

# Metrologie im extrem-ultravioletten Spektralbereich

## Abstrahlcharakteristik laserinduzierter Plasmen bei 13 nm

Christian Peth, Sebastian Kranzusch und Klaus Mann

Um immer leistungsfähigere Schaltkreise in der Mikroelektronik zu realisieren, bedarf es Strahlungsquellen mit immer kleineren Wellenlängen, mit denen sich die winzigen Strukturen herstellen lassen. Eine aussichtsreiche Methode dafür ist die Projektionslithographie mit extrem-ultraviolettem Licht (EUV). Die Anforderungen für einen industriellen Einsatz sind jedoch enorm. Zunächst gilt es deshalb, die EUV-Quellen umfassend zu charakterisieren. Dabei erweist sich das Prinzip der Lochkamera als äußerst nützlich.

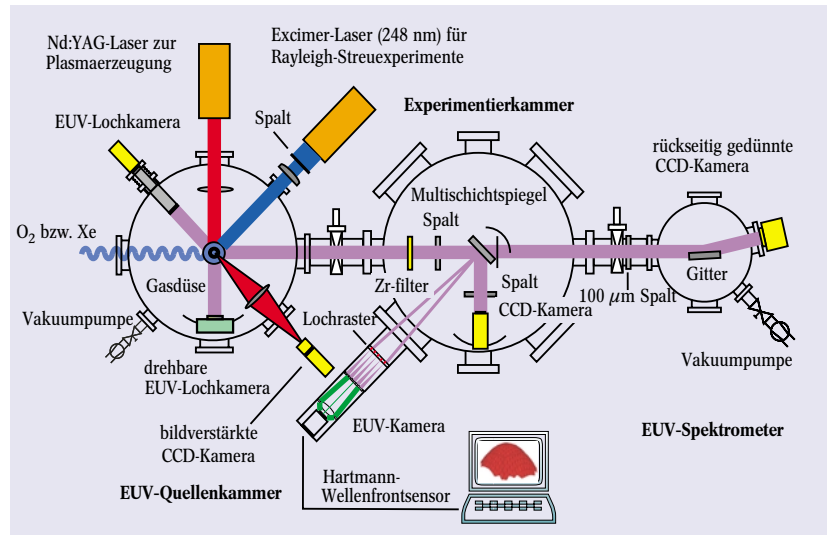
Zur Strukturierung von Halbleitern wird in der industriellen Serienfertigung die optische Projektionslithographie bei den Excimerlaser-Wellenlängen 248 und 193 nm eingesetzt. Dabei hängt das Auflösungsvermögen  $R$  gemäß

$$R = k_1 \cdot \frac{\lambda}{NA} \tag{1}$$

von der Wellenlänge  $\lambda$ , der numerischen Apertur  $NA$  und einer prozessspezifischen Konstante  $k_1$  ab. Kleinere Strukturen lassen sich also entweder durch eine höhere numerische Apertur oder aber kleineres  $k_1$  bzw. kürzere Wellenlänge erreichen. Die Halbleiterindustrie verfolgt jede dieser Möglichkeiten, um die gesteckten Ziele des internationalen Wegweisers ITRS [1] einhalten zu können, der gemäß dem „Moore’schen Gesetz“ eine Verdopplung der Anzahl an Transistoren etwa alle 18 Monate vorsieht.

Bei den derzeit verwendeten Wafersteppern sind die Optimierungsmöglichkeiten hinsichtlich  $NA$  und  $k_1$  bereits weitgehend ausgeschöpft, somit bleibt die Verringerung der Wellenlänge der einzig gangbare Weg, um Strukturbreiten von deutlich unter 80 nm zu erzeugen. Nach der kurzweiligsten in Frage kommenden Laser-Strahlungsquelle ( $F_2$ -Laser, 157 nm) ist hier die Lithographie im extrem-ultravioletten Wellenlängenbereich bei 13,5 nm aussichtsreichster Kandidat [2].

Für den industriellen Einsatz der EUV-Technologie müssen neben leistungsstarken Strahlungsquellen auch die entsprechenden Optiken zur Strahlformung und Maskenabbildung verfügbar sein. Herkömmliche transmissive Optiken sind aufgrund der geringen freien Weglängen von EUV-Strahlung in Festkörpern nicht mehr einsetzbar. Stattdessen werden reflektive Optiken in Form von Multilayerspiegeln aus Molybdän/Silizium-Schichten oder aber Metallspiegel unter streifen-



**Abb. 1:** Wie sich extrem-ultraviolette Strahlung erzeugen und charakterisieren lässt, ist hier schematisch dargestellt. Der Aufbau besteht aus der EUV-Quelle, einer Optik-Charakterisierungskammer und einem Spektrometer.

dem Einfall verwendet [3, 4]. Für die angestrebte Auflösung sind die Anforderungen an die Komponenten jedoch enorm. Deshalb kommt der umfassenden Charakterisierung der optischen Eigenschaften bei der Einsatzwellenlänge eine große Bedeutung zu. Zusätzlich gilt es, die emittierte Strahlung selbst sowie die hierfür benötigten Sensoren genau zu vermessen.

Das Laser-Laboratorium Göttingen e. V. beschäftigt sich bereits seit rund fünfzehn Jahren damit, Strahlen und Optiken im tiefen UV-Spektralbereich zu charakterisieren. Ziel der in Zusammenarbeit mit der FH Hildesheim/Holzwinden/Göttingen durchgeführten Arbeit war es, diese Untersuchungen auch auf den EUV-Bereich auszudehnen. Hierzu musste zunächst eine EUV-Strahlungsquelle für die genannten metrologischen Anwendungen aufgebaut werden, an der sich dann die ebenfalls neu konzipierte Messtechnik, insbesondere zur ortsaufgelösten Plasma- und Optik-Charakterisierung testen ließ.

Als Strahlungsquelle dienen dabei hochangeregte, laserproduzierte Plasmen auf Basis eines gepulsten Gas-Targets. Abbildung 1 zeigt das Schema der Anlage, mit der man ein derartiges Plasma, das zu einem erheblichen Teil auch EUV-Strahlung emittiert, erzeugen kann.

Dipl.-Ing. (FH) Christian Peth, Dr. Sebastian Kranzusch, Dr. Klaus Mann, Laser-Laboratorium Göttingen e. V., Hans-Adolf-Krebs-Weg 1, 37077 Göttingen – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Georg-Simon-Ohm-Preises 2003 an Christian Peth auf der 67. Physikertagung in Hannover

Da EUV-Strahlung an Atmosphäre nur eine freie Weglänge von einem Bruchteil eines Millimeters besitzt, müssen alle Versuche im Vakuum bei einem möglichst geringen Druck ( $< 10^{-5}$  mbar) ausgeführt werden. In der EUV-Quellenkammer wird der Strahl eines gütegeschalteten Nd:YAG-Lasers mit einer plankonvexen Linse in den Gasstrom über einer elektromagnetisch gepulsten Düse fokussiert. Bei einem Fokusdurchmesser kleiner als  $50 \mu\text{m}$  werden Leistungsdichten von etwa  $8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  erreicht, die durch Ionisation der Targetgasatome (z. B. Xenon oder Sauerstoff) zur Zündung eines Plasmas führen.

### Räumliche Charakterisierung des EUV-Plasmas

Die im extrem-ultravioletten Spektralbereich emittierte Strahlung lässt sich durch nachfolgende Optiken nur dann effizient nutzen, wenn das erzeugte, möglichst intensive Plasma eine geringe Ausdehnung und hohe Lagestabilität besitzt. Hierfür muss die Wechselwirkungszone zwischen Laserpuls und Targetgas klein gehalten werden.

Nur bei entsprechend starker Absorption im Targetgas – was einen möglichst gerichteten Gasstrahl erfordert – lässt sich eine hohe Konversion der einfallenden Laserstrahlung in EUV-Strahlung erreichen. Deren Verteilung ist im Wesentlichen durch die verwendete Düsengeometrie und den Gasdruck bestimmt.

In jedem Fall muss man die räumliche Abstrahlcharakteristik des erzeugten EUV-Plasmas genau vermessen, wenn man die Betriebsparameter einer Quelle optimieren will. Da refraktive Optiken im extrem-ultravioletten Spektralbereich nicht zur Verfügung stehen, wurde zum orts aufgelösten Nachweis der Strahlung auf das Prinzip der Lochkamera (camera obscura) zurückgegriffen. Ihr Einsatz lässt sich bis zu den Zeiten von Aristoteles und Leonardo da Vinci zurückverfolgen. Dem Namen entsprechend unterscheidet sie sich von einer gebräuchlichen Kamera nur darin, dass zur Abbildung keine optischen Elemente verwendet werden, sondern eine kleine Lochblende.

Das Auflösungsvermögen der Lochkamera ist dabei zum einen durch die geometrische Optik und zum an-

deren durch die Beugung an der Lochblende bestimmt. Ein optimales Bild erhält man für den Fall, dass die beugungsbedingte Aufweitung eines Bildpunktes gleich dem Durchmesser ist, den auch die geometrische Optik ergibt. Aus dieser Bedingung lässt sich für eine gegebene Wellenlänge  $\lambda$ , Gegenstandsweite  $g$  und Bildweite  $b$  ein optimaler Radius  $r$  der Lochblende herleiten:

$$r = \sqrt{0,61 \frac{\lambda}{\frac{1}{b} + \frac{1}{g}}}$$

Bei kurzen Wellenlängen lässt sich aufgrund der verringerten Beugung eine kleinere Blende verwenden und so die Auflösung erhöhen.

Vorteile der Lochkamera sind ihre extrem hohe Tiefenschärfe und die Vermeidung jeglicher Aberrationen (chromatisch wie geometrisch). Daraus resultiert eine scharfe Abbildung über einen großen Bildfeldwinkel. Die aperturbedingte geringe Lichtstärke lässt sich durch die mittlerweile auch für den EUV-Bereich verfügbaren empfindlichen CCD-Sensoren kompensieren (Abb. 2).

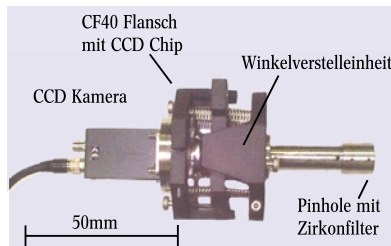
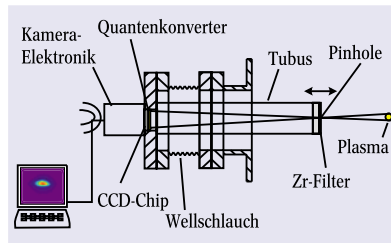
Eine Lochblende (Durchmesser  $30 \mu\text{m}$ ) bildet das Plasma auf den Chip einer CCD-Kamera ab, wobei

der Abbildungsmaßstab über einen teleskopartig ausziehbaren Tubus stufenlos einstellbar ist. Eine  $200 \text{ nm}$  dicke Zirkon-Folie direkt vor der Lochblende, die nur im Wellenlängenbereich von  $6$  bis  $16 \text{ nm}$  eine hohe Transmission aufweist, blockt unerwünschte sichtbare Strahlung ab. Da der CCD-Chip der Kamera andererseits nur im sichtbaren Wellenlängenbereich empfindlich ist, wurde auf diesen eine wenige  $\mu\text{m}$  dicke Phosphorschicht aufgebracht, welche die EUV-Strahlung mit hoher Effizienz in den sichtbaren Bereich wandelt. Die Lochkamera wird unter Vakuumbedingungen über eine Winkel-Verstelleinheit außerhalb des Rezipienten justiert.

Abbildung 3 zeigt Intensitätsverteilungen von EUV-Plasmen, die mit der beschriebenen Lochkamera unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur einfallenden Laserstrahlung aufgenommen wurden. Als Targetgas wurde Xenon bei einem Druck von  $4 \text{ bar}$  verwendet; der Abstand zwischen Laserfokus und Düsenöffnung betrug in  $z$ -Richtung etwa  $600 \mu\text{m}$ . In Abb. 3b bis 3d variiert jeweils die Lage des Laserfokus in Richtung des Laserstrahls: Liegt der Fokus konzentrisch zur Düse (Abb. 3b), so bildet sich offensichtlich ein lang gezogenes, asymmetrisches Plasma. Eine geringfügige Verschiebung des Laserfokus in  $x$ -Richtung führt dagegen bereits zu einem deutlich intensiveren, nahezu sphärischen Plasma mit einem Durchmesser von etwa  $200 \mu\text{m}$ .

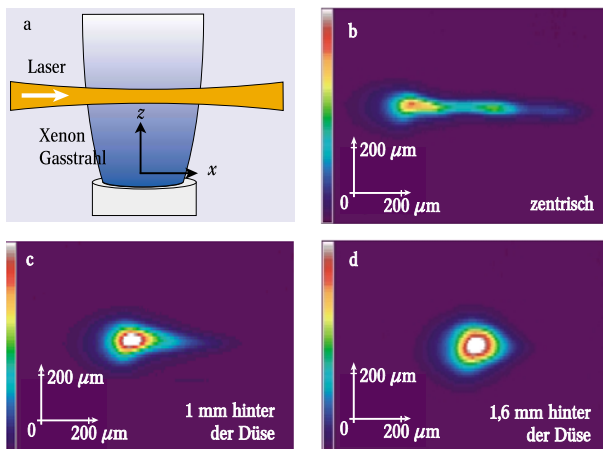
Abbildung 3 zeigt deutlich, wie stark die Plasmaform von der Justage des Lasers abhängt und wie es möglich ist, die Form und Intensität mit Hilfe der Lochkamera zu optimieren. Diese ist darüber hinaus auch zur Bestimmung der Plasmalagestabilität sowie zur EUV-Energiemessung einsetzbar, letzteres durch Integration über die Pixelinhalte einer Aufnahme.

Für die Konzeption EUV-optischer Komponenten ist neben Größe, Intensität und Form des Plasmas vor allem auch die Winkelverteilung der emittierten Strah-

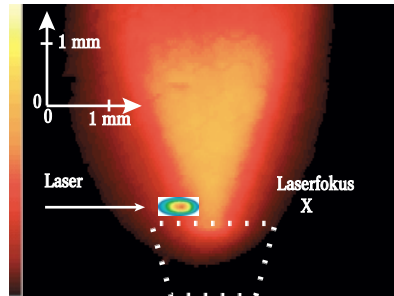
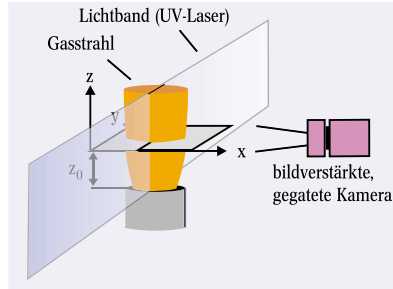


**Abb. 2:** Schematischer Aufbau (oben) und Foto (unten) der realisierten EUV-empfindlichen Lochkamera zur orts aufgelösten Charakterisierung des EUV-Plasmas.

**Abb. 3:** Lochkamera-Aufnahmen des EUV-Plasmas für verschiedene laterale Fokus-Positionen:  
 ► a) Geometrie;  
 ► b) Fokus symmetrisch zur Düse ( $x=0$ );  
 ► c)  $1 \text{ mm}$  hinter der Düsenmitte;  
 ► d)  $1,6 \text{ mm}$  hinter der Düse.  
 Die vertikale Ausdehnung des Plasmas entspricht jeweils etwa dem Laserstrahldurchmesser.



lung entscheidend. Um diese genau vermessen zu können, wurde innerhalb der Quellenkammer eine zweite, um das Plasma schwenkbare Lochkamera aufgebaut, die somit eine gleichzeitig orts- und winkelaufgelöste Charakterisierung gestattet. Lochkamera-Aufnahmen des sphärischen EUV-Plasmas aus Abb. 3d für verschiedene azimutale Beobachtungswinkel (Winkel zwischen einfallendem Laserstrahl und Kamera) zeigen, dass die sphärische Plasmaform zwar erhalten bleibt, die Inten-



**Abb. 4:**  
 ► a) Aufbau zur Visualisierung der Dichteverteilung des Xe-Gasstrahls mittels Rayleigh-Streuung. Der Strahl eines Excimer-Lasers (248 nm) wird mit Hilfe von Zylinderlinsen zu einem schmalen „Lichtband“ geformt, das den Gasstrom durchsetzt. Eine senkrecht zum Lichtschnitt positionierte bildverstärkte Kamera registriert die resultierende Rayleigh-Streuung, die laut Gl. 2 proportional zur Gasdichte ist.

► b) Überlagerung des mit der Lochkamera aufgezeichneten EUV-Plasmas und der mittels Rayleigh-Streuung visualisierten Gasdichteverteilung über einer konischen Düse (punktiert angedeutet). Das Plasma wird durch den fokussierten Nd:YAG-Laser bereits am Rand des Gasstrahls gezündet. Dies führt aufgrund von Reabsorptionseffekten der Strahlung im Target-Gas zu einer anisotropen EUV-Emission.

sität mit größeren Winkeln aber stark abnimmt.

**Visualisierung der Gasdichteverteilung**

Um die Ursache für diese starke Anisotropie der EUV-Emission zu finden, wurde die Verteilung der Gasdichte über der gepulsten Düse untersucht. Der Xe-Gasstrahl lässt sich dabei durch ein Rayleigh-Streuungsexperiment visualisieren. Rayleigh-Streuung tritt auf, wenn der Durchmesser eines streuenden Teilchens klein gegenüber der eingestrahnten Wellenlänge  $\lambda$  ist. Die Intensität  $I_R$  der Rayleigh-Streuung ist dann proportional zur einfallenden Strahlung  $I_0$  und zur Anzahldichte  $n$  der streuenden Teilchen:

$$I_R \propto \sigma_R n I_0 \quad (2)$$

wobei der Streuquerschnitt  $\sigma_R$  durch

$$\sigma_R = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} \quad (3)$$

gegeben ist. Ein hohes Rayleigh-Signal wird also bei möglichst kurzwelliger Anregungsstrahlung und hoher Polarisierbarkeit  $\alpha$  des streuenden Mediums erreicht. Letzteres ist aufgrund der Elektronenkonfiguration von Xenon erfüllt; als intensive kurzwellige Strahlquelle wurde ein KrF-Excimerlaser ( $\lambda = 248 \text{ nm}$ ) eingesetzt, und zwar unter Verwendung des Lichtschnittverfahrens, bei dem ein Spalt den Laserstrahl auf ein Lichtband begrenzt. Eine bildverstärkte, gegatete CCD-Kamera unter  $90^\circ$  zum Lichtschnitt nimmt dabei die zweidimensionale Rayleigh-Streuverteilung auf (vgl. Abb. 1 und Abb. 4a).

Abbildung 4b zeigt das orts aufgelöste Rayleigh-Signal des gepulsten Xe-Gasstrahls unter Verwendung einer konischen Düse (als punktierte Linie angedeutet) bei einem Druck von 5 bar. Im Vergleich zu ebenfalls getesteten zylindrischen Düsen ist der hier erzeugte Gasstrahl wesentlich gerichteter [6]. Überlagert man

nun der auf diese Weise gewonnenen Dichteverteilung die zugehörige Lochkameraaufnahme des EUV-Plasmas, so offenbart sich die Ursache für die beobachtete Winkelabhängigkeit der EUV-Emission: Obwohl sich die Strahltaile des fokussierten Laserstrahls sogar hinter der Düse befindet, reichen Laserintensität und Gasdichte offensichtlich aus, um das Plasma bereits am vorderen Rand des Gasstrahls zu zünden (Abb. 4b). Bedingt durch die asymmetrische Lage des Plasmas

muss die emittierte Strahlung, abhängig vom Beobachtungswinkel, das umgebende Targetgas entlang unterschiedlich weiter Strecken durchdringen und wird dementsprechend mehr oder weniger stark absorbiert.

Ein semi-empirisches Modell, basierend auf dem Lambert-Beer'schen Gesetz und der aus den Rayleigh-Messungen gewonnenen relativen Dichteverteilung, beschreibt diesen experimentellen Befund [6]. Letztere wurde in einem Abstand  $z_0 = 700 \mu\text{m}$  über der Düsenöffnung (= Höhe des Plasmazentrums) entlang des UV-Laserstrahls aufgenommen. Aus dieser eindimensionalen relativen Dichteverteilung  $n'(y; z_0)$  lässt sich unter der Voraussetzung eines rotationssymmetrischen Gasstrahls eine zweidimensionale Verteilung  $n'(x, y; z_0)$  in der  $x$ - $y$ -Ebene berechnen (Abb. 5).

Für ein angenommenes punktförmiges Plasma ergibt sich die Absorption der EUV-Strahlung entlang einer Strecke  $s$  unter dem Beobachtungswinkel  $\varphi$  durch das Lambert-Beer'sche Gesetz wie folgt:

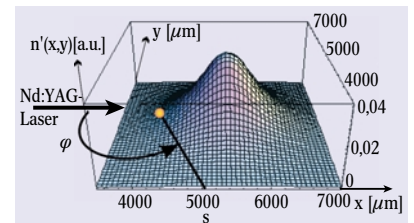
$$I_{\text{EUV}}(\varphi) = I_p \cdot e^{-\sigma \int n'(x,y) ds} \quad (4)$$

Dabei ist  $I_p$  die Intensität im Zentrum des Plasmas,  $\sigma$  der (konstant angenommene) EUV-Absorptionsquerschnitt des Targetgases und  $I_{\text{EUV}}(\varphi)$  die durch das Gas in Richtung  $s$  transmittierte EUV-Intensität. Die experimentellen und theoretischen Daten stimmen trotz der vereinfachenden Annahmen gut überein. Mit Hilfe des Modells sind nun auch Aussagen über die EUV-Intensität für Orte möglich, die der Messung unzugänglich sind, wie zum Beispiel innerhalb des Gasstroms oder in Richtung des Laserstrahls.

Das Ergebnis verdeutlicht allerdings auch, dass der erzeugte Xe-Gasstrahl noch nicht optimal ausgenutzt wird und weitere Verbesserungen an der Düse notwendig sind. Entsprechende Untersuchungen werden derzeit durchgeführt.

Andererseits haben vergleichende Messungen mit der Lochkamera gezeigt, dass trotz der starken Anisotropie die Effizienz der aufgebauten EUV-Quelle ähnlich hoch ist wie die anderer Xe-basierter Quellen, nämlich im Bereich einiger Zehntel Prozent [5].

In jedem Fall muss aber beim Design und der Anordnung nachfol-



**Abb. 5:**  
 Unter der Annahme einer rotationssymmetrischen Expansion lässt sich aus dem Rayleigh-Signal die (relative) 2-dimensionale Gasdichteverteilung  $n'(x, y)$  in der Ebene  $z = z_0$  über der Düse berechnen. Eingezeichnet ist auch die Position des Plasmas entsprechend Abb. 4. Die anisotrope Strahlungsemission lässt sich durch die winkelabhängige Absorption der EUV-Strahlung im umgebenden Targetgas erklären.

gender Optiken die ermittelte Abstrahlcharakteristik berücksichtigt werden.

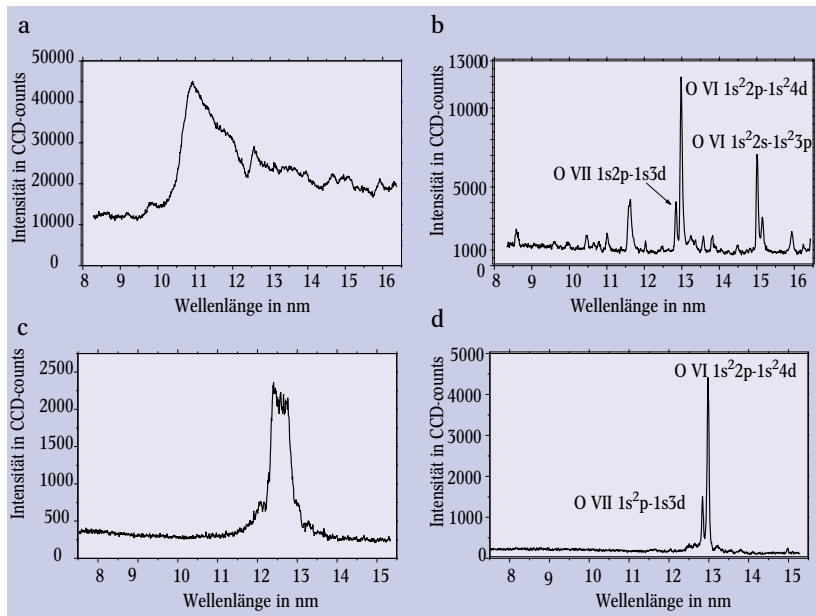
### Spektrale Charakterisierung der EUV-Strahlung

Neben der räumlichen ist selbstverständlich die spektrale Charakterisierung der erzeugten EUV-Strahlung von entscheidender Bedeutung. Diese erfolgte mit einem Reflexionsspektrographen, bestehend aus einem 100 µm breiten Eintrittsspalt, einem konkaven Reflexionsgitter (1200 Linien/mm) und einer rückseitig ge-

dünnten CCD-Kamera. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers beträgt in der 1. Beugungsordnung  $\lambda/\Delta\lambda = 207$ .

Abbildung 6 zeigt links oben das Emissionsspektrum von Xenon. Aufgrund der hohen Ordnungszahl ( $Z = 54$ ) ergibt sich durch die Anregung eine Vielzahl von elektronischen Übergängen, deren Emissionslinien dicht nebeneinander liegen und ein quasikontinuierliches Spektrum bilden. Verwendet man Sauerstoff als Targetgas, dann ergibt sich ein diskretes Spektrum mit mehreren charakteristischen Linien im Wellenlängenbereich von 8 bis 16 nm (Abb. 6b). Diese entstehen vor allem durch elektronische Übergänge des fünffach ionisierten Sauerstoffs (O VI).

Da die Quelle zur Charakterisierung von EUV-Optiken bei 13 nm eingesetzt werden soll, ist es unerlässlich, eine unerwünschte „out-of-band“-Strahlung abzublocken. Hierfür eignen sich wie oben erwähnt dünne Metallfilter, insbesondere aus Zirkon. Eine noch schmalbandigere Filterung lässt sich durch Reflexion an einem Multischichtspiegel erreichen. Abbildung 6 zeigt unten die Spektren von Xenon und Sauerstoff jeweils nach Reflexion an einem Mo/Si-Spiegel für 13 nm bei 45°. Das Xenonspektrum liefert dann Informationen über die Reflektivität und die spektrale Bandbreite des Spiegels; für Sauerstoff erhält man dagegen nur noch zwei dicht beieinander liegende Spektrallinien bei 12,85 und 12,98 nm, also nahezu monochromatische EUV-Strahlung.



**Abb. 6:** Hier ist anhand von Messergebnissen dargestellt, wie ein Mo/Si-Multischichtspiegel (13 nm/45°, Hersteller: FHG-IOF / Jena) die EUV-Strahlung filtert, für Xenon- (a und c) und Sauerstoff-Targetgas (b und d). Oben ist jeweils die Messung ohne Spiegel, unten die Messung nach der Reflexion am Spiegel zu sehen.

### EUV-Wellenfrontsensor

Das Ziel, mit den zukünftigen EUV-Lithographiesystemen die geforderte Auflösung im Bereich unter 50 nm tatsächlich zu erreichen, stellt an die zu entwickelnden reflektiven Strahlführungsoptiken (Mo/Si-Multischichtsysteme oder Metallspiegel unter streifendem Einfall) extrem hohe Anforderungen – insbesondere hinsichtlich Oberflächenrauigkeit und Formgenauigkeit.

Entsprechend empfindliche Charakterisierungsmethoden sind erforderlich, die möglichst bei der Einsatzwellenlänge 13,5 nm arbeiten sollten. Besonders problematisch ist es, die mögliche Aberration bei den überwiegend „off-axis“ betriebenen EUV-Spiegeln zu vermessen. Zu diesem Zweck werden derzeit äußerst aufwändige EUV-Interferometer entwickelt. Dafür benötigt man kohärente EUV-Strahlung, die bei den inkohärent abstrahlenden Plasmaquellen erst unter großen Intensitätseinbußen durch Beugung an Lochblenden erzeugt werden muss.

Als Alternative bieten sich hier nach dem Hartmann-Verfahren arbeitende Wellenfront-Sensoren an (s. Infokasten „Hartmann-Shack-Sensor“). Ein derartiger Sensor wurde nun erstmalig für den EUV-Bereich aufgebaut und zur Strahl- und Optikcharakterisierung bei 13,5 nm eingesetzt. Dazu wurde eine Lochrasterplatte bestehend aus einer Metallfolie hergestellt, in die

### Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor

Die Wellenfront eines Lichtsignals lässt sich mit einem Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor vermessen. Dabei wird die einfallende Lichtwelle mit Hilfe eines Mikrolinsen-Arrays in eine große Anzahl von Einzelstrahlen aufgespalten. Ein ortsauflösender Detektor im Abstand  $f$  hinter der Mikrolinsenplatte ermöglicht die Vermessung der Foki-Positionen, welche die lokale Ausbreitungsrichtung des Lichts angeben. Hierfür wird der Detektor rechnerisch in Subaperturen unterteilt, in denen die Schwerpunktlagen der einzelnen Teilstrahlen  $(x_C, y_C)_{ij}$  bestimmt werden. Die Auslenkung dieser Schwerpunkte im Vergleich zu einer vorher vermessenen ebenen Wellenfront mit Referenzschwerpunkten  $(x_R, y_R)_{ij}$  beschreibt den lokalen „Abstrahlwinkel“ und damit die lokale Neigung der Wellenfront [7].

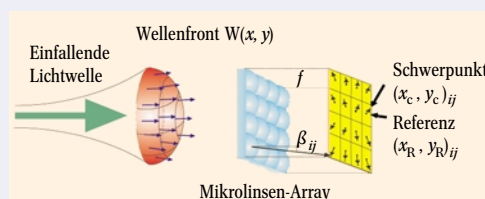
Für den Wellenfrontgradienten ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} \partial w / \partial x \\ \partial w / \partial y \end{pmatrix}_{ij} = \vec{\beta}_{ij} = \frac{1}{f} \begin{pmatrix} x_C - x_R \\ x_C - y_R \end{pmatrix}_{ij}$$

Unter der Annahme einer konstanten Leistungsdichteverteilung über einer Subapertur kann daraus die Wellenfront  $w(x, y)$  am Ort  $(i, j)$  rekonstruiert werden, und zwar entweder über eine direkte Integration (zonale Rekonstruktion) oder die Anpassung einer Polynomreihe mit nachfolgender Integration (modale Rekonstruktion). Im zweiten Fall bietet sich die Entwicklung nach orthogonalen Polynomen (Moden) an, wie zum Bei-

spiel den Zernike- oder den Legendre-Polynomen. Wegen des engen Zusammenhangs zwischen den Entwicklungskoeffizienten und den Bildfehlern dritter Ordnung in der Seidelschen Aberrationstheorie kann der Hartmann-Shack-Sensor durch Vermessung der Wellenfrontaberrationen zur Qualitätsbewertung optischer Systeme eingesetzt werden, insbesondere in der Astronomie oder im Zusammenspiel mit adaptiven Optiken.

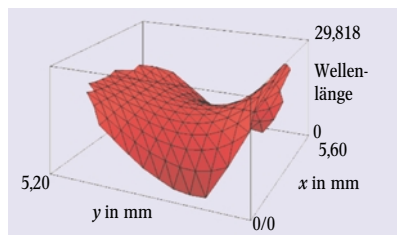
Für den Einsatz im extrem-ultravioletten Spektralbereich wird das Mikrolinsen-Array durch eine Lochrasterplatte ersetzt und damit auf das ursprünglich von J. Hartmann im Jahre 1900 vorgeschlagene Verfahren zurückgegriffen [8]. Die Detektor-Kamera muss dazu mit einem speziellen Quantenkonverter für den EUV-Bereich sensibilisiert werden.



**Prinzip des Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors für den sichtbaren Spektralbereich**

mit Hilfe eines Excimerlasers  $20 \times 16$  Löcher in einem quadratischen Raster gebohrt wurden (Lochdurchmesser  $40 \mu\text{m}$ , Abstand  $400 \mu\text{m}$ ). Auch hier blockt eine dünne Zirkon-Folie das sichtbare Licht ab. Hinter der Lochrasterplatte befindet sich wie bei der Lochkamera ein CCD-Chip, der mit einem Quantenkonverter beschichtet ist, um die EUV-Strahlung in sichtbares Licht zu wandeln.

Der aufgebaute EUV-Hartmann-Sensor wurde mit einem kollimierten He-Ne-Laserstrahl ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) kalibriert. Messungen zeigen, dass aufgrund der stark reduzierten Beugung die Breite der Spots bei  $13 \text{ nm}$  um ein Vielfaches kleiner als bei  $633 \text{ nm}$  ist. In gleichem Maße lässt sich die Empfindlichkeit des EUV-Wellenfrontsensors gegenüber dem Betrieb im sichtbaren Spektralbereich steigern.



**Abb. 7:** Astigmatisch verzerrte Wellenfront von  $13 \text{ nm}$ -Strahlung nach Reflexion an einem deformierten Mo/Si-Spiegel.

Abbildung 7 zeigt eine rekonstruierte Wellenfront, die mit dem Sensor nach Reflexion von  $13 \text{ nm}$ -Strahlung an einem Mo/Si-Multischichtspiegel erhalten wurde. Da als Substrat für die Spiegelschichten ein dünner Silizium-Wafer diente, ergibt sich, bedingt durch die Deformation bei der Einspannung, eine starke astigmatische Aberration der Wellenfront. Weitere Bildfehler lassen sich aus einer „Zernike-Analyse“<sup>1)</sup> ermitteln.

Das Beispiel belegt, dass sich nach dem Hartmann-Prinzip arbeitende Wellenfrontsensoren durchaus auch im extrem-ultravioletten Spektralbereich zur Charakterisierung der Abbildungseigenschaften von Optiken eignen. Dabei ergeben sich sogar viele Vorteile gegenüber interferometrischen Methoden. Weitere Arbeiten zu dieser Thematik sind im Gange.

### Zusammenfassung und Ausblick

Geegnete metrologische Verfahren werden für den erfolgreichen Einsatz der EUV-Lithographie von entscheidender Bedeutung sein. Dass auf diesem Gebiet noch erhebliche Defizite, auch im Hinblick auf eine Standardisierung der eingesetzten Techniken existieren, zeigen die z. T. stark divergierenden und kontrovers diskutierten Angaben über Konversionseffizienzen und andere Quellenparameter, wie auch zur Reflektivität und Lebensdauer von EUV-Optiken.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit relativ einfachen Mitteln eine kompakte lasergestützte EUV-Laborquelle zum Test von Charakterisierungsmethoden für EUV-Strahlung und -Optiken aufgebaut. Zur räumlichen Diagnostik des erzeugten Plasmas wurde eine EUV-empfindliche Lochkamera entwickelt, wobei durch Verwendung effizienter Quantenkonverter auf teure rückseitig-gedünnte CCD-Kameras verzichtet werden konnte. Das aufgebaute Messsystem hat sich bei der Optimierung der Plasmaform und -größe sowie der nutzbaren EUV-Energie bestens bewährt. Die Kombination der Lochkamera-Aufnahmen mit Rayleigh-Messungen zur Visualisierung des Gasstrahls lieferte darüber hinaus wichtige Erkenntnisse über die Reabsorption der erzeugten Strahlung im umliegenden Target-Gas. Diese können, ebenso wie die viel verspre-

chenden Ergebnisse beim erstmaligen Einsatz eines Hartmann-Wellenfrontsensors im EUV-Bereich dazu beitragen, eine dezentral und modular einsetzbare EUV-Technologie zu entwickeln. Auf diese Weise sind auch EUV-Anwendungen jenseits der Lithographie absehbar, z. B. zur höchstauflösenden Oberflächen-Modifikation oder in der Mikroskopie.

\*

Die Autoren danken der Gruppe von N. Kaiser vom Fraunhofer Institut für angewandte Optik und Feinmechanik (Jena), G. Schriever und U. Stamm (XTREME Technologies) sowie M. C. Schürmann und T. Mißalla (Jenoptik Mikrotechnik) für die konstruktive Zusammenarbeit, weiterhin dem BMBF für die Unterstützung im Rahmen eines Unterauftrages im Medea+-Projekt.

Besonderer Dank gilt der DPG für die Verleihung des Georg-Simon-Ohm-Preises.

### Literatur

- [1] International roadmap for semiconductors (2002, <http://public.itrs.net/>)
- [2] U. Stamm, H. Schwoerer und R. Lebert, Physik Journal, Dezember 2002, S. 33
- [3] N. Kaiser, S. Yulin und T. Feigel, Proc. SPIE **4146**, 91 (2000)
- [4] D. Attwood, Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation, Cambridge University Press, Cambridge (1999)
- [5] S. Kranzusch und K. Mann, Opt. Commun. **200**, 223 (2001)
- [6] S. Kranzusch, C. Peth und K. Mann, Rev. Sci. Instrum. **74**, 2 (2003)
- [7] B. Schäfer und K. Mann, Appl. Optics **41**, 2809 (2002)
- [8] J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justierung von Spektrographen, Zeitschrift für Instrumentalkunde **20**, 51 (1900)

1) Darunter versteht man die modale Rekonstruktion einer Wellenfront durch Zernike-Polynome (vgl. Infokasten).

### Der Autor

**Christian Peth**, 1977 in Idar-Oberstein geboren, begann an der FH Göttingen sein Studium im Studiengang Feinwerktechnik. Von Anbeginn zählte er zu den leistungsstärksten Studenten und beendete sein Studium als Jahrgangsbester, wofür er vom Fachbereich ausgezeichnet wurde. Seine mit dem Georg-Simon-Ohm-Preis ausgezeichnete Diplomarbeit, mit der er einen wichtigen Beitrag zur Charakterisierung und Optimierung von Quellen zur Erzeugung von weichen Röntgenstrahlen geleistet hat, fertigte Peth am Laser-Laboratorium Göttingen e. V. an. **Klaus Mann** promovierte 1984 an der Universität Göttingen mit einer am MPI für Strömungsforschung angefertigten Dissertation. Nach einem Aufenthalt am IBM-Forschungszentrum in Yorktown Heights (USA) und Industrietätigkeit bei der Alcan Deutschland GmbH arbeitet er seit 1988 am Laser-Laboratorium Göttingen e.V., wo er das Optik- und Dünnschichtlabor leitet. **Sebastian Kranzusch** erwarb 1999 sein Diplom in Physik an der Universität Göttingen, mit einer Arbeit, die er in der Arbeitsgruppe von Klaus Mann anfertigte. 2003 promovierte er ebenfalls an der Universität Göttingen.

