

Stöbener, Dirk ; Alexe, Gabriela ; Tausendfreund, Andreas ; Fischer, Andreas

Methode zur Erfassung periodischer Sub-Wellenlängen-Nanostrukturen für den In-Prozess-Einsatz

Journal Article as: peer-reviewed accepted version (Postprint)

DOI of this document* (secondary publication): <https://doi.org/10.26092/elib/3312>

Publication date of this document: 13/09/2024

* for better findability or for reliable citation

Recommended Citation (primary publication/Version of Record) incl. DOI:

Stöbener, D., Alexe, G., Tausendfreund, A. & Fischer, A. (2018). Methode zur Erfassung periodischer Sub-Wellenlängen-Nanostrukturen für den In-Prozess-Einsatz. *tm - Technisches Messen*, 85(2), 88-96. <https://doi.org/10.1515/teme-2017-0093>

Please note that the version of this document may differ from the final published version (Version of Record/primary publication) in terms of copy-editing, pagination, publication date and DOI. Please cite the version that you actually used. Before citing, you are also advised to check the publisher's website for any subsequent corrections or retractions (see also <https://retractionwatch.com/>).

Dies ist ein akzeptiertes Manuskript eines bei De Gruyter in der Zeitschrift *tm - Technisches Messen* am 13.11.2017 veröffentlichten Artikels, verfügbar unter <https://doi.org/10.1515/teme-2017-0093>. Es unterliegt den Nutzungsbedingungen der Lizenz Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>), die die nicht kommerzielle Wiederverwendung, Verbreitung und Vervielfältigung über ein beliebiges Medium erlaubt, sofern das Originalwerk ordnungsgemäß zitiert und in keiner Weise verändert, umgewandelt oder ergänzt wird. Wenn Sie dieses Manuskript für kommerzielle Zwecke verwenden möchten, wenden Sie sich bitte an rights@degruyter.com

This document is made available under a Creative Commons licence.

The license information is available online: <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Take down policy

If you believe that this document or any material on this site infringes copyright, please contact publizieren@suub.uni-bremen.de with full details and we will remove access to the material.

Dirk Stöbener*, Gabriela Alexe, Andreas Tausendfreund und Andreas Fischer

Methode zur Erfassung periodischer Sub-Wellenlängen-Nanostrukturen für den In-Prozess-Einsatz

Method to measure periodical sub-wavelength nanostructures for an in-process application

Zusammenfassung: Das Verfahren der Scatterometrie bietet das Potenzial periodische Nanostrukturen wie z. B. Gitter prozessintern zu prüfen. Allerdings liefert es keine Topografiedatensätze, sondern nur Oberflächenparameter wie z. B. die Stegbreite einer Nanostruktur und dies auch nur, sofern der Zusammenhang zwischen Streulichtverteilung und Oberflächenparametern durch Untersuchungen bekannt ist. Dieser Beitrag beschreibt einen Scatterometrie-Ansatz zur nanometergenauen In-Prozess-Erfassung der lokalen Höhen eines sinusförmigen Nanogitters. Da der Zusammenhang zwischen der Gitterhöhe und der resultierenden Streulichtverteilung nicht bekannt war, wurde der Streuprozess mit einem numerischen Modell für unterschiedliche Oberflächen und Messparameter simuliert. Im Ergebnis ergaben sich ein Messaufbau und eine Messmethodik, mit denen eine eindeutige Messung der Gitterhöhe bis 500 nm erreicht wurde. Zusätzlich wurde die Unsicherheit des Messansatzes basierend auf den Simulationsergebnissen für unterschiedliche Mess- und Simulationsparameter, wie z. B. den Einfallswinkel und die Laserwellenlänge, untersucht. Die resultierende Messunsicherheit der Gitterhöhe ist gegenwärtig durch unbekannt systematische Messabweichungen limitiert und beträgt bei der Verwendung von Laserlicht im sichtbaren Wellenlängenbereich ≤ 8 nm. Eine experimentelle Überprüfung des Messansatzes mit einem Laboraufbau konnte die Sensitivität für die Identifizierung

von lokalen Abweichungen der Gitterhöhe belegen. Bei der Verwendung eines angepassten Detektionssystems für die Streulichtverteilung sind prinzipiell Messraten bis in den MHz-Bereich erreichbar, so dass der Ansatz für In-Prozess-Anwendungen geeignet ist.

Schlüsselwörter: Nanostrukturen, Scatterometrie, Beugung, optische Gitter.

Abstract: Scatterometry has the potential to evaluate periodical nanostructures, like e.g. gratings, during the manufacturing process. But, the method does not measure topography data sets. Instead, it determines surface property parameters, like e.g. the width of a nanostructure, and this can only be achieved, if the relationship between scattered light distribution and surface property is known. This paper presents a scatterometry-based approach for an in-process determination of the local heights of a sinusoidal grating imprinted in a foil. Initially, the relationship between the grating height and the resulting light distribution was not known. Hence, the scattering process has to be simulated for different surfaces and measuring parameters with a numerical model. The simulation results were used to derive a measurement method and a setup, which enabled to achieve biunique measurements of grating heights up to 500 nm. Additionally, the uncertainty of the approach was investigated based on the simulation results for different measurement and simulation parameters, like e.g. angle of incidence and laser wavelength. The determined measurement uncertainty of the grating height is recently limited by unknown systematic measurement deviations and is below a value of 8 nm, if laser light in the visible wavelength range is used. An experimental evaluation of the measurement approach with a laboratory setup proofed its sensitivity for the identification of local grating height deviations. If a suitable detection system is used for the scattered light distribution, measurement rates up to the MHz-range can be achieved, which shows that the approach is appropriate for an in-process application.

*Korrespondenzautor: Dirk Stöbener, Universität Bremen, Bremer Institut für Messtechnik, Automatisierung und Qualitätswissenschaft (BIMAQ), Linzer Str. 13, 28359 Bremen, E-Mail: d.stoebener@bimaq.de, <http://orcid.org/0000-0002-1624-2106>

Gabriela Alexe, Andreas Tausendfreund, Andreas Fischer: Universität Bremen, Bremer Institut für Messtechnik, Automatisierung und Qualitätswissenschaft (BIMAQ), Linzer Str. 13, 28359 Bremen

Keywords: Nanostructures, scatterometry, diffraction, optical gratings.

1 Einleitung

Periodisch nanostrukturierte Oberflächen gewinnen in der industriellen Anwendung durch ihre diversen Funktionalitäten, wie z. B. Farbstruktur, definierte Absorption/Reflexion, Hydrophobie oder -philie, stetig an Bedeutung. Bei den für diesen Beitrag verwendeten Nanostrukturen handelt es sich um Gitter mit sinusförmigen Stegquerschnitten, welche Aspektverhältnisse in der Größenordnung von 2 aufweisen und in einem Rollenprägeprozess in die Oberfläche einer transparenten Folie eingebracht werden. Durch den Verschleiß der Rollen beim Prägeprozess nimmt die eingeprägte Höhe im Laufe der Zeit ab, so dass eine kontinuierliche In-Prozess-Überwachung der Gitterhöhe mit relativen Unsicherheiten unter 5% angestrebt wird.

Nur über angepasste In-Prozess-Prüfmethoden für große Messflächen kann eine Qualitätsprüfung und -regelung der etablierten und in der Entwicklung befindlichen, schnellen Massenfertigungsprozesse für nanostrukturierte Werkstücke realisiert werden. Durch die dort vorherrschenden hohen Anforderungen hinsichtlich Messzeit und -auflösung kommen konventionelle Messverfahren (z. B. Raster-Mikroskopieverfahren) für diese Anwendungen nicht in Frage. Streulichtbasierte Verfahren hingegen erfüllen die Anforderungen und können Informationen über Oberflächenparameter und -defekte generieren [1]. Hierzu ist allerdings die Kenntnis des komplexen Zusammenhangs zwischen gemessener Streulichtverteilung und Oberflächencharakteristik erforderlich, welche z. B. über umfangreiche experimentelle Referenzmessungen mit unterschiedlichen Erfassungsverfahren erreicht werden kann [2, 3]. Aufgrund dieses Aufwands ist der In-Prozess-Einsatz von Streulichtverfahren in industriellen Anwendungen aktuell nur auf einige Anwendungen (z. B. Messung der kritischen Strukturdimension bei der Wafer- und Fotomaskenprüfung in der Halbleiterindustrie) beschränkt.

Neben den experimentellen Referenzmessungen lässt sich der Zusammenhang zwischen der Streulichtverteilung und den Oberflächencharakteristika ebenfalls durch mathematische Simulationen des Streuprozesses (Vorwärtsrechnung) bestimmen. Die Streulichtfelder von Strukturen unterhalb der verwendeten Lichtwellenlängen lassen sich nicht mehr mittels der skalaren Beugungstheorie beschreiben, so dass die Maxwell-Gleichungen in den Simulationen über aufwändige, rigorose Berechnungen

gelöst werden müssen. Um Oberflächen auf der Basis von Simulationsrechnungen beurteilen zu können, werden die Streulichtverhältnisse für viele Oberflächencharakteristika simuliert und in einer Datenbank abgelegt. Der Schluss von der gemessenen Verteilung auf die Oberfläche (Rückwärtsrechnung) erfolgt dann durch Optimierungs- oder Suchalgorithmen, welche die am besten passende simulierte Verteilung bestimmen und ihre zugrunde liegende Oberflächencharakteristik aus den Daten der Datenbank interpolieren [2]. Alternativ lassen sich aus der Vorwärtsrechnung Kalibrierkurven bestimmen, welche für eine Rückwärtsrechnung analytisch zu invertieren sind.

Für die Simulation der Streulichtverteilung stehen verschiedene Methoden auf der Basis von rigorosen Rechenalgorithmen zur Verfügung [2, 4, 5], welche sich in Komplexität, Präzision und Grenzen hinsichtlich der Anwendbarkeit und Oberflächenmodellierung unterscheiden. Die Methode der „discrete dipole approximation“ (DDA) [6] ist bislang hauptsächlich für die Simulation der Streulichtfelder von Partikeln eingesetzt worden. Da die Anwendung der DDA keine Symmetriebedingungen der streuenden Oberfläche erfordert [7], bietet sie die Perspektive nicht-periodische Abweichungen periodischer Oberflächen zu modellieren.

Vor dem Hintergrund dieses Anwendungspotenzials der DDA wird im vorliegenden Beitrag zunächst am Beispiel des beschriebenen Gitterfertigungsprozesses geprüft, wie sie für Simulationen periodischer Strukturen eingesetzt werden kann und ob sich ein in-prozess-fähiger Messaufbau aus den Ergebnissen ableiten lässt. Im Abschnitt 2 werden die dafür durchgeführten Simulationen dargestellt. Hierzu wird zunächst der DDA-Ansatz detaillierter erläutert und die in den Simulationen variierten Parameter sowie die aus den Simulationsergebnissen abgeleitete Konfiguration für einen experimentellen Messaufbau dargestellt. Abschnitt 3 beschreibt den resultierenden experimentellen Aufbau für Labormessungen und stellt Messergebnisse einer Testmessung vor. Um die Einsetzbarkeit in Fertigungsprozessen beurteilen zu können, erfolgte auf der Basis der Simulationsrechnungen eine Messunsicherheitsabschätzung, welche im Abschnitt 4 dargestellt wird. Das Abschnitt 5 diskutiert die erzielten Ergebnisse und fasst die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen zusammen.

Mit dem hier vorgestellten Simulationsansatz sollen zukünftig weitere Anwendungsfelder für die Streulichtmessmethode durch die vereinfachte Bestimmung des Oberflächen-Streulicht-Zusammenhangs erschlossen werden. Zusätzlich zum hier vorgestellten Rollenprägeprozess ist der Einsatz in ähnlichen Prägeprozessen für andere Strukturen (z. B. Mottenaugen) vorstellbar. Die Methode

ist auch grundsätzlich geeignet, um Wachstums- bzw. Abscheidungsprozesse von Nanostrukturen wie z. B. ZnO-Nanograss oder Kohlenstoffröhrchen sowie von bioaktiven Oberflächenbeschichtungen von Implantaten zu überwachen, sofern ein optischer Zugang zum Prozess realisiert werden kann. Ebenso ist der Einsatz in der Halbleiterindustrie denkbar, um auf die experimentellen Referenzmessungen verzichten zu können.

2 Streulichtsimulationen

Betrachtet wird der in Abbildung 1 dargestellte Scatterometrieaufbau, womit an den zu prüfenden Nanogittern die Detektion der ersten Beugungsmaxima möglich ist. Die messtechnische Herausforderung liegt darin, durch Streulichtsimulationen die optimale Konfiguration für einen In-Prozess-Messansatz sowie eine Kalibrierkurve zu ermitteln, mit welchen sich die mittlere Gitterhöhe h im Messfleck aus den gemessenen Intensitäten der Beugungsmaxima mit Nanometerpräzision bestimmen lässt. Für die Simulationen der Lichtstreuung wird die DDA-Methode verwendet.

2.1 Discrete dipole approximation-Algorithmus

Die DDA ist eine flexible Methode zur Simulation von Streuung und Absorption elektromagnetischer Strahlung durch Objekte beliebiger Geometrien. Die Methode basiert auf der Approximation des zu untersuchenden Objekts durch eine vergleichbar geformte, regelmäßige Anordnung von Punktdipolen. Die Gleichungen des DDA-Algorithmus entsprechen exakt der Integralform der Maxwell-Gleichungen, wenn infinitesimale Abstände zwischen den Dipolen angenommen werden [7]. Jeder individuelle Dipol an der Position \mathbf{r}_j ist durch eine oszillierende Polarisation \mathbf{P}_j charakterisiert, welche von der Wechselwirkung mit dem einfallenden elektromagnetischen Feld $\mathbf{E}_{\text{ein},j}$ und mit dem Wechselwirkungsfeld der anderen Dipole untereinander $\mathbf{E}_{\text{andere},j}$ abhängt:

$$\mathbf{E}_{\text{ein},j} = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j - i\omega t), \quad (1)$$

$$\mathbf{P}_j = \alpha_j (\mathbf{E}_{\text{ein},j} + \mathbf{E}_{\text{andere},j}) = \alpha_j \left(\mathbf{E}_{\text{ein},j} - \sum_{k \neq j}^N A_{jk} \mathbf{P}_k \right). \quad (2)$$

\mathbf{E}_0 ist die Amplitude des einfallenden Feldes, \mathbf{k} der Wellenvektor, ω die Kreisfrequenz, α_j die Polarisierbarkeit und $A_{jk} \mathbf{P}_k$ das elektrische Feld am Punkt \mathbf{r}_j , welches durch

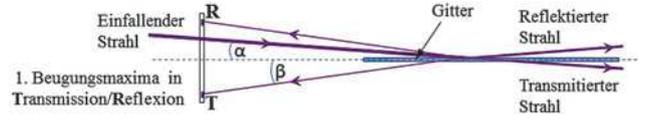


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Streulicht-Messansatzes für die In-Prozess-Prüfung der Gitterhöhe.

den Dipol \mathbf{P}_k an der Position \mathbf{r}_k hervorgerufen wird. Die Wechselwirkung der Dipole untereinander wird durch die Koeffizienten A_{jj} angegeben, welche als das Inverse der Polarisierbarkeit α_j definiert sind. Die linksseitige Multiplikation von Gleichung (2) mit A_{jj} führt daher zu

$$A_{jj} \mathbf{P}_j = \mathbf{E}_{\text{ein},j} - \sum_{k \neq j}^N A_{jk} \mathbf{P}_k \quad (3)$$

oder

$$\mathbf{E}_{\text{ein},j} = \sum_{k=1}^N A_{jk} \mathbf{P}_k. \quad (4)$$

Das entstehende Gleichungssystem der Gesamtanordnung besteht demnach aus $3N$ komplexwertigen, linearen Gleichungen, da die Polarisierbarkeit α_j an der Stelle \mathbf{r}_j und das Matrixelement A_{jk} in der Regel Tensoren der Dimension 3×3 sind. Die Lösung dieses Gleichungssystems führt zu einem Satz Polarisationsvektoren \mathbf{P}_j , aus denen sich das Streulichtfeld für jeden Ort \mathbf{r} berechnen lässt:

$$\mathbf{E}_{\text{streu}}(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N A_{jk} \left\{ \frac{k^2}{r} \hat{\mathbf{r}} \times (\mathbf{P}_k \times \hat{\mathbf{r}}) + \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) [3\hat{\mathbf{r}}(\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{P}_j) - \mathbf{P}_j] \right\} \exp(ikr). \quad (5)$$

In Gleichung (5) entspricht $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$ dem Abstand zwischen dem j -ten Punktdipol und der Position \mathbf{r} im Streulichtfeld, $\hat{\mathbf{r}} = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)/r$ ist der Einheitsvektor in dieser Richtung und k der Betrag des Wellenvektors. Die ortsabhängige Amplitude des Streulichtfeldes $\mathbf{E}_{\text{streu}}(\mathbf{r})$ ergibt sich daraus als der berechnete, absolute Wert des elektrischen Feldes.

Die zur Berechnung erforderlichen Simulationen können hinsichtlich der Hardware oder der Rechenzeit sehr anforderungsintensiv sein, wobei die Anforderungen im Wesentlichen durch die Parameter des Streuproblems wie z. B. Größe, Form, Orientierung und Brechungsindex der betrachteten Oberfläche definiert werden. Daher ist der praktische Einsatz der Simulationsmethode nur mit effizienten numerischen Algorithmen möglich. Hierzu stehen

verschiedene Codevarianten der DDA zur Verfügung, welche sich in der Art des numerischen Ansatzes und den Zielapplikationsfeldern unterscheiden. Der Algorithmus ADDA (Amsterdam discrete dipole approximation) ist für die hier betrachteten Streulichtverteilungen gut geeignet, da er die Möglichkeit der Parallelisierung der Berechnungen bietet [8] und 4π sr Streulichtinformationen liefert [9].

2.2 Simulative Auslegung der Messmethode

Die Simulationen zur Bestimmung der optimalen Messparameter umfassten verschiedene Einfallswinkel, Laserwellenlängen und Gitterparameter. Die Variation der Gitterparameter (Gitterperiode Λ über 203 nm, Aspektverhältnis $h/\Lambda = 0,1 \dots 4$) wurde bei der Approximation der sinusförmigen Gitterstrukturen durch Dipolanordnungen mit regelmäßigen Dipolabständen realisiert. Die Variation des Einfallswinkels und der Laserwellenlänge erfolgte direkt in den Simulationsrechnungen mit dem ADDA-Code, wobei ein für alle Berechnungen konstanter Brechungsindex des Folienmaterials von 1,5 angenommen wurde. Die Wellenlängen λ variierten zwischen auf die Gitterkonstante bezogenen Werten von $\lambda/\Lambda = 1,5 \dots 2$ und lagen damit immer deutlich oberhalb der charakteristischen Gitterabmessungen, wobei der λ/Λ -Wert von annähernd 2 nur für Einfallswinkel $> 87^\circ$ erreicht werden konnte.

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurden die simulierten Streulichtintensitäten jeder Oberfläche mit dem aus dem Einfallswinkel resultierenden Flächeninhalt der Messfläche normiert und für jedes Beugungsmaximum (Reflexions- und Transmissionsseite der Folienoberfläche) integriert. Diese integrierten Intensitäten sind um einen experimentell zu bestimmenden Faktor proportional zur gestreuten Lichtleistung der Folienoberfläche. Die addierte Leistung P_{sim} der beiden Maxima ist in Abbildung 2 in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis h/Λ für einen Glanzwinkel $\alpha = 4^\circ$ (Glanzwinkel = 90° -Einfallswinkel) und eine Gitterperiode von $\Lambda = 204$ nm dargestellt. Die gestrichelten, vertikalen Linien markieren den für die Höhenmessungen an den realen Gittern interessanten Bereich. Für die Wellenlängen zwischen 380 nm und 405 nm ($\lambda/\Lambda > 1,85$) treten in diesem Bereich keine Mehrdeutigkeiten bei der Gitterhöhenbestimmung auf und sie sind daher für die In-Prozess-Überwachung der Gitterhöhen geeignet, wobei sich die höchste Empfindlichkeit für $\lambda = 380$ nm ergibt.

Zur Auswahl der optimalen Wellenlänge für den realen In-Prozess-Messansatz musste der Einfluss der Glanzwinkelvariationen $\Delta\alpha$ auf die Leistung $P_{\text{sim}}(h)$ ermittelt werden, da der Glanzwinkel α durch eine teilweise auftre-

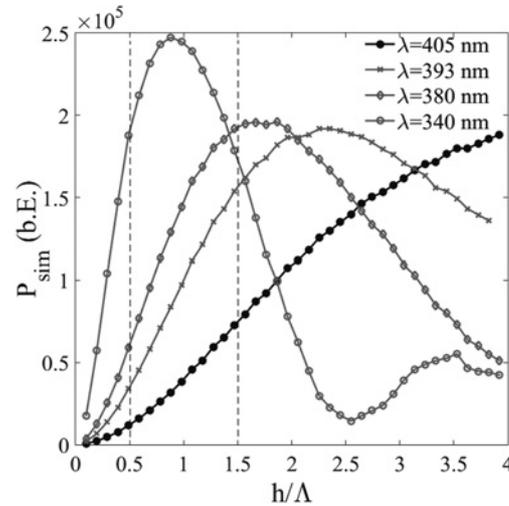


Abbildung 2: Abhängigkeit der summierten Strahlungsleistungen P_{sim} der Beugungsmaxima vom Aspektverhältnis h/Λ und der Laserwellenlänge λ . Der für die Höhenmessung der Gitter relevante Bereich ist durch die beiden gestrichelten Linien markiert.

tende Wellenbildung der Folie nicht exakt eingestellt werden konnte. Durch Simulationen mit kleinen Variationen von bis zu $\Delta\alpha = \pm 1^\circ$ ließ sich das Verhältnis von $\Delta h/\Delta\alpha$ im interessierenden Bereich bestimmen. Aus den Ergebnissen folgt, dass die geringste Empfindlichkeit gegenüber Glanzwinkelabweichungen bei $\lambda = 405$ nm auftritt. Die entsprechende Kurve für die Abhängigkeit $P_{\text{sim}}(h)$ ist daher in Abbildung 2 schwarz markiert. Bei dieser Wellenlänge ergibt die Streulichtsimulation gut definierte Beugungsmaxima auf der Reflexions- und Transmissionsseite der Folie, welche durch einen Winkel von weniger als 20° voneinander getrennt sind. Aufgrund dieser Resultate erscheint die DDA-Methode für die Simulation von Streulichtverteilungen periodischer Sub-Wellenlängen-Strukturen geeignet. Auf der Basis der Simulationsergebnisse wird die Wellenlänge $\lambda = 405$ nm und ein Glanzwinkel von $\alpha = 4^\circ$ für den Messansatz festgelegt, wodurch sich eine eindeutige Zuordnung zwischen Strahlungsleistung P_{sim} und Gitterhöhe h ergibt.

3 Streulichtmessungen

3.1 Experimentelle Realisierung des Messansatzes

Der dem im Abschnitt 2 entwickelten Ansatz entsprechende Labormessaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. Die für die Untersuchungen verwendete Folie, der auf ca. 40 cm Breite ein Nanogitter mit einer Gitterperiode Λ und einer

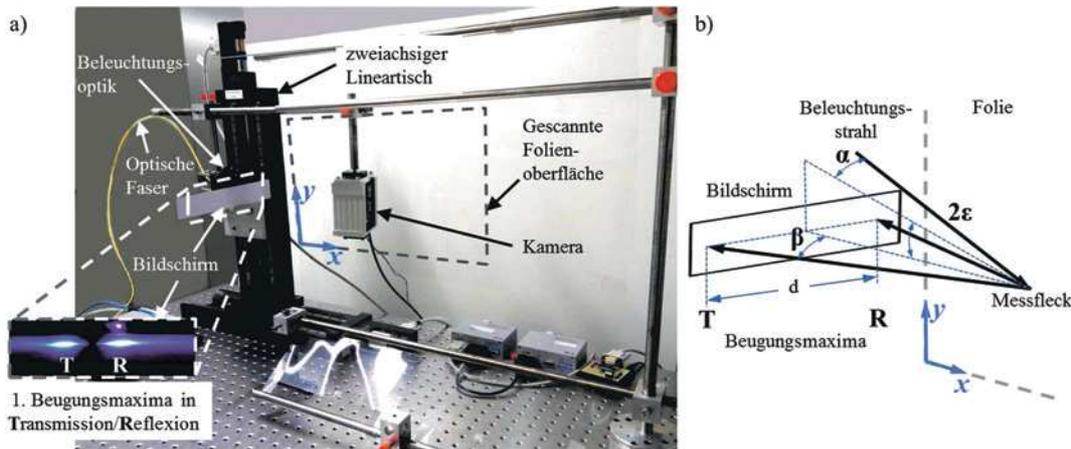


Abbildung 3: Aus der Simulation abgeleitete Messanordnung: a) Foto des Laboraufbaus. Ausschnitt: Intensitätsüberhöhtes Bild der ersten Beugungsmaxima auf dem Schirm; Der Punkt über dem Reflexions-Beugungsmaximum entsteht durch die interne Streuung des Laserstrahls in einem Polarisator, welcher knapp oberhalb des Schirms montiert ist; b) Schema der Beugungsgeometrie mit α – Einfallswinkel, β – Beugungswinkel, ε – Verkipfungswinkel, d – Abstand der Beugungsmaxima.

Spitze-Spitze-Höhe h von ca. 200 nm aufgeprägt ist, wurde vertikal über zwei Stahlstangen gleichmäßig gespannt und von Klemmen gehalten. Die Untersuchung der lokalen Variation der Gitterhöhe erfolgte scannend mit einem zweiachsigen Lineartisch, auf dem das entwickelte Messsystem aus Laser, CCD-Kamera (SVS-Vistek11000) und einem Schirm fest montiert war. Der Laser bestrahlte die Oberfläche mit kollimiertem Licht von 405 nm Wellenlänge mit einem Strahldurchmesser von ca. 0,5 mm und einer Leistung von $5 \mu\text{W}$. Die zwei Beugungsmaxima (Reflexion und Transmission) wurden auf dem Schirm abgebildet und die Kamera erfasste ihre Intensität mit 2 Bildern/s, während der Lineartisch eine Messfläche von $25 \text{ cm} \times 23 \text{ cm}$ in Schritten von 1 cm in beiden Richtungen abstraherte (Abbildung 3a). Um die Abbildung auf dem Schirm zu ermöglichen, traf der Laserstrahl um den kleinen Winkel ε verkippt auf die Folienoberfläche, so dass die Beugungsmaxima in einer nicht senkrecht auf der Oberfläche stehenden Ebene erfasst werden konnten. Der Verkipfungswinkel ε ließ sich über den Abstand zwischen der Verbindungslinie der Beugungsmaxima auf dem Schirm und der Position der internen Streuung des Laserstrahls in einem über dem Schirm angebrachten Polarisator berechnen und war kleiner als 1° (Abbildung 3b). Die obere Ecke der Folie war bei $y = 23 \text{ cm}$ positioniert und der Einfallswinkel des Laserstrahls lag für die gesamte Messfläche bei $\alpha = 4,3^\circ \pm 0,6^\circ$. Die angegebene Unsicherheit des Einfallswinkels repräsentiert die leichte Welligkeit der Folienoberfläche, welche sich durch die Einspannung nicht vollständig eliminieren ließ.

3.2 Messergebnisse

Aufgrund des kleinen Glanzwinkels des Aufbaus aus Abschnitt 3.1 beleuchtet der Laserstrahl die Folie auf einer stark in x -Richtung gedehnten, elliptischen Fläche, deren Hauptachsen ein Verhältnis von $x/y = 14$ aufweisen. Dies führt zu einer Mittelwertbildung über zwei Messpositionen bei jedem Schritt in x -Richtung. Aus den mit einer Belichtungszeit von $256 \mu\text{s}$ erfassten Bildern der beiden Beugungsmaxima wurde die summierte Strahlungsleistung P an jeder Messposition bestimmt. Daraus konnte die lokale Gitterhöhe über die aus den Simulationsdaten ermittelte Kalibrierfunktion $h = f(P)$ (Inversion der

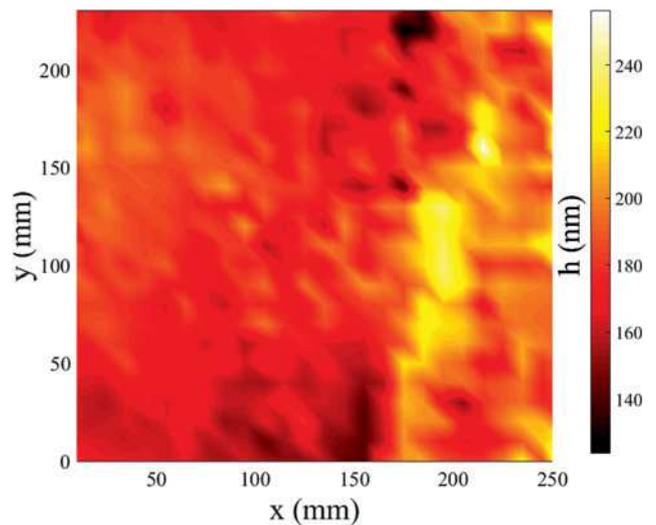


Abbildung 4: Aus der Strahlungsleistung P berechnete lokale Gitterhöhe h für einen großflächigen Scan der Folie.

Funktion $P_{\text{sim}}(h)$ aus Abbildung 2) berechnet werden. Die resultierenden Gitterhöhen h liegen in der erwarteten Größenordnung von 200 nm und sind in Abbildung 4 als in x - und y -Richtung interpolierte Daten dargestellt. Es lassen sich verschiedene Bereiche der Folie erkennen, in denen die Gitterhöhe unterschiedlich stark variiert. Die beobachteten lokalen Schwankungsbreiten reichen von 5 nm bis ca. 50 nm. Um zu beurteilen, ob es sich bei diesen Schwankungen um Unsicherheiten des Mess- oder des Fertigungsprozesses handelt, wird im Abschnitt 4 eine Messunsicherheitsabschätzung für den verwendeten Messaufbau durchgeführt.

4 Messunsicherheitsbetrachtungen

Für die Abschätzung der Gitterhöhenmessunsicherheit ist eine Analyse der Einflussfaktoren erforderlich. Neben den Faktoren, welche die gemessene Strahlungsleistung P der Beugungsmaxima beeinflussen, müssen dabei auch die Einflüsse aus der Modellierung und einer Rückwärtsrechnung über die Kalibrierfunktion $h = f(P)$ berücksichtigt werden.

Die Einflussfaktoren tragen mit zufälligen (Detektorrauschen und Photonen-Schrotrauschen) und unbekannt systematischen (Stabilität der Energieversorgung des Lasers, Lichtverluste im Messsystem und unvollständige Erfassung des Streulichts der Beugungsmaxima) Beiträgen zur Messunsicherheit der Strahlungsleistung bei. Das Photonen-Schrotrauschen stellt eine physikalische untere Grenze für die erreichbare Messunsicherheit dieses oder ähnlicher Messansätze dar [10]. Zusammen mit dem Detektorrauschen ergibt sich die (durch die nicht vermeidbaren zufälligen Anteile definierte) untere Grenze der erreichbaren Gitterhöhenmessunsicherheit gemäß

$$\sigma_{h,\text{zuf}}^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)^2 \sigma_{P,\text{zuf}}^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)^2 (\sigma_{P,\text{SR}}^2 + \sigma_{P,\text{D}}^2), \quad (6)$$

wobei $\sigma_{P,\text{SR}}^2$ and $\sigma_{P,\text{D}}^2$ die vom Schrotrauschen und dem Detektorrauschen herrührenden Varianzen der Strahlungsleistung sind.

Die aus dem Photonen-Schrotrauschen stammende Varianz der Strahlungsleistung $\sigma_{P,\text{SR}}$ ist Poisson-verteilt und ergibt sich aus der Strahlungsleistung P , welche über die Photonenenergie $E_{\text{photon}} = hc/\lambda$ und die Belichtungszeit T als Funktion der dem Rauschprozess zugrunde liegenden Photonenzahl N_{photon} ausgedrückt werden kann:

$$P = \frac{hc}{\lambda T} N_{\text{photon}}. \quad (7)$$

Da die mittlere Photonenzahl N_{photon} vom Detektor mit der Effizienz η in \bar{N}_e Elektronen umgewandelt wird, folgt für $\sigma_{P,\text{SR}}$:

$$\sigma_{P,\text{SR}}^2 = \left(\frac{hc}{\lambda T}\right)^2 \bar{N}_{\text{photon}} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{hc}{\lambda T}\right)^2 \bar{N}_e. \quad (8)$$

Eine Umrechnung der erfassten Elektronen in durch Algorithmen verarbeitbare, quantisierte Grauwerte erfolgt über die Auswertelektronik der Kamera und ergibt $G = K N_e$, wobei $K = (2^{N_{\text{bit}}} - 1)/FWD$ für einen Kamerasensor mit der full-well depth FWD und einer Quantisierung der Werte mit N_{bit} gilt. Für die Varianz $\sigma_{P,\text{SR}}$ der Leistung folgt daraus:

$$\sigma_{P,\text{SR}}^2 = \frac{1}{\eta K} \left(\frac{hc}{\lambda T}\right)^2 G. \quad (9)$$

Die Varianz des Detektorrauschens $\sigma_{P,\text{D}}$ kann als konstantes weißes Rauschen angenommen werden und ergibt sich dann direkt aus der Varianz der aufsummierten Grauwerte der betrachteten Beugungsmaxima durch Fortpflanzung der Unsicherheiten. Für den aufsummierten Grauwert G von N_{bin} Pixeln des Detektors gilt:

$$G = \eta K \frac{\lambda T}{hc} P. \quad (10)$$

Daraus folgt für die Varianz $\sigma_{P,\text{D}}$:

$$\sigma_{P,\text{D}}^2 = \left(\frac{1}{\eta K} \frac{hc}{\lambda T}\right)^2 \sigma_G^2 \quad (11)$$

mit σ_G^2 als der aufsummierten Varianz der Grauwerte aller N_{bin} Pixel in den Beugungsmaxima.

Durch Einsetzen von Gleichung (9) und (11) in Gleichung (6) ergibt sich die von den zufälligen Einflussgrößen abhängige Varianz der Gitterhöhe:

$$\sigma_{h,\text{zuf}}^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)^2 \frac{1}{\eta K} \left(\frac{hc}{\lambda T}\right)^2 \left(G + \frac{1}{\eta K} \sigma_G^2\right). \quad (12)$$

Die partielle Ableitung $\partial h/\partial P$ in Gleichung (12) hängt vom Verhältnis zwischen der gemessenen und der simulierten gestreuten Strahlungsleistung ab. Für den entwickelten Messansatz mit einer 8-bit Quantisierung der gemessenen Intensitäten kann dieses Verhältnis durch Messungen an einer bekannten Probe auf einen Wert von $P/P_{\text{sim}} = 5,3 \times 10^{-12}$ W bestimmt werden. Die Varianz des Detektorrauschens liegt bei $\sigma_G \approx 50$ für $N_{\text{bin}} = 4 \times 10^4$ Pixel. Dementsprechend dominiert das Photonen-Schrotrauschen die zufälligen Unsicherheitsbeiträge ab einem gemessenen Grauwert von $G = 6$. Bei einer Berücksichtigung des maximal gemessenen Grauwerts von $G = 10^6$ ergibt sich

aus diesen Betrachtungen ein zufälliger Unsicherheitsanteil der Gitterhöhe von 0,03 nm. Dabei ist zu beachten, dass die gleiche, niedrige Unsicherheit für kürzere Belichtungszeiten erreicht werden kann, wenn die Laserleistung entsprechend erhöht wird. Da die aktuelle Laserleistung im μW -Bereich liegt und die Belichtungszeit 256 μs beträgt, ist so prinzipiell eine Erhöhung der Messrate für In-Prozess-Messungen bis in den MHz-Bereich möglich.

Für die Simulationen wurde ein regelmäßiger Dipolabstand von 20 nm zugrunde gelegt. Dieser relativ große Abstand wirkt in den Simulationen als Oberflächenrauheit [11] und limitiert darüber hinaus die Auflösung der Kalibrierfunktion, was zu systematischen Abweichungen bei der Berechnung der Gitterhöhe führen kann. Das gleiche gilt für unbekannte systematische Abweichungen der Simulationsparameter Glanzwinkel und Wellenlänge, welche sich über die Kalibrierfunktion zur Gitterhöhe fortpflanzen. Daher gilt für die Abschätzung der systematischen Unsicherheitsanteile der Gitterhöhe Gleichung (13).

$$\sigma_{h,\text{syst}}^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)^2 \sigma_{P,\text{syst}}^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \alpha}\right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \lambda}\right)^2 \sigma_{\lambda}^2 \quad (13)$$

Die partiellen Ableitungen $\partial h/\partial \alpha$ und $\partial h/\partial \lambda$ können über Simulationsrechnungen numerisch approximiert werden. Abbildung 5 zeigt das Verhalten von $\Delta h/\Delta \alpha$, welches anhand von Simulationen mit den Parametern des experimentellen Messaufbaus für verschiedene Glanzwinkel im Bereich von $4^\circ \pm 1^\circ$ ermittelt wurde. Für die Beziehung $\Delta h/\Delta \lambda$ wurden ähnliche Simulationen mit $\alpha = 4^\circ$ und $\lambda = 405 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ durchgeführt, wobei sich zeigte, dass die Wellenlängenstabilität keinen signifikanten Beitrag zur systematischen Gitterhöhenmessunsicherheit leistet.

Die aus dem systematischen Einfluss bei der Strahlungsleistungsbestimmung resultierende Varianz wurde

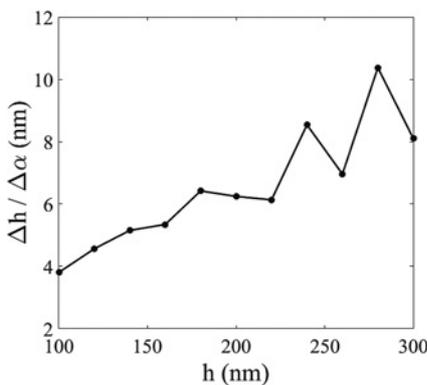


Abbildung 5: Abhängigkeit der Gitterhöhenbestimmung von Variationen des Glanzwinkels α um $\alpha = 4^\circ$ für eine Gitterperiode von $\Lambda = 204 \text{ nm}$ und eine verwendete Laserwellenlänge von $\lambda = 405 \text{ nm}$ (markierte Kurve in Abbildung 1).

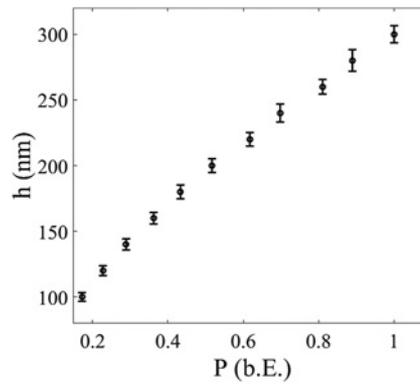


Abbildung 6: Kalibrierfunktion $h = f(P)$ inklusive der berechneten Höhenmessunsicherheit $\sigma_{h,\text{syst}}$. Die angegebene Strahlungsleistung P ist auf 0,39 μW normiert.

anhand der für den experimentellen Messaufbau vorliegenden Erkenntnisse auf einen Wert von $\sigma_{G,\text{syst}} = 3 \times 10^3$ für einen gemessenen Grauwert von $G = 10^6$ abgeschätzt. Durch Verwendung der Regeln zur Fortpflanzung von Unsicherheiten ergab sich aus den Einflüssen der Strahlungsleistungs- und der Glanzwinkelbestimmung ein mittlerer, systematischer Anteil der Gitterhöhenmessunsicherheit von $\sigma_{h,\text{syst}} = 5 \text{ nm}$ mit einem Maximum von 8 nm für den messtechnisch relevanten Bereich der Kalibrierfunktion (Abbildung 6). Demnach handelt es sich bei den systematischen Einflussgrößen um die dominierenden Faktoren für die Bestimmung der Messunsicherheit der Gitterhöhe h . Die zufälligen Anteile sind so gering, dass sie bei der Betrachtung der Unsicherheiten vernachlässigt werden können.

5 Diskussion und Zusammenfassung

Die Simulation der Streulichtverteilungen von sinusförmigen Nanogittern mittels DDA-Algorithmus konnte zur Entwicklung eines Scatterometrie-Messansatzes inklusive eines Auswertalgorithmus zur präzisen Bestimmung der Gitterhöhen eingesetzt werden. Die für einen In-Prozess-Einsatz in einem Rollenprägeprozess optimalen Parameter ließen sich ebenso aus den Simulationsergebnissen ableiten wie Abschätzungen zur erreichbaren Messunsicherheit des Systems. Testmessungen mit einem Laboraufbau ergaben Höhenmesswerte in der erwarteten Größenordnung von 200 nm mit lokalen Schwankungsbreiten von 5–50 nm.

Die Messunsicherheitsabschätzung für den entwickelten Messansatz beinhaltet zufällige und unbekannte syste-

matischen Einflussgrößen. Sie belegt, dass Messraten bis in den MHz-Bereich prinzipiell möglich sind, ohne dass eine signifikante Zunahme der zufälligen Unsicherheitsbeiträge auftritt. Darüber hinaus stellte sich der unbekannt systematische Unsicherheitsbeitrag des Glanzwinkels, welcher aus einer leichten Welligkeit der Folie resultiert, als der Haupteinflussfaktor für die Messunsicherheit der Gitterhöhe heraus. Die zufälligen und die unbekannt systematischen Einflüsse aus der Strahlungsleistungsermittlung können hingegen für die geplanten Messanwendungen vernachlässigt werden, so dass sich eine Messunsicherheit von ≤ 8 nm für die Gitterhöhe h ergibt.

Da ein Teil der bei den Testmessungen erfassten, lokalen Gitterhöhenvariationen deutlich über diesem Wert liegt, wird angenommen, dass diese Variationen durch den Fertigungsprozess hervorgerufen wurden. Eine topographische Referenzmessung zur Überprüfung dieser Annahme befindet sich aktuell in der Vorbereitung. Darüber hinaus sind beispielsweise Messabweichungen aufgrund von Formabweichungen oder Brechungsindexvariationen Gegenstand zukünftiger Untersuchungen, um eine zuverlässige In-Prozess-Qualitätsprüfung für Nanogitter zu realisieren.

Danksagung: Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung des Projekts „Methodenentwicklung für Messverfahren zur In-Prozess-Charakterisierung von Sub-100-nm-Strukturen“ (GO 554/35-1). Sie danken außerdem Herrn Wilfred Schipper von der *temicon GmbH* für die wertvollen Diskussionen und die Bereitstellung von Proben.

Literatur

1. Lonardo, P. M., Bruzzone, A. A., Gambaro, C. und Parizzi, F., Surface characterization and defect detection by analysis of images obtained with coherent light, *Annals of the CIRP* 40/1, 541–544 (1991).
2. Madsen, M. H. und Hansen, P.-E., Scatterometry – fast and robust measurements of nano-textured surfaces, *Surf. Topogr.: Metrol. Prop.* 4, 023003 (2016).
3. Paz, V. F., Peterhänsel, S., Frenner, K. und Osten, W., Solving the inverse grating problem by white light interference Fourier scatterometry. *Light: Science and Applications*, 1, e36 (2012).
4. Ogilvy, J. A., *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*, Adam Hilger, Bristol (1991).
5. Peterhänsel, S., Gödecke, M. L., Paz, V. F., Frenner, K. und Osten, W., Detection of overlay error in double patterning gratings using phase-structured illumination. *Optics express*, 23 19, 24246–24256 (2015).
6. Yurkin, M. A. und Hoekstra, A. G., The discrete dipole approximation: An overview and recent developments, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 106, 558–589 (2007).
7. Doicu, A., Wriedt, T. und Eremin, Y. A., *Light Scattering by Systems of Particles*, Springer, Heidelberg (2006).
8. Zimmermann, M., Tausendfreund, A., Patzelt, S., Goch, G., Kieß, S., Shaikh, M. Z., Grégoire, M. und Simon, S., In-process measuring procedure for sub-100 nm structures, *J. Laser Appl.* 24 4, 0420101–0420106 (2012).
9. Yurkin, M. A. und Hoekstra, A. G., The discrete-dipole-approximation code ADDA: capabilities and known limitations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 112, 2234–2247 (2011).
10. Fischer, A., Fundamental uncertainty limit of optical flow velocimetry according to Heisenberg’s uncertainty principle, *Applied Optics* 55 31, 8787–8795 (2016).
11. Zubko, E., Petrov, D., Grynko, Y., Shkuratov, Y., Okamoto, H., Muinonen, K., Nousiainen, T., Kimura, H., Yamamoto, T. und Videen, G., Validity criteria of the discrete dipole approximation, *Appl. Opt.* 49, 1267–1279 (2010).

Autoreninformationen

Dr.-Ing. Dirk Stöbener

Universität Bremen, Bremer Institut für
Messtechnik, Automatisierung und
Qualitätswissenschaft (BIMAQ),
Linzer Str. 13, 28359 Bremen
d.stoebener@bimaq.de

Dirk Stöbener absolvierte ein Physik-Studium an der Universität Bremen und ist seit 2000 am BIMAQ als Leiter der Arbeitsgruppe „In-prozess Messtechnik und Optik“ tätig. Seine Forschungsinteressen umfassen akustische und optische Verfahren zur fertigungsnahen Messung von Werkstückeigenschaften wie z. B. den Dimensionen, der Verformung oder der Rauheit.

Dipl.-Phys. Gabriela Alexe

Universität Bremen, Bremer Institut für
Messtechnik, Automatisierung und
Qualitätswissenschaft (BIMAQ),
Linzer Str. 13, 28359 Bremen
g.alex@bimaq.de

Gabriela Alexe studierte Physik an der Universität Bukarest, Rumänien, und ist seit 2015 wissenschaftliche Mitarbeiterin am BIMAQ, Arbeitsgruppe „In-prozess Messtechnik und Optik“. Ihr Arbeitsgebiet ist die Untersuchung und Beschreibung der Lichtstreuung an Nanostrukturen auf der Basis von Maxwell-Gleichungen mit dem Ziel der Entwicklung von schnellen In-Prozess-Messverfahren.

Dipl.-Phys. Andreas Tausendfreund

Universität Bremen, Bremer Institut für
Messtechnik, Automatisierung und
Qualitätswissenschaft (BIMAQ),
Linzer Str. 13, 28359 Bremen
a.tausendfreund@bimaq.de

Andreas Tausendfreund studierte Physik an der Universität Bremen und ist seit 2005 wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIMAQ, Arbeitsgruppe „In-prozess Messtechnik und Optik“. Seine Arbeitsgebiete sind der Einsatz von optischen Messverfahren in Fertigungsprozessen und die Untersuchung und Beschreibung der Lichtstreuung an Nanostrukturen auf der Basis von Maxwell-Gleichungen.

Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Fischer

Universität Bremen, Bremer Institut für
Messtechnik, Automatisierung und
Qualitätswissenschaft (BIMAQ),
Linzer Str. 13, 28359 Bremen
andreas.fischer@bimaq.de

Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Fischer übernahm am 1. August 2016 die Leitung des Bremer Instituts für Messtechnik, Automatisierung und Qualitätswissenschaft (BIMAQ) am Fachbereich Produktionstechnik der Universität Bremen. Nach dem Studium der Elektrotechnik und der daran anschließenden Promotion, für die er u. a. 2010 mit dem Messtechnik-Preis der AHMT e. V. ausgezeichnet wurde, habilitierte er sich auf dem Gebiet der Messtechnik am Institut für Mess- und Sensorsystemtechnik der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik an der Technischen Universität Dresden. Zu seinen Forschungsinteressen zählen laseroptische Messsysteme für hochdynamische Strömungs-, Fertigungs- und Materialprüfungsprozesse sowie messsystemtheoretische Ansätze zur Beschreibung von Messbarkeitsgrenzen.