Fachtagung "Experimentelle Strömungsmechanik"
7.–9. September 2021, Bremen

LDA-Messungen in einem einseitig berippten Kanal bei Reynolds-Zahlen von Re ≥ 50 000

LDA Measurements in a one-sided rib-roughened channel at Reynolds numbers of Re ≥ 50 000

Sebastian Ruck, Frederik Arbeiter, Torben Petri, Georg Schlindwein
Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (INR)
Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen

Turbulente Scherströmung, strukturierte Oberflächen, Kanalströmung
Turbulent shear flows, structured surfaces, channel flow

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse von LDA-Geschwindigkeitsmessungen in einem einseitig mit transversalen Rippen strukturierten quadratischen Kanal für Strömungen mit Reynolds-Zahlen von $Re_H = 5{,}0 \cdot 10^4$, $1{,}0 \cdot 10^5$ und $1{,}5 \cdot 10^5$ vorgestellt. Das Rippenhöhen-Rippenabstand-Verhältnis war 9 und die Verblockungsrate betrug 6,7%. Es werden mittlere Geschwindigkeitsverläufe, Reynolds-Spannungsverteilungen sowie Transportgeschwindigkeiten der turbulenten kinetischen Energie präsentiert. Die Ergebnisse zeigen, dass im Bereich der Rippen die turbulente Diffusion wesentlich zur Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie beiträgt. Maxima des turbulenten Transports koinzidieren mit instationären Strömungsbewegungen. Sweep-Vorgänge sind in den Rippenzwischenbereichen dominant, während Burst-Vorgänge die turbulenten Transportprozesse an der Rippenvorder- und Rippenhinterkante maßgeblich beeinflussen. Neben der Identifizierung von turbulenten Transportphänomenen, die an der Fluidmischung und demnach auch an der konvektiven Wärmeübertragung in Rippennähe beteiligt sind, wurden die Messergebnisse für die Erstellung einer Datenbank genutzt, die eine Validierung numerischer Simulationsmethoden zur (thermo-)fluiddynamischen Auslegung von rippenähnlichen Oberflächenstrukturen für turbulente (thermischen) Innenströmungen in Kühlkanälen bei anwendungstypischen Reynolds-Zahlen ermöglicht.

Einleitung

Der Einsatz von Oberflächenstrukturen zur Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung ist eine bewährte Methode um hohe Wärmestromdichten und hohe Arbeitsfluidtemperaturen unter Einhaltung materialspezifischer Maximaltemperaturen in Wärmetauschern und energietechnischen Anlagenkomponenten wie beispielsweise bei luftgekühlten Gasturbinenschaufeln (Han 2004), Solarreceivern (Hans et al. 2010) oder gasgekühlten Hochtemperatur-Reaktorbauteilen (Ruck et al. 2019) zu ermöglichen. Je nach thermischer Betriebsart der Komponente führt eine verbesserte Wärmeübertragung zu einer beschleunigten Änderung der adiabaten Mischungstemperatur oder zu einer Reduktion der Komponentenmaterialtemperatur und Materialtemperaturgradienten. Es lässt sich somit die Wärmeübertragungsfläche reduzieren, der thermische Anlagenwirkungsgrad verbessern, die Komponentenlebensdauer verlängern oder

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

die Lastflexibilität steigern. Rippenstrukturen zeichnen sich gegenüber anderen Oberflächenstrukturierungen durch eine sehr große Wärmeübertragungserhöhung aus (Ligrani et al. 2003), wodurch sich ihr Einsatz insbesondere für eine effektive Kühlung von thermisch hochbelasteten Komponentenwänden eignet. Die Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung basiert auf turbulenten und konvektiven Strömungsvorgängen innerhalb des oberflächennahen Strömungsbereichs. Je nach Rippenkonfiguration wird die oberflächennahe Strömungstopologie in unterschiedlicher Weise durch instationäre Wirbelablösevorgänge, freie Scherschichtströmungen im Nachlauf der Oberflächenstrukturen und Rezirkulationsströmungen bestimmt, sowie über das Gesamtströmungsfeld großskalige Sekundärströmungen induziert. Mit Hilfe einer geeigneten Rippenform und –konfiguration lassen sich Bereiche mit vermindertem Impuls- und Energietransport minieren und die Oberflächentemperaturverteilung homogenisieren (Ruck und Arbeiter 2018) sowie das Verhältnis von Wärmeübertragung zur benötigten Pumpleistung trotz zusätzlicher Druck- und Reibungsverlusten optimieren (Liou und Hwang 1992). Zur Auslegung von Oberflächenstrukturen und Rippen für den Einsatz in Wärmetauschern zur Steigerung der konvektiven Wärmeübertragung werden immer häufiger skalenauflösende Strömungssimulationen, hybride RANS/LES-Ansätze sowie RANS mit Turbulenzmodellen höherer Ordnung verwendet, die eine simultane Berechnung der turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturfelder ermöglichen sollen. Je nach numerischem Ansatz, Turbulenz- bzw. Kleinskalen-Modell, Rechenraumkonfiguration und Randbedingungen variieren die Ergebnisse derartiger Simulationsmethoden bei der Berechnung von Strömungen in der Nähe von Wänden mit rippenähnlichen Oberflächenstrukturen. Darüber zeigen vereinzelte Studien, dass Standard-Turbulenzmodelle auf Basis von Wirbelviskositätsmodellen und der Reynolds-Analogie nicht in der Lage sind, die turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturfelder hinreichend genau zu berechnen (Iacovides and Raisee 1999, Ooi et al. 2002, Sleiti und Kapat 2006, Ikeda and Durbin 2007, Marocco und Franco 2017). Dementsprechend bedarf die Anwendung von Computational Fluid Dynamics (CFD) als Designwerkzeug für rippenähnliche Oberflächenstrukturen einer ausgiebigen Validierung. Bis heute liegt eine umfassende Datenbasis für turbulente Strömungen in berippten Kanälen bei anwendungstypischen Reynolds-Zahlen von der Größenordnung $O(10^4)$ und $O(10^5)$, die detaillierte Einblicke in die ablaufenden Strömungsphänomen gewährt und somit eine Bewertung oder Verbesserung numerischer Simulationsmethoden ermöglicht, nur rudimentär vor.

Im Rahmen der vorliegenden Veröffentlichung wird der Gaskreislauf und die dazugehörige Teststrecke beschrieben, anhand derer laseroptische Geschwindigkeitsmessungen und Druckverlustmessungen in einem transversalen mit Rippen einseitig strukturierten Kanal für Strömungen mit Reynolds-Zahlen von der Größenordnung $O(10^4)$ und $O(10^5)$ durchgeführt werden können. Darüber hinaus werden Ergebnisse von LDA-Geschwindigkeitsmessungen für transversale Rippen mit einem Rippenhöhen-Rippenabstand-Verhältnis von 9 und einer Verblockungsrate von 6,7% bei Reynolds-Zahlen von $Re_H = 5{,}0\cdot10^4$, $1{,}0\cdot10^5$ und $1{,}5\cdot10^5$ vorgestellt.

Experimenteller Aufbau

Versuchsanlage

Für die experimentelle Untersuchung der Strömung mittels laseroptischer Geschwindigkeitsmessungen und Druckverlustmessungen in strukturierten Kanälen wurde der in Abb. 1 a gezeigte Gaskreislauf mit der dazugehörigen Teststrecke entwickelt. Der Gaskreislauf bestand aus einem DN80 Rohrleitungssystem, vier frequenzgeregelten Seitenkanalverdichtern mit dahinter installierten wassergekühlten Wärmetauschern, Zyklon-Partikelabscheider, verschiedenen Druck-, Temperatur- und Massenstrommessinstrumenten, Strömungsgleichrichter sowie der Teststrecke mit einer davor installierten Einlaufstrecke.

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry

GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

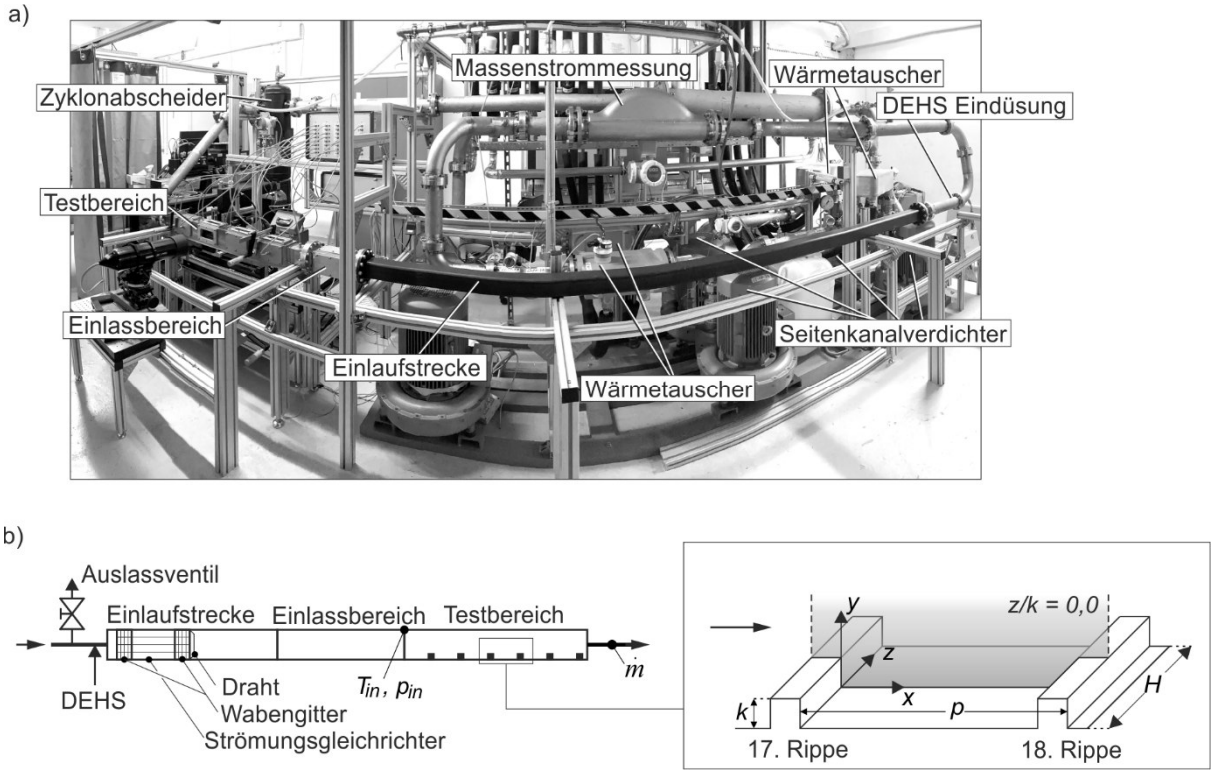

Abb. 1: a) Versuchsaufbau und b) schematische Darstellung der Test- und Einlaufstrecke sowie Nomenklatur des Messbereichs und Festlegung des Koordinatenursprungs für die Ergebnisdarstellung.

Die Test- und Einlaufstrecke besaßen einen quadratischen Innenquerschnitt mit einer Höhe und Breite von H = 60 mm. Abb. 1 b zeigt den schematischen Aufbau. 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 ein 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 = 36 mm. Die Verblockungsrate betrug k/H = 6,7%.

Der Luftmassenstrom wurde durch vier frequenzgeregelte 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. Die Temperatur T_{in} wurde am Einlass der Teststrecke mittels Omega PT100 Temperatursonde und der Massenstrom $\dot{m}$ wurde hinter der Teststrecke mit einem Endress & Hauser 80/F80 Coriolis Flow Meter gemessen, während die dynamische Viskosität der Luft durch ein Polynom 4. Ordnung bestimmt wurde (VDI 2013). Der Druck p_{in} unmittelbar vor der Teststrecke wurde von einem Labom Pascal CS Absolutdrucksensor gemessen. Alle Signale wurden über eine National Instruments cRIO-Schnittstelle vom Messrechner erfasst.

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

Instrumentierung

1D- bzw. 2D-Strömungsgeschwindigkeiten wurden 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. Es wurde eine 60 Ø mm 2D optische Sonde mit einer Brennweite von f = 160 mm verwendet. Die Durchmesser und Längen der Messvolumina betrugen 78 µm und 658 (*u*, *x*) µm sowie 74 µm und 625 µm (*v*, *y*). 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. Als Tracerpartikel dienten ein Aerosol aus Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS), das durch einen Topas ATM 210/H Aerosol-Generator (mittlere Partikeldurchmesser 0,15-0,2 µm) in den Gaskreislauf eingedüst wurde. Mit Hilfe eines manuellen Auslassventils ließ sich der Druckanstieg infolge des Aerosoleintrag nivellieren, um weiterhin einen konstanten Massenstrom zu gewährleisten. Die Sonde befand sich seitlich der Teststrecke. Ihre Positionierung erfolgte durch ein computergesteuertes 3D-Traversensystem. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden im Burst-Modus gemessen. Je nach Wandabstand variierte die Datenrate zwischen 100 und 3000 Samples s^{-1}. Die Anzahl der Samples pro Messpunkt lag bei $5{,}0 \cdot 10^4$ in unmittelbarer Wandnähe und bei $2{,}0 \cdot 10^5$ in dem Bereich darüber. Für die Berechnung der statistischen Momente wurde die Residenzzeit-Gewichtung angewendet.

Einlassbedingungen und Strömungsfeldperiodizität

Die Turbulenzintensität $I = \sqrt{1/2 \cdot (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle)} / \sqrt{(\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2)}$ auf der Kanalmittellinie in der Einlasszone betrug 4,8%, 5,0% und 5,1% für $Re_H = 5{,}0 \cdot 10^4$, $1{,}0 \cdot 10^5$ und $1{,}5 \cdot 10^5$. Der Operator $\langle \quad \rangle$ kennzeichnet den zeitlichen Mittelwert und der Operator $'$ steht für die Schwankung der instantane Größe um ihren Mittelwert, z. B. $v' = v - \langle v \rangle$. Die Verteilungen der mit der normier-

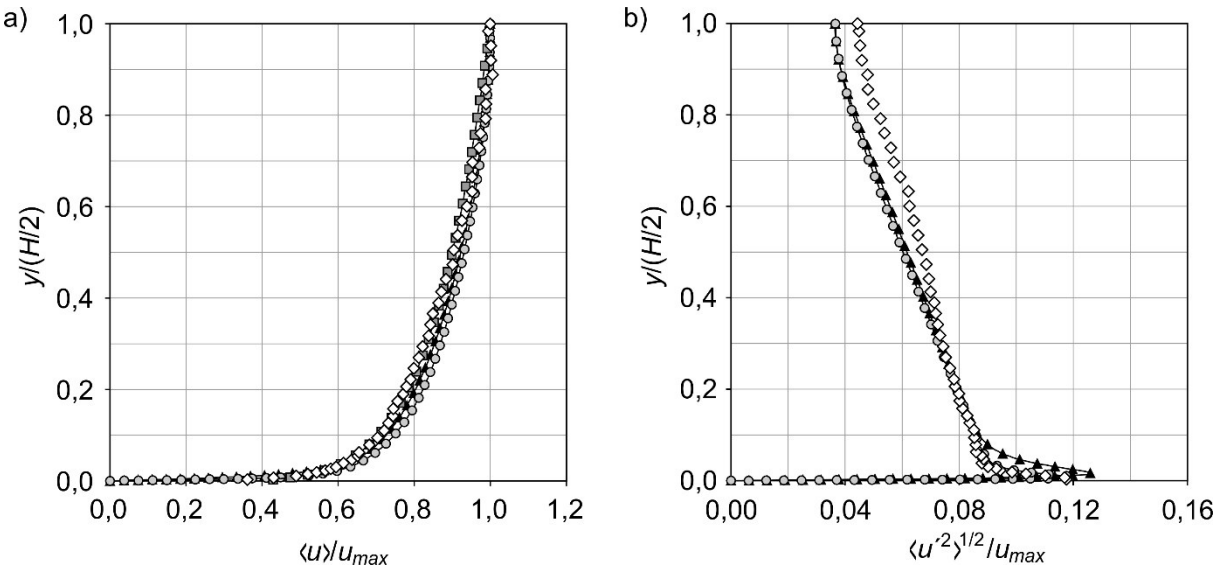

Abb. 2: Verteilung der normierten a) ◇ mittleren Geschwindigkeit $\langle u \rangle / \langle u \rangle (y = H/2)$ und der dazugehörigen b) ◇ Standardabweichung $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle (y = H/2)$ in der glatten Teststrecke bei $Re_H = 1{,}0 \cdot 10^5$ ($Re_\tau = 0{,}5 \cdot c_f^{1/2} \cdot 2^{-1/2} \cdot u_m \cdot H \cdot \nu^{-1} \approx 1300$, mit der mittleren Geschwindigkeit $u_m = \langle \dot{m} \rangle \cdot \rho(T_{in}, p_{in})^{-1} \cdot H^{-2}$ und dem Reibungsbeiwert c_f für glatte Kanäle nach Petukhov 1970) im Vergleich mit dem ■ 1/7-Potenzgesetz und DNS-Daten einer Kanalströmung bei ▲ $Re_\tau = 950$ und ● $Re_\tau = 2000$ aus Hoyas und Jiménez 2006. Mittlere Unsicherheit für $\langle u \rangle / \langle u \rangle (y = H/2)$: ± 0,0054 und für $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle (y = H/2)$: ± 0,0018.

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

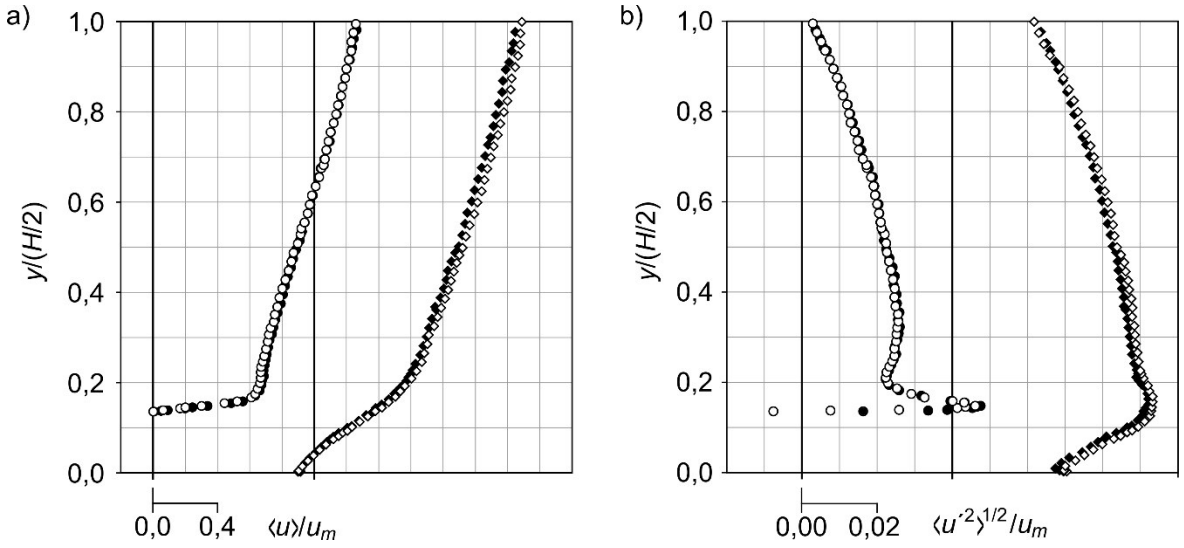

Abb. 3: Verteilung der normierten a) mittlere Geschwindigkeit $\langle u \rangle / u_m$ und der dazugehöriger b) Standardabweichung $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_m$ an den axialen Positionen ○ *x*/*k* = -0,5 und ● 8,5 sowie ◇ 3,0 und ◆ 12,0 für Re_H = 1,5·10^5. Mittlere Unsicherheit für $\langle u \rangle / u_m$: ± 0,015 und für $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / u_m$: ± 0,0031.

ten mittleren axialen Geschwindigkeit $\langle u \rangle / \langle u \rangle (y = H/2)$ und der radizierten Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle (y = H/2)$ für Re_H = 1,0·10^5 in der glatten Teststrecke sind in Abb. 2 gezeigt. Der Vergleich mit dem 1/7-Potenzgesetz sowie mit den Ergebnissen von turbulenten Kanalströmungen bei von-Kármán-Zahl Re_τ vergleichbarer Größenordnung zeigt den ausgebildeten und vollturbulenten Charakter der Strömung.

Die LDA Messungen wurden zwischen der 17ten und 18ten Rippe innerhalb der Kanalmittelebene (*x*-*y*-Ebene bei *z* = 0,0) durchgeführt. Der Einfluss von äußeren Effekten und von Einlassrandbedingungen auf das Strömungsfeld innerhalb des gewählten Messbereichs lässt sich durch dessen Periodizität bewerten. Hierfür wurden die Geschwindigkeiten in zwei aufeinander folgenden Messbereichen ermittelt und miteinander verglichen. Der Abstand zwischen den Messbereichen betrug eine Rippenabstandsweite. Die Kongruenz der in Abb. 3 gezeigten normierten mittleren Geschwindigkeit $\langle u \rangle$ und radizierten Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ an den axialen Positionen *x*/*k* = -0,5 und 8,5 sowie 3,0 und 12,0 für Re_H = 1,5·10^5 bestätigt die Annahme einer vollständig ausgebildeten Strömung mit vernachlässigbarem Einfluss äußerer Effekte im Messbereich.

Ergebnisse

1. absolutes Moment und 2. zentrales Moment

Die Verteilungen der normierten mittleren axialen Geschwindigkeit $\langle u \rangle$ und der radizierten Reynolds-Normalspannung $\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ an verschiedenen axialen Positionen in der Kanalmittelebene der berippten Teststrecke für Re_H = 1,5·10^5 sind in Abb. 4 gezeigt. Ähnliche Verteilungen wurde auch für Reynolds-Zahlen von Re_H = 5,0·10^4 und 1,0·10^5 ermittelt. Hierbei variieren die mittleren Geschwindigkeitsverläufe und Reynolds-Spannungsverteilungen geringfügig innerhalb des betrachteten Reynolds-Zahl Bereichs. Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder in der Kanalmittelebene geben die typischen Strömungseigenschaften der sogenannten *k*-typ Rauheit (Perry et al. 1969) wieder. Die aufgrund der Verblockung beschleunigte Strömung löst an der Rippenvorderkante ab und legt vor der Rippenhinterkante wieder an. Die negative mittlere Geschwindigkeit in unmittelbarer Rippennähe bei *x*/*k* = -0,5 bestätigen das

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

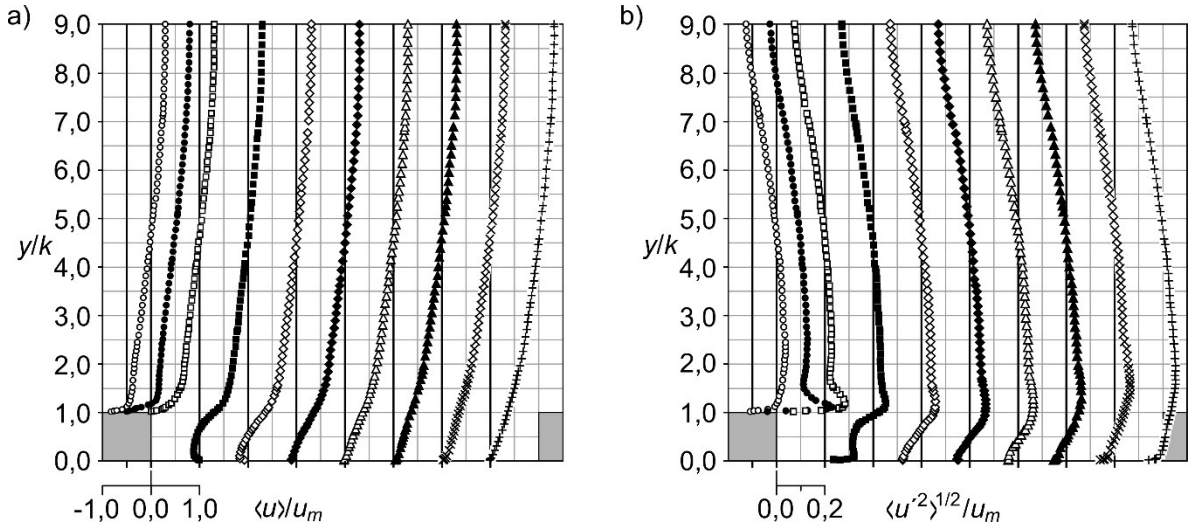

Abb. 4: Verteilung der normierten a) mittlere Geschwindigkeit $\langle u \rangle$ und der dazugehöriger b) Standardabweichung $\langle u'^2 \rangle^{1/2}/u_m$ an den Positionen ○ *x*/*k* = -1,0, ● *x*/*k* = -0,5, □ *x*/*k* = 0,0, ■ *x*/*k* = 1,0, ◇ *x*/*k* = 2,0, ◆ *x*/*k* = 3,0, △ *x*/*k* = 4,0, ▲ *x*/*k* = 5,0, × *x*/*k* = 6,0 und + *x*/*k* = 7,0 für $Re_H = 1{,}5 \cdot 10^5$. Mittlere Unsicherheit für $\langle u \rangle/u_m$: ± 0,011 und für $\langle u'^2 \rangle^{1/2}/u_m$: ± 0,0027.

Auftreten eines kleinen Rezirkulationsgebiets. Oberhalb der Rippe entwickelt sich eine ausgeprägte Scherschicht, die an der Rippenhinterkante ablöst und in eine freie Scherschicht übergeht. Die lokalen Maxima der Reynolds-Normalspannung liegen im Bereich der hohen Scherraten der anliegenden und abgelösten Scherschicht. Die Expansion des Strömungsquerschnitts zwischen den Rippen bewirkt eine lokale Druckänderung, wodurch sich die abgelöste Scherschicht in Richtung der unteren Wand bewegt und an dieser wieder anlegt. Es entsteht ein Rezirkulationsgebiet im Nachlauf der Rippe. Die zeitlich gemittelte Erscheinungsform ist durch einen großen im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel geprägt, was durch die negativen mittleren Geschwindigkeiten im Bereich zwischen *x*/*k* = 0,0 und 5,0 bestätigt wird. Vom mittleren Wiederanlegepunkt ausgehend entwickelt sich eine anliegende Scherschichtströmung sowohl stromabwärts als auch stromaufwärts. Im Nachlaufgebiet führt die rückwärtsgerichtete Strömung zu einem Anstieg der Reynolds-Normalspannungen in unmittelbarer Wandnähe. Ein Vergleich der mittleren Wiederanlegelänge des Rezirkulationsgebiet von $4{,}7 \cdot k$ für $Re_H = 1{,}5 \cdot 10^5$ mit Wiederanlegelängen von Strömungen in berippten quadratischen Kanälen bei kleineren Reynolds-Zahlen (Rau et al. 1998, Ruck und Arbeiter 2021) zeigt, dass die Wiederanlegelänge mit der Reynolds-Zahl ansteigt. Vor der nachfolgenden Rippe kommt es durch den zunehmenden Druckgradienten zur Strömungsablösung und es bildet sich vor der Rippe ein weiteres Rezirkulationsgebiet aus. Die negative mittlere Geschwindigkeit in unmittelbarer Wandnähe bei *x*/*k* = 7,0 zeigt sich für $Re_H = 5{,}0 \cdot 10^4$, $1{,}0 \cdot 10^5$ und $1{,}5 \cdot 10^5$ und lässt keinen Rückschluss auf eine Reynolds-Zahl-Abhängigkeit der mittleren Strömungstopologie in diesem Bereich zu.

Turbulente kinetische Energie

In Abb. 5 sind die relevanten Anteile der Beiträge von mittlerer Konvektion $C = \langle v \rangle \cdot \partial TKE/\partial y$, turbulenter Diffusion $T = -1/2 \cdot \partial/\partial y\,[\langle u'^2 \cdot v' \rangle + \langle v'^3 \rangle]$ und Produktion $P = (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \cdot \partial\langle v \rangle/\partial y - \langle u' \cdot v' \rangle \cdot \partial\langle u \rangle/\partial y$ zur turbulenten kinetischen Energie (*TKE*) im Bereich der Rippe für eine Reynolds-Zahl von $Re_H = 1{,}0 \cdot 10^5$ dargestellt. Vergleichbare Ergebnisse wurden auch für eine Reynolds-Zahl von $Re_H = 5{,}0 \cdot 10^4$ ermittelt. Während $P_{11} = \langle u'^2 \rangle \cdot \partial\langle v \rangle/\partial y$ und $P_{22} = \langle v'^2 \rangle \cdot \partial\langle v \rangle/\partial y$ im Rippennachlauf (*x*/*k* ≥ 1,0) vergleichsweise gering sind, führen die großen Gradienten der mittleren wandnormalen Geschwindigkeit an der Rippenvorder- und Rippen-

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

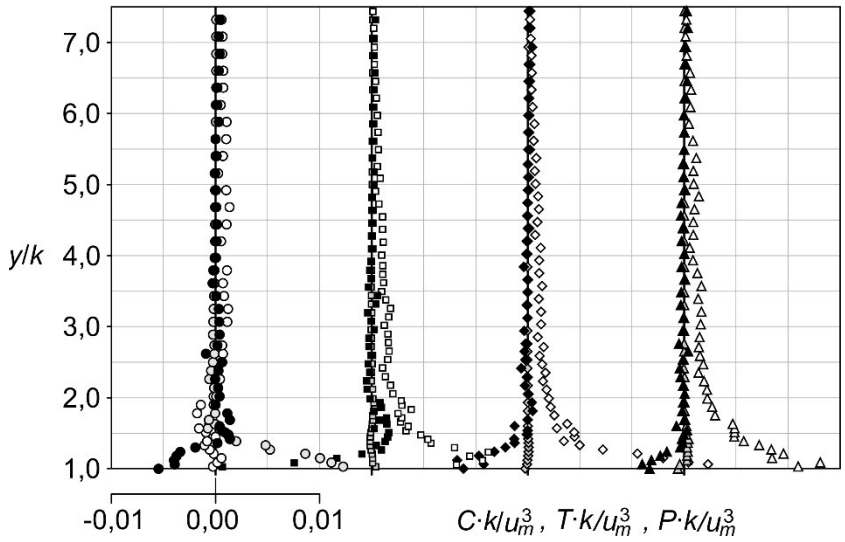

Abb. 5: Anteile der Beiträge von mittlerer Konvektion C (○□◇△), turbulenter Diffusion T (●■◆▲) und Produktion P (○□◇△) zur turbulenten kinetischen Energie für Re_H = 1,0·10^5. ○●○ x/k = 7,9; □■□ x/k = 0,1, ◇◆◇ x/k = 1,0, △▲△ x/k = 2,0.

rückkante zu nennenswerten Beiträgen von P_{11} und P_{12} zur Produktion. An der Rippenvorderkante ist P_{11} mit P_{22} und $P_{12} = -\langle u' \cdot v' \rangle \cdot \partial\langle u \rangle / \partial y$ näherungsweise im Gleichgewicht und der Anteil der Produktion ist gegenüber den Anteilen des mittleren konvektiven und turbulenten Transports zur *TKE* vernachlässigbar. Hinter der Rippe dominieren die Beiträge von P_{12} aufgrund des hohen Geschwindigkeitsgradienten $\partial\langle u \rangle / \partial y$ in der freien Scherschichtströmung. Der Anteil des mittleren konvektiven Transports zur *TKE* an der Rippenvorderkante geht auf die hohe Strömungsgeschwindigkeit in Wandnormalenrichtung infolge der Verblockung durch die Rippen zurück und übersteigt die Anteile von Produktion und turbulenter Diffusion. Hinter der Rippe ($x/k \geq 0{,}1$) ist die wandnormale Strömungsgeschwindigkeit in den Bereichen großer wandnormaler Gradienten von *TKE* vernachlässigbar gering und daher leistet der mittlere konvektive Transport keinen nennenswerten Anteil zur *TKE*. Die vergleichsweise hohen Anteile der turbulenten Diffusion zur *TKE* in Rippennähe besitzen ihren Ursprung im Auftreten von instationären Strömungsbewegung infolge von unregelmäßigem Flattern der Scherschicht (Mahmoodi-Jezeh und Wang 2020), Wirbelablösung sowie intermittierenden Burst-Vorgängen im Bereich der Rippenhinter- und Rippenvorderkante (Cardwell et al. 2011, Ruck und Arbeiter 2021). Unter Vernachlässigung der Anteile der Druckdiffusion zur *TKE* lässt sich ein Produktion-Dissipation-Gleichgewicht erst für $y/k \geq 2.0$ aus den Ergebnissen ableiten.

Turbulente Transportgeschwindigkeit

Zur Untersuchung der turbulenten Transportvorgänge im Bereich der Rippe sind in Abb. 6 die turbulenten Transportgeschwindigkeiten $U_{T,TKE} = (\langle u' \cdot v'^2 \rangle + \langle u'^3 \rangle)/(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle)$ und $V_{T,TKE} = (\langle u'^2 \cdot v' \rangle + \langle v'^3 \rangle)/(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle)$ für eine Reynolds-Zahl von Re_H = 5,0·10^4 und 1,0·10^5 gezeigt. Mit Ausnahme lokaler Abweichungen zeigen die Ergebnisse für beide Reynolds-Zahlen ähnlich Verläufe. Die relativ große Schwankungsbreite ist in der hohen Sensitivität von Dreifach-Geschwindigkeitskovarianzen gegenüber systematischen und statistischen Unsicherheiten begründet. $U_{T,TKE}$ repräsentiert den axialen und $V_{T,TKE}$ repräsentiert den wandnormalen turbulenten Transport von u'^2 und v'^2. Die Änderung der turbulenten Transportgeschwindigkeit $V_{T,TKE}$ in Wandnormalenrichtung skaliert mit dem Beitrag der turbulenten Diffusion zur *TKE*. Wie von der Verteilung der turbulenten Diffusion in Abb. 5 zu erwarten ist, sind

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

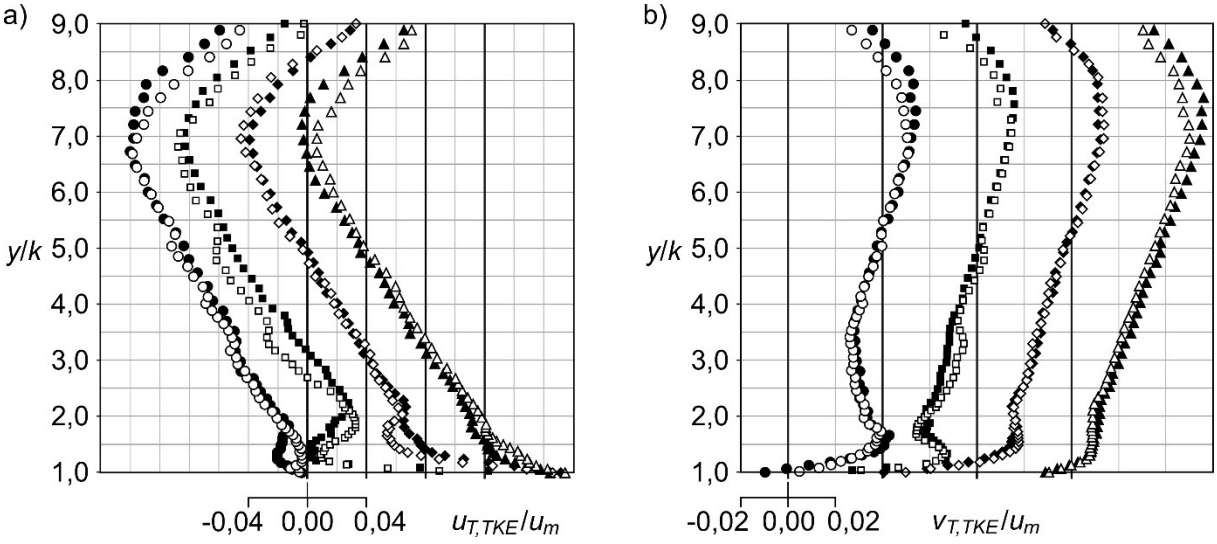

Abb. 6: Verteilung der normierten turbulenten Transportgeschwindigkeit a) $U_{T,TKE}/u_m$ und b) $V_{T,TKE}/u_m$ für Re_H = 1,0·10^5. ○ *x*/*k* = 7,9; □ *x*/*k* = 0,1, ◇ *x*/*k* = 1,0, △ *x*/*k* = 2,0. Mittlere Unsicherheit für $U_{T,TKE}/u_m$: ± 0,0181 und für $V_{T,TKE}/u_m$: ± 0,0019.

die Bereiche bis *y*/*k* < 2,0 von deutlichen räumlichen Gradienten der Dreifach-Geschwindigkeitskovarianzen geprägt. In Richtung der Kanalmitte steigen die negativen $U_{T,TKE}$-Werte und die positiven $V_{T,TKE}$-Werte infolge der abnehmenden *TKE* an. Im Bereich der Kanalmitte werden Minimum und Maximum erreicht. Die gegensätzlichen Verteilungen von $U_{T,TKE}$ und $V_{T,TKE}$ hinter der Rippe resultieren aus dem Flattern der freien Scherschicht (Mahmoodi-Jezeh und Wang 2020). Die positiven Werte von $U_{T,TKE}$ spiegeln hierbei den Transport von *TKE* mittels der an der Rippenhinterkante abgelösten Wirbelstrukturen wider. Der wandnormale turbulente Transport von u'^2 und v'^2 ist aufwärts gerichtet bei positiven Werte von $V_{T,TKE}$ und abwärtsgerichtet bei negativen Werte von $V_{T,TKE}$. Der Nulldurchgang der $V_{T,TKE}$-Verteilungen markiert die Grenzen zwischen auf- und abwärts gerichtetem turbulentem Transport. Das gleichzeitige Auftreten von positiven $U_{T,TKE}$-Werten und negativen $V_{T,TKE}$-Werten hinter der Rippe ist entsprechend der Methode der Quadraten-Analyse (Wallace et al. 1972) auf Sweep-Vorgängen zurückzuführen, während die darüber liegenden negativen $U_{T,TKE}$-Werten und positiven $V_{T,TKE}$-Werten auf Ejection-Vorgänge hindeuten. Burst-Vorgänge führen zu den lokalen Minima von $U_{T,TKE}$ und lokalen Maxima von $V_{T,TKE}$ hinter der Rippe im Bereich von 1,1 < *y*/*k* ≤ 1,5 (Cardwell et al. 2011) und unmittelbar vor der Rippenvorderkante. Die hierbei ablaufenden instationären Strömungsvorgänge an der Rippenvorderkante sind noch nicht abschließend geklärt. Es wird jedoch angenommen, dass die an der vorherigen Rippe abgelösten Strömungsstrukturen mit der sich oberhalb des Rezirkulationsgebiets vor der nachfolgenden Rippe entwickelnden Scherschicht interagieren. Aufgrund der Interaktion kommt es in unregelmäßigen Abständen zu einem Aufbrechen der Scherschicht. Die drallbehaftete Bewegung des Fluids innerhalb des Rezirkulationsgebiets führt zu einem Ausstoßen von turbulenten Fluidpaketen aus der Scherschicht in Richtung der Kanalkernströmung.

Validierungsdaten

Für die Generierung von Validierungsdaten wurden die experimentell ermittelten Geschwindigkeitsdaten, d. h. mittleren Geschwindigkeiten, Reynolds-Spannungen und Geschwindigkeit-Triple-Korrelationen für Re_H = 5,0·10^4,1,0·10^5 und 1,5·10^5, mittels kubischer Interpolation so aufbereitet, dass sie unabhängig von der axialen Position an den gleichen Gitterpunkten

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

vorliegen. Die Daten liegen in UTF-8-Codierung vor und werden bei Bedarf vom Autor zur Verfügung gestellt.

Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse liefern zum einen detaillierte Einblicke in die ablaufenden Strömungsvorgänge und erlauben zum anderen eine Bewertung numerischer Simulationsmethoden als Werkzeuge im Optimierungsprozess von rippenähnlichen Oberflächenstrukturen bei turbulenten, thermischen Innenströmungen in Kühlkanälen mit moderaten bis hohen Reynolds-Zahlen.

Die gemessenen mittleren Geschwindigkeitsverläufe, Reynolds-Spannungsverteilungen sowie turbulenten Transportmechanismen variierten geringfügig innerhalb des aufgelösten Reynolds-Zahl-Bereichs. Die dargestellten statistischen Momente der Geschwindigkeiten zeigten die Bedeutung der turbulenten Diffusion für die turbulenten Mischungsvorgänge in Rippennähe. Burst-Vorgänge an der Rippenvorder- und Rippenhinterkante waren maßgeblich für die Entwicklung der Reynolds-Scherspannungen und des turbulenten Transports in diesen Bereichen. Der hohe Anteil der turbulenten Diffusion zur *TKE* (und demzufolge auch zu den Reynolds-Spannungen) und die demnach nicht vorliegende Gleichgewichtsbedingung sind möglichen Gründe warum Standard-Turbulenzmodelle auf Basis der Wirbelviskositätsannahme und der Reynolds-Analogie zur Berechnung thermischer Strömungsfelder in strukturierten Kanälen ungenaue Ergebnisse liefern. Eine mögliche Verbesserung der Genauigkeit von numerisch ermittelten Strömungsfelder in Rippennähe bedarf der Abbildung des turbulenten Transports. Da die wandnormalen Reynolds-Scherspannung mit dem wandnormalen Reynolds-Wärmestrom bei thermischen Strömungen in berippten Kanälen korreliert (Casarsa und Arts 2005), ist der turbulente Transport auch für die Modellierung des Wärmetransports von wesentlicher Bedeutung.

Aufgrund der enorm hohen Rechenanforderung von skalenauflösenden Simulationsmethoden ist deren Anwendung in numerischen Parameterstudien für die thermohydraulische Auslegung von Rippen bzw. rippenähnlichen Oberflächenstrukturen in Kanälen mit einer axialen Länge von mehrerer Rippenabständen bei anwendungstypischen Reynolds-Zahlen von der Größenordnung von $O(10^5)$ aktuell impraktikabel. Die gezeigte geringe Reynolds-Zahl-Abhängigkeit der statistischen Momente erster und höherer Ordnung im Reynolds-Zahl-Bereich von $Re_H = 5{,}0 \cdot 10^4$ bis $1{,}5 \cdot 10^5$ lässt sich für die thermofluiddynamische Auslegung der Rippen bzw. rippenähnlichen Oberflächenstrukturen von *k*-typ Rauheiten nutzen. Demnach sollte bei Designoptimierungsstudien mittels skalenauflösenden Simulationsmethoden geprüft werden, inwiefern ein Transfer der bei möglichst kleiner Reynolds-Zahl erzielten Ergebnisse auf höhere Reynolds-Zahl-Bereiche möglich ist. Innerhalb des gegebenen Reynolds-Zahl-Bereichs könnten demzufolge Geometriemodifikationen von Rippenstrukturen zunächst für kleine Reynolds-Zahlen bei reduzierter Rechenleistung untersucht werden, bevor die Ergebnisse abschließend bei höheren Reynolds-Zahlen bestätigt werden. Neben der Identifizierung von turbulenten Transportphänomenen, wurden die Messergebnisse für die Erstellung einer Datenbank genutzt, die eine ausgiebige Validierung numerischer Simulationsmethoden ermöglicht.

Literatur

Cardwell, N. D., Vlachos, P. P., Thole, K. A. 2011: "Developing and fully developed turbulent flow in ribbed channels", Experiments in Fluids, Vol. 50, pp. 1357-1371

Casarsa, L., Arts, T. 2005: “Experimental Investigation of the Aeropthermal Performance of a High Blockage Rib-Roughened Cooling Channel”, Journal of Turbomachinery, Vol. 127, pp. 580-588

Han, J. C., 2004: “Recent Studies in Turbine Blade Cooling”, International Journal Rotating Machinery, Vol. 10, No. 6, pp. 443-457

Ligrani, P.M., Oliveira, M.M., Blaskovich, T., 2003: “Comparision of heat Transfer Augmentation Techniques”, AIAA Journal, Vol. 41, No. 3, pp. 337-362

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1

Liou, T.-M., Hwang, J.-J., 1992: “Developing heat transfer and friction in a ribbed rectangular duct with flow separation at inlet”, Journal of Heat Transfer, Vol. 114, pp. 565-573
Hans, V. S., Saini, R. P., Saini, J. S., 2010: “Performance of Artificially Roughened Solar Air Heaters-A Review”, Renewable and Sustainable Energy Reviews, Vol. 13, pp. 1854-1869
S. Hoyas and J. Jiménez, 2006: "Scaling of velocity fluctuations in turbulent channels up to Re_τ = 2000", Physics of Fluids, Vol. 18, 011702
Iacovides, H., Raisee M., 1999: “Recent progress in the computation of fow and heat transfer in internal cooling passages of turbine blades”, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, pp. 320-328
Mahmoodi-Jezeh, S. V., Wang, B. C., 2020: "Direct numerical simulation of turbulent flow through a ribbed square duct", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 900, pp. A18-A43
Marocco, L., Franco, A., 2017: "Direct Numerical Simulation and RANS Comparison of Turbulent Convective Heat Transfer in a Staggered Ribbed Channel With High Blockage", Journal of Heat Transfer, Vol. 139, 021701
Ooi, A., Iaccarino, G., Durbin, P. A., Behnia, M., 2002: “Reynolds averaged simulation of flow and heat transfer in ribbed ducts”, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 23, pp. 750–757
Perry, A. E., Schofield, W. H., Joubert, P. N. 1969: “Rough wall turbulent boundary layers”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 37, No. 2, pp. 383-413
Petukhov, B. S., 1970: “Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties”, Advances in Heat Transfer, Vol. 6, pp. 523
Rau, G., Cakan, M., Moeller, D., Arts, T., 1998: “The Effect of Periodic Ribs on the Local Aerodynamic and Heat Transfer Performance of a Straight Cooling Channel”, Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 368-375
Ruck, S., Arbeiter, F., 2021: “Turbulent flow in a one-sided ribbed channel at Reynolds numbers of 50 000 and 100 000”, eingereicht zur Veröffentlichung
Ruck, S., Arbeiter, F., 2018: “Detached eddy simulation of turbulent flow and heat transfer in cooling channels roughened by variously shaped ribs on one wall”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 118, pp. 388-401
Ruck, S., Arbeiter, F., Brenneis, B., Hernandez, F., Neuberger, H., Schwab, F., 2019: “Thermal-hydraulic study on rib and dimple structures for cooling the First Wall of DEMO”, Fusion Engineering and Design Vol. 146(B), pp. 2144-2148
Sleiti, A. K., Kapat J. S., 2006: “Comparison between EVM and RSM turbulence models in predicting flow and heat transfer in rib-roughened channels”, Journal of Turbulence, Vol. 7, No. 29, pp. 1-21
VDI Heat Atlas, 2013, 10te Auflage
Wallace, J., Eckelmann, H., Brodkey, R., 1972: “The wall region in turbulent shear flow”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, No. 1, pp. 39-48
Wang, L., Salewski, M., Sundén, B., 2010: "Turbulent Flow in a ribbed channel: Flow structures in the vicinity of a rib", Experimental Thermal Fluid Science, Vol. 34, pp. 165-176

Copyright © 2021 and published by German Association for Laser Anemometry
GALA e.V., Karlsruhe, Germany, ISBN 978-3-9816764-7-1