

Experimentelle Untersuchung des Optimierungspotenzials in der kurz- kohärenten Interferenzmikroskopie

Jan Günter Niehues

Experimentelle Untersuchung des Optimierungspotenzials in der kurz- kohärenten Interferenzmikroskopie

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

vorgelegt im Fachbereich Elektrotechnik/Informatik
der Universität Kassel

von M.Sc. Jan Günter Niehues

Erster Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Lehmann

Zweiter Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig, TU Kaiserslautern

Datum der Einreichung: 7. Juni 2014

Datum der Disputation: 16. Januar 2015

Abstract/Zusammenfassung

The present work deals with the lateral resolution in the short coherent interference microscopy. The 3D-resolution of phase objects, unlike intensity objects, is strongly non-linear and depends on the specific measurement method. In this context systematic measurement errors are of decisive importance. For the short coherence interference microscopy the overshoot at the edges is particularly relevant since it has a negative effect on the measurement results of various technical surfaces. It occurs due to the overlap of the interference signals of laterally neighboring object points with different height levels. With purpose-built measuring systems it is investigated to what extent this error can be physically reduced and how this affects the lateral resolution.

The adjustment of such a system is explained in a Linnik interferometer that is optimized for use in a nano measuring machine. The sensor includes the option to be operated with NUV-light in order to increase the lateral resolution. Due to the intended use the working distance is relatively large which limits the lateral resolution.

With a second experimental setup optimized for the investigations in this work the physical limits of short-coherent interference microscopy can be investigated practically. To this end, the setup is equipped with a micro-mirror array which allows creating variable confocal apertures. With this system, confocal microscopy and white-light interferometry are combined for the first time. The cause of edge overshoot should be reduced by the optical selection of confocal microscopy.

Another way of influencing represents the optional illumination with polarized light whereby the lateral resolution can be further increased. In addition, this setup can also be operated with short-wavelength blue light in order to optimize the lateral resolution.

Unlike the models used in the current standardization, the measurement results made with these experimental setups show that the transmission behavior in white-light interferometry is strongly nonlinear. Depending on the evaluation procedure the lateral resolution corresponds well with the lateral resolution of intensity objects in classical microscopy. A resolution standard with nine different one-dimensional rectangular structures was used for the investigations. The nominal height of the structures is located in the critical range smaller than the coherence length of the light source. The results are also confirmed at technical objects in practice such as a "digital video disc".

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem lateralen Auflösungsvermögen in der kurzkohärenten Interferenzmikroskopie. Das 3D-Auflösungsvermögen von Phasenobjekten ist im Gegensatz zu dem von Intensitätsobjekten stark nichtlinear und vom spezifischen Messverfahren abhängig. In diesem Zusammenhang sind systematische Messfehler von entscheidender Bedeutung. Für die kurzkohärente Interferenzmikroskopie ist das Überschwingen an Kanten von besonderem Belang, da sich der Effekt bei der Messung vieler technischer Oberflächen negativ auswirkt. Er entsteht durch die Überlagerung von Interferenzsignalen lateral benachbarter Objektpunkte von unterschiedlichen Höhenniveaus. Es wird an speziell für diesen Zweck entwickelten Messsystemen untersucht in wie weit dieser Effekt physikalisch reduziert werden kann und wie sich dies auf die laterale Auflösung auswirkt.

An einem für den Einsatz in einer Nanomessmaschine optimierten Linnik-Interferometer wird die Justage eines solchen Systems erläutert. Der Sensor verfügt über die Option mit NUV-Licht betrieben zu werden, um die laterale Auflösung zu verbessern. Aufgrund des Einsatzzweckes ist der Arbeitsabstand relativ groß, was die laterale Auflösung einschränkt.

Mit einem zweiten auf die Untersuchungen in dieser Arbeit optimierten Versuchsaufbau können die physikalischen Grenzen der kurzkohärenten Interferenzmikroskopie praktisch untersucht werden. Zu diesem Zweck ist der Aufbau mit einem Mikrospiegelarray ausgestattet, um hierüber variable konfokale Blenden zu schaffen. Mit diesem System wird erstmalig konfokale Mikroskopie mit Weißlichtinterferometrie kombiniert. Durch die optische Selektion der konfokalen Mikroskopie soll die Ursache für die Überschwinger an Kanten reduziert werden.

Eine weitere Möglichkeit der Einflussnahme stellt die optionale Beleuchtung mit polarisiertem Licht dar, wodurch die laterale Auflösung weiter gesteigert werden kann. Zusätzlich kann auch dieser Aufbau mit kurzwelligem blauem Licht betrieben werden, um die laterale Auflösung zu optimieren.

Die Messergebnisse, die mit diesen Versuchsaufbauten gemacht wurden, zeigen, dass im Gegensatz zu den in der derzeitigen Normung genutzten Modellen das Übertragungsverhalten in der Weißlichtinterferometrie bei der Messung von Phasenobjekten stark nichtlinear ist. Das laterale Auflösungsvermögen deckt sich je nach Auswerteverfahren recht gut mit dem von klassischen Mikroskopen bei der Wiedergabe von Intensitätsobjekten.

Für die Untersuchungen wurde überwiegend ein Auflösungsnormal mit neun unterschiedlichen eindimensionalen Rechteckstrukturen verwendet, die eine Nominalhöhe im kritischen Bereich kleiner der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle aufweisen. Die Ergebnisse bestätigen sich aber auch an technischen Messobjekten aus der Praxis wie beispielsweise einer „digital video disc“.

Inhaltsverzeichnis

Abstract/Zusammenfassung.....	V
Inhaltsverzeichnis	VII
1 Einleitung.....	1
1.1 Kontext.....	1
1.2 Zielsetzung.....	2
1.3 Gliederung.....	3
2 Klassische Lichtmikroskopie	4
2.1 Geschichte der Mikroskopie	4
2.2 Funktionsprinzip eines Mikroskops.....	5
2.3 Abbes Abbildungstheorie.....	10
2.4 Punktverwaschungs- und Modulationsübertragungsfunktion.....	12
2.5 Auflösungskriterien.....	20
3 Optische 3D-Profilometrie	22
3.1 Strukturierte Beleuchtung	23
3.2 Konfokale Mikroskopie	25
3.3 Interferenmikroskopie mit kurzkohärentem Licht.....	31
3.3.1 Grundlagen der kurzkohärenten Interferometrie	32
3.3.2 Aufbau von Weißlichtinterferometern.....	36
3.3.3 WLI Signalauswertung	39
3.3.4 Übertragungsverhalten in der WLI.....	42
3.3.5 Effekte in der WLI.....	47
3.3.5.1 Batwing-Effekt.....	47
3.3.5.2 Dispersionseffekte an geneigten und gekrümmten Mikrostrukturen	54
3.3.5.3 Verschiebung der Interferenzwellenlänge durch den <i>NA</i> -Effekt	57
4 Entwicklung eines interferometrischen Sensors für den Einsatz in Nano- Koordinatenmesssystemen.....	60
4.1 Grundlegender optischer Aufbau	60
4.2 Sensoraufbauten	62
4.2.1 Versuchsaufbau.....	63
4.2.2 Industrieller Prototyp	66
4.3 Messergebnisse	66
4.4 Zusammenfassung.....	71
5 Aufbau eines Weißlichtinterferometers mit variabler konfokaler Beleuchtung	72
5.1 Linnik-Interferometer mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD	73

5.1.1	Erste Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit Beleuchtung über ein DMD	73
5.1.2	Messergebnisse	80
5.1.2.1	Vergleich zwischen Hellfeld- und konfokaler Beleuchtung	82
5.1.2.2	Messergebnisse mit rein konfokaler Beleuchtung	84
5.1.2.3	Messergebnisse mit konfokaler Kameramessung	89
5.1.2.4	Messergebnisse mit Polfilter	95
5.1.3	Fazit	97
5.2	Linnik-Interferometer mit beidseitig konfokaler Abbildung über ein DMD	98
5.2.1	Zweite Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit Beleuchtung und Abbildung über ein DMD	98
5.2.2	Messergebnisse	100
5.2.2.1	Messergebnisse mit konfokaler Kamerabeleuchtung	100
5.2.2.2	Messergebnisse konfokale DMD-Messung	102
5.2.2.3	Messergebnisse mit Polfilter	104
5.2.3	Fazit	116
5.3	Messergebnisse an ausgewählten Messobjekten	119
5.3.1	Messergebnisse	119
5.3.1.1	Mikroskopisches Formnormal	119
5.3.1.2	Chirp-Normal	120
5.3.1.3	Messobjekt aus der Praxis: DVD	122
5.3.2	Fazit	124
6	Zusammenfassung, Ausblick und Fazit	126
6.1	Zusammenfassung	126
6.2	Fazit	127
6.3	Ausblick	128
	Literaturverzeichnis	130
	Verzeichnis der Formelzeichen	136
	Verzeichnis der Abkürzungen	139
	Vita	141
	Eidestattliche Erklärung	144

1 Einleitung

1.1 Kontext

Im letzten Jahrzehnt des 20. Jahrhunderts hat sich mit zunehmender Rechnerleistung die optische Messtechnik aus dem Bereich der Wissenschaft zunehmend auch in der Industrie etabliert. Die Vorteile gegenüber taktilen Verfahren sind neben der berührungslosen Messung vor allem die höhere Messgeschwindigkeit, die durch die hohe Parallelisierung der Messwertaufnahme erreicht wird. Vorteile haben optische Messverfahren besonders in der zunehmend an Bedeutung gewinnenden Mikrosystemtechnik, da hier schon sehr kleine Antastkräfte zur Verformung bis zur Zerstörung des Messobjektes führen können. Auch optische Bauteile können durch taktile Messungen beschädigt werden, sodass auch hier meist optische Verfahren bevorzugt werden.

Für die taktile Messtechnik gibt es eine Vielzahl von Normen, die für eine hohe Akzeptanz in der Industrie gesorgt haben. Bei der Fülle an optischen Messmethoden ist die Normung bei Weitem nicht so weit fortgeschritten. Dies führt in vielen Bereichen zu einer kritischen Haltung gegenüber der optischen Messtechnik. Um die Normung vorantreiben zu können, müssen die physikalischen Vorgänge in den Messgeräten verstanden sein. Hierzu müssen mathematische Modelle aufgestellt werden, mit denen sich die komplexen Vorgänge in einem Messgerät beschreiben lassen. Die Verifizierung der Ergebnisse solcher Modellrechnungen geschieht üblicherweise durch praktische Experimente. Zu Beginn der Arbeit im Rahmen der vorliegenden Dissertation gibt es keine ausreichende mathematische Beschreibung der Weißlichtinterferometrie (WLI), mit der sich die maximal erreichbare Auflösung berechnen ließe. In dem von der Europäischen Union geförderten Projekt NanoCMM (Nano Coordinate Measuring Machine) wird ein Weißlichtinterferometer in Linnik-Bauweise aufgebaut. Durch den Einsatz einer UV-Beleuchtung ist es möglich, die laterale Auflösung zu verbessern. Mit diesem Versuchsaufbau können die Grenzen der lateralen Auflösung in der Weißlichtinterferometrie experimentell analysiert werden.

Die in der konventionellen Lichtmikroskopie angewendeten Auflösungsgrenzen lassen sich nicht ohne weiteres auf 3D-messende Mikroskope übertragen. Bei der WLI wird die real zu erreichende laterale Auflösung oftmals durch Effekte begrenzt, die aus der gewöhnlichen Mikroskopie so nicht bekannt sind. Häufig sind genau diese vom Messprinzip abhängigen Effekte dafür verantwortlich, dass die Messergebnisse nicht den industriellen Anforderungen genügen. In dieser Arbeit werden erstmals die Prinzipien der konfokalen Mikroskopie und der WLI kombiniert, um solche Effekte zu minimieren. Mit diesem Ansatz soll die laterale Auflösung in der mikroskopischen 3D-Profilometrie optimiert werden. In dem von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Projekt mit dem Titel „Konfokales Linnik-Weißlicht-Interferometer zur lateral hochauflösenden Messung von Mikro- und Nanostrukturen“ wird ein Linnik-Interferometer genutzt, um die limitierenden Einflüsse auf die laterale Auflösung zu analysieren. Mittels

konfokaler Beleuchtungsszenarien und polarisiertem Licht sollen limitierende Einflüsse analysiert und die Auswirkungen auf die Messergebnisse reduziert werden.

1.2 Zielsetzung

Die laterale Auflösung von gewöhnlichen Mikroskopen ist hinreichend untersucht und gut beschrieben. Bekannte Kriterien der abbildenden Optik sind das Rayleigh- oder das Sparrow-Kriterium, die sich auf intensitätsmodulierte Abbildungen beziehen. Bei 3D-Profilometern hingegen können diese Ansätze nur eingeschränkt angewendet werden. Der Grund für die abweichende laterale Auflösung ist, dass bei einem Objekt mit einer im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes nicht zu vernachlässigen Höhenausdehnung das Messsystem nicht mehr als linear übertragendes System angesehen werden kann. Es soll experimentell gezeigt werden, wie sich ein Weißlichtinterferometer nahe der Auflösungsgrenze verhält und inwieweit sich die Messergebnisse gerätetechnisch optimieren lassen.

Die Übertragungsfunktion eines optischen Messinstruments ist nicht so intuitiv verständlich, wie es bei der taktilen Messtechnik der Fall ist. Bei Weißlichtinterferometern kommt es bei der Messung steiler Kanten mit Höhen im einstelligen Mikrometerbereich zu Überschwingern in den Messwerten im Bereich der Kante. Dieser Effekt führt dazu, dass viele Messergebnisse nicht aussagekräftig sind. In der Praxis wird daher häufig mit Filtern gearbeitet, die aber Einfluss auf die Messergebnisse haben. Ein alternativer Ansatz zur Vermeidung dieses Effektes ist die Erzeugung von redundanten Höheninformationen durch simultane Messung bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen [1].

Im Rahmen dieser Arbeit wird zunächst das laterale Auflösungsvermögen von Weißlichtinterferometern experimentell untersucht. In einem zweiten Schritt werden die Messfehler durch physikalische Maßnahmen bei der Messwertaufnahme minimiert. Hierzu werden konfokale Blenden in den Strahlengang eines Weißlichtinterferometers eingefügt. Auf diese Weise lässt sich die Ursache für die systematischen Effekte schon im optischen System verringern.

Nach Reduzierung der angesprochenen Kanteneffekte und bei einer optimierten optischen Auflösung ist die WLI noch besser dazu geeignet, eine Brücke zwischen schnellen großflächigen Messverfahren, wie der Streifenprojektion und den zeitaufwendigen Rastersondenverfahren, wie der Rasterkraftmikroskopie zu bilden. Dabei spielt die durch die Nutzung der Interferenz erreichte Unabhängigkeit der Höhenauflösung von der Messfeldgröße eine entscheidende Rolle für die Nutzung der WLI in der Praxis.

1.3 Gliederung

Die Arbeit basiert im Wesentlichen auf Ergebnissen, die im Rahmen des von der EU geförderten Projektes „NanoCMM“ und dem von der DFG geförderten Projekt „Konfokales Linnik-Weißlicht-Interferometer zur lateral hochauflösenden Messung von Mikro- und Nanostrukturen“ entstanden sind. Sie gliedert sich in sechs aufeinander aufbauende Kapitel mit nachfolgend aufgeführten inhaltlichen Schwerpunkten:

Kapitel 2: Klassische Lichtmikroskopie erläutert nach einer kurzen geschichtlichen Einordnung die für die Arbeit notwendigen Grundlagen aus dem Bereich der Optik, die für das Verständnis der Mikroskopie nötig sind. Dieses Kapitel bildet die Basis für die nachfolgenden Kapitel.

Kapitel 3: Optische 3D-Profilometrie gibt einen Überblick über optische Messverfahren, die für diese Arbeit von Relevanz sind. Die strukturierte Beleuchtung wird beschrieben, da in dieser Arbeit entwickelte Messaufbauten in der Lage sind, nach diesem Messprinzip zu arbeiten. Die konfokale Mikroskopie ist fester Bestandteil des in dem DFG-Projekt genutzten Messaufbaus. Am ausführlichsten beschrieben wird die Weißlichtinterferometrie, um deren Analyse und Optimierung es geht.

Kapitel 4: Entwicklung eines interferometrischen Sensors für den Einsatz in Nano-Koordinatensystemen beschreibt die Entwicklung des industriellen Prototyps eines hochauflösenden Linnik-Weißlichtinterferometers mit sehr großem Arbeitsabstand. Es wird besonders intensiv auf die komplexe Justage eines solchen Systems eingegangen.

Kapitel 5: Aufbau eines Weißlichtinterferometers mit variabler konfokaler Beleuchtung stellt einen sehr vielseitig einsetzbaren Versuchsaufbau zur praktischen Untersuchung von systematischen Effekten in der WLI vor. Das Interferometer ist im Beleuchtungsstrahlengang mit einem DMD und einem optionalen Polfilter ausgestattet, um gezielt Einfluss nehmen zu können.

Kapitel 6: Zusammenfassung, Fazit und Ausblick fasst abschließend die mittels der beschriebenen Systeme gewonnenen Ergebnisse zusammen und gibt ein Gesamtfazit zur Arbeit. Abschließend wird ein Ausblick auf mögliche weiterführende Untersuchungen gegeben.

2 Klassische Lichtmikroskopie

Das folgende Kapitel stellt eine kurze Einführung in die Lichtmikroskopie dar. Nach einer geschichtlichen Einordnung wird das Funktionsprinzip beschrieben. Anschließend werden in diesem Kapitel die Grundlagen und der Stand der Technik für die Mikroskopie dargestellt, die auch für das Verständnis der weiteren Kapitel von Bedeutung sind.

2.1 Geschichte der Mikroskopie

Die vergrößerte Darstellung mit Hilfe von Lesesteinen beginnt um die erste Jahrtausendwende n. Chr. im arabischen Raum mit dem islamischen Wissenschaftler und Naturforscher Abu Ali al-Hasan ibn al-Haitham. Schon damals werden natürlich vorkommende Kristalle, die im Bereich des sichtbaren Lichtes transparent sind, zu plankonvexen Linsen geschliffen. In Abb. 2.1 ist ein solcher Lesestein zu sehen.



Abb. 2.1: Replikat eines Lesesteins im optischen Museum in Oberkochen (Quelle: www.zeiss.com).

Aus diesen frühen Plankonvexlinsen entwickeln sich gegen Ende des 13. Jahrhunderts die ersten Brillen. Diese schon überwiegend aus Glas gefertigten Linsen sind wesentlich dünner als die Lesesteine und meist bikonvex geschliffen.

Wer und wann zum ersten Mal erkannt hat, dass Kombinationen von zwei hintereinanderliegenden Linsen eine erhebliche Verbesserung hinsichtlich der Vergrößerung darstellen, lässt sich nicht mit Sicherheit sagen. Gegen Ende des 16. Jahrhunderts kommen die ersten Mikroskope auf. 1610 benutzt Galileo Galilei sein Fernrohr als Mikroskop, hierzu verlängert er den Abstand der enthaltenen Linsen. Schon 1665 gelingt es Robert Hooke mit einem 60-fach vergrößernden Mikroskop, die Zellstruktur von Kork aufzulösen. Abb. 2.2 zeigt den Nachbau eines Hooke Mikroskops.



Abb. 2.2: Replikat des Hooke Mikroskops (Quelle: Glue Factory © 2008).

Da das wichtigste Sinnesorgan des Menschen wohl das Auge ist, spielt die Optik in der Entwicklung des technischen Fortschritts eine bedeutende Rolle. Entscheidend für die Entwicklung in vielen Bereichen ist oftmals die Weiterentwicklung der optischen Instrumente, da eine Fertigung präziser Werkzeuge und Komponenten nur durch entsprechende Kontrolle möglich ist. Auf diesem Weg hat die Optik und insbesondere die optische Messtechnik entscheidenden Anteil am technologischen Fortschritt insgesamt. An diesem Zusammenhang hat sich bis heute wenig geändert.

2.2 Funktionsprinzip eines Mikroskops

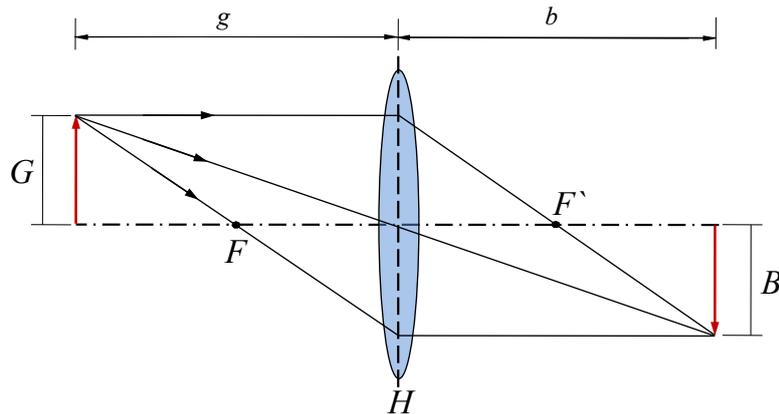
Als einfaches optisches Abbildungssystem ist in Abb. 2.3 eine dünne Linse dargestellt. Von einem Gegenstand der Größe G wird ein reelles Bild der Größe B erzeugt. Hierbei hängt der Abbildungsmaßstab β ausschließlich von der Bildweite b des Systems und der Gegenstandsweite g ab. Der Zusammenhang ist in Gl. (2.1) beschrieben:

$$\beta = \frac{B}{G} = \frac{b}{g} \quad (2.1)$$

Die Gaußsche Linsenformel stellt die Abbildungsgleichung einer dünnen Linse der Brennweite f für achsnahe Strahlen dar:

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \quad (2.2)$$

Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen Gegenstandsweite und Bildweite.

Abb. 2.3: Konstruktion eines Bildes durch eine dünne Linse, mit der Hauptebene H .

Die Vergrößerung M (Transversalvergrößerung) eines solchen Systems entspricht dem Abbildungsmaßstab und ist der negative Quotient der Transversalausdehnung des Bildes und der korrespondierenden Transversalausdehnung des Objektes.

$$M = \frac{-B}{G} \quad (2.3)$$

Vergrößernde optische Instrumente wie Lupe und Mikroskop erhöhen den Sehwinkel α . Diese Vergrößerung erhöht das räumliche Auflösungsvermögen des Auges. Als Winkelvergrößerung V des Instruments wird der Quotient

$$V = \frac{\text{Sehwinkel } \alpha_L \text{ mit Instrument}}{\text{Sehwinkel } \alpha_0 \text{ ohne Instrument}} \quad (2.4)$$

definiert. Die Winkelvergrößerung ist also im Allgemeinen nicht mit dem Abbildungsmaßstab gleichzusetzen.

Das Auge kann das Bild auf der Netzhaut nur bis zur deutlichen Sehweite $s_0 = 250$ mm akkomodieren [7]. Dies verhindert ab einem gewissen Abstand eine weitere Vergrößerung des Seh winkels durch Reduktion des Abstandes zwischen Gegenstand und Auge. Wird eine Lupe, bestehend aus einer Sammellinse mit kurzer Brennweite, wie in Abb. 2.4 gezeigt, zwischen Auge und Gegenstand platziert, so erscheint der Gegenstand innerhalb der deutlichen Sehweite s_0 unter dem Winkel α_0 mit $\tan \alpha_0 = G/s_0$. Die Winkelvergrößerung der Lupe V_L ergibt sich somit, wenn der Gegenstand in der Brennweite der Lupe liegt, zu

$$V_L = \frac{\tan \alpha_L}{\tan \alpha_0} = \frac{G}{f'} \cdot \frac{s_0}{G} = \frac{s_0}{f'} \quad (2.5)$$

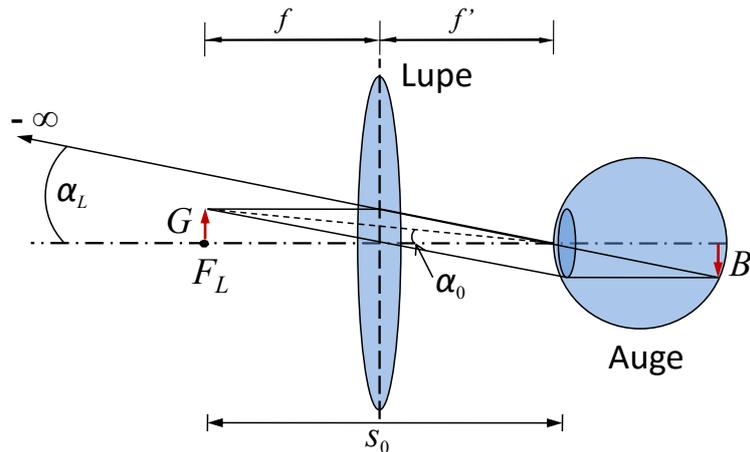


Abb. 2.4: Vergrößerung des Schwinkels α_0 durch eine Lupe, mit der Brennebene der Lupe F_L .

Die Vergrößerung kann erhöht werden, indem das Auge näher an der Lupe platziert wird und das virtuelle Bild sich in einem kleineren Abstand vor dem Auge befindet. Da das virtuelle Bild des Gegenstandes dann aber im Endlichen abgebildet wird, lässt sich die Vergrößerung wieder nur bis zur Grenze der Akkommodationsfähigkeit des Auges, d. h. bis zu einem Abstand s_0 zwischen Auge und virtuellem Bild steigern. Aus diesem Grund und durch Aberrationen ist die Vergrößerung mit Lupen nur bis zu einem Faktor von maximal 30 bis 40 sinnvoll.

Um stärkere Vergrößerungen zu erreichen, wird eine mehrstufige Abbildung genutzt. Ein klassisches Mikroskop besteht aus einem dem Gegenstand zugewandten Objektiv, das ein reelles Zwischenbild Z des Gegenstandes G in die Brennebene eines vor dem Auge liegenden Okulars abbildet. Mit dieser zweistufigen Abbildung kann der Betrachter mit entspanntem Auge das vergrößerte Bild des Gegenstandes im Unendlichen sehen. Abb. 2.5 zeigt den Strahlengang eines Mikroskops, wobei hier Objektiv und Okular vereinfacht als Sammellinsen dargestellt sind.

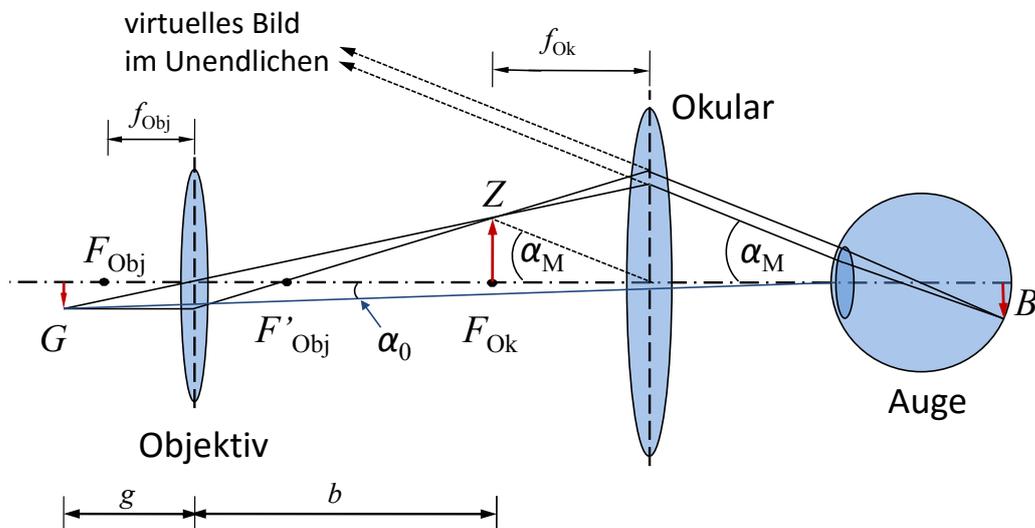


Abb. 2.5: Grundprinzip des Strahlengangs im klassischen Lichtmikroskop.

Da das Zwischenbild in der Brennebene des Okulars F_{Ok} liegt, fallen in das Auge parallele Lichtstrahlen ein, wodurch der Betrachter das Bild B im Unendlichen sieht.

Ohne das Mikroskop ist der Sehwinkel α_0 im Abstand s_0 vom Gegenstand zum Auge

$$\tan \alpha_0 = \frac{G}{s_0}. \quad (2.6)$$

Die Winkelvergrößerung des gesamten Mikroskops V_m ergibt sich mit der Linsengleichung und unter der Voraussetzung, dass der Abstand von G zu F_{Obj} viel kleiner als die Brennweite des Objektivs ist zu

$$V_M = \frac{b \cdot s_0}{g \cdot f_{Ok}}. \quad (2.7)$$

Moderne digitale Mikroskope, wie in Abb. 2.6 gezeigt, unterscheiden sich von dem Aufbau in Abb. 2.5 durch ein auf unendliche Bildweite korrigiertes Objektiv und eine Tubuslinse, die das parallele Strahlenbündel mit endlicher Brennweite auf einen digitalen Bildsensor fokussiert. Durch das auf unendlich korrigierte Objektiv entsteht ein afokaler Bereich, in dem die Lichtstrahlen parallel verlaufen. In diesem Bereich kann gut in das optische System eingegriffen werden. Durch das Einfügen eines Strahlteilers lässt sich eine Auflichtbeleuchtung realisieren. Diese Beleuchtungsart ist für messtechnische Anwendungen oft von Vorteil. Da aus der Blickrichtung des Mikroskops beleuchtet wird, ist der Schattenwurf im Bild minimal.

Bei diesem Aufbau wird nicht die Vergrößerung des Betrachtungswinkels genutzt, um die Vergrößerung des Instruments festzulegen, sondern der Abbildungsmaßstab resultiert aus den Brennweiten von Objektiv f_{Obj} und Tubuslinse f_{Tu} . Es ergibt sich eine Transversalvergrößerung M_M von:

$$M_M = \frac{f_{Tu}'}{f_{Obj}}. \quad (2.8)$$

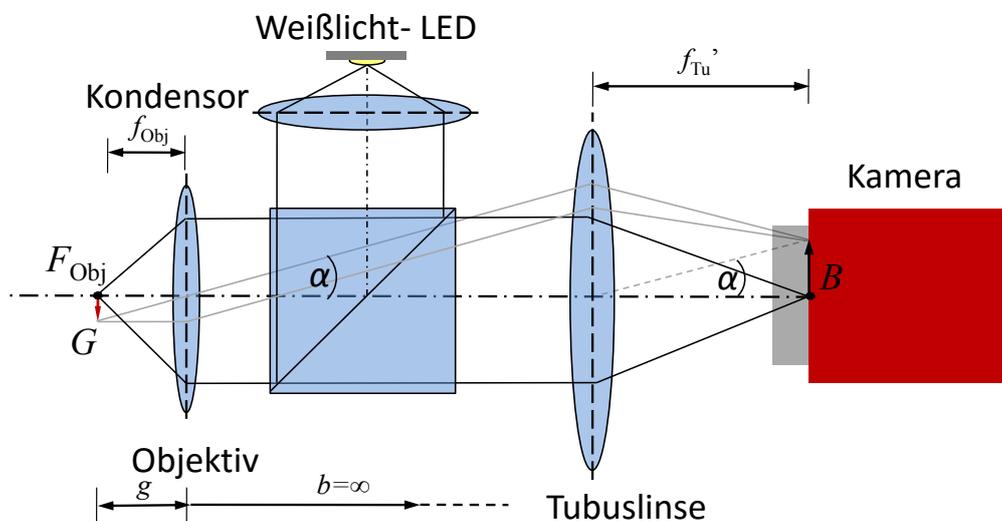


Abb. 2.6: Schematischer Aufbau eines digitalen Mikroskops mit Auflichtbeleuchtung.

Die Beleuchtung in Abb. 2.6 ist vereinfacht dargestellt. Da die Beleuchtung entscheidenden Einfluss auf das Auflösungsvermögen eines Mikroskops hat, wird sie anschließend separat betrachtet. Um das Messfeld homogen auszuleuchten und die Beleuchtungsapertur innerhalb möglichst weiter Grenzen zu variieren, wird in fast allen heutigen Mikroskopen die Köhlersche Beleuchtung [2] verwendet. Neben der homogenen Ausleuchtung ermöglicht diese Beleuchtungsart auch eine Anpassung der Größe des beleuchteten Feldes, was störende Einflüsse durch Falschlicht reduziert. Der Aufbau mit Strahlengang ist in Abb. 2.7 für eine LED als Lichtquelle dargestellt. Die LED beleuchtet eine Streuscheibe. Diese wird vom Kollektor in die objektseitige Brennebene der Kondensorlinse 1 abgebildet. In dieser Ebene liegt die Aperturblende, mit der die Intensität der Beleuchtung variiert werden kann. Im objektseitigen Brennpunkt von Kondensator 2 befindet sich die Leuchtfeldblende, über die sich der auf dem Objekt ausgeleuchtete Bereich einstellen lässt. Auf diese Weise verteilt sich von jedem Punkt der LED das Licht gleichmäßig über den gesamten ausgeleuchteten Bereich der Eintrittspupille des Objektivs. Jeder Punkt aus der Ebene der Aperturblende bildet nach dem Durchlaufen des Mikroskopobjektivs ein paralleles Strahlenbündel, wobei die Position in der Pupillenebene den Einfallswinkel des Lichtes auf dem Objekt bestimmt. Diese Eigenschaft der Beleuchtung ist für Messmikroskope besonders gut geeignet, da sie zu homogener Objektausleuchtung bei maximaler Inkohärenz führt.

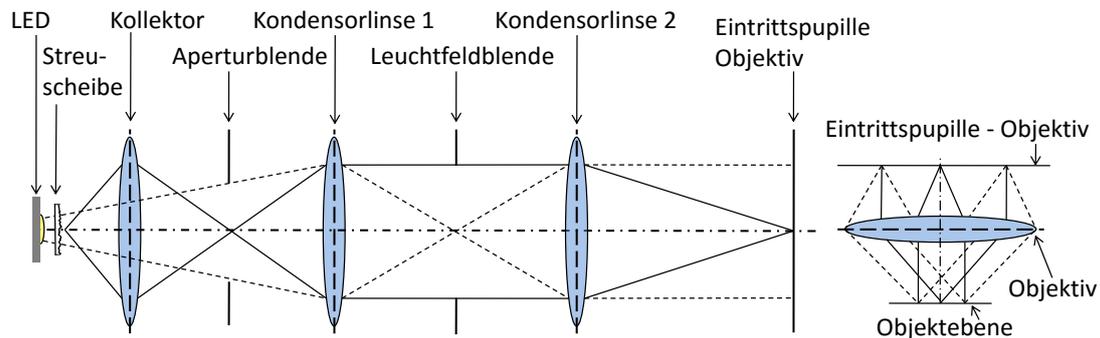


Abb. 2.7: Strahlengang der Köhlerschen Beleuchtung für ein Auflichtmikroskop.

Bei digitalen Mikroskopen lässt sich die Beleuchtungsintensität einfach über die Variation der Intensität der LED realisieren. Soll außerdem die Eintrittspupille vollständig ausgeleuchtet werden, wird die Aperturblende nicht zwingend benötigt. Bei Messmikroskopen soll meist das ganze Messfeld ausgeleuchtet werden, wodurch auch auf die Leuchtfeldblende verzichtet wird. Eine homogene Ausleuchtung lässt sich dann auch mit der in Abb. 2.8 gezeigten Anordnung realisieren. Die Streuscheibe kurz vor der LED wird über den Kondensator in die Pupillenebene abgebildet. Diese Anordnung sorgt wie die Köhlersche Beleuchtung auch dafür, dass das Licht der LED homogen aus verschiedenen Richtungen auf das Messobjekt fällt. Die einzelnen Streuzentren der Streuscheibe können hierbei als eine Vielzahl lateral versetzter Lichtquellen angesehen werden. Somit kommt die Beleuchtung über eine Streuscheibe mit Kondensator der Köhlerschen Beleuchtung mit maximal geöffneten Blenden gleich, spart aber Bauraum und optische Elemente.

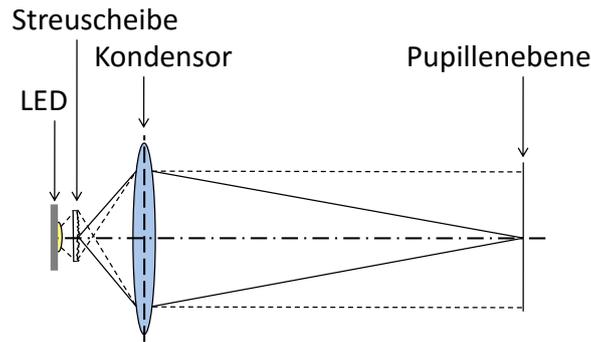


Abb. 2.8: Mikroskopbeleuchtung in kompakter Bauweise

Die maximal erreichbare Auflösung eines optischen Systems wird durch die Beugung, die bislang nicht betrachtet wurde, begrenzt. Maximal geöffnete Blenden sind für das Auflösungsvermögen von Vorteil, da sie Beugungseffekte minimieren. Im nächsten Abschnitt wird daher die Beugung berücksichtigt.

2.3 Abbes Abbildungstheorie

Bis Ernst Carl Abbe und Lord Rayleigh Mitte des 19. Jahrhunderts ihre Theorien zur Bildentstehung vorstellten, wurde die Grenze des Auflösungsvermögens von Mikroskopen auf nicht ausreichend präzise gefertigte optische Linsen zurückgeführt. Tatsächlich ist jedoch das Auflösungsvermögen durch Beugungseffekte auf den Bereich der Wellenlänge des Lichtes begrenzt. Auch bei perfekten geometrischen Abbildungssystemen ist die Fähigkeit, zwei räumlich dicht beieinanderliegende Punkte noch getrennt abzubilden, durch die Beugung des Lichtes an den im System vorhandenen Pupillen limitiert.

In Abb. 2.9 wird eine von links einfallende ebene monochromatische Welle an einem Gitter gebeugt, welches in der Objektebene Σ_o liegt. Hinter dem Gitter läuft eine Reihe von gebeugten Wellenfronten in unterschiedlichen Richtungen bzw. unterschiedlichen Raumfrequenzen. Die zur 0. Ordnung gehörenden Strahlen (schwarz) laufen gerade durch das Gitter. Je höher die Beugungsordnung, desto größer ist die Winkelabweichung von der optischen Achse (o. A.). Die Linse L_1 dient als Fouriertransformationslinse, welche das Fraunhofersche Beugungsmuster des Gitters in die Fourierebene Σ_t , die der Brennebene von L_1 entspricht, projiziert. Nach dem Durchlaufen von Σ_t breiten sich die Wellen weiter aus und die Linse L_2 dient der Rücktransformation des Beugungsmusters in ein Bild in der Bildebene Σ_i . Dieser zweilinsige Aufbau entspricht grundsätzlich dem eines Mikroskops, wobei L_1 dem Objektiv und L_2 der Tubuslinse entspricht. In diesem Fall wären die Brennweiten f_1 und f_2 nicht gleich sondern $f_1 < f_2$ damit eine Vergrößerung erreicht wird. Die Punkte P_0 , P_1 und P_{-1} können hierbei als punktförmige Sender von Huygenschen Elementarwellen angesehen werden. Das sich ergebende Beugungsmuster auf Σ_i ist dann das Bild des Objektes.

Die endlich große Linse L_1 kann nicht alle Beugungsordnungen auffangen. In Abb. 2.9 werden die 0. und ± 1 . Beugungsordnungen von L_1 erfasst und die ± 2 . und höhere Beugungsordnungen werden von L_1 nicht erfasst. Die Blendenöffnung von L_1 ist also nicht groß genug das gesamte gebeugte Licht zu sammeln. Deshalb tragen die äußeren Regionen des Fraunhoferschen Beugungsmusters mit den hohen räumlichen Frequenzanteilen nicht zur optischen Abbildung bei. Diese Tiefpassfilterung hat einen Verlust an Auflösung zur Folge.

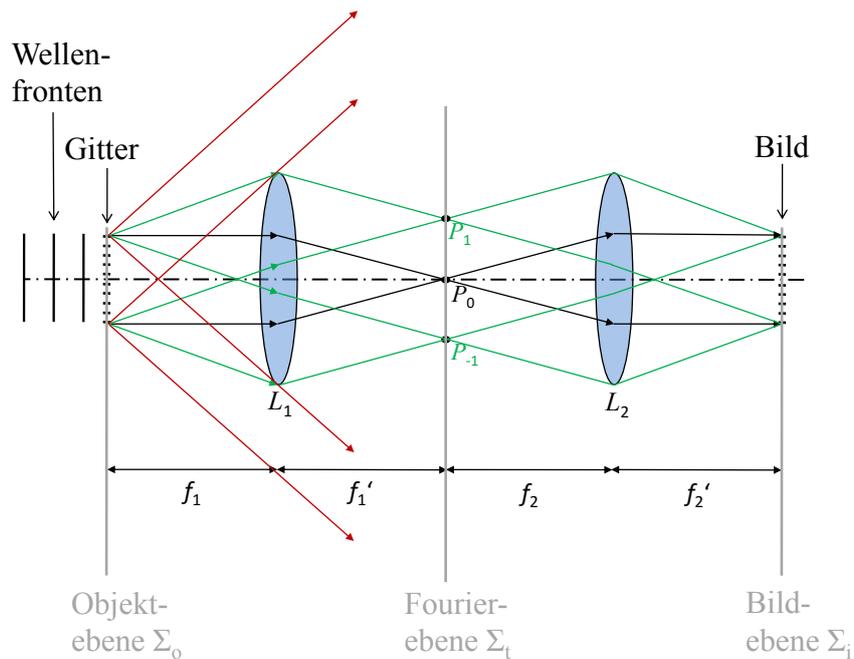


Abb. 2.9: 4f-Aufbau mit Objektebene, der Fourierebene, der Bildebene, und den gebeugten Strahlen 0. Ordnung in schwarz, ± 1 . Ordnung in grün und ± 2 . Ordnung in rot.

Ernst Abbe erkannte, dass die Auflösung eines Mikroskops von den Beugungsordnungen abhängt, die noch für die Abbildung nutzbar sind. Strukturen, deren ± 1 -ten Beugungsordnungen noch die begrenzende Apertur passieren, können aufgelöst werden.

Bei senkrechtem Lichteinfall passieren die ± 1 . Beugungsordnungen eine Pupille unter der Bedingung, dass $\Delta x \cdot n \sin \theta = \pm \lambda$, wobei Δx den noch gerade auflösbaren Abstand zwischen zwei lateral versetzten Punkten darstellt. Hieraus ergibt sich für die Auflösung die Formel

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{n \sin \theta_{\max}} = \frac{\lambda}{NA}, \quad (2.9)$$

in der die Wellenlänge des Lichtes λ , der Brechungsindex des umgebenden Mediums n und der halbe Öffnungswinkel des Objektivs θ eingehen. Die numerische Apertur NA ist für ein Objektiv damit ebenso wichtig wie die Vergrößerung. In Abb. 2.10 ist die numerische Apertur gezeigt, wobei θ_{\max} dem halben Öffnungswinkel für den Randstrahl entspricht. Je größer dieser Winkel ist, desto mehr des vom Objekt gebeugten Lichtes kann das Objektiv passieren. Die NA ist demzufolge ein dimensionsloses Maß für die maximale

Auflösung und die Fähigkeit Licht zu sammeln. Abb. 2.10 zeigt ein Objektiv bestehend aus einer einfachen dünnen Linse. Die Linse begrenzt den Lichtkegel, der in das Objektiv einfällt, wodurch sich Randstrahl und Öffnungswinkel ergeben.

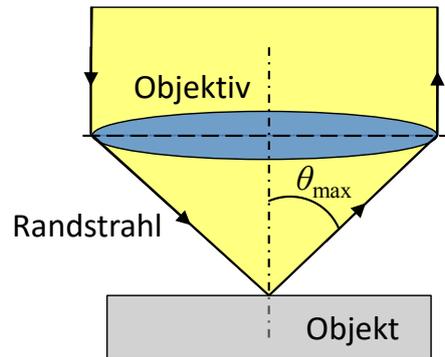


Abb. 2.10: Objektiv, das mit einem Lichtbündel parallel zur optischen Achse beleuchtet wird, mit dem daraus resultierenden Randstrahl und dem maximalen Winkel θ .

In Abb. 2.10 wird das Objekt nicht parallel zur optischen Achse durch eine ebene Welle beleuchtet, sondern wie in Abschnitt 2.2 beschrieben durch eine Köhlersche Beleuchtung oder die kompakte Mikroskopbeleuchtung, d. h. räumlich und zeitlich inkohärent und unter unterschiedlichen Winkeln. An dieser Stelle spielt die Art der Beleuchtung eine entscheidende Rolle. Die NA_{Bel} der Beleuchtung und die NA_{Obj} des Objektivs ergeben zusammen die durch Ernst Abbe definierte Auflösung von:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{NA_{\text{Bel}} + NA_{\text{Obj}}}. \quad (2.10)$$

Um die Auflösung eines Objektivs mit gegebener NA hinsichtlich der lateralen Auflösung vollkommen auszunutzen, muss demnach die NA_{Bel} ebenso groß sein wie NA_{Obj} . Ist diese Voraussetzung erfüllt, kann Licht der 0. Ordnung und der +1. oder -1. Ordnung das Objektiv passieren, und es ergibt sich für den min. auflösbaren Punktabstand

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{2n \sin \theta_{\text{max}}} = \frac{\lambda}{2NA}. \quad (2.11)$$

Die Auflösungsgrenze unter Berücksichtigung einer begrenzenden Pupille kann auch als Anwendung des Faltungssatzes verstanden werden. Hierbei führt die Begrenzung der Fouriertransformierten der Transmissions- bzw. Reflexionsfunktion eines Objektes durch die Pupille zu einer Unschärfe des Bildes [3]. Der nächste Abschnitt behandelt diese Punktverwaschungsfunktion.

2.4 Punktverwaschungs- und Modulationsübertragungsfunktion

Lord Rayleigh verfolgte einen anderen Ansatz, der jedoch die gleichen Ergebnisse liefert wie der von Ernst Abbe. Jede Objektfläche besteht aus Streuzentren, an denen das

Licht gestreut wird. Diese können wie einzelne Lichtquellen behandelt werden. Sie erzeugen bei einer kreisförmigen aberrationsfreien Linse eine Intensitätsverteilung, wie sie in Abb. 2.11 im Querschnitt zu sehen ist. Der Mittelpunkt liegt im idealen Bildpunkt. Die resultierende Intensitätsverteilung, deren zentraler Fleck, ca. 84 % der Lichtenergie des jeweiligen Streuzentrums enthält, wird nach Sir George Airy auch Airy-Scheibchen genannt. Dieser zentrale Fleck entspricht der 0. Beugungsordnung, der erste umgebende Ring der 1. Beugungsordnung usw.

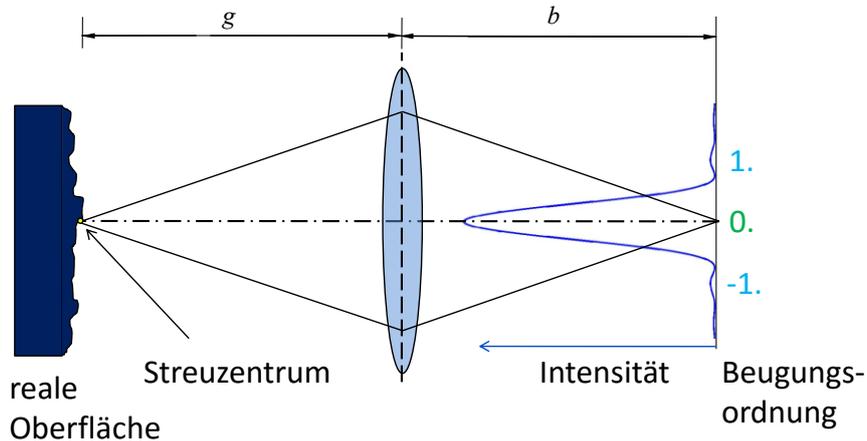


Abb. 2.11: Abbildung eines einzelnen Streuzentrums auf der optischen Achse. Nicht maßstabsgetreu ist die hierbei resultierende Intensitätsverteilung mit den Beugungsordnungen eingezeichnet.

Die Definition der Punktverwaschungsfunktion PSF (point spread function) hat ihren Ursprung in der linearen Systemtheorie. Sie stellt die Fouriertransformierte der optischen Übertragungsfunktion dar. Die PSF ist die zweidimensionale optische Analogie zu der Impulsantwort eines elektrischen Schaltkreises auf eine Dirac'sche Deltafunktion. Der bei einem Mikroskop durch die NA festgelegte halbe Öffnungswinkel bestimmt die Größe des Airy-Scheibchens.

Das Airy-Scheibchen kann wie folgt hergeleitet werden.

In Abb. 2.12 ist die Beleuchtung einer kreisförmigen Apertur in der (ξ, η) -Ebene mit einer monochromatischen ebenen Welle gezeigt. Hieraus ergibt sich in der Bildebene (x, y) folgende elektrische Feldstärke:

$$E(x, y) = \frac{e^{jkf'}}{j\lambda f'} \exp\left(j \frac{k(x^2 + y^2)}{2f'}\right) \cdot \mathcal{F}\{E_L(\xi, \eta)\}, \quad (2.12)$$

wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl ist, f' den Abstand zwischen (ξ, η) -Ebene und der Bildebene darstellt und $E_L(\xi, \eta)$ die elektrische Feldstärke in der (ξ, η) -Ebene ist. $\mathcal{F}\{\dots\}$

symbolisiert die Fouriertransformierende. Bei homogener Beleuchtung einer Linse gilt:

$$E_L(q) = \text{circ}\left(\frac{q}{w}\right) = \begin{cases} 1 & \text{für } q < w \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (2.13)$$

mit $q = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$, wobei w den Linsenradius festlegt. Unter dieser Voraussetzung kann nach [3] $E(x, y)$ in Polarkoordinaten umgeschrieben werden:

$$E(r) = \frac{e^{jkf'} \exp\left(j \frac{k}{2f'} r^2\right)}{j\lambda f'} \cdot \mathcal{F}\{E_L(q)\} \quad (2.14)$$

$$= e^{jkf'} \exp\left(j \frac{k}{2f'} r^2\right) \frac{A}{j\lambda f'} \left[2 \frac{J_1(kwr/f')}{kwr/f'} \right],$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $A = \pi w^2$ und $J_1(kwr/f')$ stellt eine Besselfunktion erster Ordnung dar.

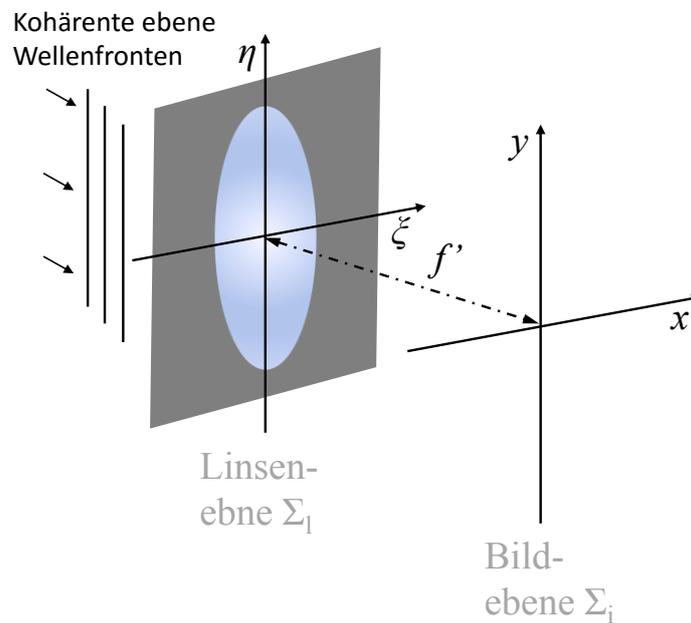


Abb. 2.12: Linsenebene Σ_1 mit kreisförmiger Apertur, beleuchtet mit kohärenter ebener Welle und zugehöriger Bildebene Σ_i .

Die resultierende Intensität, die dem Airy-Scheibchen entspricht, lässt sich laut [3] wie folgt schreiben:

$$I(r) = \left(\frac{A}{\lambda f'}\right)^2 \cdot \left[2 \frac{J_1(kwr/f')}{kwr/f'} \right]^2 \quad (2.15)$$

$$= \left(\frac{A}{\lambda f'}\right)^2 \cdot \left[2 \frac{J_1(k \cdot NA \cdot r)}{k \cdot NA \cdot r} \right]^2.$$

Eigentlich gilt $w/f' = \tan \theta$, da die Brennebene aber gekrümmt ist, ist $w/f' = \sin \theta = NA$ die bessere Näherung.

Die normierte Intensitätsverteilung ist in Abb. 2.13 graphisch dargestellt. Der Abstand zwischen den Nullstellen und dem Hauptmaximum gemessen auf der x - oder y -Achse beträgt

$$\Delta x = 0,61 \frac{\lambda f'}{w} = 0,61 \frac{\lambda}{NA} \quad (2.16)$$

und dies entspricht bis auf den Vorfaktor von 1,22 der in Abschnitt 2.3 von Ernst Abbe festgelegten Auflösungsgrenze.

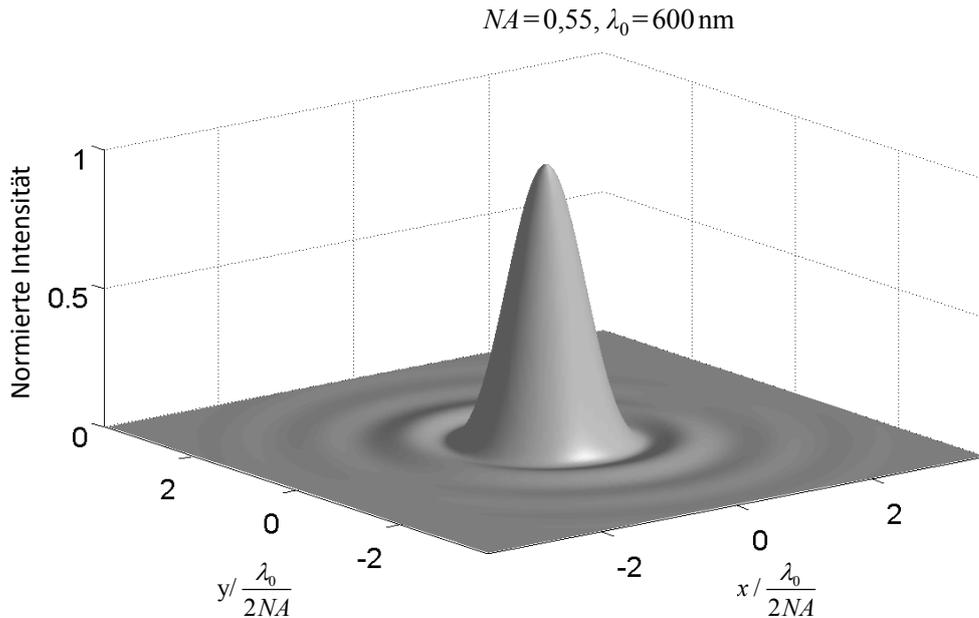


Abb. 2.13: Simuliertes Fraunhofersches Beugungsmuster einer zirkularen Apertur.

Bei einem Mikroskop handelt es sich um ein vergrößerndes optisches Instrument mit dem Vergrößerungsfaktor M , wie in Abb. 2.6 schematisch dargestellt. Aufgrund der Vergrößerung gilt:

$$\begin{aligned} \frac{kwr}{f'} &= \frac{kwr}{f} \frac{f}{f'} \\ &= krNA \frac{f}{f'} \\ &= kr \frac{NA}{M}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

mit $NA = w/f'$. Daraus folgt, dass sich das Airy-Scheibchen um den Vergrößerungsfaktor M mit vergrößert. Die resultierende Intensitätsverteilung lautet demnach

$$I(r) = \left(\frac{2A}{M\lambda f} \right)^2 \cdot \left[\frac{J_1(krNA/M)}{krNA/M} \right]^2 \quad (2.18)$$

$$\Rightarrow \Delta x_{\text{Bild}} = 0,61 \frac{M \lambda}{NA}. \quad (2.19)$$

In Gl. 2.19 ist zu erkennen, dass die Auflösung in der Bildebene um den Vergrößerungsfaktor zunimmt. Die Vergrößerung hat somit keinen Einfluss auf die optische Auflösung, die ausschließlich von der Wellenlänge und der NA abhängt. Der zweite Term aus Gl. (2.18) stellt die PSF für ein inkohärent beleuchtetes System in der Bildebene mit einem Vergrößerungsfaktor M dar.

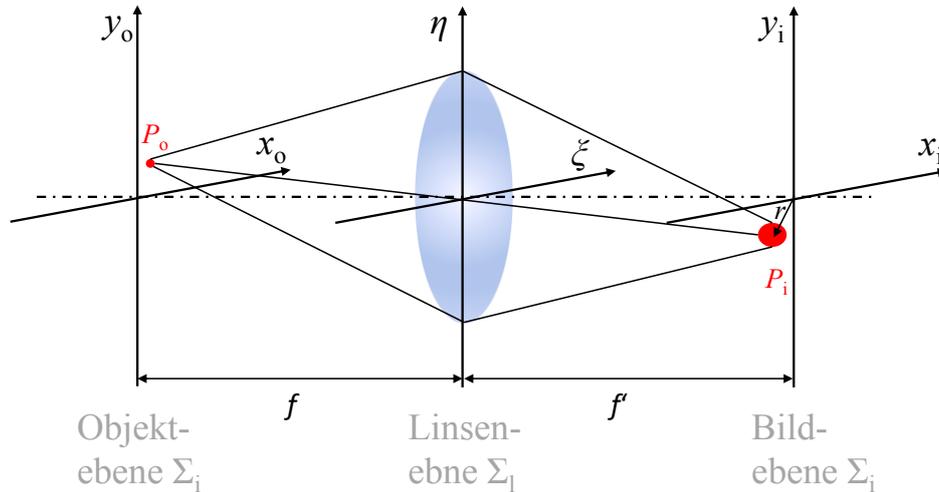


Abb. 2.14: Vergrößerendes optisches System mit den zugehörigen Ebenen.

Die Modulationsübertragungsfunktion MTF (modulation transfer function) entspricht dem Betrag der Fouriertransformierten der PSF. Sie stellt den relativen Kontrast, mit dem intensitätsmodulierte Strukturen durch optische Elemente abgebildet werden, dar. Im Folgenden soll die MTF anhand des Beispiels eines regelmäßigen Gitters erklärt werden. Das Gitter wird über die Ortsfrequenz Ω charakterisiert, wobei $1/\Omega$ der Gitterperiode entspricht. Bei inkohärenter Beleuchtung ist die Modulation, bzw. der Kontrast m über die Intensität definiert als

$$m \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (2.20)$$

Bei einer Ortsfrequenz von 0 ist die MTF auf den Maximalwert 1 normiert. Für eine kreisförmige Apertur berechnet sich die MTF als

$$\text{MTF}(\Omega) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos \left(\frac{\Omega}{2\Omega_0} \right) - \frac{\Omega}{2\Omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega}{2\Omega_0} \right)^2} \right), \quad (2.21)$$

mit $\Omega_0 = NA/\lambda_0$, wobei λ_0 die Schwerpunktwellenlänge ist [3]. Abb. 2.15 zeigt die Abbildung eines idealen binären Amplitudengitters mit einer Modulationstiefe von 1 durch

ein optisches System. Bei der Abbildung des Gitters gehen hochfrequente Frequenzanteile verloren. Dieser Zusammenhang wird durch die MTF beschrieben. Die Auswirkungen der Frequenzfilterung durch das optische System ist in Abb. 2.15 dargestellt. In diesem Beispiel kann die Ortsfrequenz des Gitters nach der Abbildung aufgelöst werden, wobei durch die Übertragungseigenschaften des optischen Systems die Modulationstiefe im Bild unter 1 sinkt.

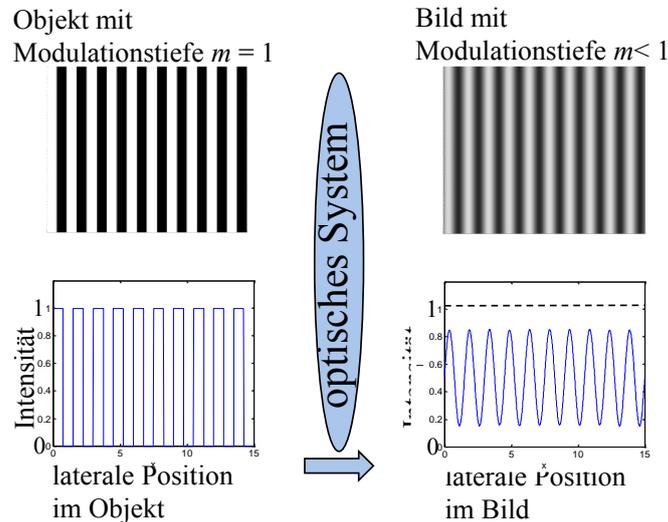


Abb. 2.15: Abbildung einer Gitterstruktur mit der Modulationstiefe $m=1$ durch ein optisches System mit dem resultierendem Bild mit $m<1$ und dem resultierenden Intensitätsverlauf.

Wird die MTF eines optischen Systems über der Ortsfrequenz aufgetragen, sinkt der Wert der MTF mit höheren Ortsfrequenzen. Hohe Frequenzen werden bei der Abbildung also nicht, bzw. nur abgeschwächt übertragen. Mathematisch wird die MTF als Quotient der Modulationen von Bild und Objekt als Funktion der Ortsfrequenz definiert:

$$\text{MTF}(\Omega) \equiv \frac{m_{\text{Bild}}(\Omega)}{m_{\text{Objekt}}(\Omega)} \quad (2.22)$$

Die MTF einer simulierten Beispielfunktion ist in Abb. 2.16 zu sehen. Die MTF beschreibt die Abnahme der Modulationstiefe des Bildes mit zunehmender Ortsfrequenz. Abb. 2.16 a) zeigt die simulierte Intensität des reflektierten Lichts eines kosinusförmigen Amplitudenobjektes mit steigender Ortsfrequenz in blau und in grün die Bildintensität nach dem Durchlaufen des optischen Systems. Abb. 2.16 b) zeigt die resultierende MTF des optischen Systems.

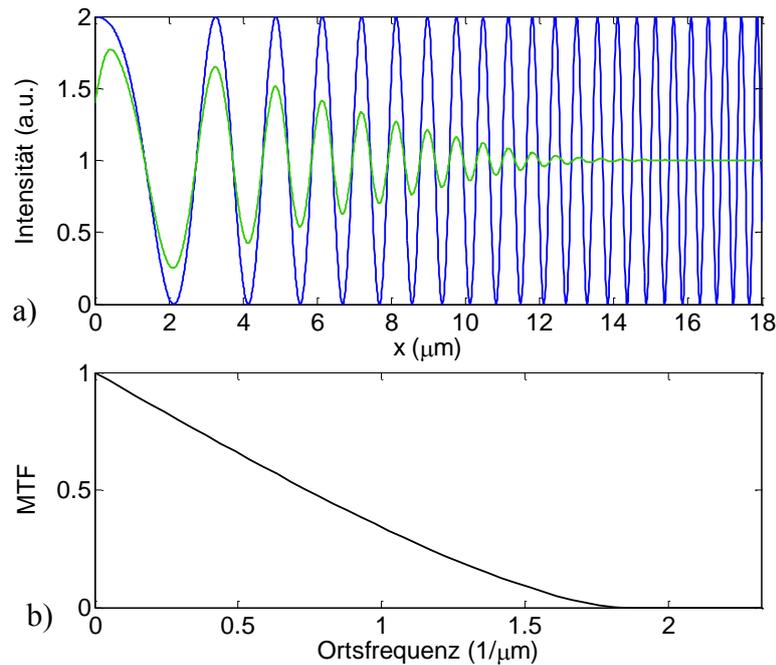


Abb. 2.16: MTF bei Abbildung eines Amplitudenobjektes, a) simuliertes kosinusförmiges Amplitudenobjekt mit steigender Ortsfrequenz (blau) und Modulation hinter dem optischen System, b) zeigt die resultierende MTF.

Die Beugungsordnung, die vom Objekt noch in das optische System fällt, entscheidet wie in Abb. 2.9 darüber, ob das Gitter noch aufgelöst werden kann. Räumlich inkohärente Beleuchtung führt, wie in dem gezeigten Simulationsbeispiel, zu einem kontinuierlich abnehmenden Kontrast im Bild. Bei kohärenter Beleuchtung mit einer ebenen Welle fällt der Kontrast jedoch schlagartig bei $\Omega_0 = NA/\lambda_0$ von 1 auf 0. Wird die kohärente ebene Welle durch ein Mikroskopobjektiv auf das Messfeld fokussiert, fallen die Wellenfronten aus unterschiedlichen Raumrichtungen auf das Messobjekt. In diesem Fall können noch bei der Ortsfrequenz $2\Omega_0$ zwei Beugungsordnungen das Objektiv passieren. Hierbei gelangt von der 0. Ordnung noch gerade der Randstrahl ins Objektiv und vom einfallenden Randstrahl wird die 1. Ordnung in sich selbst zurückgeworfen. Abb. 2.17 zeigt die MTF-Verläufe für kohärente und inkohärente Beleuchtung bei höheren Ortsfrequenzen.

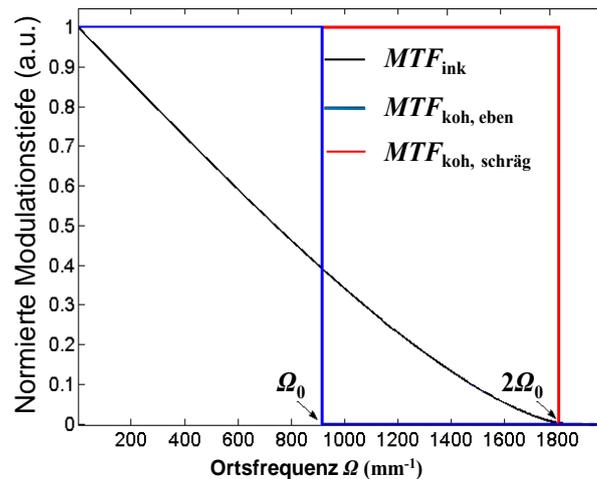


Abb. 2.17: MTF-Verläufe für räumlich inkohärente und kohärente Beleuchtung bei $\lambda_0=600$ nm und einer NA von 0.55. Bei der kohärenten Beleuchtung ist die MTF für eine ebene Beleuchtungswelle und die für eine Sekundärquelle am Rande der Pupille des Objektivs eingezeichnet [62].

Neben der Beugungsbegrenzung hängen die Übertragungseigenschaften eines optischen Systems auch von den Aberrationen der Linsen ab. Somit liegt der Verlauf einer realen MTF immer unter dem einer rein beugungsbegrenzten MTF.

Soll eine Kamera als Detektor mitberücksichtigt werden, müssen die Annahmen bei der Berechnung der MTF erweitert werden. Die MTF eines elektro-optischen Systems setzt sich aus der MTF des optischen Systems und der Tiefpassfilterung durch die „Detektor footprint MTF“ zusammen [4]. Durch die rechteckige Struktur der Pixel entspricht die laterale Tiefpassfilterung, die durch den Detektor hinzukommt, im Frequenzraum einer Sinc-Funktion, die ihre erste Nullstelle bei $1/p_K$ hat, wobei p_K dem optischen Abtastintervall des Detektors entspricht. Dieses Abtastintervall ist abhängig von der Pixelbreite des Detektors und von der Vergrößerung des optischen Systems. Die Multiplikation dieser beiden MTFs führt zu der MTF des Gesamtsystems. Mit heute verfügbaren digitalen Kameras ist es bei mikroskopischen Systemen mit hohen Vergrößerungen jedoch eine Überabtastung möglich, die das Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem deutlich überschreitet. Auf diese Weise wird ein Airy-Scheibchen von vielen Pixeln abgetastet, sodass die Tiefpassfilterung des Detektors bei solchen Instrumenten nur eine untergeordnete Rolle spielt. Aus diesem Grund wird nicht weiter darauf eingegangen.

Die beschriebenen Grundlagen können im Wesentlichen auch auf die optische Profilometrie angewendet werden, jedoch ändern sich durch den Geräteaufbau, den Messablauf und die Objektstruktur das Übertragungsverhalten des Systems. Im folgenden Kapitel werden die Überlegungen dieses Kapitels auf mikroskopische Systeme, die als optische Profilometer genutzt werden können, angepasst und angewandt.

2.5 Auflösungskriterien

Im Folgenden werden für unterschiedliche Kohärenzgrade der Beleuchtung verschiedene Auflösungskriterien erläutert. Es existieren unterschiedliche Kriterien der lateralen Auflösung, von denen in Abb. 2.18 für den Fall der inkohärenten Beleuchtung vier häufig verwendete dargestellt sind [7]. Diagramm a) zeigt den minimalen Abstand für den Schnitt durch zwei PSFs nach dem Kriterium der totalen Auflösung. Hier besitzt die resultierende Intensität aus beiden PSFs eine gemeinsame Nullstelle. Halb so weit sind die Zentren bei dem Rayleigh-Kriterium in Abb. 2.18 b) voneinander entfernt. Hier liegt das Maximum der einen PSF auf der ersten Nullstelle des jeweils anderen. Das Rayleigh'sche Auflösungsvermögen wird auch visuelles Auflösungsvermögen genannt, da es dem Auflösungsvermögen des menschlichen Auges nahe kommt. Aus diesem Grund ist es wohl das am häufigsten eingesetzte Auflösungskriterium. Teilbild c) zeigt das Grenzaufhebungsvermögen, bei dem die Summe der Intensitäten genau bis auf die Höhe der einzelnen PSFs abfällt. Bei dem Sparrow-Kriterium in Teilbild d) liegt die Grenze bei einem Abstand der PSFs, bei dem das Minimum der gemeinsamen Intensitätsfunktion verschwindet. Dieses Kriterium wird von Herstellern von Mikroskopen und optischen Messgeräten häufig in den Datenblättern der Geräte verwendet, da es zu dem kleinsten nachvollziehbaren Zahlenwert der lateralen Auflösung führt. Für Gl. (2.16) ergeben sich aus den Definitionen der Auflösung unterschiedliche Vorfaktoren, die in Tabelle 2-1 sowohl für den inkohärenten als auch den kohärenten Fall aufgeführt sind.

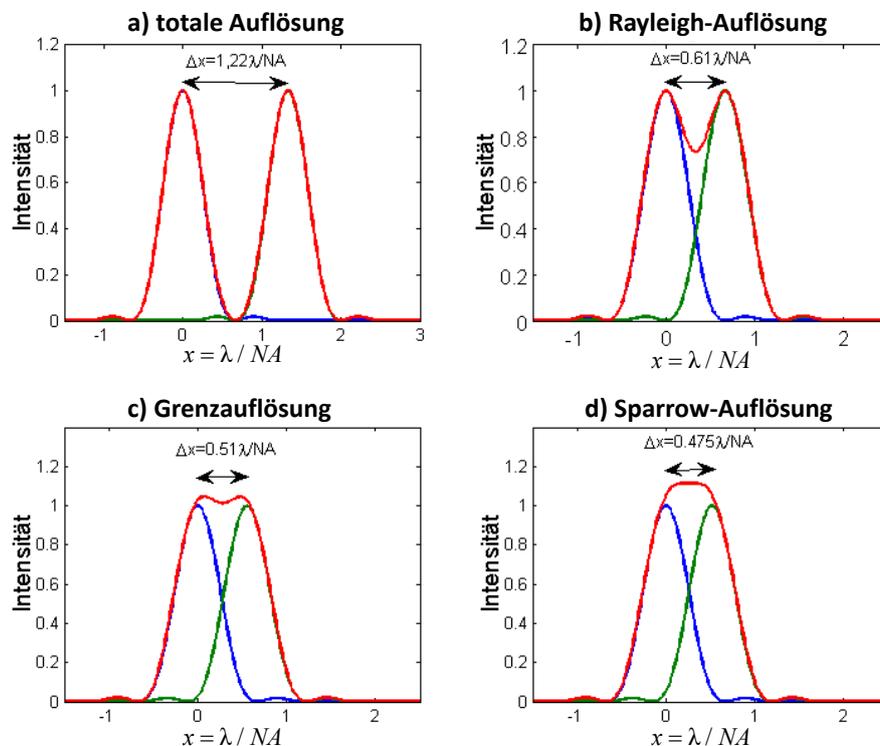


Abb. 2.18: Laterale Auflösungskriterien für zwei inkohärent leuchtende Punkte bei a) totale Auflösung, b) Rayleigh-Auflösung, c) Grenzauflösung und d) Sparrow-Auflösung [7].

Tabelle 2-1: Vorfaktoren für die Auflösung bei verschiedenen Kriterien im Fall räumlich kohärenter Beleuchtung mit einer ebenen Welle und räumlich inkohärenter Beleuchtung [7].

	kohärenter Fall	inkohärenter Fall
totale Auflösung	1,22	1,22
Rayleigh-Auflösung	0,83	0,61
Grenzauflösung	0,71	0,51
Sparrow-Auflösung	0,73	0,47

Für die zwei gebräuchlichsten dieser vier Auflösungskriterien wird in Abb. 2.19 noch der Fall der kohärenten Beleuchtung gezeigt. Die Amplituden der elektrischen Feldstärke werden addiert und nicht wie im inkohärenten Fall die Intensitäten. In einem späteren Kapitel wird der Fall der kohärenten Beleuchtung noch von Bedeutung sein, sodass er bereits in diesem Zusammenhang erwähnt wird.

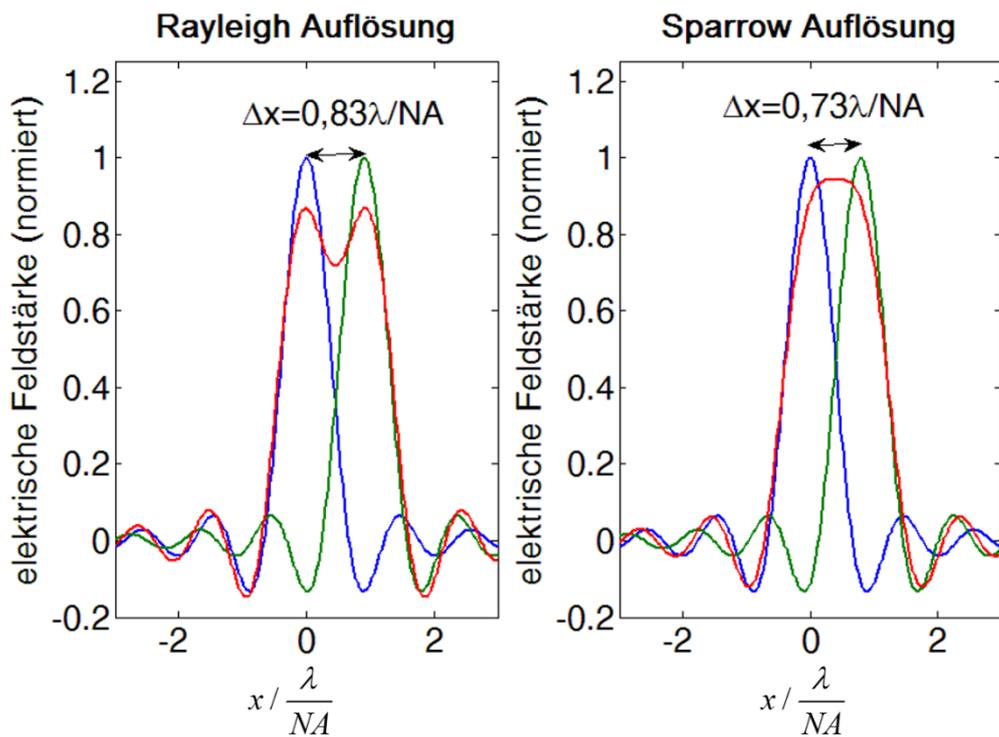


Abb. 2.19: Auflösungsvermögen für zwei kohärent leuchtende Punkte bei Rayleigh und Sparrow-Auflösung.

3 Optische 3D-Profilometrie

Im Laufe der Zeit wurde eine Fülle verschiedener optischer Verfahren zur Messung der Oberflächenstruktur eines Körpers entwickelt. Die Vielfältigkeit der unterschiedlichen Verfahren ist direkt auf die breit gestreuten Anwendungsfelder zurückzuführen. In diesem Kapitel wird auf eine Auswahl der wichtigsten mikroskopischen Messverfahren eingegangen.

Einleitend werden zunächst kurz die Methoden der taktilen Profilometrie erwähnt, da sie gut charakterisiert und insbesondere im industriellen Umfeld weit verbreitet sind. Hierbei tasten möglichst kleine Kugeln oder Kugelsegmente die Oberfläche ab und zeichnen einen Profilschnitt auf. Ein dreidimensionales Bild der Oberfläche wird über die zeilenweise Abtastung der Oberfläche gewonnen. Bei diesen mechanischen Verfahren ist die Vorschubgeschwindigkeit begrenzt, weil taktile Profilometer insbesondere an steilen Flanken den Kontakt zur Oberfläche verlieren können. Die laterale Auflösung der taktilen Profilometrie ist durch den Radius der Tastspitze begrenzt, der nicht beliebig verkleinert werden kann. Viele Funktionsflächen können heutzutage durch einen Profilschnitt nicht mehr ausreichend charakterisiert werden, da immer komplexere Oberflächenstrukturen mit einer oder mehreren Vorzugsrichtungen erzeugt werden. Zudem können taktile Verfahren an empfindlichen Oberflächen zu Beschädigungen am Messobjekt führen.

Zur Erfassung der gesamten Oberflächenstruktur bieten sich optische Profilometer an. Ein wichtiger Vorteil vieler optischer Verfahren liegt darin, dass sie mit einem flächenhaften Sensor ausgestattet sind und schnell die Topografie der Oberfläche bestimmen können.

Im weitesten Sinn fallen die unterschiedlichen Verfahren der Rastermikroskopie ebenfalls in das Gebiet der taktilen Profilometrie. Diese Verfahren sind in der Lage, Strukturgrößen unterhalb der Auflösungsgrenze von optischen Mikroskopen zu messen. Dabei kann insbesondere auch lateral die Größenordnung von Atomen erreicht werden, was deutlich unterhalb der Beugungsbegrenzung optischer Mikroskope liegt. Die langen Messzeiten und teilweise hohen Anforderungen an die Umgebungsbedingungen dieser Verfahren verhindern jedoch eine industrielle Prozessstauglichkeit.

In den folgenden Abschnitten sollen unterschiedliche Aspekte optischer Messverfahren erläutert werden. In Abschnitt 3.1 wird auf Verfahren eingegangen, die eine strukturierte Beleuchtung nutzen. Aspekte dieser Messverfahren werden im Rahmen der vorgelegten Arbeit angewendet. Die konfokale Mikroskopie und die Weißlichtinterferometrie können als die am weitesten verbreiteten mikroskopischen Verfahren zur Topografiegewinnung angesehen werden. In den Abschnitten 3.2 und 3.3 wird der Stand der Technik ausführlich beschrieben, um die im Rahmen dieser Arbeit neu gewonnenen Erkenntnisse besser einordnen zu können.

3.1 Strukturierte Beleuchtung

Das bekannteste Verfahren, bei dem eine strukturierte Beleuchtung zur Messung von Oberflächenstrukturen verwendet wird, ist die Streifenprojektion. Hierbei wird, wie in Abb. 3.1 gezeigt, eine ortsabhängige Intensitätsverteilung auf die Oberfläche projiziert und das Bild von einem flächenhaft messenden Detektor unter dem Triangulationswinkel χ_T aufgenommen. Für eine punktgenaue Zuordnung zwischen Projektion auf der unbekannteren Oberfläche und dem aufgenommenen Bild wird eine zeitlich variierende, modulierte Intensitätsverteilung auf die Oberfläche projiziert, die als Grauwert-Sequenz in mehreren Bildern mit der Kamera aufgenommen wird. Aus dem so gewonnenen Bilderstapel lässt sich mit entsprechenden Algorithmen für jedes Kamerapixel ein zugehöriger Objektpunkt auf der Oberfläche im Raum zuordnen. Dieses üblicherweise makroskopisch angewendete Verfahren kann in abgewandelter Form auch im mikroskopischen Bereich eingesetzt werden.

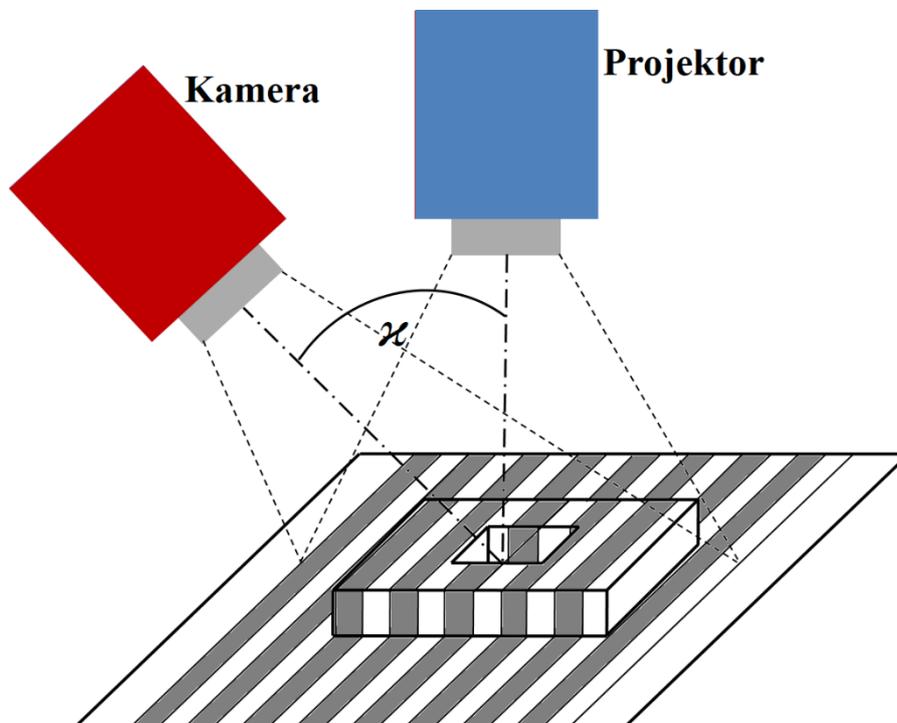


Abb. 3.1: Funktionsprinzip der Streifenprojektion, wobei Projektor und Kamera unter dem bekannten Triangulationswinkel χ angebracht sind [8].

Allgemein lassen sich zwei grundlegende Ansätze bei der Realisierung eines entsprechenden optischen Aufbaus unterscheiden. In Abb. 3.2 a) wird, wie bei der makroskopischen Streifenprojektion, ein Winkel zwischen Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang genutzt. Bei diesem Aufbau wird aus einer Bildfolge die Objektoberfläche rekonstruiert [9]. Der Triangulationswinkel in der Abbildung unterhalb des Objektivs ist

$$\chi = \chi_L + \chi_D, \quad (3.1)$$

wobei χ_L der Beleuchtungswinkel und χ_D der Detektionswinkel ist. Werden vier um $A_{\text{Streifen}} / 4$ versetzte sinusförmige Streifenmuster auf das Messobjekt projiziert, wobei A_{Streifen} der Periode der auf das Messobjekt projizierten Streifen entspricht, ergibt sich mit Hilfe des „four-bucket algorithm“ [10] eine Phasenbeziehung von

$$\Phi(x, y) = \arctan \frac{I_2 - I_4}{I_3 - I_1}, \quad (3.2)$$

über die sich der optische Gangunterschied ermitteln lässt, wobei I_1 bis I_4 die Intensitätswerte für jeweils ein Kamerapixel darstellen. Dies resultiert in einer gemessenen Höhe von

$$\Delta S = A_{\text{Streifen}} \frac{\Delta\phi}{2\pi}, \quad (3.3)$$

wobei $\Delta\phi$ die Phasendifferenz zwischen der Referenzphase und der gemessenen Phase ist. Die Streifenperiode ergibt sich in der Messebene aus

$$A_{\text{Streifen}} = \frac{A_{\text{Beleuchtung}}}{2M(\tan \chi_L + \tan \chi_D)}, \quad (3.4)$$

wobei M die Vergrößerung des optischen Systems darstellt und $A_{\text{Beleuchtung}}$ die Wellenlänge der Streifen der Beleuchtungseinheit (z. B. Gitter, LCos oder DMD) [11]. Die eingeschränkte Schärfentiefe des Mikroskopobjektives sorgt dafür, dass unter Umständen nicht die komplette Oberfläche gemessen werden kann. Dies kann ausgeglichen werden, indem ein Tiefenscan durch eine Weglängenänderung zwischen Objektiv und Messobjekt oder ein optischer Zoom durchgeführt werden.

Da die Winkel χ_L und χ_D bei hochaperturigen Objektiven sehr groß werden, nehmen Abschattungseffekte deutlich zu. Das Licht kann dann Teile der Oberfläche nicht mehr erreichen, da höher liegende Teile der Oberfläche dahinter liegende tiefere Bereiche abschatten. Dieses Verfahren eignet sich daher besonders für schwach vergrößernde Systeme mit niedriger NA des Objektives.

Eine weitere Möglichkeit der Strahlführung bei mikroskopischer Anwendung der strukturierten Beleuchtung besteht in der Projektion eines sinusförmigen Musters durch einen Strahlteiler auf die Oberfläche. Der hierzu nutzbare Aufbau ist in Abb. 3.2 b) gezeigt [12]. Während eines Tiefenscans, bei dem zwischen den einzelnen Bildern eine Phasenverschiebung der Streifen um 90° herbeigeführt wird, wird ein Bilderstapel aufgezeichnet, aus dem anschließend für jedes Pixel Höhenwerte gewonnen werden können. Der Kontrast weist in der Tiefe, an der sich die Oberfläche durch den Schärfentiefebereich des Mikroskopobjektives bewegt, einen einer Sinc-Funktion folgenden Maximalwert auf. Dieser Maximalwert kann von der NA des Objektives begrenzt genau bestimmt werden, wobei eine große NA eine genauere Messwertbestimmung zulässt, da die Schärfentiefe des Objektives abnimmt. Auf diese Weise lässt sich aus der Kontrastauswertung der Signale ein Profil der Oberfläche bestimmen. Da bei Standardobjektiven die NA mit zunehmender Vergrößerung und damit abnehmender Messfeldgröße größer wird, ist die Höhenauflösung von der Messfeldgröße abhängig.

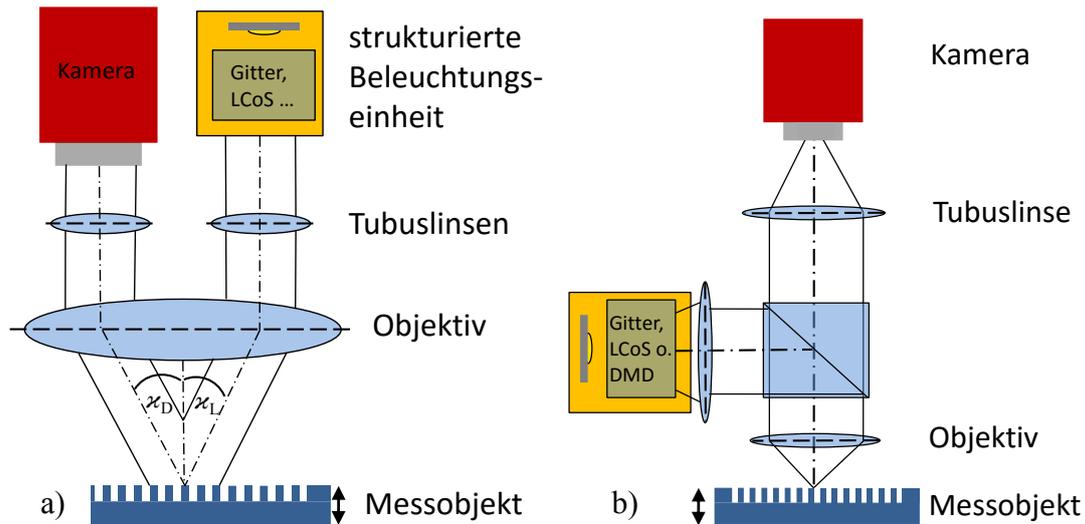


Abb. 3.2: Realisierungen von mikroskopischen Streifenprojektions-Messsystemen, a) mit Messung über einen Triangulationswinkel $\alpha = \alpha_L + \alpha_D$ z. B. in einem Stereomikroskop und b) mit identischem Mess- und Beleuchtungsstrahlengang.

3.2 Konfokale Mikroskopie

Die konfokale Mikroskopie ist eine Erweiterung der klassischen Lichtmikroskopie. Das Messprinzip wurde im Jahr 1961 von Marvin Minsky patentiert [13]. Durch den Einsatz von Lochblenden wird die PSF schmaler. Aus Gl. (2.18), die für ein klassisches Mikroskop gilt, wandelt sich der quadratische Term beim konfokalen Mikroskop zu einem Term vierter Ordnung, sodass sich der Intensitätsverlauf als

$$I(\rho) \propto \left(\frac{2J_1(\rho)}{\rho} \right)^4 \quad (3.5)$$

darstellt, wobei $\rho = k r_0 NA$ mit den Polarkoordinaten in der Objektebene $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ ist [6]. Dies hat eine höhere laterale Auflösung zur Folge. Der Radius des Airy-Scheibchens r_{Airy} unter Verwendung der Sparrow-Auflösung verringert sich von $r_{\text{Airy}} = 0,47\lambda / NA$ auf $r_{\text{Airy}} = 0,325\lambda / NA$. In Abb. 3.3 sind die Intensitätsverteilungen eines Airy-Scheibchens eines klassischen Mikroskops und eines konfokalen Mikroskops grafisch dargestellt.

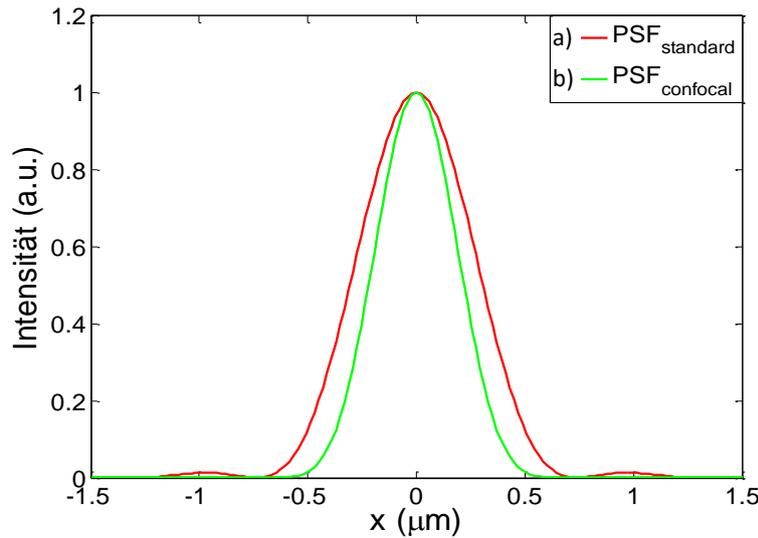


Abb. 3.3: Berechnete PSFs bei einer NA von 0,5 und $\lambda = 600$ nm. a) Standardmikroskop und b) konfokales Mikroskop.

Um ein flächenhaft messendes konfokales Mikroskop aufzubauen, müssen die Lochblenden relativ zum Objekt bewegt werden. Erst gegen Ende der 1960er Jahre wurde ein ausreichend schnell scannendes Messgerät vorgestellt. Heute ist das Hauptanwendungsgebiet konfokaler Mikroskopie die fluoreszenzmikroskopische Untersuchung biologischer Proben. Dazu werden Teile der Probe mit einem Fluoreszenzfarbstoff versetzt und der Farbstoff optisch angeregt, was zu deutlich detailreicheren Bildern organischer Proben führt. In der industriellen Oberflächenmesstechnik werden dagegen hauptsächlich punktförmig konfokale Laserscanner für flächenhafte Messsysteme verwendet oder alternativ Systeme mit Nipkow-Disk [21, 22].

Der prinzipielle Aufbau ist bei allen konfokalen Systemen gleich. Abb. 3.4 zeigt den schematischen Aufbau und die Funktionsweise der Lochblenden. Die Lochblende im Beleuchtungsstrahlengang zwischen Kollimator und Kondensor sorgt für eine punktförmige Beleuchtung des Messobjektes. Der Durchmesser des beleuchteten Lichtflecks auf dem Objekt ist abhängig von der NA des Objektivs und der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Als Größe ergibt sich die Verkleinerung der Blende mit dem Vergrößerungsmaßstab des Objektivs plus den Durchmesser des Airy-Scheibchens. Dies ist bei Rayleigh-Auflösung

$$\Delta X = 1,22 \frac{\lambda}{NA} + \frac{D_{\text{Blende}}}{M}, \quad (3.6)$$

wobei der vordere Summand dem Durchmesser des Airy-Scheibchens entspricht und der hintere dem verkleinerten Durchmesser der Blende. Bei schwach vergrößernden Objektiven dominiert die Größe der Blende und bei stark vergrößernden Mikroskopen ist der Beugungsterm entscheidend.

Die zweite Blende zwischen Tubuslinse und Detektor blockt den Großteil des reflektierten Lichtes ab, wenn sich die Objektebene nicht im Fokus des Objektivs befindet. Dieser

Vorgang ist durch die unterschiedlichen Strahlengänge in Abb. 3.4 dargestellt. Der optimale Blendenradius für eine ideale konfokale Abbildung liegt laut Wilson und Carlini [14] bei 0,5 lateralen „optischen Einheiten“ (auf Englisch „optical unit“). Die optische Einheit ist eine in der Mikroskopie verwendete dimensionslose Größe. In radialer Richtung lautet sie

$$v = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n \sin \theta_{\max}}{M} r_{\text{Blende}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{NA}{M} r_{\text{Blende}} \quad (3.7)$$

und die zugehörige dimensionslose „optische Einheit“ in axialer Richtung

$$u = \frac{8\pi n}{\lambda} \sin^2 \left(\frac{\theta_{\max}}{2} \right) z, \quad (3.8)$$

wobei in diesem Fall z der Defokussierung entlang der optischen Achse und r_{Blende} dem Radius der Blende entspricht. Bei Blenden mit $v < 0,5$ nimmt die Beleuchtungsintensität auf dem Detektor stark ab, ohne eine signifikante Verbesserung der lateralen Auflösung zu erreichen. Blendenradien $> 0,5$ hingegen führen zu einer geringen Verbesserung der Auflösung. Bei einem Wert von ungefähr $v \approx 4$ ist keine Verbesserung der lateralen Auflösung im Vergleich zu einem konventionellen Mikroskop mehr gegeben.

Die axiale Auflösung reagiert weniger empfindlich auf eine Vergrößerung des Blendenradius als die laterale Auflösung. Bei einem v von 0 bis 2 ist laut Wilson und Carlini keine signifikante Verbreiterung der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilungen aus Abb. 3.3 b) festzustellen.

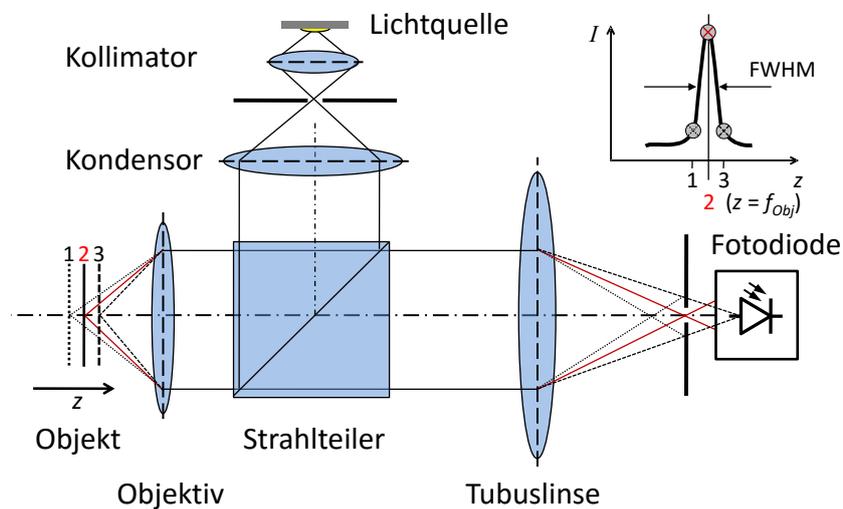


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau eines konfokalen Mikroskops mit Strahlengängen für drei Objektstände, Position 1 liegt in Richtung z vom Objektiv aus gesehen hinter dem Fokuspunkt, Position 2 darauf und Position 3 davor; oben rechts sind die entsprechend auf den Detektor fallenden Intensitäten dargestellt.

Die MTF eines konfokalen Mikroskops ist in Abb. 3.5 qualitativ dargestellt. Im Gegensatz zu einem Mikroskop ohne konfokale Blenden bleibt die Modulationstiefe bei niedrigen Ortsfrequenzen länger nahe 1. Auch die maximal zu erreichende laterale Auflösung ist höher.

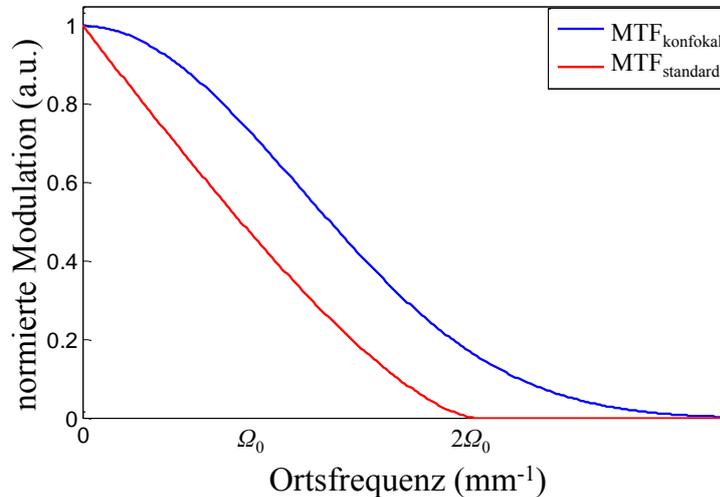


Abb. 3.5: Qualitativer Verlauf der MTF eines Standardmikroskops und eines konfokalen Mikroskops.

Das konfokale Prinzip findet in der Fertigungsmesstechnik insbesondere auch bei Punktsensoren Anwendung. Hierbei werden jedoch häufig keine rein konfokalen, sondern konfokal chromatische Sensoren verwendet [15, 16]. Bei diesen Sensoren wird ein stark dispersiv wirkendes optisches Element genutzt, um die einzelnen Farbanteile des weißen Lichtes entlang der z -Achse aufzuspalten. Die konfokale Blende vor einem Spektrometer, das als Detektor dient, lässt nur Licht aus einer Höhenposition transmittieren. Auf diese Weise wird die Höheninformation in der Wellenlänge, welche die konfokale Blende passiert, codiert und es ist kein Tiefenscan erforderlich.

Um mit dem konfokalen Messprinzip lateral ausgedehnte Messfelder abzutasten, gibt es verschiedene Methoden. In Abb. 3.6 sind die zwei gebräuchlichen Rasterverfahren schematisch dargestellt. Zur Realisierung eines dreidimensional messenden Profilometers ist in beiden Fällen ein zusätzlicher Tiefenscan notwendig.

Die Variante aus Abb. 3.6 a) zeigt einen punktförmigen Sensor, bei dem das Messobjekt für die laterale Abtastung in x - und y -Richtung bewegt wird [17]. Vorteil dieser Anordnung ist der einfache Sensoraufbau. Da die optische Abbildung nur auf der optischen Achse stattfindet, sind die Aberrationen minimal. Mechanisch lässt sich dieses Prinzip sehr gut miniaturisieren. Gravierender Nachteil ist der für die Abtastung erforderliche hohe Zeitaufwand. Aus diesem Grund wird dieses Prinzip häufig zur Gewinnung einzelner Profilschnitte genutzt, sodass eine Scanrichtung eingespart werden kann.

Bei der Variante aus Abb. 3.6 b) wird die laterale Abtastung durch ein oder zwei sich bewegende Umlenkspiegel im Strahlengang erreicht [18]. Bei dieser als CLSM (confocal

laser scanning microscopy) bekannten Methode werden üblicherweise Laser als Lichtquellen verwendet. Durch die Massenträgheit der Spiegel benötigten die Systeme anfangs für einen Tiefenscan mit 70 Höhenstufen 15 min [19]. Der Aufwand für eine hinreichend präzise Positioniergenauigkeit der Spiegel ist hoch. Mit einer Miniaturisierung der Spiegel lassen sich heute 3D-Bildraten von 30 Hz und mehr für Echtzeitmessungen realisieren [20].

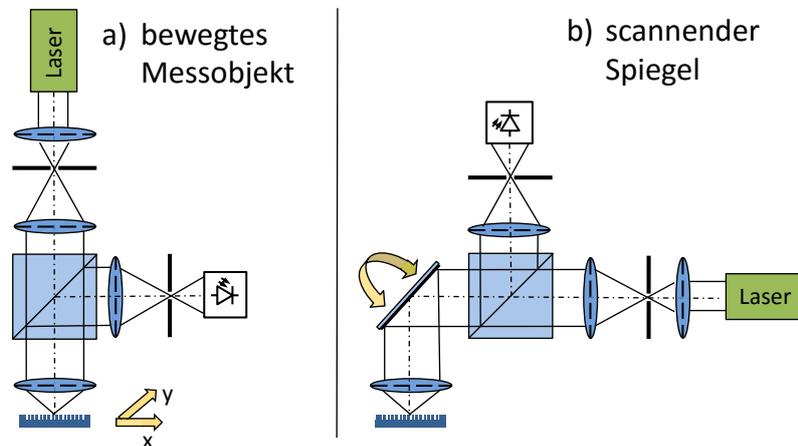


Abb. 3.6: Schematischer Aufbau konfokaler Abtastmethoden, bei denen das Messobjekt lateral durch einen Abtastpunkt erfasst wird; in a) wird das Objekt bewegt und in b) erfolgt die Abtastung durch die Bewegung eines Umlenkspiegels.

Eine signifikante Reduzierung der Messzeit ist auch durch eine simultane Abtastung mit vielen Messpunkten möglich. Die mechanische Realisierung eines solchen Systems stellt die 1884 für die elektrische Übertragung von bewegten Bildern entwickelte Nipkow-Scheibe dar [21, 22]. Seit 1961 wird dieses Verfahren in der Mikroskopie eingesetzt. Der optisch aktive Teil der Nipkow-Scheibe weist eine hohe Zahl von Lochblenden mit zum optischen System passenden kleinen Durchmessern auf [6].

Der Abstand zwischen den Lochblenden sollte möglichst gering gewählt werden, um viel Licht zum Messobjekt durchzulassen. Ein Mindestabstand der Blenden untereinander verhindert ein Übersprechen des Lichts von benachbarten Objektpunkten. Hierbei hat sich je nach Objektbeschaffenheit laut Wilson [6] das 10-fache bis 30-fache des Blendendurchmessers als Optimum herausgestellt.

Bei der technischen Realisierung haben sich die zwei in Abb. 3.7 dargestellten Anordnungen durchgesetzt. Die in Abb. 3.7 a) gezeigte zweiseitige Nutzung der Nipkow-Scheibe setzt eine sehr präzise Fertigung der Lochblenden bezüglich der Positionierung und eine gute Ausrichtung des optischen Systems voraus. Nur so kann gewährleistet werden, dass die Position der jeweils gegenüberliegenden Blenden für die Beleuchtung und den Abbildungsstrahlengang optimal zueinander liegen [23, 24]. Beim schematischen Aufbau in Abb. 3.7 b) wird dieselbe Lochblende sowohl für die Beleuchtung als auch für die Abbildung genutzt [25]. Durch diesen Aufbau sind Fertigung und Justage des Systems weniger kritisch. Ein großer Nachteil ist die Tatsache, dass das Licht, welches an der Nipkow-Scheibe mit hoher Intensität reflektiert wird, in die Kamera gelangt und somit

die eigentliche Abbildung überstrahlt. Dieser Reflex kann durch eine Schrägstellung der Nipkow-Scheibe und durch eine Minimierung des Reflexionsvermögens der Oberseite der Scheibe verringert werden [26]. In beiden Systemen rotiert die Nipkow-Scheibe so schnell, dass sie während der Integrationszeit der Kamera mehrere komplette Umdrehungen zurücklegt. Dennoch wird eine präzise Synchronisation zwischen der Drehzahl der Nipkow-Scheibe und der Bildrate der Flächenkamera benötigt, da es andernfalls in den Bildern zu einer ungleichmäßigen Ausleuchtung kommt.

Für eine höhere Lichtausbeute werden heute in der Praxis Mikrolinsen verwendet, um im Beleuchtungsstrahlengang mehr Licht durch die einzelnen Lochblenden zu leiten [27]. Hierbei liegen die Mikrolinsen von der Beleuchtung aus gesehen vor der Nipkow-Scheibe. Jede Mikrolinse fokussiert einen Teil des einfallenden Lichtes auf eine Lochblende. Auf diese Weise steigt der für die Abbildung nutzbare Anteil des Lichtes deutlich an.

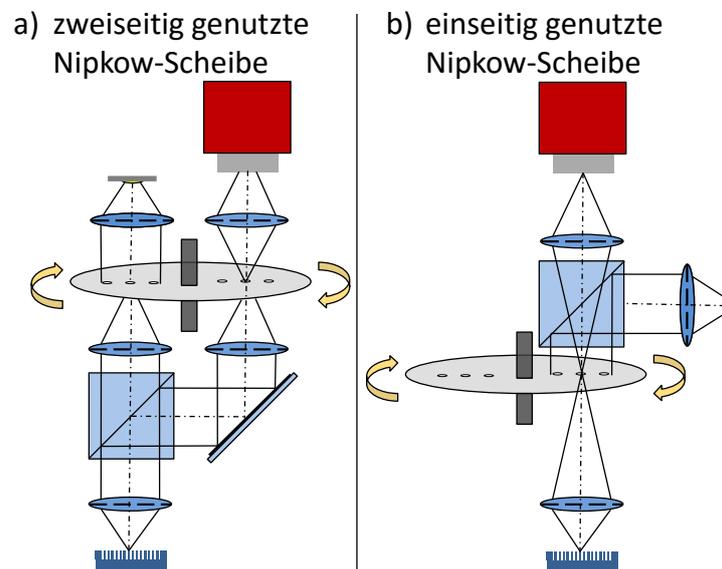


Abb. 3.7: Schematischer Aufbau flächenhafter konfokaler Abtastung mittels Nipkow-Scheibe. Bei zweiseitigen Systemen wie in a) ist der Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang räumlich voneinander getrennt. In b) wird durch dieselbe Lochblende beleuchtet und auch abgebildet.

Eine weitere Möglichkeit, ein konfokales System aufzubauen, besteht in einer zeitlich modulierten, strukturierten Beleuchtung des Objektes und der Nutzung der einzelnen Pixel des Kamerasensors als Blenden im Abbildungsstrahlengang. Dieses Verfahren ist in Abb. 3.8 schematisch dargestellt. Die konfokale Beleuchtung erfolgt mittels eines bewegten Gitters [28, 29], eines LCoS (Liquid Crystal on Silicon) [30, 31] oder eines DMD (Digital Micromirror Device) [33, 32].

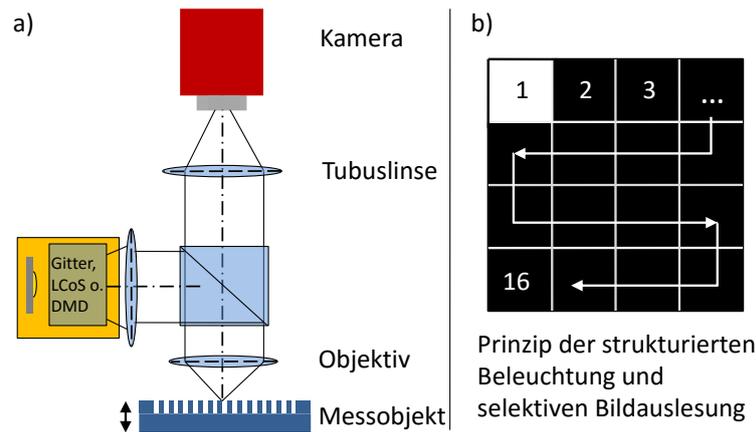


Abb. 3.8: Mikroskop mit konfokaler Beleuchtung: a) schematischer Aufbau, b) Prinzip der konfokalen Beleuchtung über ein DMD (4x4 Spiegel große Sub-Matrix des DMD).

Der in Abb. 3.8 a) gezeigte schematische Aufbau eines konfokalen Messsystems entspricht dem Aufbau aus Abb. 3.2 b). Im Gegensatz zu dem in der Streifenprojektion verwendeten Graustufen-Sinustmuster wird in diesem Fall ein binäres Muster aus hellen und dunklen Bereichen auf das Messobjekt projiziert. Abb. 3.8 b) zeigt ein Beispiel für eine Sub-Matrix des DMD mit 4x4 Spiegeln. Angesteuert ist in diesem Fall nur der erste Spiegel, welcher einer Feldblende entspricht. Solche Submatrizen werden lateral aneinander gesetzt, bis sie das gesamte Messfeld ausfüllen. Auf diese Weise werden simultan viele konfokale Blenden im Beleuchtungsstrahlengang erzeugt. Ein Vorteil von LCoS- und DMD-basierten Systemen ist, dass die Größe der Blenden und die projizierten Muster variabel sind. Während der Messung werden in jeder Submatrix sequenziell alle Bereiche beleuchtet. Die Kamera nimmt während jedes Beleuchtungszustandes ein Bild auf. Aus dem so gewonnen Bilderstapel lassen sich anschließend die jeweils beleuchteten Bereiche Pixeln auf der Kamera zuordnen. Ein Nachteil dieses Funktionsprinzips ist eine längere Messzeit, da die Kamera in jeder Höhenposition für jeden Bereich eines Subpixels ein Bild aufnehmen muss. Die Synchronisation zwischen Kamera und optischem Modulator wie DMD oder LCoS ist dagegen leichter umzusetzen, als dies bei der Nipkow-Scheibe der Fall ist.

3.3 Interferenzmikroskopie mit kurzkohärentem Licht

In diesem Abschnitt wird die Interferenzmikroskopie mit kurzkohärentem Licht beschrieben. Da die Untersuchung der lateralen Auflösung dieses Messverfahrens Hauptanliegen dieser Arbeit ist, werden die Grundlagen tiefgreifender als in 3.1 und 3.2 behandelt.

3.3.1 Grundlagen der kurzkohärenten Interferometrie

Interferenz wird historisch belegt zuerst von Sir Isaac Newton in Form der Newtonschen Ringe beschrieben [34]. Bei dieser Erscheinung handelt es sich um ringförmige Farbverläufe, die beim Durchleuchten von zwei dicht aneinander liegenden planen Glasplatten beobachtet werden. Interferenz ist die Überlagerung von Wellen nach dem Superpositionsprinzip.

Überlagern sich zwei ebene Wellen in einem homogenen Medium, d. h. $n_1 = n_2$, mit den Feldvektoren

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \omega t + \varphi_1) \text{ und } \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 - \omega t + \varphi_2) \quad (3.9)$$

mit der Wellenzahl $k = |\vec{k}_1| = |\vec{k}_2|$, den Wellenvektoren \vec{k}_1 und \vec{k}_2 , der Kreisfrequenz ω und den Phasenwinkeln φ entlang der Richtung \vec{r}_1 und \vec{r}_2 mit $\vec{r}_1 = \vec{r}_2 = \vec{r}$, so ergibt sich aus der Summe der Feldstärken die resultierende Feldstärke

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t). \quad (3.10)$$

Da die Frequenz von sichtbarem Licht zu hoch ist, um sie direkt zu messen, wird die Intensität (I) gemessen. Die Intensität ist der zeitliche Mittelwert des Quadrates der elektrischen Feldstärke [35].

$$I = \varepsilon c \langle \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle_T, \quad (3.11)$$

wobei ε die Dielektrizitätskonstante ist und c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Das Quadrat der elektrischen Feldstärke berechnet sich wie folgt:

$$\vec{E}^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2). \quad (3.12)$$

Unter Berücksichtigung des Additionstheorems für trigonometrische Funktionen ergibt sich bei $k_1 = k_2 = k$ (bei gleichen Wellenlängen im Referenz- und Messarm) unter der Definition, dass $\vec{k}_1 \parallel \vec{r}_1 \Rightarrow \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 = k_1 r_1$ und $\vec{k}_2 \parallel \vec{r}_2 \Rightarrow \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 = k_2 r_2$ ist,

$$\begin{aligned} \langle 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T &= 2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \frac{1}{2} \left[\cos(kr_1 + \varphi_1) \cdot \cos(kr_2 + \varphi_2) + \sin(kr_1 + \varphi_1) \cdot \sin(kr_2 + \varphi_2) \right] \\ &= \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \cos \left[k(r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

[35]. Somit gilt für Gl. (3.11)

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon c \langle \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle_T \\ &= \varepsilon c \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T + \varepsilon c \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T + \varepsilon c \langle \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \rangle_T \cos \left[k(r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2) \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Sind die beiden Feldstärke-Vektoren parallel, wird aus Gl. (3.14) die bekannte Formel für die Zweistrahlint interferenz:

$$\begin{aligned}
I &= I_1 + I_2 + \sqrt{4 \cdot \frac{1}{2} \varepsilon c |\vec{E}_{01}|^2 \cdot \frac{1}{2} \varepsilon c |\vec{E}_{02}|^2} \cdot \cos \Delta\varphi \\
&= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\varphi,
\end{aligned} \tag{3.15}$$

mit $\Delta\varphi = k(r_1 - r_2) + (\varphi_1 - \varphi_2)$. Bei $\Delta\varphi = 0$ oder einem Vielfachen von 2π ist $\cos \Delta\varphi = 1$ und die beiden Wellen befinden sich in Phase. Bei allen anderen Werten von $\Delta\varphi$ sind die Wellen zueinander phasenverschoben. In diesem Fall sind die Wellen im Ortsraum um den Gangunterschied Δ gegeneinander verschoben. Gemäß

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \tag{3.16}$$

hängen die beiden Größen zusammen. Konstruktive Interferenz herrscht bei $\Delta = N\lambda$ oder $\Delta\varphi = 2N\pi$, mit N als natürliche Zahl. Bei der Interferenz phasengleicher Wellen vervierfacht sich die Intensität im Gegensatz zur Ausgangswelle. Bei destruktiver Interferenz, also bei $\Delta = (2N+1)\lambda/2$ oder $\Delta\varphi = (2N+1)\pi$ kommt es zur Auslöschung der beiden Wellen. Die beschriebene Überlagerung der Wellen setzt eine kohärente Lichtquelle voraus.

Ändert sich die Phasendifferenz im Raumpunkt P während der Beobachtungsdauer Δt um weniger als 2π , so werden die Wellen als zueinander zeitlich kohärent bezeichnet. Die Kohärenzzeit Δt_c ist die maximale Zeitspanne, in der sich $\Delta\varphi$ zwischen den Teilwellen in P um höchstens 2π ändert. Die Kohärenzzeit hängt von der spektralen Frequenzbreite $\Delta\nu$ ab [35]:

$$\Delta t_c \propto \frac{1}{\Delta\nu}. \tag{3.17}$$

Der exakte Wert für $\Delta\nu$ hängt von der Definition ab, wie weit die Intensität von ihrem Maximalwert gefallen ist. Übliche Definitionen sind $I_{\max}/2$ und $1/e I_{\max}$. Lichtquellen mit einer großen spektralen Breite, z. B. Wärmestrahler oder weiße LEDs, besitzen eine sehr kurze Kohärenzzeit. Sehr schmalbandige Lichtquellen, z. B. Laser, weisen eine lange Kohärenzzeit auf. Bei der Interferometrie ist die Kohärenzlänge Δs_c meist aussagekräftiger. Sie hängt mit der Kohärenzzeit Δt_c und der Lichtgeschwindigkeit c über

$$\Delta s_c = c \cdot \Delta t_c \tag{3.18}$$

zusammen. Sie kann auch näherungsweise über

$$\Delta s_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \tag{3.19}$$

berechnet werden. Interferenzen lassen sich am besten über ein Interferometer erzeugen und beobachten. Das bekannteste Interferometer ist das nach Albert Abraham Michelson benannte Michelson-Interferometer. Mit diesem Interferometer sollte der damals vermutete Lichtäther, der für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen nötig sein sollte,

nachgewiesen werden [36]. Abb. 3.9 zeigt den schematischen Aufbau eines modernen Michelson-Interferometers.

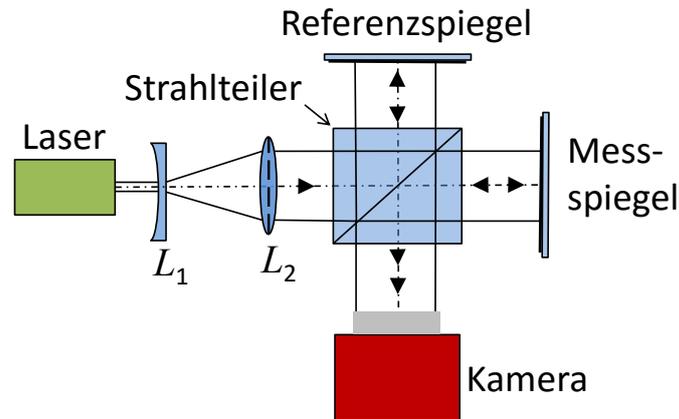


Abb. 3.9: Schematischer Aufbau eines Michelson-Interferometers.

Der von der Laser-Lichtquelle emittierte Lichtstrahl wird mittels der Linsen L_1 und L_2 aufgeweitet. Die in den Strahlteiler laufende kohärente Wellenfront wird dort aufgespalten. Ein Teil der Wellenfront läuft zum Referenzspiegel und wird dort reflektiert. Der durch den Strahlteiler transmittierte Teil wird am Messspiegel reflektiert. Am Strahlteiler vereinigen sich die beiden Wellenfronten und es kommt zur Interferenz, die vom Sensor der Kamera als Intensitätsmodulation detektiert wird. Ändert sich die optische Weglänge des Mess- oder Referenzarms des Interferometers, ändert sich am Sensor dementsprechend das Interferenzmuster und damit die detektierte Intensität der einzelnen Kamerapixel.

Für partiell kohärente Lichtquellen kommt ein Term für die Kohärenz hinzu:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \operatorname{Re}\{\gamma_{12}\} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot |\gamma_{12}| \cdot \cos \Delta\varphi, \quad (3.20)$$

wobei $\operatorname{Re}\{\gamma_{12}\}$ den Realteil des Kohärenzgrades darstellt. Der komplexe Kohärenzgrad γ_{12} der Beleuchtung lässt sich folgendermaßen definieren [5]:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \varepsilon c \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{2\sqrt{I_1 I_2}}, \quad (3.21)$$

wobei

$$\Gamma_{12}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \vec{E}_1(t) \vec{E}_2^*(t + \tau) dt \quad (3.22)$$

gilt. Nach dem Wiener-Khintchine Theorem ist $|\gamma_{12}(\tau)|$ die inverse Fouriertransformierte der spektralen Dichtefunktion der Beleuchtung:

$$s(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta k}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2\right\}, \quad (3.23)$$

mit der spektralen Breite $\Delta k = \sqrt{2}/\Delta s_c$. Für Wellen, die sich in Z-Richtung ausbreiten, kann die am Detektor resultierende Intensität geschrieben werden als [67]:

$$\begin{aligned} I(z) &= \int_0^{\infty} \left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[2k(z-z_0) + \varphi_0] \right) s(k) dk \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \int_0^{\infty} \cos[2k(z-z_0) + \varphi_0] s(k) dk \\ &= I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{\sqrt{2\pi\Delta k}} \operatorname{Re} \left\{ e^{j\varphi_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2}\frac{(k-k_0)^2}{(\Delta k)^2}} e^{j(2k(z-z_0)+\varphi_0)} dk \right\}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Mit den Substitutionen $k - k_0 = k' \Rightarrow k = k' + k_0$ und $z - z_0 = z'$ folgt daraus:

$$\begin{aligned} I(z) &= I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{\sqrt{2\pi\Delta k}} \operatorname{Re} \left\{ e^{j\varphi_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2}\frac{k'^2}{(\Delta k)^2}} e^{j2k'z'} dk' \cdot e^{j2k_0z'} \right\} \\ &= I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{\sqrt{2\pi\Delta k}} \operatorname{Re} \left\{ e^{j\varphi_0} \cdot e^{j2k_0z'} \mathcal{F}^{-1} \left\{ e^{-\frac{1}{2}\frac{k'^2}{(\Delta k)^2}} \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Diese Näherung führt zu der Gleichung für die Intensität bei einer gaußförmigen Spektralcharakteristik [38]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \exp\left(-4\left(\frac{z-z_0}{\Delta s_c}\right)^2\right) \cos(2k_0(z-z_0) + \varphi_0). \quad (3.26)$$

Bei realen Messobjekten ist die Reflektivität niedriger als eins. Die Reflektivität von Messobjekt und Referenzspiegel kann sich unterscheiden. Unter der Annahme $I_2 = R \cdot I_1$ lässt sich Gl. 3.26 schreiben als

$$I = (1+R)I_1 + 2\sqrt{R} \cdot I_1 \exp\left(-4\left(\frac{z-z_0}{\Delta s_c}\right)^2\right) \cos(2k_0(z-z_0) + \varphi_0), \quad (3.27)$$

wobei R das Verhältnis der Intensitäten von Messobjekt und Referenzspiegel darstellt und zwischen null und eins liegt. Daraus resultiert eine Modulationstiefe

$$m(R) = \frac{4\sqrt{R}}{2+2R} = \frac{2\sqrt{R}}{1+R}. \quad (3.28)$$

Die Modulationstiefe steigt monoton mit zunehmendem R .

Für den Fall, dass es sich bei den Referenz- und Messspiegeln aus Abb. 3.9 um ideale Spiegel mit perfekter Ausrichtung zur optischen Achse handelt und der Strahlteilerwürfel

ein exaktes Teilungsverhältnis von 50 % aufweist ergibt sich $I_1 = I_2 = I_0$, d. h. $R = 1$. In dem Fall gilt $m(R = 1) = 1$ und Gl. 3.20 kann vereinfacht als

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cdot \operatorname{Re}\{\gamma_{12}\}, \quad (3.29)$$

geschrieben werden. Der Wert von R ist abhängig vom komplexen Brechungsindex der Materialien, und von den Einfallswinkeln, unter denen das Licht lokal auf das Messobjekt trifft, aber auch von der lokalen Oberflächensteigung und der Rauheit des Messobjektes. Diese Abhängigkeit schlägt sich u.a. in den Fresnelschen Reflexionskoeffizienten R_F nieder. Für eine ebene Welle, die auf eine ebene Grenzfläche trifft, gilt der Zusammenhang:

$$R = |R_F|^2 \quad (3.30)$$

Nimmt die Kamera während der Verschiebung des Messspiegels kontinuierlich Bilder auf, kann ein Bilderstapel abgespeichert werden. Die von einem Pixel der Kamera aufgenommenen Intensitätswerte ergeben Korrelogramme wie in Abb. 3.10 dargestellt. Entsprechend Abb. 3.10 a) ist der Verlauf bei einer kohärenten Lichtquelle, wie z. B. bei einem Laser, kosinusförmig mit gleichbleibender Intensität. Bei einer breitbandigen, also kurzkohärenten Lichtquelle, wie z. B. bei weißem Licht, hat der Intensitätsverlauf ein Maximum wie in Abb. 3.10 b) dargestellt und ist nur sichtbar, solange die optischen Weglängenunterschiede kleiner sind als die Kohärenzlänge des Lichtes [37].

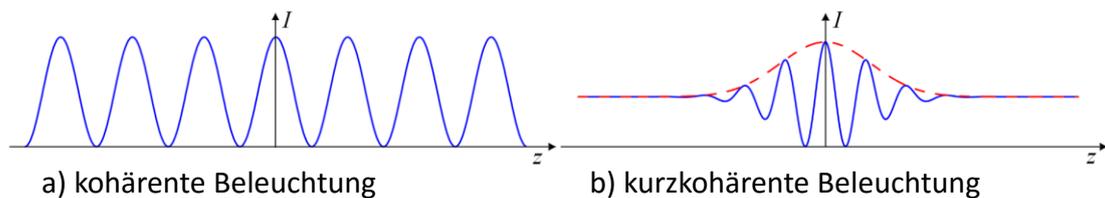


Abb. 3.10: Rechnerisch ermittelte Korrelogramme: a) bei kohärenter Beleuchtung ergibt sich ein periodischer kosinusförmiger Verlauf; b) der Intensitätsverlauf bei kurzkohärenter Beleuchtung ist von der Fouriertransformierten der spektralen Verteilung der Lichtquelle entsprechenden Einhüllenden überlagert, deren Maximum bei gleicher optischer Weglänge in beiden Interferometerarmen auftritt.

3.3.2 Aufbau von Weißlichtinterferometern

Für die Topografieerfassung mit einem Weißlichtinterferometer wird die kurze Kohärenzlänge von breitbandigen Lichtquellen ausgenutzt. Abb. 3.11 zeigt die Entstehung eines Profilschnitts mittels einer Zeilenkamera. Das Messobjekt wird in kleinen Schritten entlang der optischen Achse bewegt. Bei jedem Schritt wird ein Kamerabild aufgenommen und abgespeichert. In dem so entstandenem Bilderstapel ergibt der Intensitätsverlauf eines jeden Pixels ein Korrelogramm. Zeigt das Messobjekt eine Struktur der Höhe Δz , so entstehen Interferogramme, deren Schwerpunkt bzw. Phase um Δz versetzt sind [39, 40].

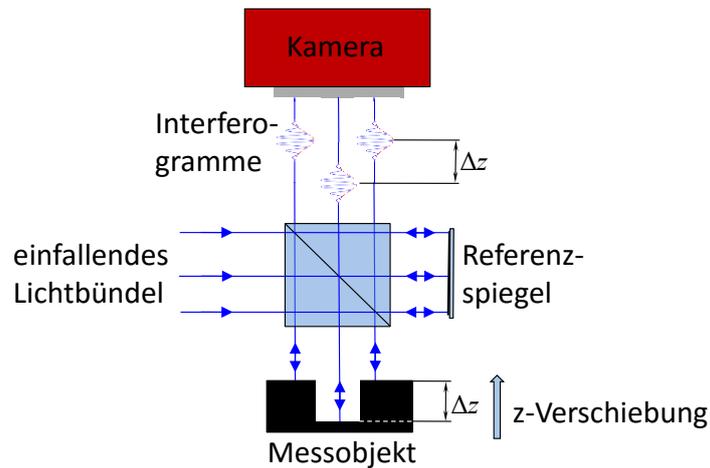


Abb. 3.11: Bei einem Messobjekt mit Vertiefung entstehen bei breitbandiger Beleuchtung Interferenzverläufe mit gegeneinander verschobenem Maximum. Die Höhenlagen der Objektpunkte lassen sich in den Interferenzverläufen eindeutig über die Maxima der Interferogramme bestimmen.

Der Aufbau eines Weißlichtinterferometers ist in Abb. 3.12 gezeigt. Zur Beleuchtung werden wegen der hohen Effizienz und des daraus resultierenden geringen Wärmeeintrags in das System vorzugsweise LEDs verwendet. Für eine homogene möglichst inkohärente Beleuchtung wird die Köhlersche Beleuchtung eingesetzt. Eine leicht modifizierte Art, eine möglichst homogene Beleuchtung zu realisieren, welche die Eintrittspupille des Mikroskopobjektives voll ausleuchtet, besteht darin, eine beleuchtete Streuscheibe in diese Ebene abzubilden wie in Abb. 3.12 gezeigt. Im afokalen Raum des Mikroskopaufbaus befindet sich der Strahlteilerwürfel, der das Licht in das Mikroskopobjektiv reflektiert.

Bei Weißlichtinterferometern werden unterschiedliche Objektivtypen eingesetzt. Das wegen seiner mechanischen Robustheit am häufigsten eingesetzte Interferenzobjektiv ist das Mirau-Objektiv. Es eignet sich besonders für mittlere Vergrößerungen von 10x bis 50x [41]. Bei niedrigeren Vergrößerungen kommt es zunehmend zu Abschattungseffekten durch den Spiegel im Strahlengang, was vor allem bei gekrümmten Oberflächen zu systematischen Messfehlern führt [42, 43, 44, 45]. Bei hohen Vergrößerungen mit einhergehender hoher NA lässt der geringe Arbeitsabstand durch die optischen Elemente zwischen Objektiv und Messobjekt diese Bauweise nur bedingt zu. Bei geringen Vergrößerungen von 1x bis 10x würde bei einem Mirau-Objektiv der Referenzspiegel zuviel Fläche einnehmen. Deshalb wird hier häufig das in Abb. 3.12 links oben skizzierte Michelson-Objektiv verwendet. In diesem Aufbau kommt es nicht zu Abschattungseffekten, da keine vollverspiegelte Fläche im Strahlengang liegt. Die niedrige NA bei diesen Vergrößerungen sorgt für einen großen Arbeitsabstand, sodass innerhalb des Arbeitsabstandes ein Strahlteilerwürfel untergebracht werden kann. Bei Vergrößerungen über 50x wird der Arbeitsabstand durch die große NA sehr klein. Um hochauflösende Systeme mit möglichst großer NA zu realisieren, eignet sich die Linnik-Bauweise, die in Abb. 3.12 rechts unten gezeigt ist. Diese Bauform stellt den gesamten Arbeitsabstand des Objektivs zur

Verfügung. Durch die komplexe Justage und die höheren Kosten aufgrund der zwei Mikroskopobjektive findet die Linnik-Bauweise nur selten Anwendung. In

Tabelle 3-1 sind die drei verschiedenen mikroskopisch genutzten Interferenz-Objektive gegenübergestellt.

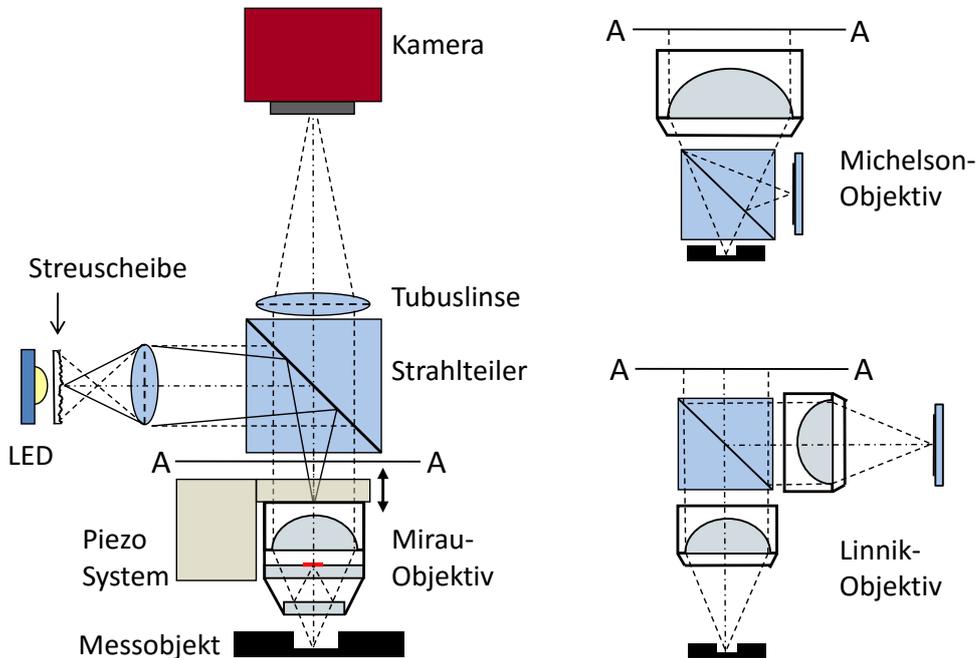


Abb. 3.12: Schematischer Aufbau eines Weißlichtinterferometers mit Mirau-, Michelson- und Linnik-Interferenz-Objektiv. Randstrahlen sind gestrichelt, die optische Achse (o. A.) mit Strichpunkt und die homogen inkohärente Beleuchtung durchgezogen eingezeichnet.

Tabelle 3-1: Gegenüberstellung der drei Bauarten von Interferenz-Objektiven, wobei die Zahlenwerte Erfahrungswerten entsprechen und abweichende Konfigurationen technisch möglich sind.

	Michelson-Interferenz-Objektiv	Mirau-Interferenz-Objektiv	Linnik-Interferenz-Objektiv
Vergrößerung	1x bis 10x	10x bis 50x (100x)	50x bis 200x
Numerische Apertur	< 0,3	0,3 bis 0,6	bis 0,95
Arbeitsabstand	durch Strahlteilerwürfel verkürzt	durch Spiegel und Strahlteilerplatte vor dem Objektiv halbiert	voll nutzbar
Eigenschaften	Optische Eigenschaften des Strahlteilerwürfels müssen kompensiert werden.	Abschattungseffekte des Referenzspiegels können sich auf die Messergebnisse auswirken.	Objektive müssen gleiche optische Eigenschaften aufweisen und sehr genau positioniert sein.

Die in einem Mirau-Objektiv vereinigten Mess- und Referenzstrahlen laufen durch den Strahlteiler. Die Tubuslinse erzeugt eine Abbildung des Messobjektes mit Interferenzstreifen. Abb. 3.13 zeigt ein mit einer CCD-Kamera aufgenommenes Interferenzstreifenbild für ein Stufennormal aus Silizium mit einer Stufenhöhe von $1\ \mu\text{m}$. Das Messobjekt ist leicht von rechts nach links zur Ebene des Referenzspiegels verkippt. Daher ist eine Interferenzerscheinung in einem einzelnen Bild zu sehen. Die Breite der Interferenzstreifen hängt direkt von der Stärke der Neigung des Messobjektes ab. Da sich die Interferenzstreifen auf dem oberen und unteren Höhenniveau der $1\ \mu\text{m}$ -Stufe noch überlappen, ist die Kohärenzlänge der LED größer als $1\ \mu\text{m}$. Die für den Tiefenscan notwendige Variation der optischen Wege zwischen Referenz- und Messarm wird überwiegend mittels Piezosystemen realisiert. Ein Piezosystem kann, wie in Abb. 3.12 gezeigt, das Interferenz-Objektiv bewegen oder auch das Messobjekt bzw. den Referenzspiegel.

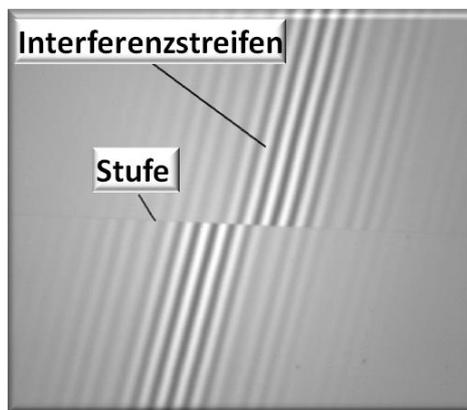


Abb. 3.13: Interferenzbild einer $1\ \mu\text{m}$ -Stufe in Silizium, aufgenommen mit einem Interferenzmikroskop mit 20x Mirau-Objektiv, beleuchtet mit einer LED mit $\lambda_0=600\ \text{nm}$.

3.3.3 WLI Signalauswertung

Die Korrelogramme, die sich bei Detektion mit einem Weißlichtinterferometer ergeben, lassen sich in zwei Schritten auswerten. In einem ersten Schritt wird das Maximum der Einhüllenden des Signals bestimmt. Hierbei gibt es zwei mögliche Ansätze, das Maximum zu finden. Die erste Möglichkeit, die in dieser Arbeit bei der Auswertung der Messergebnisse eingesetzt wird, ist die Bestimmung im Ortsraum [46]. Eine weitere Möglichkeit ist die Bestimmung im Frequenzraum, auf die in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird [37, 47, 48, 49, 50]. Untersuchungen haben gezeigt, dass beide Methoden zu sehr ähnlichen Ergebnissen führen [42]. Bei optisch kooperativen Oberflächen mit dementsprechend wenig verrauschten Signalen lässt sich zur Auflösungsverbesserung zusätzlich die Phase des Signals auswerten [46, 47, 48, 49]. Aufgrund der Auswertung des Maximums der Hüllkurve des Signals lassen sich mit einem Weißlichtinterferometer auch Höhenstufen im Messfeld korrekt messen [42, 46].

Abb. 3.14 zeigt in blau ein berechnetes WLI-Signal, wie es von einem Kamerapixel während eines Tiefenscans erfasst wird. Um die Höhenposition aus diesem Signal zu bestimmen, muss das Maximum der Einhüllenden gefunden werden. Die Einhüllende nimmt bei

einer Lichtquelle mit gaußförmiger Spektralverteilung die Form einer Gaußkurve an. Diese Einhüllende lässt sich über eine gleitende Mittelwertbildung oder eine Hilbert-Transformation des Signals bestimmen [51]. Die Genauigkeit des Algorithmus lässt sich durch einen least-square-fit im Bereich des Maximums erhöhen. Dazu kann entweder eine Parabel oder eine Gauß-Kurve eingepasst werden. Auf diese Weise lässt sich die Höhenposition bei stark modulierten und wenig verrauschten Signalen typischerweise mit einer Unsicherheit von weniger als 10 nm bestimmen.

Eine noch bessere Höhenauflösung lässt sich erreichen, wenn in einem zweiten Schritt eine Phasenauswertung durchgeführt wird. Hierzu wird, wie in Abb. 3.14 in schwarz dargestellt, ein synthetisches Referenzsignal mit der mittleren Wellenlänge λ_0 des WLI-Signals generiert. Die Phasenlage dieses Referenzsignals ist bekannt.

Die Phase ϕ_0 des WLI-Signals lässt sich über

$$\phi_0 = n_0 \cdot 2\pi + \Delta\phi \quad (3.31)$$

bestimmen. Der in der Auswertung der Hüllkurve ermittelte Maximalwert $z_{\text{hüll}}$ gibt über

$$n_0 = \text{round}\left(\frac{z_{\text{hüll}}}{\lambda/2}\right) \quad (3.32)$$

an, in welcher zur nächstliegenden ganzen Zahl gerundeten Periode n_0 des Referenzsignals sich der gesuchte Höhenwert befindet. Die Phasenverschiebung zwischen Referenzsignal und dem WLI-Signal ergibt die Phasendifferenz $\Delta\phi$. Aus ϕ_0 gemäß Gl. (3.31) lässt sich über

$$z_{\text{phase}} = \frac{\phi_0}{4\pi} \lambda_0 \quad (3.33)$$

der mit der Information aus der Phase korrigierte Höhenwert z_{phase} bestimmen.

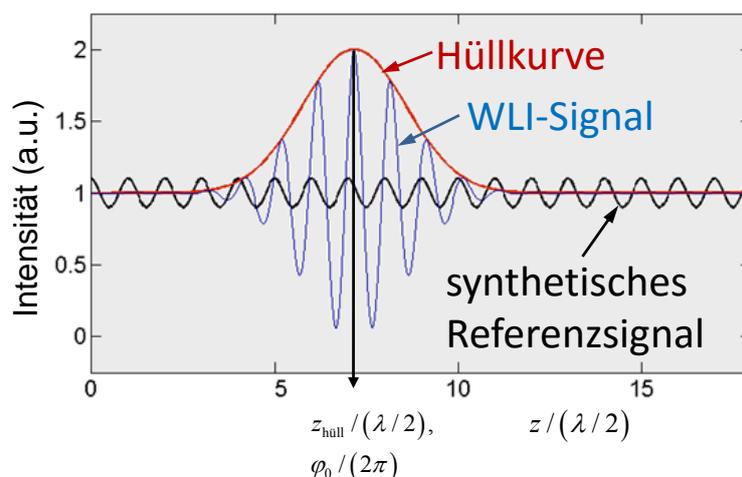


Abb. 3.14: Berechnetes WLI-Signal in blau mit Einhüllender in rot. In schwarz ist ein synthetisches Referenzsignal eingezeichnet, welches für die Phasenauswertung genutzt wird.

Die Lage der Hüllkurve ist weniger stabil gegen Umgebungseinflüsse wie Schwingungen. Neben den Umgebungseinflüssen wirkt sich auch die Mikrostruktur des Messobjektes auf die Qualität der WLI-Signale aus. Die Phasenlage reagiert deutlich weniger auf Schwingungen im Messsystem [43].

Abb. 3.15 zeigt die gemessenen Signalverläufe von zwei Pixeln, die bei einem Tiefenscan aufgenommen wurden. In Abb. 3.15 a) ist das Signal einer optisch glatten Oberfläche aufgetragen. Im vergrößerten Abschnitt unten ist eine Modulationstiefe von ca. 80 Graustufen zu erkennen. Dies stellt bei einer 8-Bit-Dynamik der verwendeten Kamera ein in der Praxis gut moduliertes Signal dar. Solche Signale werden auf optischen Oberflächen mit hoher Reflektivität erzielt. Abb. 3.15 b) zeigt ein Signal mit geringem Signal-Rausch-Abstand. Solche Signale werden typischerweise auf technischen Oberflächen, die optisch rau sind, generiert. In diesem Signal ist erst in der Vergrößerung überhaupt der auszuwertende Interferenzkontrast als Modulation erkennbar.

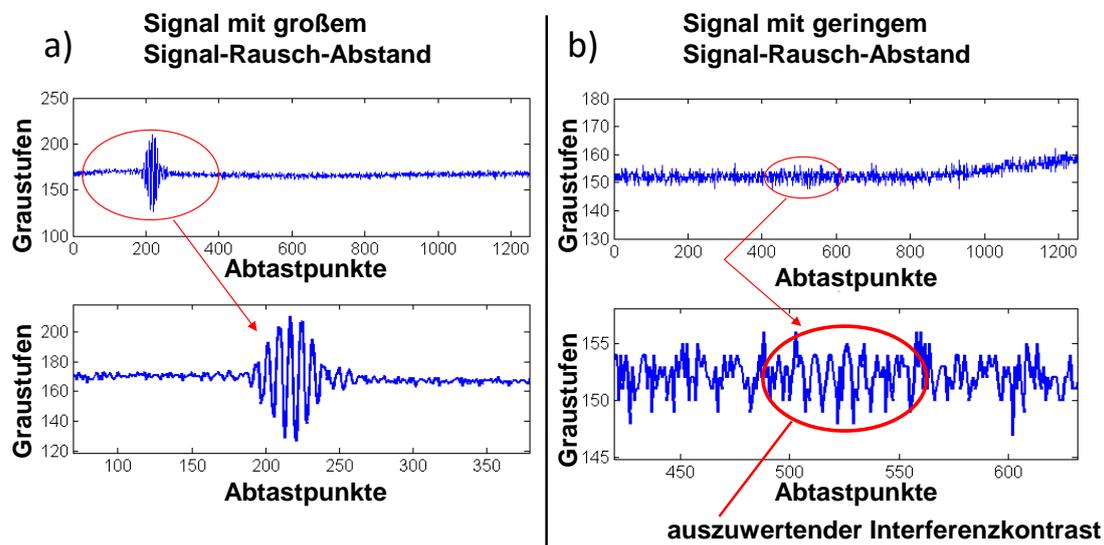


Abb. 3.15: In a) ist das WLI-Signal einer Messung auf einer optisch glatten Oberfläche gezeigt. Hier ist der Signal-Rausch-Abstand groß. b) zeigt das gemessene Signal auf einer technischen Oberfläche mit geringem Signal-Rausch-Abstand.

Abb. 3.16 zeigt die 3D-Topografie eines präzisionsgefrästen Aluminiumspiegels in 2D-Falschfarbendarstellung. Die Messung wurde mit einem 10x Mirau-Objektiv bei einer mittleren Wellenlänge von 600 nm durchgeführt. In dem Ergebnis der Phasenauswertung a) auf der linken Seite lassen sich deutlich die diagonalen Frässtrukturen erkennen. Zusätzlich sind die Korngrenzen im Material sichtbar. Aus den gleichen Messdaten ermittelt zeigt Abb. 3.16 b) das Messergebnis, bei dem ausschließlich der Hüllkurvenalgorithmus verwendet wird. Deutlich ist eine senkrechte Welligkeit im Messergebnis zu erkennen. Diese als Pseudowelligkeit bekannten Streifen liegen parallel zu den im Kamerabild sichtbaren Interferenzstreifen und weisen die doppelte Frequenz auf [52]. Dieser Effekt, dessen Ursache Umgebungsschwingungen sind, lässt sich zwar mit einigem Aufwand deutlich minimieren aber nicht eliminieren [53, 54].

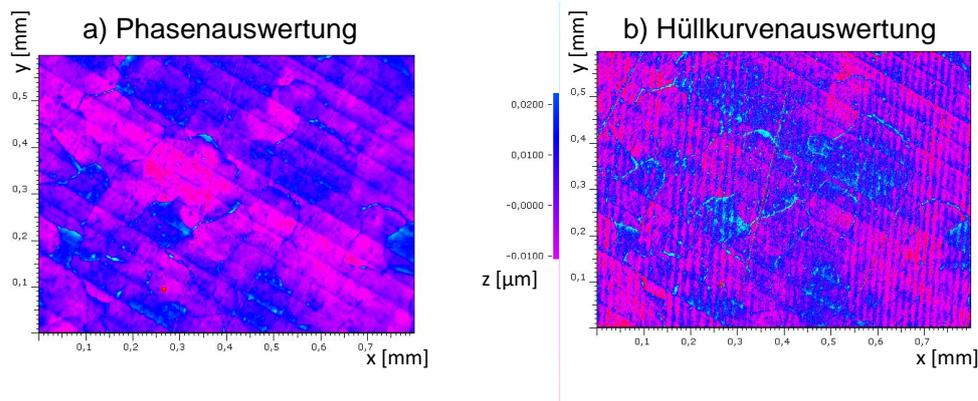


Abb. 3.16: Topografie eines diamantgefrästen Spiegels mit einem 20x Mirau-Objektiv bei einer Wellenlänge von 600 nm in Falschfarbendarstellung. a) zeigt das Ergebnis der Auswertung unter Berücksichtigung der Phase. In b) ist das Ergebnis der Auswertung des Hüllkurvenmaximums dargestellt.

3.3.4 Übertragungsverhalten in der WLI

Im Messprozess mit einem Weißlichtinterferometer wird das ortsabhängige Höhenprofil $z(x, y)$ in die Messgröße $z'(x, y)$ überführt. Die Verknüpfung von $z(x, y)$ und $z'(x, y)$ ist von der Kennlinie des Messgerätes abhängig. Ist diese Kennlinie linear, so ist das Übertragungsverhalten des Messgerätes linear.

Messobjekte in der WLI zur Oberflächenmessung können einheitliche Reflexionskoeffizienten besitzen, jedoch eine Höhenmodulation aufweisen. Bei Objekten mit einheitlichen Reflexionskoeffizienten ist die Amplitude einer reflektierten Welle über die Wellenfront konstant, die Oberfläche prägt jedoch der einfallenden Wellenfront ein Phasenprofil auf. Die Auswertung dieser modulierten Wellenfront wird wie in 3.3.3 beschrieben. Ein so reflektierendes Phasenobjekt kann über seine Reflexionsfunktion beschrieben werden:

$$\psi(x, y) = \exp\{j\varphi(x, y)\} = \exp\{j2k_z z(x, y)\}, \quad (3.34)$$

mit $k_z = k \cos \theta \approx 2\pi/\lambda_{\text{eff}}$, $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_0/\cos \theta$ und der Phasenfunktion $\varphi(x, y)$ [26, 74]. λ_{eff} entspricht hierbei der effektiven Wellenlänge bei dem entsprechenden Einfallswinkel θ . Für die Apertur ergibt sich eine gemittelte effektive Wellenlänge aus allen Einfallswinkeln. Hierauf wird in Abschnitt 3.3.5.3 näher eingegangen.

Für die Betrachtung des Übertragungsverhaltens in der WLI lassen sich laterale und Höhengauflösung nicht getrennt voneinander betrachten, da ein Phasenobjekt nur dann als aufgelöst gelten kann, wenn sowohl Amplitude als auch Periode des Messobjektes aufgelöst werden. Das laterale Auflösungsvermögen in der WLI ist in der Literatur weniger häufig untersucht worden als die erreichbare Höhengauflösung. Für optische Profilmessgeräte, die auf mikroskopischer Abbildung basieren, wird generell angenommen, dass die

laterale Auflösung der optischen Auflösung entspricht [55, 56]. Für die laterale Auflösung von 3D-Objekten fehlt bislang jedoch eine allgemein akzeptierte Definition. Abb. 3.17 veranschaulicht den grundsätzlichen Unterschied zwischen mikroskopischer Abbildung und Topografie-Messung. Abb. 3.17 a) zeigt ein periodisch moduliertes Amplitudenobjekt. Die blaue und grüne Kurve stellen den Schnitt durch die PSFs (point spread function) der mittleren weißen Bereiche dar. Unter Einhaltung des Nyquist-Shannon-Abtasttheorems ergibt sich hierbei nach dem in Abschnitt 2.5 eingeführten Rayleigh-Kriterium ein minimal auflösbarer Linienabstand von

$$A_{2D} = \Delta x = 0,61 \frac{\lambda}{NA}. \quad (3.35)$$

Um die Amplitude eines in der Höhe modulierten Phasenobjektes wie in Abb. 3.17 b) zu messen, muss mindestens ein Abtastpunkt auf jedem Höhengiveau vorhanden sein. Bei diesen Voraussetzungen ergibt sich eine doppelt so große minimale Strukturperiode von

$$A_{3D} = 2\Delta x = 1,22 \frac{\lambda}{NA}. \quad (3.36)$$

Hierdurch ergibt sich die Notwendigkeit für die Höhengauflösung von Phasenobjekten, ein System mit halb so großer Auflösung zu verwenden.

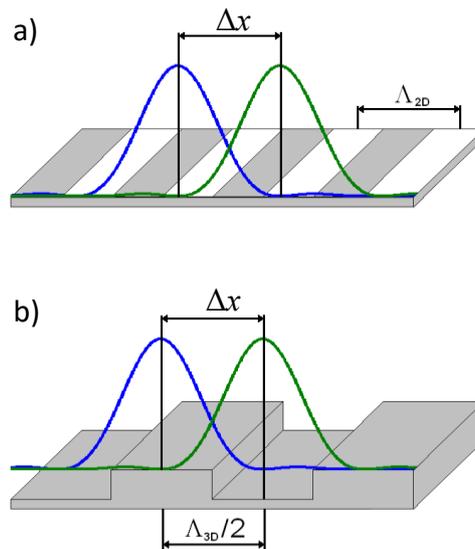


Abb. 3.17: a) Die grüne und blaue Kurve zeigen den Schnitt durch die PSFs zweier Punkte auf einem intensitätsmodulierten Objekt, wobei Δx der lateralen Auflösung unter Verwendung des Rayleigh-Kriteriums entspricht, in b) sind die jeweiligen Intensitätsverteilungen bei einem höhenmodulierten Objekt gezeigt.

Bei den meisten Ansätzen wird das Übertragungsverhalten als linear angenommen. De Groot et al. [57] haben die Instrumenten-Transfer-Funktion (ITF - instrument transfer function) eingeführt. Die ITF entspricht der MTF in der 3D-Situation für Höhen sehr viel kleiner $\lambda/4$. Wie in Gl. (3.15) gezeigt lässt sich die Interferenzintensität wie folgt darstellen:

$$I(z) = \underbrace{I_1 + I_2}_{=I_{DC}} + \underbrace{2\sqrt{I_1 I_2}}_{=I_{AC}} \cos(2k_z(z - z_0) + \varphi_0), \quad (3.37)$$

mit $\varphi_0 = 0$ und $-2k_z z_0 = -90^\circ$ folgt:

$$I(z) = I_{DC} + I_{AC} \sin(2k_z z), \quad (3.38)$$

mit $2k_z z = \frac{4\pi}{\lambda} z \ll 2\pi$ woraus folgt $z \ll \frac{\lambda}{2}$ gilt:

$$I(z) = I_{DC} + I_{AC} 2k_z z. \quad (3.39)$$

Umgestellt nach z unter Berücksichtigung der geringen Höhe ergibt sich

$$z = \frac{I - I_{DC}}{I_{AC} 2k_z}, \quad (3.40)$$

was einen linearen Zusammenhang zwischen Höhe und Intensität beschreibt. Für die von de Groot gemessenen Höhenstufen von 40 nm verhält sich die ITF annähernd wie die aus der linearen Abbildungstheorie bekannte MTF. Die ISO/DIS 25178-604 nutzt diese ITF, um die laterale Auflösung in der WLI zu beschreiben. Die lineare Beschreibung des Systems resultiert hierbei in einem lateralen Auflösungsvermögen ähnlich dem optischen Auflösungsvermögen nach dem Rayleigh-Kriterium [60].

Zu ähnlichen Ergebnissen kommen Dörbrand et. al. [58] für kohärent beleuchtete Interferometer mit einer Höhen-Transfer-Funktion (HTF – height transfer function) bei Messungen von 100 nm Stufen.

Die VDI/VDE-Richtlinie 2655 Blatt 1.1 [59], die sich unter anderem mit der Kalibrierung von Interferenzmikroskopen beschäftigt, verwendet für die laterale Auflösung die kurze Grenzwellenlänge, wie sie aus der taktilen Messtechnik bekannt ist. Voraussetzung für diesen Ansatz ist eine Abnahme der gemessenen Höhe in der Topografie bei zunehmender Ortsfrequenz des gemessenen Gitters. Abb. 3.18 zeigt einen simulierten Profilschnitt eines Rechteckprofils mit einer konstanten Höhe von 100 nm. Auf der linken Seite beträgt die Periodenlänge 4 μm und rechts 12 μm . Die Simulation ist bei einer NA von 0,14 und einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm erstellt worden. In Abb. 3.18 oben ist das Ausgangsprofil gezeigt und darunter das simulierte Ergebnis der Hüllkurvenauswertung. Bei $\Lambda = 12 \mu\text{m}$ erreicht das Ergebnis der Phasenauswertung die volle Amplitude. Die Kanten sind leicht abgerundet. Bei $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ ist ein deutlicher Abfall der Amplitude zu erkennen.

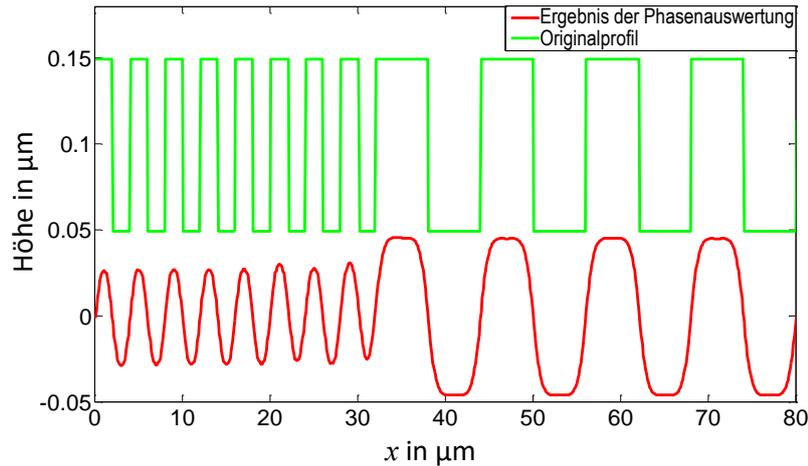


Abb. 3.18: Simuliertes Rechteckprofil (oben) mit einer Höhe von 100 nm mit links 4 μm und rechts 12 μm Höhe und mittels Phasenauswertung ermittelten Profilschnittes (unten) mit geringerer Amplitude bei der höheren Ortsfrequenz.

Fällt die gemessene Höhe unter 50 % der vollen Strukturhöhe, wird die kurze Grenzwellenlänge unterschritten und die Struktur gilt als nicht mehr aufgelöst. Nach dieser Richtlinie ist die lateral noch auflösbare Wellenlänge bei einer gemessenen Strukturhöhe von 50 % typischerweise 2-mal bis 3-mal größer als die aperturbedingte Auflösung beim Rayleigh-Kriterium. Die volle Strukturhöhe wird erst bei der 4-fachen bis 6-fachen Ortsfrequenz gemessen.

Xie et al. [62] haben die laterale Auflösung und das Übertragungsverhalten in der WLI auf Grundlage des beschriebenen theoretischen Ansatzes untersucht. Hierzu sind die beim Tiefenscan ohne Beugung entstehenden Intensitätsverteilungen, wie in Abb. 3.19 a) zu sehen, simuliert worden. Diese idealen Intensitätsverteilungen werden unter Berücksichtigung der Beugung des optischen Systems mit der PSF gefaltet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.19 b) gezeigt. Anschließend werden die auf diese Weise gewonnenen Daten mit der Hüllkurven- und Phasenauswertung aus Abschnitt 3.3.3 ausgewertet.

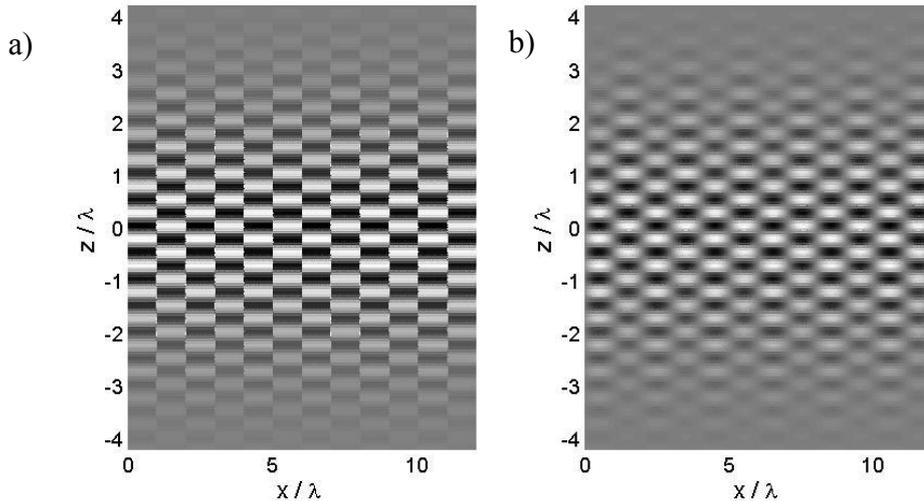


Abb. 3.19: Simulierte Intensitätsverläufe für ein höhenmoduliertes Rechteckgitter mit einer Höhe von $\lambda/4$ und einer Periode $\Lambda = 2\lambda$, bei der Grauwertdarstellung stehen dunkle Bereiche für niedrige und helle Bereiche für hohe Intensität, a) simulierte Intensität ohne Beugung und b) simulierte Intensität in der Bildebene unter Berücksichtigung der Beugung [62].

Aus der Simulation lässt sich die ITF für die WLI bestimmen. Abb. 3.20 a) stellt die simulierten Werte, die mittels der Hüllkurvenauswertung bestimmt wurden, dar. Das Messobjekt ist eine in der Höhe modulierte periodische Rechteckstruktur. Die Strukturbreite entspricht der Rayleigh-Auflösung gemäß Abschnitt 2.5. Die Simulation wird für unterschiedliche Höhen der Struktur durchgeführt. Entlang der x -Achse ändert sich die Höhe z_0 der Struktur. Bei einem Verhältnis von 0,25 und 0,75 der Strukturhöhe zur mittleren Wellenlänge des verwendeten Lichtes ergeben sich durch die Überlagerung der Signale der unterschiedlichen Höhenniveaus starke Überschwinger an den Kanten. Diese Überschwinger führen zu deutlich zu hohen Werten.

Ähnlich, wenn auch weniger ausgeprägt, verhält sich die Profilhöhe bei der Phasenauswertung in Abb. 3.20 b).

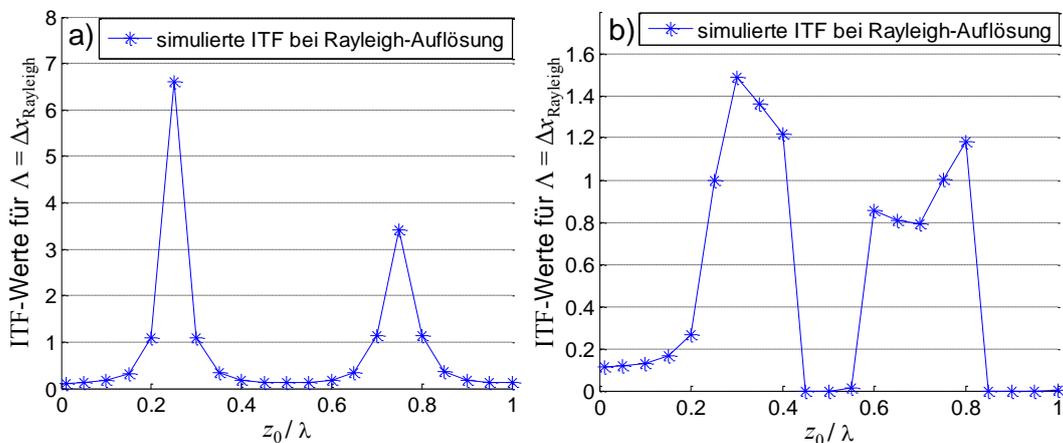


Abb. 3.20: Aus Simulationsdaten berechnete ITF bei Rayleigh-Auflösung. a) mit Hüllkurvenauswertung und b) mit Phasenauswertung ermittelt [62].

Die ITF ist eine Funktion der Ortsfrequenz, aus Abb. 3.20 lässt sich eine zusätzliche Abhängigkeit der ITF von der Höhe des gemessenen Profils erkennen.

Obwohl das Modell von Xie et al. [62] nur die Beugung im optischen System berücksichtigt, stimmen die Ergebnisse gut mit den Messergebnissen dieser Arbeit überein. Es wird erkennbar, dass sich die ITF der WLI bei nicht zu vernachlässigenden Strukturhöhen stark nichtlinear verhält.

3.3.5 Effekte in der WLI

Die Messung der Topografie mit kommerziellen Weißlichtinterferometern wird bei bestimmten Formen von Messobjekten durch systematische Effekte gestört. F. Gao et al. [64] zeigen, dass insbesondere bei Messung von Sprungstellen mit geringer Höhe sowie bei Messung von geneigten Oberflächen die kommerziell verfügbaren Weißlichtinterferometer systematische Messfehler zeigen. Die gleichen Effekte treten auf rauen Oberflächen auf und führen zu überhöhten Rauheitswerten. Auf geeigneten Messnormalen, z. B. Rechteckstrukturen und Sinusnormalen, lassen sich die Einflüsse gut getrennt voneinander untersuchen. In diesem Abschnitt werden die für die Messung von strukturierten Objekten entscheidenden Effekte beschrieben. Es gibt verschiedene Ansätze, die Auswirkungen auf das Messergebnis durch entsprechende Algorithmen und experimentelle Maßnahmen zu kompensieren. Auf die jeweiligen Möglichkeiten der Kompensation und die Grenzen der nachträglichen Korrektur wird ebenfalls eingegangen.

3.3.5.1 Batwing-Effekt

Der Name dieses Effektes ist geprägt durch die Ähnlichkeit der Messabweichungen mit der Flügelform von Microchiroptera. An Sprungstellen im Messobjekt, deren Höhe kleiner ist als die Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle, treten in der Auswertung der Hüllkurve des Interferenzsignals Überschwinger auf [65]. Abb. 3.21 zeigt den Profilschnitt einer WLI-Messung an einer Rechteckstruktur, deren Höhe mit 193 nm deutlich kleiner ist als die Kohärenzlänge des verwendeten Lichtes. Die systematischen Messfehler an den Sprungstellen im Profil sind direkt an der Kante über 100 nm hoch und haben eine horizontale Ausdehnung von bis zu 10 Pixeln. Bei einer Pixelbreite von 4,65 μm und einer 100x Vergrößerung entspricht dies einer Breite von über 400 nm.

Dieser Effekt wird schon im Jahr 2000 von Harasaki et al. [65] beschrieben. Sie nutzen ein Modell, bei dem die Beugung an den Kanten in einem Abstand zum Messobjekt betrachtet wird, der unter einer Wellenlänge des verwendeten Lichtes liegt. Das Objektiv integriert entsprechend seiner Vergrößerung und NA das einfallende Licht eines lateralen Bereiches. Liegt die Sprungstelle in diesem Bereich, kommt es zu einer Mischung der Interferenzen der beiden Höhenniveaus auf den entsprechenden Pixeln. Hierdurch verändert sich die Form der Einhüllenden des Interferenzsignals, was zu einer Verschiebung des Maximums führt. Diese Verschiebung ist der Grund für die falsche Höhenposition im Messergebnis. Die Betrachtung der Einhüllenden zeigt, wie es zu den systematischen Messfehlern kommt. In Abb. 3.22 sind die Signale und die zugehörigen Einhüllenden von

jeweils einem Signal auf einem der Plateaus und auf der Kante von Messungen aus Abb. 3.21 abgebildet. Die zu dem Batwing führende Verformung der Einhüllenden des Signals ist in dem Signal über der Kante auf der rechten Seite gut zu erkennen. Die Einhüllende zeigt in diesem Fall sehr deutlich ausgeprägt das Auftreten von zwei Maxima. Die Position dieser Maxima liegt in z -Richtung über- und unterhalb der korrekten Höhenposition des Messobjektes. In rot ist die an das Maximum der Einhüllenden gefittete Gauß-Funktion dargestellt. Die Algorithmen zur Auswertung finden eines der Maxima und geben dieses als Messwert der Höhe aus. Auf diese Weise kommt es an der Sprungstelle zu den Messwertabweichungen in z -Richtung.

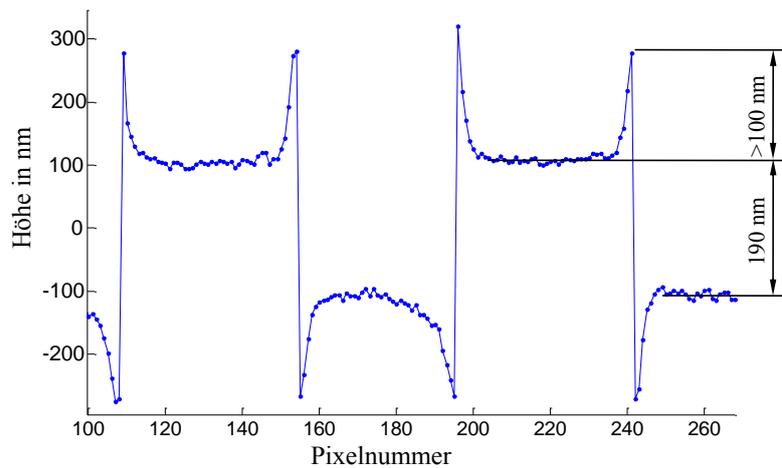


Abb. 3.21: Profilschnitt einer WLI-Messung eines Rechtecknormals mit einer Periode von $4\ \mu\text{m}$ und einer Höhe von $193\ \text{nm}$, gemessen mit einem $100\times$ Objektiv mit einer NA von $0,9$, einer mittleren Wellenlänge von $600\ \text{nm}$ und einer Pixelbreite von $4,64\ \mu\text{m}$; die gemessenen Batwings an den Kanten sind höher als $100\ \text{nm}$.

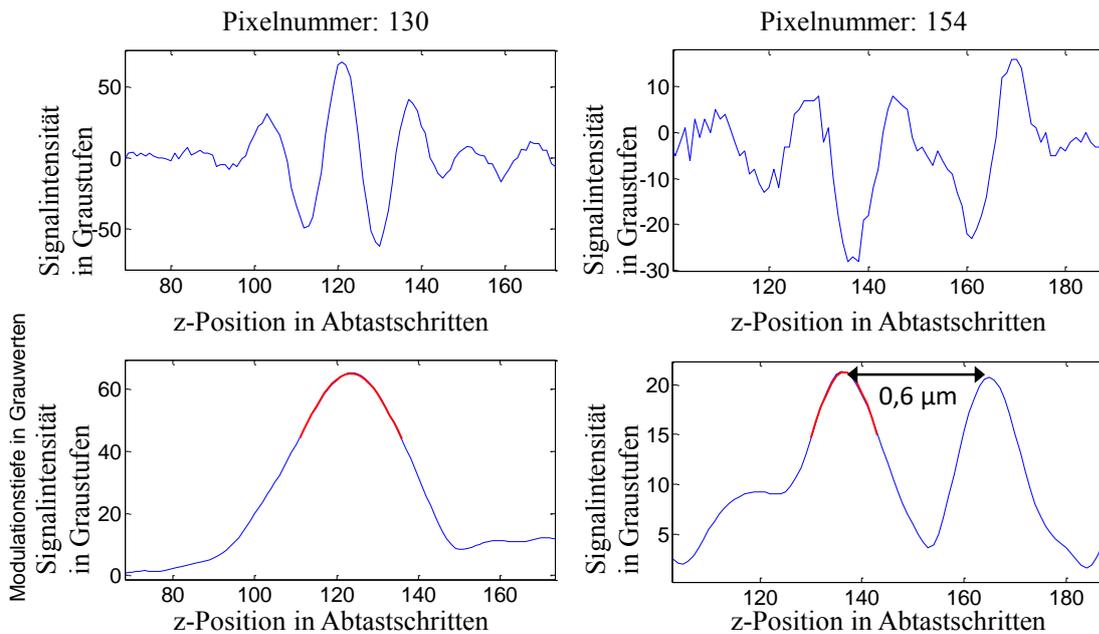


Abb. 3.22: Signale und zugehörige Einhüllende der Messung aus Abb. 3.21, links das Signal auf dem Plateau bei Pixelnummer 130 und rechts an der Kante bei Pixelnummer 154, wobei die Einhüllende auf dem Plateau in guter Näherung einer Gauß-Funktion entspricht, an der Kante jedoch stark deformiert ist, so dass sie zwei Maxima zeigt.

Eine sehr anschauliche Simulation dieses Effektes liefern Lehmann et al. [61, 63], bei denen die Hüllkurvenauswertung auf simulierte WLI-Signale angewendet wird. Hierbei wird das Übertragungsverhalten des optischen Systems in Form der Beugung berücksichtigt. Abb. 3.23 zeigt in beiden Diagrammen solche simulierte Signale. Das Signal 2 ist jeweils entlang der z -Achse verschoben. Die Verschiebung beträgt in Abb. 3.23 a) $\lambda/4$ entsprechend einer Phasenverschiebung von 180° . In Abb. 3.23 b) entspricht die Verschiebung $\lambda/2$, was einer 360° Phasenverschiebung entspricht. Zusätzlich als fette Kurve ist der arithmetische Mittelwert der beiden Signale eingezeichnet. Die Mittelung kann prinzipiell als Konsequenz der Beugungsbegrenzung verstanden werden und fließt als Faltung mit der PSF ein. Der Mittelwert in a) zeigt die schon aus Abb. 3.22 bekannten zwei in unterschiedliche Richtung verschobenen Signalanteile. Wird der Höhenunterschied wie in b) bis auf $\lambda/2$ erhöht, so addieren sich die Signalintensitäten zu einer mittleren Einhüllenden, was zu einem Ergebnis ohne Batwing-Effekt führt.

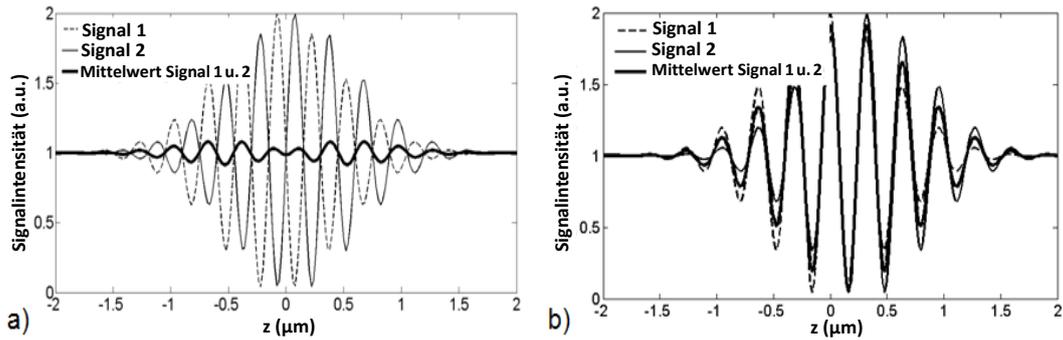


Abb. 3.23: Zueinander verschobene WLI-Signale für zwei unterschiedliche Höhenniveaus und der jeweilige Mittelwert bei vorausgesetzten Höhenunterschieden von a) $\lambda/4$ und b) $\lambda/2$ [61].

Die aus den simulierten WLI-Signalen gewonnenen Profile sind in Abb. 3.24 gezeigt. Bei einer Strukturhöhe von $\Delta h = \lambda/2$, wie in Abb. 3.24 a) und b), lässt sich eine Verrundung der Kanten erkennen. Beträgt die Periodenlänge $\lambda = 5\lambda$ erreicht das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung die volle Strukturhöhe. Bei einer Periodenlänge nahe der optischen Auflösungsgrenze von $\lambda = 1,2\lambda$ nimmt die ermittelte Strukturhöhe deutlich ab. Dieses Simulationsergebnis entspricht dem linearen Ansatz aus der VDI/VDE-Richtlinie 2655 Blatt 1.1.

Wird die Strukturhöhe auf $\Delta h = \lambda/4$ geändert, was der Höhendifferenz aus Abb. 3.23 a) entspricht, ergibt sich ein starker Batwing-Effekt. Bei einer Periodenlänge von $\lambda = 5\lambda$ lässt sich abseits der Kanten jedoch die korrekte Strukturhöhe detektieren. Nahe der optischen Auflösungsgrenze laufen die Überschwinger der Kanten benachbarter Niveaus ineinander über und das Ergebnis liefert an allen Punkten überzeichnete Messergebnisse. Eine ähnliche Überzeichnung kann in der Praxis auch bei rauen Strukturen festgestellt werden.

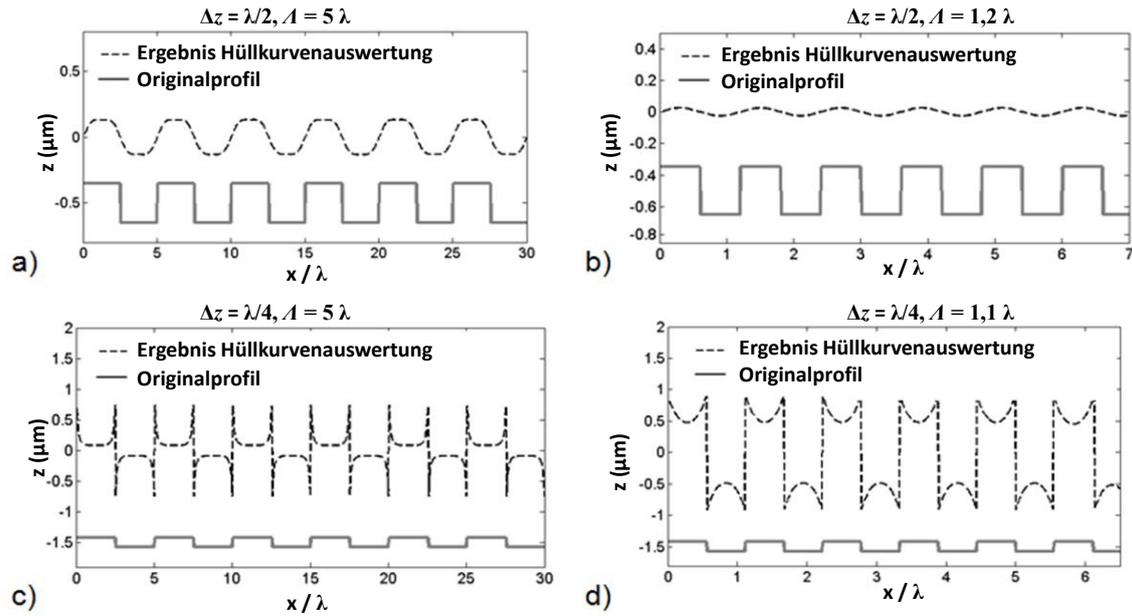


Abb. 3.24: Ergebnisse der Auswertung der simulierten WLI-Signale mittels Hüllkurvenauswertung unter Berücksichtigung der Mittelung im optischen System für a), b) bei $\Delta\varphi=2\pi$ und c), d) $\Delta\varphi=\pi$ und einer Periodenlänge bei a), c) $A=5\lambda$, b) $A=1,2\lambda$ und d) $A=1,1\lambda$ [61].

Der Ansatz von Lehmann et al. [61] ist in der Höhenausdehnung nicht begrenzt und zeigt auch in den Ergebnissen mit der Berücksichtigung der Phaseninformation einen Kanten­effekt. Hierbei wird das Messobjekt als Phasenobjekt behandelt und Beugung als einziger limitierender Faktor berücksichtigt, der eine perfekte Rekonstruktion der gemessenen Oberfläche verhindert.

Ein Phasenobjekt wie aus Abb. 3.17 b) mit einem konstanten komplexen Brechungsindex hat eine einheitliche Reflektivität bei variierender Höhe. Eine von einem solchen Objekt reflektierte Wellenfront hat eine konstante Amplitude, aber eine von der Oberfläche modulierte Phase. Ein Weißlichtinterferometer misst, wie beschrieben, die Modulation der Wellenfront und rekonstruiert hieraus das Profil des Messobjektes. Die am Sensor gemessene Wellenfront ist jedoch durch Beugungseffekte beeinflusst.

Wie in Gl. (3.34) gezeigt kann ein Phasenobjekt durch seine Reflexionsfunktion beschrieben werden. Wegen der beugungsbedingten Auflösungsgrenze können nur die niederfrequenten Anteile von $\psi(x,y)$, die kleiner als NA/λ sind, ein optisches System passieren.

Die Höhenamplitude z_0 des Messobjektes und $\text{rect}(2\pi x / A)$ beschreibt eine achssymmetrische und periodische Funktion mit gleichbleibender Amplitude. Dies führt zu einer Spitze-Tal-Amplitude von $2z_0$. Zur Vereinfachung berücksichtigen Lehmann et al. [61] in ihrer Beschreibung eine eindimensionale Rechteckstruktur.

Wird vorausgesetzt, dass nur die 1. Beugungsordnung das optische System passiert, kann die Phasenfunktion aus Gl. (3.34) geschrieben werden als:

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= 2k_z z(x) \approx \arctan\{4 \tan(2k_z z_0) \cos(2\pi x / A) / \pi\} \\ &= \text{rect}(2\pi x / A) \arctan\{4 \tan(2k_z z_0) | \cos(2\pi x / A) | / \pi\}.\end{aligned}\quad (3.41)$$

Die Phasen- und Höhenfunktion geben entsprechend der Näherung in Gl. (3.41) die gemessenen Profile wieder, die bei der Phasenauswertung gewonnen werden. Somit ist die Genauigkeit, mit der die Oberflächenfunktion $z(x)$ bestimmt werden kann, stark von der normierten Amplitude $2k_z z_0$ abhängig.

Je mehr die Periodenlänge der Rechteckstruktur die laterale Auflösung überschreitet, umso mehr Fourierkoeffizienten können das optische System passieren, was auch bei Amplituden, die von $2k_z z_0$ abweichen, zu besseren Ergebnissen führt.

Werden mit diesem Modell die Ergebnisse der Phasenauswertung berechnet, so ergeben sich wie bei der Simulation von Xie et al. [62] auch hier Überschwinger an den Kanten. Abb. 3.25 zeigt Ergebnisse der mittels Phaseninformation rekonstruierten Rechteckgitter und die zugehörigen spektralen Leistungsdichten. In a) ist der Fall für die normierte Amplitude $2k_z z_0$ von $\pi/2$ gezeigt. Wird wie in Gl. (3.41) nur eine Fourierkomponente entsprechend (B) genutzt, lässt sich das Profil korrekt rekonstruieren. Auch wenn, wie in Abb. 3.25 b) gezeigt, höhere Fourierkomponenten mit berücksichtigt werden, ändert sich das Profil (C) nicht.

Bei einer normierten Amplitude von $2\pi/3$ ist das Übertragungsverhalten, wie in Abb. 3.25 c) gezeigt, ein anderes. Hier hängt die Genauigkeit der Rekonstruktion stark von der Anzahl der verwendeten Fourierkomponenten ab.

Das Profil (B) in Abb. 3.25 c) ist auch ausschließlich mit der ersten Fourierkomponente bestimmt. In dem sich ergebenden Profil lässt sich noch das Ausgangsprofil (A) erkennen. Die Abweichungen in Form von Batwings sind allerdings deutlich sichtbar. Werden wie im Profil (C) die Fourierkomponenten bis zur dritten Ordnung berücksichtigt, reduziert sich die Abweichung und das Profil nähert sich dem Ausgangsprofil (A) an. Übertragen auf ein optisches System mit einer festen NA bedeutet dieses Ergebnis bei zunehmender Periodenlänge eine genauere Erfassung der Struktur. Um die Grenzen der lateralen Auflösung in der WLI experimentell zu untersuchen, sind aus diesem Grund Systeme mit hoher NA von Vorteil.

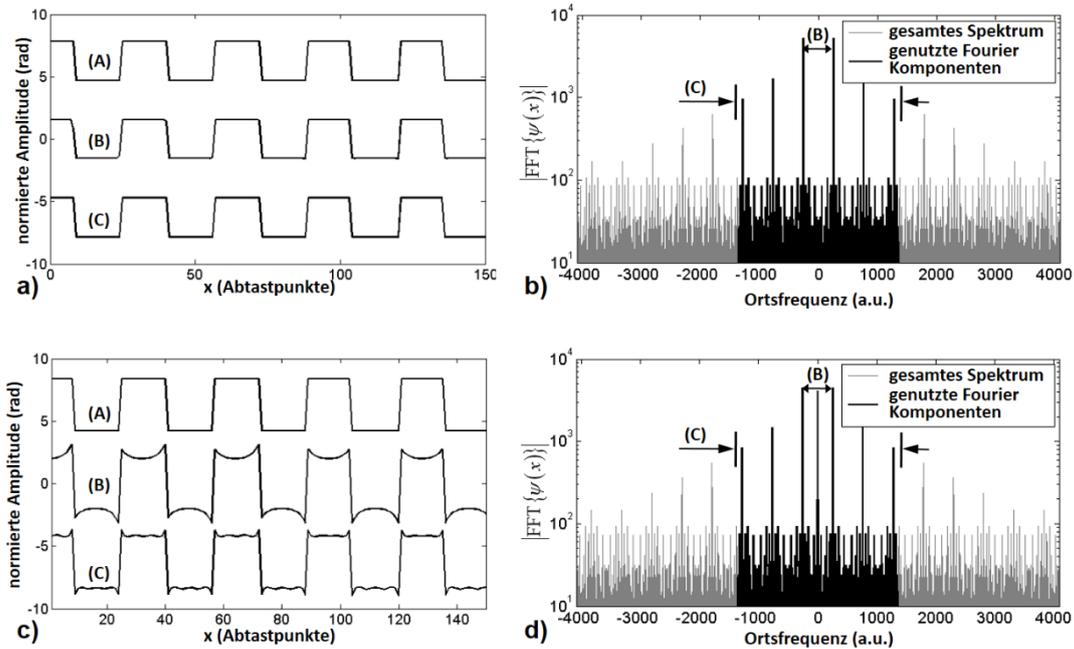


Abb. 3.25: Normierte Amplituden von rechteckigen Phasenobjekten mit a) $2k_z h_0 = \pi/2$ und c) $2k_z h_0 = 2\pi/3$, wobei die Ausgangsprofile mit (A) gekennzeichnet sind, die Profile, bei denen ausschließlich die erste Beugungsordnung berücksichtigt wurde, mit (B), für die Profile (C) sind die Fourierkomponenten bis zur dritten Ordnung berücksichtigt und b) und d) zeigen die zugehörigen spektralen Verteilungen [61].

Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wird für eine hohe Genauigkeit bei der Höhenaufklärung eine zweistufige Auswertung benötigt, die neben der Einhüllenden des Interferenzsignals auch die Phaseninformation berücksichtigt. Kommt es durch den Batwing-Effekt zu einer Abweichung im Ergebnis der Einhüllenden, so kann dies zur Detektion der falschen Streifenordnung des Interferenzsignals führen. Die falsche Zuordnung der Streifenordnung führt im Messergebnis zu einem auf dem Messobjekt eigentlich nicht vorhandenen Höhensprung von $\lambda/2$ oder einem ganzzahligen Vielfachen. In der englischsprachigen Literatur wird aus diesem Grund von „ghost steps“ gesprochen [50].

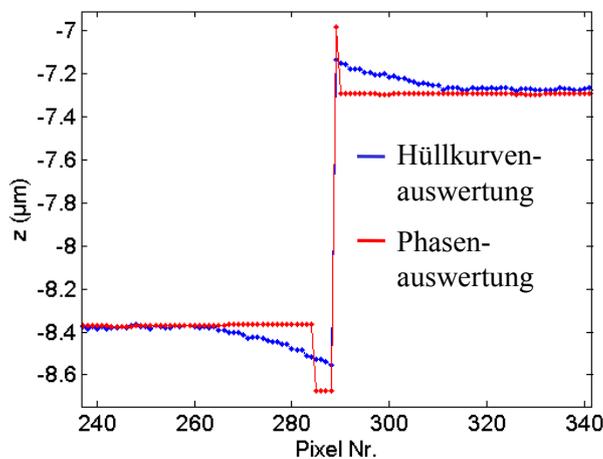


Abb. 3.26: Profilschnitte einer $1 \mu\text{m}$ Stufe. In blau ist das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung, in rot das Ergebnis der Phasenauswertung mit $\lambda/2$ Phasensprüngen dargestellt.

3.3.5.2 Dispersionseffekte an geneigten und gekrümmten Mikrostrukturen

Die Empfindlichkeit gegenüber Dispersion ist in der WLI wesentlich größer als bei abbildenden Mikroskopen. Insbesondere die chromatische Queraberration ist verantwortlich für systematische Messfehler an geneigten und gekrümmten Mikrostrukturen. Dispersion führt zu einer Verformung der Einhüllenden der Signale, wobei die Phasengeschwindigkeit nahezu konstant bleibt. Die Intensität zweier interferierender Wellen, wie in Gl. (3.15) in der bekannten Formel für die Zweistrahlinterferenz beschrieben, lässt sich auch mit

$$I(z - z_0) = I_1 + I_2 + \Delta I(z - z_0) \quad (3.42)$$

beschreiben. Der Interferenzterm $\Delta I(z - z_0)$ kann als

$$\Delta I(z - z_0) = I_{AC} \int_{-\infty}^{+\infty} s(k) \cos(2k(z - z_0) + \varphi_0) dk \quad (3.43)$$

geschrieben werden (siehe Abschnitt 3.3.1) [67]. Kommt es im System zu Dispersion, so muss dem Argument der Kosinusfunktion der Faktor $2k[n(k) - n_1]\Delta z$ hinzugefügt werden, wobei $n(k)$ die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge darstellt. Es ergibt sich:

$$\Delta I(z - z_0) = I_{AC} \int_{-\infty}^{+\infty} s(k) \cos(2k(z - z_0) + 2k[n(k) - n_1]\Delta z + \varphi_0) dk \quad (3.44)$$

mit dem Brechungsindex von Luft n_1 und der unkorrigierten geometrischen Weglängendifferenz Δz [66]. Für $n(k) = n_1$ bzw. $\Delta z = 0$ verschwindet der Einfluss der Dispersion. In Abb. 3.27 sind simulierte Korrelogramme mit und ohne Dispersion dargestellt. Es ist eine deutliche Verschiebung des Korrelogramms in z -Richtung zu erkennen. Zusätzlich nimmt die Modulationstiefe durch die Dispersion ab und es kommt zu einer Verschiebung des Schwerpunktes. Die Breite des Korrelogramms bleibt nahezu identisch.

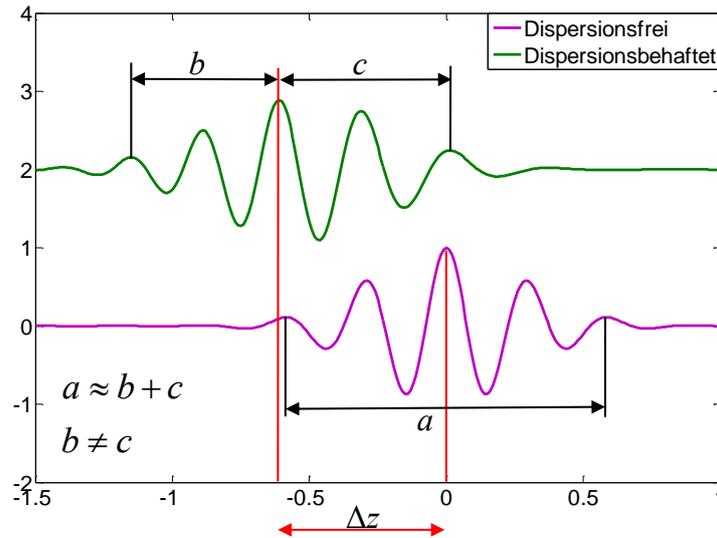


Abb. 3.27: Simulierte Korrelogramme: Dispersionsfrei (unten) mit einem für bessere Sichtbarkeit hinzugefügtem Intensitätsoffset von 2 und dispersionsbehaftet (oben).

Die Änderung der Gruppengeschwindigkeit beeinflusst die Position des Hüllkurvenmaximums [47, 48, 68]. In der Praxis sind die gleichen Phänomene zu beobachten. Durch den Einfluss der Dispersion wird die Einhüllende deformiert, der Kontrast nimmt ab, und es entsteht eine Verschiebung zwischen der Phasenlage und der Position des Maximums der Einhüllenden des Signals. Dies kann zu Phasensprüngen im Messergebnis führen, wenn der Einfluss ortsabhängig in der xy -Ebene variiert. In Abb. 3.28 sind in a) und d) die Ergebnisse der Hüllkurven und Phasenauswertung von zwei Messungen eines Linnik-Interferometers auf einem Metallspiegel abgebildet. In a) sind die Ergebnisse bei bestmöglicher Ausrichtung des Interferometers gezeigt. Der Intensitätsverlauf eines Pixels während des Tiefenscans ist in b) dargestellt. Die aus diesem Signalverlauf ermittelte Einhüllende des Signals ist in c) zu sehen. Der zweite Anstieg im Signal beim Abtastwert 150 ist mit der spektralen Verteilung der Beleuchtung (eine „warmweiße“ LED) zu erklären. In d) sind mit dem gleichen Messaufbau gewonnene Ergebnisse von Hüllkurven- und Phasenauswertung gezeigt, wobei die o. A. von einem der Mikroskopobjektive im Mikrometerbereich gegenüber der o. A. des Systems verschoben wurde. Durch diese Verschiebung erhöht sich die Differenz der optischen Weglänge, da die Wege, die das Licht durch Glas zurücklegt in Referenz- und Messarm nicht mehr gleich sind. Die beiden Ergebnisse zeigen eine stark voneinander abweichende Steigung. Diese Abweichung führt bei der Phasenauswertung zu einem Phasensprung um $\lambda_0/2$, da die Auswertung des Maximums der Einhüllenden auf eine andere Ordnung der Interferenzstreifen führt. Im Signalverlauf in e) ist neben einer Abnahme der Modulationstiefe auch eine Streckung sichtbar. Die Einhüllende des Signals in f) zeigt die Deformation und die damit verbundene Verschiebung des Maximums noch deutlicher.

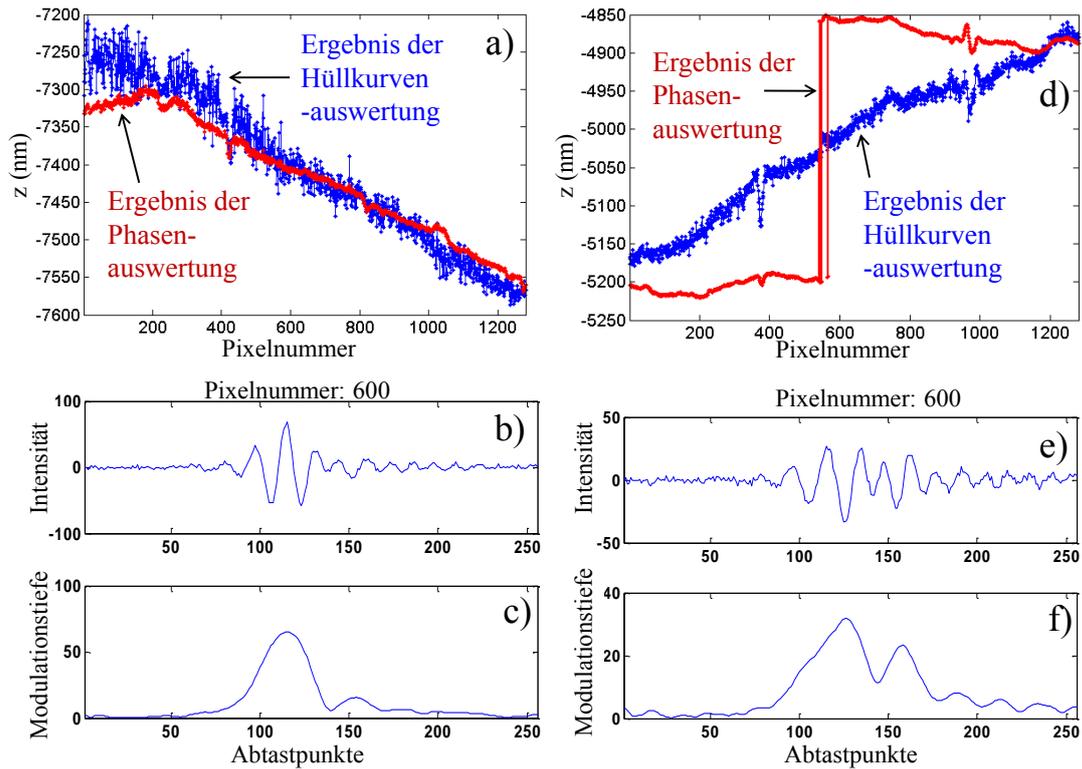


Abb. 3.28: Gemessene Höhenprofile, Signale und der Verlauf der Einhüllenden von zwei Messungen auf einem Metallspiegel mit einem 100x Linnik-Interferometer mit Weißlicht-Beleuchtung: a) Ergebnisse der Hüllkurven- und Phasenauswertung des hinsichtlich minimaler Dispersionsunterschiede einjustierten Interferometers, b) Intensitätsverlauf eines Pixels, c) die über die Standardabweichung ermittelte Einhüllende, d) Ergebnisse mit dejustiertem Interferometer, e) zeigt eine deutliche Veränderung im Intensitätsverlauf des Signals, f) zeigt die hieraus resultierende Verformung der Einhüllenden.

Der Einfluss der Dispersion auf die Breite der Einhüllenden der Interferenzsignale steigt quadratisch mit der spektralen Breite der Lichtquelle [67]. Kommt es aufgrund von geometrischen oder materialbedingten Abweichungen zu lateral unterschiedlichen optischen Weglängen zwischen Referenz- und Messarm des Interferometers, so kann dies wie bei den Phasensprüngen an Kanten zur Detektion der falschen Streifenordnung des Interferenzsignals und somit zu eigentlich nicht vorhandenen Höhengsprüngen führen. Der Unterschied in den optischen Weglängen kann auf unterschiedliche Ursachen zurückzuführen sein. Denkbar sind eine unzureichende Justage oder Fertigungstoleranzen der optischen Komponenten.

Besonders empfindlich für diese Art der Dispersion ist das Linnik-Interferometer, da Referenz- und Messstrahl hier durch unterschiedliche Mikroskopobjektive geführt werden. Zwei Mikroskopobjektive sind in ihren Glaswegen niemals absolut identisch. Ein weiterer Fehlereinfluss ist der Strahlteilerwürfel, der den Mess- und Referenzarm des Interferometers trennt. Beträgt die Differenz der Dicke bei einem Strahlteilerwürfel aus BK7 Glas $3,44 \mu\text{m}$, kommt es bei einem in der Intensität konstanten Spektrum der Lichtquelle von 400-600 nm zu Phasensprüngen im Messergebnis. Unter gleichen Bedingungen und einem Durchmesser des Strahlenbündels von $\approx 5 \text{ mm}$ beträgt die maximal tolerierbare

Abweichung vom 90° Winkel nur $2'22''$ [68]. Ähnlich empfindlich reagiert ein Linnik-Interferometer auf eine unzureichende Justage. Die Abstände der Objektive zum Strahlteilerwürfel und die genaue Position der Objektive auf der optischen Achse müssen im einstelligen Mikrometerbereich exakt sein, da sonst die Bedingungen für Interferenz nicht erfüllt werden. Diese Werte verdeutlichen den hohen Justageaufwand, der beim Aufbau eines Linnik-Interferometers betrieben werden muss.

Auch bei den anderen Bauformen muss in besonderem Maße auf die Dispersion geachtet werden. Ein Michelson-Interferometer stellt bezüglich dimensioneller Toleranzen die gleichen Ansprüche wie ein Linnik-Interferometer. Beim Mirau-Interferometer gelten dieselben engen Toleranzen für die Dicke der planparallelen Glasplatten vor dem Objektiv.

Sogar bei perfekt dimensionierten optischen Komponenten kommt es aufgrund der unterschiedlichen Wege von Referenz- und Messstrahl bei geneigten Objekten oder abseits der optischen Achse zu unterschiedlichen Weglängen durch Glas, wodurch Dispersionsfehler auftreten [42]. Zusätzlichen Einfluss auf die optischen Wege der Beleuchtungskegel hat beim Mirau-Interferometer der im Strahlengang befindliche Referenzspiegel. Die Abschattung des vom Messobjekt reflektierten Lichtes führt bei geneigten Messobjekten zu einer Ungleichheit der zurückgelegten Weglänge durch Glas und damit zu Dispersion [43, 44, 45].

3.3.5.3 Verschiebung der Interferenzwellenlänge durch den *NA*-Effekt

Schon früh nach der Einführung der Interferenzmikroskopie ist W. Kinder [69] eine Änderung der Interferenzwellenlänge bei hohen numerischen Aperturen aufgefallen. Die Interferenzwellenlänge beschreibt hierbei die Wellenlänge, die durch das Auswerten der Abstände der Interferenzstreifen unter einem Interferenzmikroskop ermittelt wird.

Eine gute analytische Erklärung für den *NA*-Effekt liefern Sheppard und Larkin [74]. Bei diesem Ansatz wird eine Köhler-Beleuchtung mit monochromatischem Licht vorausgesetzt. Da der *NA*-Effekt in der WLI nur bei der Phasenauswertung von Bedeutung ist und bei diesem Auswerteverfahren nur die Schwerpunktwellenlänge ausgewertet wird, ist die Beschränkung auf eine monochromatische Beleuchtung in diesem Fall zulässig. Bei einem Linnik-Interferometer mit einem orthogonal zur o. A. ausgerichteten Spiegel als Messobjekt lässt sich die Amplitude des Interferenzterms aus Abschnitt 3.3.1 auch über eine geeignete Gewichtung der Amplitude des Winkel-Spektrums der einfallenden Planwellen berechnen. Der so festgelegte Interferenzterm der Feldstärken $U(z)$ für

$\theta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$ lautet

$$U(z) = \int_0^{\theta_{\max}} P_1(\theta) P_2(\theta) R(\theta) e^{-2jkz \cos \theta} \sin \theta d\theta, \quad (3.45)$$

wobei $R(\theta)$ die Reflektivität der Oberfläche und $P_{1,2}(\theta)$ die Pupillenfunktion der Beleuchtung der Objektive darstellt.

$$P(\theta) = \cos^{\zeta} \theta, \quad (3.46)$$

mit dem Parameter ζ für die Apodisation, beschreibt somit die Apodisation eines MOs unter einer bestimmten Beleuchtung. Die Apodisation beschreibt hierbei die optische Filterung des Airy-Scheibchens durch die Objektive in Form einer Gaußschen Glockenkurve. Hierdurch werden die Beugungsringe des Airy-Scheibchens unterdrückt und das Hauptmaximum wird breiter. Der ideale aplanatische Fall (aberrationsfreies System, welches die Abbe'sche Sinusbedingung erfüllt) entspricht $\zeta = 1/2$. Alle Werte für ζ für reale Objektive sind dementsprechend größer.

Bei ideal reflektierenden Oberflächen ($R(\theta) = 1$) und einem aberrationsfreien alphanarischen System ergibt sich somit

$$U(z) = \int_0^{\theta_{\max}} e^{-2jkz \cos \theta} \sin \theta \cos^{2\zeta} \theta d\theta. \quad (3.47)$$

Hieraus lässt sich analytisch der NA -Faktor bestimmen. Nahe der idealen Fokusposition lässt sich die Exponentialfunktion aus Gl. (3.46) über eine Potenzreihenentwicklung, unter Einbeziehung der ersten zwei Terme, darstellen. Eine anschließende Integration und eine Division durch $2kz$ führen zum NA -Faktor

$$\gamma = \left(\frac{2\zeta + 2}{2\zeta + 1} \right) \left(\frac{1 - \cos^{2\zeta+1} \theta_{\max}}{1 - \cos^{2\zeta+1} \theta_{\max}} \right). \quad (3.48)$$

Abb. 3.29 zeigt die Variation des NA -Faktors für unterschiedliche Apodisationen, wobei ζ bei $1/2$ dem realen Minimum entspricht und $\zeta = 2$ einem System mit starker Apodisation. Die beiden roten Graphen ($NA = 0,9$ und $NA = 0,55$) stimmen mit den numerischen Aperturen der in dieser Arbeit verwendeten Mikroskopobjektiven überein und sind aus diesem Grund hervorgehoben.

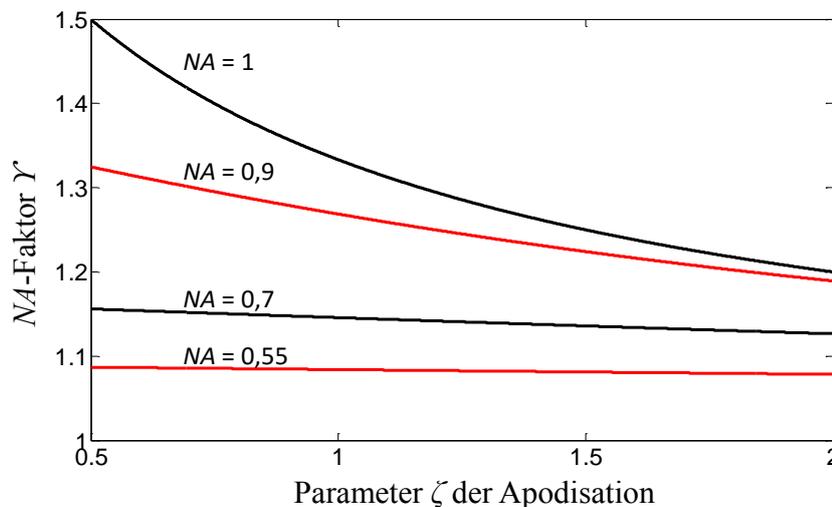


Abb. 3.29: Änderung des NA -Faktors γ für unterschiedliche Parameter η der Apodisation und ausgewählte numerische Aperturen [74].

Um die effektive Wellenlänge zu berechnen, wird der NA -Faktor mit der Schwerpunktwellenlänge multipliziert. Die in der Praxis ermittelten NA -Faktoren entsprechen Werten von $\zeta \geq 1$. Bei einer NA von 0,9 entspricht der berechnete NA -Faktor bei $\zeta = 1,2 \Rightarrow \Upsilon = 1,325$ und bei $\zeta = 1 \Rightarrow \Upsilon = 1,269$. Gemessene Werte für diese NA liegen bei $\Upsilon = 1,215$ [75] und $\Upsilon = 1,258$ [73]. Zusätzlich ist der NA -Faktor noch von der Defokussierung und einer Verkippung des Messobjektes abhängig [74]. Da bei der WLI nur im abgeglichenen Zustand Interferenzen auftreten kann die Defokussierung bei einem gut justierten Weißlichtinterferometer vernachlässigt werden. Bei der Messung von Objekten ohne Steigungen kann die Kippung des Objektes auch über eine sorgfältige Justage sehr klein gehalten werden. Aus diesen Gründen wird hier nicht weitergehend auf die Verschiebung der Interferenzwellenlänge bei Defokussierung und Neigung eingegangen.

Nach der Einführung in Kap. 1, den optischen Grundlagen in Kap. 2 und dem Stand der Technik in der mikroskopischen optischen Profilometrie werden im Anschluss die praktischen Versuchsaufbauten beschrieben. Der Fokus der vorhergehenden Kapitel liegt auf der Beschreibung der für das Verständnis nötigen Zusammenhänge. Der folgende Teil der Arbeit ist durch die Bearbeitung zweier Projekte gegliedert. Das Gemeinsame dieser beiden Thematiken ist die Auflösung von kleinen Strukturen in der WLI.

4 Entwicklung eines interferometrischen Sensors für den Einsatz in Nano-Koordinatenmesssystemen

Das von der Europäischen Union geförderte Projekt NanoCMM (coordinate measuring machine) hatte zum Ziel, die Technologie für flexible dimensionale Messtechnik in der Fertigung von Mikro- und Nanobauteilen voranzutreiben.

In der konventionellen makroskopischen Messtechnik ermöglichen Koordinatenmesssysteme sofort verfügbare Lösungen für die meisten Messaufgaben in der industriellen Entwicklung und Prozesskontrolle. Diese Möglichkeiten fehlen bis heute für Strukturen in der Mikro- und Nanotechnologie. Ein Koordinatenmesssystem für den industriellen Einsatz an Mikro-Messobjekten sollte laut Projektantrag in allen drei Raumrichtungen eine Messgenauigkeit von 100 nm aufweisen. Bei bestimmten kritischen Anwendungen sollte diese sogar 10 - 20 nm betragen. Heute wird diese Präzision nur bei 1D- und 2D-Systemen erreicht. In 3D-Systemen ist die Messgenauigkeit um einen Faktor im mittleren einstelligen Bereich schlechter.

Neben einer Reihe von taktilen Sensoren wurden in dem Projekt auch optische Sensoren für den Einsatz in einer Multisensor-Koordinaten-Messmaschine im Mikro- und Nanobereich entwickelt. Hierzu zählt ein speziell für diesen Zweck optimierter flächenhaft messender kurzkohärenter interferometrischer Sensor. Der Fokus dieses Kapitels liegt auf der Beschreibung dieses Sensors und auf den hiermit gewonnenen Messergebnissen.

4.1 Grundlegender optischer Aufbau

Die Randbedingungen für den Sensor werden durch den Einsatz in Koordinatenmessmaschinen vorgegeben. Der Bauraum der zur Projektlaufzeit auf dem Markt verfügbaren Nano-CMMs ist relativ begrenzt, wodurch der Sensor in kompakter Bauweise auszuführen war. Um das gesamte Messvolumen der Messmaschinen auszunutzen, ohne mit dem Mikroskopobjektiv in das Messvolumen der Nano-Messmaschine einzudringen, ergibt sich ein Arbeitsabstand von mindestens 5 mm. Die axiale Auflösung interferometrischer Messsysteme geht bis in den Sub-Nanometerbereich und liegt damit weit unterhalb der geforderten 100 nm. Die laterale Auflösung hängt, wie in den Grundlagen beschrieben, von der NA und der Wellenlänge des verwendeten Lichtes ab. Bei sichtbarem Licht mit einer Schwerpunktwellenlänge im Bereich um 550 nm und einem nicht Immersionsobjektiv mit einer NA von 0,9 liegt die Auflösungsgrenze laut Gl. (3.38) bei ca. 300 nm. Objektive mit derart hoher NA besitzen jedoch Arbeitsabstände im Bereich von 0,2 - 1 mm. Bei einem Arbeitsabstand von minimal 5 mm sinkt die NA auf ca. 0,5. Dieser Arbeitsabstand kann bei einem Interferenzmikroskop, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, nur in Linnik-Bauweise voll ausgeschöpft werden, da sich hierbei keine optischen Komponenten vor dem Objektiv befinden.

Eine weitere Reduktion der lateralen Auflösung kann, wie in 2.3 dargestellt, ausschließlich durch die Verkleinerung der Wellenlänge erreicht werden. Um die geforderte laterale Auflösung von 100 nm zu erreichen, müsste die Wellenlänge auf ca. 80 nm reduziert werden. Die Absorption der Atmosphäre von elektromagnetischen Wellen nimmt aufgrund der Absorptionsfähigkeit der Sauerstoffmoleküle zu kleineren Wellenlängen hin bei 300 nm sprunghaft zu. Aus diesem Grund müssen optische Systeme mit kürzeren Wellenlängen entweder im Vakuum oder in einer Schutzatmosphäre betrieben werden. Da die Nanomessmaschinen in ihrem Messraum während der Projektlaufzeit Umgebungsluft beherbergen, ist eine Reduktion der Wellenlänge unter 300 nm nicht möglich. Ein weiterer Grund für längere Wellenlängen sind die wesentlich preisgünstigeren optischen und optoelektronischen Komponenten.

Die Wahl der verwendeten Wellenlänge wird zusätzlich durch die Verfügbarkeit geeigneter Lichtquellen vorgegeben. In die Nanomessmaschine soll durch den Sensor möglichst wenig Wärme eingetragen werden. Eine Möglichkeit, den Wärmeeintrag zu verringern, ist, das Licht über Lichtleiter von außen zuzuführen. Eine kostentechnisch günstigere Variante besteht in der Verwendung effektiver Lichtquellen wie LEDs. Da die durch LEDs eingebrachte Wärmeenergie im Bereich von maximal 3 W für die Messung tolerierbar ist, wird diese Art der Beleuchtung gewählt.

Der sich hieraus ergebende optische Aufbau ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt.

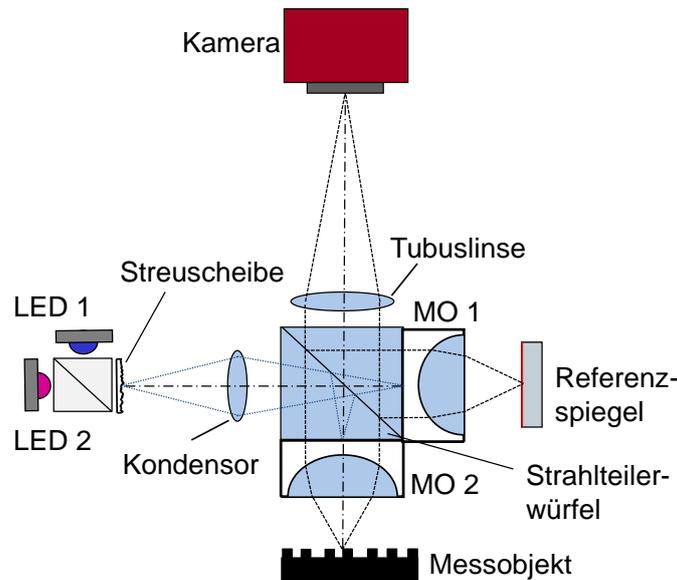


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau eines Linnik-Interferometers mit MO für Mikroskopobjektiv, in dem die Beleuchtungseinheit mit zwei LEDs unterschiedlicher Wellenlänge ausgestattet ist [85].

Für die Beleuchtung werden zwei LEDs mit unterschiedlichen Wellenlängen genutzt. Dieser Aufbau bietet die Flexibilität, den Einfluss der unterschiedlichen Schwerpunktwellenlängen auf das System zu untersuchen. Durch den Strahlteilerwürfel gehen an dieser Stelle 50 % des von den LEDs emittierten Lichtes für die Signalgeneration verloren. Auf diese Weise sind zwei unterschiedliche Wellenlängen in das System einkoppelbar, ohne den Aufbau mechanisch anzutasten, wodurch von einem Messobjekt an exakt der

gleichen Messposition mit unterschiedlichen Wellenlängen Vergleichsmessungen aufgenommen werden können. Der skizzierte Abbildungsstrahlengang zeigt die Art der Beleuchtung. Das von den LEDs emittierte Licht passiert nach dem Strahlteilerwürfel eine Streuscheibe. Der Kondensator bildet die Streuscheibe in die Eintrittspupille der Mikroskopobjektive MO 1 und MO 2 ab. Folglich kann jedes Streuzentrum auf der Streuscheibe als eigene Lichtquelle angesehen werden und das Messfeld wird so von sehr vielen Planwellen aus unterschiedlichen Richtungen beleuchtet. Diese Art der Beleuchtung stellt eine homogene Beleuchtung mit minimaler Abschattung, wie in 3.3.2 dargestellt, sicher. Für die WLI von Bedeutung ist in diesem Zusammenhang auch das Erreichen einer möglichst großen räumlichen Inkohärenz des Lichtes durch die vielen als sekundäre Lichtquellen fungierenden Streuzentren der Streuscheibe.

Für die optimale Ausnutzung des Arbeitsabstandes der Objektive wird ein Linnik-Aufbau umgesetzt. Das Objektiv im Messarm des Interferometers bildet das Messobjekt durch die Tubuslinse auf den CCD-Sensor der Kamera ab. Das von den optischen Eigenschaften möglichst identische Referenzobjektiv sorgt für eine Referenzwelle, die bei der Messung einer optimal ausgerichteten Planfläche möglichst geringe Weglängenunterschiede zur Wellenfront des Messarms aufweist. Im Strahlteilerwürfel interferieren die beiden Teilwellen von Referenz- und Messarm.

Der für die WLI nötige Tiefenscan wird im Versuchsaufbau durch eine Bewegung des Messobjektes mit Hilfe eines Piezoaktor realisiert. Bei dem in der Koordinatenmessmaschine verbauten industriellen Prototyp wird die Bewegung des Messobjektes durch die Maschine ausgeführt.

4.2 Sensoraufbauten

Die besondere Herausforderung beim Aufbau eines Linnik-Interferometers mit kurzkohärentem Licht besteht in der Positionierung der optischen Elemente, sodass eine am Strahlteilerwürfel aufgeteilte Wellenfront nach dem Durchlaufen des Interferometers auf dem Detektor auch zur Interferenz führt. Um die beiden Mikroskopobjektive, den Strahlteilerwürfel und den Referenzspiegel so zueinander zu positionieren, ist eine bestimmte Vorgehensweise beim Aufbau und der Justage notwendig. Dieses im Laufe des Projektes erworbene Wissen wird zusammen mit dem Versuchsaufbau beschrieben. Die Anforderungen für eine mögliche industrielle Fertigung eines solchen Sensors unterscheiden sich bezüglich der Robustheit und Langzeitstabilität enorm von einem Laboraufbau und werden deshalb gesondert dargestellt. Die mit den Aufbauten gewonnenen Messergebnisse und eine Einordnung dieser in den bestehenden wissenschaftlichen Kontext schließen das Kapitel der Beschreibung dieses speziellen Sensors ab.

4.2.1 Versuchsaufbau

Die für das Projekt ausgewählten LEDs besitzen mittlere Wellenlängen von 600 nm (warmweiß), 450 nm (blau) und 395 nm (UV-LED). Die emittierte Lichtleistung sinkt zu kurzen Wellenlängen, obwohl LEDs im blauen Spektralbereich des sichtbaren Lichtes besonders effektiv in der Umwandlung von Strom in abgestrahlte Lichtleistung sind. Der große Entwicklungsaufwand der Hersteller von LEDs für die Raumbeleuchtung führt dazu, dass die kommerziell erhältlichen weißen und warmweißen LEDs besonders leistungsstark sind.

Mit kürzerer Wellenlänge nimmt die für die interferometrische Messung nutzbare Lichtleistung stark ab. Die Absorption von optischen Standardgläsern wie „BK7“ nimmt mit abnehmender Wellenlänge ab 350 nm stark zu (bei Kronglas ab 400 nm). Aus diesem Grund können bei der kleinsten Schwerpunktwellenlänge von 395 nm noch preislich deutlich günstigere Standardkomponenten verwendet werden und es muss nicht auf Komponenten aus Quarzglas ausgewichen werden. Die verwendete 1/2“ CCD-Kamera vom Typ Marlin F-145 der Firma Allied Vision Technologies (AVT) mit 1392 x 1040 Pixeln und einer Pixelgröße von 4,65 μm x 4,65 μm hat laut Datenblatt bei ca. 500 nm mit 45 % ihre höchste Photonenausbeute (Quanteneffizienz), was eine zusätzlich höhere Signalintensität bei der warmweißen LED zur Folge hat. Bei 400 nm liegt die Photonenausbeute noch bei ca. 25 %. Die wellenlängenabhängige Quantenausbeute des gesamten Systems führt zu einem höheren SNR („signal-to-noise ratio“, Signal-Rausch-Verhältnis) bei weißem Licht. Die verwendeten Objektive der Firma Leica haben eine 50x Vergrößerung und eine NA von 0,55 bei einem Arbeitsabstand von 7 mm und sind für den nahen UV-Bereich optimiert. In Kombination mit der 1x vergrößernden Tubuslinse ergibt sich somit ein Messfeld von 128 μm · 96 μm . Die resultierende laterale Auflösung Δx beträgt nach dem Rayleigh-Kriterium bei der warmweißen LED 0,67 μm , 0,5 μm bei der blauen LED und 0,44 μm bei der UV-LED.

Abb. 4.2 zeigt einen Detailausschnitt aus Abb. 4.1. Mit roten Pfeilen sind die beim Bau und der Justage zu berücksichtigenden mechanischen Freiheitsgrade markiert. Die Lage der optischen Komponenten wird über diese Freiheitsgrade genau definiert. Der unterschiedliche Einfluss und die Berücksichtigung der einzelnen rotatorischen und translatorischen Freiheitsgrade bei der Konstruktion werden im Folgenden beschrieben. Die in Abb. 4.1 gezeichneten Freiheitsgrade a und b bestehen aus jeweils zwei translatorischen Freiheitsgraden. Neben der eingezeichneten Verschiebung entlang der jeweiligen o. A. ist auch eine nicht visualisierte Verschiebung orthogonal zu dieser Achse möglich. Die Kippwinkel g und h an Strahlteilerwürfel und Referenzspiegel stehen ebenfalls stellvertretend auch für die orthogonale Kipprichtung. Genauso können die Mikroskopobjektive neben den Verschiebungen f und e auch aus der Zeichenebene heraus verschoben werden. Im Folgenden werden für eine bessere Übersicht nur die gezeichneten Freiheitsgrade betrachtet, da die Effekte bei den jeweiligen nicht gezeichneten identisch sind.

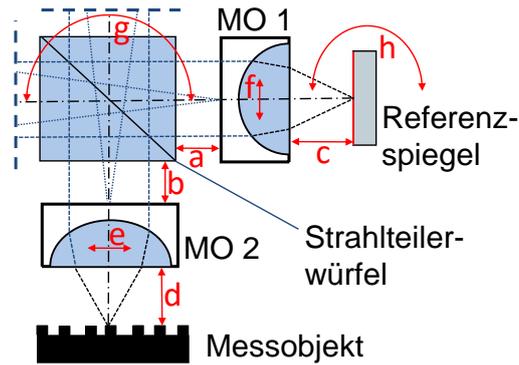


Abb. 4.2: Detailausschnitt aus Abb. 4.1 von Mess- und Referenzarm des Linnik-Interferometers mit den bei Bau und Justage zu berücksichtigenden Freiheitsgraden a bis h der optisch relevanten Komponenten.

Durch Erfahrungen mit unterschiedlich gestalteten Versuchsaufbauten hat sich eine feste Verbindung von MO 2 zum Strahlteilerwürfel als sinnvoll herausgestellt. Hierdurch bleibt bei der Justage anstelle der zwei Freiheitsgrade a und b nur a einstellbar. Die feste Verbindung hat zur Folge, dass der Freiheitsgrad g durch die Fertigungstoleranzen und die zusätzliche Toleranz des Klebens gegeben ist. Die restliche Kippung (g) des Strahlteilerwürfels führt für unterschiedliche Messfeldpositionen zu abweichenden Wegen durch Glas. Sind diese Änderungen im Messarm anders als im Referenzarm, so führt dies, wie in Abschnitt 3.3.5.2 beschrieben, zu Dispersionseffekten, die sich als Phasensprünge im Messergebnis zeigen können [42, 64]. Bei Versuchsaufbauten mit frei beweglichem Strahlteilerwürfel sind die Bedingungen für Weißlichtinterferenz nur schwer einstellbar. Die feste Verbindung führt zusätzlich zu der Fixierung des Freiheitsgrades e. Die Verschiebung eines MOs orthogonal zur o. A., was den Freiheitsgraden e und f entspricht, hat ebenfalls unterschiedliche Glaswege zur Folge, sodass es hierbei ebenfalls zu dispersiven Effekten kommen kann. Bei der Verschiebung zeigt sich jedoch eine stark symmetrische Änderung der optischen Weglänge. Diese Änderung entspricht im Interferenzbild einer Verkippung der Ebenen von Referenzspiegel zum Messobjekt und ist deswegen nur schwer von dieser zu unterscheiden.

Um die optischen Weglängen des Interferometers abgleichen zu können, mussten die verbleibenden Freiheitsgrade a, c, d und h bei diesem Sensor justierbar ausgeführt werden. Es hat sich als hilfreich erwiesen, wenn bei einer Verstellung von a nicht nur das MO, sondern auch der Referenzspiegel mitbewegt wird. Die unterschiedliche Verkippung zwischen der Messfeldebene und dem Referenzspiegel lässt sich im Laboraufbau durch eine Kippachse unter dem Messobjekt ausgleichen.

Die aufgeführten Zusammenhänge haben im Laufe des Projektes zu dem in Abb. 4.3 a) gezeigten Aufbau geführt. Die Detailansicht in Abb. 4.3 b) zeigt spiegelverkehrt den gleichen Ausschnitt wie Abb. 4.2.

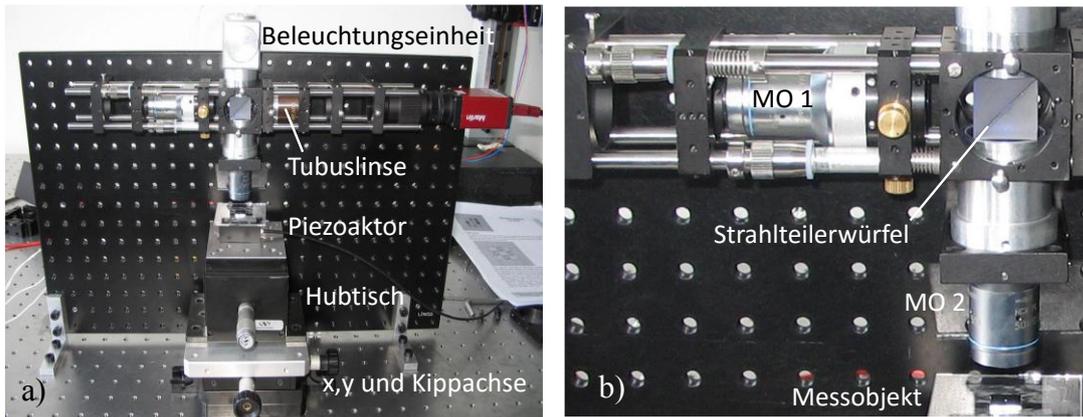


Abb. 4.3: Gesamtansicht a) und Detailansicht b) des Laboraufbaus des Linnik-Interferometers.

Die Justage der o. A. von Referenz- und Messarm des Linnik-Interferometers erfolgt über einen Justage-Laser, der an die Position der Beleuchtungseinheit gebracht wird. Durch die relativ lange Kohärenzlänge des Diodenlasers im Zentimeterbereich treten bei Verschiebungen der optischen Bauteile entlang der o. A. in einem großen Bereich Interferenzen auf.

Im nächsten Schritt kann der Strom des Lasers unter die Laserschwelle gedrosselt werden. Unter der Laserschwelle leuchtet der Laser breitbandig wie eine LED. Auf diese Weise lässt sich die Kohärenzlänge des Lasers über den Stromfluss regeln. Mit diesem Hilfsmittel lassen sich die optischen Weglängen im Referenzarm mit denen im Messarm abgleichen. Da der Interferenzkontrast bei Verwendung der warmweißen LED deutlich größer ist als unter Verwendung der blauen LED und somit auch während der Justage intensiver in Erscheinung tritt, lässt sich die Beleuchtungseinheit mit den zwei Schwerpunktwellenlängen (gemäß Abb. 4.1) gut nutzen, um die Interferenz der blauen und der UV-LED zu finden. Hierzu wird zunächst die Interferenz der warmweißen LED gesucht und dann auf die blaue bzw. UV-LED umgeschaltet, deren Interferenz dann sehr nahe an der vorher eingestellten Position liegt. Abb. 4.4 zeigt einige CCD-Aufnahmen, die zu unterschiedlichen Phasen der Justage aufgenommen wurden.

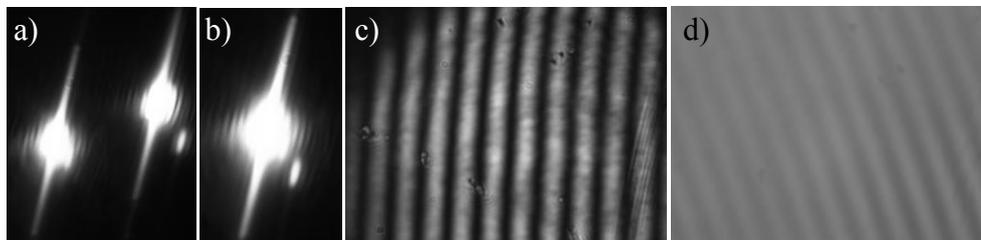


Abb. 4.4: CCD-Aufnahmen zu unterschiedlichen Phasen der Justage des Linnik-Interferometers: a) Nebeneinanderliegende Laser-Spots zeigen Justagefehler der o. A. von Referenz- und Messarm, b) vollständige Überlappung der Laser-Spots von Referenz- und Messarm zeigt die Orthogonalität der o. A., c) deutlich modulierte Interferenzmuster mit der warmweißen LED und d) deutlich schwächer modulierte Interferenzbild der blauen LED.

4.2.2 Industrieller Prototyp

Für einen industriellen Prototypen, der in eine Nanomessmaschine (NNM) integrierbar ist, musste der Sensor neu konstruiert werden. Die Erfahrungen, die über die benötigten Freiheitsgrade und die Justageanforderungen mit dem Laboraufbau gesammelt wurden, sind in die Konstruktion eingeflossen. Die Anforderungen an die Robustheit und Langzeitstabilität sind bei einem industriellen Sensor sehr viel höher als bei einem Laboraufbau. Zusätzlich musste der begrenzte Bauraum in der Maschine berücksichtigt werden. Zur Integration des Sensors in die Maschine und für die exakte Positionierung hat der Prototyp eine 3-Punkt Magnethalterung mit entsprechendem Gegenstück an der NMM. Abb. 4.5 a) zeigt die massive Bauweise des Sensors aus Aluminiumdrehteilen, die eine exakte Positionierung der innenliegenden optischen Komponenten ermöglichen, einen Schutz gegen äußere Einflüsse bieten, sowie zu einem schnellen Wärmeausgleich des gesamten Sensors führen. Der so gefertigte Sensor hat auch bei Transporten mit Erschütterungen und Temperaturschwankungen zuverlässig seine Justage beibehalten. In Abb. 4.5 b) ist der Sensor auf der Zerodurplatte einer NMM an der TU Ilmenau installiert. Hier übernimmt die NMM sowohl die xy -Positionierung des Messobjektes als auch den sonst vom Piezosteller ausgeführten Tiefenscan entlang der z -A.

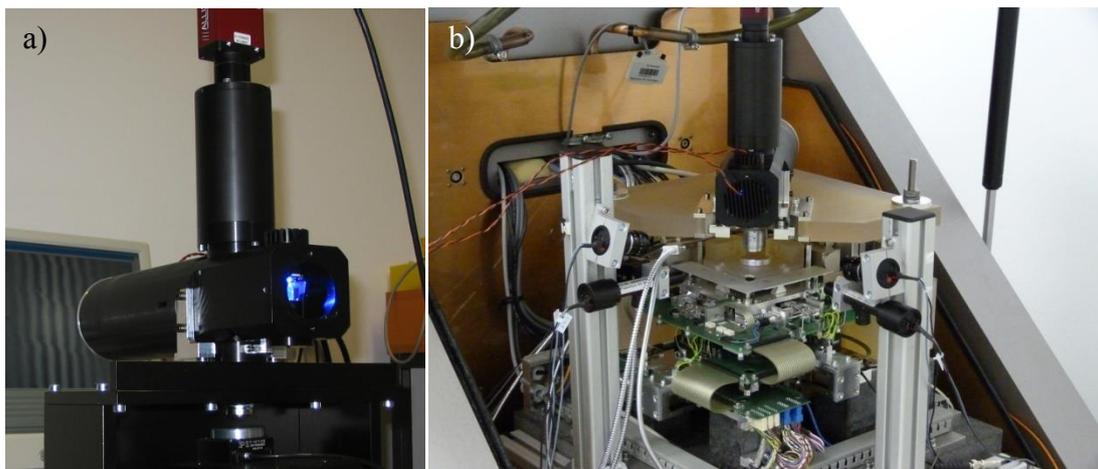


Abb. 4.5: a) Foto des industriellen Prototyps des Linnik-Interferometers mit geöffneter Beleuchtungseinheit, b) Foto des Sensors bei einer Messung mit einer NMM an der TU Ilmenau.

4.3 Messergebnisse

Laut VDI/VDE Richtlinie 2655 1.1 [59] soll ein geeignetes laterales Auflösungsnormal rechteckige Gitterstrukturen mit variabler Ortsfrequenz bis zur Auflösungsgrenze nach Rayleigh und hochfrequenter aufweisen. Die Höhenausdehnung der Gitterstruktur muss ausreichend groß sein, um einen realistischen Eindruck über die laterale Auflösung von Phasenobjekten zu gewinnen. Durch das in Abschnitt 3.3.4 beschriebene, nichtlinear von der Höhe der gemessenen Struktur abhängige Übertragungsverhalten in der WLI [41, 62, 63] müsste bei den verwendeten Auflösungsnormalen neben der lateralen Ausdehnung

somit auch die Höhe der Strukturen variiert werden. Derartige Normale sind auf dem Markt nicht erhältlich. Das verwendete Auflösungsnormal RS-N der Firma SiMetrics [70] hat den in Abb. 4.6 dargestellten Aufbau. Die durch Trockenätzen in Silizium erzeugten Gitterstrukturen weisen nahezu rechteckig abfallende Flanken auf. Die Nominalhöhe der Strukturen beträgt 190 nm, wobei die Ätztiefe ab einer Strukturbreite von 3 μm bedingt durch den Herstellungsprozess abnimmt und bei der kleinsten Periode noch ca. 140 nm beträgt. In dem zum RS-N Normal gehörigen Datenblatt sind folgende typische Höhen der Gitterstrukturen angegeben.

Für 0,3 μm eine Höhe von 140 nm, für 0,6 μm eine Höhe von 160 nm und für 1,2 μm , 2 μm , 4 μm sowie 6 μm eine Höhe von 192 nm. Da die Ausprägung des Batwing-Effektes stark vom Verhältnis zwischen Strukturhöhe und Wellenlänge abhängt, ist die Kenntnis der genauen Höhe für die Evaluation der Ergebnisse wichtig. Gute Übereinstimmungen mit den Simulationsergebnissen ergeben sich mit den Höhenmesswerten, die an einem RS-N Normal von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) ermittelt wurden. Diese Messergebnisse werden im Folgenden zur Festlegung der Nominalhöhen für das in dieser Arbeit verwendete RS-N Normal genutzt. Tabelle 4-1 zeigt die Messwerte der jeweiligen Periodenlängen und der daraus festgelegten Nominalhöhen für die Evaluation der Messergebnisse.

Tabelle 4-1: Nominalhöhe der Strukturhöhe des RS-N Normals für alle neun Periodenlängen und die exakten Messwerte der PTB.

Periodenlänge des Rechteckgitters Λ	Nominalhöhe der Struktur Δh (Messwert)
0,3 μm	140 nm (138 nm)
0,4 μm	150 nm (148 nm)
0,6 μm	170 nm (169 nm)
0,8 μm	170 nm (167 nm)
1,2 μm	175 nm (175 nm)
2 μm	185 nm (184 nm)
3 μm	190 nm (188 nm)
4 μm	190 nm (190 nm)
6 μm	190 nm (191 nm)

Das Normal bietet eine ausreichende Anzahl von lateralen Ortsfrequenzen, um eine Aussage über das Übertragungsverhalten des Sensors machen zu können. Die so gewonnenen Messergebnisse wurden sowohl mit dem analytischen Ansatz aus [63], als auch mit den Simulationsergebnissen aus [62] verglichen. Zusammen ergibt sich ein vollständiges Bild für das Übertragungsverhalten dieses Weißlichtinterferometers in Linnik-Bauweise.

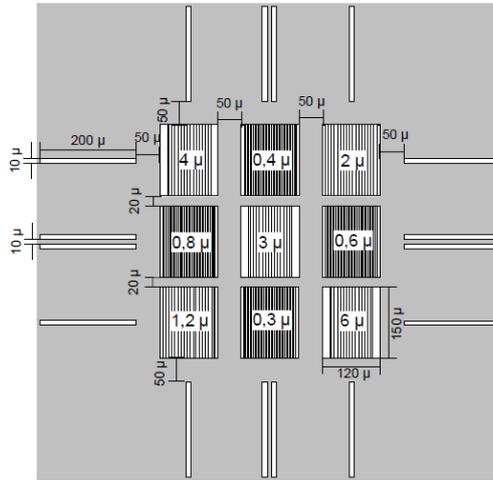


Abb. 4.6: Schematische Darstellung der Rechteck-Gitterstrukturen auf dem RS-N Auflösungsnormal mit Periodenlängen von 6 μm bis 0,3 μm [70].

Die in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 gezeigten Profilschnitte von Messergebnissen liegen nach dem Rayleigh-Kriterium nahe der lateralen Auflösungsgrenze. Um die Ergebnisse des Linnik-Sensors besser einordnen zu können, sind zum Vergleich Messergebnisse eines „Standard“-Mirau-Interferometers mit einer NA von 0,5 und einer Beleuchtung mit einer warmweißen LED mit einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm gezeigt. Das Mirau-Objektiv hat bei einem minimalen Unterschied der NA von 0,05 einen deutlich kleineren Arbeitsabstand von nur 1,6 mm im Gegensatz zu den 7 mm des Linnik-Aufbaus. Die verwendete CCD-Kamera ist bei allen Messungen die in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Marlin-Kamera, die bei der 50x Vergrößerung der Objektive ein laterales Abtastintervall in der Objektebene von ca. 100 nm aufweist.

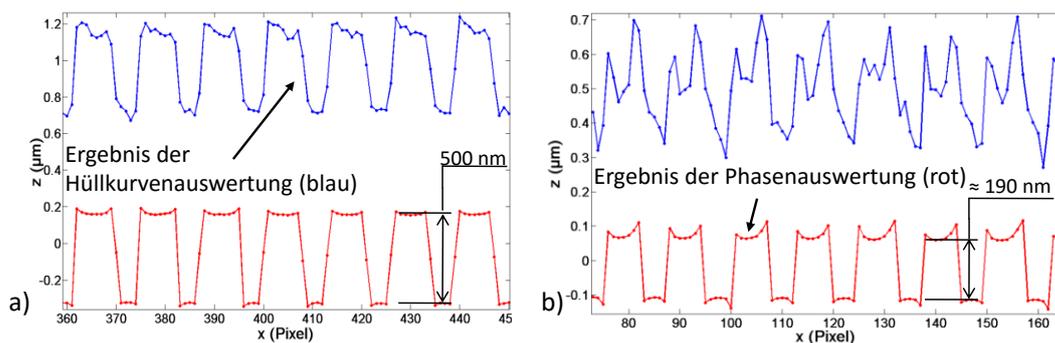


Abb. 4.7: Auf dem RS-N Normal bei einer Periodenlänge von 1,2 μm gemessene Profilschnitte mit: a) Mirau-Interferometer und einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm, b) dem Linnik-Interferometer und einer Schwerpunktwellenlänge von 450 nm.

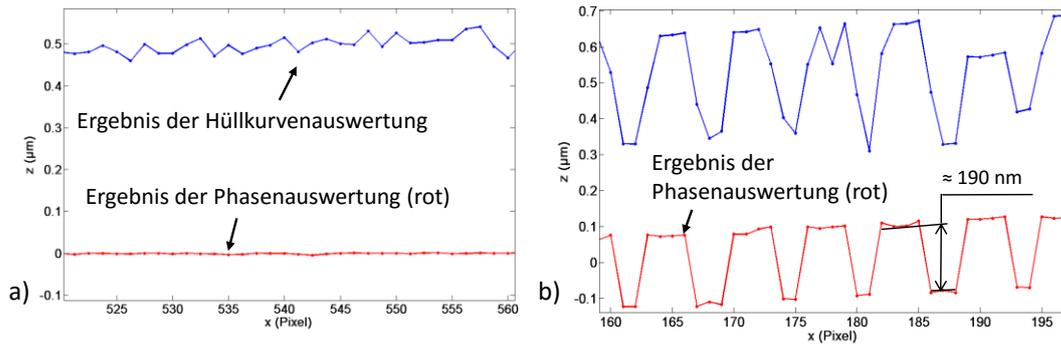


Abb. 4.8: Auf dem RS-N Normal bei einer Periodenlänge von $0,6 \mu\text{m}$ gemessene Profilschnitte mit: a) Mirau-Interferometer und einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm , b) dem Linnik-Interferometer und einer Schwerpunktwellenlänge von 395 nm .

Die in Abb. 4.7 a) dargestellten interferometrisch gewonnenen Messergebnisse der Hüllkurvenauswertung in blauer Farbe und der Phasenauswertung in roter Farbe geben gut die Form wieder. Die Höhe wird bei der Hüllkurvenauswertung jedoch mit ca. 500 nm gegenüber der Nominalhöhe von 175 nm deutlich zu hoch gemessen. Bei einer Höhe von ca. $\lambda/3$ kommt es an den Kanten zu deutlichen Batwing-Effekten. Durch die geringe Strukturbreite von $A=2\lambda_0$ schieben sich die Ausläufer der Überschinger so weit ineinander, dass diese nicht mehr eigenständig wahrzunehmen sind. Es scheint so, als würde das Messobjekt eine Höhe von 500 nm aufweisen. Bei der Phasenauswertung kommt es im Auswertalgorithmus zu einer fehlerhaften Bestimmung der Streifenordnung n_0 (gemäß Gl. (3.32)), wodurch es zu Phasensprüngen kommt. Da diese Phasensprünge systematisch zwischen den beiden gemessenen Niveaus auftreten, sind sie ohne Weiteres nicht als solche zu erkennen. Die gemessene Höhe der Phasenauswertung z_{phase} von 500 nm ergibt sich aus der Höhe des Messobjektes und einem Phasensprung von $\lambda/2$. Dieses Beispiel macht deutlich, dass in diesem Fall sowohl von der Phasen- als auch von der Hüllkurvenauswertung ein falscher Höhenwert von 500 nm angezeigt wird. Der Fehler wäre somit bei einem unbekanntem Messobjekt nur durch die Messung mit einem anderen Messverfahren aufzuklären.

Die mit dem Linnik-Interferometer bei einer Schwerpunktwellenlänge von 450 nm gemessenen Ergebnisse aus Abb. 4.7 b) weichen deutlich von denen aus Abb. 4.7 a) ab. Bei der Hüllkurvenauswertung ist die Messunsicherheit deutlich erhöht. Die erhöhte Messunsicherheit der Höhenwerte liegt an der kürzeren Kohärenzlänge der blauen LED und der dadurch breiteren Einhüllenden. Der Maximalwert der Hüllkurve, der zum Höhenwert $z_{\text{hüll}}$ führt, wird hierdurch nicht so exakt ermittelt wie bei der warmweißen LED.

Für Abb. 4.8 wurde ein Gitter mit einer Periodenlänge A von $0,6 \mu\text{m}$ verwendet. Wie in Gleichung (3.29) beschrieben, muss bei einem 3D-Objekt ein Messpunkt auf jedem Höhenniveau aufgenommen werden, um das Objekt auflösen zu können. Bei dieser Periodenlänge liegen die aufzulösenden Einzelstrukturen bei 300 nm , was bei der warmweißen LED deutlich unterhalb des Auflösungsvermögens nach Rayleigh von $\Delta x=0,67 \mu\text{m}$ liegt.

Das Standard-Mirau-Interferometer ist, wie in Abb. 4.8 a) zu sehen, nicht in der Lage, die Gitterstruktur lateral aufzulösen und misst eine Planfläche auf Höhe des oberen Niveaus. Wird die Schwerpunktwellenlänge durch den Einsatz der UV-LED auf 395 nm reduziert, ergibt sich nach dem Rayleigh-Kriterium ein minimal auflösbarer Punktabstand Δx von $0,44 \mu\text{m}$, was ca. 150 % größer ist als die Strukturbreite des Gitters. Das Gitter dürfte also laut dem in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Übertragungsverhalten in der WLI nicht aufgelöst werden. In Abb. 4.8 ist jedoch eine deutlich höhenmodulierte Struktur zu erkennen, die neben der korrekten Periode Λ in der Phasenauswertung auch die richtige Höhe Δz wiedergibt. Das Objekt wird in diesem Fall auch noch unterhalb der in Abschnitt 3.3.4 eingeführten Auflösungsgrenze für 3D-Objekte aufgelöst. Hier zeigt sich das nichtlineare Übertragungsverhalten der WLI, das bei dem hier auftretenden Verhältnis der Höhe des Messobjektes zur Schwerpunktwellenlänge des verwendeten Lichtes auf ein korrektes Ergebnis unterhalb Λ_{3D} (vgl. Gl. 3.36) führt.

In Abb. 4.9 sind Interferenzsignale (Korrelogramme) dargestellt, die während des Tiefenscans von einzelnen Kamerapixeln aufgenommen wurden. Abb. 4.9 a) zeigt das Signal, das bei der Messung mit der warmweißen LED aufgezeichnet wurde. In roter Farbe ist schematisch die Einhüllende des Signals eingezeichnet. Die Breite von $2 \mu\text{m}$ korreliert mit der Kohärenzlänge der LED. Das Signal der blauen LED in Abb. 4.9 b) zeigt eine geringere Modulationstiefe von ca. ± 15 Grauwerten der 8 Bit CCD Kamera im Gegensatz zu den ± 20 der warmweißen LED. In Kombination mit der größeren Breite von $3 \mu\text{m}$ ergibt sich eine deutlich flachere Hüllkurve, deren Maximum nicht so präzise bestimmt werden kann.

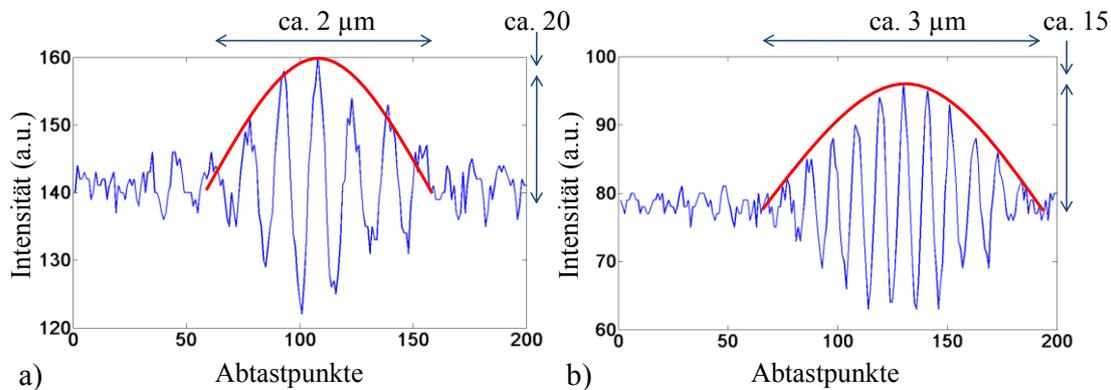


Abb. 4.9: Correlogramme, die während eines Tiefenscans mit einem Pixel der CCD Kamera aufgenommen wurden, wobei die Abtastintervall 20 nm/Punkt beträgt: a) Correlogramm der warmweißen LED und b) Correlogramm der blauen LED.

4.4 Zusammenfassung

In Kap. 4 wird ein kompakter Flächensensor für den industriellen Einsatz in einer Nano-Koordinatenmessmaschine vorgestellt. Die Anforderungen an den Sensor bestehen in einer möglichst hohen Auflösung in allen drei Raumrichtungen und einem Arbeitsabstand von minimal 5 mm. Die Wahl eines kurzkohärenten Interferometers führt zu einer vom Messfeld unabhängigen Höhenauflösung im unteren einstelligen Nanometerbereich. In lateraler Richtung ist der Sensor jedoch durch das optische Auflösungsvermögen limitiert. Der geforderte Arbeitsabstand verhindert eine Vergrößerung der NA über einen Wert von 0,55. Diese Kombination aus Arbeitsabstand und NA ist nur über die Bauweise als Linnik-Interferometer zu realisieren, da hierbei keine optischen Komponenten zwischen Mikroskopobjektiv und Messobjekt zu einer Reduzierung des Arbeitsabstandes führen. Um die laterale Auflösung weiter zu erhöhen, wurde der Sensor mit Beleuchtungs-LEDs mit unterschiedlichen Schwerpunktwellenlängen von 600 nm bis 395 nm ausgestattet. Mit der auf diese Weise realisierten Rayleigh-Auflösung von 0,44 μm ist der Sensor in der Lage, eine Vielzahl von heutzutage nur über Rastermikroskope messbaren Mikrostrukturen schnell und berührungslos zu messen.

Im Laufe des Projektes wurde das laterale Auflösungsvermögen in der WLI eingehend untersucht. Anhand der Messergebnisse stellte sich heraus, dass die bislang verwendeten Auflösungskriterien nicht die realen Ergebnisse widerspiegeln. Die oft verwendeten linearen Übertragungsfunktionen, die für intensitätsmodulierte Messobjekte gelten, lassen sich nicht auf Phasenobjekte, die auf einem Tiefenscan basieren, übertragen. Der Einfluss der Überschwinger an den Kanten auf das Messergebnis wird bei diesen linearen Ansätzen vernachlässigt, ist jedoch bei der Messung von Mikrostrukturen signifikant.

Mit dem Sensor ist es gelungen, bei einer Schwerpunktwellenlänge von 395 nm und einer NA von 0,55 eine höhenmodulierte eindimensionale Gitterstruktur mit einer Periodenlänge von 0,6 μm sowohl in der Periode als auch in der Höhe korrekt zu messen. Dieses Messergebnis ist umso erstaunlicher, da bei einem phasenmodulierten Objekt die Auflösung von Objekten mit Höhenausdehnung auf 0,88 μm steigen müsste und somit die Gitterperiode von 0,6 μm laut geltender Normung [59, 60] nicht mehr auflösbar sein dürfte. Die erzielten Ergebnisse zeigen, dass der Bereich der lateralen Auflösung in der WLI nicht ausreichend untersucht und beschrieben ist. Insbesondere die an den Kanten auftretenden Batwings führen zu einem nichtlinearen Verhalten. Im folgenden Kapitel werden mit einem weiteren Linnik-Interferometer mit räumlich modulierbarer Beleuchtung das Auftreten von Batwings und die Auswirkungen auf die laterale Auflösung weitergehend untersucht.

5 Aufbau eines Weißlichtinterferometers mit variabler konfokaler Beleuchtung

Die Messergebnisse, die mit dem 50x Linnik-Interferometer erzielt wurden, zeigen, dass das laterale Auflösungsvermögen bis zu diesem Zeitpunkt nicht ausreichend beschrieben ist. Um die Richtigkeit und Vollständigkeit von theoretischen Ansätzen [63] und Simulationsmodellen [62] in Versuchen zu verifizieren, wird ein flexibles Interferometer benötigt, bei dem sich möglichst viele Einflüsse auf die laterale Auflösung eines solchen Systems gezielt modifizieren lassen. Wie in Abschnitt 3.3.1 und 3.3.4 erläutert, spielt die Beleuchtung eine entscheidende Rolle für die laterale Auflösung. Das in diesem Abschnitt beschriebene System wird aus diesem Grund so aufgebaut, dass die Beleuchtung sehr flexibel gestaltet werden kann. Neben den Einflüssen der NA und der Schwerpunktwellenlänge der Beleuchtung hat bei Phasenobjekten auch die Polarisationsrichtung einen Einfluss auf die Auflösung [76]. Daher erhält der Aufbau im Beleuchtungsstrahlengang einen optional einsetzbaren Polfilter.

Die weitaus komplexere Modifikation, im Gegensatz zu den bis hierhin gezeigten Weißlichtinterferometern, ist die Integration eines DMD in den Beleuchtungsstrahlengang. Hierdurch lassen sich gleich mehrere neue Messanordnungen realisieren. Zum einen kann das DMD genutzt werden, um Muster wie Streifen oder beleuchtete Punkte auf das Messobjekt zu projizieren und somit eine konfokale Beleuchtung zu erhalten. Als konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang kann optional die Kamera mit ihren einzelnen Pixeln oder auch das DMD genutzt werden. Mit diesem Aufbau können bei abgedecktem Referenzarm konfokale Messungen realisiert werden. Unter Verwendung des Referenzarms lässt sich zudem eine Kombination aus konfokaler und interferometrischer Messung erreichen.

Eine weitere Nutzung dieser strukturierten Beleuchtung ist die Hochauflösungsmikroskopie nach dem bekanntem Prinzip der SIM (Structured Illumination Microscopy) [29]. Hierbei lassen sich Ortsfrequenzen, die eigentlich nicht mehr vom optischen System übertragen werden, durch das Projizieren von phasenverschobenen sinusförmigen Streifenmustern über Schwebungseffekte zwischen der aufzulösenden Struktur und den projizierten Streifen durch das optische System transportieren. Wie bei der konfokalen Mikroskopie lässt sich mit diesem Aufbau auch bei der SIM der Referenzarm optional abdecken. Ohne die Nutzung des Referenzarms lässt sich durch die Modulation der Beleuchtung über den DMD die klassische SIM realisieren. Wird das Licht des Referenzstrahls jedoch genutzt, kann eine Kombination aus SIM und Interferometrie durchgeführt werden. Durch die SIM soll hierbei die laterale Auflösung verbessert werden, wobei die sehr gute Höhenauflösung der Interferometrie erhalten bleibt.

Mit der Möglichkeit der verschiedenen Messanordnungen in Kombination mit den 100x-vergrößernden Objektiven mit einer NA von 0,9 und der Option, kurzweiliges

blaues Licht zu verwenden, wird angestrebt, phasenmodulierte Submikrometerstrukturen mit lateralen Dimensionen von unter 250 nm korrekt zu erfassen.

5.1 Linnik-Interferometer mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD

Der Aufbau eines neu zu entwickelnden und dazu noch sehr komplexen optischen Messsystems ist nur in Einzelschritten erfolgreich umzusetzen. In dem hier dargestellten Fall heben sich zwei Entwicklungsstufen ab, die im Folgenden beschrieben werden. In der ersten Stufe werden die Integration des DMDs und der Aufbau des hochauflösenden Linnik-Interferometers erläutert. Die Justage eines hochauflösenden Linnik-Interferometers für die WLI ist wegen der besonderen Ansprüche hinsichtlich gleicher optischer Weglängen besonders anspruchsvoll und wird infolgedessen ausführlich behandelt. Anschließend werden Ergebnisse des konfokal-interferometrischen Messsystems gezeigt und diskutiert.

5.1.1 Erste Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit Beleuchtung über ein DMD

In diesem Abschnitt wird zunächst in besonderem Maße auf den Aufbau eines hochauflösenden Linnik-Interferometers für die WLI eingegangen. Anschließend wird die modulierbare Beleuchtung über den Mikrospiegelaktor in Form eines DMD der Firma Texas Instruments (TI) erläutert.

Im Gegensatz zu dem Interferometer für den Einsatz in einer Nano-Koordinaten Messmaschine, wie in Abschnitt 4 beschrieben, bestehen bei diesem Messsystem keine Randbedingungen bezüglich des Arbeitsabstandes. Um eine möglichst hohe laterale Auflösung des optischen 3D-Messgerätes zu erreichen, werden für diesen Aufbau 100x-vergrößernde Mikroskopobjektive mit einer NA von 0,9 und einem Arbeitsabstand von 1 mm der Firma Olympus verwendet. Die Objektive wurden nicht extra für den Einsatz in einem Linnik-Interferometer vorselektiert. Da dieses Messsystem ausschließlich für Forschungszwecke genutzt wird, werden größtenteils mechanische Komponenten der Firma Qioptiq (ehemals Linos) verwendet. Der schematische Aufbau ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Beleuchtungseinheit wurde nach einigen Voruntersuchungen mit einer manuell wechselbaren LED ausgestattet. Der Verlust von 50 % des Lichtes bei der Kombination zweier LEDs wie in Abschnitt 4 beschrieben würde bei einigen Messmodi zu einer zu schwachen Lichtintensität führen. Somit müssen für einen Wechsel der Schwerpunktwellenlänge von warmweiß (600 nm) und blau (480 nm) die LEDs mechanisch getauscht werden. Der Aufbau ist jedoch mechanisch so stabil, dass es bei dem Wechsel der LEDs nicht zu einer Dejustierung des Messsystems kommt.

Das von der LED ausgestrahlte Licht wird durch eine Streuscheibe homogenisiert. Der Kondensor kollimiert das von den einzelnen Streuzentren der Streuscheibe ausfallende Licht näherungsweise. Dieses Strahlenbündel wird über einen Umlenkspiegel auf das DMD gelenkt. Das DMD lenkt das Licht je nach Spiegelstellung aus dem System heraus

oder in Richtung Tubuslinse 2. Das DMD befindet sich in der Brennebene dieser 1x-vergrößernden Tubuslinse. Hierdurch verlaufen die Lichtstrahlen hinter der Tubuslinse parallel und es wird ein afokaler Raum geschaffen. In diesem Bereich befindet sich der Strahlteilerwürfel, der Referenz- und Messstrahlengang voneinander trennt. Zusätzlich kann zwischen der Tubuslinse und dem Strahlteilerwürfel ein Polarisator eingebracht werden. Über dessen Rotation um die o. A. kann die Polarisationsrichtung des Lichtes gezielt manipuliert werden.

Das Mikroskopobjektiv MO 2 ist zur Reduktion von Justage-Freiheitsgraden, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, über einen Tubus fest mit dem Strahlteilerwürfel verbunden. Das Mikroskopobjektiv MO 1 im Referenzstrahlengang und der Referenzspiegel sind über zahlreiche Justageeinheiten in ihrer Position frei gelagert, sodass die optische Weglängendifferenz zwischen Mess- und Referenzarm auf nahezu Null abgeglichen werden kann. Die Tubuslinse 1 erzeugt auf dem CCD-Sensor der Kamera eine Abbildung aus den durch den Strahlteilerwürfel vereinigten Strahlenbündeln von Referenz- und Messstrahlengang.

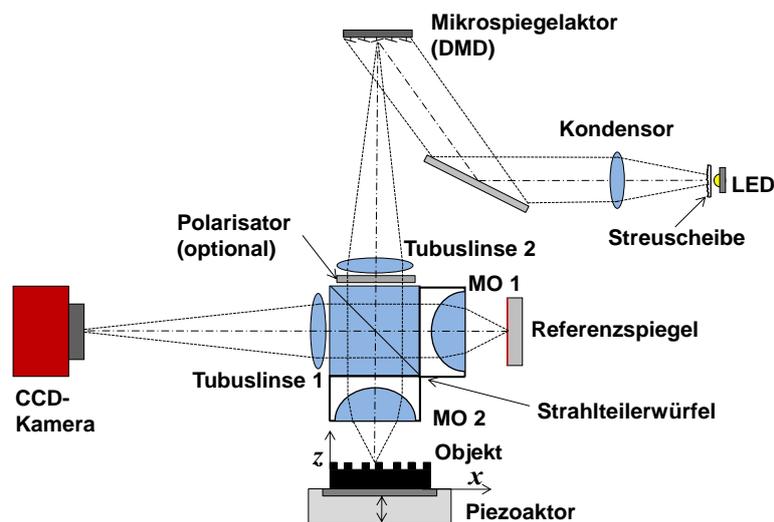


Abb. 5.1: Schematischer Aufbau des Linnik-Interferometers mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD [81].

Der Aufbau lässt sich gut in einzelne Baugruppen unterteilen. Die Beleuchtungseinheit sorgt für ein homogenes, sowohl räumlich als auch zeitlich möglichst inkohärentes kollimiertes Strahlenbündel. Das in Abb. 5.3 gezeigte DMD mit dem zugehörigen Controlboard ermöglicht die gezielte Manipulation der einzelnen Mikrospiegel. Das verwendete „Alligator-Board“ der Firma GFM gestaltet eine nutzerfreundliche Ansteuerung. Das DMD mit einer Diagonale von 0,7“ enthält 1024 x 768 quadratische Spiegel mit einer Kantenlänge von 13,6 μm . Die einzelnen Spiegel kippen über ihre Diagonale und erreichen hierbei eine Auslenkung von $\pm 12^\circ$. Aufgrund der Auslenkung der Spiegel über die Diagonale muss das DMD um 45° bezüglich der o. A. verdreht in den Strahlengang des Systems integriert werden. Das DMD lässt eine binäre Lageänderung der Spiegel von 32.552 Hz zu und bei einer 8 bit-Modulation der angezeigten Muster noch 1.900 Hz. Der

Controller reduziert diese Werte jedoch auf 8.000 Hz im Binärmodus sowie auf 200 Muster/s bei 8 bit-Modulation. Auf einem internen Speicher können die kompletten Mustersequenzen abgelegt werden, sodass der Controller nur zum Start und Ende einer Messung über die USB-Verbindung mit dem Messrechner kommunizieren muss.

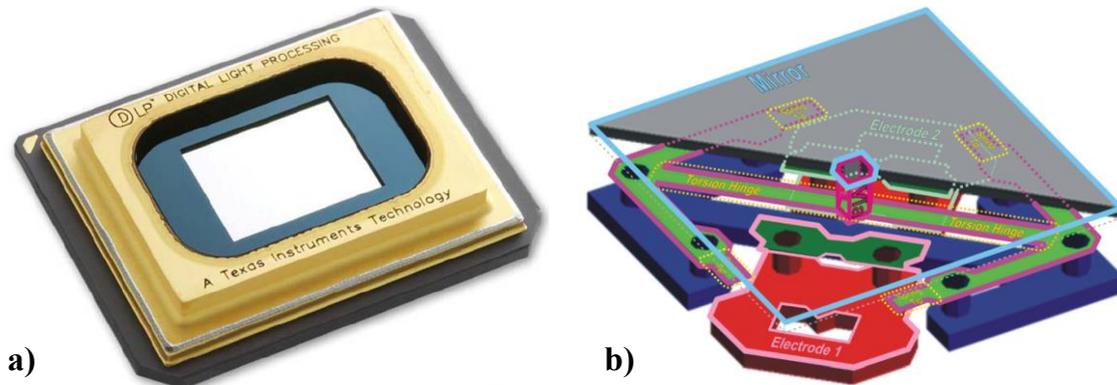


Abb. 5.2: In a) ist ein Foto des verwendeten DMD-Typs zu sehen, wobei die helle quadratische Fläche die von den Mikrospiegeln eingenommene Fläche hinter einer Glasscheibe zeigt (Quelle: Datenblatt TI DN 2503686, in b) ist die CAD-Zeichnung eines einzelnen Mikrospiegels dargestellt (Quelle: Application report TI DLPA008A).

Ein CAD-Modell der gesamten Anordnung ist in Abb. 5.3 zu sehen. Beim Aufbau der verschiedenen Messanordnungen hat sich herausgestellt, dass es trotz der flexiblen Komponenten der optischen Bank bei einem so komplexen System sinnvoll ist, vor dem Zusammenfügen ein CAD-Modell anzufertigen. Auf diese Weise lassen sich mögliche Nicht-Kompatibilitäten der zum Teil speziell gefertigten einzelnen Komponenten im Vorfeld erkennen. Dies spart trotz der aufwendigen CAD-Modellierung insgesamt Arbeitsaufwand ein.

Die Tubuslinse 2 verbindet das modulierbare Beleuchtungsmodul optisch mit dem Linnik-Interferometer, indem es eine Abbildung des DMD ins Unendliche projiziert. Im afokalen Raum des Messmikroskops befindet sich der Strahlteilerwürfel in einer präzise gefertigten würfelförmigen Aufnahme mit drei orthogonal zueinander stehenden Durchgangsbohrungen. Diese Aufnahme bildet das mechanische Zentrum des Linnik-Interferometers. In der direkten Verlängerung zur o. A. der Tubuslinse 2 liegt der Messstrahlengang. Das im Strahlteiler zur Seite reflektierte Licht fällt in den Referenzarm des Interferometers. Dieser Arm bietet eine Vielzahl an Freiheitsgraden für die Justage, um die bei der Fertigung und Montage auftretenden Abweichungen von der optimalen Lage der optischen Bauelemente im Raum auszugleichen. Das MO 1 und der Referenzspiegel sind an einer xyz -Verstellvorrichtung montiert. Hierbei wird allerdings nur durch die Verstellung der z -Achse sowohl das MO als auch der Referenzspiegel verstellt. Die Verstellung der xy -Achse hat nur Einfluss auf die Position des Objektivs. Der Referenzspiegel kann mit einer weiteren Stellachse unabhängig in z -Richtung verschoben werden. Um eine mögliche Winkelabweichung zur Orthogonalen von Mess- und Referenzarm ausgleichen zu können, ist der Referenzarm am Ende nicht starr befestigt, sondern in einer weiteren xy -Stellachse gelagert.

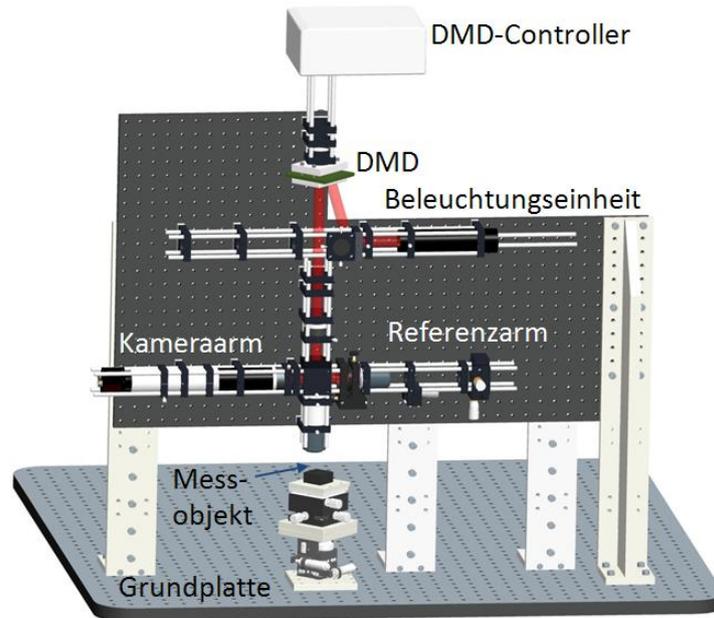


Abb. 5.3: CAD-Modell des Linnik-Interferometers mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD.

Der Kameraarm besteht aus Tuben, die einfallendes Umgebungslicht abschirmen und der Tubuslinse 1, die für die Abbildung auf dem CCD-Chip der Kamera sorgt. Die Kamera lässt sich nicht nur entlang der o. A. bewegen, sondern auch um diese drehen, um eine Übereinstimmung in der Winkelstellung des DMD zu ermöglichen. Abb. 5.4 zeigt eine Reihe von Fotos des Aufbaus. In Abb. 5.4 a) ist der gesamte Aufbau in einer Frontalansicht zu sehen.

Das Messobjekt befindet sich auf einem Stapel von Stelltischen, die der Positionierung dienen. Auf dem Foto in Abb. 5.4 b) ist diese Positioniereinheit gut zu erkennen. Auf der Grundplatte befindet sich zu unterst ein xy -Stelltisch, mit dem das Messobjekt lateral verschoben werden kann. Darüber befindet sich ein Hubtisch für die Positionierung entlang der o. A. in z -Richtung. Die Kombination aus xy -Kipptisch und Rotationseinheit befindet sich auf einer Adapterplatte. Eine weitere Adapterplatte verbindet diese mit dem Piezo-Hubtisch für den automatisierten Tiefenscan während der Messung. Diese Kombination aus Stelleinheiten ermöglicht es, das Messobjekt exakt in die gewünschte Position unter dem Interferometer zu bringen.

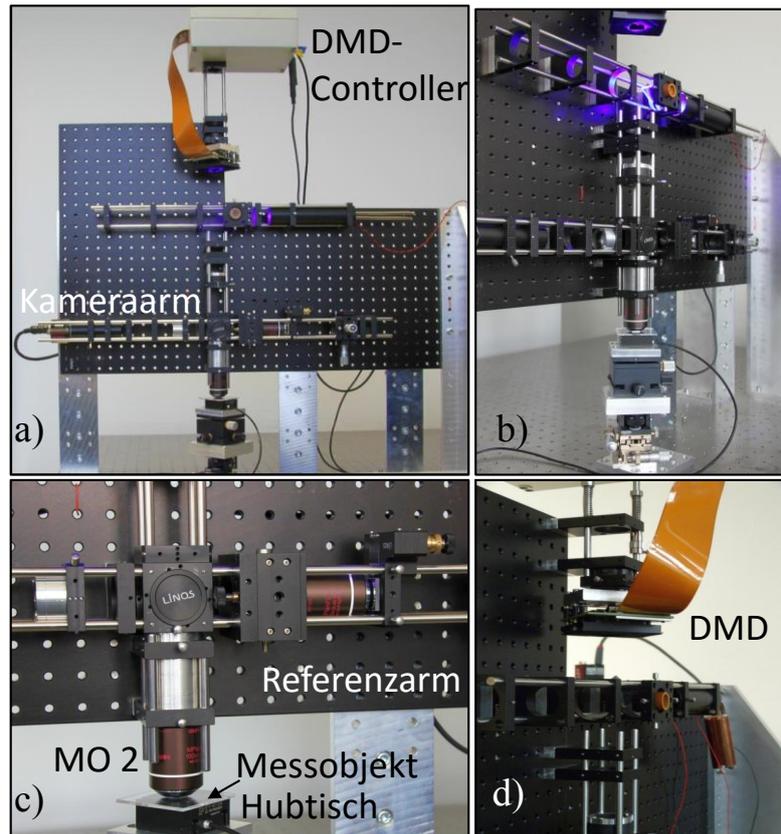


Abb. 5.4: Fotos des Linnik-Interferometers mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD: a) Gesamtansicht frontal, b) Gesamtansicht schräg von vorn, c) Interferometer mit dem justierbaren Referenzarm rechts, dem Messarm unten und der Tubuslinse links neben dem Aufnahmewürfel für den Strahlteiler und d) einer Seitenansicht des um 45° zum optischen Strahlengang gedrehten DMD.

Justage des Aufbaus

Der beschriebene Aufbau beinhaltet alle nötigen mechanischen Freiheitsgrade, um das System zu justieren. Hierbei ist der Abgleich der optischen Wege im Teil des Linnik-Interferometers besonders kritisch. Im Folgenden wird die Justage des gesamten Systems beschrieben, wobei verstärkt Wert auf das Linnik-Interferometer gelegt wird.

Im ersten Schritt der Justage wird die Beleuchtungseinheit durch einen Justierlaser ersetzt. Mit Hilfe des Laserspots werden die optischen Achsen des Systems zueinander ausgerichtet. Hierbei wird der DMD so angesteuert, dass alle Mikrospiegel das Licht in Richtung des Interferometers lenken und er somit als passiver Spiegel betrachtet werden kann. Der Umlenkspiegel und der DMD werden so ausgerichtet, dass der Laser exakt mittig durch die Tubuslinse 2 und das MO 2 verläuft. Die Position des Laserspots wird zunächst bei entnommenem MO 2 vor der Tubuslinse und auf Höhe der Grundplatte mit Hilfe von zentrisch in der optischen Bank geführten „Zielscheiben“ mittig ausgerichtet. Wird anschließend das MO 2 wieder eingeschraubt, vergrößert sich durch die hohe Brechung des Objektivs die Abweichung des Laserstrahls aus der Mittelposition. Somit wird das MO 2 genutzt, um die Justage der o. A. sehr feinfühlig einstellen zu können.

Im zweiten Schritt wird die o. A. des Referenzarms eingestellt. Hierzu wird über die xyz -Achse, die das MO 1 trägt, und die xy -Stellachse am Ende des Referenzarms sowie über die Drehung der Einheit aus MO 2, Tubus und Strahlteilerwürfel der Laserstrahl mittig in das Stangensystem der optischen Bank gelegt. Diese Ausrichtung wird ebenfalls bei entnommenem MO 1 an beiden Enden des Referenzarms kontrolliert. Wie bei der Justage der senkrechten Interferometerachse wird auch hier das MO wieder eingesetzt und nahe dem Ende des Referenzarms die mittige Position des Laserspots erneut kontrolliert, da auf diese Weise die exakte Position auf der o. A. deutlich präziser eingestellt werden kann.

Im nächsten Schritt wird in die Messebene und in die Ebene des Referenzspiegels ein Spiegel eingesetzt. Das Kamerabild wird genutzt, um die Laserspots in der Bildebene aufeinanderzulegen. Sind die optischen Achsen des Systems ausgerichtet, wird der Laser durch das Beleuchtungssystem mit Weißlichtquelle ersetzt.

Nun wird mit dem DMD ein Linienmuster in das Interferometer projiziert. Dieser Justageschritt wird benötigt, um bei Messungen mit konfokaler Linienbeleuchtung das Messobjekt entlang der lateralen xy -Achsen des Kamerabildes ausrichten zu können. Die Linien werden mit der Kamera aufgenommen. Anhand dieser Linien lässt sich sicherstellen, dass die Kameraausrichtung der des DMD entspricht. Eine genauere Positionierung über eine mögliche messtechnische Auswertung des Kamerabildes zur Gewinnung einer Übereinstimmung im Sub-Pixelbereich wäre an dieser Stelle denkbar. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit spielt eine Drehung von ca. einem Pixel zwischen DMD und Kamera nur eine untergeordnete Rolle, weswegen auf eine aufwändigere Justage-Variante verzichtet wurde.

Die wellenoptische Schärfentiefe d_R ist definiert als

$$d_R = \frac{n\lambda}{NA^2} \quad (5.1)$$

[71]. Bei diesem beugungsbegrenzten Ansatz gilt die Grenze der zulässigen Defokussierung als erreicht, wenn hierdurch die Intensität der Bildpunkte um 20 % abgenommen hat. Diese Definition schränkt den Bereich, in dem während eines Tiefenscans Signale auftreten, sehr stark ein. In dem konkreten Fall des Linnik-Interferometers bei einer NA von 0,9 ergibt sich für $\lambda=600$ nm ein d_R von 0,74 μm und bei $\lambda=480$ nm ein d_R von 0,59 μm .

Der hohe Kontrast der Interferenz lässt sich allerdings auch bei deutlich größerer Defokussierung noch gut beobachten und auswerten.

Eine andere von einigen Mikroskopherstellern verwendete Definition ist die visuelle Schärfentiefe T_{vis} , die laut der Bereckschen Formel mit

$$T_{\text{vis}} = n \left[\frac{\lambda}{2NA} + \frac{340 \mu\text{m}}{NA \cdot M} \right] \quad (5.2)$$

beschrieben werden kann [72], wobei der Brechungsindex n des umgebenden Mediums bei Luft gleich eins gesetzt werden kann. Bei einer Vergrößerung M von 100 ergibt sich

für $\lambda=600$ nm und $\lambda=480$ nm ein T_{vis} von ca. $4 \mu\text{m}$. Diese Schärfentiefe entspricht einer empirisch verstandenen Messgröße, passt jedoch relativ gut zu der in den Signalen beobachteten auswertbaren Modulation. In DIN/ISO-Normen wird von einem beidseitig der Objektebene befindlichen Raum gesprochen, in dem sich das Objekt ohne nachweisbaren Schärfeverlust bewegen kann. Über eine Nachweisgrenze des Schärfeverlustes geben die Normen keinen Aufschluss. Die Definition gemäß Gl. (5.2) führt zu einem vermeintlichen Schärfebereich, der deutlich größer ist als bei hochaperturigen Objektiven.

Die für den speziellen Fall in der Praxis ermittelte Schärfentiefe liegt zwischen den in Gl. (5.1) und (5.2) beschriebenen Definitionen und ist bei der weißen LED spürbar größer als bei der blauen LED. Die geringe Schärfentiefe kann genutzt werden, um das Messobjekt sehr orthogonal zu der senkrechten o. A. des Interferometers auszurichten, indem ein sehr fein strukturiertes Objekt (z. B. ein verkratzter Spiegel) unter dem MO 2 positioniert und so ausgerichtet wird, dass eine laterale Verschiebung nicht zu einem Verlassen des Schärfetiefebereiches führt.

Nach der Justage der optischen Achsen und der möglichst genauen Ausrichtung des Messobjektes unter dem MO 2 werden die optischen Weglängen des Interferometers abgeglichen, um Interferenz zu erzeugen. Hierzu wird zunächst grob der Abstand des MO 1 zum Strahlteilerwürfel abgeglichen und der Abstand des Referenzspiegels eingestellt. Um den Abstand des Referenzspiegels genauer einzustellen, wird das Messobjekt entfernt. Somit fällt nur noch Licht aus dem Referenzarm auf den CCD-Sensor der Kamera. Der Abstand wird so eingestellt, dass ein Bild des Referenzspiegels sichtbar ist. Bei 100x Vergrößerung sind auch auf einem guten Spiegel unter normalen Umgebungsbedingungen kleinste Staubpartikel sichtbar. Anschließend wird das Messobjekt wieder in den Schärfetiefenbereich gebracht, wobei gleichzeitig zwischen dem Strahlteilerwürfel und MO 1 ein Lichtabsorber positioniert wird. Dadurch wird das Messobjekt ohne störende Einflüsse aus dem Referenzarm auf die Kamera abgebildet. Wird das Objekt scharf abgebildet, wird der Lichtabsorber entfernt.

Durch die geringe Schärfentiefe ist es anschließend möglich, die Kombination aus MO 1 und Referenzspiegel mittels der xyz -Achse entlang der o. A. zu verschieben, bis Interferenz auftritt. Die so gefundene Interferenz weist zumeist eine sehr schwache Modulationstiefe auf, was durch eine iterative Anpassung der Abstände von Referenzspiegel zu MO 1 und der Einheit MO 1 und Referenzspiegel zum Strahlteilerwürfel optimiert wird. Wird mit dem so justierten Interferometer eine Messung durchgeführt, so zeigt das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung (blau), wie in Abb. 5.5 a) zu sehen, für gewöhnlich eine deutliche Abweichung zum Verlauf des Ergebnisses der Phasenauswertung (rot). Diese Abweichung wird über die Anpassung der Kippung sowie der xy -Position des Referenzarms ausgeglichen. Hierzu dienen die xy -Achse der xyz -Stellachse und die xy -Achse am Ende des Referenzarms. Der Verlauf der Ergebnisse der Hüllkurven- und Phasenauswertung nach der Justage der Kippung und der lateralen Position ist in Abb. 5.5 b) zu sehen. Die Differenz dieser beiden Messergebnisse ist ein Maß für die Dispersionseinflüsse im Interferometer. In diesem Fall entsteht ein überwiegender Teil der Dispersion durch die nicht exakte Positionierung des MO 1 im Referenzarm auf der

o. A. sowie der Kippung des gesamten Referenzarms. Hierdurch kommt es zu unterschiedlichen Glaswegen der beiden Interferometerarme, was, wie in Abschnitt 3.3.5.2 beschrieben, zu einer Verformung der Einhüllenden und dadurch zu einem Messfehler in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung führt.

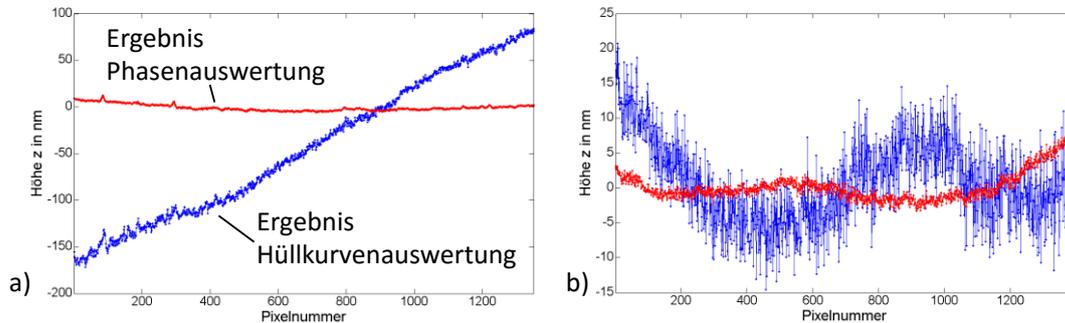


Abb. 5.5: Profilschnitte von Messergebnissen auf einem planen Siliziumnormal, in rot das Ergebnis der Phasenauswertung und in blau das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung, wobei in a) der Referenzarm in XY-Ebene verschoben und verkippt ist und deswegen das System noch Dispersion zeigt und in b) nach der Justage die Dispersion minimiert ist und somit das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung kaum von dem der Phasenauswertung abweicht.

Nach der so durchgeführten Justage sind die optischen Weglängen in beiden Interferometerarmen abgeglichen und die o. A. stimmen möglichst präzise überein. Da es sich bei dem System um einen Laboraufbau handelt, sind die so vorgenommenen Einstellungen nur für einen gewissen Zeitraum stabil. Durch die thermische Ausdehnung und den Drift der Stellachsen musste zwischen den folgenden Messergebnissen immer wieder leicht nachjustiert werden. Das System war aber stabil genug, um einzelne Messreihen ohne eine neue Justage vornehmen zu können, sodass direkte Vergleiche zwischen unterschiedlichen Messmodi unter gleichen Voraussetzungen stattfinden konnten.

5.1.2 Messergebnisse

Um optimale Ergebnisse zu erzielen, werden die Auswerteparameter individuell angepasst. Die effektive Wellenlänge der Signale kann variieren, sodass der Wert für die Auswertung dementsprechend variiert. Die Änderung der ausgewerteten Wellenlänge hat, wie in Abschnitt 3.3.5.3 beschrieben, einen unmittelbaren Einfluss auf den Batwing-Effekt [62, 63]. Aus diesem Grund wird der Wert bei Vergleichsmessungen auf einer Objektstruktur nicht verändert. Die effektive Wellenlänge verschiebt sich mit steigender NA des verwendeten Mikroskopobjektives hin zu längeren Wellenlängen [73, 74]. Bei der verwendeten NA von 0,9 hat dies eine Verschiebung der aus den Interferenzstreifen gemessenen effektiven Wellenlänge λ_{eff} um den Faktor 1,27 hin zu längeren Wellenlängen zur Folge [74]. Dies ergibt bei der weißen LED mit einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm ein theoretisches λ_{eff} von 768 nm und bei der blauen LED (460 nm) ein theoreti-

sches λ_{eff} von 589 nm. Die tatsächlich auftretenden Wellenlängenverschiebungen sind allerdings, vor allem bei der weißen LED, kleiner. Neben dieser systematischen Verschiebung gibt es bei dem hier beschriebenen Messsystem noch eine statistische Einflussgröße für die Änderung der mittleren Wellenlänge. Die Ursache ist das Vorhandensein einer nicht zu vernachlässigenden chromatischen Längsaberration in Verbindung mit der geringen Schärfentiefe des Systems. Hierdurch kann eine leichte Veränderung der optischen Weglängen im Interferometer zu einer Änderung der mittleren Wellenlänge der Signale führen. Die Verschiebung des Schärfetiefenbereiches in Bezug zur Oberfläche des Messobjektes führt also zu einer Deformation der Einhüllenden des Interferenzsignals. Liegt das Maximum der Einhüllenden nicht exakt mittig im Schärfetiefenbereich, kommt es bei vorhandener chromatischer Längsaberration zu einer Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge des Interferenzsignals. Da das System bei direkter Vergleichsmessung stabil genug war, um die Auswerteparameter nicht anpassen zu müssen, wurden diese Effekte nicht weitergehend untersucht, sondern die Anpassung der Auswerteparameter zwischen unterschiedlichen Messreihen dokumentiert.

Ein weiterer Parameter, der für jedes Messergebnis angepasst wurde, ist die Breite σ eines Bandpassfilters mit der Form einer gaußschen Glockenkurve, das im Frequenzraum mit dem vom Gleichanteil bereinigten Betragsspektrum multipliziert wird. Die Glockenkurve ist angelehnt an die Normalverteilung jedoch ohne ihren Normierungsfaktor und die Multiplikation mit zwei im Nenner des Exponenten. Daraus ergibt sich folgende Gleichung:

$$g(f_z) = e^{-\frac{(f_z - f_0)^2}{\sigma^2}}, \quad (5.3)$$

wobei f_z die Ortsfrequenz ist. Für $|f_z - f_0| = \sigma$ nimmt die Glockenkurve den Wert e^{-1} an. Um die Filterbreite sinnvoll mit der spektralen Breite der Lichtquelle in Bezug setzen zu können, wird die Filterbreite bei *FWHM* (Full Width at Half Maximum) betrachtet. Für *FWHM* ergibt sich folgende Gleichung:

$$FWHM = \sigma \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{N \Delta z} \cdot \sqrt{\ln 2}, \quad (5.4)$$

wobei N die Zahl der Messpunkte des Interferenzsignals darstellt und Δz die Verschiebung in z -Richtung zwischen den Messpunkten. Abb. 5.6 a) zeigt die gemessene Intensität eines Kamerapixels im Bereich der Interferenz. Der blau dargestellte Verlauf entspricht dem ungefilterten Intensitätssignal für ein Pixel. In Abb. 5.6 b) ist in schwarz das Betragsspektrum des blauen Signals dargestellt. Die grüne Glockenkurve wird mit dem gemessenen Betragsspektrum (schwarz) multipliziert. Die Breite σ des Filters beträgt in diesem Beispiel 3 und $\lambda_{\text{eff}} = 680$ nm. Wie bei allen Messungen in dieser Arbeit ist $\Delta z = 20$ nm und $N = 500$. Daraus ergibt sich eine *FWHM* von 115,5 nm.

Nach einer Rücktransformation zeigt das für die weitere Auswertung um den Bereich des Maximums beschränkte grüne Signal in Abb. 5.6 a) ein deutlich reduziertes Rauschen. Neben dem Rauschen sinkt bei dieser Filterung aber auch die Modulationstiefe des Sig-

nals, während die Hüllkurve insgesamt breiter wird. Da bei abnehmender Modulations-tiefe die Qualität der Hüllkurvenauswertung abnimmt, kann das Filter im Frequenzbe-reich nicht beliebig schmalbandig eingestellt werden.

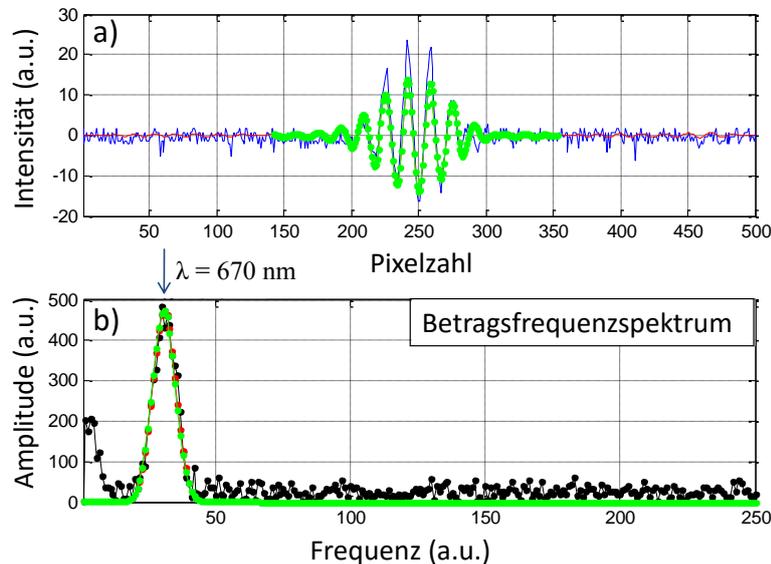


Abb. 5.6: Gemessener Intensitätsverlauf eines Kamerapixels bei einem Tiefenscan auf einem Siliziumnor-mal (blau) in b) Zugehöriges Betragsspektrum in schwarz und in grün Filterübertragungsfunk-tion, die nach der Multiplikation mit dem Betragsspektrum und anschließender Rücktransfor-mation zu dem grünen Intensitätsverlauf in a) führt.

5.1.2.1 Vergleich zwischen Hellfeld- und konfokaler Beleuchtung

Die konfokale Beleuchtung soll durch eine Reduktion der Schärfentiefe und eine lateral sequenzielle Beleuchtung zu einer Abschwächung des Batwing-Effektes führen, indem die Vermischung der Signale von unterschiedlichen Höhenniveaus reduziert wird. Hierzu wird die übliche Hellfeldbeleuchtung durch eine Beleuchtung über das DMD ersetzt. Bei dieser Art der Beleuchtung dient das DMD im Beleuchtungsstrahlengang als konfokale Blende, indem die von der LED beleuchteten Mikrospiegel, wie in Abb. 5.1 zu sehen, über das Mikroskop verkleinert auf das Messobjekt projiziert werden. Die beleuchteten Bereiche sind in der Größe durch die Vergrößerung des Mikroskops vorgegeben, wobei sich durch die Beugung im optischen System die beleuchteten Bereiche um den doppelten Radius des zugehörigen Airy-Scheibchens vergrößern. Im konkreten Fall bedeutet dies, dass ein einzelner beleuchteter Mikrospiegel auf dem Messobjekt, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, ein beleuchtetes Quadrat von $13,6 \mu\text{m}/100 = 136 \text{ nm}$ plus den Beugungsan- teil von $2r_{\text{Airy}} = 2(0,611\lambda/NA) = 650 \text{ nm}$ ergibt, was bei einer Wellenlänge von 480 nm und einer NA von $0,9$ zu einer Gesamtbreite von ca. 786 nm führt. Dieser Wert stimmt relativ gut mit der Linienbreite einer mit einer Spalte von Mikrospiegeln beleuchteten „Linie“ in Abb. 5.7 überein. Der CCD Sensor der verwendeten Kamera hat eine Pixelgröße von $4,65 \mu\text{m}$, was in der Bildebene auf dem Messobjekt einem Abtastintervall von $46,5 \text{ nm}$ entspricht. Die Breite der beleuchteten Spalte beträgt ca. 15 Pixel, was einer Breite von

698 nm auf dem Messobjekt gleichkommt. Die Abweichung zu dem berechneten Wert kann damit erklärt werden, dass der theoretisch bestimmte Wert von 786 nm einen Abfall der Intensität auf null beinhaltet, der in dem Kamerabild nicht gut zu erkennen ist.

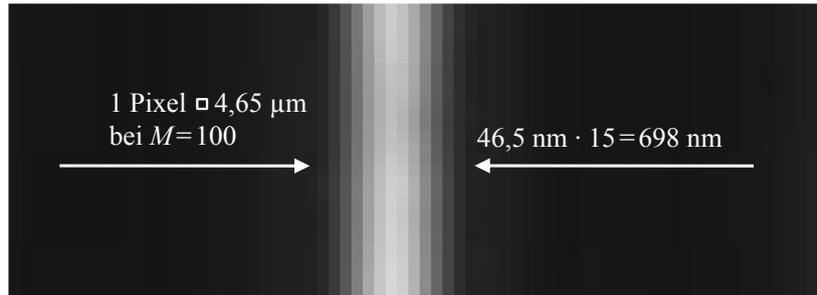


Abb. 5.7: Vergrößerter Ausschnitt aus einem Kamerabild, bei dem eine Spalte mit der Breite von einem Mikrospiegel beleuchtet wird.

Um die Messzeit zu reduzieren, wird mit dem DMD nicht ein einzelner beleuchteter Bereich auf das Messobjekt projiziert, sondern ähnlich wie bei einer Nipkow-Scheibe viele Bereiche simultan. Im Gegensatz zu dem mechanisch nicht veränderbaren Lochmuster der Nipkow-Scheibe lassen sich die Muster, die das DMD projiziert, auf die Gegebenheiten des Messobjektes anpassen. In Abb. 5.8 sind die zwei in dem Aufbau realisierten Varianten der Submatrizen am Beispiel von 8×8 großen Feldern gezeigt. Bei der in Abb. 5.8 b) skizzierten Matrixbeleuchtung wird pro Submatrix nur ein Mikrospiegel genutzt, um das Messobjekt zu beleuchten. Diese Variante hat den Vorteil, dass beliebig gestaltete Messobjekte untersucht werden können. Bei Messobjekten mit einer eindimensional ausgeprägten Struktur, wie dem in 4.3 beschriebenen RS-N Normal mit seinem periodischen Rechteckstrukturen, kann die Beleuchtung aus Abb. 5.8 a) genutzt werden, um die Messzeit um den Faktor N^2 zu reduzieren. Die Strukturen auf dem Messobjekt müssen hierbei allerdings möglichst parallel zu den beleuchteten „Linien“ verlaufen.

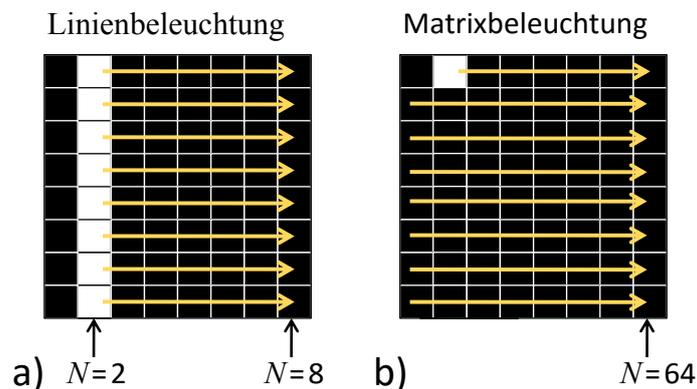


Abb. 5.8: Beleuchtungsmuster des DMDs bei einer Submatrix von 8×8 Spiegeln, in a) mit Linienbeleuchtung ist das Messfeld in 8 Beleuchtungsschritten voll ausgeleuchtet, wobei es bei der Matrixbeleuchtung gemäß b) 64 Schritte sind.

Beim Messablauf mit konfokaler Beleuchtung wurden ebenfalls zwei unterschiedliche Varianten umgesetzt. Bei der ersten Variante, die im Folgenden als rein konfokale Beleuchtung bezeichnet wird, werden die Beleuchtungsmuster mit Frequenzen von 4 kHz bis 8 kHz auf das Messobjekt projiziert, wobei die Kamera mit einer vergleichsweise niedrigen Frequenz von 30 Bildern pro Sekunde arbeitet. Bei dieser Variante ist ausschließlich eine konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang vorhanden. Der Messablauf entspricht dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren und die Messgeschwindigkeit wird somit durch die rein konfokale Beleuchtung nicht beeinflusst.

Bei der zweiten Variante, die im Folgenden als konfokale Kameramessung bezeichnet wird, wird der CCD Sensor als konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang genutzt. Hierzu wird bei jedem projizierten Beleuchtungsmuster ein Bild mit der Kamera abgespeichert. Es wird also während des Tiefenscans pro Höhenposition nicht mehr ein Bild aufgezeichnet, sondern so viele Bilder wie nötig sind, damit die jeweils verwendete Submatrix des DMDs voll beleuchtet wird. Anschließend wird in den Bildern einer Höhenstufe nach den beleuchteten Bereichen gesucht. Um dies zugehörigen Pixel zu finden, wurden zwei Verfahren getestet. Das erste Verfahren führt eine Kalibriermessung durch, bei der jedem Kamerapixel ein entsprechendes DMD-Pixel zugeordnet wird. Hierbei werden fest zugewiesene Pixelbereiche ausgewertet. Bei diesem Verfahren kam es jedoch schon bei Messungen von Planflächen zu starken Schwankungen in der Modulationstiefe, was darauf schließen lässt, dass nicht immer die zentralen Bereiche der beleuchteten Felder für die Auswertung genutzt wurden. Das zweite Verfahren bestimmt für jedes Kamerapixel den zugehörigen DMD-Spiegel, indem die im Signal eines Pixels maximal gemessene Modulationstiefe gesucht wird und wählt hiernach die beleuchteten Bereiche aus. Diese Art der Zuordnung der beleuchteten Bereiche hat zu Messergebnissen geführt, bei denen eine einheitliche Modulationstiefe von Pixel zu Pixel vorliegt.

5.1.2.2 Messergebnisse mit rein konfokaler Beleuchtung

In diesem Abschnitt werden Messergebnisse von dem RS-N Normal gezeigt, die mit der Variante der rein konfokalen Beleuchtung generiert wurden. Die für die Beleuchtung verwendete warmweiße LED besitzt eine Schwerpunktwellenlänge von ca. 600 nm. Die für die Auswertung genutzte effektive Wellenlänge weicht aus den in Abschnitt 3.3.5.3 beschriebenen Gründen hiervon ab und liegt bei der folgenden Messreihe bei 690 nm. Die Filterbreite σ ist bei allen Messergebnissen unverändert. Bei einer Strukturhöhe zwischen 190 nm und 140 nm liegt das Verhältnis zwischen Höhe und Auswertewellenlänge zwischen $0,317 \lambda$ und $0,233 \lambda$. Diese Werte liegen nahe an dem Wert der in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen maximalen Amplitude des Batwing-Effektes von $0,25 \lambda$. Diese Voraussetzungen sind somit gut geeignet, um die Beeinflussung des Batwing-Effektes durch die konfokale Beleuchtung untersuchen zu können.

Damit der Unterschied zwischen der Hellfeldbeleuchtung und der rein konfokalen Beleuchtung gezeigt werden kann, werden immer zwei Messergebnisse vom gleichen Messfeld miteinander verglichen. Um die Umgebungseinflüsse so gering wie möglich zu halten, wurden die jeweiligen Messungen zeitlich direkt aufeinanderfolgend durchgeführt.

Da der Batwing-Effekt im Profilschnitt wesentlich besser zu beurteilen ist als in einer 2D-Falschfarben- oder 3D-Darstellung, wird in diesem Abschnitt ausschließlich diese Darstellungsform verwendet. Zwischen den Ergebnissen der Hüllkurven- und Phasenauswertung wurde zur Verbesserung der Sichtbarkeit ein Höhenversatz eingefügt.

Abb. 5.9 zeigt ein Messergebnis des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $4 \mu\text{m}$. Die mittlere Wellenlänge des Gauß-Filters liegt bei 690 nm und wird im Folgenden mit der Wellenlänge bei der ausgewertet wurde, gekennzeichnet. Bei dieser relativ großen Periode mit einer Strukturbreite von $2 \mu\text{m}$ wird die Amplitude von 190 nm noch korrekt wiedergegeben. Wie zu erwarten, zeigt das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung einen deutlichen Batwing-Effekt von ca. 200 nm . Diese Überschwinger führen durch die falsche Zuordnung der Streifenordnung in der Phasenauswertung zu Phasensprüngen von $\lambda/2$. An den Batwings der unteren Höhenniveaus ist eine Asymmetrie zu erkennen, die sich darin äußert, dass der jeweils rechte Peak stärker ausgeprägt ist. Die Ursache für diese Asymmetrie ist ein nicht optimal ausgerichtetes optisches System. Die optischen Achsen von Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang liegen nicht genau genug aufeinander. Die Ursache hierfür ist der fehlende Freiheitsgrad zur Kippung des Referenzspiegels im Referenzarm des Linnik-Interferometers.

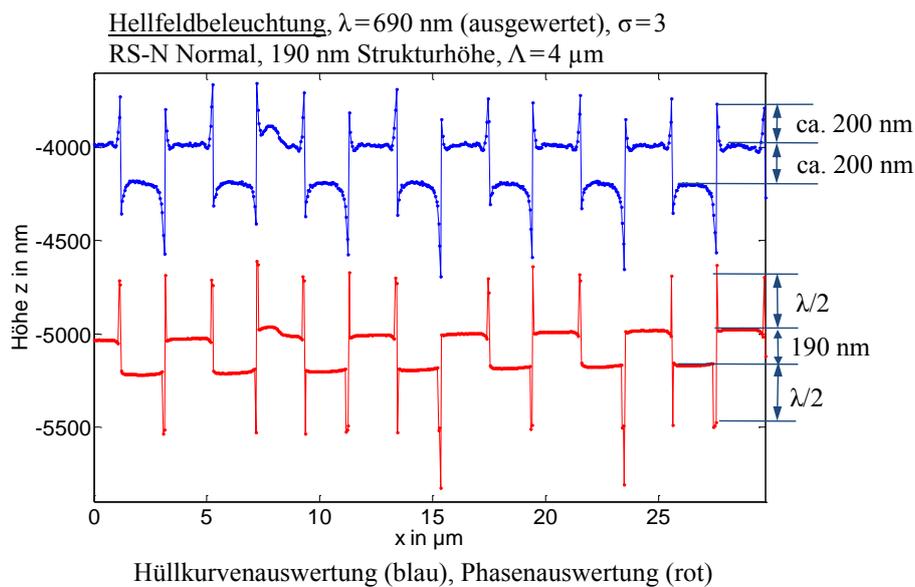


Abb. 5.9: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

Die in Abb. 5.10 gezeigten Profilschnitte zeigen denselben Bereich auf dem RS-N Normal wie in Abb. 5.9, jedoch mit der rein konfokalen Beleuchtung anstelle der als Referenz dienenden Hellfeldbeleuchtung. Die Ausprägung des Batwing-Effektes zeigt keine signifikanten Änderungen. Durch die konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang werden nur bestimmte Bereiche im Messfeld beleuchtet. Die beugungsbedingt relativ breiten beleuchteten Streifen führen jedoch nicht zu einer Reduktion der Überlappung der Signale der unterschiedlichen Höhenniveaus.

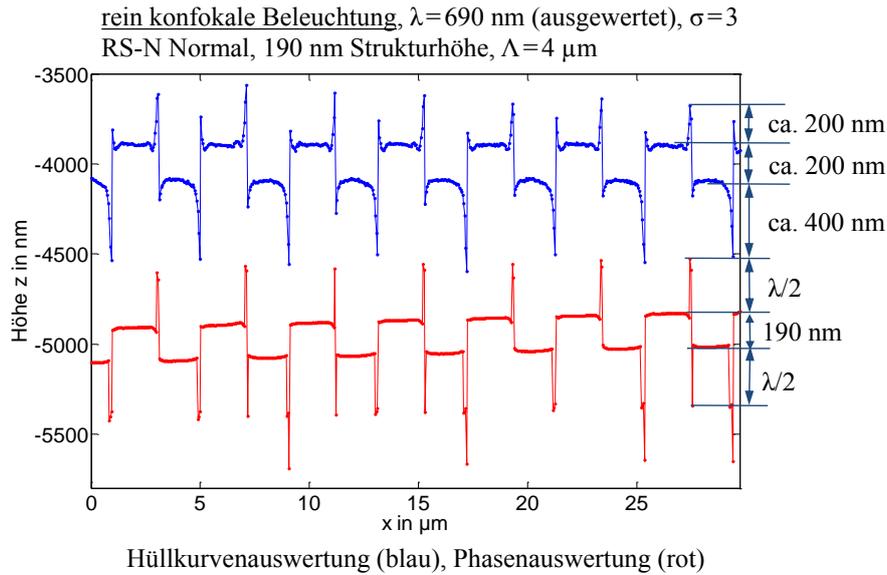


Abb. 5.10: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von 4 μ m bei rein konfokaler Beleuchtung.

Bei einer Verringerung der Gitterperiode auf 1,2 μ m bleibt das Ergebnis im Prinzip gleich. Es ist kein nennenswerter Unterschied zwischen den Ergebnissen der Hellfeldbeleuchtung in Abb. 5.11 und der rein konfokalen Beleuchtung in Abb. 5.12 zu erkennen. Bei dieser Gitterperiode sind die einzelnen Plateaus jedoch so schmal, dass die einzelnen Batwings in der lateralen Ausdehnung fast so breit sind wie die halbe Strukturbreite von 0,3 μ m. Die Asymmetrie, die schon bei $\Lambda=4$ μ m zu erkennen war, tritt hier in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung deutlich hervor.

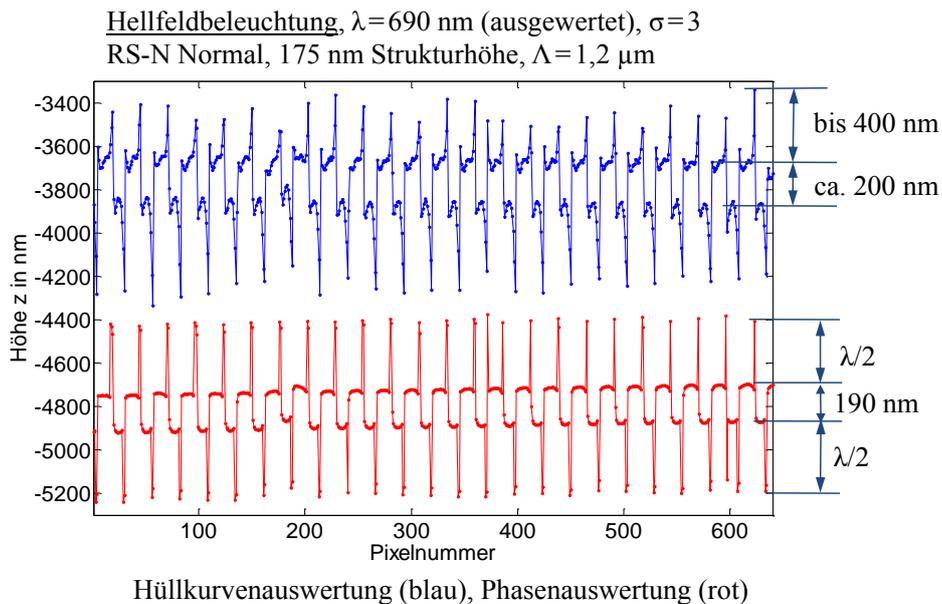


Abb. 5.11: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von 1,2 μ m bei Hellfeldbeleuchtung.

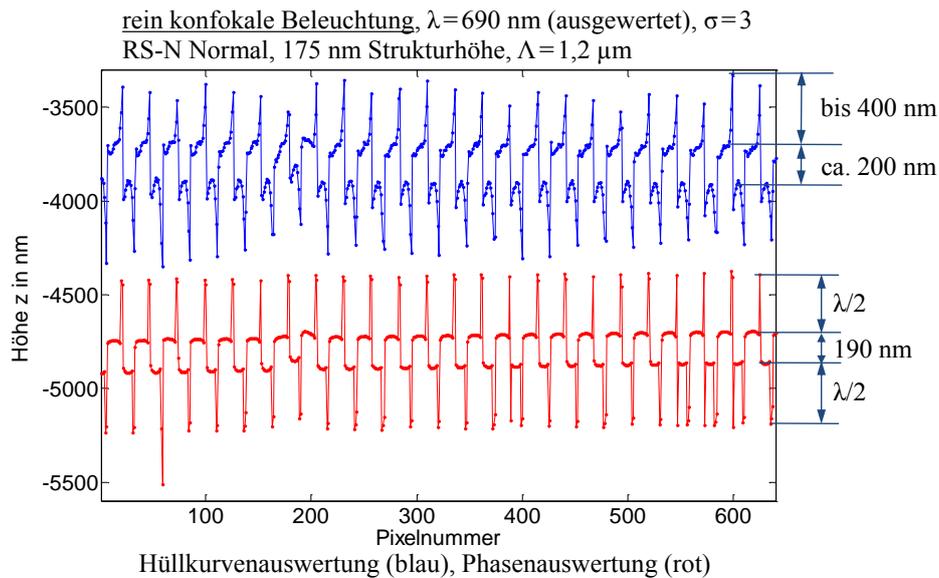


Abb. 5.12: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von 1,2 μ m bei rein konfokaler Beleuchtung.

Bei noch kleineren Gitterstrukturen mit einer Periode unter 1 μ m ließen sich die rein konfokal beleuchteten Messergebnisse nicht mehr sinnvoll auswerten. Der Grund liegt in der Abnahme des Kontrastes der von der CCD-Kamera aufgenommenen Bilder, wie es anhand der MTF bzw. ITF nachzuvollziehen ist. Hinzu kommt es bei der konfokalen Beleuchtung über das DMD zu einem deutlichen Intensitätsverlust. Beides zusammengekommen führt zu einer niedrigen Modulationstiefe und damit zu einem geringen SNR. Aus diesem Grund werden bei der hier vorgestellten Messreihe fortan nur noch die mittels Hellfeldbeleuchtung aufgenommenen Messergebnisse gezeigt.

Bei diesen Messungen hat sich das Maximum des Signals im Frequenzspektrum von 690 nm auf 720 nm verschoben. In Abb. 5.13 liegt die Wellenlänge des in Abb. 5.6 gezeigten Filters im Frequenzraum bei 690 nm. Die Lage dieses Filters wird der Einfachheit halber als die Auswertewellenlänge beschrieben. Das Ergebnis zeigt in der Hüllkurvenauswertung deutliche Batwings auf der rechten Seite der oberen Plateaus. Diese Batwings führen in der Phasenauswertung zu den zu erwartenden Phasensprüngen. Wird die Auswertewellenlänge beim selben Datensatz, wie in Abb. 5.14 gezeigt, auf 720 nm verschoben, reduziert sich die Höhe der Batwings von 220 nm auf 100 nm. Die genauen Gründe für die Abhängigkeit der Batwings in der Hüllkurvenauswertung von der Lage der Auswertewellenlänge und der dazugehörigen Filterung ist zum Zeitpunkt der Verfassung dieser Arbeit noch nicht geklärt. Eine mögliche Ursache könnte das geänderte Verhältnis zwischen Strukturhöhe und ausgewerteter Wellenlänge sein, da das Verhältnis bei einer Wellenlänge von 690 nm mit $0,246 \lambda$ näher an $0,25 \lambda$ liegt als die $0,236 \lambda$ bei 720 nm.

Weil es in dem Ergebnis der Phasenauswertung in Abb. 5.14 pro Periode nur noch zu Phasensprüngen vor der ansteigenden Kante kommt, lässt sich hier deutlich die Verrundung der Kanten beobachten. Je nach Verhältnis zwischen der Höhe der Kante und der

Schwerpunktwellenlänge des Lichtes kann es entweder zu „batwing-ähnlichen“ Überschwängern oder zu der gezeigten Verrundung kommen.

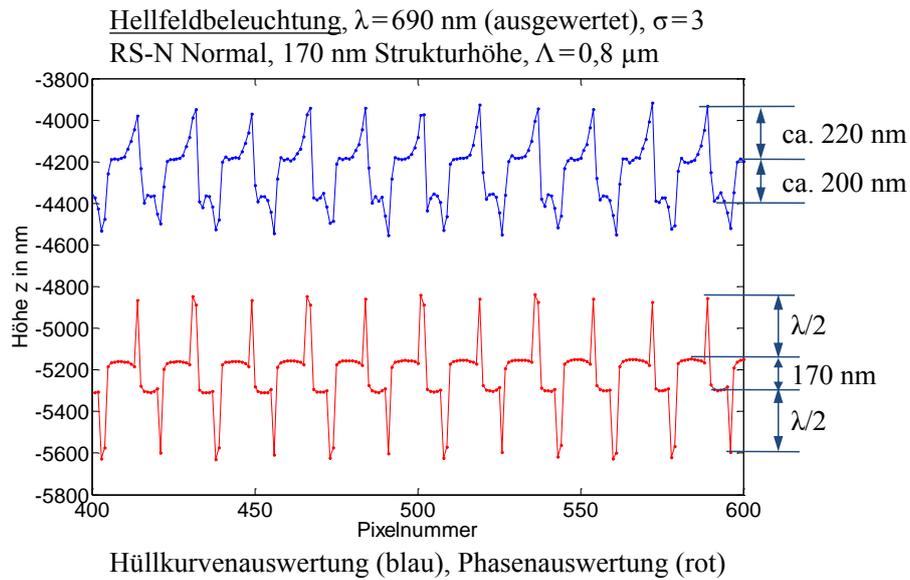


Abb. 5.13: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

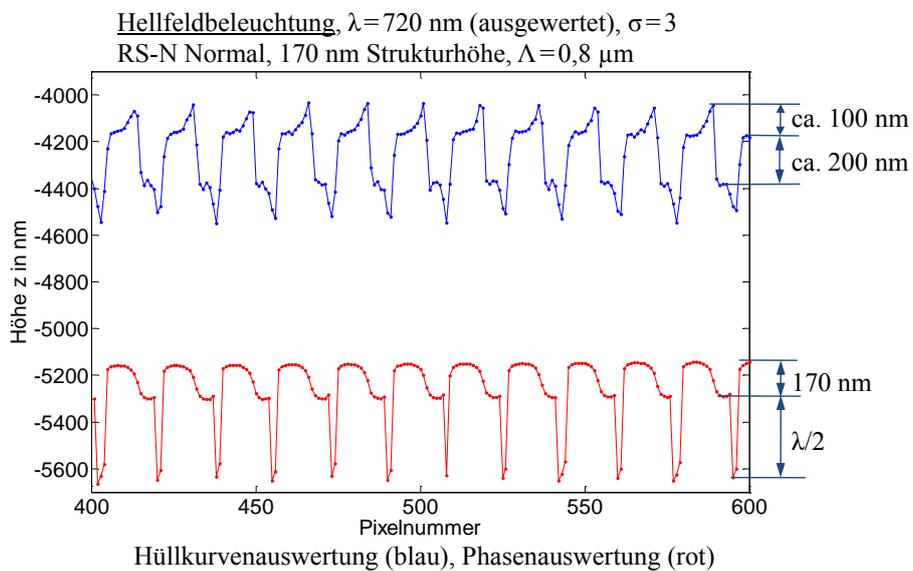


Abb. 5.14: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit geänderter Auswertewellenlänge von 720 nm .

In Abb. 5.15 sind Messergebnisse bei einer Gitterperiode von $0,4 \mu\text{m}$ zu sehen. Die hohen Frequenzanteile der Rechteckstruktur können bei dieser Ortsfrequenz nicht mehr übertragen werden. Die Grundfrequenz ist in Form einer sinusartigen Höhenmodulation aber sowohl in den Ergebnissen der Hüllkurvenauswertung, als auch der Phasenauswertung deutlich sichtbar. Das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung ist mit einer Amplitude von

ca. 180 nm relativ dicht an der Nominalhöhe des Normals von 150 nm. Selbst bei dieser Periode, die sehr nahe an der optischen Auflösungsgrenze ($\Delta x = 407$ nm bei $\lambda = 600$ nm) liegt, ist die Amplitude aufgrund des Batwing-Effektes noch zu hoch gemessen worden. Bei der Phase verhält sich die gemessene Amplitude entsprechend der beschriebenen Richtlinien [59, 60] und fällt auf Werte gegen Null. An den beiden senkrechten Strichen ist zu sehen, dass die Phase genau um 180° gedreht ist. An der Stelle, an der sich in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung ein Maximum befindet, zeigt das Ergebnis der Phasenauswertung ein Minimum. Dieses Verhalten lässt sich über den gleichen theoretischen Ansatz aus [63] über die Mischung der einzelnen Signale erklären wie die Verrundung und die Tendenz zum Überschwingen an den Kanten. In diesem Fall ändert sich mit dem Verhältnis zwischen Stufenhöhe und Wellenlänge nicht die Verrundung, sondern die gesamte Struktur ändert ihre Erscheinung. Es handelt sich also nicht um eine Phasenverschiebung an sich, sondern um einen Effekt, der entweder runde oder überschwingende Kanten hervorruft. Liegt das Verhältnis der Stufenhöhe zur Wellenlänge bei 0,25, so beträgt die Phasenverschiebung der Signale vom oberen Höhenniveau zum unteren Niveau 180° . Bei dieser Phasenverschiebung kommt es zu einem Minimum der Amplitude des Ergebnisses der Phasenauswertung [79].

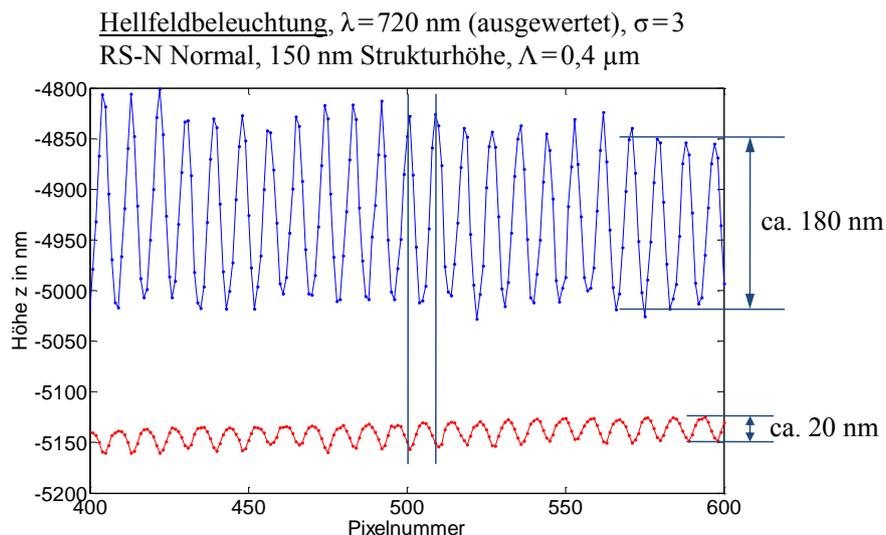


Abb. 5.15: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4$ μm bei Hellfeldbeleuchtung.

5.1.2.3 Messergebnisse mit konfokaler Kameramessung

Im Gegensatz zu den Messungen mit der rein konfokalen Beleuchtung gibt es bei der konfokalen Kameramessung eine konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang. Anstelle eines zusätzlichen Bauteils werden hier jedoch die einzelnen Kamerapixel als Blenden verwendet. Wie beschrieben, wird die jeweilige Submatrix sequenziell ausgeleuchtet, wobei bei jedem Schritt auch ein Kamerabild aufgenommen wird. Auf diese Weise wird das gesamte Messfeld einmal mit der maximalen Lichtintensität beleuchtet. Um die beleuch-

teten Bereiche richtig zuordnen zu können, wird der entstandene Bilderstapel entsprechend der Beleuchtungssequenz sortiert. Anschließend wird für jedes Kamerapixel in den Bildern mit den unterschiedlichen Beleuchtungsmustern nach einem Maximum in der Modulationstiefe gesucht, und die so gefundenen Höhenwerte werden in einem Messergebnis zusammengefasst. Auf diese Weise werden zuverlässig die Bereiche im Messfeld ausgewertet, die vom DMD beleuchtet wurden. Die Ergebnisse der nicht beleuchteten Bereiche werden verworfen. Bei dieser Art der Suche der beleuchteten Bereiche kann es an Übergängen von Bereichen mit hoher und niedriger Signalintensität zu einer Verschiebung der Kante zugunsten der signalstarken Bereiche kommen. Bei dem hier genutzten RS-N Normal kann das obere Höhenniveau dadurch breiter und das untere Niveau schmaler gemessen werden, da die Modulationstiefe der oberen Niveaus gerade an den Kanten deutlich größer ist als die der unteren Niveaus. Durch die große NA der Objektive und dem damit verbundenen sehr weit geöffneten Lichtkegel der Beleuchtung gelangt deutlich weniger Licht in die geätzten Vertiefungen als auf die oberen Höhenniveaus. Die Abschattung, die zu dieser Schwankung der Modulationstiefe führt, lässt sich nicht vermeiden und ist in Abb. 5.18 graphisch dargestellt.

Abb. 5.16 zeigt die Messergebnisse der Struktur mit einer Periode $\Lambda = 6 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung. Die einzelnen Batwings haben in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung eine Höhe von bis zu 350 nm. Die Höhe schwankt stark und beträgt an einigen Kanten auch nur 100 nm. Diese Unterschiede in der Höhe können damit begründet werden, dass die Position der Kanten zu der Position der Kamerapixel variiert. Somit werden unterschiedliche Anteile der Signale vom unteren und oberen Niveau in einem Pixel lateral zusammengefasst, was zu der unterschiedlichen Ausprägung des Batwing-Effektes führt. Überschreitet die Abweichung des Ergebnisses der Hüllkurvenauswertung zum Ergebnis der Phasenauswertung ein bestimmtes Niveau, zeigt die Phasenauswertung an diesen Stellen Phasensprünge von $\lambda/2$. In dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung in Abb. 5.17 ist ein erhöhtes Rauschen zu erkennen. Bei der konfokalen Kameramessung wurden in diesem Fall acht Bilder in einer Höhenposition aufgenommen, um das gesamte Messfeld auszuleuchten. Die Bildrate der Kamera ist dabei konstant geblieben, sodass die Einflüsse von Umgebungsschwingungen größere Auswirkungen auf das Messergebnis haben.

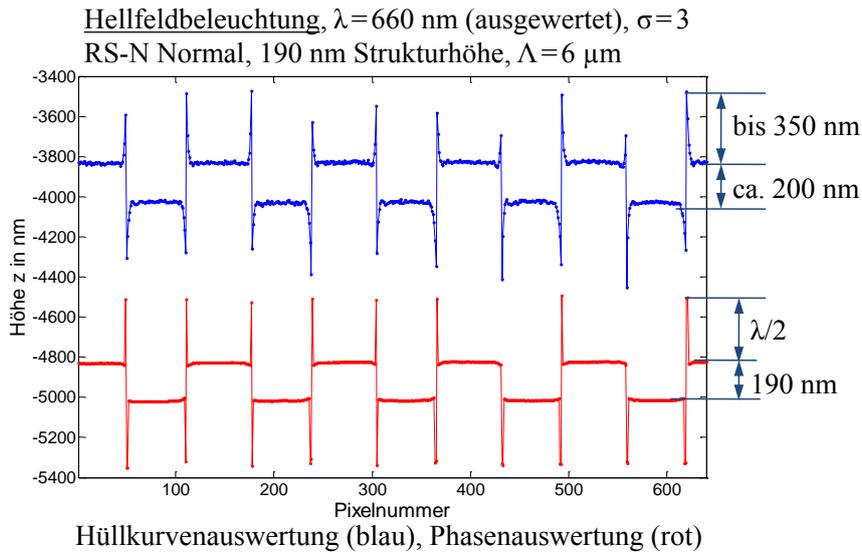


Abb. 5.16: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $6 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

Der Batwing-Effekt in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung hat sich jedoch signifikant reduziert. An vielen Kanten ist kaum noch ein Überschwingen zu sehen und selbst an den Stellen, an denen die Überlagerung von Kante, Pixel und beleuchtetem Bereich ungünstig zueinander liegen, sind nur 150 nm hohe Überschwinger gemessen worden. Das Ergebnis zeigt eindeutig, dass die zusätzliche konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang im Gegensatz zu den rein konfokal beleuchteten Messungen eine Verringerung des Batwingeffektes bewirkt.

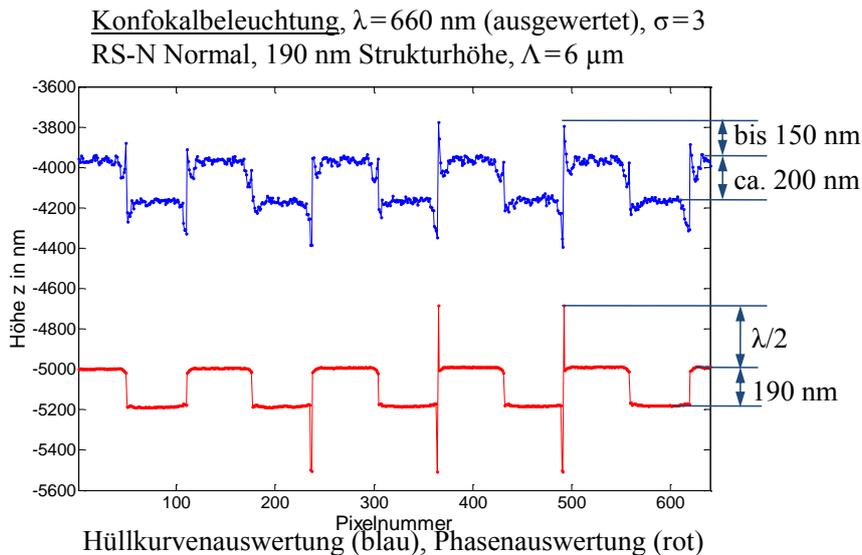


Abb. 5.17: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $6 \mu\text{m}$ bei konfokaler Kameramessung.

Die Messergebnisse bei einer Gitterperiode von $2\ \mu\text{m}$ zeigen die gleiche Tendenz wie bei $6\ \mu\text{m}$. Durch die geringere Strukturbreite fällt, bedingt durch die hohe NA des verwendeten Objektivs, in die unteren Niveaus nicht mehr so viel Licht. Abb. 5.18 zeigt in Form einer Skizze die Abschattung des Lichtkegels bei Beleuchtung durch das MO. Die gezeichneten Interferenzsignale von den oberen Höhenniveaus weisen eine höhere Lichtintensität auf und da die Intensität näher an der des Interferenzspiegels liegt ist auch die Modulationstiefe größer. Durch diesen Effekt wird der Batwing-Effekt an den Kanten der unteren Niveaus bei dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung deutlich größer als an den oben liegenden Kanten, wie in Abb. 5.19 zu sehen.

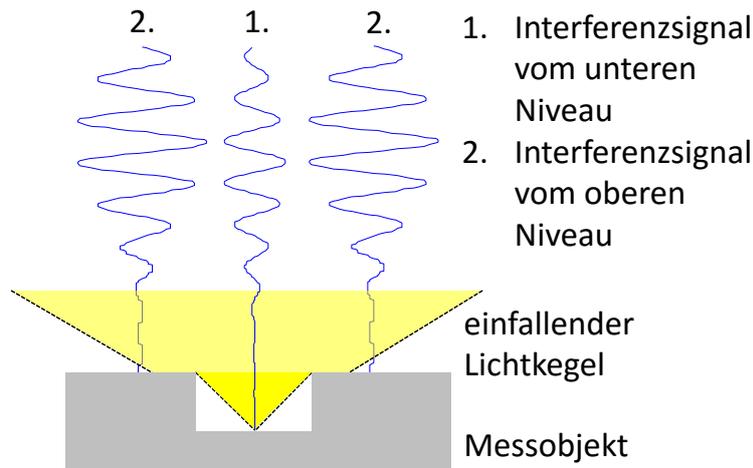


Abb. 5.18: Skizze der Abschattung des Lichtkegels bei Hellfeldbeleuchtung durch Objektivs mit hoher NA .

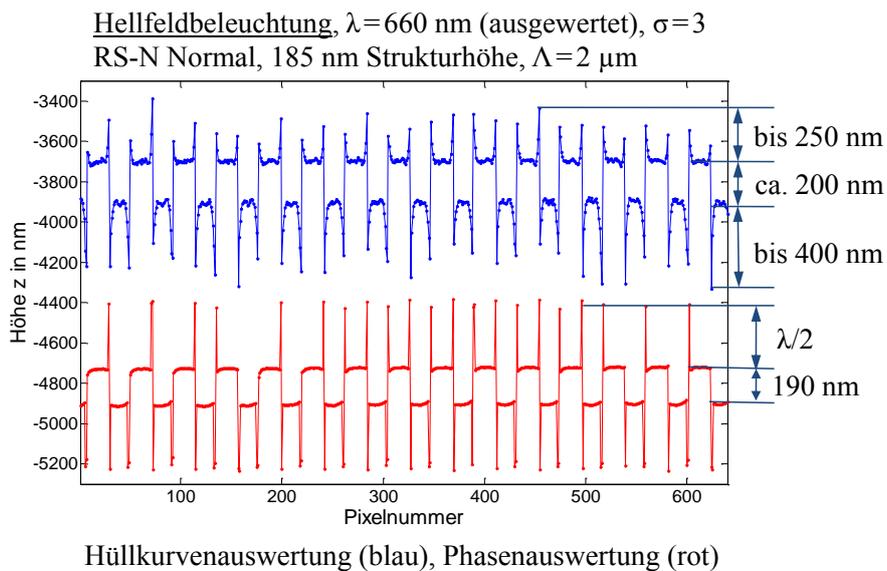


Abb. 5.19: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $2\ \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

Das Ergebnis der konfokalen Kameramessung in Abb. 5.20 zeigt auch hier eine erhöhte Messunsicherheit bei der Hüllkurvenauswertung und eine Reduktion der Überschwinger. Die Hüllkurve zeigt jedoch neben erhöhtem Rauschen noch eine systematische Höhenmodulation auf den eigentlich planen oberen Plateaus. Bei dieser Gitterperiode gibt es anscheinend eine durch die konfokale Beleuchtung hervorgerufene Deformation der Hüllkurve, die diesen Effekt verursacht.

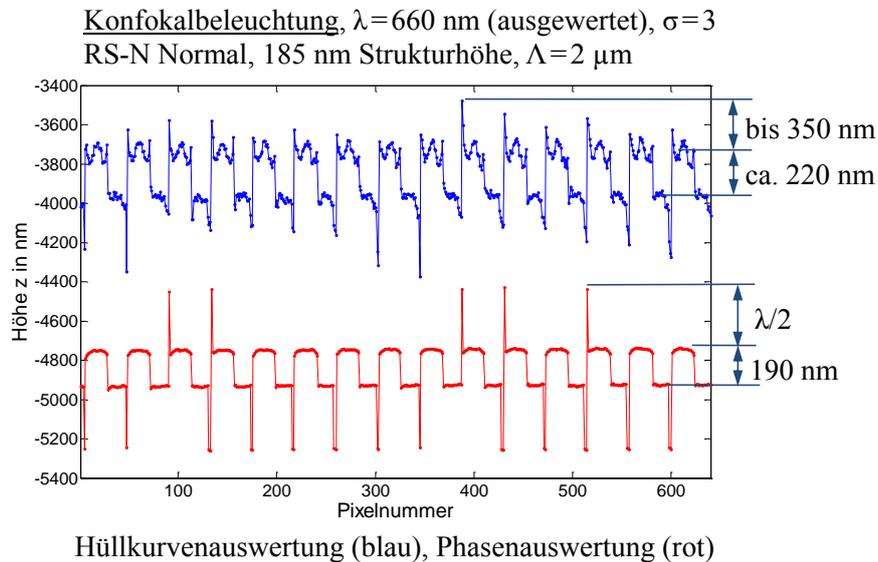


Abb. 5.20: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normal bei einer Gitterperiode Λ von 2 μm bei konfokaler Kameramessung.

Bis auf wenige Ausreißer, bei denen kein auswertbares Messsignal vorliegt, konnte wie in Abb. 5.21 und Abb. 5.22 auch die 0,8 μm Struktur sowohl mit der Hellfeldbeleuchtung als auch mittels der konfokalen Kameramessung erfasst werden. In der Messung mit Hellfeldbeleuchtung bei dieser Gitterperiode ist an den Kanten der oberen Höhenniveaus so gut wie kein Überschwinger zu erkennen. An den Kanten der unteren Höhenniveaus treten hingegen systematisch an jeder Kante Überschwinger auf.

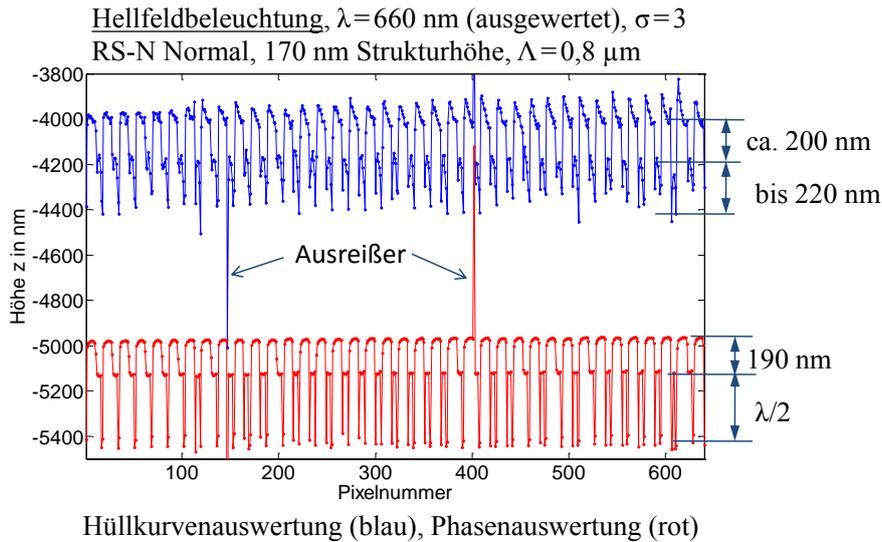


Abb. 5.21: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

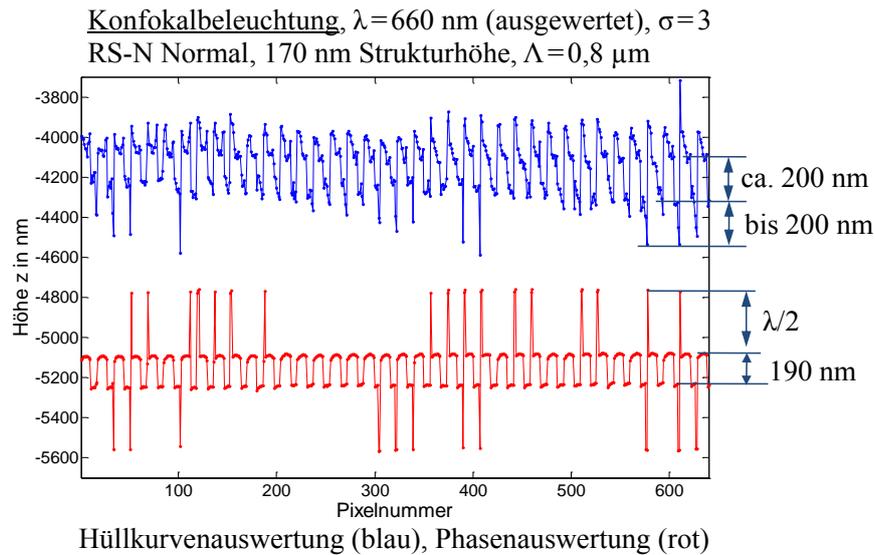


Abb. 5.22: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei konfokaler Kameramessung.

Bei der konfokalen Kameramessung werden die Überschwinger in der Anzahl deutlich reduziert. Nur an wenigen Stellen mit ungünstiger Überlagerung von Beleuchtung, Gitterperiode und Pixelposition treten ähnlich hohe Batwings wie bei der Hellfeldbeleuchtung auf. Die Hüllkurvenauswertung zeigt zudem noch die Überlagerung einer sinusförmigen Höhenmodulation. Diese Schwingung kann zwei Ursachen haben. Zum einen die erhöhte Messdauer, wodurch niederfrequenter Umgebungsschwingungen Einfluss auf die Messung haben. Es kann aber auch eine Art Schwebungseinfluss sein. Hierbei würden

die unterschiedlichen Wellenlängen zwischen dem Abtastintervall der Kamera in der Objektebene, die Gitterperiode und die einem Gitter ähnliche Linienbeleuchtung, bei der jeder achte Spiegel beleuchtet wird, zu dieser Modulation führen.

5.1.2.4 Messergebnisse mit Polfilter

Der Einfluss der Polarisationsrichtung der Beleuchtung auf die Ergebnisse der WLI wurden anhand von relativ zur optischen Auflösungsgrenze großen Strukturen mit einem hohen Aspektverhältnis schon im Jahr 2005 von A. Tavrov et al. [76] beschrieben. Bei diesem Beispiel haben an den Kanten hervorgerufene Interferenzerscheinungen auf Höhe des oberen Niveaus zu einer Verringerung der gemessenen Breite der rechteckigen Vertiefung geführt. Der Effekt tritt bei transversal magnetisch (TM) polarisiertem Licht deutlich stärker zutage als bei zirkular oder transversal elektrisch (TE) polarisiertem Licht. Die gemessene Grabenstruktur bei diesen Messungen hat eine Höhe von $23\ \mu\text{m}$ bei einer Breite von $5\ \mu\text{m}$ und ist somit vom Batwing-Effekt nicht betroffen.

In diesem Abschnitt werden Messergebnisse von Gitterstrukturen des RS-N Normals gezeigt, bei deren Höhe ein deutlicher Batwingeffekt auftritt und die Beeinflussung der einzelnen Kanten untereinander durch die geringe Strukturbreite des Gitters gegeben ist. Die Polarisationsrichtung wird in Bezug auf das eindimensionale Gitter als TE bezeichnet, wenn das elektrische Feld senkrecht zu der durch das Gitter und die o. A. des MOs aufgespannte Einfallsebene schwingt und als TM, wenn die Schwingung in dieser Ebene erfolgt. In Abb. 5.23 wird die Polarisationsrichtung veranschaulicht. Bei der TE-Polarisation schwingt das elektrische Feld parallel zur Gitterstruktur in y_0 -Richtung und bei TM-Polarisation schwingt es in der z_0 - x_0 -Ebene.

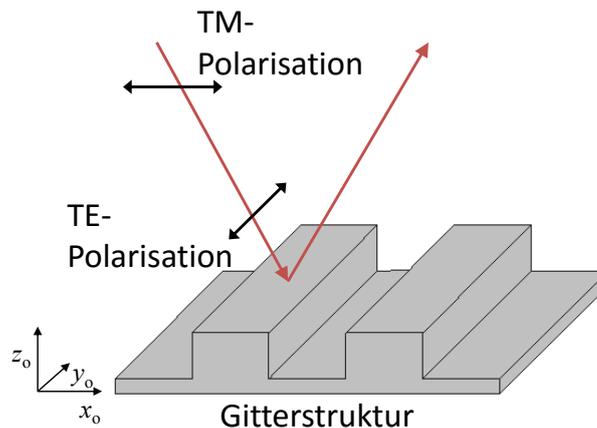


Abb. 5.23: Skizze der Polarisationsrichtungen in Bezug zur Gitterstruktur.

Da bei einer zusätzlichen konfokalen Beleuchtung mit polarisiertem Licht, mit Ausnahme eines erhöhten Rauschens, keine signifikanten Änderungen auftreten, werden hier nur Messergebnisse dargestellt, die mit Hellfeldbeleuchtung generiert wurden.

Abb. 5.24 zeigt die Messergebnisse des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8\ \mu\text{m}$ bei TM-Polarisation. Bei dieser Polarisationsrichtung zeigt das Profil vor allem

an den Kanten der unteren Plateaus starke Batwings. Die nicht achssymmetrische Beleuchtung ist auch hier deutlich durch die unterschiedlich starken Überschwinger zu erkennen. An den rechten Kanten dieser Plateaus kommt es im Ergebnis der Phasenauswertung entsprechend zu Phasensprüngen von $\lambda/2$. Deutlich sichtbar ist zudem ein Überschwingen an den oberen Plateaus des Ergebnisses der Phasenauswertung. Die gemessene Höhe des Gitters ist bedingt durch die Überschwinger mit 200 nm sogar etwas zu hoch.

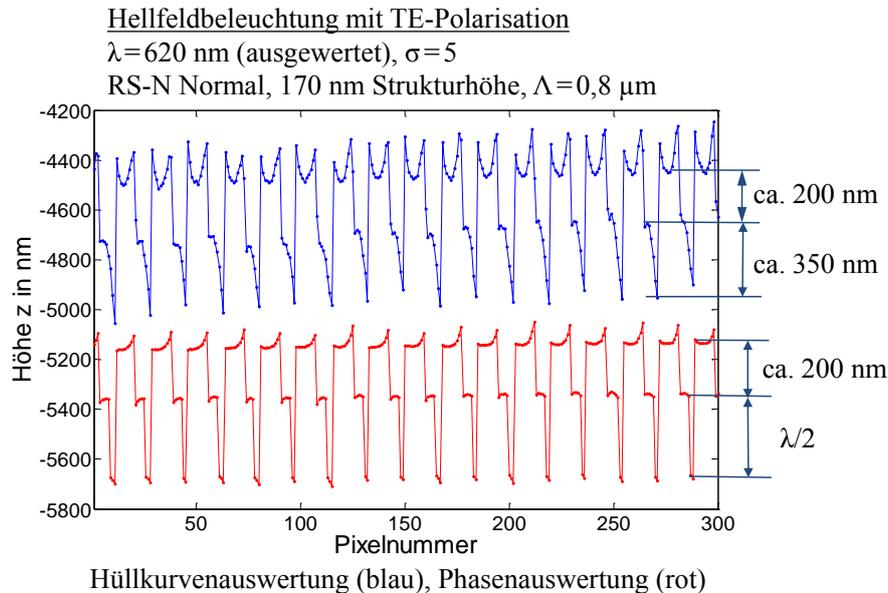


Abb. 5.24: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht.

Die bis auf die TM-Polarisation des Lichtes unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Messergebnisse in Abb. 5.25 unterscheiden sich deutlich von denen in Abb. 5.24. Die Hüllkurvenauswertung zeigt wesentlich weniger Überschwingen, wobei besonders die Überschwinger an den Kanten der unteren Niveaus gänzlich verschwunden sind.

Das Intensitätsmaximum der Spektren der aufgezeichneten Signale liegt hier bei einer Wellenlänge von ca. 730 nm. Aus diesem Grund wird die Messung bei dieser Wellenlänge ausgewertet. Im Vergleich zu der von der Beleuchtungs-LED ausgesandten Schwerpunktwellenlänge von ca. 600 nm hat sich die Wellenlänge relativ stark verschoben. Diese Verschiebung kann nicht mehr allein durch die von der NA abhängigen Verschiebung gerechtfertigt werden [73, 74]. Die Verschiebung fällt systematisch bei der TM-Polarisation höher aus, was einen Justagefehler ausschließt, da die Messungen bei einer Gitterperiode ohne eine zwischenzeitliche Justage aufgenommen wurden.

Die Rechteckstruktur wird in Abb. 5.25 (oben) mit einer Höhe von 200 nm zwar leicht überhöht, aber erkennbar wiedergeben. An den Kanten der oberen Plateaus sind Batwings zu erkennen, wohingegen die unteren Plateaus verschwinden und ein V-förmiger Graben gemessen wird. Die Reduktion des Batwing-Effektes hat insgesamt jedoch zur Folge, dass bei der Phasenauswertung immer die korrekte Streifenordnung detektiert wird. Die

Phasenauswertung zeigt daraus folgend keine Phasensprünge. Die Rechteckform ist bei der Beleuchtung mit TM-polarisiertem Licht jedoch nicht mehr zu erkennen. Die gemessene Struktur gleicht einem Sinusprofil. Das elektrische Feld ist bei dieser Polarisationsrichtung weniger gut in der Lage, in das Phasengitter einzudringen. Aus diesem Grund werden die hohen Frequenzanteile nicht übertragen und nur die Grundfrequenz bleibt erhalten. Die Höhe des Gitters wird mit 100 nm auch zu gering gemessen.

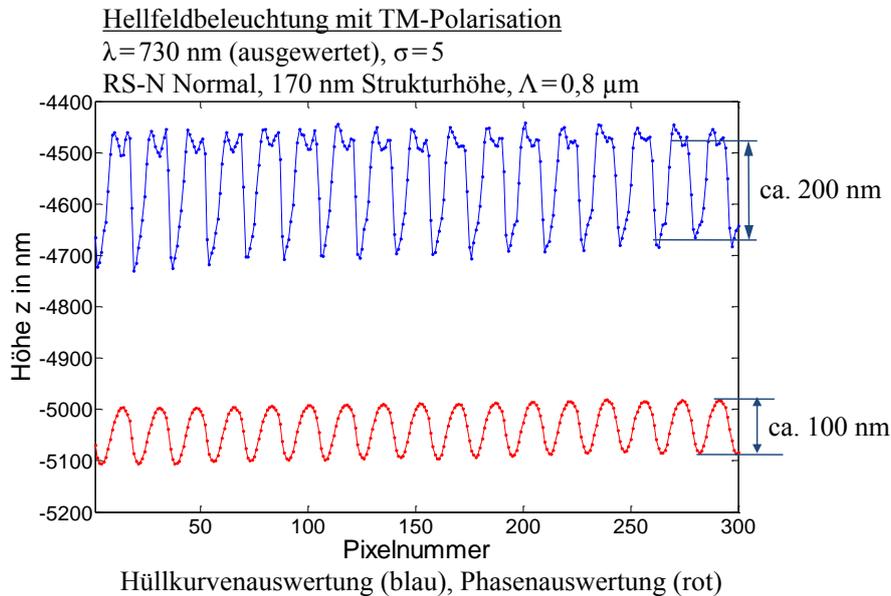


Abb. 5.25: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

5.1.3 Fazit

Die Messergebnisse der ersten Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit Beleuchtung über ein DMD zeigen, dass für eine nennenswerte Reduzierung des Batwing-Effektes sowohl im Beleuchtungs- als auch im Abbildungsstrahlengang eine konfokale Blende nötig ist. Die für die Reduktion der Überschinger verantwortliche horizontale und laterale Einschnürung in der PSF wird in diesem System erst bei einer vollständigen konfokalen Anordnung wirksam. Die hohe NA der Mikroskopobjektive hat eine geringe Schärfentiefe zur Folge, wodurch eine zusätzliche optische Selektion durch konfokale Blenden entsprechend nur bei beiden konfokalen Blenden auftritt.

Die bei einigen Messungen in den Ergebnissen der Hüllkurvenauswertung deutlich auffallenden Asymmetrien werden durch eine nicht optimale Justage des Referenzarms des Linnik-Interferometers hervorgerufen. In diesem Aufbau fehlte der Freiheitsgrad h aus Abschnitt 4.2.1, um den Referenzspiegel gegenüber der o. A. zu verkippen, wodurch die optischen Achsen nicht optimal aufeinander ausgerichtet werden konnten.

Ein Teil der zwischen den Messungen auftretenden Variationen des Batwing-Effektes ist darauf zurückzuführen, dass der Aufbau zwischen den Messungen unterschiedlicher Gitterperioden immer wieder nachjustiert werden musste. Dies erklärt die bei einigen Mes-

sungen recht starken Asymmetrien infolge einer größeren Dejustage. Neben dem nächsten Entwicklungsschritt einer konfokalen Abbildung über das DMD werden gleichzeitig die hier aufgezeigten Schwachpunkte der experimentellen Anordnung optimiert.

Unabhängig von der konfokalen Beleuchtung zeigen die Messergebnisse, bei denen die Auswertewellenlänge variiert wurde, einen weiteren interessanten Ansatz zur Reduktion der Kanteneffekte sowohl bei der Hüllkurven- als auch der Phasenauswertung. Das Verhalten der Überschwinger oder der Verrundung der Phasenauswertung ist inzwischen theoretisch verstanden und beschrieben [62, 63].

Das Einfügen eines Polarisators in den Strahlengang zeigt abhängig von der Polarisationsrichtung in Bezug zu dem eindimensionalen Gitter deutliche Auswirkungen auf die Messergebnisse. Bei der TE-Polarisation schwingt das elektrische Feld parallel zur Gitterstruktur. Bei dieser Messung können deutlich höhere Ortsfrequenzen übertragen werden als bei einer Messung mit TM-polarisiertem Licht. Neben der Wellenlängenreduktion kann also zusätzlich auch eine gezielte Manipulation der Polarisationsrichtung des Lichtes genutzt werden, um die ITF des Messsystems zu verbessern. In der Beispielmessung treten jedoch bei TE-polarisiertem Licht starke Batwings auf, die die Qualität der Messung negativ beeinflussen. Eine Kombination aus polarisiertem Licht mit der Nutzung konfokaler Blenden war aufgrund des zusätzlichen Intensitätsverlustes bei diesem Aufbau nicht möglich.

5.2 Linnik-Interferometer mit beidseitig konfokaler Abbildung über ein DMD

Der in diesem Abschnitt beschriebene Messaufbau beinhaltet neben der konfokalen Kameramessung noch die zusätzliche Option, eine Abbildung über das DMD als konfokale Blende zu ermöglichen. Neben den hierfür nötigen Modifikationen des Aufbaus sind die Erfahrungen aus dem vorigen Messsystem in die Entwicklung eingeflossen. Besonders zu erwähnen sind hier eine Verbesserung der Justiermöglichkeit des Referenzarms im Linnik-Interferometer und eine Erhöhung der Steifheit des gesamten Systems.

Mit diesem Aufbau können Interferenzmessungen mit Hellfeldbeleuchtung, konfokale Kameramessungen und konfokale DMD-Messungen durchgeführt werden. Die mechanische Optimierung zeigt auch bei den Messungen mit polarisiertem Licht aussagekräftigere Messergebnisse.

5.2.1 Zweite Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit Beleuchtung und Abbildung über ein DMD

Der in Abschnitt 5.1 beschriebene Laboraufbau wurde, wie in Abb. 5.26 gezeigt, um einen Strahlteilerwürfel, eine Abbildungslinse und eine weitere CCD Kamera ergänzt. Mit

der Möglichkeit, Bilder über das DMD abzubilden, wird das DMD zusätzlich als konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang genutzt.

Durch den Strahlteilerwürfel 2 wird die in das System eingebrachte Lichtleistung um 50 % reduziert. Diese Verluste können nur teilweise durch einen höheren Stromfluss in der LED ausgeglichen werden, da diese sonst thermisch überlastet wird. Als Abbildungslinse für die Kamera 2 dient in diesem Aufbau ein einfacher Achromat mit einer Brennweite von 200 mm.

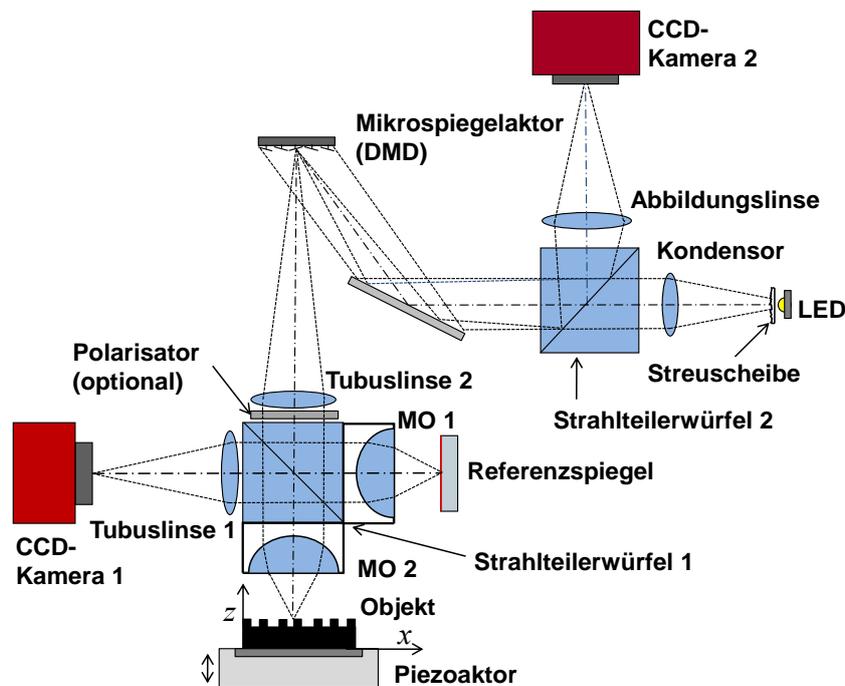


Abb. 5.26: Schematischer Aufbau des Linnik-Interferometers mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD.

In der in Abb. 5.27 gezeigten zweiten Ausbaustufe des Messsystems sind weitere Modifikationen zu erkennen. Abb. 5.27 a) zeigt das CAD-Modell des Aufbaus und Abb. 5.27 b) ein Foto aus ähnlicher Perspektive. Der Teil des Aufbaus, der die Beleuchtungseinheit und den Kameraarm 2 beinhaltet, ist weiter unten in Richtung des Referenzarms an der Grundplatte befestigt. Diese Verschiebung ist nötig, da nur so eine verzerrungsfreie Abbildung des Messobjektes über das DMD und den Umlenkspiegel auf die Kamera 2 gegeben ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass sich auf diese Weise der gesamte Kameraarm 2 nahe der senkrecht stehenden Grundplatte der optischen Bank befindet und somit gut fixiert werden kann. Die zusätzliche Kippachse des Referenzspiegels ist aufgrund der geringen Größe nicht zu erkennen.

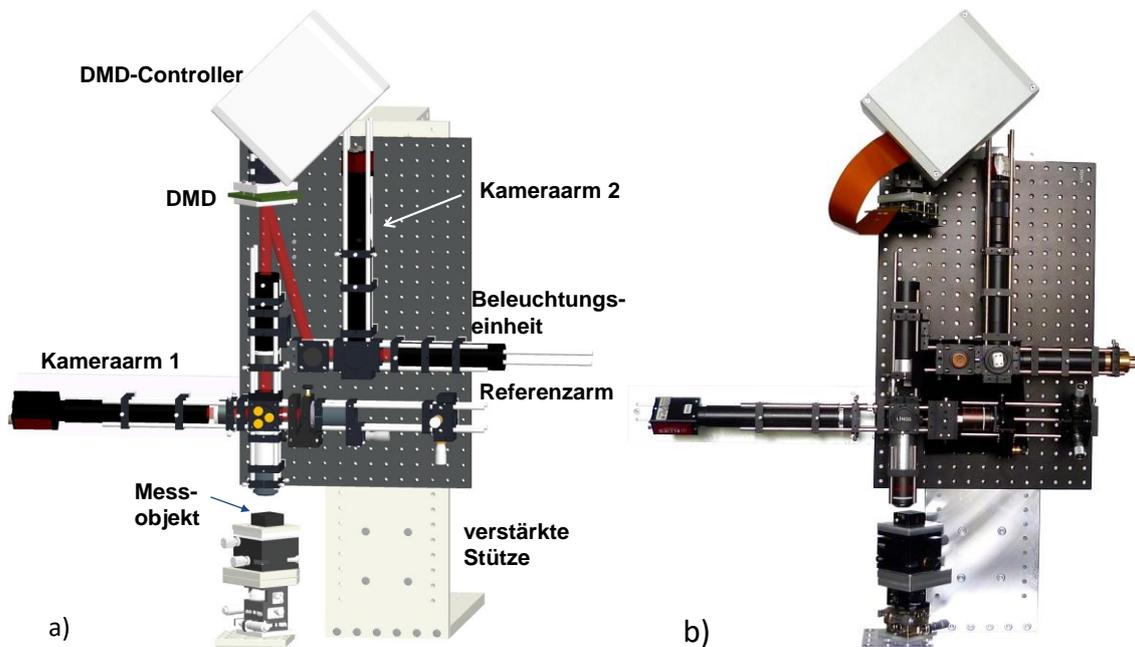


Abb. 5.27: Zweite Ausbaustufe des Linnik-Interferometers mit konfokaler Beleuchtung über ein DMD, a) CAD-Modell und b) Foto [81].

Die sehr massiv ausgelegte Stütze, die das Messsystem trägt, ist deutlich steifer als die vier Stützen, die den vorigen Aufbau fixierten. Ein Schwingen des gesamten Aufbaus wird mit dieser Stütze so weit reduziert, dass unter normalen Umgebungsbedingungen keine Bewegung der Interferenzstreifen im Kamerabild mehr zu erkennen sind. Diese visuelle Prüfung hat sich bezüglich der Eigenschwingungen des in diesem Aufbau doch relativ großen Messkreises als ausreichend erwiesen.

5.2.2 Messergebnisse

Die grundsätzlichen Messabläufe der einzelnen Messverfahren entsprechen, abgesehen von der Möglichkeit, das DMD auch als konfokale Blende im Abbildungsstrahlengang zu nutzen, den in Abschnitt 5.1 beschrieben. Die Messvariante, den DMD sowohl im Beleuchtungs- als auch im Abbildungsstrahlengang als konfokale Blende einzusetzen, wird im Folgenden konfokale DMD-Messung genannt. Der Vorteil dieses Messablaufs ist, dass wie bei der konfokalen Messung über eine Nipkow-Scheibe die vollständige konfokale Beleuchtung aller Objektpunkte mehrmals während der Integrationszeit der Kamera erfolgt. Auf diese Weise reicht eine Bildaufnahme pro Höhenposition während des z-Scans. Somit erreicht die beidseitig konfokale DMD-Messung die gleiche Messgeschwindigkeit wie die herkömmliche WLI.

5.2.2.1 Messergebnisse mit konfokaler Kamerabeleuchtung

Die mit diesem Aufbau gemessenen Ergebnisse entsprechen tendenziell bezüglich der Reduktion des Batwing-Effektes den Ergebnissen des Aufbaus aus Abschnitt 5.1. Durch

die erweiterte Justagemöglichkeit im Referenzarm kann die starke Asymmetrie in den gemessenen Strukturen deutlich reduziert werden. Die optimierte Justage wird beispielhaft an der 1,2 μm Gitterperiode des RS-N Normals in Abb. 5.28 (Hellfeldbeleuchtung) und Abb. 5.29 (konfokale Kamerabeleuchtung) gezeigt. Bei der Hellfeldbeleuchtung mit der weißen LED wird die Höhe der Struktur mit 200 nm um 14 % höher als die Nominalhöhe von 175 nm gemessen. Das Verhältnis zwischen der Nominalhöhe und der effektiven Wellenlänge von 700 nm liegt exakt bei der maximalen Ausprägung des Batwing-Effektes von 0,25. Die Phasenauswertung zeigt bei dieser Periodenlänge schon eine deutliche Verrundung der Kanten. Die Höhe liegt mit 180 nm dicht an der Nominalhöhe. An den Stellen, an denen die Abweichung der Hüllkurvenauswertung den Eindeutigkeitsbereich für das Finden der korrekten Streifenordnung verlässt, zeigt die Phasenauswertung Phasensprünge von $\lambda/2$.

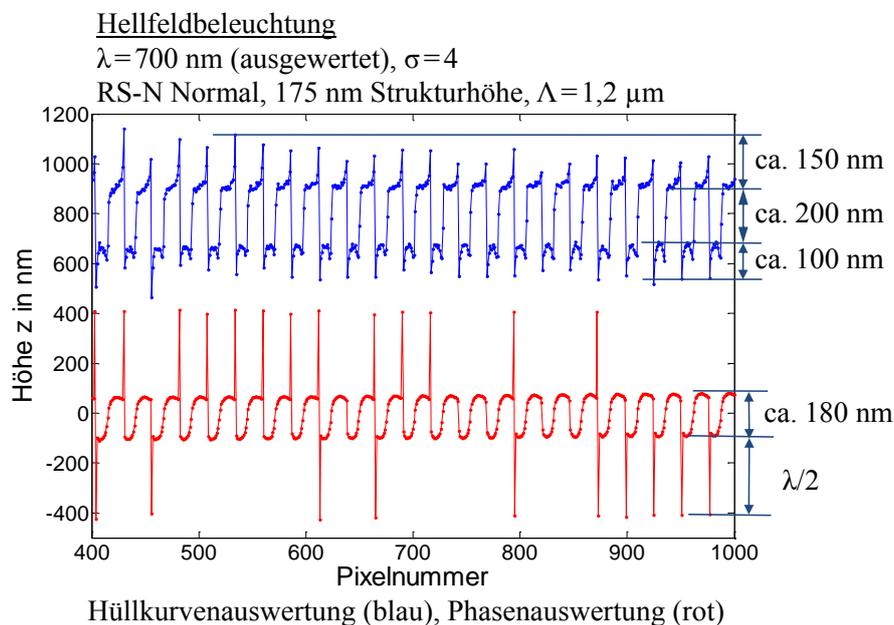


Abb. 5.28: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von 1,2 μm bei Hellfeldbeleuchtung.

Bei der konfokalen Kamerabeleuchtung fällt auch nach der zusätzlichen Versteifung des Aufbaus eine erhöhte Messunsicherheit in den Ergebnissen der Hüllkurvenauswertung auf. Da die mechanischen Bewegungen im Messkreis deutlich reduziert wurden, liegt die Ursache für diese Erhöhung in der unterschiedlichen Signalintensität der einzelnen Pixel und somit in der Zusammensetzung der Intensitätssignale aus den unterschiedlich beleuchteten Bilderstapeln.

Die gemessene Höhe der Hüllkurvenauswertung bleibt mit 200 nm konstant. Die Überschwinger an den Kanten der unteren Niveaus werden vollständig verhindert. Hieran zeigt sich, dass der Einfluss der konfokalen Messung sehr stark von der Justierung des Messsystems abhängt. Die mit der gleichen Messmethode aufgenommenen Ergebnisse bei einer Gitterperiode von 2 μm (Abb. 5.20) und 0,8 μm (Abb. 5.22) zeigen dieses Verhalten nicht. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Ebene, in die das Linienmuster projiziert

wird, bei der Messung in Abb. 5.27 näher an dem unteren Niveau der Gitterstruktur lag und somit in dieser Ebene ein stärkerer konfokaler Effekt erzielt wurde. Wie in 5.1.1 ist durch die hohe NA der Mikroskopobjektive der axiale Bereich, in dem die projizierten Streifen scharf abgebildet werden, nur wenige μm groß. Die Höhe der Batwings auf dem oberen Niveau ist mit 130 nm aus diesem Grund auch kaum geringer als bei der Hellfeldbeleuchtung. Dies reicht jedoch aus, um eine korrekte Zuordnung der Streifenordnung in der Phasenauswertung zu erzielen. Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt somit keine Phasensprünge. Die Höhe ist mit 180 nm unverändert.

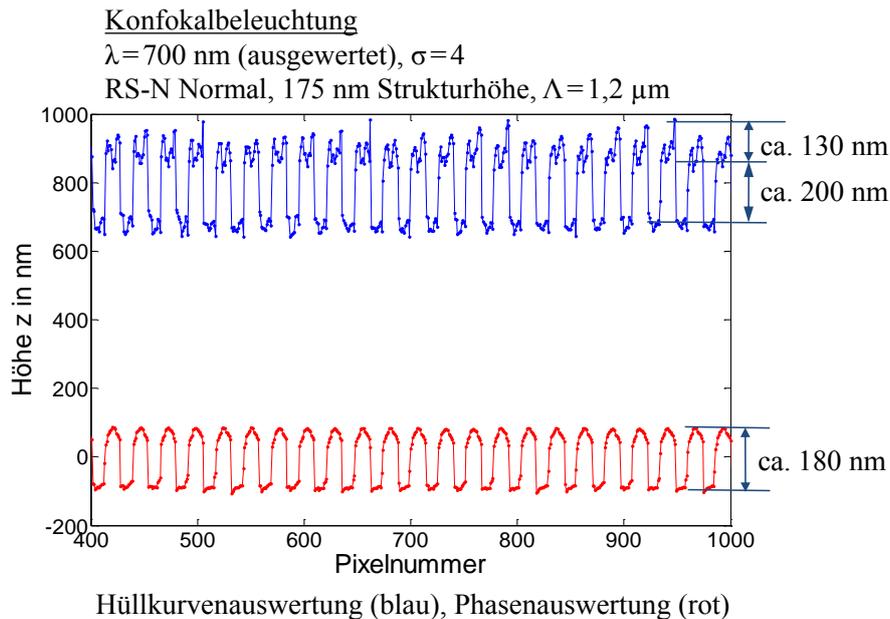


Abb. 5.29: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $1,2 \mu\text{m}$ bei konfokaler Kameramessung.

5.2.2.2 Messergebnisse konfokale DMD-Messung

Bei diesem Messverfahren wird das DMD sowohl im Beleuchtungs- als auch im Abbildungsstrahlengang als konfokale Blende genutzt. Der Messablauf entspricht damit der konfokalen Mikroskopie mit Nipkow-Scheibe. Das verwendete DMD ist in der Lage, mit den Mikrosiegeln unterschiedliche Lichtmuster mit einer Rate von 8 kHz auf das Messobjekt zu projizieren.

Durch den zusätzlichen Strahlteilerwürfel im Beleuchtungsstrahlengang, den das Licht zweimal passiert bevor es auf den Sensor der Kamera im Kameraarm 1 fällt, werden zusätzlich zu den schon vorhandenen Verlusten 75 % des von der LED eingekoppelten Lichtes aus dem System reflektiert. Die Lichtverluste der sequenziellen Beleuchtung durch das DMD sind vom jeweiligen Beleuchtungsmuster abhängig. Je mehr Anteile einer Submatrix des DMD in das Interferometer eingekoppelt werden, umso geringer sind an dieser Stelle die Verluste. Aus diesem Grund ist die Beleuchtung mit Linien deutlich effektiver als die Matrix-Beleuchtung, bei der immer nur ein Pixel pro Submatrix Licht in das Interferometer einkoppelt. Größere Linienabstände bedeuten bei nur jeweils einer

genutzten Linie pro Submatrix zwar weniger durch Streulicht verursachte Beeinflussung untereinander, aber auch weniger genutzte Lichtleistung. Bei einer geringeren Breite als vier Linien pro Submatrix (3 Spiegel „dunkel“, 1 Spiegel „hell“) beginnen die durch die Beugung verbreiterten beleuchteten Linien sich zu überlappen. Aus diesem Grund liegt das Optimum für dieses Messverfahren bei der gegebenen Lichtleistung bei einer Linienbeleuchtung mit einer Breite von vier Linien.

In Abb. 5.30 sind die Ergebnisse der Messung vom RS-N Normal bei Hellfeldbeleuchtung über das DMD gezeigt. Die Hüllkurvenauswertung zeigt eine leichte Asymmetrie, die auf eine nicht ganz zentrische Lage der o. A. des Beleuchtungsstrahlenganges zurückzuführen ist. Die gemessene Höhe ist mit 220 nm um ca. 16 % höher gemessen worden als die Nominalhöhe von 190 nm. Die reduzierte Beleuchtungsintensität bei diesem Messverfahren äußert sich im Messergebnis durch eine größere Messunsicherheit. Es entstehen sowohl Batwings an den Kanten der oberen Niveaus (bis 170 nm) als auch an denen der unteren Niveaus (bis 310 nm). Das Ergebnis der Phasenauswertung hat eine Höhe von 200 nm und an den Kanten beider Höhenniveaus kommt es zu Phasensprüngen von $\lambda/2$.

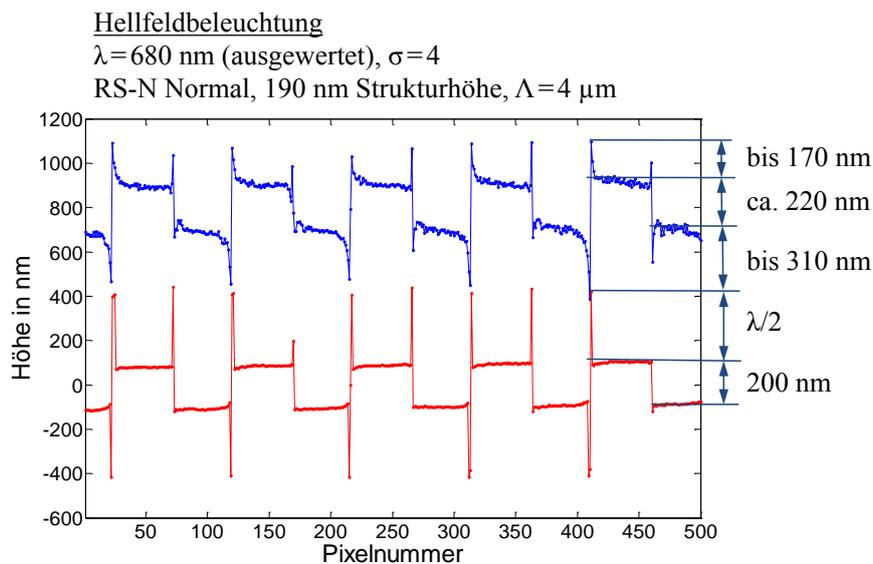


Abb. 5.30: Profilschnitt eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung über das DMD.

Bei der Messung mit konfokaler DMD-Messung (Abb. 5.31) mit dem optimalen Beleuchtungsmuster, bei dem jede vierte Spiegelspalte Licht in das Interferometer projiziert, ist die auf den Sensor treffende Lichtleistung nochmals um den Faktor 4 geringer als bei der Hellfeldbeleuchtung aus Abb. 5.30. Die Messunsicherheit in den Messergebnissen ist dementsprechend weiter gestiegen. Die Asymmetrie im Ergebnis der Hüllkurvenauswertung ist gänzlich verschwunden. Durch die konfokale Beleuchtung hat die exzentrische Position der Beleuchtung keine Auswirkungen mehr auf die Höhenwerte der Hüllkurvenauswertung. Auch die Höhe des Batwing-Effektes ist an den meisten Kanten deutlich niedriger. Die unterschiedliche Ausprägung ist auch hier durch die variierende Position

der Struktur zum Beleuchtungsmuster und der zugehörigen Abtastung durch die Kamerapixel zu begründen.

Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt auch bei dieser Messung Phasensprünge an den Kanten beider Höhenniveaus. Interessant ist jedoch, dass die gemessene Höhe mit 185 nm deutlich näher an der Nominalhöhe von 190 nm liegt als die bei der Hellfeldbeleuchtung gemessenen 200 nm. Die Tendenz von einer zu hoch gemessenen Struktur hat sich dabei sogar in eine leicht zu tief gemessene geändert.

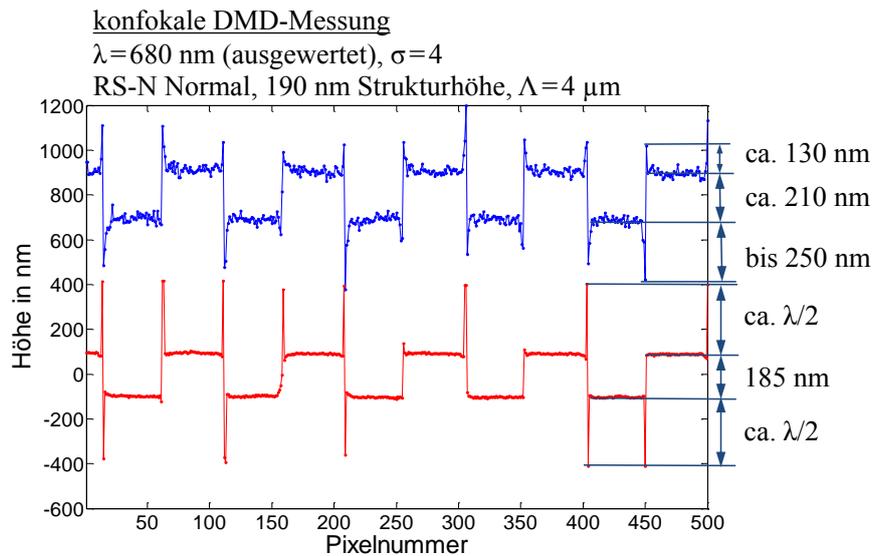


Abb. 5.31: Profilschnitt eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $4 \mu\text{m}$ mit konfokaler DMD-Messung [81].

Das Messverfahren der konfokalen DMD-Messung hat dadurch, dass pro Piezoposition im z -Scan nur ein Bild aufgenommen werden muss, einen deutlichen Vorteil bezüglich der Messzeit. Die Option, dass der Tiefenscan mit einer kontinuierlichen Bewegung ausgeführt wird, lässt zudem ausschließlich dieses Verfahren zu.

Die Ergebnisse unterscheiden sich jedoch, abgesehen von der erhöhten Messunsicherheit, nicht wesentlich von den Ergebnissen der konfokalen Kameramessung, bei der die Pixel der Kamera als konfokale Blende fungieren. Aus diesem Grund werden an dieser Stelle keine weiteren Messergebnisse vorgestellt.

5.2.2.3 Messergebnisse mit Polfilter

Die in diesem Kapitel gezeigten Messergebnisse sind mit der in Abb. 5.27 im Kameraarm 1 verbauten Kamera aufgezeichnet worden. Es werden ausschließlich Ergebnisse mit Hellfeldbeleuchtung und TE- sowie TM-polarisiertem Licht miteinander verglichen. Eine zusätzliche Kombination mit konfokalen Beleuchtungsverfahren ist möglich, erfordert jedoch mehr Licht als die verwendete LED emittieren kann.

Da die Messergebnisse nun durch die erweiterten Justagemöglichkeiten deutlich aussagekräftiger sind als im ersten Aufbau, wird in diesem Abschnitt intensiver auf die Messergebnisse mit polarisiertem Licht eingegangen. Zur besseren Einordnung werden immer Messergebnisse der einzelnen Gitterperioden mit unpolarisiertem Licht und anschließend mit TE- und TM-polarisiertem Licht gezeigt. Die Ergebnisse ohne Polarisationsfilter dienen hierbei als Referenz.

Abb. 5.32 (unpolarisiert), Abb. 5.33 (TE-polarisiert) und Abb. 5.34 (TM-polarisiert) zeigen Messergebnisse des RS-N Normals bei einer Gitterperiode von $0,8 \mu\text{m}$. In dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung bei der Referenzmessung in Abb. 5.32 ist die Höhe wie beim ersten Aufbau mit ca. 200 nm um 18% zu hoch gemessen worden. Der Höhenmessfehler ergibt sich, da die laterale Ausdehnung der Batwings dem Durchmesser des Airy-Scheibchens entspricht. Bei einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm resultiert in diesem Fall eine laterale Ausdehnung des Airy-Scheibchens von $0,8 \mu\text{m}$. Da die Einzelstrukturbreite $\Lambda/2$ nur $0,4 \mu\text{m}$ beträgt, überlappen sich die Batwings benachbarter Kanten. Direkt an den Kanten erreichen die Batwings bei einem Verhältnis zwischen der Strukturhöhe und der ausgewerteten Wellenlänge von $0,25$ in beiden Richtungen eine Höhe von ca. 100 nm . Aufgrund der Batwings kommt es in dem Ergebnis der Phasenauswertung an einigen Kanten zu Phasensprüngen. Die gemessene Strukturhöhe erreicht bei dieser Gitterperiode mit 160 nm noch 94% der Nominalhöhe von 170 nm . Die Kanten sind deutlich verrundet wiedergegeben.

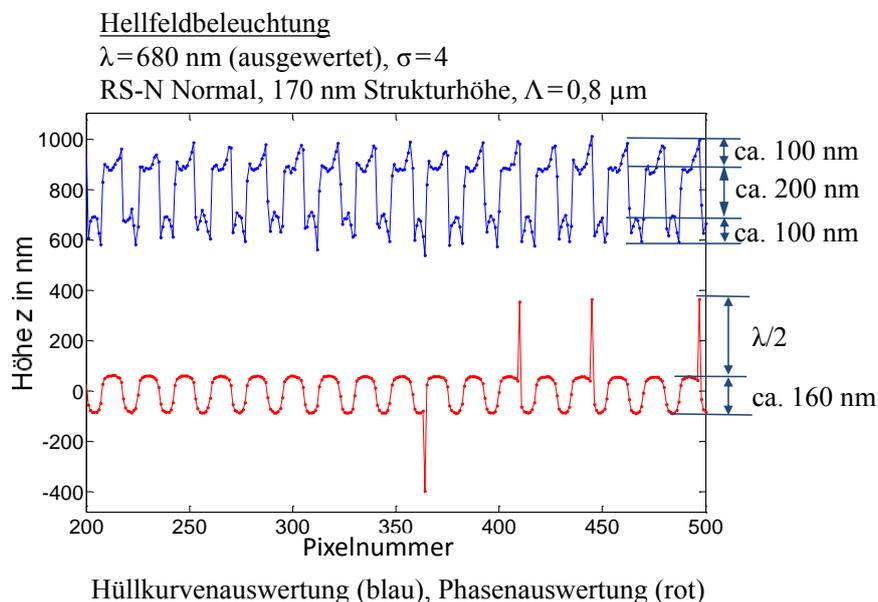


Abb. 5.32: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

Bei der Messung mit TE-polarisiertem Licht in Abb. 5.33 sind die Batwings im Ergebnis der Hüllkurvenauswertung mit bis zu 285 nm deutlich höher als bei der Referenzmessung. Die gemessene Strukturhöhe in der Mitte der Plateaus ist jedoch unverändert geblieben. Im Ergebnis der Phasenauswertung treten deutlich mehr Phasensprünge auf. Die

gemessene Höhe ist hier mit 200 nm wie bei der Hüllkurvenauswertung 18 % zu hoch gemessen. Die Form entspricht der Rechteckform des Normals, wobei an den Kanten leichte Überschwinger entstehen.

Das Ergebnis bei TM-Polarisation in Abb. 5.34 zeigt schon im Ergebnis der Hüllkurve bei dieser relativ großen Strukturbreite eine deutliche Verrundung der Kanten. Nur bei den Kanten der unteren Niveaus kommt es noch zu Überschwingern mit einer Höhe von ca. 50 nm. Die Strukturhöhe ist jedoch trotz der Verrundung mit 185 nm noch ca. 9 % zu hoch gemessen. Die systematisch zu hoch gemessene Höhe bei den Ergebnissen der Hüllkurvenauswertung lässt sich bei schmalen Gitterperioden mit der Überlappung der einzelnen Batwing-Artefakte erklären. Demzufolge scheint bei dem Ergebnis in Abb. 5.34 zwar die hohe Spitze der Batwings wegzufallen, allerdings scheint der weiter von der Kante entfernte Teil des Batwings in der Mitte der Plateaus weiter zu existieren. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass die direkt an der Kante entstehenden Anteile der Batwings durch die TM-Polarisation stark abgeschwächt werden, die Anteile, welche aber weiter entfernt von der Kante auftreten, erhalten bleiben. Somit bleibt es in der Mitte der einzelnen Niveaus bei den zu hohen Höhenmesswerten.

Das Ergebnis der Phasenauswertung hat eine Höhe von 100 nm und erreicht damit nur 59 % der Nominalhöhe. Die Form gleicht einem Sinus mit der Grundfrequenz der gemessenen Struktur.

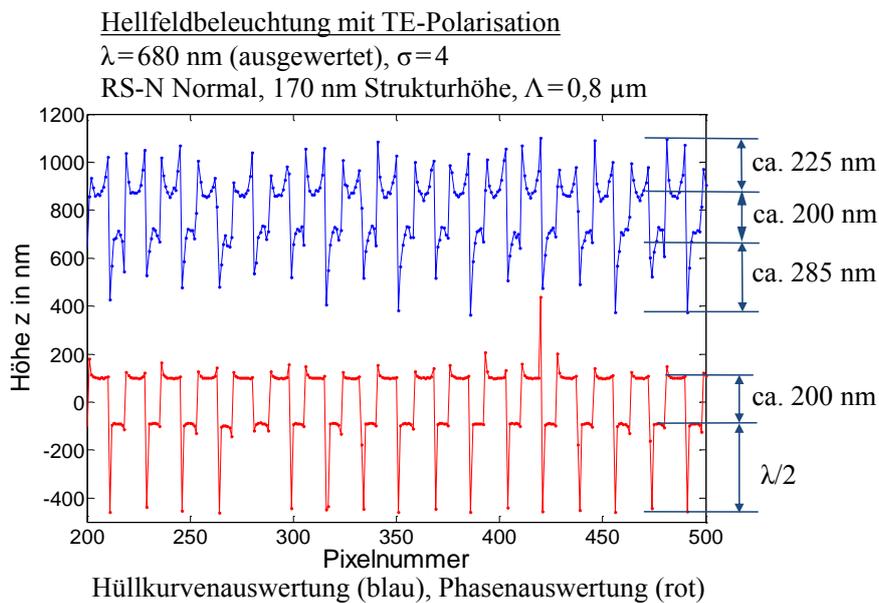


Abb. 5.33: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht.

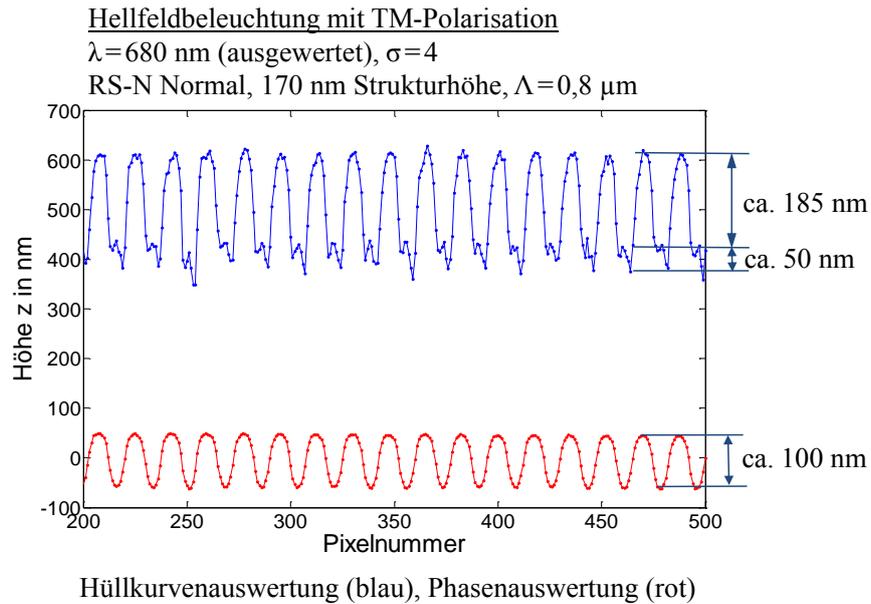


Abb. 5.34: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,8 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

Wird die Periodenlänge des Messobjektes weiter reduziert, beeinflussen sich die Effekte benachbarter Kanten zunehmend. Bei den in Abb. 5.35 gezeigten Messergebnissen bei einer Periodenlänge Λ von $0,6 \mu\text{m}$ kommt es durch diesen Effekt zu systematischen Überschwängern mit einer Höhe von 260 nm . Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt bis auf die Phasensprünge, die durch die Überschwinger im Ergebnis der Hüllkurvenauswertung verursacht werden, einen sinusförmigen Verlauf mit einer Höhe von ca. 80 nm . Bei dieser Gitterperiode sinkt die Modulationstiefe der gemessenen Struktur bei gewöhnlicher Hellfeldbeleuchtung der Phasenauswertung also schon unter 50% .

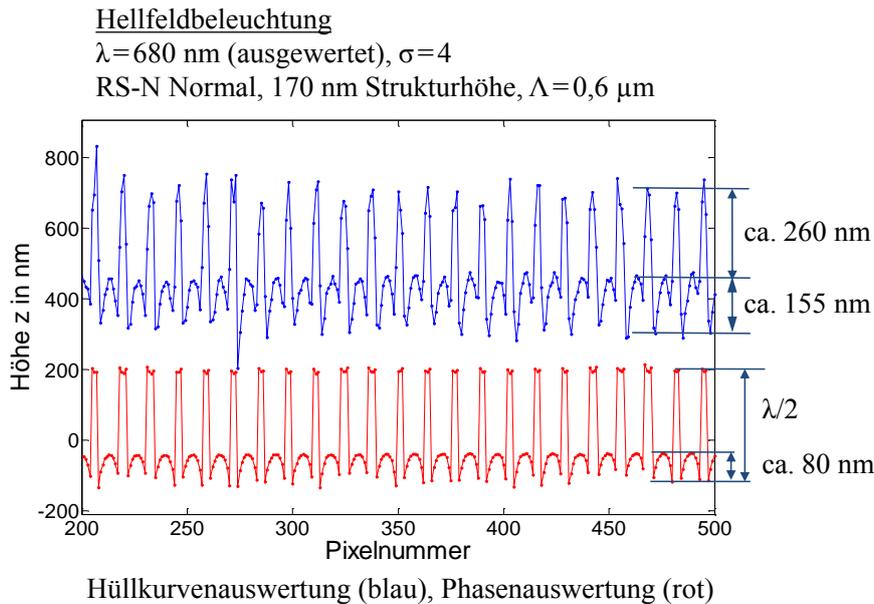


Abb. 5.35: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,6 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

In Abb. 5.36 sind die Ergebnisse bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht gezeigt. Die gemessene Strukturhöhe ist bei beiden Auswertelgorithmen mit 200 nm um ca. 18% zu hoch gemessen worden. An einigen Kanten ist die Modulationstiefe in den Signalen so gering, dass es zu Ausreißern von über 700 nm kommt. Neben einer sichtbaren Asymmetrie, die auf eine nicht optimale Beleuchtung zurückzuführen ist, treten vor allem an den oberen Höhenniveaus kaum Batwings auf. Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt an den Stellen der Ausreißer Phasensprünge.

Bei den Ergebnissen in Abb. 5.37 ist die eigentliche Rechteckstruktur weder in dem Ergebnis der Hüllkurven- noch der Phasenauswertung eindeutig zu erkennen. Die gemessene Höhe bricht bei der Hüllkurvenauswertung auf 70 nm ein und bei der Phasenauswertung werden nur 50 nm gemessen.

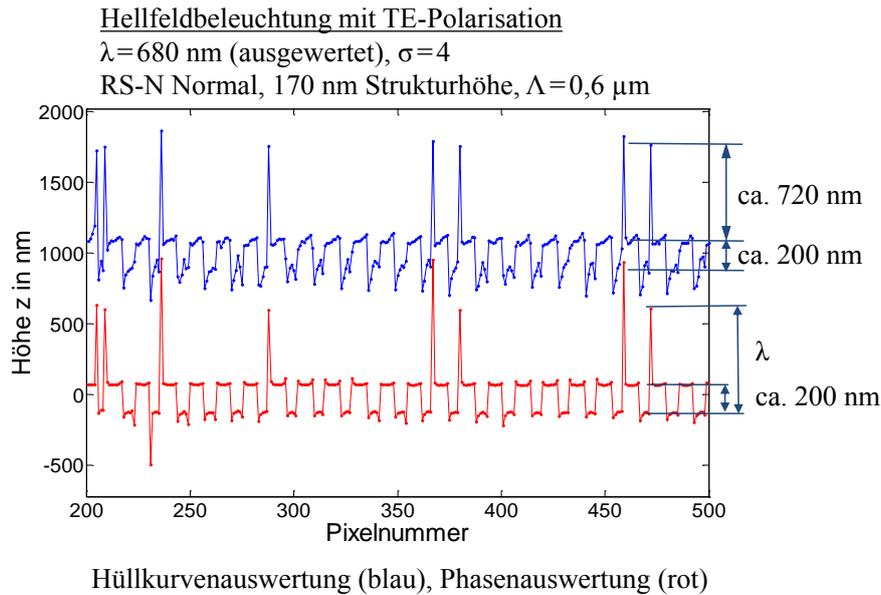


Abb. 5.36: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,6 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht.

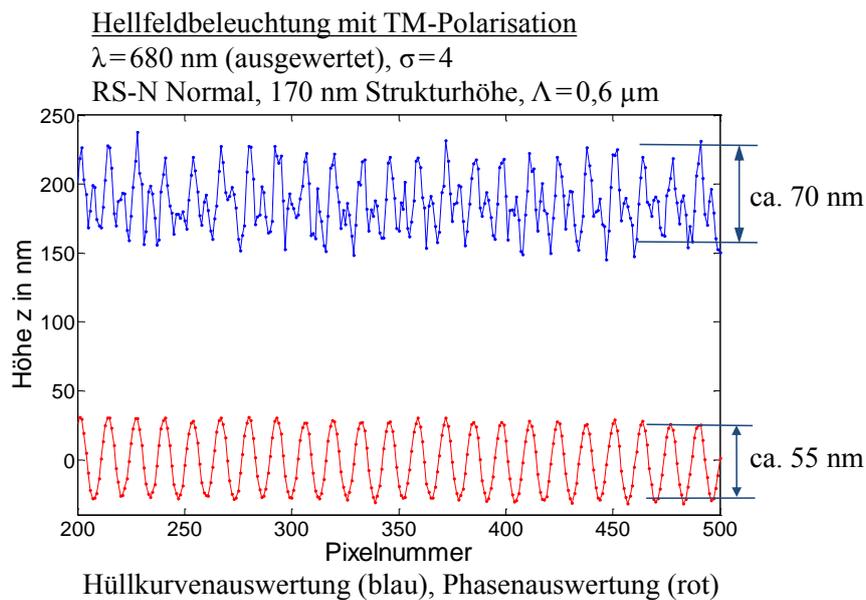


Abb. 5.37: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,6 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

Die letzte bei einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm nach dem Rayleigh-Kriterium noch auflösbare Gitterstruktur des RS-N Normals ist die mit $0,4 \mu\text{m}$ Periode, da der minimal auflösbare Punktabstand Δx hier bei 406 nm liegt.

In Abb. 5.38 sind Ausschnitte von Interferenzbildern der Struktur bei Beleuchtung mit TE- und TM-polarisiertem Licht dargestellt, wobei der Interferenzkontrast zwischen den Höhenniveaus maximal ist. In Abb. 5.38 a) ist das Bild bei TM-Polarisation gezeigt. Bei

dieser Beleuchtung ist trotz Interferenz so gut wie keine Intensitätsmodulation zu erkennen. Bei der TE-Polarisation in Abb. 5.38 b) ist hingegen eine deutliche Intensitätsmodulation zu beobachten.

Interferenzbilder vom RS-N-Normal bei $\Lambda = 0,4 \mu\text{m}$,
Mikroskopobjektiv 100x / NA = 0,9 bei $\lambda = 600 \text{ nm}$

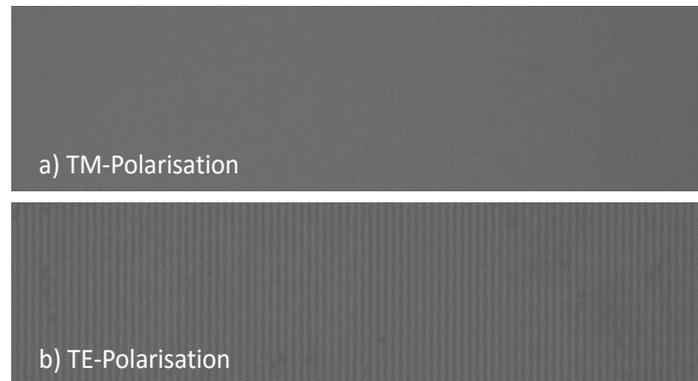


Abb. 5.38: Interferenzbilder des RS-N-Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ a) bei TM-polarisiertem Licht und b) bei TE-polarisiertem Licht mit einer Schwerpunktwellenlänge von 600 nm .

Die Form der Messergebnisse bei unpolarisiertem Licht ist, wie in Abb. 5.39 dargestellt, bei beiden Auswerteverfahren sinusförmig. Die Periode des Messobjektes lässt sich somit noch bis nahe an die Auflösungsgrenze nach Rayleigh korrekt bestimmen. Die Information über die Form der Gitterstruktur wird aber vom Messsystem nicht mehr übertragen. Die Höhe von 70 nm bei der Hüllkurvenauswertung entspricht genau 50% der gemessenen Gitterhöhe. Das bedeutet, dass die in der Normung genutzte Grenzfrequenz, bei der die gemessene Höhe genau 50% der Strukturhöhe erreicht, in diesem Fall genau bei der Rayleigh-Auflösung liegt. Das durch Phasenauswertung ermittelte Profil würde mit einer Höhe von 27 nm nicht mehr als aufgelöst gelten.

Die Beleuchtung mit TE-polarisiertem Licht führt, wie in Abb. 5.40 zu sehen, bei einer Gitterperiode von $0,4 \mu\text{m}$ zu deutlich zu hoch gemessenen Höhenwerten von ca. 480 nm . Durch diese Abweichung kommt es in dem Ergebnis der Phasenauswertung zu systematischen Phasensprüngen um $\lambda/2$. Die ohne die Phasensprünge gemessene Höhe besteht aus der sinusförmigen Modulation mit einer Höhe von ca. 50 nm , die in einem weiteren Graphen in grün dargestellt ist. Hierzu wurden die Phasensprünge mit einem angepassten Unwrapping-Algorithmus entfernt.

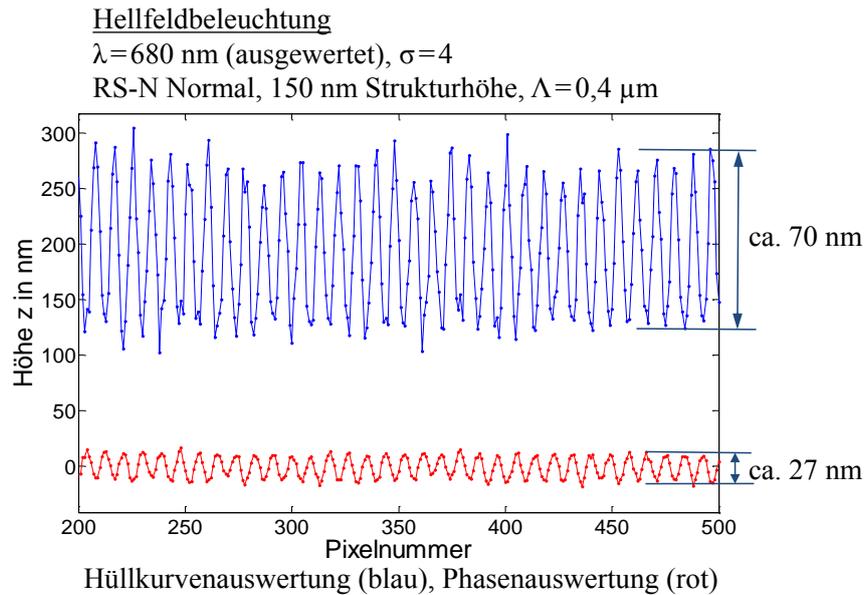


Abb. 5.39: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung [81].

Die in Abb. 5.41 gemessene Höhe bei der TM-Polarisation ist mit 65 nm kaum niedriger als die 70 nm bei Beleuchtung ohne Polfilter. Die Höhe des Ergebnisses der Phasenauswertung bricht jedoch von ca. 55 nm auf ca. 10 nm zusammen. Die Polarisation hat somit nahe der Auflösungsgrenze stark unterschiedlichen Einfluss auf die Einhüllende des Interferenzsignals und dessen Phasenlage.

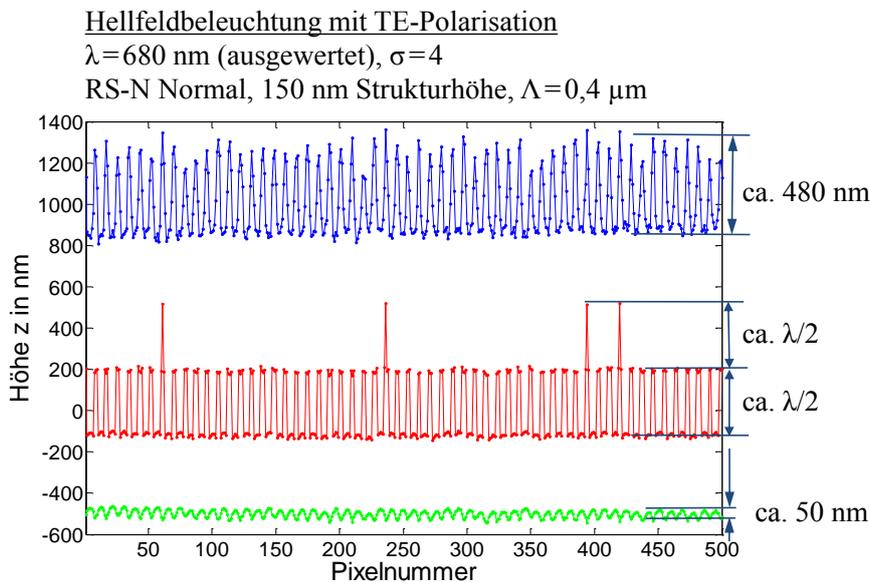


Abb. 5.40: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht, wobei hier in grün das Ergebnis der Phasenauswertung nach einem Phase-Unwrapping dargestellt ist.

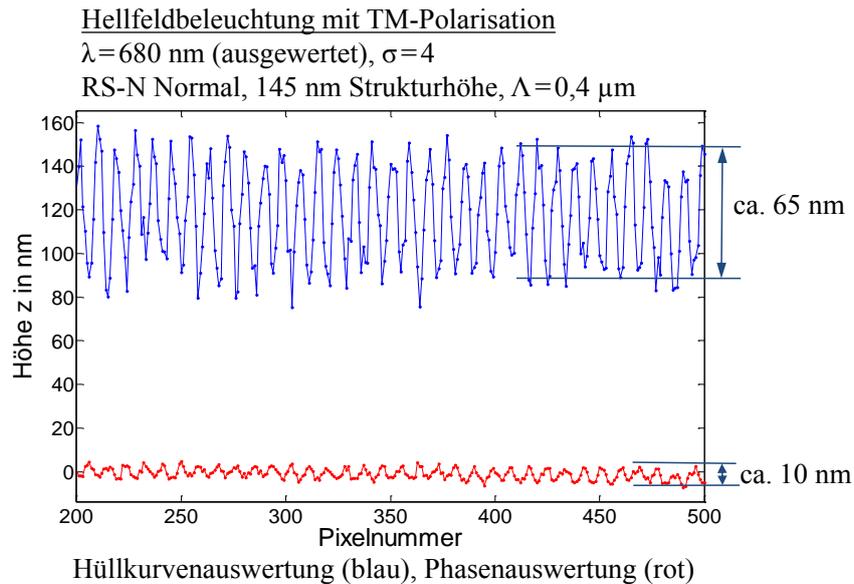


Abb. 5.41: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

Die folgenden Messungen wurden mit einer blauen LED mit einer Schwerpunktwellenlänge von ca. 460 nm aufgenommen. Die größte Signalintensität weist das Spektrum durch die schon beschriebenen Einflüsse der NA und der Justage bei ca. 560 nm auf. Deshalb wurden alle Messergebnisse dieser Messreihe bei dieser Wellenlänge ausgewertet. Abb. 5.42 zeigt die Ergebnisse der Referenzmessung ohne Polfilter. Die Höhe der Ergebnisse der Hüllkurvenauswertung ist mit 270 nm deutlich höher als die 70 nm bei der weißen LED. Dieses Ergebnis stimmt mit den Simulationsergebnissen von [62] überein, die ein Maximum der Batwings bei einem Verhältnis zwischen Objekthöhe und Wellenlänge von $0,25$ vorhersagen. Das Verhältnis liegt bei der blauen LED mit $0,26$ deutlich näher an $0,25$ als bei der weißen mit $0,22$. Die Form des gemessenen Profils ist hier nicht sinusförmig, da die einzelnen Strukturen nach oben sehr viel spitzer zulaufen als es beim unteren Extrempunkt der Fall ist. Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt neben einer geringen Höhenmodulation zwei Stufenhöhen. Diese Stufen sind als Phasensprünge zu beurteilen, obwohl sie mit ca. 250 nm bis 260 nm etwas niedriger ausfallen als die halbe Wellenlänge der ausgewerteten effektiven Wellenlänge von 280 nm .

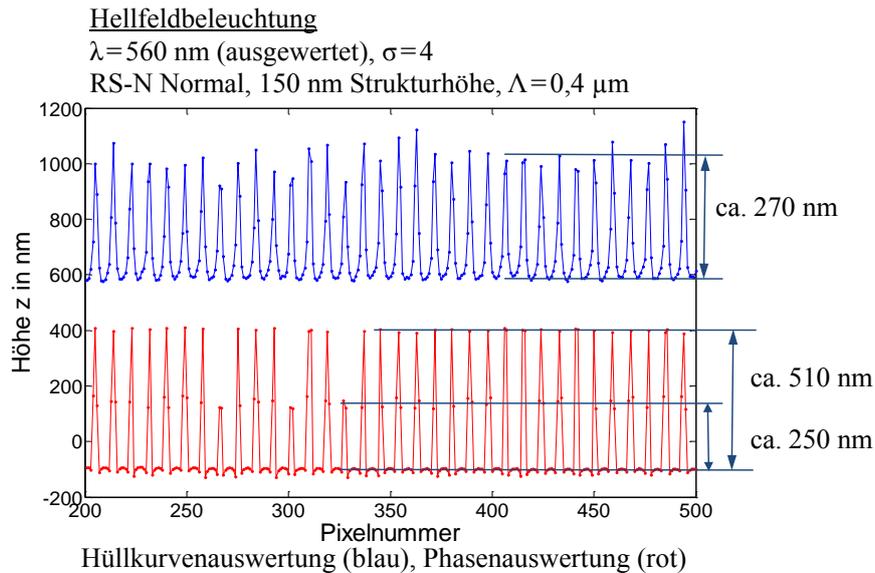


Abb. 5.42: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung.

Abb. 5.43 zeigt die Ergebnisse bei der Beleuchtung mit TE-polarisiertem Licht. Das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung ist trotz des ungünstigeren Verhältnisses zwischen Objekthöhe und Wellenlänge mit 355 nm nicht so hoch wie das bei der weißen LED mit 480 nm . Der Grund für die in diesem Fall niedrigere Höhe könnte in dem geänderten Verhältnis zwischen Strukturbreite und Wellenlänge liegen. Die Überlappung der einzelnen Batwings ist bei der blauen LED geringer als bei der weißen LED und dies führt aller Voraussicht nach zu einer geringeren Amplitude beim Messergebnis der Hüllkurvenauswertung der blauen LED. Das Ergebnis der Phasenauswertung zeigt eine gemessene Höhe von 230 nm . Es kann nicht endgültig geklärt werden, ob es sich hierbei um zu niedrige Phasensprünge oder um ein zu hoch ausfallendes Messergebnis ohne Phasensprünge handelt. Auch eine Untersuchung der einzelnen Signale konnte hier keine Eindeutigkeit liefern. Die Ergebnisse der Messung mit TM-Polarisation zeigen Höhen von 70 nm (Hüllkurvenauswertung) und 20 nm (Phasenauswertung) und sind hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

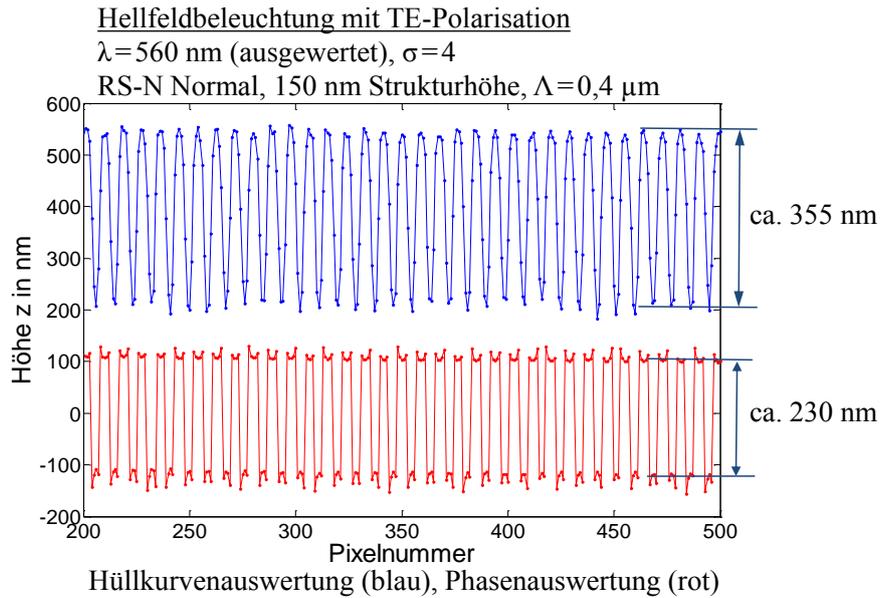


Abb. 5.43: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht.

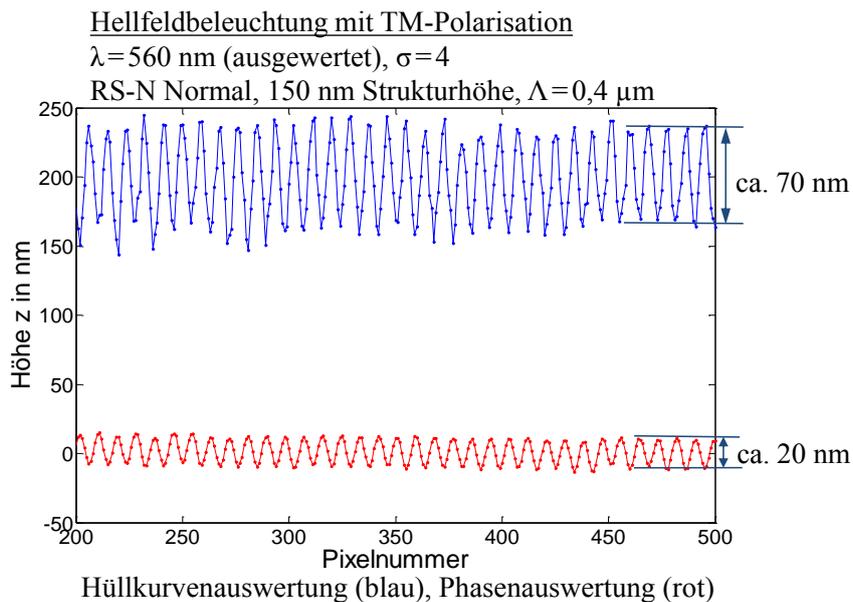


Abb. 5.44: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,4 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

Bei der blauen LED liefert das Auflösungskriterium nach Rayleigh einen Wert von $\Delta x = 0,312 \mu\text{m}$. Bei dieser Raumfrequenz ist die MTF jedoch noch nicht auf Null abgefallen, sodass auch darunter noch Messungen mit einem geringen Interferenzkontrast möglich sind. Bei der in Abb. 5.45 gezeigten Referenzmessung ohne Polfilter auf der $0,3 \mu\text{m}$ Struktur des RS-N Normals zeigt das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung noch eine Höhenmodulation von 80 nm. Bei der blauen LED mit ihrem schmalbandigeren

Spektrum liegt die Modulationstiefe unterhalb der Rayleigh-Auflösung, also noch über 50 %. Das Ergebnis der Phasenauswertung lässt mit einer Höhe von 10 nm lediglich eine Aussage über die gemessene Periode des Messobjektes zu.

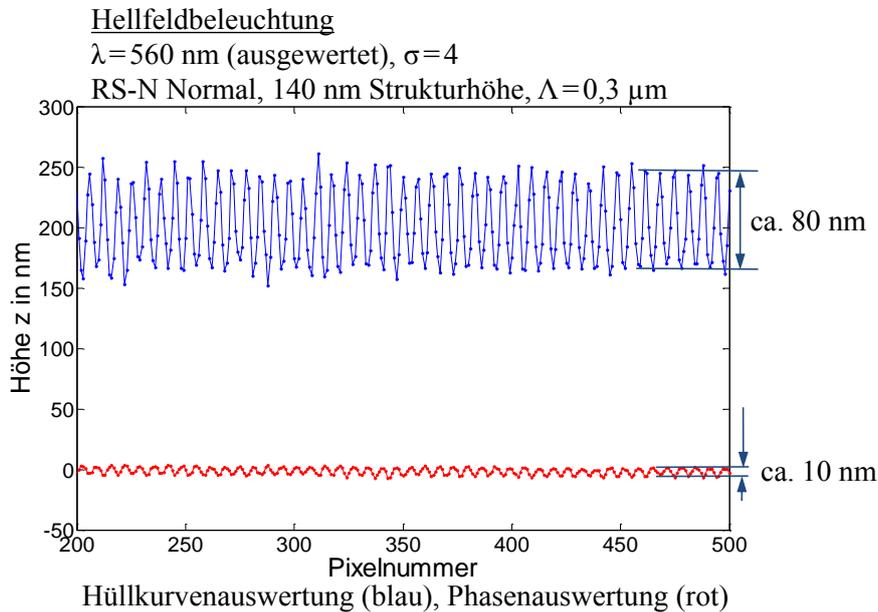


Abb. 5.45: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,3 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung [81].

Abb. 5.46 zeigt die Ergebnisse bei der Gitterperiode Λ von $0,3 \mu\text{m}$ mit TE-polarisierter Beleuchtung. Hier sinkt auch die gemessene Höhe des Ergebnisses der Hüllkurvenauswertung mit 110 nm unter die Nominalhöhe von 140 nm. Die bei der Phasenauswertung gemessene Höhe von 15 nm ist nur geringfügig höher als bei der Referenzmessung. Bei den Messergebnissen mit TM-Polarisation in Abb. 5.47 ist in der Hüllkurvenauswertung noch eine Höhenmodulation von 30 nm sichtbar. Bei dem Ergebnis der Phasenauswertung ist kaum noch eine Modulation festzustellen. An dieser Stelle ist die ITF des Messsystems für die Phasenauswertung auf Null abgefallen.

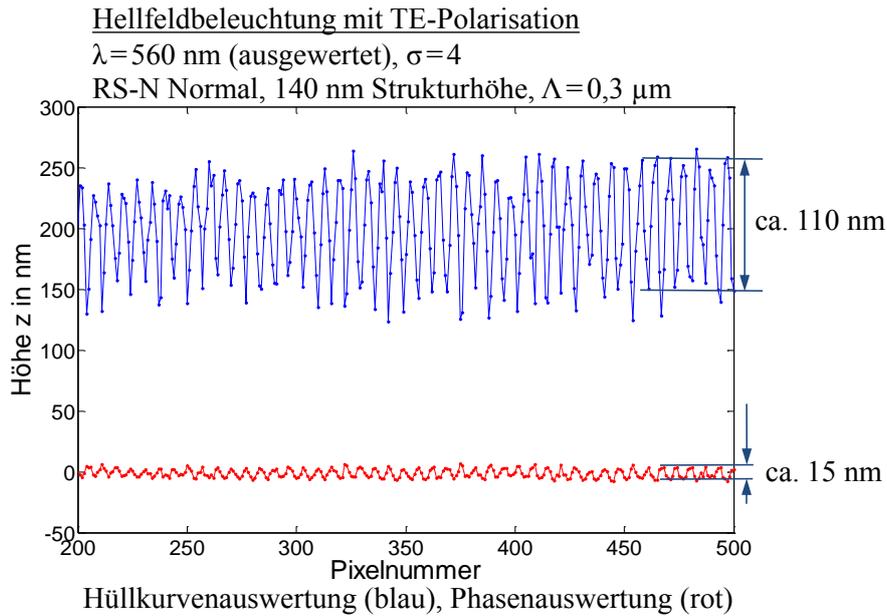


Abb. 5.46: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,3 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TE-polarisiertem Licht.

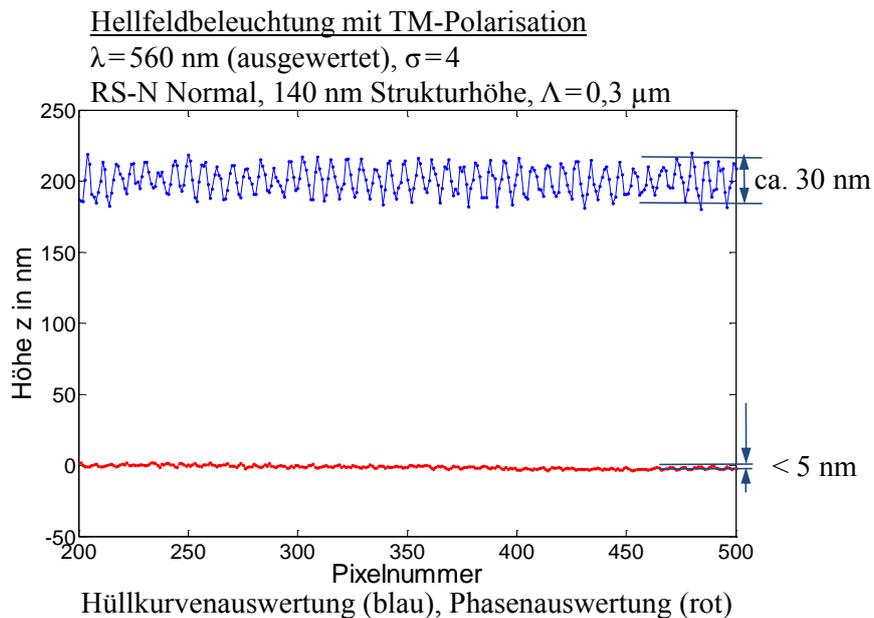


Abb. 5.47: Profilschnitte eines Messergebnisses des RS-N Normals bei einer Gitterperiode Λ von $0,3 \mu\text{m}$ bei Hellfeldbeleuchtung mit TM-polarisiertem Licht.

5.2.3 Fazit

Die Messergebnisse der konfokalen Kamerabeleuchtung zeigen nicht mehr die im ersten Aufbau noch deutlich zu erkennenden Verzerrungen. Die Asymmetrien sind fast vollständig aus den Messergebnissen verschwunden. Neben dieser Optimierung sind keine signifikanten Änderungen im Vergleich zu den Messungen vor dem Umbau erkennbar. Die

Ergebnisse aus 5.1.2 bezüglich der Auflösung und des Batwing-Effektes wurden bestätigt. Aus diesem Grund sind in Abschnitt 5.2.2.1 nur die Ergebnisse der Struktur mit einer Gitterperiode von $1,2\ \mu\text{m}$ dargestellt.

Bei der konfokalen DMD-Messung, bei der das DMD sowohl im Beleuchtungs- als auch im Abbildungsstrahlengang als konfokale Blende fungiert, sinkt die für die Messung vorhandene Lichtintensität deutlich ab. Diese zusätzlichen hohen Verluste können durch die verwendete LED nicht kompensiert werden. Durch den Modulationsverlust in den Signalen bei hohen Ortsfrequenzen des Messobjektes sind mit dieser Messmethode nur Messungen an relativ großen Gitterperioden möglich. Das Ergebnis an der $4\ \mu\text{m}$ Struktur zeigt bis auf die erhöhte Messunsicherheit ähnliche Ergebnisse bei der Reduzierung des Batwingeffektes wie die konfokale Kameramessung.

Das besser justierte Messsystem erlaubt bei den Messungen mit Polfilter eine Untersuchung bis zum theoretischen optischen Auflösungsvermögen. Um einen Eindruck über die ITF des verwendeten Systems nahe der Auflösungsgrenze zu erhalten, werden bei der weißen LED die Ergebnisse der Gitterperioden von $0,8\ \mu\text{m}$ bis $0,4\ \mu\text{m}$ gezeigt. Daran anschließend sind die Ergebnisse der blauen LED bei $0,4\ \mu\text{m}$ und $0,3\ \mu\text{m}$ dargestellt.

Die Ergebnisse der Hüllkurvenauswertung der weißen LED sind in Abb. 5.48 zusammengefasst. Bei der $0,8\ \mu\text{m}$ Periode wird bei allen drei Varianten („ohne Polarisator“ entspricht einer Hellfeldbeleuchtung) eine etwas zu große Amplitude gemessen. Bei einer Periode Λ von $0,6\ \mu\text{m}$ fallen die gemessenen Amplituden ohne Polarisator und mit TM-Polarisation leicht unter die Nominalhöhe des Messobjektes. Die Höhenwerte bei TE-Polarisation bleiben hingegen unverändert. Erreicht die Gitterperiode die Rayleigh-Auflösung (hier $0,4\ \mu\text{m}$), steigt die Höhe bei der TE-Polarisation auf fast das Dreifache der Nominalhöhe, was mit dem Verhältnis zwischen Objekthöhe und Wellenlänge begründet werden kann. Das Ergebnis ohne Polarisation zeigt einen nahezu linearen Anstieg. Das Fehlen der Überhöhung bei der $0,4\ \mu\text{m}$ Periode kann damit erklärt werden, dass die Signalanteile von den unteren Niveaus zu gering sind und es bei der Mischung der Signale bei einer Periode nahe der optischen Auflösungsgrenze nicht zu einem so ausgeprägten Batwing-Effekt kommt. Bei den Messergebnissen mit TM-polarisiertem Licht fällt die gemessene Amplitude schon bei dem $0,6\ \mu\text{m}$ Gitter unter 50 %. Das Gitter mit einer Periode von $0,3\ \mu\text{m}$ wird nicht mehr aufgelöst und die ITF ist an dieser Stelle somit auf Null gefallen.

Die Ergebnisse der Phasenauswertung (Abb. 5.49) zeigen einen gleichmäßigen Anstieg in der Amplitude der gemessenen Strukturen und keine Überhöhung bei einer Objekthöhe von $0,25\lambda$. Auch hier sinkt bei TE-Polarisation bei der $0,6\ \mu\text{m}$ Struktur die gemessene Höhe nicht. Die Ergebnisse der Phasenauswertung ohne Polarisation steigen nahezu linear. Bei TM-polarisiertem Licht liegen die gemessenen Höhenwerte unter denen ohne Polarisation.

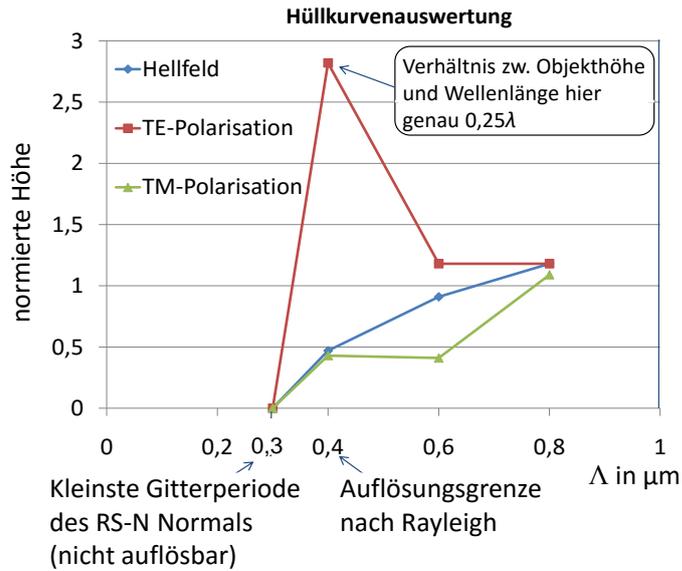


Abb. 5.48: Auf die Nominalhöhe normierte Höhenmesswerte der Hüllkurvenauswertung nahe der Auflösungsgrenze.

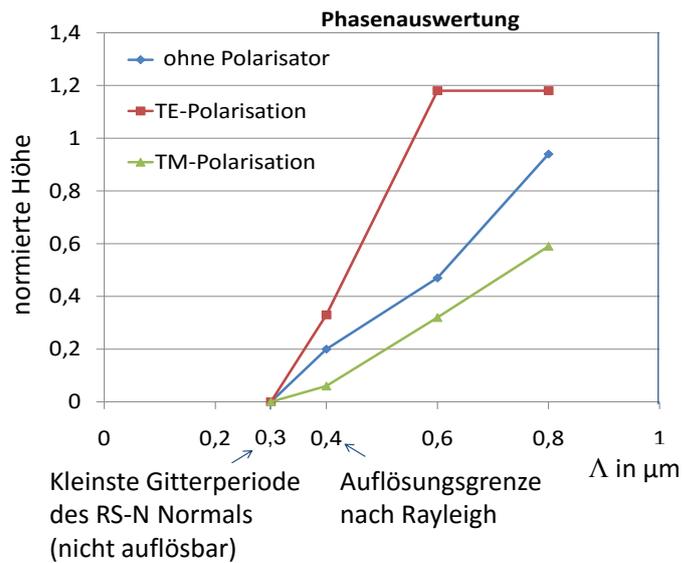


Abb. 5.49: Auf die Nominalhöhe normierte Höhenmesswerte der Phasenauswertung nahe der Auflösungsgrenze.

Die Ergebnisse zeigen, dass die ITF des Messsystems durch die sehr einfach zu realisierende Manipulation der Polarisationsrichtung sowohl positiv als auch negativ beeinflusst werden kann. Durch die sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren Periodenlänge der Struktur Λ , Höhe des Messobjektes und die verwendete Lichtwellenlänge ist es sehr schwer, eine allgemein gültige ITF für Weißlichtinterferometer zu definieren. Um dies praktisch untersuchen zu können, müssten die drei Faktoren weitgehend unabhängig von-

einander variiert werden. Dies würde eine Vielzahl unterschiedlicher Messnormale voraussetzen. An dieser Stelle ließen sich in zukünftigen Arbeiten Simulationen einsetzen, wobei die gezeigten Messergebnisse als Referenz dienen können.

5.3 Messergebnisse an ausgewählten Messobjekten

In diesem Abschnitt werden einige mit dem hochauflösenden Linnik-Interferometer generierte Messergebnisse, welche in direktem Bezug zur lateralen Auflösung des Systems stehen, dargestellt und diskutiert.

Es werden zum einen im Verbundprojekt „Kalibrierung von Weißlichtinterferometern (KalWint)“ entstandene Messungen an Prototypen von Konturnormalen der PTB und, um einen Bezug zur Praxis aufzuzeigen, noch Messungen an einer speziell präparierten Digital Versatile Disc (DVD) mit Hellfeldbeleuchtung gezeigt.

5.3.1 Messergebnisse

Um ein tiefgehendes Verständnis der physikalischen Zusammenhänge in der WLI zu erhalten, wurden in dem Projekt KalWint sowohl experimentell als auch mit Hilfe von speziell entwickelten Modellen die für den Messprozess relevanten Einflussgrößen verifiziert. Für die experimentellen Untersuchungen wurde neben kommerziellen Messgeräten auch das in 5.1 beschriebene Interferometer genutzt, da es durch die hohe NA des Linnik-Aufbaus sehr gut als Referenzsystem eingesetzt werden kann.

Die Normale wurden mittels Ultra-Präzisionsdrehprozess in eine Nickel-Phosphorschicht geschnitten. Diese hoch präzise Bearbeitung erfolgte mit einem Diamantwerkzeug mit einem Durchmesser von 5 μm [77].

5.3.1.1 Mikroskopisches Formnormal

Die in Abb. 5.50 gezeigten Profilschnitte eines Prototyps des für die Kalibrierung von interferometrisch- und konfokal-mikroskopisch messender Sensoren entwickelten Formnormals wurden aus mehreren Einzelmessungen zusammengesetzt. Die Einzelmessungen wurden hierbei mit einer leichten Überlappung in x -Richtung aufgenommen. Mit Hilfe eines manuellen Stitchings wurden die dargestellten Diagramme generiert. Das Formnormal soll zur Grundkalibrierung der Scanachsen und des Abbildungsmaßstabes der jeweiligen Sensoren dienen.

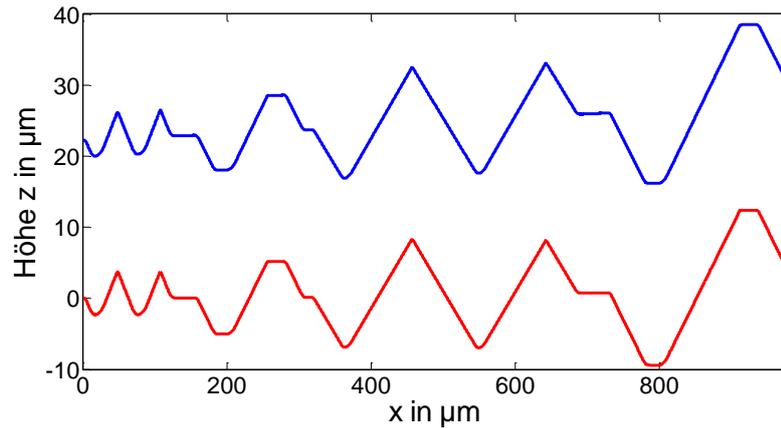


Abb. 5.50: Aus Einzelmessungen zusammengesetzter Profilschnitte (oben das Ergebnis der Hüllkurven- und darunter das der Phasenauswertung) eines Prototypen eines mikroskopischen Formnormals der PTB mit unterschiedlich hohen und geneigten geometrischen Formelementen [81].

Die maximalen Steigungen auf den Flanken liegen zwischen 8° bei den $15\ \mu\text{m}$ hohen Strukturen in der Mitte des Profils und 12° bei den $6\ \mu\text{m}$ hohen Strukturen auf der linken Seite. Durch die unterschiedlich hohen Strukturen kann die Scanachse im für die meisten Sensoren wichtigen Bereich um die Nullposition der z -Achse sehr präzise charakterisiert werden.

Sowohl bei dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung (blau) als auch dem der Phasenauswertung (rot) treten an den Flanken bei dem hochauflösenden Linnik-Interferometer keine Phasensprünge auf. Die gemessenen Höhenwerte stimmen lateral sowie vertikal mit denen der kommerziellen Sensoren überein. Genaue Fehler können an dieser Stelle nicht genannt werden, weil der Prototyp des Normals nicht ausreichend spezifiziert ist. Da die NA der Vergleichssensoren deutlich geringer war, zeigen deren Messergebnisse je nach Messprinzip Artefakte an den steilen Flanken.

5.3.1.2 Chirp-Normal

Ein zweites Normal zur Charakterisierung der Sensoren ist ein sogenanntes Chirp-Normal. Eine Chirp-Struktur entspricht einem eindimensionalen sinusförmigen Phasenobjekt mit systematisch variierender Wellenlänge Λ [77]. Dieses Normal dient der Bestimmung der Übertragungsfunktion (ITF) und bietet damit die Möglichkeit, das Auflösungsvermögen für Phasenobjekte zu bestimmen.

Für Sensoren mit unterschiedlichen Messfeldgrößen und daraus resultierendem lateralem Auflösungsvermögen besitzt das Normal eine grobe Chirp-Struktur mit Λ von $91\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$. Die Variation der Wellenlänge erfolgt in 24 schrittweisen Dekrementen. Die Struktur für die hochauflösenden Messsysteme besitzt 12 Dekremente für Λ von $12\ \mu\text{m}$ bis $4,3\ \mu\text{m}$. Die Spitze-Spitze-Amplitude beträgt bei beiden Strukturen $0,4\ \mu\text{m}$. Der Herstellungsprozess entspricht dem des Formnormals, wobei die Chirp-Struktur noch klei-

nere Werkzeugradialen voraussetzt. Wegen der hohen Abnutzung dieser Ultrapräzisionswerkzeuge wurde das Normal in zwei Schritten mit einer gröberen Vorstufe und einer ultrapräzisen Endbearbeitung gefertigt [77].

Abb. 5.51 zeigt die Anordnung der Strukturen auf dem Chip-Normal. Neben den beiden eigentlichen Chirp-Strukturen befinden sich auch noch $0,4\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ hohe Grabenstrukturen auf dem Normal. Anhand der Planflächen in diesen Strukturen lässt sich die Chirp-Struktur ausrichten und die Abweichung der z -Achse für den Messbereich des Normals bestimmen.

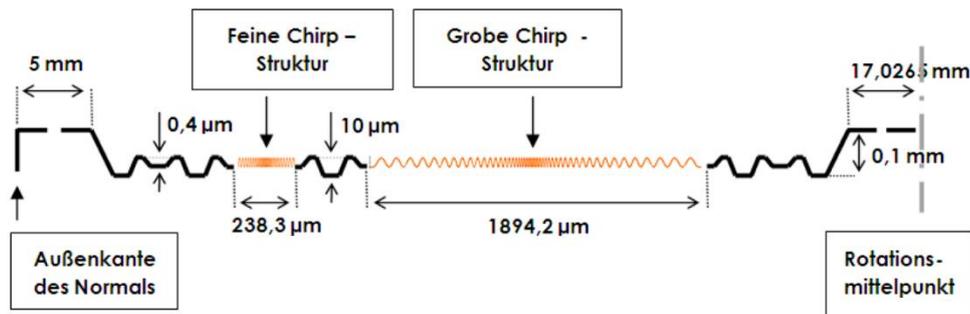


Abb. 5.51: Anordnung der Strukturen auf dem Chirp-Normal [78].

In Abb. 5.52 sind die Profilschnitte einer Messung in der Mitte der groben Struktur des Chirp-Normals dargestellt. Die Periode des Normals bei $x \approx 30\ \mu\text{m}$ entspricht $10\ \mu\text{m}$. Bei dieser Periodenlänge ist noch kein durch die Übertragungseigenschaften des Sensors bedingtes Abfallen der gemessenen Amplitude zu erkennen.

Auffällig ist die deutliche Abweichung der gemessenen Form von einer idealen Sinusform. Die Unstetigkeit in dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung (blau) bei der x -Position bei $30\ \mu\text{m}$ wird durch eine örtliche Variation des Steigungswinkels verursacht. Es handelt sich hierbei um Bearbeitungsspuren des Werkzeuges. Auch Simulationen solcher örtlicher Steigungsvariationen auf Flanken mit für die jeweilige NA großen Steigungen führen zu ähnlichen Effekten [80].

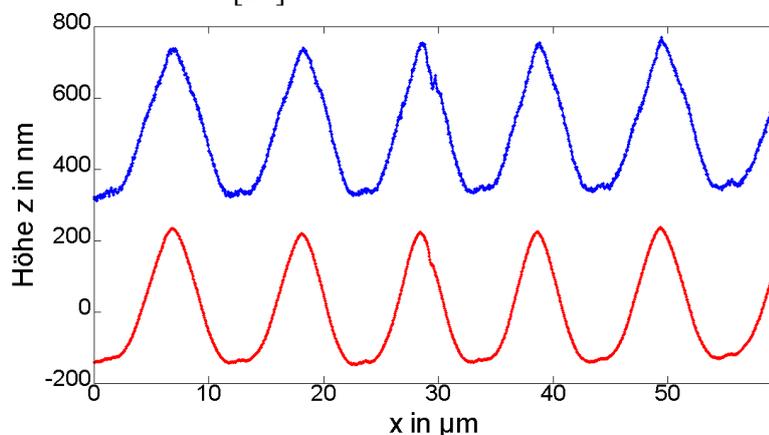


Abb. 5.52: Profilschnitte (oben das Ergebnis der Hüllkurven- und darunter das der Phasenauswertung) einer Messung der groben Struktur des PTB Chirp-Normals an der Stelle mit der kleinsten Periodenlänge von $\Lambda = 10\ \mu\text{m}$.

Die in Abb. 5.53 dargestellten Ergebnisse des feinen Chirp-Normals zeigen ebenfalls den mittleren Bereich mit den höchsten Ortsfrequenzen. Im Gegensatz zu der groben Struktur ist bei dieser Messung ein leichter Abfall der gemessenen Amplitude zu erkennen. Die Periodenlänge an den Randbereichen beträgt ca. $6 \mu\text{m}$. Hier liegt die gemessene Höhe bei dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung bei ca. 440 nm und ist damit 10% zu hoch gemessen worden. Das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung zeigt bei sinusförmigen Messobjekten mit zunehmender Ortsfrequenz eine stetige Abnahme der gemessenen Höhe. Bei einer Periode von ca. $6 \mu\text{m}$ wird die Amplitude jedoch auch bei diesem kontinuierlichen Profil zu hoch gemessen. Im Bereich der kleinsten Periodenlänge von ca. $4 \mu\text{m}$ fällt die gemessene Höhe auf ca. 390 nm . In dem Ergebnis der Phasenauswertung fällt die Höhe kontinuierlich ab. Bei $\Lambda = 6 \mu\text{m}$ liegt sie bei 385 nm und bei $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ bei 345 nm . Die durch die Bearbeitungsspuren verursachten Effekte sind auch in diesem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung deutlich zu sehen.

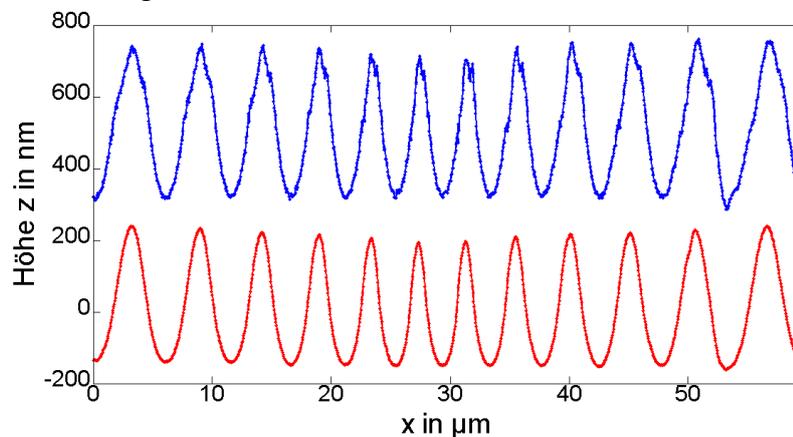


Abb. 5.53: Profilschnitte einer Messung der groben Struktur des PTB Chirp-Normals an der Stelle mit der höchsten Ortsfrequenz bei einer Periodenlänge von $4,3 \mu\text{m}$ [81].

5.3.1.3 Messobjekt aus der Praxis: DVD

Aussagekräftige Messobjekte aus der Praxis stellen optische Speichermedien dar. Eine für das $100\times$ Linnik-Interferometer gut passende Strukturgröße besitzen DVDs. Die Dateninformationen werden in sogenannten Pits gespeichert. Diese Pits sind in ein Trägermedium eingebrachte Vertiefungen, die in Spuren konzentrisch auf der DVD liegen. Der Spurbabstand beträgt $0,74 \mu\text{m} - 0,8 \mu\text{m}$, die Pit-Breite $0,32 \mu\text{m}$ und die minimale Pit-Länge liegt je nach Position auf dem Umfang zwischen $0,4 \mu\text{m}$ und $0,44 \mu\text{m}$. Die verwendete Wellenlänge liegt im roten Spektralbereich bei 635 nm bzw. 650 nm . Die NA der fokussierenden Optik zum Auslesen der Daten beträgt $0,6$. Die eigentliche reflektive Schicht liegt unter einer $0,6 \text{ mm}$ dicken transparenten Schutzschicht mit einem Brechungsindex von $1,55$ [82, 83].

Um eine hohe Signalmodulation zu gewährleisten, wird die Tiefe der Pits so bemessen, dass Lichtstrahlen, die aus den Pits zurückreflektiert werden, destruktiv mit Lichtstrahlen interferieren, die auf der Planfläche neben den Pits reflektiert werden. Der Spotdurchmesser (Durchmesser des Airy-Scheibchens), der mittels der fokussierenden Optik eines

DVD-Players generiert wird, liegt laut Gl. (2.16) bei ca. $1,1 \mu\text{m}$. Die nicht optimale optische Abbildung der Kunststoffoptik sowie die nicht optimale Fokussierung sorgen dafür, dass der Spotdurchmesser in der Praxis größer ist. Bei einer Pit-Breite von $0,32 \mu\text{m}$ fällt somit ein großer Teil des Lichtes auf die Planfläche neben den jeweiligen Pit. Dies ist auch erwünscht, da so die Signalmodulation durch die auftretende destruktive Interferenz sehr groß wird.

Die optimale Pit-Tiefe ergibt sich aus diesem Grund zu $\lambda/4$, wobei noch der Brechungsindex von 1,55 berücksichtigt werden muss. Ausgehend von einer Laserwellenlänge von 650 nm ergibt sich eine Wellenlänge im Medium von 419 nm und daraus folgt eine Tiefe von 105 nm. In den meisten Quellen [82, 83] wird von Pit-Tiefen um die 100 nm berichtet.

Somit stellen DVDs sehr hohe Ansprüche an die Dimensionen der Strukturen. Für die Messungen wurde eine handelsübliche DVD so präpariert, dass die reflektive Schicht frei zugänglich ist. Die Schutzschicht wurde dazu mechanisch entfernt.

In Abb. 5.54 sind auf der linken Seite die 2D-Falschfarbendarstellungen und auf der rechten die Profilschnitte dargestellt. Die Position der Profilschnitte ist in den 2D-Falschfarbendarstellungen kenntlich gemacht. Die Schnitte sind so positioniert, dass sie möglichst senkrecht zu den Spuren mit den Pits auf der DVD verlaufen.

Abb. 5.54 a) zeigt das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung. Im Profilschnitt ist die gemessene Tiefe der Pits deutlich zu erkennen. Wie bei den Messungen an dem RS-N Normal ist die gemessene Amplitude deutlich zu groß. Die Pittiefe von 225 nm entspricht einem um 125 % zu hohem Messergebnis.

Bei dem Ergebnis der Hüllkurvenauswertung in Abb. 5.54 b) sieht die Falschfarbendarstellung sehr ähnlich aus. In dem Profilschnitt ist zu sehen, dass die gemessene Tiefe mit 60 nm deutlich zu gering gemessen wurde. Sie liegt in diesem Fall genau bei 40 %.

Abb. 5.54 c) zeigt das Ergebnis einer Referenzmessung mit einem Rasterkraftmikroskop (atomic force microscope, AFM). Die Messung wurde mit dem im Fachgebiet Messtechnik der Universität Kassel verfügbaren Easyscan 2 der Firma Nanosurf durchgeführt. Um eine möglichst hohe Auflösung an den steilen Strukturen der DVD zu erreichen, wurde eine hochauflösende Tastspitze (Cantilever) des Typs AR5-NCLR der Firma Nanosensors verwendet. Dieser Cantilever ist für Messungen an 90° Kanten mit hohem Aspektverhältnis optimiert. Bei einer Entfernung zum Ende der Spitze von 500 nm beträgt der Durchmesser der Spitze laut Datenblatt lediglich 87 nm. Trotz dieser speziellen Spitze, einer sehr langsamen Scangeschwindigkeit und einer optimierten Scanrichtung von 45° zu den Spuren der DVD liegt die gemessene Tiefe nur bei 75 nm und beträgt damit lediglich 75 % der erwarteten Höhe. Dass die Spitze des Cantilever bei der Messung nicht auf den Grund der Pits gekommen ist, lässt sich gut an der Form im Profilschnitt erkennen. Alle Kanten haben die gleiche Steigung und der tiefste Punkt besteht aus einem einzelnen Messwert. Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass die Messspitze zunächst an der einen Seite des Pits aufsetzt, bis sie im Laufe des Linienscans auf dem anderen Rand des Pits aufsetzt. Die Messung zeigt, dass auch AFM-Messungen, die eine deutlich höhere laterale Auflösung besitzen, bei strukturierten Objekten mit Strukturhöhen im technisch wichtigen Bereich von in diesem Fall 120 nm nicht unbedingt

mehr Informationen über eine Oberfläche liefern als die hochauflösende WLI. Mit viel Aufwand und speziellen Cantilevern aus Kohlenstoffnanoröhren (carbon-nanotubes) ist es möglich, die Oberfläche einer DVD korrekt mit einem AFM zu messen [84].

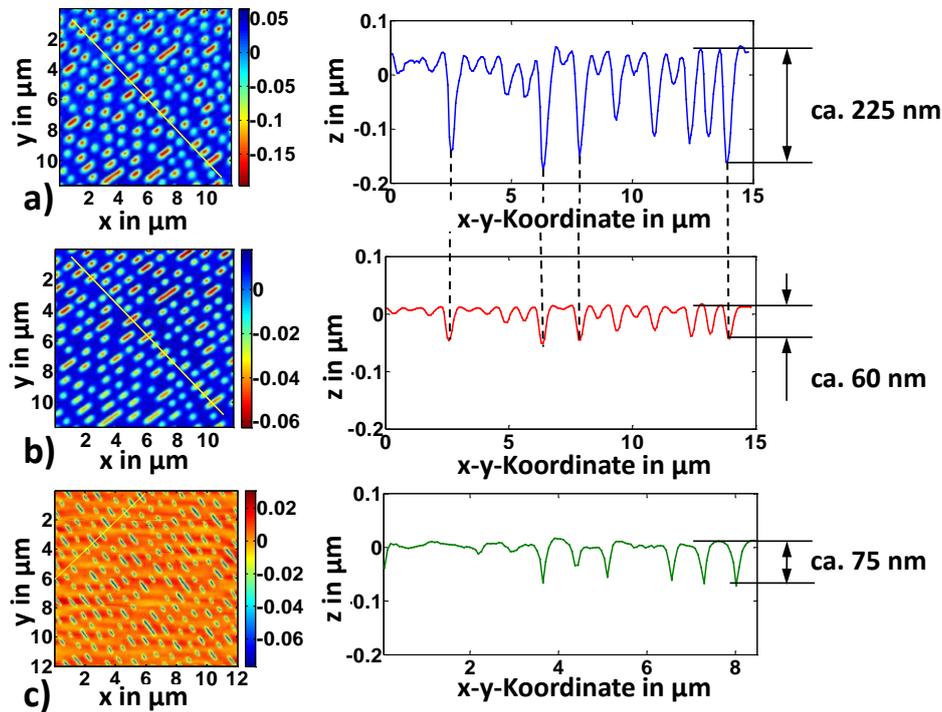


Abb. 5.54: Messergebnisse einer DVD, links in 2D-Falschfarbendarstellung und auf der rechten Seite die Profilschnitte an den in den 2D-Ergebnissen markierten Positionen a) Ergebnis der Hüllkurvenauswertung, b) Ergebnis der Phasenauswertung und c) Referenzmessung mit einem AFM [81].

5.3.2 Fazit

Die Messergebnisse in diesem Abschnitt zeigen, dass das 100x Linnik-Interferometer auch praxisnahe technische Oberflächen korrekt erfasst. Der Messaufbau eignet sich durch die hohe NA für Untersuchungen nahe der optischen Auflösungsgrenze oder von Oberflächen mit für die WLI kritischen Eigenschaften. Hierzu zählen neben lateral kleinen Strukturen auch Oberflächen mit hohen Neigungswinkeln wie das mikroskopische Konturnormal der PTB.

Die an dem RS-N Normal gewonnenen Erkenntnisse bezüglich des Übertragungsverhaltens bestätigen sich sowohl an dem Chirp-Normal der PTB als auch bei Messungen an einer DVD. Der kontinuierliche Verlauf des Chirp-Normals erlaubt eine Untersuchung des Übertragungsverhaltens ohne den Einfluss von störenden Kanteneffekten. Auch ohne diese Einflüsse sind die Ergebnisse der Hüllkurvenauswertung bei einer Periodenlänge von $6\ \mu\text{m}$ zu hoch gemessen. In diesem Fall sind nicht die Überlagerungen an Unstetigkeiten wie Kanten Ursache für diese Überhöhung der Messergebnisse. Die starken Krümmungen an den Maximalpunkten des Chirp-Normals führen hier anscheinend ebenfalls zu Beugungseffekten in Form einer Überlagerung lateral benachbarter Regionen [44, 45]. Durch die laterale Mittelung der Intensitäten kommt es auch hier zu einer Verschiebung

des Maximums der Einhüllenden des Interferenzsignals und somit zu einem Höhenfehler im Ergebnis der Hüllkurvenauswertung. Die Abweichung ist mit 10 % jedoch deutlich kleiner als bei einem ausgeprägten Batwing-Effekt. Bei der Phasenauswertung kommt es nicht zu einem derartigen Anstieg der gemessenen Amplitude. Bei dieser Art der Auswertung sinkt die Amplitude nahe der Auflösungsgrenze mit zunehmender Ortsfrequenz des Normals. Bei der minimalen Λ von 4 μm fällt die gemessene Höhe von der Sollhöhe von 400 nm auf 345 nm und somit deutlich stärker als das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung, das hier bei 390 nm liegt. Wie schon bei den Ergebnissen der Messungen am RS-N Normal zeigt sich, dass stets die Amplituden mit der Phasenauswertung geringer gemessen werden als mittels Hüllkurvenauswertung.

Eine DVD als praxisnahes Messobjekt besitzt Strukturen, die für eine einwandfreie Funktion präzise gefertigt sein müssen. Aus diesem Grund sind die Dimensionen, ähnlich wie es bei einem Normal der Fall ist, bekannt. Die Pits haben eine Tiefe von ca. 100 nm. Das Ergebnis der Hüllkurvenauswertung zeigt eine Tiefe von ca. 225 nm, wobei das Ergebnis der Phasenauswertung nur 60 nm aufweist. Diese Ergebnisse bestätigen, dass die Problematik einer nichtlinearen Übertragungsfunktion auch bei Objekten aus der Praxis zu großen Messfehlern führt.

6 Zusammenfassung, Ausblick und Fazit

6.1 Zusammenfassung

In der Weißlichtinterferometrie werden mittels eines sogenannten Tiefenscans dreidimensionale Höhenmesswerte ermittelt. Während der Abstand zwischen Messobjekt und Interferometer variiert wird, nimmt eine Kamera einen Bilderstapel auf. Für jedes Kamerapixel lässt sich aus dem gewonnenen Bilderstapel ein Höhenwert ermitteln. Die zu diesem Zweck aufgenommenen Signale lassen sich in zwei Stufen auswerten. Die erste Stufe stellt die Bestimmung des Maximums der Einhüllenden des Interferenzsignals dar. Die zweite Stufe mit einer geringeren Messunsicherheit nutzt zusätzlich die Phasenlage zur Bestimmung eines exakteren Höhenwertes. Auf diese Weise ist es möglich, die Höhe von kooperativen Oberflächen bis in den Sub-Nanometerbereich zu ermitteln.

Die laterale Auflösung wird häufig mit der optischen Auflösung der Mikroskopobjektive gleichgesetzt. Dies gilt jedoch nicht für Messobjekte mit relevanter Höhenausdehnung. Das Übertragungsverhalten von Weißlichtinterferometern ist besonders an Unstetigkeitsstellen wie Kanten bis zu einer Höhe der Kohärenzlänge des verwendeten Lichtes sehr nichtlinear. Dieser Umstand hat unmittelbaren Einfluss auf die laterale Auflösung von Phasenobjekten. Die derzeitige Normung für die WLI stützt sich auf die aus der taktilen Messtechnik bekannte Grenzwellenlänge. Die Grenzwellenlänge ist erreicht, wenn die von dem Messgerät übertragene Amplitude bei Erhöhung der Ortsfrequenz der Strukturen des Messobjektes auf 50 % abgefallen ist. Dieses Modell beruht, trotz dessen, dass sich auch taktile Messgeräte nicht linear verhalten, auf einem linearen Übertragungsverhalten des Messsystems.

Als Teil des BMBF-Projektes NanoCMM wurde ein für den Einsatz in einer Nanomessmaschine optimiertes Weißlichtinterferometer entwickelt und ein industrieller Prototyp gebaut. Voraussetzung war ein Arbeitsabstand größer 5 mm und eine möglichst hohe laterale Auflösung. Hierzu wurde ein Linnik-Interferometer mit einer NA von 0,55 und zwei Lichtwellenlängen (600 nm und 395 nm) realisiert. Mit diesem Sensor wurden Untersuchungen bezüglich der lateralen Auflösung von 3D-Objekten durchgeführt.

In dem DFG-Projekt „Konfokales Linnik-Weißlicht-Interferometer zur lateral hochauflösenden Messung von Mikro- und Nanostrukturen“ wurde ein Linnik-Interferometer mit einer NA von 0,9 und unterschiedlichen konfokalen Beleuchtungen und Abbildungsvarianten entwickelt. Mit diesem hochauflösenden Messsystem wurden Kanteneffekte, wie der Batwing-Effekt am Rand der lateralen Auflösungsgrenze untersucht. Bei diesem Aufbau wurde erstmals eine direkte Kombination aus WLI mit konfokaler Mikroskopie getestet. Die konfokalen Blenden in diesem System wurden mit Hilfe eines Mikrospiegelarrays bzw. durch die einzelnen Pixel der digitalen Kamera realisiert. Durch die so erzeugte Selektion sollte die Vermischung der Interferenzsignale unterschiedlicher Höhenniveaus an Kanten unterdrückt werden. Dies sollte auf physikalischem Wege die Ausprägung der systematischen Messfehler reduzieren.

Zusätzlich konnte an dem Aufbau die laterale Auflösung von Phasenobjekten weitergehend untersucht werden. Durch den sehr zugänglichen Aufbau, an dem jegliche Art der Manipulation der Strahlengänge möglich ist, konnten bestimmte Einflüsse gezielt experimentell erforscht werden. Hierzu zählt die gezielte Beleuchtung mit Hilfe des Mikroskopierarrays. Auf diese Weise konnten definiert konfokale Blenden nur im Beleuchtungsstrahlengang oder im Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang eingefügt werden. Hierbei wurde im Besonderen auf die Auswirkungen auf den Batwing-Effekt geachtet.

Des Weiteren konnte durch das optionale Einfügen eines Polarisators die Polarisationsrichtung des Lichtes manipuliert werden. Bei periodischen Strukturen, wie sie in der Mikrotechnik häufig vorkommen, kann hierdurch die laterale Auflösung erhöht werden.

6.2 Fazit

An dem für den Einsatz in einer Nanomessmaschine konzipierten Linnik-Interferometer wurden die für die WLI besonders hohen Anforderungen erläutert. Die detaillierte Beschreibung der benötigten Justage-Freiheitsgrade und die schrittweise Art der Justierung ist bislang in diesem Umfang noch nicht beschrieben worden. Zukünftigen Projekten, bei denen der komplexe Aufbau eines Linnik-Interferometers für die WLI benötigt wird, soll diese Arbeit helfen, einen besseren Einstieg zu erreichen.

Die Messergebnisse, die mit dem Interferometer aufgenommen wurden, zeigen, dass die realisierte laterale Auflösung von Phasenobjekten unter bestimmten Bedingungen mit der optischen Auflösung von intensitätsmodulierten Objekten gleichzusetzen ist. Jedoch muss das von der Art der Höhenprofilierung abhängige Übertragungsverhalten wesentlich differenzierter betrachtet werden als dies bei herkömmlichen Mikroskopen der Fall ist. Dadurch ergibt sich ein komplexes Übertragungsverhalten, das sich auch in einer praxisgerechten Normung niederschlagen sollte.

Die Grenzen der lateralen Auflösung wurden mit einem 100-fach vergrößernden Linnik-Interferometer praktisch untersucht. Bei einer Schwerpunktwellenlänge von 450 nm konnte eine Gitterperiode von 0,4 μm eindeutig aufgelöst werden. Die Amplitude liegt bei Hellfeldbeleuchtung mit der Hüllkurvenauswertung bei 50 %. In diesem Fall stimmt wiederum die laterale 3D-Auflösung des Weißlichtinterferometers mit der Rayleigh-Auflösung überein. Die Phasenauswertung liefert allerdings systematisch niedrigere Höhenmesswerte, neigt dafür aber auch nicht zu den starken Überhöhungen bei ungünstigen Verhältnissen zwischen Objekthöhe und Lichtwellenlänge.

Auch bei Messobjekten aus der Praxis wie einer DVD bestätigten sich die Ergebnisse. Die Unterdrückung des Batwing-Effektes durch das Einfügen von konfokalen Blenden ist möglich. Eine konfokale Blende im Beleuchtungsstrahlengang allein führt bei diesem Aufbau nicht zu einer nennenswerten Reduzierung der Überschwinger. Erst durch eine zusätzliche Blende im Abbildungsstrahlengang lässt sich eine ausreichende optische Selektion erreichen. Dies bedeutet, dass durch die lateral selektive Beleuchtung wie auch die selektive Erfassung der Intensitätswerte während des Tiefenscans die konfokalen

Blenden dafür gesorgt haben, dass sich die Signale benachbarter Höhenniveaus nicht mehr so stark überlagern. Auf diese Weise können die systematischen Messfehler an Kanten signifikant reduziert werden. Je nach lateraler Überlagerung der Kante mit dem Pixelraster und dem auf dem Objekt beleuchteten Bereich fällt die Reduktion unterschiedlich stark aus. Eine solch aufwendige Kombination aus WLI und konfokaler Mikroskopie ist aus diesem Grund nur in sehr speziellen Anwendungsfällen sinnvoll einsetzbar.

6.3 Ausblick

Der in Abschnitt 3.3.5.1 beschriebene Zusammenhang zwischen Batwing-Effekt und dem Verhältnis zwischen der Stufenhöhe des Messobjektes und der Wellenlänge könnte dazu genutzt werden, diesen Messfehler zu minimieren. Um diesen Zusammenhang praktisch zur Reduktion der Überschwinger zu nutzen, müsste die Schwerpunktwellenlänge der Lichtquelle möglichst frei einstellbar sein. Die kompakte Bauweise einiger Hochleistungs-LEDs ermöglicht die Montage von mehreren Emittlern auf einer Platine mit geringen Abmessungen. Mit einem solchen Element und einer angepassten Beleuchtungsoptik sollte sich eine Lichtquelle mit variabler Schwerpunktwellenlänge erzeugen lassen. Bei einem derart modifizierten Beleuchtungsmodul könnte das Lichtspektrum dem Höhenprofil des Messobjektes angepasst werden.

Der Vorteil dieser Methode im Gegensatz zu der Reduktion des Batwing-Effektes über die optische Selektion mittels konfokaler Blenden ist, dass es durch die Mischung der Signale der unterschiedlichen Höhenniveaus erst gar nicht zu einem Effekt auf die Höhenwerte kommt [61, 63]. Der Nachteil besteht darin, dass die Schwerpunktwellenlänge bei einer Messung im ganzen Messfeld identisch ist und somit bei einer Messung das Verhältnis zwischen Stufenhöhe und Wellenlänge nur für eine Höhe optimiert sein kann. Da viele technische Mikroobjekte jedoch durch ihren Herstellungsprozess nur eine Stufenhöhe aufweisen oder bei einem Bauteil nur eine Stufenhöhe technisch relevant ist, ist dieser Nachteil in vielen Fällen nicht von Belang.

Die laterale Auflösung in der Mikroskopie wird seit einigen Jahren nicht mehr unbedingt durch die Auflösungsgrenze von Abbe bestimmt. Es gibt inzwischen Methoden, diese Grenze zu überwinden. Hierzu gehört auch die strukturierte Beleuchtung SIM [29]. Bei diesem Verfahren werden sinusförmige Lichtmuster auf das Messobjekt projiziert. Diese Muster überlagern sich mit denen des Messobjektes und es kommt zu Schwebungseffekten. Über eine Reihe von Bildern mit verschobenen Beleuchtungsmustern lassen sich anschließend vom Objektiv bei Hellfeldbeleuchtung nicht mehr übertragene Details des Messobjektes auflösen. Liegt die Ortsfrequenz des Beleuchtungsmusters genau auf der Grenze des Auflösungsvermögens des Mikroskopobjektives, so lässt sich die übertragene Ortsfrequenz um den Faktor 2 erhöhen.

Da es mit dem in Kapitel 5. beschriebenen Interferometeraufbau ohne Weiteres möglich ist, entsprechende Beleuchtungsmuster zu erzeugen, kann der Ansatz der SIM hiermit bei einem 3D-Objekt getestet werden. Bei einer Kombination von SIM und WLI stellt das

gleichzeitige Vorhandensein der Interferenzstreifen eine zusätzliche Herausforderung dar. Erste Versuche zeigen jedoch, dass auf diese Weise die optische Auflösung in der WLI verbessert werden kann [79].

In Abb. 6.1 sind Profilschnitte von Messungen mit dem 100x Linnik-Interferometer bei Beleuchtung mit einer weißen LED gezeigt. Die Auflösungsgrenze laut Rayleigh-Kriterium liegt hier bei 407 nm. Die feinste Struktur des RS-N Normals mit einer Periode von 0,3 μm und einer Nominalhöhe von 140 nm wird folglich wie in a) optisch nicht aufgelöst. Nach der Rekonstruktion der einzelnen SIM Bilder in jeder Höhenposition entsteht ein Bilderstapel, der mit der in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Signalauswertung verarbeitet werden kann.

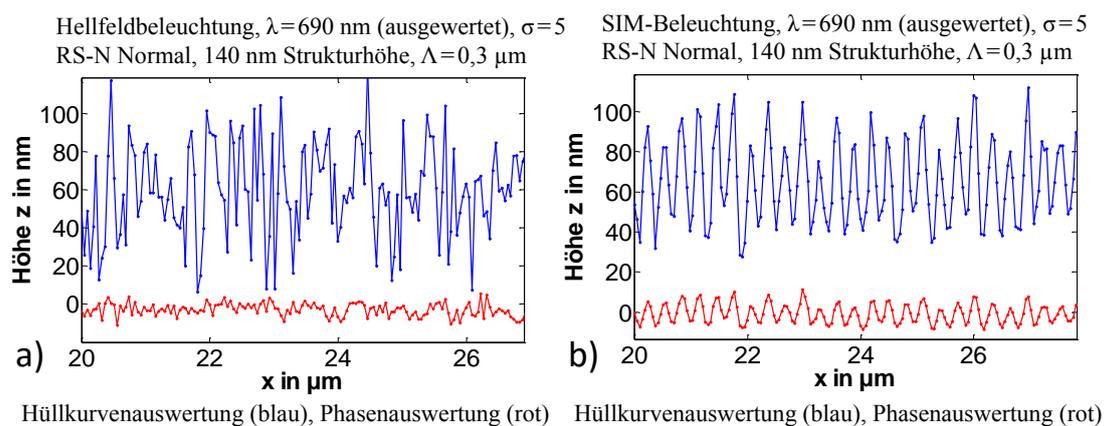


Abb. 6.1: Profilschnitte von Messungen des RS-N Normals bei einer Periodenlänge von 0,3 μm mit Beleuchtung mittels weißer LED: a) bei Hellfeldbeleuchtung wird die Struktur nicht aufgelöst. b) Mittels strukturierter Beleuchtung lässt sich die Periode deutlich erkennen.

Das Ergebnis belegt, dass mit Hilfe der SIM auch Phasenobjekte mit Strukturgrößen unterhalb des Auflösungsvermögens der Optik messbar sind.

Bei der Kombination von SIM oder anderen „Superresolution-Verfahren“ mit der WLI gibt es viele zu optimierende Parameter, sowohl physikalisch bei der Art des Aufbaus als auch auf dem Gebiet der Signalauswertung. Diese Vielzahl an Möglichkeiten kann mit den inzwischen verfügbaren technischen Komponenten erschlossen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Niehues, P. Lehmann, K. Bobey: "Dual-wavelength vertical scanning low-coherence interference microscopy", *Appl. Opt.* 46, 7141-7148 (2007)
- [2] A. Köhler: „Gedanken zu einem neuen Beleuchtungsverfahren für mikrophoto-graphische Zwecke" *Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie* X 4, 433-440 (1893)
- [3] J. Goodman: „Introduction to Fourier Optics" Robert & Company Publishers, Greenwood Village (2005)
- [4] G. Boreman: „Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems" SPIE, Washington (2001)
- [5] M. Born and E. Wolf: „Principles of Optics" Cambridge University Press, Cambridge (1999)
- [6] T. Wilson: „Confocal Microscopy" Academic Press, San Diego (1990)
- [7] Paul H. (Hrsg.): „Lexikon der Optik" Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg - Berlin (1999)
- [8] K. Gåsvik: „Optical Metrology" John Wiley & Sons Ltd, West Susset (2003)
- [9] R. Windecker, K. Körner, M. Fleischer und H. J. Tiziani: „Signalverarbeitung bei tiefen-scannenden 3D-Sensoren für neue industrielle Anwendungen" *Technisches Messen* 69, 251-257 (2002)
- [10] J. C. Wyant: „Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems" *Appl. Opt.* 14, 2622-2626 (1975)
- [11] X. Schwalb, C. Kohler, K. Körner, N. Eichhorn and W. Osten: „Improved micro topography measurement by LCoS-based fringe projection and z-stitching" *Proc. SPIE* 6995, 0Q-1 - 0Q-10 (2008)
- [12] M. Vogel, Z. Yang, A. Kessel, C. Kranitzky, C. Faber and G. Häusler: „Struc-tured-illumination microscopy on technical surfaces: 3D metrology with nanome-ter sensitivity" *Proc. SPIE* 8082, 0S-1 - 0S-6 (2011)
- [13] M. Minsky: „Microscopy Apparatus" Patent, US 3013467 (1961)
- [14] T. Wilson and A. R. Carlini: „Size of the detector in confocal imaging systems", *Opt. Lett.* 12, 227-229 (1987)
- [15] M. A. Browne, O. Akinyemi and A. Boyde: „Confocal surface profiling utilizing chromatic aberration" *Scanning* 14, 145-153 (1992)
- [16] A. K. Ruprecht, T. F. Wiesendanger and H. J. Tiziani: „Chromatic confocal mi-croscopy with a finite pinhole size", *Opt. Lett.* 29, 2130-2132 (2004)

- [17] C. J. R. Sheppard and A. Choudhury: „Image formation in the scanning microscope“ *Opt. Acta* 24, 1051-1073 (1977)
- [18] K. Carlsson, P. E. Danielsson, R. Lenz, A. Lijeborg, L. Majlöf and N. Åslund: „Three-dimensional microscopy using a confocal laser scanning microscope” *Opt. Lett.* 10, 53-55 (1985)
- [19] A. Boyde: „Confocal Optical Microscopy“ Plenum Press, New York (1990)
- [20] K. Kumar, J. C. Condit, A. McElroy, N. J. Kemp, K. Hoshino, T. E. Milner and X. Zhang: „Fast 3D in vivo swept-source optical coherence tomography using a two-axis MEMS scanning micromirror” *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.* 10.1088/1464-4258/10/4/044013 (2008)
- [21] P. Nipkow: „Elektrisches Teleskop“ Patentschrift, Berlin (1884)
- [22] P. Nipkow: „Der Telephotograph und das elektrische Teleskop“ *Elektrotechnische Zeitschrift* 6 (1885)
- [23] M. Petráň, M. Hadravský, M. Egger, and R. Galambos: „Tandem-Scanning Reflected-Light Microscope” *J. Opt. Soc. Am.* 58, Issue 5, 661-664 (1968)
- [24] M. Petráň, M. Hadravský and A. Boyde: „The Tandem Scanning Reflected Light Microscope“ *Scanning* 7, 97-108 (1985)
- [25] G. Q. Xiao, T. R. Corle and G. S. Kino: „Real-time confocal scanning optical microscope“ *Appl. Phys. Lett.* 53, 716-718 (1988)
- [26] T. R. Corle and G. S. Gorden: „Confocal Scanning Optical Microscopy and Related Imaging Systems“ Academic Press, San Diego (1996)
- [27] H. J. Tiziani, M. Wegner and D. Steudle: „Confocal principle for macro- and microscopic surface and defect analysis“ *Opt. Eng.* 39, 32-39 (2000)
- [28] C. G. Morgan: „Optical sensor for imaging an object” Patent, US 5381236 (1995)
- [29] M. A. A. Neil, R. Juškaitis and T. Wilson: „Method of obtaining optical sectioning by using structured light in a conventional microscope” *Opt. Lett.* 22, 1905-1907 (1997)
- [30] L. Ferran, R. Artigas, A. Pinto and I. Al-Khatib: „Micromerements on smooth surfaces with a new confocal optical profiler” *Proc. SPIE* 3520, 149-160 (1998)
- [31] A. Roger, A. Pinto and L. Ferran: „Three-dimensional micro measurements on smooth and rough surfaces with new confocal optical profiler”, *Proc. SPIE* 3824, 93-104 (1999)
- [32] T. Pfeifer, F. Bitte and G. Dussler: „Optical Metrology for Microsystems Inspection“ *Proc. International Seminar on Precision Engineering and Micro Technology*, 39-52 (2000)

- [33] F. Bitte: „Ein Spiegelmatrix-Basiertes optisches 3D-Messsystem für die Mikrostrukturprüfung“, Diss. RWTH Aachen (2002)
- [34] I. Newton: „Opticks: Or, a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light“ London (1721)
- [35] E. Hecht: „Optik“ Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München (2005)
- [36] A. A. Michelson and E. W. Morley: „On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether“ Am. J. of Sci. 34, 120-129 (1887)
- [37] P. de Groot and X. C. de Lega: „Signal modeling for Low-Coherence Height-Scanning Interference Microscopy“ Appl. Opt. 43, 4821-4830 (2004)
- [38] W. Xie, P. Lehmann und J. Niehues: „Übertragungsverhalten von tiefenscannenden Weißlichtinterferometern“ Technisches Messen 79, 229-236 (2012)
- [39] M. Davidson, K. Kaufman, I. Mazor and F. Cohen: „An Application of Interference Microscopy to Integrated Circuit Inspection and Metrology“ Proc. SPIE 0775, 10.1117/12.940433 (1987)
- [40] B. S. Lee and T. C. Strand: „Profilometry with a coherence scanning microscope“, Appl. Opt. 29, 3784-3788 (1990)
- [41] J. Niehues, P. Lehmann and W. Xie: „Low coherent Linnik interferometer optimized for use in nano-measuring machines“ Meas. Sci. Technol. 23, 125002 (9 pages) (2012)
- [42] P. Lehmann: „Systematic effects in coherence peak and phase evaluation of signals obtained with a vertical scanning white-light Mirau interferometer“ Proc. SPIE 6188, 618811 (11 pages) (2006)
- [43] P. Lehmann and J. Niehues: „Limitations and Optimization of Low-coherence Interferometry for High Precision Microscopic Form Measurement“ Proc. Fringe 6, 244-249 (2009)
- [44] P. Lehmann: „Vertical scanning white-light interference microscopy on curved microstructures“ Opt. Lett. 35, 1768-1770 (2010)
- [45] R. Berger, T. Sure and W. Osten: “Measurement errors of mirrorlike, tilted objects in white-light interferometry” Proc. SPIE 6616, 66162E (9 pages) (2007)
- [46] M. Fleischer, R. Windecker and H. J. Titiani: „Fast algorithm for data reduction in modern optical three-dimensional profile measurement with MMX technology“ Appl. Opt. 39, 1290-1297 (2000)
- [47] P. de Groot and L. Deck: „Surface profiling by frequency-domain analysis of white light interferograms“ Proc. SPIE 2248, 101-104 (1994)
- [48] P. de Groot and L. Deck: „Surface profiling by analysis of white-light interferograms in spatial frequency domain“ J. Mod. Opt. 42, 389-401 (1995)

- [49] L. Deck and P. de Groot: „High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry“ Appl. Opt. 33, 7334-7338 (1994)
- [50] P. de Groot, X. C. de Lega, J. Kramer and M. Turzhitsky: „Determination of Fringe order in White-Light Interference Microscopy“ Appl. Opt. 41, 4571-4578 (2002)
- [51] S. S. C. Chim and G. S. Kino: „Three-dimensional image realization in interference microscopy“ Appl. Opt. 31, 2550-2553 (1992)
- [52] P. de Groot: „Vibration in phase-shifting interferometry“ JOSA A 12, 354-365 (1995)
- [53] L. Deck: „Vibration-resistant phase-shifting interferometry“ Appl. Opt. 35, 6655-6662 (1996)
- [54] L. Deck: „Suppressing phase errors from vibration in phase-shifting interferometry“ Appl. Opt. 48, 3948-3960 (2009)
- [55] G. S. Kino, and Chim, S. S. C., „Mirau correlation microscope“ Appl. Opt. 29, 3775-3783 (1990)
- [56] R. K. Leach and H. Haitjema: „Bandwidth characteristics and comparison of surface texture measuring instruments“ Meas. Sci. Technol. 21, 032001 (2010)
- [57] P. de Groot and de X. C. Lega: „Interpreting interferometric height measurement transfer function“ Proc. Fringe 2005, 30-37 (2006)
- [58] Dörbrand B. and Hetzler J., „Characterizing lateral resolution of interferometers: the Height Transfer Function (HTF)“ Proc. SPIE 5878, 587806 (12 pages) (2005)
- [59] VDI/VDE-Richtlinie 2655 Blatt 1.1: „Kalibrieren von Interferenzmikroskopen und Tiefeneinstellnormalen für die Rauheitsmessung“ Seiten 13-15 (2008)
- [60] ISO/DSI 25178-604 „Nominal characteristics of non-contact (coherence scanning interferometry) instruments“
- [61] P. Lehmann, J. Niehues, W. Xie and Riebeling R.: „Measurement of rectangular edge and grating structures using extended low-coherence interferometry“ Proc. SPIE 8430, 8430 0U (2012)
- [62] W. Xie, P. Lehmann and J. Niehues: „Lateral resolution and transfer characteristics of vertical scanning white-light interferometers“ Appl. Opt. 51, 1795-1803 (2012)
- [63] Lehmann, P., Xie, W. and Niehues, J.: „Transfer characteristics of rectangular phase gratings in interference microscopy“, Opt. Lett. 37, 758-760 (2012)
- [64] F. Gao, R. K. Leach, J. Petzingand, J. M. Coupland: „Surface measuring errors using commercial scanning white light interferometers“ Meas. Sci. Technol. 19, 015303 (13 pages) (2008)

- [65] A. Harasaki and J. C. Wayent: „Fringe modulation skewing effect in white-light vertical scanning interferometry“ Appl. Opt. 39, 2101-2106 (2000)
- [66] P. Kühnhold, P. Lehmann and J. Niehues: „Dispersion optimized white-light interferometer based on a Schwarzschild objective“ Proc. SPIE 8082, 80822Q (9 pages) (2011)
- [67] P. Pavliček and J. Soubusta: „Measurement of the influence of dispersion on white-light interferometry“ Appl. Opt. 43, 766-770 (2004)
- [68] A. Pförtner and J. Schwider: „Dispersion error in white-light Linnik interferometers and its implications for procedures“ Appl. Opt. 40, 6223-6228 (2001)
- [69] W. Kinder: „Ein Mikro-Interferometer nach W. Linnik“ Zeissnachrichten 2 & 3, 91 – 99 (1937)
- [70] Datenblatt: SiMetrics Auflösungsnormal vom Typ RS-N (2009)
- [71] D. B. Murphy: „Fundamentals of Light Microscopy and Electronic Imaging“ John Wiley & Sons, New York (2001)
- [72] Produktbeschreibung „Leica DVM - 3D Visualisierung“ Leica Microsystems, Schweiz (2010)
- [73] J. F. Biegen: „Calibration requirements for Mirau and Linnik microscope interferometers“ Appl. Opt. 28, 1972-1974 (1989)
- [74] C. J. R. Sheppard and K. G. Larkin: „Effect of numerical aperture on interference fringe spacing“ Appl. Opt. 34, 4731-4734 (1995)
- [75] K. Creath, „Calibration of numerical aperture effects in interferometric microscope objectives“, Appl. Opt. 28, 3333-3338 (1989)
- [76] A. Tavrov, J. Schmit, N. Kerwien, W. Osten and H. J. Tiziani “Diffraction-induced coherence levels” Appl. Opt. 44, 2202-2212 (2005)
- [77] R. Krüger-Sehm, P. Bakucz, L. Jung, H. Wilhelms: „Chirp-Kalibriernormale für Oberflächenmessgeräte“ Technisches Messen 74, 572-576 (2007)
- [78] Abschlussbericht KalWint - Teilvorhaben PTB 01FS10048
- [79] P. Lehmann, J. Niehues and S. Tereschenko „3D-Optical Interference Microscopy at the Lateral Resolution Limit“ Proc. Fringe, 677-682 (2013)
- [80] P. Lehmann „Transfer characteristics of 3D optical profilometers close to their lateral resolution limit“ 6th Sino-german Symposium on Micro- and Nano-Production, Measurement and Application (2012)
- [81] J. Niehues, P. Lehmann, J. Riebeling „Messen von Submikrometer-Strukturen mittels Weißlichtinterferometrie“ 17. ITG/-GMA Fachtagung Sensoren und Messsysteme, 6 Seiten (2014)

-
- [82] U. Schmidt „Professionelle Videotechnik“ Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2005)
- [83] F. Kuypers „Physik für Ingenieure und Naturwissenschaftler“ Wiley-VCH Verlag, Weinheim (2012)
- [84] Y. Nakayama, H. Nishijima, S. Akita, K. I. Hohmura, S. H. Yoshimura and K. Takeyasu „Microprocess for fabricating carbon-nanotube probes of a scanning probe microscope” J. Vac. Sci. Technol. 18, 661 (2000)
- [85] J. Niehues, P. Lehmann „Improvement of lateral resolution and reduction of batwings in vertical scanning white-light interferometry” Proc. SPIE 8082, 80820W (8 pages) (2011)

Verzeichnis der Formelzeichen

$1/\Omega$	Gitterperiode des Messobjektes
A	$A = \pi w^2$
B	Bildgröße
b	Bildweite
c	Lichtgeschwindigkeit
D_{Blende}	Durchmesser der Blende
d_r	wellenoptische Schärfentiefe
d_R	wellenoptische Schärfentiefe
$E(\dots)$	Elektrische Feldstärke in der jeweiligen Ebene
f	Brennweite
F	Brennebene
F_L	Brennebene der Lupe
f_{Obj}	Brennweite des Objektivs
F_{Obl}	Brennebene des Objektivs
f_{OK}	Brennweite des Okulars
F_{OK}	Brennebene des Okulars
f_{TU}	Brennweite der Tubuslinse
f_z	Ortsfrequenz
$\mathcal{F}\{\dots\}$	symbolisiert die Fouriertransformierende
G	Gegenstandsgröße
g	Gegenstandsweite
$g(f_z)$	Filterkurve im Ortsfrequenzbereich
H	Hauptebene
Δh	
I	Intensität
$I(\mathbf{r})$	resultierende Intensität
I_1, I_2	Intensitäten in Referenz- und Messarm
I_0	$I_0 = I_1 = I_2$
I_{AC}	Amplitude des Wechselanteils des Interferenzsignals
I_{DC}	Gleichanteil des Interferenzsignals
I_{max}	maximale Intensität
I_{min}	minimale Intensität
$J_1(\dots)$	Besselfunktion erster Ordnung
j	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$
k_0	Wellenzahl der Schwerpunktwellenlänge

L	Linse
M, M_M	Transversalvergrößerung
m	Kontrast
n	Brechungsindex
n_l	Brechungsindex von Luft bei Normalbedingungen
N	natürliche Zahl
N	natürliche Zahl
n_0	Periode des Referenzsignals in der sich der gemessene Höhenwert befindet
NA	numerische Apertur
NA_{Bel}	numerische Apertur der Beleuchtung
NA_{Obj}	numerische Apertur des Objektivs
p	Brennpunkt in der Fourierebene
P	Raupunkt
p_K	optisches Abtastintervall des Detektors
q	$q = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$
r	$r = \sqrt{x^2 + y^2}$
r_0	$r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$
\vec{r}	Ortsvektor
r_{Airy}	Radius des Hauptmaximums der PSF in der Objektebene
R	Verhältnis der Intensitäten von Messobjekt und Referenzspiegel
$\text{Re}(\dots)$	Realteil
$R(\theta)$	Reflektivität der Oberfläche
$s(k)$	spektralen Dichtefunktion
s_0	deutliche Sehweite
t	Zeitvariable
T_{vis}	Schärfentiefe laut Breckscher Formel
u	dimensionslose optische Koordinate in axialer Richtung
$U(z)$	Interferenzterm der Feldstärken
V	Winkelvergrößerung
v	optische Einheit in radialer Richtung
V_L	Winkelvergrößerung der Lupe
V_m	Winkelvergrößerung des Mikroskops
w	Linsenradius
x_0, y_0	kartesische Ortskoordinaten in der Objektebene
x_i, y_i	kartesische Ortskoordinaten in der

Z	Bildebene
Δz	Zwischenbild
z_0	geometrische Weglängendifferenz
$z_{\text{hüll}}$	Position bei der die optischen Weglängen in Referenz- und Objektarm gleich sind
z_{phase}	Über die Auswertung der Einhüllenden des Interferenzsignals ermittelter Höhenwert
α	Über die Auswertung der Phasenlage des Interferenzsignals ermittelter Höhenwert
α_0	Sehwinkel
α_L	Sehwinkel ohne Instrument
β	Sehwinkel mit Instrument
γ	Abbildungsmaßstab
Δ	Kohärenzgrad
Δk	Gangunterschied
Δs_c	spektralen Breite
Δt_c	Kohärenzlänge
Δx	Kohärenzzeit
ΔX	optische Auflösung
Δx_{Bild}	Durchmesser des beleuchteten Lichtflecks einer einzelnen konfokalen Blende in der Objektebene
$\Delta \phi$	Auflösung in der Bildebene
ε	Phasendifferenz zw. Referenz- und gemessener Phase in der Streifenprojektion
ζ	Dielektrizitätskonstante
\varkappa_D	Parameter für die Apodisation
\varkappa_L	Detektionswinkel
\varkappa	Beleuchtungswinkel
θ_{max}	Triangulationswinkel
λ	halber Öffnungswinkel des Objektivs
λ_0	Wellenlänge
$\Lambda_{\text{Streifen}}$	Schwerpunktwellenlänge
ξ, η	Periode der projizierten Streifen auf dem Messobjekt bei der strukturierten Beleuchtung
π	kartesische Ortskoordinaten in der Fourierebene (bzw. Linsenebene)
ρ	Kreiszahl
σ	$\rho = krNA$
	Filterbreite des Bandpassfilters in der WLI Signalauswertung

Σ_i	Bildebene
Σ_o	Objektebene
Σ_t	Fourierebene (bzw. Linsenebene)
\mathcal{Y}	NA -Faktor
ϕ_0	Phase des WLI-Signals
φ	Phasenwinkel
$\Phi(x, y)$	Phasenbeziehung der projizierten Streifen bei der strukturierten Beleuchtung
$\psi(x, y)$	Reflexionsfunktion
Ω	Ortsfrequenz
ω	Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$

Verzeichnis der Abkürzungen

3D	dreidimensional
AVT	Firma: Allied Vision Technologies
BK 7	universelles optisches Glas (Firmenbezeichnung Schott AG)
CAD	computer-aided design
CCD	charge-coupled device
CLSM	konfokale Laserscanning-Mikroskopie (confocal laser scanning microscopy)
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DMD	digital micromirror device
<i>FWHM</i>	Halbwertsbreite (full width at half maximum)
LCoS	reflektierender Flüssigkristalllichtmodulator (liquid crystal on silicon)
LED	Leuchtdiode (light emitting diode)
MO	Mikroskopobjektiv
MTF	Modulationsübertragungsfunktion (modulation transfer function)
Nano-CMM	Nano Coordinate Measuring Machine (hier gleichnamiger Projektname)
PSF	Punktverwaschungsfunktion (point spread function)
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
RS-N	Auflösungsnormale der Firma SiMetrics
SIM	structured illumination microscopy
TI	Firma: Texas Instruments
UV	ultraviolett
NUV	near visible ultraviolet light
VDE	Verband der Elektrotechnik und Elektronik
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
WLI	Weißlichtinterferometrie

Vita

Persönliche Daten

Name: Jan Günter Niehues
Geburtstag: 2. Mai 1977
Geburtsort: Oldenburg i. O.

Berufserfahrung

seit 2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Kassel im Fachbereich Elektrotechnik, Fachgebiet Messtechnik
2006-2008 Laboringenieur in der Abteilung: Technologien und Verfahren, Mahr GmbH in Göttingen

Studium

2004-2006 Masterstudium, Optical Engineering and Photonics an der Hochschule für angewandte Wissenschaft und Kunst in Göttingen
2000-2004 Diplomstudium FH, Messtechnik an der Hochschule für angewandte Wissenschaft und Kunst in Göttingen

Schulische- und Berufsausbildung und Ersatzdienst

1999-2000 Körperbehindertenzentrum am Borchersweg in Oldenburg
1998-1999 Fachhochschulreife an den Berufsbildenden Schulen II in Oldenburg
1994-1998 Ausbildung zum Elektromechaniker in der Elektronikwerkstatt der Universität Oldenburg

Veröffentlichungen

- J. Niehues, T. Lorenz, P. Lehmann, L. Brekerbohm und K. Bobey,
3D-Topographieerfassung mittels Weißlichtinterferometrie,
Beiträge der Oldenburger 3D-Tage 2006, Wichmann-Verlag, 76-85, Heidelberg.
- J. Niehues, P. Lehmann, K. Bobey,
Dual-wavelength vertical scanning low-coherence interference microscopy,
Applied Optics 46, No. 10, 7141-7148 (2007).
- J. Niehues, P. Lehmann,
Dual-wavelength vertical scanning low-coherence interference microscopy,
SPIE Proc. Vol. 6616, 661606 (2007).
- A. Pundt, L. Brekerbohm, J. Niehues, P. J. Wilbrandt and Eugen Nikitin
Adhesion-energy measurements by means of white-light interferometry and controlled-buckling technique
Scripta Materialia 57, 889-892 (2007).
- J. Niehues, P. Lehmann,
Extended low-coherence interferometry for high precision microscopic form and surface measurement,
Proc. International Conference on Precision Measurement, ICPM (2008).
- P. Lehmann, M. Schulz, J. Niehues,
Fiber optical interferometric sensor based on mechanical oscillation,
SPIE Proc. 7389, (2009) 738915.
- P. Lehmann, J. Niehues,
Limitations and Optimization of Low-coherence Interferometry for High Precision Microscopic Form Measurement,
Proc. Fringe 2009, Springer-Verlag, 244-249.
- J. Niehues, P. Lehmann,
Weißlichtinterferometrie zum flächenhaften Erfassen von Mikro- und Nanostrukturen - gegenwärtige Einschränkungen und neue Ansätze,
Sensoren und Messsysteme, B6-86 482-487 (2010).
- M. Schulz, P. Lehmann, J. Niehues,
Fiber optical interferometric sensor based on a piezo-driven oscillation,
SPIE Proceedings, Vol. 7790, 77900W (2010).
- M. Schulz, P. Lehmann, J. Niehues,
Oszillierender Fasersensor zum Erfassen von Abstandsänderungen,
3D-Tage Oldenburg Tagungsband 2010, 323-330.
- J. Niehues, P. Lehmann,
Low coherent Linnik interferometer optimized for use in Nano Measuring Machines,
Proc. 57th IWK Ilmenau (2011).

J. Niehues, P. Lehmann,
Improvement of lateral resolution and reduction of batwings in vertical scanning white-light interferometry,
SPIE Proc. 8082, 80820W (2011).

P. Kühnhold, P. Lehmann, J. Niehues,
Disperison optimized white light interferometer based on a schwarzschild objective,
SPIE Proc. 8082, 80822Q (2011).

P. Lehmann, W. Xie, J. Niehues, P. Kühnhold,
Resolution Analysis and Enhancement in 3D Optical Profilometry,
Proc. 50th NCSL Symposium (2011).

W. Xie, J. Niehues, P. Lehmann,
Übertragungsverhalten von tiefenscannenden Weißlichtinterferometern,
XXV. Messtechnisches Symposium des AHMT e.V., Karlsruhe (2011).

J. Niehues, P. Lehmann, W. Xie,
Low coherent Linnik interferometer optimized for use in nano-measuring machines,
Meas. Sci. Technol. 23, 125002 (9pp) (2012).

P. Lehmann, J. Niehues, W. Xie, J. Riebeling,
Measurement of rectangular edge and grating structures using extended low-coherence interferometry
SPIE Proc. 8430 (2012) 84300U.

W. Xie, P. Lehmann, J. Niehues,
Übertragungsverhalten von tiefenscannenden Weißlichtinterferometern,
Technisches Messen 79, Nr. 4 (2012) 229-236.

P. Lehmann, W. Xie, J. Niehues,
Transfer characteristics of rectangular phase gratings in interference microscopy,
Optics Letters 37, No. 4 (2012) 758-760.

W. Xie, P. Lehmann, J. Niehues,
Lateral Resolution and Transfer Characteristics of Vertical Scanning White-Light Interferometers,
Applied Optics 51, No. 11 1795-1803 (2012).

P. Lehmann, J. Niehues, S. Tereschenko,
3D-optical interference microscopy at the lateral resolution limit,
Proc. Fringe 2013, Springer, 677-682.

P. Lehmann, W. Xie, P. Kühnhold, J. Niehues,
Interferometric measurement of functional surfaces,
SPIE Proc. 8769, 876904 (2013).

J. Niehues, P. Lehmann, J. Riebeling,
Messen von Submikrometer-Strukturen mittels Weißlichtinterferometrie
17. ITG/-GMA Fachtagung, Sensoren und Messsysteme (2014).

Eidstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig, ohne unerlaubte Hilfe Dritter angefertigt und andere als die in der Dissertation angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Dritte waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der Dissertation nicht beteiligt; insbesondere habe ich hierfür nicht die Hilfe eines Promotionsberaters in Anspruch genommen. Kein Teil dieser Arbeit ist in einem anderen Promotions- oder Habilitationsverfahren verwendet worden.

Kassel, den 10. März 2016, Jan Niehues

Ort, Datum, Unterschrift