

OPTISCHE SCHALLSCHNELLEMESSUNG MITTELS DOPPLER- GLOBAL-VELOZIMETER MIT LASERFREQUENZMODULATION

OPTICAL MEASUREMENT OF SOUND PARTICLE VELOCITY USING DOPPLER- GLOBAL-VELOCIMETRY WITH LASER FREQUENCY MODULATION

Raimund Schlüßler, Andreas Fischer, Lars Büttner, Jürgen Czarske

Technische Universität Dresden, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik
Institut für Grundlagen der Elektrotechnik und Elektronik, Professur für Mess- und Prüftechnik
Helmholtzstraße 18, 01069 Dresden
E-Mail: andreas.fischer2@tu-dresden.de

Doppler-Global-Velozimetrie, Schallschnelle, Kundt'sches Rohr, Strahltriebwerk
Doppler Global Velocimetry, sound particle velocity, Kundt's tube, jet engine

Kurzfassung

Der Umfang des Luftverkehrs nimmt heutzutage immer mehr an Bedeutung zu. Dies hat nicht zu Letzt aufgrund des emittierten Lärms Beeinträchtigungen für die Umwelt zur Folge. Um diese so gering wie möglich zu halten, muss die Schallemission der verwendeten Strahltriebwerke gesenkt werden. Dazu ist es nötig, die Schallfeldkenngößen innerhalb des Triebwerkes messen zu können. Die hier präsentierten Schallschnellemessungen können dazu einen Beitrag liefern. Sie wurden erstmals mit Hilfe eines Doppler-Global-Velozimeters mit Laserfrequenzmodulation durchgeführt. Das eingesetzte 25-elementige Lawinenphotodiodenarray ermöglicht zudem Mehrpunktmessungen der Schallschnelle mit einer hohen Messrate von 100 kHz. Im Ergebnis konnten Schallschnellen bis 0,005 m/s bei einer Messdauer von 1 s aufgelöst werden. Bei Kenntnis der Phasenlage der Schallschwingung sind durch die Anwendung von Phasenmittelungstechniken sogar Schnellen von 0,002 m/s gemessen worden. Dies ist eine signifikante Verbesserung zu vergleichbaren Schallschnellemessungen mit konventionellen DGV-Systemen, mit denen bis jetzt Schnellen von 0,01 m/s bei 60 s Messdauer in einem einzigen Messpunkt erfasst wurden. Dies eröffnet neue Perspektiven für Schallschnellemessungen mit hoher Auflösung und somit für Schallfelduntersuchungen in Strahltriebwerken.

Einleitung

Um das Schallemissionsverhalten von Triebwerken besser verstehen und die Schallemissionen senken zu können, wird gegenwärtig die Schallentstehung innerhalb des Triebwerkes erforscht, siehe z.B. Heuwinkel 2010. Hierfür sind Feldmessungen der Schallschnelle unerlässlich, wofür neue Messtechniken zu entwickeln sind. Die Messung soll dabei optisch, d.h. nicht invasiv erfolgen, um das Strömungsverhalten nicht zu beeinflussen. Weiterhin wird eine Mehrpunktmessung gewünscht, um den Verlauf der Schallschnelle auflösen zu können. Somit ist es beispielsweise für eine stehende Welle zusätzlich möglich, den Verlauf des Schalldrucks wie in Möser 2007 als weitere wichtige Schallfeldgröße zu berechnen. Das Messgerät muss insbesondere eine hohe Systemempfindlichkeit aufweisen, weil die zu erwartenden

Schallschnellen mit 0,05 m/s bei 117 dB sehr klein sind. Zwecks Untersuchung der Interaktion von Strömung und Schall sollen zudem Schallschnelle *und* Strömungsgeschwindigkeit simultan gemessen werden. Da der Schallschwingung im Triebwerk Strömungen bis typ. 100 m/s überlagert sind, ist folglich ein Messgerät mit hohem Dynamikumfang von etwa 10^4 erforderlich.

Konventionelle Schallschnellemessungen erfolgen meist mit der Zweimikrofonmethode (siehe DIN). Diese Methode hat den Nachteil, dass die Schallschnelle nur indirekt aus dem Gradient des Schalldrucks bestimmt werden kann und die Messung somit auf einen einzelnen Messpunkt beschränkt ist. Zusätzlich muss der Messkopf in das Messvolumen eingebracht werden und stört somit selbst das zu messende Schallfeld. Dieser Nachteil wird bei einer optischen Messung umgangen, was beispielsweise mittels Laser-Doppler-Anemometrie von Taylor 1976 demonstriert wurde. Jedoch misst auch die Laser-Doppler-Anemometrie ausschließlich punktförmig, sodass es ebenfalls nicht möglich ist das Schallschnellefeld zu erfassen.

Ein optisches Messverfahren, welches Mehrpunktmessungen ermöglicht, stellt die Particle-Image Velocimetry (PIV) dar. Mittels PIV wurden bereits 1997 von Hann et al. sehr große Schallschnellen von etwa 2 m/s vermessen, was einem Schalldruckpegel von etwa 150 dB entspricht. Dieser Wert wurde von Fischer et al. 2009a auf etwa 0,1 m/s verringert. Es ist jedoch wünschenswert auch für kleinere Schallschnellen bis hinab zu etwa 0,01 m/s Messungen durchführen zu können.

Diese Anforderungen lassen sich durch die Doppler-Global-Velozimetrie prinzipiell erfüllen. Erste Messungen der Schallschnelle mittels DGV führte Fischer et al. 2010 vor, jedoch ebenfalls nur punktförmig und mit einer Grenze der Messbarkeit von etwa 0,01 m/s. Das hier vorgestellte Verfahren der Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation ist in der Lage, Schallschnellen bis hinab zu 0,005 m/s zu messen. Bei Kenntnis der Phasenlage der Schallschwingung sind sogar noch kleinere Schallschnelleamplituden noch messbar. Zusätzlich ist es möglich, Mehrpunktmessungen mit 25 Messpunkten durchzuführen und Schallschwingungen bis zu 50 kHz zu erfassen.

Messprinzip

Das Messprinzip wird in den Veröffentlichungen von Fischer et al. 2007 und Fischer et al. 2008a ausführlich beschrieben und soll daher hier nur knapp dargestellt werden. Wie in Abb. 1a zu sehen, wird die Messebene durch einen Laserstrahl beleuchtet. Die Frequenz des Lasers ist dabei sinusförmig moduliert. Die Streupartikel werden durch Zerstäubung von Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) erzeugt. Das von diesen gestreute Licht wird durch eine Absorptionszelle mit einem Photodiodenarray orts aufgelöst vermessen. Aufgrund des Doppler-Effekts ist die Frequenz des Streulichts proportional zur Partikelgeschwindigkeit verschoben. Aufgrund der frequenzabhängigen Transmission der Absorptionszelle und der sinusförmigen Frequenzmodulation ändern sich die Amplituden der ersten und zweiten Harmonischen des detektierten Signals in Abhängigkeit der Lasermittelfrequenz. Das Amplitudenverhältnis der beiden Harmonischen ist unabhängig von der Gesamtleistung des gestreuten Lichts und hängt somit allein von der Lasermittelfrequenz ab. Durch die Auswertung des Amplitudenverhältnisses lässt sich schließlich die Komponente der Geschwindigkeit in Richtung des Differenzvektors von Beobachtungs- und Beleuchtungsrichtung ermitteln. Für dreikomponentige Geschwindigkeitsmessungen sind beispielsweise zwei weitere Beobachtungsrichtungen nötig, was hier zunächst nicht weiter verfolgt wird. Anders als bei konventionellen DGV-Systemen ohne Frequenzmodulation des Laserlichts ist keine Referenzkamera nötig, um den Einfluss der Streulichtleistung zu eliminieren. Bildausrichtungs- und Strahlteilungsfehler entfallen somit.

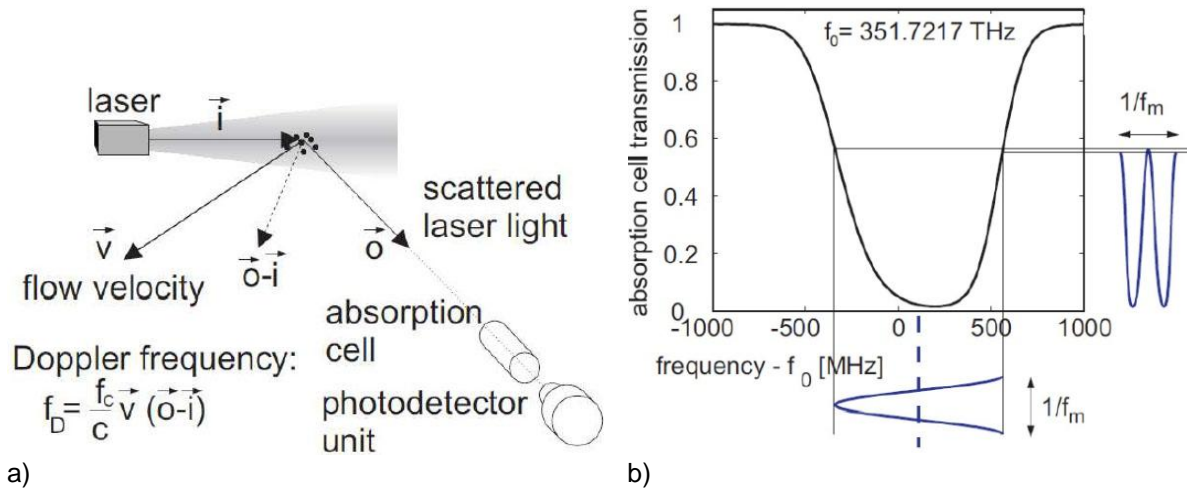


Abb. 1: a) Messaufbau beim FM-DGV-System und Zusammenhang zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Doppler-Frequenz-Verschiebung und b) Darstellung der sinusförmigen Laserfrequenzmodulation anhand der gemessenen Transmissionskennlinie einer mit Cäsiumgas gefüllten Absorptionszelle (Fischer 2010a)

Eigenschaften des Messsystems

Eine ausführliche Beschreibung des grundlegenden FM-DGV-Messaufbaus findet sich in Fischer et al. 2009b. Anders als dort beschrieben, kommt aber erstmals ein leistungsstarker Master-Oscillator-Power-Amplifier-Laser mit einer Leistung von bis zu 600 mW und einer Wellenlänge von 895 nm als Lichtquelle zum Einsatz. Durch die im Vergleich zum ursprünglichen Lasersystem mit 120 mW deutlich höhere Leistung des neuen Systems ist es möglich eine geringere Standardabweichung und wie später noch dargelegt geringere Schallschnellen messen zu können. Die Frequenz des Lasers stimmt mit einer Absorptionslinie von Cäsiumgas überein, weshalb mit Cäsiumgas gefüllte Absorptionszellen zur Frequenz-Intensitäts-Umsetzung verwendet werden. Mit einer Linienbreite von etwa 1 MHz ist der Laser hinreichend schmalbandig, um die Absorptionslinie des Cäsiumgases aufzulösen, deren volle Halbwertsbreite ungefähr 600 MHz beträgt. Die Modulation der Laserfrequenz erfolgt über eine Modulation des Master-Oscillator-Diodenstroms. Die Modulationsfrequenz beträgt 100 kHz und die Modulationsamplitude ca. 300 MHz. Zur Detektion des gestreuten Lichts kommen 25 fasergekoppelte Avalanche-Photodioden zum Einsatz. Somit ist es möglich, für 25 verschiedene Punkte Schallschnellewerte zu erfassen und so den Verlauf des Schallschnellefeldes aufzunehmen. Da das Messsystem eine maximale Messrate von 100 kHz ermöglicht, lassen sich gemäß dem Abtasttheorem Schallfrequenzen bis 50 kHz auflösen.

Häufig interessiert die Schallschnelleamplitude A_v eines Tones. Bei unbekannter Phase der Schallschwingung lässt sich die Schallschnelleamplitude aus der Zeitreihe der aufgenommenen Messwerte $v[k]$, $k = 0, \dots, N - 1$, wie folgt berechnen:

$$A_v = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} v[k] \cdot \cos(\omega t) \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} v[k] \cdot \sin(\omega t) \right)^2}. \quad (1)$$

Aufgrund der Messunsicherheit für die Schallschnelle resultiert eine systematische Messabweichung für die Schallschnelleamplitude. Diese soll im nächsten Schritt für den Grenzwert

$A_v \rightarrow 0$ durch eine Berechnung des Erwartungswerts $E(A_v \rightarrow 0)$ ermittelt werden. Hierbei wird angenommen, dass sich die Messunsicherheit der Schallschnelle als additives weißes gaußsches Rauschen (AWGN – Additive White Gaussian Noise) beschreiben lässt, d.h. $v[k] = A_v \cdot \cos(\omega t) + w[k]$ mit $w[k]$ als AWGN. Der Erwartungswert $E(A_v \rightarrow 0)$ stellt die Grenze der kleinsten noch messbaren Schallschnelleamplitude dar, wenn die Phasenlage der Schallwelle unbekannt ist. Der Erwartungswert $E(A_v \rightarrow 0)$ lässt sich gemäß der Definition des Erwartungswertes berechnen. Somit erhält man schließlich folgenden Zusammenhang zwischen dem Erwartungswert $E(A_v \rightarrow 0)$, der Messzeit T_m und der Rauschleistungsdichte S_n der Schallschnelle:

$$E(A_v \rightarrow 0) = \sqrt{\pi \frac{S_n}{T_m}}. \quad (2)$$

Die Rauschleistungsdichte S_n der Schallschnelle berechnet sich nach Fischer et al. 2008b über $S_n = \sigma_v^2 \cdot T$, wobei σ_v die Standardabweichung der Schallschnelle und T die Zeitauflösung einer Schallschnellemessung darstellt. Für die durchgeführte Messung betrug $S_n = 6,4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Das Messobjekt: Das Kundt'sche Rohr

Die Messungen werden an einem Kundt'schen Rohr durchgeführt (Abb. 2), da sich in diesem mit der stehenden Welle ein einfach zu beschreibendes Schallschnellefeld ausbildet. Dieses besteht aus einem für die gewählte Laserwellenlänge von 895 nm transparenten Plexiglasrohr, welches als Wellenleiter dient, einem massiven Aluminiumzylinder zur Abstimmung der Resonanzfrequenz des Rohrs und einem Lautsprecher zur Anregung des akustischen Feldes. Innerhalb des Rohres bildet sich aufgrund dessen eine stehende Schallwelle aus. Das Schallfeld wird mit einer Frequenz von 807 Hz angeregt. Für die gewählte Resonatorlänge von 31,9 cm und einer Raumtemperatur von 20 °C stellt sich somit, wie in Abb. 3 a) und b) zu sehen, Resonanz für die 1. Oberschwingung des Rohres ein.

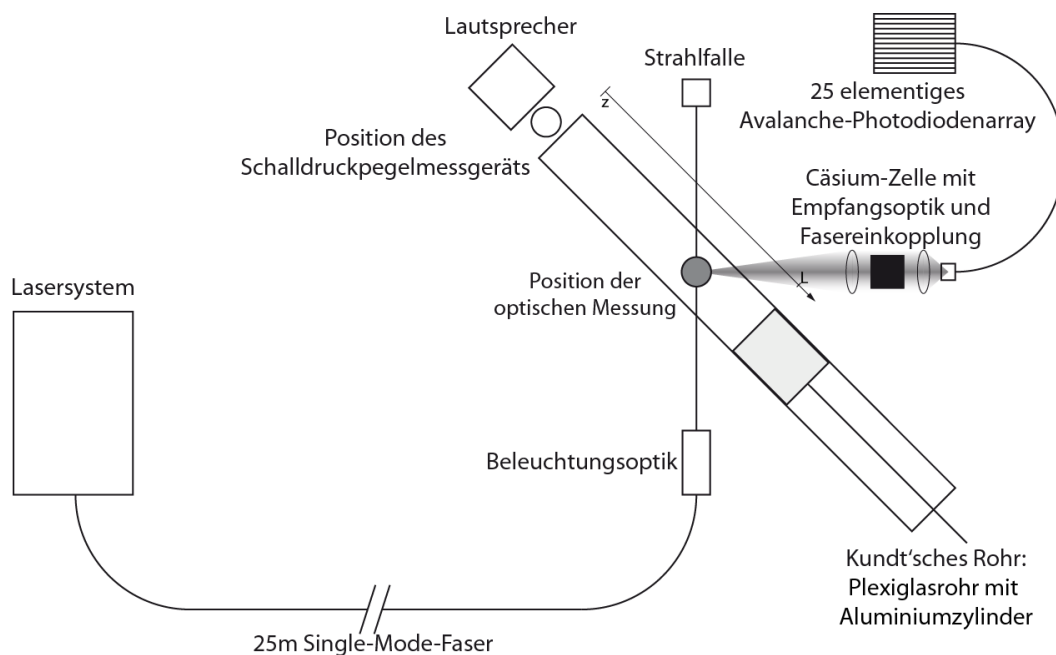


Abb. 2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Die Strahlzuführung des Laserlichts erfolgt über eine 25 m lange Single-Mode-Glasfaser. Somit ist es möglich, den Laser aus dem Einflussbereich der Schallquelle zu bringen. Das aus der Glasfaser ausgekoppelte Licht wird zu einem 1 mm breiten kollimierten Laserstrahl geformt. Somit ergibt sich eine Ortsauflösung von 1 mm. Weiterhin erfolgt die Beleuchtung im rechten Winkel zur Detektion, sodass der Schallschnellevektor entlang der Empfindlichkeitsrichtung des Messsystems liegt.

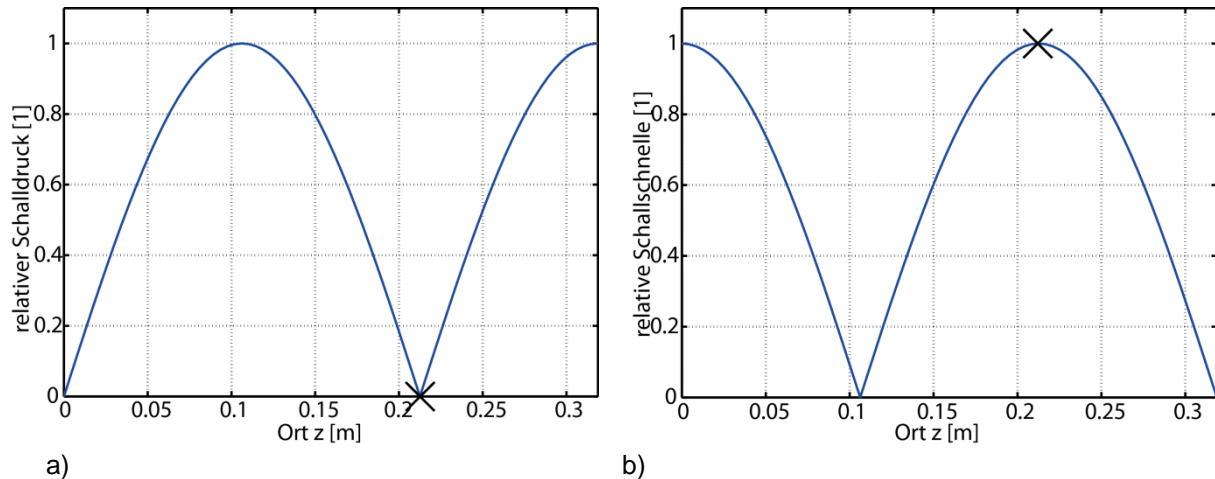


Abb. 3: a) Angenommenes Druck- und b) Schnellefeld im Kundt'schen Rohr für eine Anregungsfrequenz von 807 Hz mit Messposition (x)

Ergebnisse

Die optische Schallschnellemessung wird entsprechend Abb. 3 in einem Schwingungsbauch auf der Symmetrieachse des Rohres durchgeführt, sodass die maximal zu erwartenden Amplituden aufgenommen werden. Als Vergleich dient ein Schalldruckpegelmessgerät vor dem Lautsprecher. Aus technischen Gründen ist es momentan nicht möglich, den Schalldruck innerhalb des Rohres zu messen. Aufgrund dessen ist der genaue Verlauf der Schallfeldgrößen im Rohr unbekannt und die Schalldruckpegelwerte können nicht direkt als Referenz herangezogen werden. Jedoch ist ein konstanter Zusammenhang zwischen den gemessenen Schalldruckpegel- und den Schallschnellewerten zu erwarten. Die Umrechnung zwischen der mittels FM-DGV gemessenen Schallschnelle v und dem über das Schalldruckpegelmessgerät ermittelten Schalldruckpegel L_p erfolgt wie in Möser 2007 über

$$v = s_k \frac{\sqrt{2}p_0}{Z_F} \cdot 10^{\frac{L_p}{20 \text{ dB}}}. \quad (3)$$

Hierbei ist Z_F die Schallkennimpedanz der Luft ($413,6 \text{ Ns/m}^3$ bei 20 °C) und der Bezugswert p_0 gleich $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$. Der Skalierungsfaktor s_k wurde empirisch ermittelt und beträgt 1,55.

Die Schallfeldanregung erfolgt für 18 verschiedene Schalldruckpegel zwischen 73 dB und 112 dB. Für höhere Pegel liefert der verwendete Lautsprecher keine rein einrequenten Töne, sodass diese Werte nicht der erwarteten Proportionalität entsprechen. Für jeden Messwert wird zehnmals jeweils 1 s lang gemessen und anschließend darüber gemittelt, wobei zunächst exemplarisch ein Kanal des 25-elementigen Detektorarrays ausgewertet wird. Somit ergibt sich ohne Berücksichtigung der Phasenlage entsprechend Gleichung (2) die minimal auflösbare Schallschnelle für eine Messdauer von 1 s zu $0,005 \text{ m/s}$, was einem Schall-

druckpegel im Rohr von 97 dB entspricht. In Abb. 4a) ist die gemessene Schallschnelle in Abhängigkeit der außerhalb des Rohres aufgenommenen Schalldruckpegelwerte dargestellt.

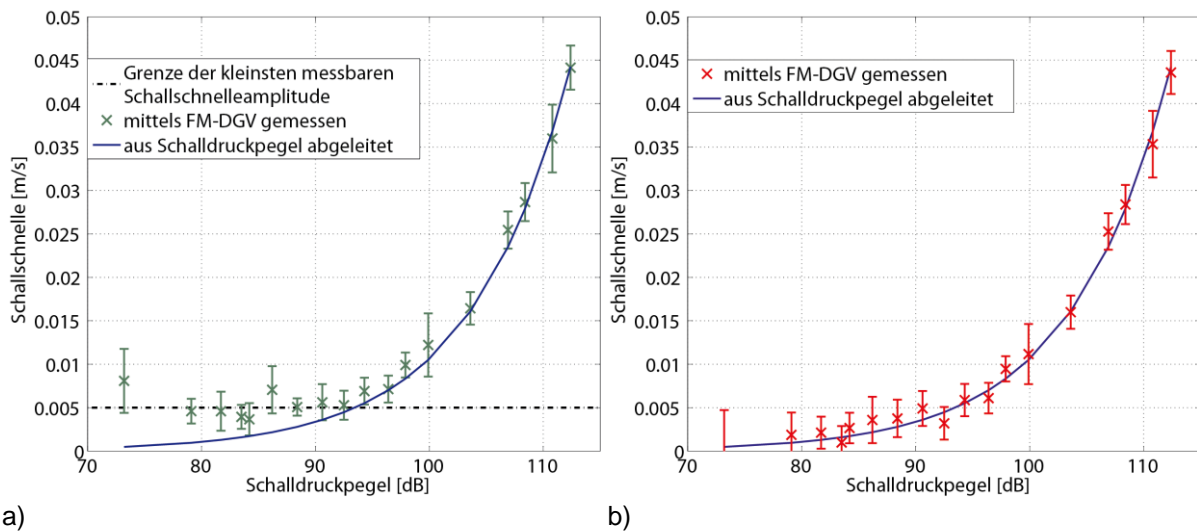


Abb. 4: Mittels FM-DGV gemessene Schallschnelle a) ohne Berücksichtigung der Phasenlage und b) unter Berücksichtigung der Phasenlage im Vergleich zu der aus den Schalldruckpegeln außerhalb des Rohres abgeleiteten Schallschnelle

Zusätzlich ist das 95%-Konfidenzintervall eingezeichnet. Die aus den gemessenen Schalldruckpegelwerten mit Hilfe von Gleichung (3) ermittelten Schallschnellewerte sind als durchgehende Linie eingezeichnet und zeigen sehr gut den erwarteten konstanten Zusammenhang zur gemessenen Schallschnelle. Für kleine Schalldruckpegel konvergieren die gemessenen Schnellen entsprechend Gleichung (2) gegen 0,005 m/s. Messungen der Schallschnelle für Schalldruckpegel unterhalb von 97 dB liefern somit ohne Kenntnis der Phasenlage keine brauchbaren Ergebnisse. Wenn die Phasenlage der Schallwelle bekannt ist und die Anregung ausschließlich mit einer Frequenz erfolgt, lässt sich diese Grenze durch eine phasenaufgelöste Mittelung umgehen. Für die durchgeführte Messung ist die Phasenlage durch Aufzeichnung des Anregungssignals der Schallwelle gegeben. Wie in Abb. 4b) zu sehen, folgen die gemessenen Werte für kleine Pegel bei Berücksichtigung der Phase besser der erwarteten Kurve. Im Vergleich zu bisherigen Schallschnellemessungen mittels DGV zeigt sich, dass trotz einer um den Faktor 60 kürzeren Messdauer die minimal messbare Schallschnelle ohne Kenntnis der Phasenlage von 0,01 m/s auf 0,005 m/s verringert werden konnte. Berücksichtigt man in der Auswertung die Phase des Anregungssignals entfällt diese Grenze. Es wurde somit ein signifikanter Fortschritt erreicht.

Zusammenfassung

Bisherige Schallschnellemessungen mittels DGV zeigen eine kleinste zu messende Schallschnelle von 0,01 m/s bei einer Messdauer von 60 s. Durch die hier präsentierten Messungen konnte gezeigt werden, dass trotz einer wesentlich kürzeren Messzeit von lediglich 1 s mit Hilfe des FM-DGV-Systems Schallschnellen bis hinab zu 0,005 m/s erfasst werden können. Durch das verwendete 25-kanalige Photodiodenarray lässt sich zudem prinzipiell erstmals der Verlauf der Schallschnelle erfassen. Dies soll zukünftig durch Messungen bestätigt werden. Das FM-DGV-Verfahren bietet sich somit zur Erfassung der Schallfeldkenngrößen bei der Untersuchung der Lärmemission beispielsweise von Strahltriebwerken an.

Dankesworte

Die Arbeiten wurden teilweise durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Projektes „Zeitlich hochauflösendes Doppler-Global-Velozimeter zur Turbulenzspektrenmessung“ (DFG-Projekt Cz55/22-1) gefördert. Die Autoren danken André Fischer und Friedrich Bake vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) für die fruchtbaren Diskussionen.

Literatur

Fischer, A. (André), Bake, F., Röhle, I., Enghardt, L., 2009a: „Acoustic plane wave decomposition by means of synchronised PIV“, American Institute of Aeronautics and Astronautics

Fischer, A. (André), Rausch, A., Bake, F., Röhle, I., 2010: „Optische Schallschnellemessung mittels Doppler Global Velocimetry“, Fortschritte der Akustik DAGA

Fischer, A. (Andreas), Büttner, L., Czarske, J., Eggert, M., Grosche, G., Müller, H., 2007: „Investigation of time-resolved single detector Doppler global velocimetry using sinusoidal laser frequency modulation“, Measurement Science and Technology, 18, S. 2529 – 2545

Fischer, A. (Andreas), 2008a: „Beiträge zur Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation – Präzise Messung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen mit hoher Zeitauflösung“, Shaker, Aachen

Fischer, A. (Andreas), König, J., Czarske, J., 2008b: „Speckle noise influence on measuring turbulence spectra using time-resolved Doppler global velocimetry with laser frequency modulation“, Measurement Science and Technology, 19, 125402

Fischer, A. (Andreas), Büttner, L., Czarske, J., Eggert, M., Müller, H., 2009b: „Array Doppler global velocimeter with laser frequency modulation for turbulent flow analysis – sensor investigation and application“, in Imaging Measurement Methods for Flow Analysis, (Herausgegeben von W. Nitsche und C. Dobriloff), S. 31–41, Springer-Verlag, Berlin

Hann, D. B., Greated, C. A., 1997: “The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry“, Measurement Science and Technology, 8, S. 1517 – 1522

Heuwinkel, C., Fischer, A., Röhle, I., Enghardt, L., Bake, F., Piot, E., Micheli, F., 2010: „Characterization of a Perforated Liner by Acoustic and Optical Measurement“ 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference

Möser, M., 2007: “Technische Akustik“, Springer-Verlag, Berlin

Taylor, K. J., 1976: „Absolute Measurement of acoustic particle velocity“, Journal of the Acoustical Society of America, 59, S. 691 – 694