

Entwicklung einer kompakten Laser-Plasma-Strahlungsquelle im EUV für messtechnische und spektroskopische Anwendungen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Lothar Koch
geboren am 05.06.1973 in Munster

2007

Referent : Prof. Dr. B. Wellegehausen

Korreferent: Prof. Dr. M. Kock

Tag der Promotion: 17.12.2007

Kurzzusammenfassung

Dissertation Lothar Koch

Entwicklung einer kompakten breitbandigen Laser-Plasma-Strahlungsquelle im EUV für messtechnische und spektroskopische Anwendungen

Im Rahmen eines vom Bundesministerium für Wissenschaft und Technologie geförderten Projektes "SpeXUV" wurde eine breitbandig emittierende EUV-Strahlungsquelle aufgebaut, charakterisiert und praktisch erprobt.

Die Quelle basiert auf einem laserinduzierten Festkörperplasma, das durch senkrechte Fokussierung eines Diodenlaser-gepumpten Festkörperlasers (1064 nm, 20 mJ, 20 Hz) auf ein galvanisch goldbeschichtetes Target entsteht. Durch Rotation und Höhenverschiebung des zylindrischen Goldtargets steht nach jedem Laserbeschuss eine frische Oberfläche für die Plasmaerzeugung zur Verfügung. Die Standzeit des Targets beträgt etwa 80 Stunden.

Die Quelle emittiert nutzbare Strahlung im Wellenlängenbereich von 10 nm bis 50 nm, mit einem Maximum bei 19 nm. Der spektrale Verlauf entspricht näherungsweise dem eines Schwarzkörperspektrums mit einer Temperatur von etwa 172 000 K. Für Anwendungen wird die unter 90° zur Laserachse emittierte Strahlung mit einem goldbeschichteten Toroidspiegel kollimiert (Raumwinkel 0,008 sr) und in eine Zwischenebene fokussiert. Bei der Lithographiewellenlänge von 13,5 nm steht dann im Zwischenfokus eine Energie von 5 nJ pro Puls in einer Bandbreite von 2 % zur Verfügung.

Bei Festkörperplasmen lagern sich vom Target abladierte Teilchen auf optischen Komponenten in der Umgebung des Plasmas ab und können diese dadurch zerstören. Untersuchungen haben gezeigt, dass dieses Debrisproblem für diese Quelle durch die Wahl eines goldbeschichteten Kollimatorspiegels und die 90° Kollimatorgeometrie praktisch nicht relevant ist, da sich abladierte Goldteilchen als sehr homogene Schicht auf dem Kollimatorspiegel niederschlagen. So konnte bei bisherigen Betriebszeiten von mehr als 500 Stunden ohne Spiegelreinigung keine Abnahme des Strahlungsflusses im Zwischenfokus und keine Beeinträchtigung der Abbildungs- und Reflexionseigenschaften des Toroidspiegels festgestellt werden.

Erprobungsexperimente haben gezeigt, dass die Quelle über lange Betriebszeiten stabil, reproduzierbar und kostengünstig betrieben werden kann und dass in Kombination mit geeigneten Spektrometern Reflektivitätsmessungen an Spiegeln und Transmissionsmessungen von Filtern und an Gasen mit hoher Auflösung möglich sind. Von besonderem Vorteil gegenüber vergleichbaren Quellen wie Pinchplasmen und laserinduzierten Plasmaquellen mit Gas- oder Flüssigtargets ist die mögliche geringe Quellgröße, die hohe räumliche Stabilität und besonders der breite Spektralbereich, der vielfältige messtechnische Anwendungen auch weit außerhalb des üblichen Lithographiebereiches (um 13,5 nm) ermöglicht. Durch eine Verwendung leistungsstärkerer Pump Laser ist leicht eine Erweiterung des Spektralbereichs bis in das Wasserfenster (2 nm - 4 nm) für Mikroskopieanwendungen möglich.

Schlagworte zum Inhalt

EUV-Strahlungsquelle, Laserproduziertes Plasma, Debris, EUV-Messtechnik

Abstract

PhD-Thesis Lothar Koch

Development of a compact broadband laser-plasma EUV source for metrological und spectroscopic applications

Within the frame of a project "SpeXUV" funded by the "Bundesministerium für Wissenschaft und Technologie", a broadband EUV radiation source was built, characterized and tested.

The source is based on a laser-induced solid state plasma which is generated by focussing a diode laser pumped solid state laser (1064 nm, 20 mJ, 20 Hz) perpendicular onto a target galvanically coated with gold. By rotating and translating the cylindrical gold target a fresh surface is offered for each laser pulse. The target allows 80 hours of operation.

The source emits radiation in the spectral range from 10 nm to 50 nm, with a maximum around 19 nm. The spectral characteristic corresponds roughly to a black body spectrum with a temperature of about 172 000 K. For applications, the radiation emitted under 90° perpendicular to the laser axis is collected by a gold coated toroidal mirror (solid angle 0.008 sr) and focussed into an intermediate plane. In this plane an energy of 5 nJ in a bandwidth of 2 % is available at the lithographic wavelength of 13.5 nm.

For solid state plasmas, particles ablated from the target are deposited onto the optical components in the vicinity of the plasma. Investigations have shown, that this debris problem is not relevant for this source, due to the used gold coated collector mirror in combination with the 90° collimator geometry, as ablated gold particles condensing on the collector mirror form a very homogenous layer. For operation times of so far more than 500 hours, no reduction of the radiation flux in the intermediate focal plane and no injury of the reflectivity and of the imaging properties of the toroidal mirror have been observed.

Experiments have shown, that the source can be operated stable, reproducible and cost effective for long periods. In combination with suitable spectrometers, high resolution measurements of the reflectivity of mirrors, the transmission of filters and from gases can be performed. Special advantages of this source in comparison with similar sources using pinch plasmas or laser induced plasmas with gaseous or liquid targets are the possible small size of the emitting plasma, the high spatial stability and especially the broad spectral range, which allows application measurements far beyond the typical range around the lithographic wavelength of 13.5 nm. By use of more powerful pump lasers the spectral range may be extended into the water window (2 nm - 4 nm) for applications in microscopy.

Keywords of the content

EUV radiation source, laser produced plasma, debris, EUV metrology

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Strahlungsquellen im EUV	5
1.1 Synchrotrons	7
1.2 Freie-Elektronen-Laser	8
1.3 Relativistische Thomsonstreuung	10
1.4 Klassische Röntgenröhre	11
1.5 Plasmastrahlungsquellen	14
1.5.1 Gasentladungsplasmen	14
1.5.2 Laserproduzierte Plasmen	18
1.6 Röntgenlaser	20
1.7 Nichtlineare Optik	21
1.8 Vergleich der Strahlungsquellen	22
2 Laser-produzierte Plasmen	27
2.1 Plasmen (allgemeine Grundlagen, Begriffe)	27
2.2 Zeitliche Entwicklung eines laserproduzierten Plasmas	30
2.3 Plasma-Modelle	33
2.4 Strahlung laserproduzierter Plasmen	35
2.5 Strahlungscharakteristik laserproduzierter Plasmen	37
2.6 Konversionseffizienzen	42
2.7 Räumliche Verteilung der Strahlungsemission	44
2.8 Zusammenfassung	45
3 Konzept, Aufbau und Charakterisierung der breitbandigen Plasmastrahlungsquelle	47
3.1 Konzept und Aufbau der Quelle	48
3.2 Charakterisierung der Quelle	53
3.2.1 Spektrum und Strahlungsfluss	53
3.2.2 Stabilität des Strahlungsflusses, Referenzmessung	56
3.2.3 Verwendung anderer Targetmaterialien und Laser	59
3.3 Debris	63
3.3.1 Räumliche Verteilung	63
3.3.2 Möglichkeiten zur Debrisreduktion	68
3.3.3 Herstellung von Goldspiegeln durch Debrisbeschichtung	70

3.4	Verbrauchskosten, Standzeit	75
3.5	Zusammenfassung und Bewertung der technischen Daten	76
4	Erprobung messtechnischer und spektroskopischer Anwendungen	77
4.1	Die verwendeten Spektrometer	77
4.2	Absorptionsmessungen an Gasen	82
4.3	Messungen an Folien	87
4.4	Messungen an Multilayerspiegeln	87
4.5	Zusammenfassung und Bewertung der Messergebnisse	90
5	Zusammenfassung	93
A	Untersuchungen zur Transmission an Polykapillarstrukturen	97
A.1	Struktur mit parallelen Kapillaren	98
A.2	Konische Kapillarstruktur	102
A.3	Fazit	105
B	Beutler-Fano-Profile in Helium	107
	Literaturverzeichnis	111

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung, Charakterisierung und messtechnische Erprobung einer Laser-Plasma-Strahlungsquelle im EUV-Bereich (10 - 50 nm) vorgestellt.

Mit EUV(Extrem Ultraviolett, oftmals auch XUV-)Strahlung wird allgemein Strahlung in einem Spektralbereich bezeichnet, der sich vom Ultraviolett(UV)-Bereich (≈ 100 nm) bis hin zum beginnenden Bereich der harten Röntgenstrahlung (≈ 1 nm) erstreckt (siehe Abb. 0.1).

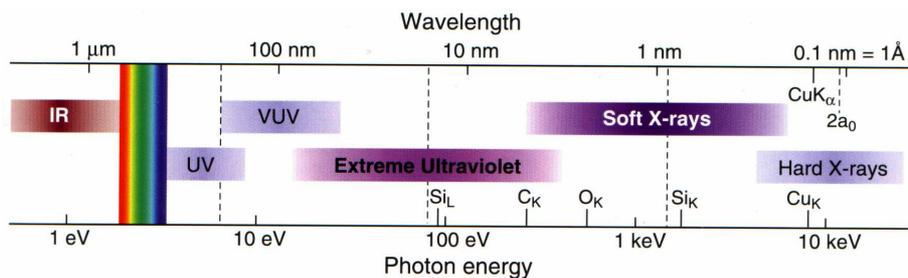


Abb. 0.1: Lage des EUV-Spektralbereichs im elektromagnetischen Spektrum sowie die Lage ausgewählter Absorptionskanten [Attwood 2000]

In der Synchrotron- und Plasmaphysik wird der engere Bereich von 5 - 40 nm (250 eV - 30 eV) als EUV bezeichnet und in der Laserphysik und nichtlinearen Optik wird Strahlung im Bereich von etwa 10 nm bis 50 nm meist als weiche Röntgenstrahlung bezeichnet und bei Lasern wird von "Röntgenlasern" gesprochen.

EUV-Strahlung ist allgemein dadurch charakterisiert, dass sie in Luft oder Gasen bei Normaldruck auf wenigen Millimetern absorbiert wird und bei Festkörpern die Eindringtiefe nur wenige hundert Nanometer beträgt. Die Strahlung muss deshalb im Vakuum propagieren und kann dort mit lokal begrenzten Medien (z.B. Gasjet, Plasmawolken, dünnen Folien) oder Gasen geringer Dichte wechselwirken. Auch gibt es keine Fenster oder transmittierenden Linsen für die Strahlung.

Deshalb muss die Strahlformung weitgehend mit reflektiven Optiken erfolgen (Daneben lassen sich auch Fresnel'sche Zonenplatten als Linsen verwenden). Jedoch ist die Reflektivität

an einer Oberfläche bei senkrechtem Einfall i.A. auch nur in der Größenordnung von 10^{-3} bis 10^{-4} für Wellenlängen unter 20 nm [Feigl 2000].

Höhere Reflektivitäten werden dagegen bei streifendem Einfall und speziell an Mehrschichtsystemen (sogenannte Multilayerspiegel) erreicht, die auch bei senkrechtem Einfall Reflektivitäten von bis zu 70% ermöglichen.

EUV-Strahlung wird von heißen Plasmen emittiert und in Synchrotrons gezielt erzeugt und dort seit langem wegen ihrer geringen Eindringtiefe für Untersuchungen an Oberflächen genutzt. Die Austrittstiefe von Photoelektronen, die durch EUV-Bestrahlung emittiert werden, liegt abhängig von der Photonenenergie teilweise bei weniger als einem Nanometer. Es werden somit nur die obersten Atomlagen untersucht [Schriever 1998].

Inzwischen haben sich eine Reihe von weiteren Anwendungen ergeben:

In jüngster Zeit ist dieser Strahlungsbereich von besonderem Interesse für die Halbleiterindustrie. Um immer kleinere Strukturen zu erzeugen, wurde für die photolithographische Herstellung der Computerprozessoren im Verlauf der Jahre Licht mit einer zunehmend kürzeren Wellenlänge eingesetzt: zunächst infrarotes, dann sichtbares, später ultraviolettes Licht. Seit Mitte der 1990er Jahre wird ultraviolette Strahlung von Excimerlasern zuerst bei 248 nm (KrF) und zur Zeit bei 193 nm (ArF) verwendet. Hierfür soll in der Zukunft inkohärente EUV-Strahlung bei 13,5 nm verwendet werden (EUV-Lithographie).

Dass die Wahl gerade auf 13,5 nm fiel, hat den folgenden Grund: Es gibt zwischen den derzeitig verwendeten 193 nm und 13,5 nm nur wenige für die Lithographie geeignete Quellen. Kommerziell verfügbar sind nur Excimerlaser bei 157 nm (F_2), deren Einsatz die Wellenlänge jedoch um weniger als 20% reduzieren würde. Unterhalb von etwa 100 nm Wellenlänge besteht jedoch die Problematik fehlender transmittierender oder hoch reflektierender Optiken. Jedoch konnten bei 13,5 nm mit Mehrschichtsystemen Reflektivitäten von über 70% erzielt werden.

Daher entschied man sich für 13,5 nm als zukünftige Lithographiewellenlänge. Mit dieser Entscheidung wurde die Halbleiterindustrie zum wichtigsten Technologietreiber für die EUV-Technik.

Daneben wird auch die EUV-Mikroskopie weiterentwickelt. In der Biologie soll sie mit Strahlung im sogenannten Wasserfenster (2,4 bis 4,4 nm) verwendet werden (Siehe Abb. 0.2). In diesem Bereich ist Wasser relativ transparent, so dass lebende biologische Zellen in wässriger Umgebung untersucht werden können, was bei anderen hochauflösenden Verfahren in der Regel nicht möglich ist.

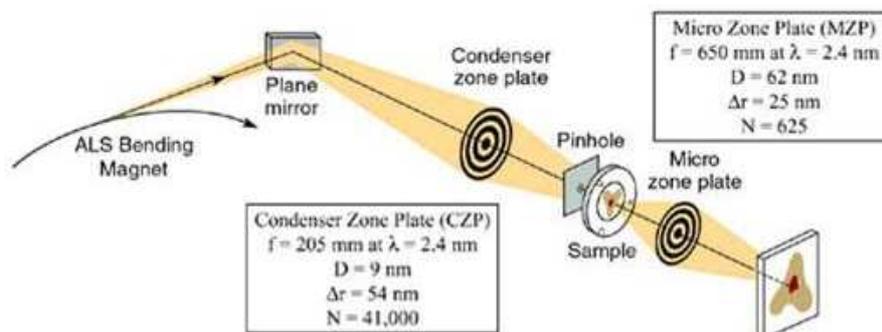


Abb. 0.2: EUV-Mikroskopie im Wasserfenster (2,4-4,4nm), hier unter Verwendung von Synchrotronstrahlung und Fresnel'schen Zonenplatten [Chao 2000]

Kohärente Quellen im EUV-Bereich werden als "Röntgenlaser" und als hohe Harmonische durch nichtlineare Optik erzeugt. Mit hohen Harmonischen lassen sich dabei besonders kurze Pulse im EUV erzeugen, die nur noch aus wenigen Schwingungen (idealerweise nur noch aus einer Schwingung) des elektromagnetischen Feldes der Laserstrahlung bestehen. Mit so kurzen Pulsen im sub-Femtosekundenbereich lassen sich zeitlich hochaufgelöste Untersuchungen machen (Attosekundenphysik).

Es wird daran gearbeitet, Quellen und Optiken für die verschiedenen Anwendungen zu entwickeln. So sollen die Eigenschaften der Multilayerspiegel verbessert werden. Um diese Eigenschaften bewerten zu können, werden die Spiegel in der Regel mit Synchrotronstrahlung (z.B. Bessy II der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB)) vermessen.

Abgesehen von der Lithographie, bei der eine sehr hohe Strahlungsleistung erforderlich ist, sind Synchrotrons fast ideale Quellen für EUV-Strahlung (Siehe Kapitel 1). Sie sind jedoch als Großforschungseinrichtungen nicht überall verfügbar. Einen Spiegel vermessen zu lassen, dauert typischerweise etwa drei Wochen, was z.B. für eine kontinuierliche Verbesserung des Herstellungsverfahrens zu lang ist.

Somit gibt es für solche Anwendungen und andere Untersuchungen, z.B. bzgl. der Wechselwirkung von EUV-Strahlung mit Materie, einen Bedarf an kostengünstigen kompakten Laborquellen und Spektrometern.

Dies hat zur Initiierung des Forschungsnetzwerks SpeXUV - "Anwendungsnahe Analyseverfahren mittels XUV-Spektralphotometrie" - im Rahmen des BMWi-Förderprogramms InnoNet geführt. Im Mittelpunkt steht der im Projekt entwickelte Prototyp eines XUV-Spektralphotometers zur Charakterisierung von optischen Komponenten für diesen Spektralbereich.

Um Messungen auch abseits der Lithographie-Wellenlänge von 13,5 nm durchführen zu

können, sollte im Rahmen dieser Arbeit und dieses Projektes eine kompakte, mobile breitbandige EUV-Strahlungsquelle entwickelt und charakterisiert und an Spektralphotometer adaptiert werden. Sie sollte längere Zeit (mindestens einen Tag) unterbrechungsfrei betrieben werden können.

Um diese Bedingungen, insbesondere das breite Emissionsspektrum, zu erfüllen, wurde als Quelle ein Plasma, das mit einem gepulsten Laser an der Oberfläche eines Festkörpers mit hoher Kernladungszahl erzeugt wird, gewählt. Eine eingehendere Begründung hierfür findet sich in Kapitel 2.

Um die Reproduzierbarkeit der Emission zu optimieren, muß jeder Laserpuls auf eine andere Stelle der Festkörperoberfläche treffen. Außerdem darf die räumliche Lage des Plasmas nur wenig variieren. Hier wird ein rotierender Zylinder verwendet.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Prinzipiell stehen eine ganze Reihe von sehr verschiedenen Quellen zur Erzeugung von EUV-Strahlung zur Verfügung. Dies reicht von Großforschungseinrichtungen wie Synchrotrons bis zu mobilen Laborquellen, die teilweise kommerziell erhältlich sind. Ein Überblick findet sich in Kapitel 1.
- Kapitel 2 gibt einige theoretische Überlegungen zur Plasmaentstehung und zum Emissionsspektrum wieder.
- Kapitel 3 enthält dann eine Beschreibung der EUV-Quelle und die Charakterisierung ihres Emissionsspektrums. Untersuchungen zur spektralen und räumlichen Stabilität werden beschrieben.

Mit der Emission von Strahlung aus einem laserproduzierten Plasma ist die Entstehung eines Teilchenstroms (Debris) verbunden, der Optiken beeinflussen oder zerstören kann. Daher wird auf diese Thematik ausführlicher eingegangen.

- In Kapitel 4 werden dann einige Untersuchungen vorgestellt, die mit der Quelle, adaptiert an verschiedenen Spektrometern, durchgeführt wurden. Darunter sind Reflektivitätsmessungen an Spiegeln, Transmissionsmessungen an Gasen und Folien.
- Abschließend werden dann die wichtigsten Eigenschaften der Quelle noch einmal zusammengefasst.
- In einem Anhang werden einige Untersuchungen an Polykapillarstrukturen beschrieben.

1 Strahlungsquellen im EUV

Abbildung 1.1 gibt einen Überblick über die Bereiche des elektromagnetischen Spektrums und über die wichtigsten Strahlungsquellen für Wellenlängen unterhalb von 200 nm [Litfin und Siegel 2000]. Der hier relevante EUV-Bereich erstreckt sich etwa zwischen 1 nm (1240 eV) und 100 nm (12,4 eV); seine Grenzen sind nicht genau definiert und werden oft auch enger gezogen. Im Folgenden soll der Bereich von 2 nm bis 50 nm (24,8 bis 620 eV) betrachtet werden.

Wie man sieht, sind fast alle Strahlungsquellen für den EUV-Bereich einsetzbar. Dies gilt theoretisch auch für die Thomsonstreuung an relativistischen Elektronen; bisher wurde aber auf diese Weise kohärente Strahlung nur bei 0,04 nm experimentell erzeugt.

Inkohärente EUV-Strahlung kann grundsätzlich auf die gleiche Weise wie (harte) Röntgenstrahlung, d.h. mit der klassischen Röntgenröhre, Synchrotrons oder durch heiße Plasmen, erzeugt werden. Dies ist der Grund, weshalb EUV-Strahlung oft auch weiche Röntgenstrahlung genannt wird.

Bei den kohärenten Quellen wie Laser, FEL und Nichtlinearer Optik geht die Entwicklung vom sichtbaren Spektralbereich aus zu kürzeren Wellenlängen. Hier ist der (harte) Röntgenbereich, abgesehen von der Thomsonstreuung, bisher noch nicht erreicht worden.

Die kohärenten Quellen zeichnen sich neben der Kohärenz vor allem noch dadurch aus, dass mit ihnen ultrakurze Pulse bis in den Attosekundenbereich möglich sind. Dies eröffnet spezielle Anwendungen in der Grundlagenforschung wie z.B. die zeitaufgelöste Beobachtung von chemischen Reaktionen oder Veränderungen im Kristallgitter, z.B. durch Schallwellen.

Im Folgenden werden die Quellen mit ihren typischen Eigenschaften kurz beschrieben und Anwendungen, für die diese Quellen besonders geeignet sind, genannt. Am Ende dieses Kapitels wird dann eine vergleichende Übersicht gegeben.

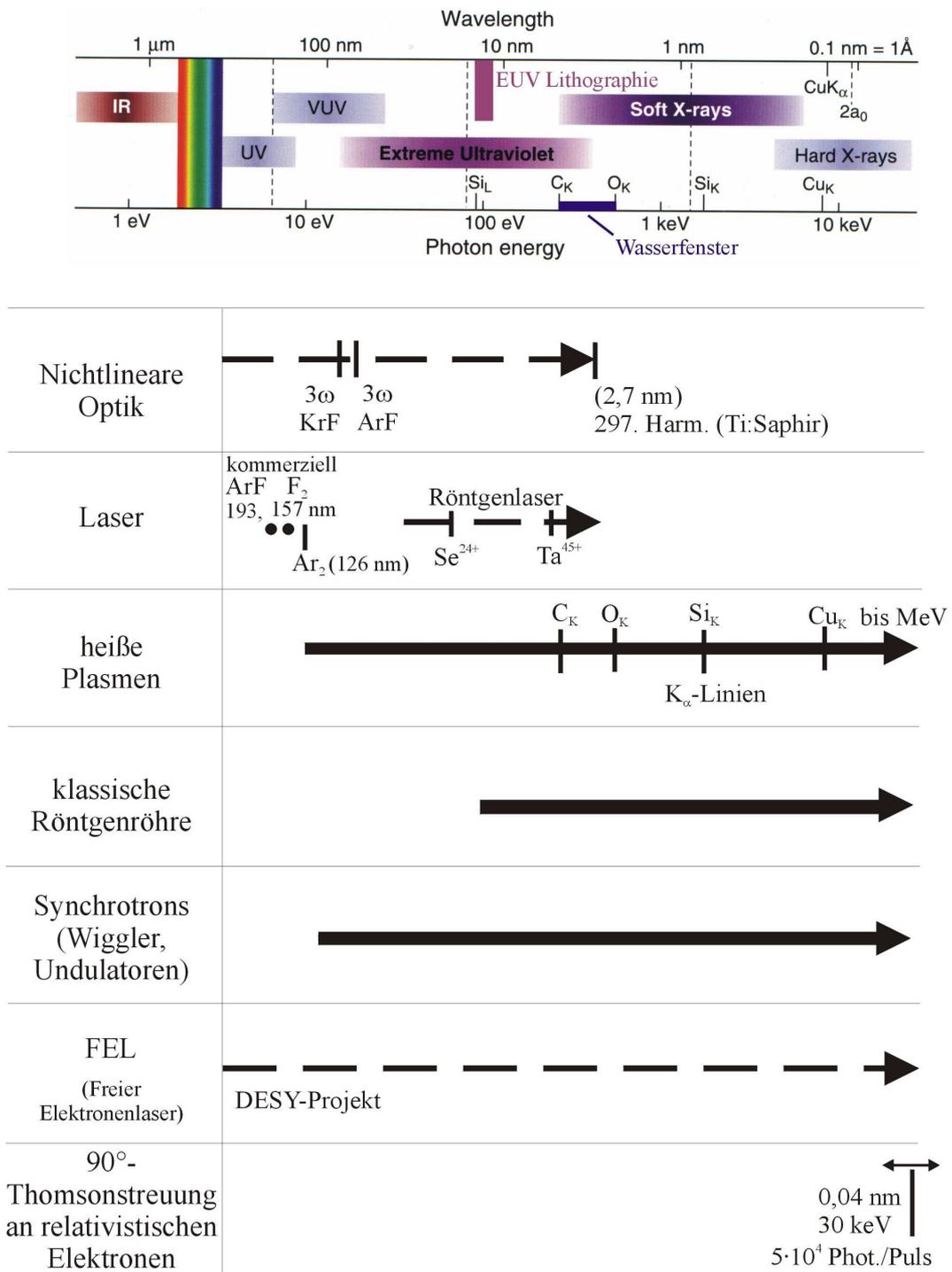


Abb. 1.1: Lichtquellen im Wellenlängenbereich unterhalb von 200 nm (nach [Litfin und Siegel 2000]). Am FLASH-FEL beim Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg wurde Strahlung mit 13 nm Wellenlänge demonstriert, ein geplanter FEL am Bessy II in Berlin soll Strahlung von 1,2 bis 60 nm emittieren, der europäische X-FEL Strahlung von bis zu 0,1 nm.

1.1 Synchrotrons

Synchrotronstrahlung wurde zunächst als Energieverlust in Elektronenspeicherringen beobachtet, die für Experimente in der Teilchenphysik gebaut wurden. Daher waren die ersten Synchrotronstrahlquellen ein zusätzlicher Nutzen der bestehenden Speicherringe. Später wurden dann Synchrotrons extra zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung gebaut, z.B. das BESSY in Berlin [bessy] oder die Advanced Light Source (ALS) in Kalifornien [als].

In diesen Synchrotrons bewegen sich Elektronen auf einer geschlossenen Bahn mit annähernd Lichtgeschwindigkeit. An mehreren Stellen werden sie durch magnetischen Felder abgelenkt, also transversal zu ihrer Bahn beschleunigt, und emittieren dabei elektromagnetische Strahlung in einen Konus in Bahnrichtung. Abhängig von der Elektronenenergie und der Stärke des Magnetfeldes kann diese Synchrotronstrahlung sehr intensiv sein und einen breiten Wellenlängenbereich von Mikrowellen bis zu Röntgenstrahlen abdecken.

Es sind drei Arten magnetischer Strukturen zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung üblich: Ablenkmagnete, Wiggler und Undulatoren.

Ablenkmagnete führen die Elektronen in einem homogenen Magnetfeld auf einer kreisförmigen Bahn. Aufgrund der relativistischen Geschwindigkeit der Elektronen ist die Strahlung dabei tangential vorwärts in einem engen Konus gerichtet. Das Spektrum der Strahlung ist sehr breit und glatt, ähnlich wie bei einer Glühbirne (siehe Abb. 1.3).

Wiggler und Undulatoren (siehe Abb. 1.2) sind periodische Strukturen aus Magneten mit alternierender Feldrichtung. Die Elektronen führen in ihnen eine transversale periodische Schwingung durch. In jeder Schwingungsperiode emittiert jedes Elektron zweimal Strahlung in die Richtung der Achse des Wignlers bzw. Undulators. Daher ist der Photonenfluss um ein vielfaches höher als bei einem Ablenkmagneten.

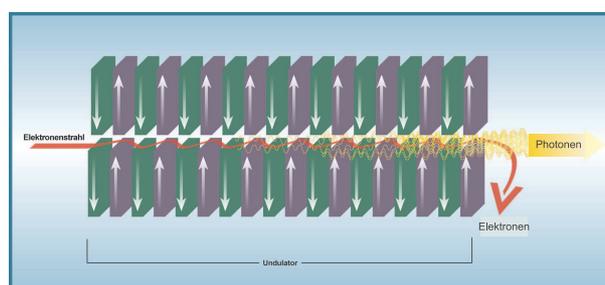


Abb. 1.2: Elektronen in einem Wiggler oder Undulator

Bei einem Wiggler, der aus relativ starken Magneten besteht, ist allerdings der Öffnungswinkel des Abstrahlkonus deutlich größer. Das Spektrum entspricht dem des Ablenkmagneten.

Ein Undulator unterscheidet sich im Aufbau von einem Wiggler dadurch, dass die Magnet-

felder schwächer sind. Dadurch ist die Amplitude, mit der die Elektronen oszillieren, so klein, dass sie innerhalb des Abstrahlkonus stattfindet. Dadurch kommt es zu Interferenzeffekten. Somit ist die Strahlung unter bestimmten Bedingungen partiell kohärent. Die Strahlung kann sehr intensiv, ihre spektrale Breite sehr klein sein. Abhängig von der Magnetfeldstärke entstehen auch Harmonische der Strahlung. Der charakteristische Abstrahlwinkel ist kleiner als beim Ablenkmagneten.

Die Strahlung eines Synchrotrons ist vertikal kollimiert und polarisiert, sie ist spektral und bzgl. ihrer Intensität sehr stabil und reproduzierbar. Dadurch eignet sie sich hervorragend für messtechnische Anwendungen und ist zu einem wichtigen Forschungswerkzeug in der Chemie, Physik, den Materialwissenschaften, in Biologie und Medizin geworden.

Auch in der Entwicklung der EUV-Technologie spielt sie eine Schlüsselrolle. Mit den Synchrotrons standen erstmals Quellen hoher Intensität und Brillanz zur Verfügung. In Abb. 1.3 ist die Brillanz von Synchrotrons und Freie-Elektronen-Lasern im Vergleich dargestellt.

Synchrotrons sind aber leider teure und technisch aufwändige Großforschungsgeräte, deren Nutzung langfristig geplant werden muss. Sie stehen nicht überall und für alle zur Verfügung. Daher ist es sinnvoll, kompakte mobile Strahlungsquellen zu entwickeln, mit denen vergleichbare Anwendungen möglich sind.

Synchrotronstrahlung ist zunächst in ihrer Zeitstruktur quasi kontinuierlich, bei kontinuierlichem Elektronenflug. Um Synchrotron-Strahlung als Femtosekundenpuls zu erhalten, ließen [Schoenlein u. a. 2000] ein Elektronenbündel in einem Wiggler mit einem Femtosekundenlaser wechselwirken. Dies führte zu einer modifizierten Energie der Elektronen in einem kleinen Teil des Bündels. In Ablenkmagneten führt die modifizierte Energie der Elektronen zu einer räumlichen Trennung vom übrigen Elektronenbündel, wodurch auch die erzeugte Synchrotronstrahlung räumlich getrennt ist und mit einem Spalt separiert werden kann.

1.2 Freie-Elektronen-Laser

Eine Abwandlung des Synchrotrons mit Undulator ist der Freie-Elektronen-Laser (FEL), der kohärente Strahlung erzeugt.

Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem eigenen Strahlungsfeld in einem optischen Resonator (siehe Abb. 1.4) kommt es zu einer Energiemodulation der Elektronen, die die Elektronen beschleunigt bzw. abbremst, so dass diese sich in Scheiben anordnen, die senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen angeordnet sind (Microbunching-Effect).

Der Abstand der Magnete und die Geschwindigkeit der Elektronen werden nun so aufeinander abgestimmt, dass diese Scheiben einen genau auf die emittierte Strahlung ausgerichteten

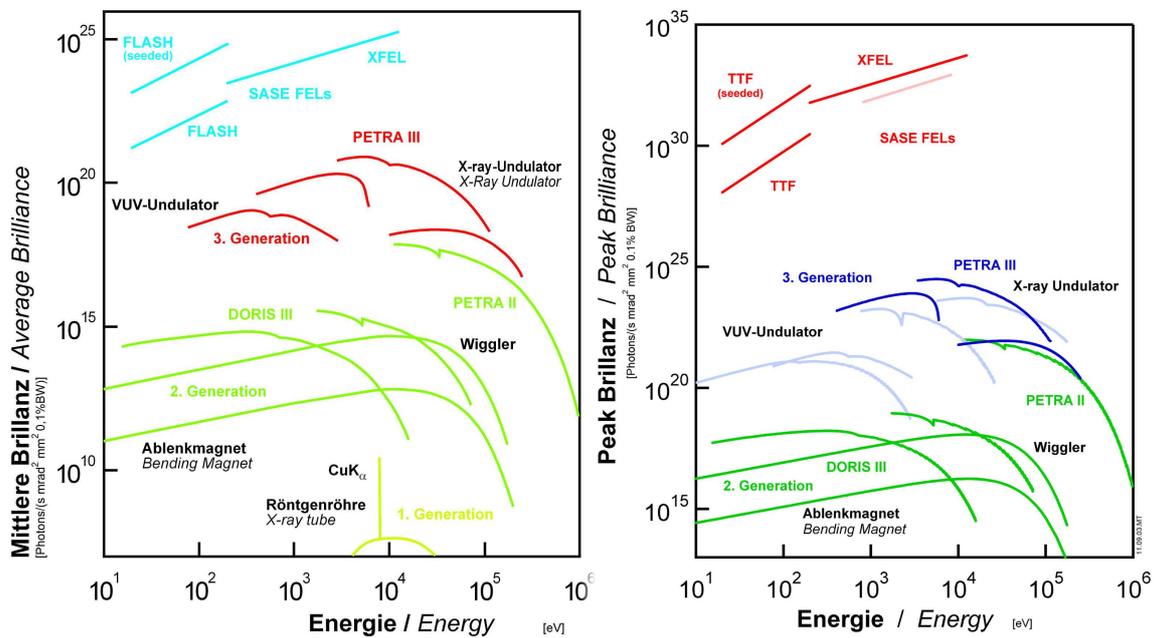


Abb. 1.3: Mittlere und Spitzen-Brillanzen von Synchrotrons der 2. und 3. Generation und Freie-Elektronen-Lasern im Vergleich (FLASH und TTF sind Eigennamen von FEL). Zusätzlich die mittlere Brillanz einer Röntgenröhre. Quelle: DESY, Hamburg

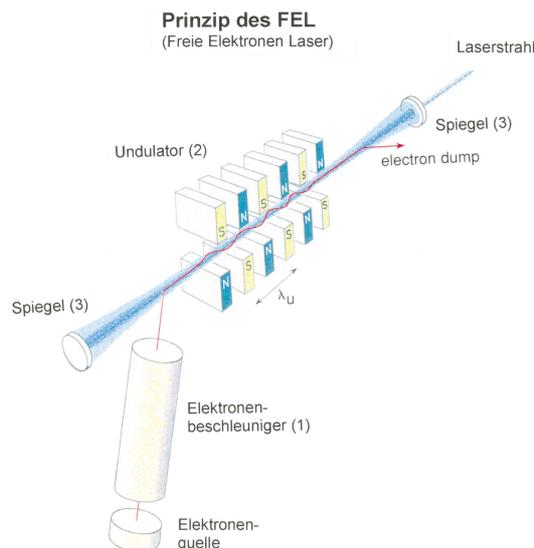


Abb. 1.4: Prinzip eines Freie-Elektronen-Lasers für Wellenlängen z.B. im sichtbaren Bereich

Abstand haben, der gleich der Wellenlänge ist, so dass alle Elektronen in dem Paket gleichzeitig kohärent emittieren können. Mit diesem Resonatorkonzept ist kohärente Strahlung bis zu 176 nm erzeugt worden [Curbis u. a. 2005].

Will man dieses Konzept bei kürzeren Wellenlängen benutzen stößt man jedoch auf das Problem, dass es keine geeigneten Resonatorspiegel gibt.

Deshalb werden nun Freie-Elektronen-Laser ohne Resonator aufgebaut, sogenannte SASE-FEL (Self Amplified Spontaneous Emission). Bei diesen wird der Undulator sehr lang gebaut. Dabei sollen die Elektronen-„Bündel“ mit der von ihnen emittierten Strahlung direkt selbst wechselwirken. Eine große Länge des Undulators ist nötig, da sich ein homogenes Strahlungsfeld erst herausbilden muß.

Beim XFEL (X-Ray Free Electron Laser), der beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg für Röntgenstrahlung bei 0,0085 nm gebaut wird, soll der Undulator z.B. 220 Meter lang werden [xfel].

Die Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung m. b. H. (BESSY) plant einen Freie-Elektronen-Laser für den Wellenlängenbereich von 1,2 bis 60 nm, wobei die Wellenlänge durchgestimmt werden kann, indem die Energie der Elektronen variiert wird [bessy].

Bei dem geplanten Bessy-FEL soll die in einem ersten Undulator erzeugte Strahlung noch in einem zweiten verstärkt werden. Damit soll eine um 10 Größenordnungen höhere Spitzenbrillanz und um 6 Größenordnungen größere gemittelte Brillanz ermöglicht werden als bei einem modernen Synchrotron. Ferner sollen Pulslängen unter 20 fs und eine sehr schmale Photonenenergiestreuung von $\lambda/\Delta\lambda = 10000$ ohne Monochromator erreicht werden.

Dieser Freie-Elektronen-Laser, der im Gegensatz zum Synchrotron technisch immerhin als Quelle zur industriellen EUV-Lithographie in Frage käme, hat für messtechnische Anwendungen die gleichen Nachteile wie ein Synchrotron: Er ist ein teures und großes Forschungsgerät.

1.3 Relativistische Thomsonstreuung

Statt die relativistischen Elektronen durch das alternierenden Magnetfeld eines Undulators zu schicken, kann man sie auch mit einem starken Laserpuls wechselwirken lassen (Abb. 1.5).

Dabei verhalten sich die Elektronen im Laserfeld so wie in einem Undulator-Magnetfeld. Man kann den Effekt hierbei aber auch als Streuung der Photonen an den relativistischen Elektronen verstehen. Dies wird relativistische Thomson-Streuung genannt.

Die Strahlung ist kohärent. Es werden kurze Pulse mit kleiner Wellenlänge erzeugt, die stark gerichtet in Richtung der Elektronen-Flugbahn sind. Die Pulse sind synchron zu den Pulsen des

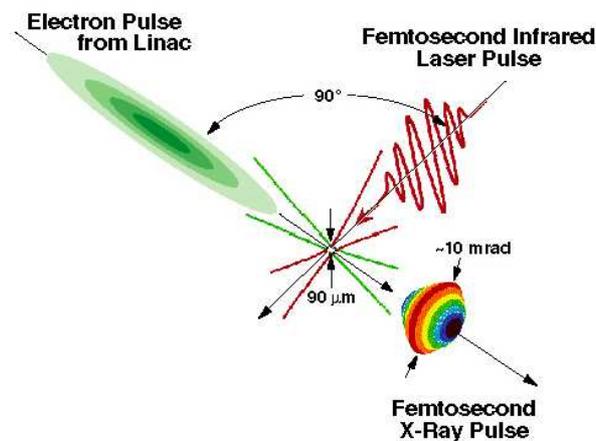


Abb. 1.5: Thomson-Streuung: Schematischer Aufbau [Schoenlein u. a. 1996]

Titan:Saphir-Lasers, was für sogenannte Pump-Probe-Experimente wichtig ist.

[Schoenlein u. a. 1996] konnten so durch Wechselwirkung mit einem Titan:Saphir-Laserpuls 300-Femtosekundenpulse mit $0,4 \text{ \AA}$ Wellenlänge erzeugen. Dies ist die bisher kürzestwellige kohärente Quelle. Prinzipiell ließe sich auf diese Weise auch (kohärente) EUV-Strahlung erzeugen.

Die Intensität der Strahlung ist jedoch recht gering und der Aufwand groß. Bei der Erzeugung längerer Wellenlängen im EUV-Bereich würde die Intensität noch weiter abnehmen; durch den langsameren Elektronenstrahl wäre die erzeugte Strahlung weniger stark gerichtet.

1.4 Klassische Röntgenröhre

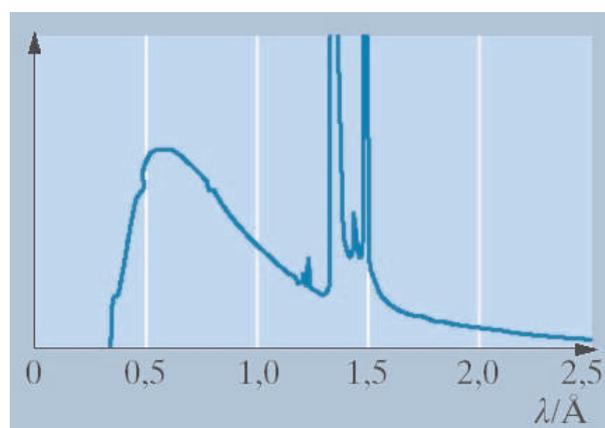


Abb. 1.6: Röntgen-Spektrum einer Kupfer-Anode mit charakteristischen Linien $K\alpha$ und $K\beta$ und Bremskontinuum; Röhrenspannung 38 kV. [Gerthsen und Meschede 2003]

In der klassischen Röntgenröhre werden Elektronen auf eine Anode hin beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen ein breites kontinuierliches Spektrum (Bremskontinuum) sowie charakteristische Linienstrahlung, die aus Innerschalenübergängen des Anodenmaterials resultiert. Bei Kupfer als Anodenmaterial und typischen Spannungen von 38 keV liefert die charakteristische Strahlung Linien bei 0,154 nm (Cu-K $_{\alpha}$) und 0,139 nm (Cu-K $_{\beta}$) und die Bremsstrahlung erstreckt sich von etwa 0,035 nm bis 0,25 nm (siehe Abb. 1.6).

Um mit diesem Prinzip EUV-Strahlung zu erzeugen, muss die kinetische Energie der Elektronen und das Anodenmaterial angepasst werden.

In Abbildung 1.7 ist links die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge der charakteristischen Strahlung von der Atomzahl Z dargestellt. Man sieht, dass sich die leichteren Elemente für die Erzeugung von EUV-Strahlung mit mehr als 10 nm Wellenlänge eignen, die Strahlung der L-Schale von Silizium liegt sogar genau bei der Lithographiewellenlänge von 13,5 nm.

Allerdings ist bei Strahlungsquellen, die auf dem Elektronenbeschuss von Festkörpern basieren, die Strahlungsintensität bei leichteren Elementen geringer, da bei diesen Augerzerfälle gegenüber Strahlungszerfällen dominieren.

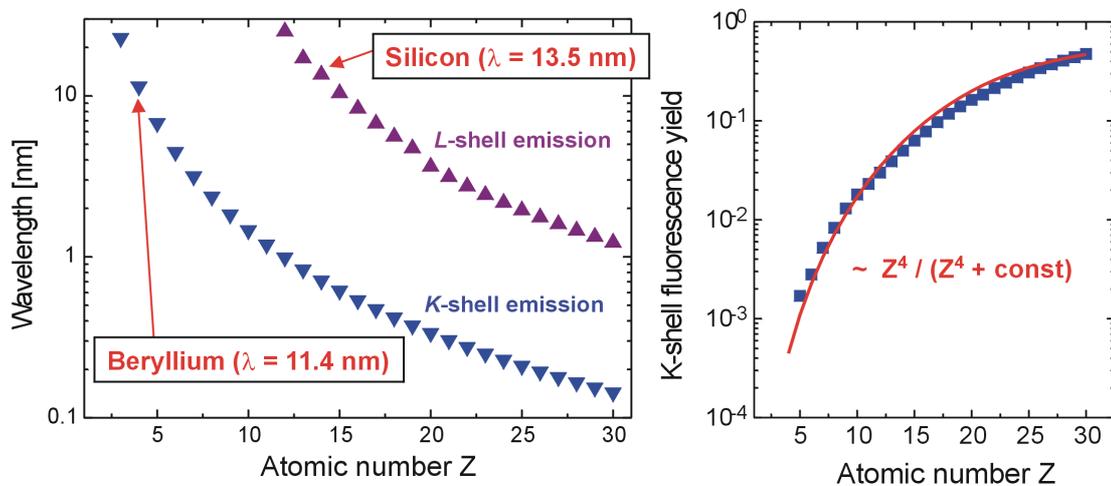


Abb. 1.7: Abhängigkeit der charakteristischen K- und L-Schalen-Emissionswellenlänge und der K-Schalen-Floureszenzstärke von der Atomzahl Z

In Abbildung 1.7 ist rechts die Stärke der Floureszenz der Strahlungsübergänge in die K-Schale dargestellt. Das Verhältnis der Strahlungszerfälle S der Atomzustände nach der Innerschalenionisation zu den Augerzerfällen A ergibt sich etwa zu:

$$\frac{S}{S+A} \sim \frac{Z^4}{Z^4 + \text{const}} \quad (1.1)$$

Dieses Verhalten verhindert letztendlich die Erzeugung von EUV-Strahlung hoher Brillanz mit einer solchen Röntgenröhre. Entsprechendes gilt auch für das Bremskontinuum. Die Brillanz

lanz kann auch durch einen stärkeren Elektronenstrom erhöht werden. Dies ist jedoch dadurch begrenzt, das die Anode sich bei einem zu hohen Strom pro Anodenfläche stark aufheizen und schmelzen würde. Diesem kann zwar durch eine rotierende und/oder gekühlte Anode entgegengewirkt werden, die Brillanz bleibt jedoch für EUV-Röhren gering.

[Egbert u. a. 2002b] modifizierten eine Mikrofokus-Röntgenröhre der Firma phoenix|x-ray Systems+Services GmbH für Anwendungen der charakteristischen Strahlung im Bereich der Lithographie-Wellenlänge von 13,5 nm.

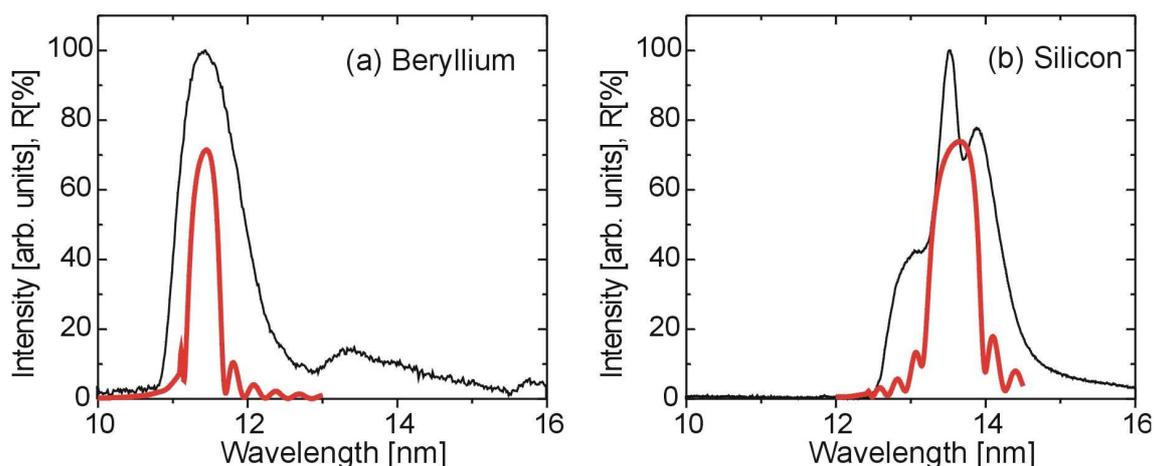


Abb. 1.8: Spektrum der EUV-Röhre sem|20 der Firma phoenix|euv Systems+Services GmbH, links mit einer Beryllium-Anode, rechts mit einer Silizium-Anode. Zusätzlich sind die Reflexionskurven von Molybdän/Beryllium- bzw. Molybdän/Silizium-Multilayerspiegeln eingezeichnet. [Egbert u. a. 2002b]

In Abbildung 1.8 sind die Emissionsspektren der EUV-Röhre mit einer Beryllium- bzw. einer Silizium-Anode zu sehen. Ihr Emissionsspektrum deckt genau den Bereich ab, in dem Molybdän/Beryllium- bzw. Molybdän/Silizium-Multilayerspiegel unter senkrechtem Einfall reflektieren.

Dies zeigt die Verwendungsmöglichkeiten der EUV-Röhre: Sie ist gut geeignet, um bei bestimmten schmalen Wellenlängenbereichen z.B. die Reflexion von Multilayerspiegeln zu vermessen. Die Anoden sind relativ leicht zu wechseln, der Messaufbau muß dann gegebenenfalls etwas nachjustiert werden.

Zwar kann man auch ein breiteres Spektrum durch Bremsstrahlung z.B. mit einer Wolfram-Anode erzeugen, die Emission ist jedoch wesentlich schwächer als beim charakteristischen Spektrum.

Ein großer Vorteil der Quelle besteht darin, das der Elektronenstrom und damit der EUV-Photonenfluss sehr genau geregelt werden kann und - auch spektral - sehr stabil ist. In ([Egbert und Chichkov 2006]) wird gezeigt, dass das EUV-Signal über eine Zeitdauer von 70 Stunden nur um weniger als $\pm 0,5\%$ schwankt. Daher kann diese Quelle ohne ständige Referenzmes-

sungen verwendet werden. Zudem können die Elektronen durch eine Elektromagnetische Fokussiereinheit (Wehneltzylinder), computergesteuert variierbar auf der Anode auf Flächen mit unter 20 μm Durchmesser fokussiert werden.

Da die Quelle nur eine geringe Brillanz besitzt (siehe Tabelle 1.1) ist sie für die EUV-Lithographie selbst nicht geeignet

Normalerweise werden die Elektronen in einer Röntgenröhre mittels einer Glühkathode erzeugt, womit die Röhre typischerweise eine kontinuierlich emittierende Quelle ist. [Egbert u. a. 2002a] konnten zeigen, dass bei Herauslösung der Elektronen durch den Photoeffekt mit einem Femtosekundenlaser sich auch Femtosekunden-EUV-Pulse erzeugen lassen.

1.5 Plasmastrahlungsquellen

Eine vielseitige Quelle für kurzwellige Strahlung in weiten Spektralbereichen sind Plasmen. Die Erzeugung der Plasmen kann dabei durch eine Vielzahl von Anregungsmechanismen erfolgen, wie z.B. die thermische Aufheizung, die Einwirkung elektrischer Felder in Form von Entladungen oder die Einwirkung von intensiver Laserstrahlung auf Materie. Als Ausgangsmaterial für Plasmen kommt gasförmige, flüssige oder feste Materie (Targets) infrage. Für die Lithographie bei 13,5 nm und für messtechnische Anwendungen im Umfeld der Lithographie (EUV-Spektralbereich von etwa 2 nm bis 50 nm) werden vor allem Plasmen, erzeugt durch spezielle Gasentladungen (Pinchentladungen) und Laser-induzierte Plasmen, erprobt und angewendet.

Allgemeine Grundlagen zur Erzeugung und Beschreibung von Plasmen und spezifische Grundlagen für laserinduzierte Plasmen von Festkörpertargets und deren Strahlungseigenschaften werden in Kapitel 2 beschrieben und diskutiert. Im Folgenden sollen hier einige für den EUV-Bereich speziell entwickelte Plasmaquellen vorgestellt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und untersuchte laserinduzierte Plasmaquelle unter Verwendung eines Goldtargets wird dann ausführlich in Kapitel 3 beschrieben.

1.5.1 Gasentladungplasmen

Plasmen werden bereits seit längerem zur Erzeugung von Photonen genutzt. Beispiele sind Neonröhren, Natrium- oder Quecksilberdampflampen und Plasmabildschirme. Diese Plasmen werden durch elektrische Entladungen in Gasen erzeugt (Natürliche Gasentladungplasmen sind Blitze oder Funken.).

Diese Gasentladungplasmen sind meistens für Wellenlängen im sichtbaren Bereich optimiert. Das Emissionsspektrum eines solchen Plasmas hängt neben den verwendeten Gasen

von der Temperatur ab.

Die Angabe einer Plasmatemperatur ist an gewisse Bedingungen (Gleichgewicht) geknüpft, die im Kapitel 2 erläutert werden. Nimmt man diese Bedingungen als gegeben an und nimmt man ferner an, dass sich der Plasmastrahler näherungsweise wie ein Schwarzkörperstrahler verhält (Diese Situation liegt z.B. bei dichten Plasmen und geeigneten Medien näherungsweise vor. Siehe Kap. 2), so kann über das Wien'sche Verschiebungsgesetz für Schwarzkörperstrahler der Plasmatemperatur T eine Wellenlänge λ_{max} (Emissionswellenlänge am Maximum der Strahlungsemission) gemäß

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} m \cdot K \quad (1.2)$$

zugeordnet werden.

Während man für sichtbares Licht etwa eine Plasmatemperatur von 5000 K benötigt (was der Oberflächentemperatur der Sonne entspricht), wäre für eine maximale Emission bei 10 bis 20 nm eine Temperatur von etwa 200.000 K nötig.

Derartige Temperaturen erfordern besondere Anregungsmechanismen, z.B. entsprechend energiereiche Elektronen.

Um als Quelle für optische Systeme in der Messtechnik oder z.B. in der Lithographie eingesetzt werden zu können, müssen die Plasmen außerdem auch eine hohe Brillanz liefern, also einen hohen Photonenfluss aus einer kleinen Plasma-Quellfläche.

Dies erfordert neben der hohen Temperatur auch eine hohe Plasmadichte (von mind. 10^{16} bis 10^{18} Elektronen pro cm^{-3}) und in der Konsequenz eine entsprechend hohe Energiedichte des Anregungsprozesses. Um diese Energiedichte zu erreichen, wird bei allen EUV-Quellen, die auf Gasentladungsplasmen basieren, der sogenannte Pinch-Effekt genutzt.

Dabei haben beide Elektroden ein Loch in der Mitte, die Entladung findet entlang der optischen Achse (der Photonenemission) statt. Durch die Entladung fließt ein axialer Strom, der ein azimuthales Magnetfeld erzeugt (siehe Abb. 1.9). Dieses bewirkt eine Kompression des nahezu zylindrischen Plasmas; es zieht sich zu einem dünnen Plasmafaden zusammen. Dieser Effekt wird als Pinch-Effekt bezeichnet; das komprimierte Plasma nennt man Pinch-Plasma.

[Stamm u. a. 2002] berechneten, dass, je nach Art des Gases, ein Strom von 18 bis 30 kA benötigt wird, um die angestrebte Plasmatemperatur von 220.000 K zu erreichen. Der Plasmazylinder hat dabei nur einen Widerstand von etwa 50 m Ω , weshalb das Plasma mit einigen 10^7 Watt ohmsch geheizt wird. Nach ca. 100 ns fällt der Strom dann wieder deutlich ab, so dass ein derartiges Gasentladungsplasma nur gepulst existiert.

Entsprechende Plasmatemperaturen und Ströme wurden im Experiment bereits erreicht [Stamm u. a. 2002]. Die technische Herausforderung für derartige Entladungen besteht dar-

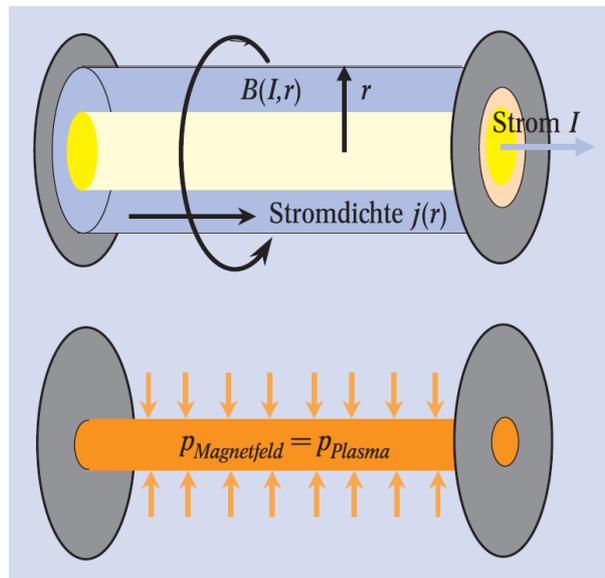


Abb. 1.9: Auf einen stromdurchflossenen Leiter übt das Eigenmagnetfeld eine radiale Kraft $j \times B$ aus, die einen Plasmafaden radial komprimiert und aufheizt (Pinch-Effekt) (Abb. übernommen aus [Stamm u. a. 2002])

in, diese mit einem möglichst kleinen Emissionsvolumen von $< 1\text{mm}^2$ zu erreichen, um eine hohe Brillanz zu realisieren. Die bisher erreichten Brillanzen von Pinchquellen liegen in der gleichen Größenordnung wie die von Synchrotrons (siehe Tabelle 1.1). Dies ist für messtechnische Anwendungen ausreichend; die Anforderungen der Halbleiterindustrie [Bakshi 2006] an eine Quelle für die Lithographie wurden bisher jedoch noch nicht erreicht.

Der genaue Aufbau, die Form der Elektroden und der Zündmechanismus, unterscheidet sich bei verschiedenen Gasentladungs-EUV-Quellen. Teilweise wird das Plasma auch in einer Kapillare erzeugt. Bei dünnen Kapillaren (unter etwa 1 mm Durchmesser) wird das Kapillarmaterial abladiert, um die emittierenden Ionen zu bilden. Der Aufbau einer Gasentladungsquelle für Lithographieanwendungen (Xtreme Technologies) ist in Abb. 1.10 zu sehen.

Je nach verwendeter Gasart können Gasentladungsquellen Linien und Kontinuumsstrahlung im EUV- und Röntgenbereich emittieren. Zur Zeit wird als Quelle für 13,5 nm-Strahlung vor allem Xenon als Arbeitsgas verwendet [Bakshi 2006]. Ein Xenon-Spektrum ist in Abb. 1.11 zu sehen.

Mit Xenon-Pinch-Entladungen wird eine Konversion von elektrischer Entladungsenergie in EUV-Strahlung (in einen Wellenlängenbereich von 2 % um 13,5 nm in einen Raumwinkel von 2π sr) von etwa 1 % erreicht [Stamm u. a. 2002].

Andere interessante Materialien für die 13,5 nm-Erzeugung in Pinch-Entladungen sind Zinn, das eine Konversionseffizienz von 4 % verspricht [Stamm u. a. 2002] (bisher wurden jedoch erst 2 % realisiert [Bakshi 2006]) und Lithium (hier wird eine Konversionseffizienz von 2,5 %

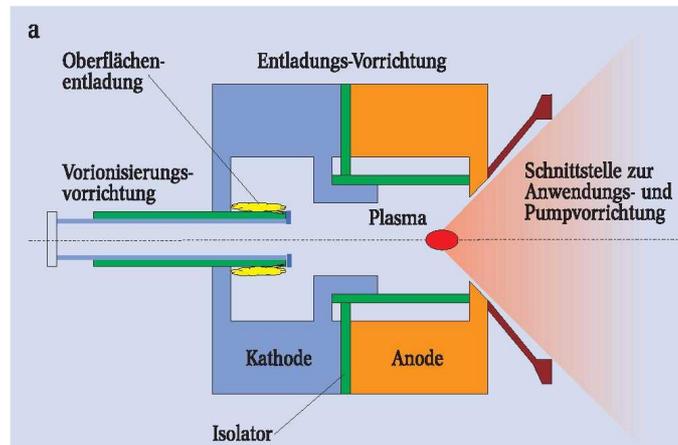


Abb. 1.10: Aufbau einer Gasentladungsquelle (Xtreme Technologies) (Abb. übernommen aus [Stamm u. a. 2002])

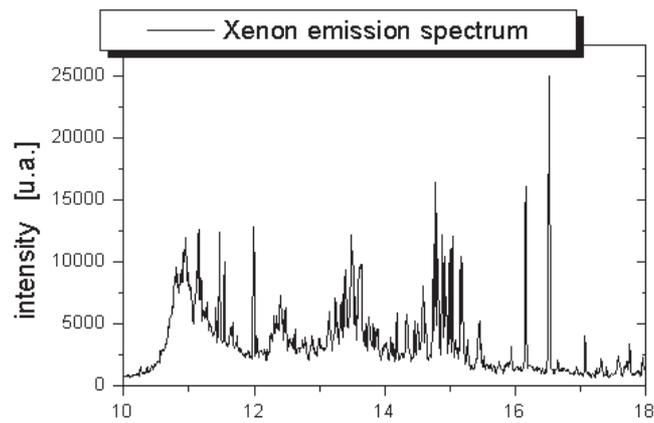


Abb. 1.11: Typisches Spektrum einer Xenon-Gasentladung

erwartet [Bakshi 2006]).

Ein großes Problem bei stromstarken Pinchentladungen ist die Erodierung der Elektroden. Dadurch verringert sich deren Lebensdauer und das abgelöste Material (Debris) verschmutzt die Optiken, die die EUV-Strahlung kollimieren.

Eine gute Lösung für dieses Debris-Problem gibt es noch nicht. Man könnte zwar Kontaminationsfilter einsetzen, z.B. dünne Folien, doch diese absorbieren einen Teil der EUV-Strahlung und werden vom Debris ebenfalls verschmutzt, wodurch die Transmissivität abnimmt, und sie schränken den nutzbaren Raumwinkel, in den das Plasma emittieren kann, ein.

Trotz der genannten Probleme sind Pinchentladungen die derzeit vielversprechendsten Quellen für die EUV-Lithographie, da die erforderlichen hohen Leistungen (1600 Watt EUV-Strahlungsleistung in 2 % Bandbreite um 13,5 nm in 2π sr bzw. 115 Watt im Zwischenfokus [Bakshi 2006]) mit diesen Quellen am ehesten kostengünstig zu erreichen sein werden.

1.5.2 Laserproduzierte Plasmen

Plasmen mit Dichten und Temperaturen wie bei den in 1.5.1 beschriebenen Pinchentladungen können auch durch die Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie (Target genannt), wie Gasen, Festkörpern oder Flüssigkeiten, erzeugt werden. Wie in Kapitel 2 gezeigt, erfordert dies Laserintensitäten von mehr als 10^{10} W/cm^2 , weshalb fokussierte gepulste Laserstrahlung verwendet werden muss. Um eine EUV-Quelle mit hoher Brillanz zu erhalten, ist außerdem eine hohe Teilchendichte im Laserfokus wichtig.

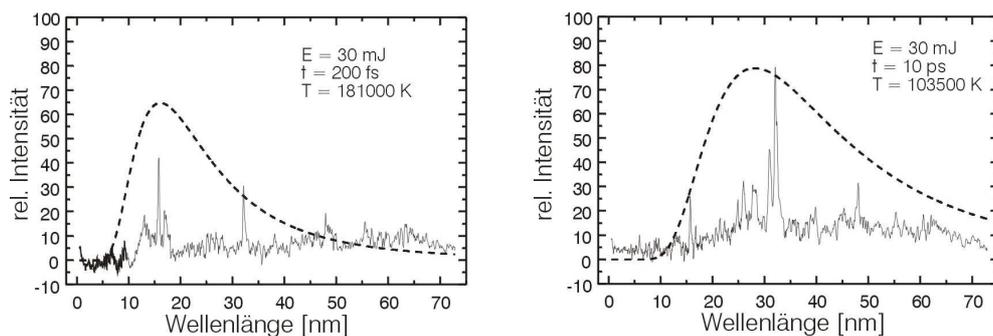


Abb. 1.12: Spektren von Aluminium bei verschiedenen Laserpulsdauern. Gestrichelt ist die Strahlung eines schwarzen Körpers bei einer Temperatur von 181000 K bzw. 103500 K eingezeichnet

Das Emissionsspektrum eines laserinduzierten Plasmas hängt stark vom verwendeten Targetmaterial, von der Pulsenergie und der Pulsdauer des Lasers ab (siehe Abb. 1.12). Grundlagen hierzu finden sich in Kapitel 2.

Materialien mit hoher Kernladungszahl Z weisen ein breitbandiges Spektrum auf, während

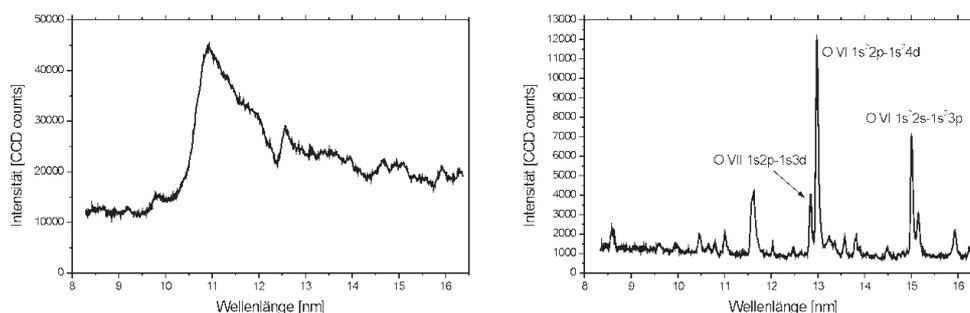


Abb. 1.13: Spektren von Xenon (links) und Sauerstoff (rechts) (aus [Kranzusch und Mann 2001])

bei niedrigem Z das Spektrum aus einzelnen Linien besteht. In Abbildung 1.13 sind die Spektren von Xenon ($Z = 54$) und Sauerstoff ($Z = 8$) zu sehen.

Laserinduzierte Plasmen können sehr flexibel, sehr lokalisiert (geringe Quellgröße), mit hoher Wiederholrate und mit jedem Targetmaterial erzeugt werden. In der Regel muss das Targetmaterial nach jeder Plasmaerzeugung (Laserschuss) ausgetauscht werden. Dies wird in der Praxis bei flüssigen und gasförmigen Targets durch eine Strömung des Materials in Form eines Gas- oder Flüssigkeitsstrahls (Gas-, Flüssigkeitsjet) realisiert und bei Festkörpertargets durch die Anwendung von Drähten, Folien, Bändern u.a., die am Laserfokus vorbeigeführt werden. Abb. 1.14 zeigt als Beispiel eine Tröpfchen-Strahlquelle mit Kollimieroptik und Transmissionsgitterspektrometer.

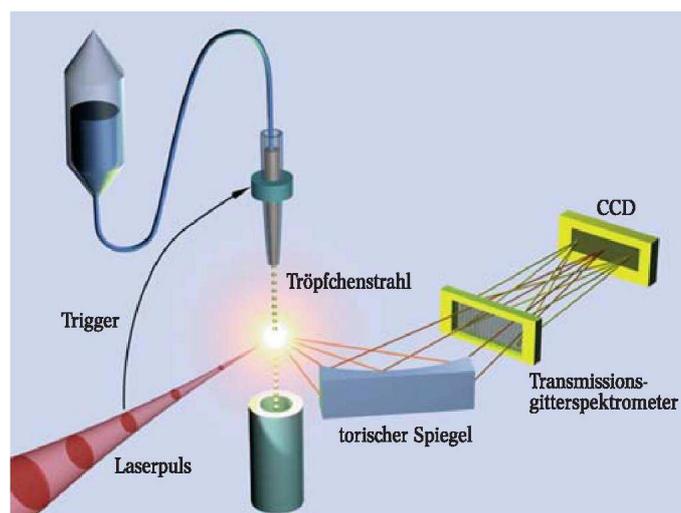


Abb. 1.14: Ein intensiver Laserpuls erzeugt ein Plasma auf der Oberfläche von Wassertröpfchen. Ein abbildendes Spektrometer detektiert die emittierte EUV-Strahlung. Viele Experimente zu lasererzeugter EUV-Strahlung wurden an Wassertröpfchen durchgeführt, die einfach, kontinuierlich und billig bereitzustellen sind und in ihrem Volumen an die Laserpulseenergie angepasst werden können, so dass der Tropfen nahezu vollständig in Plasma verwandelt wird (Masselimitierte Targets). Es wird eine hohe Konversionseffizienz innerhalb einer sehr schmalbandigen Linie erreicht [Stamm u. a. 2002].

Durch die Verwendung einer frischen Targetoberfläche nach jedem Laserschuss spielt bei laserinduzierten Plasmen eine Targeterodierung entsprechend der Elektrodenerodierung beim Pinchplasma keine Rolle. Durch die Verdampfung des Targetmaterials entsteht aber auch Debris, das die Optiken beschädigt. Um dieses Problem zu minimieren, werden spezielle Targets und Fokussierungsgeometrien angewendet (siehe hierzu auch Kapitel 3).

Da der Laser von einer normalen Targetoberfläche deutlich mehr Material abladiert als zur Plasmabildung und EUV-Strahlung beiträgt, werden häufig Masse-limitierte Targets verwendet. Bei diesen wird immer nur soviel Targetmaterial für den Prozess bereitgestellt, wie zur Plasmabildung benötigt wird. So werden bei Festkörpern dünne Bänder oder Drähte als Target benutzt, oder es werden Flüssigkeitsstrahlen oder -tröpfchen eingesetzt (siehe Abbildung 1.14). Mehr zum Thema Debris findet sich in Kapitel 3.

Um die für hohe Brillanzen nötige hohe Dichte von Festkörpern und Flüssigkeiten mit der geringen Debristentstehung von Gasen zu kombinieren werden auch verflüssigte Gase (Kryogene Targets; häufig Xenon) als Flüssigkeitsstrahl oder Tröpfchentarget eingesetzt.

Eine restlose Beseitigung des Debris gelingt jedoch nicht.

Laserinduzierte Plasmastrahlungsquellen eignen sich aufgrund ihrer einfachen Erzeugung und der erreichbaren hohen Spitzenbrillanzen und bei hoher Wiederholrate auch hohen mittleren Leistungen gut für wissenschaftliche und messtechnische Anwendungen (siehe z.B. [van Luyen 2004]).

Um als Quelle für die EUV-Lithographie eingesetzt zu werden, emittieren laserinduzierte Plasmen noch zu wenig EUV-Strahlung (deutlich weniger als Gasentladungsplasmen). Hierfür wären wesentlich leistungsstärkere Laser nötig, als sie derzeit am Markt erhältlich sind. Diese würden dann jedoch vorraussichtlich sehr teuer und komplex [Stamm u. a. 2002].

1.6 Röntgenlaser

Um im kurzwelligen Spektralbereich einen Laser zu verwirklichen, muss eine Besetzungsinversion auf Ionenübergängen erzeugt werden. Die Lasermedien sind daher mehr oder weniger hochionisierte Plasmen. Diese Plasmen werden, wie in Abschnitt 1.5.1 und 1.5.2 für inkohärenten Quellen beschrieben, durch Gasentladungen erzeugt oder durch Pumplaser induziert. Zusammenfassend werden Laser mit Wellenlängen unterhalb 100 nm meist als Röntgenlaser bezeichnet. Die meisten realisierten Röntgenlaser arbeiten mit laserinduzierten Plasmen. Ein Überblick findet sich in [Nickles u. a. 2000] und [Rocca 1999].

Beim Übergang zu kürzeren Wellenlängen wird ein größerer energetischer Abstand zwischen oberem und unterem Laserniveau, eine höhere Übergangsfrequenz ω , notwendig; damit

nimmt ebenfalls der Zerfall der Besetzungsinversion durch spontane Emission des Laserübergangs zu. Insgesamt ergibt sich, dass die nötige Pumpleistung, um gegen diesen Zerfall die Besetzungsinversion zu erhalten, mit ω^3 bis ω^6 skaliert [Hooker 1997], abhängig von der Linienverbreiterung des Laserübergangs. Dies führt zu sehr hohen Pumpleistungen bzw. Pumpintensitäten; so wurden für die ersten Röntgenlaser ns-Pumplaser mit Pulsenergien im kJ-Bereich verwendet [Hooker 1997].

Um diese hohen Energien, die die Pumplasersysteme extrem groß und teuer machen, zu reduzieren werden heute Pumpschemata angewandt, bei denen das Medium mit einem kurzen Laserpuls instantan hochgradig ionisiert wird, z.B. durch optische Feldionisation [Hooker 1997].

Bei Röntgenlasern die mit längeren Pulsen (Nanosekunden-Bereich) gepumpt werden, entsteht eine quasistationäre Verstärkung und es kann in diesem Fall auch ein Resonator (typisch ein Halbresonator) angewendet werden. Die Röntgenlaserpulse sind entsprechend länger, bis in den Bereich von 100 ps. Bei Kurzpuls-gepumpten Röntgenlasern ist ein Resonator nicht anwendbar (ASE-Betrieb (Amplified Spontaneous Emission)) und die Laserpulse sind kurz (Femto- bis Pikosekunden-Bereich). Praktisch unabhängig von der Pumpart (Kurzpuls-Langpuls) liegt die Konversionseffizienz im Bereich von $10^{-5} - 10^{-6}$. Hohe Energien bis in den mJ-Bereich werden daher nur mit großen Pumplasersystemen (100 J - 1 kJ) erzielt. Die Langpulssysteme mit hohen Energien sind wegen ihrer guten räumlichen und zeitlichen Kohärenz für die Interferometrie interessant, kurzpulsgepumpte Systeme für die Untersuchung schneller Vorgänge.

Wegen des großen Aufwandes und der schwierigen Betriebsbedingungen sind Röntgenlaser derzeit für breite Anwendungen und insbesondere für die Lithographie nicht geeignet.

1.7 Nichtlineare Optik

Mit intensiver Laserstrahlung (typischerweise 10^{12} bis $10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$) einer Frequenz ω im infraroten bis ultravioletten Bereich kann durch nichtlineare optische Effekte höherer Ordnung kohärente kurzwellige Strahlung erzeugt werden, deren Frequenz ω_{EUV} gemäß $\omega_{EUV} = q \cdot \omega$ gegeben ist (Frequenzvervielfachung; Erzeugung hoher Harmonischer). Für den Spektralbereich unterhalb etwa 200 nm kommen als nichtlineare Medien nur noch Gase und Dampf (isotrope Medien) infrage. q ist dann ungerade. Meist werden als Medien Edelgase in Form von Gasjets eingesetzt, um die nötigen Teilchendichten von $10^{16} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$ zu erreichen. Es werden in der Regel Laser mit einer Pulsdauer im Femtosekundenbereich benutzt.

In Abbildung 1.15 ist ein Harmonischenspektrum eines Titan:Saphir-Lasers (800 nm) in

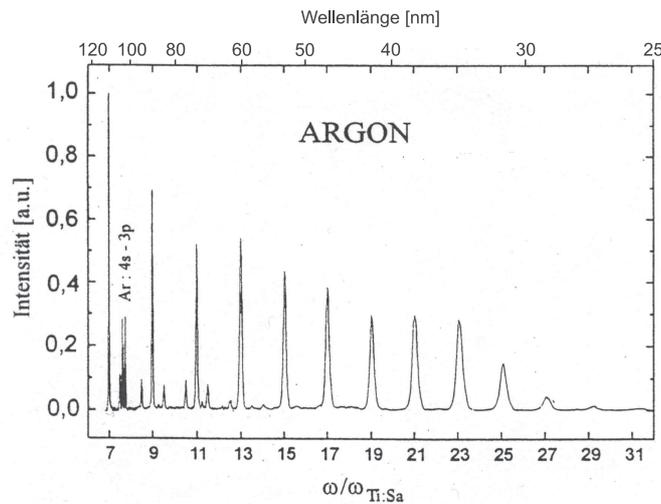


Abb. 1.15: Harmonischenspektrum in Argon, zusätzlich sind einige Argon-Emissionslinien zu sehen

Argon dargestellt (In den Spektren sind durch Anregungs- und Ionisationsprozesse auch einige Argonlinien zu sehen.).

Die Konversionseffizienz kann bei niedrigen Harmonischen ($q < 5$) im Prozentbereich liegen. Bei hohen Harmonischen liegt sie typisch im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-7} für $q < 60$ und Wellenlängen größer als 10 nm, für kleinere Wellenlängen noch darunter.

Es wurden Harmonischen-Ordnungen von bis zu 297 von Titan-Saphir-Laserpulsen beobachtet; dies entspricht einer Wellenlänge von ca. 2,7 nm. Eine Übersicht über die Erzeugung von höheren Harmonischen findet sich in [Eden 2004].

Um in den Wellenlängenbereich unter 100 nm zu gelangen, reichen allerdings bei Anwendung kurzweiliger Pump Laser auch schon niedrige Harmonische aus. So demonstrierte [Reinhardt] mit einem KrF-Excimerlaser mit 248 nm Wellenlänge, 400 fs Pulsdauer und 10 mJ Pulsenergie $150 \mu\text{J}$ bei der 3. Harmonischen (83 nm) und bis zu $15 \mu\text{J}$ bei der 5. Harmonischen (49 nm).

Hohe Harmonische werden aufgrund ihrer gegenüber Röntgenlasern wesentlich einfacheren Erzeugbarkeit und der kurzen Pulse vielfältig für wissenschaftliche Anwendungen (z.B. Röntgenholographie, Plasma-Diagnostik, Röntgenmikroskopie) eingesetzt. Für messtechnische Anwendungen ist der Aufwand zur Erzeugung i.A. noch zu groß.

1.8 Vergleich der Strahlungsquellen

Das Spektrum einer EUV-Quelle, z.B. ob sie ein Linienstrahler ist oder breitbandig emittiert, bestimmt wesentlich darüber, ob sie für eine Anwendung geeignet ist. Zusätzlich wichtig sind

die Größe und die Anschaffungs- und Betriebskosten. Entscheidend für die Auswahl der Quelle sind aber immer die jeweiligen Anwendungen, die, von der (zukünftig vielleicht industriell betriebenen) EUV-Lithographie über die Messtechnik bis zur Grundlagenforschung reichend, sehr unterschiedliche Anforderungen stellen.

Im Nachfolgenden sollen daher nur einige vergleichende Aussagen bzgl. Brillanz, Wellenlängenbereich und allgemeinen Vor- und Nachteilen gemacht werden. In Tabelle 1.1 sind für einige Quellen Werte zum Energie- bzw. Wellenlängenbereich und zur Brillanz aufgelistet. Die Angaben sind nur als typische Größenordnungen zu verstehen.

	Photonenenergien	Wellenlänge [nm]	Einzel puls- Brillanz [Photonen $Puls^{-1}mm^{-2}$ $mrad^{-2}$ in 0,1% BW]	Zeitintegrierte Brillanz [Photonen $s^{-1}mm^{-2}$ $mrad^{-2}$ 0,1% BW]
Synchrotron (3.Gen.)	10 eV - 100 KeV	0,01 - 100	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{18}$
Freie-Elektronen-L.	1 eV - 10 KeV	0,1 nm - 10 mm	$\sim 10^{16}$	$\sim 10^{24}$
Röntgenröhre	0,05-100 KeV	0,01-20	-	$\sim 10^8$
Plasmen Einzelpulse bei 300 Hz	10 eV - 1 MeV	0,001-100	$\sim 10^{15}$ $\sim 3 \times 10^{12}$	$\sim 10^{12}$ $\sim 10^{15}$
Röntgenlaser	20 eV - 1,2 KeV	1-60	$\sim 10^{20}$	$\sim 10^{17}$
Hohe Harmonische	1 - 500 eV	2,7-532	$\sim 10^{12}$	

Tab. 1.1: Hauptcharakteristika verschiedener Strahlungsquellen (Werte teilweise aus [Michette und Buckley 1993])

In Tabelle 1.2 sind wichtigste Vor- und Nachteile von Strahlungsquellen für den Einsatz im EUV-Bereich aufgelistet.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit sollte eine mobile und kompakte Quelle für messtechnische Anwendungen in einem breiten Spektralbereich von 50 nm bis 10 nm oder sogar bis 2 nm ins "Wasserfenster" aufgebaut werden. Hierfür war daher ein kontinuierliches Spektrum nötig. Linienstrahler wie Röntgenlaser oder Hohe Harmonische kamen dafür nicht infrage.

Die klassische Röntgenröhre emittiert ebenfalls nicht breitbandig genug und besitzt eine relativ geringe Brillanz. Jedoch kann sie mit wechselnden Targets bei verschiedenen Wellenlängen eingesetzt werden und bleibt, da sie kompakt ist und sehr stabil und kostengünstig emittiert, für etliche messtechnische Anwendungen eine Alternative.

Gasentladungsplasmen emittieren zwar ein breiteres Spektrum, doch besteht dies vorwiegend aus Linien, so dass das Spektrum sehr starke Intensitätsunterschiede bei benachbarten Wellenlängen aufweist (siehe Abbildung 1.11). Außerdem ist dieses Spektrum noch nicht breit

	Vorteile	Nachteile
Synchrotrons	<ul style="list-style-type: none"> - hohe mittlere Intensität - fokussierte Abstrahlung - durchstimmbar - debrisfrei - sehr stabiles Emissionsspektrum -Referenzquelle 	<ul style="list-style-type: none"> -Großgeräte mit hohen Kosten - zentrale Einrichtung
Freie-Elektronen-Laser	<ul style="list-style-type: none"> - höchste mittlere Intensität - fokussierte Abstrahlung - durchstimmbar - debrisfrei 	<ul style="list-style-type: none"> -Großgeräte mit hohen Kosten - zentrale Einrichtung
Röntgenröhren	<ul style="list-style-type: none"> - niedrigste Kosten - einfache Handhabung - praktisch debrisfrei - stabiles Emissionsspektrum 	<ul style="list-style-type: none"> - geringe Intensität - nicht jede Wellenlänge verfügbar
Plasmaquellen	<ul style="list-style-type: none"> - kompakt - vergleichsweise niedrige Kosten - hohe Leistung möglich - durch Targetwahl sehr verschiedene Spektren möglich 	<ul style="list-style-type: none"> - Entstehung von Debris - beschränkte Lebensdauer - Schwankungen des Emissionsspektrums
Röntgenlaser	<ul style="list-style-type: none"> - hohe Spitzenbrillanzen - Kohärenz - fokussierte Abstrahlung 	<ul style="list-style-type: none"> - großer apparativer Aufwand - geringe Leistung - geringe Effizienz - Entstehung von Debris - beschränkte Lebensdauer - Schwankungen des Emissionsspektrums - nur bestimmte Wellenlängen verfügbar
Hohe Harmonische	<ul style="list-style-type: none"> - Kohärenz - fokussierte Abstrahlung 	<ul style="list-style-type: none"> - geringe Leistung - geringe Effizienz

Tab. 1.2: Typische Vor- und Nachteile der Quellen

genug.

Von den prinzipiell zur Verfügung stehenden hier beschriebenen Quellentypen für den EUV-Bereich kamen daher nur Laser-produzierte Plasmen in Frage. Für ein kontinuierliches breitbandiges Spektrum werden dabei Targetmaterialien mit hoher Kernladungszahl Z verwendet.

In Kapitel 3 ist der Aufbau einer EUV-Quelle beschrieben, die auf einem laserproduzierten Plasma mit einem Festkörpertarget basiert. Dabei wurde meistens galvanisch abgeschiedenes Gold verwendet.

2 Laser-produzierte Plasmen

In diesem Kapitel werden zunächst grundlegende Eigenschaften und charakteristische Merkmale von Plasmen beschrieben. Danach wird der Entstehungsmechanismus von laserinduzierten Ablationsplasmen erläutert und es werden Modelle für die statistische Beschreibung dieser Plasmen vorgestellt.

Charakteristisch für ein Plasma ist das emittierte Spektrum. Es hängt neben den Teilchenarten im Plasma von deren Temperaturen und Dichten ab. Die Entstehung der Strahlung und einige Abhängigkeiten werden diskutiert.

2.1 Plasmen (allgemeine Grundlagen, Begriffe)

Als Plasma bezeichnet man ein Medium, bestehend aus Ionen (in verschiedenen Ionisationsstufen), Elektronen und Neutralteilchen. Durch Wechselwirkung der Teilchen untereinander und mit erzeugten Photonen finden Anregungs-, Ionisations- und Rekombinationsprozesse statt. Im stationären Fall bildet sich dabei ein Ionisationsgleichgewicht heraus und es entsteht ein für das Plasma charakteristisches Strahlungsfeld.

Der Plasmazustand unterscheidet sich deutlich von den Eigenschaften neutraler fester, flüssiger oder gasförmiger Materie und wird deshalb oft auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet.

Es existieren sehr verschiedene Plasma-Arten. Ein Plasma kann einen Parameterbereich von 1 bis zu 10^{27} cm^{-3} in der Elektronendichte und Temperaturen der einzelnen Partikel von weniger als 1 eV bis hin zu vielen MeV vorweisen. Entsprechend unterschiedlich sind die physikalischen Eigenschaften von Plasmen.

Für Plasmen ist charakteristisch, dass die Bewegung der Elektronen und Ionen durch ihre langreichweitigen Coulombkräfte vorgegeben wird. Dadurch reagieren die Teilchen im Plasma auf äußere Einflüsse kollektiv. Durch dieses kollektive Verhalten unterscheiden sich Plasmen wesentlich von neutralen Gasen, deren Teilchen nur durch direkte Stöße untereinander wechselwirken.

Das Plasma ist insgesamt gesehen elektrisch neutral. Es besteht jedoch aus frei beweglichen positiv und negativ geladenen Teilchen, so dass es temporär zu einer lokalen Ladungstrennung kommen kann (der dann elektrostatische Rückstellkräfte entgegenwirken).

Im Plasma übt jede einzelne Ladung auf benachbarte Ladungen eine Coulombkraft aus. Weiter entfernte Ladungen werden jedoch durch benachbarte Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens abgeschirmt.

Die sogenannte Debye-Länge λ_D

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}} \simeq 6,9 \cdot \sqrt{\frac{T_e [K]}{n_e [cm^{-3}]}} \text{ cm} \quad (2.1)$$

ist ein Maß für die effektive Reichweite der Coulombkräfte einzelner Ladungen [Carroll und Kennedy 1981]. In Gl. 2.1 ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, k_b die Boltzmann-Konstante, T_e die Elektronentemperatur, n_e die Elektronendichte und e die Elementarladung. Die Debye-Länge gibt an, ab welcher Entfernung innerhalb eines Plasmas eine Ladungstrennung oder ein äußeres elektrisches Potenzial abgeschirmt wird. Dadurch entsteht eine Quasineutralität in einem makroskopischen Gebiet. Dies ist eine wesentliche Eigenschaft eines Plasmas.

Damit in einem Plasma das kollektive Verhalten der Teilchen dominiert, muß die Debye-Länge wesentlich kleiner als die Ausdehnung des Plasmas sein. Bei typischen Bedingungen eines EUV-Plasmas mit $T_e = 220000 \text{ K}$ und $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die Debye-Länge 1 nm.

Wenn die Plasmaelektronen kollektiv aus ihren Gleichgewichtspositionen gegenüber den Ionen verschoben werden, z.B. durch elektromagnetische Strahlung, so schwingen sie nach Beendigung der Einwirkung gegenüber den Ionen mit einer charakteristischen Plasmafrequenz [Carroll und Kennedy 1981]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \simeq 56400 \sqrt{n_e [cm^{-3}]} \text{ s}^{-1} \quad (2.2)$$

m_e ist dabei die Masse des Elektrons. Bei einer Dichte von $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ beträgt $\omega_p = 2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$.

Durch ein elektromagnetisches Wechselfeld mit der Frequenz ω , etwa Laserstrahlung, wird im Plasma eine erzwungene Schwingung mit der Dispersionsrelation [Carroll und Kennedy 1981]

$$k(\omega) = c^{-1} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (2.3)$$

erzeugt. Wenn es, wie bei laserinduzierten Plasmen üblich, einen Elektronendichtegradienten gibt, variiert ω_p entsprechend 2.2. Für $\omega_p > \omega$ ist die Wellenzahl k imaginär und dies führt

zu einer Absorption mit einem Absorptionskoeffizienten proportional zu ik .

Bei der Elektronendichte, für die $\omega_p = \omega$ ist, auch kritische Elektronendichte n_c genannt, wird die einfallende Laserstrahlung reflektiert. Die kritische Elektronendichte ist gegeben durch

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \simeq 1,1 \cdot 10^{15} m^{-3} \cdot \lambda_{\text{Laser}}^{-2} \quad (2.4)$$

Aus Gleichung 2.3 ergibt sich auch, dass die Gruppengeschwindigkeit v_g einfallender Laserstrahlung, die die Geschwindigkeit des Energietransportes darstellt,

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.5)$$

für $\omega_p \approx \omega$ sehr gering ist. Das Strahlungsfeld wird in diesem Bereich vom Plasma stark absorbiert [Carroll und Kennedy 1981].

Für verschiedene gebräuchliche Laserwellenlängen berechnete kritische Dichten sind in Tab. 2.1 zusammengestellt. Die meisten liegen etwa ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der Elektronendichte in Festkörpern von etwa $10^{23} cm^{-3}$.

Laser	$\lambda[nm]$	$n_e[cm^{-3}]$
CO ₂	10600	10^{19}
Nd:YAG	1064	10^{21}
Ti:Saphir	~ 800	$1,7 \cdot 10^{21}$
2 × Nd:YAG	532	$4 \cdot 10^{21}$
KrF	248	$1,8 \cdot 10^{22}$

Tab. 2.1: Kritische Elektronendichten für einige Laserwellenlängen, berechnet mit Gleichung 2.4

In einem Plasma sind die Elektronen von entscheidender Bedeutung. Aufgrund ihrer mindestens um den Faktor 1000 kleineren Masse und damit verbundenen wesentlich größeren Beweglichkeit gegenüber den anderen Plasmateilchen, wechselwirken die Elektronen entsprechend stärker mit elektrischen und magnetischen Feldern und bestimmen damit die Energieaufnahme durch die Felder und den weiteren Transport der Energie. Daher sind die meisten typischen Plasmaparameter hauptsächlich von der Elektronendichte und der Elektronentemperatur abhängig.

Die Elektronentemperatur definiert sich über eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Unmittelbar nach einer Anregung, z.B. durch einen kurzen Laserpuls, liegt eine solche Verteilung noch nicht vor, stellt sich jedoch in dichten Plasmen (Elektronendichte typ. $> 10^{20} cm^{-3}$) innerhalb von einigen ps ein (Thermalisierungszeit der Elektronen).

Für die hier relevanten Fälle mit Anregungszeiten im ns-Bereich kann daher immer von einer definierten Elektronentemperatur ausgegangen werden.

Diese Elektronentemperatur kann sich erheblich von entsprechenden Temperaturen der Atome und Ionen unterscheiden. Eine einheitliche globale Plasmatemperatur (totales Gleichgewicht) kommt in der Praxis kaum vor, häufiger stellt sich ein Gleichgewicht in Teilbereichen eines Plasmas ein. Man spricht dann von einem LTE-Plasma (local thermal equilibrium) (siehe hierzu auch 2.3).

2.2 Zeitliche Entwicklung eines laserproduzierten Plasmas

Die nachfolgende Darstellung der zeitlichen Entwicklung eines laserproduzierten Plasmas beschränkt sich auf den Fall, dass Laserstrahlung mit einer Pulslänge von mehr als einer Nanosekunde auf eine für die Laserstrahlung undurchsichtige, ebene Festkörperoberfläche im Vakuum fokussiert wird, so dass eine Fokusintensität oberhalb von etwa 10^{10} W/cm^2 erreicht wird.

Es entsteht ein Plasma mit einer hohen Dichte und Temperatur, das sehr kurzlebig ist. Seine Lebensdauer entspricht etwa der Laserpulsdauer [Carroll und Kennedy 1981].

Die Initiierung des Plasmas und die Aufheiz- und Expansionsphase laufen in der ansteigenden Flanke des Laserpulses ab. Die Plasmastrahlung entsteht dagegen hauptsächlich in einer späteren Phase.

Entstehung eines Primärplasmas

Die Initiierung eines Plasmas unterscheidet sich bei einer metallischen oder einer nichtleitenden Oberfläche. Welcher Absorptionsmechanismus jeweils dominiert, ist abhängig vom Targetmaterial und der Laserwellenlänge.

Das elektromagnetische Feld der Laserstrahlung dringt in eine metallische Oberfläche nur bis zu einer geringen Tiefe, typischerweise kleiner als die Wellenlänge, ein. Es beschleunigt die Leitungselektronen sehr stark (inverse Bremsstrahlung), auch aus dem Festkörper hinaus (freie Elektronen). Die beschleunigten Leitungselektronen übertragen ihre kinetische Energie durch Stöße auf die Ionenrümpfe, was zur weiteren Ionisierung (Valenzelektronen wechseln in das Leitungsband) und zu einer Erhitzung führt und die Ionen aus dem Festkörper löst. Diese werden auch durch Coulombkräfte von den freien Elektronen vor der Festkörperoberfläche angezogen.

Bei Isolatoren entstehen die ersten Elektronen im Leitungsband und die ersten freien Elek-

tronen dagegen zu Beginn überwiegend durch Feldionisation, also Mehrphotonenionisation bzw. Tunnelionisation (siehe z.B. [Menzel 1996]), da die Energie der Laserphotonen in der Regel für eine direkte Ionisation nicht ausreicht.

Elektronen und Ionen werden aus dem Festkörper herausbeschleunigt. Die bestrahlte Oberfläche wird stark erhitzt, bei ausreichender Laserintensität und Pulsenergie schmilzt bzw. verdampft ein Teil des Festkörpers. Vor der Festkörperoberfläche bildet sich eine dünne Plasmaschicht. Diese Entstehung des Plasmas geschieht bei den experimentell verwendeten Intensitäten innerhalb weniger Schwingungsperioden des elektromagnetischen Feldes der Laserstrahlung [Jin 1995]. (Bei 1064 nm Wellenlänge enthält ein Laserpuls mit 10 ns Pulsdauer etwa 3 Mio. Schwingungsperioden.)

Sobald freie Elektronen und Ionen in der Wechselwirkungszone des Lasers existieren, kann die Laserstrahlung immer durch inverse Bremsstrahlung absorbiert werden. Eine genauere Beschreibung des Einflusses optischer und thermodynamischer Konstanten des Targetmaterials auf die Entstehung des Primärplasmas findet sich zum Beispiel in [Weyl 1989].

Aufheiz- und Expansionsphase

Das Primärplasma wird weiter erhitzt und dehnt sich dabei ins Vakuum aus. Die Laserstrahlung wird fortgesetzt im Plasma durch inverse Bremsstrahlung absorbiert. Der Absorptionskoeffizient α_ω für diesen Prozess ist mit $\omega > \omega_p$ [Carroll und Kennedy 1981]

$$\alpha_\omega \sim \frac{Zn_e^2}{\omega T_e^{3/2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (2.6)$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl des Festkörpermaterials, n_e die Elektronendichte, T_e die Elektronentemperatur und ω_p die Plasmafrequenz aus 2.2.

Die Ionen im Plasma werden von den freien Elektronen durch Stöße weiter ionisiert, wodurch die Elektronendichte steigt. Außerdem wird weiterhin Laserstrahlung im Festkörper absorbiert, wodurch weitere Elektronen und Ionen in das Plasma gelangen.

Dadurch steigt die Elektronendichte des Plasmas. Nach 2.6 steigt damit die Absorption im Plasma. Erreicht das Plasma die kritische Elektronendichte, so transmittiert es die Laserstrahlung nicht mehr. Somit kann die Laserenergie nicht mehr direkt ins Targetmaterial gelangen und weiteres Plasma erzeugen. Da die Dichte des Plasmas durch dessen Expansion jedoch auch wieder abnimmt, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen diesen Prozessen ein.

Aufgrund der starken Expansion des Plasmas in das Vakuum wird außerdem entsprechend der Impulserhaltung im Festkörper eine Schockwelle erzeugt [Sigel u. a. 1990], siehe auch Abbildung 2.1.

Entstehung einer Konversionsschicht mit kritischer Elektronendichte

Ist im Plasma die kritische Elektronendichte erreicht, so wird die Laserstrahlung an dieser sogenannten Plasmakante reflektiert (s.o.). Vor dieser Plasmakante, in einer dünnen ($\approx 100\mu\text{m}$) Schicht [Sigel u. a. 1990], wird die Laserstrahlung jedoch weiter stark absorbiert und teilweise in kurzweilige Strahlung, z.B. Röntgenstrahlung, konvertiert.

In dieser Konversionszone liegen hohe Elektronentemperaturen vor (typischerweise $\sim 10^7\text{K}$). Diese Zone hat eine vergleichsweise geringe Dichte und ist optisch dünn für kurzweilige Strahlung. Hier entsteht Strahlung, (zum Teil thermische EUV- und Röntgenstrahlung), die sowohl ins Vakuum als auch in Richtung des Targets emittiert wird. Die Konversionszone löst sich vom Festkörpertarget ab und erreicht bei konstanter Laserleistung eine Gleichgewichtsposition.

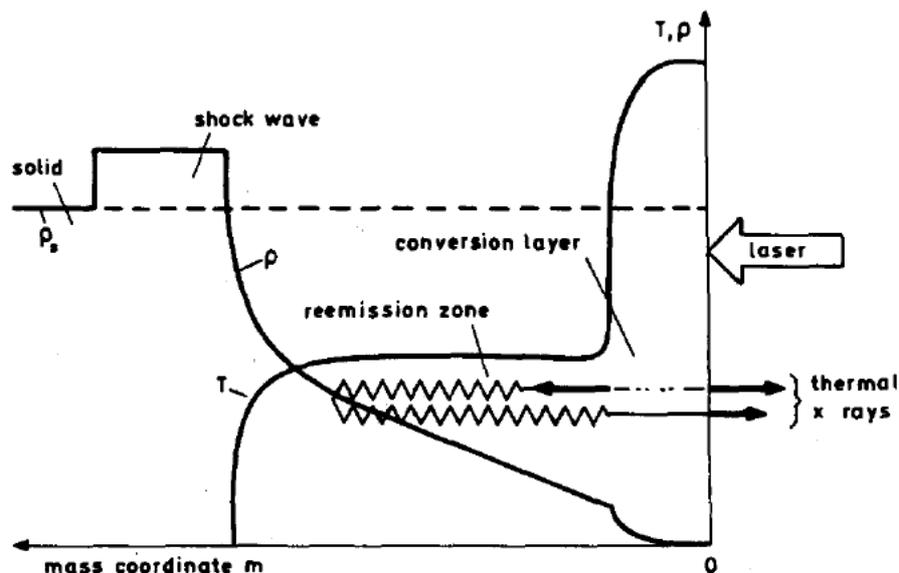


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der räumlichen Struktur des laserinduzierten Plasmas nach Ausbildung der Konversionszone [Sigel u. a. 1990]. Aufgetragen sind die Temperatur T und die Dichte ρ entlang der Laserstrahlachse bei senkrechtem Einfall (von rechts) auf ein massives Target mit ebener Oberfläche. Dabei wird zwischen vier Zonen unterschieden. Links der ungestörte Festkörper, rechts davon der Teil des Festkörpers, in dem sich eine Schockwelle ausbreitet (dies führt zu einer Kompression mit erhöhter Dichte). Ganz links befindet sich die Konversionszone, in der die Laserstrahlung in kurzweilige Strahlung (thermische Röntgenstrahlung) umgewandelt wird. Zwischen Konversionszone und Festkörper liegt die Reemissionszone, die kurzweilige Strahlung aus der Konversionszone absorbiert und Strahlung in alle Richtungen emittiert.

Zwischen dieser Konversionszone und dem Target bildet sich nun eine Reemissionszone mit einem kühleren ($\sim 10^6\text{K}$) und dichteren Plasma. In dieser Zone wird kurzweilige Strahlung, die in der Konversionszone entsteht, reabsorbiert [Sigel u. a. 1990]. Dadurch und durch Elektronenstöße an der Plasmakante nimmt diese Zone weiterhin Energie auf und gibt thermische

Energie an den Festkörper ab, so dass Materialverluste durch die Plasmaexpansion weiterhin durch Ablation ausgeglichen werden. Außerdem reemittiert diese Zone Strahlung ins Vakuum, die durch Schwarzkörperstrahlung mit einem Fluss von σT^4 nach oben abgeschätzt werden kann [Sigel u. a. 1990] (σ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante, T die Temperatur an der Oberfläche der Reemissionszone).

Werden besonders kurze Laserpulse, unterhalb einer Pikosekunde verwendet, so ist die obige Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Plasmas nicht mehr zutreffend. Dann ist der Laserpuls bereits wieder vorbei, bevor es zu einer Aufheiz- und Expansionsphase des Plasmas kommen kann. Es bildet sich sehr schnell eine Elektronenwolke an der Oberfläche von etwa 20 nm Dicke. In dieser Schicht und im Festkörper wird die Laserenergie absorbiert. Die Expansion des Plasmas findet dann ohne Laserstrahlung statt. Eine Beschreibung findet sich zum Beispiel in [Menzel 1996]. Hier sollen so kurze Pulse nicht weiter betrachtet werden, da experimentell nur Laser mit Nanosekunden-Pulsen verwendet wurden. Für eine Erzeugung von möglichst viel EUV-Strahlung im hier betrachteten Wellenlängenbereich sind kürzere Pulse (unterhalb zehn Pikosekunde Pulslänge) nicht geeignet (siehe Kapitel 3.2).

2.3 Plasma-Modelle

Das Emissionsspektrum eines Plasmas hängt von vielen Prozessen ab, wie An- und Abregung durch Stöße und Strahlung, Ionisation und Rekombination, mit vielen Energieniveaus in (meistens) mehreren Ionisationsstufen. Ein vollständiges Ratengleichungsmodell aufzustellen ist daher nicht möglich. Daher verwendet man statistische Gleichgewichtsmodelle zur Beschreibung der Plasmen.

Das einfachste Modell wäre ein Plasma in einem abgeschlossenen System im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht. Alle Teilchenarten hätten eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung mit derselben Temperatur.

Da sich das Plasma jedoch in mehrere Zonen unterteilt (siehe oben) und aufgrund der kurzen Laserpulsdauer kann nicht von einer einheitlichen Temperatur im gesamten Plasma ausgegangen werden. Eine Temperatur kann daher nur lokal definiert werden. Daher beschreibt man durch ns-Laserpulse erzeugte Plasmen zumeist im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE).

Dieses Modell setzt eine Dominanz der durch Elektronenstoß induzierten Prozesse gegenüber strahlungsinduzierten Prozessen voraus.

In diesem Modell werden die Besetzung angeregter Zustände und Ionisationsprozesse sowie entsprechende Umkehrprozesse insbesondere durch Elektronenstöße bestimmt. Für die-

se Stöße gelten demnach die gleichen Regeln wie in einem vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht. Strahlungseffekte und Wechselwirkungen zwischen Ionen werden vernachlässigt [Hughes 1975].

Somit wird mit einer Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen eine Elektronentemperatur T_e definiert. In kleinen Teilvolumina weist das Plasma daher die gleichen Besetzungsdichten und Geschwindigkeitsverteilungen wie im kompletten thermodynamischen Gleichgewicht auf und besitzt daher in diesen Teilvolumina eine Strahlungscharakteristik, deren Einhüllende (maximale Emission) der Emission eines schwarzen Körpers entspricht [Griem 1964].

Die Iontemperatur wird aus den Besetzungsdichten der ionischen Zustände hergeleitet. Dies setzt nicht voraus, dass auch die Ionen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung besitzen.

Werden z.B. bestimmte Niveaus bevorzugt durch spontane oder induzierte Emissionsprozesse entvölkert und dominieren reine Strahlungsprozesse über stoßinduzierte Prozesse, so verliert das LTE-Modell seine Gültigkeit. Dann stimmen die Elektronentemperatur T_e und die Iontemperatur T_i nicht mehr überein.

Gilt jedoch $T_e \sim T_i$, so ist mit dieser Temperatur T die maximal abgestrahlte spektrale Strahl-
dichte durch das Planck'sche Gesetz gegeben:

$$\frac{dP_e}{d\nu}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \left[\frac{W}{m^2 sr Hz} \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{dP_e}{d\lambda}(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1} \left[\frac{W}{m^2 sr nm} \right] \quad (2.8)$$

P_e gibt die spektrale Strahldichte unpolarisierter Strahlung, bezogen auf die Einheit des Raumwinkels, eines idealen schwarzen Strahlers an. Das reale Strahlungsfeld ist jedoch in der Regel wesentlich schwächer als die durch die Planck-Formel gegebene Schwarzkörperstrahlung [Griem 1997].

Und auch die gesamte Strahldichte P_e eines solchen Plasmateilvolumens ist immer kleiner, als die durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz [Reif 1965] gegebene Strahldichte für einen schwarzen Körper:

$$P_e = \frac{\pi^2}{60} \frac{k^4}{c^2 \hbar^3} T^4 = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} T^4 \quad (2.9)$$

Das LTE-Modell setzt voraus, dass Elektronenstöße andere Prozesse dominieren, d.h., dass die Wahrscheinlichkeit einer Elektronenstoß-Abregung die eines Strahlungserfalls um min-

destens eine Größenordnung übersteigt. Daher ist eine hohe Stoßrate und somit eine hohe Elektronendichte nötig [Carroll und Kennedy 1981]:

$$n_e[m^{-3}] \geq 1.6 \cdot 10^{18} \sqrt{T_e[eV]} \chi[eV]^3, \quad (2.10)$$

wobei χ die Anregungsenergie des zu untersuchenden Prozesses ist.

Die mittlere Stoßzeit der Elektronen untereinander, d.h. der Kehrwert der Stoßfrequenz, kann bei laserinduzierten Plasmen, abhängig von der Dichte und Geschwindigkeit der Elektronen, im Bereich von $10^{-16}s$ bis $10^{-14}s$ liegen, während die typische Thermalisierung der Elektronen ca. 10 bis 100 Stöße benötigt [Haessner 1999]. D.h. schon bei Laserpulsdauern von 100 fs bis 10 ps können die Elektronen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung haben.

Die Zeit bis sich ein gemeinsames Gleichgewicht von Elektronen und Ionen einstellt, die Elektronen-Ionen-Thermalisierungszeit, ist dagegen wesentlich länger. Sie ist nach [Carroll und Kennedy 1981] für ein Wasserstoffplasma typischerweise $\approx 10^{-10}s$.

Während also eine Thermalisierung der Elektronen während der Dauer des Laserpulses in der Regel erfolgt, thermalisieren die Ionen in der Regel nur bei längeren ns-Laserpulsen.

Neben dem LTE-Modell existieren weitere Beschreibungskonzepte. Für Plasmen mit sehr geringer Dichte, wie sie in der Sonnen-Korona vorkommen, wurde das Modell des koronalen Gleichgewichts (CE, Coronal Equilibrium) entwickelt ([Max 1981], [Hughes 1975]). Das Stoß-Strahlungskonzept (CR, Collisional-Radiative)[Colombant und Tonon 1973] wurde für den Bereich dazwischen entwickelt.

Bei diesen Konzepten wird bei den Anregungsprozessen weiter eine Dominanz der Elektronenstoßprozesse angenommen. Für die entsprechenden Relaxationsprozesse werden jedoch ausschließlich (CE-Modell) oder zusätzlich (CR-Modell) strahlende Übergänge berücksichtigt. Diese Modelle weichen insbesondere bei der Beschreibung der Linienemission deutlich von dem beschriebenen LTE-Modell ab.

2.4 Strahlung laserproduzierter Plasmen

Man unterscheidet hauptsächlich drei Strahlungsarten (s.u.), je nachdem, ob die beteiligten Anfangs- und Endzustände diskret (gebunden) oder kontinuierlich (frei) sind. Zu allen diesen Strahlungsarten gibt es Umkehrprozesse, die z.B. bei der Absorption der Laserstrahlung eine Rolle spielen. Die Strahlung hängt nicht nur von den Eigenschaften der die Strahlung emittierenden Teilchen ab, sondern auch von den Eigenschaften des Plasmas in der direkten Umgebung der Teilchen. Diese Abhängigkeit von den Plasmaeigenschaften begründet sich dadurch, dass Elektronen und Ionen, die die Strahlung emittieren, von anderen geladenen Teil-

chen durch deren Coulombfelder beeinflusst werden. Dies macht sich bei der emittierten Strahlung vielfältig bemerkbar. Die langreichweitigen Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen im Plasma beeinflussen die Besetzung gebundener Zustände, verschieben und verbreitern diskrete Energieniveaus, reduzieren das Ionisationspotenzial der Ionen und Atome und verursachen Kontinuumsstrahlung und die Emission aus eigentlich verbotenen Übergängen [Cooper 1966].

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung entsteht beim Übergang zwischen zwei freien (kontinuierlichen) Energieniveaus und daher erzeugt sie ein kontinuierliches Spektrum. Sie wird verursacht, wenn elektrisch geladene Teilchen im Coulombfeld eines anderen geladenen Teilchens abgebremst werden. Hauptsächlich tritt sie bei Elektronen-Ionen-Stößen auf.

Rekombinationsstrahlung

Wenn ein freies Elektron mit einem Ion rekombiniert, entsteht Rekombinationsstrahlung. Da die Anfangszustände der Elektronen hierbei kontinuierlich sind, ist die entstehende Strahlung auch ein Kontinuum. Allerdings gibt es im Gegensatz zur Bremsstrahlung Strukturen im Spektrum aufgrund der diskreten Natur der unteren Energieniveaus. Die Strukturen entsprechen den Absorptionskanten des Umkehrprozesses, der Ionisation.

Linienstrahlung

Prozesse zwischen diskreten Energieniveaus emittieren als gebunden-gebunden-Übergänge Linienstrahlung. Durch das das emittierende Ion (oder Atom) umgebende Plasma werden die Energieniveaus beeinflusst. Dieses Plasma variiert bei jeder Emission, dies führt zu einer Verbreiterung des Linienprofils im gemessenen Spektrum.

Des Weiteren tragen zum Linienprofil die natürliche Linienverbreiterung durch die begrenzte Lebensdauer angeregter Zustände, die Dopplerverbreiterung durch die Geschwindigkeit des emittierenden Ions, die Stoßverbreiterung durch die Herabsetzung der Aufenthaltsdauer des Elektrons im angeregten Niveau durch Stöße, die Stark-Verbreiterung durch den Einfluss elektrischer Felder des Plasmas auf die Energieniveaus der Ionen und die Opazitätsverbreiterung durch Reabsorption von Photonen im Plasma bei. Eine ausführliche Beschreibung findet sich z.B. in [Cooper 1966], [McWirther 1965].

Diese Verbreiterungsmechanismen der Linien führen dazu, dass in Spektren mit sehr eng beieinander liegenden Emissionslinien diese ineinander übergehen und somit ein "quasi"-

Kontinuum bilden. Derartige Quasi-Kontinua kommen vor allem bei Elementen mit hoher Kernladungszahl Z vor, da diese viele eng beieinanderliegende Energieniveaus besitzen (siehe z.B. Abbildung 3.5 in Kapitel 3). Plasmen von Elementen mit hoher Kernladungszahl können daher als breitbandige Emittierer eingesetzt werden, während bei Elementen mit niedriger Kernladungszahl eine linienhafte Emission überwiegt (siehe z.B. Abbildung 1.12 in Kapitel 1).

2.5 Strahlungscharakteristik laserproduzierter Plasmen

Die Emissionsanteile von Linien-, Rekombinations- und Bremsstrahlung hängen von vielen Plasmamparametern, wie der Kernladungszahl und dem Ionisierungsgrad der Ionen, und von der Besetzung der unterschiedlichen Energieniveaus ab. Bei einem laserinduzierten Plasma gibt es darüber hinaus zwei emittierende Zonen (Konversionszone und Reemissionszone, siehe Kapitel 2.2) mit verschiedenen Elektronendichten und -temperaturen. Auch variieren die Dichten, Temperaturen und Ionisationsgrade im Zentrum und am Rand aufgrund der Intensitätsverteilung der Laserstrahlung im Fokus und der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen. Somit kann ein Spektrum nur schwer theoretisch vorhergesagt werden.

Im Folgenden sollen daher für die in Kapitel 3 beschriebene Plasmastrahlungsquelle Abschätzungen über das zu erwartende Spektrum und den Strahlungsfluss unter verschiedenen vereinfachenden Annahmen gemacht werden und mit dem gemessenen und absolut kalibrierten Spektrum verglichen werden.

Hierbei werden die Fokussierungsgeometrie und die Laserparameter, wie in Kapitel 3 beschrieben, verwendet. Die Parameter des Lasers sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst, der schematische Aufbau der Quelle ist in 2.2 dargestellt. Gemessen wurde die Strahlung, die unter 90° zur Target-Oberflächennormalen emittiert wird.

Laser Thales Diva II	
Wellenlänge	1064 nm
Repetitionsrate	20 Hz
Laserpulsenergie	20 mJ
Pulsdauer	9 ns
Strahldurchmesser	< 1,5 mm
M^2	$\sim 1,1$

Tab. 2.2: Parameter des verwendeten Lasers Diva II von Thales (Sie variieren etwas mit der Raumtemperatur.)

Als Targetmaterial wurde Gold verwendet, welches eine hohe Kernladungszahl $Z = 79$ besitzt. Mit einem derartigen Target ergibt sich ein breitbandiges Spektrum (siehe auch Abb. 2.3)

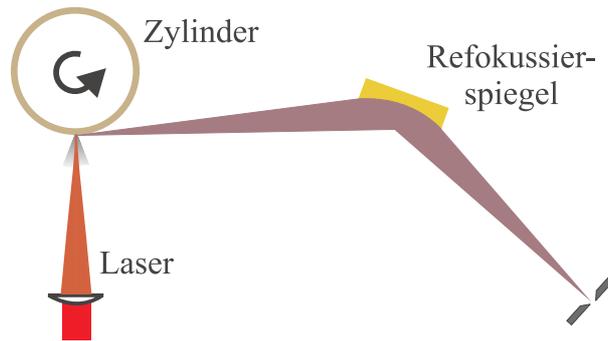


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau der EUV-Quelle. Die Laserstrahlung wird senkrecht (entlang der Target-Oberflächennormalen) auf ein rotierendes zylindrisches Target fokussiert und erzeugt über der Oberfläche ein Plasma. Ein Toroidspiegel refokussiert die unter 90° zur Target-Normalen emittierte Strahlung des Plasmas, z.B. auf den Eintrittsspalt eines Spektrometers.

und solche Hoch-Z-Materialien ermöglichen im Allgemeinen auch eine höhere Konversionseffizienz (siehe Abschnitt 2.6).

Nach [Colombant und Tonon 1973] kann bei den im Rahmen dieser Arbeit mit ns-Laserpulsen erzeugten Plasmen das LTE-Modell verwendet werden. Daher kann mit Hilfe des Planck-Gesetzes 2.7 eine obere Abschätzung für die Strahlungsemission berechnet und mit einem gemessenen Spektrum verglichen werden.

Hierfür wird die Plasmatemperatur benötigt. Diese kann auf zwei Wegen einfach abgeschätzt werden. Zum einen kann das Wien'sche Verschiebungsgesetz verwendet werden, das den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der maximalen Emission eines schwarzen Körpers und seiner Temperatur darstellt:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} m \cdot K \quad (2.11)$$

Da in dem gemessenen Spektrum (siehe Abbildung 2.3) das Emissionsmaximum bei 19 nm liegt, beträgt die Plasmatemperatur demnach ungefähr 152 000 K. Allerdings ist dies nur eine grobe Abschätzung, da das Emissionsmaximum eines Plasmas auch vom Targetmaterial abhängig ist.

Eine andere Möglichkeit, die Plasmatemperatur abzuschätzen, bietet das Stefan-Boltzmann-Gesetz (2.9). Nach diesem Gesetz emittiert ein schwarzer Körper mit Temperatur T Strahlung mit der Gesamtintensität

$$I_G = 5.6693 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} T^4. \quad (2.12)$$

Nun nimmt man ein vorübergehendes Strahlungsgleichgewicht an. Das bedeutet, dass das Plasma einen Teil der Laserstrahlung mit der Intensität I_L absorbiert und als Schwarzkörper-

strahlung mit der Intensität I_G wieder emittiert. Bei einer Konversionseffizienz k_f von Pumplaserstrahlung I_L in Plasmastrahlung I_G sollte sich dann eine Plasmatemperatur T_P ergeben zu:

$$T_P = \left(\frac{k_f I_L}{5.6693 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.13)$$

Für Gold werden in der Literatur üblicherweise Konversionseffizienzen k_f für die hier vorliegenden Bedingungen (ns-Pulse) von 0,3 bis 0,5 angegeben. Hier soll mit 0,4 als mittlerem Wert gerechnet werden, auch weil später durchgeführte Berechnungen (siehe Abschnitt 2.6) für die in dieser Arbeit beschriebene EUV-Quelle tatsächlich eine Konversionseffizienz von ungefähr 0,4 ergeben.

Um über Gl. 2.13 die Plasmatemperatur abzuschätzen, wird noch die Laserintensität I_L auf dem Target benötigt.

Der Laserstrahl (Laserparameter siehe Tabelle 2.2) wird mit einer Linse mit der Brennweite 100 mm fokussiert. Daraus ergäbe sich ein kleinstmöglicher (abhängig von der Linsenposition) Laserspotdurchmesser von $\approx 100 \mu m$ und eine Laserintensität von $\approx 2,5 \cdot 10^{10} W/cm^2$.

Allerdings befindet sich diese Linse zur Maximierung der EUV-Strahlung mehrere Millimeter von der Position entfernt, bei der der Spot auf dem Target am kleinsten wäre (siehe z.B. auch [Bridges u. a. 1986]).

Außerdem geht der Laserpuls, bevor er auf das Target trifft, durch ein Glasfenster. Auf diesem sammelt sich sogenanntes Debris (vom Target abladierte Teilchen, siehe Kapitel 3.3) und bildet eine undurchsichtige Goldschicht. Der Laser schießt sich seinen Weg zwar mit jedem Puls wieder frei (abladiert das Debris im Strahlengang wieder), doch bildet sich somit eine Blende, die eine defokussierende Wirkung durch Beugung hervorruft. Daher ist die Größe des Laserspots auf dem Target tatsächlich größer und die Laserintensität kleiner als eine Berechnung mit den Laserparametern ergeben würde.

Nimmt man also eine geringere Intensität I_L von $1,5 \cdot 10^{10} W/cm^2$ auf dem Goldtarget an, so ergibt sich eine Temperatur von $T_P \approx 180000 K$.

Mit diesen Temperaturen kann nun mit der Formel 2.7 die Schwarzkörperstrahlung als obere Begrenzung der zu erwartenden Plasmastrahlung bestimmt werden.

Bis hierher ging als einziger eigener experimenteller Parameter die Laserspotgröße bzw die Laserintensität ein. Jetzt soll das gemessene Spektrum berücksichtigt werden und die absolut ermittelte Brillanz.

In Abbildung 2.3 ist ein gemessenes und kalibriertes Spektrum zusammen mit Emissionsspektren nach dem Planck-Gesetz für die beiden Temperaturen 152 000 K und 180 000 K

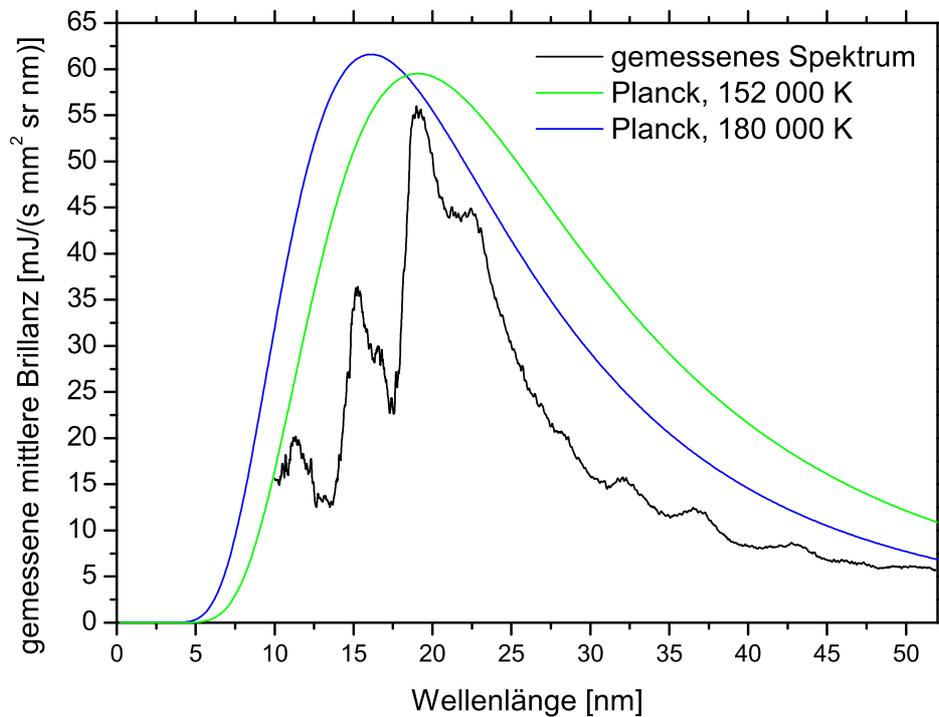


Abb. 2.3: Kalibriertes Goldspektrum und Schwarzkörperstrahlung nach dem Planck'schen Gesetz (Gl. 2.7) für Temperaturen von 152000 K und 180000 K. Die Absolutwerte an der linken Ordinate gelten nur für das gemessene Spektrum, die Absolutwerte der Planck-Kurven sind jeweils (mit zwei unterschiedlichen konstanten Faktoren) an das Spektrum angepasst. Daher schneiden sich die beiden Planckkurven in dieser Darstellung, was sie sonst nicht täten. Man sieht, dass beide Planck-Kurven zum relativen Verlauf des Spektrums gut passen.

dargestellt. Dabei sind beide Emissionsspektren in ihrem Absolutwert an das gemessene Spektrum angepasst. Man sieht, dass beide Kurven für die Schwarzkörperstrahlung gut zum Spektrum passen.

Tatsächlich liegen die berechneten Absolutwerte der Planck-Kurve um etwa sieben Größenordnungen über denen des Spektrums. Dies liegt daran, dass das kalibrierte Spektrum eine gemittelte Brillanz pro Sekunde angibt, das Planck-Gesetz gibt hier aber ein oberes Limit für die Spitzenbrillanz der EUV-Strahlung an, die nur für wenige Nanosekunden emittiert wird.

Das Verhältnis von Spitzenbrillanz zur gemittelten Brillanz der gemessenen EUV-Strahlung kann über deren Pulsdauer abgeschätzt werden. Da die Pulsdauer der EUV-Strahlung (mit einem Multi Channel Plate gemessen) etwa 12 bis 13 ns beträgt wird die pro Sekunde emittierte EUV-Strahlung tatsächlich in 20 kurzen Intervallen von zusammen 250 ns emittiert. Damit liegt die Spitzenbrillanz der EUV-Pulse etwa um einen Faktor $1\text{s}/(250\text{ns}) = 4 \cdot 10^6$ höher als die gemittelte Brillanz.

Hinzu kommt, dass die gemessene Strahlung unter 90° zur Targetnormalen emittiert wird. In Richtung der Targetnormalen wird jedoch etwa 2,6 mal so viel Strahlung emittiert, wie unter 90° (siehe hierzu Kapitel 3.3). Das Planck'sche Strahlungsgesetz ist jedoch auch für die Strahldichte in Richtung der Targetnormalen ein oberes Limit.

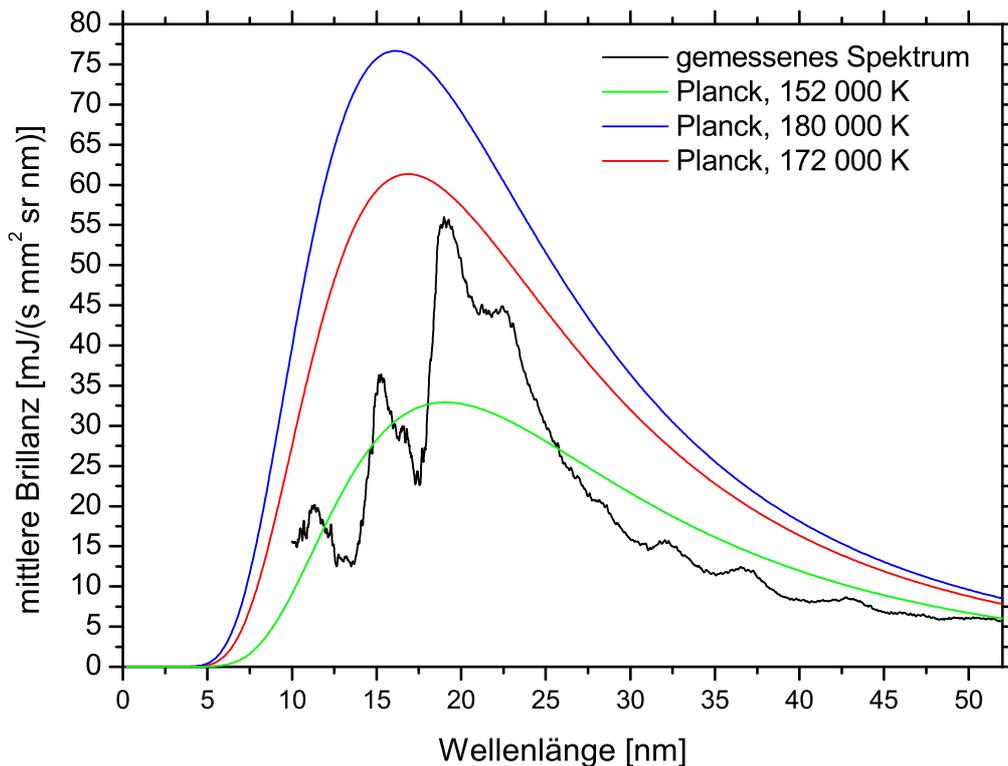


Abb. 2.4: Kalibriertes Goldspektrum und Schwarzkörperstrahlung nach dem Planck'schen Gesetz (Gl. 2.7) für die Temperaturen 152 000 K, 180 000 K und 172 000 K als zeitlich gemittelte Brillanz. Hier ist die Strahldichte der Schwarzkörperstrahlung durch einen konstanten Faktor 10^7 geteilt, der sich aus der Berücksichtigung der räumlichen Abstrahlcharakteristik und des Verhältnisses zwischen Spitzenbrillanz und gemittelter Brillanz bei der Plasmastrahlungsquelle ergibt. Man sieht, dass die Planck-Kurve für 152 000 K zu niedrig liegt, um eine obere Abschätzung sein zu können. Schwarzkörperstrahlung bei 180 000 K und auch schon bei 172 000 K bildet dagegen eine gute obere Abschätzung für das gemessene Spektrum.

Somit liegt die Spitzenbrillanz in Richtung der stärksten EUV-Emission um den konstanten $4 \cdot 10^6 \cdot 2,6 \approx 10^7$ höher als die gemittelte Brillanz unter 90° zur Targetnormalen. In Abbildung 2.4 sind das absolut kalibrierte gemessene Spektrum zusammen mit den durch den konstanten Faktor 10^7 geteilten Strahldichten nach dem Planck-Gesetz 2.7 für 152 000 K und 180 000 K und zusätzlich für 172 000 K dargestellt.

Man sieht, dass die Kurve für 152 000 K zu niedrig liegt, Schwarzkörperstrahlung bei 180 000

K und auch bei 172 000 K kann dagegen gut als obere Abschätzung für das Emissionsspektrum der Plasmastrahlungsquelle dienen. Allerdings sind die zur Brillanzumrechnung und zur Temperaturbestimmung benutzten Werte nur als eine grobe Abschätzung zu betrachten.

2.6 Konversionseffizienzen

Verwendet man die Schwarzkörperstrahlung als obere Grenze für die Plasmastrahlungsemission im gesamten Wellenlängenbereich, so kann man, indem man die Emission außerhalb des gemessenen Bereichs von 10-52 nm durch die Schwarzkörperstrahlung abschätzt, eine Effizienz der Konversion von Laserstrahlung in die gesamte Plasmastrahlung berechnen.

Allgemein versteht man unter der Konversionseffizienz eines laserproduzierten Plasmas den Anteil der eingestrahnten Laserenergie, der in Form von Strahlung (in einem bestimmten Wellenlängenbereich) emittiert wird.

Welcher Wellenlängenbereich betrachtet wird, ist sehr unterschiedlich. Manchmal ist die gesamte emittierte elektromagnetische Strahlung gemeint, oft wird jedoch nur ein bestimmter Spektralbereich berücksichtigt. Bei Quellen für die EUV-Lithographie (siehe Einleitung) wird zum Beispiel nur der Wellenlängenbereich von $13,5\text{nm} \pm 1\%$ betrachtet; gute Konversionseffizienzen liegen dann bei 1% [Stamm u. a. 2002]. Im Folgenden wird die gesamte emittierte Strahlung betrachtet.

Die restliche Energie wird vorwiegend in kinetische Energie der Plasmateilchen und die Erwärmung des Targets (primär durch die erzeugte Schockwelle) umgewandelt. Hinzu kommt, dass Laserstrahlung an der Festkörperoberfläche und an der Plasmakante reflektiert wird. Aus Modellrechnungen [Sigel und Tonon 1973] wurden für ein Laserwellenlänge von 1064 nm, 30 ns Pulslänge (Halbwertsbreite) und Intensitäten bis zu $10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ Konversionseffizienzen von bis zu 80% für Uran und 10 bis 30% für leichtere Elemente wie Eisen oder Kohlenstoff abgeleitet.

Die Konversionseffizienz sinkt im Allgemeinen mit steigender Intensität und sinkender Pulsdauer. Für kürzere Laserwellenlängen ergeben sich höhere Konversionseffizienzen ([Hauer und Baldis 1989], [Döhring 1993]) auch bei hohen Intensitäten.

Um die Konversionseffizienz bei der in Kapitel 3 beschriebenen Plasmastrahlungsquelle zu bestimmen, muss über das gesamte Spektrum integriert werden. Der Strahlungsanteil bei Wellenlängen über 52 nm wurde jedoch nicht absolut bestimmt. Kalibrierte Spektrometer waren für diesen Wellenlängenbereich nicht verfügbar. Daher soll in diesem Bereich die Planck'sche Formel (für die gemittelte Brillanz unter 90° zur Targetnormalen (s.o.)) für 172 000 K als Abschätzung dienen.

Zur einfacheren Berechnung wurde hier die Planck-Formel über den gesamten Bereich ($0\text{ nm} < \lambda < \infty$) integriert und dann die integrierte Differenz zum gemessenen Spektrum abgezogen. Als Integral über die Planck-Formel ergibt sich das Stefan-Boltzmann-Gesetz für einen Raumwinkel (1 Sterad) mit einer Temperatur von 172 000 K [Illberg und Geschke 1994], geteilt durch den Faktor 10^7 (für die gemittelte Brillanz unter 90° zur Targetnormalen (s.o.)):

$$\frac{P_e}{10^7} = \frac{2\pi^4}{15 \cdot 10^7} \frac{k^4}{c^2 h^3} T^4 = 1580 \cdot \frac{\text{mJ}}{\text{s mm}^2 \text{sr}} \quad (2.14)$$

Das Integral über die Differenz zwischen gemessenem Spektrum und der Planck-Kurve im Bereich von 10 bis 52 nm ergibt $540 \text{ mJ}/(\text{s mm}^2 \text{sr})$, und damit liegt die gesamte Strahlungsdichte in der 90° -Geometrie bei $1040 \text{ mJ}/(\text{s mm}^2 \text{sr})$. Da das Integral über das Spektrum im Bereich von 10 bis 52 nm $800 \text{ mJ}/(\text{s mm}^2 \text{sr})$ ergibt, emittiert das Plasma demnach maximal $240 \text{ mJ}/(\text{s mm}^2 \text{sr})$ oder 23 % der Gesamtstrahlungsemission außerhalb des Wellenlängenbereichs von 10 bis 52 nm. Tatsächlich kann dieser Anteil aber auch noch niedriger liegen, da dieser ja mit Schwarzkörperstrahlung abgeschätzt wurde. Diese Schwarzkörperstrahlung stellt jedoch eine obere Grenze für die Emission ab.

Die genannten Strahldichten gelten für die Plasmastrahlungsemission unter 90° zur Targetnormalen. Um nun eine Konversionseffizienz zu errechnen, muss über den Halbraum, in den das Plasma emittiert, integriert werden.

Wie schon erwähnt wurde und in Kapitel 3.3 gezeigt wird, haben Messungen, die gut mit Literatur-Werten übereinstimmen, gezeigt, dass die Plasmastrahlung in Richtung der Targetnormalen etwa 2,6 mal so stark wie in der gemessenen 90° -Geometrie ist. Daraus läßt sich mit den Messwerten aus Abbildung 3.19 in Kapitel 3.3 abschätzen, dass die Strahlung in den Halbraum ungefähr 14 mal so groß wie die Strahlung in 1 Sterad in der 90° -Geometrie ist (siehe auch Abschnitt 2.7).

Mit einer Plasmaquellgröße von $0,01 \text{ mm}^2$ (siehe Kapitel 3.2) ergibt sich somit eine Gesamtemission von

$$1040 \frac{\text{mJ}}{\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{sr}} \cdot 14 \text{ sr} \cdot 0,01 \text{ mm}^2 = 0,15 \frac{\text{J}}{\text{s}} \quad (2.15)$$

Bei einer eingestrahnten Laserleistung von $0,4 \text{ J/s}$ (circa. 20 mJ Pulsenergie, 20 Hz Repetitionsrate) entspricht dies einer Konversionseffizienz von

$$k_f \approx \frac{0,15 \text{ J/s}}{0,4 \text{ mJ/s}} \approx 0,4 \quad (2.16)$$

Dieser Wert ist jedoch nur als Abschätzung zu verstehen. Er deckt sich jedoch gut mit Literaturwerten.

2.7 Räumliche Verteilung der Strahlungsemission

Laserproduzierter Plasmen an ebenen Festkörperoberflächen emittieren in den gesamten Halbraum. Die Strahlung ist nicht klar gerichtet, es gibt jedoch deutliche Intensitätsunterschiede bei verschiedenen Raumwinkeln. In Richtung der Oberflächennormalen der Targetoberfläche emittiert das Plasma besonders stark ([Breton und Papoular 1973], [Rosen u. a. 1979]).

Die räumliche Verteilung zeigt sowohl isotrope als auch gerichtete Anteile. Die Verteilungsfunktion kann durch $a \cdot \cos(\theta) + b$ beschrieben werden ([Döhning 1993], [He 1990], [Kishimoto 1985], [Schwanda 1988]). Hierbei ist θ der Winkel der Beobachtungsrichtung zur Oberflächennormalen. (Zum Vergleich: Ein schwarzer Körper mit ebener Oberfläche emittiert entsprechend dem Lambert'schen Kosinusetz ($I = I_0 \cdot \cos\theta$) in den Halbraum.)

Experimentelle Daten aus der Literatur weisen für $\theta \rightarrow 90$ eine Emission von etwa einem Viertel des Maximalwertes auf. In der Tabelle 2.3 sind die Werte für verschiedene Targetmaterialien gemäß der Formel $a \cdot \cos(\theta) + b$ dargestellt [Döhning 1993].

	a	b
Titan	0,71	0,29
Eisen	0,70	0,30
Kupfer	0,75	0,30
Molybdän	0,80	0,20
Tantal	0,68	0,32
Wolfram	0,77	0,23

Tab. 2.3: Abstrahlungscharakteristik eines laserinduzierten Plasmas: Werte für verschiedene Targetmaterialien gemäß der Formel $a \cdot \cos(\theta) + b$ [Döhning 1993]

In [Fischer u. a. 1986] wird gezeigt, dass die Emissionsintensität der kurzwelligigen Strahlung auch von dem Winkel ϕ zwischen der Oberflächennormalen und der einfallenden Laserstrahlung abhängt. Ein Maximum erhält man demnach für $\phi = 45$, während die Emission für $\phi = 0$ nur halb so stark ist. Die von [Breton und Papoular 1973] in ähnlicher Geometrie gemessenen Daten weisen dagegen keinen signifikanten Rückgang für $\phi \rightarrow 0$ auf.

Die Abstrahlcharakteristik ist symmetrisch zur Targetnormalen, unabhängig von der Einstrahlrichtung.

In Kapitel 3.3 werden Messungen zur räumlichen Abstrahlcharakteristik an der in dieser Arbeit beschriebenen EUV-Quelle vorgestellt. Die Ergebnisse stimmen gut mit [Fischer u. a. 1986] und [Breton und Papoular 1973] überein. Die Strahlungsdichte unter 90° zur Targetnormalen beträgt etwa 38 % ($1/2,6$) der Strahlungsdichte in Richtung der Targetnormalen (0°).

2.8 Zusammenfassung

Laserproduzierte Plasmen sind Quellen intensiver kurzwelliger Strahlung (Ultraviolett- bis Röntgenstrahlung). Da diese Strahlung für sehr verschiedene Anwendungen genutzt werden soll, werden auch sehr unterschiedliche Anforderungen an die spektrale Charakteristik gestellt.

Für die EUV-Lithographie ist eine schmalbandige Emission um 13,5 nm erforderlich, für einige Anwendungen ist die Monochromasie eines Linienemitters, für andere breitbandige durchstimmbare Strahlung erwünscht. Elemente mit hoher Kernladungszahl Z emittieren ein eher kontinuierliches Spektrum und wenige Linien, Elemente mit niedrigem Z emittieren dagegen stärker ein diskretes Linienspektrum.

Allgemein wird eine möglichst hohe Konversionseffizienz angestrebt. Diese ist bei Materialien mit hoher Kernladungszahl deutlich höher als bei solchen mit niedrigem Z ; sie ist bei kürzeren Laserwellenlängen höher als bei längeren und bei längeren Pulsen höher als bei kürzeren.

Um eine möglichst hohe Strahlungsemission zu erzielen ist auch die räumliche Geometrie wichtig. Das Plasma emittiert in Richtung der Oberflächennormalen deutlich mehr als senkrecht dazu.

Laserproduzierte Plasmen zeichnen sich im Vergleich mit anderen Plasmen durch eine hohe Dichte und eine hohe Temperatur aus. Da die zur Erzeugung solcher Plasmen erforderliche Laserintensität von mindestens 10^9 W/cm^2 nicht kontinuierlich aufgebracht werden kann, werden sie mit gepulsten Lasern erzeugt und sind deshalb sehr kurzlebig.

Die hier (in Kapitel 3) beschriebene Quelle sollte ein breitbandiges Spektrum von etwa 10 nm bis 50 nm emittieren. Hierfür ist nur ein laserproduziertes Plasma mit einem Festkörpertarget mit hoher Kernladungszahl geeignet. Nachdem verschiedene Targetmaterialien ausprobiert wurden, wurde Gold gewählt, da Gold eine einfache Lösung des Debrisproblems ermöglichte (siehe Kapitel 3.3).

Die Emission des Goldplasmas läßt sich gut durch die Strahlungsdichte eines schwarzen Körpers mit dem Planck'schen Strahlungsgesetz abschätzen. Zum einen gibt es eine obere Grenze an, es beschreibt aber auch gut die Lage des Emissionsmaximums und die spektrale Verteilung. Zusätzlich weist das Goldspektrum aber auch Material-abhängige Strukturen auf.

Die eigenen Messungen sowohl zur spektralen Verteilung als auch der räumlichen Verteilung der Plasmastrahlungsemission stimmen gut mit theoretischen Vorhersagen und mit experimentellen Untersuchungen aus der Literatur überein.

3 Konzept, Aufbau und Charakterisierung der breitbandigen Plasmastrahlungsquelle

Ziel der hier vorgestellten Arbeit war es, eine kompakte, mobile Plasmastrahlungsquelle für messtechnische und spektroskopische Anwendungen aufzubauen, die ein breitbandiges kontinuierliches Spektrum ohne diskrete Linien im EUV-Bereich von etwa 10 bis 50 nm emittiert. Die Quelle sollte in ein modulares Spektrometer integriert werden können und einen längeren unterbrechungsfreien und kostengünstigen Betrieb gewährleisten.

Dieses wurde durch ein Laser-produziertes Plasma realisiert. Zur Erzeugung des Plasmas wurde ein kompakter, diodenlasergepumpter Nd:YAG-Laser mit einer Pulsenergie von 20 mJ in 9 ns und einer Wiederholrate von 20 Hz verwendet. Ein breitbandiges Plasmaspektrum im genannten Spektralbereich wird durch die Verwendung von Hoch-Z-Targetmaterialien realisiert.

Nach einer Darstellung von Konzept und Aufbau der Quelle wird die Plasmastrahlung detailliert charakterisiert und es wird auf die wichtige Debris-Problematik eingegangen. Zusammenfassend werden die technisch-physikalischen Betriebsparameter dargestellt.

Bei den praktischen Erprobungen kamen zwei Modelle der Quelle zum Einsatz; ein erstes Vormodell, mit dem die optimale Geometrie bestimmt und die Debrisproblematik untersucht wurde, und später, um Schwachstellen des Vormodells zu beheben, ein optimiertes zweites Modell als Prototyp. Dieses zweite Modell wird hier detailliert vorgestellt, auf das Vormodell wird bei den damit erfolgten Untersuchungen eingegangen.

3.1 Konzept und Aufbau der Quelle

Ein breitbandiges Spektrum im genannten Spektralbereich von ca. 10 bis 50 nm erhält man mit einem Laser-produzierten Plasma durch Verwendung von Targetmaterialien mit hoher Kernladungszahl Z ([Bridges u. a. 1986], [Jin 1995]). Solche Materialien sind meistens Festkörper; das bei EUV-Quellen oft verwendete Xenon emittiert auch im flüssigen Zustand [Bakshi 2006] nicht breitbandig genug.

Mit Festkörpertargets erreicht man wegen ihrer hohen Dichte im Allgemeinen auch eine höhere Brillanz. Besonders interessante Materialien sind z.B. Molybdän ($Z = 42$), Silber (47), Zinn (50), Tantal (73), Wolfram (74) oder Gold (79). Wolfram wird gerne benutzt, da wegen seiner hohen Schmelztemperatur der Materialabtrag relativ gering ist.

Bei der hier vorgestellten Quelle wurde vor allem galvanisch abgeschiedenes Gold als Targetmaterial verwendet, da sich mit diesem eine sehr praktische Lösung der Debris-Problematik realisieren lässt (siehe Abschnitt 3.3) und es ein geeignetes Spektrum emittiert (siehe Abschnitt 3.2.1). Da Gold industriell zur Oberflächenveredelung eingesetzt wird, sind galvanische Goldschichten reproduzierbar und kostengünstig erhältlich.

EUV-Strahlung wird von allen Stoffen, auch von allen Gasen bei Normaldruck, stark absorbiert. Daher muss das Plasma in einem Vakuum erzeugt werden. Um eine reproduzierbare Plasmaerzeugung zu gewährleisten, muss jeder Laserpuls auf eine frische Stelle der Targetoberfläche treffen. Hierfür ist ein zylinderförmiges Target einfacher zu handhaben als andere Targetformen, wie Bänder oder Drähte. Durch Drehen und Verschieben (entlang der Symmetrieachse) des Targets wird die Oberfläche spiralförmig abgefahren.

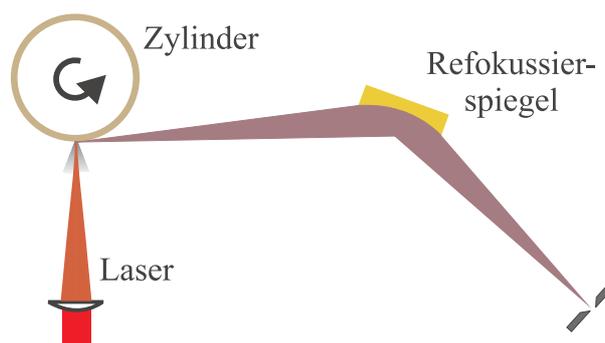


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau der EUV-Quelle. Die Laserstrahlung wird auf ein rotierendes zylindrisches Target fokussiert und erzeugt über der Oberfläche ein Plasma. Ein Toroidspiegel refokussiert die Strahlung des Plasmas, z.B. auf den Eintrittspalt eines Spektrometers.

Die verwendeten (Hohl-)Zylinder haben einen Außendurchmesser von 50 mm, einen Innendurchmesser von 38 mm und eine Höhe von 100 mm. Bei Gold und bei Zinn als Targetma-

terial wurde ein Edelstahlzylinder galvanisch beschichtet. Für den meistens benutzten Laser (Thales Diva II, siehe Tabelle 3.1) wurden 20 μm -Schichten verwendet, für einen anderen Nd:YAG-Laser (Spectra Physics GCR 170-10) mit höherer Leistung 50 μm -Schichten. Untersuchte Targets aus Silber, Kupfer und Aluminium waren massiv ausgeführt. Ein Wolframtarget in Zylinderform wurde aus Kostengründen nicht erprobt.

Der Zylinder wird auf einen spreizbaren Zapfen gestellt, um eine möglichst gute Reproduzierbarkeit seiner Position zu gewährleisten. Damit ist auch ein schneller Targetwechsel möglich, der jedoch eine Belüftung der Vakuumkammer erfordert.

Der konzeptionelle Aufbau der Quelle ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Der Laserstrahl wird senkrecht auf die Oberfläche des rotierenden Zylinders fokussiert. Oberhalb der Zylinderoberfläche bildet sich ein Plasma. Die Strahlung, die das Plasma in einer Richtung etwa tangential zur Zylinderoberfläche emittiert, wird von einem Toroidspiegel refokussiert.

Diese Geometrie ergibt sich als Optimum aus der räumlichen Abstrahlcharakteristik des Plasmas und der räumlichen Verteilung der Debrisemission (siehe Abbildungen 3.15, 3.16 und 3.19 in Abschnitt 3.3).

Bei einer Variation der Lasereinstrahlrichtung um bis zu 45° zur Targetnormalen ergab sich keine signifikante Veränderung der Abstrahlcharakteristik oder der Debrisemission, bei größeren Winkeln reduzierte sich der Gesamtstrahlungsfluss dagegen erheblich. Dies steht in guter Übereinstimmung mit [Breton und Papoular 1973].

Bei einer Variation des Winkels, unter dem Plasmastrahlung mit dem Toroidspiegel "eingesammelt" wird (Detektionsrichtung), zwischen 45° und 90° zur Targetnormalen fiel der Strahlungsfluss bei 90° auf etwa drei Achtel von dem bei 45° ab. Diese Reduktion fällt nicht ganz so stark aus wie in [Fischer u. a. 1986], jedoch etwas deutlicher als in [Breton und Papoular 1973].

Da in Richtung von 90° zur Targetnormalen jedoch am wenigsten Debris emittiert wird (siehe Abschnitt 3.3), und der Unterschied beim Debris deutlich größer als Acht zu Drei war, wurde im weiteren die oben beschriebene Geometrie verwendet.

In den Abbildungen 3.2 und 3.3 ist die EUV-Quelle zu sehen. Sie besteht aus einer großen Vakuumkammer, die das Target und die Einheit zur Rotation und Translation des Targets mit Schrittmotoren enthält, einer kleinen Vakuumkammer, die den Toroidspiegel zur Refokussierung der EUV-Strahlung enthält, und dem Laser. Die Spezifikationen des verwendeten Pump lasers, Thales Diva II, sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Der Toroidspiegel (Maße 50x50 mm, Brennweite 163 mm, goldbeschichtet) kann unter Vakuum justiert werden. Das zylindrische Target lehnt an einer Kugelrolle (siehe Abbildung 3.4), die sich etwa 5 mm unterhalb des Laserfokus befindet. Das Target wird unter Vakuum an



Abb. 3.2: Die EUV-Quelle besteht aus einer größeren Vakuumkammer, in der sich das zylindrische Target befindet. In der kleineren Vakuumkammer links befindet sich der refokussierende Toroidspiegel, der unter Vakuum justiert werden kann. Links neben der großen Kammer steht der Laser, dessen Strahl im diagonalen Rohr über zwei Umlenkspiegel geführt und mit einer Linse in die große Vakuumkammer auf das Target fokussiert wird. Die Ansteuerung für die Bewegung des Targets und die Vakuum-Turbomolekularpumpe sind in das Gestell der Quelle integriert, so dass diese autonom ohne zusätzlichen Computer betrieben werden kann. Lediglich eine Vakuumpumpe wird zusätzlich benötigt. Rechts an der großen Vakuumkammer ist oben ein Justierlaser angebracht, dessen Strahl am Target vorbei auf den Toroidspiegel gerichtet ist; dadurch ist ein Vorjustieren eines Versuchsaufbaus möglich.

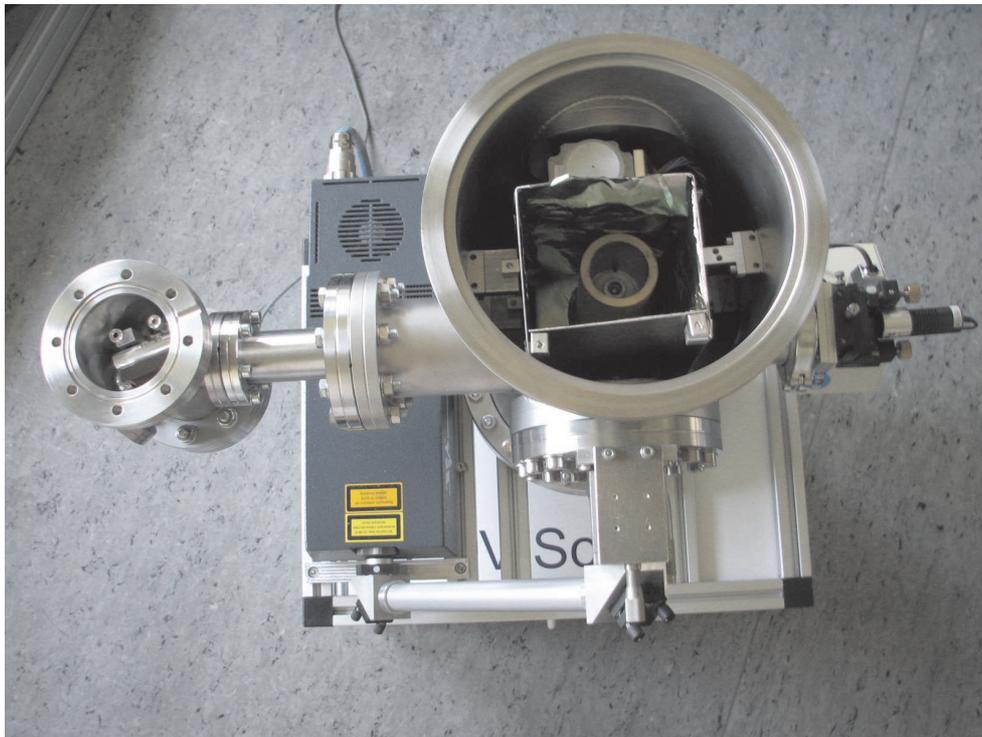


Abb. 3.3: In dieser Ansicht der EUV-Quelle von oben sind das zylindrische Target etwa in der Mitte der großen Vakuumkammer, der Laser etwa in der Bildmitte und der Refokussierspiegel für die EUV-Strahlung links in einer eigenen Vakuumkammer zu erkennen. Das Target ist von einem Debrisschutz umgeben.

Laser Thales Diva II	
Wellenlänge	1064 nm
Repetitionsrate	0 - 20 Hz
Laserpulsenergie	0 - 20 mJ
Schuss-zu-Schuss-Stabilität ¹	1,5 % rms
Leistungsdrift ¹	1 %/Stunde
Pulsdauer ¹	9 ns
Zeit-Jitter ¹	1 ns
Strahldurchmesser	< 1,5 mm
M^2	< 1,1
Strahlprofil	TEM ₀₀
Strahlrichtungsstabilität	±50μrad
Polarisation	100:1

Tab. 3.1: Parameter des verwendeten Nd:YAG-Lasers Diva II der Firma Thales (Herstellerangaben und eigene Messung der Pulslänge (¹ gemessen bei 20 mJ, 20 Hz, 22°C Raumtemperatur)).

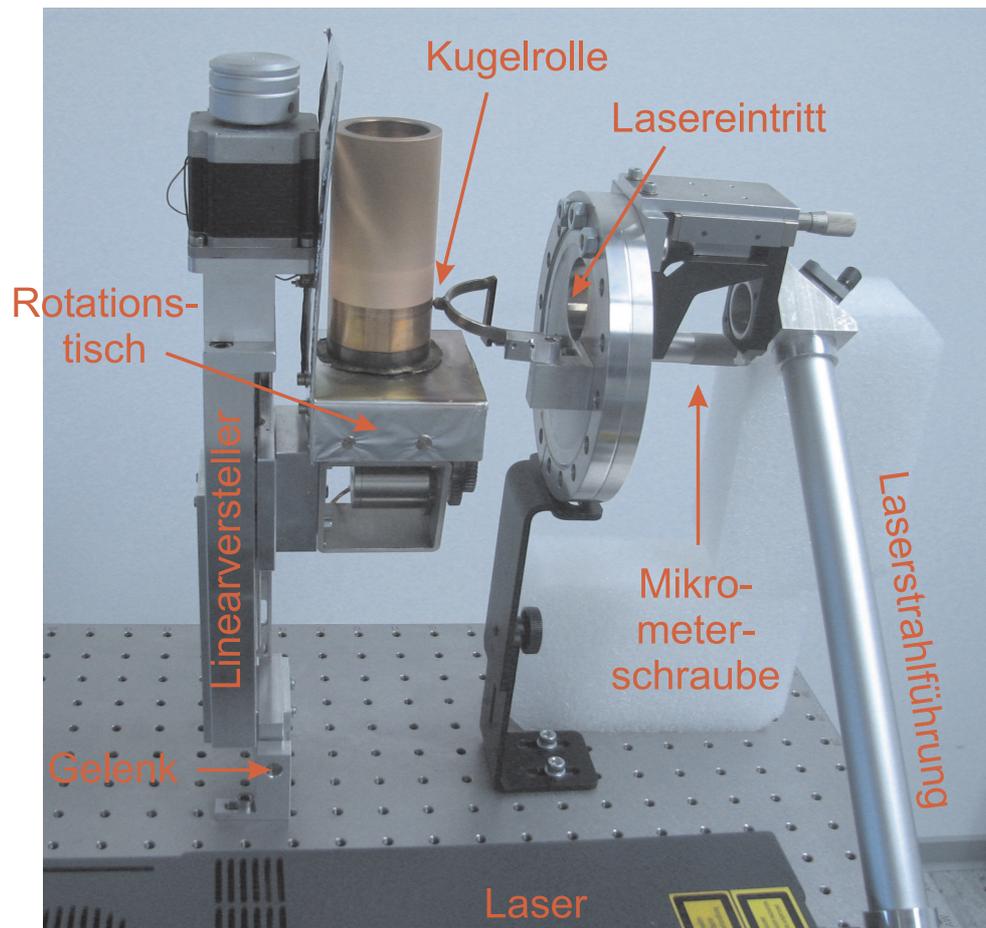


Abb. 3.4: Die Einheit (bestehend aus Rotationstisch, Linearversteller für das Target und dem Target selbst (hier ein Kupferzylinder)) steht auf einem Gelenk und lehnt an einer Kugelrolle. Die Kugelrolle kann mit einer Mikrometerschraube verschoben werden, so dass sich das Zylindertarget nach links oder rechts bewegt. Das Plasma entsteht etwa 5 mm oberhalb der Kugelrolle. Die EUV-Strahlung wird zum Toroidspiegel etwa in Richtung des Betrachters emittiert. Zu sehen ist außerdem der Laser (unten), die Laserstrahlführung mit Umlenkspiegel und der Vakuumflansch mit dem Lasereintrittsfenster. Alle Komponenten sind räumlich so angeordnet wie sonst in oder an der Vakuumkammer. Zusätzlich enthält die Vakuumkammer noch mehrere mit Aluminiumfolie bespannte Bleche als Debrisschutz.

dem Laserfokus durch Rotation und Translation vorbeigeführt. Das Target, und damit auch das Plasma, kann von außen unter Vakuum noch mit einer Mikrometerschraube entlang des Laserstrahls durch verschieben der Kugelrolle bewegt werden. Dieser Aufbau minimiert räumliche Schwankungen der Targetoberfläche, und damit des Ortes der Plasmaemission (siehe Abschnitt 3.2.1), und somit ist eine Feinjustage der Abbildung der Plasmastrahlung z.B. auf einen Spektrometereintrittsspalt mit dem Toroidspiegel möglich.

3.2 Charakterisierung der Quelle

Bei der Charakterisierung der Quelle sind neben dem Spektrum und dem Strahlungsfluss der emittierten Strahlung und deren Stabilität auch die emittierten Debris-Teilchen von besonderem Interesse. Diese Debrisemission kann zu einer Degradierung des refokussierenden Spiegels führen.

3.2.1 Spektrum und Strahlungsfluss

Das kalibrierte Spektrum der Quelle ist in Abbildung 3.5 für den Wellenlängenbereich von 10 bis 50 nm zu sehen. Die Kalibrierung erfolgte stückweise und mit verschiedenen Geräten (Spektrometern, Monochromatoren).

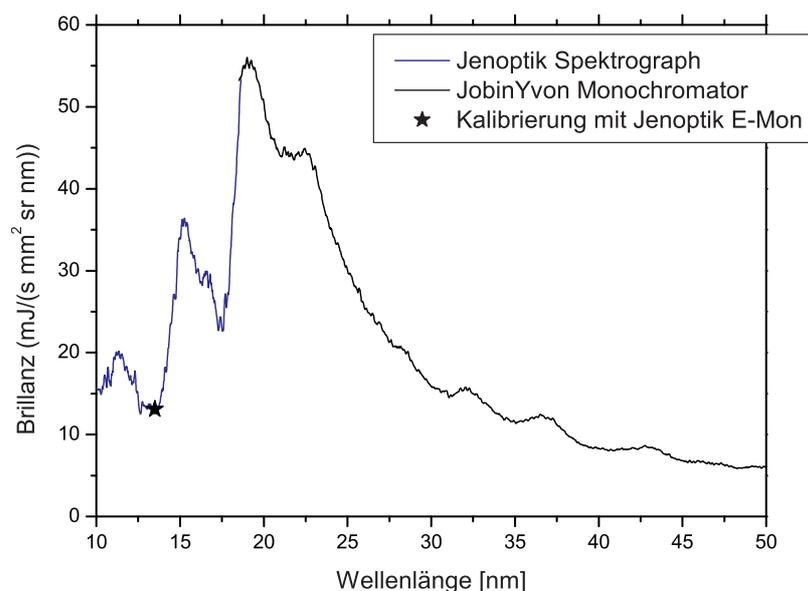


Abb. 3.5: Kalibriertes Goldspektrum

Eine Absolutkalibrierung wurde bei 13,5 nm durchgeführt. Hierzu wurde ein Gerät der Firma Jenoptik (E-Mon) [Schürmann und Mißalla 2005] verwendet, das die durch eine kleine Blende einfallende Strahlung über zwei Multilayerspiegel auf eine Diode lenkt. Die Multilayerspiegel reflektieren nur einen kleinen Wellenlängenbereich um 13,5 nm. Das Gerät selbst wurde von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) absolut kalibriert.

Der Bereich von 10 bis 18,6 nm wurde mit einem EUV-Spektrometer "E-Spec" der Jenoptik Mikrotechnik GmbH [Schürmann u. a. 2002] vermessen, das spektral kalibriert war ($\lambda/\Delta\lambda \approx 580$). Der Absolutanschluss ergibt sich durch den Wert bei 13,5 nm. Der Bereich von 18,5 bis 50 nm wurde mit einem Monochromator "LHT 30" von Jobin Yvon ($\Delta\lambda \approx 0,2nm$) und einem Detektor, bestehend aus zwei Multichannelplates mit einer Metallanode, vermessen. Für Monochromator und Detektor lagen Kalibrierungskurven der Hersteller vor; trotzdem ist dieser Bereich des Spektrums als etwas unsicherer bzgl. spektraler Charakteristik und Fluss zu betrachten. Der Wert für den spektralen Fluss ergab sich hier durch Absolutanschluss bei 17 bis 18 nm.

Aus der Absolutkalibrierung bei 13,5 nm ergibt sich für eine spektrale Bandbreite von 2% ein Photonenfluss von

$$\Phi_{To}(13,5nm) = 5 \cdot \frac{nJ/Puls}{2\%BW} \quad , \quad (3.1)$$

gemessen hinter dem Toroid-Kollektorspiegel. Bei einer Reflektivität von 34 % dieses Spiegels (siehe Abschnitt 3.3) und einem Raumwinkel von 0,008 Steradian an erfasster Plasmastrahlung des Targets ergibt sich für die Quelle und bei der hier vorliegenden 90°-Geometrie ein Photonenfluss von:

$$\Phi_{Pl}(13,5nm, 20Hz) = 1,8 \cdot \frac{\mu J/Puls}{sr2\%BW} \quad (3.2)$$

$$= 2,5 \cdot 10^{12} \frac{ph/s}{sr2\%BW} \quad . \quad (3.3)$$

Um die Quellgröße der Plasmastrahlung auf dem Target zu ermitteln, wurde die EUV-Strahlung in Richtung des Toroidspiegels durch eine Apertur (15 μm Durchmesser) in 6,3 cm Entfernung vom Plasma und einen Aluminiumfilter (200 nm dick) auf einem Detektor (Multichannelplate und Phosphorschirm) in 88 cm Entfernung von der Apertur abgebildet (Lochkameraprinzip). Aus der gemessenen Fleckgröße auf dem Detektor (Abbildung 3.6) errechnet sich über die Vergrößerung (Faktor 14) die Quellgröße.

Es ergibt sich eine Quellgröße der EUV-Strahlung von 110 μm horizontal, d.h. entlang der Targetnormalen und 130 μm vertikal, also eine Quellfläche von etwa

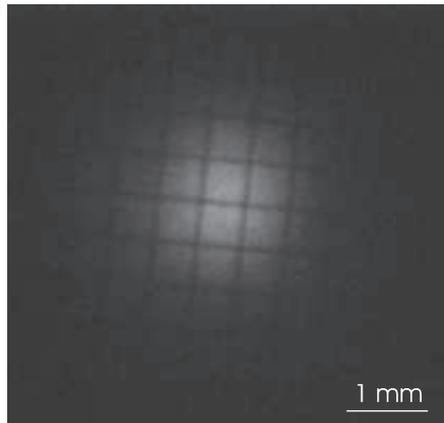


Abb. 3.6: Strahlung des Laser-produzierten Plasmas, in Richtung des Toroidspiegels durch eine Apertur ($15 \mu\text{m}$ Durchmesser) und einen Aluminiumfilter (200 nm dick, das Stützgitter ist sichtbar) sichtbar gemacht auf einem Detektor (Multichannelplate und Phosphorschirm).

$$A_{EUV-Quelle} = 0,01\text{mm}^2 \quad (3.4)$$

und somit eine Brillanz von:

$$\text{Brillanz}(13,5\text{nm}, 20\text{Hz}) = 2,5 \cdot 10^{14} \frac{\text{ph/s}}{\text{srmm}^2 2\% \text{BW}} \quad (3.5)$$

$$= 0,18 \cdot \frac{\text{mJ/Puls}}{\text{srmm}^2 2\% \text{BW}} \quad (3.6)$$

Für das Maximum bei 19 nm ergibt sich damit entsprechend (siehe Abb. 3.5):

$$\text{Brillanz}(19\text{nm}, 20\text{Hz}) = 1,4 \cdot 10^{15} \frac{\text{ph/s}}{\text{srmm}^2 2\% \text{BW}} \quad (3.7)$$

$$= 1 \cdot \frac{\text{mJ/Puls}}{\text{srmm}^2 2\% \text{BW}} \quad (3.8)$$

Die räumliche Schwankung des Plasmas ist mit $5 \mu\text{m}$ horizontal und vertikal sehr klein. Die geringe Quellgröße und diese kleinen räumlichen Schwankungen sind ein besonderer Vorteil dieser Quelle gegenüber Pinchplasmaquellen und Laserplasmaquellen mit Gastarget, bei denen die Quellgröße typischerweise über $0,1 \text{mm}^2$ liegt.

Die Brillanz der Breitbandquelle liegt in ihrem Maximum bei 19 nm etwa gleichauf mit der Brillanz der Laserplasmaquelle mit Gastarget des Laser-Laboratoriums Göttingen e.V. (bei 13,5 nm etwa um einen Faktor 6 niedriger). Bei dieser Quelle kommt allerdings ein wesentlich stärkerer Pump laser zum Einsatz (800 mJ im Vergleich zu 20 mJ [Kranzusch und Mann 2001]).

Die Pinchplasmaquelle der AiXUV GmbH hat eine um den Faktor 200 höhere Brillanz [Bakshi 2006] bei 13,5 nm, die durchschnittliche Brillanz im Bereich von 10 bis 20 nm ist etwa um einen Faktor 24 größer. Die Quelle der Firma phoenix|euv Systems + Services GmbH, die auf dem Prinzip einer klassischen Röntgenröhre basiert und die an dem im Rahmen dieses Projektes vom Laser Zentrum Hannover gebauten Spektrometer neben der hier beschriebenen Quelle zum Einsatz kam, hat eine Brillanz, die um etwa eine Größenordnung niedriger lag, abhängig von der verwendeten Anode.

3.2.2 Stabilität des Strahlungsflusses, Referenzmessung

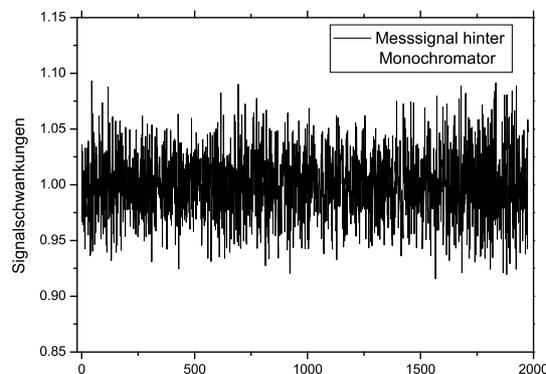


Abb. 3.7: Natürliche zeitliche Schwankungen der Plasmastrahlung, gemessen mit einem Monochromator und einer EUV-Photodiode

Der Strahlungsfluss der hier beschriebenen Quelle unterliegt verschiedenen zeitlichen Schwankungen. Zum einen gibt es bei Laser-produzierten Plasmen immer natürliche, durch den statistischen Charakter der Plasmabildung bedingte, Schuss-zu-Schuss-Schwankungen, die je nach Lasertyp bei 5% bis 10% Standardabweichung liegen; bei dieser Quelle betragen sie etwa 5%. Eine grafische Darstellung findet sich in Abbildung 3.7.

Hinzu können Schwankungen kommen, die aus einer ungleichmäßigen galvanischen Goldschicht resultieren. Diese sind oft periodisch mit der Zeit einer Targetdrehung als Periode und können mehrere 10 % der mittleren gemessenen Strahlung betragen. Sie traten bei verschiedenen Anbietern der galvanischen Beschichtung und verschiedenen Schichtdicken in unterschiedlichem Maß auf. Obwohl der Laser nur etwa 5 μm Gold abträgt, waren derartige Schwankungen erst bei einer Schichtdicke von 20 μm nicht mehr relevant.

Daneben treten auch aperiodische Variationen des Strahlungsflusses auf. So reduziert sich die Pulsenergie des Lasers mit steigender Raumtemperatur, insbesondere oberhalb von 25°C.

Dadurch reduziert sich auch der Plasmastrahlungsfluss und das Spektrum verschiebt sich etwas zu längeren Wellenlängen.

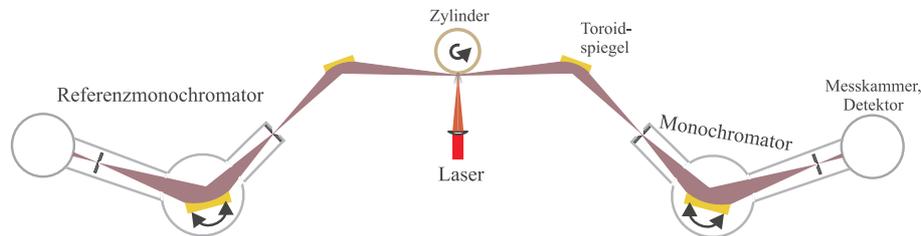


Abb. 3.8: Eine Referenzmessung mit einem zweiten Monochromator erbrachte keine Reduzierung der Signalschwankungen.

Die Variation des gesamten Strahlungsflusses sowie die unvermeidbaren Schuss-zu-Schuss-Schwankungen lassen sich mit einer Referenzmessung teilweise ausgleichen, indem das Messsignal durch ein Referenzsignal geteilt wird. Hierbei muss allerdings beachtet werden, dass das Plasma inhomogen ist und verschiedene Bereiche des Plasmas individuellen Schwankungen unterliegen. Da das Plasma nicht völlig durchsichtig für EUV-Strahlung ist, sollte eine Referenzmessung nicht auf der gegenüberliegenden Seite des Plasmas erfolgen. So hat eine Referenzmessung wie in Abbildung 3.8 die Schwankungen nicht reduzieren können; die Schwankungen des Quotienten waren ähnlich hoch wie die des reinen Messsignals.

Eine Erklärung hierfür ist, dass das Plasma für EUV-Strahlung nur teilweise transparent ist [Sigel u. a. 1990]. Daher stammt ein erheblicher Teil der detektierten EUV-Strahlung aus der dem Detektor zugewandten Plasmaoberfläche. Eine Referenzmessung auf der gegenüberliegenden Seite würde dann zu einem erheblichen Teil Strahlung aus einem anderen Teil des Plasmas detektieren, der wegen der Inhomogenität des Plasmas (kein thermodynamisches Gleichgewicht) abweichende Eigenschaften (z.B. Elektronendichte, Plasmatemperatur) besitzt.

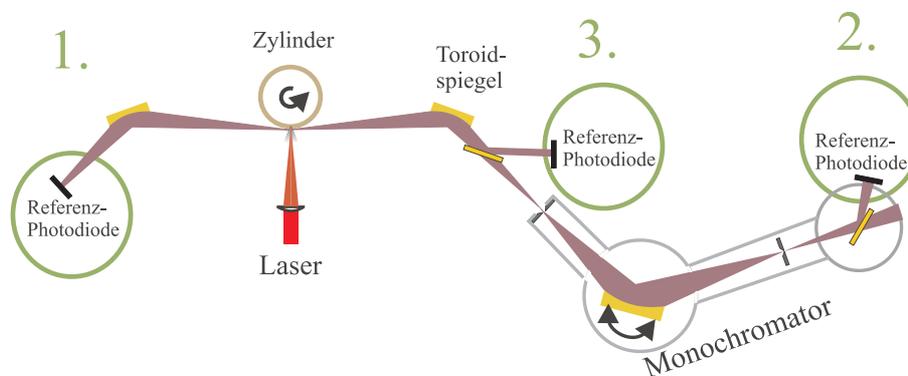


Abb. 3.9: Referenzmessungen an drei verschiedenen Stellen im Messaufbau zur Reduzierung der zeitlichen Schwankungen der Plasmastrahlung

Daher wurden Referenzmessungen an verschiedenen anderen Stellen im Messaufbau erprobt. Diese sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

Dabei wurde für die Referenzmessung eine Photodiode benutzt, die baugleich der Photodiode für das Messsignal war. Teilweise wurde die Photodiode mit einem Zirkonium- oder Aluminiumfilter versehen, um das Spektrum, das gemessen wurde, auf einen Bereich von 7 bis 17 nm (Zirkonium) oder von 17 bis 76 nm (Aluminium) zu beschränken.

Es ergab sich, dass eine Referenzdiode in Position 1 keine Reduktion der Schwankungen brachte. Eine Referenzmessung mit einer Photodiode in Position 2 führte zu einer Schwankung, die abhängig von der Wellenlänge, bestenfalls etwa halb so groß war. Das beste Ergebnis wurde mit einer Referenzdiode in Position 3 erzielt.

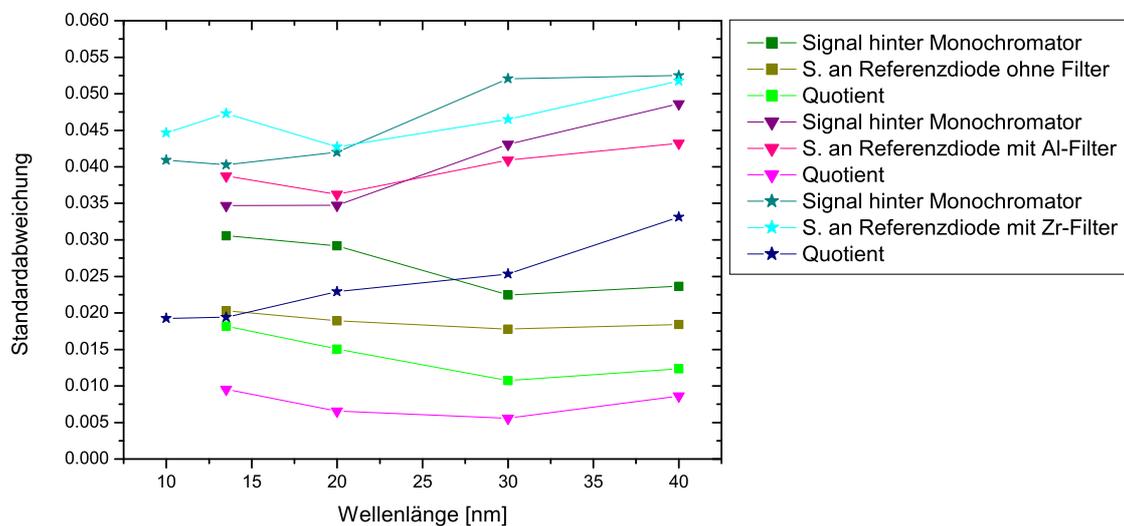


Abb. 3.10: Standardabweichung des Messsignals hinter dem Monochromator, des Referenzsignals mit einer Photodiode in Position 3 (siehe Abb. 3.9) und des Quotienten aus beiden Signalen, jeweils gemessen ohne Filter, mit Aluminiumfilter oder mit Zirkoniumfilter vor der Referenzphotodiode.

In Abbildung 3.10 sind die Standardabweichungen bei verschiedenen Wellenlängen des Messsignals hinter dem Monochromator, des Referenzsignals mit einer Photodiode in Position 3 (siehe Abb. 3.9) und des Quotienten aus beiden Signalen, jeweils gemessen ohne Filter, mit Aluminiumfilter oder mit Zirkoniumfilter vor der Referenzphotodiode, dargestellt.

Man kann sehen, dass die größte Reduktion der Schwankungen mit einem Aluminiumfilter vor der Referenzdiode erreicht wird, und zwar auch für die Wellenlänge von 13,5 nm, die außerhalb des Wellenlängenbereichs liegt, für den das Aluminiumfilter transparent ist (Im Gegensatz zum Zirkoniumfilter).

Da das Aluminiumfilter für einen breiteren Wellenlängenbereich transparent ist als das Zir-

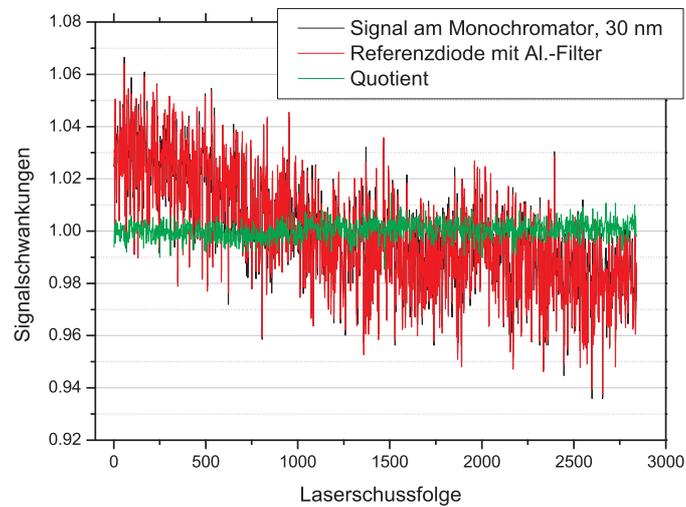


Abb. 3.11: Schwankung des Messsignals hinter dem Monochromator bei 30 nm, des Referenzsignals mit einem Aluminiumfilter und einer Photodiode in Position 3 (siehe Abb. 3.9) und des Quotienten aus beiden Signalen.

koniumfilter, erhält man ein stärkeres Referenzsignal. Beim Referenzsignal ohne Filter wird dagegen auch der sichtbare Teil des Spektrums mitgemessen, dessen Photonenfluss mit dem der EUV-Strahlung möglicherweise wenig korreliert.

In Abbildung 3.11 sind die Schwankungen des Messsignals hinter dem Monochromator bei 30 nm Wellenlänge, des Referenzsignals mit einer Photodiode hinter einem Aluminiumfilter in Position 3 (siehe Abb. 3.9) und des Quotienten aus beiden Signalen dargestellt. Man sieht, dass die Schuss-zu-Schuss-Schwankungen des Quotienten wesentlich geringer ausfallen und auch die Drift der mittleren Signalstärke gut kompensiert wird. Allerdings ist dieser Effekt wellenlängenabhängig und kompensiert keine Veränderungen des Spektrums und daher auch keine größere Drift der Laserleistung.

Bei einer Standardabweichung von 0,02 mit Aluminiumfilter muss man z.B. über 400 Laserschüsse (20 Sekunden) mitteln, um einen Standardfehler von 0,1 % zu erreichen.

3.2.3 Verwendung anderer Targetmaterialien und Laser

Außer Gold wurden auch eine Reihe anderer Targetmaterialien erprobt. In Abbildung 3.12 sind die Spektren von Gold, Zinn und Edelstahl zu sehen, in Abb. 3.13 die von Gold, Silber und Wolfram. Diese Spektren sind jedoch nicht korrigiert, in ihrem spektralen Verlauf also nur untereinander vergleichbar. Mit Silber und Wolfram sind höhere EUV-Strahlungsflüsse bei der Lithographiewellenlänge 13,5 nm erreichbar, allerdings emittiert Gold insgesamt mehr EUV-

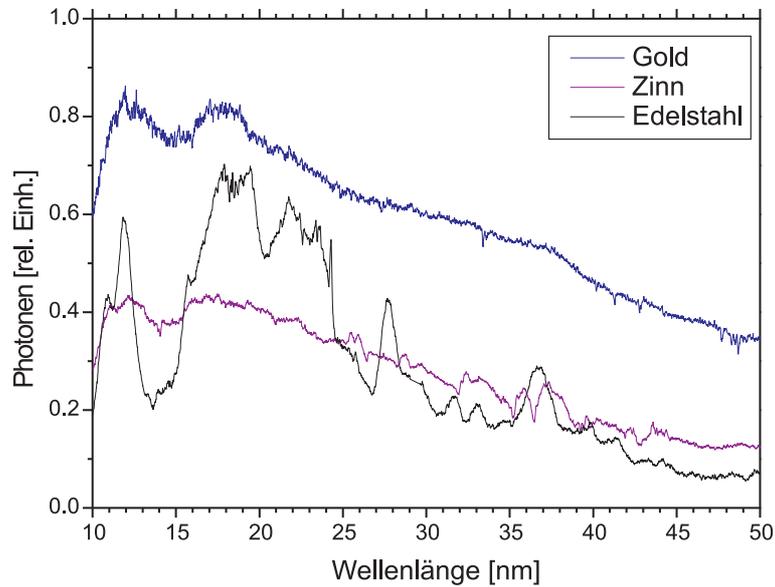


Abb. 3.12: Spektrum mit verschiedenen Targetmaterialien: Gold, Zinn und Edelstahl. Diese Spektren wurden nicht korrigiert, d.h. sie sind nur untereinander vergleichbar, jedoch nicht mit dem Goldspektrum in Abbildung 3.5. Man sieht, dass Zinn- und Edelstahl(Eisen)-Plasmen deutlich weniger EUV-Strahlung emittieren.

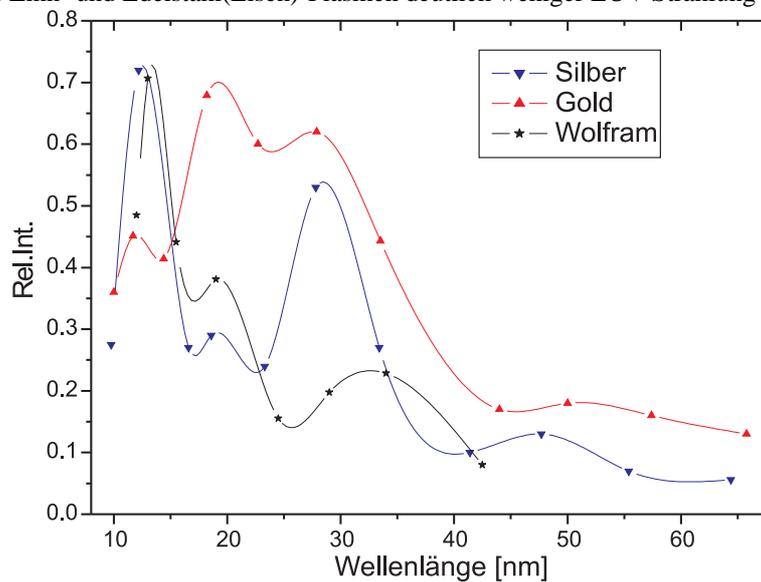


Abb. 3.13: Spektrum mit verschiedenen Targetmaterialien: Silber, Gold und Wolfram. Diese Spektren wurden nicht korrigiert, d.h. sie sind nur untereinander vergleichbar, jedoch nicht mit dem Goldspektrum in Abbildung 3.5. Silber und Wolfram emittieren bei 13,5 nm deutlich mehr Strahlung als Gold, oberhalb von 17 nm emittiert Gold dagegen stärker.

Strahlung im Bereich von 10 nm bis 50 nm. Deshalb und wegen der besonderen Eigenschaften des Goldes bei der Debrisproblematik (siehe nächster Abschnitt) wurde im Weiteren nur noch Gold als Targetmaterial verwendet.

Neben dem oben beschriebenen Laser wurde die Quelle auch mit einigen anderen Lasern erprobt; dabei wurde zum Teil eine dickere Goldschicht von 50 μm eingesetzt.

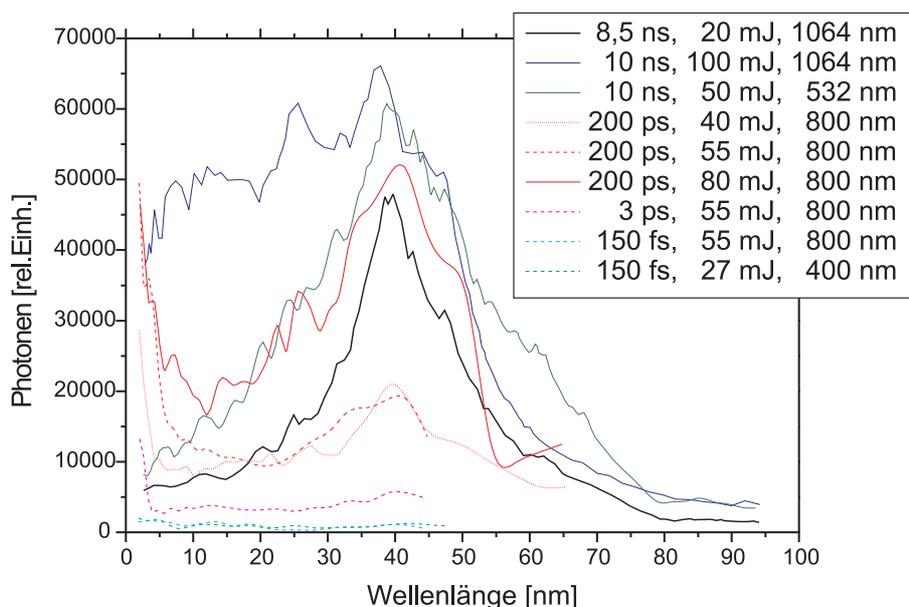


Abb. 3.14: Goldspektren bei Verwendung verschiedener Lasersysteme; Die Spektren sind mit einem nicht kalibrierten Spektrometer McPherson 248/310G gemessen worden. Es wurde keine Korrektur vorgenommen, daher bieten sie nur eine Relativ-Aussage. Es kamen Laser mit unterschiedlichen Pulsenergien, Pulsdauern und Wellenlängen zum Einsatz. Man sieht, dass mit einem Nanosekunden-Laser mit einer Pulsenergie von 100 mJ wesentlich mehr Strahlung unterhalb 40 nm und besonders unterhalb von 10 nm erzeugt wird. Der Einsatz von (deutlich komplexeren) Pumplasersystemen mit Pikosekundenpulsen ist nur sinnvoll, wenn vor allem Strahlung mit Wellenlängen kürzer als 5 nm erzeugt werden soll. Femtosekundenpulse erwiesen sich als ganz ungeeignet zur Erzeugung breitbandiger Strahlung im Bereich von etwa 2 nm bis 50 nm mit einem Goldtarget.

In Abbildung 3.14 sind Goldspektren dargestellt, die mit unterschiedlichen Lasersystemen mit verschiedener Pulsenergie, Pulsdauer und Wellenlänge erzeugt wurden. Um einen großen Spektralbereich abzudecken und auch unterhalb 10 nm bis etwa 2 nm messen zu können, wurde für diese Messung statt des Jobin-Yvon-Monochromators (siehe Abschnitt 4.1) ein Spektrometer der Firma McPherson (Modell 248/310G) verwendet. Die Spektren sind wiederum nur untereinander vergleichbar, nicht jedoch mit dem absolut kalibrierten Spektrum in Abbildung 3.5.

Der schwarze Graph stellt das Spektrum mit dem oben beschriebenen Laser Thales Diva II dar. Man sieht, dass durch höhere Pulsenergien bei etwa gleicher Pulsdauer (10 ns) insbesondere unterhalb 40 nm deutlich höhere Photonenströme erreicht werden können. Dies ist besonders interessant für das "Wasserfenster" (2,2 bis 4,2 nm), das für die EUV-Mikroskopie

an biologischem Material Bedeutung hat. Der hierbei verwendete Nd:YAG-Laser Spectra Physics GCR 170 ist allerdings um ein vielfaches größer als der Thales Diva II und benötigt auch eine Wasserkühlung, so dass die EUV-Quelle nicht mehr kompakt und mobil wäre. Mittlerweile sind jedoch auch kompakte leistungsstärkere Nd:YAG-Laser verfügbar, so dass mit der Quelle unter Beibehaltung des kompakten Aufbaus eine Erweiterung des Spektralbereichs bis in das Wasserfenster möglich sein sollte.

Anders als bei den Untersuchungen von [Kühne und Petzold 1988] ergab eine Frequenzverdopplung der Laserstrahlung (mit der damit einhergehenden Halbierung der Laserleistung) keinen höheren EUV-Photonenfluss.

Daneben sind in Abbildung 3.14 auch Goldspektren dargestellt, die mit Pikosekunden- oder Femtosekunden-Laserpulsen erzeugt wurden. Mit den Femtosekundenpulsen wurden jedoch nur sehr geringe EUV-Photonenflüsse im Bereich von etwa 2 nm bis 50 nm erreicht, so dass der Einsatz solcher Ultrakurzpulslaser nicht sinnvoll wäre, zumal diese recht groß und komplex sind. Pikosekundenlaser könnten dagegen interessant sein, wenn vor allem der Wellenlängenbereich unterhalb von 5 nm relevant ist.

Untersucht wurden auch verschiedene Fokussierungsgeometrien für die Laserstrahlung. Durch eine vorherige Aufweitung des Laserstrahls lässt sich der Fokus-Durchmesser auf dem Target auf ein Zehntel verkleinern. Dadurch verringerte sich die Quellgröße um 50% und der Strahlungsfluss reduzierte sich auf etwa 75% bei 13,5 nm. Damit erhöht sich die Brillanz um 1,5, allerdings wird dadurch der Debrisschutz für das Lasereintrittsfenster (Der Laser entfernt bei ausreichender Intensität Debris-Partikel selbst. Siehe Abschnitt 3.3) erschwert. Deshalb wurde auf diese Brillanzerhöhung verzichtet.

3.3 Debris

Bei laserproduzierten Plasmen entsteht neben elektromagnetischer Strahlung auch so genanntes Debris (aus dem Englischen: Trümmer, Schutt). Dabei handelt es sich um Partikel verschiedener Art: Elektronen, Atome, Ionen, Moleküle, Cluster bis zu makroskopischen Teilchen mit mehreren Mikrometern Größe [Silfvast u. a. 1992]. Diese Teilchen werden von der Targetoberfläche abladiert und in alle Raumrichtungen emittiert.

Damit treffen sie auch auf alle Optiken in der Umgebung des Plasmas, wobei hier insbesondere die Einwirkung auf den Kollektorspiegel, der die EUV-Strahlung zur weiteren Verwendung "einsammelt", von Bedeutung ist. Durch die Belegung mit Debris kann dieser recht schnell seine Abbildungseigenschaften verlieren und unbrauchbar werden ([Bender u. a. 1995], [Bobkowski und Fedosejev 1996]).

Besonders viel Debris entsteht im Allgemeinen bei der Verwendung von Festkörpertargets. Daher ist die Handhabung des Debrisproblems einer der wichtigsten Aspekte bei der Verwendung eines laserproduzierten Festkörperplasmas.

Die Menge der erzeugten Debris-Partikel, deren Größe, Form und Geschwindigkeit sind abhängig vom Targetmaterial und den Lasereigenschaften [Bollanti u. a. 2003]. Die Geschwindigkeiten der meisten Debris-Teilchen liegen nach [Bender u. a. 1995] zwischen $10^3 - 10^5 \text{ cm/s}$. Dort findet sich auch eine ausführliche Untersuchung zu Größen und Geschwindigkeiten von Golddebris. Demnach haben die meisten Golddebris-Teilchen einen Durchmesser um $1 \mu\text{m}$ und kleiner.

Ähnlich wie die EUV-Strahlung wird auch das Debris in alle Raumrichtungen emittiert. Eine besonders starke Emission erfolgt jedoch in Richtung der Targetnormalen. Das Debris verteilt sich entsprechend

$$D(\theta) = \alpha \cdot \cos^\gamma(\theta) + \beta. \quad (3.9)$$

Dabei ist θ der Winkel zur Oberflächennormalen, für γ werden in der Literatur verschiedene Werte angegeben. [Ready 1971] gibt γ mit 2 an. [Azuma u. a. 2002] bestimmten γ experimentell dagegen mit 6. Die Koeffizienten α und β sind materialabhängig.

3.3.1 Räumliche Verteilung

Debrisuntersuchungen für die hier vorgestellte EUV-Quelle wurden mit Gold- und Aluminiumtargets durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Untersuchungen findet sich bei [Marina 2004]. Um die Debrismenge in einer vorgegebenen Richtung θ zu ermitteln, wurde

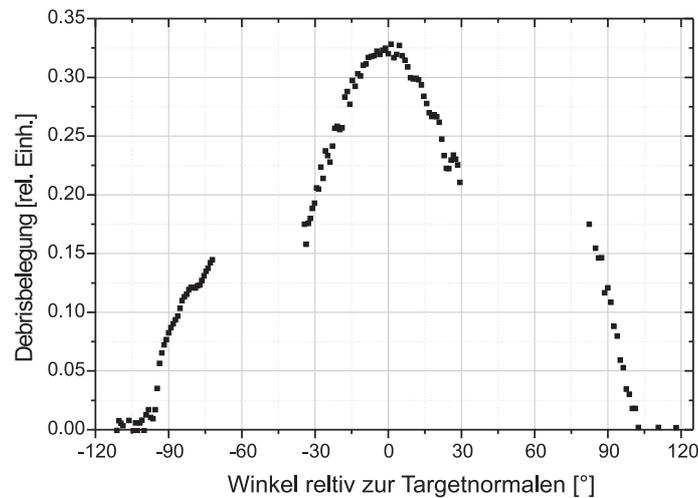


Abb. 3.15: Die Winkelabhängigkeit der EUV-Emission des Gold-Plasmas.

die Debrisbelegung auf Testgläsern, die in einer Entfernung von 4,5 bis 6,2 cm vom Target positioniert wurden, gemessen. Als Maß für die Belegung diente dabei die Transmission der Testgläser bei der Wellenlänge des He-Ne-Lasers (632,8 nm). Die unterschiedlichen Abstände zum Plasma und die Winkel, unter denen das Debris auf die Gläser traf, wurden dabei umgerechnet.

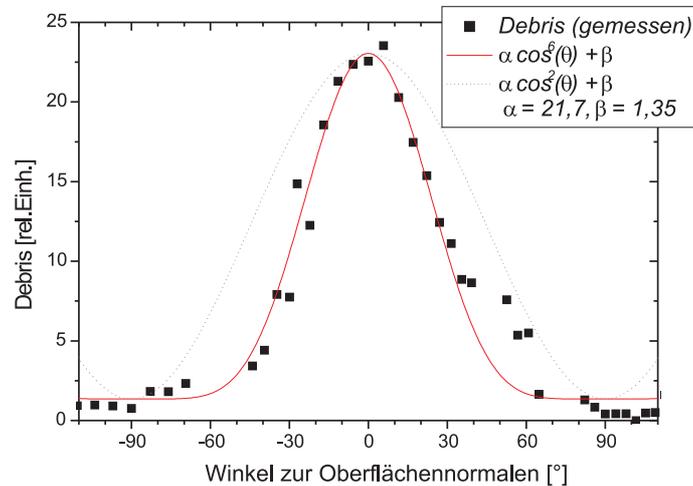


Abb. 3.16: Die Winkelabhängigkeit der Debris-Emission des Aluminium-Plasmas: Messwerte und Fit.

Bei der Belegung mit Golddebris ergab sich jedoch das Problem, dass bei schon vergleichsweise geringer Belegung die Debrisbeschichtung sehr stark reflektierte und eine Transmissionsmessung sehr ungenau wurde. Daher war die Golddebrismessung nur bei großen Winkeln θ gut durchführbar, bei kleinen Winkeln jedoch stark fehlerbehaftet (siehe Abb. 3.15).

Reproduzierbar im gesamten Winkelbereich war dagegen die Debrismessung mit dem Alu-

miniumtarget (Abb. 3.16). Aluminiumdebris bildet im Gegensatz zu Gold eine matte Schicht mit rauer Oberfläche. Hier kann die Debrismessung gut durch die Funktion

$$D(\theta) = \alpha \cdot \cos^6(\theta) + \beta \quad (3.10)$$

mit $\alpha/\beta \approx 16$ beschrieben werden, während eine \cos^2 -Funktion einen deutlich anderen Verlauf nimmt.

Deutlich ist in beiden Fällen (Abb. 3.15 und Abb. 3.16) zu erkennen, dass die maximale Debrisbelegung in der Umgebung $\theta \approx 0^\circ$ erfolgt. Um die Kollimatoroptik mit möglichst wenig Debris zu belegen, ist deshalb eine $\theta = 90^\circ$ -Geometrie anzustreben, sofern der Strahlungsfluss in dieser Richtung noch genügend groß ist.

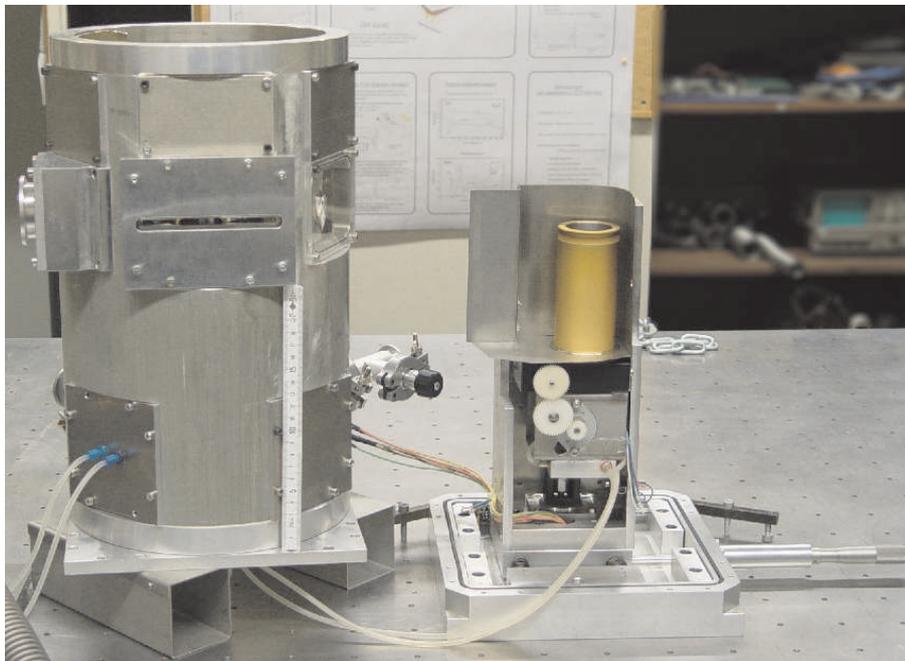


Abb. 3.17: Vormodell der EUV-Quelle. Zu sehen ist rechts das zylinderförmige Goldtarget auf einem Rotationsversteller, der über drei Zahnräder von einem Schrittmotor angetrieben wird. Diese Einheit kann mit einem Linearversteller in der Höhe verfahren werden. Der gesamte Aufbau kann in beiden horizontalen Richtungen mit Mikrometerschrauben um etwa 30 mm verschoben werden. Links ist die Vakuumkammer zu sehen, die über diesen Aufbau gesetzt wird. Sie hat hier ein langes waagerechtes schlitzförmiges Lasereintrittsfenster, das eine Variation des Winkels der einfallenden Laserstrahlung um $\pm 30^\circ$ zulässt. Ein Nachteil dieses Modells war, dass sich die Exzentrizitäten des Rotationsverstellers, des Zapfens, auf den das Zylindertarget gesteckt wird, und des Zylindertargets selbst aufsummierten und dies zu einer deutlichen räumlichen Schwankung der Targetoberfläche und damit des Plasmas von etwa $25\mu\text{m}$ führte.

Um für die Bestimmung der optimalen Geometrie die Winkelabhängigkeit des EUV-Strahlungsflusses zu vermessen, wurde eine ältere Vakuumkammer verwendet, die in Abbildung 3.17 zu sehen ist.

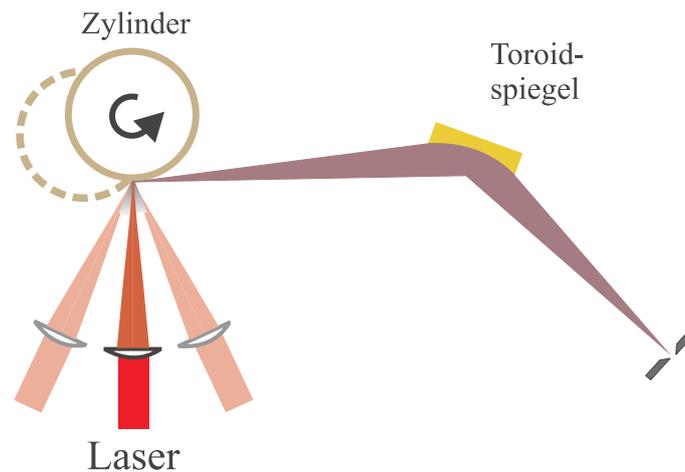


Abb. 3.18: Schematische Darstellung der Geometrie beim Vormodell der EUV-Quelle. Die Laserstrahlung wird auf die Oberfläche des Zylindertargets fokussiert. Dieses kann so verschoben werden, dass der Winkel zwischen der Laserstrahlung und der Normalen der Targetoberfläche zwischen 0° und 45° variiert werden kann; zusätzlich kann der Winkel der einfallenden Laserstrahlung um $\pm 30^\circ$ geändert werden. Der Bereich, in dem die EUV-Strahlung mit dem Toroidspiegel "eingefangen" und dann refokussiert wird, ist fest vorgegeben; der Winkel zwischen dieser EUV-Strahlung und der Targetoberflächennormalen variiert aber beim Verschieben des Targets ebenfalls, so dass der Winkel zwischen Laserstrahlung und EUV-Strahlung auf 60° bis 120° beschränkt bleibt.

Man sieht rechts den Aufbau im Inneren der Vakuumkammer, hier mit einem galvanisch goldbeschichteten Zylindertarget. Unter dem Target befindet sich ein Drehtisch, der über Zahnräder von einem Schrittmotor angetrieben wird. Um den Zylinder befindet sich eine Debrisabschirmung. Diese ganze Einheit wird mit einem Linearverschiebetisch in der Höhe verfahren. Der gesamte "Turm" aus Zylindertarget samt Drehtisch und Höhenverstellung kann wiederum mit Mikrometerschrauben in beiden horizontalen Richtungen um jeweils mehr als 30 mm verschoben werden. An der Vakuumkammer - links im Bild - gibt es diverse Flansche für verschiedene Anschlüsse. Weiter oben ist vorne ein horizontaler Schlitz zu sehen, dies ist eines der wechselbaren Lasereintrittsfenster, das eine kontinuierliche Variation des Winkels der Lasereinstrahlrichtung zulässt.

Bei dieser Vakuumkammer war der Winkel zwischen der einfallenden Laserstrahlung und der Detektionsrichtung, unter der der EUV-Strahlungsfluss gemessen wurde, so auf $90^\circ \pm 30^\circ$ festgelegt (siehe Abbildung 3.18). Da die Variation der Lasereinstrahlrichtung um diese $\pm 30^\circ$ jedoch einen Umbau der Laserstrahlführung mit der Fokussierungsoptik erforderte, war eine direkte Vergleichbarkeit nur begrenzt gegeben. Bei den hier beschriebenen Untersuchungen wurde der Winkel zwischen Laserstrahlung und detektierter EUV-Strahlung daher bei 90° belassen.

Das Target konnte so in beiden horizontalen Richtungen mittels Mikrometerschrauben verschoben werden, dass der Winkel θ zwischen der Targetnormalen und der Detektionsrichtung

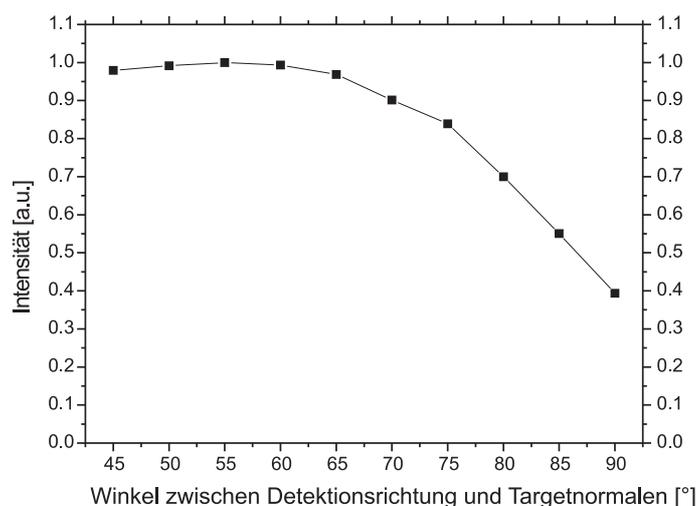


Abb. 3.19: Die Winkelabhängigkeit der EUV-Emission des Gold-Plasmas.

zwischen 90° und 45° variierte. Dabei wurde gleichzeitig auch der Winkel ϕ zwischen der Targetnormalen und der einfallenden Laserstrahlung zwischen 0° und 45° variiert ($\theta + \phi = 90^\circ$), jedoch führt dies nach [Breton und Papoular 1973] und [Fischer u. a. 1986] zu keiner deutlichen Änderung des EUV-Strahlungsflusses. Die EUV-Emission ist, unabhängig von der Lasereinstrahlrichtung ϕ , immer symmetrisch zur Targetnormalen und variiert nicht signifikant für $\phi < 45^\circ$ sondern nimmt erst für größere ϕ deutlich ab.

Demnach macht es für das Messergebnis keinen bedeutenden Unterschied, ob bei einer Variation des Winkels θ der Detektionsrichtung zur Targetnormalen zwischen 90° und 45° auch die Lasereinstrahlrichtung ϕ relativ zur Targetnormalen zwischen 0° und 45° variiert oder bei 0° bleibt.

Abb. 3.19 zeigt entsprechend die Winkelabhängigkeit des EUV-Strahlungsflusses. Deutlich ist zu erkennen, dass der EUV-Strahlungsfluss in Richtung $\theta \rightarrow 45^\circ$ ansteigt, jedoch in Richtung $\theta = 90^\circ$ immer noch 38 % des Flusses bei 45° abgestrahlt wird. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von [Breton und Papoular 1973] und [Fischer u. a. 1986]. Dort wurde auch gezeigt, dass der Strahlungsfluss für $0^\circ < \theta < 45^\circ$ nicht mehr wesentlich variiert. Somit steht bei der 90° -Geometrie der Reduktion des maximalen Strahlungsflusses um etwa 62 % eine Debrisverminderung auf weniger als 6 % gegenüber, wenn die beim Aluminiumdebris gemessenen Werte zu Grunde gelegt werden, so dass diese Geometrie sehr vorteilhaft ist.

Ein weiterer Vorteil der 90° -Geometrie besteht darin, dass ein Justierlaser zur Definition der "optischen Achse" für die EUV-Strahlung eingesetzt und tangential am Zylinder vorbeigeführt werden kann.

Bei der 90° -Geometrie wird das Eintrittsfenster für den Pumplaser mit besonders viel De-

bris belegt. Dies erwies sich jedoch in der Praxis als unproblematisch, da bei genügend hoher Intensität des Pumpasers dieser sich das Eintrittsfenster durch Verdampfen des Debris selbst freihält. Eine dennoch über längere Zeit stattfindende Belegung mit Debris oder Qualitätsreduktion des Fensters ist unproblematisch, da das Fenster einfach und kostengünstig zu ersetzen ist.

3.3.2 Möglichkeiten zur Debrisreduktion

Auch wenn in der 90° -Geometrie die Debrisemission deutlich reduziert ist, wird in der Praxis der Kollektorspiegel, der mit 33 cm noch deutlich weiter von der Quelle entfernt ist als die zur Debrismessung verwendeten Testgläser, dennoch mit Debris belegt. Es war daher zu klären, ob diese Debrisbelegung die optischen Eigenschaften der Kollimatoroptik beeinträchtigt und wie erforderlichenfalls eine weitere Debrisreduktion erfolgen könnte.

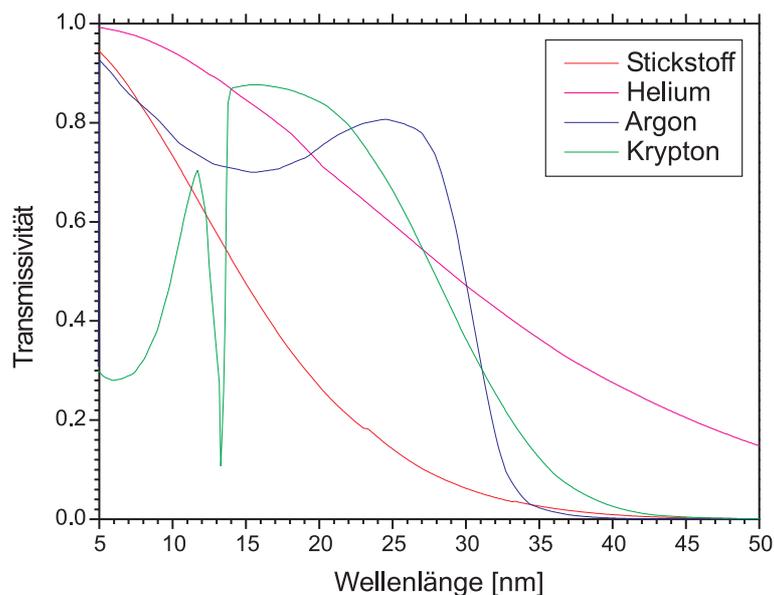


Abb. 3.20: Die Transmissivität von verschiedenen Gasen bei 295 K. Wechselwirkungslänge jeweils 10 cm, Druck 1 mbar. Daten von [henke]

Zur Debrisreduktion gibt es verschiedene Ansätze, wie mechanische Shutter, die Ablenkung von elektrisch geladenen Debristeilchen in elektrischen und magnetischen Feldern oder der Einsatz eines Hintergrundgases, die im Detail in [Jin 1995] beschrieben sind. Aus Kosten- und praktischen Gründen kam hier nur eine Debrisreduzierung durch den Einsatz von Hintergrundgas infrage.

Durch Hintergrundgas werden die Debristeilchen über Stöße abgebremst und abgelenkt und somit wird die Debrisbelegung auf einer optischen Funktionsschicht reduziert. Das Hin-

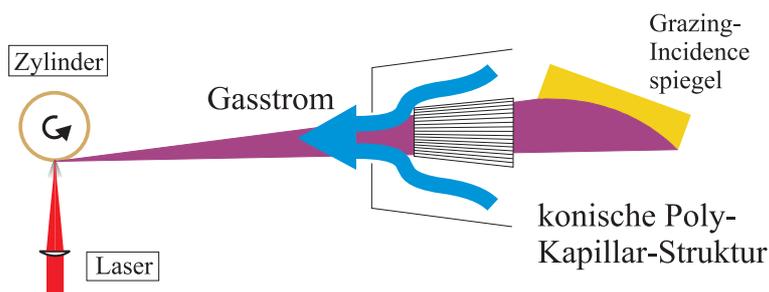


Abb. 3.21: Verwendung einer konischen Polykapillarstruktur als differentielle Druckstufe

tergrundgas führt aber auch zu einer Absorption der EUV-Strahlung und zur Beeinflussung der Detektion der EUV-Strahlung (Bei offenen Photomultipliern und Multichannelplate-Detektoren lösen Hintergrundgasmoleküle genauso wie die EUV-Strahlung Elektronen aus und verursachen so ein Rauschen im Messsignal.). Deshalb ist ein Hintergrundgas nur in einem Teilbereich der EUV-Anlage tolerierbar (z.B. bis zum Kollimatorspiegel), was durch geeignete Druckstufen realisiert werden kann. Hier wurde ein dem Debris entgegenströmender Gasjet in Verbindung mit einer Polykapillarstruktur als Druckstufe entsprechend der Abbildung 3.21 erprobt. Die Polykapillarstruktur des Projektpartners IfG - Institute for Scientific Instruments GmbH [Arkadiev u. a. 1998] besteht aus vielen kleinen geraden Glaskapillaren, die alle auf einen gemeinsamen Punkt - 83 mm vor der Struktur - ausgerichtet sind (Die Struktur wurde so eingebaut, dass in diesem Punkt das Plasma lag.).

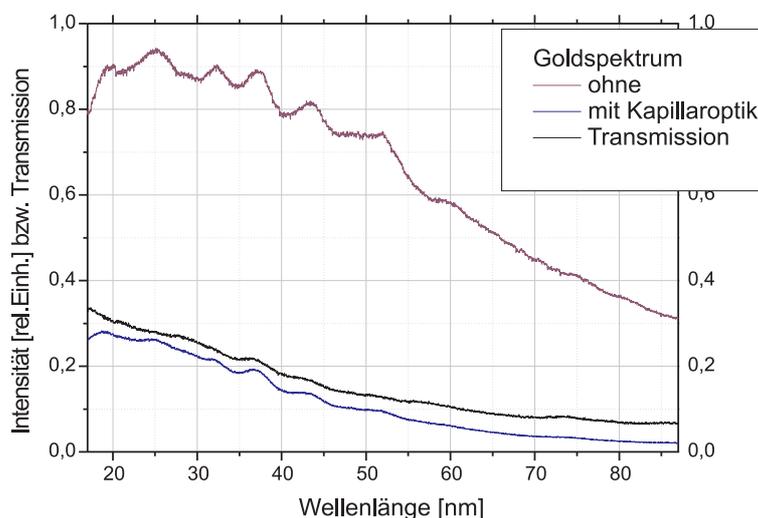


Abb. 3.22: Transmissivität der Polykapillarstruktur: Die Transmission fällt mit steigender Wellenlänge quasi exponentiell ab. Gemessen mit der Emission eines Goldplasmas. Das Spektrum ist nicht korrigiert.

Diese Polykapillarstruktur besitzt ein Öffnungsverhältnis (Verhältnis zwischen der Summe der Kapillarquerschnittsflächen und der Gesamtquerschnittsfläche der Struktur) von 70 %. Für

harte Röntgenstrahlung bestimmt dieses Öffnungsverhältnis auch die Transmission. Für die EUV-Strahlung liegt die Transmission der Struktur bei 34 % für 13,5 nm und nur noch bei 14 % für 50 nm (siehe Abb. 3.22). Durch einen Gasjet aus Argon oder normaler Luft und bei einem sich einstellenden Hintergrundgasdruck von 0,1 mbar im Bereich zwischen Kapillarstruktur und Target ließ sich das Debris (Gold und Silber) um weitere zwei Größenordnungen reduzieren, wobei das Hintergrundgas die EUV-Strahlung noch einmal, abhängig von Wellenlänge und Gasart, um bis zu 50 % reduzierte. Einer weiteren Debrisreduktion auf 1 % steht damit eine Reduktion des Strahlungsflusses auf bis zu 10 % gegenüber. Durch die Kapillarstruktur ergibt sich eine Druckreduktion um den Faktor 10^3 , so dass im Rest der Apparatur ein Druck unterhalb von 10^{-4} mbar (hinter der Kapillarstruktur) und bis unter 10^{-6} mbar beim Detektor leicht aufrecht erhalten werden kann, was für die Messtechnik i.A. ausreichend ist.

Die Kombination aus Polykapillarstruktur und Gasstrom stellt somit eine interessante und gut funktionierende Technik zur Debrisreduktion dar. Wie sich das Debris, das die Kapillarstruktur doch noch erreicht, langfristig auf die optischen Eigenschaften der Struktur auswirkt, konnte bisher nicht festgestellt werden, da dazu die bisherigen Betriebszeiten nicht ausreichten und sich diese Debrisreduzierung hier, wie nachfolgende Untersuchungen zeigen, letztlich als unnötig erwies. Eine ausführliche Beschreibung der Debrisreduktion findet sich in [Marina 2004]. Eine Beschreibung von Untersuchungen der optischen Eigenschaften verschiedener Kapillarstrukturen findet sich im Anhang dieser Arbeit.

3.3.3 Herstellung von Goldspiegeln durch Debrisbeschichtung

Aus den Debrisuntersuchungen ergibt sich, dass die Belegung der Testgläser mit Golddebris letztlich zu einer recht homogenen und gut spiegelnden Oberfläche führt. Bei noch geringer Belegung ist dabei (siehe Rasterelektronenaufnahme der Oberfläche Abb. 3.23) zu erkennen, dass die Golddebristeilchen als flüssige Tropfen auf die Testgläser treffen, wobei für kleine Winkel θ die Tröpfchen deutlich größer sind als die Tröpfchen unter 90° zur Targetnormalen. Insgesamt ist bei 90° die Oberfläche auch sehr viel homogener. Dies deckt sich auch mit Untersuchungen von [Azuma u. a. 2002].

Zur genauen Untersuchung der reflektierenden Eigenschaften der Golddebrisbeschichtungen wurden zwei kommerzielle Lasersubstrate aus BK7 unter 90° zur Targetnormalen über 15 Stunden (Substrat 1) bzw. 23 Stunden (Substrat 2) mit Golddebris beschichtet. Diese Substrate wurden mit einem kommerziellen Goldspiegel (Substrat 3) verglichen. Vergleiche der Reflektivität bei fast senkrechtem Einfall ($\approx 5^\circ$ zur Oberflächennormalen) im Wellenlängenbereich von 120 nm bis 230 nm sind in Abbildung 3.24 dargestellt. Der kommerzielle Spiegel besitzt demnach eine um den Faktor 2-3 höhere Reflektivität, wobei der Unterschied zu kürzeren

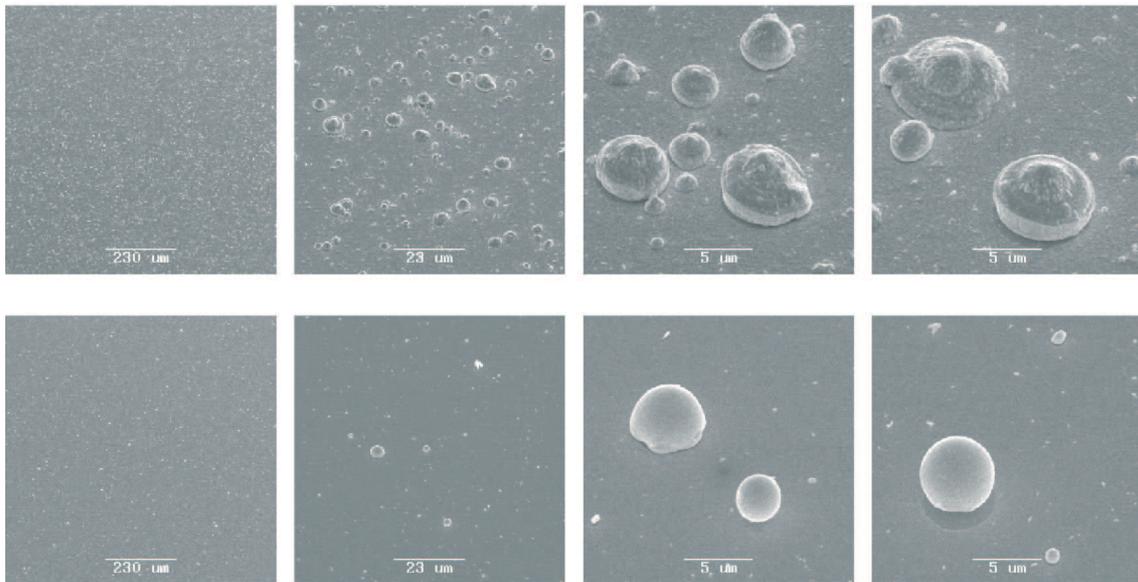


Abb. 3.23: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberflächen von Debris-Goldschichten; obere Reihe: Beschichtung unter 25°, untere Reihe: Beschichtung unter 90° zur Targetnormalen

Wellenlängen deutlich abnimmt.

Element	Gewichtet [%]	Fehler [%]
C	3,38	+/- 0,07
O	2,37	+/- 0,08
Na	1,01	+/- 0,02
Si	9,25	+/- 0,04
Cl	0,26	+/- 0,01
K	1,73	+/- 0,03
Ti	0,07	+/- 0,02
Au	81,95	+/- 1,56

Tab. 3.2: Ergebnis der Röntgenspektroanalyse eines mit Golddebris bedampften Substrates. Die Untersuchung wurde am Laser Zentrum Hannover durchgeführt.

Auffälliger Unterschied zwischen dem kommerziellen und den selbstbeschichteten Spiegeln war eine deutlich dunklere Färbung der debrisbedampften Substrate, die vermutlich durch in die Schicht eingebaute Kohlenwasserstoffe entsteht, da der Restgasdruck bei der Beschichtung nur um $6 \cdot 10^{-3}$ mbar betrug (Die Beschichtung fand noch in einer älteren Vakuumkammer statt.) und die Beschichtungsrate sehr langsam war.

Eine Röntgenspektroanalyse der Beschichtung zeigt deutlich Kohlenstoff (Tabelle 3.2), Wasserstoff kann mit dem verwendeten Gerät nicht nachgewiesen werden. Sauerstoff und Silizium stammen aus dem Substrat, die Elemente Na, K, Ti und natürlich Au sind dem Gold aus der galvanischen Goldbeschichtung des Targets zuzuordnen. In nachfolgenden weiteren

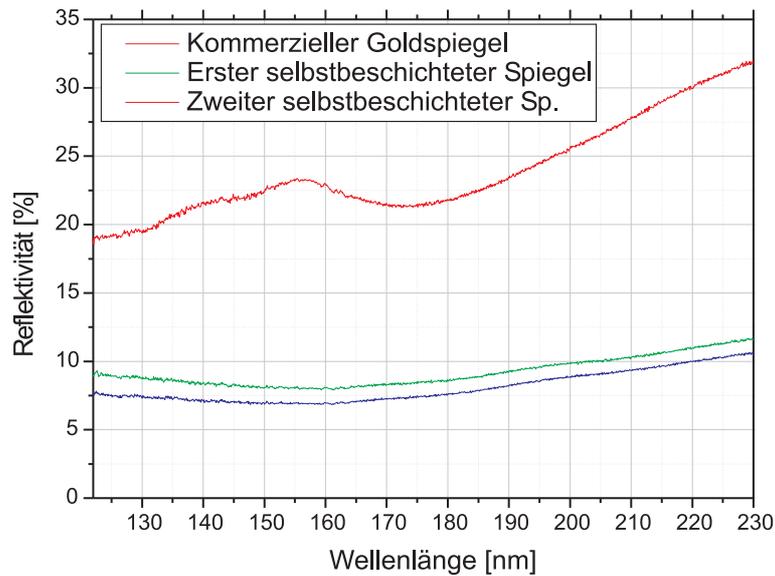


Abb. 3.24: Vergleich der Reflektivität unter 5° (relativ zur Oberflächennormalen) zweier Substrate, die mit Golddebris beschichtet wurden, und eines kommerziellen Goldspiegels

Bedampfungsexperimenten mit verbesserten Vakuumbedingungen (neue Apparatur, Restgasdruck $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ mbar) war der Farbunterschied zwischen kommerzieller Beschichtung und eigenen Debrisbeschichtungen deutlich geringer.

Substrathersteller	Zeiss	Brillen Kate
Beschichtung	Gold	Golddebris
Tangentialer Radius [mm]	1000	1064
Sagittaler Radius [mm]	108	110
Einfallswinkel	$19,12^\circ$	$18,92^\circ$
Brennweite [mm]	164,3	169,6
Fokushöhe [μm]	200	200
Fokusbreite [μm]	250	400

Tab. 3.3: Vergleich zwischen Toroidsubstrat, mit Golddebris beschichtet, (Brillen-Kate) und kommerziellem goldbeschichtetem Toroidspiegel (Zeiss). Angegeben sind die Oberflächenradien und die sich daraus ergebenden Einfallswinkel für eine Eins-zu-Eins-Abbildung und die Brennweite. Bei einer solchen Abbildung (doppelte Brennweite als Abstand zwischen Plasma und Spiegelmitte) wurden die Foki vermessen (siehe Abbildung 3.25). Das Plasma hatte dabei einen Durchmesser von etwa 110 bis 130 μm .

Von entscheidender Bedeutung für die hier entwickelte Quelle ist die Wirkung des Golddebris auf den verwendeten Toroidspiegel (Abb. 3.1), der unter streifendem Einfall (Winkel 19°) die EUV-Strahlung der Quelle aufammelt und z.B. auf den Eintrittspalt eines Monochromators fokussiert. Dieser Toroidspiegel trägt eine Goldbeschichtung, die im betrachteten Wellenlängenbereich eine Reflektivität von 20 - 30 % ergibt (siehe auch Abb. 3.26). Es war daher zu klären, ob eine zusätzliche Belegung dieses Spiegels mit Golddebris die Reflekti-

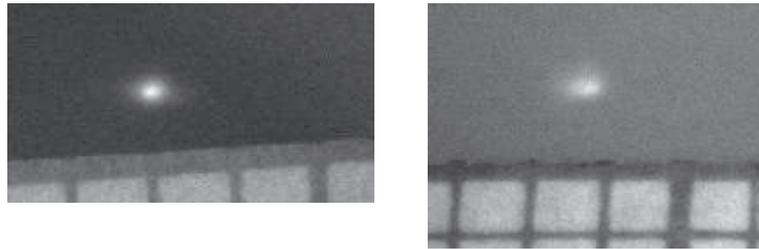


Abb. 3.25: Bilder der mit den beiden Toroidspiegeln fokussierten Plasmastrahlung. Mit im Bild ist jeweils auch Millimeterpapier zum Größenvergleich.

vität oder die Abbildungseigenschaften beeinflusst. Zu diesem Zweck wurde ein kostengünstiges Toroidsubstrat eines Brillenherstellers (Brillen Kate, Flensburg) in der 90° -Geometrie mit Golddebris beschichtet und dieser so hergestellte Toroidspiegel mit dem in den Quellenuntersuchungen verwendeten (älteren) Gold-Toroidspiegel der Firma Zeiss verglichen.

In Tabelle 3.3 sind die Radien der beiden Toroide und die daraus folgenden Brennweiten und Einfallswinkel für eine Eins-zu-Eins-Abbildung aufgeführt. Außerdem sind die experimentell ermittelten Fokusabmessungen (Halbwertsbreite) für diese Abbildung angegeben, die aus Abb. 3.25 entnommen wurden. Das Plasma hatte dabei einen Durchmesser von etwa 110 bis $130 \mu\text{m}$. Die Abbildung 3.25 und die ermittelten Fokusdaten zeigen, dass der einfache Toroidspiegel (Brillenkate) mit der Debris-Beschichtung nur wenig schlechtere Abbildungseigenschaften als der hochwertige Spiegel (Zeiss) besitzt.

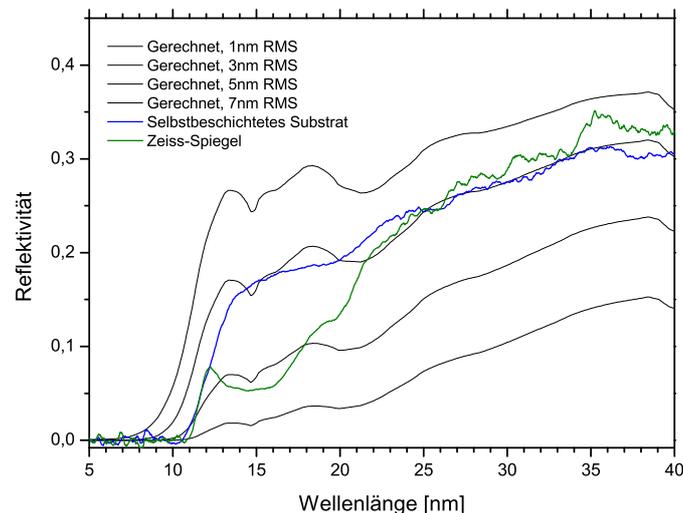


Abb. 3.26: Reflektivitäten der beiden Toroide und theoretische Reflektivitäten (Quelle: [henke]) für unterschiedliche Oberflächenrauigkeiten. $19,1^\circ$ Einfallswinkel zwischen EUV-Strahlung und Spiegeloberfläche.

Reflektivitätsmessungen der Spiegel für den Wellenlängenbereich von 5 bis 40 nm, gemes-

sen mit der hier vorgestellten EUV-Quelle, sind in Abbildung 3.26 dargestellt, zusammen mit theoretischen Reflektivitäten [henke] für unterschiedliche Oberflächenrauigkeiten.

Man sieht, dass die Reflektivitäten für die meisten Wellenlängen etwa gleich sind und einer theoretischen Reflektivität bei einer Oberflächenrauigkeit von 3 nm RMS entsprechen. Zwischen 12 und 22 nm ist die Reflektivität des Zeiss-Toroidspiegels deutlich niedriger, was wahrscheinlich aus einer in diesem Bereich absorbierenden Ablagerung auf dem Zeiss-Spiegel resultiert.

Um dieses Ergebnis noch einmal zu überprüfen, wurden erneut zwei ebene BK7-Substrate mit Golddebris bedampft, der eine unter 90° zur Targetnormalen, der andere unter 25° , und in einer Messreihe mit anderen Spiegeln im Laser Zentrum Hannover e.V. vermessen. Die Messung erfolgte unter einem streifenden Einfallswinkel von 10° zur Targetoberfläche mit Strahlung der Wellenlänge 13,5 nm.

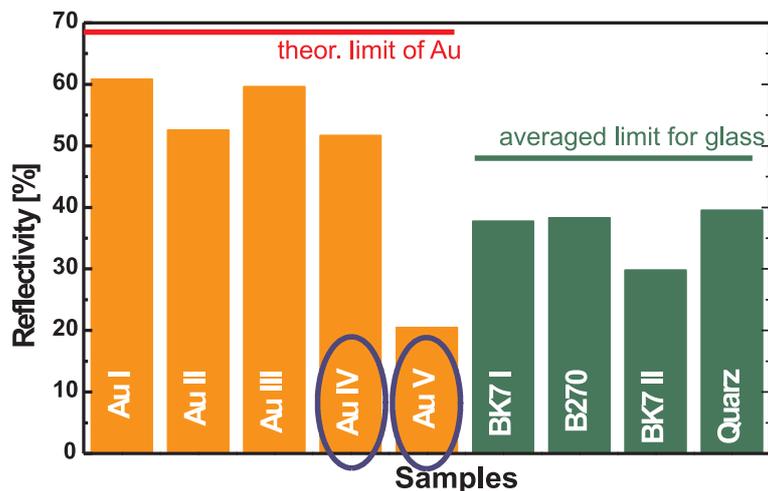


Abb. 3.27: Vergleich zweier Golddebris-beschichteter Substrate mit kommerziellen Goldspiegeln (Au I, Au II und Au III) und Substraten mit organischen Beschichtungen (die rechten vier). Au IV wurde unter 90° zur Targetnormalen beschichtete, Au V unter 25° .

In Abbildung 3.27 ist das Ergebnis dargestellt. Das unter 90° beschichtete Substrat (Au IV) hat eine Reflektivität von über 50 % und damit nicht viel weniger als die kommerziellen Goldschichten Au I-III, während das unter 25° beschichtete Substrat (Au VI) eine Reflektivität von nur etwa 20 % aufweist, was wohl auf starke Streuung durch die vielen großen Partikel zurückzuführen ist (siehe Abb. 3.23). Anzumerken ist noch, dass der Abstand, begrenzt durch die Vakuumkammer, zwischen Plasma und Substrat unterschiedlich war.

Als Fazit und Ergebnis dieser Golddebrisuntersuchungen ergibt sich somit, dass in der 90° -Geometrie die Belegung von optischen Substraten mit Golddebris zu homogenen, gut reflektierenden Beschichtungen führt, die kommerziellen Goldbeschichtungen kaum nachstehen.

Auch konnte während der bisherigen Betriebszeit der Quelle von mehr als 500 Stunden ohne Spiegelreinigung keine messbare und visuell erkennbare Veränderung der Reflexions- und Abbildungseigenschaften des verwendeten Toroidspiegels (Zeiss-Spiegel) durch die zusätzliche Belegung des Spiegels mit Golddebris festgestellt werden. Da die mechanische Haftung der Golddebrisschichten deutlich geringer ist als die kommerzieller Goldbeschichtungen, lassen sich die Debrisschichten bei Bedarf vom Gold-Toroidspiegel durch eine übliche Laserspiegel-Putzprozedur leicht wieder entfernen.

Damit kann für die hier verwendete 90° -Geometrie und die Kombination eines Gold-Targets mit einem goldbeschichteten Kollimatorspiegel die Debrisproblematik als in der Praxis gelöst angesehen werden. Weitere Maßnahmen zur Debrisreduzierung sind daher nicht erforderlich.

3.4 Verbrauchskosten, Standzeit

Der Zylinder wird mit einem Schrittmotor gedreht, so dass jeder Laserpuls auf eine neue Stelle trifft mit etwa $50\ \mu\text{m}$ Abstand. Nach einem Umlauf wird der Zylinder um $50\ \mu\text{m}$ angehoben. Damit ist auf einer Zylinderoberfläche Platz für etwa 60 Millionen Laserpulse, was bei 20 Hz Repetitionsrate einer unterbrechungsfreien Betriebsdauer von etwa 80 Stunden entspricht.

Die Herstellung eines Edelstahlzylinders kostet etwa € 80 und für die galvanische Goldbeschichtung berechnet der meistens beauftragte Metallveredler z.Z. € 250 plus den Tageskurs für 11,6 Gramm Gold, was zusammen etwa € 380 ergibt. Nach Gebrauch kann das restliche Gold vom Edelstahlzylinder wieder abgedreht werden (circa € 25) und der Zylinder erneut verwendet werden.

Zusammen ergibt sich für ein Target ein Preis von bis zu € 460, was bei 80 Stunden Betriebszeit € 6 pro Stunde sind. Hinzu kommen noch die Betriebskosten des Lasers von etwa € 2,5 pro Stunde, die sich vor allem aus dem Verschleiß der Pumpdioden ergeben. Die beiden Pumpdioden kosten nach Herstellerangaben zusammen etwa € 18000 und halten etwa 500 Mio. Schuss, entsprechend einer Betriebszeit von 7000 Stunden bei 20 Hz. Damit ergeben sich Gesamtbetriebskosten von € 8,5 pro Stunde.

Nicht eingerechnet sind hier die Kosten für einen möglichen Ersatz des Kollimatorspiegels nach langen Betriebszeiten.

3.5 Zusammenfassung und Bewertung der technischen Daten

Es wurde eine Quelle für spektral breitbandige EUV-Strahlung von etwa 10 bis 50 nm aufgebaut. Diese Quelle ist sehr kompakt (circa BxTxH 60x50x120 cm), mobil und benötigt lediglich eine zusätzliche Vorvakuumpumpe für den eigenständigen Betrieb und einen Spannungsanschluss 230 Volt. Sie lässt sich bis zu 80 Stunden unterbrechungsfrei betreiben. Danach ist ein neuer Targetzylinder einzusetzen. Die Betriebskosten liegen bei etwa € 8,5 pro Stunde.

Es wird ein galvanisch Gold-beschichteter Edelstahlzylinder als Target mit einem Nd:YAG-Laser (20 mJ Pulsenergie, 20 Hz Repetitionsrate, 9 ns Pulslänge, 1064 nm Wellenlänge) beschossen und ein Goldplasma erzeugt.

Das bei Festkörper-Plasmen eigentlich übliche Debris-Problem ist durch die hier gewählte Pumpgeometrie (90°) und den Einsatz eines goldbeschichteten Toroidspiegels (Kollimator) praktisch nicht relevant. Golddebris, das unter 90° zur Targetnormalen emittiert wird, legt sich auf dem Kollimatorspiegel als relativ homogene Schicht nieder, die aufgrund der durchgeführten Untersuchungen und bisherigen Langzeiterfahrungen (etwa 500 Stunden) die optischen Eigenschaften des Kollimatorspiegels nicht erkennbar verändert. Ob bei weit längeren Betriebszeiten die Debrisbelegung auf dem Toroidspiegel auch eine Beeinträchtigung der optischen Eigenschaften bewirkt, kann nicht ausgeschlossen werden. In diesem Fall ist das Problem durch eine Reinigung, ein Neubedampfen oder gegebenenfalls auch einen Spiegelaustausch kostengünstig zu beheben (Die Kosten eines goldbeschichteten Toroidspiegels mittlerer Qualität liegen bei etwa € 2000.). Inwieweit dieses Ergebnis des Debrisproblems sich auf andere Pumplaser oder höhere Pumpenergien übertragen lässt, bleibt dabei offen.

Die hier beschriebene Quelle liegt mit ihrer Brillanz im Mittelfeld der Quellen, über deren Einsatz im Rahmen des Projektes "SpeXUV" (siehe Einleitung) diskutiert wurde. Damit und mit ihrem breitbandigen Spektrum ist sie für messtechnische Anwendungen optimiert. Für die Lithographie oder die EUV-Mikroskopie werden dagegen schmalbandige Quellen, idealerweise Linienstrahler, (im Fall der Lithographie mit wesentlich höherer Brillanz) benötigt. Hierfür wäre diese Quelle nicht gut geeignet.

4 Erprobung messtechnischer und spektroskopischer Anwendungen

Zum praktischen Test der entwickelten Breitbandquelle für messtechnische Anwendungen wurde die Quelle an zwei verschiedene Spektrometer angeschlossen. Damit wurden Absorptionsmessungen an verschiedenen Gasen, Transmissionsmessungen an Folien und Reflektionsmessungen an Multilayerspiegeln durchgeführt. Nachfolgend werden die zwei Spektrometerkonzepte kurz vorgestellt und die durchgeführten Messungen erläutert. Eine ausführliche Darstellung des im Rahmen des Verbundprojektes SpeXUV realisierten Spektrometers und dessen praktische Erprobung mit verschiedenen Quellen findet sich in [Blaschke u. a. 2007].

4.1 Die verwendeten Spektrometer

Für die Anwendungsexperimente wurde die Strahlungsquelle mit zwei Messaufbauten (Spektrometern) kombiniert. Zuerst mit einem Monochromator vom Typ LHT 30 der Firma Horiba Jobin-Yvon (Abbildungen 4.1 und 4.2), bestehend aus einem Flatfield-Toroidgitter für den Wellenlängenbereich von etwa 10 nm bis 70 nm. Die Strahlung der Quelle wird mittels eines Toroidspiegels (siehe Kapitel 3.1) auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Das Gitter führt die spektrale Zerlegung (Auflösungsvermögen $\Delta\lambda \approx 0,2$ nm) durch und fokussiert die spektralen Komponenten in die Ebene des Austrittsspalt.

Hinter dem Austrittsspalt wurde entweder eine Vakuumkammer mit dem Detektor (Silizium-Photodiode von IRD-International Radiation Devices) angebaut oder zuerst eine Vakuumkammer für einen weiteren Toroidspiegel, der die Strahlung für die Reflektivitätsmessungen an Spiegeln kollimiert, und dann eine Messkammer für die Aufnahme von optischen Komponenten und für den Detektor. Bei diesem Spektrometer wird jede spektrale Komponente nacheinander vermessen (Einkanalkonzept).

Im Rahmen des SpeXUV-Projektes (siehe Einleitung) wurde ein Vielkanalspektrometer rea-

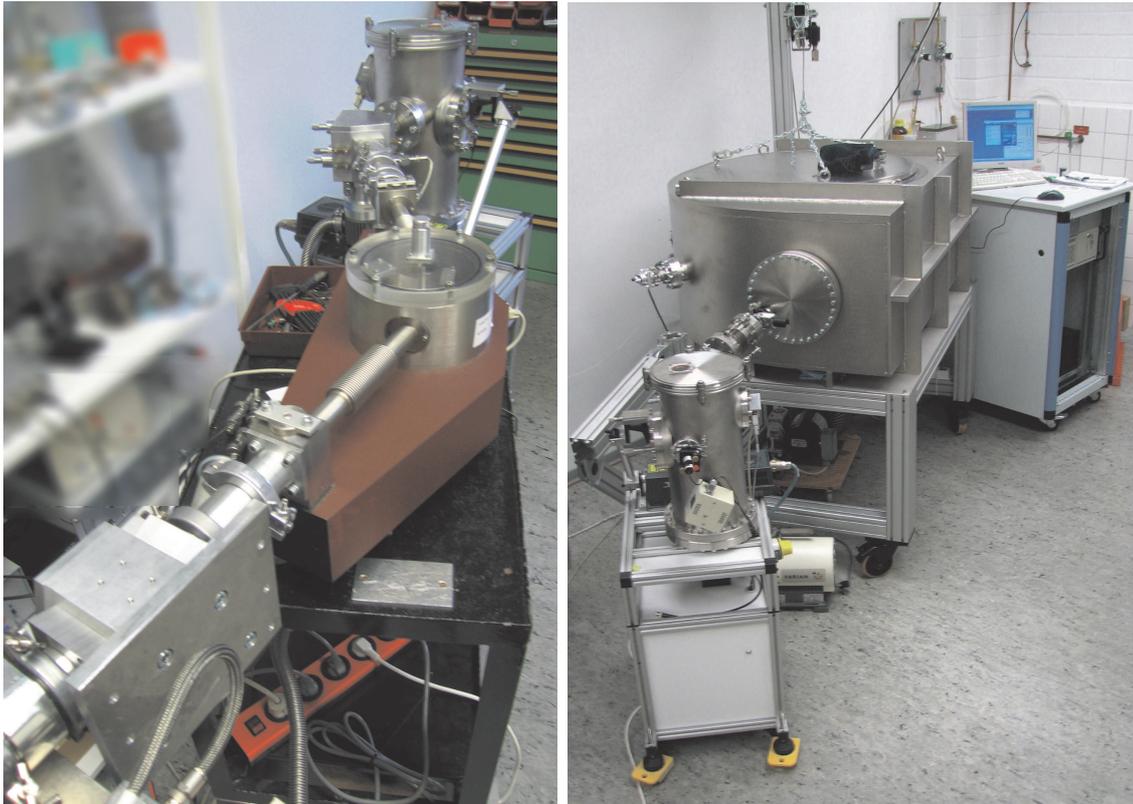


Abb. 4.1: Die beiden verwendeten Spektrometer, jeweils mit der EUV-Quelle:

Links ist die Quelle im Hintergrund zu sehen, in der Mitte der Monochromator LHT 30 von Jobin-Yvon und unten links eine Vakuumkammer, die einen weiteren Toroidspiegel zur Kollimation der EUV-Strahlung enthält. Nicht zu sehen ist die Probenkammer, die die zu vermessenden Optiken enthält. Rechts ist die Quelle im Vordergrund zu sehen und in der Mitte die große Vakuumkammer, die das Spektrometer inklusive der zu vermessenden Optiken enthält.

lisiert (siehe auch [Blaschke u. a. 2007], [Starke u. a. 2006]) das in den Abbildungen 4.1 und 4.3 dargestellt ist. Bei diesem Spektrometer wird die gesamte Plasmastrahlung von der Quelle mit einem Kirkpatrick-Baez-Modul, das aus zwei um 90° zueinander versetzten goldbeschichteten Siliziumsubstraten (Wafern) besteht, die jeweils in einer Richtung gebogen sind, so dass sie als zylindrisch-konkave Spiegel mit variablem Radius die EUV-Strahlung jeweils in einer optischen Ebene direkt auf die Probenoberfläche refokussieren. Die von der Probe transmittierte oder reflektierte Strahlung wird dann mit einem Gitter auf eine CCD-Kamera abgebildet (Dann sind auf der CCD horizontal die spektralen Komponenten separiert. Um eine Messkurve zu erhalten wird über die Pixel einer vertikalen Spalte ein Mittelwert gebildet (Siehe 4.4).), so dass die Probenoberfläche als virtueller Eintrittsspalt der aus Gitter und Kamera bestehenden Spektrometereinheit fungiert.

Diese Spektrometereinheit kann um die Probe herumgefahren werden, so dass Transmissionsmessungen und Reflexionsmessungen von ca. 5° bis 90° (relativ zur Oberflächennormalen

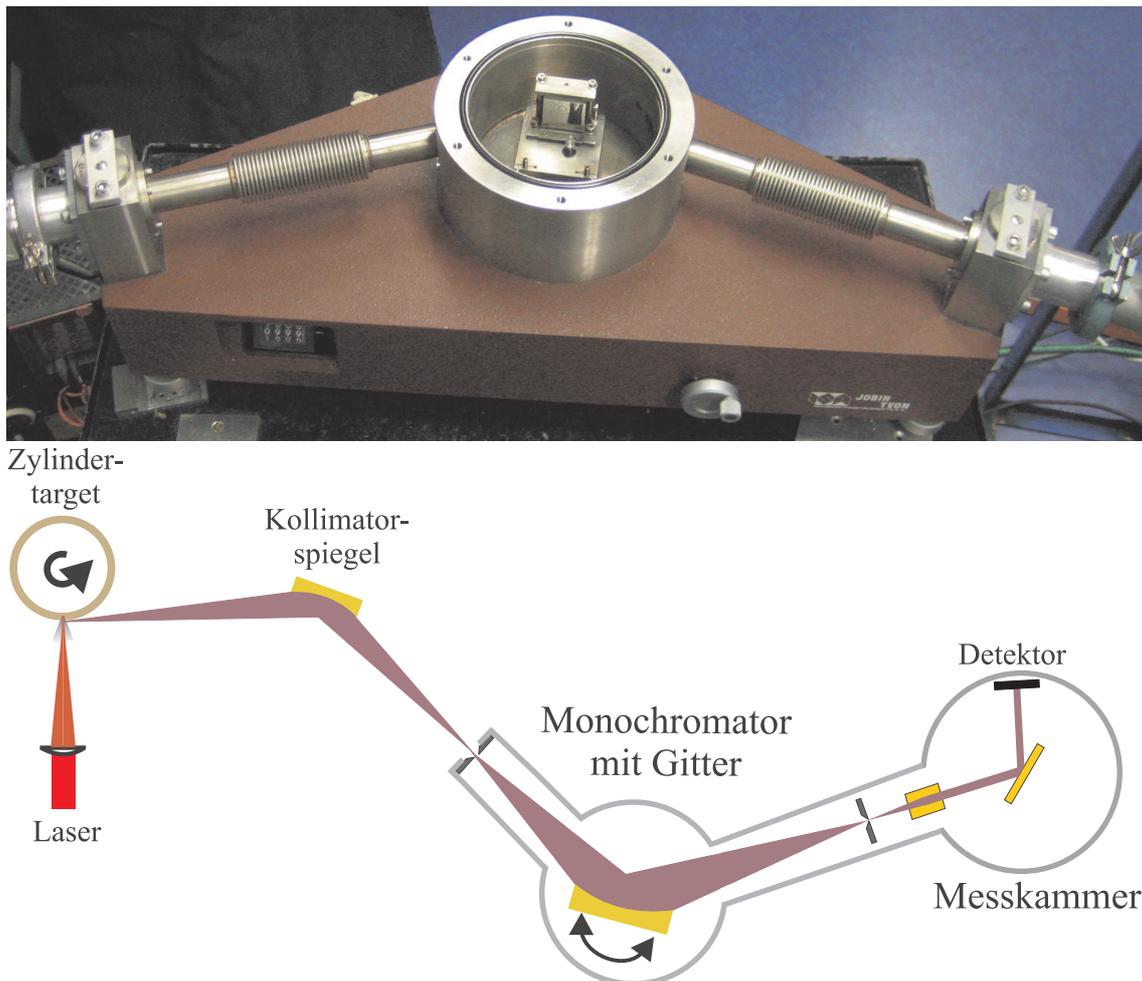


Abb. 4.2: Unten: schematische Darstellung des ersten Spektrometerkonzeptes, bestehend aus der EUV-Strahlungsquelle (Laser, Zylindertarget und Kollimatorspiegel), einem Monochromator und einer Messkammer mit Probe und Detektor
Oben: der Monochromator vom Typ LHT 30 von der Firma Horiba Jobin-Yvon

der Probe) durchgeführt werden können. Das Spektrometer deckt, abhängig von der Gitterjustage den Wellenlängenbereich von 5 bis 21 nm ab. Wegen der Größe der CCD-Einheit kann mit diesem Spektrometer allerdings nur ein Bereich von etwa 9 nm Breite simultan erfasst werden. Das Auflösungsvermögen beträgt $\lambda/\Delta\lambda \approx 760$. In Abbildung 4.4 ist ein Spektrum der EUV-Quelle mit Goldtarget, gemessen mit dem SpeXUV-Spektrometer, zu sehen (Im Hintergrund ist die Aufnahme der CCD-Kamera zu sehen; unterschiedliche Farben stellen dabei verschiedene Intensitäten dar.). Hier sind viele einzelne Linien im Gold-Emissionsspektrum zu erkennen, die bei den Goldspektren, die mit den anderen Spektrometern gemessen wurden, nicht zu sehen waren. Dies liegt an der deutlich höheren Auflösung dieses Spektrometers.

Die Kalibrierung beider Spektrometer erfolgte durch Abgleich mit Gasabsorptionslinien

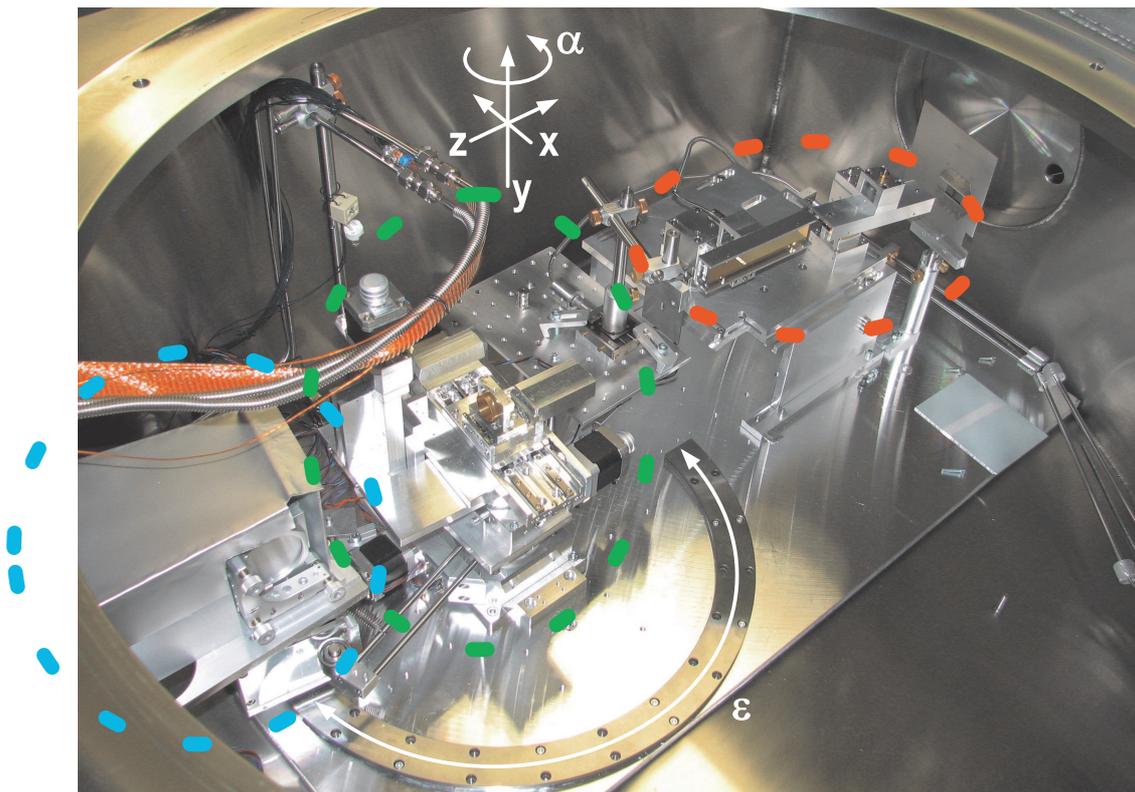
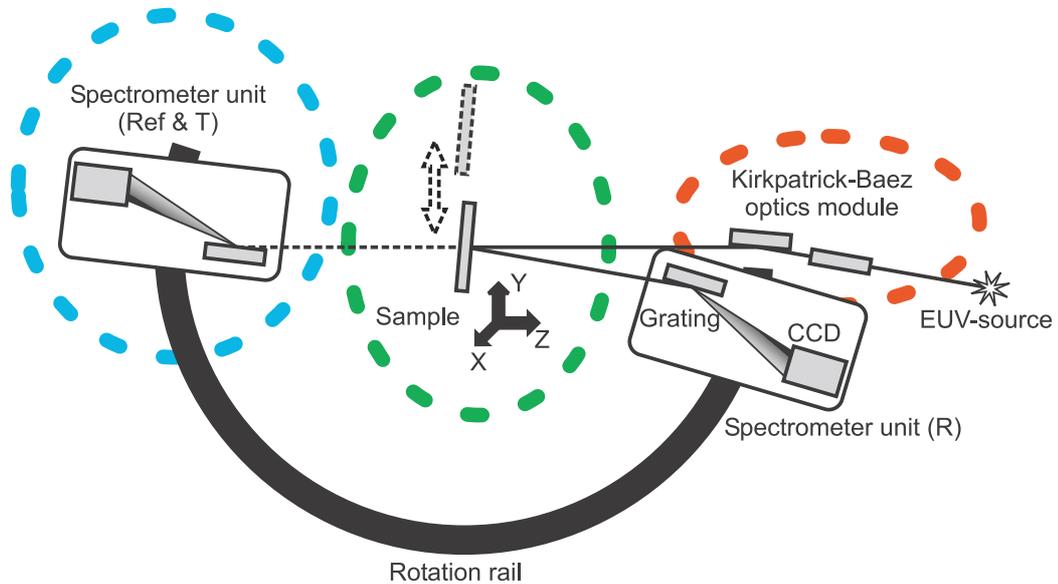


Abb. 4.3: Oben: Schematische Darstellung des SpeXUV-Spektrometerkonzeptes [Starke u. a. 2006]
 Unten: Aufbau des Spektrometers innerhalb der Vakuumkammer (Links Kamera und Gitter in einer Hülle aus Aluminiumblech zur Abschirmung von Streulicht, in der Mitte die Probenpositionierung und rechts das Kirkpatrick-Baez-Modul, bestehend aus zwei zylindrisch-konkaven Spiegeln zur Fokussierung der EUV-Strahlung auf die Probenoberfläche)

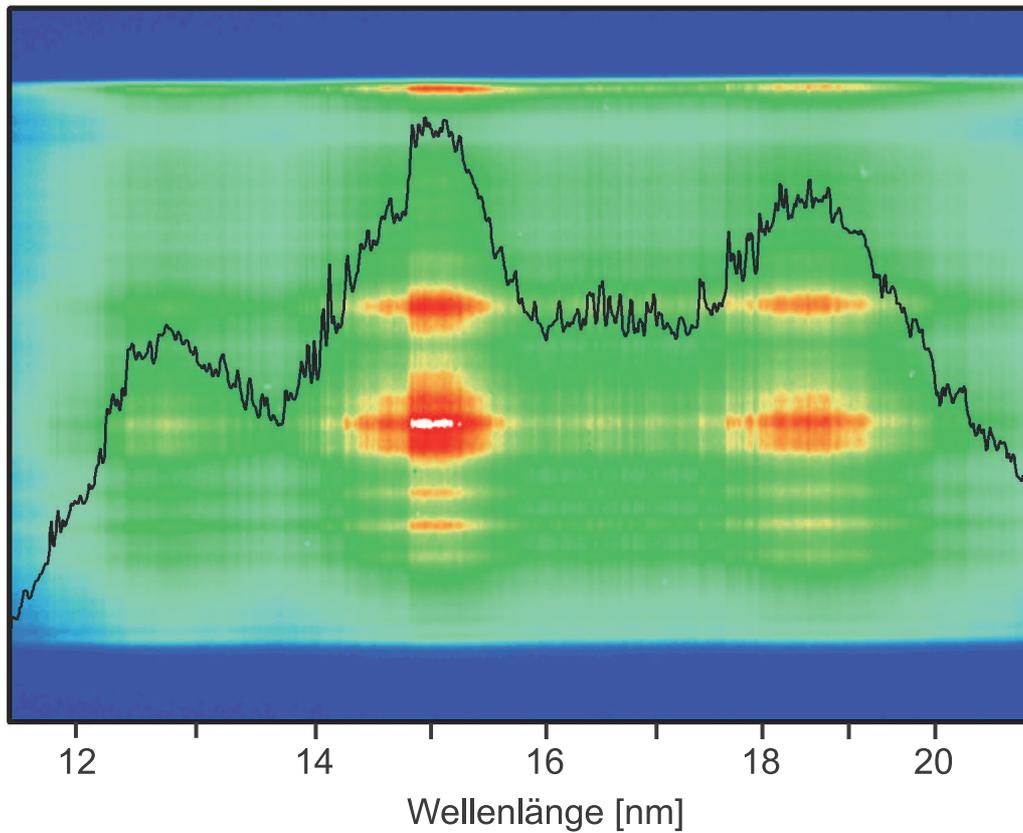


Abb. 4.4: Spektrum der EUV-Quelle mit Goldtarget, gemessen mit dem SpeXUV-Spektrometer. Als Hintergrund ist die Aufnahme der CCD-Kamera zu sehen; die darübergelegte Kurve zeigt die spektrale Intensität, diese ergibt sich durch eine Mittelwertbildung über die vertikalen Pixelreihen.

Man kann hier viele kleine Linien im Emissionsspektrum sehen, die bei den Spektren, die mit anderen Spektrometern gemessen wurden, so nicht zu erkennen waren. Dies zeigt die deutlich höhere Auflösung dieses Spektrometers.

(s.u.). Beim Monochromator von Jobin-Yvon wurden zusätzlich Emissionslinien von Kohlenstoff genutzt.

4.2 Absorptionsmessungen an Gasen

Absorptionsmessungen an Gasen sind für die Erprobung einer Breitbandquelle besonders geeignet, weil Linien und Kanten in weiten Spektralbereichen liegen können und mit diskreten Absorptionslinien mit geringer Linienbreite oder scharfen Absorptionskanten eine absolute Wellenlängenkalibrierung des Spektrometers möglich ist. An diesen Linien und Kanten wird auch das Auflösungsvermögen der Spektrometer deutlich.

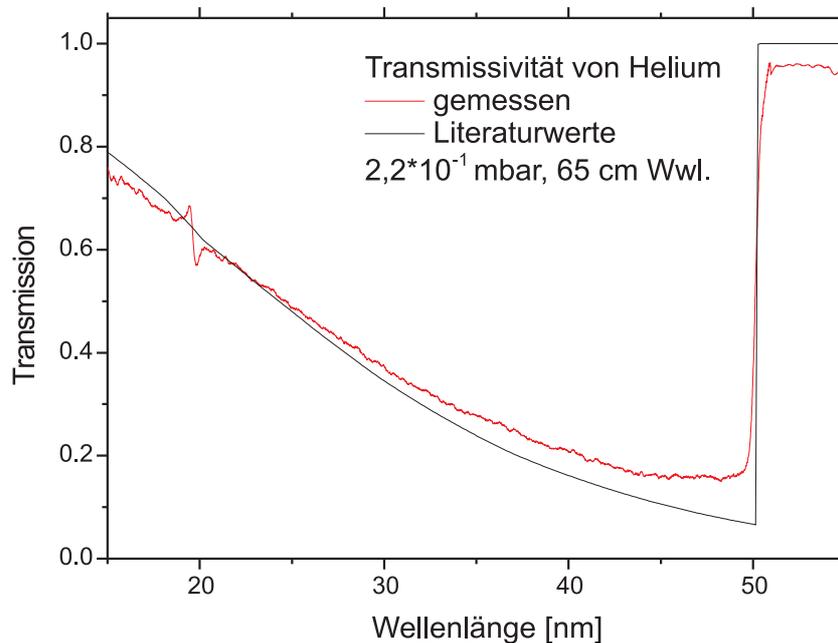


Abb. 4.5: Absorptionsmessung an Helium (Wechselwirkungslänge (Wwl.) 65 cm, $2,2 \cdot 10^{-2}$ mbar Druck) und berechnete Werte [henke]. Die berechneten Werte weisen hier allerdings eine unrealistisch scharfe Absorptionskante auf; auch enthalten sie nicht die gemessenen Strukturen bei etwa 20 nm, die in Abbildung 4.6 genauer dargestellt sind.

Mit dem Jobin-Yvon-Monochromator wurden zunächst Absorptionsmessungen an Argon und Helium durchgeführt. Hierbei wurde der Monochromator selbst mit Gas befüllt; die EUV-Photodiode wurde direkt hinter dem Monochromatoraustrittsspalt angebracht. Bei dieser Anordnung beträgt die Wechselwirkungslänge der XUV-Strahlung mit dem Gas etwa 65 cm. Der Druck lag typisch bei $5 \cdot 10^{-2}$ bis $5 \cdot 10^{-1}$ mbar.

Die Absorptionsmessungen an Helium sind in der Abbildung 4.5 gemeinsam mit berechneten Werten für 65 cm Wechselwirkungslänge und einem Druck von $2,2 \cdot 10^{-1}$ mbar dargestellt. Um etwa 20,6 nm kommt es zu einer simultanen 2-Elektronenanregung ($He(1s^2) \rightarrow He(2s2p)$), wodurch asymmetrische Beutler-Fano-Profile entstehen. Diese sind in den berechneten Werten nicht enthalten. In der Abbildung 4.6 sind sie genauer bei verschiede-

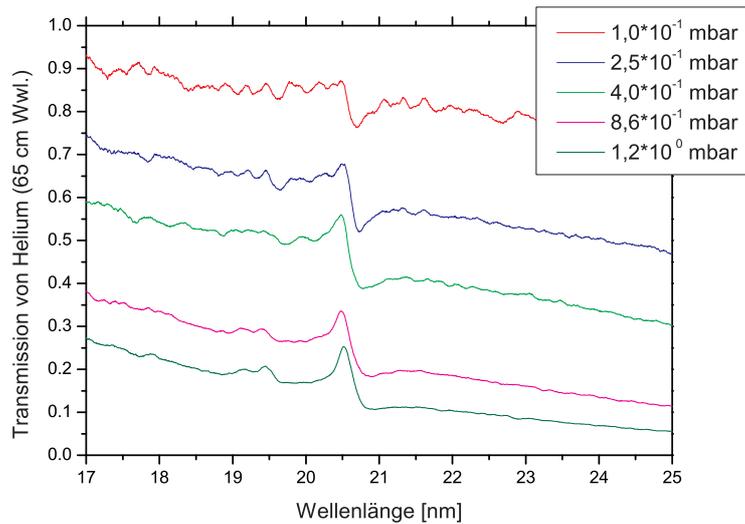


Abb. 4.6: Simultane 2-Elektronenanregungen mit einem asymmetrischen Beutler-Fano-Profil bei verschiedenen Drücken, gemessen mit dem Jobin-Yvon-Monochromator (siehe auch Abb. 4.9 und Tabelle 4.1).

nen Drücken dargestellt. Später wurde diese simultane 2-Elektronenanregung erneut mit dem SpeXUV-Spektrometer vermessen (siehe Abb. 4.9). Deutlich ist hier das unterschiedliche Auflösungsvermögen der Spektromter zu erkennen. Während der Jobin-Yvon Monochromator eine Auflösung von etwa $\Delta\lambda \approx 0,2$ nm), was bei 20 nm Wellenlänge $\lambda/\Delta\lambda \approx 100$ bedeutet, hat, beträgt das Auflösungsvermögen des SpeXUV-Spektrometers $\lambda/\Delta\lambda \approx 760$.

Die Messungen an Argon ($1 \cdot 10^{-1}$ mbar Druck, 65 cm Wechselwirkungslänge) sind in den Abbildungen 4.7 und 4.8 dargestellt. Hier kommt es zwischen 43 und 47 nm zu Strahlungszersfällen höherer Zustände nach einer Innerschalenanregung, wodurch diskrete Linien zusätzlich zur transmittierten EUV-Strahlung vom angeregten Argon emittiert werden.

Mit dem Vielkanalspektrometer des Laser Zentrums Hannover e.V. (Abb. 4.3) wurden in einem Wellenlängenbereich von etwa 12 bis 21 nm Absorptionsmessungen an Helium, Krypton und Xenon durchgeführt (siehe Abbildung 4.9 und Tabelle 4.1). Bei Helium sind im Bereich von 19 bis 20 nm nun mehrere Linien aus der Rydbergserie der simultanen 2-Elektronenanregung ($He(1s^2) \rightarrow He(2sXp)$ $X = 2, 3, 4, \dots$) deutlich besser aufgelöst als bei der entsprechenden Messung mit dem Jobin-Yvon Spektrometer (Abb. 4.5). Bei Krypton und Xenon sind diskrete Absorptionslinien zu erkennen, die sich sehr gut zur Wellenlängenkalibrierung des Spektrometers eignen. Diese konnten mit dem Jobin-Yvon-Monochromator kaum aufgelöst werden (siehe Abb. 4.10).

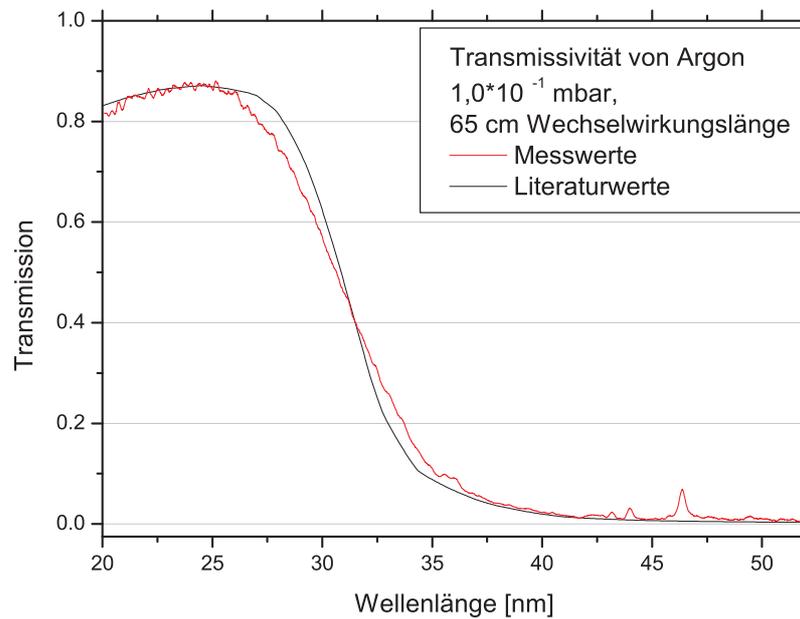


Abb. 4.7: Transmission von EUV-Strahlung in Argon: Messwerte (Jobin-Yvon-Monochromator) und berechnete Werte (Quelle: [henke]). Die berechnete Kurve fällt zwischen 25 und 35 nm etwas steiler ab. Sie enthält außerdem nicht die durch Innerschalenanregung hervorgerufenen Strukturen zwischen 43 und 47 nm (siehe Abb. 4.8).

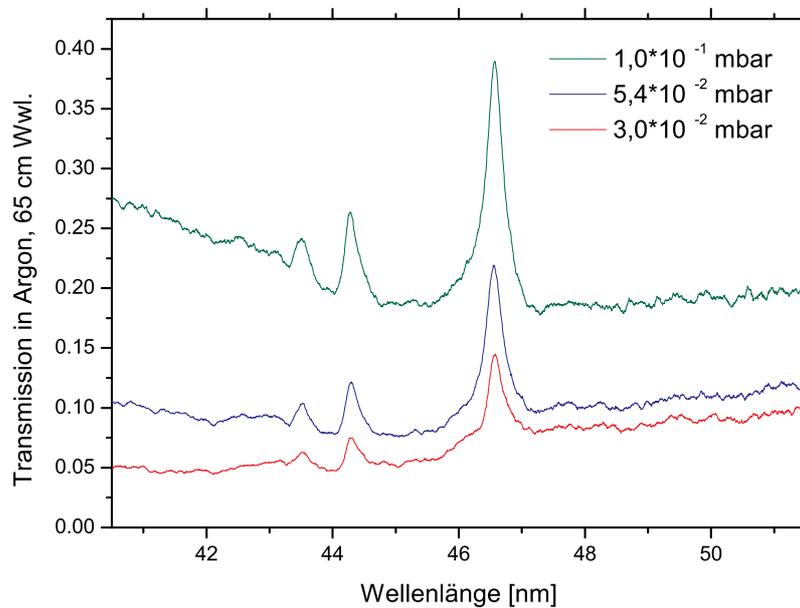


Abb. 4.8: Innerschalenanregung in Argon gemessen mit dem Jobin-Yvon-Monochromator. Durch Strahlungszersfälle $(3s(3p)^6Xp \rightarrow (3s)^2(3p)^6)$ mit $X=6, 5, 4$) emittiert Argon diskrete Linien nach einer Innerschalenanregung

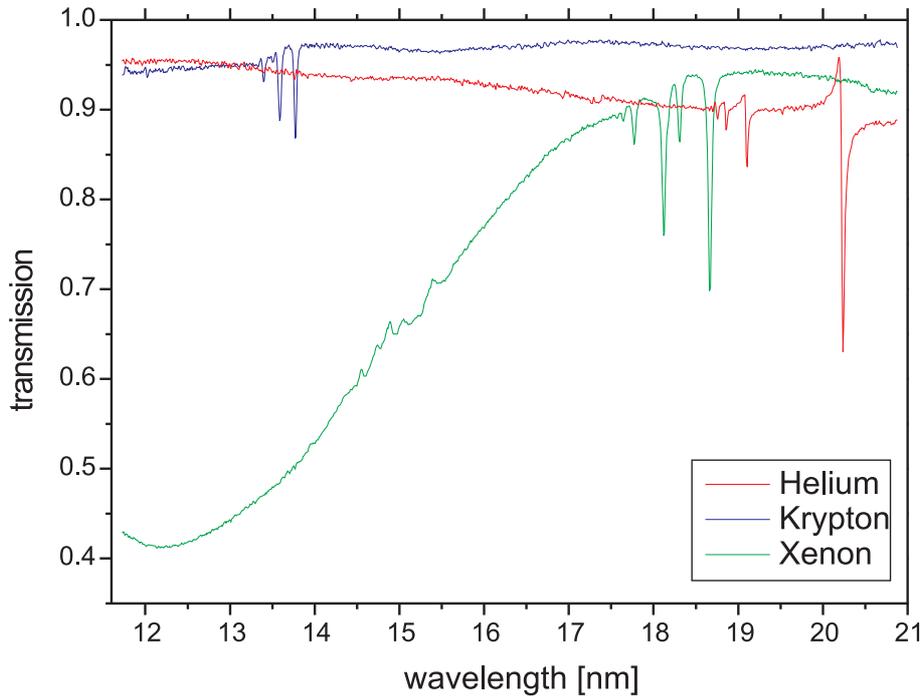


Abb. 4.9: Absorptionsmessungen an Gasen mit dem im Rahmen von SpeXUV entwickelten Spektrometer. Krypton und Xenon (diskrete Absorptionslinien) sowie Helium (simultane 2-Elektronenanregung) (siehe auch Tabelle 4.1) bieten im Wellenlängenbereich des Spektrometers (8 bis 21 nm, justageabhängig) eine Reihe von diskreten Linien, die zur Wellenlängenkalibrierung genutzt werden können.

Edelgas	λ [nm]	Übergang	Typ
He	20,621	$1s^2 \rightarrow 2s2p$	simultane 2-Elektronenanregung, asymmetrisches Beutler-Fano-Profil
	19,478	$1s^2 \rightarrow 2s3p$	
	19,233	$1s^2 \rightarrow 2s4p$	
	19,129	$1s^2 \rightarrow 2s5p$	
Kr	13,595	$3d_{5/2}^{-1} \rightarrow 5p$	Innerschalen- anregung
	13,415	$3d_{3/2}^{-1} \rightarrow 5p$	
	13,395	$3d_{5/2}^{-1} \rightarrow 6p$	
	13,217	$3d_{3/2}^{-1} \rightarrow 6p$	
Xe	19,042	$4d_{5/2}^{-1} \rightarrow 6p$	Innerschalen- anregung
	18,679	$4d_{5/2}^{-1} \rightarrow 7p$	
	18,494	$4d_{3/2}^{-1} \rightarrow 6p$	
	18,141	$4d_{3/2}^{-1} \rightarrow 7p$	
	18,011	$4d_{3/2}^{-1} \rightarrow 8p$	

Tab. 4.1: Literaturdaten der simultanen 2-Elektronenanregung in Helium ([Schulz u. a. 1996], [Rost u. a. 1997]) und diskreter Absorptionslinien durch Innerschalenanregung in Krypton und Xenon ([Codling und Madden 1964], [King u. a. 1977])

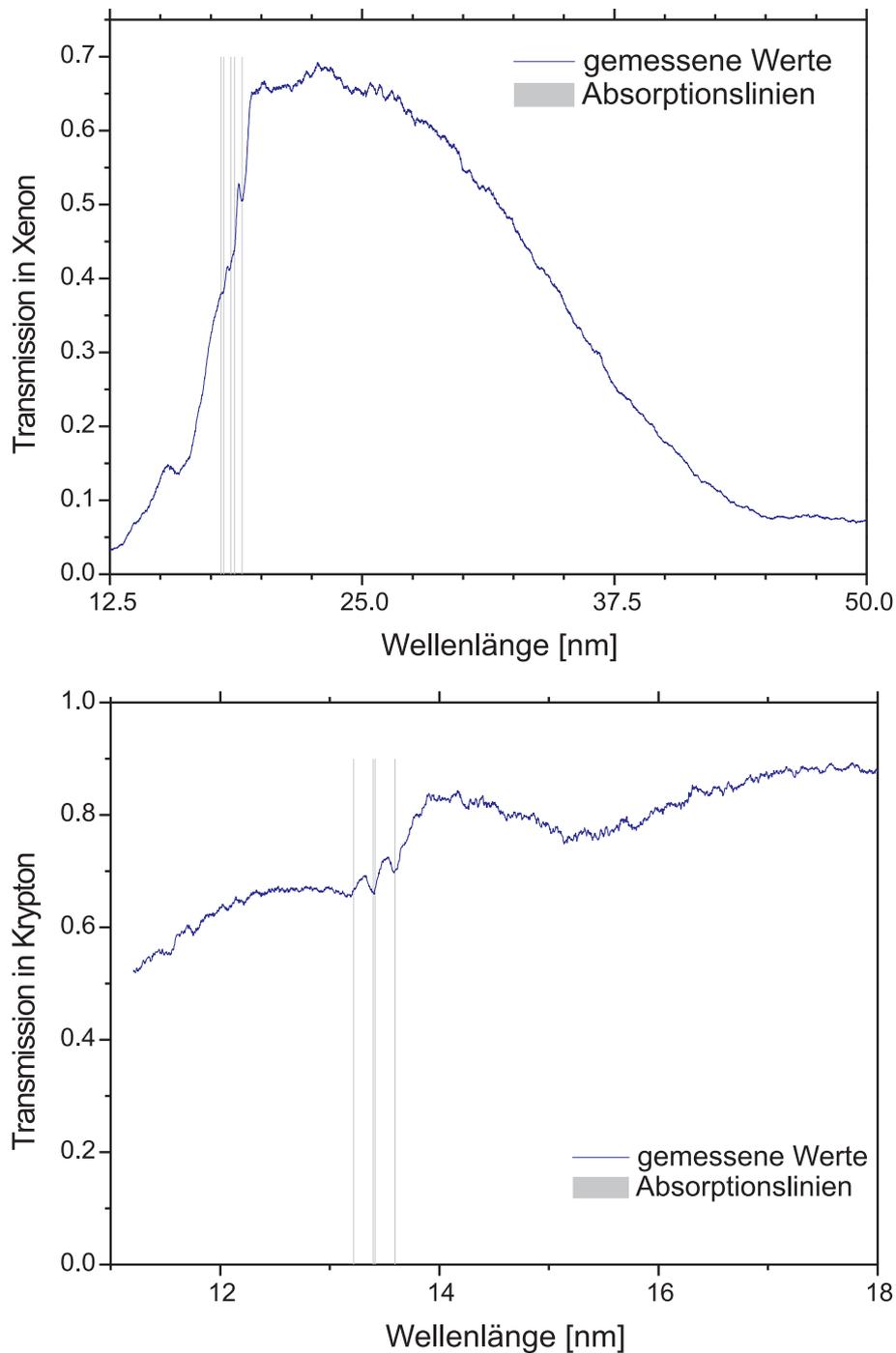


Abb. 4.10: Transmission von EUV-Strahlung in Xenon (oben) und Krypton (unten): Messwerte (gemessen mit dem Jobin-Yvon-Monochromator) und die Absorptionslinien aus Tabelle 4.1 und Abbildung 4.9 als senkrechte graue Geraden dargestellt. Im Gegensatz zu den Messungen mit dem SpeXUV-Spektrometer (Abbildung 4.9) werden die Linien hier nicht richtig aufgelöst sondern sind gerade noch in der Messkurve erkennbar.

4.3 Messungen an Folien

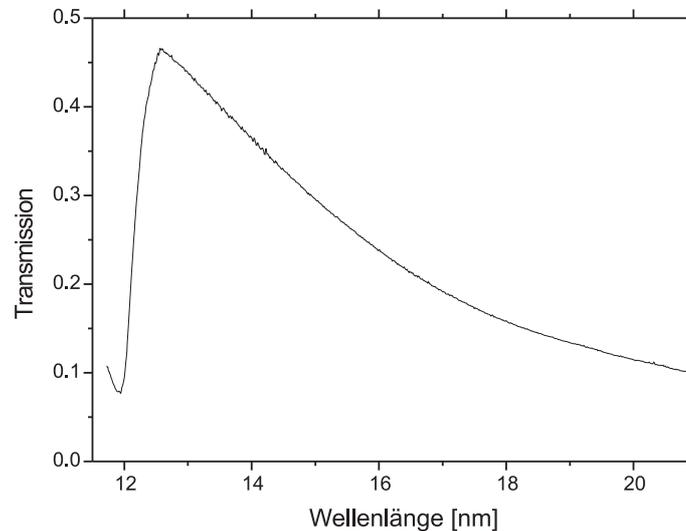


Abb. 4.11: Transmission durch eine Silizium-Nitrit-Folie. Deutlich ist hier die Absorptionskante zwischen 12 und 12,5 nm zu erkennen. Anhand des Verlaufs der Absorptionskurve in der Nähe dieser Kante sind Rückschlüsse auf die Stoffzusammensetzung möglich.

Die Transmission durch eine dünne Silizium-Nitrit-Folie (Si_3N_4) wurde mit dem SpeXUV-Spektrometer vermessen (Abbildung 4.11, siehe auch Abbildung 4.18). Bei 12,2 nm ist deutlich eine Absorptionskante zu erkennen. Die Dicke der Folie war nicht bekannt und liegt vermutlich zwischen 150 und 200 nm.

4.4 Messungen an Multilayerspiegeln

Einige Multilayerspiegel für den EUV-Bereich, die vom Fraunhofer-Institut für angewandte Optik und Feinmechanik hergestellt wurden und bereits von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) vermessen worden waren, wurden mit der EUV-Quelle und den beiden Spektrometern (s.o.) vermessen. Bei den Messungen mit dem Jobin-Yvon-Monochromator wurde die EUV-Strahlung hinter dem Monochromator-Austrittsspalt mit einem weiteren Toroidspiegel annähernd kollimiert und durch eine Apertur auf den zu vermessenden Spiegel geführt, der die Strahlung dann auf eine Photodiode reflektierte (siehe Abbildung 4.12). Für die Referenzmessung wurde der zu vermessende Spiegel entfernt und die Photodiode umpositioniert. Die optische Weglänge war bei beiden Messungen etwa gleich. Die Justage erfolgte unter Luft mit dem sichtbaren Anteil der Plasmastrahlung.

In Abbildung 4.13 ist die gemessene Reflektivität von zwei gleich beschichteten Spiegeln

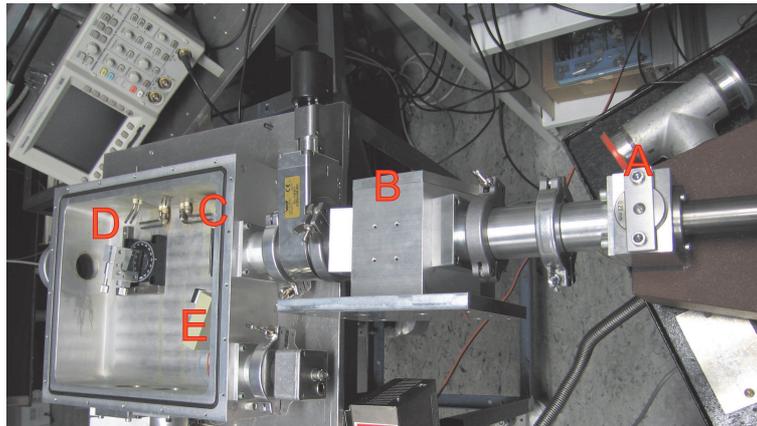


Abb. 4.12: Reflektivitätsmessung mit der hier beschriebenen EUV-Quelle und dem Jobin-Yvon-Monochromator: Hinter dem Austrittsspalt (A) des Monochromators wird die divergente Strahlung mit einem Toroidspiegel (B) kollimiert und durch eine Apertur (C) auf den zu vermessenden Spiegel (D) gerichtet. Dieser reflektiert sie unter einem einstellbaren Winkel auf die Photodiode (E). Mit dem sichtbaren Teil der Plasmastrahlung wurde der Aufbau justiert.

zwischen 18 und 24 nm Wellenlänge dargestellt. Ein Spiegel (N839) wurde von der PTB vermessen, der andere (N840) mit der EUV-Quelle und dem Jobin-Yvon-Monochromator (s.o.) Der Einfallswinkel auf die Spiegel betrug jeweils 5° . Inwieweit die Abweichungen zwischen den beiden Messkurven darauf zurückzuführen sind, dass es doch kleine Unterschiede in den Beschichtungen gab, ist unklar. Zwar liegt die höchste Reflektivität bei beiden Messungen mit 30,2 % und 30,4 % nahezu gleichhoch, jedoch um 0,1 nm versetzt zueinander. Die Messkurve der PTB ist auch asymmetrischer als die eigene Messung und zeigt in den Flanken eine höhere

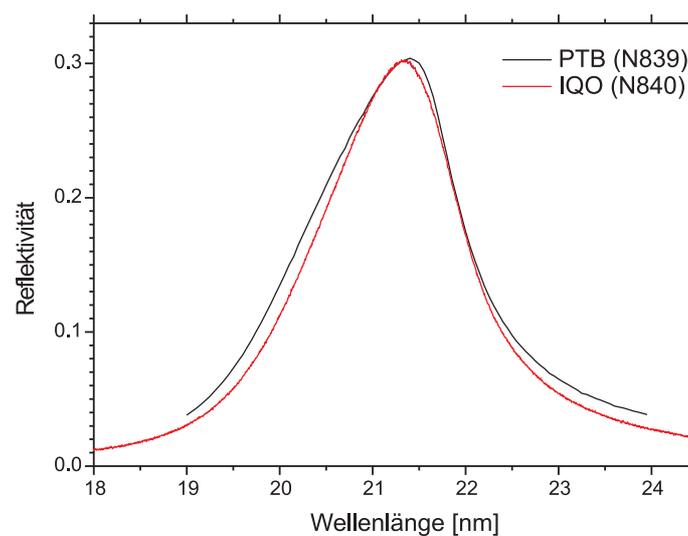


Abb. 4.13: Reflektivitätsmessungen an zwei gleich beschichteten Spiegeln; einer mit der hier beschriebenen EUV-Quelle (IQO) und einer von der PTB vermessen. Einfallswinkel 5° zur Oberflächennormalen.

Reflektivität.

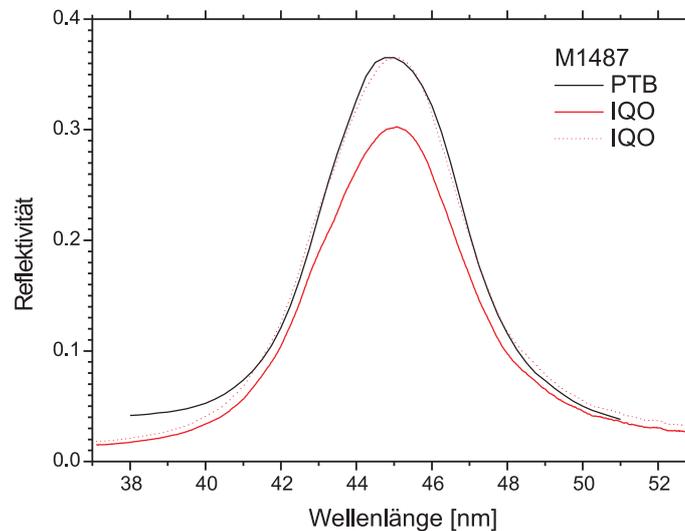


Abb. 4.14: Reflektivitätsmessung mit der hier beschriebenen EUV-Quelle (rote durchgehende Linie) und Messung der PTB (schwarze Linie). Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der roten Linie und einem konstanten Faktor. Einfallswinkel 5° zur Oberflächennormalen.

Eine weitere Reflektivitätsmessung für einen Spiegel um 45 nm ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Hier unterscheidet sich die gemessene Reflektivität (durchgehende rote Linie) deutlich von der Messung der PTB (durchgehende schwarze Linie) (30 zu 36,5 % max. Reflektivität). Worauf diese größere Abweichung zurückzuführen ist, ist unklar, da Degradierungseffekte bei Multilayerspiegeln im Allgemeinen geringer ausfallen. Multipliziert man die eigene Messung mit einem konstanten Faktor (gestrichelte Linie), so ergibt sich in einem weiten Bereich um das Maximum eine gute Übereinstimmung und es bleiben nur Abweichungen in den Flügeln wie auch schon bei der Messung in Abbildung 4.13. Dies spricht für einen Kalibrierungsfehler, der jedoch nicht weiter untersucht wurde.

Ein weiterer Spiegel mit der Zentralwellenlänge 13,5 nm wurde mit beiden Spektrometern vermessen (Abb. 4.15 und 4.16). Hier zeigen sich deutlich die unterschiedlichen Auflösungen der Instrumente.

Man sieht, dass die Messung mit dem Jobin-Yvon-Monochromator (Abb. 4.15) mit einer zu geringen Auflösung erfolgte, um den Verlauf der Reflektivitätskurve, besonders die Seitenbänder, gut darzustellen. Auch das Maximum liegt in der eigenen Messung deutlich niedriger als bei der PTB-Messung (48 zu 68 %).

Dagegen entspricht die Messung mit dem SpeXUV-Spektrometer (Abb. 4.16) sehr gut der PTB-Messung auch in den Flügeln der Kurve. Besonders gut lässt sich dies in der Abbildung 4.17 sehen. Hier sind bis zu acht Seitenbänder in der Aufnahme der CCD-Kamera des Spek-

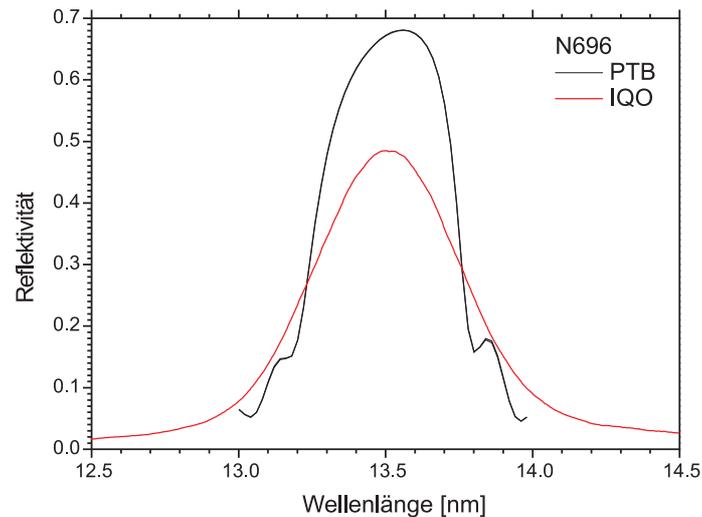


Abb. 4.15: Reflektivitätsmessung mit der hier beschriebenen EUV-Quelle und dem Jobin-Yvon-Monochromator und Messung der PTB. Einfallswinkel 5° zur Oberflächennormalen.

trometers zu erkennen.

4.5 Zusammenfassung und Bewertung der Messergebnisse

Mit der entwickelten breitbandigen EUV-Quelle wurden in Kombination mit einem Einkanal-spektrometer (Jobin-Yvon) und einem Vielkanalspektrometer ("SpeXUV" des Laser Zentrums Hannover e.V.) Reflektivitätsmessungen an Multilayerspiegeln bei 13,5 nm, 21 nm und 45 nm, eine Transmissionsmessung an einem Zirkoniumfilter im Bereich von 11 nm - 21 nm und Absorptionsmessungen an Edelgasen (Helium, Argon, Krypton, Xenon) im Spektralbereich von 10 - 60 nm durchgeführt. Die Messungen haben dabei gezeigt, dass die Quelle ohne Probleme an verschiedene Spektrometer adaptiert und in weiten Spektralbereichen (abhängig vom Spektrometer) eingesetzt werden kann. Während der Messungen lief die Quelle über viele Stunden stabil und zuverlässig, sofern die Raumtemperatur sich nicht um mehrere Grad änderte. Der Strahlungsfluss der Quelle (Brillanz) genügte voll den Anforderungen der Messverfahren und ermöglichte ausreichend kurze Messzeiten auch bei hoher spektraler Auflösung. Mit dem Jobin-Yvon-Spektrometer sind bei geringer Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda \approx 100$) spektrale Übersichten in einem sehr weiten Spektralbereich (10 nm - 60 nm) auf einfache Weise möglich, feinere spektrale Strukturen waren damit jedoch nicht auflösbar. Dies gelang mit dem hochauflösenden Vielkanalspektrometer im eingeschränkten Spektralbereich (durch Gitter und CCD bestimmt) von 11 bis 21 nm. Hier konnten bei 19 - 20 nm Beutler-Fano-Profile, resultierend aus einer si-

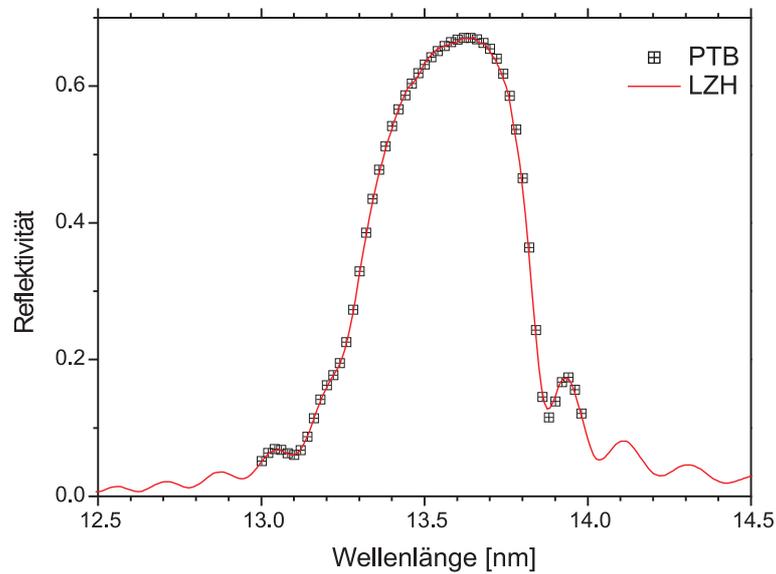


Abb. 4.16: Messung eines Molybdän-Silizium-Multilayerspiegels für 13,5 nm mit der EUV-Quelle und dem SpeXUV-Spektrometer und die entsprechende PTB-Messung. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

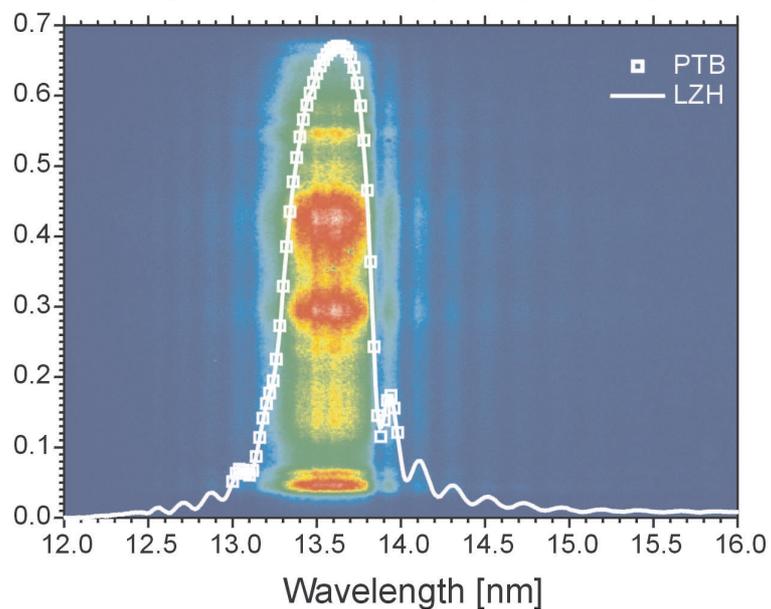


Abb. 4.17: Messung wie in Abb. 4.16, zusätzlich mit der Aufnahme der CCD-Kamera des Spektrometers hinterlegt. In dieser sind bis zu acht Seitenbänder der Messkurve auszumachen, was das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Kombination der EUV-Quelle mit diesem Spektrometer zeigt.

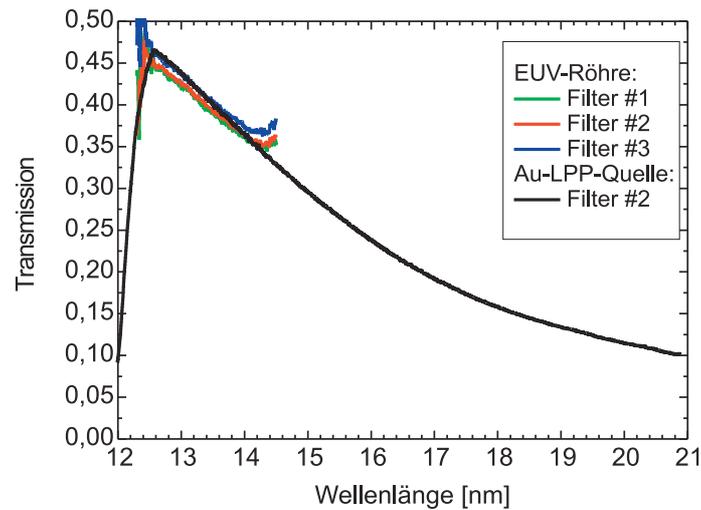


Abb. 4.18: Messung der Transmission durch eine Silizium-Nitrit-Folie wie in Abbildung 4.11, gemessen mit der hier beschriebenen EUV-Quelle und mit der EUV-Röhre des Herstellers phoenix|euv Systems and Services GmbH. Die Messungen mit der EUV-Röhre zeigen deutlich, dass mit ihrem schmalbandigen Emissionsspektrum nur sehr begrenzte Aussagen über die Transmissivität der Filter möglich ist. Insbesondere ist hier eine Analyse der Nahkanten-Absorption zwischen 12 und 12,5 nm, die eine detailliertere Betrachtung der Stoffzusammensetzung erlauben würde, nicht möglich.

Eine vollständige Charakterisierung von Filtermaterialien ist somit nur mit einer breitbandigen Quelle möglich.

multanen 2-Elektronenanregung, klar aufgelöst und das oszillierende Reflexionsvermögen von Multilayerspiegeln in den Flügeln der Reflexionskurve in sehr guter Übereinstimmung mit Referenzmessungen der physikalisch-technischen Bundesanstalt Berlin (PTB) reproduziert werden.

Der Vorteil der Breitbandigkeit der EUV-Quelle zeigt sich besonders gut bei der Vermessung der Silizium-Nitrit-Filter in Abbildung 4.18. Mit einer schmalbandigen Quelle wie der EUV-Röhre von phoenix|euv Systems and Services GmbH lassen sich hierbei nur sehr begrenzte Aussagen über die Transmissivität machen. Eine umfassende Charakterisierung von optischen Filtern ist nur mit einer breitbandigen Quelle möglich.

5 Zusammenfassung

Für messtechnische und spektroskopische Anwendungen wurde eine breitbandig emittierende EUV-Strahlungsquelle aufgebaut, charakterisiert und praktisch erprobt. Dies erfolgte im Rahmen eines vom Bundesministerium für Wissenschaft und Technologie geförderten Projektes "Anwendungsnahe Analyseverfahren mittels XUV-Spektralphotometrie - SpeXUV".

Die Quelle basiert auf einem laserinduzierten Festkörperplasma, das durch Fokussierung eines Diodenlaser-gepumpten Festkörperlaser auf ein galvanisch goldbeschichtetes Target entsteht. Durch Rotation und Höhenverschiebung des zylindrischen Goldtargets steht nach jedem Laserbeschuss eine frische Oberfläche für die Plasmaerzeugung zur Verfügung. Bei der vorgegebenen Zylinderfläche (Höhe 100 mm, Durchmesser 50 mm) und einer Wiederholrate der Laserpulse von 20 Hz ist somit ein unterbrechungsfreier Betrieb der Quelle von etwa 80 Stunden möglich. Danach ist ein Targetwechsel erforderlich, der durch einen Austausch des Zylinders in kurzer Zeit und bei nur geringer Nachjustage erreicht werden kann.

Die Pumplaserstrahlung mit einer Energie von 20 mJ und einer Pulsdauer von 9 ns wird senkrecht auf das Target fokussiert. Bei einem Fokusradius von etwa $50 \mu\text{m}$ wird so auf dem Target eine Intensität von etwa $1,5 \cdot 10^{10} \text{W}/\text{cm}^2$ erreicht. Das an der Targetoberfläche entstehende Plasma emittiert im gesamten Raumwinkel (2π). Genutzt wird hier nur die unter 90 Grad zur Pumplaserachse in einem Raumwinkel von 0,008 sr emittierte Plasmastrahlung. Dieser Raumwinkel ist durch einen in 32,6 cm Entfernung vom Target unter streifendem Einfall (Winkel 19,2 Grad) positionierten goldbeschichteten Toroidspiegel definiert, der die EUV Strahlung kollimiert und in eine Zwischenebene in weiteren 32,6 cm Entfernung vom Spiegel fokussiert (1-zu-1-Abbildung).

Bei der Laserenergie von 20 mJ und der gewählten Fokussierung ergibt sich für die 90-Grad-Geometrie und den angegebenen Raumwinkel bei einer Wellenlänge von 13,5 nm und einer Bandbreite von 2 % ein Strahlungsfluss der Quelle von 15 nJ pro Puls und im Zwischenfokus noch ein Fluss von 5 nJ. Unter Berücksichtigung der ermittelten Strahlungsquellgröße von $0,01 \text{mm}^2$ entspricht dies einer Brillanz der Quelle bei 13,5 nm von

$$\text{Brillanz}(13,5\text{nm}, 20\text{Hz}) = 2,5 \cdot 10^{14} \frac{\text{ph/s}}{\text{sr mm}^2 2\% \text{BW}} = 0,18 \cdot \frac{\text{mJ/Puls}}{\text{sr mm}^2 2\% \text{BW}} \quad (5.1)$$

Das Spektrum der Quelle erstreckt sich von 10 nm bis etwa 50 nm, mit einem Maximum bei 19 nm. Im Maximum ist der Strahlungsfluss um den Faktor 7 größer als bei 13,5 nm.

In Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen kann das Spektrum näherungsweise durch ein Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von 172 000 K dargestellt werden.

Die räumlichen Schwankungen des EUV-Strahlung emittierenden Plasmas sind mit etwa 5 μm bei einem Quelldurchmesser von 110 (horizontal) bzw. 130 μm (vertikal) sehr klein im Vergleich zu Pinchplasmaquellen (Gasentladung) oder laserproduzierten Plasmen in Gasen. Die Schwankungen des Photonenflusses liegen mit etwa 5 % Standardabweichung im unteren Bereich der bei laserproduzierten Plasmen unvermeidbaren Schwankungen. Sowohl die statistischen Schuss-zu-Schuss-Schwankungen als auch eine längerfristige Drift durch eine Veränderung der mittleren Laserpulsenergie konnten durch eine Referenzierung gegen ein spektral integrierten EUV-Puls deutlich reduziert werden.

Durch den Laserbeschuss des Goldtargets werden Goldteilchen (Debris) abladiert, die in alle Raumrichtungen fliegen und die optischen Komponenten belegen und in ihrer Funktion beeinträchtigen können. Messungen zur Debrisverteilung ergeben ein Maximum an Debris in Richtung der Target-Oberflächennormalen und ein Minimum von weniger als 1 % für die hier gewählte 90-Grad-Abstrahlungsgeometrie, wohingegen der Strahlungsfluss unter 90 Grad noch etwa 38 % des maximalen Strahlungsflusses (in Richtung des Pumplasers) beträgt.

Untersuchungen zur Debrisbelegung von Testoptiken zeigen, dass unter dieser 90-Grad-Geometrie und mit den gewählten Laserstrahlparametern homogene Schichten mit Reflexionseigenschaften entstehen, die denen kommerzieller Goldspiegel entsprechen. Der zur Kollimation verwendete EUV Toroidspiegel wird somit zusätzlich mit einer Goldschicht belegt. Bei bisherigen Betriebszeiten von mehr als 500 Stunden ohne Spiegelreinigung konnte jedoch keine Beeinträchtigung der Abbildungs- und Reflexionseigenschaften dieses Spiegels festgestellt werden, so dass das Debrisproblem für die hier gewählte Situation, Goldtarget und goldbeschichteter Kollimatorspiegel in 90-Grad-Geometrie, als gelöst bzw. nicht relevant angesehen werden kann.

Eine entsprechende Debrisbelegung des Lasereintrittsfensters wird im allgemeinen durch die durchtretende intensive Pumplaserstrahlung selbst wieder abgedampft. Über längere Betriebszeiten kann dennoch ein Austausch dieses einfachen Eintrittsfensters erforderlich werden.

Eine Möglichkeit zur weiteren Reduzierung des Debrisflusses auf die Kollimatoroptik be-

steht in der Anwendung eines Hintergrundgases in Kombination mit einer Druckstufe. In Experimenten mit einer konischen Glaskapillarstruktur eines Projektpartners (IfG) konnte so der Debrisfluss in der 90-Grad-Geometrie um weitere zwei Zehnerpotenzen reduziert werden, bei einem Verlust an EUV-Strahlung von 70 bis 90 %. Diese Möglichkeit der Debrisreduzierung könnte für andere Kombinationen von Target und Beschichtung des Kollimatorspiegels interessant werden, war hier aber nicht erforderlich.

Die entwickelte Quelle wurde im Hinblick auf die im Gesamtprojekt geplante Realisierung eines EUV-Spektrometers in Zusammenarbeit mit dem Laser Zentrum Hannover e.V. mit zwei unterschiedlichen Spektrometer-Prototypen (Einkanal/Vielkanal-Spektrometer) kombiniert und in dieser Kombination durch Testmessungen an Transmissionsfiltern, Multilayerspiegeln und Absorptionsmessungen an Gasen praktisch erprobt.

Die Erprobungsexperimente haben gezeigt, dass die Quelle über lange Betriebszeiten stabil, reproduzierbar und kostengünstig betrieben werden kann und dass in Kombination mit geeigneten Spektrometern Präzisionsmessungen mit hoher Auflösung möglich sind. So konnten z.B. in Helium, Krypton und Argon schmale, diskrete Absorptionslinien und Fanoresonanzstrukturen und bei der Untersuchung von Multilayerspiegeln Oszillationen des Reflexionsvermögens in den Flügeln der Reflexionskurve gut aufgelöst werden.

Ein besonderer Vorteil der hier realisierten Quelle gegenüber vergleichbaren Quellen wie Pinchplasmen und laserinduzierten Plasmaquellen mit Gas- oder Flüssigtargets ist die mögliche geringe Quellgröße, die hohe räumliche Stabilität und besonders der breite Spektralbereich, der vielfältige messtechnische Anwendungen auch weit außerhalb des üblichen Lithographiebereiches (um 13,5 nm) ermöglicht.

Untersuchungen mit leistungsstärkeren Pumplasern haben ferner gezeigt, dass unter Beibehaltung des Konzeptes der Strahlungsfluss deutlich gesteigert und der Spektralbereich zu kürzeren Wellenlängen bis hin in das Wasserfenster (2,2 bis 4,2 nm) erweitert werden kann.

Diese Möglichkeit soll in einem neuen Verbundprojekt "XUV-nano" des Laser-Laboratoriums Göttingen, in dem es um Oberflächenanalytik mit XUV-Strahlung auf der Nanometer-Skala (Reflexions-, Absorptions-, Streu- und Beugungsmessungen) geht, ausgenutzt werden. Es ist geplant, die Plasmaquelle dort einzubringen und durch Verwendung eines Pumplasers mit höherer Pulsenergie den nutzbaren Spektralbereich bis in das Wasserfenster zu erweitern.

Anhang A

Untersuchungen zur Transmission an Polykapillarstrukturen

Bei der Verwendung von laserproduzierten Plasmen entsteht immer auch unerwünschtes Debris, das sich auf Optiken in der Umgebung des Plasmas niederschlägt und diese unbrauchbar machen kann. Da der verwendete Laser sich sein Eintrittsfenster selbst immer wieder freischießen kann, indem er das Debris dort wieder abladiert, betrifft dieses Problem vor allem die Kollektroptik (hier ein Toroidspiegel), die die EUV-Strahlung "einsammelt" und refokussiert. Um dieses Problem zu minimieren, sollte bei der hier beschriebenen EUV-Quelle zunächst ein Hintergrundgas bzw. ein Gasstrom, der aus der Richtung des Kollektorspiegels zum Plasma strömt, die Debristeilchen durch Stöße ablenken und abbremesen, so dass nur noch ein sehr kleiner Teil von ihnen den Spiegel erreicht.

Dies führt allerdings im Allgemeinen zu einem zu hohen Druck in der Vakuumkammer. Da alle Gase auch EUV-Strahlung absorbieren, würde dies den Strahlungsfluss der Quelle zu stark reduzieren. Deshalb sollte das Hintergrundgas auf eine kurze Wegstrecke zwischen dem

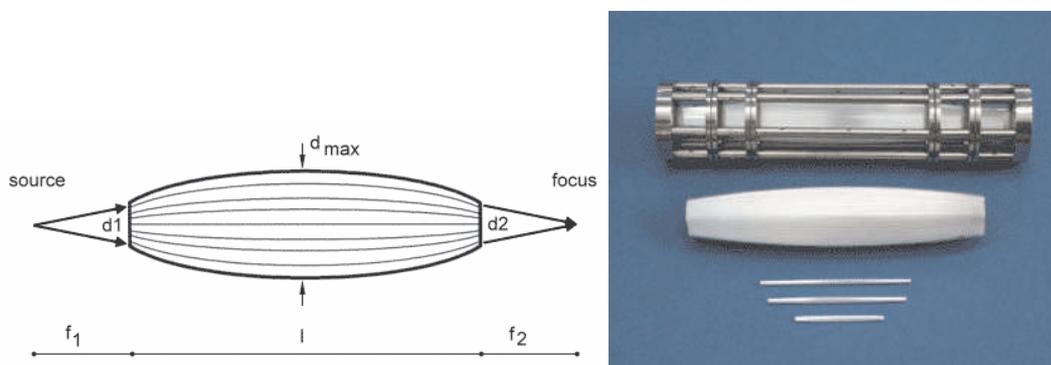


Abb. A.1: Foto einer Polykapillarlinse (rechts) und schematische Darstellung ihrer Wirkungsweise (links) [ifg]

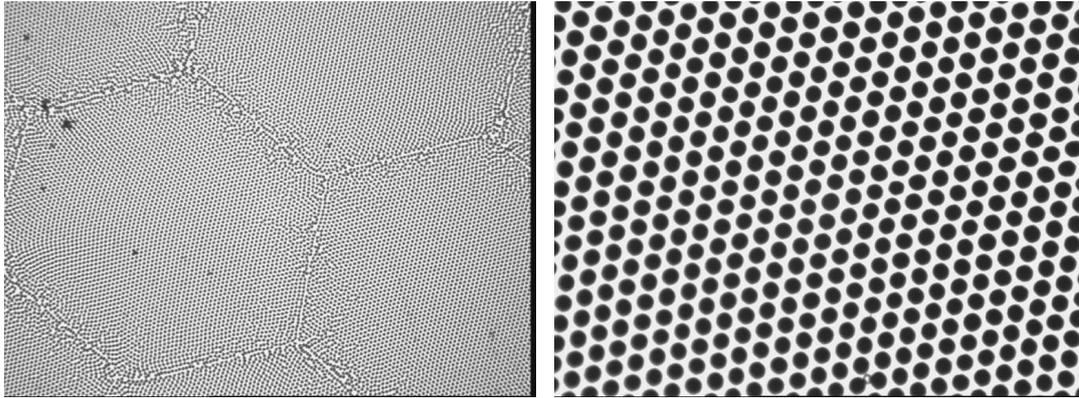


Abb. A.2: Mikroskopaufnahmen einer flachen Polykapillarstruktur mit parallelen, 1 mm langen Kapillaren ($5\ \mu\text{m}$ Durchmesser) mit unterschiedlicher Auflösung die größeren sechseckigen Strukturen links ergeben sich durch den Herstellungsprozess.

Plasma und dem Kollektorspiegel beschränkt werden.

Hierfür kann eine Polykapillarstruktur eingesetzt werden (siehe Abb. 3.21 in Kapitel 3). Diese besteht aus vielen dünnen Glaskapillaren, die z.B. parallel verlaufen oder konisch alle auf einen Punkt ausgerichtet sind. Solche Kapillarstrukturen können als Druckstufe eingesetzt werden. Der Druckunterschied, der vor und hinter der Kapillarstruktur vorliegt, kann ein Faktor von mehreren Zehnerpotenzen sein [Arkadiev u. a. 1998].

Neben ihrer Einsetzbarkeit als Druckstufe sind hierbei die optischen Eigenschaften solcher Polykapillarstrukturen entscheidend. Für harte Röntgenstrahlung werden solche Strukturen auch als optische Elemente, z.B. als Linsen eingesetzt (siehe Abbildung A.1); dabei entspricht die Transmissivität der Strukturen etwa ihrem Öffnungsverhältnis, das ist das Verhältnis der Summe der Querschnittsflächen aller Kapillaren zur Querschnittsfläche der Kapillarstruktur.

A.1 Struktur mit parallelen Kapillaren

Im Folgenden sollen die Untersuchungen vorgestellt werden, mit denen die optischen Eigenschaften von Kapillarstrukturen insbesondere im EUV-Bereich ermittelt werden sollten. Dazu wurden zunächst zwei Strukturen mit parallelen, 1 mm langen Kapillaren mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ verwendet. Diese waren 1 mm dicke Scheiben mit 12,7 mm Durchmesser. Ihr Öffnungsverhältnis betrug ca. 50 %. In Abbildung A.2 sind Mikroskop-Aufnahmen dieser Scheiben mit verschiedenen Auflösungen zu sehen.

Eine der beiden Scheiben wurde mit Gold bedampft, so dass das Glas vollständig bedeckt war. Die Kapillaren blieben jedoch frei, der Kapillardurchmesser reduzierte sich nicht, wie sich unter einem Mikroskop zeigte. Mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (532 nm

Wellenlänge) und einem Helium-Neon-Laser (632,8 nm) wurden dann mit aufgeweitetem kollimierten Strahl Transmissionsmessungen durchgeführt.

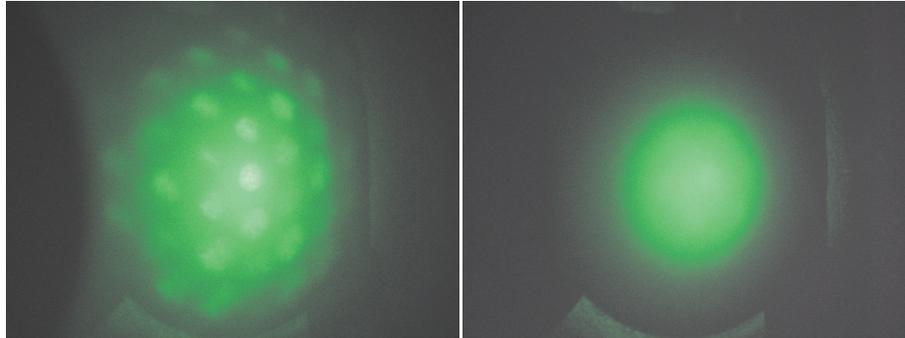


Abb. A.3: Transmittierte Laserstrahlung (532 nm) hinter den Polykapillarscheiben; links hinter der unbeschichteten und rechts hinter der beschichteten Struktur

Es zeigte sich, dass die Laserstrahlung hinter den Polykapillarstrukturen durch Beugung divergent wie hinter einer Konkavlinse auseinanderlief. Bei der unbeschichteten Kapillarstruktur bildete sich dabei ein ausgeprägtes hexagonales Interferenzmuster (siehe Abbildung A.3 links) zusammen mit einem diffusen Untergrund, bei der beschichteten Struktur war dagegen nur der diffuse Untergrund zu sehen, der etwas schwächer als bei der unbeschichteten Struktur war. Daraus lässt sich schließen, dass das interferierende Laserlicht durch das Glas ging, während Licht, das durch die Kapillaren geht, dahinter diffus gebeugt wird.

Das die Beugung nicht nur einen kleineren Teil, sondern die gesamte Laserstrahlung betrifft, ist in Abbildung A.4 zu sehen. Hier wurde in verschiedenen Abständen hinter den Kapillararrays mit einer Photodiode transmittierte gebeugte Strahlung auf der optischen Achse (also an der Position, die der Laserstrahl ohne Kapillarstruktur erreicht) vermessen. Bei einer Entfernung von 100 cm beträgt die Transmission nahezu 0 % bei der beschichteten Kapillarstruktur, bei der unbeschichteten bleibt der Wert höher, da eines der Interferenzmaxima genau auf der optischen Achse lag. Auffällig ist auch der deutliche Unterschied zwischen den Werten für grünes und rotes Laserlicht, das kürzerwellige grüne Licht wird weniger stark gebeugt.

Dieser Effekt wurde genauer untersucht. Mit einem Spektrometer Lambda 19 von Perkin-Elmer wurde die Transmission beider Strukturen im Bereich von 200 bis 2500 nm vermessen (Der Abstand zwischen Struktur und Detektor betrug dabei ungefähr 40 cm.). Zwischen 115 und 230 nm wurden die Strukturen außerdem mit einem VUV-Spektrometer des Laser Zentrums Hannover vermessen. Zusätzlich wurden drei Transmissionsmessungen bei 248 nm (KrF-Excimerlaser), 83 nm (3 ω des KrF-Excimerlasers) und um 13,5 nm (EUV-Röhre von phoenix|euv Systems and Services GmbH) durchgeführt. Außer beim Excimerlaser wurde inkohärente Strahlung verwendet.

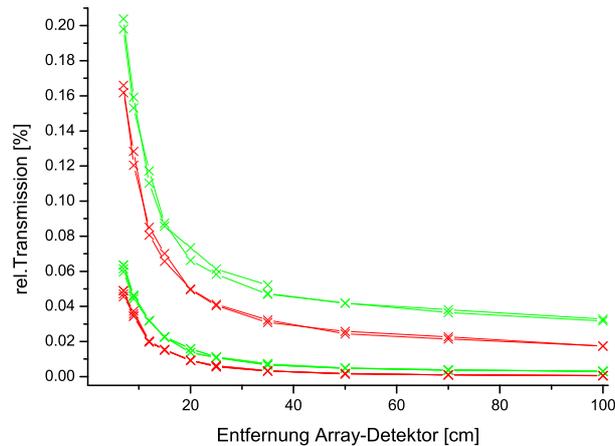


Abb. A.4: Transmission von frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laserstrahlung (532 nm / grün) und Helium-Neon-Laserstrahlung (632,8 nm / rot) durch die Polykapillarstrukturen (obere Kurven: unbeschichtete Scheiben, untere Kurven: beschichtete Scheiben), gemessen mit einer Photodiode in verschiedenen Abständen hinter dem Kapillararray. Dabei misst die Photodiode natürlich nur den Teil der transmittierten Strahlung, der auf die Oberfläche der Diode fällt. Es zeigt sich in den Messkurven die durch die Streuung verursachte deutliche Divergenz der gesamten Strahlung.

Auffällig ist der signifikante Unterschied zwischen den Transmissionen von rotem und grünem Laserlicht.

Das Ergebnis ist in Abbildung A.5 zu sehen. Unterhalb von ca. 280 nm ist die Transmissivität beider Strukturen identisch, für kürzerwellige Strahlung ist das Glas demnach nicht transparent. Oberhalb von etwa 320 nm erreicht bei der unbeschichteten Struktur deutlich mehr Strahlung den Detektor, die durch das Glas transmittierte, als Strahlung, die durch die Kapillaren hindurchging. Da das Öffnungsverhältnis bei 50 % lag, bedeutet dies, dass die Kapillaren für eine größere Divergenz durch Beugung sorgen, als das sie umgebende Glas.

Betrachtet man nur den Teil des Lichts, der durch die Kapillaren geht, also die Messwerte der beschichteten Struktur, so zeigt sich, dass die Transmission zu kürzeren Wellenlängen hin ähnlich einer Exponentialfunktion ansteigt, bis sie das Öffnungsverhältnis von etwa 50 % erreicht, was bei 13,5 nm mit 48 % schon nahezu der Fall ist. Demnach lässt sich eine Polykapillarstruktur auch als wellenlängenselektiver Filter benutzen: Kurzwellige Strahlung transmittiert wesentlich besser durch die Kapillaren, als langwellige. So könnte bei der Erzeugung eines Röntgenlasers oder von hohen Harmonischen die restliche Pumplaserstrahlung von der kurzwelligen Strahlung separiert werden, z.B. um die zusätzliche Bestrahlung eines Detektors für die kurzwellige Strahlung mit der intensiven Pumplaserstrahlung zu verhindern.

Bei Kapillaren, die bei einer Länge von 1 mm einen Durchmesser von nur 5 μm haben, sollte die Transmission stark vom Einfallswinkel abhängig sein. Dies ist in Abbildung A.6 im VUV-Spektralbereich von 115 bis 230 nm dargestellt. Schon bei einer Verkippung um 1° sinkt

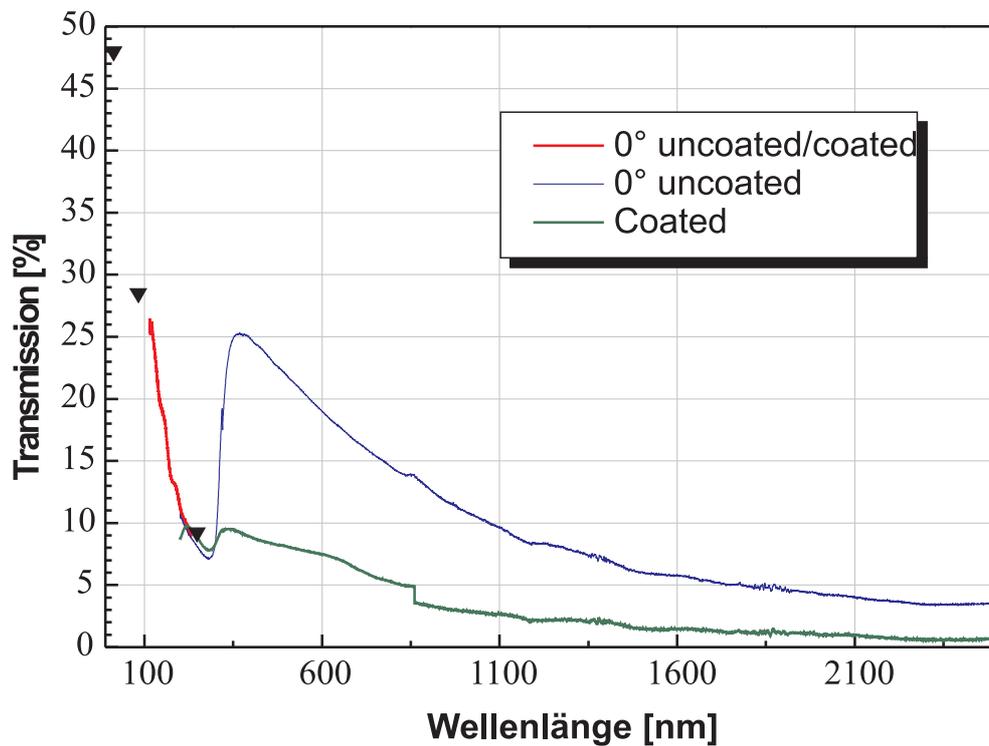


Abb. A.5: Verschiedene Transmissionsmessungen an zwei Polykapillarstrukturen, davon eine goldbeschichtet, gemessen mit zwei Spektrometer (Perkin-Elmer Lambda19 (200 - 2500 nm) und VUV-Spektrometer des Laser Zentrums Hannover (115-230 nm)), einem KrF-Excimer-Laser (Lambda Physik (248 nm (ω) + 83 nm (3ω)) und der EUV-Röhre der Firma phoenix|euv (um 13,5 nm).

Der Sprung bei 850 nm rührt von einem Wechsel der die Strahlung emittierenden Lampen her.

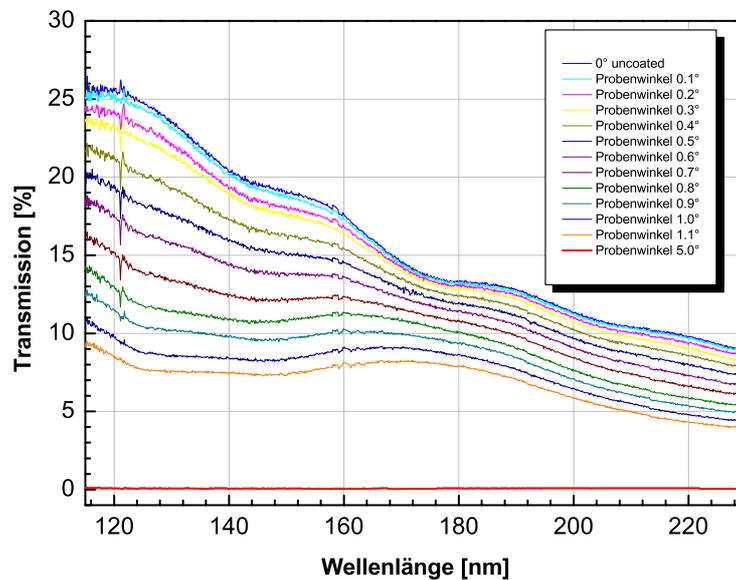


Abb. A.6: Transmission durch eine Polykapillarscheibe unter verschiedenen Einfallswinkeln

die Transmission um etwa die Hälfte, bei einer Verkippung um 5° liegt die Transmission von VUV-Strahlung durch die Struktur weit unter einem Prozent.

A.2 Konische Kapillarstruktur

Konische Polykapillarstruktur	
Kapillardurchmesser	7,3 - 9,5 μm
Strukturdurchmesser	12,3 - 15,7 mm
Länge	26,6 mm
Abstand Spot-Kapillarstruktur	83 mm
Erfassungswinkel	8,5°
Öffnungsverhältnis	ca. 70 %
Transmission bei 0,154 nm (Harte Röntgenstrahlung)	ca. 70 %

Tab. A.1: Parameter der konischen Polykapillarstruktur (Angaben des Herstellers IfG-Institute for Scientific Instruments GmbH). Alle Kapillaren sind auf einen Punkt (Spot) ausgerichtet. Dabei ist nicht nur die Struktur konisch, sondern auch jede Kapillare selbst.

Für den eigentlichen Verwendungszweck als Druckstufe wurde eine konische Polykapillarstruktur von der Firma IfG-Institute for Scientific Instruments GmbH hergestellt. Die Daten dieser Struktur sind in der Tabelle A.1 zusammengefasst. Alle Kapillaren sind auf einen Punkt

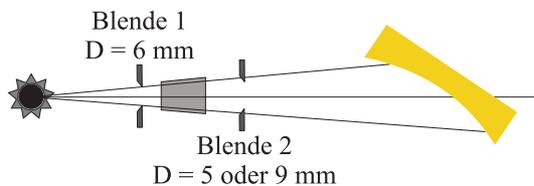


Abb. A.7: Aufbau zur Messung der Transmission von EUV-Strahlung durch eine konische Polykapillarstruktur: Die Quelle der EUV-Strahlung befindet sich in dem Punkt, auf den die Kapillaren ausgerichtet sind. Vor der Kapillarstruktur befindet sich eine Blende mit 6 mm Durchmesser um zu verhindern, dass EUV-Strahlung an der Struktur vorbei zum Detektor gelangen kann, dahinter wird bei einigen Messungen mit einer zweiten Blende mit 5 oder 9 mm Durchmesser ein achsennaher Anteil der Strahlung separiert.

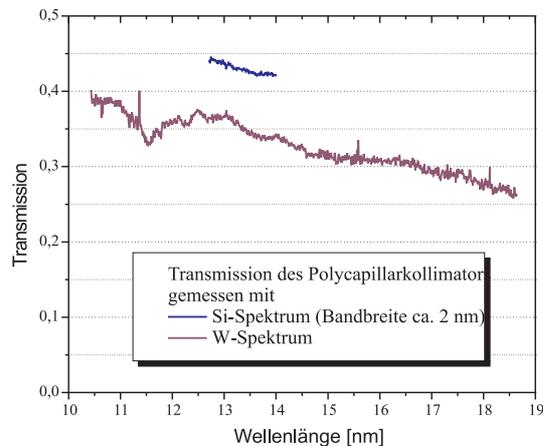


Abb. A.8: Transmission durch die Polykapillarstruktur, gemessen mit der EUV-Röhre sem|20 des Herstellers phoenix|euv mit zwei verschiedenen Anodenmaterialien, Silizium und Wolfram. Mit Silizium emittiert die Röhre ein schmalbandiges Spektrum (etwa 12,5 bis 14,5 nm), mit Wolfram ein breiteres Spektrum (10,5 bis 18,5 nm), jedoch mit einer um etwa eine Größenordnung geringeren Brillanz. Die beiden Messungen führten zu verschiedenen Ergebnissen, was möglicherweise mit dem geringen Strahlungsfluss mit der Wolframanode zusammenhängen könnte. Dies wurde jedoch nicht näher analysiert.

83 mm vor der Struktur ausgerichtet, in diesem Punkt sollte dann das Plasma liegen (siehe auch Abbildung 3.21 in Kapitel 3).

Neben der bereits in Kapitel 3.3 beschriebenen Transmissionsmessung wurde auch eine Messung mit der EUV-Röhre der Firma phoenix|euv (siehe Kapitel 1.4) mit zwei verschiedenen Anodenmaterialien durchgeführt. Mit einer Siliziumanode emittiert die Röhre ein Spektrum von etwa 12,5 bis 14,5 nm, mit einer Wolframanode ein deutlich schwächeres Spektrum von etwa 10,5 bis 18,5 nm.

Der Messaufbau ist in Abbildung A.7 zu sehen, das Messergebnis in Abbildung A.8. Zur spektralen Zerlegung und Detektion wurde ein Spektrometer vom Typ E-Spec des Herstellers Jenoptik verwendet [Schürmann u. a. 2002]. Es wurden mit den beiden Anoden zwei verschiedene Transmissionen gemessen, was mit dem schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der Wolframanode zusammenhängen kann, aber nicht genauer untersucht wurde. Die Messung mit der Siliziumanode steht in guter Übereinstimmung mit anderen Transmissionsmessungen an dieser Kapillarstruktur.

Es zeigte sich bei beiden Anodenmaterialien, die schon zuvor beobachtete Wel-

lenlängenabhängigkeit: Kurzwelligere Strahlung transmittiert besser durch die Kapillaren als langwelligere.

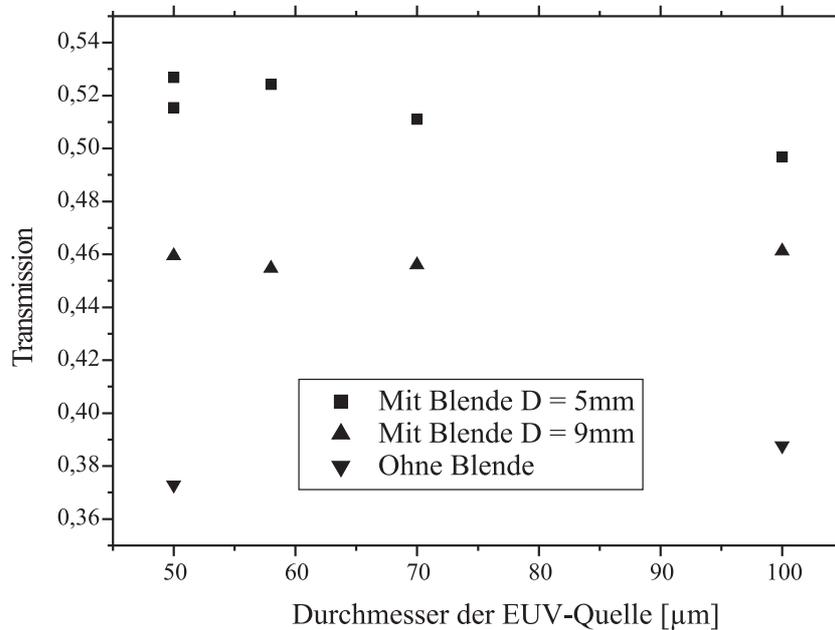


Abb. A.9: Transmission durch die Polykapillarstruktur mit verschiedenen Blendendurchmessern und (EUV-Strahlung emittierenden) Quellfleckgrößen (Aufbau siehe Abb. A.7). Der innere Teil der Struktur weist eine höhere Transmissivität auf als die Randbereiche. Die Quellfleckgröße hat zwischen 50 und 100 μm keinen deutlichen Einfluss.

Für die weiteren Messungen wurde nur noch die Siliziumanode verwendet und mit der gesamten EUV-Strahlung zwischen 12,5 und 14,5 nm ohne spektrale Zerlegung gemessen. Bei der in Abbildung A.9 dargestellten Messung wurde die Größe des die EUV-Strahlung emittierenden Quellflecks in der EUV-Röhre und der Durchmesser der zweiten Blende (siehe Abb. A.7) variiert. Bei diesen Messungen wurde die Kapillarstruktur jedesmal neu auf maximale Transmission justiert.

Erwartet worden war eine geringere Transmission bei größerem Quellfleck, da die Kapillaren auf einen Punkt ausgerichtet sind: Strahlung vom Rand des Quellflecks würden dann nur mit Reflexionen an den Kapillarinnenwänden transmittieren und danach in verschiedene Richtungen reflektiert werden. Dies ließ sich experimentell jedoch nicht bestätigen. Mit einer kleinen zweiten Blende (5 mm Durchmesser) ergab sich zwar eine größere Transmission bei kleinerem Quellfleck, mit einer größeren zweiten Blende (9 mm) hatte der Quellfleckdurchmesser jedoch keinen Einfluss auf die Transmission, ohne zweite Blende war der Effekt sogar umgekehrt. Da die Veränderung auch maximal bei zwei Prozentpunkten lag, ließ sich hier keine klare Aussage zum Zusammenhang zwischen Quellgröße und Transmission entnehmen.

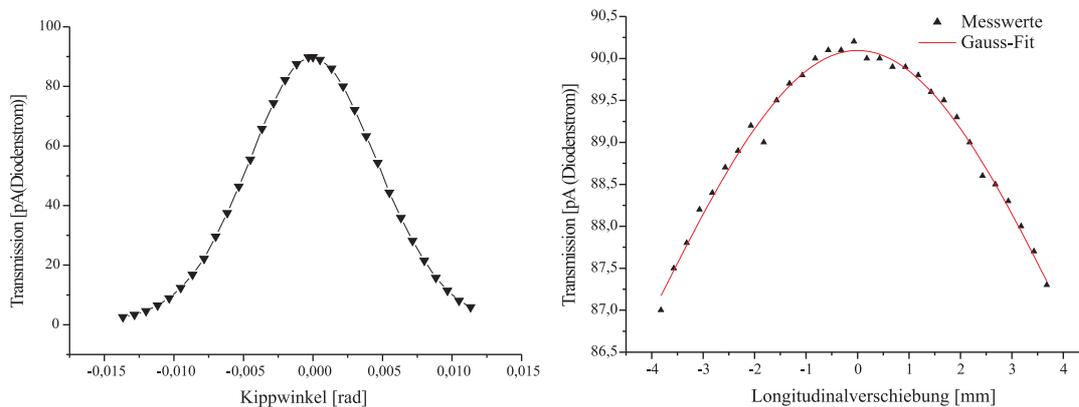


Abb. A.10: Abhängigkeit der Transmission von EUV-Strahlung (12,5 - 14,5 nm) durch eine Polykapillarstruktur von einer Verkippung oder Verschiebung

Deutlich trat dagegen der Zusammenhang zwischen Blendendurchmesser und Transmission hervor: Je kleiner die zweite Blende gewählt war, um so größer war die Transmission. Demnach transmittiert der innere Teil der Kapillarstruktur besser als die Randbereiche. Woran dies liegt, konnte jedoch nicht analysiert werden.

Die Abhängigkeit der Transmission von einer Verkippung oder Verschiebung der Kapillarstruktur relativ zur EUV-Quelle ist in Abbildung A.10 dargestellt. Die Transmission geht bereits bei kleinen Verkippungen deutlich zurück. So führt eine Verkippung um 0,005 rad ($0,3^\circ$) zu einem Rückgang der Transmission um die Hälfte, eine Verkippung um 0,01 rad ($0,6^\circ$) sogar um einen Rückgang um 90 %.

Eine Verschiebung der Struktur entlang ihrer optischen Achse hat dagegen keine so starke Auswirkung: Selbst eine Translation um 4 mm führt nur zu einer Transmissionseinbuße um etwa 3 % (Abb. A.10 rechts).

A.3 Fazit

Die konische Kapillarstruktur ist gut geeignet, um als Druckstufe ein Hintergrundgas oder einen Gasstrom auf einen kleinen Teil der Vakuumkammer zu begrenzen. In Verbindung mit einem solchen Gasstrom ließ sich das Debris (siehe Kapitel 3) deutlich (z.B. um zwei Größenordnungen) reduzieren.

Die Transmission durch die Kapillarstruktur ist bei kurzwelligerer Strahlung höher als bei langwelligerer, der Zusammenhang entspricht etwa einer Exponentialfunktion. Bei harter Röntgenstrahlung (0,154 nm) wurde vom Hersteller eine Transmission von ca. 70 % gemessen, was dem Öffnungsverhältnis (dem Verhältnis der Summe aller Kapillarquerschnittsflächen zur Querschnittsfläche der gesamten Struktur) entspricht.

Die Transmission von EUV-Strahlung durch die Kapillarstruktur erreicht 10 % bei 60 nm bis etwa 50 % bei 10 nm. Hinzu kommt noch die Absorption durch das Gas, so dass die Gesamttransmission bei 50 bis 60 nm bereits mit unter 10 % sehr niedrig ausfällt. Grundsätzlich ist eine Kapillarstruktur für kurzwelligere EUV-Strahlung, z.B. das Wasserfenster (2-4 nm), besser geeignet.

Für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte EUV-Quelle mit Gold-Target erwies sich der Einsatz einer Kapillarstruktur zur Debrisreduzierung als nicht notwendig. Bei Verwendung eines anderen Targetmaterials und besonders bei einer Beschränkung der zu nutzenden EUV-Strahlung auf einen kurzwelligeren Bereich (z.B. nur unterhalb 20 nm) könnte diese Debrisreduzierung aber verwendet werden.

Darüberhinaus ist auch ein Einsatz als wellenlängenselektives Element denkbar (siehe auch [Kipp u. a. 2001]). Bei der Erzeugung von Röntgenlasern oder hohen Harmonischen könnte so die Pumplaserstrahlung von der kurzwelligen Strahlung separiert werden.

Anhang B

Beutler-Fano-Profile in Helium

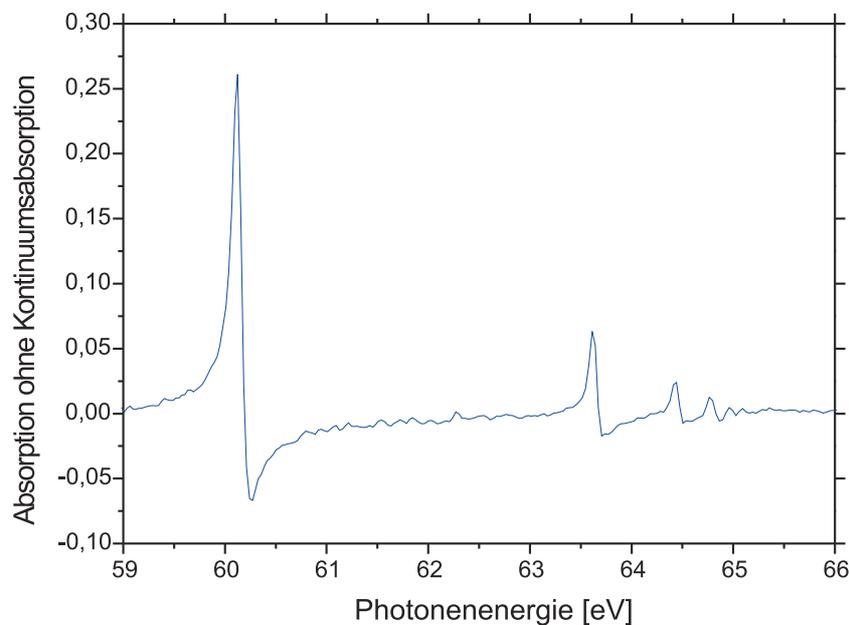


Abb. B.1: Absorption durch simultane 2-Elektronenanregung in Helium. Das Absorptionskontinuum durch Photoionisation wurde subtrahiert.

In Kapitel 4.2 wurden Transmissionsmessungen in Helium mit simultanen 2-Elektronenanregungen beschrieben. Dabei entstehen deutliche Resonanzstrukturen im Absorptionskontinuum (durch Photoionisation) mit asymmetrischen Beutler-Fano-Profilen (siehe auch Abbildung 4.9). In Abb. B.1 sind diese Strukturen erneut dargestellt, diesmal als Absorption (100 % - Transmission, inklusive Streuung). Dabei ist das Absorptionskontinuum subtrahiert worden. Man sieht, dass diese simultanen 2-Elektronenanregungen nicht nur zu zusätzlicher Absorption führen sondern auch zu negativer Absorption. In Tabelle B.1 sind die 2-Elektronen-Übergänge im Heliumatom und die Resonanzphotonenenergien aufgeführt.

$E_{Resonanz}$	Übergang
60,15 eV	$1s^2 \rightarrow 2s2p$
63,66 eV	$1s^2 \rightarrow 2s3p$
64,47 eV	$1s^2 \rightarrow 2s4p$
64,82 eV	$1s^2 \rightarrow 2s5p$

Tab. B.1: Literaturdaten der vier in Abb. B.1 gut sichtbaren simultanen 2-Elektronenanregung in Helium ([Schulz u. a. 1996], [Rost u. a. 1997])

Die notwendige Anregungsenergie für die simultane Anregung zweier Elektronen ist hier höher als die Ionisationsenergie für ein Elektron aus dem Helium-Grundzustand. Damit liegt ein diskreter gebundener Zustand des neutralen Heliums innerhalb des Photoionisations-Kontinuums. Nun kann quantenmechanisch ein schnelles (strahlungsloses) Tunneln von dem gebundenen Zustand zum Kontinuum stattfinden, bei dem ein Elektron in den Grundzustand zurückkehrt und das andere als freies Elektron (im Photoionisations-Kontinuum) die Energiedifferenz zwischen Anregungszustand $2snp$ und Ionisationsasymptote $1s$ erhält [Hanna u. a. 1979]. Man nennt diesen Prozess Autoionisation.

Die verkürzte Lebensdauer des Zustandes führt dabei zu einer Linienverbreiterung. Neben dieser Verbreiterung fällt deutlich die Asymmetrie des Profils auf. Dies wurde von [Fano 1961] dadurch erklärt, dass die diskreten Atomzustände in der Nähe einer solchen Resonanzstruktur mit den Kontinuumszuständen koppeln und deswegen als eine Überlagerung des diskreten Zu-

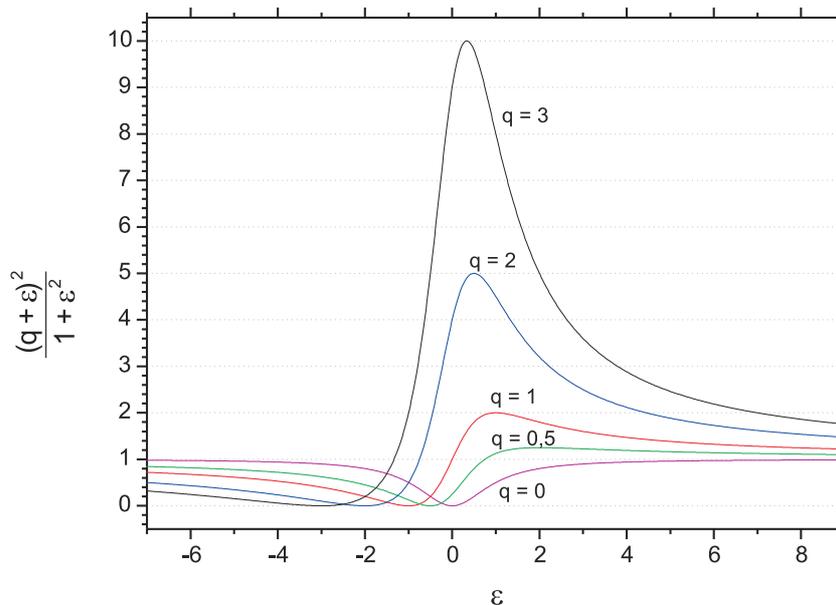


Abb. B.2: Linienprofile für verschiedene Fano-Parameter q nach Gleichung B.1. Ein negativer Fano-Parameter führt zu einem Minimum in der Absorption auf der rechten Seite des Maximums. Für $q = 0$ erhält man ein symmetrisches Profil, je höher der Absolutwert von q ist, um so asymmetrischer wird es.

standes und des Kontinuums zu beschreiben sind. Das Beutler-Fano-Profil beschreibt die Absorption, die aus zwei ununterscheidbaren Wegen entsteht, nämlich die Absorption ins Kontinuum und in den diskreten Zustand und die Asymmetrie entsteht durch eine konstruktive bzw. destruktive Interferenz dieser Wege, woraus auch das Auftreten einer Energieposition mit verschwindender Absorption zu verstehen ist.

Fanos Berechnungen zeigen, dass das Verhältnis des Absorptionsquerschnitts in der Nähe einer Autoionisation zu dem des ungestörten Photoionisationskontinuums gegeben ist durch

$$\frac{\sigma(\Psi_{Autoionisation})}{\sigma(\Psi_{Kontinuum})} = \frac{(q + \varepsilon)^2}{1 + \varepsilon^2} \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist q ein dimensionsloser Parameter (Fanoparameter), der die Profilform bestimmt und ε gibt den Abstand zur Resonanzfrequenz an (Γ wird zur Linienbreite bei großem q):

$$\varepsilon = \frac{E - E_{Resonanz}}{\Gamma/2} \quad (\text{B.2})$$

In Abbildung B.2 sind Linien-Profile für verschiedene Fano-Parameter nach Gleichung B.1 dargestellt. Ein negativer Fano-Parameter führt zu einer an $\varepsilon = 0$ gespiegelten Kurve. Für $q=0$ spricht man von einer Fensterresonanz, da hier kein Maximum der Absorption auftritt.

	$E_{Resonanz}$ [eV]	Γ [meV]	q
[Wintgen und Delande 1993]	60,1466	37,36	-2,77
[Sánchez und Martin 1991]	60,156	38,3	-2,83
[Schulz u. a. 1996]	60,1503(40)	37,6(2)	-2,73(4)
[Kossmann u. a. 1988]	60,133(15)	38(1)	-2,75(5)

Tab. B.2: Theoretische Werte ([Wintgen und Delande 1993], [Sánchez und Martin 1991]) und mit Synchrotronstrahlung gemessene Werte ([Schulz u. a. 1996] (Auflösung: $E/\Delta E = 64000$ bei 64,1 eV), [Kossmann u. a. 1988]) für den $1s^2 \rightarrow 2s2p$ -Autoionisations-Übergang in Helium

In Tabelle B.2 sind theoretische und mit Synchrotronstrahlung gemessene Werte (Resonanzenergie, Linienbreite, Fano-Parameter) angegeben. Bei den Messungen wurden Monochromatoren mit wesentlich höheren Auflösungen ($E/\Delta E = 64000$ bei 64,1 eV) verwendet, als die, die im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung standen ($E/\Delta E = 760$ bei 91,2 eV beim SpeXUV-Spektrometer). Die mit den hochauflösenden Monochromatoren gemessenen Werte stimmen gut mit den theoretischen Werten überein. Daher wurde das in Abbildung B.1 gezeigte stärkste Beutler-Fano-Profil mit diesen Werten verglichen, um die Auflösung des Spektrometers bei 60 eV (20 nm) am Rand des messbaren Spektralbereichs (und auch am Rand des CCD-Chips, siehe Kapitel 4.1) abschätzen zu können.

In Abbildung B.3 ist dieses Profil aus den gemessenen Werten (siehe Abb. 4.9 und Abb. B.1) und berechnet (mit den Gleichungen B.1 und B.2 und den Werten aus Tabelle B.2) dargestellt.

Zusätzlich ist bei der berechneten Kurve mit der Methode des gleitenden Durchschnitts die Auflösung des SpeXUV-Spektrometers mit $E/\Delta E = 760$ bzw. 340 simuliert worden. Dabei wurde jeder Punkt der so entstandenen Kurve als Mittelwert über einen Bereich berechnet, der symmetrisch um diesen Punkt liegt und eine Breite von $60\text{eV}/760 = 0,08$ eV bzw. $60\text{eV}/340 = 0,18$ eV hat.

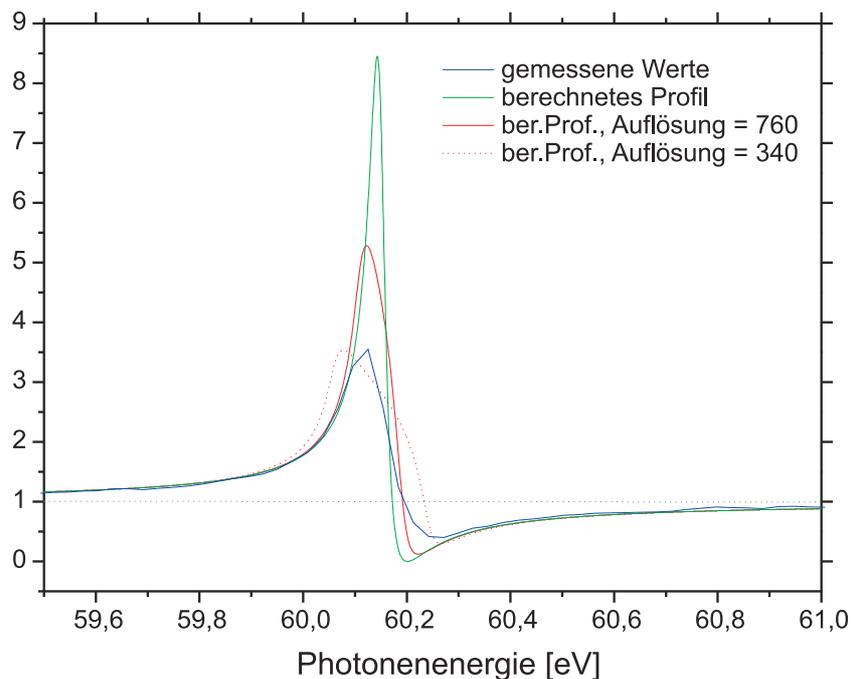


Abb. B.3: Beutler-Fano-Profil des $1s^2 \rightarrow 2s2p$ -Autoionisations-Übergangs. Messwerte (blau) wie in Abb. 4.9 und Abb. B.1 und mit den Werten aus Tabelle B.2 und den Gleichungen B.1 und B.2 berechnete Werte (grün). Zusätzlich ist bei der berechneten Kurve mit der Methode des gleitenden Durchschnitts die Auflösung des SpeXUV-Spektrometers mit $E/\Delta E = 760$ (rot, durchgehend) bzw. 340 (rot, gepunktet) simuliert worden. Dabei wurde jeder Punkt der so entstandenen Kurve als Mittelwert über einen Bereich berechnet, der symmetrisch um diesen Punkt liegt und eine Breite von $60\text{eV}/760 = 0,08$ eV bzw. $60\text{eV}/340 = 0,18$ eV hat.

Man sieht, dass die gemessenen Profile bei einer Auflösung von 760 noch deutlich höher hätten ausfallen müssen. Demnach besitzt das SpeXUV-Spektrometer am Rand seines Messbereichs bei 60 eV bzw. 20 nm eine wesentlich geringere Auflösung als im mittleren Bereich um 90 eV bzw. 13,5 nm. Eine simulierte Auflösung von $E/\Delta E = 340$ führt zu einem gleichhohen Maximum und Minimum wie bei den Messwerten, jedoch zu einem anderen Verlauf der Kurve.

Worauf dieser Unterschied zurückzuführen ist, ist unklar. Eine Gewichtung der einzelnen Teile des Bereichs, über den gemittelt wurde, reduziert die Unterschiede im Kurvenverlauf nicht wesentlich.

Literaturverzeichnis

[henke] http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

[als] <http://www-als.lbl.gov/als/>.

[bessy] <http://www.bessy.de/>.

[ifg] <http://www.ifg-adlershof.de>
/ IfG - Institute for Scientific Instruments GmbH.
– Forschungsbericht

[xfel] <http://www.xfel.net/>.

[Arkadiev u. a. 1998] ARKADIEV, V. A. ; BELOGLEZOV, V. I. ; BZHAUMIKHOV, A. A. ;
GORNÝ, H-E. ; LANGHOFF, N. ; MARGUSHEV, Z. ; SCHMALZ, J. ; WEDELL, R. ; WOLFF,
H.:
Polycapillary structure as x-ray window for differential vacuum pumping.
In: *Proceedings of SPIE* Bd. 3444, 1998, S. 436–442

[Attwood 2000] ATTWOOD, D.:
Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications.
Cambridge University Press, 2000

[Azuma u. a. 2002] AZUMA, H. ; NISHIMURA, Y. ; SAKATA, A. ; TAKEUCHI, A.:
Laser-produced plasmas for soft x-ray projection lithography.
In: *Applied Surface Science*
197-198 (2002), S. 224

[Bakshi 2006] BAKSHI, Vivek (Hrsg.):
EUV Sources for Lithography. Bd. PM149.
Bellingham : SPIE Press, 2006. –
ISBN 081945845-7

[Bender u. a. 1995] BENDER, H. A. ; O'CONNELL, D. ; SILFVAST, W. T.:
Velocity characterisation of particulate debris from laser-produced plasmas used for
extreme-ultraviolet lithography.
In: *Journal of Applied Optics*
34 (1995), S. 6513

- [Blaschke u. a. 2007] BLASCHKE, H. ; RISTAU, D. ; STARKE, K.:
SpeXUV - Anwendungsnahe Analyseverfahren mittels XUV-Spektralphotometrie
/ Laser Zentrum Hannover e.V.
Juli 2007.
– Forschungsbericht
- [Bobkowski und Fedosejev 1996] BOBKOWSKI, R. ; FEDOSEJEV, R.:
Particel emission debris from a KrF laser-plasma x-ray source.
In: *Journal of Vacuum Science and Technology*
A14 (1996), Nr. 4, S. 1973
- [Bollanti u. a. 2003] BOLLANTI, S. ; E. BURATTINI, F. B. und ; FLORA, P. di Lazzaro and F. ;
GRILLI, A. ; LETARDI, T. ; LISI, N. ; MARINAI, A. ; MEZI, L. ; MURRA, D. ; ZHENG, C.:
High-efficiency clean EUV plasma source at 10-30 nm, driven by a long-pulse-width excimer laser.
In: *Applied Physics B*
76 (2003), S. 277–284
- [Breton und Papoular 1973] BRETON, C. ; PAPOULAR, R.:
Vacuum-uv radiation of laser-produced plasmas.
In: *Journal of the Optical Society of America*
63 (1973), Nr. 10, S. 1225–1232
- [Bridges u. a. 1986] BRIDGES, J. M. ; CROMER, C. L. ; MCILRATH, T. J.:
Investigations of a laser-produced plasma VUV light source.
In: *Applied Optics*
25 (1986), Nr. 13, S. 2208–2214
- [Carroll und Kennedy 1981] CARROLL, P. K. ; KENNEDY, E. T.:
Laser-Produced Plasmas.
In: *Contemporary Physics*
22 (1981), Nr. 1, S. 61–96
- [Chao 2000] CHAO:
High resolution soft X-ray microscopy.
In: *SPIE*
4146 (2000), S. 376–378
- [Codling und Madden 1964] CODLING, K. ; MADDEN, R. P.:
Optically observed inner shell electron excitation in neutral Kr and Xe.
In: *Phys. Rev. Lett.*
12 (1964), Nr. 4, S. 106–109
- [Colombant und Tonon 1973] COLOMBANT, D. ; TONON, G. F.:
X-ray emission in laser-produced plasmas.
In: *Journal of Applied Physics*
44 (1973), Nr. 8, S. 3524–3537

- [Cooper 1966] COOPER, J.:
Plasma Spectroscopy.
In: *Rep. Prog. Phys.*
29 (1966), S. 35–130
- [Curbis u. a. 2005] CURBIS, F. ; ALLARIA, E. ; DANAILOV, M. ; NINNO, G. D. ; DIVIACCO, B. ; MARSI, M. ; TROVÒ, M. ; GÜNSTER, S. ; RISTAU, D.:
Operation Of The European FEL At Elettra Below 190 nm: A Tunable Laser Source For VUV Spectroscopy.
In: *Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference*, 2005
- [Döhring 1993] DÖHRING, T.:
Das laserinduzierte Plasma - eine Röntgenlichtquelle, Universität Bielefeld, Dissertation, 1993
- [Eden 2004] EDEN, J. G.:
High-order harmonic generation and other intense optical field-matter interactions: review of recent experimental and theoretical advances.
In: *Progress in Quantum Electronics*
28 (2004), S. 197–246
- [Egbert und Chichkov 2006] EGBERT, A. ; CHICHKOV, B. N. ; BAKSHI, V. (Hrsg.):
EUV Sources for Lithography.
SPIE Press, Bellingham, Washington, 2006. –
823–840 S. –
ISBN 0-8194-5845-7
- [Egbert u. a. 2002a] EGBERT, A. ; CHICHKOV, B. N. ; FALLNICH, C. ; ZIMMERMANN, S. ; REINHOLD, A.:
Femtosecond Laser-Driven X-Ray Tube.
In: *Optical Engineering*
41 (2002), S. 2658–2667
- [Egbert u. a. 2002b] EGBERT, A. ; OSTENDORF, A. ; CHICHKOV, B. N. ; MISSALLA, T. ; SCHÜRMAN, M. C. ; GÄBEL, K. ; SCHRIEVER, G. ; STAMM, U.:
Compact Electron-Driven EUV Source.
In: *Lambda Highlights*
No.61 (2002), S. 6–8
- [Fano 1961] FANO, U.:
Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts.
In: *Physical Review*
124 (1961), Nr. 6, S. 1866–1878
- [Feigl 2000] FEIGL, T.:
Struktur und Eigenschaften von Schichtsystemen für den EUV-Spektralbereich, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 2000

- [Fischer u. a. 1986] FISCHER, J. ; KÜHNE, M. ; WENDE, B.:
Laser-Produced Plasmas as Radiometric Transfer-Standard Sources for the Vacuum-Ultraviolet and the Soft-X-ray Range.
In: *Metrologia*
23 (1986), S. 179–186
- [Gerthsen und Meschede 2003] GERTHSEN, C. ; MESCHEDER, D.:
Gerthsen Physik.
Springer, Berlin, 2003
- [Griem 1964] GRIEM, H. R.:
Plasma Spectroscopy.
New York : McGraw-Hill, 1964
- [Griem 1997] GRIEM, H. R.:
Principles of Plasma Spectroscopy.
Cambridge University Press, 1997
- [Haessner 1999] HAESSNER, R. O.:
Messung von Plasmaeigenschaften im Grenzbereich von stark und schwach gekoppelten Plasmen, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 1999
- [Hanna u. a. 1979] HANNA, D. C. ; YURATICH, M. A. ; COTTER, D.:
Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules.
Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 1979
- [Hauer und Baldis 1989] HAUER, A. A. ; BALDIS, H. A. ; RADZIEMSKY, L. J. (Hrsg.) ; CREMERS, D. A. (Hrsg.):
Laser-Induced Plasmas and Applications.
New York : Marcel Dekker Inc., 1989
- [He 1990] HE, Hong:
Erzeugung von kurzlebigen Röntgenplasmen mit einem kleinen modengekoppelten Nd:YAG-Laser und deren Untersuchung, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 1990
- [Hooker 1997] HOOKER, S. M.:
Light at the end of the tunnel? - Femtosecond Pulses Excite Short Wavelength Lasers.
In: *Optics and Photonics News*
(1997), S. 21
- [Hughes 1975] HUGHES, T. P.:
Plasmas and Laser Light.
Adam Hilger Limited, 1975
- [Illberg und Geschke 1994] ILLBERG, W. ; GESCHKE, D.:
Physikalisches Praktikum.
B. G. Teubner, 1994

- [Jin 1995] JIN, F.:
Advanced Laser Plasma EUV Source, University of Central Florida, Dissertation, 1995
- [King u. a. 1977] KING, G. C. ; TRONC, M. ; READ, F. H. ; BRADFORD, R. C.:
An investigation of the structure near the $L_{2,3}$ edges of argon, the $M_{4,5}$ edges of krypton and the $N_{4,5}$ edges of xenon, using electron impact with high resolution.
In: *J. Phys. B*
10 (1977), Nr. 12), pages = 2479-2495,
- [Kipp u. a. 2001] KIPP, L. ; KALLÄNE, M. ; HARM, S. ; SKIBOWSKI, M. ; JOHNSON, R. L. ; SEEMANN, R.:
Imaging and focusing with photon sieves.
In: *Nature*
414 (2001), S. 184–188
- [Kishimoto 1985] KISHIMOTO, T.:
Absolute measurement of spectra emitted by laser-produced plasmas.
In: *Bericht MPQ 108 des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik*
(1985)
- [Kossmann u. a. 1988] KOSSMANN, H. ; KRÄSSIG, B. ; SCHMIDT, V.:
New determination of Beutler-Fano parameters for the $3s3p\ ^1P_1$ resonance in helium.
In: *J. Phys. B*
21 (1988), S. 1489–1497
- [Kranzusch und Mann 2001] KRANZUSCH, S. ; MANN, K.:
Spectral characterization of EUV radiation emitted from a laser-irradiated gas puff target.
In: *Optics Communications*
(2001), Nr. 12, S. 223–230
- [Kühne und Petzold 1988] KÜHNE, M. ; PETZOLD, H.-C.:
Soft x-ray radiation from laser-produced plasmas: characterization of radiation emission and its use in x-ray lithography.
In: *Applied Optics*
27 (1988), Nr. 18, S. 3926–3932
- [Litfin und Siegel 2000] LITFIN, G. ; SIEGEL, A.:
Deutsche Agenda Optische Technologien für das 21. Jahrhundert.
Lenkungskreis Optische Technologien für das 21. Jahrhundert, Mai 2000
- [van Loyen 2004] LOYEN, L. van:
Konzeption und Erprobung eines Labor-Reflektometersystems für Röntgenoptiken.
In: *Schlussbericht zum FuE-Vorhaben, FKZ-Nr. 13N7786 im Auftrag des BMBF*
(2004)
- [Marina 2004] MARINA, C.:
Untersuchungen an einer laserinduzierten breitbandigen EUV-Strahlungsquelle, Universität Hannover, Diplomarbeit, Juli 2004

- [Max 1981] MAX, C. E.:
Theory of the Coronal Plasma in Laser Fusion Targets.
In: *Lawrence Livermore National Lab. Report*
(1981), Nr. UCRL-53107
- [McWirth 1965] MCWIRTH, W. P.:
Plasma Diagnostic Techniques.
New York : Academic Press, 1965
- [Menzel 1996] MENZEL, T.:
Untersuchungen zur Röntgenemission von Plasmen, erzeugt mit einem Titan-Saphir-Hochleistungslaser, Institut für Quantenoptik der Universität Hannover, Diplomarbeit, 1996
- [Mchette und Buckley 1993] MICHETTE, A. G. ; BUCKLEY, C. J. ; BUCKLEY, C. J. (Hrsg.):
X-Ray Science and Technology.
Institute of Physics Publishing, Bristol, 1993
- [Nickles u. a. 2000] NICKLES, P. V. ; JANULEWICZ, K. A. ; SANDNER, W.:
Röntgenlaser auf dem Weg zu Tabletop-Systemen.
In: *Physikalische Blätter*
56 (2000), Nr. 6, S. 43
- [Ready 1971] READY, J. F.:
Effects of High-Power Laser Radiation.
New York : Academic Press, 1971
- [Reif 1965] REIF, F.:
Fundamentals of Statistical and Thermal Physics.
New York : McGraw-Hill, 1965
- [Reinhardt] REINHARDT, C.:
unpublished
- [Rocca 1999] ROCCA, J. J.:
Table top Soft X-ray Lasers.
In: *Rev. Sci. Instrum.*
70 (1999), S. 3799–3827
- [Rosen u. a. 1979] ROSEN, M. D. ; PHILLION, D. W. ; RUPERT, V. C. ; MEAD, W. C. ;
KRUER, W. L. ; THOMSON, J. J. ; KORNBLUM, H. N. ; SLIVINSKY, V. W. ; CAPORASO,
G. J. ; BOYLE, M. J. ; TIRSELL, K. G.:
The interaction of 1.06 μm laser radiation with high Z disk targets.
In: *Physical Fluids*
22 (1979), Nr. 10, S. 2020–2031
- [Rost u. a. 1997] ROST, J. M. ; SCHULZ, K. ; DOMKE, M. ; KAINDL, G.:
Resonance parameters of photo doubly excited helium.

- In: *J. Phys B*
30 (1997), S. 4663–4694
- [Schoenlein u. a. 2000] SCHOENLEIN, R. W. ; CHATTOPADHYAY, S. ; CHONG, H. H. W. ; GLOVER, T. E. ; HEIMANN, P. A. ; LEEMANS, W. P. ; SHANK, C. V. ; ZHOLENTS, A. ; ZOLOTOREV, M.:
Generation of femtosecond X-ray pulses via laser-electron beam interaction.
In: *Applied Physics B*
71 (2000), S. 1–10
- [Schoenlein u. a. 1996] SCHOENLEIN, R. W. ; LEEMANS, W. P. ; CHIN, A. H. ; VOLFBEYN, P. ; GLOVER, T. E. ; BALLING, P. ; ZOLOTOREV, M. ; KIM, K.-J. ; CHATTOPADHYAY, S. ; SHANK, C. V.:
Femtosecond X-ray Pulses at 0.4 Å Generated by 90° Thomson Scattering: A Tool for Probing the Structural Dynamics of Materials.
In: *Science*
274 (1996), S. 236–238
- [Schriever 1998] SCHRIEVER, G.:
Laserproduzierte Plasmen als EUV-Strahlungsquelle, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Dissertation, 1998
- [Schürmann und Mißalla 2005] SCHÜRMAN, M. C. ; MISSALLA, T.:
Konzepte für die EUV Messtechnik zur Diagnostik und Charakterisierung von EUV Strahlungsquellen.
In: *Abschlussbericht*
(2005)
- [Schürmann u. a. 2002] SCHÜRMAN, M. C. ; MISSALLA, T. ; KLEIN, R. ; SCHOLZE, F. ; ULM, G. ; LEBERT, R. ; JUSCHKIN, L.:
Development of EUV Metrology: Spatial Resolved Absolute EUV Spectroscopy.
In: *Lambda Highlights*
No.61 (2002), S. 1–3
- [Schulz u. a. 1996] SCHULZ, K. ; KAINDL, G. ; DOMKE, M. ; BOZEK, J. D. ; HEIMANN, P. A. ; SCHLACHTER, A. S. ; ROST, J. M.:
Observation of New Rydberg Series and Resonances in Doubly Excited Helium at Ultrahigh Resolution.
In: *Phys. Rev. Let.*
77 (1996), Nr. 15, S. 3086–3089
- [Schwanda 1988] SCHWANDA, W.:
Erzeugung weicher Röntgenstrahlung durch kurze Laserpulse.
In: *Bericht MPQ 135 des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik*
(1988)

- [Sigel und Tonon 1973] SIGEL, D. ; TONON, G. F.:
X-ray emission in laser produced plasmas.
In: *Journal of Applied Physics*
44 (1973), S. 3524
- [Sigel u. a. 1990] SIGEL, R. ; EIDMANN, K. ; LAVARENNE, F. ; SCHMALZ, R. F.:
Conversion of laser light into soft x-rays.
In: *Phys. Fluids B*
2 (1990), Nr. 1, S. 199–207
- [Silfvast u. a. 1992] SILFVAST, W. T. ; RICHARDSON, M. C. ; BENDER, H. ; HANZO, A. ;
YANOVSKY, V. ; JIN, F. ; THORPE, J.:
Laser-produced plasmas for soft x-ray projection lithography.
In: *J. Vac. Sci. and Technol.*
B10 (1992), S. 3126
- [Sánchez und Martin 1991] SÁNCHEZ, I. ; MARTIN, F.:
Photoionization of He above the n=2 threshold.
In: *Phys. Rev. A*
44 (1991), S. 7318–7334
- [Stamm u. a. 2002] STAMM, U. ; SCHWOERER, H. ; LEBERT, R.:
Strahlungsquellen für die Lithographie.
In: *Physik Journal*
(2002), Nr. 12, S. 33–39
- [Starke u. a. 2006] STARKE, K. ; BLASCHKE, H. ; JENSEN, L. ; NEVAS, S. ; RISTAU, D. ;
LEBERT, R. ; WIES, C. ; BAYER, A. ; BARKUSKY, F. ; MANN, K.:
Novel Compact Spectrophotometer for EUV-Optics Characterization.
In: KHOUNSARY, A. M. (Hrsg.) ; MORAWE, C. (Hrsg.): *Advances in X-Ray/EUV Optics,
Components and Applications* Bd. 6317, SPIE Press, 2006, S. 394
- [Weyl 1989] WEYL, G. M. ; RADZIEMSKY, L. J. (Hrsg.) ; CREMERS, D. A. (Hrsg.):
Laser-Induced Plasmas and Applications.
New York : Marcel Dekker Inc., 1989
- [Wintgen und Delande 1993] WINTGEN, D. ; DELANDE, D.:
Double photoexcitation of $^1P^0$ states in helium.
In: *J. Phys. B*
26 (1993), S. L399–L405

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden bereits vor ihrer Fertigstellung veröffentlicht in

L. Koch and B. Wellegehausen:

Development and Application of a Compact Broadband Laser-Plasma EUV Source

In: P. V. Nickles, K. A. Janulewicz (Hrsg.): X-Ray Lasers 2006

Springer Proceedings in Physics 115

10th international Conference on X-Ray Lasers 2006, August 20-25, 2006. Berlin, Deutschland

L. Koch and B. Wellegehausen:

Abschlussbericht des durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie geförderten Teilvorhabens "Breitbandige XUV-Strahlungsquelle" innerhalb des Verbundprojektes "Anwendungsnahe Analyseverfahren mittels XUV-Spektralphotometrie - SpeXUV" des Programms Förderung von innovativen Netzwerken - Innonet (Förderkennzeichen 16 IN 0211)

und auf verschiedenen (nationalen und internationalen) Konferenzen präsentiert.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Lothar Koch
geboren am 05.06.1973 in Munster

Schulbildung

1979 - 1983 Grundschule am Hanloh in Munster
1983 - 1985 Orientierungsstufe in Munster
1985 - 1993 Gymnasium am Süllberg in Munster
Abschluss: Abitur

Zivildienst

07/1993-09/1994 Zivildienst im DRK-Altenheim in Munster

Hochschulausbildung

1994 - 2003 Studium der Mathematik und Physik
 an der Leibniz Universität Hannover
03.04.2003 Abschluss des Studiums als Diplom-Physiker
04/2003 - 05/2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Quantenoptik
 der Leibniz Universität Hannover
seit 06/2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e.V.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Promotion haben viele Menschen mit beigetragen, sei es durch tatkräftige Unterstützung, hilfreiche Diskussionen oder das Zurverfügungstellen von Geräten oder Komponenten.

Diese Arbeit wurde am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover und am Laser Zentrum Hannover e.V. durchgeführt. Allen Mitarbeitern beider Institute möchte ich für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima danken.

Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. Bernd Wellegehausen für die Aufgabenstellung und die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen. Seine Unterstützung und Anteilnahme in allen Phasen dieses Projektes und stete Bereitschaft zu hilfreichen Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieses Projektes beigetragen.
- Herrn Dr. Detlev Ristau für die freundliche Aufnahme in die Abteilung Laserkomponenten des Laser Zentrums Hannover und die Möglichkeit, dort diese Arbeit fortzusetzen.
- Herrn Prof. Dr. Manfred Kock für die Betätigung als Korreferent und Prüfer und Herrn Prof. Dr. Uwe Morgner für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes
- Herrn Prof. Dr. Eberhard Tiemann und Herrn Dr. Horst Knöckel für die Diskussion der Beutler-Fano-Profilen
- den Kollegen aus der Arbeitsgruppe "Kurzwellige Laser" am Institut für Quantenoptik, Dr. Michael Born, Dr. Manuel Klug, Sven Passinger, Dr. Carsten Reinhardt, Axel Rühl, Dr. Valeriy Vorontsov für vieles
- den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt des Instituts für Quantenoptik, Herrn Heidekrüger, Herrn Witzlau, Herrn Dohm und Herrn Scholz für das Fertigen vieler Komponenten, nützliche Ratschläge und nette Gespräche

- den Sekretärinnen des Instituts, besonders Frau Pfennig für die gemeinsame Bewältigung der bürokratischen Aspekte dieses Projektes
- Prof. Dr. Uwe Morgner, Prof. Dr. Milutin Kovacev und Mirko Prijatelj für die angenehme Zusammenarbeit bei den Natriumexperimenten (in dieser Arbeit nicht beschrieben)
- Dr. Kai Starke und Holger Blaschke für die gute Kooperation in diesem Projekt, die gemeinsame Zeit im Labor und außerhalb, für die vielfältige Unterstützung, gute Ratschläge und Gespräche
- Marco Jupè und Heinrich Mädebach für das nette Büroklima und ihre große Hilfsbereitschaft
- Puja Kadkhoda, Marc Lappschies und Henrik Ehlers für ihre Beratung und Hilfe im Umgang mit Delphi, Labview und einigen Computerproblemen
- Dr. Stefan Günster für das kurzfristige Bereitstellen von beschichteten Substraten und Jürgen Kohlhaas für die Hilfe bei verschiedenen mechanischen Problemlösungen
- allen nicht namentlich genannten Mitarbeitern der Abteilung Laserkomponenten im Laser Zentrum für die wirklich gute Arbeitsatmosphäre
- Dr. André Egbert und Boris Tkatchenko für die Unterstützung bei der Absolutkalibrierung des Spektrums
- Herrn Gebauer für das Anfertigen der rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen
- den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt und der CO_2 -Laserschneidanlage des Laser Zentrums Hannover e.V. für das Anfertigen diverser Komponenten
- Herrn Prof. Dr. Norbert Langhoff und seinen Mitarbeitern vom Projektpartner IfG - Institute for Scientific Instruments GmbH danke ich für das teilweise kostenlose Überlassen von Polykapillarstrukturen für Experimente
- Herrn Dr. Torsten Feigl vom Fraunhofer-Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik für das kostenlose Bereitstellen von Multilayerspiegeln für Reflexionsmessungen
- Elke Grüne für die gründliche Suche nach orthographischen Fehlern im Manuskript
- meiner Familie für die Unterstützung während des Studiums und der Promotion