

DIGITALE HOLOGRAPHIE ZUR ZEITAUFGELÖSTEN, DREIDIMENSIONALEN STRÖMUNGSMESSUNG

DIGITAL HOLOGRAPHY FOR THREE DIMENSIONAL, TIME-RESOLVED FLOW MEASUREMENTS

C. Heßeling, T. Homeyer, J. Peinke und G. Gülker

Forwind-Zentrum für Windenergieforschung, Institut für Physik, Fakultät V, Universität Oldenburg,
Carl-von-Ossietzky-Str. 9-11, D-26111 Oldenburg

Holographie, Particle Tracking Velocimetry, Fluidodynamik
Holography, Particle Tracking Velocimetry, Fluid Dynamics

Zusammenfassung

Die im Folgenden beschriebene Arbeit stellt einen Ansatz zur Nutzung der komplexen Amplitudeninformation in der digitalen holographischen Particle Image Velocimetry vor. Es werden Hologramme von Streulicht an Polystyrenteilchen, die einer Strömung in Wasser folgen, aufgezeichnet. Unter Berücksichtigung der Brechungsindexänderungen der Medien im Strahlengang werden die Volumina korrigiert rekonstruiert. Es können deutliche dreidimensionale Phasenstrukturen, wie sie für Partikel theoretisch zu erwarten sind [1], nachgewiesen werden. Demgegenüber erscheint die Intensitätsverteilung verschiedener Teilchen einander weniger ähnlich und zusätzlich sind Intensitätsmaxima, die kein definiertes Phasenmuster besitzen, zu erwarten. In einem nach unserem Wissen neuen Ansatz zur Nutzung der rekonstruierten Phaseninformation sollen derartige Speckle zuverlässig ausgeschlossen werden. Neben den dem Verfahren der digitalen Holographie inhärenten Speckle ist in der digitalen Holographie eine große Fokustiefe bedingt durch die im Vergleich zu Photoplatten grobe Sensorauflösung zu erwarten. Es wird ein Ansatz vorgestellt, wie die Phaseninformation zusätzlich zur verlässlicheren Bestimmung der Tiefenposition genutzt wird.

Einleitung

Um aktuelle Fragestellungen der Fluidodynamik und Turbulenzforschung zu beantworten, sind dreidimensionale und zeitaufgelöste Messverfahren von großer Bedeutung. Zusätzlich ist ein möglichst geringer Einfluss des Verfahrens auf die Strömung im untersuchten Medium notwendig. Daher bieten sich Verfahren an, bei denen dem Medium hinreichend kleine Teilchen zugesetzt werden und Streulicht an diesen Teilchen indirekt die Messung der Fluidbewegung zulässt. Ein solches Verfahren zur zeitaufgelösten Messung in Volumina ist tomographische Particle Image Velocimetry. Hierbei werden in der Regel mindestens vier Kameras verwendet, die genau aufeinander abgestimmt justiert werden. Die Aufnahme des Teilchenstreulichts lässt dann Rückschlüsse auf die Fluidbewegung zu. Im Gegensatz dazu kann man durch die Nutzung der Phaseninformation in der Holographie dreidimensionale Informationen gewinnen, während nur eine Kamera benötigt wird. In der digitalen holographischen Particle Image Velocimetry werden Hologramme der an den Teilchen gestreuten Lichtfelder mit ho-

her zeitlicher Auflösung aufgenommen. Aus diesen Hologrammen werden anschließend die ursprünglichen Teilchenpositionen numerisch rekonstruiert und anhand ihrer Bewegung die Strömung verfolgt.

Die Reduktion der Kameraanzahl hat nicht nur finanzielle Vorteile, sondern vereinfacht auch Messungen von Fluidbewegungen in Experimenten, die nur wenige optische Zugänge bieten. In der hier verwendeten In-line-Holographie wird nur ein Zugang für die aufgeweitete, kollimierte Lichtwelle und einer für das Streulicht und den verbleibenden nicht gestreuten Anteil des Lichts benötigt, deren Interferenz das Hologramm auf dem Kamerasensor erzeugt. Die direkte Beleuchtung mit einem cw-Laser hat zur Folge, dass die zeitliche Auflösung lediglich durch die Aufnahmezeit der Kamera begrenzt ist, während vergleichsweise geringe Laserleistung bei Ausnutzung der Vorwärtsstreuung ausreicht. Die digitale In-line-Holographie zur Strömungsmessung birgt neben diesen Vorteilen auch Entwicklungsbedarf, bevor sie zu einer Standard-Technik wie zweidimensionale Particle Image Velocimetry werden kann. So begrenzt die Auflösung digitaler Sensoren durch das auch räumlich geltende Abtasttheorem die Raumfrequenz, die der Sensor auflösen kann, und damit den auflösbaren Winkel zwischen Objekt- und Referenzstrahl [2]. Die kleine numerische Apertur bedingt, dass die rekonstruierten Teilchenbilder eine große Fokustiefe besitzen [3]. Da die Genauigkeit der Detektion der Teilchenpositionen entscheidend den Erfolg einer anschließenden Partikelverfolgung in der Zeit beeinflusst, müssen Algorithmen gefunden werden, die dennoch eine hinreichende räumliche Genauigkeit liefern. Auch dem Verfahren inhärente Speckle, beispielsweise bedingt durch zufällige konstruktive Interferenzen des Streulichts mehrerer Teilchen, gilt es von den Rekonstruktion der Teilchenbilder zu trennen.

Hier bietet der einfachere Zugang zur Phaseninformation in der digitalen im Gegensatz zur analogen Holographie vielversprechende Ansatzmöglichkeiten. Obwohl nach der numerischen Rekonstruktion sowohl Intensitäts- als auch Phaseninformation zur Verfügung stehen, nutzen die meisten bekannten Algorithmen lediglich die Intensitätsinformation aus. Experimentell lässt sich jedoch oft eine wesentlich deutlichere Phasenstruktur im Vergleich zur Intensität nachweisen. Nun stellen wir erste Resultate eines Algorithmus vor, der mit dieser Information zufällige Interferenzen ohne definierte Phasenstruktur von Streuteilchen unterscheidet, und zeigen wie die Phaseninformation zusätzlich zur dreidimensionalen Positionsbestimmung herangezogen werden kann.

Aufnahme und Rekonstruktion von In-line-Hologrammen unter Beachtung der räumlichen Auflösungsgrenze digitaler Sensoren

Abb. 1 zeigt das Prinzip der Aufnahme und Rekonstruktion von In-line-Hologrammen, wie es auch in den hier vorgestellten Messungen verwendet wird. Eine aufgeweitete, kollimierte Welle beleuchtet das Untersuchungsobjekt und ein Teil wird als Objektwelle gestreut. Ist das Licht kohärent, interferiert der gestreute Lichtanteil mit dem nicht gestreuten und generiert ein Hologramm. In der analogen Holographie wird dieses in der Regel auf Photofilm aufgezeichnet und kann, wie in Abb. 1 (b) gezeigt, mit der Rekonstruktionswelle beleuchtet und so rekonstruiert werden. Es entstehen ein imaginäres und ein reelles Bild. Diese Rekonstruktion kann für digitale Hologramme

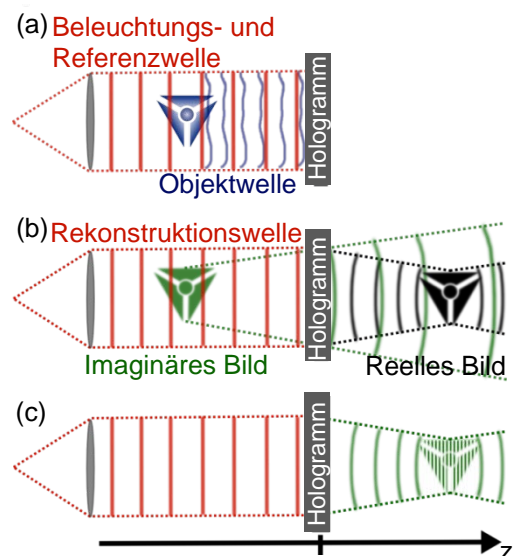


Abb. 1: a) Aufnahme, b) optische und c) numerische Rekonstruktion eines In-line- (sog. Gabor-) Hologramms

numerisch simuliert werden. In der vorliegenden Arbeit wird der gebräuchliche Faltungsansatz in der Fouriernäherung verwendet. Wird der Kern $K(z)$ mit dem Hologramm H gefaltet, so ergibt sich die komplexe Amplitude A des aufgezeichneten Feldes [4, 5]:

$$A(z) = H \otimes K(z) \text{ mit} \quad (1.1)$$

$$K(z) = \frac{1}{i\lambda z} \cdot \exp\left[\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda \cdot z}\right] \quad (1.2)$$

für die Wellenlänge λ , wobei der Phasenterm $\exp(i2\pi z/\lambda)$ vernachlässigt worden ist. x und y bezeichnen hierbei den horizontalen und den vertikalen Abstand zur Position der nullten Beugungsordnung, z_r legt den Abstand zum Hologramm fest, in dem rekonstruiert werden soll. Um den Rechenaufwand für die Operation in (1.1) zu verringern, wird diese durch die Multiplikation im Fourierraum

$$A(z) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[H] \cdot \mathcal{F}[K(z)]\} \quad (1.3)$$

ersetzt und zusätzlich die hohe Parallelisierbarkeit durch Berechnungen auf einer Graphikkarte ausgenutzt.

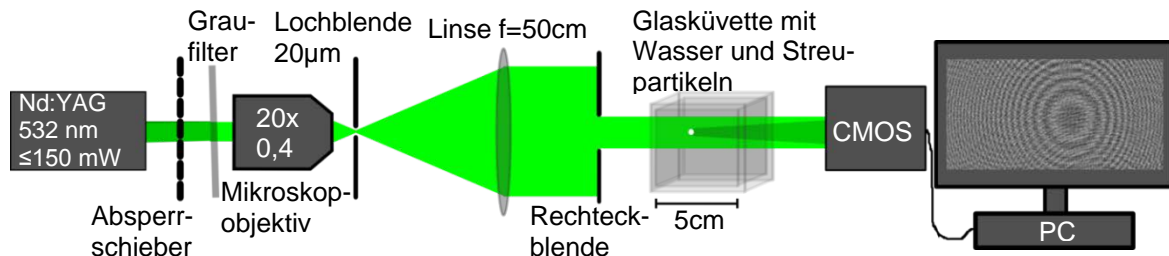


Abb. 2: Aufbau zur holographischen Aufnahme einer Flüssigkeitsströmung mit Hilfe von Mikropartikeln

In Abb. 2 ist der genutzte Aufbau skizziert. Ein Nd:YAG-Laser wird - abhängig von der benötigten Laserleistung - abgeschwächt, raumfrequenzgefiltert und aufgeweitet zu einem kollimierten Lichtfeld. Dieses beleuchtet eine mit Wasser und Streupartikeln (monodispers, mittlerer Durchmesser $9\mu\text{m}$) gefüllte Küvette mit einer Probentiefe von 5cm. Hinter der Küvette ist eine Kamera platziert, die bei voller Auflösung Aufnahmen mit einer Bildrate von über 600Hz erzeugen kann. Die Kamera besitzt quadratische Pixel in einem Abstand von $12\mu\text{m}$. Für die Rekonstruktion der Partikel in einer durch einen Magnetrührer induzierten Strömung werden 1024×1024 Pixel verwendet. Der Abstand zwischen Kamera und Küvette wird unter Ausnutzung der Tiefpasswirkung durch die limitierte Sensorgröße so gewählt, dass für ein zentral in der Küvette befindliches Partikel die Nyquist-Grenze eingehalten wird. Für einen quadratischen Sensor mit n_p Pixeln pro Dimension mit einem Pixelabstand von d_{pp} ergibt sich so ein einzuhaltender Mindestabstand von¹

$$z_{min} = \frac{n_p \cdot d_{pp}^2}{\lambda} \quad (1.4)$$

Unsere Experimente weisen jedoch darauf hin, dass man ebenfalls Brechungsindexänderungen im Strahlengang bei der Festsetzung des Wertes z berücksichtigen muss [6]. Eine strahlenoptische Erklärung ist in Abb. 3 überzeichnet dargestellt. Ein zentraler Streukegel, für welchen der Öffnungswinkel $2\lambda/d$ mit d als Partikeldurchmesser nach [3] angenommen wird, ist mit durchgezogenen Hilfslinien ausgehend von der Tiefe f_1 in der Küvette dargestellt, in der sich ein Partikel befindet. Die mehrfache Brechung des Streulichts verändert die Abbildung des Hologramms auf dem Sensor in geometrischer Näherung so, dass eine Rekonstruktion aus dem Hologramm das Partikel in Tiefe f_2 mit

¹ Detailliert wird der Zusammenhang zwischen Tiefpasswirkung und Abtastung für holographische Particle Image Velocimetry in [7] betrachtet.

$$f_2 = f_1 \frac{\tan \theta}{\tan \left[\arcsin \left(\frac{n_1}{n_5} \sin \theta \right) \right]} + C \quad (1.5)$$

erscheinen lässt, wenn n_1 und n_5 die Brechungsindizes von Wasser und der Gasschicht zwischen Kameraschutzglas und Kamerachip sind und C eine systemabhängige Konstante beschreibt, in die unter anderem die geometrische Entfernung zwischen Objekt und Kamerasensor eingeht. Diese Verschiebung wird bei der Platzierung der Küvette berücksichtigt und der Abstand zwischen Kamera und Küvette wird zu jeder Messung bestimmt. Gleichung (1.5) zeigt, dass die rekonstruierte Verschiebung des Objektpunktes zu kleineren Werten z_r mit der Entfernung z zur Kamera steigt. So wird Gleichung (1.5) bereits in den Rekonstruktionsalgorithmus in der Näherung $\theta = \lambda/d$ integriert, um die rekonstruierte Tiefenauflösung konstant zu halten. Die Auswirkung dieser Modifikation ist in Abb. 4 dargestellt, die rekonstruierte Partikeltrajektorien zeigt. Es ist deutlich die Dehnung des Volumens zu erkennen (Abb. 4 (b)), das ohne die Korrektur im Vergleich zu den erwarteten 5cm Probentiefe gestaucht erschien (Abb. 4 (a)). In dieser Näherung bedingen die bei der Abstandsmessung

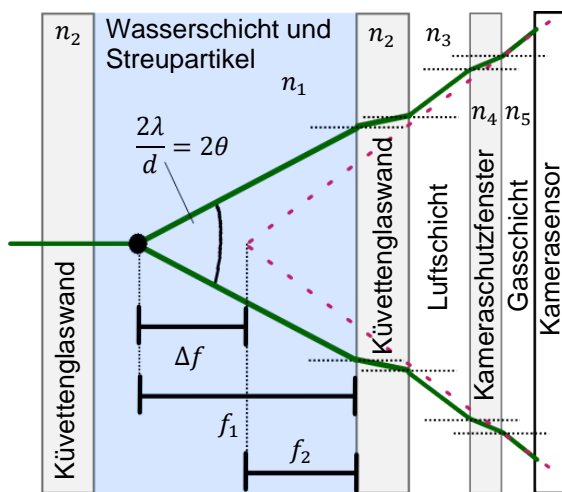


Abb. 3: Skizze zur Veränderung der rekonstruierten Fokusposition durch Brechungsindexänderungen zwischen Objekt und Sensor

gemachten Fehler einen Offset und nicht einen Fehler in der Relativpositionierung der rekonstruierten Ebenen. Die zu Messungen angegebenen Offset-Werte beziehen sich hierauf.

Zur Rekonstruktion der Partikelpositionen, die für die Verfolgung der Partikel in Abb. 4 genutzt wurden, wurde ein intensitätsbasierter Algorithmus verwendet. Unsere Messungen zeigen jedoch, dass die Phaseninformation häufig ein deutlich differenzierteres und für verschiedene detektierte Partikelpositionen ein reproduzierbareres Bild zeigt. Aus diesem Grund wird hier ein alternativer Algorithmus vorgestellt, der auf der Information aus der komplexen Amplitude beruht.

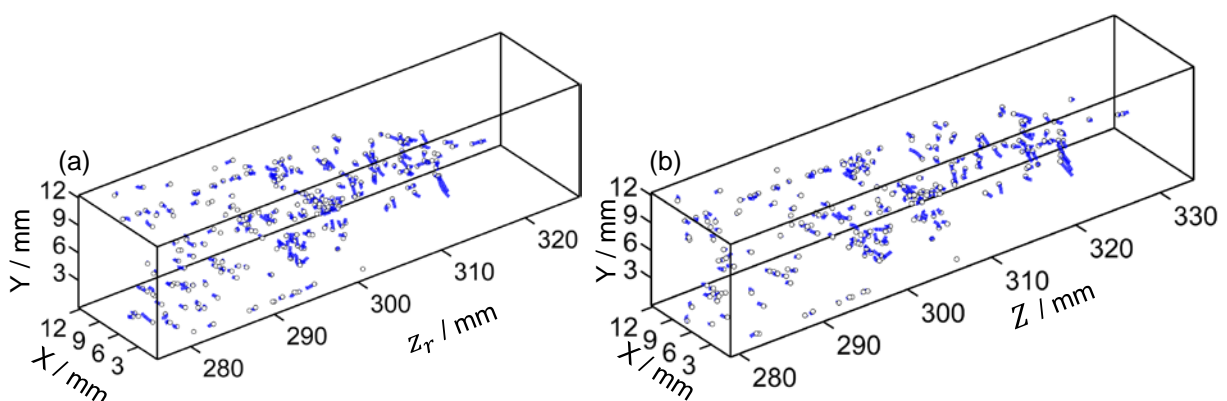


Abb. 4: Rekonstruierte Partikeltrajektorien: Die zeitlich letzte Position ist durch einen Kreis markiert. Die Partikeltrajektorien wurden aus den rekonstruierten Positionen mittels eines frei zugänglichen Algorithmus von [8] nach [9] ermittelt und mit Spline-Funktionen dargestellt. (a) Die Rekonstruktion der komplexen Amplituden erfolgte ohne Korrektur der Tiefenkoordinate z_r , (b) Die Tiefenkoordinate wurde in der Rekonstruktion gemäß Gl. (1.5) angepasst. Der Offset der Tiefenkoordinate ist ± 2 mm.

Rekonstruktion von Partikelpositionen aus der komplexen Amplitude

Bevor die Amplitudenebenen wie oben beschrieben rekonstruiert werden, wird ausgenutzt, dass ausschließlich bewegte Strukturen von Interesse sind. Daher wird der Mittelwert aller Hologramme einer Aufnahmeserie von den aufgenommenen Hologrammen subtrahiert, wie auch in [10]. Der Effekt dieser Operation ist in Abb. 5 gezeigt. In den Rohdaten (Abb. 5 (a)) sind deutliche Interferenzstrukturen zu erkennen, die auf die im Strahlengang befindlichen reflektiven Oberflächen, wie das Kameraschutzfenster und die Fenster der

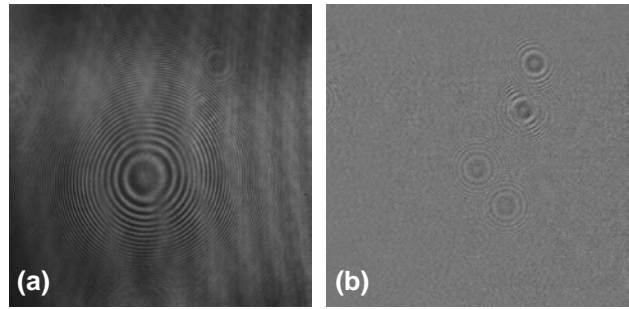
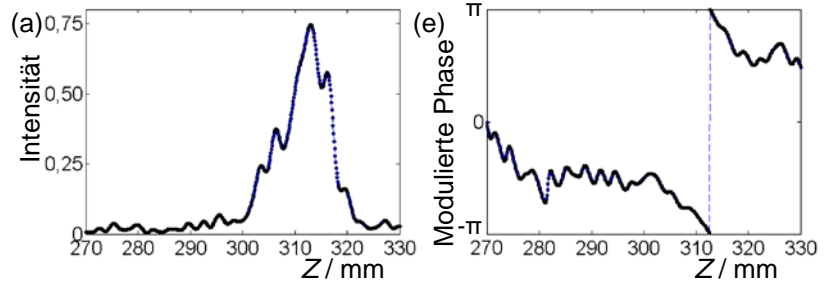
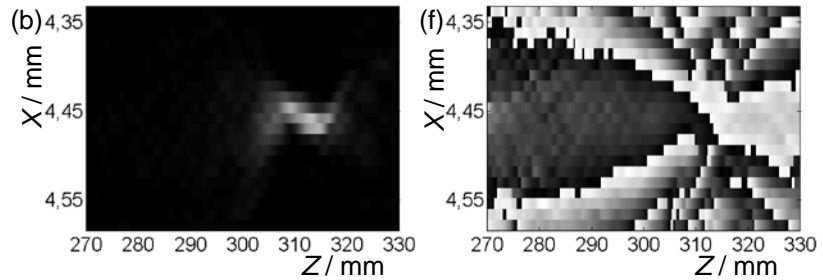


Abb. 5: Vorbereitung der Daten vor der numerischen Rekonstruktion. (a) Rohdaten (b) Daten nach der Vorverarbeitung; In beiden Fällen wurden die Daten auf 256 Grauwerte normiert.

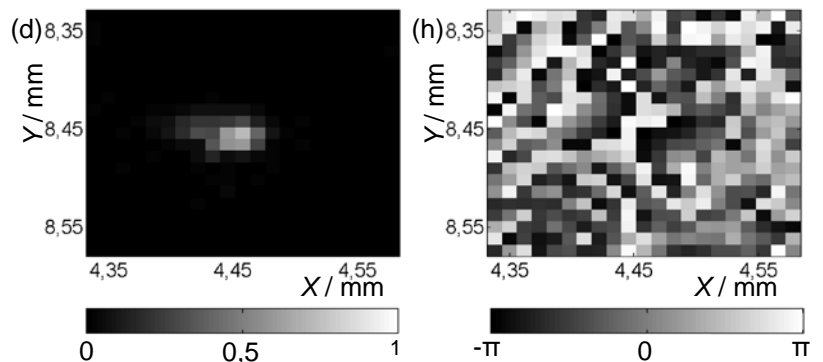
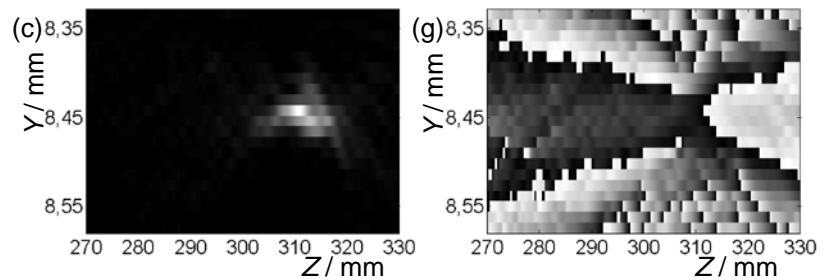
Abb. 6: Intensität und Phase um eine nach dem hier vorgestellten Algorithmus detektierte Partikelposition $(X_P; Y_P; Z_P) = (4,458; 8,454; 312,6)$ mm mit einem Offset von ± 1 mm: Links ((a) bis (d)) ist die Intensität dargestellt, rechts ((e) bis (f)) die Phase, moduliert mit 2π .



(a), (e): Tiefenprofil über die komplette rekonstruierte Tiefe durch die Position $(X_P; Y_P)$, Schwarze Marker sind die rekonstruierten Punkte, verbunden mit einer gestrichelten Linie



(b), (f): (XZ) -Ebene durch Y_P ,
(c), (g): (YZ) -Ebene durch X_P ,
(d), (h): (XY) -Ebene durch Z_P ,
Die Intensitätswerte sind auf den Wert des Intensitätsmaximums in den gezeigten Ebenen normiert. Die Phasenwerte sind mit 2π moduliert. Zur Interpretation der Grauwerte sind unterhalb der Abb. (d) und (h) die Farbskalen für Intensitäts- und Phasenebenen (b) bis (d) bzw. (f) bis (h) angegeben.



Glasküvette zurückgeführt werden. Demgegenüber zeigt das vorverarbeitete Hologramm (Abb. 5 (b)) deutlich die von den Streupartikeln erwarteten Interferenzmuster.

Abb. 6 zeigt beispielhaft das Intensitäts- und Phasenverhalten um eine aus dem gezeigten Hologramm rekonstruierte Partikelposition $(X_P; Y_P; Z_P) = (4,464; 8,464; 312,6)$ mm. Die zugrundeliegenden komplexen Amplituden wurden mit der in Gleichung (1.5) beschriebenen Korrektur in einem Abstand von $\Delta Z = 100 \mu\text{m}$ zueinander rekonstruiert, wobei die transversale Auflösung der Pixelgröße des Kamerachips entspricht. Die Koordinaten beziehen sich hier auf eine Ecke des Kamerasensors, so dass die Koordinatenachse Z den rekonstruierten Abstand zum Sensor bei einem Offset von ± 1 mm darstellt. In Abb. 6 (a) und (e) sind die Tiefenprofile von Intensität und Phase durch $(X_P; Y_P)$ für die komplette rekonstruierte Tiefe zu erkennen. Die entsprechenden (XZ) - und (YZ) -Ebenen sind in Abb. 6 (b) und (f) bzw. (c) und (g) dargestellt. X_P bzw. Y_P sind hier die im gezeigten X - und Y -Intervall zentral lokalisierten Positionen. Der Tiefenbereich bleibt wie zuvor die komplette rekonstruierte Tiefe. Abb. (d) und (h) zeigen den (XY) -Querschnitt in der Umgebung der detektierten Position in der Tiefe Z_P . Die Intensität ist normiert auf die maximale Intensität in den gezeigten Ebenen. Die Phasenwerte sind aufgrund der Modulation der Phase zwischen $-\pi$ und π angegeben. Die Interpretation der Normierung ist für Intensitäts- und Phasenebenen in der Abb. 6 unten gezeigt.

In den Ebenenschnitten durch $(X_P; Y_P; Z_P)$ wird deutlich, wie stark sich die transversale und die longitudinale Fokausausdehnung unterscheiden. Ordinaten und Abszissen sind dementsprechend unterschiedlich skaliert. In den Phasenebenen ist ein zulaufender Kegel zu erkennen, der mit gewechseltem Vorzeichen wieder auseinanderläuft, wie [1] bereits genähert theoretisch herleiten und an einem einzelnen Partikel auf einer Glasscheibe in Luft nachweisen konnte. Die erwartete Phasensingularität ist also deutlich zu erkennen. Aufgrund der 2π -Modulation der Phase enthält das Untersuchungsvolumen jedoch weitaus mehr Phasensprünge in Bereichen ohne Partikel. Diese gilt es von den Sprüngen an Partikelpositionen zu unterscheiden. Der sich vom Hintergrund abhebende Intensitätsbereich um die detektierte Position erscheint demgegenüber kleiner allerdings weniger definiert, was an den Schwankungen, die deutlich in Abb. 6 (a) auszumachen sind, festgemacht wird. Es fällt die starke Fluktuation der Phasenwerte außerhalb des Phasenkegels insbesondere in Abb. 6 (h) auf, die die Phasenwerte in der Tiefe Z_P darstellt, also im Bereich, in dem der Phasenkegel minimale Ausdehnung besitzt.

Die beobachteten Eigenschaften werden im hier vorgestellten Algorithmus ausgenutzt. Zunächst wird die Gesamtsumme der Intensität über alle rekonstruierten Ebenen bestimmt. Im vorgestellten Beispiel geschieht dies über eine Tiefe von 7,2 cm mit einer Auflösung $100 \mu\text{m}$. Zusätzlich wird der Phasengradient zwischen allen Ebenen unter Berücksichtigung der 2π -Modulation bestimmt und aufsummiert, um die Eigenschaft zu nutzen, dass an Partikelpositionen definierte Phasenstrukturen und damit Minima des Phasengradienten über der Tiefe erwartet werden. Die lokalen Maxima in der zweidimensionalen Verteilung aus dieser Intensitätssumme elementweise dividiert durch die Summe der Phasengradienten dienen als Ausgangspunkte für die nun folgende dreidimensionale Korrelation. Im Beispiel wurden die 50 größten lokalen Maxima betrachtet.

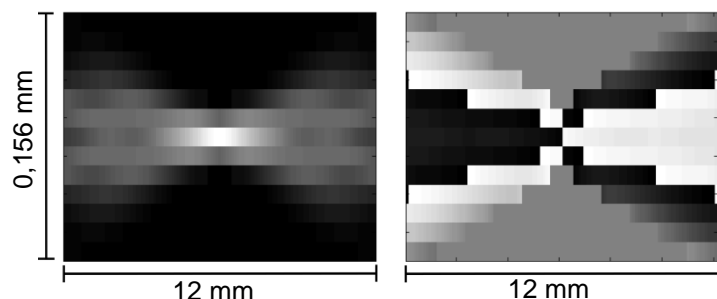


Abb. 7: Schnitt durch die (YZ) -Ebenen des Referenzvolumens. Das Referenzvolumen ist rotationssymmetrisch zu seiner Längsachse in Z -Richtung. Die Referenzposition ist zentral positioniert, Maxima sind weiß, links: Intensitätsverhalten normiert auf 256 Grauwerte, rechts: Phasenverhalten zwischen $-\pi$ und π

Eine dreidimensionale intensitätsbasierte Korrelation zwischen einem Referenzvolumen und dem Volumen der Probe wird bereits in [10] durchgeführt. Hier erweitern wir diesen Ansatz um die Phaseninformation. Zur Korrelation muss ein Referenzvolumen definiert werden, das einer idealisierten Intensitäts- und Phasenverteilung um ein Partikel entspricht. Hierzu wird ein möglichst zentrales, sauber aufgezeichnetes Teilchen aus dem ersten Hologramm der Serie als Referenz verwendet. Ein Viertel eines zulaufenden Phasenkegels und der entsprechende Intensitätsbereich werden genutzt, um ein rotationssymmetrisches Referenzvolumen zu erzeugen. Im hier vorgestellten Beispiel wurde ein Referenzvolumen mit einer Gesamtlänge von 12mm erzeugt und einer transversalen Ausdehnung von $156\mu\text{m} \times 156\mu\text{m}$. Dies entspricht den in Abb. 7 zu sehenden 13×13 Pixeln und 121 rekonstruierten Ebenen.

Sowohl Phasen- als auch Intensitätsreferenzvolumina werden so mit dem rekonstruierten Volumen korreliert, dass der Küvettenbereich in der Tiefe vollständig abgedeckt ist. Auf Fensterfunktionen bei der Korrelation wird verzichtet, so dass die äußersten 2 Pixel an jedem Rand der aus 1024×1024 Pixel bestehenden rekonstruierten Ebenen (dies entspricht $24\mu\text{m}$) nicht betrachtet werden. Jedes Korrelationsvolumen besitzt eine transversale Ausdehnung von 5×5 Pixeln und deckt mit 6cm , also 601 rekonstruierten Ebenen, mehr als die komplette Küvettentiefe ab. Die beiden Korrelationsvolumina in Phase und Intensität werden elementweise multipliziert und die Beträge im Folgenden genutzt. Die Position des globalen Maximums der dreidimensional verteilten Werte wird bestimmt. So werden auch leichte Korrekturen in der transversalen Positionierung (um maximal 2 Pixel) zugelassen. Nach Auswertung sämtlicher zu untersuchender transversaler Positionen wird das globale Maximum aller Korrelationswerte in den nun erhaltenen Positionen bestimmt und zur Normierung der Korrelationswerte genutzt. Das Tiefenprofil der normierten Korrelationsfunktion durch die oben bereits gezeigte Position $(X_P; Y_P)$ über die gesamte Tiefe des Korrelationsvolumens ist in Abb. 8 (a) zu sehen. Es ist ein klares Maximum auszumachen. Detektierte Positionen mit einem Korrelationswert von weniger als 0,5 werden an dieser Stelle verworfen. Ist der Bereich eines Phasenkegels um ein Partikel so gefunden, wird der Phasensprung, wie er auch in Abb. 6 (e) zu erkennen ist, sowohl zur zusätzlichen Validierung, ob es sich um ein Partikel oder eine andere regelmäßige Phasenstruktur handelt, als auch zur korrigierten Tiefenpositionierung herangezogen. Da sich insbesondere aufgrund der 2π -Modulation der Phase weitere Phasensprünge in anderen Tiefen an derselben (X, Y) -Position befinden können, wird nicht ausschließlich das Tiefenprofil der Phasenwerte, sondern die elementweise Multiplikation aus den Phasen- (Abb. 6(e)) und den Korrelationswerten (Abb. 8 (a)) hierfür verwendet, wie in Abb. 8 (b) zu sehen. Die dominante Sprungstelle wird ermittelt. Diese Sprungstelle ist leichter zu detektieren als eine sinnvolle Approximation an das Intensitätsprofil in Abb. 6 (a), da bisher keine mehrfachen Phasensprünge im Bereich eines einzelnen Korrelationsmaximums von mehr als 50%iger Korrelation festgestellt wurden. Liegt die Sprungstelle mehr als 1mm entfernt von der zuvor detektierten Tiefenordinate, wird die Position verworfen. Ein Vergleich mit den rekonstruierten Phasenebenen bestätigte bisher, dass es sich in diesen Fällen nicht um regelmäßige Phasenkegel handelte

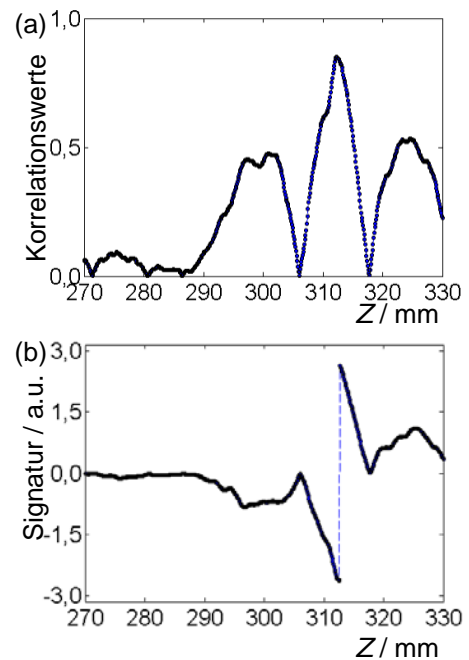


Abb. 8: (a) Normierte Korrelationswerte aufgetragen über der Tiefe in der detektierten (X_P, Y_P) -Position;
 (b): Signatur als Produkt aus Phasenverteilung (Abb. 6 (e)) und Korrelationswerten (Abb. 8 (a))

und so das Verwerfen der Positionen berechtigt war. Ansonsten wird die axiale Koordinate (Z) als diese Tiefenposition festgelegt. Erste sinnvoll der Strömung folgende Trajektorien konnten rekonstruiert werden. Neben dem hier vorgestellten Algorithmus wurde auch ein rein auf der Korrelation der Phasenwerte basierender Algorithmus und ein die komplexen Amplitudenwerte korrelierender Algorithmus verwendet, wobei der hier vorgestellte Algorithmus nach Beurteilung erster Berechnungen überlegen war.

Zusammenfassung und Ausblick

Der vorgestellte Algorithmus hat zum Ziel die Detektion von Speckle ohne definierte Phasenstruktur auszuschließen und die Phaseninformation als mindestens gleichberechtigt zur Intensitätsinformation zu nutzen, um präzisere Tiefenpositionierungen der rekonstruierten Partikel vorzunehmen. Erste Anwendungen des Algorithmus haben diesbezüglich bereits vielversprechende Resultate aufgrund der guten Interpretierbarkeit der berechneten Signaturfunktionen im Vergleich zu Intensitätsprofilen gezeigt. Es konnten Korrelationsmaxima ausgeschlossen werden, die keinen erwarteten Phasensprung zeigten. Als nächstes sollen die im Algorithmus verwendeten Parameter anhand von Experimenten optimiert werden, indem die Parameter als optimal gelten, mit denen möglichst viele sinnvolle Trajektorien aus den gefundenen Teilchenpositionen rekonstruiert werden können. Hierbei geht es auch darum optimale Parameterwerte zu finden, mit denen sowohl die kegelförmigen, auch gelegentlich verrauschten, Signale der Partikel gefunden, als auch andere regelmäßige Strukturen ausgeschlossen werden. Zusätzlich soll der Algorithmus erweitert werden, so dass auch longitudinal hintereinander befindliche Partikel detektiert werden können.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich beim Niedersächsischen Ministerium für Wissenschaft und Kultur (MWK), das die hier vorgestellten Arbeiten finanziell unterstützt hat.

Literatur

- [1] Yang, W.; Kostinski, A.B. and Shaw, R.A., 2006: "Phase signature for particle detection with digital in-line holography", *Opt. Lett.*, Vol. 31 (10), pp. 1399-1401
- [2] Schnars, U. and Jueptner, W., 2005 "Digital Holography Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques" Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [3] Meng, H; Pan, G. and Woodward, S.H., 2004: „Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording“, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 15 (4), pp. 673-685
- [4] Schnars, U. and Jüptner, P.O., 2002: „Digital recording and numerical reconstruction of holograms“, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 13 (9), pp. R85-101
- [5] Goodman, J.W., 2005: „Introduction to Fourier Optics“, 3rd Edition, Roberts & Company Englewood, Colorado
- [6] Heßeling, C.; Homeyer, T.; Hindriksen, C.; Peinke, J. und Gülker, G. 2012: „Dreidimensionale Strömungsmessung mittels digitaler Holographie“ Beitrag zur Fachtagung der GALA „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“
- [7] Zhang, Y.; Shen, G.; Schröder, A.; and Kompenhans, J., 2006: "Influence of some recording parameters on digital holography particle image velocimetry", *Opt. Engineering*, Vol. 45 (7), p. 075801
- [8] Blair, D. and Dufresne, E. "The Matlab Particle Tracking Code Prepository"
<http://physics.georgetown.edu/matlab/>
- [9] Crocker, J.C. and Grier, D.G., 1996: "Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies", Vol. 179 (1), pp. 298-310
- [10] Ooms, T.A.; Lindken, R.; and Westerweel, J., 2009: "Digital holographic microscopy applied to measurement of a flow in a T-shaped micromixer", *Exp. Fluids*. Vol. 47, pp. 941-955