

Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen in einer Francis-Modellturbine im Teillastbetrieb

Turbulent Velocity Fluctuations in a Francis Model Turbine in Part Load Operation

A. Frey, O. Kirschner, S. Riedelbauch

Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 10
70569 Stuttgart

Laser-Doppler-Anemometrie, Turbine, Saugrohr, Teillast, Geschwindigkeitsschwankung
Laser-Doppler-Anemometry, turbine, draft tube, part load, velocity fluctuations

Zusammenfassung

Im Teillastbetrieb von Francis-Turbinen können im Saugrohr durch die periodischen Einflüsse auf die Strömung Druckschwankungen mit negativen Folgen auftreten. Dazu gehört der rotierende Wirbelzopf. In dieser Arbeit sollen die Zusammenhänge dieses Strömungsphänomens mit den turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen im Saugrohr untersucht werden. Hierzu wurden Geschwindigkeitsmessungen mit 2D-Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt. Die Messdaten werden sowohl zeitlich gemittelt als auch phasenaufgelöst dargestellt. Anhand einer Linie im Konus unterhalb des Laufrades werden die Besonderheiten der Strömung unter dem periodischen Einfluss der Wirbelzopfdrehfrequenz hinsichtlich der Turbulenz aufgezeigt und mit Simulationsdaten verglichen. Im Diffusor wird die dreidimensionale turbulente kinetische Energie dargestellt.

Einleitung

Durch die zunehmende Anzahl von Wind- und Photovoltaikanlagen mit fluktuierendem Leistungsangebot werden Wasserkraftanlagen häufiger im Off-Design betrieben. Im Teillastbetrieb kann dabei ein rotierender, korkenzieherförmiger Wirbelzopf im Saugrohr entstehen. Dieses periodische Strömungsphänomen kann zu starken Druckschwankungen, Leistungsschwankungen, Wirkungsgradabfall und somit zu hohen mechanischen Belastungen der Struktur der Maschine führen. Die genaue Kenntnis über die Vorgänge im Saugrohr ist daher von großer Bedeutung für die Neuauslegung von Turbinen und für den kontrollierten Betrieb von bestehenden Anlagen. Die Anforderungen an die numerische Simulation sind insbesondere im Teillastbetrieb hoch. Die komplexen Vorgänge in der drallbehafteten Strömung sind eine Herausforderung für aktuelle und übliche RANS-Turbulenzmodelle. Durch den instationären Charakter der Saugrohrströmung sind die Geschwindigkeitsfluktuationen ein entscheidendes Kriterium von numerischen Strömungssimulationen. In dieser Arbeit sollen Messdaten untersucht werden, die zur Validierung von hochparallelen numerischen Simulationen mit hochauflösenden hybriden RANS-LES Turbulenzmodellen dienen (Krappel et al.). Die Messungen werden mit 2D-Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) durchgeführt. Dabei werden zunächst zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsschwankungen betrachtet und den vorliegenden numerischen Ergebnissen gegenübergestellt. Letztere setzen sich aus einem modellierten und einem

numerisch aufgelösten Anteil zusammen. Durch Phasenauflösung wird die Position des rotierenden Wirbelzopfes identifiziert. Die Geschwindigkeitsdaten werden auf die Wirbelzopfposition bezogen dargestellt.

Versuchsaufbau

Die experimentelle Untersuchung wurde an einer schnellläufigen Francis-Modellturbine durchgeführt. Das Laufrad mit einer spezifischen Drehzahl von $n_q = 80 \text{ 1/min}$ hat einen Außendurchmesser von $D = 372 \text{ mm}$ und 13 Laufschaufeln. In Abb. 1 ist das CAD-Modell des Saugrohres dargestellt. Für die Untersuchung wurde ein tiefer Teillastpunkt ausgewählt, in dem ein vollausgebildeter Wirbelzopf mit einer Drehzahl von $n_{WZ} = 0.33 n_{LR}$ auftritt. Die Laufraddrehzahl ist dabei $n_{LR} = 200 \text{ 1/min}$ bei einem konstanten Durchfluss von $Q = 0.09579 \text{ m}^3/\text{s}$. Die Reynoldszahl beträgt $Re \approx 2.1 \cdot 10^5$.

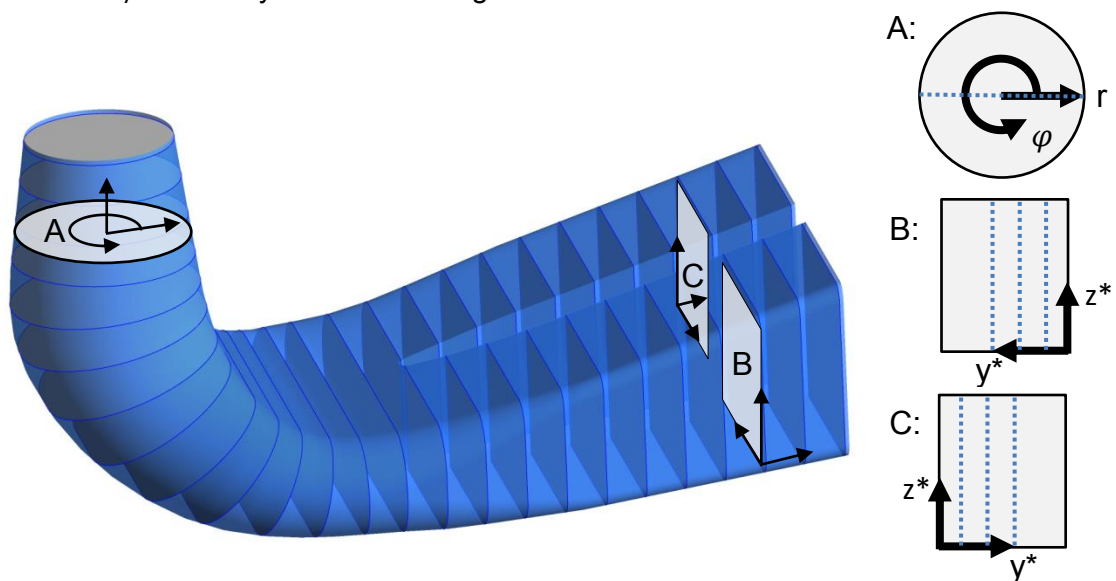


Abb. 1: CAD-Modell des verwendeten Saugrohres mit eingezeichneten Koordinatensystemen und Messpositionen in den Ebenen A, B und C

Die für Messungen vorgesehenen Positionen sind in Abb. 1 rechts, gestrichelt eingezeichnet. Die Koordinaten werden in Relativsystemen dargestellt. Im Konus wird dafür ein zylindrisches Koordinatensystem verwendet. Die untersuchte Linie entspricht dem Winkel $\varphi = 0^\circ$. Der Nullpunkt liegt in der Konusmitte auf Höhe der Messebene, 235 mm unter dem Laufrad. Das Koordinatensystem im Diffusor liegt plan auf der inneren Wand der Diffusorunterseite. Die Koordinaten y^* und z^* sind auf die halbe Diffusorbreite normiert.

Zur optischen Zugänglichkeit der Messbereiche wurden an den entsprechenden Stellen Plexiglaseinsätze installiert (Frey et al.). Im Konus wurde ein planparalleles Fenster eingesetzt, um zweidimensionale LDA-Messungen zu ermöglichen. Zur Minimierung der Störung durch die Innenkontur wurde nur ein Fenster an der entsprechenden Messstelle eingebaut. Um mehrere Linien zugänglich zu machen wurde der gesamte Konus verdreht. Im Diffusor sind in mehreren Ebenen planparallele Fenster installiert. Die Ebenen sind jeweils von zwei Seiten zugänglich, sodass hier dreidimensionale Geschwindigkeitswerte erfasst werden können. Die Plexiglaseinsätze sind in Abb. 2 dargestellt.



Abb. 2: Plexiglasfenster im Diffusor (links) und Konus (rechts) des Saugrohres

Zur Positionierung der Sonde um den Konus wurde eine ringförmige Traversierung konstruiert, s. Abb. 3. Auf der Ringschiene mit einem Durchmesser von 1501 mm ist ein Laufwagen mit geringem Spiel montiert. Die Einstellung der Position in Umfangsrichtung erfolgt manuell. Auf dem Laufwagen ist eine Lineartraversierung befestigt, welche die Sonde automatisiert in radialer Richtung bewegt. Da die Datenrate bei der Messung auf der gegenüberliegenden Konusseite stark abnimmt, wird je Position nur der laserseitige Radius des Konus vermessen.

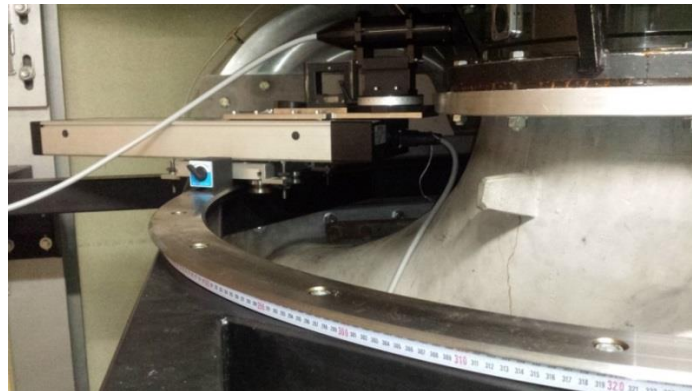


Abb. 3: Traversierungskonzept am Konus

Für die Lasermessungen wird ein Ar-Ion Laser mit einem 2D FiberFlow System von Dantec verwendet. Die beiden Geschwindigkeitskomponenten wurden koinzident gemessen. Dieses Messverfahren, verbunden mit einer hohen Anzahl an Messereignissen (Counts) pro Messpunkt eignet sich gut zur Bestimmung der zweidimensionalen turbulenten Größen. Als Tracerpartikel wurden Hohlglasskugeln mit einem mittleren Durchmesser von 10 μm verwendet. Durch einen Drucksensor in der Konuswand wird die periodische Druckschwankung der Wirbelzopfrotation erfasst und mithilfe eines Schmitt-Triggers in ein TTL-Signal umgewandelt. Ein Wirbelzopfumlauf wird so durch zwei Zeitstempel identifiziert. Die Position des Wirbelzopfzentrums wird mit dem Winkel α_{WZ} angegeben. Da der Drucksensor oberhalb der Lasermessebene positioniert ist, wird die Position $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ anhand des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes ermittelt. Diese entspricht $\varphi = 0^\circ$ (vgl. Abb. 1). Die Bestimmung der Laufradposition α_{LR} erfolgt mit einem Magnetsensor an der Laufradwelle.

Analysemethoden der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen

Zur Beschreibung von turbulenten Strömungen wird der Reynolds'sche Spannungstensor τ definiert:

$$\tau = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Die Einträge auf der Hauptdiagonalen sind die Normalspannungen des Strömungsfeldes und werden durch die zeitlich gemittelte Varianz σ der instantanen Geschwindigkeitsmesswerte berechnet. Die verbleibenden Einträge sind die zeitlich gemittelten Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen. Da die Geschwindigkeitskomponenten koinzident gemessen werden entsprechen diese der turbulenten Schubspannung. Allgemein gilt für die Berechnung der Reynoldsspannungen:

$$\tau_{ij} = \rho \sigma_{ij} = \rho \overline{v_i' v_j'} = \frac{\rho}{N-1} \sum_{k=1}^N ((\bar{v}_i - v_i')(\bar{v}_j - v_j')) \quad (2)$$

Dabei ist \bar{v}_i die mittlere Geschwindigkeit und v_i' die momentane Schwangungsgeschwindigkeit in Raumrichtung i . Weiterhin wird die turbulente kinetische Energie k der Strömung berechnet. Sie enthält die Varianz in jeder Raumrichtung und charakterisiert damit die Turbulenz einer dreidimensionalen Strömung:

$$k = 0.5 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (3)$$

Die Anwendung dieser Formel erfordert dreidimensionale Geschwindigkeitsdaten. Diese sind durch die hier verwendete 2D-LDA nicht gegeben. Durch die Annahme von isotroper Turbulenz kann die fehlende Komponente durch die vorhandenen Varianzen interpoliert werden:

$$k = 0.5 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + 0.5 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})) = 0.75 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad (4)$$

Die Saugrohrströmung einer Turbine ist in der Regel nicht isotrop. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die in (4) getroffene Annahme zu einem Versatz zwischen der in der Simulation berechneten turbulenten kinetischen Energie führt. Bei den Messungen im Diffusor wird die dritte Komponente zeitlich versetzt gemessen. Die Größen sind dann nicht mehr koinzident, sodass ein geringer Fehler entsteht.

Die Berechnung der Varianz kann über unterschiedliche Datenmengen erfolgen. Die globale Varianz $\bar{\sigma}_{ij, glob}$ wird unter Berücksichtigung aller an einem Messpunkt erfassten Counts berechnet (Variante 1: Bildlegende Index *global*). Sie enthält damit auch periodische Geschwindigkeitsschwankungen, die durch die Wirbelzopfrotation hervorgerufen werden und daher nicht der Turbulenz in der Strömung zugeordnet werden können.

Die Varianz in einem infinitesimal kleinen Winkelabschnitt ist unabhängig von der Drehfrequenz des Wirbelzopfs. Sie enthält nicht die Geschwindigkeitsschwankungen, die allein durch die Bewegung des Wirbelzentrums hervorgerufen werden. Mithilfe der Phasenauflösung kann die Varianz $\sigma_{ij, B}$ in Abhängigkeit der Wirbelzopfposition berechnet werden (Variante 2: Bildlegende Index *phase*). Um den Einfluss des Wirbelzopfes zu beschreiben wird zu jedem Count die momentane Position α_{WZ} des Wirbelzopfes gespeichert. Eine Wirbelzopfumdrehung wird dabei in 180 Winkelintervalle $\Delta\alpha_{WZ} = 2^\circ$, auch als Bins bezeichnet, unterteilt. In einem Bin sind alle Counts gesammelt, die innerhalb des entsprechenden Winkelintervalls erfasst wurden. Die Zuordnung geschieht durch Zeitstempel der Counts und des Triggersignals aus dem Konus.

Durch Mittelung der Bin-Varianzen wird die mittlere Varianz über eine vollständige Wirbelzopfumdrehung berechnet (Variante 3: Bildlegende Index *bin gemittelt*):

$$\bar{\sigma}_{ij, B} = \frac{1}{180} \sum_{b=1}^{180} \sigma_{ij, B} \quad (5)$$

Durch die Diskretisierung der Wirbelzopfposition in 2° -Inkrementen enthält jedes Bin einen Resteinfluss der Wirbelzopfposition innerhalb eines Bins. Weiterhin unterliegt die Rotation einer geringen Unregelmäßigkeit. Die Nachlaufschatten der Laufradschaufeln bewirken ebenfalls einen Anstieg der berechneten Varianz, der nur teilweise der Turbulenz zugeordnet werden kann. Dieser Einfluss wird in der vorliegenden Arbeit unabhängig von der Wirbelzopfposition berücksichtigt. Die kombinierte Phasenauflösung, Wirbelzopfposition und Laufradposition, ist Teil zukünftiger Untersuchungen. Zur Normierung der Daten wird die am Eintritt der Spirale berechnete Referenzgeschwindigkeit verwendet: $v_{ref} = Q/A_{Sp}$ und für die Varianz das Quadrat dieser: $v'_{ref} = v_{ref}^2$.

Ergebnisse

In Abb. 4 sind die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten im Konus für die Linie $\phi = 0^\circ$ dargestellt. Die axiale Komponente \bar{v}_{ax} zeigt den typischen Nachlauf des Francis Laufrades. Die höchsten Geschwindigkeiten treten im äußeren Bereich auf, während die Geschwindigkeit in der Konusmitte sehr gering ist. In der Umfangskomponente \bar{v}_ϕ macht sich der starke Restdrall bemerkbar. Auffällig ist ein deutliches Überschwingen des Verlaufes um die Konusmitte. Dieser Effekt tritt nur im zeitlichen Mittel auf und kann auf die charakteristische Strömung im inneren der Wirbelzopfauflaufbahn zurückgeführt werden und ist in der Simulation nur schwach ausgeprägt.

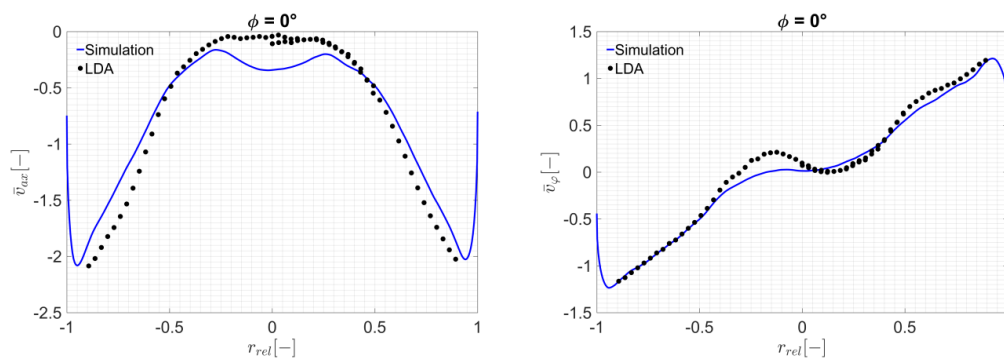


Abb. 4: Mittlere Geschwindigkeiten im Konus

Abb. 5 und 6 zeigen die gemittelten und phasenaufgelösten Schwankungsgrößen. Der Vergleich der global gemittelten Varianz (Variante 1) zeigt eine leichte Asymmetrie im Verlauf. In der axialen Normalspannung $\bar{\sigma}_{zz, glob}$ wird von der Simulation ein deutlicher Anstieg im Bereich um $|r_{rel}| = 0.7$ berechnet. Dieser ist in den Messwerten nicht sichtbar. Das Wirbelzentrum rotiert um die Konusmitte mit einem Radius von ca. $r_{rel} = 0.45$. Im inneren Bereich der Laufbahn dreht die horizontale Strömungsrichtung kontinuierlich, was zu dem starken Anstieg der Varianz in Umfangsrichtung $\bar{\sigma}_{\phi\phi, glob}$ führt. Im Bereich außerhalb des Wirbelzentrums ist die Umfangsgeschwindigkeit konstant in Drehrichtung des Laufrades bzw. des Wirbelzopfes gerichtet. Der Wert von $\bar{\sigma}_{\phi\phi, glob}$ ist dort entsprechend gering. Der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie ist exemplarisch anhand zweier Wirbelzopfpositionen in Abb. 7 dargestellt. Hier fällt der Anstieg in der Konusmitte in den Messwerten geringer aus, als bei der Simulation. Als Grund wird die fehlende radiale Komponente vermutet. Diese zeigt in den numerischen Simulationen, ähnlich dem Verlauf von $\bar{\sigma}_{\phi\phi, glob}$, ein Maximum im Bereich der Konusmitte. Sie wird für die experimentellen Daten durch (4) anteilig aus der axialen und Umfangsrichtung berechnet.

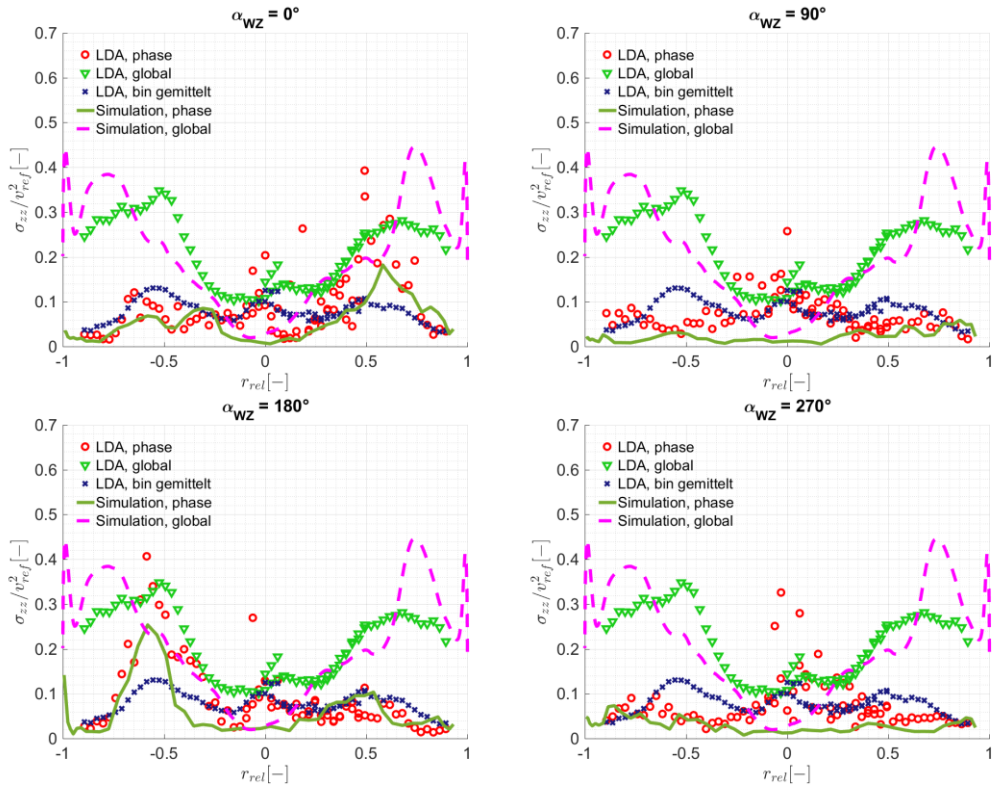


Abb. 5: Varianzen in Axialrichtung σ_{zz} im Konus für vier Wirbelzopfpositionen

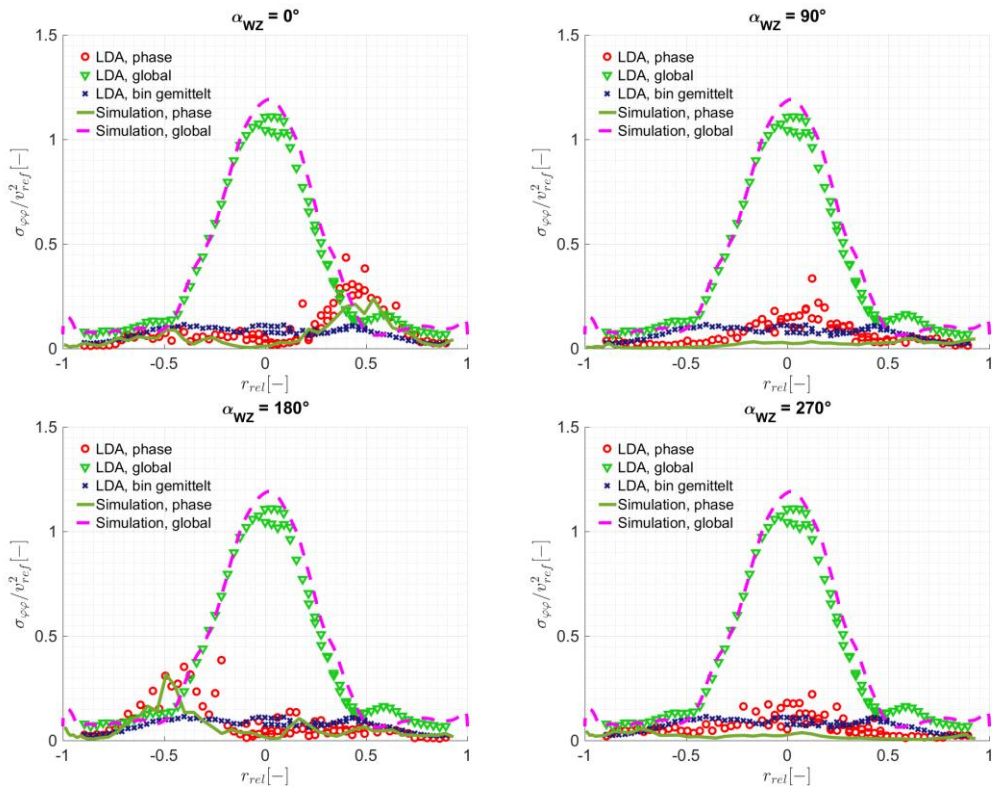


Abb. 6: Varianzen in Umfangsrichtung $\sigma_{\phi\phi}$ im Konus für vier Wirbelzopfpositionen

Weiterhin sind die phasenaufgelösten Schwankungsgrößen, gemittelt über eine vollständige Wirbelzopfumdrehung, dargestellt (Variante 3). Der Verlauf in allen Diagrammen liegt größtenteils unterhalb der globalen Varianz. Insbesondere in Umfangsrichtung $\bar{\sigma}_{\phi\phi,B}$ macht sich der Unterschied innerhalb der Wirbelaufbahn bemerkbar. Hier ist der Einfluss der

Geschwindigkeitsschwankung, die unabhängig von Turbulenz und ausschließlich auf die Rotation des Wirbelzentrums zurückzuführen ist, am größten. In axialer Richtung $\bar{\sigma}_{zz,B}$ steigt die Differenz zur Konuswand hin an. In der Konusmitte sind globale und Bin-gemittelte Varianz nahezu identisch. Dies ist in der symmetrischen Bewegung des Wirbelzentrums begründet. Wie der Verlauf von k in Abb. 7 zeigt, ist die allein durch die Drehfrequenz hervorgerufene Varianz gegenüber der durch Bin-Mittelung berechneten Varianz dominant.

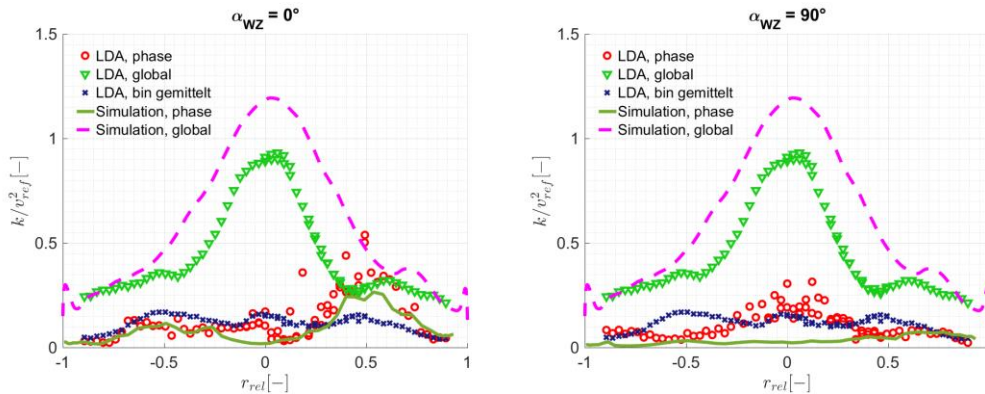


Abb. 7: Zweidimensionale turbulente kinetische Energie im Konus bei $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ und $\alpha_{WZ} = 90^\circ$

Der Einfluss der Wirbelzopfposition wird anhand der Positionen $\alpha_{WZ} = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270° aufgezeigt (Variante 2). Bei $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ befindet sich das Wirbelzentrum auf der Linie $\varphi = 0^\circ$. Es ist ein Anstieg der phasenaufgelösten Varianzen $\sigma_{zz,B}$ und $\sigma_{\varphi\varphi,B}$ über einen breiten Bereich um $r_{rel} = 0.5$ zu erkennen. Gleiches ist auf der gegenüberliegenden Seite bei $\alpha_{WZ} = 180^\circ$ zu erkennen. Während die Simulation über weite Bereiche die Werte $\sigma_{zz,B}$ und $\sigma_{\varphi\varphi,B}$ gut trifft wird der Anstieg nahe des Wirbelzentrums tendenziell zu gering berechnet. Bei den Wirbelzopfpositionen $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ und 270° zeigt die Messung einen leichten Anstieg der Varianzen in der Konusmitte, der in der Simulation nicht existiert.

In Abb. 8 ist die globale Varianz in Umfangsrichtung sowie die phasenaufgelöste Varianz, alleine aufgelöst nach der Laufradposition dargestellt. Als Winkelpositionen wurde beispielhaft der Wirbel $\alpha_{LR} = 0^\circ$ und eine Verschiebung um einen halben Laufschaufelabstand von $360^\circ/13/2 \approx 14^\circ$ gewählt. Die Unterschiede in den Verläufen sind sehr gering und liegen innerhalb der Streuung der phasenaufgelösten Daten. Durch die nicht berücksichtigte Information über die Wirbelzopfposition in diesem Datensatz wird dessen periodischer Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld gemittelt. Dieser Einfluss ist gegenüber dem Nachlauf des Laufrades dominant. Die Untersuchung des Laufradnachlaufes ist daher ohne die zusätzliche Auflösung des Wirbelzopfes nur bedingt möglich.

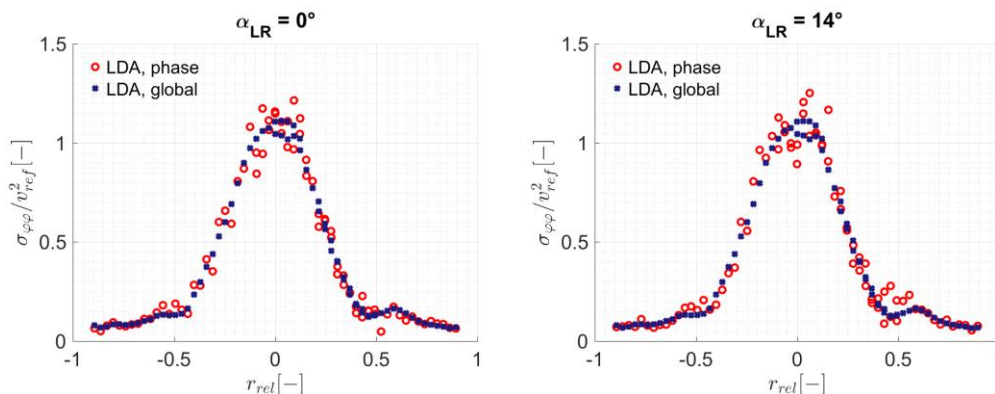


Abb. 8: Varianz in Umfangsrichtung $\sigma_{\varphi\varphi}$, aufgelöst nach dem Laufradwinkel α_{LR}

Abb. 9 zeigt die Transportgeschwindigkeit sowie die dreidimensionale turbulente kinetische Energie im Diffusor. Der Vergleich der Geschwindigkeiten zeigt, dass der Großteil des Wassers durch rechten Teil des Diffusors (Ebene B) strömt. Die turbulente kinetische Energie steigt in Ebene B tendenziell zum Pfeiler hin leicht an. In Ebene C zeigt sich ein umgekehrtes Verhalten.

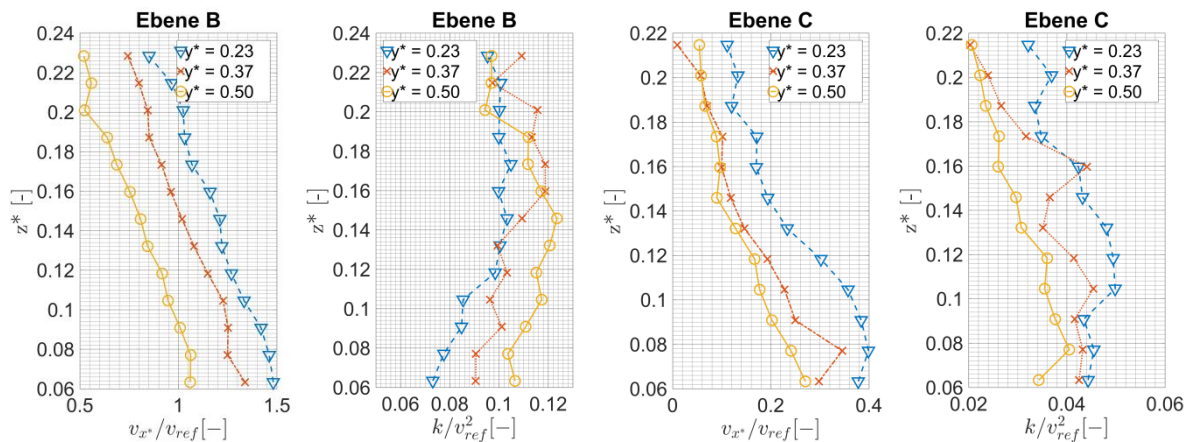


Abb. 9: Transportgeschwindigkeit v_{x^*} und dreidimensionale turbulente kinetische Energie k in den Ebenen B und C im Diffusor

Zusammenfassung und Ausblick

Anhand der Phasenauflösung kann eine detaillierte Analyse des Strömungsfeldes unter dem periodischen Einfluss des Wirbelzopfes hinsichtlich der turbulenten Größen durchgeführt werden. Der Vergleich der Varianzen zeigt auch in Abhängigkeit der Wirbelzopfposition gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie durch zweidimensionale Messdaten weist jedoch deutliche Unterschiede zur Simulation auf und ist daher nur bedingt für einen Vergleich geeignet. Die Phasenauflösung des Laufrades alleine bringt durch den gemittelten Einfluss des Wirbelzopfes keine weiteren Informationen. In zukünftigen Arbeiten soll die kombinierte Phasenauflösung durchgeführt werden. Dadurch können die Daten in Abhängigkeit von Wirbelzopf- und Laufradposition dargestellt werden. Im Diffusor kann die turbulente kinetische Energie durch einen zweiten optischen Zugang dreidimensional bestimmt werden.

Dankesworte

Die Autoren danken der Voith Hydro Holding GmbH & Co. KG für die finanzielle Unterstützung dieses gemeinsamen Forschungsprojektes mit der Universität Stuttgart.

Literatur

- Ruck, B., 1990:** "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", AT-Fachverlag, ISBN 3-921-681-014
- Zhang, Zh., 2010:** "LDA Application Methods - Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics", Springer-Verlag, ISBN 978-3-642-13513-2
- Frey, A., Kirschner, O., Riedelbauch, S., Jester-Zuerker, R., Jung, A., 2016:** "Reference measurements on a Francis model turbine with 2D Laser-Doppler-Anemometry", Proceedings of the 28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Grenoble, France
- Krappel, T., Riedelbauch, S., Jester-Zuerker, R., Jung, A., Flurl, B., Unger, F., Galpin, P., 2016:** "Turbulence Resolving Flow Simulations of a Francis Turbine in Part Load using Highly Parallel CFD Simulations", Proceedings of the 28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Grenoble, France