

Amplituden- und Phasenmodulation in der Lock-In-gefilterten differentiellen konfokalen Profilometrie

Amplitude- and Phasemodulated Lock-In-Amplified Differential Confocal Microscopy

Johannes Belkner, Jaqueline Stauffenberg, Annika-Verena Häcker, Ingo Ortlepp, Eberhard Manske
Technische Universität Ilmenau, Institut für Prozessmess- und Sensortechnik, 98693 Ilmenau, Deutschland,
johannes.belkner@tu-ilmenau.de

Kurzfassung

Das konfokale Mikroskop ist vor allem in seiner Ausführung als Laser-Scanning Mikroskop ein weit verbreitetes Instrument zur Erfassung der Topographie eines Werkstückes. Dank der Punktabbildung können Auflösungen bis zur Beugungsgrenze erreicht werden. Durch die Kombination mit dem Prinzip des Lock-In-Filters kann das Signal-Rausch-Verhältnis weiter verbessert werden. Zuletzt wurde gezeigt, wie damit ein für die Positionsregelung vorteilhaftes differentielles Signal generiert werden kann. Dabei wird axial über dem Brennpunkt des Objektivs eine Modulation auf das Messsignal induziert. Das detektierte differentielle Messsignal basiert daher auf einer Phasenmodulation. Die Phase zwischen Referenzmodulation und moduliertem Messsignal kann entsprechend Einfluss auf die Form der charakteristischen differentiellen Kurve haben und so zu Messabweichungen führen. Als Alternative ist die Methode der dualphasigen Lock-In-Filterung für amplitudenmodulierte Signale bekannt. Durch die Verrechnung mit einem 90°-verschobenen Signal wird eine etwaige Phasendifferenz zwischen Referenzmodulation und moduliertem Messsignal kompensiert. Damit für die hier vorliegende konfokale Antastung eine differentielle charakteristische Kurve gebildet werden kann, sind jedoch zwei Signale von zwei statisch-defokussierten Detektoren notwendig. Zwei Signale auf unterschiedlichen Pfaden können wiederum ebenfalls zu Messabweichungen führen. In diesem Beitrag erläutern wir die beiden Funktionsprinzipien im Detail. Der Einfluss unterschiedlicher Signaleinflüsse auf das Messergebnis wird theoretisch untersucht und anhand numerischer Ergebnisse verdeutlicht.

Abstract

Confocal Microscopy is a widely applied measurement tool for the characterization of the surface topography of a specimen. Although only point-wise scanning, it is widely appreciated for its high resolution, which is able to scratch on the limits given by the diffraction of light. It had been shown, that through the combination of a Lock-In-Filter the signal to noise ratio can be improved vastly. For surface measurements in a closed-loop scheme at an effective constant height, it would be advantageous to have a differential signal towards the surface of the specimen. Recently such a differential signal could be generated from dynamic axial defocus through tunable lenses or an axially moving pinhole. These kind of approaches are modulating the phase of the confocal depth response. Accordingly, this very phase might also be prone to errors that could originate from the electronics. To cope with this, Lock-In-Filters in communication technology employ a second phase-shifted signal to apply a dualphase filtering. These require amplitude modulation instead of phase modulation. The optical system then is required to consist of two static axially defocussed detectors. Two channels might experience different noise that then causes the height measurement to become erroneous. In this contribution we compare the two different approaches by theory and numerical results.

1 Einleitung

Interferometrisch rückgekoppelte Nanopositionier- und Nanomessmaschinen können bereits jede Achse auf 20 pm präzise messen [1]. Die Positionierung einer Probe erfolgt so mit sub-nanometer Genauigkeit. Um mit der Probe interagieren zu können, braucht es noch ein möglichst genaues und präzises Instrument, welches die beliebig geformte Oberfläche der Probe messen kann oder diese in der gewünschten Lage für eine Bearbeitung halten kann. Das Kon-

fokalmikroskop ist mit Kurzkohärenzinterferometer und Fokusvariationsverfahren eines der drei Standardverfahren der kontaktlosen Erfassung von mikroskopischen Topografien. Die Höhenauflösung entlang der optischen Achse kann bis zu einstelligen Nanometern differenzieren [2]. Es ist damit gleichauf mit den Kurzkohärenzinterferometern [3]. Im Gegensatz zu diesen wird im Konfokalmikroskop jedoch ein einzelner Punkt angetastet und ausgewertet. Dabei können deutlich höhere laterale Auflösungen bis zur Beugungsbegrenzung von sichtbaren Licht bei ca. 250 nm

erreicht werden. Aufgrund dieser hohen Auflösung ist das Konfokalmikroskop potenziell geeignetes Werkzeug für eine Nanopositionier- und Nanomessmaschine, um mit dieser Probenoberflächen mit möglichst hoher Präzision und Genauigkeit anzutasten.

1.1 Differentielle konfokale Mikroskopie

In der konfokalen Mikroskopie wird sich das sehr begrenzte Volumen hoher Intensität um den Brennpunkt eines Objektives zu Nutze gemacht, um die Position der Probenoberfläche zu bestimmen. Für geringe numerische Aperturen NA kann mittels skalarer Theorie die Intensitätsverteilung um den Brennpunkt, die sogenannte Punktverwaschungsfunktion, beschrieben werden [4]. Für die Messung der Probentopografie ist der axiale Schnitt durch diese Punktverwaschungsfunktion von grundlegendem Interesse. Für ein ideales konfokales Mikroskop mit infinitesimal kleinen Lochblenden kann dieser Schnitt wie folgt beschrieben werden:

$$I(u) = \frac{\sin^2\left(\frac{u}{2}\right)}{\left(\frac{u}{2}\right)^2} \quad (1)$$

Wobei u die axiale normierte optische Koordinate um den Brennpunkt eines Objektives mit dem Aperturwinkel θ_{max} und der verwendeten Wellenlänge λ ist. Die Verknüpfung zur realen axialen Höhe z lautet dann näherungsweise:

$$u \approx 4 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z \cdot \sin^2\left(\frac{\theta_{max}}{2}\right) \quad (2)$$

Diese Funktion nach Gl. 1 entspricht näherungsweise dem detektierbaren Signal welches ein idealer Spiegel erzeugt, der entlang der optischen Achse bewegt wird. Die volle Halbwertsbreite bei $u = 5.5662$ ist auch schon für kleine NA sehr schmal. Diese geringe Schärfentiefe ermöglicht bereits eine sehr genaue Bestimmung der axialen Position des Spiegels oder einer anderen planen optischen Grenzfläche. Im Falle eines Stufenhöhenstandards muss dazu an zwei Vergleichsstellen ein axialer Scan erfolgen. Damit kann jeweils das Maximum der Kurven bestimmt werden. Deren axialer Abstand ergibt die Höhe der Stufe. In der industriellen Metrologie kann zudem meist von nur einer reflektierenden Grenzfläche ausgegangen werden, wodurch mittels der Approximation von Modellen wie Gl. 1, die axiale Auflösung für die einzelne Grenzfläche bis in den einstelligen Nanometerbereich möglich ist [5].

Diesem Verfahren inhärent ist jedoch der Nachteil, dass immer ein axialer Scan notwendig ist, der das prominente Maximum der Gl. 1 überstreicht. Weiter ist der Anstieg in einem Maximum Null, wodurch der Kontrast ausgerechnet am relevantesten Punkt sehr gering ist. Soll die Tiefe nun schnell mittels weniger Punkte und ohne Approximation bestimmt werden, so ist die axiale Sensitivität in diesem Punkt ebenfalls Null. Speziell als Fehlersignal für die Regelung, um eine Oberfläche im Fokus zu halten, wäre dieses Signal nur begrenzt geeignet.

Um diesen Nachteil zu überwinden, wäre ein zur Oberfläche differentielles Signal wünschenswert. Im Idealfall könnte das die Ableitung von Gl. 1 sein. Im Stand der

Technik findet sich dazu das Prinzip des differentiellen Konfokalmikroskops. Dabei wird über zwei um $\pm u_D$ defokussierte Signale I_1, I_2 nach Gl. 1 eine Differenz berechnet [2]:

$$FES = \frac{I_1(u - u_D) - I_2(u + u_D)}{I_1(u - u_D) + I_2(u + u_D)} \quad (3)$$

Dieses sogenannte Fokusfehlersignal FES findet sich auch im Prinzip des Laserfokussensors wieder [6]. Dank dieser Normierung auf die Summe der Einzelsignale werden multiplikativ verknüpfte Störungen direkt kompensiert [2]. Dies könnte zum Beispiel eine sich ändernde Probenreflektivität sein. Für das differentielle Konfokalmikroskop lässt sich dieses FES auf unterschiedliche Arten erzeugen. Drei übergeordnete Klassen lassen sich unterscheiden: die statisch-chromatische Defokussierung [7], die statisch-räumliche Defokussierung [2], [8] und die dynamisch-räumliche Defokussierung [9], [10]. Die letzteren beiden werden in diesem Aufsatz in Kombination mit einem Lock-In-Filter genauer theoretisch untersucht.

1.2 Integration von Lock-In-Filtern

In vielen Bereichen der Messtechnik wird das Lock-In-Prinzip bereits erfolgreich zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses eingesetzt (SNR) [11], [12], [13]. Dabei wird das Messsignal mit einer Referenzschwingung moduliert. Nach Akquise des Signals durch einen Detektor wird das Signal erneut mit der Referenzschwingung multipliziert. Durch diesen Vorgang wurde die Mittenfrequenz des eigentlichen Messsignals in den Frequenzsprung verlegt. Mittels Tiefpass mit geringer Grenzfrequenz kann so das Messsignal von allen dazu höherfrequenten Rauschanteilen freigestellt werden.

Aufgrund der damit deutlich erhöhten Signalqualität wurde das Lock-In Prinzip natürlich auch auf das differentielle Konfokalmikroskop angewandt. Bereits CORLE *et al.* zeigten, dass sich über eine schwingende Probenplattform so auch direkt eine differentielle Kennlinie aus einem einfachen Konfokalmikroskop gewinnen lässt [14]. Das Verfahren wurde weiter eingehend von GRÖSCHL *et al.* untersucht [12], [15]. Dabei wurde erfolgreich eine adaptive akusto-optische Linse (engl. Tunable Acoustic Gradient Lens) zur Modulation der Brennebene des Objektives eingesetzt. Beide Verfahren basieren auf einer Phasenmodulation. Eine andere Variante ist die direkte Modulation der Lichtintensität in einem System mit statischen optischen Elementen wie die beiden ersten Klassen der differentiellen Konfokalmikroskope. Dabei handelt es sich dann um eine Amplitudenmodulation. Um die Vor- und Nachteile der beiden Modulationsprinzipien für die Erzeugung eines differentiellen Signals herausstellen zu können, sollen in den nächsten Abschnitten deren theoretische Funktionsweise untersucht werden.

2 Amplitudenmodulierte differentielle Konfokalmikroskopie

Die intuitive Variante eines Lock-In-Filters ist es ein zu beobachtendes Signal periodisch ein- und auszuschalten. So

entsteht ein Muster welches die Unterscheidung von guten und schlechten Signalanteilen möglich macht. Das gute Signal ist genau dann zu beobachten, wenn dieses auch eingeschaltet ist. Angewandt auf das Konfokalmikroskop kann die Beleuchtung beispielsweise durch eine Laserdiode durch deren Durchlassstrom direkt moduliert werden.

2.1 Aufbau

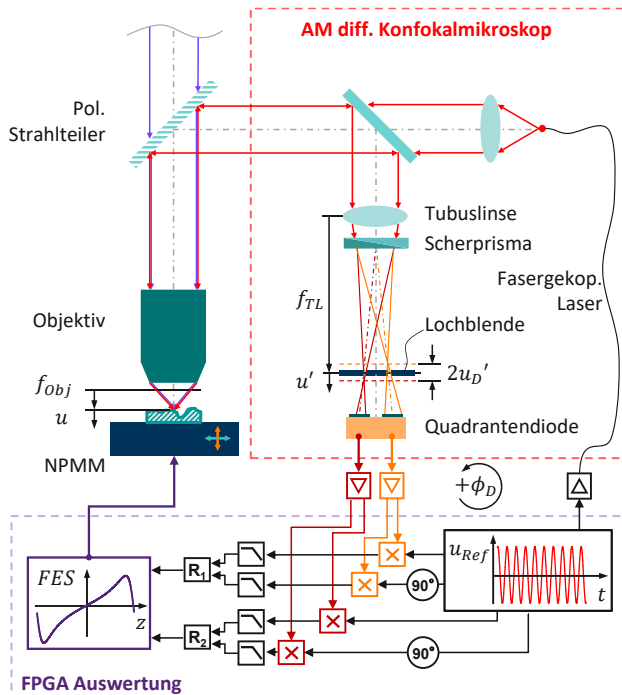


Abbildung 1 Aufbau des amplitudenmodulierten differentiellen Konfokalmikroskops.

Das Prinzip lässt sich direkt auf die Klasse der statisch-defokussierten differentiellen Konfokalmikroskope anwenden. Deren typische Form entspricht dem Entwurf von [2]. Hier präsentieren wir eine Variante, die den Bauraum deutlich verkleinern und robuster gegen detektorinduziertes Rauschen sein soll. Dazu wird anstatt der Trennung der Detektionsstrahlengänge von 90° ein quasi-uniaxiales System realisiert.

Der schematische Strahlengang ist in Abb. 1 dargestellt. Eine über eine optische Faser eingekoppelte rote Laserdiode mit der Vakuumellenlänge $\lambda_0 = 660\text{nm}$ dient als Punktlichtquelle. Über einen Laserdiodentreiber von Lasertack wird die Helligkeit der Laserdiode moduliert. Das ausgekoppelte Licht wird über eine Linse kollimiert und über mehrere Koppelstrahlteiler in das Objektiv geleitet. Dieses fokussiert den Strahl unter einer $NA = 0,5$ auf die zu untersuchende Probenoberfläche. Der reflektierte Strahl wird zurück durch das Objektiv und über die Koppelstrahlteiler zum Detektionsstrahlengang geführt. Hier wird der Strahl über die Tubuslinse fokussiert. Dabei passiert dieser ein doppelbrechendes Scherprisma. In diesem Fall handelt es sich um ein Prisma nach WOLLASTON. Dieses teilt den Strahl in zwei Unterstrahlen auf. Strahl 1 wird dabei s - und Strahl 2 p -polarisiert. Die ursprüngliche optische Achse wird nun aufgeteilt in zwei neue, zueinan-

der divergierende, Unterachsen. Der Divergenzwinkel beträgt $\theta = 0.313^\circ$. Nicht nur, dass so zwei lateral getrennte Brennpunkte entstehen, deren Brennebenen liegen nun auch um $2z_D = 107\mu\text{m}$ versetzt auf der optischen Achse. Wird nun eine Lochblende mit zwei Löchern mittig zwischen diese beiden Brennebenen gestellt, dann kann so der notwendige axiale Defokus u_D realisiert werden. Um unterschiedliches Rauschen auf den zwei notwendigen Detektoren zu vermeiden, wird eine Quadrantendiode als quasi-monolithischer Detektor verwendet. Von dieser werden jedoch entsprechend der Anzahl der Löcher nur zwei Quadranten genutzt. Die beiden Signale werden zunächst durch zwei DHCPA-100 der Firma Femto transimpedanzverstärkt und dann von einem RedPitaya 125-14 FPGA Entwicklerboard aufgenommen und verarbeitet. Dort wird auch die Referenzschwingung u_{Ref} für die Amplitudenmodulation generiert. Die gesamte Lock-In-Filterung und anschließende Verarbeitung zum FES findet im FPGA statt. Im folgendem Abschnitt soll dieses Prinzip für zeitkontinuierliche Signale vorgestellt werden.

2.2 Grundprinzip

Der Detektor hinter der Lochblende detektiert zunächst das modulierte ideale Signal nach Gleichung 1:

$$I_D(u, t) = I(u) \cdot \sin(2\pi f t) \quad (4)$$

Die Modulation ist unabhängig vom Ort u und ändert nur die Höhe des eigentlich gesuchten Signals $I(u)$. Die Art der Modulation kann daher als Amplitudenmodulation klassifiziert werden. Währenddessen läuft die Referenzschwingung weiter und es sammelt sich durch unterschiedliche Laufzeiten von Elektronik und optischen System eine Phasendifferenz ϕ_D an. Tatsächlich erfolgt die sogenannte Demodulation daher mit:

$$u_{Ref}(t) = \sin(2\pi f t + \phi_D) \quad (5)$$

Das akquirierte Signal I_D wird nun mit diesem u_{Ref} gemischt:

$$u_{\otimes}(t) = I_D(u, t) \cdot u_{Ref}(t) \quad (6)$$

Das tatsächlich gesuchte Signal, das axiale konfokale Signal nach Gleichung 1 befindet sich in diesem Produkt u_{\otimes} nun im Frequenzursprung. Vorhandenes Rauschen wird zuletzt über einen Tiefpass unterdrückt. Im Frequenzbereich lässt sich das zunächst für einen allgemeinen Tiefpass U_{TP} ausdrücken als:

$$U(f) = U_{\otimes} \cdot U_{TP} \quad (7)$$

Im Zeitbereich entspricht dieses Signal $u(t)$ nun dem Lock-In-gefilterten konfokalen Höhensignal nach Gl. 1, welches nun ein höheres SNR aufweist. Handelt es sich um eine ideale Filterung, die nur den Gleichanteil übrig lässt, dann verbleibt das konfokale Signal als [16]:

$$u \approx \frac{1}{2} \cdot I(u) \cdot \cos(\phi_D) \quad (8)$$

Für ein System mit zwei statisch defokussierten Lochblenden kann diese Auswertung, wie in Abb. 1 gezeigt, zwei Mal ausgeführt werden, um so das FES nach Gl. 3 mit den nunmehr Lock-In-gefilterten Einzelsignalen ausrechnen zu können.

2.3 Dualphasiger Lock-In

Ein Problem ergibt sich jedoch für ungünstige Werte der Phasendifferenz ϕ_D . Ist diese ein ungerades Vielfaches von 90° , $\phi_D = (2n+1)\pi/2$, dann löschen sich tatsächliche Modulation und Referenzmodulation in Gl. 8 genau aus. Anstatt das gesuchte konfokale Signal zu isolieren, wird dieses dann sogar weiter unterdrückt. Die Phase eines Signals ist sehr sensitiv gegenüber Störungen, wie zum Beispiel möglicherweise auftretender thermischer Driften. Eine während der Messung auftretende Phasenverschiebung wurde sich so direkt auf die Rekonstruktion des gesuchten konfokalen Signals (Gl. 1) in Form einer Abweichung gemessenen Höhe z auswirken.

Die Kernidee ist daher, die Phase durch geschickte Signalverarbeitung loszuwerden. Es ist Stand der Technik, mit einer zweiten 90° -verschobenen Referenzschwingung ein zweites Signal $u_y(t)$ zu diesem Zweck zu generieren [11]. Aus Gl. 8 folgt:

$$u_x(t) \approx \frac{1}{2} \cdot I(u) \cdot \cos(\phi_D) \quad (9a)$$

$$u_y(t) \approx \frac{1}{2} \cdot I(u) \cdot \cos\left(\phi_D + \frac{\pi}{2}\right) \quad (9b)$$

Mit der Substitution von $\cos(\phi_D + \pi/2) = -\sin(\phi_D)$ wird sichtbar, dass der Phasenterm durch die Anwendung des trigonometrischen Pythagoras entfernt werden kann:

$$\begin{aligned} u_R(t) &= \sqrt{u_x^2 + u_y^2} \\ &= \sqrt{\frac{I(u,0)^2}{4} \cdot (\cos^2(\phi_D) + \sin^2(\phi_D))} \\ &= \frac{I(u,0)}{2} \end{aligned} \quad (10)$$

Der Teiler 2 entstammt der Annahme des idealen Tiefpasses und wird sich entsprechend gewählter Filtereigenschaften verändern. Das Ergebnis ist nun unabhängig von der Phase ϕ_D . Mittels zweier statisch defokussierter Signale und dieser dualphasigen Auswertung (engl. *dualphase*) kann das *FES* nun aus zwei robusten Rekonstruktionen des axialen konfokalen Signals berechnet werden:

$$FES = \frac{u_{R1} - u_{R2}}{u_{R1} + u_{R2}} \quad (11)$$

Womit auch die Robustheit gegenüber multiplikativer Störungen erhalten bleibt.

2.4 Tiefpasswahl

Für die erfolgreiche Rekonstruktion einer differentiellen Kurve fehlt jedoch noch ein konkreter Tiefpass für Gl. 7, der das Rauschen unterdrückt. Durch die Verschiebung des gesuchten Signals in den Frequenzursprung ist es in der Kommunikationstechnik meist möglich, eine sehr tiefe Grenzfrequenz für den Tiefpass zu wählen. Damit kann das SNR maximiert werden. Im vorliegenden Fall ist das Signal jedoch im idealen Fall eine Kurve nach Gl. 1.

Um eine akkurate Rekonstruktion dieses axialen konfokalen Signals zu erzielen, ist es notwendig, dass der Tiefpassfilter diese nicht verzerrt. Als Erstes soll der Ampli-

tudengang für alle Frequenzanteile des axialen konfokalen Signals konstant sein. Das begrenzt die minimal mögliche Grenzfrequenz oder umgekehrt die maximal mögliche axiale Scangeschwindigkeit der Probe. Gleichung 1 ist eine quadrierte *sinc*-Funktion. In den Frequenzraum fouriertransformiert entspricht diese einer Dreiecksfunktion. Die maximal auftretende Frequenz für eine konstante Scangeschwindigkeit v_z folgt daher mit Gl. 2 nach der Transformation aus der Nullstelle:

$$f_{max} = \frac{4}{\lambda} \cdot v_z \cdot \sin^2\left(\frac{\theta_{max}}{2}\right) \quad (12)$$

Als Zweites muss die Phase des Filters linear sein, sodass die Laufzeit der Gruppe aus Frequenzen im konfokalen Signal konstant ist. Nicht zuletzt wird nach einem Filter gesucht, der insgesamt möglichst wenig verzögert, damit Totzeiten nicht eine schnelle Regelung auf die Probenoberfläche verhindern.

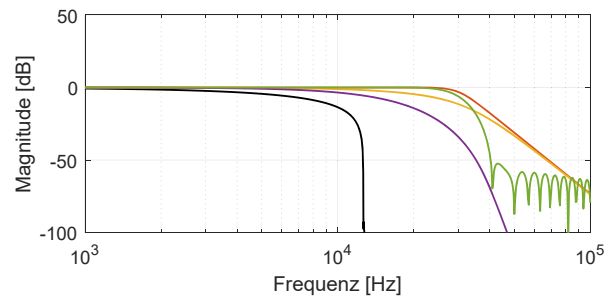


Abbildung 2 Der Amplitudengang des axialen konfokalen Signals (schwarz) und verschiedener Tiefpässe: Butterworth 7. Grades (rot), Bessel 7. Grades (gelb), Bessel 25. Grades (violett) & Hamming FIR 100. Grades (grün).

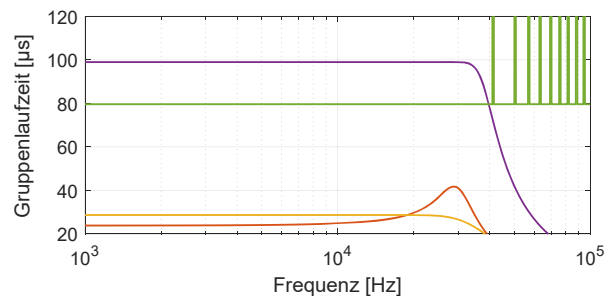


Abbildung 3 Die Gruppenlaufzeiten der verschiedenen Tiefpässe: Butterworth 7. Grades (rot), Bessel 7. Grades (gelb), Bessel 25. Grades (violett) & Hamming FIR 100. Grades (grün).

Für ihre lineare Phase sind Filter mit endlicher Impulsantwort (sog. FIR-Filter) bekannt. Für einen steilen Übergang und einen glatten Durchlassbereich benötigen diese jedoch viele Koeffizienten. Dadurch erhöht sich die Verzögerung des Signals und der Aufwand für die Realisierung steigt.

Im Gegensatz dazu stehen die Filter mit unendlicher Impulsantwort (sog. IIR-Filter). Diese fügen zwar einem System weniger Verzögerung hinzu, jedoch ist deren Phase dafür nichtlinear. Der Realisierungsaufwand ist gering, aber

durch die notwendige Rückkopplung sind ungewollte instabile Lösungen möglich.

Für das gegebene Beispielsystem sei nun eine Verfahrensgeschwindigkeit von $v_z = 10 \text{ mm s}^{-1}$ angestrebt. Damit ergibt sich die auftretende maximale Frequenz des konfokalen Signals bereits als $f_{\max} = 12.64 \text{ kHz}$. Der Amplitudengang des axialen konfokalen Signals ist in Abb. 2 zusammen mit einigen Kandidaten für einen geeigneten Tiefpass dargestellt. Weiter finden sich in Abb. 3 deren Gruppenlaufzeiten. Der FIR-Filter mit 100 Koeffizienten (grün) ist die Referenz für eine konstante Gruppenlaufzeit. Durch die Menge an Koeffizienten ist jedoch auch zu sehen, dass die Verzögerung dadurch recht hoch ist. Die beiden Arten von IIR-Filtern, BUTTERWORTH- und BESSEL-Filter, wurden so ausgewählt, dass diese eine möglichst konstante Gruppenlaufzeit haben. Der BUTTERWORTH-Filter (rot) zeigt einen glatten Durchlassbereich im Amplitudengang. Hinsichtlich der Gruppenlaufzeit fängt dieser jedoch schon im Bereich des konfokalen Signals an, dieses durch nichtlineares Verhalten zu verzerren.

Ein BESSEL-Filter vom gleichen Grad (gelb) kann die Gruppenlaufzeit deutlich länger nahezu konstant halten. Dabei erzielt dieser auch näherungsweise eine gleiche Filterflanke wie der BUTTERWORTH, aber dennoch ist diese deutlich flacher als die von einem FIR-Filter. Um also das Rauschen besser zu unterdrücken, liegt die Idee nahe, den Grad des BESSEL-Filters weiter zu erhöhen. Ein BESSEL-Filter 25. Grades (violett) zeigt auch eine sehr gute Gruppenlaufzeit und eine steilere Filterflanke, aber leider werden dann bereits Anteile des konfokalen Signals verzerrt übertragen. Außerdem übersteigt nun die Verzögerung bereits die des FIR-Filters. Weiterhin besteht hier bei der Realisierung ein Risiko für Instabilitäten.

Damit ist ein BESSEL-Filter geringen Grades eine sinnvolle Alternative, wenn der notwendige FIR-Filter zu Rechenkapazität erfordert und ein etwas höheres Rauschen vertretbar ist. Für die Realisierung in einem digitalen Signalprozessor sollte jedoch dafür die Umsetzung von THIRAN verwendet werden [17], da eine einfache bilineare Transformation die lineare Phase von BESSEL-Filtern wieder zu nichtemachen würde.

3 Phasenmodulierte differentielle Konfokalmikroskopie

Durch das Prinzip der Phasenmodulation lässt sich direkt eine differentielle Kennlinie von einem einzelnen Detektor durch eine dynamische Defokussierung erzeugen [15]. Dabei wird in diesem Abschnitt von einer bewegten Lochblende im Detektionsstrahlengang ausgegangen. Diese schwingt dabei axial über den Brennpunkt der Tubuslinse [10]. Durch die Kaustik der konvergierenden Strahlen wird im Falle einer Auslenkung aus dem Brennpunkt Licht abgewiesen. In der Nulllage kann das fokussierte Licht vollständig die Lochblende passieren. Dadurch wird das detektierte Licht positionsabhängig moduliert.

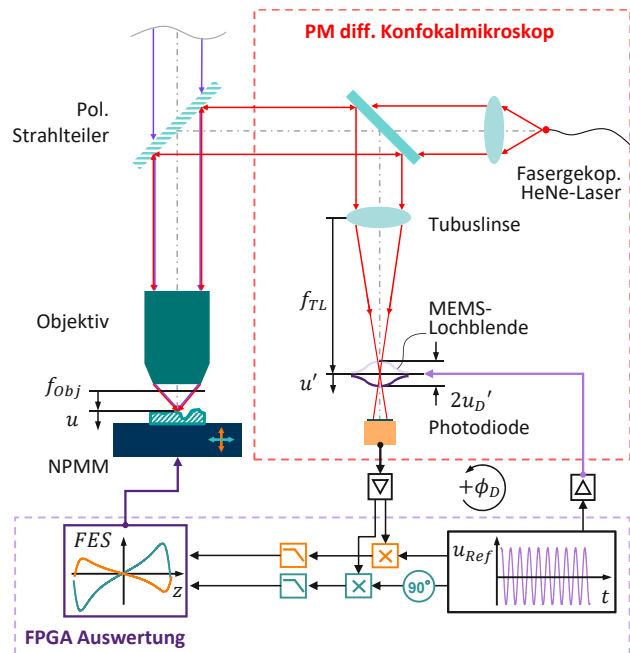


Abbildung 4 Aufbau von dem realisierten phasenmoduliertem Differentiellen Konfokalmikroskop.

3.1 Aufbau

Der hier verwendete Aufbau ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Auch in diesem Fall wird ein fasergekoppelter Laser als Punktlichtquelle für die Beleuchtung verwendet. Hier handelt es sich allerdings um einen stabilisierten Helium-Neon-Laser, um parasitäre Modulationen zu verringern. Der Strahl wird zunächst kollimiert und über Koppelstrahlteiler dem Objektiv zugeführt. Nach der Reflexion an einer spiegelnden Probe passiert der Strahl erneut die Koppelstrahlteiler, um schließlich von einem Strahlteiler in den Detektionsarm des System geleitet zu werden. Eine asphärische Tubuslinse mit hoher $NA = 0,65$ bildet den Strahl auf eine Lochblende ab.

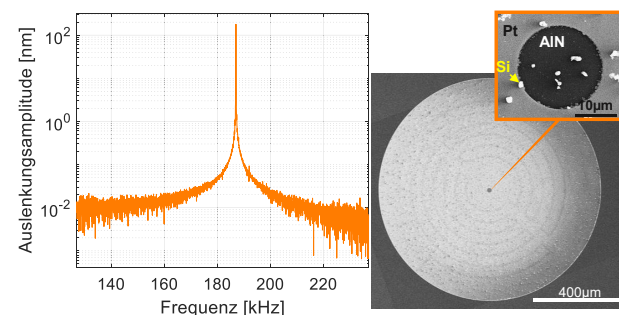


Abbildung 5 MEMS Lochblende und ihre gemessene erste Eigenfrequenz.

Bei der Lochblende handelt es sich um ein mikroelektromechanisches System (MEMS). Über einen elektrischen Heizer und asymmetrische thermische Ausdehnung kann diese Membran entlang der optischen Achse ausgelenkt werden. Aufgrund der geringen Abmessungen ist die be-

wegte Masse sehr klein. Die Eigenfrequenzen liegen teils bei über 100 kHz. Für einen möglichst hohen Modulationskontrast wird angestrebt, die Membranen in einem dieser Resonanzfälle zu betreiben. Wie in Abb. 5 gezeigt, ist in diesem Fall die Auslenkung jedoch nur im Bereich einiger hundert Nanometer. Daher wurde die NA der Tubuslinse so hoch gewählt, um ausreichend Modulationskontrast zu erzeugen.

Nach dem Passieren der Lochblende wird der Strahl komplett auf eine Photodiode abgebildet. Auch hier wird für die Transimpedanzverstärkung ein DHCPA-100 eingesetzt. In diesem Fall handelt es sich bei Auswertelektronik um eine FPGA Karte innerhalb eines DSP Systems der dSpace GmbH. Dieser Xilinx Virtex 5 verfügt über Analog-Digital- und Digital-Analog-Wandler mit einer Abtastfrequenz von $f_S = 10\text{ MHz}$ und 16 bit Auflösung. Auch hier wird die Referenzschwingung im FPGA erzeugt, ausgegeben und dann in einer Endstufe auf Amplituden von $V_{pp} \leq 50\text{ V}$ gebracht, um die resistive Lochblende $R \approx 2\text{ k}\Omega$ anzutreiben. Nach Aufnahme des detektierten Signals werden beide Signale nach dem im folgendem Abschnitt beschriebenen Prinzip zu einem dem FES analogen Signal verarbeitet.

3.2 Prinzip

Die Lochblende schwingt über die Abbildung des Lichtflecks auf der Probe. Diese axiale Schwingung z'_{AC} soll mit der Amplitude \hat{z} und der Schwingfrequenz f wie folgt beschrieben werden:

$$z'_{AC}(t) = \hat{z} \cdot \sin(2\pi ft) \quad (13)$$

Diese Modulationsstrecke wird rückwärts durch das optische System mit der Vergrößerung M auf die Probenoberfläche abgebildet. In den Koordinaten des Objektivs wird die tieffrequente Probenhöhe z_{DC} durch das hochfrequente z'_{AC}/M^2 moduliert. Mit Gl. 2 kann dies in Form der generalisierten axialen optischen Koordinate ausgedrückt werden als:

$$u = u_{DC} + \frac{u'_{AC}}{M^2} \quad (14)$$

Weiteres Einsetzen in Gl. 1 ergibt die detektierbare modulierte ideale axiale Intensitätsverteilung:

$$I_D(u_{DC}, u_{AC}) = \frac{\sin^2\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{u'_{AC}}{2M^2}\right)}{\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{u'_{AC}}{2M^2}\right)^2} \quad (15)$$

Mit u'_{AC} wird das Argument des Nutzsymbols moduliert. Daher liegt hier eine Art der Phasenmodulation vor.

Es wird mit dem Signal $I_D(u)$ nun genau so verfahren, wie bei der Amplitudenmodulation. Zuerst wird das Signal mit der internen Demodulationsschwingung u_{Ref} gemischt (Gl. 6) und dann tiefpassgefiltert (Gl. 7). Im Gegensatz zur Amplitudenmodulation lässt sich das Signal hier nicht so deutlich vereinfachen. Mit $u'_{AC} = \hat{u} \cdot \sin(2\pi ft)$ folgt eine erweiterte Form von u_{\otimes} :

$$\begin{aligned} u_{\otimes} &= \frac{\sin^2\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{\hat{u}}{(2M^2)} \sin(2\pi ft)\right)}{\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{\hat{u}}{(2M^2)} \sin(2\pi ft)\right)^2} \cdot \sin(2\pi ft + \phi_D) \\ &= -\frac{\sin(\phi_D - \hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft) + 2\pi ft - u_{DC})}{4\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{\hat{u}}{(2M^2)} \sin(2\pi ft)\right)^2} \\ &\quad -\frac{\sin(\phi_D + \hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft) + 2\pi ft + u_{DC})}{4\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{\hat{u}}{(2M^2)} \sin(2\pi ft)\right)^2} \\ &\quad + \frac{2 \sin(2\pi ft + \phi_D)}{4\left(\frac{u_{DC}}{2} + \frac{\hat{u}}{(2M^2)} \sin(2\pi ft)\right)^2} \end{aligned} \quad (16)$$

Alle Terme beinhalten hier oszillierende Anteile. Ein idealer Tiefpass würde hier zu Null vereinfachen. Daher sei für die Vereinfachung ein nicht-idealer Tiefpass mit einer Grenzfrequenz f_c angesetzt, der den Anteil mit der tiefsten Frequenz übrig lässt. Dabei handelt es sich um den ersten Term:

$$\begin{aligned} u(t, u_{DC}) &\approx \frac{-\sin([2\pi ft - \hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft)] + \phi_D - u_{DC})}{2(u_{DC}^2/2 + 1)} \\ &\quad , 0 < f < f_c^3/6 \end{aligned} \quad (17)$$

Für sehr kleine Frequenzen $f \rightarrow 0$ wird das Argument wieder zu einer linearen Funktion von t . Diese Kurve alterniert je nach Phasendifferenz ϕ_D zwischen einer differentiellen Kurve für gerade Vielfache von π und einem *sinc*-ähnlichem Puls für ungerade Vielfache von π .

Damit lässt sich zwar mittels eines einzelnen Detektors direkt eine differentielle Kurve erzeugen. Entsprechend kann aber weiter festgestellt werden, dass ϕ_D einen sehr großen Einfluss auf die Messung der Probenhöhe z_{DC} hat. Die idealerweise mit der Probenhöhe korrelierende Nullstelle der differentiellen Kurve verschiebt sich für geringe ϕ_D stark. Für größere $\phi_D \geq \pi/4$ nimmt die Kurve aber die Form eines einzelnen Pulses an. Wie das Argument des *Sinus* in Gl. 17 zeigt, geht ϕ_D direkt als Messabweichung bei z_{DC} ein.

3.3 Tiefpasswahl

Tatsächlich lässt sich die differentielle Kennlinie deutlich stabilisieren, indem ein Tiefpass mit einer höheren Grenzfrequenz f_c gewählt wird. Die vorangegangene Argumentation zur Tiefpasswahl bei der Amplitudenmodulation gilt zudem weiterhin. Daher folgt, dass eine nicht so tiefe Grenzfrequenz gewählt werden kann, wenn die originale Form des konfokalen Signals erhalten werden soll. Dadurch verbleiben auch die höherfrequenten Anteile im Signal:

$$\begin{aligned} u(t, u_{DC}) &\approx -\frac{\sin(\phi_D - \hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft) + 2\pi ft - u_{DC})}{4u_{DC}\hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft) + 2u_{DC}^2 + 2} \\ &\quad + \frac{2 \sin(2\pi ft + \phi_D)}{4u_{DC}\hat{u}/M^2 \sin(2\pi ft) + 2u_{DC}^2 + 2} \\ &\quad , 0 < f < 2f_c - f_c^3/6 \end{aligned} \quad (18)$$

Das daraus resultierende differentielle Signal ist bereits deutlich robuster gegen die Änderung der Phase. Dieser Effekt wird in Abb. 6 illustriert. Für einen Tiefpass mit einer sehr geringen Grenzfrequenz ist keine differentielle Kennlinie auszumachen. Erst zwei Größenordnungen darüber findet sich eine passable differentielle Kennlinie. Je nach Steilheit der Flanke des Filters und Frequenz der Referenzschwingung finden sich jedoch Anteile dieser im Ausgangssignal, wie das Diagramm ganz rechts in Abb. 6 zeigt.

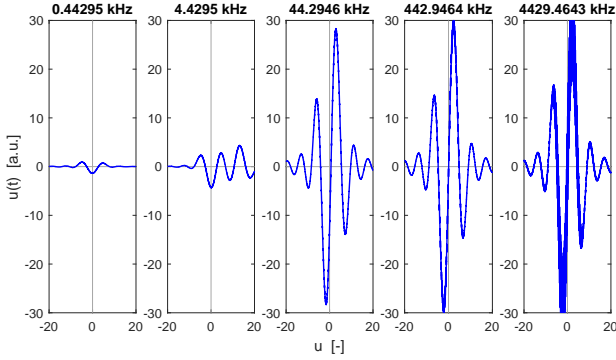


Abbildung 6 Entwicklung des differentiellen Signals für steigende Grenzfrequenzen f_c (geg. als Diagrammtitel).

Wie auch bei der Amplitudenmodulation kann das auf Phasenmodulation basierende differentielle konfokale Signal gegen multiplikativ eingreifende Störungen kompensiert werden. Nach GRÖSCHEL *et al.* wird mit der Normierung einer ungeraden auf eine gerade Harmonische dieser Einfluss heraus gekürzt [15]. Mit dem phasenmodulierten $I_D(u, t)$ aus Gl. 15 folgt beispielsweise:

$$FES = \frac{I_D(u_{DC}, u_{AC}) \cdot \sin(2\pi(2n+1)ft + \phi_D)}{I_D(u_{DC}, u_{AC}) \cdot \sin(2\pi(2n+2)ft + \phi_D)} \quad (19)$$

3.4 Einfluss von Phase und Frequenz

Gleichung 18 zeigt weiter, dass der Nenner unabhängig von ϕ_D ist. Der Zähler hingegen hängt in jedem Term von ϕ_D ab. Das Resultat verschiedener Phasendifferenzen ist in Abb. 7 dargestellt. Zunächst ist die gute Nachricht, dass ein sich änderndes ϕ_D nicht den primären Nulldurchgang der differentiellen Kurve verschiebt. Damit bleibt die Höhe der Probenoberfläche unverändert. Dennoch ist es für eine Regelung problematisch, dass die differentielle Kennlinie ihre Polarität ändert. Für $\phi_D = 0$ ist im gegebenen Beispiel der Anstieg im Nulldurchgang positiv, für $\phi_D > 90^\circ$ hingegen negativ. Weiter ändern sich die Höhen der Extrema der Kurven. Für $\phi_D = 90^\circ$ führt das hier auch wieder zu einer Auslöschung des differentiellen konfokalen Signals. Aufgrund der Periodizität wiederholen sich diese Polaritätswechsel alle 180° .

Weiter kann es zu Abweichungen bei der Schwingfrequenz der Lochblende kommen. Diese können zum Beispiel durch eine Veränderung der Umgebungsbedingungen ausgelöst werden. Umgekehrt kann eine dynamische Änderung von ϕ_D selbst wie eine Frequenzänderung wirken. Wie in Abb. 8 illustriert, hat eine Frequenzänderung allei-

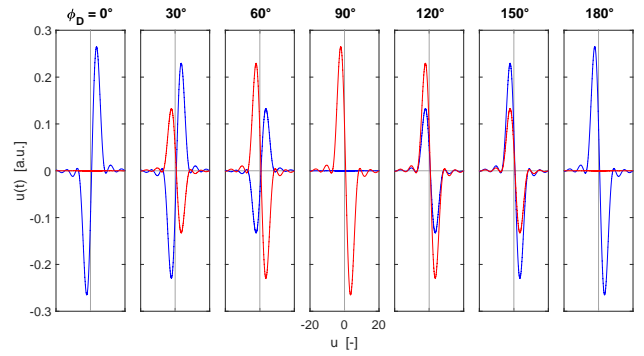


Abbildung 7 Einfluss der Phasendifferenz ϕ_D auf das differentielle Signal. In blau wird das bei nominell 0° demodulierte Signal u_x gezeigt, in rot das 90° -verschoben demodulierte u_y .

ne zunächst nur den Effekt, dass die Amplituden der differentiellen Kennlinie verringert werden. Mit höherer Tiefpassgrenzfrequenz sinkt die Güte des Lock-In-Filters und diese Amplitudenverringering fällt geringer aus. Auch hier bleibt die Nullstelle der Kurve erhalten, wodurch die Messung der Probenhöhe unverändert bleibt, sofern auf diese Nullstelle geregelt wird.

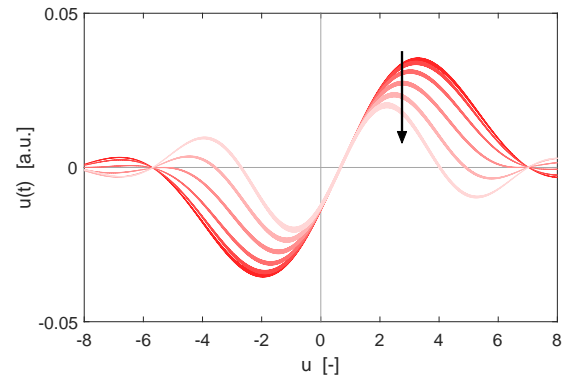


Abbildung 8 Einfluss eines Frequenzunterschiedes zwischen Membran- und Demodulationsschwingung. Der Pfeil zeigt in Richtung der steigenden Frequenzabweichung in Schritten von $\Delta f = 20$ Hz.

Problematisch wird es, wenn Instabilitäten von Frequenz und Phase gleichzeitig vorliegen. Obwohl die Frequenz vorher wenig Einfluss gehabt hat, zeigt sich nun, dass es in Kombination mit der Phase zu Verschiebungen von Maxima und Minima kommt. Abbildung 9 zeigt eine Aufsicht auf differentielle Kennlinien entlang der Abszisse für steigende Phasendifferenzen ϕ_D mit einer zusätzlich um $\Delta f/f = 10$ ppm steigenden Frequenzabweichung. Links ist das zu Beginn 0° -verschobene u_x dargestellt welches für $\phi_D = 0^\circ$ auch noch eine zum Ursprung punktsymmetrische Kennlinie aufweist. Mit steigender ϕ_D verschleifen jedoch die beiden Extrema. Durch die zusätzlich überlagerte Frequenzverschiebung liegen Maximum und Minimum nun nicht mehr für jede Phase gleichauf. Das führt zu Übergangsbereichen in denen statt der punktsymmetri-

schen Kennlinie nur noch eines der beiden Extrema vorliegt. Für große Abweichungen von Phase und Frequenz entstehen sogar Anordnungen von drei Extrema. Entsprechend lässt sich keine nutzbare differentielle Kennlinie mehr ausmachen.

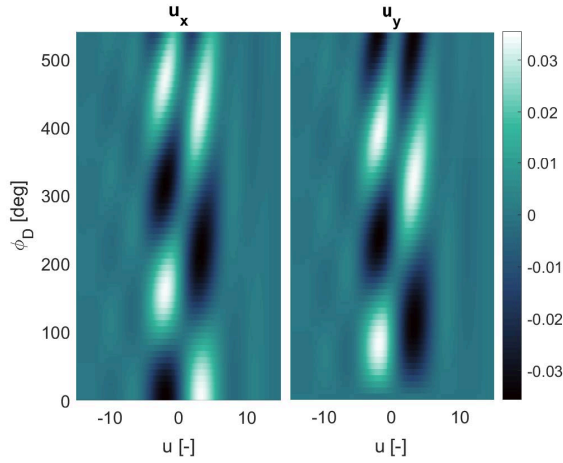


Abbildung 9 Effekt von gleichzeitig vorliegender Frequenz- und Phasenabweichung auf die differentielle Kennlinie für u_x und das um 90° -verschoben demodulierte u_y .

Um das Problem zu beheben, könnte die Idee aufkommen, den dualphasigen Ansatz der Amplitudenmodulation nach Gl. 10 anzuwenden. Dies verbessert die Situation jedoch nur bedingt. Die Gegenüberstellung von u_x mit dem 90° -verschobenen u_y in Abb. 9 zeigt, dass u_y zunächst durch die Phasenverzögerung die Lücke mit geringen Kontrast in u_x füllen könnte. Wie jedoch auch die Abb. 7 bereits zeigte, wechselt das erste Signal, hier u_x , die Polarität der Kennlinie in diesem Bereich. Während eine Kombination von u_x und u_y also dem einen Phasenbereich den Kontrast der Kennlinie erhöht, kommt es bei $\Delta\phi_D = +90^\circ$ wieder zur Auslöschung der Kombination. Aufgrund dieser beiden Beobachtungen zeigt sich, dass die Anwendung von Gl. 10 nur zu einer Verschiebung des Problems führt. Mit steigender Phase folgen noch weitere Polaritätsänderungen oder das Ausbleiben einer eindeutigen differentiellen Kurve für u_x und u_y .

Diese Abhängigkeit lässt sich leider nicht vollständig allein mit der Verrechnung von Momentanwerten korrigieren. Durch die Nutzung von weiteren π -weise verschobenen Demodulationsschwingungen lässt sich wenigstens der Kontrast der differentiellen Kurve weiter erhöhen, wodurch der Bereich der Auslöschung praktisch gesehen verkürzt wird. Eine mögliche Variante ist die Verwendung der vier demodulierten Signale $u(\phi_D + 0)$, $u(\phi_D + \pi/2)$, $u(\phi_D + \pi)$ und $u(\phi_D + 3/2\pi)$:

$$u_R = \sqrt{u(\phi_D + 0)^2 + u(\phi_D + \pi/2)^2} - \sqrt{u(\phi_D + \pi)^2 + u(\phi_D + 3/2\pi)^2} \quad (20)$$

Wobei sich hier für eine verdoppelte Signalthöhe der Rechenaufwand sich ebenfalls verdoppelt.

4 Diskussion

Die beiden vorangegangenen Abschnitte haben gezeigt, wie sich das Prinzip der Lock-In-Filterung erfolgreich zur Realisierung eines differentiellen konfokalen Signals nutzen lässt. Für eine verzerrungsfreie Detektion eines differentiellen konfokalen Signals müssen die dabei verwendeten Tiefpassfilter eine höhere Grenzfrequenz als die auftretende maximale Frequenz des konfokalen Signals aufweisen. Im Vergleich zur Kommunikationstechnik liegt die Grenzfrequenz dann Größenordnungen höher. Entsprechend verbleibt mehr Rauschen im gefilterten Signal und das erzielbare SNR ist für hohe Messgeschwindigkeiten geringer als in der klassischen Kommunikationstechnik. Das typische differentielle Konfokalmikroskop mit statisch defokussierten Detektionslochblenden erlaubt die einfache Integration des Lock-In-Filters über die Lichtquelle selbst. Durch schnelle Modulationsschaltungen für Laserdioden lassen sich so beispielsweise sehr hohe Lock-In-Frequenzen erzielen. Entsprechend schnelle Detektoren müssen dann natürlich ebenfalls zum Einsatz kommen. Die typische Kombination aus Photodiode und Transimpedanzverstärker ist dafür aber für viele typische Anwendungen bis zu einem 1 MHz bereits geeignet. Die nach Gl. 11 verwendete Normierung auf die Signalsumme kompensiert bereits multiplikative Störungen wie die Änderung der Reflektivität der Probenoberfläche. Durch die Verwendung von zwei Detektoren und Signalpfaden ist es jedoch möglich, dass die beiden für das differentielle Signal notwendigen konfokalen Signale unterschiedlich gestört werden. Dieser in der Literatur als additive Störung klassifizierte Fehler [2] bleibt als Auswirkung auf die Signalthöhe erhalten. Für die Rückpositionierung der Probenoberfläche in den Brennpunkt verschwindet der Einfluss dieser Störung jedoch. Der einfachen elektronischen Integration voraus geht zudem der erhebliche optische Mehraufwand bei dem Verfahren auf Basis statisch defokussierter Lochblenden. Entsprechend ist der benötigte Bauraum größer. Der hier vorgeschlagene Aufbau soll den beiden Problemen begegnen, indem ein quasi-uniaxialer Strahlengang realisiert wird. Das reduziert den Bauraum signifikant und senkt durch die Verwendung eines quasi-monolithischen Detektors auch die Stärke additiver Störungen. Dadurch steigen jedoch die Anforderungen an die Lochblende, welche nun zwei Nadellöcher im passenden lateralen Abstand aufweisen muss. Deren Justage mit der zusätzlichen Abhängigkeit zu den beiden Strahlen wird ebenfalls aufwändiger. Weiter werden die hochdynamischen Anteile einer möglichen additiven Störung natürlich noch durch den Lock-In-Filter reduziert. Durch die zum Einsatz kommende Amplitudenmodulation kann zudem das Prinzip des dualphasigen Lock-In-Filters direkt verwendet werden. Das Wegfallen des Einflusses der Phasendifferenz zwischen Referenzschwingung und akquirierter Schwingung auf das differentielle konfokale Signal macht das Verfahren äußerst robust.

Dagegen steht das Verfahren der dynamisch-defokussierten differentiellen Konfokalmikroskopie. Da der Defokus über die Zeit realisiert wird, handelt es sich direkt um ein uniaxiales optisches System. Daher ist der

Aufwand für Optiken und Bauraum geringer. Durch das Auskommen mit nur einer Lochblende fällt auch die Justage hier deutlich einfacher aus. Bei der Signalverarbeitung muss zudem nur ein Signal ausgewertet werden wodurch weitere mögliche Störquellen ausgeschlossen werden. Bei der Verarbeitung nach dem Lock-In-Prinzip fällt bei der Phasenmodulation direkt eine differentielle Kennlinie ab. Im Gegensatz zu Amplitudenmodulation ist es jedoch gerade aufgrund der Punktsymmetrie der differentiellen Kennlinie nicht möglich, den Einfluss der Phasendifferenz zu eliminieren. Dadurch ist das Verfahren auf sehr stabile Umgebungsbedingungen angewiesen. Gerade die hier vorgestellte schwingende Lochblende kann dann kleine Phasenverschiebungen induzieren, welche zu signifikanten Änderungen der differentiellen Kennlinie führt. Dabei werden unter Umständen Bereiche mit niedrigem Signalpegel oder umgekehrter Polarität durchlaufen, die eine sichere Regelung entsprechend schwierig gestalten. Nichtsdestotrotz zeigen erfolgreiche Anwendungen, dass die vorgestellten prinzipiellen Herausforderungen sich durch stabil ausgelegte Messsysteme überkommen lassen [15], [10].

In Zukunft sollen beide Prinzipien als experimentelle Messsysteme auf Nanopositionier- und Nanomessmaschinen weiter praktisch untersucht werden. Für das Amplitudenmodulationsverfahren sollen zufällige additive Störungen durch den Einsatz eines gekühlten Detektors weiter verringert werden. Bei der Phasenmodulation gilt es, die Robustheit gegenüber der Phasendifferenz zu erhöhen. Auch wenn eine Lösung mit gefilterten Momentanwerten von $u(t, u_{DC})$ nicht möglich ist, so kann in Zukunft versucht werden die Phase durch Hinzuziehen weiterer Informationen zu stabilisieren. Dafür ist es denkbar, größere Modulationsamplituden zu nutzen, um so immer vom Nulldurchgang entfernte Bereiche auswerten zu können. Dort ließen sich Vorzeichen und Funktionswert erfassen. Durch den Vergleich von verschieden-phasenverschobenen demodulierten differentiellen Kurven ließe sich so schätzen, welches dieser den besten Kontrast aufweist. Um die Phase zu stabilisieren, kann auch angestrebt werden das Modulationssignal vom Nutzsignal zu isolieren. Mittels eines Phasenkomparators kann dann eine Phasenregelschleife aufgebaut werden.

Literatur

- [1] Eberhard Manske u. a. "Scale spanning subnanometer metrology up to ten decades". In: *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection XI*. Hrsg. von Peter Lehmann, Wolfgang Osten und Armando Albertazzi Gonçalves. SPIE, Juni 2019. DOI: 10 . 1117/12.2526076.
- [2] Jian Liu u. a. "Improved differential confocal microscopy with ultrahigh signal-to-noise ratio and reflectance disturbance resistibility". In: *Applied Optics* 48.32 (Nov. 2009), S. 6195. DOI: 10 . 1364/ao . 48.006195.
- [3] Rong Su u. a. "On tilt and curvature dependent errors and the calibration of coherence scanning interferometry". In: *Optics Express* 25.4 (Feb. 2017), S. 3297. DOI: 10 . 1364/oe.25.003297.
- [4] Min Gu. *Advanced Optical Imaging Theory*. Springer Berlin Heidelberg, 2000. DOI: 10 . 1007/978-3-540-48471-4.
- [5] Cheng Chen u. a. "Influence of sample surface height for evaluation of peak extraction algorithms in confocal microscopy". In: *Applied Optics* 57.22 (Juli 2018), S. 6516. DOI: 10 . 1364 / ao . 57 . 006516.
- [6] Rostyslav Mastlylo Dr.-Ing. "Optische und taktile Nanosensoren auf der Grundlage des Fokusverfahrens für die Anwendung in Nanopositionier- und Nanomessmaschinen". de. Diss. Feb. 2012. URL: https://www.db-thueringen.de/receive/dbt_mods_00020013.
- [7] Johannes Kirchner u. a. "A combined laser scanning and DLW tool for measuring and fabrication tasks with NPM". In: *Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics XII*. SPIE OPTO. Bd. 10930. 2019. DOI: 10 . 1117/12 . 2508263.
- [8] Rongjun Shao u. a. "Divided-aperture subtraction-differential confocal method with nanoscale axial resolution". In: *Applied Optics* 58.12 (Apr. 2019), S. 3252. DOI: 10 . 1364/ao.58.003252.
- [9] Andreas Gröschl, Janik Schauder und Tino Hausotte. "Kontinuierliche laterale Abtastung von Oberflächen durch axiale Regelung des Arbeitsabstandes in einem Nanokoordinatenmessgerät mit einem hochfrequent fokusabstandsmodulierten, fasergekoppelten, konfokalen Punktsensor". In: *tm - Technisches Messen* 85.s1 (Sep. 2018), s26–s32. DOI: 10 . 1515/tame-2018-0040.
- [10] Johannes Belkner u. a. "Demonstration of aberration-robust high-frequency modulated differential confocal microscopy with an oscillating pinhole". In: *Optics and Photonics for Advanced Dimensional Metrology*. Hrsg. von Peter J. de Groot, Richard K. Leach und Pascal Picart. SPIE, Apr. 2020. DOI: 10 . 1117/12.2555558.
- [11] *Principles of lock-in detection and the state of the art*. Techn. Ber. Zurich Instruments AG, 2016. URL: <https://ziweb4.zhinst.com/applications/principles-of-lock-in-detection> (besucht am 03.03.2020).
- [12] Tino Hausotte, Andreas Gröschl und Janik Schauder. "High-speed focal-distance-modulated fiber-coupled confocal sensor for coordinate measuring systems". In: *Appl. Opt.* 57.14 (Mai 2018), S. 3907–3914. DOI: 10 . 1364/AO.57.003907.
- [13] Yidong Tan u. a. "Laser confocal feedback tomography and nano-step height measurement". In: *Scientific Reports* 3.1 (Okt. 2013). DOI: 10 . 1038 / srep02971.

- [14] Timothy R. Corle, Jeffrey T. Fanton und Gordon S. Kino. “Distance measurements by differential confocal optical ranging”. In: *Applied Optics* 26.12 (Juni 1987), S. 2416. DOI: 10.1364/ao.26.002416.
- [15] Andreas Gröschl. “Hochfrequent fokusabstandsmodulierte Konfokalsensoren für die Nanokoordinatenmesstechnik”. de. Diss. 2021. DOI: 10.25593/978-3-96147-436-3.
- [16] *About Lock-In Amplifiers*. Techn. Ber. Stanford Research Systems, Apr. 2004. URL: <https://www.thinksrs.com/support/app.html>.
- [17] J.-P. Thiran. “Recursive digital filters with maximally flat group delay”. In: *IEEE Transactions on Circuit Theory* 18.6 (1971), S. 659–664. DOI: 10.1109/tct.1971.1083363.