

**Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"**  
8. – 10. September 2015, Dresden

## **Charakterisierung des Strömungsfelds eines Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs mittels gefilterter Rayleigh-Streuung**

### **Characterizing the flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube by means of filtered Rayleigh scattering**

Ulrich Doll, Eike Burow, Manfred Beversdorff, Guido Stockhausen, Christian Willert  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Institut für Antriebstechnik, Triebwerksmesstechnik, Linder Höhe, 51147 Köln, Email: [ulrich.doll@dlr.de](mailto:ulrich.doll@dlr.de)

Rayleigh-Streuung, molekulare Filterung, Ranque-Hilsch, Wirbelrohr, Temperaturseparation  
Rayleigh scattering, molecular filtering, Ranque-Hilsch, vortex tube, temperature separation

#### **Zusammenfassung**

Das mittlere Strömungsfeld eines Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs wurde mittels des laserbasierten optischen Messverfahrens der gefilterten Rayleigh-Streuung, erweitert um die Frequenzscan-Methode, charakterisiert. Es wurden Verteilungen der Temperatur, der axialen und der Umfangsgeschwindigkeit für den gesamten mittleren Rohrquerschnitt gewonnen. In den Verteilungen dieser Geschwindigkeitskomponenten wurde eine Strömungsstruktur identifiziert, die an eine angefachte Oszillation erinnert. Diese Strömungsstruktur deutet darauf hin, dass eine starke Kopplung des Strömungsfelds mit dem akustischen Feld des Wirbelrohrs besteht.

#### **Einleitung**

Bereits 1933 entdeckte der französische Physiker Ranque das Phänomen, dass Luft, welche unter hohem Druck tangential in ein zylindrisches Rohr eingedüst wird, sich an einem Ende erwärmt, am anderen hingegen abkühlt (Ranque, 1933). Im Folgenden wurden die Arbeiten von Ranque durch Hilsch aufgegriffen, der zum einen versuchte, den Temperaturseparationseffekt zu optimieren, zum anderen aber unternahm er auch erste Ansätze einer physikalischen Erklärung des Phänomens (Hilsch, 1947). Zu Ehren dieser beiden Wissenschaftler wird die Vorrichtung als Ranque-Hilsch-Wirbelrohr bezeichnet. Seit seiner Entdeckung wurde das Prinzip des Wirbelrohrs in verschiedenen Industrieanwendungen umgesetzt. So wird der Effekt der Temperaturseparation unter anderem zur Kühlung elektronischer Komponenten verwendet, die hohen Zentrifugalkräfte können zur Abscheidung von Flüssigkeiten oder Feststoffen genutzt werden. Eine Besonderheit des Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs ist die Tatsache, dass die Temperaturseparation ohne Einwirkung mechanischer Kräfte erfolgt, der Prozess somit rein fluiddynamischer Natur ist (Secchiaroli, et al., 2009).

Abb. 1 zeigt eine 3D-Ansicht des in dieser Arbeit untersuchten Wirbelrohrs. Um optische Untersuchungen zu ermöglichen, besteht der Hauptteil der Vorrichtung aus einem zylindrischen, aus Quarzglas gefertigten Rohr. Das Rohr hat eine Länge von 700 mm und einen Durchmesser von 30 mm. Druckluft wird in eine Wirbelkammer, die sich am rechten Ende des Glasrohrs befindet, tangential eingeblasen. Die daraus resultierende, stark verdrallte Strömung tritt in das Glasrohr ein und bewegt sich entlang der Wand helixförmig in Richtung Heißauslass. Zentrifugalkräfte bewirken einen positiven radialen Druckgradienten in Rich-

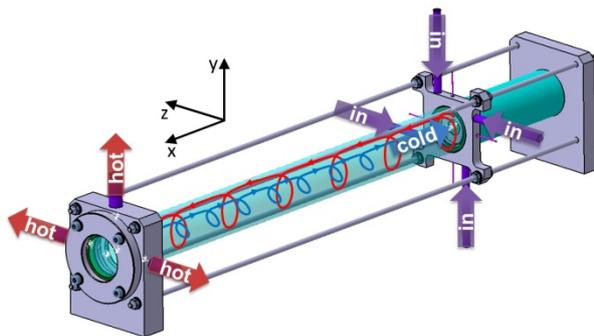


Abb. 1: 3D-Ansicht des Wirbelrohrs

einem Vordruck von 7 bar betrieben, die Temperatur der Luft in der Ruhekammer vor der Eindüsung betrug 294 K. Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung der Wirbelrohrströmung ist das als Kaltluftstrom bezeichnete Verhältnis  $\epsilon = \dot{m}_c / \dot{m}$ , mit  $\dot{m}_c$  als dem Anteil des Massenstroms, der das Wirbelrohr durch die Blende am Kaltauslass verlässt und mit  $\dot{m}$  als dem Gesamtmassenstrom (Hilsch, 1947). In dieser Studie wurde der Kaltluftstrom für alle Experimente zu 0,3 gewählt.

Die der Temperaturseparation zugrunde liegenden Mechanismen sind bis heute Gegenstand kontroverser wissenschaftlicher Diskussion. In der Literatur werden verschiedenste Hypothesen vertreten, unter anderem werden adiabate Expansion, innere Reibung, statische Temperaturgradienten oder akustische Effekte zur Erklärung des Phänomens herangezogen (Eimsaard & Promvonge, 2008). Um Einblick in die komplexe dreidimensionale Strömungstopologie des Wirbelrohrs zu bekommen und um existierende Hypothesen zu bestätigen oder zu verwerfen, werden Informationen zu den relevanten Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Geschwindigkeit benötigt (Gao, et al., 2005). In einem Großteil der in der Literatur verfügbaren experimentellen Studien werden dazu konventionelle sondenbasierte Messtechniken, wie beispielsweise Pitot-Röhrchen oder Thermoelementsonden, verwendet. Diese werden meist an unterschiedlichen axialen Positionen in die Strömung eingebracht und dann radial traversiert (z. B. Ahlborn & Gordon (2000); Gao et al. (2005); Xue et al. (2013)). Trotz ihrer meist hohen zeitlichen Auflösung sind mit diesen Sonden nur Punktmessungen möglich. Des Weiteren beeinflusst die mit dem Einsatz dieser Sonden einhergehende Verblockung des Rohrquerschnitts das Strömungsfeld (in verschiedenen Studien wurden laut Gao et al. (2005) 3 - 26 % der Querschnittsfläche versperrt). In diesem Zusammenhang wäre die Anwendung laserbasierter optischer Messverfahren wünschenswert. Aufgrund ihrer minimal-invasiven Natur wird durch Einsatz dieser Messtechniken die Beeinflussung des Strömungsfeldes auf ein Minimum reduziert.

In Liew et al. (2012) wurde erstmalig ein punktförmiges laserbasiertes optisches Messverfahren zur Charakterisierung der Strömung in einem Ranque-Hilsch-Wirbelrohr zum Einsatz gebracht. Ein PDPA<sup>1</sup>-System wurde verwendet, um radiale Profile der Strömungsgeschwindigkeit in einer mit Wassertropfen versetzten Wirbelrohrströmung an zwei unterschiedlichen axialen Positionen zu messen. Insbesondere nahe der Rohrachse führten starke Fluktuationen der Signalintensität zu einer Verringerung der Signalqualität. Ähnliche Beobachtungen machten Doll et al. (2014a). Durch die geringe Dichte an Streupartikeln konnten im Bereich der Rohrachse keine validen L2F<sup>2</sup>-Messungen durchgeführt werden. Secchiaroli et al. (2009) führen in diesem Zusammenhang an, dass, aufgrund der hohen

tung der Wand. Während erwärmte Luft den Glaszylinder durch die drei Kanäle auf der linken Seite verlässt (Heißauslass), kehrt ein Teil des Luftstroms um und bildet entlang der Zylinderachse ein zweites Wirbelsystem. Der Drehsinn des inneren Wirbels entspricht dabei dem des äußeren. Der größte Teil des inneren Luftstroms strömt abgekühlt durch eine Kaltauslass genannte Blende am rechten Ende des Rohrs. Für die nachfolgenden Untersuchungen wurde das Wirbelrohr mit

<sup>1</sup> Phase Doppler Particle Analysis

<sup>2</sup> Laser-2-Focus

zentrifugalen Beschleunigungen innerhalb des Rohres, die Eignung optischer Messverfahren, die auf Streupartikeln basieren, wegen des unzureichenden Folgevermögens dieser Teilchen generell infrage steht. Zusätzlich ist, trotz der Traversierung des Probenvolumens durch das Strömungsfeld, der räumliche Informationsgewinn bezüglich der Strömungstopologie bei Anwendung dieser Punktmessverfahren eher gering.

Um zum einen der angesprochenen Problematik des Folgevermögens der Streupartikel zu begegnen und zum anderen einen Überblick über Strukturen des mittleren Strömungsfelds zu bekommen, wurde die gefilterte Rayleigh Streuung (FRS) (Miles & Lempert, 1990), erweitert um die Frequenzscan-Methode (FSM-FRS) (Forkey, et al., 1996; Doll, et al., 2014b) ausgewählt. Diese ist in der Lage, zeitlich gemittelte, flächige Information zu den Strömungsfeldgrößen Druck, Temperatur und Geschwindigkeit (Dopplerverschiebung) gleichzeitig zu liefern. Da die Messmethode auf elastischer Molekülstreuung basiert, spielt die Problematik eines unzureichenden Partikelfolgevermögens durch hohe Zentrifugalbeschleunigungen keine Rolle.

### **Messverfahren und Versuchsaufbau**

Der minimal-invasive Charakter in Kombination mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung sind Merkmale planarer laserbasierter optischer Messmethoden, die für die Charakterisierung komplexer Strömungsphänomene unerlässlich sind. Insbesondere bei Messaufgaben, die mit eingeschränkter optischer Zugänglichkeit sowohl laser- als auch detektorseitig einhergehen, scheitern viele dieser Messverfahren an starken, die Messung überlagernden Störlichtereignissen. An Fenstern oder Wänden gestreutes Laserlicht ist oftmals um viele Größenordnungen stärker als das eigentliche Messsignal. Die FRS-Messtechnik macht sich in diesem Zusammenhang die spektralen Eigenschaften dieser starken elastischen Streulichtanteile einerseits und die der Rayleigh-Streuung andererseits zunutze. Das Messverfahren nutzt die Absorptionsbanden atomarer bzw. molekularer Gase, um an Oberflächen und Partikeln gestreutes Laserlicht aus dem Messsignal zu filtern.

Abb. 2 (oben, links) zeigt die spektrale Antwort eines mit Gasmolekülen gefüllten Volumens, welches mit schmalbandigem Laserlicht beleuchtet wird. Die Streuung an Partikeln (Mie-Streuung, Durchmesser ca. 0,1-1  $\mu\text{m}$ ) und das an Oberflächen geometrisch gestreute Licht besitzen dieselbe Bandbreite und Frequenz der anregenden Laserlichtquelle. Demgegenüber ist die Rayleigh-Streuung aufgrund von Dopplerverschiebungen, die aus der thermischen Bewegung der Gasmoleküle resultieren, spektral verbreitert (Miles, et al., 2001). Wird nun eine mit atomarem oder molekularem Gas gefüllte Filterzelle vor dem Detektor platziert, wird das aus dem betrachteten Volumenelement gestreute Licht mit dem Transmissionsprofil des Absorptionsfilters überlagert. Anteile, die sich innerhalb des Blockbereichs des Filters befinden, werden absorbiert. Dies beinhaltet zum einen die Mie- und die geometrischen Streulichtanteile, zum anderen jedoch auch einen beträchtlichen Anteil der Rayleigh-Streuung. Die verbleibenden Anteile des Rayleigh-Streuspektrums, die den Filter an den Flanken passieren, formen das eigentliche FRS-Messsignal, welches Informationen bezüglich des Drucks  $p$ , der Temperatur  $T$  und der Dopplerverschiebung  $\Delta\nu$  des betrachteten Molekülensembles beinhaltet.

Um die FRS-Messtechnik als planares Messverfahren zu betreiben, werden im Allgemeinen auf CCD-Sensoren basierende Kamerasysteme als Detektoren eingesetzt. Diese können nicht zwischen den spektralen Komponenten des FRS-Messsignals unterscheiden. Stattdessen wird die spektrale Information über Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung zu einem Intensitätswert aufintegriert. Somit steht drei unbekanntem Messgrößen ein einzelner

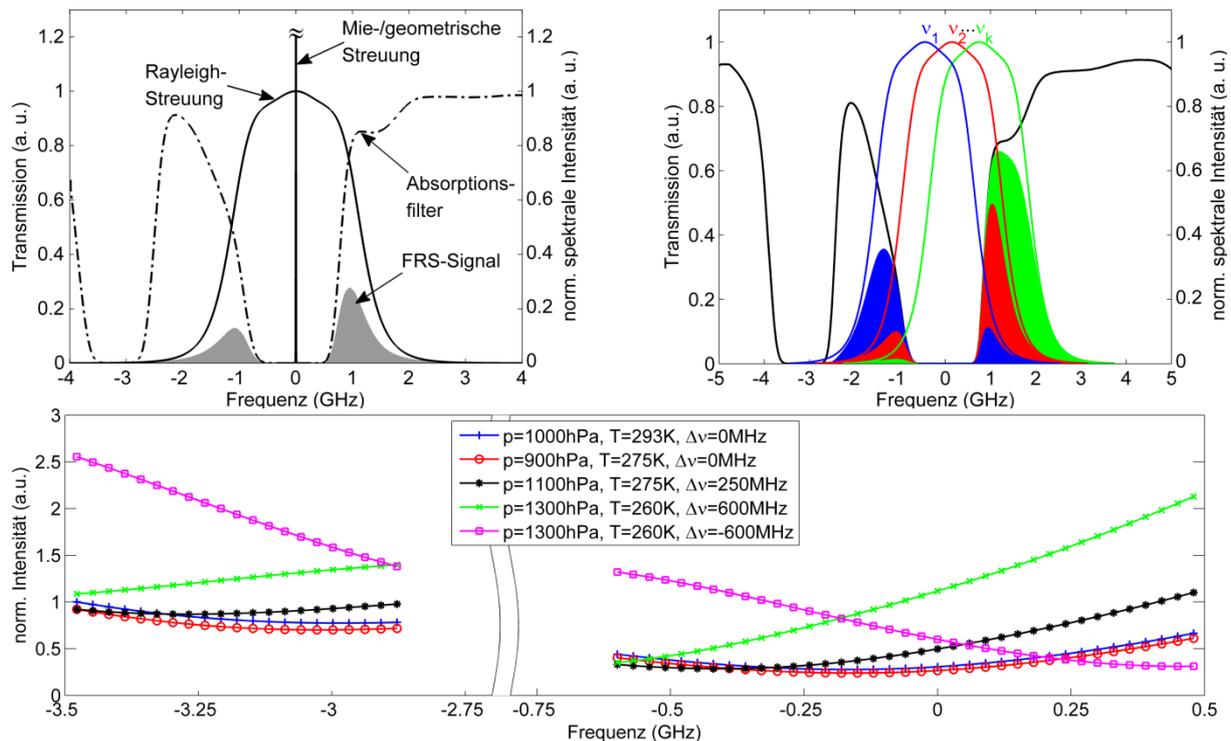


Abb. 2: Schmalbandiges, von großen Partikeln (Mie) oder Oberflächen (geometrisch) gestreutes Laserlicht wird geblockt, während die Rayleigh-Streuung den molekularen Filter anteilig passiert (oben, links). Frequenzscan-Methode: Die Frequenz des Lasers wird entlang der Kennlinie des Absorptionsfilters mehrmals verstimmt (oben, rechts). Simulierte FSM-FRS Intensitätsspektren für typische Kombinationen aus  $p, T$  und  $\Delta v$  im Wirbelrohr (unten).

Messwert gegenüber (Forkey, et al., 1996). Die oben bereits erwähnte FSM-FRS-Messtechnik bietet in diesem Zusammenhang die Möglichkeit, die zugrundeliegende spektrale Information aus den aufgenommenen Messdaten zu rekonstruieren und somit Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung simultan aus einem Datensatz zu ermitteln. Die Methode eignet sich zur Untersuchung stationärer Strömungsvorgänge oder zur Ermittlung zeitlich gemittelter Größen. In Abb. 2 (oben, rechts) ist das Prinzip der FSM-FRS-Messtechnik dargestellt. Die Frequenz des Lasers wird entlang des Minimums (Transmissionswerte  $< 10^{-5}$ ) der Absorptionslinie des molekularen Filters verstimmt. Für einen stationären Prozess, bzw. im zeitlichen Mittel, bleibt die spektrale Form der Rayleigh-Streuung für alle Scanfrequenzen erhalten. Das FRS-Messsignal hingegen, das sich aus den spektralen Komponenten der Rayleigh-Streuung, die den molekularen Filter passieren, zusammensetzt, verändert sich mit der Frequenz. Wenn nun zu jedem Frequenzschritt ein Datenbild erzeugt wird, resultiert dies in Intensitätsspektren in jedem Bildpunkt der Kamera. Abb. 2 (unten) zeigt für den Anwendungsfall des Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs simulierte Intensitätsspektren, mit für diese Strömung typischen Werten für  $p, T$  und  $\Delta v$ . Für jede der Kombinationen besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Intensitätsspektrum und zugrundeliegendem Parametersatz. Somit kann im Umkehrschluss aus einem gemessenen Intensitätsspektrum die zugrundeliegende Kombination aus  $p, T$  und  $\Delta v$  in jedem Bildpunkt eindeutig bestimmt werden.

In Abb. 3 ist der prinzipielle Aufbau der Wirbelrohrversuche zu sehen. Das Messsystem basiert auf einem Coherent Verdi V5 Nd: YVO<sub>4</sub> Dauerstrich-Festkörperlaser. Der Laser emittiert Licht bei 532 nm mit einer Bandbreite von unter 5 MHz und einer Ausgangsleistung von bis zu 6 W. Das Lasersystem bietet drei Möglichkeiten, seine Ausgangsfrequenz in einem Bereich von ca. 60 GHz zu verstimmen: Ein in die Kavität des Lasers eingesetztes heizbares

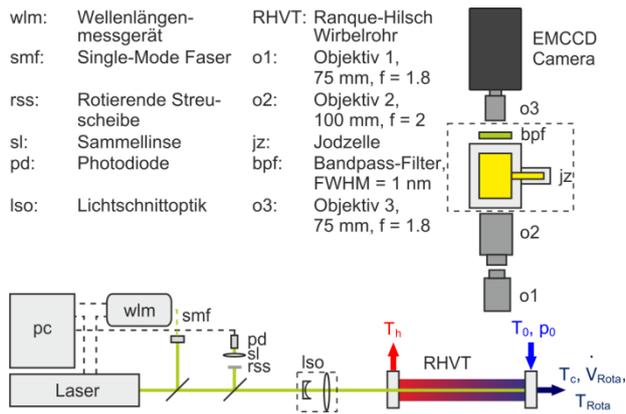


Abb. 3: Prinzipieller Aufbau der FSM-FRS Messungen

Etalon für große Frequenzänderungen und zwei piezoelektrische Elemente. Durch Anlegen einer Hochspannung an die Piezoelemente im Bereich von 0 bis 100 V kann die Frequenz über eine Änderung der Resonatorlänge angepasst werden. Ein kleiner Teil des Laserlichts wird mittels einer Single-Mode-Faser in die Überwachungs- und Kontrolleinheit der Wellenlänge eingekoppelt. Diese besteht aus einem WSU10 Wavelengthmeter der Firma High Finesse, das mittels eines eingebauten PID-Reglers die Ausgangsfrequenz des Lasers über das erste Piezoelement mit einer relativen Ab-

weichung kleiner 2 MHz stabilisiert. Die Langzeitstabilität der Ausgangsfrequenz wird über eine weitere Regelschleife gewährleistet, dessen Kontrollspannung das zweite Piezoelement steuert. Um eventuellen Schwankungen der Ausgangsleistung des Lasers zu begegnen, müssen die gemessenen FRS-Intensitäten auf die Laserleistung normiert werden. Dazu wird ein kleiner Teil des Laserlichts mittels einer Glasplatte aus dem Hauptstrahl abgelenkt und auf eine rotierende Streuscheibe gerichtet. Diese dient zur Erzeugung einer homogenen und strukturlosen Intensitätsverteilung. Ein Teil des an der Scheibe gestreuten Lichts wird mittels einer Sammellinse auf eine Photodiode abgebildet. Mit diesem Aufbau kann die Laserleistung mit einer relativen Unsicherheit von unter 1 % gemessen werden. Die Bilddatenerfassung beruht auf einer back illuminated C9100-13 EM-CCD Kamera der Firma Hamamatsu. Der Detektor hat eine maximale Auflösung von 512 x 512 Pixelelementen bei einer Pixelgröße von 16 x 16  $\mu\text{m}^2$ , die Quanteneffizienz ist größer als 90 % für grünes Licht. Die Kamera mit Objektiv ist mit einem Gehäuse verbunden, welches einen Bandpass-Filter der Firma Barr (FWHM 1 nm) und die Absorptionszelle enthält. Molekulares Jod wurde als Filtermedium ausgewählt, da es zahlreiche Transitionen im Bereich von 532 nm besitzt.

Für die Wirbelrohrversuche wurde der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt von ca. 32 mm Höhe mit einer variablen Dicke zwischen 0,6 (Kaltauslass) und 2 mm (Heißauslass) aufgeweitet. Die Strahlaufweitung wurde mittels einer Anordnung basierend auf einem optischen Scanner realisiert. Dieser Aufbau eignet sich speziell für lange Kamerabelichtungszeiten (Roehle & Willert, 2001). Der Laser trat auf Seiten des Heißauslasses durch ein planes Fenster in das Wirbelrohr ein und beleuchtete den gesamten mittleren Querschnitt des Glaszylinders bis zum Kaltauslass. Der Detektor wurde senkrecht zur Lichtschnittebene orientiert und betrachtete ein 53,5 x 53,5 mm großes Bildfeld. Die Kamera wurde mit einem 2 x 2 Hardwarebinning betrieben, was in einem räumlichen Auflösungsvermögen von 0,21 mm pro Pixel resultierte. Um die gesamte Länge des Glaszylinders abzudecken, wurde das Kamerasystem 14-mal entlang Rohrachse traversiert. An jeder der 14 Messpositionen wurde ein Frequenzscan mit 32 Messfrequenzen und einer Schrittweite von 60 MHz durchgeführt. Die Belichtungszeit pro Frequenz betrug 6 s. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu steigern, wurde der Frequenzscan dreimal wiederholt, die drei aufeinanderfolgenden Messungen wurden in der Auswertung zu einem gemittelten Datensatz zusammengefasst.

### Datenauswertung und Ergebnisse

Während des Betriebs des Wirbelrohrs treten insbesondere nahe der Rohrachse Brechungsindexfluktuationen auf, an denen Anteile des Lichts auf ihrem Weg zum Messort abgelenkt werden. In Doll et al. (2014a) wird beschrieben, dass aus diesem Grund die

Datenauswertung nicht mit der Standardvorgehensweise vorgenommen werden kann, sondern dass ein Normierungsansatz verfolgt werden muss. Durch die Normierung der Messdaten wird die Empfindlichkeit des Messsignals auf den Druck erheblich reduziert. Aus diesem Grund wird der Druck in der nachfolgenden Auswertung der FSM-FRS-Daten nicht bestimmt, sondern zu einem konstanten Wert von 1 bar gesetzt. Trotz dieser Annahme konnten Temperatur und Dopplerverschiebung mit einer relativen Unsicherheit von unter 2 % bestimmt werden.

Die Dopplerverschiebung  $\Delta v$  ist entsprechend

$$\Delta v = v - v_0 = \frac{v_0}{c} (\vec{\sigma} - \vec{l}) \cdot \vec{v} \quad (1)$$

definiert, mit  $v_0$  als der Anregungsfrequenz,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit,  $\vec{\sigma}$  dem Einheitsvektor vom Messvolumen hin zum Detektor,  $\vec{l}$  der Ausbreitungsrichtung des Lasers und  $\vec{v}$  der Strömungsgeschwindigkeit. Um die drei Komponenten  $v_x$ ,  $v_y$  und  $v_z$  des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$  ermitteln zu können, würden zwei zusätzliche Messwerte für die Dopplerverschiebung benötigt. Aufgrund des optischen Aufbaus besitzt das Messsignal nahezu keine Sensitivität auf die radiale Geschwindigkeitskomponente  $v_y$ . Unter Annahme einer zur Rohrachse rotationsymmetrischen Strömung, können  $v_x$  (axial) und  $v_z$  (tangential) mit  $\vec{l} = (-1, 0, 0)$  und  $\vec{\sigma} = (o_x, o_y, o_z)$  aus

$$v_x(x, y) = \frac{c(\Delta v(x, y) + \Delta v(x, -y))}{2v_0(o_x(x, y) - 1)}, v_z(x, y) = \frac{c(\Delta v(x, y) - \Delta v(x, -y))}{2v_0 o_z(x, y)} \quad (2)$$

bestimmt werden.

In Abb. 4 sind die Verteilungen der Temperatur (oben), der axialen (mitte) und der Umfangsgeschwindigkeit (unten) der zentralen x-y-Ebene des Wirbelrohrs zu sehen. Bei Betrachtung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen fallen Unstetigkeiten an den Übergängen der aufeinanderfolgenden Messebenen ins Auge. Diese sind in leichten Schwankungen der Betriebsbedingungen über die gesamte Messdauer begründet.

Die geringsten Temperaturen innerhalb des Wirbelrohrs werden in der linken oberen und unteren Ecke von Abb. 4 (oben) erreicht. Dort dominiert die Expansion der tangentialen Einblasung das Strömungsfeld. Im ersten Drittel des Rohres ähnelt die Temperaturverteilung einer kegelförmigen Struktur. Von  $x/L = 0$  nach 0,3 steigt die Temperatur auf der Mittellinie von 270 K auf den der Eintrittstemperatur entsprechenden Wert von 294 K. Im weiteren Verlauf nimmt die Temperatur stetig zu und erreicht ihr Maximum von etwa 310 K am Heißauslass. Obwohl der Temperaturgradient zwischen zentralem und Außenbereich in axialer Richtung immer weiter abnimmt, bleibt bis zum Heißauslass ein Kernbereich geringerer Temperatur bestehen.

Die Verteilung der axialen Geschwindigkeit in Abbildung Abb. 4 (Mitte) kann in vertikaler Richtung in einen Außen- und in einen Kernbereich unterteilt werden. Beginnend an der tangentialen Einblasung, wo die höchsten Absolutwerte von  $v_x$  erreicht werden, endet der Außenbereich am gegenüberliegenden Heißauslass, wobei die Geschwindigkeiten über die Rohrlänge stetig abnehmen. Beim Verlassen des Außenbereichs in Richtung der Rohrachse wird die axiale Geschwindigkeit zu Null, sie ändert ihr Vorzeichen und die Luft strömt zurück zum Kaltauslass. Was bei der Betrachtung der Verteilung der axialen Geschwindigkeit im Kernbereich sofort die Aufmerksamkeit auf sich zieht, ist eine regelmäßige Strömungsstruktur nahe der Rohrachse. Über die ganze Rohrlänge verteilen sich klar unterscheidbare Zo-

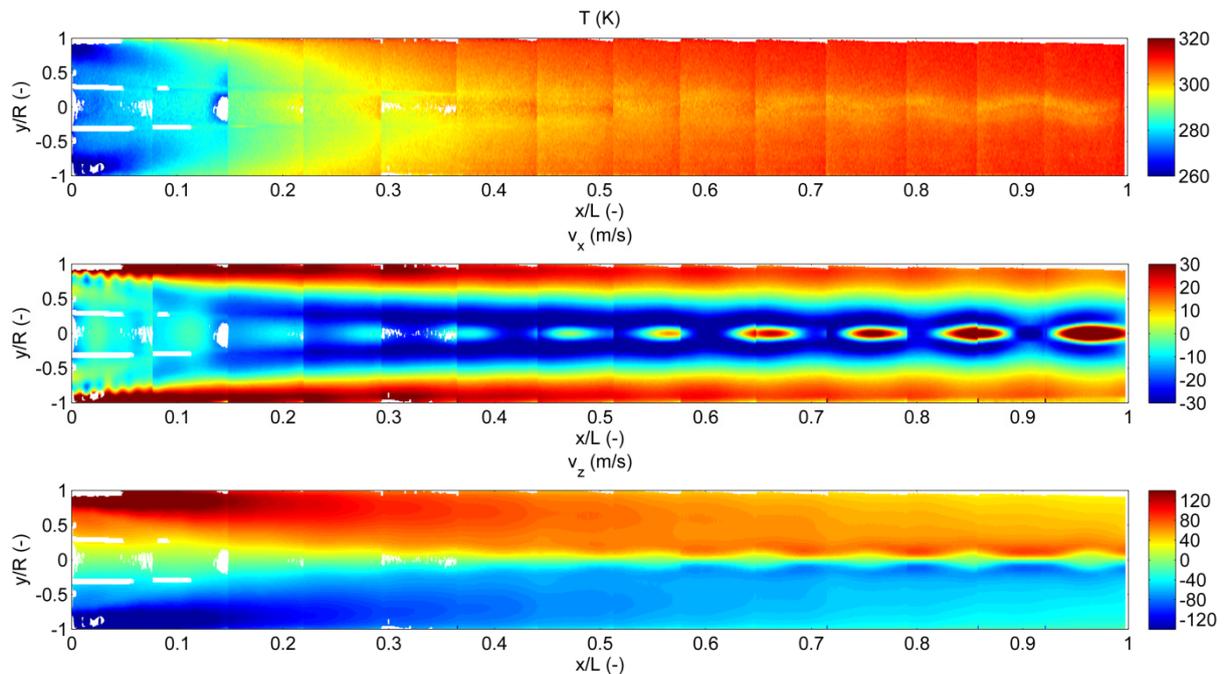


Abb. 4: Verteilungen der Temperatur (oben), axialen (Mitte) und Umfangsgeschwindigkeit (unten), zusammengesetzt aus 14 Messpositionen.

nen, in welchen sich die Absolutwerte der mittleren axialen Geschwindigkeit von denen des umgebenden Fluids unterscheiden. Während diese Zonen im vorderen Bereich des Rohrs bis  $x/L = 0,3$  unscharf wirken, wird ihre ellipsoide Form mit zunehmendem axialem Abstand immer klarer umgrenzt. Im vorderen Bereich des Rohrs sind die Geschwindigkeiten sowohl innerhalb als auch außerhalb dieser Zonen negativ. Im hinteren Bereich hingegen ändert die Geschwindigkeit innerhalb dieser scharf umrissenen Strukturen ihr Vorzeichen und nimmt Absolutwerte an, die diejenigen der umgebenden Luft sogar übersteigen.

Die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit in Abb. 4 (unten) wird von der Rotation des Hauptwirbels dominiert. Die Absolutwerte erreichen ihr Maximum nahe der tangentialen Einblasung und reduzieren sich mit zunehmendem axialem Abstand. Trotz des dominanten Hauptwirbels ist auch in der Verteilung von  $v_z$  eine regelmäßige Strömungsstruktur erkennbar. Zum einen erweitert diese die Zonen geringer Geschwindigkeiten nahe der Rohrachse, zum anderen wird dadurch dem Geschwindigkeitsfeld eine wellenförmige Struktur aufgeprägt.

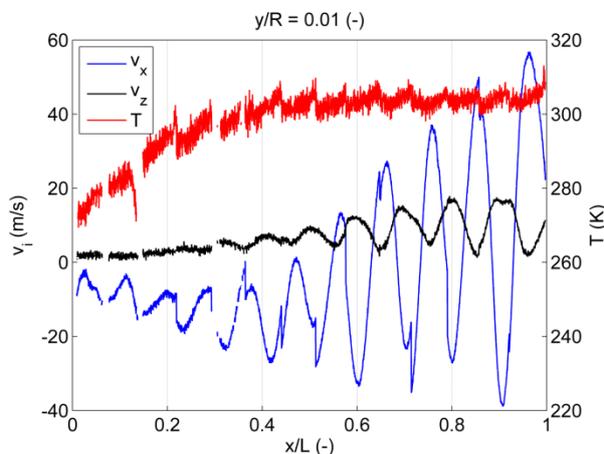


Abb. 5: Profile von  $v_x$  (blau),  $v_z$  (schwarz) und  $T$  (rot) bei  $y/R = 0,01$

In Abb. 5 sind axiale Profile von  $v_x$ ,  $v_z$  und  $T$  bei  $y/R = 0,01$  nahe der Rohrachse über  $x/L$  aufgetragen. Die Verläufe sowohl der axialen als auch der Umfangsgeschwindigkeit haben Ähnlichkeit mit einer angefachten Schwingung, mit hin zum Heißauslass ansteigenden Amplituden. Der Großteil des Temperaturanstiegs, beginnend bei  $x/L = 0$ , ist bereits bis  $x/L = 0,3$  abgeschlossen. Bis  $x/L = 0,9$  ist nur noch eine geringe Zunahme

der Temperatur zu verzeichnen, die sich hin zum Heißauslass nochmals leicht intensi-

viert. Während die Umfangsgeschwindigkeiten durch die oben erwähnten Betriebspunkt-schwankungen anscheinend kaum beeinflusst werden, äußern sich diese sowohl in der axialen Geschwindigkeit als auch in der Temperatur durch Unstetigkeiten. Beispielsweise springt bei  $x/L = 0,22$   $v_x$  um 8,8 m/s von -7,5 auf -16,3 m/s. Gleichzeitig fällt die Temperatur von 295 auf 291,5 K. Dieser einerseits unerwünschte Effekt deutet andererseits darauf hin, dass eine starke Kopplung zwischen axialer Geschwindigkeit und Wärmefreisetzung besteht.

## Fazit

Das mittlere Strömungsfeld eines Ranque-Hilsch-Wirbelrohrs wurde mittels der FSM-FRS-Messtechnik charakterisiert. Aufgrund des optischen Aufbaus und angenommener Rotations-symmetrie konnten die FSM-FRS Dopplerverschiebungen als Geschwindigkeiten interpretiert werden. Verteilungen der Temperatur, sowie der axialen und Umfangsgeschwindigkeit der zentralen x-y-Ebene wurden für die gesamte Rohrlänge aus 14 Messebenen zusammengesetzt und diskutiert. In den Verteilungen der axialen und der Umfangsgeschwindigkeit wurde eine Strömungsstruktur identifiziert, die an eine angefachte Oszillation erinnert. In Kurosaka (1982) wird die als „acoustic streaming“ bezeichnete Beeinflussung des mittleren Strömungsfeldes durch periodisch auftretende akustische Störungen als treibende Kraft hinter der Temperaturseparation benannt. Die in den FSM-FRS Ergebnissen gefundenen regelmäßigen Strömungsstrukturen deuten darauf hin, dass eine starke Kopplung des Strömungsfeldes mit dem akustischen Feld des Wirbelrohrs besteht.

## Literatur

- Eimsaard & Promvong, 2008: "Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12(7), pp. 1822-1842
- Doll, U. et al., 2014a: "Characterization of the flow field inside a Ranque-Hilsch vortex tube using filtered Rayleigh scattering, Laser-2-Focus velocimetry and numerical methods", 17th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal
- Doll, U., Stockhausen, G. & Willert, C., 2014b: "Endoscopic filtered Rayleigh scattering for the analysis of ducted gas flows", *Experiments in Fluids*, 55(3), pp. 1-13
- Forkey, J., Finkelstein, N., Lempert, W. & Miles, R., 1996: "Demonstration and characterization of filtered Rayleigh scattering for planar velocity measurements", *Aerodynamic measurement technology, AIAA journal*, 34(3), pp. 442-448
- Gao, C., Bosschaart, K., Zeegers, J. & de Waele, A., 2005: "Experimental study on a simple Ranque-Hilsch vortex tube", *Cryogenics*, 45(3), pp. 173-183
- Hilsch, R., 1947: "The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process", *Review of Scientific Instruments*, 18(2), pp. 108-113
- Kurosaka, M., 1982: "Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch (vortex-tube) effect", *Journal of Fluid Mechanics*, 11, Band 124, pp. 139-172
- Liew, R., Zeegers, J., Kuerten, J. & Michalek, W. R., 2012: "3D Velocimetry and droplet sizing in the Ranque-Hilsch vortex tube", *Experiments in Fluids*, 54(1)
- Miles, R. B., Lempert, W. R. & Forkey, J. N., 2001: "Laser Rayleigh scattering", *Measurement Science and Technology*, 12(5), p. R33
- Miles, R. & Lempert, W., 1990: "Two-dimensional measurement of density, velocity, and temperature in turbulent high-speed air flows by UV rayleigh scattering", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Band 51, pp. 1-7
- Ranque, G. J., 1933: "Expériences sur la Détente Giratoire avec Productions Simultanées d'un Echappement d'air Chaud et d'un Echappement d'air Froid", *Journal de Physique et Le Radium*, 4(7), pp. 112-114
- Roehle, I. & Willert, C., 2001: "Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows", *Measurement Science and Technology*, 12(4), p. 420
- Secchiaroli, A., Ricci, R., Montelpare, S. & D'Alessandro, V., 2009: "Numerical simulation of turbulent flow in a Ranque-Hilsch vortex tube", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(23-24), pp. 5496-5511