

Anpassung von digitalholographischen Propagationsalgorithmen an kurz-kohärente Lichtquellen in einem hochauflösenden Sensorsystem

Stephan Stürwald*, Prof. Robert Schmitt**

*Fraunhofer Institut für Produktionstechnologie (IPT), Aachen

**WZL der RWTH-Aachen

stephan.stuerwald@rwth-aachen.de

Zur Realisierung eines Interferometers mit verschiedenen Messmodi auf Basis einer einzigen kurzkohärenten Lichtquelle wird ein experimentell validiertes Berechnungsmodell zur Bestimmung der effektiven Kohärenzlänge vorgestellt. Weiterhin erfolgt eine numerische Optimierung von Propagationsalgorithmen, die auf dem Kirchhoffschen Beugungsintegral basieren.

1 Einführung

Die Verwendung eines Interferenzmikroskopes, welches die gleichzeitige Anwendung von Weißlichtinterferometrie und phasenschiebender digitalholographischer Interferometrie erlaubt, ermöglicht einen flexiblen Einsatz bei der Bestimmung der Mikrotopographie von Proben. Digitalholographische Mikroskopie (DHM) erlaubt dabei die numerische Rekonstruktion des von einer Probe ausgehenden Wellenfeldes in Phase und Amplitude. Sie ermöglicht zudem eine quantitative, minimal-invasive, zerstörungsfreie Untersuchung von Phasenobjekten [1,2] wie z. B. biologischen Zellen. Es wird demonstriert, dass sich durch die Auswahl einer geeigneten kurzkohärenten Lichtquelle sowie dem Einsatz von Spektralfiltern die Kohärenzeigenschaften des Lichtes kostengünstig für den jeweiligen Messmodus anpassen lassen, ohne mehrere Lichtquellen verwenden zu müssen.

In einem weiteren Teil wird gezeigt, dass durch die Berücksichtigung des Spektrums der kurzkohärenten Lichtquelle bei der Propagation von der Hologrammebene in die scharfe Bildebene eine Verbesserung der Rekonstruktion erzielt werden kann.

2 Effektive Kohärenzlänge

Um die effektive Kohärenzlänge für den DHM-Messmodus schnell und kostengünstig vergrößern zu können, werden Spektralfilter benutzt. Dies führt zur Erreichung einer hinreichenden Streifenzahl, welche für räumliches Phasenschieben benötigt wird. Dabei besteht die Möglichkeit, mit dem Spektralfilter die spektrale Breite im Referenz- und Objektarm des Interferometers oder lediglich in einem der beiden Arme zu verringern. Ziel ist dabei ein genaues Einstellen einer effektiven Kohärenzlänge durch Berücksichtigung von Absorptions- und Dispersionseffekten im Aufbau unter Verwendung von kurzkohärenten Lichtquellen. Die allgemeine Intensitätsverteilung bei Interferenz zweier willkürlicher Spektren als Linear-

kombination von Gauß-Funktionen ergibt sich dabei zu: $I(\omega) = \Psi(\omega, t) \cdot \Psi^*(\omega, t) =$

$$\sum_{i=j}^n a_i^2 e^{-\frac{(\omega-\omega_i)^2}{2\sigma_i^2}} + \sum_{i \neq j}^n a_i a_j e^{-\frac{(\omega-\omega_i)^2}{2\sigma_i^2} - \frac{(\omega-\omega_j)^2}{2\sigma_j^2}} e^{-\Delta\phi_{ij}}$$

Für den Interferenzterm von 2 Gaußspektren folgt:

$$S(\omega, \Delta\phi) = A e^{-\frac{(\omega_1-\omega_2)^2}{4(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}} e^{-\frac{(\omega-\bar{\omega})^2}{2\bar{\sigma}^2}} e^{-j\Delta\phi} \quad (1)$$

Wobei $\Delta\phi$ die Gruppen- und Phasenverzögerung umfasst. Gegeben sei die kombinierte Standardabweichung sowie die kombinierte zentrale Frequenz:

$$\bar{\sigma}^2 = 2 \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad \bar{\omega} = \frac{1}{2} \bar{\sigma}^2 \left(\frac{\omega_1}{\sigma_1^2} + \frac{\omega_2}{\sigma_2^2} \right) \quad (2)$$

Für die Phasendifferenz zwischen Objekt- und Referenzarm folgt unter Berücksichtigung der Dispersion bis zur 2. Ordnung:

$$\Delta\phi(\omega) = \phi_1(\omega) - \phi_2(\omega); \quad (i = [1,2]) \quad (3)$$

$$\phi_i(\omega) = \beta_{i1}(\omega_i)(2l_i) - \beta'_i(\omega_i)(\omega - \omega_i)(2l_i) + \frac{1}{2} \beta''_i \dots;$$

Hieraus folgt mit der Phasen- und Gruppenverzögerung mit der Näherung für angepasste Gruppengeschwindigkeitsdispersion ($\Delta\beta''=0$):

$$I \propto \text{real} \left\{ e^{-\frac{(\omega_1-\omega_2)^2}{4(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}} e^{-\frac{\Delta\tau_g'^2 \bar{\sigma}^2}{2}} e^{-j\omega\Delta\tau_p'} \right\} \quad (4)$$

Hieraus folgt für vereinfachte effektive Kohärenzlänge:

$$l'_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\lambda_1^2}{\Delta\lambda_1} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_2^2}{\Delta\lambda_2} \right)^2 \right]} = \sqrt{\frac{(l_{c1})^2 - (l_{c2})^2}{2}} \quad (5)$$

3 Experimentelle Ergebnisse

Bei Verwendung einer Lichtquelle mit $\lambda_c=892$ nm, (Bandbreite: 34 nm) sowie einem Spektralfilter: $\lambda_c=913,6$ nm (Bandbreite: 6,4 nm) ergibt sich

experimentell ein jeweils normierter Streifenkontrast, der in Abb. 1 als Funktion des Wegunterschiedes ΔL von Objekt- und Referenzarm dargestellt ist.

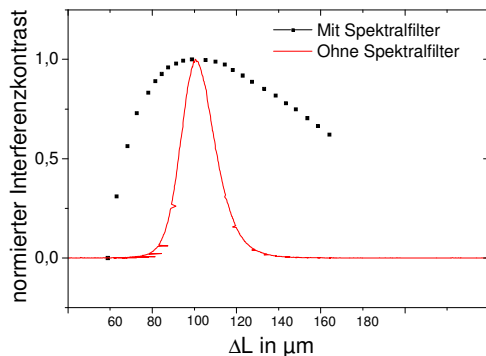


Abb. 1 Normierter Interferenzkontrast als Funktion des Wegdifferenz ohne Spektralfilter in einem der Interferometerarme sowie mit Spektralfilter.

Insgesamt ist anzumerken, dass sich jedoch der Kontrast bei Verwendung eines Spektralfilters geringfügig verringert.

Die Kohärenzlänge als Funktion des spektralen Bandbreitenverhältnisses ist in Abb. 2 aufgeführt. Es ist erkennbar, dass die Vergrößerung der Kohärenzlänge bei synchroner Variation der Bandbreiten stärker ist als bei Variation in nur einem Interferometerarm. Die eingetragenen Punkte a und b in Abb. 2 entsprechen dabei den theoretischen Ausführungen.

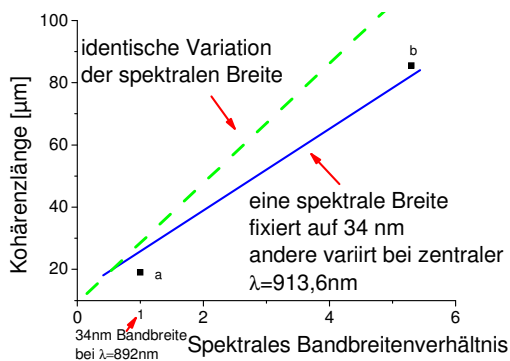


Abb. 2 Kohärenzlänge als Funktion des spektralen Bandbreitenverhältnisses

4 Anpassung der Propagation

Die in [1] genannten Algorithmen zur Rekonstruktion der komplexwertigen Wellenfront in der scharfen Bildebene, die auf dem Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsintegral basieren, gelten für monochromatische Lichtquellen. Für kurzkohärente Lichtquellen lässt sich der Propagationsalgorithmus dadurch anpassen, dass für eine diskrete Anzahl von Wellenlängen eine entsprechende Propagation des Wellenfeldes erfolgt, welche anschließend – entsprechend ihrer Gewichtung im Gaußschen Spektrum - komplex addiert werden.

Die Ergebnisse sind demonstrativ in Abb. 3 gezeigt. Es wird deutlich, dass die Bildschärfe durch den neuen Ansatz geringfügig verbessert wird. Dies ist insbesondere an reduzierten Artefakten zu erkennen, die zu einem Teil durch Aliasing hervorgerufen werden

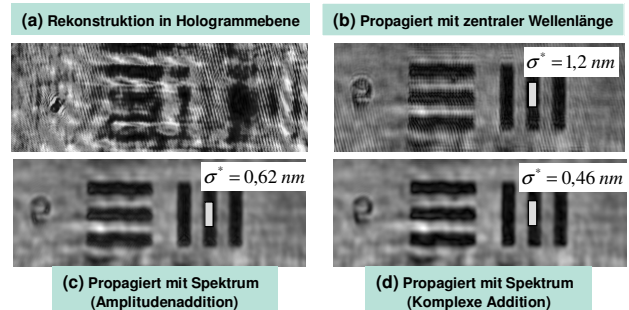


Abb. 3 Gegenüberstellung der unterschiedlichen numerischen Realisierungen der Propagation bzgl. Der Berücksichtigung der spektralen Breite am Beispiel eines 1951 USAF-Testcharts.

Die Quantifizierung der Abbildungsqualität erfolgt hier zunächst mittels der Standardabweichung σ^* innerhalb der kleinen, weiß markierten Felder (Chrom auf Glas).

5 Einsatz in hochauflösendem Nanopositioniersystem (NMM-1)

Die beschriebenen Methoden finden Einsatz in einem Sensorsystem, welches in einem Nanopositioniersystem (NMM-1, SIOS GmbH, Abb. 4) unter Benutzung von Stitchen zur großflächigen Messung der Mikrotopographie verwendet wird.

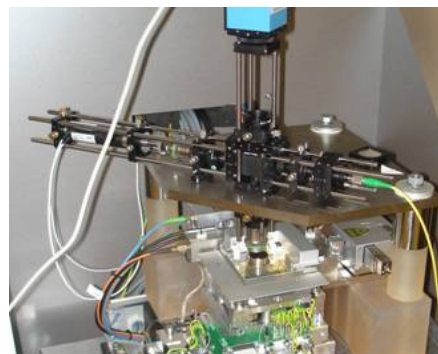


Abb. 4 Einsatz des Messsystems in der NMM-1

Literatur

- [1] S. Stürwald, B. Kemper, C. Remmersmann, P. Langehanenberg, G. Bally, "Characterisation of light emitting diodes (LEDs) for application in digital holographic microscopy for inspection of micro and nanostructured surfaces", Optics and Lasers in Engineering, Volume 46, Issue 7, July 2008, S 499-507.
- [2] S. Stuerwald, B. Kemper, C. Denz, G. Bally: „Charakterisierung von ultrahellen Leuchtdioden für den Einsatz in der digitalen Holographie“. In: Proc. DGaO, 2007