

Verarbeitung von LDA-Doppel-Bursts

Holger Nobach

FG Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt
Petersenstraße 30, 64287 Darmstadt

1 Einführung

Aufgrund von Messvolumen mit Abmessungen im Bereich von Mikrometern und entsprechenden Teilchenaufenthaltszeiten von wenigen Mikrosekunden im Messvolumen ist die Laser-Doppler-Anemometrie als sowohl räumlich als auch zeitlich hochauflösendes Messverfahren der Strömungsgeschwindigkeit bekannt. Die Verarbeitung der Streulichtsignale von einzelnen Partikeln ist dabei hauptsächlich auf die Doppler-Frequenz ausgerichtet, die über den Streifenabstand direkt mit der Geschwindigkeit des Teilchens zusammenhängt. Viele vergleichende Untersuchungen haben Vor- und Nachteile der Informationsgewinnung aus dem Zeitsignal (z. B. Counter oder Quadratur Demodulation Technique [1, 6]), dem Spektrum (z. B. Tracker [7], Burst/Real-time spectrum analyser [11, 13, 16] oder Wavelet-Prozessoren [23, 24, 19]) oder aus der Korrelationsfunktion [12, 14, 17] aufgedeckt, auf die hier nicht näher eingegangen wird. Alle diese Verfahren gehen gemeinsam von der Annahme aus, dass das empfangene Streulichtsignal von einem einzelnen Partikel ausgeht. Nur für diesen Fall ist das Signal ungestört und kann die benötigten Informationen mit einer akzeptablen Genauigkeit liefern.

Mit zunehmenden Messvolumenabmessungen und mit zunehmender Teilchendichte nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, dass noch während sich ein Streuteilchen im Messvolumen befindet bereits ein weiteres Teilchen in das Messvolumen eintritt. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich zu einem bestimmten Zeitpunkt gerade N Teilchen im Messvolumen befinden, hängt von der Größe des Messvolumens V_{MV} und der Partikelkonzentration c_p ab.

$$P(N) = \frac{(c_p V_{MV})^N}{N!} e^{-c_p V_{MV}} \quad (1)$$

Um Mehrfachbursts zu vermeiden, können sowohl die Teilchendichte verringert als auch das Messvolumen verkleinert werden. Der Verkleinerung des Messvolumens sind aufgrund des optischen Aufbaus Grenzen gesetzt. Darüber hinaus bewirkt ein kleineres Messvolumen entsprechend kürzere Doppler-Bursts, wodurch die zufälligen Fehler der Geschwindigkeitsbestimmung zunehmen. Auf der anderen Seite nimmt bei kleinerer Teilchendichte auch die Datenrate ab, was die Sicherheit bei der Berechnung statistischer Kenngrößen und -funktionen aus dem Datensatz verringert.

Im Falle mehrerer Teilchen, die sich gleichzeitig im Messvolumen befinden, interferieren die einzelnen Streusignale (Bursts). Kontinuierlich arbeitende LDA-Prozessoren zeigen dadurch zusätzliche Fluktuationen der Signalphase, die sich als scheinbare Turbulenz auf alle weiteren abgeleiteten Größen auswirken [4].

Für LDA-Prozessoren im Einzelteilchenmodus sind bei interferierenden Streusignalen entsprechende Abweichungen der gemessenen Doppler-Frequenz zu erwarten. Deshalb werden derartige Signale bereits frühzeitig aus dem Datenstrom herausgefiltert. Eine Folge dieser Datenfilterung ist, dass die validierten Signale von Einzelpartikeln einen räumlichen und, über die aktuelle Geschwindigkeit gekoppelt, auch einen zeitlichen Mindestabstand haben [5], der eine prinzipielle Grenze der zeitlichen Auflösung darstellt. Für Strömungen mit geringem Turbulenzgrad kann diese Prozessortotzeit durch

$$t_{del} = \frac{d_{MV}}{\bar{u}} \quad (2)$$

mit dem Messvolumendurchmesser d_{MV} und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} abgeschätzt werden. Bei statistischen Untersuchungen der betrachteten Strömung (z. B. Turbulenzspektren [3])

ist diese Grenze zu berücksichtigen. Diese Grenze ist durch die Messvolumenabmessungen gegeben und ist damit unabhängig von der Partikelkonzentration oder der Datenrate.

Ein weiterer Nachteil des Verwerfens von Mehrteilchensignalen tritt im Zusammenhang mit der Abschätzung von Volumenströmen mittels der PDA-Messtechnik auf. Hier bleiben aufgrund der Einschränkung auf Einzelsignale viele Teilchen unberücksichtigt, wodurch erhebliche Ungenauigkeiten des berechneten Volumenstromes entstehen können [20].

2 Verarbeitung von Einzelburstsignalen

Ein gemessener Doppler-Burst liegt üblicherweise in digitalisierter Form und somit quantisiert und regelmäßig abgetastet vor. Nach dem Entfernen des Gleichanteils kann das Signal durch

$$s(t_i) = Ae^{-\eta(t_i-T)^2} \cos(2\pi f_D t_i + \phi) \quad (3)$$

mit der Amplitude A , einer bestimmten Burstbreite, repräsentiert durch den Parameter η , der Ankunftszeit T , der Doppler-Frequenz f_D , der Absolutphase ϕ , den Abtastzeitpunkten $t_i = i/f_s$ ($i = 0 \dots N-1$), der Abtastfrequenz f_s und mit N Abtastwerten dargestellt werden. Die Bestimmung der Doppler-Frequenz kann dann aus dem Leistungsdichtespektrum erfolgen, welches mit der diskreten Fourier-Transformation berechnet wird.

$$S^*(f_j) = |\mathcal{D}\{s(t_i)\}(f_j)|^2 \quad (4)$$

Dabei kennzeichnet S^* eine nicht-normierte Leistungsdichte, welche schneller zu berechnen ist und die Bestimmung der Doppler-Frequenz nicht beeinflusst. Für ein Signal nach Gleichung (3) gilt für das so berechnete Spektrum

$$S^*(f_j) = \frac{\pi A^2 f_s^2}{4\eta} \exp\left[-\frac{2\pi^2}{\eta}(f_D - f)^2\right], \quad (5)$$

welches eine Gauß-Kurve ist. Im logarithmischen Spektrum wird hieraus eine Parabel 2. Ordnung mit dem Maximum bei $f = f_D$. Zur Bestimmung der Doppler-Frequenz wird eine Parabelinterpolation durch das Maximum im logarithmischen Spektrum und die beiden Nachbarpunkte durchgeführt. Aus den Parabelparametern werden dann das Maximum und schließlich die Doppler-Frequenz bestimmt. Dieses grundlegende Verfahren zur Bestimmung der Doppler-Frequenz aus LDA-Signalen ist seit vielen Jahren bekannt [8, 10]. Es hat in der LDA-Messtechnik starke Verbreitung gefunden und ist vielfach detailliert untersucht worden [15, 21, 22, 25].

3 Verarbeitung von Doppelburstsignalen

Ein Signal $s(t)$, das von zwei Streuteilchen ausgeht, die kurzzeitig nacheinander in das Messvolumen eintreten, stellt eine lineare Superposition

$$s(t) = s_1(t) + s_2(t) \quad (6)$$

der beiden Einzelbursts $s_1(t)$ und $s_2(t)$ dar. Die Einzelsignale sind nach dem Entfernen des Gleichanteils harmonische Schwingungen mit Gauß-förmiger Hüllkurve.

$$s_1(t) = A_1 e^{-\eta_1(t-T_1)^2} \cos(2\pi f_{D1}t + \phi_1) \quad (7)$$

$$s_2(t) = A_2 e^{-\eta_2(t-T_2)^2} \cos(2\pi f_{D2}t + \phi_2) \quad (8)$$

Die Bursts können in allen Parametern variieren, wobei nur auf den spektralen und den zeitlichen Burstabstand $f_{D2} - f_{D1}$ bzw. $T_2 - T_1$ näher eingegangen wird.

Für eine Superposition entsprechend Gleichung (6) der Zeitsignale ist auch die Fourier-Transformierte des Gesamtsignals eine lineare Superposition der beiden Einzeltransformierten.

$$\mathcal{F}\{s(t)\}(f) = \mathcal{F}\{s_1(t)\}(f) + \mathcal{F}\{s_2(t)\}(f) \quad (9)$$

Da diese jedoch imaginäre Anteile haben, gilt das Superpositionsprinzip *nicht* für die Leistungsdichten.

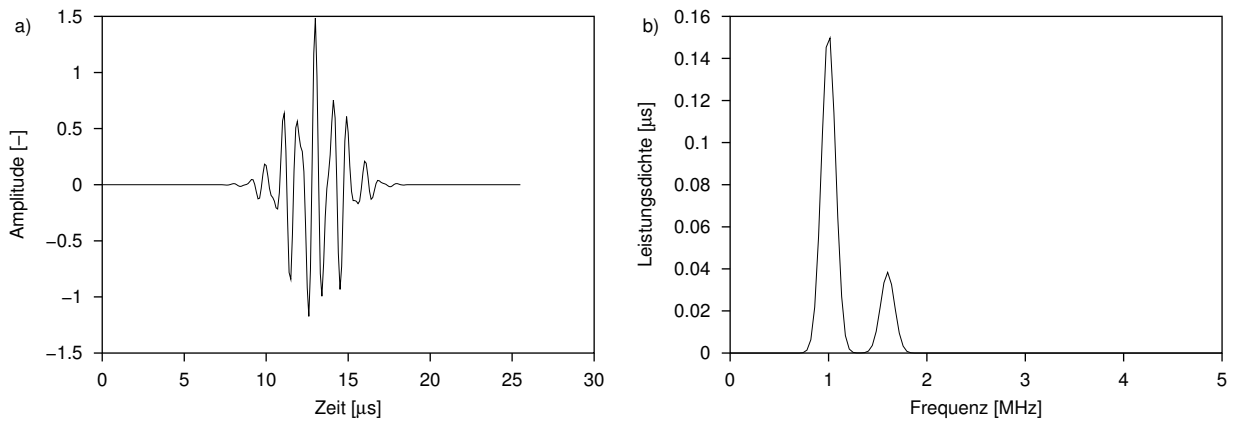


Abbildung 1: Doppelburstsensignale mit unterschiedlichen Doppler-Frequenzen a) Zeitverlauf und b) Leistungsdichtespektrum

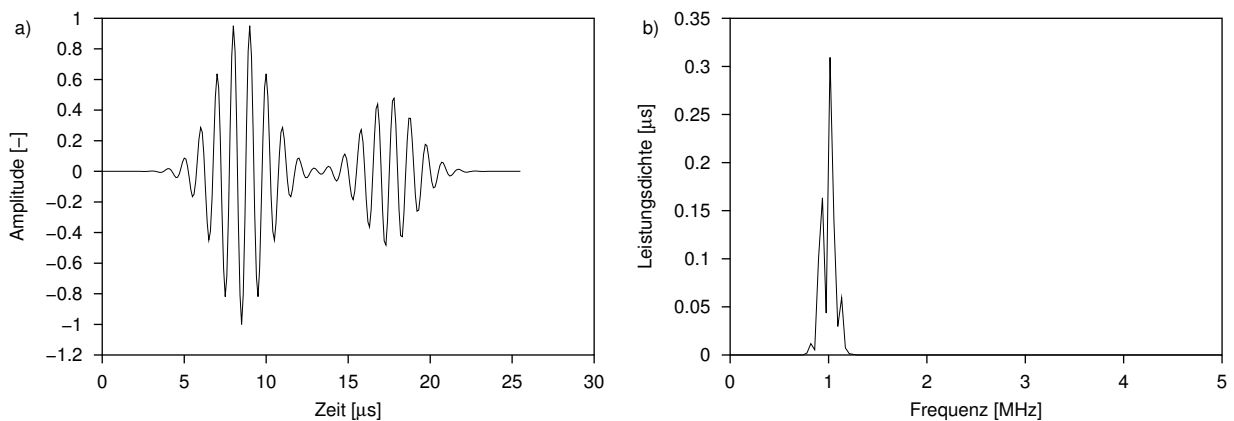


Abbildung 2: Doppelburstsensignale mit gleichen Doppler-Frequenzen a) Zeitverlauf und b) Leistungsdichtespektrum

3.1 Verarbeitung von Doppelburstsensignalen mit unterschiedlicher Frequenz

Falls die Doppler-Frequenzen der Einzelsignale weit genug auseinander liegen, so dass keine signifikante Überlagerung der Peaks im Spektrum erfolgt, können die Bursts im Leistungsdichtespektrum separiert werden (Abb. 1b). Das ist sogar dann möglich, wenn sich die Bursts vollständig durchdringen (Abb. 1a). Damit können die beiden Teilspektren einzeln mit der Methode für Einzelsignale (Abschnitt 2) verarbeitet werden.

Dieses Verfahren liefert sehr zuverlässige Ergebnisse solange die beiden Teilspektren nicht interferieren. Im Gesamtspektrum (Abb. 1b) müssen die beiden Peaks gefunden und separat ausgewertet werden. Der Algorithmus zum Auffinden der Peaks und zur Separierung ist in Abschnitt 4 dargestellt.

3.2 Verarbeitung von Doppelburstsensignalen mit annähernd gleicher Frequenz

Bei LDA-Anwendungen ist jedoch vorwiegend mit Doppelbursts zu rechnen, die annähernd gleiche Doppler-Frequenz haben (Abb. 2a). In diesem Fall interferieren die Fourier-Transformierten der Einzelsignale komplex, wodurch eine erhebliche Verformung der Leistungsdichte entsteht (Abb. 2b). Im Spektrum ist dann weder eine Separierung der Bursts noch eine korrekte Bestimmung der Doppler-Frequenz möglich.

Schätzt man die Doppler-Frequenz mittels einer Parabelinterpolation im logarithmischen Leistungsdichtespektrum aus dem Gesamtsignal (Abschnitt 2), so kann es zu erheblichen systematischen Fehlern von mehr als einer Spektrallinie Unterschied kommen (Abb. 3). Der genaue Verlauf der dargestellten Kurve hängt stark von den aktuellen Burstparametern ab. Dieses Problem tritt selbst bei zeitlich weit auseinander liegenden Bursts und auch bei Bursts mit völlig identischer Doppler-Frequenz *unvermindert* auf.

Unter der Voraussetzung eines gewissen zeitlichen Abstandes der Bursts kann jedoch eine Trennung

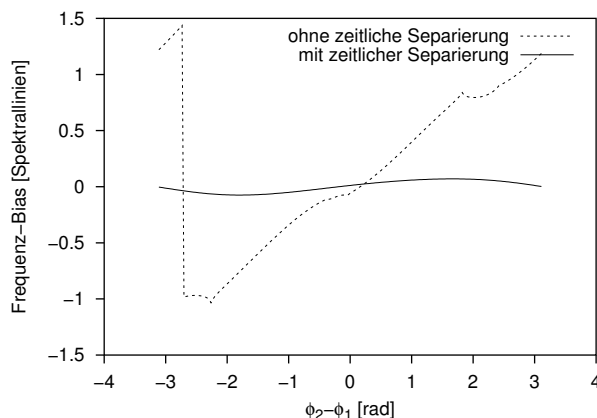


Abbildung 3: Bias der Frequenzschätzung (aus einem Doppelbursts signal mit gleichen Doppler-Frequenzen) ohne und mit vorheriger zeitlicher Separierung

der Signale im Zeitbereich erfolgen. Dazu wird das Gesamtsignal in zwei Teilsignale aufgeteilt und die beiden Teilsignale dann einzeln verarbeitet. Die Trennung sollte an einer Stelle erfolgen, an der die Interferenz der Bursts am effektivsten unterdrückt wird. In diesem Beitrag wird genau in der Mitte zwischen den gefundenen Ankunftszeiten der Bursts getrennt. Das lässt weitere Verfeinerungen zu, jedoch sind bereits mit dieser einfachen Vorgehensweise deutliche Verbesserungen bei der Frequenzbestimmung zu erzielen (Abb. 3). Die Abhängigkeit der Frequenzbestimmung von der Phasenbeziehung der beiden Bursts konnte stark reduziert werden. Dass diese Abhängigkeit nicht vollkommen verschwindet, liegt an der unvollständigen Trennung der Bursts. Im Übergangsbereich beeinflussen sie sich trotz der Separierung, was stark verminderte aber nicht ganz verschwindende systematische Fehler bewirkt. Dieser Restfehler ist stark vom Grad der Überlappung der Bursts abhängig. Je weiter die Bursts voneinander entfernt sind, desto geringer wird der Restfehler, für vollständig getrennte Bursts verschwindet er.

4 Separierungsalgorithmus

Die Separierung der Bursts im Zeit- oder im Spektralbereich ist sehr ähnlich. In beiden Fällen sind mehrere Gauß-Funktionen zu detektieren. Im Zeitbereich muss zusätzlich die hochfrequente Modulation beachtet werden. Um den Separierungsalgorithmus zu vereinheitlichen, wird im Zeitbereich zunächst mittels der Hilbert-Transformation

$$\mathcal{H}\{s(t)\} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (10)$$

das komplexe analytische Signal

$$z(t) = s(t) + i\mathcal{H}\{s(t)\} \quad (11)$$

mit der imaginären Einheit i und daraus die Hüllkurve (Abb. 4a)

$$s_H(t) = |z(t)| \quad (12)$$

berechnet. Die so berechnete Hüllkurve ist noch sehr rauschbehaftet und weist hochfrequente Fluktuationen auf. Um die Kurve zu glätten, wird sie zusätzlich durch einen Tiefpass gefiltert (Abb. 4b). Die zeitliche Ableitung dieser Kurve (ebenfalls Abb. 4b) hat dann ein typisches Muster (monotoner Anstieg, Maximum, starke Flanke, Vorzeichenwechsel, Minimum, asymptotischer Anstieg) an den Burstpositionen (Ankunftszeiten). Um dieses Muster zu detektieren, wird das Vorzeichen der zeitlichen Ableitung bestimmt und in Bereichen nur positiven oder nur negativen Vorzeichens jeweils ein Maximum bzw. Minimum bestimmt (Abb. 4c). Die beiden stärksten Maxima und Minima werden selektiert. Sie ergeben eine typische Abfolge von Maximum- und Minimpunkten.

Um das ursprüngliche Zeitsignal in die beiden Bursts zu unterteilen, wird das Signal in der Mitte zwischen dem ersten Minimum und dem zweiten Maximum (vgl. Abb. 4c) aufgetrennt.

Die gleiche Prozedur, ohne die Berechnung der Hüllkurve und die Filterung, kann auch zur Trennung der Bursts im Spektralbereich verwendet werden (Abb. 4d).

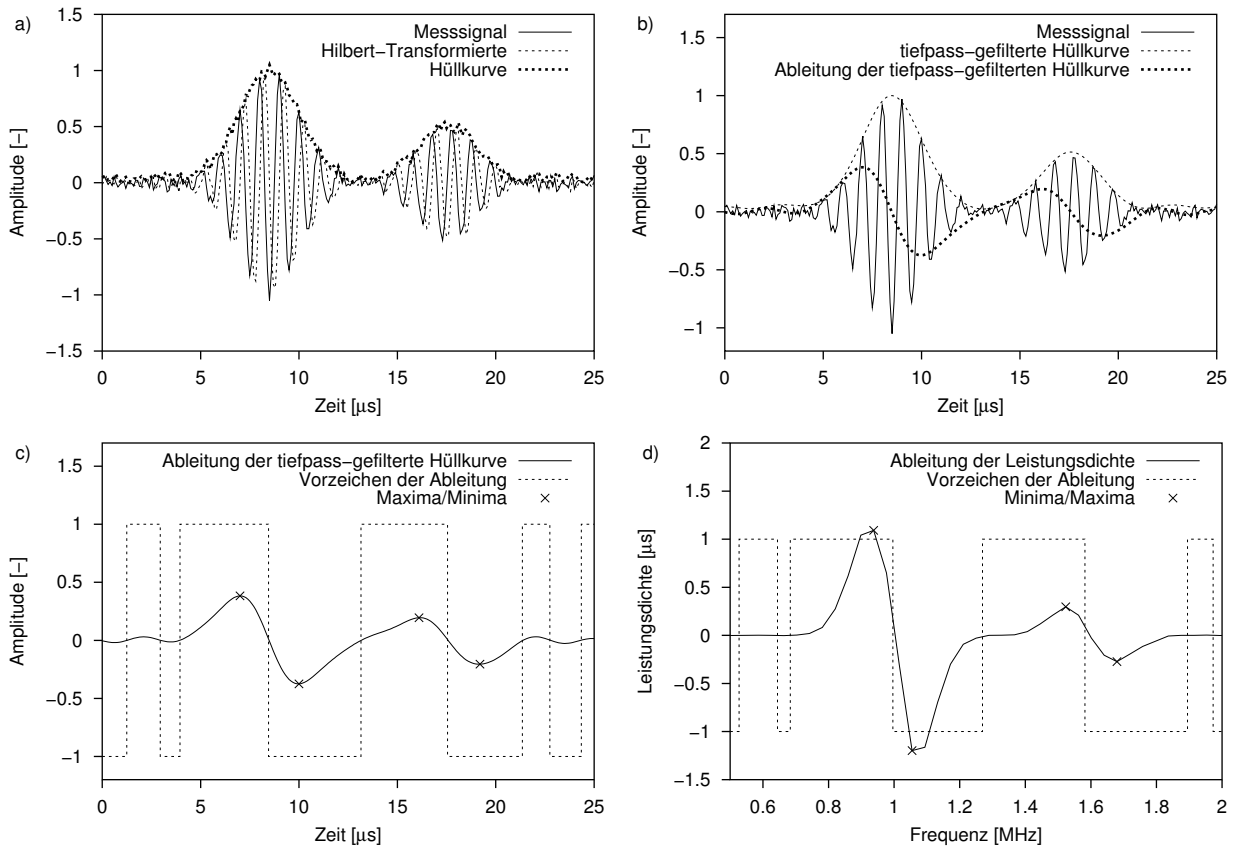


Abbildung 4: Separierungsalgorithmus: a) Hilbert Transformierte und Hüllkurve, b) Tiefpass-gefilterte Hüllkurve und deren Ableitung, c) Vorzeichen der Ableitung und gefundene Maxima/Minima, d) Separierung im Spektralbereich für Bursts mit unterschiedlicher Doppler-Frequenz

5 Experimentelle Verifikation

Zur Überprüfung der Praxistauglichkeit des vorgestellten Algorithmus wurden LDA-Signale aus einem dichten Spray mit einem digitalen Oszilloskop aufgenommen. Die Messung erfolgte transversal zur Hauptströmungsrichtung. Es wurde eine Folge von 1400 Signalen aufgenommen, jedes mit 25000 Abtastpunkten bei einer Abtastfrequenz von 50 MHz. In einem aufgenommenen Signal befanden sich durchschnittlich 4 Bursts. Insgesamt konnten 4364 Bursts validiert werden (Einzel- und Doppelbursts). Abbildung 5a zeigt die Verteilung der ermittelten Ankunftszeitintervalle.

Werden von der Signalverarbeitungsroutine nur Einzelbursts akzeptiert, so führt das zu einer deutlichen Unterbewertung im Bereich kurzer Abtastintervalle. Die Prozessortotzeit führt hier nicht zu einer scharfen Grenze, da die Burstbreite im Datensatz stark streut.

Werden demgegenüber auch Doppelbursts akzeptiert und verarbeitet, so setzt sich der exponentielle Verlauf der Ankunftszeitintervalle bis zu deutlich kleineren Werten fort. Erst bei sehr kleinem zeitlichen Abstand können die beiden überlappenden Bursts nicht mehr sicher von einem entsprechend breiten Burst unterschieden werden und die Zuverlässigkeit des Separierungsalgorithmus lässt nach.

Die ermittelte Verteilung der Geschwindigkeitsmesswerte (Abb. 5b) zeigt keine Beeinflussung durch das Validierungsverfahren. Durch das Zulassen von Doppelbursts wird der Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung nicht verändert. Lediglich die Anzahl zur Weiterverarbeitung nutzbarer Geschwindigkeitsmesswerte ist wesentlich größer.

6 Zusammenfassung

Die Signalvalidierung in LDA- und PDA-Prozessoren entfernt normalerweise alle Mehrfachburstsignale aus dem Datenstrom, um große systematische Fehler bei der Bestimmung der Doppler-Frequenz zu verhindern. Mit steigender Teilchendichte und größeren Messvolumenabmessungen nimmt jedoch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten derartiger Signale stark zu und führt bereits bei Standard-

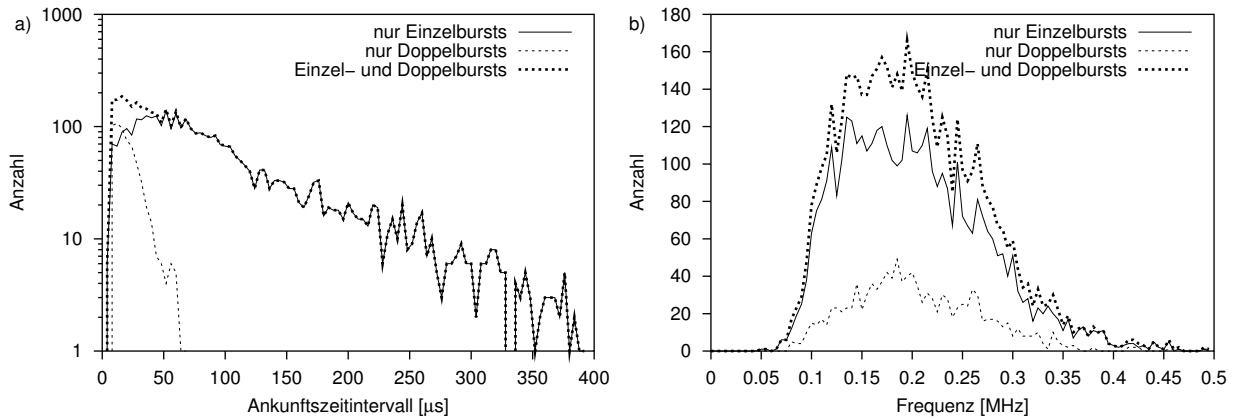


Abbildung 5: a) Experimentell bestimmte Verteilung der Ankunftszeitintervalle und b) Geschwindigkeitsverteilung (Anzahl der Ereignisse)

anwendungen der LDA- und PDA-Messtechnik zu deutlichen Abweichungen der Abtaststatistik von der erwarteten Exponentialverteilung. Der Informationsverlust betrifft vor allem den Bereich kurzer Abtastintervalle, wodurch eine Art Prozessortotzeit entsteht, die direkt die obere Grenze eines aus den aufgenommenen Daten berechneten Turbulenzspektrums festlegt. Darüber hinaus bedeuten verworfene Streulichtsignale stets nicht-registrierte Teilchen, was zu deutlichen Verfälschungen bei der Abschätzung von Volumenströmen führen kann.

Die zusätzliche Verarbeitung von Doppelburstsignalen erfordert eine neue Signalverarbeitung, die in diesem Beitrag dargestellt wurde. Die interferierenden Bursts werden entweder im Spektral- oder im Zeitbereich getrennt und dann separat ausgewertet. Die Leistungsfähigkeit des neuen Verfahrens wurde anhand von Ergebnissen aus Rechnersimulationen und experimentellen Daten untersucht und nachgewiesen. Die neuen Routinen sind in der Lage, auch aus Doppelburstsignalen die Ankunftszeit und die Doppler-Frequenz der einzelnen Bursts unverfälscht zu bestimmen.

Aufgrund der exponentiellen Verteilung der Abtastintervalle treten in realen Messungen gerade kurze Intervalle besonders häufig auf. Deshalb vergrößert das neue Verfahren die Anzahl der verwertbaren Geschwindigkeitsmesswerte wesentlich. Eine untere Grenze der detektierbaren Abtastintervalle besteht auch mit dem neuen Verfahren, jedoch ist sie zu kleineren Abtastintervallen verschoben. Dadurch sind wesentliche Verbesserungen bei der Berechnung von Turbulenzspektren [3] zu erwarten. Die statistische Sicherheit der berechneten Turbulenzspektren kann durch entsprechend lange Messung verbessert werden [9]. Erheblich effektiver ist jedoch eine höhere Datenrate. Eine um 40 % höhere Datenrate halbiert bei gleicher Messzeit die Varianz der Leistungsdichteschätzung [18].

Ein noch größerer Gewinn ist für die Berechnung der Autokorrelationsfunktion aus der Einbeziehung von Doppelbursts zu erwarten. Da das neue Verfahren vor allem im Bereich sehr kurzer Abtastintervalle deutlich mehr Informationen liefert, kann die Autokorrelationsfunktion wesentlich sicherer im Bereich kurzer Intervalle geschätzt werden. Der Bereich sehr kurzer Abtastintervalle, der bisher wegen interferierender Bursts überhaupt nicht auszuwerten war, wird durch das neue Verfahren erstmals für Korrelationsmessungen zugänglich gemacht. Gerade dieser Bereich sehr kurzzeitiger Korrelationen ist strömungstechnisch hoch interessant, da hieraus direkt das Taylor-Zeitmaß und durch weitere Ableitungen z. B. die Dissipationsrate bestimmt werden können. Bisherige Untersuchungen haben dabei die Unzulänglichkeit bestehender Verfahren deutlich gemacht [2].

Für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am SLA (TU Darmstadt) bedankt sich der Autor herzlich bei N. Semidetnov und K. Heukelbach.

Literatur

- [1] Y C Agrawal. Quadrature demodulation in laser Doppler velocimetry. *Applied Optics*, 23:1185–1186, 1984.
- [2] L H Benedict and R D Gould. Concerning time and length scale estimates made from burst-mode LDA autocorrelation measurements. *Experiments in Fluids*, 24:246–253, 1998.

- [3] L H Benedict, H Nobach, and C Tropea. Estimation of turbulent velocity spectra from laser Doppler data. *Meas. Sci. Technol.*, 11(8):1089–1104, 2000.
- [4] P Buchhave, W K George Jr, and J L Lumley. The measurement of turbulence with the laser Doppler anemometer. In *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 11, pages 442–503. Annual Reviews, Inc., Palo Alto, CA, 1979.
- [5] A Coghe and G E Cossali. Effect of validation procedure on step noise amplitude in LDV spectra evaluation. *Exp. in Fluids*, 24:382–388, 1998.
- [6] J Czarske, F Hock, and H Müller. Quadrature demodulation — a new LDV burst signal frequency estimator. In *Proc. SPIE 2052*, pages 79–86, 1993.
- [7] M O Deighton and E A Sayles. An electronic tracker for the continuous measurement of Doppler frequency from a laser anemometer, 1971. DISA Information 12: 5.
- [8] J Domnick, H Ertl, and C Tropea. Processing of phase/Doppler signals using the cross spectral density function. In *Proc. 4th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1988. paper 3.8.
- [9] P Gjelstrup, H Nobach, F Jørgensen, and K E Meyer. Experimental verification of novel spectral analysis algorithms for laser Doppler anemometry data. In *Proc. 10th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2000. paper 3.2.
- [10] K Hishida, K Kobashi, and M Maeda. Improvement of LDA/PDA using a digital signal processor (DSP). In *Proc. 3rd Int. Conf. on Laser Anemometry*, Swansea, UK, 1989.
- [11] K Ibrahim and W Bachalo. The significance of the Fourier analysis in signal detection and processing in laser Doppler and phase Doppler applications. In *Proc. 6th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1992. paper 21.5.
- [12] L M Jensen. LDV digital signal processor based on autocorrelation. In *Proc. 6th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1992. paper 21.4.
- [13] L Lading. Spectrum analysis of LDA signals. In *Proc. The Use of Computers in Laser Velocimetry*, ISL, Saint-Louis, France, 1987.
- [14] L Lading and K Andersen. A covariance processor for velocity and size measurement. In *Proc. 4th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1988. paper 4.8.
- [15] L Lading and K Andersen. Estimating frequency and phase for velocity and size measurements. In *Proc. 3rd Int. Conf. on Laser Anemometry*, Swansea, UK, 1989.
- [16] J F Meyers and J I Clemens Jr. Frequency domain laser velocimeter signal processor, 1987. NASA Techn, paper 2735.
- [17] T Nakajima and V Ikeda. Theoretical evaluation of burst digital correlation method for LDV signal processing. *Meas. Sci. Technol.*, 1:767–774, 1990.
- [18] H Nobach. *Verarbeitung stochastisch abgetasteter Signale: Anwendung in der Laser-Doppler-Anemometrie*. Shaker, Aachen, 1998. ISBN 3-8265-3332-1, Zugl.: Rostock, Univ., Diss., 1997.
- [19] H Nobach and H R E van Maanen. LDA and PDA signal analysis using wavelets. *Experiments in Fluids*, 30:613–625, 2001.
- [20] I V Roisman and C Tropea. Flux measurements in sprays using PDA techniques, 2001. Atomiz. and Sprays (in press).
- [21] K A Shinpaugh, R L Simpson, A L Wicks, S M Ha, and J L Fleming. Signal-processing techniques for low signal-to-noise ratio laser Doppler velocimetry signals. *Exp. in Fluids*, 12:319–328, 1992.
- [22] C Tropea, G Dimaczek, J Kristensen, and C Caspersen. Evaluation of the burst spectrum analyzer LDA signal processor. In *Proc. 4th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1988. paper 2.22.
- [23] H R E van Maanen. *Retrieval of Turbulence and Turbulence Properties from Randomly Sampled Laser-Doppler Anemometry Data With Noise*. H R E van Maanen, Muiden, Netherlands, 1999. ISBN 90-9012847-6.
- [24] H R E van Maanen and F J Nijenboer. Application of the wavelet transform to laser-Doppler processors. In *Proc. 8th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1996. paper 31.4.
- [25] T Wriedt, J Heuermann, K Bauckhage, and A Schöne. Performance evaluation of LDVs Fourier transform processor. In *Proc. 3rd Int. Conf. on Laser Anemometry*, Swansea, UK, 1989.