

Streuverfahren an nanostrukturierten Oberflächen

Frank Scholze*, Anton Haase, Michael Krumrey, Victor Soltwisch, Jan Wernecke

* Dr. Frank Scholze, Arbeitsgruppe „EUV-Radiometrie“, E-Mail: frank.scholze@ptb.de

Einleitung

EUV-Strahlung und Röntgenstrahlung eignen sich aufgrund ihrer kurzen Wellenlänge von wenigen Nanometern bis ca. 0,1 nm gut für die Untersuchung von Strukturen mit Dimensionen im Nanometer-Bereich. Derartige Strukturen gewinnen in vielen Gebieten der Technik an Bedeutung, vor allem in der Halbleiterindustrie. Moderne Computerchips sind sehr komplexe dreidimensionale Strukturen mit typischen Abmessungen der elektronischen Einzelkomponenten im Bereich weniger 10 nm. Nanostrukturierte Oberflächen werden zunehmend auch für viele andere Anwendungen eingesetzt, z. B. bei Antireflexionsschichten für Solarzellen oder biologisch-chemisch aktiven Oberflächen. Für die Charakterisierung dieser Oberflächen reicht die optische Mikroskopie wegen ihres durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes begrenzten Auflösungsvermögens nicht mehr aus. Scannende Mikroskopie-

Verfahren wie *Atomic Force Microscopy* (AFM) und *Scanning Electron Microscopy* (SEM) erreichen zwar die notwendige Auflösung, sind jedoch sehr langsam und können nur kleine Bereiche erfassen. Eine Alternative bietet die Messung über die Streuung kurzwelliger Strahlung, mit der – wie bei der Röntgenkleinwinkelstreuung (*Small-Angle X-ray Scattering*, SAXS) an Nanopartikeln [1] – Aussagen über die Ensemble-Eigenschaften der streuenden Objekte gewonnen werden können. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass man für die Untersuchung von Oberflächen nicht den Strahl in Vorwärtsrichtung nutzen kann, da dieser im Substrat absorbiert wird. Stattdessen beobachtet man den reflektierten Strahl. Da im Röntgenbereich die Strahlung nur unter streifenförmigem Einfall (engl. *Grazing Incidence*, GI) reflektiert wird, bezeichnet man dieses Verfahren als GISAXS. Im EUV-Bereich wird die Strahlung an geeigneten Strukturen allerdings auch bei nahezu senkrechtem Einfall reflektiert, was in der so genannten EUV-Scatterometrie ausgenutzt wird.

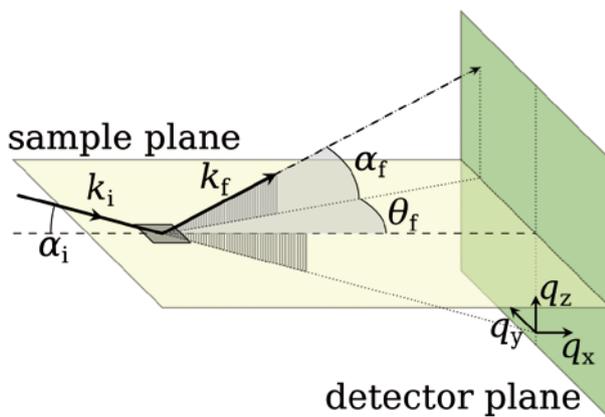


Bild 1: Geometrisches Schema einer GISAXS-Messung. Die Strahlung trifft unter streifenförmigem Einfall auf die Oberfläche, und gestreute Strahlung wird mit einem Flächendetektor senkrecht zur Probenoberfläche gemessen.

Messplätze

GISAXS-Messungen können im PTB-Labor bei BESSY II am FCM-Strahlrohr durchgeführt werden, während das SX700-Strahlrohr für EUV-Scatterometrie geeignet ist [2]. Diese beiden Strahlrohre stellen Strahlung mit einer sehr kleinen Divergenz auf der Probe zur Verfügung. Für die Positionierung der Probe werden jeweils Reflektometer verwendet [3]. Am FCM-Strahlrohr erfolgt der Nachweis der gestreuten Strahlung mit einem CCD-basierten Detektor oder inzwischen meist mit dem großflächigen, vakuumkompatiblen Hybrid-Pixel-Detektor PILATUS 1M [1]. Am EUV-Strahlrohr wird entweder ein CCD-Sensor für den Bereich sehr kleiner Streuwinkel oder sehr geringer Streuintensitäten verwendet oder die Photodiode des Reflektometers [3].

Messverfahren

Die Messgeometrie ist in Bild 1 dargestellt. Die Koordinaten für den Streuvektor q werden hier auf die unter streifendem Einfall orientierte Oberfläche der Probe bezogen. Damit ergeben sich folgende Beziehungen:

$$q_x = k_0 (\cos\theta_f \cos\alpha_f - \cos\alpha_i)$$

$$q_y = k_0 \sin\theta_f \cos\alpha_f$$

$$q_z = k_0 (\sin\alpha_i + \sin\alpha_f) \quad \text{mit: } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = |\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_f|$$

wobei λ die Wellenlänge bezeichnet und \mathbf{k}_i und \mathbf{k}_f die Wellenvektoren für die einfallende und gestreute Strahlung. Wie im Artikel zur Größenbestimmung von Nanopartikeln mit Röntgenkleinwinkelstreuung dargestellt [1], kann aus den Messungen in Abhängigkeit vom Streuwinkel und damit vom Impulsübertrag, also im so genannten reziproken Raum, auf dimensionale Größen aus dem realen Raum rückgeschlossen werden. Bei einer ausreichend kleinen Wellenlänge bzw. ausreichend großen periodischen Strukturen erhält man eine Vielzahl von Beugungsordnungen, aus denen man durch Fouriertransformation die Abmessungen der Strukturen im realen Raum direkt ermitteln kann. Dies ist jedoch nur möglich, wenn sich die Oberfläche mit einem effektiv zweidimensionalen Modell beschreiben lässt. Für kompliziertere dreidimensionale Strukturen sind Modellrechnungen z.B. durch Lösung der Maxwell-Gleichungen für die zu bestimmende Geometrie und iterative Anpassung der berechneten an die gemessenen Beugungsintensitäten zur Bestimmung der Strukturparameter notwendig.

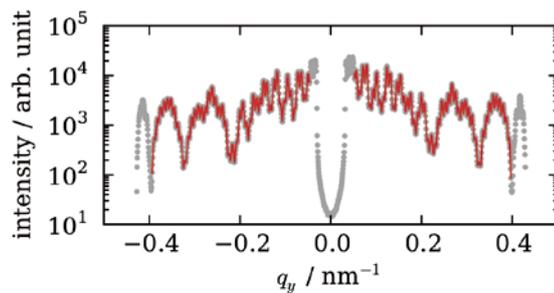


Bild 3: Links: Aus dem Streubild (Bild 2) ermittelte Intensitätsverteilung der Beugungsordnungen des Gitters auf dem Hauptkreis. Rechts: Durch Fouriertransformation der Intensitätsverteilung der Beugungsordnungen ermittelte Korrelationslängen für drei verschiedene Gitter (A, B, C) mit der gleichen Periode P , aber verschiedenen Linienbreiten G_A, G_B, G_C .

Anwendungen

Untersuchung von laminaren Strichgittern

Das Verfahren lässt sich am Beispiel von Gitterstrukturen gut darstellen. Die bevorzugte Geometrie zur Charakterisierung von Gittern mit GISAXS ist die parallele Orientierung von einfallender Strahlung und Gitterlinien. Die Periodizität des Gitters bedingt dann, dass der Wellenvektor der gestreuten Strahlung \mathbf{k}_f auf einer der Ebenen in periodischem Abstand parallel zu den Gitterlinien endet.

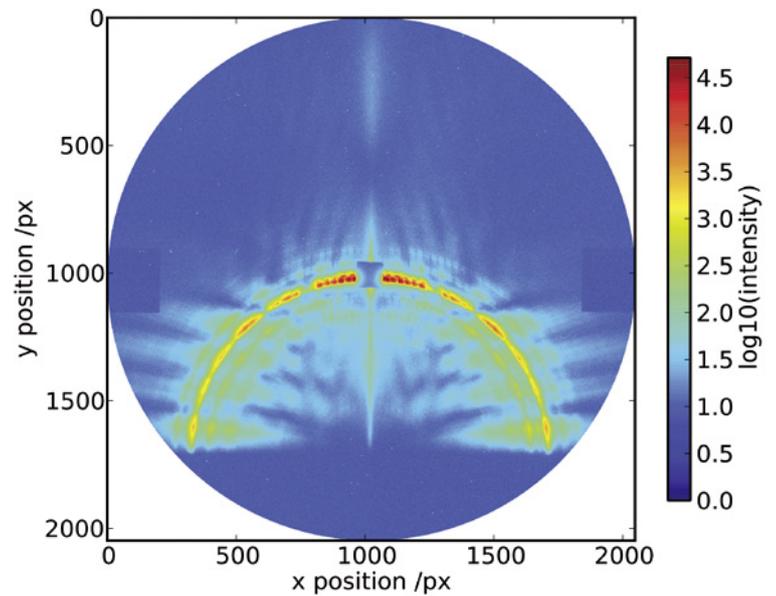
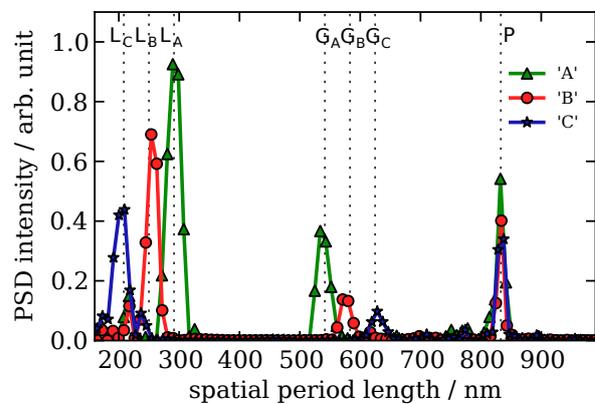


Bild 2: Beugungsordnungen eines Liniengitters in GISAXS-Geometrie, gemessen mit einem CCD-basierten Detektor. Wegen der logarithmischen Intensitätsskala kann man neben den Ordnungen auf dem Hauptkreis auch schwache Satellitenordnungen erkennen, die durch periodische Fluktuationen in der Linienbreite bzw. -position entstehen.



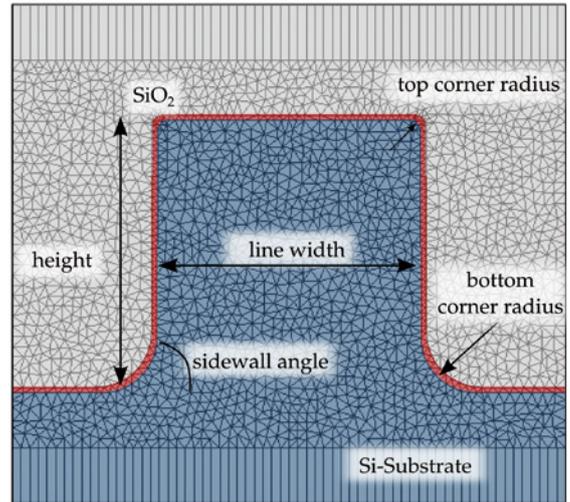
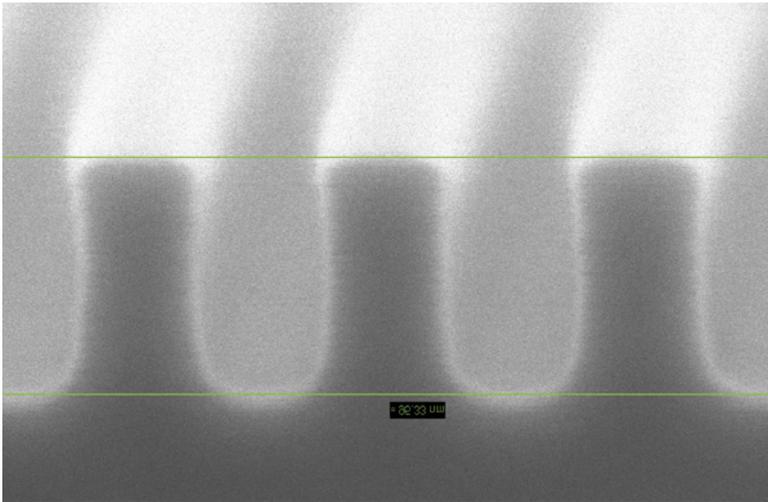


Bild 4: Parametrisierung der Linienstruktur eines Si-Gitters mit einer SiO₂-Schicht auf der Oberfläche. Links: SEM-Aufnahme einer Bruchkante durch ein Gitter. Man erkennt eine weitgehend flache obere Fläche der Linien, während der Boden des geätzten Grabens zwischen den Linien stark gerundet ist. Rechts: Diskretisierung der Struktur für die numerische Lösung der Maxwell-Gleichungen.

Für elastische Streuung gibt es außerdem die Bedingung, dass der Betrag des Wellenvektors erhalten bleibt, d. h. der Endpunkt muss auch auf der so genannten Ewaldkugel liegen. Außerdem ergibt sich aus der Randbedingung, dass kein Impulsübertrag in der x-Richtung stattfindet, der Wellenvektor also auf einem Kegel liegt, dessen

halber Öffnungswinkel gleich dem Einfallswinkel α_i der Strahlung zur Oberfläche ist. Aus diesen Bedingungen folgt, dass die Beugungsordnungen eines Gitters in dieser Geometrie auf einem Kreis in der Ebene des Detektors liegen wie in Bild 2 dargestellt. Für eine Auswertung nach der vereinfachten Methode der Fouriertransformation bleiben nach Vernachlässigung der 3-dimensionalen Parameter nur noch die Abstände und Breiten der Linien als zu bestimmende Parameter. Dieses Verfahren ist hier anhand der Daten von drei Gittern (A, B, C) mit einer Periode von $P = 833 \text{ nm}$ und nominellen Breiten der Linien von $G_A = 541 \text{ nm}$, $G_B = 583 \text{ nm}$ und $G_C = 625 \text{ nm}$ gezeigt. Bild 3 (links) zeigt eine exemplarische Verteilung der Beugungsintensitäten der zahlreichen Beugungsordnungen und Bild 3 (rechts) die durch Fouriertransformation erhaltenen Korrelationslängen, die sehr gut die nominellen Strukturbreiten wiedergeben, d. h. neben Periode und Linienbreiten auch deren Differenzen L_A , L_B und L_C . Dieses stark vereinfachte Verfahren, das nur die Bestimmung weniger Parameter erlaubt, hat aber den Vorzug, dass außer den direkt der Messung zugänglichen Größen keine weiteren Annahmen über ein Modell einfließen. Damit ist diese Art der Messung direkt rückführbar [4].

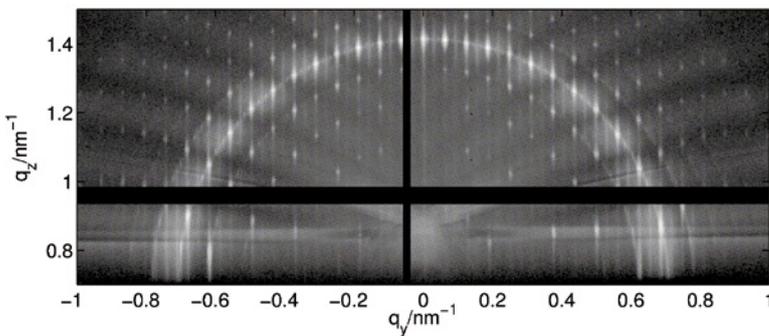


Bild 5: Beugungsordnungen eines Liniengitters mit einer Periode von 100 nm und einer nominellen Linienbreite von 50 nm in GISAXS-Geometrie.

Für die Bestimmung weiterer Parameter wie z. B. Kantenrundungen sind numerische Modelle zur Bestimmung der Beugungsintensitäten notwendig, wozu komplexe Programmpakete wie z. B. JCMsuite von JCMwave [5, 6] benötigt werden. Bild 4 zeigt für ein Gitter mit einer Periode von 100 nm und einer Linienbreite von 50 nm den an einem Prototyp auf einer Bruchkante gemessenen Querschnitt und das diskretisierte Maschenmodell

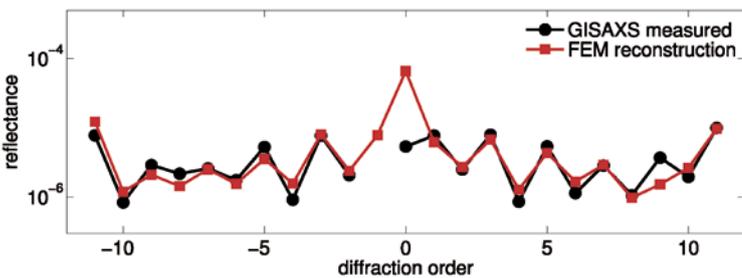


Bild 6: Vergleich der gemessenen und rekonstruierten Beugungsintensitäten eines Liniengitters mit den geometrischen Parametern aus Tabelle 1.

von JCMSuite. Dieses Modell wurde genutzt zur Auswertung der entsprechenden GISAXS-Daten (Bild 5) [7]. Da wegen der kleineren Periode deutlich weniger Beugungsordnungen als für das in Bild 2 gezeigte Gitter sichtbar sind, ist die Fouriermethode hier nur beschränkt anwendbar. Außerdem sollen neben der Linienbreite auch der Kantenwinkel, die Linienhöhe sowie die Rundung der unteren und oberen Kanten bestimmt werden. Bild 6 zeigt die gute Übereinstimmung der gemessenen Beugungsintensitäten mit den für das optimierte geometrische Modell berechneten Werten. Die so bestimmten geometrischen Parameter sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Untersuchung von EUV Photomasken

Eine weitere technologisch sehr bedeutende Klasse von Proben sind Linienstrukturen auf Bragg-reflektierenden Vielschichtsystemen (Bild 7). Sie finden Anwendung in der Herstellung von lithographischen Photomasken für die EUV-Lithographie, die derzeit in die Produktion in der Halbleiterindustrie für die Herstellung zukünftiger Strukturbreiten von 16 nm und kleiner eingeführt werden [8, 9]. Die Untersuchung dieser Strukturen ist besonders herausfordernd, da sie in Reflexion bei einer Wellenlänge von 13,5 nm eingesetzt werden. Für die Inspektion mit optischen Systemen ist der Kontrast sehr gering, und die Reflexion im Mo/Si-Bragg-Vielschichtsystemen kann durch Messungen mit SEM oder AFM nicht erfasst werden. Eine Untersuchung bei der Arbeitswellenlänge ist daher unerlässlich. Die Verwendung von Streuverfahren erlaubt eine schnelle Messung und erfordert kein aufwändiges EUV-Abbildungssystem. Die Messgeometrie unterscheidet sich vor allem durch den nahezu senkrechten Einfallswinkel auf der Probe von den vorher gezeigten GISAXS-Beispielen (Bild 8). Die mathematische Behandlung ist jedoch äquivalent. In der PTB werden seit vielen Jahren eingehende

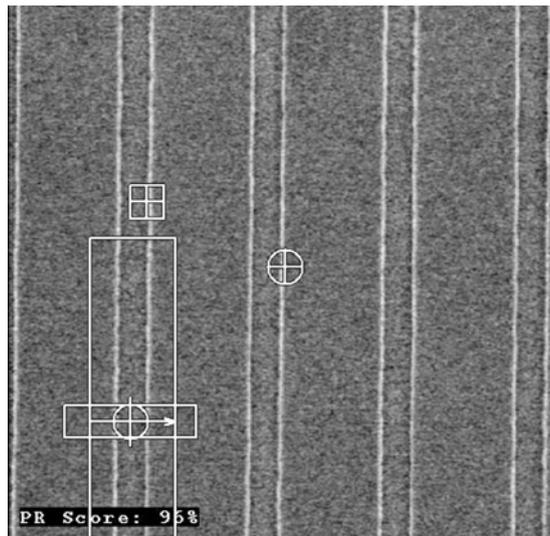


Bild 7: Bild einer Gitterstruktur auf einer EUV-Photomaske.

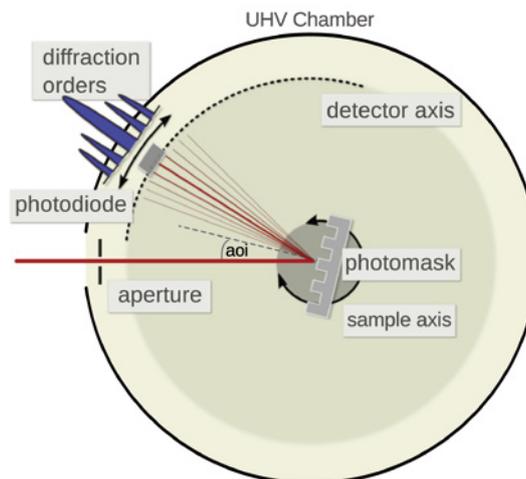


Bild 8: Schema der EUV-Scatterometrie. Hier fällt die Strahlung nicht streifend, sondern nahezu senkrecht auf die Probe ein. Die Gitterlinien sind senkrecht zur Reflexions-ebene orientiert und die Beugungsordnungen werden auf einem Detektionskreis mit einer Photodiode gemessen.

	Nominalwert	Messung
Periode / nm	100	-
Linienhöhe / nm	50	49,6
Linienbreite / nm	50	49,7
Kantenwinkel / nm	90	89,8
Radius der oberen Kanten / nm	-	1,8
Radius der unteren Kanten / nm	-	23
Dicke der Oxidschicht / nm	-	4,8
Rauheit (rms) / nm	-	2,4

Tabelle 1: Geometrische Parameter für die Rekonstruktion des Linienprofils aus den GISAXS-Daten in Bild 5 und Bild 6 mit der JCMSuite Software. Die Nominalwerte dienten als Startwerte für die Anpassung. Die Periode wird bei der Modellierung nicht angepasst.

Untersuchungen zu diesem Messverfahren durchgeführt [10], insbesondere auch zu Störungen der idealen Struktur durch z. B. Kantenrauheiten [10, 11] oder zur Bestimmung der Messunsicherheiten [12]. Ein Vergleich mit Messungen an einem metrologisch rückgeführten AFM zeigt dabei eine gute Übereinstimmung im Rahmen der kombinierten Unsicherheiten [13]. Als ein Beispiel ist in Bild 9 der Vergleich der Messung der Linienebreite (CD) mit EUV-Scatterometrie und AFM gezeigt.

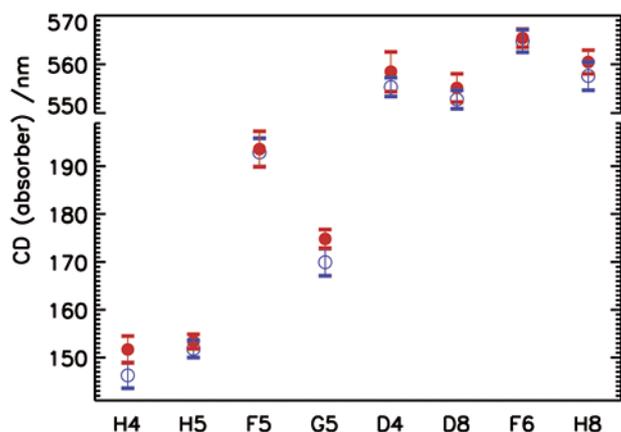


Bild 9: Bestimmung der Breite (CD) verschiedener Absorberlinien auf einer Testmaske (die Bezeichnungen auf der X-Achse stehen für die schachbrettartig bezeichneten Felder). Die blauen Datenpunkte sind die Ergebnisse der EUV-Scatterometrie, die roten Punkte wurden mit einem metrologisch kalibrierten AFM gemessen. Die Fehlerbalken zeigen das 95%-Vertrauensintervall.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Krumrey, R. Garcia-Diez, C. Gollwitzer, S. Langner: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 4, 13 (2014)
- [2] M. Richter, G. Ulm: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 3, 3 (2014)
- [3] M. Krumrey, L. Cibik, A. Fischer, A. Gottwald, U. Kroth, F. Scholze: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 3, 35 (2014)
- [4] J. Wernecke, F. Scholze, M. Krumrey: Rev. Sci. Instrum. **83**, 103906 (2012)
- [5] J. Pomplun, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt: Phys. Status Solidi B **244**, 3419 (2007)
- [6] S. Burger, L. Zschiedrich, J. Pomplun, F. Schmidt: Proc. SPIE **8083**, 80831B (2011)
- [7] V. Soltwisch, J. Wernecke, A. Haase, J. Probst, M. Schoengen, M. Krumrey, F. Scholze: Proc. SPIE **9050**, 905012 (2014)
- [8] ITRS roadmap, Lithography [http://www.itrs.net/links/2012Winter/1205 %20 Presentation/Lithography_12052012.pdf](http://www.itrs.net/links/2012Winter/1205%20Presentation/Lithography_12052012.pdf) (letzter Aufruf: 22.10.2014)
- [9] F. Scholze, C. Laubis, A. Barboutis, C. Buchholz, A. Fischer, J. Puls, C. Stadelhoff: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 4, 3 (2014)
- [10] A. Kato, S. Burger, F. Scholze: Appl. Opt. **51**, 6457 (2012)
- [11] A. Kato, F. Scholze: Appl. Opt. **49**, 6102 (2010)
- [12] M.-A. Henn, H. Gross, S. Heidenreich, F. Scholze, C. Elster, M. Bär: Meas. Sci. Technol. **25**, 044403 (2014)
- [13] F. Scholze, V. Soltwisch, G. Dai, M.-A. Henn, H. Gross: Proc. SPIE **8880**, 88800O (2013)