalmitte ($z/H = 0,0$ -Ebene) strömt das Fluid abwärts, wohingegen die in Querrichtung abnehmende mittlere vertikale Geschwindigkeit auf eine aufwärtsgerichtete Strömung an den Kanalseitenwänden hindeutet. Die in Abbildung 4a und in Abbildung 5a erkennbaren Nulldurchgänge von $\langle v \rangle$ in der $z/H = 0,25$ -Ebene lassen darauf schließen, dass die Foki beider Wirbelstrukturen im Bereich der Kanalmittelachse ($H/2$) nahe der $z/H = 0,25$ -Ebene liegen. Wie man Abbildung 3b entnehmen kann, unterscheiden sich die mittleren axialen Geschwindigkeiten unterhalb der Rippe

in Querrichtung. Es lässt sich vermuten, dass sich innerhalb des Spalts und unterhalb der Rippe sowie im Nachlauf infolge des lateralen Fluidtransports durch die Rippenanstellung ebenfalls ein weiteres, aus entgegengesetzt drehenden Wirbeln bestehende, Sekundärströmungsfeld entwickelt, das im Nachlauf maßgeblich das rippennahe Strömungsfeld beeinflusst. Der zusätzliche vertikale Fluidtransport infolge der oberhalb der Rippe gelegenen Sekundärströmung in Richtung der Rippenober- und Rippenunterseite im Bereich der $z/H = 0,0$ -Ebene erhöht die axiale mittlere Geschwindigkeit und führt zu den ausgeprägten Geschwindigkeitsgradienten in Rippennähe. Die mittleren Geschwindigkeiten am Spaltaustritt sind gegenüber denen von angehobenen transversal orientierten geraden Rippen mit identischem

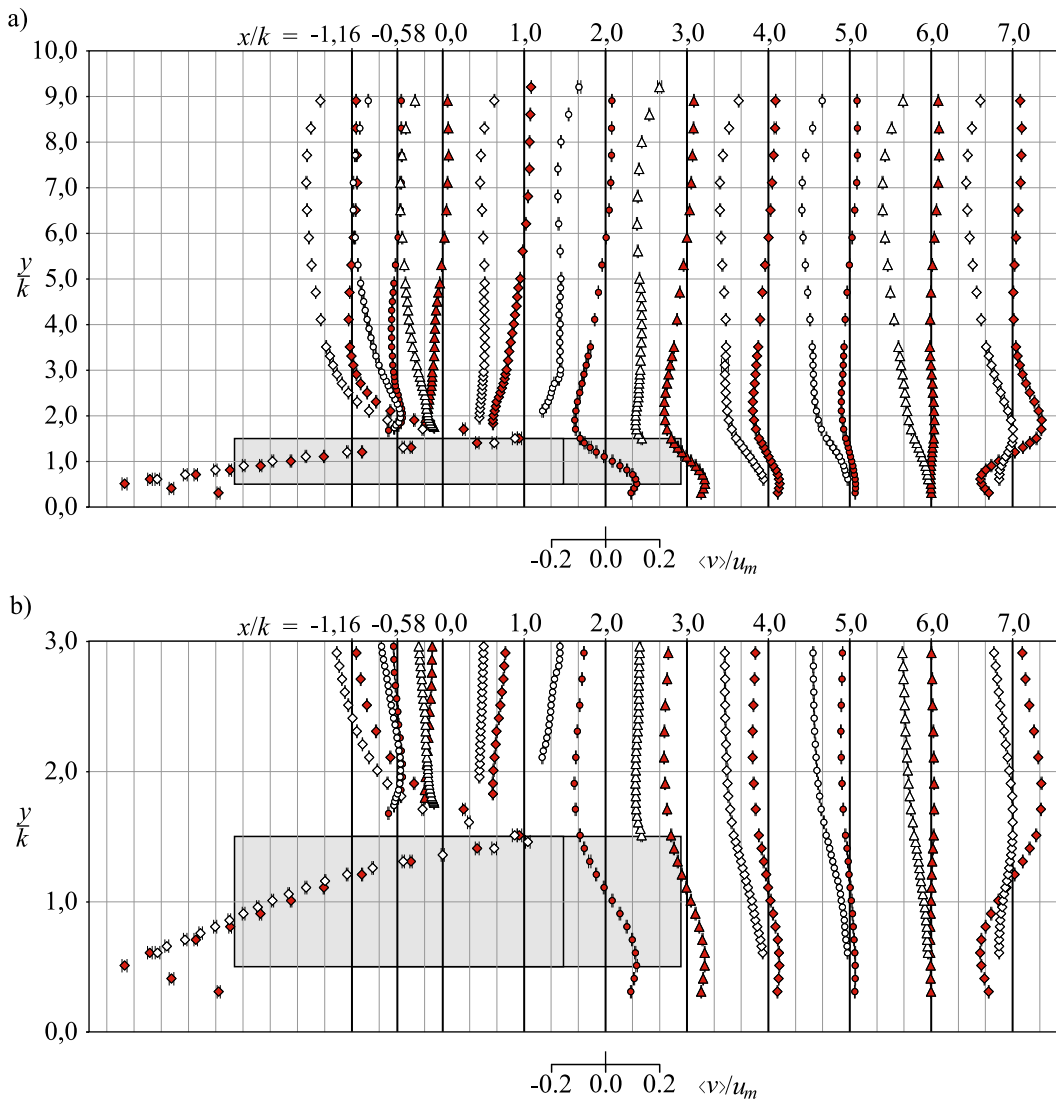


Abbildung 4: Verteilungen der normierten mittleren vertikalen Geschwindigkeit $\langle v \rangle / u_m$ in der $\diamond \circ z/H = 0,0$ -Ebene und in der $\blacklozenge \blacktriangle z/H = 0,25$ -Ebene. Messunsicherheiten in Balkenform. Der Übersicht halber sind nur 50% der Messpunkte dargestellt. Ergebnisse basieren auf LDA-Messungen.

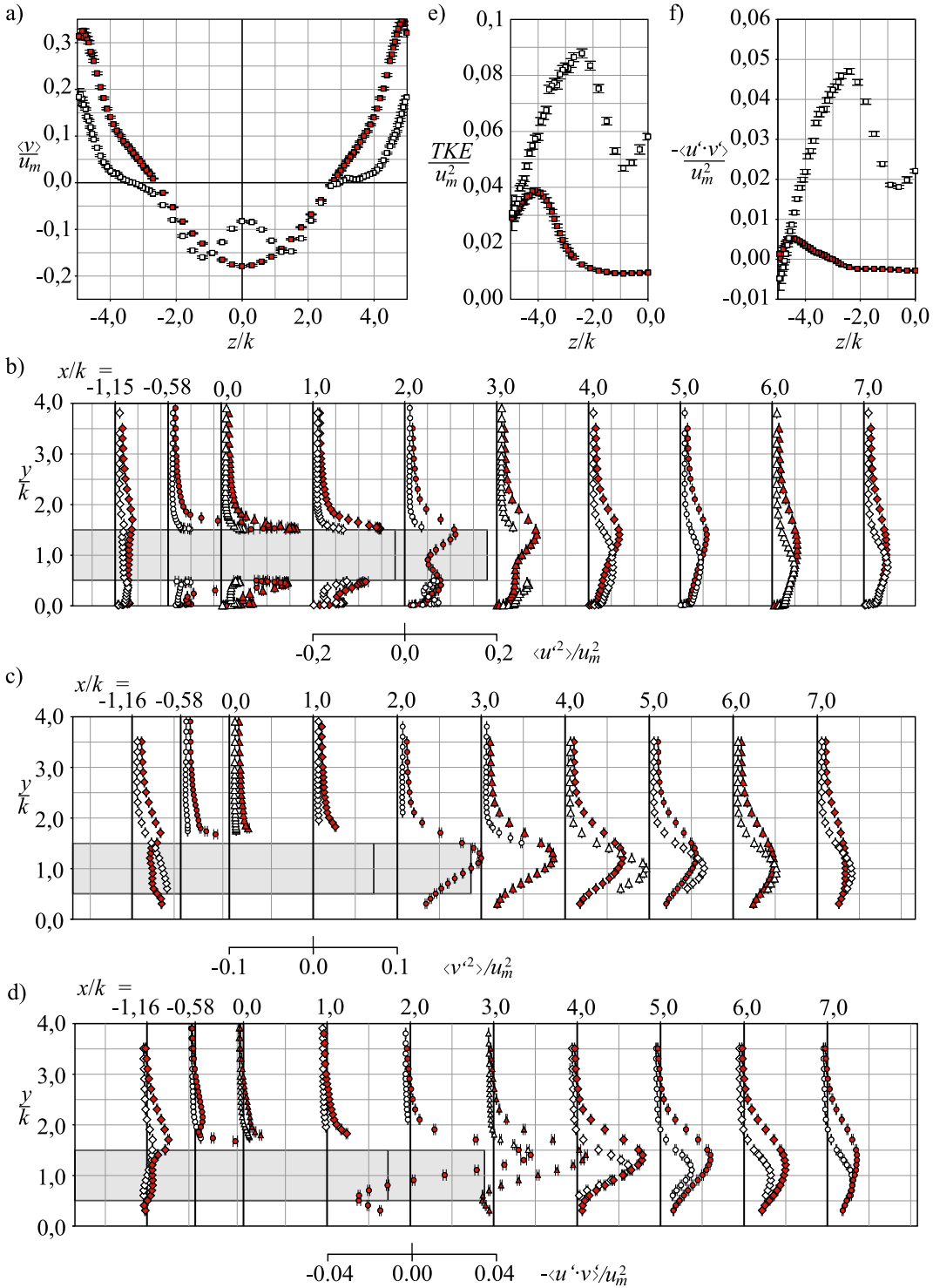


Abbildung 5: Verteilungen der normierten (a) mittleren vertikalen Geschwindigkeit $\langle v \rangle$, (e) turbulenten kinetischen Energie TKE/u_m^2 und (f) Reynolds-Scherspannung $-\langle u' \cdot v' \rangle/u_m^2$ entlang der z-Achse für \square $x/k = 4,0$; $y/k = 1,3$ und für \blacksquare $x/k = 4,0$; $y/k = 5,0$ sowie Verteilungen der normierten (b) axialen Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle/u_m^2$, (c) vertikalen Reynolds-Normalspannung $\langle v'^2 \rangle/u_m^2$ und (d) Reynolds-Scherspannung $-\langle u' \cdot v' \rangle/u_m^2$ in der \diamond $z/H = 0,0$ -Ebene und in der \blacklozenge $z/H = 0,25$ -Ebene. Messunsicherheiten in Balkenform. Der Übersicht halber sind in (b)–(d) nur 50% der Messpunkte dargestellt. Ergebnisse basieren auf LDA-Messungen.

Spalthöhe-Rippenhöhe-Verhältnis erhöht (vgl. [22]). An der oberen und unteren Hinterkante ($x/k = 0,0$; $y/k = 1,5$ und $0,5$) lösen die wandgebunden Scherschichten ab und gehen in zwei freie Scherschichten über, die sich stromabwärts unterschiedlich entwickeln. Zusätzlich zur geometrieinduzierten abwärts gerichteten Strömungsbewegung führt die Vergrößerung des Strömungsquerschnittes unmittelbar hinter der Rippe zu einer Abwärtsbewegung des Fluids oberhalb der Rippe, womit sich die weitere Zunahme der negativen Vertikalgeschwindigkeit im Bereich $1,5 \leq y/k \leq 3,0$ erklären lässt. Die vertikale Ausbreitung des Fluids, das aus dem Spalt unter der Rippe strömt, führt hingegen zu einem Anstieg der positiven Vertikalgeschwindigkeit im Nachlauf hinter dem Spalt. Die oberhalb der Rippe abwärts gerichtete und unterhalb der Rippe aufwärts gerichtete Strömung bewirken eine nahezu horizontale Ausbreitung der ablösenden Scherschichten. Aufgrund der entgegengesetzt gerichteten Fluidbewegung interagieren die freien Scherschichten weiter stromab. Das sich hinter der Rippe und zwischen den Scherschichten befindende Nachlauf- bzw. Rückströmgebiet ist lang gestreckt und gegenüber angehobenen transversal orientierten geraden Rippen in Einzelrippenkonfiguration schmaler [23, 24]. Infolge der Vermischung nehmen die positiven und negativen Vertikalgeschwindigkeiten ab, bevor sie vor der nachfolgenden Rippe erneut ansteigen ($x/k = 7,0$). Es wird vermutet, dass die Erhöhung der minimalen und maximalen Geschwindigkeiten in der $z/H = 0,25$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,0$ -Ebene aus einem zusätzlichen Fluidtransport infolge der Sekundärströmung resultiert. Das bei anliegenden Rippen vorliegende Rezirkulationsgebiet zwischen leeseitiger Rippenoberfläche und der unteren Kanalwand, das sich aufgrund der Wiederanlegung der an der oberen Rippenhinterkante abgelösten Scherschicht bildet [25], tritt für die angehobene V-förmige Rippe mit einem Spalthöhen-Rippenhöhen-verhältnis von $c/k = 0,5$ und einer Reynolds-Zahl von $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$ nicht auf. Die stets positive mittlere axiale Geschwindigkeit an der unteren Kanalwand lässt darauf schließen, dass zum einen kein permanentes Wiederanlegen der abgelösten Scherschichten auftritt und zum anderen keine weitere Strömungsablösung im wandnahen Nachlaufgebiet vorliegt, wie es bei angehobenen transversal orientierten geraden Rippen mit gleichem Spalthöhe-Rippenhöhe-Verhältnis der Fall ist [9]. Die Struktur der Sekundärströmung legt jedoch die Vermutung nahe, dass sich in der Nähe der Kanalseitenwände innerhalb des Rippenzwischenbereichs Staupunkt- und Rezirkulationsströmungen ausbilden können, die in thermischen Anwendungen unter Umständen zu lokalen Wärmeübertragungsminima führen würden.

In Abbildung 5b–e sind die normierten Verteilungen der turbulenten kinetischen Energie $TKE/u_m^2 = 1/2 \cdot (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle)/u_m^2$ sowie der Reynolds-Spannungen $\langle u'^2 \rangle/u_m^2$, $\langle v'^2 \rangle/u_m^2$ und $\langle u' \cdot v' \rangle/u_m^2$ in der $z/H = 0,0$ -Ebene und in der $z/H = 0,25$ -Ebene sowie entlang der z -Achse gezeigt. Mit Ausnahme des Wandbereichs der gegenüberliegenden Kanalwand bleiben die vertikalen Verteilungen in der jeweiligen Messebene oberhalb von $y/k = 3,5$ unverändert. Die Änderungen der Reynolds-Spannungen sind ähnlich wie bei anliegenden V-förmigen Rippen [25] und im Gegensatz zu anliegenden transversal orientierten geraden Rippen [20] auf den rippennahen Wandbereich ($y/k < 2,0$) beschränkt. Die axiale Reynolds-Normalspannung und die Reynolds-Scherspannung sind innerhalb der rippeninduzierten Scherschichten merklich erhöht, während die vertikale Reynolds-Normalspannung im Nachlaufgebiet hinter der Rippe ansteigt. Die höchsten vertikalen Reynolds-Spannungen innerhalb des Nachlaufgebiets liegen in der $z/H = 0,0$ -Ebene im Bereich $0,0 < x/k \leq 4,0$ und in der $z/H = 0,25$ -Ebene im Bereich $0,0 < x/k \leq 2,0$. Der eingeschränkte Messbereich erlaubt jedoch keine weitere Konkretisierung. Im Bereich der anliegenden Scherschichten oberhalb und unterhalb der Rippe stigt die axiale Reynolds-Normalspannung infolge der mittleren Geschwindigkeitsgradienten erheblich an. Die lokalen Maxima der axialen Reynolds-Normalspannung in unmittelbarer Nähe zur Ober- und Unterseite der Rippe ($x/k = -0,58; 0,0$) sind von vergleichbarer Größe und größer als die lokalen Maxima an der unteren Kanalwand. Die globalen Maxima der axialen Reynolds-Normalspannung treten in den Scherschichten während der forminduzierten Ablösung an den Rippenhinterkanten auf. Anhand der Messdaten lässt sich nicht erkennen, warum die axiale Reynolds-Normalspannung im Spalt in der $z/H = 0,25$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,0$ -Ebene erhöht ist. Man kann jedoch davon ausgehen, dass der Anstieg auf den Einfluss der lateralen Fluidbewegung zurückzuführen ist, welche in der $z/H = 0,0$ -Ebene aus Symmetriegründen nur einen kleinen Anteil an der Zunahme der axialen Reynolds-Normalspannung ausmacht. Die Dreidimensionalität des Strömungsfelds führt auch in der Nachlaufströmung zu unterschiedlichen Reynolds-Spannungs-Verteilungen in Querrichtung. In der Nachlaufströmung koinzidiert die Lage der lokalen Maxima von axialer Reynolds-Normalspannung in beiden Messebenen mit der Lage der Wendepunkte der primären Geschwindigkeitsscherung $\partial \langle u \rangle / \partial y$ (Abbildung 3a) und den lokalen Maxima der Reynolds-Scherspannung (Abbildung 5d), während die lokalen Maxima von

vertikalen Reynolds-Normalspannung mit den Wendepunkten der $\partial\langle v \rangle/\partial y$ -Verteilung (Abbildung 4) zusammenfallen. Infolge der Interaktion der an den Rippenhinterkanten ablösende Scherschichten verringert sich die Reynolds-Normalspannung stromab. Hinter der Rippe im Bereich $x/k > 3,0$ liegt nur noch ein lokales Maximum von $\langle u'^2 \rangle/u_m^2$ je axialer Position vor. Aus den Verteilungen der axialen mittleren Geschwindigkeit in den beiden Messebenen in Abbildung 3a lässt sich entnehmen, dass die an der unteren Rippenhinterkante ablösende Scherschicht stromab weniger stark ausgebildet ist als die an der oberen Rippenhinterkante ablösende Scherschicht, wodurch die lokalen Maxima der axialen Reynolds-Normalspannung für $x/k > 3,0$ oberhalb der Rippenmittellachse auftreten. Darüber hinaus zeigt sich, dass die Wandabstände der lokalen Maxima der Reynolds-Normalspannungen in Querrichtung zunehmen. Die an der oberen Rippenhinterkante ablösende Scherschicht entwickelt sich infolge der lateral variierenden vertikalen Fluidbewegung aufgrund des Sekundärströmungsfelds oberhalb der Rippe in unterschiedlicher Weise stromabwärts. Die mittlere vertikale Strömungsgeschwindigkeit ist in der $z/H = 0,25$ -Ebene gegenüber der $z/H = 0,0$ -Ebene erhöht (Abbildung 4), wodurch sich die Scherschichten stromabwärts verschiedentlich ausbilden und sich die Konfiguration der Nachlaufströmung ändert und demnach die Reynolds-Spannungen in Querrichtung variieren. Wie Abbildung 5a zu entnehmen ist, steigt die vertikale mittlere Geschwindigkeit in Querrichtung sogar soweit an, dass von einer aufwärtsgerichteten Ausbreitung der abgelösten Scherschichten im Bereich der Kanalwand auszugehen ist. Die Annahme einer sich lateral unterscheidenden Ausbildung der abgelösten Scherschichten spiegelt sich auch in der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie und der Reynolds-Scherspannungen in Abbildung 5e und f wieder.

Die spektrale Leistungsdichte der axialen Strömungsgeschwindigkeit wurde durch ein Fast Fourier Transformation ermittelt. Für die Minimierung des Leakage-Effekts wurden die endlichen Zeitsequenzen der HWA-Geschwindigkeitsdaten mit einem Hann-Fenster multipliziert und die Varianz des Leistungsdichtespektrums konnte anhand einer Blockmittelung mit insgesamt 182 Blöcken bei einer 50% Blocküberlappung reduziert werden. In Abbildung 6 ist das Leistungsdichtespektrum $S(f^*)$ über der dimensionslosen Frequenz $f^* = f \cdot k/u_B$ (mit der Frequenz f) an verschiedenen Messpunkten im Bereich $1,0 \leq x/k \leq 7,0$ in der $z/H = 0,0$ -Ebene dargestellt. Die Verteilungen zeigen kein für die periodische

Wirbelablösung an angehobenen transversal orientierten geraden Rippen in Einzelkonfiguration charakteristisches Amplitudenmaximum bei einer dimensionslosen Frequenz von $f^* \approx 0,14$ [23, 26, 27]. Hingegen traten signifikante Anstiege der Leistungsdichtespektren bei weit höheren, untereinander vergleichbaren Frequenzen von $0,34 \leq f^* \leq 0,36$ an unterschiedlichen Positionen in der Nachlaufströmung auf. In Abbildung 6e ist der Bereich, innerhalb dessen signifikante Anstiege der Leistungsdichtespektren bei einer dimensionslosen Frequenzen im Bereich von $0,34 \leq f^* \leq 0,36$ auftraten, skizziert. An der Position $x/k = 1,0$ liegen die spektralen Leistungsdichtespitzen in den Gebieten der an den oberen und unteren Hinterkanten ablösenden Scherschichten. Weiter stromab, an den Positionen $x/k = 3,0$ und $5,0$, dehnt sich der Bereich von der unteren Kanalwand bei $y/k = 0,05$ bis zu $y/k = 2,4$ aus, während vor der nachfolgenden Rippe an Position $x/k = 7,0$ die spektralen Leistungsdichtehöchstwerte nur noch in unmittelbarer Wandnähe auftreten. Die räumliche Verteilung der Anstiege der Leistungsdichtespektren deutet auf einen periodischen Strömungsvorgang hin, der mit dem Ablösevorgang der Scherschichten auftritt und sich bei der Interaktion von unterer und oberer Scherschicht im Nachlauf zwischen den Rippen fortsetzt. Mit dem Erreichen der nachfolgenden Rippe klingt dieser im Bereich der oberen Rippenvorderkante ab, persistiert jedoch bis in den wandnahen Bereich vor der unteren Rippenvorderkante. Die gegenüber transversal orientierten Rippen in Einzelkonfiguration beachtlich erhöhte Frequenz des periodischen Strömungsvorgangs ist die Auswirkung der hohen Dreidimensionalität des Strömungsfeldes und der Rippenreihenkonfiguration. Es lässt sich vermuten, dass es zu einem Interferenzphänomen als Folge der Wechselwirkung zwischen stromauf abgelösten und stromab ablösenden Strömungsstrukturen kommt. So könnte es beispielweise sein, dass die an den Rippenhinterkanten abgelösten Scherschichten und daraus hervorgehenden Wirbelstrukturen infolge der hohen mittleren advektiven Transportgeschwindigkeit bis zur stromabwärts liegenden Rippe transportiert werden. Hier interagieren Sie mit dem dort herrschenden Strömungsfeld, wodurch es zu einer hochfrequenten Strömungsablösungen an den Rippenvorderkanten kommt. Durch die vom Sekundärströmungsfeld induzierten hohen vertikalen mittleren Strömungsgeschwindigkeit bewegen sich die an der oberen Rippenvorderkante ablösenden Strömungsstrukturen nicht wie bei transversal orientierten Rippen in Richtung der Kanalmitte, sondern stoßen den an der Rippenhinterkante stattfindenden Ablöseprozess an. In diesem

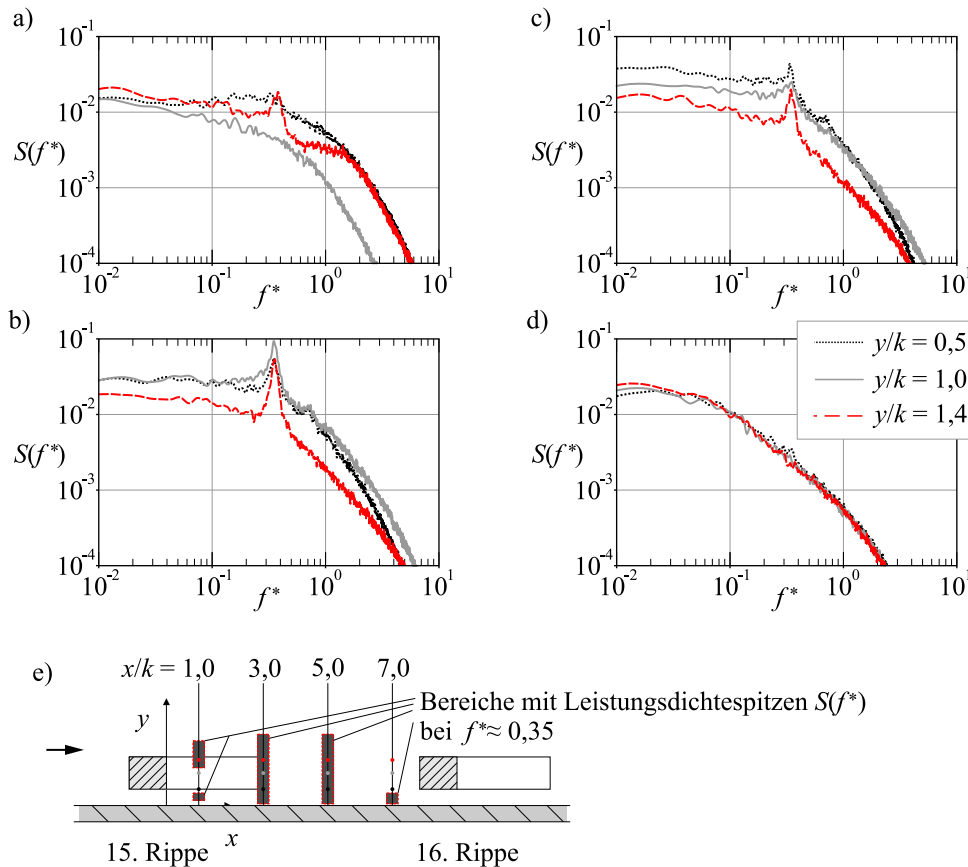


Abbildung 6: Verteilungen der Leistungsdichtespektrumfunktion $S(f^*)$ über die dimensionslose Frequenz f^* an den axialen Positionen (a) $x/k = 1,0$, (b) $x/k = 3,0$, (c) $x/k = 5,0$ sowie (d) $x/k = 7,0$ und dem Wandabstand \blacksquare $y/k = 0,5$, \blacksquare $y/k = 1,0$ und \blacksquare $y/k = 1,4$. Bereiche innerhalb der signifikante Anstiege der Leistungsdichtespektren bei einer dimensionslosen Frequenzen von $0,34 \leq f^* \leq 0,36$ auftreten und Lage der Messpunkte aus (a)–(d). Ergebnisse basieren auf HWA-Messungen.

Fall wäre der vergleichsweise hochfrequent ablaufende periodische Strömungsvorgang im Rippennachlauf das Resultat der begrenzten räumlichen Ausbreitung der an der Rippenvorderkante ablösenden Strömungsstrukturen.

4 Zusammenfassung

Die vorgestellten Ergebnisse liefern erste Einblicke in das turbulente Strömungsfeld in einem einseitig mit angehobenen V-förmigen Rippen strukturierten Kanal bei einer Reynolds-Zahl von $Re_H = 5,0 \cdot 10^4$. Die gemessenen mittleren Geschwindigkeitsverläufe und Reynolds-Spannungs-Verläufe deuten auf eine ausgeprägte Dreidimensionalität des Strömungsfeldes mit beachtlichen Vertikal- und Lateralgeschwindigkeiten hin. Im Strömungsbereich oberhalb der Rippe bildet sich eine rippeninduzierte Sekundärströmung aus, deren zur Kanalmittelebene symmetrische zeitlich gemittelte Struktur durch zwei gegenläufige großflächige Wirbel

mit axial orientierten Drehachsen dominiert wird und deren Foki in der Nähe von $y/k = 5,0$ und $z/H = \pm 0,25$ liegen. Der zusätzliche vertikale und laterale Fluidtransport führt zu Änderungen der Verteilungen der statistischen Momente in Querrichtung und unterscheidet sich gegenüber angehobenen transversal orientierten Rippen. So führt beispielsweise die unterschiedliche Entwicklung der an den Rippenhinterkanten ablösenden Scherschichten infolge des durch die Rippenanstellung induzierten vertikalen Fluidtransports zu Änderungen der Reynolds-Normalspannungen in Querrichtung, wobei die Maxima in Richtung der Kanalseitenwände zunächst ansteigen. Unter der Rippe bildet sich eine Spaltströmung aus, deren Geschwindigkeitsprofile hohe Gradienten aufweisen. In den vorliegenden Reynolds-Spannungs-Verteilungen deutet vieles darauf hin, dass die Entwicklung der dreidimensionalen Sekundärströmung nicht auf das Gebiet oberhalb der Rippe begrenzt ist, sondern sich unterhalb der Rippe ebenfalls dreidimensionale Strömungsstrukturen ausbilden,

deren lateraler Fluidtransport maßgeblich das Strömungsgeschehen beeinflusst und zu Änderungen der Reynolds-Spannungen in Querrichtung führt. Anhand von spektralen Leistungsdichteverteilungen zeigte sich, dass die Nachlaufströmung durch einen beim Ablösevorgang der Scherschichten einsetzenden instationären periodischen Strömungsvorgang bestimmt wird. Es ist anzunehmen, dass dies der hohen Dreidimensionalität des Strömungsfelds sowie der Rippenreihenkonfiguration geschuldet ist, und auf einer Interaktion zwischen stromauf abgelösten und stromab ablösenden Strömungsstrukturen beruht.

Im Falle von beheizten Kanalwänden von Wärmetauschern würde der Einsatz der untersuchten V-förmigen angehobenen Rippen zu Verbesserungen des Wärmeübertragungsvorgangs gegenüber transversal orientierten geraden Rippen oder V-förmigen anliegenden Rippenstrukturen führen. Durch das Verhindern von Rezirkulationsströmungen und Staupunkten in Wandnähe als Folge der Vermeidung eines permanenten Wiederanlegens der an der Rippenoberkante abgelösten Scherschicht würde die konvektive Wärmeübertragung homogenisiert und lokale Temperaturdifferenzen reduziert werden. Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass der die Nachlaufströmung bestimmende instationäre periodische Strömungsvorgang einen hohen Grad an konvektiver sowie turbulenter Durchmischung innerhalb des Rippenzwischenbereichs bewirkt, während es durch die rippeninduzierten ausgeprägten mittleren vertikalen Geschwindigkeiten zu einem intensiven mittleren advektiven Transport zwischen Kanalkernströmung und wandnahe Strömungsbereich kommt. Je nach thermischer Betriebsart würde die erzielte verbesserte Wärmeübertragung zu einer beschleunigten Änderung der adiabaten Mischungstemperatur oder zu einer Reduktion der Materialtemperatur und der Materialtemperaturgradienten in den verwendeten Komponenten führen, wodurch sich die Wärmeübertragungsfläche reduzieren, der thermische Anlagenwirkungsgrad verbessern, die Komponentenlebensdauer verlängern und die Lastflexibilität steigern lassen könnte.

Author contributions: Alle Autoren haben die Verantwortung für den gesamten Inhalt des eingereichten Manuskripts übernommen und der Einreichung zugestimmt.

Research funding: Die Autoren bedanken sich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung der Arbeiten im Rahmen des DFG-Projekts RU 2264/2-1.

Conflict of interest statement: Alle Autoren erklären, dass sie keine Interessenskonflikte haben.

References

- [1] J. C. Han, "Recent studies in turbine blade cooling," *Int. J. Rotating Mach.*, vol. 10, no. 6, pp. 443–457, 2004.
- [2] G. Tanda, "Performance of solar air heater ducts with different types of ribs on the absorber plate," *Energy*, vol. 36, no. 11, pp. 6651–6660, 2011.
- [3] S. Ruck, F. Arbeiter, B. Brenneis, F. Hernandez, H. Neuberger, and F. Schwab, "Thermal-hydraulic study on rib and dimple structures for cooling the First Wall of DEMO," *Fusion Eng. Des.*, vol. 146, pp. 2144–2148, 2019.
- [4] T. M. Liou, C. C. Chen, and T. W. Tsai, "Heat transfer and fluid flow in a square duct with 12 different shaped vortex generators," *J. Heat Transfer*, vol. 122, no. 2, pp. 327–335, 2000.
- [5] S. Ruck and F. Arbeiter, "Detached eddy simulation of turbulent flow and heat transfer in cooling channels roughened by variously shaped ribs on one wall," *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 118, pp. 388–401, 2018.
- [6] E. Marumo, K. Suzuki, and T. Sato, "Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder," *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 6, no. 4, pp. 241–248, 1985.
- [7] M. Yao, M. Nakatani, and K. Suzuki, "Flow visualization and heat transfer experiments in a duct with a staggered array of cylinders," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 2, no. 2, pp. 193–200, 1989.
- [8] T. M. Liou, W. B. Wang, and Y. J. Chang, "Holographic interferometry study of spatially periodic heat transfer in a channel with ribs detached from one wall," *J. Heat Transfer*, vol. 117, no. 1, pp. 32–39, 1995.
- [9] J. Ahn and J. S. Lee, "Large eddy simulation of flow and heat transfer in a channel with a detached rib array," *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 53, no. 1, pp. 445–452, 2010.
- [10] C. He, Y. Liu, D. Peng, and S. Yavuzkurt, "Measurement of flow structures and heat transfer behind a wall-proximity square rib using TSP, PIV and split-fiber film," *Exp. Fluids*, vol. 57, no. 165, pp. 1–18, 2016.
- [11] VDI, *VDI Heat Atlas*, 2nd ed. Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 2010.
- [12] Topas GmbH, *Atomizer Aerosol Generator ATM 210 Product Sheet*, Dresden, Germany, Topas GmbH, 2019.
- [13] L. Benedict and R. Gould, "Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics," *Exp. Fluids*, vol. 22, pp. 129–136, 1996.
- [14] W. K. George, P. D. Beuther, and J. L. Lumley, "Processing of random signals," in *Proceedings of the Dynamic Flow Conference 1978 on Dynamic Measurements in Unsteady Flows*, B. W. Hansen, Ed., 1978, pp. 757–800.
- [15] H. Tennekes and J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*, Cambridge, Massachusetts, London, MIT Press, 1972.
- [16] F. E. Jørgensen, *How to Measure Turbulence with Hot-Wire Anemometers — A Practical Guide*, Dantec Dynamics, Skovlunde, Denmark, 2002.
- [17] F. Durst and E. Zanoun, "Experimental investigation of near-wall effects on hot-wire measurements," *Exp. Fluids*, vol. 33, pp. 210–218, 2002.
- [18] E. A. Sewall and D. K. Tafti, "Large eddy simulation of the developing region of a stationary ribbed internal turbine blade cooling channel," in *Volume 3: Turbo Expo 2004 of Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, Vienna, Austria, ASME: The American Society of Mechanical Engineers, pp. 735–747, 2004.

- [19] T. M. Liou, C. P. Yang, and H. L. Lee, “LDV measurements of spatially periodic flows over a detached solid-rib array,” *J. Fluids Eng.*, vol. 119, no. 2, pp. 383–389, 1997.
- [20] 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*, vol. 62, p. 232, 2021.
- [21] X. Fang, Z. Yang, B. C. Wang, M. F. Tachie, and D. J. Bergstrom, “Highly-disturbed turbulent flow in a square channel with v-shaped ribs on one wall,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 56, pp. 182–197, 2015.
- [22] S. Addai, X. Fang, A. A. Mante, and M. F. Tachie, “The wake Dynamics behind a near-wall square cylinder,” *J. Fluids Eng.*, vol. 144, no. 5, p. 051305, 2022.
- [23] X. K. Wang and S. K. Tan, “Comparison of flow patterns in the near wake of a circular cylinder and a square cylinder placed near a plane wall,” *Ocean Eng.*, vol. 35, no. 5, pp. 458–472, 2008.
- [24] P. K. Panigrahi, “PIV investigation of flow behind surface mounted detached square cylinder,” *J. Fluids Eng.*, vol. 131, no. 1, p. 011202, 2009.
- [25] X. Fang, Z. Yang, B. C. Wang, M. F. Tachie, and D. J. Bergstrom, “Large-eddy simulation of turbulent flow and structures in a square duct roughened with perpendicular and v-shaped ribs,” *Phys. Fluids*, vol. 29, no. 6, p. 065110, 2017.
- [26] Y. Park, Y. Cho, and C. Lee, “Vortex shedding around a square cylinder near a wall,” in *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, USA, 2001.
- [27] G. Bosch, M. Kappler, and W. Rodi, “Experiments on the flow past a square cylinder placed near a wall,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 13, no. 3, pp. 292–305, 1996.

Bionotes



Sebastian Ruck

Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland
sebastian.ruck@kit.edu
<https://orcid.org/0000-0003-3196-9714>

Sebastian Ruck is head of the group Thermal Hydraulics, System Dynamics and Safety 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. Currently, Dr.-Ing. Ruck is working on the design of efficient cooling components for high heat flux applications in the thermal energy environment.



Frederik Arbeiter

Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland
<https://orcid.org/0000-0002-9853-2704>

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.



Leon Digel

Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Eggenstein-Leopoldshafen, Deutschland

Leon Digel was a master student at the Institute for Neutron Physics and Reactor Technology, Karlsruhe Institute of Technology. He investigated the flow topology of detached ribs in square channels by laser-Doppler-anemometry and hot wire measurement technique. Currently, he is working for the Bundeswehr in the field of aerospace engineering and project management.