

Über die dimensionelle Charakterisierung von  
Gitterstrukturen auf Fotomasken mit einem  
neuartigen DUV-Scatterometer

Von der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der  
Friedrich-Schiller-Universität Jena zur Erlangung des  
akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften  
genehmigte

**Dissertation**

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Matthias Wurm  
aus Olpe

Braunschweig 2008

Gutachter:

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann, Jena
2. Prof. Dr. Richard Kowarschik, Jena
3. Dr. Fritz Riehle, Braunschweig

eingereicht am: 10. Juli 2008  
Tag der mündlichen Prüfung: 11. November 2008

# Widmung

Für meine Familie



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Mikroskopische Verfahren . . . . .	2
1.2	Notwendigkeit für ein alternatives Verfahren . . . . .	4
1.3	Optische Scatterometrie . . . . .	7
1.3.1	Klassifizierung scatterometrischer Verfahren . . . . .	7
1.3.2	Metrologische Nutzung der Scatterometrie . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Konzeption eines Scatterometers für die Metrologie</b>	<b>11</b>
<b>3</b>	<b>Das neuartige DUV-Scatterometer</b>	<b>16</b>
3.1	Das Lasersystem . . . . .	18
3.2	Strahlaufbereitung . . . . .	20
3.3	Die Probenpositioniereinheit . . . . .	25
3.4	Die Detektoreinheit . . . . .	26
3.5	Messdatenerfassung . . . . .	27
3.6	Das Drei-Ebenen-Konzept . . . . .	28
3.6.1	Der optische Umlenkflit . . . . .	29
3.7	Grundjustage des Systems . . . . .	30
3.7.1	Kalibrierung der Verfahreinheiten . . . . .	30
3.7.2	Drehachsenjustage . . . . .	31
3.7.3	Strahljustage . . . . .	32
3.7.4	Probenjustage . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>34</b>
4.1	Mathematische Modellierung der Scatterometrie . . . . .	34
4.2	»Maxwell-Solver« zur Lösung des direkten Problems . . . . .	38
4.3	Numerische Lösung des inversen Problems . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Simulationen</b>	<b>42</b>
5.1	Design und Parametrisierung einer EUV-Maske . . . . .	42
5.2	Einfluss des EUV-Multi-Layers . . . . .	44

5.3	Sensitivität der DUV-Scatterometrie . . . . .	46
5.3.1	Sensitivitätsuntersuchungen bei Variation eines Parameters . . . . .	46
5.3.2	Sensitivitätsuntersuchungen bei Variation zweier Parameter . . . . .	48
5.4	Rekonstruktion der Gitterstruktur . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Experimente und Auswertungen</b>	<b>52</b>
6.1	Die Messobjekte . . . . .	52
6.2	Störeinflüsse durch Rückreflexe . . . . .	54
6.3	Messstrategie zur Bestimmung von Beugungseffizienzen . . . . .	55
6.4	Diffraktometrische Messung der Gitterperiode . . . . .	57
6.4.1	Unsicherheitbudget . . . . .	58
6.4.2	Beispielmessung . . . . .	61
6.5	Polarisationsmessungen an einer Chrom-auf-Glas-Maske . . . . .	61
6.6	Linienbreitenmessungen an einer Halbtonmaske . . . . .	66
6.7	Linienbreitenmessungen an einer EUV-Maske . . . . .	69
6.7.1	Bestimmung der optischen Parameter . . . . .	70
6.7.2	Ergebnisse . . . . .	71
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>77</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>80</b>
<b>A</b>	<b>Diskrete Fourier-Kurvendiskussion</b>	<b>87</b>
A.1	Numerische Lösung . . . . .	89
A.1.1	Bestimmung von Filterfunktionen . . . . .	91
A.1.2	Bestimmung der Güte . . . . .	92
A.2	Analytische Näherungslösung . . . . .	93
A.2.1	Bestimmung der Güte . . . . .	95
A.3	Anmerkungen . . . . .	95
	<b>Abkürzungen</b>	<b>98</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>100</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Vereinfachtes Modell des Gitterstrukturquerschnitts. . . . .	5
1.2	Grundprinzip eines Scatterometers. . . . .	7
2.1	Scatterometrische Verfahren . . . . .	13
3.1	Konstruktionszeichnung des Scatterometers . . . . .	17
3.2	Foto des Scatterometers . . . . .	17
3.3	Spektrum der Fundamentalwellenlänge des Lasersystems . . .	19
3.4	Profil des fokussierten Strahls . . . . .	20
3.5	Prinzip der Strahlaufbereitung . . . . .	21
3.6	Der Berek-Kompensator. . . . .	22
3.7	Dove-Prisma zur Abspaltung eines Referenzstrahls. . . . .	23
3.8	Der Rochon-Polarisator. . . . .	23
3.9	Die Probenpositioniereinheit . . . . .	25
3.10	Die drei Ebenen des Scatterometers . . . . .	28
3.11	Harmonischenseparation mithilfe von Brewster-Prismen . . . .	28
3.12	Strahlfallenblech und dessen Funktionsweise . . . . .	29
3.13	Schema des optischen Lifts. . . . .	30
3.14	Kalibrierkurven der Rotationstische . . . . .	31
3.15	Vorrichtung zur Strahljustage. . . . .	32
4.1	Das Koordinatensystem sowie die im Text erläuterten Größen zur Modellierung der Scatterometrie. . . . .	35
4.2	Profilmodellierung mit Trapezen . . . . .	40
5.1	Schema einer EUV-Maske . . . . .	43
5.2	Multilayer-Einfluss auf Scatterogramme im EUV . . . . .	45
5.3	Simulierte Reflexionsscatteogramme bei einer Wellenlänge von 193 nm. . . . .	45
5.4	Einfluss des ML auf DUV-Scatterogramme . . . . .	46
5.5	Sensitivität der DUV-Scatterometrie auf den Kantenwinkel . .	47

5.6	Sensitivität der DUV-Scatterometrie auf die Absorberschicht- höhe . . . . .	48
5.7	Zielfunktionale bei Variation verschiedener geometrischer Pa- rameter . . . . .	49
5.8	Zielfunktional in Abhängigkeit von top- und bottomCD . . . .	50
6.1	Profil des fokussierten Strahls . . . . .	54
6.2	Symmetriepunktes als Schätzwert für den Beugungswinkel . .	56
6.3	Bestimmung der Beugungseffizienz . . . . .	56
6.4	Einfluss der Beugungswinkelbestimmung auf die Unsicherheit der Gitterperiodenbestimmung . . . . .	61
6.5	Messung des Polarisationsgrades an einer CoG-Maske . . . . .	65
6.6	Zielfunktional mit Messdaten, die an einer Halbtonmaske er- mittelt wurden. . . . .	67
6.7	TopCD-Werte der Halbtonmaske . . . . .	68
6.8	Bestimmung der optischen Parameter und Schichtdicken an einer EUV-Maske . . . . .	70
6.9	Rekonstruktionsfreiheitsgrade bei der Auswertung von Scatte- rogrammen. . . . .	71
6.10	Vergleich der CD-Ergebnisse bei einer Strukturhöhe von 47 nm.	73
6.11	SEM-Bilder. Im Feld H4 lief der Ätzprozess nicht korrekt. . . .	73
6.12	Vergleich der Ergebnisse nach Abzug des jeweiligen Mittelwer- tes der Messreihe. . . . .	74
6.13	Vergleich der Ergebnisse für die bottomCD. . . . .	75
6.14	Vergleich der Ergebnisse für die topCD. . . . .	75
A.1	Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem . . . . .	90
A.2	Symmetriefilter . . . . .	92
A.3	Bestimmung des Maximums bzw. des Symmetriepunktes . . .	94
A.4	Symmetrie eines Gesichtes . . . . .	95

# Tabellenverzeichnis

1.1	Klassifizierung scatterometrischer Messmethoden. . . . .	8
3.1	Spezifikationen des Laser-Systems. . . . .	18
5.1	Optische und geometrische Parameter der EUV-Maske. . . . .	43
6.1	Größen zur Berechnung der Messwellenlänge unter Laborbedingungen gemäß der linearen Näherung der Edlén-Formel. . .	59
6.2	Unsicherheitsbudget für die diffraktometrische Messung der Gitterperiode. . . . .	62
6.3	Ergebnisse der Gitterperiodenmessungen. . . . .	63
6.4	Ergebnisse der Gitterrekonstruktionen. . . . .	68
6.5	Optische und geometrische Parameter der EUV-Maske. . . . .	69
A.1	Performance der analytischen und numerischen Methode. . . . .	97



# Kapitel 1

## Einleitung

Mikro- und nanostrukturierte Oberflächen haben gerade in den vergangenen Jahren eine weite Verbreitung in den unterschiedlichsten technologischen Bereichen erfahren. Die Anzahl der Anwendungsmöglichkeiten hat sich zum einen durch ein besseres physikalisches Verständnis solcher Funktionsflächen und zum anderen durch verbesserte Herstellungstechniken stark vergrößert. So lassen sich beispielsweise durch Strukturierung im Sub-Wellenlängenbereich die elektromagnetischen Eigenschaften gezielt modifizieren, um neuartige optische Wirkungen zu erzielen. Die wichtigsten Vertreter für solche »effektiven Medien« sind z. B. reflexionsmindernde Schichten auf der Basis nanostrukturierter Oberflächen [20, 65]. Durch die Strukturierung im Sub-Wellenlängenbereich erhält man einen – lateral gemittelt über den Bereich der Wellenlänge – kontinuierlichen Übergangsbereich des Brechungsindex’ von einem Medium in ein anderes (Mottenaugeneffekt). Ein weiteres Beispiel sind sogenannte Metamaterialien mit in der Natur nicht vorkommenden Brechungsindizes: z. B. Materialien mit negativem Brechungsindex [32].

Weitere Anwendungen mikro- und nanostrukturierter Oberflächen findet man in Bereichen der mikroelektromechanischen Systeme (MEMS) [48] bis hin zur Biosensorik (»Das Labor auf dem Chip«) [31].

Die gezielte Beeinflussung transmittierter oder reflektierter elektromagnetischer Strahlung über die Beugung an (periodisch) strukturierten Oberflächen wird bei den in den letzten Jahren ebenfalls zunehmend an Bedeutung gewinnenden diffraktiven optischen Elementen (DOE) ausgenutzt. Solche DOEs haben als miniaturisierte Optiken in Bereichen der Gebrauchs- und Unterhaltungselektronik z. B. in Mobiltelefonen oder Digitalkameras Einzug gehalten und zum Teil deren Realisierung überhaupt erst ermöglicht. Vielfach werden DOEs bereits als Massenprodukt in Form von Hologrammen zur Fälschungssicherung von z. B. Banknoten und Kreditkarten genutzt.

Historisch gesehen werden optische Beugungsgitter aufgrund ihrer starken Dispersion schon seit dem Ende des 19. Jahrhunderts vor allem in der Spektroskopie eingesetzt. Auch wurden speziell strukturierte Gitter, die sogenannten Blazegitter, zur Erhöhung einzelner Beugungseffizienzen schon sehr früh eingesetzt. In der Röntgenoptik finden Fresnel'sche-Zonenplatten ebenfalls schon sehr lange Anwendung.

Als eine besondere Form diffraktiver Optiken lassen sich die sogenannten »Fotolithographie-« oder »Fotomasken« interpretieren. Diese Masken sind zentrale Elemente in der Fotolithographie, einer Schlüsseltechnologie zur Realisierung von integrierten Schaltungen in der Mikroelektronik (Halbleiterindustrie). In der Halbleitertechnologie werden mittels des fotolithografischen Prozesses Strukturinformationen von der Fotomaske in einen auf einem Silizium-Wafer aufgetragenen Fotolack verkleinert übertragen und dort anschließend freigeätzt. Damit lassen sich schnell, effizient und reproduzierbar Strukturen mit Dimensionen bis weit in den Sub-100nm-Bereich produzieren. Die Strukturen auf den Fotomasken wiederum werden in der Regel in einem aufwendigeren Verfahren mittels Elektronenstrahlolithographie erzeugt.

Den genannten Beispielen ist gemeinsam, dass durch die Strukturierung der Oberflächen bestimmte Funktionalitäten erzielt werden, die sowohl durch die Materialparameter als auch durch die Dimensionen und Formen der Strukturen determiniert sind. So beeinflussen z. B. Form und Größe bei den in der Biosensorik eingesetzten Chips bestimmte chemische oder biologische Prozesse. Bei den Halbleiterstrukturen bestimmen die Querschnittsdimensionen der Silizium-Strukturen die Leitfähigkeit und damit die Funktionalität wie z. B. die Geschwindigkeit und die Wärmeentwicklung der elektronischen Schaltkreise.

Die dimensionelle Charakterisierung dieser funktionalen Oberflächen ist daher eine sehr wichtige metrologische Herausforderung mit einer großen Relevanz für Forschung, Technologie und die Gesellschaft. Zur Erfüllung dieser Aufgabe werden drei verschiedene mikroskopische Standardverfahren verwendet, die nun kurz vorgestellt werden.

## 1.1 Mikroskopische Verfahren

Bis vor wenigen Jahren wurden für dimensionelle Messungen der Strukturen auf Masken und Wafern überwiegend mikroskopische, d. h. vergrößernd abbildende Verfahren, eingesetzt. Je nach Wechselwirkung mit den zu messenden Strukturen kann man die verwendeten mikroskopischen Verfahren in drei Gruppen einteilen: Mikroskopie mit optischer Strahlung, Mikroskopie mit Elektronen (häufig verwendet wird die Rasterelektronenmikroskopie,

*engl.*: SEM, scanning electron microscopy) und die Rasterkraftmikroskopie (*engl.* AFM, atomic force microscopy).

Alle drei genannten, grundsätzlich unterschiedlichen mikroskopischen Verfahren liefern bei Strukturdimensionen von einigen 100 nm Messwerte, die innerhalb der jeweiligen Messunsicherheit übereinstimmen [30, 51]. Diese liegt für alle drei Verfahren in der Größenordnung von 10–20 nm.<sup>1</sup>

Die weiteren Vor- und Nachteile der genannten mikroskopischen Verfahren werden im Folgenden erläutert.

### **Rasterkraftmikroskopie**

Die Rasterkraftmikroskopie ist vergleichsweise langsam und aufwendig, so dass in der Regel nur sehr kleine Messfelder gemessen werden können. Sie bietet aber eine hohe Ortsauflösung von ca. 1 nm. Ferner ist die Wechselwirkung zwischen der benötigten Antastspitze und der zu messenden Struktur in relativ komplexer Weise von der Geometrie der Antastspitze und der Struktur selbst sowie von den Struktur- und Spitzenmaterialien abhängig. Schließlich ist der berührende Antastprozess nicht immer zerstörungsfrei für Spitze oder – im schlimmsten Fall – auch für die zu messende Struktur. Form und Größe der Antastspitze müssen daher während der Messungen regelmäßig überprüft werden. Aus diesen Gründen werden AFMs in der Halbleiterindustrie in der Regel nur für Stichprobenmessungen und zur Charakterisierung von Kantenprofilen eingesetzt.

### **Rasterelektronenmikroskopie**

Als Standardmesssystem wird in der Halbleiterindustrie das Elektronenmikroskop eingesetzt. Dieses Verfahren bietet neben der hohen Auflösung (auch ca. 1 nm) mittlerweile auch relativ hohe Messgeschwindigkeiten sowie eine akzeptable Prozessintegrierbarkeit. Nachteile der Elektronenmikroskopie sind zum einen elektrostatische Aufladungseffekte insbesondere an nicht leitenden Materialien wie z. B. an strukturiertem Fotolack. Dies bedingt häufig eine spezielle Präparation der Strukturen, wie etwa das Besputtern mit einer leitenden Metallschicht. Zum anderen erfolgt in der Regel eine gewisse Kontamination der gemessenen Strukturen durch die Anlagerung von Kohlenstoff, der aus an der Probenoberfläche gecrackten Kohlenwasserstoffen stammt.

Eine weitere Schwierigkeit besteht bei der Auswertung von SEM-Messdaten. Die Elektron-Struktur-Wechselwirkung ist sehr komplex, da

---

<sup>1</sup>Das NIST, das US-amerikanische Metrologieinstitut, spezifiziert für AFM-Strukturbreitenmessungen eine Messunsicherheit von 2 nm, allerdings nur für sehr spezielle Silizium-Strukturbreitenstandards [18].

sie auf einer Vielzahl von unterschiedlichen stochastischen Streuprozessen beruht, so dass für quantitative Messungen eine relativ aufwendige Modellierung notwendig ist. Dazu werden Monte-Carlo-Verfahren verwendet [28].

### **Optische Mikroskopie**

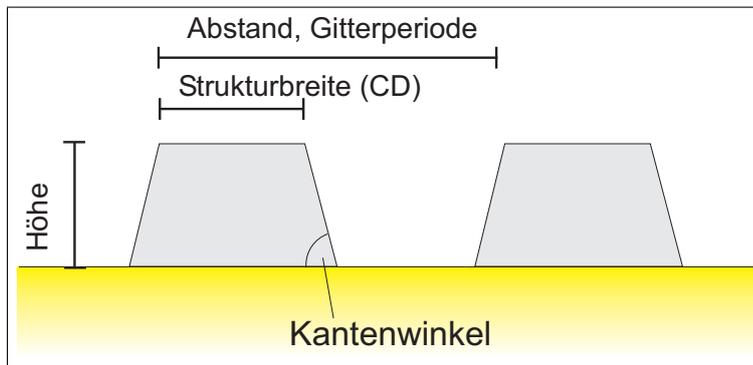
Im Vergleich zu rasternden Verfahren ist die optische Mikroskopie sehr schnell, da ein zweidimensionales Bild der Strukturen parallel aufgenommen wird. Die berührungslose Funktionsweise schont zudem das Messobjekt. Diese beiden Eigenschaften führen dazu, dass die optische Mikroskopie sich sehr gut in Entwicklungs-, Herstellungs- und Kontrollprozesse integrieren lässt. Aus metrologischer Sicht kommt ein weiterer Vorteil hinzu: Die zur Auswertung notwendige Theorie nach Maxwell ist vollständig und die Gleichungen können ohne Annahme von Näherungen beliebig genau gelöst werden. Ein wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass die optische Mikroskopie i. a. aufgrund der beugungslimitierten Auflösung, der sogenannten Abbe'schen Auflösungsgrenze [1, 2], auf Strukturdimensionen, die größer als etwa die halbe optische Wellenlänge sind, limitiert ist. Prinzipielle Ausnahmen bilden hier die STED-Mikroskopie (Stimulated Emission Depletion) [43], die jedoch nur auf fluoreszierenden oder fluoreszenzgefärbten Proben anwendbar ist, sowie das in der PTB entwickelte AGID-Verfahren (Alternating grazing incidence dark field) [12], mit dem etwa eine Auflösung von einem Viertel der Beleuchtungswellenlänge erreicht werden kann. Aufgrund der begrenzten Ortsauflösung wird die optische Mikroskopie bei der weiteren Verkleinerung der Strukturen auf Fotomasken in absehbarer Zeit an ihre Grenzen stoßen.

## **1.2 Notwendigkeit für ein alternatives optisches Verfahren**

Die Notwendigkeit für ein alternatives optisches Messverfahren zur dimensionellen Charakterisierung von strukturierten Oberflächen, wie sie insbesondere in der Halbleiterindustrie eingesetzt werden, leitet sich im Wesentlichen aus drei Gründen ab:

### **Beugungsbegrenzte Auflösung der optischen Mikroskopie**

In der Halbleiterlithographie werden die aktuellen Fertigungstechnologien nach der kleinsten Periode periodischer Strukturen, wie sie für die Speicherbausteine prozessiert werden, klassifiziert. Diese Klassifizierung erfolgt



**Abbildung 1.1:** Vereinfachtes Modell des Gitterstrukturquerschnitts.

durch ein Gremium der weltweiten Halbleiterindustrie, der ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors, [38]). Danach werden Elektronikbausteine höchster Güte zurzeit nach dem sogenannten 65-nm-Technologieknoten hergestellt. Das heißt, die minimale zu prozessierende halbe Gitterperiode und damit auch in etwa die Breite der Strukturen auf dem Wafer beträgt 65 nm. Die Strukturbreiten der kritischen Strukturen in logischen Bauelementen, die sogenannte physical gate length, ist sogar noch kleiner.

Auf den Fotomaschinen sind aufgrund der vierfach verkleinernden Abbildung im Lithographieprozess die minimalen Strukturbreiten zurzeit etwa 260 nm groß. Derzeit werden schon die Prozesstechnologien für den 45- und 32-nm-Knoten entwickelt, deren Realisierung für die Jahre 2010 bzw. 2013 vorgesehen ist. Die üblicherweise verwendeten Strukturen werden also in naher Zukunft auf etwa 130 nm schrumpfen. Mit der derzeit in der Industrie verfügbaren optischen Mikroskopie ist die dafür notwendige Auflösung nicht zu erreichen. Mit der aufwendigeren sogenannten Wasserimmersionsmikroskopie ist noch eine geringe Verbesserung der optischen Auflösung möglich [78]. Optische Mikroskope mit höheren Auflösungen (<100 nm) sind zwar in der Entwicklung, aber kommerziell noch nicht verfügbar.

### Dreidimensionale Charakterisierung der Strukturen

Bei Fotomaschinen waren bisher die dimensionellen Größen Strukturabstand und insbesondere die Strukturbreite (*engl.* critical dimension, CD) wesentliche, den lithografischen Prozess limitierende und somit die Funktionalität der elektronischen Schaltkreise bestimmende Messgrößen.

Mit stets kleiner werdenden Strukturen werden jedoch die relativen Einflüsse sämtlicher geometrischer Parameter des Strukturquerschnittsprofils

wie z. B. die Strukturhöhe, der Kantenwinkel oder Rauheit der dreidimensionalen Strukturen immer wichtiger (s. Abb. 1.1). Damit wächst in der Masken- und Wafermetrologie entsprechend auch der Bedarf nach einer vollständigen dreidimensionalen Charakterisierung der Strukturen. Dies ist jedoch mit der optischen Mikroskopie nur bedingt möglich; im Gegenteil: Genaue Messungen der Strukturbreite erfordern a priori Kenntnisse über z. B. den Kantenwinkel oder die Strukturhöhe.

### **Kreuzkalibrierstrategie**

Um systematische Messfehler der einzelnen mikroskopischen Messverfahren, die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt wurden, erkennen zu können, ist es sinnvoll, die Ergebnisse von verschiedenen Messverfahren miteinander zu vergleichen. Eine notwendige Bedingung für genaue Messungen ist, dass die Ergebnisse unterschiedlicher Messverfahren im Rahmen ihrer Messunsicherheiten übereinstimmen. Daher verfolgt die PTB seit Jahren das Konzept, dimensionelle Messungen an mikro- und nanostrukturierten Oberflächen sowohl auf optischen, elektronenoptischen und kraftmikroskopischen Messungen abzustützen.

Die verschiedenen Messverfahren erlauben es, verschiedene Messgrößen unterschiedlich gut zu bestimmen. So ist beispielsweise ein AFM besonders geeignet, Strukturhöhen und Kantenprofile zu charakterisieren. Bei der Kombination der Messungen unterschiedlicher Messsysteme kann die so gewonnene Information in den modellbasierten Auswerteverfahren anderer Messmethoden gewinnbringend genutzt werden. In diesem Sinne wird in der PTB z. B. in der Maskenmetrologie eine solche Kreuzkalibrierstrategie sehr erfolgreich eingesetzt.

Wenn nun zukünftig in der Maskenmetrologie die optische Mikroskopie aufgrund der oben genannten Probleme an Bedeutung verliert, fehlt ein wichtiger Bestandteil in dieser Kreuzkalibrierstrategie.

Aus diesen drei Gründen leitet sich sehr starker Bedarf an einer nicht-beugungsbegrenzten optischen Messtechnik mit erweiterten Messmöglichkeiten zur dreidimensionalen Charakterisierung ab. Damit ließe sich die Kreuzkalibrierstrategie fortsetzen. Nicht-abbildende optische scatterometrische Messverfahren bieten ein großes Potential zur Lösung dieses Problems.

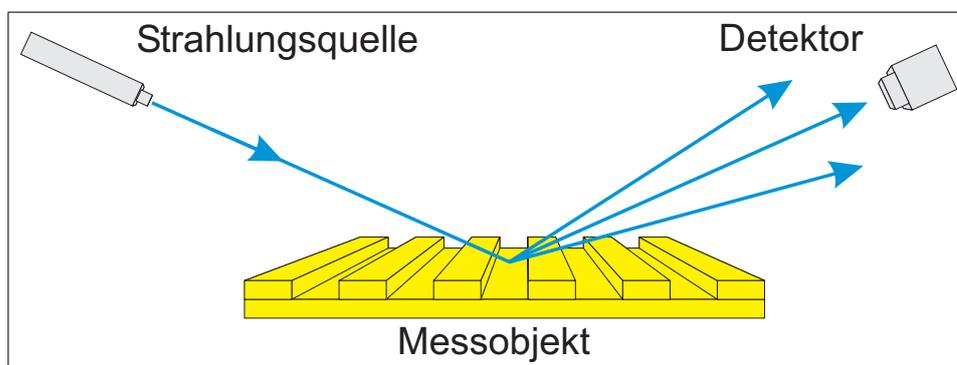


Abbildung 1.2: Grundprinzip eines Scatterometers.

## 1.3 Optische Scatterometrie

Ein Scatterometer ist ein Streulichtmessgerät. Damit werden eine oder mehrere Eigenschaften der an einer strukturierten oder unstrukturierten Oberfläche eines Messobjekts gestreuten elektromagnetischen Strahlung gemessen (siehe Abb. 1.2). Die Analyse dieser Eigenschaften erlaubt es dann, Rückschlüsse über die Eigenschaften der Probenoberflächen zu ziehen.

Streulichtmesstechniken sind ebenfalls etablierte Verfahren in der Partikelmesstechnik und dienen dort der dimensionellen Charakterisierung von Nanopartikeln. Die Größenverteilungen wird bis hinab in den Sub-100-nm-Bereich bestimmt [86]. Im Falle von stochastisch strukturierten Oberflächen wird Scatterometrie zur Charakterisierung von Oberflächenrauheiten genutzt [64].

Beim Übergang von stochastisch strukturierten zu geordnet strukturierten Oberflächen werden bestimmte Raumfrequenzen gegenüber anderen bevorzugt. Dies bewirkt eine Konzentration der gestreuten Strahlung in bestimmte Raumwinkel. Die kohärente Überlagerung einzelner Streuprozesse führt zu Beugungssignalen. Im Extremfall monofrequenter periodischer Strukturen, einem Beugungsgitter, erhält man ein diskretes Beugungsspektrum. Im Gegensatz zur »diffusen Streuung« an rauen Oberflächen, wird die Beugung dann als »gerichtete Streuung« aufgefasst. In beiden Fällen wird die Streulichtverteilungsfunktion als »Scatterogramm« bezeichnet.

### 1.3.1 Klassifizierung scatterometrischer Verfahren

Thema dieser Arbeit ist die Scatterometrie an periodisch strukturierten Oberflächen und damit verbunden also die Analyse der gerichteten Streuung. Unter dieser thematischen Beschränkung lässt sich dann die Scatterometrie

Untersuchte Eigenschaft der Strahlung	Bezeichnung des Messverfahrens	Goniometrische Messgröße ( $\theta$ -abhängig)	Spektroskopische Messgrößen ( $\lambda$ -abhängig)
Strahlungsenergie	Klassische Scatterometrie	$\eta_\theta(\theta')$	
	Reflektometrie	$R(\theta/2\theta)$	$R_{\theta/2\theta}(\lambda)$
	Pol.-abh. Scatterometrie	$R_{P,A}(\theta/2\theta), \eta_{P,A}(\theta')$	$R_{P,A,\theta/2\theta}(\lambda), R_{P,A,\theta=0}(\lambda)$
Polarisationszustand	Klassische Ellipsometrie	$\Delta(\theta/2\theta), \Psi(\theta/2\theta)$	$\Delta_{\theta/2\theta}(\lambda), \Delta_{\theta/2\theta}(\lambda)$
	Ellipsometrische Scatterometrie	$\Delta_\theta(\theta'), \Psi_\theta(\theta')$	
Ausbreitungsrichtung	Diffraktometrie	$\theta'$ (Ordnung)	

**Tabelle 1.1:** Klassifizierung scatterometrischer Messmethoden für die Untersuchung gerichteter Streuung. (Symbolerklärungen siehe Symbolverzeichnis auf Seite 100.)

als Oberbegriff über eine Vielzahl von unterschiedlichen optischen Messverfahren wie z. B. der Diffraktometrie, der Reflektometrie oder auch der Ellipsometrie, auffassen. In Tabelle 1.1 wird eine Klassifizierung scatterometrischer Messverfahren vorgestellt. Dabei wird nach der unabhängigen Messvariablen (Einfallswinkel und Wellenlänge) sowie nach der jeweils zu messenden Strahlungseigenschaft (Strahlungsenergie, Polarisationszustand und Ausbreitungsrichtung) kategorisiert.

Als nicht-abbildendes Verfahren ist die Scatterometrie mit ihren Untergruppen im Gegensatz zur optischen Mikroskopie prinzipiell durch die Abbe'sche Auflösungsgrenze, die für die Abbildung eines Gitters die Existenz mindestens zweier Beugungsordnung voraussetzt, nicht limitiert. In vielen Fällen reicht es aus, die stets existierende 0. Beugungsordnung, also die direkt reflektierte oder transmittierte elektromagnetische Strahlung, zu detektieren um daraus Informationen über die gemessene Oberfläche ableiten zu können. Dabei lässt sich insbesondere die Änderung des Polarisationszustandes der Strahlung nach Wechselwirkung mit der Probe zur Strukturcharakterisierung nutzen [84].

Bei der Auswertung solcher scatterometrisch gemessener Strahlungseigenschaften, wie der Strahlungsenergie, der Ausbreitungsrichtung oder

des Polarisationszustandes nach Wechselwirkung mit der Probe und der zusätzlichen Kenntnis der Eingangsstrahlungseigenschaften muss indirekt auf die Probenoberfläche geschlossen werden. Man bezeichnet deshalb scatterometrische Verfahren grundsätzlich als »indirekte Messverfahren«.

Zur Rekonstruktion der Probenoberfläche muss das »inverse Beugungsproblem« gelöst werden. Im Gegensatz zum »direkten Beugungsproblem«, bei dem die Eingangsstrahlungseigenschaften und die Probe bekannt sind und die Ausgangsstrahlungseigenschaften gesucht werden, ist das inverse Beugungsproblem i. a. nicht eindeutig lösbar, da die direkte mathematisch exakte Inversion in der Regel nicht möglich ist [Ausnahme siehe 21]. Stattdessen wird die Inversion typischerweise mittels eines nichtlinearen Optimierungsverfahrens approximiert. Diese Herangehensweise ist eng verwandt mit Optimierungsproblemen, wie sie bei der Entwicklung diffraktiver Optiken auftauchen. Bei der Entwicklung diffraktiver Optiken wird nach einer ausreichend guten Lösung gesucht. Bei der Scatterometrie wird hingegen versucht, der wahren Lösung im Rahmen des geometrischen Modells möglichst nahe zu kommen.

### 1.3.2 Metrologische Nutzung der Scatterometrie

Aus messtechnischer Sicht bietet die Scatterometrie die allgemeinen Vorteile optischer Messverfahren: sie ist schnell, arbeitet berührungslos und kontaminationsarm und bietet eine hohe Prozessintegrität. Deshalb sind Scatterometer im Sinne der Kategorisierung aus Tabelle 1.1 seit vielen Jahren in der Halbleiterindustrie im Bereich der Prozesskontrolle und -optimierung bei der Waferherstellung etabliert. Es handelt sich dabei meist um spektroskopische Ellipsometer oder Reflektometer. In diesem Einsatzgebiet reicht allerdings in der Regel die Detektion von relativen Änderungen aus. Kalibrierungen der Messergebnisse erfolgen, wenn überhaupt, durch Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messverfahren (i. a. mit Messergebnissen eines SEMs) und durch eine nachträgliche einfache Korrektur eines Offsets. Als absolut messende Systeme werden Scatterometer in der Wafermetrologie bisher noch nicht eingesetzt.

Für Messungen an strukturierten Fotomasken werden Scatterometer erst seit wenigen Jahren in Betracht gezogen und genutzt. Überwiegend bisher jedoch ebenfalls für die Prozessentwicklung und -kontrolle.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>Derzeit gibt es drei kommerzielle Anbieter von scatterometrischen Maskenmesssystemen: n&k [56], Nanometrics [53] und Woolham [82]. Deren Spitzenprodukte sind allesamt ebenfalls spektroskopische Ellipsometer oder Abwandlungen davon.

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein neuartiges, absolut messendes Scatterometer zu metrologischen Zwecken entwickelt worden. Mit der Realisierung dieses Scatterometers ergeben sich folgende Zielstellungen:

- Etablierung der Scatterometrie als rückführbare absolut messendes metrologisches Messverfahren zur Charakterisierung periodischer Strukturen auf Fotomasken
- At-wavelength Charakterisierung von Fotomasken bei der heute genutzten Lithographiewellenlänge von 193 nm
- Untersuchung und Entwicklung geeigneter Auswerteverfahren mittels eines robusten, genauen und zuverlässigen Algorithmus' zur Lösung des inversen Beugungsproblems
- Charakterisierung der die Messunsicherheit limitierenden experimentellen und numerischen Randbedingungen
- Demonstration der Anwendbarkeit der Scatterometrie zur Metrologie auch an Fotomasken künftiger Technologie (13 nm Fotomasken)

Im nächsten Kapitel werden zunächst einige grundlegende Fragestellungen zur Konzeption eines Scatterometers für die Metrologie erörtert. Konstruktion, Realisierung und Charakterisierung dieses Systems werden in Kapitel 3 beschrieben. Nach der Behandlung der theoretischen Grundlagen und der Vorstellung von Sensitivitätsuntersuchungen anhand von Simulationsrechnungen werden Experimente und deren Auswertung an drei verschiedenen Fotomaskentypen vorgestellt. Dabei wird die Funktionalität des Systems sowie die in Kooperation mit dem Weierstraß-Institut für angewandte Analysis und Stochastik (WIAS) in Berlin entstandene Algorithmik zur Lösung des inversen Beugungsproblems demonstriert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse.

# Kapitel 2

## Konzeption eines Scatterometers für die Metrologie

Viele kommerzielle scatterometrische Messsysteme sind spektroskopische Systeme, d. h. sie arbeiten mit der Wellenlänge der verwendeten Strahlung als unabhängige Variable. Alternativ dazu kann auch der Einfallswinkel der Strahlung variiert werden. Besteht zudem die Möglichkeit, auch unter verschiedenen Ausfallswinkeln die Strahlung nach der Wechselwirkung mit dem Messobjekt zu detektieren, so handelt es sich um ein goniometrisches Messsystem.

Gilt es unter metrologischen Aspekten, einen Messplatz zu konzipieren, so hat die rückführbare Bestimmung der Messgrößen auf die Basiseinheiten des SI-Systems sowie die Minimierung der Messunsicherheit höchste Priorität. Bei der Konzeption eines Scatterometers stellt sich dann zunächst die Frage, welcher Gerätetyp – ein goniometrisches oder ein spektroskopisches Scatterometer – unter metrologischen Gesichtspunkten das größere Potential bietet.

Dem Anspruch, eine geringe Messunsicherheit bei der Bestimmung der geometrischen Strukturparameter zu erzielen, ist mit einem spektroskopischen Scatterometer schwerer gerecht zu werden, da zur Auswertung spektroskopischer Messdaten die Kenntnis der optischen Materialparameter über den gesamten benutzten Spektralbereich benötigt wird. Diese Kenntnis ist stets mit einer gewissen Unsicherheit verbunden, die direkt mit in die Unsicherheit zur Bestimmung der geometrischen Parameter mit eingeht. Häufig sind die genauen optischen Parameter der zu untersuchenden Materialien nicht genau bekannt und müssen zunächst einmal separat gemessen werden (vergl. 6.7). Bei einem goniometrischen Scatterometer, das in guter Näherung

mit monochromatischer Strahlung arbeitet, kann dieser Unsicherheitsfaktor deutlich reduziert werden, da hier die Werte des komplexwertigen Brechungsindex' ( $n$  und  $k$ ) nur bei der Arbeitswellenlänge benötigt werden.

Aus Sicht der Auswertung kommt eine weitere Schwierigkeit beim spektroskopischen Scatterometer hinzu: Die Programme (sogenannte Maxwell-Solver), die zur Simulation und Auswertung der Messdaten benötigt werden, können stets nur für eine Wellenlänge die Maxwell-Gleichungen, die den Wechselwirkungsprozess der Strahlung mit der Probe beschreiben (vergl. Kapitel 4), lösen. Für die Auswertung wären also sehr viele der üblicherweise sehr speicher- und zeitintensiven Berechnungen notwendig. Hinzu kommt, dass bei der spektroskopischen Scatterometrie, bei der stets nur die 0. Beugungsordnung gemessen wird, ein Großteil der durch die Simulation zwangsläufig erhaltenen Informationen über die von null verschiedenen Beugungsordnungen nicht genutzt werden kann. Die benötigte Rechen- und Auswertzeit ist also bei spektroskopischen Scatterometern prinzipiell größer als bei goniometrischen Systemen.<sup>1</sup> Weiterhin arbeiten spektroskopische Systeme in der Regel mit einem festen Einfallswinkel. Anhand von Sensitivitätsuntersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Sensitivität der Messverfahren insbesondere für Kantenwinkel- oder Kantenprofiländerungen sehr stark vom verwendeten Einfallswinkel abhängt und damit bei goniometrischen Systemen durch die Wahl der entsprechenden Messgeometrien optimiert werden kann [34].

Andererseits benötigen goniometrische Scatterometer im Vergleich zu spektroskopischen viel mehr bewegliche Komponenten wie Rotations- und Lineartische. Daraus ergibt sich, dass der Justageaufwand beim goniometrischen Scatterometer deutlich höher ist als der des spektroskopischen Scatterometers. Aus diesem Grund sind kommerzielle Systeme, wie sie in der Industrie z. B. für die Prozesskontrolle eingesetzt werden, ausschließlich spektroskopische Scatterometer.

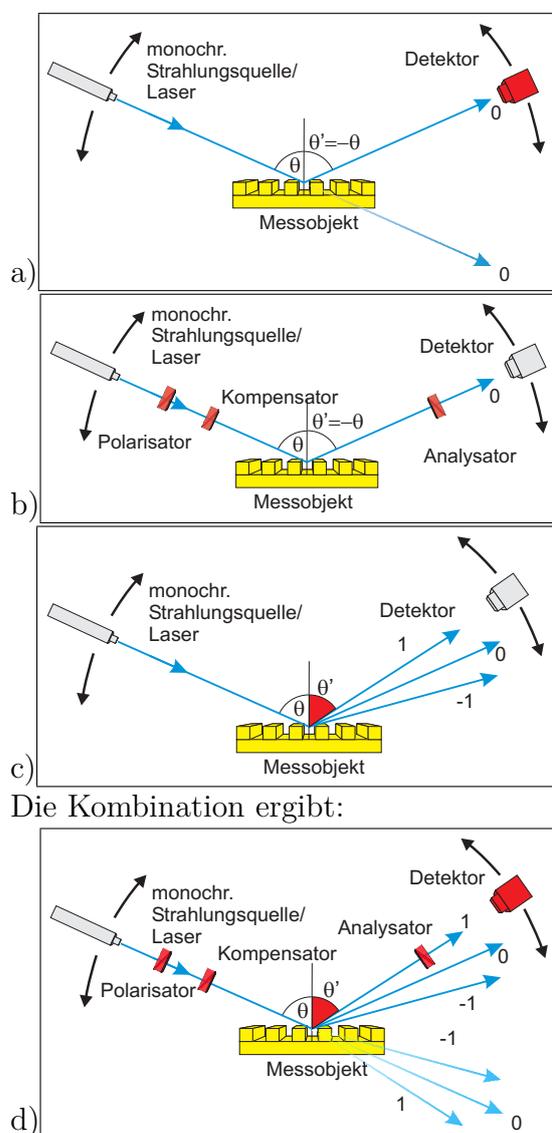
Da aus metrologischer Sicht jedoch eine Minimierung der Messunsicherheit im Vordergrund steht, die benötigte Messzeit von geringerer Priorität ist als bei durchsatzorientierten Industrieapplikationen, wurde die Entscheidung getroffen, im Rahmen dieser Arbeit ein goniometrisches Scatterometer zu entwickeln.

Es sei angemerkt, dass die drei kommerziellen Anbieter von scatterometrischen Maskenmesssysteme, n&k [56], Nanometrics [53] und Woolham

---

<sup>1</sup>Deshalb werden kommerzielle spektroskopische Scatterometer i. d. R. mit einer großen Datenbank von Simulationsdatensätzen vertrieben. Die Auswertung geschieht dann durch den Vergleich von Simulations- und Messdaten, ohne dass neue Simulationen gerechnet werden müssen. Die Auswertung kann dann sehr schnell sein, da die Berechnung der Simulationsdatensätze quasi ausgelagert wurde.

[82], jeweils ausschließlich spektroskopische messende Anlagen anbieten, sich hier in dieser Frage also anders entschieden haben.



**Abbildung 2.1:** Von oben nach unten:

a) Typ **Transmission-/ Reflektometer:** In Abhängigkeit vom Einfallswinkel wird die transmittierte/reflektierte Strahlungsenergie gemessen.

b) Typ **Ellipsometer:** Mithilfe von Linearpolarisatoren (Polarisator/Analysator) und einem optischen Retardierer (Kompensator) wird der Polarisationszustand vor der Wechselwirkung mit dem Messobjekt festgelegt und nach der Wechselwirkung bestimmt.

c) Typ **Diffraktometer:** Drehgeber werden für die genaue Bestimmung des Einfalls  $\theta$  und des Ausfallswinkels  $\theta'$  benötigt.

d) Prinzip des neuen **Scatterometers:** Alle wesentlichen Komponenten der goniometrischen Standardtechniken können in einem Gerät vereinigt werden.

Im Abschnitt 1.3.1 wurden die verschiedenen scatterometrischen Verfahren klassifiziert (siehe Tabelle 1.1). Die Abbildungen 2.1.a-2.1.c zeigen für die nach den Messgrößen Strahlungsenergie, Polarisationszustand und Ausbreitungsrichtung unterschiedenen Messprinzipien Reflektometrie, Ellipsometrie und Diffraktometrie. Tatsächlich schließen sich die verschiedenen Messprinzipien nicht gegenseitig aus, sondern lassen sich zu dem in Abbildung 2.1.d skizzierten Prinzip kombinieren. Es ist sogar so, dass die Messvariable des einen

Prinzips einen Messparameter oder eine Hilfsvariable des anderen darstellt. So ist z. B. für die Messung des Ausbreitungswinkels auch ein Fotodetektor oder für die Messung des Polarisationszustandes sowohl ein Fotodetektor als auch ein Rotationstisch notwendig.

Bei der hier umgesetzten Kombination der einzelnen Messprinzipien zu einem Aufbau wurden für alle drei Messgrößen höchstwertige, hausintern kalibrierbare Komponenten<sup>2</sup> eingesetzt, so dass stets sowohl die Stell- als auch die Messgrößen mit einer hohen Auflösung und geringen Unsicherheit bestimmt werden können. Somit können sämtliche scatterometrischen Techniken, die auf einem goniometrischen Messsystem basieren, realisiert werden. Auf die einzelnen Komponenten wird im Kapitel 3 näher eingegangen.

### Technische Randbedingungen

Aus dem Verhältnis der Gitterkonstanten des Messobjekts zur Messwellenlänge lässt sich die Anzahl der Beugungsordnungen ableiten (siehe Gittergleichung 4.10). Mit kleiner werdender Wellenlänge steigt die Anzahl der Beugungsordnungen und damit der Informationsgehalt über die zugrunde liegende Struktur, der dem Scatterogramm entnommen werden kann. Deshalb ist es für scatterometrische Messungen, bei denen allein die Beugungseffizienzen gemessen werden, sinnvoll mit einer kurzen Wellenlänge zu arbeiten.

Der kurzwelligste Spektralbereich, der zum einen keine technisch aufwändige und kostenintensive Vakuumumgebung voraussetzt und in dem zum anderen dispersive hochtransparente Glasoptiken eingesetzt werden können, ist das tiefe Ultraviolett (*engl.*: Deep Ultra Violet – DUV). Deshalb sollte die Strahlungsquelle für das Scatterometer diesen Spektralbereich abdecken.

Aus der Halbleiterindustrie kommt ein weiterer Wunsch: Der fotolithografische Prozess, zu dem die aktuellen Fotomasken eingesetzt werden, findet bei einer Wellenlänge von 193 nm statt. Deshalb ist es sinnvoll, exakt auch diese Wellenlänge realisieren zu können. Der besondere Vorteil liegt dann in der sogenannten at-wavelength-Metrologie, bei der das Messobjekt mit der Einsatzwellenlänge vermessen wird. So lassen sich zum Beispiel über die scatterometrischen Messungen hinaus auch Polarisations- bzw. Depolarisationseffekte studieren oder die Brechungsindizes neuer oder unbekannter Materialien bestimmen. Beides wurde bereits erfolgreich ausgeführt (siehe Kapitel 6). Ebenfalls ist es sinnvoll und wünschenswert, bei vielen verschiedenen Wellenlängen eines großen Spektralbereichs Scatterometrie betreiben zu können. Denn zum einen lassen sich so zu einem Messobjekt viele Messdatensätze erzeugen, die dann eine hohen Redundanz beinhalten (dies ist essentiell,

---

<sup>2</sup>Die Rotationstische sind bereits kalibriert.

um bei der Auswertung den Mehrdeutigkeitsbereich der möglichen Lösungen einschränken zu können) zum anderen lassen sich mit Wellenlängen aus dem sichtbaren oder IR-Spektralbereich auch DUV-Fotolacke untersuchen, ohne sie dabei zu belichten.

Die Realisierung eines neuartigen Scatterometers unter den genannten Randbedingungen wird im nächsten Kapitel detailliert beschrieben.

# Kapitel 3

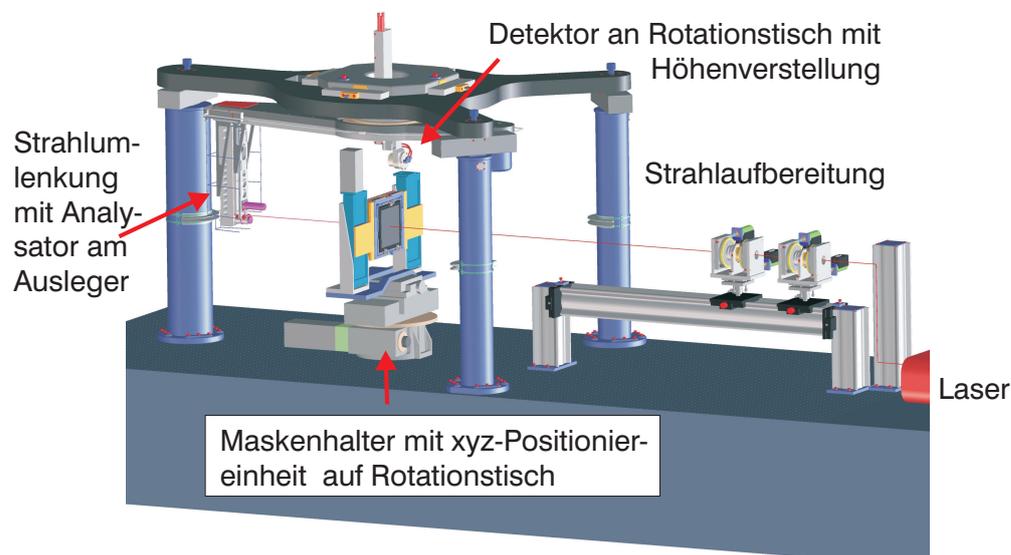
## Das neuartige DUV-Scatterometer

In diesem Kapitel soll das neue Scatterometer in seinen Details vorgestellt werden. Da es hauptsächlich mit einer Arbeitswellenlänge von 193 nm, also im sogenannten tiefen ultravioletten Spektralbereich (engl.: deep ultraviolet) betrieben wird, soll das Gerät als DUV-Scatterometer bezeichnet werden.

Ziel der Konzeption des DUV-Scatterometers war es, ein möglichst vielseitiges, robustes Gerät zu entwickeln, das aktuellen und künftigen Ansprüchen der Halbleiterindustrie und der optischen Industrie bei der Vermessung von Mikro- und Nanostrukturen genügt (siehe Abschnitt 1.2). Es galt stets die Maxime: »Fehlervermeidung kommt vor Fehlerkompensierung«. Deshalb wurden auch zu Standardproblemen wie z. B. der Streulichtunterdrückung oder der Abspaltung eines Referenzstrahls teilweise ungewöhnliche Ideen umgesetzt.

Auf die schematische Zeichnung und das Foto der Anlage in Abbildung 3.1 bzw. 3.2 auf der nächsten Seite kann beim Lesen dieses Kapitel stets zurückgegriffen werden. Das Kapitel folgt zunächst thematisch dem Strahlengang: Beginnend mit der Strahlungsquelle, dem Lasersystem, über die Strahlaufbereitung und der Probenpositioniereinheit zur Detektoreinheit. Das Kapitel wird mit einem Abschnitt über das Konzept zur Reduzierung von Störlichteinflüssen und einem Abschnitt zur Justage des Systems abgeschlossen.

Das experimentelle und technische Konzept ist komplett in der PTB entwickelt und auch umgesetzt worden.



**Abbildung 3.1:** Konstruktionszeichnung des Scatterometers mit den wesentlichen Baugruppen. Ein Hauptunterscheidungsmerkmal zu anderen Aufbauten stellt der dreibeinige Überbau dar, der den Detektor mitsamt seiner Rotations-einheit sowie der Strahlumlenkung hält.



**Abbildung 3.2:** Das Scatterometer. Zusätzlich zur dargestellten Einhausung wurde mittlerweile eine Reinraumzelle mit einer Laminarströmungseinheit aufgebaut. Diese wurde mit einer Stickstoffspülung kombiniert, so dass in einer Stickstoffumgebung unter Reinraumbedingungen gemessen werden kann (Reinraumklasse ISO 3-4 nach ISO 14644-1 [39]).

Harmonische	Wellenlänge [nm]	Leistung <sup>a</sup> [mW]	Spektrale Breite [GHz]	Kohärenz- länge [mm]
1.	772-840	1000	4	75
2.	386-420	300	10	30
3.	257-280	50	23	13
4.	193-210	3	30	10

Repetitionsrate	5 kHz	
Pulsbreite	>20 ns	<sup>a</sup> durchschnittliche cw-äquivalente Ausgangsleistung im angegebenen Spektralbereich.
räumliche Mode	TEM <sub>00</sub>	
Leistungsstabilität	<3% rms	

Tabelle 3.1: Spezifikationen des Laser-Systems.

### 3.1 Das Lasersystem

Die wichtigste Aufgabe des Scatterometers besteht in der dimensionellen Charakterisierung von Gitterstrukturen. Zur Erfüllung dieser Aufgabe ist es nicht notwendig, sich auf eine Arbeitswellenlänge festzulegen. Um der Halbleiterindustrie jedoch noch weitere interessante Messmöglichkeiten anzubieten, ist es sinnvoll, bei der zur Fotolithographie verwendeten Wellenlänge von 193 nm messfähig zu sein. Im Rahmen der sogenannten at-wavelength-Metrologie können dann z. B. Polarisationsmessungen oder Brechungsindexbestimmungen durchgeführt werden. Darüber hinaus ist es sinnvoll, möglichst viele Messwellenlängen über einen großen Spektralbereich zur Verfügung zu haben. Deshalb fiel die Entscheidung auf ein kommerzielles Lasersystem der Firma Coherent: Das Indigo-S System mit der Erweiterung des Spektralbereichs um die zweite, dritte und vierte Harmonische [17]. Dieser Festkörperlaser basiert auf einem titandotierten Saphirkristall (Ti:Sa, Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) als Oszillator. Ti:Sa-Kristalle weisen ein breites Absorptions- und Emissionsspektrum auf, weshalb sie häufig in Kurz- (ps) und Ultrakurzpulssystemen (fs) eingesetzt werden. Das Absorptionsspektrum reicht von ca. 400 bis 600 nm mit einem Maximum bei etwa 500 nm. In diesem Bereich wird der Kristall optisch gepumpt: Ein frequenzverdoppelter Nd:YLF-Laser (Nd:LiYF<sub>4</sub>), mit einer Wellenlänge von 527 nm, sorgt für die Besetzungsinversion. Diese zerfällt mit einer Lebensdauer von  $\tau = 3,2 \mu\text{s}$ . Das breite Emissionsspektrum von Ti:Sa (ca. 600-1070 nm mit einem Maximum bei ca. 800 nm) wiederum ist nicht nur bei der Realisierung von Kurzpulslasern von Vorteil. Es kann ebenso zur Realisierung schmalbandiger durchstimmbarer Lasersysteme – wie dem hier eingesetzten – genutzt werden. Hinzu kommt die hohe Ausgangsleistung im

NIR. Diese ermöglicht die (nichtlineare) Erzeugung höherer Harmonischer mit ebenfalls hoher Leistung. Bei der Arbeitswellenlänge von 193 nm wird noch eine Ausgangsleistung von ca. 1,7 mW erreicht. Weitere Spezifikationen sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Im Resonator kommen hochdispersive Prismen zum Einsatz. Diese begrenzen die Linienbreite des frei laufenden Oszillators auf eine Halbwertsbreite  $< 1$  nm. Um die in Tabelle 3.1 angegebenen schmalen Linienbreiten erreichen zu können, reicht dies jedoch noch nicht aus. Deshalb wurde herstellerseitig zur weiteren spektralen Einengung ein Etalon im Resonator eingesetzt.

Das Etalon hat in seiner Funktion als Interferenzfilter eine periodische Transferfunktion. Die Periode entspricht dem Modenabstand und kann über den freien Spektralbereich berechnet werden:

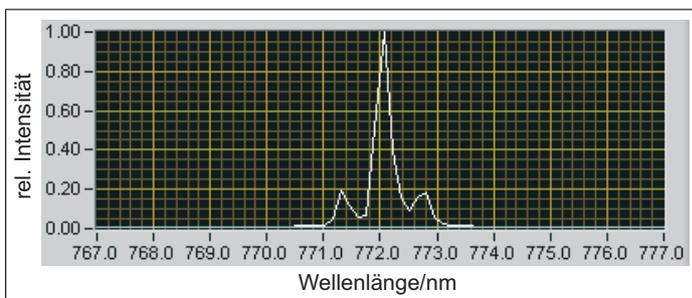
$$\Delta\nu_{FSB} = c/2nd. \quad (3.1)$$

Bei einer Zentralwellenlänge von  $\lambda = 772$  nm, deren vierte Harmonische dann bei 193 nm liegt, einer Etalondicke von  $d = 250$   $\mu\text{m}$  und einem Brechungsindex von  $n = 1,54$  ergibt sich ein spektraler Modenabstand von

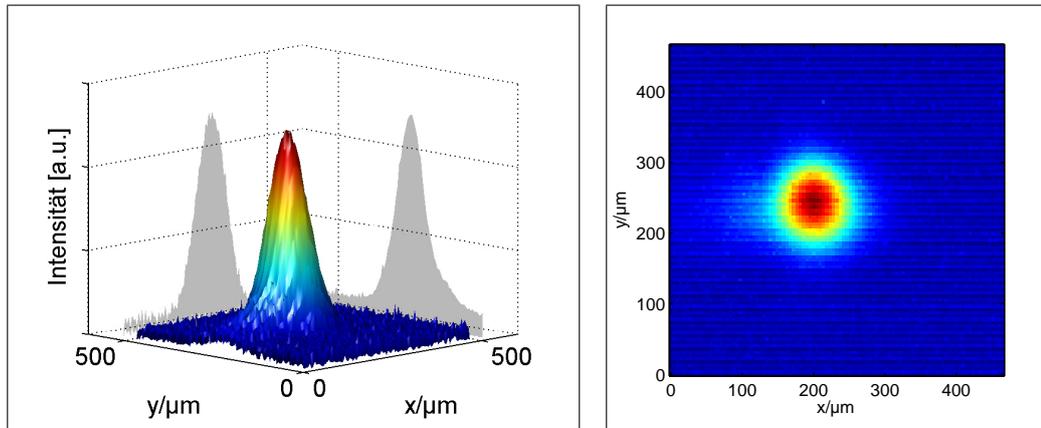
$$\Delta\lambda_{FSB} = \frac{\lambda^2}{2nd} = 0,77 \text{ nm}. \quad (3.2)$$

Diesen Modenabstand findet man im Spektrum der Fundamentalwellenlängen als Abstand der Maxima wieder (siehe Abb. 3.3). Bei der nichtlinearen Erzeugung höherer Harmonischer werden die Nebenmaxima im Vergleich zum Hauptmaximum unterdrückt. Bei der Erzeugung der vierten Harmonischen gehen sie von 20% auf  $0,2^4 = 0,16\%$  zurück. Da sie zudem bei der Beugung am Messobjekt spektral aufgelöst werden, gehen sie nur bei der Vermessung der nullten Beugungsordnung als – allerdings vernachlässigbarer – Störeinfluss ein.

Das Spektrum aus Abb. 3.3 wurde mit dem im System integrierten Spektrometer gemessen. Dessen geringe Auflösung von 0,5 nm erlaubt es nicht,



**Abbildung 3.3:** Das Spektrum der Fundamentalwellenlänge des Lasersystems. Die Zentralwellenlänge liegt bei 772 nm. Die der vierten Harmonischen liegt also bei 193 nm.



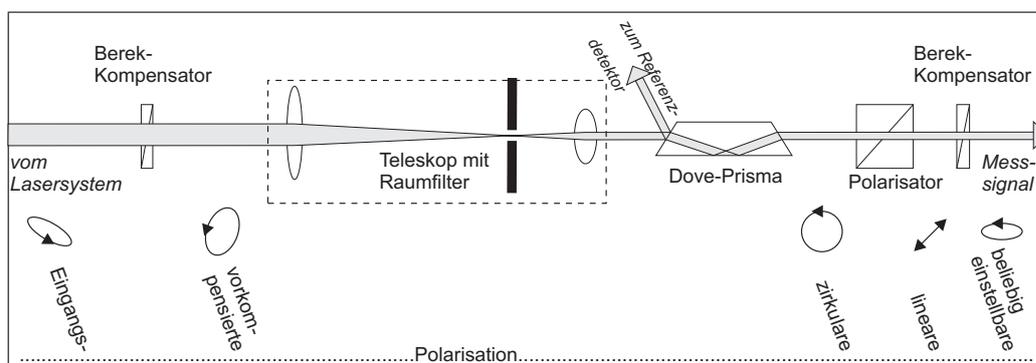
**Abbildung 3.4:** Profil des fokussierten Strahls: In guter Näherung kann das Profil durch eine reine  $TEM_{00}$ -Mode in Form einer Gauß-Funktion beschrieben werden,  $FWHM \approx 90 \mu\text{m}$ .

die der in Tabelle 3.1 angegebenen Frequenzbreite entsprechende Linienbreite von 10 pm zu vermessen.

Ist das zu vermessende Objekt von geringer lateraler Ausdehnung (z. B.  $\leq$  doppelten Strahldurchmesser), so ist es notwendig, den Strahl auf die Probe zu fokussieren (Brennweite ca. 1,10 m). Das so erhaltene Strahlprofil ist in Abbildung 3.4 dargestellt. In guter Näherung kann die Mode als reine  $TEM_{00}$ -Mode in Form einer Gauß-Funktion beschrieben werden. Insbesondere weist das Profil eine hohe (Spiegel-)Symmetrie auf (Symmetriegüte: 0,995; vergl. Anhang A, Gleichung A.15). Eine vorhandene Strahlprofilsymmetrie vereinfacht die Interpretation der Scatterogramme: Bei gegebener Strahlsymmetrie können Unsymmetrien zwischen den Scatterogrammen bei positiven und betragsmäßig gleichen negativen Einfallswinkeln nur von der Probe selbst herühren. Sind diese Scatterogramme jedoch ebenfalls symmetrisch, muss auch die Probe symmetrisch sein. Dies kann dann die Modellierung vereinfachen und den Auswerteaufwand reduzieren.

## 3.2 Strahlaufbereitung

Am Ausgang des Laser-Systems liegen die vier Harmonischen noch kollinear übereinander. Zur Separation der gewünschten Harmonischen werden zwei Brewster-Prismen eingesetzt. Die jeweils ungewünschten Harmonischen haben keine Möglichkeit, das Prismenpaar in Richtung der gewünschten Harmonischen zu passieren. Dennoch: sie verbleiben in derselben Ebene und könnten zu großen Störsignalen führen. Deshalb wird mittels einer Strahlumlenkung,



**Abbildung 3.5:** Draufsicht der Strahlaufbereitung. Der von Lasersystem kommende Strahl passiert nacheinander verschiedene optische Komponenten, die zur Definition der Polarisation und der Strahlform dienen. Im unteren Teil ist beispielhaft der Verlauf des Polarisationszustandes dargestellt.

bestehend aus zwei  $90^\circ$ -Prismen, der Strahl angehoben. In der Höhe, in der er sich nun befindet, findet auch die Wechselwirkung mit der Probe statt, deshalb soll diese Ebene als »Beugungsebene« bezeichnet werden.

In der Beugungsebene muss der Strahl zunächst aufbereitet werden. Dies geschieht in mehreren Schritten (s. Abb. 3.5):

1. Vordefinition der Polarisation
2. Profilformung des Strahls und Festlegung der Divergenz
3. Separation eines Referenzstrahls
4. Lineare Polarisierung
5. Gegebenenfalls: elliptische Polarisierung

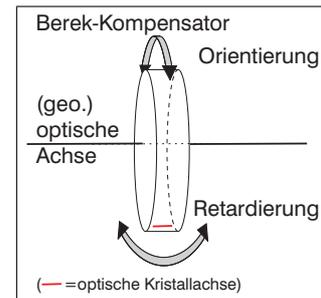
Zur Strahlaufbereitung werden hier selten verwendete optische Komponenten benutzt, die einer näheren Erläuterung bedürfen. Zur Vordefinition der Polarisation wird ein sogenannter Berek-Kompensator eingesetzt (nach M. Berek [6]). Dieser kann als variable, lineare Retardierungsplatte angesehen werden, die sich speziell bei monochromatischer Strahlung dazu eignet, jeden beliebigen Polarisationszustand des Lichtstrahls in einen anderen gewünschten Zustand zu transformieren. Er besteht aus einem doppelbrechenden  $\text{MgF}_2$ -Kristall. Dieser ist verkipp- (»Nicken«) und drehbar (»Rollen«) gelagert (siehe Abb. 3.6). Über diese beiden Freiheitsgrade kann die Phasenretardierung und die Orientierung realisiert werden.

$\text{MgF}_2$  hat eine tetragonale Kristallstruktur und ist demnach optisch einachsig. Es ist positiv einachsig, d. h. die Phasengeschwindigkeit des ordentlichen Strahls ist höher als die des außerordentlichen und die optische Kristallachse<sup>1</sup> fällt mit der langsamen Achse zusammen. Der Kristall ist so geschnitten, dass seine optische Kristallachse senkrecht zur Oberfläche steht. Nur bei senkrechter Inzidenz ist die Transmission also polarisationsunabhängig. In jedem anderen Fall ergibt sich eine vom Verkippwinkel abhängige Retardierung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl. Somit lässt sich der Berek-Kompensator auch – bei entsprechender Verkippung – als z. B.  $\lambda/2$ - oder  $\lambda/4$ -Platte betreiben. Dies gilt jedoch immer nur für eine Wellenlänge, da ordentlicher und außerordentlicher Brechungsindex wellenlängenabhängig sind (Sellmeier-Koeffizienten siehe [55]). Das  $\text{MgF}_2$  weist über den Spektralbereich von ca. 0,19-6,0  $\mu\text{m}$  einen Transmissionsgrad von größer 90% auf, deshalb kann der Berek-Kompensator über den ganzen Bereich, den das Ti:Sa-Lasersystem zur Verfügung stellt, eingesetzt werden.

Durch die zweite Justagemöglichkeit kann die Orientierung – wie von einer gewöhnlichen  $\lambda/2$ - oder  $\lambda/4$ -Platte her bekannt – eingestellt werden. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Berek-Kompensators findet sich in [55].

Der erste Berek-Kompensator wird für das Experiment so eingestellt, dass vor dem Linearpolarisator (viertes Element in der Strahlaufbereitung; Abb. 3.5) zirkular polarisiertes Licht vorliegt. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass das Verhältnis von durch den Polarisator transmittierter Strahlungsleistung zur am Referenzdetektor gemessenen Leistung bei einer festen Wellenlänge stets polarisationsunabhängig ist.

Zur Separation des Referenzstrahls wird ein Dove-Prisma aus Quarzglas eingesetzt, dessen Funktionsweise in Abbildung 3.7 veranschaulicht wird. Der an der Frontfläche reflektierte Strahl wird als Referenzsignal detektiert. Der transmittierte Strahl wird zur Basis hin gebrochen, dort total-reflektiert und beim Austritt wieder in seine ursprüngliche Richtung zurück gebrochen. Der Strahl wird hier gedreht, aber das ist hier ohne Bedeutung. Wichtig ist,



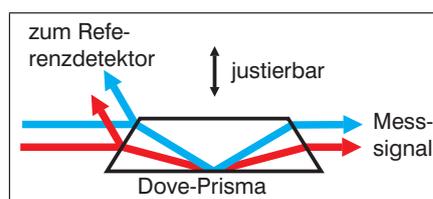
**Abbildung 3.6:** Der Berek-Kompensator.

<sup>1</sup>Der Terminus »optische Achse« ist bekanntermaßen doppelt belegt. In der geometrische Optik beschreibt er die Symmetrieachse eines optischen Elementes oder die gemeinsame Symmetrieachse mehrerer aufeinander folgender Elemente. In der Kristalloptik gibt die optische Achse die Richtung an, in der jede Polarisationskomponente eines Lichtstrahls die gleiche Brechung erfährt. Um Missverständnissen vorzubeugen, soll hier deshalb von »optischer Kristallachse« und »geometrischer optischer Achse« die Rede sein.

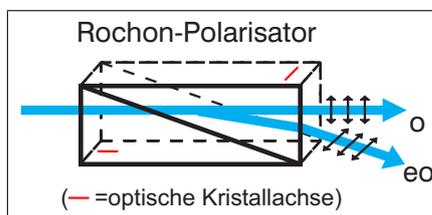
dass bei einer Änderung der Wellenlänge lediglich ein Parallelversatz des Strahls erfolgt, der durch ein Nachführen des Prismas ausgeglichen werden kann. Das Prisma bietet also die Möglichkeit einer Parallelverschiebung des Messsignals. Dieser Freiheitsgrad ist für die Justage von großer Bedeutung (vgl. Kapitel 3.7.3): Zusammen mit der Möglichkeit der Strahlverkipfung, den die Austrittslinse des Teleskops liefert, kann der Strahl komplett feinjustiert werden.<sup>2</sup>

Das Dove-Prisma bietet jedoch nicht nur den Vorteil, dass die Richtungsvektoren von transmittierten und reflektiertem Strahl bei Wellenlängenänderung oder Nachführung des Prismas stets erhalten bleiben, was auch die Platzierung des Referenzdetektors vereinfacht, sondern darüber hinaus treten auch keine richtungsgleichen Sekundärreflexe auf, die zu ungewollten Interferenzen führen könnten. All diese hier wichtigen Vorteile bieten eine Keil- oder eine Planparallelplatte, die üblicherweise zur Separation von Referenzstrahlen eingesetzt werden, nicht gleichzeitig.

An das Dove-Prisma schließt sich erneut eine kristallographische Komponente an: Der Rochon-Polarisator. Er ist eigentlich ein Polarisationsstrahlteiler, da er beide orthogonal polarisierten Komponenten durchlässt. Das Funktionsprinzip ist in der nebenstehenden Abbildung veranschaulicht. Der Rochon-Polarisator besteht wie der Berek-Kompensator aus  $\text{MgF}_2$ . An der Grenzfläche zweier rechtwinkliger Teilprismen wird das Licht in den ordentlichen (o) und den außerordentlichen (eo) Strahl aufgespalten. Der ordentliche Strahl verlässt dabei unabgelenkt den Polarisator. Seine Polarisationsrichtung ist in beiden Teilprismen senkrecht zu den (rot eingezeichneten) optischen Kristallachsen, so dass an der Grenzfläche kein Brechungsindexsprung auftritt. Die andere Polarisationskomponente jedoch erfährt an der Grenzfläche einen Brechungsindexsprung und wird im zweiten Teilprisma zum außerordentlichen Strahl. Er wird unter einem (kleinen) Divergenzwinkel abgelenkt und kann ausgeblendet werden. Um auch hohen Laserleistungen



**Abbildung 3.7:** Funktionsweise des Dove-Prisma zur Abspaltung eines Referenzstrahls.



**Abbildung 3.8:** Der Rochon-Polarisator.

<sup>2</sup>Eine vertikale Feinjustage ist nicht notwendig.

standzuhalten, befindet sich zwischen den Teilprismen ein kleiner Luftspalt.

Um die Messgenauigkeit insbesondere bei ellipsometrischen Messungen zu erhöhen, ist es oftmals sinnvoll, nicht mit linear polarisierter Strahlung, wie sie der Rochon-Polarisator hier bereitstellt, zu arbeiten, sondern stattdessen zirkulare oder elliptischer Polarisation zu verwenden. Deshalb kann nach dem Polarisator optional ein weiterer Berek-Kompensator eingesetzt werden, der mithilfe des Analysators einjustiert werden kann.

Der Analysator ist ebenfalls ein Polarisator. Damit die auszukoppelnde Polarisation nicht auf den Detektor gelangen kann, ist es notwendig, dass beide Polarisationskomponenten an unterschiedlichen Seitenflächen aus dem Analysator austreten. Deshalb kann hier kein Rochon-Polarisator verwendet werden. Stattdessen werden Polarisationsstrahlteilerwürfel verwendet. Im DUV erreichen diese jedoch nur eine Auslöschung von  $10^{-3}$ . Deshalb werden zwei hintereinander gesetzt.

Die für die Messung ellipsometrischer Größen notwendige Polarisationskomponenten, Polarisator, Berek-Kompensator und Analysator, können alle motorisiert angesteuert werden. Da der Berek-Kompensator zwei Stellkomponenten besitzt, sind also insgesamt für den automatisierten Betrieb vier Rotationstische notwendig und im Einsatz.<sup>3</sup>

Zur Kontrolle über die Größe und die Homogenität des Messflecks sowie der Divergenz des Strahls wird ein Teleskop mit integriertem Raumfilter eingesetzt. Das Teleskop wurde zwischen dem ersten Berek-Kompensator und dem Dove-Prisma platziert. Es besteht aus zwei so genannten *Bestform*-Linsen, die die sphärische Aberration reduzieren. Mit der verwendeten Linsenkombination kann das Teleskop entweder – wie in Abb. 3.5 dargestellt – betrieben werden, dann wird ein kollimierter Strahl erzeugt, dessen Durchmesser auf ein Viertel des Eingangsdurchmessers reduziert wird, oder aber das Teleskop wird umgedreht. Dann kann durch Verschiebung der Austrittslinse dezent auf die Probe fokussiert werden. Letzteres ist bei kleinen Messfeldern unumgänglich.

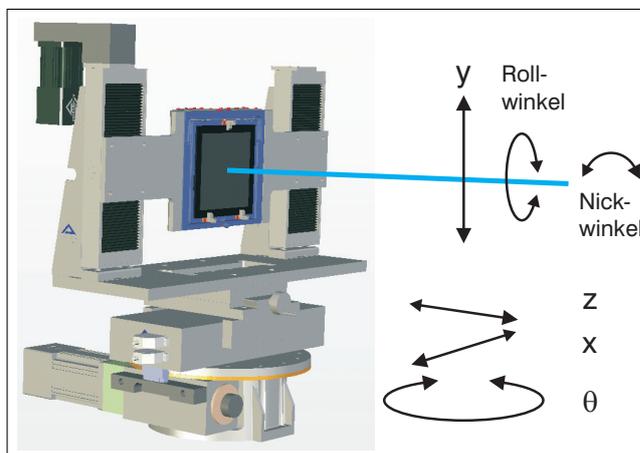
Die für das Teleskop verwendeten Linsen bestehen aus Quarzglas (*UV graded fused silica*) und sind somit, wie auch die Polarisationsoptiken, über das ganze vom Lasersystem gelieferte Spektrum verwendbar.

---

<sup>3</sup>Da sich der Analysator am Detektorauslegearm befindet und der Winkelbereich der Abschattung des Einfallstrahls durch den Auslegearm minimal sein soll, wurde für den Analysator kein zu viel Platz einnehmender Rotationstisch verwendet, sondern ein Präzisionsstellmotor, der mittels eines untersetzenden Getriebes und eines Zahnriemens den rollengelagerten Analysator steuert.

### 3.3 Die Probenpositioniereinheit

Abbildung 3.9 zeigt eine Konstruktionszeichnung der Probenpositioniereinheit, ihre Freiheitsgrade sowie deren Bezeichnung. Auf einem Rotationstisch, mit dem der Einfallswinkel  $\theta$  von  $-90^\circ$ ... $90^\circ$  eingestellt wird, sind 3 Translationsachsen montiert, mit denen die Probe in einem kartesischen Koordinatensystem verfahren werden kann. Der Rotationstisch sowie die horizontale x- und die vertikale y-Achse werden motorisiert gesteuert.



**Abbildung 3.9:** Die Probenpositioniereinheit, ihre Freiheitsgrade sowie deren Bezeichnung.

Die x- und die y-Achse dienen der Positionierung des Messfeldes in den Strahlengang. Die z-Achse wird manuell bedient. Mit ihr wird die Probenfrontfläche in die Rotationsachse des Drehtisches positioniert.

Um die Probe stabil in y-Richtung verfahren zu können, wurde die Führung doppelt ausgelegt. Angetrieben wird die Achse jedoch nur auf einer Seite (die linke der beiden y-Führung in Abb. 3.9). Dadurch wird zudem ein großer nutzbarer Winkelbereich in Transmission gewährleistet. Der nicht durch die y-Führung abgeschattete Winkelbereich beträgt  $-70^\circ$ ... $70^\circ$ . In Reflexion gibt es bis auf einen Bereich von ca.  $\pm 2,5^\circ$ , der durch die Abschattung des einfallenden Strahls durch den Lift entsteht, keine Einschränkungen.

Der Probenhalter nimmt den Maskenrahmen auf (in Abbildung 3.9 blau gezeichnet). Dieser ist für Fotolithographiemasken des Typs 6025 (Breite, Höhe:  $6'' \hat{=} 152,4$  mm, Dicke:  $0,25'' \hat{=} 6,35$  mm) ausgelegt. Natürlich lassen sich mit dem entsprechenden Adapter aber auch andere Probenaufnahmen einsetzen.

Der Maskenrahmen bietet zwei weitere, für die Justage notwendige Freiheitsgrade. Es lassen sich der Roll- und der Nickwinkel über jeweils einen kleinen Winkelbereich von wenigen Grad einstellen. Über den Nickwinkel wird die Maske in konischer Richtung senkrecht zum Einfallstrahl ausgerichtet. Mit dem Rollwinkel wird das zu untersuchende optische Gitter bezüglich der Drehachse einjustiert.

Die Positioniereinheit wurde von der Firma Aerotech [3] geliefert, und im

Wesentlichen aus hauseigenen Standardkomponenten zusammengesetzt. Der Maskenrahmen wurde in der PTB konstruiert und gefertigt.

### 3.4 Die Detektoreinheit

Für hochgenaue Messungen der Strahlungsleistung wird ein im Hause entwickelter Detektor im Strahlfallendesign, ein sogenannter Trap-Detektor, eingesetzt. Dieser Detektortyp ist im Fachbereich »Radiometrie« sehr gut charakterisiert worden [69, 70] und wird u.a. als Transfornormal eingesetzt. Er besteht aus drei fensterlosen *Si*-Fotodioden, die aufgrund ihrer hohen Empfindlichkeit über den gesamten vom Lasersystem zur Verfügung gestellten Spektralbereich eingesetzt werden können. Die Fotodioden sind versetzt und verkippt zueinander angeordnet: Die erste Diode wird unter einem Winkel  $\alpha_x = 45^\circ$  vom Strahl getroffen. Die nicht absorbierte Leistung der p-Komponente (s-Komponente) wird in x-Richtung zur zweiten Diode reflektiert, die unter  $\alpha_y = 45^\circ$  in y-Richtung getroffen wird. Bezüglich dieser Diode ist die Strahlung dann s-polarisiert (p-polarisiert). Die dann noch verbleibende Strahlungsleistung tritt senkrecht auf die dritte Diode. Beide Komponenten werden hier gleichermaßen reflektiert bzw. absorbiert. Der Strahl läuft in sich wieder zurück. Für die elektrischen Feldstärken der beiden Polarisationskomponenten des nicht absorbierten sondern reflektierten Anteils gilt mit den Fresnel'schen Amplitudenreflexionskoeffizienten  $r_{s,\alpha}$  und  $r_{p,\alpha}$  für einen Einfallswinkel von  $\alpha$  und  $r_0$  für die Reflexion bei senkrechter Inzidenz:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_{refl,\alpha_x,\alpha_y} = \begin{pmatrix} r_{p,\alpha_x} \cdot r_{s,\alpha_y} \cdot r_0 \cdot r_{s,\alpha_y} \cdot r_{p,\alpha_x} \\ r_{s,\alpha_x} \cdot r_{p,\alpha_y} \cdot r_0 \cdot r_{p,\alpha_y} \cdot r_{s,\alpha_x} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_{ein} \quad (3.3)$$

Für  $\alpha_x = \alpha_y$  wird dann eine polarisationsunabhängige Reflexion erreicht, denn obige Gleichung vereinfacht sich zu:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_{refl,\alpha} = r_{p,\alpha}^2 \cdot r_{s,\alpha}^2 \cdot r_0 \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_{ein} \quad (3.4)$$

Auch die Absorption ist dann polarisationsunabhängig und damit ist die wichtige Forderung für ellipsometrische Messungen erfüllt. Bei dem Winkel  $\alpha = 45^\circ$  und den Reflexionskoeffizienten für kristallines Silizium, die mit den Fresnel-Gleichungen und dem Brechungsindex von  $n = 0,88484 + 2,7855 \cdot i$  für eine Wellenlänge von 193 nm berechnet werden können, ergibt sich eine Absorption  $A$  von

$$A = 1 - (|r_{p,45}|^2 \cdot |r_{s,45}|^2 \cdot |r_0|)^2 = 0,854. \quad (3.5)$$

Zum Vergleich: Die größtmögliche Absorption wird nahe des Brewster-Winkels ( $=69,5^\circ$ ) bei  $64,6^\circ$  erreicht. Sie ist jedoch nur um 1,3% größer. Mit nur einer Diode, die senkrecht zum Strahl ausgerichtet ist, wird dagegen nur eine Absorption von 0,313 erreicht.

Der Detektor wird mittels eines Rotationstisches auf die zu vermessende Beugungswinkelposition verfahren. Eine vertikale Verfahreinheit ist zu Justagezwecken notwendig. Mittels eines Scans lässt sich die vertikale Position einer Beugungsordnung und damit die Lage der gesamten Beugungsebene bestimmen und gegebenenfalls mittels Justage des Nick- und Rollwinkels am Maskenrahmen korrigieren.

### 3.5 Messdatenerfassung zur Bestimmung von Beugungseffizienzen

Die drei Fotodioden des Detektors sind parallel geschaltet und werden spannungslos betrieben. Die Fotoströme addieren sich und werden über einen Transimpedanzwandler in ein der Strahlungsleistung proportionales Spannungssignal transformiert. Das Spannungssignal wird mittels eines Lock-In-Verstärkers, dessen Referenzfrequenz aus der Repetitionsrate des Lasers bezogen wird, in ein Gleichspannungssignal gewandelt. Dieses wird schließlich digitalisiert und ausgewertet. Signal- und Referenzdetektor sind baugleich und werden mit baugleichen Vorverstärkern (Transimpedanzwandler; Modell: Femto - DLPCA-200, [26]) und Lock-In-Verstärkern (Modell: Stanford Research Systems - SR810, [68]) betrieben.

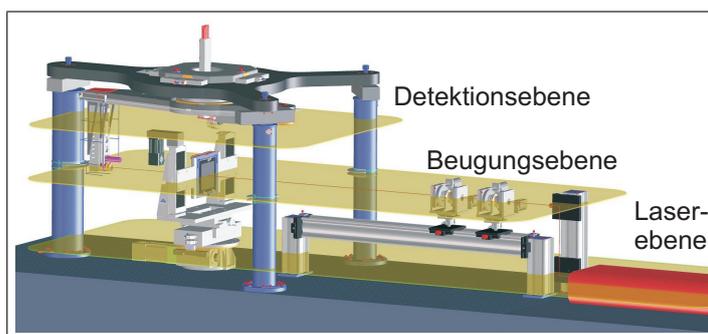
Die Nutzung eines Referenzsignals ist zur Unterdrückung des Einflusses von systematischen Störeinflüssen wie z. B. Schwankungen der Laserausgangsleistung auf das zu detektierende Messsignal unverzichtbar. Durch Quotientenbildung beider Signale wird dann der korrelierte Teil der Störeinflüsse entfernt.

Um Messungen während des Verfahrens des Detektors zu ermöglichen (»on-the-fly«-Messung; Scan), werden die beiden Detektoren über die Lock-In-Verstärker mit einer sehr kurzen Integrationszeit ( $1,5 \cdot$  Repetitionszyklus  $= 300 \mu\text{s}$ ) ausgewertet. Die Daten sind dann zwar stark verrauscht, aber es ist keine Entfaltung des Signals notwendig, um die über die Zeit integrierten Intensitäten zu bestimmen. Dies wäre nötig, da sich die Integrationszeit stets nur von der Vergangenheit bis zur aktuellen Zeit erstreckt und nicht symmetrisch um diese herum. Erst nach der vollständigen Erfassung der Scandaten wird dann eine symmetrische Glättung möglich.

### 3.6 Das Drei-Ebenen-Konzept zur Unterdrückung von Streulichteinflüssen

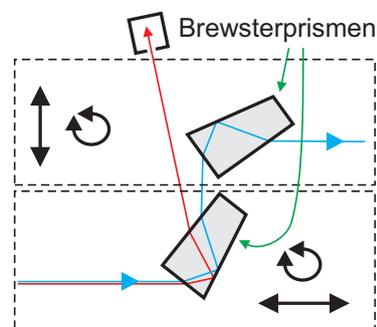
**Abbildung 3.10:**

Das Drei-Ebenen-Konzept zur Reduzierung von Streulichteinflüssen. Der Messstrahl wird von der Laserebene über die Beugungsebene zur Detektorebene geführt.



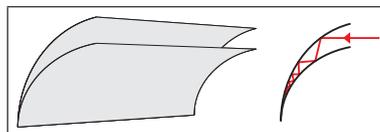
Zur Reduzierung von Streulichteinflüssen auf das zu detektierende Messsignal wurde ein Konzept zur Separation unterschiedlicher Streulichtquellen entwickelt. Bei diesem sogenannten drei-Ebenen-Konzept wird der Messstrahl über drei vertikal zueinander versetzte Ebenen von der Strahlungsquelle – in der Laserebene – über die Beugungsebene, in der die Wechselwirkung mit dem Messobjekt stattfindet, in die Detektorebene zum Detektor geführt.

Aus dem Lasersystem treten die vier Harmonischen kollinear überlagert aus. Um sicherzustellen, dass nur Strahlung mit der gewünschten Wellenlänge zum Messobjekt geführt wird, erfolgt in Laserebene die Separation der vier Wellenlängenbereiche. Dazu wird eine Kombination aus zwei Brewsterprismen verwendet (s. Abb. 3.11). Diese trennen durch ihre dispersive Wirkung die Wellenlängenbereiche räumlich. Am Ausgang des Lasersystems ist die Strahlung der vierten Harmonischen, die DUV-Strahlung, bezüglich der Brewsterprismen komplett p-polarisiert. Diese im Vergleich zu den anderen Harmonischen intensitätsschwächste Strahlung passiert deshalb ohne fresnelsche Reflexionsverluste die Prismenkombination. Durch Drehung und Verschiebung der Prismen kann jede Harmonische in die Strahlaufbereitung und damit in die Beugungsebene eingekoppelt werden. Die jeweils verbleibenden Harmonischen werden durch Strahlfallen ausgelöscht. Somit ist ein großer Störeinfluss eliminiert worden.



**Abbildung 3.11:** Strahlen-gang durch die Brewsterprismenkombination zur Separation der gewünschten Harmonischen.

Bei der Beugung am Messobjekt wird Strahlung in die gesamte Ebene vor dem Messobjekt, bei transparenten Proben auch hinter das Messobjekt gebeugt. Störungen bei der Signaldetektion können dann durch unkontrollierte Reflexe entstehen. Um diese zu unterdrücken, sind umlaufend innerhalb der Einhausung des Systems und in Höhe der Beugungsebene spezielle einfache Strahlfallenbleche angebracht (s. Abb. 3.12). Diese allein reichen aber nicht aus. Eine zusätzliche – wesentlich effizientere – Streulichtreduzierung wird dadurch erreicht, dass der Detektor nicht durch die Beugungsebene geführt wird, sondern zentral über der Probe an einem Höhenverstelltisch hängt, der wiederum an einem Rotationstisch angebracht ist. Ebenfalls an diesem Rotationstisch ist ein Auslegearm moniert, der einen optischen »Lift« und eine Spaltblende mit sich führt. Über diese beiden Elemente wird der Winkelbereich der Beugungsebene definiert, der dann zum Detektor umgeleitet wird.



**Abbildung 3.12:** Strahlfallenblech und dessen Funktionsweise. Es wird in der Beugungsebene eingesetzt.

Eine zusätzliche – wesentlich effizientere – Streulichtreduzierung wird dadurch erreicht, dass der Detektor nicht durch die Beugungsebene geführt wird, sondern zentral über der Probe an einem Höhenverstelltisch hängt, der wiederum an einem Rotationstisch angebracht ist. Ebenfalls an diesem Rotationstisch ist ein Auslegearm moniert, der einen optischen »Lift« und eine Spaltblende mit sich führt. Über diese beiden Elemente wird der Winkelbereich der Beugungsebene definiert, der dann zum Detektor umgeleitet wird.

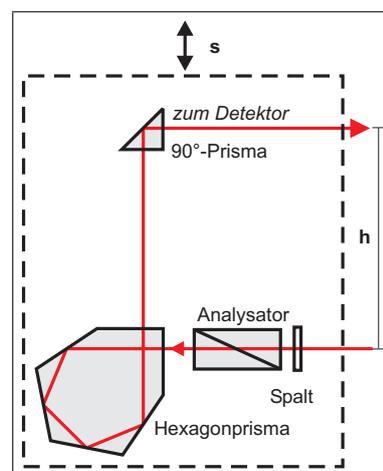
Trotz des drei-Ebenen-Konzeptes wurden bei einer Stellung des Detektors in Richtung des Lasersystems immer noch Störeinflüsse gemessen, die von gestreutem Fremdlicht herrührten. Diese wurden schließlich dadurch eliminiert, dass die Strahlaufbereitungskabine an ihrem Ein- und Ausgang mit einer opaken Trennwand versehen wurden, die jeweils nur eine kleine Öffnung für den Messstrahl aufweisen.

### 3.6.1 Der optische Umlenkklift

Für ellipsometrische Messungen gilt, dass die Detektion der Strahlungsleistung vom Polarisationszustand unabhängig sein muss. Beim Einsatz eines Liftes muss auch dieser eine polarisationsunabhängige Transmission aufweisen. Daher ist eine Umlenkung mit Spiegeln ungeeignet, da diese bei schrägem Einfall stets unterschiedliche Reflektivitäten für s- und p-polarisierte Strahlung aufweisen. Mit Umlenkprismen kann man diesem Problem entgegen. Abbildung 3.13 zeigt das Schema des hier realisierten optischen Lifts. Es wurde eine spezielle Prismenkombination, bestehend aus einem Standard-90°- und einem speziellen Hexagonprisma gewählt.

Diese Kombination erfüllt das Kriterium der polarisationsunabhängigen Transmission dadurch, dass zum einen die vier Eintritts- und Austrittsflächen unter senkrechter Inzidenz passiert werden und zum anderen dadurch, dass die Strahlumlenkung komplett mittels Totalreflexion erfolgt. Bei der Totalreflexion erfahren s- und p-Komponenten zwar einen unterschiedlichen Phasenversatz. Der Reflexionsgrad ist jedoch in beiden Fällen gleich 1.

Darüber hinaus bietet die Kombination aus zwei Prismen, die insgesamt eine ungeradzahlige Anzahl von Reflexionen bewirken, den Vorteil, dass bei einer vertikalen Verschiebung  $s$  des Liftes der Abstand  $h$  zwischen einfallendem und ausgehenden Strahl konstant bleibt. Bei einer geradzahligen Anzahl von Reflexionen dagegen würde der Abstand auf  $h + 2s$  anwachsen. Bei einem schlecht justierten System oder einem vibrierendem Auslegearm könnte dies ein ernsthaftes Problem sein. Dann nämlich wird der Detektor, der in der Drehachse des Rotationstisches und somit auch im Knotenpunkt einer möglichen Vibration liegt, nicht mehr zentrisch getroffen. Dieser Fehler erster Ordnung wird hier jedoch auf einfache Weise umgangen.



**Abbildung 3.13:** Schema des optischen Lifts.

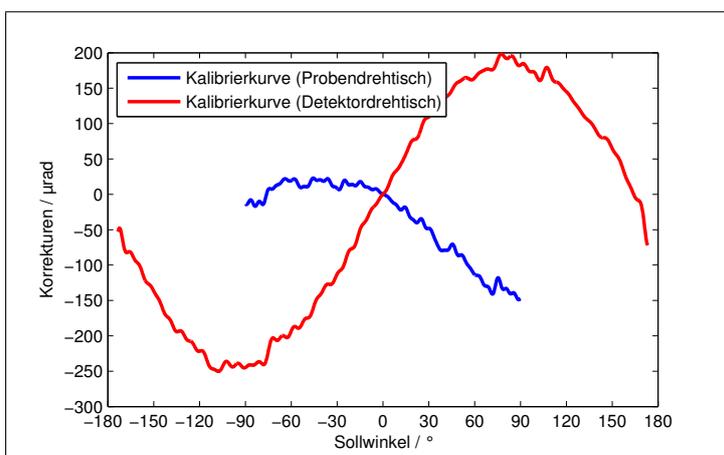
## 3.7 Grundjustage des Systems

Die präzise Grundjustage des mechanischen Systems, das aus insgesamt 6 Achsen besteht (Probenpositioniereinheit: 3 mal translatorisch, 1 mal rotatorisch; Detektoreinheit: 1 mal translatorisch, 1 mal rotatorisch) ist für die hier geforderten Ansprüche natürlich unerlässlich. Da die Vorgehensweise bei der Justage jedoch nicht unmittelbar auf der Hand liegt, soll sie hier kurz erläutert werden.

### 3.7.1 Kalibrierung der Verfahreinheiten

Zur Grundjustage gehört auch die Kalibrierung einzelner Achsen. Für die Kalibrierung der beiden Drehtische wurde ein in der PTB kalibriertes Spiegelpolygon mit 36 Stirnflächen (je  $10^\circ$  Abstand) als Maßverkörperung der abgeleiteten SI-Größe »Winkel« sowie ein ebenfalls in der PTB kalibrierter Autokollimator als optisches Winkelmesssystem verwendet. Das eingesetzte Kalibrierverfahren ist ein Standardverfahren und z. B. in [9] beschrieben. Es wurde nach den Vorgaben der PTB-Arbeitsgruppe »Winkelmessstechnik« gearbeitet, die für Kalibrierung von Rotationstischen verantwortlich ist.

Der Detektordrehtisch wurde im Bereich  $-173^\circ 20' \dots 173^\circ 20'$  mit einem nominellen Stützstellenabstand von  $3^\circ 20'$ , der Probendrehtisch im Bereich  $-90^\circ \dots 90^\circ$  mit einem nominellen Stützstellenabstand von  $2^\circ 30'$  vermessen.

**Abbildung 3.14:**

Kalibrierkurven von Detektor- und Probendrehtisch. Es wurde eine trigonometrische Interpolation vorgenommen. Die Restunsicherheit der Detektor- und Probentischwinkelposition nach Korrektur wird mit  $4 \mu\text{rad}$  abgeschätzt.

Zur Interpolation wurde das quasi natürliche Funktionensystem der trigonometrischen Polynome gewählt. Da die Stützstellen nicht exakt gleichabständig sind, kann die diskrete Fourier-Transformation zwar angewendet werden, ein auf Basis der so gewonnenen Fourier-Koeffizienten gebildetes trigonometrisches Polynom erfüllt jedoch im allgemeinen nicht die Interpolationsbedingung. Deshalb wurden die numerisch robusten Algorithmen von Feichtinger u. a. [25] zur Bestimmung der Koeffizienten und Lösung der Lagrange'schen Interpolationsformel benutzt. Abbildung 3.14 zeigt die Korrekturkurven für beide Drehtische. Die verbleibende Restunsicherheit der Winkelpositionierung nach der Korrektur wird mit  $0,8''$  ( $\hat{=} 4 \mu\text{rad}$ ) abgeschätzt.

Auf eine absolute Kalibrierung der verwendeten Translationstische konnte verzichtet werden, da nur die relative Positioniergenauigkeit und -wiederholbarkeit von Interesse sind. Die Verkippwinkelfehler (Roll-Nick-Gier-Winkel) wiederum sind jedoch von größerer Wichtigkeit. Jeweils zwei Winkel pro Achse (der fehlende dritte Winkel entspricht jeweils dem Probendrehwinkel und ist deshalb uninteressant) wurden mittels eines Endspiegels (Nick- und Gier-Winkel) bzw. mittels eines kalibrierten Planspiegels und eines Pentagonprismas (Roll-Winkel) sowie des kalibrierten Autokollimators hinsichtlich der Einhaltung der vorgegebenen Toleranzen (maximaler Verkippfehler:  $\pm 50 \mu\text{rad}$ ) deflektometrisch vermessen.<sup>4</sup>

### 3.7.2 Drehachsenjustage

Bei der Drehachsenjustage galt es, die justierbare Detektordrehachse gegen die fest im Raum stehende, nicht justierbare Probendrehachse auszurich-

<sup>4</sup>Die Nichteinhaltung der vorgegebenen Toleranzen machte eine insgesamt dreimonatige Reparatur durch den Hersteller notwendig.

ten. Zunächst wurde dazu ein zylindrischer Körper an der Maskenhalterung befestigt. Seine Symmetrieachse wurde kollinear zur Probendrehachse ausgerichtet. Dies geschah mit einer Messuhr, die fest am optischen Tisch befestigt war. Nach dieser Prozedur verkörperte also der Zylinder die Probendrehachse.

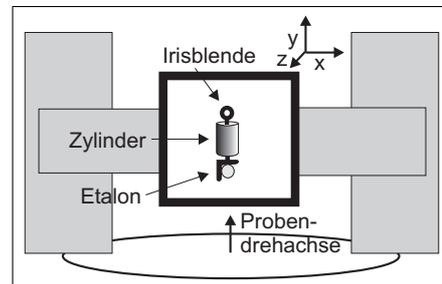
Dieselbe Messuhr wurde anschließend am Detektordrehtisch in hängender Position angebracht und nun konnte der Detektordrehtisch gegen den Zylinder ausgerichtet werden. Dabei wurde die komplette Verfahrstrecke der y-Achse von 150 mm ausgenutzt. Der Abstand der beiden Achsen über diese gesamte Verfahrhöhe lag im Bereich von nur  $\pm 5 \mu\text{m}$ .

### 3.7.3 Strahljustage

Als nächstes wurde ein Vektor festgelegt, der senkrecht zur Probendrehachse steht und diese schneidet. Dazu wurde zunächst am Mittelpunkt der oberen Basis des noch montierten und die Drehachse verkörpernden Zylinders eine Irisblende angebracht (siehe Abb. 3.15). Ein Punkt auf der Probendrehachse war damit definiert.

Zudem wurde ein justierbares Etalon – also eine doppelseitig verspiegelte Planplatte – an der unteren Grundfläche des Zylinders montiert. Mit einem Autokollimator wurde die Oberflächennormale dieses Etalons bestimmt. Anschließend wurde das Etalon um  $180^\circ$  um die Probendrehachse gedreht und wie zuvor wurde die Oberflächennormale der Rückseite ermittelt (Umschlagverfahren). Die Differenz beider so gewonnenen Flächenverkippwinkel wurde dann über mehrere Iterationen minimiert. Auf diese Weise wurde die Normale des Etalons senkrecht zur Drehachse ausgerichtet.

Mit dem nun einjustierten Etalon und dem durch die Irisblende festgelegten Punkt auf der Probendrehachse, der wechselweise mit dem Etalon in Strahlhöhe gefahren wurde, konnte dann im nächsten Schritt schließlich ein die Drehachse schneidender Justage-Laser senkrecht zur Probendrehachse ausgerichtet werden. Auf diese Weise wurde gleichzeitig auch der Nullpunkt beider Drehtische festgelegt. Mit zwei Blenden wurde dann die Strahlage markiert, so dass der Messlaser später nur noch durch diese beiden Blenden einzukoppeln ist.



**Abbildung 3.15:** Vorrichtung zur Strahljustage.

### 3.7.4 Probenjustage

Beim Einbau einer Probe gilt es, drei Parameter zu justieren: Nick- und Roll-Winkel können über die Probenhalterung und anhand der Lage des Rückreflexes unter senkrechter Inzidenz bzw. über die Höhenlage der Beugungsordnungen eingestellt werden (Überprüfung mit der vertikalen Detektorverfahrenheit). Als letzter freier Parameter verbleibt die Tiefenposition der Probenoberfläche. Diese kann nur indirekt bestimmt und entsprechend korrigiert werden. Dazu wird in einer  $\Theta/2\Theta$ -Geometrie der zu einem vorgegebenen Einfallswinkel (Probenwinkelposition) gehörige Ausfallswinkel (Detektorposition) des direkten Reflexes gemessen. Aus der Abweichung der gemessenen Winkel zu den nach dem Reflexionsgesetz erwarteten kann dann auf einen Korrekturwert für die Tiefenposition der Probe geschlossen werden. Trägt man den Winkelfehler über den Einfallswinkel von  $-90^\circ \dots 90^\circ$  auf, so erhält man eine Sinus-Funktion, die bei  $\pm 90^\circ$  ihre Extremwerte erreicht, von denen dann der Korrekturwert für die Tiefenposition entnommen werden kann.

Neben der hier vorgestellten Grundjustage des Systems lassen sich weitere Feinjustagen ebenfalls über die Lage (Winkel- oder Höhenlage) des direkten Reflexes des Messstrahls an der Probe vornehmen. Sämtliche Abweichungen von der optimalen Justage weisen eine eigene Signatur bei der Variation des Einfallswinkels auf und lassen sich somit identifizieren und korrigieren.

# Kapitel 4

## Theoretische Grundlagen

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen [siehe z. B. 36] wird in diesem Kapitel eine theoretische Beschreibung für das Problem der nicht-konischen Beugung formuliert.

### 4.1 Mathematische Modellierung der Scatterometrie

Idealerweise kann ein eindimensionales optisches Gitter als eine unendlich ausgedehnte Struktur bestehend aus verschiedenen nicht-magnetischen Materialien mit der Permeabilität  $\mu_0$  und der Permittivität  $\varepsilon$  aufgefasst werden. Unter der weiteren Idealisierung einer ebenen elektromagnetischen Welle und Vakuum als umgebendes Material<sup>1</sup> kann die Wechselwirkung des Gitters mit der Strahlung durch ein vereinfachtes auf den Maxwell-Gleichungen basierendes Modell beschrieben werden [5, 58]. Bei diesem Modell werden zur Beschreibung des Gitters die Brechungsindizes der einzelnen Materialien sowie die Gittergeometrie und zur Beschreibung der einfallenden Strahlung dessen Wellenlänge sowie dessen Einfallswinkel und Polarisationszustand benötigt. Brechungsindex  $n$  und Permittivität  $\varepsilon$  sind dabei über die für nicht-magnetische Materialien geltende Relation

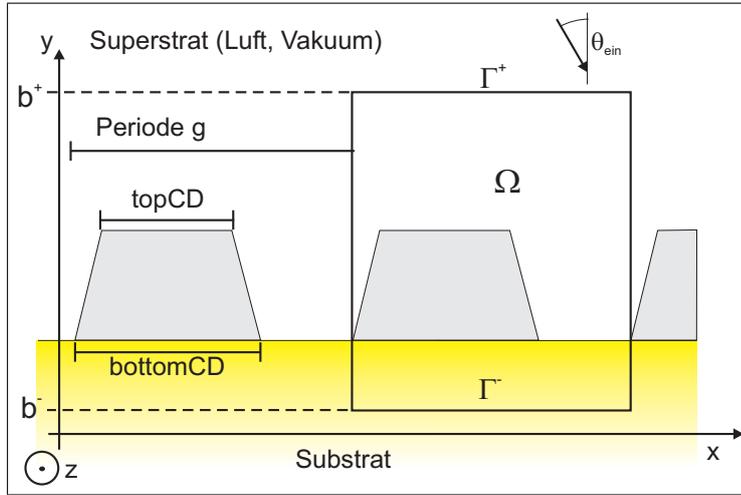
$$n = \sqrt{\frac{1}{2} (|\varepsilon| + \operatorname{Re} \varepsilon)} + i \sqrt{\frac{1}{2} (|\varepsilon| - \operatorname{Re} \varepsilon)} \quad (4.1)$$

miteinander verknüpft.

Das Koordinatensystem der Modellierung ist in Abbildung 4.1 angegeben: Die Materialverteilung wird in  $x$ -Richtung als periodisch mit der Periode  $g$

---

<sup>1</sup>Diese Einschränkung ist nicht notwendig. Jedoch lässt sich damit die hier aufgeführte Herleitung etwas vereinfachen



**Abbildung 4.1:** Das Koordinatensystem sowie die im Text erläuterten Größen zur Modellierung der Scattermetrie.

und homogen in  $z$ -Richtung angenommen. Das heißt  $\varepsilon$  ist konstant in der  $z$ -Richtung. Die  $y$ -Richtung entspricht der Gitternormalen.

Es wird sich wie im Experiment auf den klassischen Fall, d. h. auf den nicht-konischen Fall der Beugung beschränkt. Dabei stehen die Gitterlinien senkrecht zur Einfallsebene. In diesem Fall bleiben die transmittierten und reflektierten Beugungsordnungen in der  $xy$ -Ebene.

Da die einfallende polarisierte Welle als Superposition von  $s$ - und  $p$ -polarisierten Anteilen, die in dieser klassischen Geometrie den TE- und TM-Anteilen entsprechen, aufgefasst werden kann, reduzieren sich die Maxwell-Gleichungen für das elektromagnetische Feld auf die skalare Helmholtz-Gleichung der Form

$$(\nabla^2 + k^2)u = 0. \quad (4.2)$$

Im TE-Fall steht  $u$  dabei für die  $z$ -Komponente des elektrischen Feldes ( $\mathbf{E}$ ), im TM-Fall für die  $z$ -Komponente des magnetischen Feldes ( $\mathbf{H}$ ). Für die in den verschiedenen Materialgebieten konstante Wellenzahl  $k$  gilt  $k = k(x, y) = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon(x, y)}$  mit  $\omega$  als Kreisfrequenz der einfallenden Welle. Da die Tangentialkomponenten der Vektorfelder an allen Grenzflächen kontinuierlich ineinander übergehen müssen, ergeben sich stetige Übergangsbedingungen auch für die gesuchten Lösungen  $u(x, y)$  und ihre Normalableitungen. Zusammen mit der periodischen Randbedingung  $u(0, y) = u(g, y) \exp(-igk^+ \sin \theta_{ein})$ , mit  $k^+ = k(x, b^+) = 2\pi/\lambda$ , kann dann das Gebiet für die numerischen Berechnungen auf ein Rechteck  $\Omega$  beschränkt werden (siehe Abb. 4.1): Es überdeckt eine Gitterperiode  $g$  und ist begrenzt durch zwei horizontale Linien

$\Gamma^\pm$  im Sub- und Superstrat, die bei  $y = b^\pm$  liegen. Dort gelten homogene Randbedingungen.

Für das so definierte partielle Differentialgleichungsproblem kann die Lösung  $u(x, y)$  numerisch mithilfe verschiedener Maxwell-Solver berechnet werden. Die erhaltene Lösung kann dann in eine Rayleigh-Reihe entwickelt werden. Dabei handelt es sich um eine spezielle Form der Fourier-Reihenentwicklung.

Für die Gebiete oberhalb bzw. unterhalb der Gitterstruktur ergeben sich dabei für den TE-Fall die Gleichungen

$$E_z(x, y \geq b^+) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^+ \exp(i\beta_m^+ y) \exp(i\alpha_m x) + A_0^{ein} \exp(-i\beta_0^+ y) \exp(i\alpha_0 x) \quad (4.3)$$

und

$$E_z(x, y \leq b^-) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^- \exp(i\beta_m^+ y) \exp(i\alpha_m x) \quad (4.4)$$

mit  $k^\pm = k(x, b^\pm)$ ,  $\alpha_m = \frac{2\pi}{g}m - k^+ \sin \theta_{ein}$  und  $\beta_m^\pm = \sqrt{(k^\pm)^2 - \alpha_m^2}$ .

Die Werte  $A_m^\pm$  dieser Entwicklung sind die sogenannten Rayleigh-Koeffizienten. Die Rayleigh-Koeffizienten für das Fernfeld sind die bei  $m \in U^\pm$  mit

$$U^\pm = \begin{cases} \{m \in Z : |\alpha_m| < k^\pm\} & \text{wenn } \text{Im } k^\pm = 0, \\ \emptyset & \text{wenn } \text{Im } k^\pm > 0. \end{cases} \quad (4.5)$$

Diese sind die ausbreitungsfähigen Moden.

Für den TM-Fall verläuft die Bestimmung der Rayleigh-Koeffizienten analog. Da die Rayleigh-Koeffizienten im TM-Fall die magnetischen Feldstärkeamplituden darstellen, lassen sich gemäß

$$E = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} H \quad (4.6)$$

die entsprechenden elektrischen Feldstärkeamplituden berechnen. Sie werden im folgenden mit  $B_m^\pm$  bezeichnet. Die Rayleigh-Koeffizienten lassen sich als jeweils komplexe elektrische Feldvektorkomponenten des zweidimensionalen Jones-Vektors auffassen. Dieser hat die Form

$$\mathbf{J}_m^\pm = \begin{pmatrix} A_m^\pm \\ B_m^\pm \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Messtechnisch sind die Rayleigh-Koeffizienten und somit auch der Jones-Vektor nicht direkt zugänglich. Scatterometrisch messbar sind die folgenden Größen:

In der klassischen Scatterometrie – mit der Messgröße »(relative) Strahlungsenergie« – werden die Beugungseffizienzen, d. h. die relativen in die Beugungsordnungen transferierten Energieanteile, gemessen. Die Beugungseffizienzen werden dann definiert als

$$\eta_m^\pm = \frac{\beta_m^\pm |J_m^\pm|^2}{\beta_o^+ |J_0^{ein}|^2}. \quad (4.8)$$

Der Quotient  $\frac{\beta_m^\pm}{\beta_o^+}$  ist dabei ein geometrisch bedingter Vorfaktor.

In der ellipsometrischen Scatterometrie – mit der Messgröße »Polarisationsellipse« – werden die die Polarisationsellipse definierenden Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  bestimmt. Diese werden gemäß der ellipsometrische Grundgleichung

$$\tan \Psi_m^\pm \exp(i\Delta_m^\pm) = \frac{B_m^\pm}{A_m^\pm} \quad (4.9)$$

definiert.

In der Diffraktometrie wird der Beugungswinkel  $\theta'_m^\pm$  bestimmt. Für diesen gilt:

$$\theta'_m^\pm = \arcsin \left( \frac{\alpha_m^\pm}{k^+} \right). \quad (4.10)$$

Diese Gleichung ist die Gittergleichung.

Damit sind alle mit dem Scatterometer messbaren Größen erfasst. Ein Ansatz zur numerischen Lösung der Helmholtz'schen Differentialgleichung mittels der Finite-Elemente-Methode basiert auf Arbeiten, die am Weierstraß-Institut für angewandte Analysis und Stochastik (WIAS, [79]) in Berlin durchgeführt wurden [siehe 23, 24]. Vom WIAS stammt ebenfalls die Entwicklung und Umsetzung der Algorithmik zu dem Computerprogrammpaket »DiPoG«, *Direkte und inverse Probleme für optische Gitter* [22], das hier – sofern nicht anders erwähnt – bei allen Simulationsrechnungen zur Scatterometrie eingesetzt wurde.

## 4.2 »Maxwell-Solver« zur Lösung des direkten Problems

Neben dem Ansatz der Finite-Elemente-Methode gibt es weitere FEM-basierte Methoden zur numerischen Berechnung der Maxwell-Gleichungen für periodische Strukturen:

- Finite Difference Time Domain Method (FDTD)[71]
- Finite Differenzen Methode [45]
- Boundary Element Method [87]

Weitere nicht FEM-basierte Methoden sind:

- Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA)[52]
- Integralgleichungsmethode [44]
- Differentielle Methode [54]
- Modale Methode [47]
- Koordinatentransformationsmethode [16]
- Multiple Multipole Method [72]

In [42] findet sich eine kurze Vorstellung der erwähnten Methoden.

Zu Vergleichszwecken und zur Sicherstellung der Korrektheit der Simulationsergebnisse wurden neben dem Programm DiPoG zwei weitere sogenannte Maxwell-Solver eingesetzt. Es handelt sich dabei um das FEM-basierte Programm *JCMwave*, von der JCMwave GmbH [41], einer Ausgründung aus dem Zuse-Institut Berlin [88], sowie um das auf der RCWA-Methode basierende Programm *Microsim* [75] vom Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart [37]. Ein ausführlicher Vergleich der Programme auf Basis von mikroskopischen Abbildungen von binären und trapezförmigen Gitterstrukturen wurde von Bodermann und Ehret durchgeführt [11]. Für binäre Strukturen wurde dabei eine exzellente Übereinstimmung festgestellt. Bei komplexeren Strukturen ist die RCWA-Methode modellbedingt unterlegen, denn dabei werden Gitterquerschnittsprofile stets nur durch Stapel von rechteckigen Brechungsindexverteilungen modelliert. Die finiten Elemente bieten hier eine wesentlich bessere Modellierungsmöglichkeit der physikalische Realität.

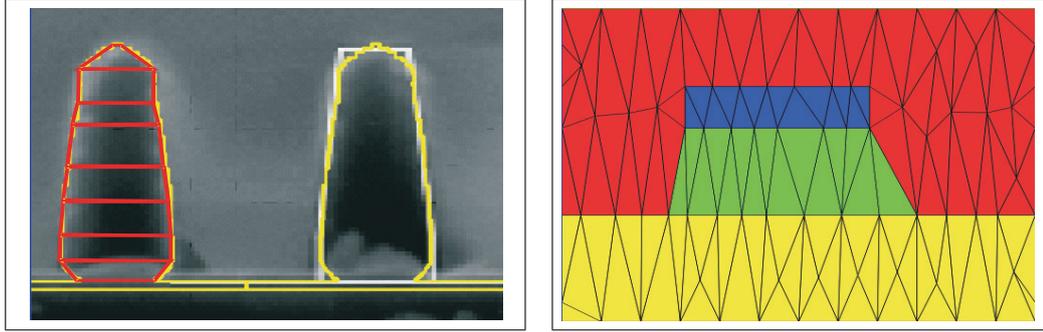
Zur einfachen Bedienbarkeit der verschiedenen zur Verfügung stehenden Maxwell-Solver wurde im Rahmen dieser Arbeit eine gemeinsame grafische Benutzeroberfläche, »Rigo«, entwickelt. Herauszuhebende Eigenschaften dieses Programms sind:

- ein einheitliches Ein- und Ausgabeformat
- Anschluss an eine Materialparameterdatenbank
- Gittermodellierung auf Basis von aneinander anknüpfenden Trapezstrukturen
- die bequeme Variationsmöglichkeit sämtlich optischer und geometrischer Parameter und automatisierte Abarbeitung aller Simulationsanweisungen
- automatische Berücksichtigung der Änderung der Brechungsindizes bei Variation der Wellenlänge
- die automatische Reduzierung des numerischen Rechenaufwandes durch eine Analyse der Gittergeometrie auf Symmetrieeigenschaften gemäß der im Anhang A vorgestellten Symmetrieuntersuchungsmethode
- Berechnung der konischen Beugung bei freier Wahl des Einfallsrichtungskoordinatensystems (NA oder  $\theta$ )
- freie Wahl des Polarisationskoordinatensystems (TE/TM bzw.  $s/p$ )
- einfache Generierung von Übergittern oder sogenannten Fingerstrukturen
- einfache Visualisierung der Ergebnisse

Darüber hinaus ist die Anbindung an eine Datenbank zur Verwaltung der Ergebnisse und zur Vermeidung von Wiederholungsrechnungen bei gleichen Eingangsparametern vorgesehen. Sämtliche im nächsten Kapitel vorgestellten Simulationsrechnungen wurden mithilfe von Rigo unter Verwendung von DiPoG erstellt. Der mit Rigo erstellte Vergleich<sup>2</sup> von DiPoG und JCMwave zeigte ebenfalls eine exzellente Übereinstimmung.

---

<sup>2</sup>Dieser wurde allerdings noch nicht dokumentiert.



**Abbildung 4.2:** DiPoG nähert Querschnittsprofile durch einen Stapel aneinander anknüpfender Trapeze an. Links: Mit einem SEM gemessenes Querschnittsprofil und eine mögliche Geometrieannäherung durch einen Trapezstapel. Rechts: Visualisierung der FEM-Triangulation eines Querschnittsprofils.

### 4.3 Numerische Lösung des inversen Problems

Der große Vorteil der FEM bei der Berechnung der numerischen Lösung der partiellen Differentialgleichungen für das Gitterbeugungsproblem ist die Möglichkeit, mit heute verfügbaren Triangulierungsprogrammen quasi beliebig strukturierte Gitter (mit komplex geformten Grenzflächen) innerhalb des Gebietes  $\Omega$  behandeln zu können. Für die Approximationsgenauigkeit der FEM ist der Quotient von Wellenlänge zu Gitterperiode entscheidend. Ist er deutlich kleiner 1, also z.B. 1/100 (wie z. B. bei der Scatterometrie im EUV an typischen Gitterstrukturen auf aktuellen Fotomasken), kann es zu Oszillationen kommen, d. h. die Approximation ist schlecht oder die Rechenzeiten werden unakzeptabel groß. Durch eine geeignete Erweiterung der Methode (GFEM: generalized FEM), so wie sie das Programm DiPoG [22] anbietet, können jedoch auch solche Fälle genau und mit vertretbarem Aufwand gerechnet werden.

Um nun aus scatterometrisch gemessenen Effizienzen und Phasendifferenzen die Profilparameter  $r_j, j = 1, \dots, J$  wie z. B. CD, Höhe oder Kantenwinkel der Gitterstruktur bestimmen zu können, wird ein Optimierungsproblem mit dem zu minimierenden Zielfunktional

$$f(r_j, j = 1, \dots, J) = \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N \sum_{(m,\pm): m \in U^\pm} w_m^\pm(\lambda_l, \theta_n) \cdot [g_m^\pm(\lambda_l, \theta_n) - s_m^\pm(\lambda_l, \theta_n)]^2 \quad (4.11)$$

aufgestellt. Hierbei bezeichnet  $\lambda_l, l = 1, \dots, L$  und  $\theta_n, n = 1, \dots, N$  die Wel-

lenlängen und Einfallswinkel.  $g_m^\pm(\lambda_l, \theta_n)$  und  $s_m^\pm(\lambda_l, \theta_n)$  sind die gemessenen und die entsprechenden simulierten Größen. Das können also sowohl die Beugungseffizienzen als auch die ellipsometrischen Größen  $\tan \Psi_m^\pm$  und  $\cos(\Delta_m^\pm)$  sein.  $w_m^\pm(\lambda_l, \theta_n)$  stellt mögliche Gewichtungsfaktoren dar. Für die Menge  $U^\pm$  gilt die Definition aus Gleichung 4.5.

Die Formulierung des Problems als Aufstellung eines zu minimierenden Zielfunktionalis ist zunächst einmal allgemeiner Natur und wissenschaftlicher Standard. In enger Absprache mit den Entwicklern von DiPoG entstanden die speziellen Lösungen für die Auswertung scatterometrischer Daten: Es wurde eine Gitterklasse für Lösungen des Problems definiert, mit der sich einerseits reale Gitterstrukturen gut modellieren und interpretieren lassen und die andererseits vergleichsweise einfach implementierbar ist. Dies ist der n-fache Stapel aneinander anknüpfender Trapeze (siehe Abbildung 4.2) wie er auch in der grafischen Benutzeroberfläche »Rigo« zur Lösung des direkten Problems Verwendung findet (siehe Abschnitt 4.2).

Innerhalb dieses Modells erlaubt es DiPoG sämtliche geometrischen Parameter, also Höhen, Breiten und Kantenwinkel sowie die optischen Parameter, also die komplexen Brechungsindizes der Trapeze als Optimierungsparameter anzugeben.

Es stehen zudem verschiedene Optimierungsmethoden zur Verfügung, die hier nur genannt werden. Es sind dies das heuristische Optimierungsverfahren »Simulierte Abkühlung« sowie die gradientenbasierten Verfahren der »Inneren Punkte Methode«, die »Methode der konjugierten Gradienten« und das »Gauß-Newton Verfahren«.

Die Modellparameter des Gitters werden im Optimierungsverfahren solange variiert, bis das Minimum des Zielfunktionalis gefunden ist. Die Eindeutigkeit der gefundenen Lösung für die parametrisierte Identifikation des Gitters, kann theoretisch aber nicht bewiesen werden. Trotzdem kann erwartet werden, dass bei einer ausreichend hohen Redundanz der Messdaten, die unter einer Vielzahl von verschiedenen Messparametern bestimmt wurden, und guten a priori Informationen genaue Ergebnisse erreicht werden können.

# Kapitel 5

## Simulationen

In diesem Kapitel sind Rechnungen von Dr. Regine Model eingeflossen, die im Einzelnen gekennzeichnet sind.

### 5.1 Design und Parametrisierung einer EUV-Maske

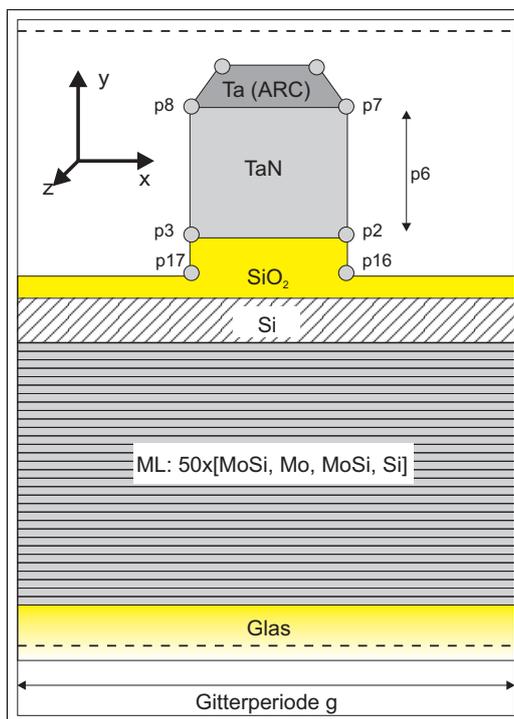
EUV-Masken sind für eine Beleuchtungswellenlänge im extremen Ultraviolett von 13,5 nm ausgelegt. Sie werden in der EUV-Lithographie (EUVL) eingesetzt, einer NGL-Technologie (*Next Generation Lithography*), der zurzeit große Chancen eingeräumt werden, die bisherige Fotolithographie in der Zukunft ablösen zu können. Aufgrund der hohen Absorption verwendbarer Substratmaterialien in diesem Spektralbereich (z. B. Quarzglas:  $k_{SiO_2}(\lambda = 13,5 \text{ nm}) \approx 0,01 \rightarrow$  Absorptionskoeffizient:  $\alpha = 4\pi k/\lambda = 9,3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ) können EUV-Masken nicht in Transmission eingesetzt werden. Die Reflektivität gängiger Beschichtungsmaterialien ist jedoch ebenfalls sehr gering, da typischerweise der Realteil des Brechungsindex' nahe bei 1 liegt (z. B. Chrom:  $n_{Cr}(\lambda = 13,5 \text{ nm}) \approx 0,932 + i \cdot 0,039 \rightarrow$  Reflektivität bei senkrechter Inzidenz:  $R = |1 - n|^2/|1 + n|^2 = 0,16\%$ ). Man behilft sich mit Mehrschichtsystemen (engl. ML: *multi layer*), die direkt unterhalb des strukturierten Bereichs liegen und als Bragg'scher Interferenzspiegel funktionieren. Der ML besteht aus 40-50 Bragg-Paaren, die in der Regel aus einer Molybdän- und einer Silizium-Schicht gebildet werden. Die Schichtdicken sind für einen Einfallswinkel von  $6^\circ$  ausgelegt und man erreicht Reflektivitäten von ca. 65% (siehe z. B. [63]). Für die Strukturierung werden Tantal-basierte Absorber eingesetzt ( $TaO_2, TaN$ ).

Material	Funktion/Bezeichnung	Schichtdicke/nm	Kantenwinkel/°	$n$	$k$
Ta-basiert	Antireflexschicht	12	82,6	2,11	1,27
TaN	Absorber	54,9	90	1,63	2,58
SiO <sub>2</sub>	Puffer	8	90	1,63	0,006
SiO <sub>x</sub>	Oxidationsschicht	1,246		1,63	0,006
Si	Abschlusschicht	12,536		0,883	2,78
MoSi	ML <sub>1</sub>	0,5		0,86	2,65
Mo	ML <sub>2</sub>	2,259		0,789	2,36
MoSi	ML <sub>3</sub>	1,263		0,86	2,65
Si	ML <sub>4</sub>	3,077		0,883	2,78
Quarzglas	Substrat	6,35·10 <sup>6</sup>		1,563	0

**Tabelle 5.1:** Optische und geometrische Parameter der EUV-Maske, wie sie – sofern nicht anders erwähnt – verwendet werden. Zusätzliche Parameter: bottomCD: 140 nm, Gitterperiode: 840 nm.

Ein typisches Design einer EUV-Maske ist in Abbildung 5.1 skizziert. Tabelle 5.1 fasst die optischen und geometrischen Parameter, mit denen die Simulationsrechnungen dieses Kapitels durchgeführt werden, zusammen.

Scholze et al. haben anhand von Messungen im EUV an unstrukturierten, absorberfreien Stellen einer EUV-Maske gezeigt, dass es für die Modellierung der Reflexion nicht ausreicht, ein ML-System basierend auf zweischichtigen Bragg-Paaren anzunehmen [62]. Zur besseren Modellierung ist es im EUV-Wellenlängenbereich notwendig, Zwischenschichten einzufügen, so dass jede Bragg-Einheit insgesamt aus vier Schichten besteht. Da der ML typischerweise aus 50 Einheiten besteht, sind im Vergleich zu einer klassi-



**Abbildung 5.1:** Schema einer EUV-Maske, wie es in den hier vorgestellten Simulationen benutzt wird.

schen Chrom-auf-Glas-Maske bei der Modellierung 200 Schichten zusätzlich zu berücksichtigen. Jede einzelne Schicht weist eine gewisse Fertigungstoleranz auf, die typischerweise über die gesamte Maske variiert. Deshalb wird die scatterometrische Untersuchung der Absorberstruktur wie auch die optische Abbildungsqualität beim lithographischen Prozess stark durch die Unvollkommenheit des ML beeinflusst.

In Abbildung 5.2 sind die Scatterogramme bei Variation des ML um 2% für das 2- und 4-Schicht-Modell des der Bragg-Einheit, spektral dargestellt. Man erkennt allein an der 0. Beugungsordnung wie stark die Abhängigkeit ist. Die 0. Beugungsordnung variiert bei der Zentralwellenlänge von 13,5 nm um mehr als 20%.

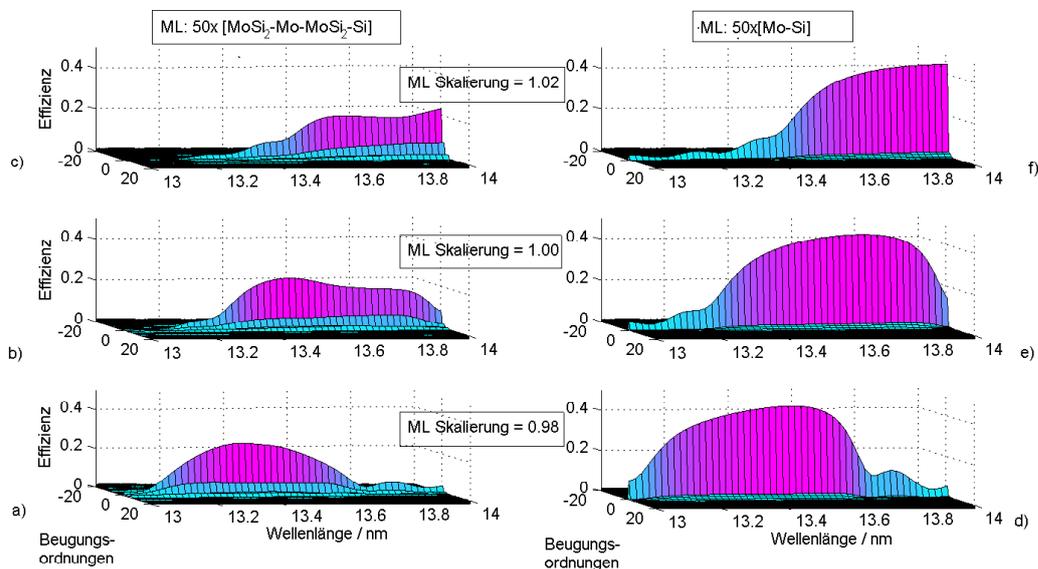
Demnach ist für scatterometrische Messungen im EUV zur Bestimmung der Gitterstruktur an EUV-Masken also entweder eine sehr genaue Kenntnis des ML notwendig oder aber man versucht die Einflussgrößen voneinander zu separieren. Dies ist z. B. mit für den ML fehlangepassten Wellenlängen möglich, wie die nächsten Abschnitte anhand von Simulationen bei einer DUV-Wellenlänge von 193 nm zeigen.

Nur klassische scatterometrische Experimente werden simuliert. Das heißt, es werden die reflektierten Beugungseffizienzen, denn nur diese existieren, berechnet. Die Scatterogramme wurden für *s*- und *p*-polarisierte Strahlung bei einem variierenden Einfallswinkel von 3 bis 81° in 1°-Schritten ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Der Brewster-Winkel kann mit 57° abgeschätzt werden. Zudem sind die Rayleigh-Wood-Anomalien der 0. Beugungsordnung klar identifizierbar. Der Begriff »Rayleigh-Wood-Anomalie« bezeichnet die Anregung und Ausbreitung von Oberflächenplasmonen. Dieses Phänomen tritt immer dann auf, wenn sich für eine Beugungsordnung ein Beugungswinkel von  $\pm 90^\circ$  ergibt. Es bleibt festzuhalten, dass überhaupt messbare Scatterogramme zu erwarten sind.

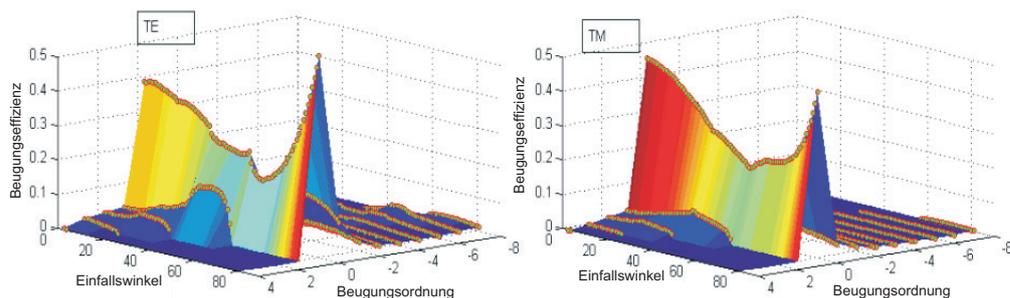
## 5.2 Einfluss des EUV-Multi-Layers bei DUV-Scatterometrie

In Abbildung 5.4 werden drei Differenzen von Scatterogrammen, bei leichter Variation der geometrischen Eingangsparameter, zu dem in Abbildung 5.3 gezeigten Scatterogramm bei TE-Polarisation gezeigt. In zwei Fällen wurde die gleiche Modifikation wie bei den Scatterogrammen in Abbildung 5.2 vorgenommen. Im dritten Fall wurde der ML vollständig durch ein homogenes Medium mit dem mittleren Brechungsindex ersetzt.

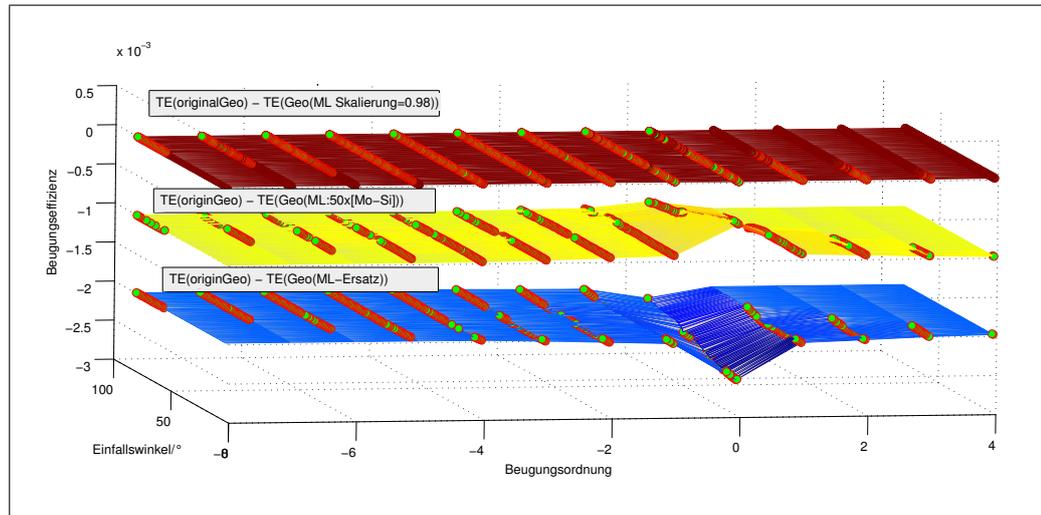
Alle gezeigten Differenzen liegen unterhalb von 0,0005. Die relative Ab-



**Abbildung 5.2:** b) zeigt die simulierten Scattergramme, wie man sie mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Parametern bei Variation der Wellenlänge zwischen 13 und 14 nm und bei einem Einfallswinkel von  $6^\circ$  erhält. Die 0. Beugungsordnung weist die höchste Effizienz auf und kann eindeutig identifiziert werden. Wird der gesamte Multilayer in seiner Höhe um  $\pm 2\%$  variiert, so erhält man die Scattergramme aus a) bzw. c). Die Resonanzwellenlänge hat sich verschoben. Eine Ersetzung des 50x[MoSi, Mo, MoSi, Si] MLs durch einen 50x[Mo, Si] ML unter Beibehaltung der jeweiligen Gesamthöhe führt zu den rechts dargestellten Scattergrammen d), e), f). Diese weisen eine völlig andere Charakteristik auf.



**Abbildung 5.3:** Simulierte Reflexionsscattegramme bei einer Wellenlänge von 193 nm und bei TE- und TM-Polarisation. (Gitterparameter gemäß Tabelle 5.1.)



**Abbildung 5.4:** Differenzen der DUV-Scatterogramme bei TE-Polarisation zwischen der Originalgeometrie und der Geometrie bei 1. einer 2%igen Schichthöhenänderung des ML (oben), 2. einer Ersetzung des [Mo, MoSi, Mo, Si]-MLs durch den [Mo, Si]-ML, und 3. bei Austausch des MLs durch ein homogenes Medium mit einem entsprechend gemittelten Brechungsindex. Zu Visualisierungszwecken wurde beim zweiten und dritten Datensatz ein Offset aufaddiert.

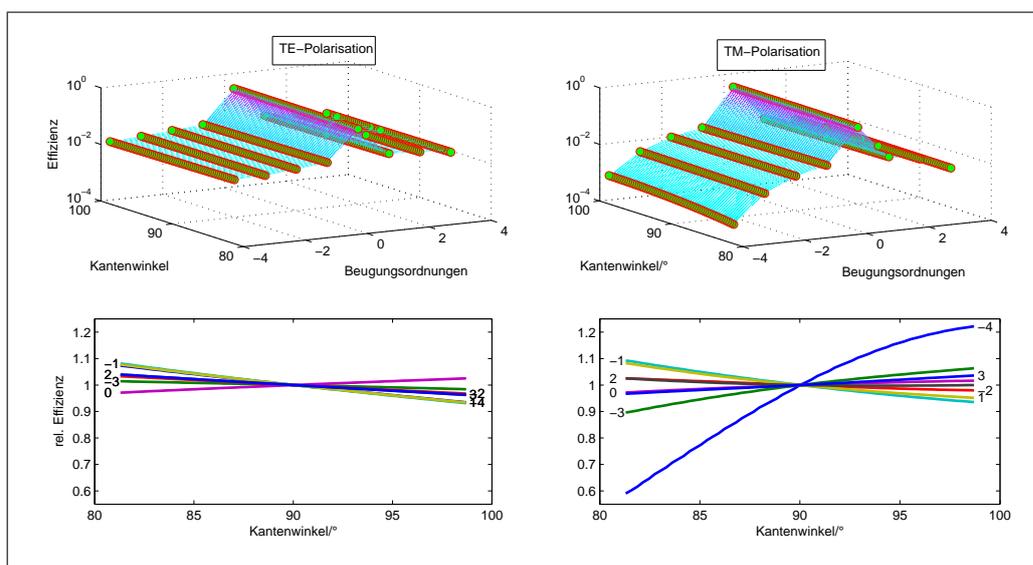
weichung in allen Szenarios liegt stets unterhalb von 0,2%. Daraus kann geschlossen werden, dass realistische zu erwartende Inhomogenitäten des ML wie auch der komplette Austausch des ML im Modell nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die zu erwartenden Scatterogramme bei einer Wellenlänge von 193 nm haben.

Es bleibt zu untersuchen, ob die DUV-Scatterometrie sensitiv gegenüber Gitterstrukturparametern ist.

## 5.3 Sensitivität der DUV-Scatterometrie gegenüber Gitterstrukturparametern der EUV-Maske

### 5.3.1 Sensitivitätsuntersuchungen bei Variation eines Parameters

Als Beispiel für die Sensitivitätsuntersuchung der DUV-Scatterometrie werden im Folgenden die Scatterogramme bei Kantenwinkel- und Strukturhöhenvariation vorgestellt. Zur Modifikation des Kantenwinkels wird die Basis-



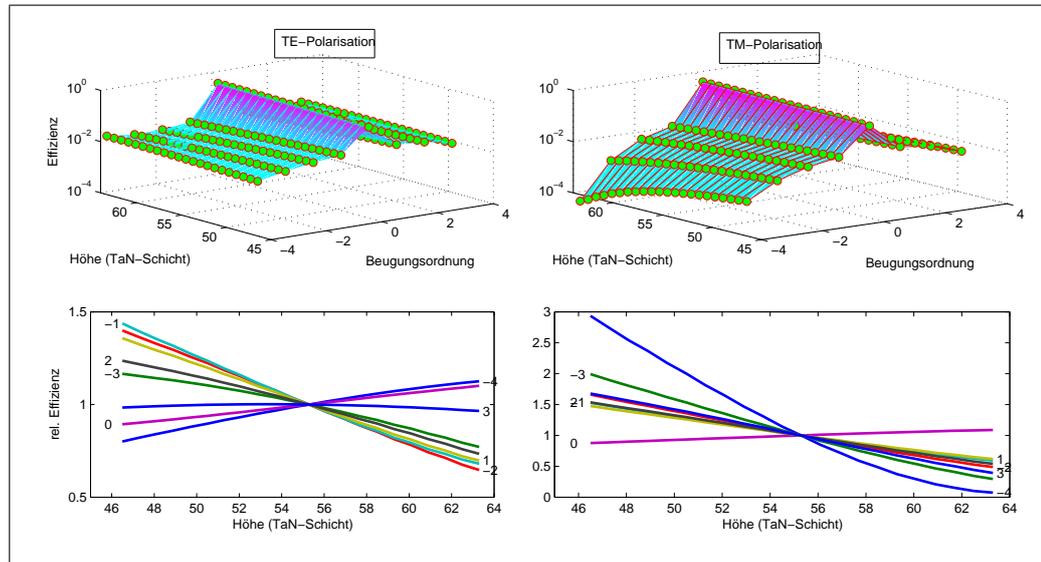
**Abbildung 5.5:** Oben: Simulierte DUV-Scatterogramme für TE- und TM-Polarisation bei einem festen Einfallswinkel von  $6^\circ$  und bei Variation des Kantenwinkels der  $TaN$ -Schicht. Unten: relative Änderung der einzelnen Beugungseffizienzen bei der Kantenwinkelvariation im Vergleich zum Ergebnis bei einem Kantenwinkel von  $90^\circ$ .

länge der  $TaN$ -Schicht variiert. In der Nomenklatur von DiPoG entspricht dies einer gleichzeitigen Verschiebung der Punkte p2 und p16 und parallel dazu der von p3 und p17 (vergl. Abbildung 5.1). Der Kantenwinkel wird so symmetrisch auf beiden Seiten von  $81,3^\circ$  bis  $98,7^\circ$  verändert. Die Rechnungen wurden bei einem festen Einfallswinkel von  $6^\circ$  und für TE- und TM-Polarisation durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

Die Beugungseffizienz der 0. Beugungsordnung steigt im TM-Fall mit größer werdendem Kantenwinkel um etwa 10% an. Bei den anderen Beugungsordnungen sind die Abhängigkeiten zum Teil noch größer: die Effizienz der -4. Beugungsordnung verändert sich bezogen auf den Wert bei senkrechtem Kantenwinkel um bis zu 4,5% pro  $1^\circ$  Kantenwinkeländerung. Im TE-Fall ist die Abhängigkeit nicht ganz so groß, aber dennoch ausgeprägt.

Die entsprechenden Ergebnisse bei Variation der Schichthöhe finden sich in Abbildung 5.6. Die  $TaN$ -Schicht wurde hier in 22 Schritten von 46,5 nm bis 63,3 nm variiert. Die relativen Änderungen der Scatterogramme bezüglich der mittleren Höhen weisen erneut auf eine hohe Sensitivität hin: Bis zu 20% pro 1 nm Höhenänderung (-4. Beugungsordnung bei TM-Polarisation).

Sowohl bei der Variation des Kantenwinkels als auch bei der Variation der Schichtdicke fällt der monotone Kurvenverlauf der einzelnen Beugungs-



**Abbildung 5.6:** Oben: Simulierte DUV-Scatterogramme für TE- und TM-Polarisation bei einem festen Einfallswinkel von  $6^\circ$  und bei Variation der Höhe der *TaN*-Schicht. Unten: relative Änderung der einzelnen Beugungseffizienzen bei der Höhenvariation im Vergleich zu den Beugungseffizienzen bei einer Höhe von 55,3 nm.

effizienzen in Abhängigkeit vom Variationsparameter auf. Daraus kann zunächst geschlossen werden, dass bei hinreichend guter a priori Information ein letzter freier Strukturparameter scatterometrisch sehr gut bestimmt werden kann.

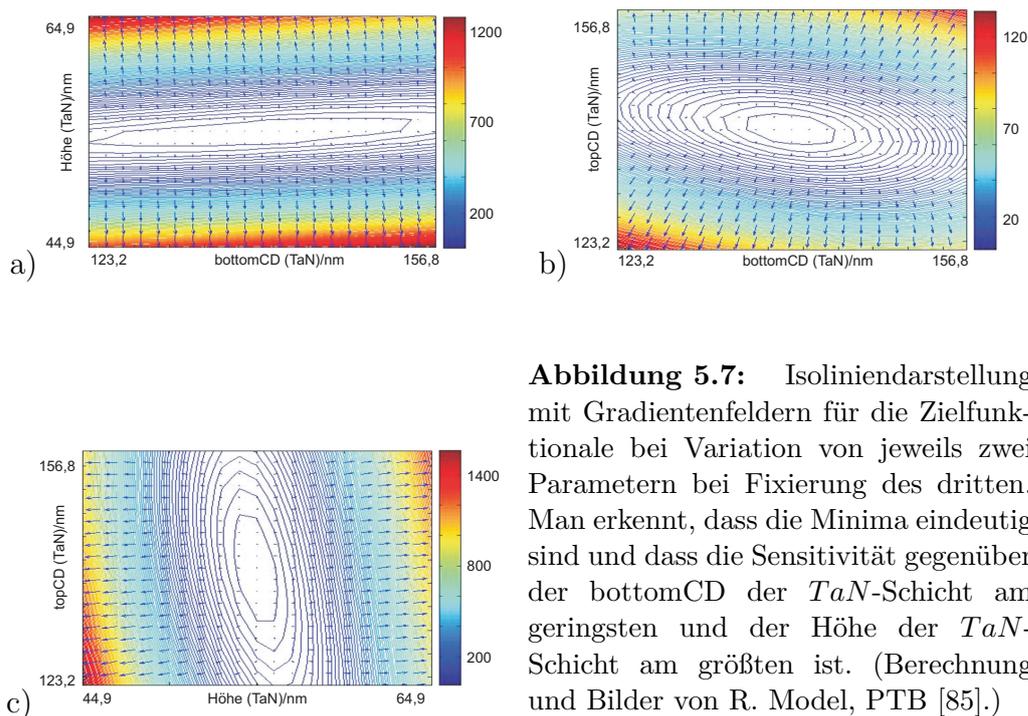
Neben den hier vorgestellten Sensitivitätsanalysen basierend auf der Auswertung von Beugungseffizienzen finden sich in [85] auch Untersuchungen bezüglich der ellipsometrischen Messgrößen. Diese weisen eine vergleichbare Sensitivität gegenüber Kantenwinkel und Schichthöhe auf.

### 5.3.2 Sensitivitätsuntersuchungen bei Variation zweier Parameter

Als nächstes soll die Sensitivitätsuntersuchung auf einen zweiten freien Parameter und unter Benutzung von DiPoG erweitert werden. Bei zwei freien Optimierungsparametern bietet DiPoG die Visualisierung des Zielfunktional (siehe Gl. 4.11) als Isolinien- und Gradientenfeld an. Als Testmessdatensatz wurden hier die zuvor berechneten Scatterogramme für TM-Polarisation aus Abbildung 5.3 verwendet. Die nu-

merische Exaktheit des Testdatensatzes sowie seine hohe Redundanz durch Simulationen bei 27 Einfallswinkeln, stellt eine sehr starke Idealisierung dar. Damit ist aber gewährleistet, dass die zu ermittelnden Sensitivitäten der Scatterogramme gegenüber den variierenden Strukturparametern sehr genau erfasst werden können. Die Darstellungen sind für jeweils zwei der drei Parameter Höhe, bottomCD (Basislänge der trapezförmigen Schicht) und topCD (Länge der oberen Seite des Trapez') der  $TaN$ -Schicht bei der Fixierung des jeweils dritten Parameters in Abbildung 5.7 gezeigt. Die Parameter wurden in den gleichen Intervallen variiert, wie im vorangegangenen Abschnitt.

Bei einem Vergleich der drei Darstellungen erkennt man zunächst einmal, dass wie zuvor auch hier jeweils ein eindeutiges Minimum existiert, das natürlich beim ursprünglichen Vorgabewert liegt. Es gibt keine weiteren Nebenminima.<sup>1</sup> Bei den drei hier verwendeten Beispielparametern wird die größte Sensitivität gegenüber der Strukturhöhe gegeben. Die Sensitivität gegenüber der bottomCD ist am geringsten. Dieser Befund darf jedoch nicht grundsätzlich verallgemeinert werden.

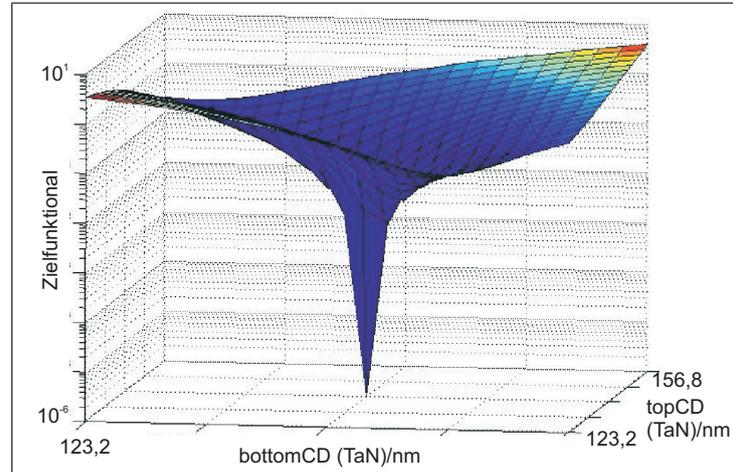


**Abbildung 5.7:** Isoliniendarstellung mit Gradientenfeldern für die Zielfunktionale bei Variation von jeweils zwei Parametern bei Fixierung des dritten. Man erkennt, dass die Minima eindeutig sind und dass die Sensitivität gegenüber der bottomCD der  $TaN$ -Schicht am geringsten und der Höhe der  $TaN$ -Schicht am größten ist. (Berechnung und Bilder von R. Model, PTB [85].)

<sup>1</sup>Bei einem ungünstigen, d. h. kleinem Verhältnis von Wellenlänge zu Gitterperiode ist dies in der Regel nicht gegeben [siehe 35].

## 5.4 Rekonstruktion der Gitterstruktur

**Abbildung 5.8:** Zielfunktional in Abhängigkeit von top- und bottomCD bei Fixierung der Höhe (jeweils von der *TaN*-Schicht). Dieser Berechnung lag nur ein einziges Scatterogramm, d. h. acht Beugungseffizienzen (-4. bis +3.) zugrunde. (Berechnung und Bild von R. Model, PTB [85].)



Die eindeutige Identifizierung der Minima in den vorgestellten Fällen legt eine gute Anwendbarkeit von gradientenbasierten Optimierungsalgorithmen zur Lösung des inversen Problems, d. h. zur der Bestimmung der zugrunde liegenden Objektgeometrie aus den Scatterogrammen, nahe. Deshalb wurde die in DiPoG implementierte Optimierungsroutine mit dem Gauß-Newton-Verfahren genutzt, um das Minimum des Zielfunktional (Gl. 4.11) zu finden. Als Resultat wurden alle drei Parameter (topCD, bottomCD, Höhe der *TaN*-Schicht) exakt rekonstruiert. Dabei wurden stets zufällig gewählte Startparameter innerhalb der schon oben benutzten Intervallgrenzen gewählt. Auch hier bestand der Testmessdatensatz aus den 27 zuvor berechneten Scatterogrammen für TM-Polarisation (Abb. 5.3).

Es stellt sich die Frage, wie viele Messdatensätze zur Rekonstruktion mindestens notwendig sind. Deshalb wurde aus der Serie von Scatterogrammen zunächst jeweils ein Scatterogramm herausgenommen und die Rekonstruktion mit Startparametern von den jeweiligen Intervallrändern begonnen.

Mit einem Scatterogramm, das zu einem Einfallswinkel  $\theta \leq 57^\circ \approx \theta_{Brewster}$  gehört, funktioniert die Rekonstruktion erfolgreich. Bei Verwendung von Scatterogrammen bei Einfallswinkeln  $\theta > 57^\circ$  gelang die Rekonstruktion nicht [85]. Bei diesem Einfallswinkelbereich müssen mindestens zwei Scatterogramme zur erfolgreichen Rekonstruktion benutzt werden.

Beispielhaft zeigt Abbildung 5.8 das Zielfunktional bei zwei freien Parametern und einem Einfallswinkel des Testscatterogramms von  $\theta = 6^\circ$ . Bei Auswahl der beiden anderen Parameterkombinationen erhält man ähnlich eindeutige Ergebnisse.

In [33] haben Groß und Rathsfeld weitere Sensitivitätsanalysen vorgestellt und diskutieren – zur Reduzierung des Messaufwandes – optimale Messparameter, um mit den daraus gewonnenen Messergebnissen eine schnellere Konvergenz bei der Rekonstruktion des Messobjekts zu erzielen. Dies ist auch aus experimenteller Sicht interessant, da sich so natürlich der Messaufwand reduzieren lässt. Darüber hinaus wird dort der ebenfalls experimentell relevante Fall zur Rekonstruktion einer Gittergeometrie bei nicht-idealen, gestörten Eingangsgrößen diskutiert. Solche Studien sind sehr gut geeignet, um künftig Unsicherheitsbudgets für scatterometrisch ermittelte Gitterstrukturen zu bestimmen.

# Kapitel 6

## Experimente und Auswertungen

In diesem Kapitel soll nach einer kurzen Vorstellung der aktuell von der Halbleiterindustrie verwendeten Fotomasken die Funktionalität des Scatterometers sowie der Auswertalgorithmik demonstriert werden. Dies geschieht am Beispiel von diffraktometrischen sowie klassisch-scatterometrische Messungen der Beugungseffizienzen. Ebenfalls wird der Einsatz des Scatterometers zur Bestimmung von optischen Parametern unbekannter oder effektiver Materialien demonstriert. In diesem Kapitel sind Rechnungen von Dr. Hermann Groß eingeflossen, die im Einzelnen gekennzeichnet sind.

### 6.1 Die Messobjekte

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden Messungen an verschiedenen Messobjekten vorgestellt. Dabei handelt es sich um verschiedene Typen von Fotomasken, wie sie in der Halbleiterindustrie als Projektionsvorlage für den lithographischen Abbildungsprozess eingesetzt werden. Bis auf den neusten Maskentypus, die EUV-Maske, werden alle hier vorgestellten Masken in Transmission verwendet. Die EUV-Maske wird hier nicht noch einmal aufgeführt, da sie bereits im Kapitel 5 erläutert wurde. (Beschreibung gemäß [80].)

#### **Chrom-auf-Glas-Maske (CoG-Maske)**

(auch »Binär-Maske« genannt)

Die CoG-Maske ist die klassische Fotomaske. Sie besteht lediglich aus einem Glassubstrat und einer Chromschicht. Diese Art von Fotomasken ist die am meisten verwendete Variante, da sie am günstigsten und am schnellsten

herstellbar ist. Für viele weniger kritische Prozessschritte in der Halbleiterentwicklung ist ihr Auflösungsvermögen ausreichend. Da die Chromschicht nicht und die unbeschichteten Stellen nahezu zu 100% transparent sind, wird die Chrommaske auch »Binärmaske« genannt.

### **Halbtonphasenmasken**

(auch »MoSi-Maske«, »weiche Phasenmaske« oder »Attenuated Phase Shift Mask« genannt)

Im Gegensatz zur CoG-Maske besteht die strukturgebende Schicht bei der Halbtonphasenmaske nicht aus Chrom, sondern aus Molybdänsilizid (MoSi). Die Schicht ist teilweise lichtdurchlässig (typischerweise liegt die Transmission bei einer Wellenlänge von 193 nm bei 6%). Die Schichtdicke wird so gewählt, dass die Wellenlänge der zur lithographischen Abbildung verwendeten Strahlung beim Passieren eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  im Vergleich zur Strahlung, die lediglich das Glas durchdringt, erfährt. Der Kontrast der abzubildenden Kante und damit das Auflösungsvermögen nimmt dadurch zu.

### **Dreiton-Maske**

(auch »Tritone-Maske« genannt)

Dreiton-Masken besitzen sowohl eine Chrom- als auch eine MoSi-Schicht. Durch die Chromschicht können Teile der Maske, die nicht zur Projektion benötigt werden bzw. stören würden, vollkommen opak gemacht werden.

### **Chromfreie Phasenmaske**

Bei dieser Maskenart wird völlig auf eine Beschichtung des Substrats verzichtet. Der Strukturkontrast wird ausschließlich durch Phasenverschiebung der Strahlung über entsprechend geätzte Gräben im Glas hergestellt.

### **Alternierende Phasenmaske**

(auch »harte Phasenmaske« genannt)

Hierbei handelt es sich um eine Kombination aus Chrommaske und chromfreier Maske. Zusätzlich zu den Zuständen »Chrom« und »chromfrei« einer reinen Chrommaske gibt es die Möglichkeit, chromfreie Stellen tiefer zu ätzen als die regulären Glasstellen. Dadurch ergibt sich wie bei der chromfreien Maske ein  $180^\circ$ -Phasenunterschied zwischen den ungeätzten und geätzten Glasstellen. Diese werden abwechselnd (daher »alternierend«) nebeneinander aufgebracht, um den Kontrast der Abbildung zu steigern.

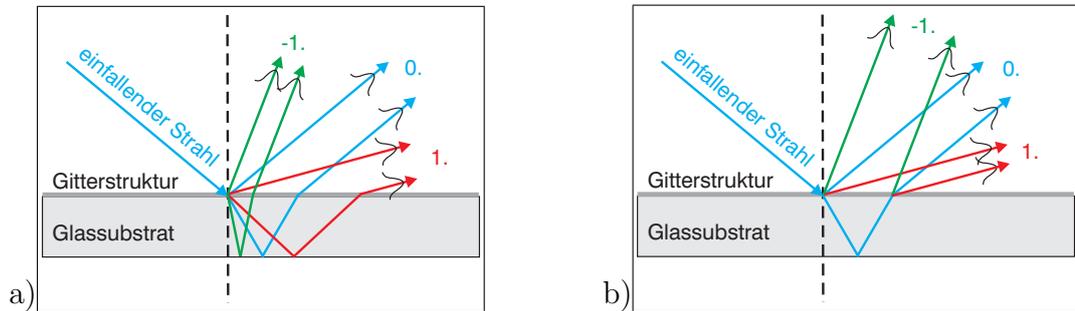


Abbildung 6.1: Fehler erster Ordnung durch Rückreflexe.

## 6.2 Störeinflüsse durch Rückreflexe

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Fotomaschinen werden in Transmission eingesetzt. Bei solchen Messobjekten hat man stets das Problem der Sekundärreflexe an der Maskenrückseite. Dieser Effekt wird mit der in Kapitel 4 beschriebenen Modellierung nicht erfasst, ist aber messtechnisch relevant und wird deshalb hier diskutiert. Lediglich bei der in Abschnitt 6.7 vermessenen EUV-Maske tritt das Problem nicht auf, da die Maske in Reflexion verwendet wird und opak ist.

Die Modellierung geht von einer unendlich ausgedehnten monochromatischen Welle aus, die sich in die Halbräume des Sub- und Superstrats erstreckt. Würde man die Begrenzung des Substrats durch die Rückseite mit ins Kalkül ziehen, würde dies im Falle eines transparenten Substrats zu Interferenzerscheinungen führen, die es aufgrund des endlichen Strahldurchmessers und der endlichen Kohärenzlänge jedoch so nicht gibt. Diese beiden realen Strahlparameter müssen also in anderer Form behandelt werden, um die Überlagerung von Primär- und Sekundärstrahl auf dem Detektor zu berücksichtigen.

In Abbildung 6.1 sind die Strahlenverläufe für die zwei wesentlichen Störeinflüsse durch Rückreflexe skizziert. Weitere Störungen durch Mehrfachreflexionen werden hier nicht behandelt. Abbildung 6.1 a) zeigt den Fall, dass die transmittierten Beugungsordnungen an der Rückseite des Substrats reflektiert werden und dann parallel zu den reflektierten Beugungsordnungen weiter verlaufen.<sup>1</sup> In Abbildung 6.1 b) erzeugt die rückreflektierte 0. Beugungsordnung am Gitter erneut ein Beugungsspektrum. Auch in diesem Fall verlaufen die Strahlengänge der beiden sich überlagernden Beugungsmuster parallel zueinander. Die Abstände der jeweils parallel verlaufenden Strahlen lassen sich für beide Fälle leicht bestimmen und ergeben zusammen mit den

<sup>1</sup>Der Fall, dass eine transmittierte Beugungsordnung sich senkrecht zur Gitteroberfläche ausbreitet, ist gleichbedeutend mit der Einhaltung der Littrow-Bedingung, bei der der Einfallswinkel gleich dem Beugungswinkel ist.

zugrunde liegenden Reflektionskoeffizienten bei der Rückreflektion ein Maß zur quantitativen Bewertung der Störeinflüsse.

Es wird dabei nach zwei Fällen unterschieden: Bei der Bestimmung der Beugungseffizienzen ist es wichtig, dass die Rückreflexe stets räumlich separierbar sind von den Primärreflexen. Geht es um die diffraktometrische Bestimmung des Beugungswinkels, so kann auch der Fall toleriert werden, bei dem der Rückreflex genau in Richtung des Primärreflexes erfolgt. Die so geometrisch ermittelten Bewertungsfaktoren werden bei der diffraktometrischen Bestimmung der Gitterperiode und bei der Rekonstruktion der Gitterstruktur durch Minimierung des Zielfunktional aus Gleichung 4.11 als Gewichtungsfaktoren benutzt. Außerdem dienen sie dazu, geeignete Einfallswinkel für den jeweiligen Messmodus zu bestimmen.

Da das Signal integriert über die Detektorfläche aufgenommen wird, spielen Interferenzen zwischen Primär- und Sekundärstrahl praktisch keine Rolle.<sup>2</sup>

### 6.3 Messstrategie zur Bestimmung von Beugungseffizienzen

Die Beugungseffizienz  $\eta_m$  der  $m$ -ten Beugungsordnung ist gemäß Gleichung 4.8 als relativer, in eine Beugungsordnung transferierter Energieanteil der Eingangsstrahlung definiert. Zur Bestimmung von  $\eta_m$  wird deshalb vor und nach der Vermessung der Beugungsordnungen die Referenzintensität ermittelt. Dazu wird das Messobjekt aus dem Strahlengang gefahren.

Bei der Bestimmung der einzelnen Intensitäten wird das Detektorsignal in einem kleinen Winkelbereich um die erwartete Position herum aufgezeichnet. Da die begrenzenden Aperturen des zu detektierenden Ausgangsstrahl größer als der Strahldurchmesser sind, wird im aufgezeichneten Signal ein Plateau erwartet (Faltung des Strahlprofils mit der Rechteckblendenfunktion). Die Plateauhöhe ist ein Maß für die Strahlungsleistung. Der Proportionalitätsfaktor ist dabei ohne Bedeutung, da er bei der Quotientenbildung zur Bestimmung von  $\eta_m$  herausfällt.

Im Detail wird bei einer solchen Messung iterativ in mehreren Schritten vorgegangen, da zunächst die genaue Beugungswinkelposition bestimmt

---

<sup>2</sup>Diese Interferenzen können auftreten, wenn die Kohärenzlänge der Laserstrahlung länger ist als der Wegunterschied zwischen den beiden Strahlen. Für 1. und 2. Harmonische des verwendeten Lasersystem ist dies der Fall. Der minimale optische Wegunterschied beträgt  $2n_{SiO_2}d \approx 20$  mm und die Kohärenzlängen liegen bei 75 bzw. 30 mm (vergl. Tabelle 3.1).

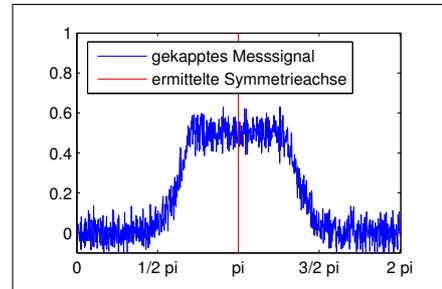
werden muss, an der dann die Beugungseffizienz bestimmt wird.

Dazu wird ein erster (schneller) Winkelscan durchgeführt. Um sicherzustellen, dass auch ein kleines Signal überhaupt gefunden wird, wird die Verstärkung sehr hoch eingestellt. Das Signalmaximum kann und darf dabei den Verstärker übersteuern, denn auch im letzteren Fall kann mit der hier vorgestellten Methode sehr gut auf die Lage des Maximums, also den Ort, an dem die Beugungseffizienz bestimmt werden soll, geschlossen werden. Ein typischer so detektierter Signalverlauf ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Das Maximum ist gekappt.

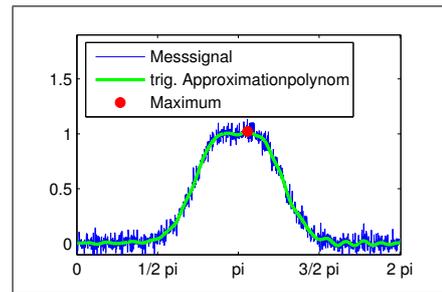
Zur Abschätzung des Beugungswinkels aus dem gekappten Signal bietet sich das Symmetriekriterium, das im Rahmen der Fourier-Kurvendiskussion im Anhang A vorgestellt wird, an. Bei einem Scan eines Beugungssignals ist die zugehörige Verlaufsfunktion im Idealfall symmetrisch bezüglich des Sinus des Beugungswinkels, nicht jedoch bezüglich des Winkels selbst. Deshalb wird die Positionsbestimmung bezüglich  $\sin \theta'$  durchgeführt. Auch in diesem Fall eines gekappten Signals ist der Spiegelsymmetriepunkt sehr scharf zu lokalisieren.

Er kann mit Formel A.21 oder dem Algorithmus aus Abschnitt A.1 bestimmt werden. Anschließend kann am Ort des so gefundenen Symmetriepunktes die optimale Verstärkungsstufe eingestellt werden. Mit einem nun folgenden langsamen, höher auflösenden Scan wird das Beugungssignal erneut vermessen. Diesmal zur Bestimmung des Maximums.

Dazu wird zunächst die Maximumsposition mit dem Algorithmus aus Abschnitt A.1 bestimmt und anschließend das Maximum als Wert der trigonometrischen Approximationsfunktion (A.6) an der Maximumsposition berechnet. Dabei wird das Messsignal tiefpassgefiltert und somit geglättet (siehe Abb. 6.3). Die Tiefpassfilterung lässt sich dadurch realisieren, dass die Summation in der Interpolationsformel (A.6) bei dem Glied  $k$  mit  $k < N/2$  abgebrochen wird. Das so bestimmte reduzierte trigonometrische Polynom



**Abbildung 6.2:** Bestimmung des Spiegelsymmetriepunktes zur Abschätzung der Maximumsposition. Bei dieser Fourier-basierten Methode wird die Abszisse stets in den Bereich von 0 bis  $2\pi$  transformiert.



**Abbildung 6.3:** Ermittlung des Maximums aus dem geglätteten Signalverlauf.

approximiert die Messdaten stets im quadratischen Mittel.

Die Festlegung der Abbruchgrenze  $k$  erfolgt automatisch. Als Maß dient die Halbwertsbreite des Fourier'schen Leistungsspektrums des Messsignals. Je schmaler das Messsignal ist, desto mehr Harmonische müssen berücksichtigt werden und desto höher ist somit die Abbruchgrenze. In der Praxis zeigt es sich, dass es in der Regel reicht, die ersten ca. 20 Harmonischen des Signals zu berücksichtigen um die Signalform hinreichend gut und glatt wiederzugeben.

Abschließend wird noch die Maximumsgüte bestimmt, die als ein Maß für die Qualität der Approximation aufgefasst werden kann. Diese kann in analoger Weise wie die Spiegelsymmetriegüte hergeleitet werden (vergl. Abschnitt A.2.1 bzw. A.1.2). Die Maximumsgüte kann als Gewichtungsfaktor bei der numerischen Auswertung der Rekonstruktion der Probengeometrie benutzt werden.

Die hier vorgestellte Methode zur Ermittlung von Beugungswinkeln, Beugungseffizienzen und Gewichtungsfaktoren über die Bestimmung des Symmetriepunktes sowie des Maximums einer tiefpassgefilterten Approximationsfunktion stellt ein sehr universelles, und dennoch präzises und überschaubares mathematisches Werkzeug dar. Die Universalität ist dabei von großer Bedeutung, schließlich sorgen mitunter störende Sekundärreflexe (siehe voriger Abschnitt), die Faltung mit der Spaltfunktion, Unregelmäßigkeiten des Gitters, die endliche Linienbreite der verwendeten Strahlung und Strahldivergenzen für eine Verformung und/oder Verbreiterung des vormals rein gauß'schen Strahlprofils. Deshalb ist es auch nicht zweckmäßig eine Kurvenanpassung mit nur einer Gauß-Funktion vorzunehmen. Das Modell müsste sehr komplex sein und hat dann stets viele Freiheitsgrade. Mit der Anzahl der anzupassenden Parameter steigt jedoch in der Regel deren Unsicherheit.

## 6.4 Diffraktometrische Messung der Gitterperiode

Bei der Messung eines Scatterogramms gilt es, die Beugungseffizienzen der einzelnen Beugungsordnungen zu bestimmen. Die Lage der Beugungsordnungen ergibt sich aus der Gittergleichung und setzt die Kenntnis der Gitterperiode voraus. Ist diese nicht bekannt, lässt sie sich durch eine einfache diffraktometrische Messung zunächst grob bestimmen. Im Anschluss daran wird das Messverfahren verfeinert: Der Detektor wird zu den erwarteten Winkelpositionen der Beugungsordnungen verfahren. Die Lage der Beugungsordnung wird dann in ähnlicher Weise wie im vorangegangenen Abschnitt beschrie-

ben vermessen. Bei dem zweiten, langsamen Scan wird jedoch nicht nach dem Maximum, sondern erneut nach dem Symmetriepunkt innerhalb des Datensatzes gesucht. Dies ist deshalb von Vorteil, da durch die Faltung der Strahlprofilsfunktion mit der Spaltblendenfunktion das Maximum auf einem breiten Plateau angenommen wird. Der Symmetriepunkt wird zusammen mit der Symmetriegüte für jede reflektierte und – sofern vorhanden – transmittierte Beugungsordnung ermittelt. Typischerweise wird bei der Bestimmung des Symmetriepunktes eine Reproduzierbarkeit von ca.  $1,3''$  ( $\hat{=}$   $6,3 \mu\text{rad}$ ) erreicht. Damit ist ebenfalls die physikalische Stabilität der Strahlage erfasst. Denn beide Größen lassen sich mit den vorhandenen Messmitteln nicht voneinander trennen. Die Lage der transmittierten Beugungsordnungen bedarf jeweils einer geometrischen Korrektur, denn die Beugungsordnungen erfahren beim Passieren des Maskensubstrats einen Versatz. Dabei wird davon ausgegangen, dass das Substrat eine gleichmäßige Dicke aufweist und die Vorder- und Rückflächen eben und parallel zueinander sind.<sup>3</sup>

Mittels einer nichtlinearen Kurvenanpassung wird die bezüglich der Gittergleichung bestpassende Gitterperiode sowie ein Offset-Winkel für die Nullstellung des Probendrehisches bestimmt. Die Bestimmung des letzteren ist aufgrund der nicht hinreichenden Dickenuniformität, die eine Keiligkeit der Maske im Bereich von bis zu  $7'$  ( $\hat{=}$   $2000 \mu\text{rad}$ ) nicht ausschließt, zwingend notwendig. Bei der Kurvenanpassung wird die Symmetriegüte als Gewichtungsfaktor benutzt.

### 6.4.1 Unsicherheitbudget

Die Erstellung eines Unsicherheitsbudget für die diffraktometrische Messung der Gitterperiode wird nach den Regeln des GUM (*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*) durchgeführt [10]. Die Einflussgrößen auf die Messunsicherheit lassen sich in diesem Fall grundsätzlich in drei verschiedene Bereiche unterteilen, die den Größen der Gittergleichung entsprechen. Es sind dies:

- die Laserwellenlänge
- die Beugungswinkel
- das Messobjekt selbst.

---

<sup>3</sup>Tatsächlich ist die Dickenuniformität nur auf  $\pm 0,1 \text{ mm}$  genau spezifiziert. Für die Ebenheit der Vorder- und Rückfläche werden zurzeit sogar nur recht anspruchlose Empfehlungen ausgesprochen (bis zu  $20 \mu\text{m PV}$ ) [66].

$\lambda_0$	Wellenlänge bei Standardbedingungen ( $T_0, p_0, F_0$ )
$T$	Temperatur
$T_0 = 20\text{ °C}$	Standardtemperatur
$c_T = 9,5 \cdot 10^{-7}/\text{°C}$	Temperaturkoeffizient
$p$	Luftdruck
$p_0 = 1013,25\text{ hPa}$	Standardluftdruck
$c_p = -2,7 \cdot 10^{-7}/\text{hPa}$	Druckkoeffizient
$F$	relative Luftfeuchtigkeit
$F_0 = 50\text{ %}$	Standard-Luftfeuchtigkeit
$c_F = 8,5 \cdot 10^{-9}/\text{%}$	Luftfeuchtigkeitskoeffizient

**Tabelle 6.1:** Größen zur Berechnung der Messwellenlänge unter Laborbedingungen gemäß der linearen Näherung der Edlén-Formel.

Diese Größen lassen sich hinsichtlich ihrer Stabilität gegenüber klimatischen, geometrischen, optischen und mechanischen Einflüssen bewerten. Das Laborklima wirkt sich direkt auf die Messwellenlänge aus. Mit der (modifizierten) Edlén-Formel [13, 19] lässt sich der Brechungsindex der Luft in Abhängigkeit von klimatischen Umgebungseinflüssen wie Temperatur, Luftdruck, relative Luftfeuchtigkeit sowie des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes im Vergleich zu Standardbedingungen berechnen. Zudem sind nach ISO 1 [40] sämtliche Längenmessungen auf die Referenztemperatur von  $20\text{ °C}$  zu beziehen. Die Laborbedingungen weichen nicht stark von den Standardbedingungen ab. Der Einfluss des Kohlendioxidgehalts ist außerdem zu vernachlässigen. Deshalb gilt in guter linearen Näherung folgende Formel für die Messwellenlänge unter Laborbedingungen:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot (1 + c_T(T - T_0) + c_p(p - p_0) + c_F(F - F_0)). \quad (6.1)$$

Dabei sind die Größen aus Tabelle 6.1 zu verwenden.

Auch das Messobjekt selbst ist klimatischen Einflüssen ausgesetzt. Die Ausdehnung des Substrats ist hier maßgeblich. Quarzglas hat im Bereich der Standardbedingungen einen relativ geringen Ausdehnungskoeffizienten von  $0,5 \cdot 10^{-6}\text{m/K}$ . Eine Gitterperiode von  $1\text{ }\mu\text{m}$  dehnt sich also pro  $1\text{ K}$  um  $0,5\text{ pm}$  aus. Eine Abweichung der Labortemperatur von  $T_0 = 20\text{ °C}$  lässt sich einfach und systematisch korrigieren.

Thermische Ausdehnungen wirken sich auch auf geometrische und mechanische Parameter aus. Von großer Wichtigkeit ist die relative Lage der beiden Drehachsen (die der Probe und die des Detektors) zueinander. Aufgrund der gegebenen Abmaße durch den benutzten optischen Tisch ließ sich

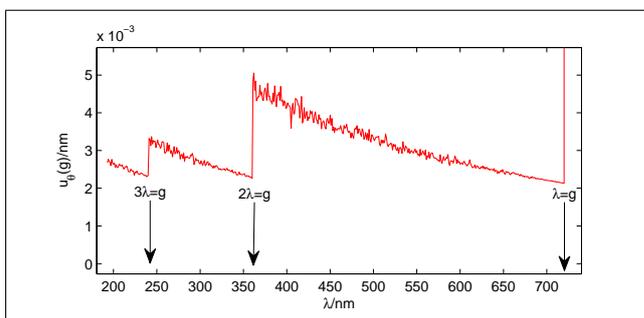
der dreibeinige Überbau nicht symmetrisch anlegen ( $\rightarrow$  Winkelabstand zwischen zwei Säulen  $=120^\circ$ ). Die den einfallenden Strahl einrahmenen Säulen weisen einen Winkelabstand  $<120^\circ$  auf. Um dennoch bei thermischer Ausdehnung des Überbaus die Lage der Drehachse konstant zu halten, wurde die dritte Säule verstärkt. FEM-Berechnungen ergaben, dass sich die Lage der Drehachse nur um ca.  $0,5 \mu\text{m}/K$  verschiebt.

Weitere geometrisch bedingte Unsicherheitseinflüsse ergeben sich aus der Imperfektion der Justage des Systems. Optische Störeinflüsse entstehen wiederum durch Streulicht.

Der Aufbau des Systems ist jedoch so ausgelegt, dass letztgenannte Einflüsse minimiert werden (vergl. Abschnitt 3.6). Das Scatterometer lässt sich so einzujustieren, dass geometrische Einflüsse unterhalb der in Tabelle 6.2 genannten Werte liegen (vergl. Abschnitt 3.7).

Tabelle 6.2 fasst die wesentlichen Unsicherheitseinflüsse für die Messung einer Gitterperiode von ca.  $720 \text{ nm}$  für zwei verschiedene Lasersysteme zusammen. Das derzeit verwendete Lasersystem verfügt noch nicht über ein hochauflösendes, kalibriertes Wellenlängenmesssystem. Deshalb kann – streng genommen – zurzeit jegliche mit dem System gemessene dimensionelle Größe nur in Wellenlängen und nicht in Metern angegeben werden. Die Wellenlänge lässt sich mithilfe des integrierten Spektrometers mit einer Unsicherheit von  $0,1 \text{ nm}$  abschätzen. Daraus resultiert eine Gitterperiodenunsicherheit von  $370 \text{ pm}$ . Mit einem HeNe-Laser, wie er z. B. im derzeitigen Standardmesssystem der PTB zur Gitterperiodenbestimmung eingesetzt wird (Research Electro-Optics Model 30603 [61]) ließe sich die Messunsicherheit auf etwa  $3 \text{ pm}$  reduzieren.

Auffällig in Tabelle 6.2 ist zudem noch der leicht unterschiedliche Beitrag zur Gitterperiodenunsicherheit durch die Lagebestimmung der Beugungsordnungen. Dieser Beitrag lässt sich mithilfe einer nichtlinearen Optimierung (z. B. wie hier geschehen unter Verwendung des Levenberg-Marquardt-Algorithmus' [46, 49]) aus der Gittergleichung bestimmen. Der Verlauf des Unsicherheitsbeitrages in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Gitterperiode lässt sich natürlich bei  $0^\circ$  Einfallswinkel nur mit Wellenlängen bestimmen, die kürzer sind als die Gitterperiode. Es ist aber nicht so, dass eine kürzere Wellenlänge hier einen grundsätzlichen Vorteil bietet und stets zu einer reduzierten Unsicherheit führt. Vielmehr wird die Unsicherheit der Gitterperiode im Wesentlichen durch den größten gemessenen Beugungswinkel bestimmt. Dies lässt sich leicht verstehen: Bei großen Beugungswinkeln nimmt die Abhängigkeit des in der Gittergleichung



**Abbildung 6.4:** Beispielhafte Berechnung des Unsicherheitsbeitrages der Beugungswinkelbestimmung zur Unsicherheit der Gitterperiode für  $g=720$  nm und  $\theta_{\text{ein}} = 0^\circ$  bei Variation der Wellenlänge von 193-720 nm.

auftretenden Terms  $\sin \theta_m$  von kleinen Abweichungen mit  $\cos \theta_m$  ab.<sup>4</sup>

Weitere Details zu Einflussgrößen bei der Kalibrierung von Längenmessmitteln findet man in [74]. Eine Beschreibung des in der PTB eingesetzten Diffraktometers zur Kalibrierung von Gitterperioden findet man in [15].

### 6.4.2 Beispielmessung

An einer EUV-Maske wurden diffraktometrische Messungen nach dem oben beschriebenen Verfahren durchgeführt. Die Maske bietet insgesamt 121 in einer quadratischen Matrix angeordnete Felder mit nominell gleichen Gitterstrukturen. Die Feldkoordinaten werden in der Form A1 (links oben) bis K11 (rechts unten) angegeben. An den Feldern D4, D8, F6, H4 und H8 wurden diffraktometrische Messungen bei jeweils insgesamt 13 verschiedenen Einfallswinkeln im Bereich von  $-60^\circ \dots +60^\circ$  durchgeführt. Insgesamt basiert die Auswertung inklusive der 0. Beugungsordnungen auf 112 gemessenen Beugungswinkeln. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Der Designwert von jeweils 720 nm liegt in allen Fällen innerhalb der im vorigen Abschnitt ermittelten Messunsicherheit von 370 pm.

## 6.5 Polarisationsmessungen an einer Chromauf-Glas-Maske

Die bestehenden Techniken in der Fotolithographie werden immer weiter verbessert und verfeinert. Dies hat dazu geführt, dass mittlerweile der größte Konkurrent einer jeden NGL-Technologie nicht etwa eine andere neue Technologie sondern die bestehende 193-nm-Fotolithographie geworden ist. An-

<sup>4</sup>Diese Betrachtung zeigt auch die Notwendigkeit einer nichtlinearen Bestimmung der Unsicherheitsbeitrages: Eine Linearisierung des Problems und eine anschließende lineare Regression würde nahelegen stets mit einer Wellenlänge nahe der Gitterperiode zu messen, da dann der Unsicherheitsbeitrag sogar auf 0 zurück gehen würde. Dies ist jedoch falsch.

Eingangsgröße	Symbol	akt. Laser @ $\lambda = 193$ nm		HeNe-Laser @ $\lambda = 633$ nm	
		Standard-unsicherheit	Beitrag zur Unsicherheit der Gitterperiode [pm]	Standard-unsicherheit	Beitrag zur Unsicherheit der Gitterperiode [pm]
Laserwellenlänge unter Standardbedingungen ( $T_0, p_0, F_0$ )	$\lambda_0$	0,1 mm	370	0,0008 mm	1,3
Laborbedingungen					
-Temperatur	T	0,2 K	0,3	0,2 K	0,3
-Luftdruck	P	2 hPa	0,5	2 hPa	0,5
-rel. Luftfeuchtigkeit	F	10%	0,1	10%	0,1
Laserwellenlänge unter Laborbedingungen ( $T, p, F$ )	$\lambda$	0,1 mm	370	0,0009 mm	1,5
Restabweichung der Winkelangabe des Detektordrehtisches	$\delta\theta_{m,rot}$	4,0 µrad		4,0 µrad	
Restabweichung der Positionsbestimmung inkl. Strahlgestabilität	$\delta\theta_{m,StrahlPos}$	6,3 µrad		6,3 µrad	
Beugungswinkel	$\theta_m$	7,5 µrad	2,6	7,5 µrad	2,5
Gitterperiode	g		370		2,9

**Tabelle 6.2:** Unsicherheitsbudget für die diffraktometrische Messung einer Gitterperiode von ca. 720 nm unter Verwendung zweier verschiedener Laser. Das aktuell im benutzten Lasersystem verwendete Spektrometer ist nicht geeignet, die Laserwellenlänge mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen (fehlende Kalibrierung, unzureichende Auflösung). Deshalb wird die Unsicherheit der Gitterperiode durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Wellenlänge dominiert. Der Vergleich mit einem HeNe-Laser zeigt jedoch, dass mit der Anlage Unsicherheiten von ca. 3 pm bei der Gitterperiodenbestimmung möglich sind.

Feld	Gitterperiode
D4	720,185 nm
D8	720,173 nm
F6	720,100 nm
H4	720,045 nm
H8	720,070 nm

**Tabelle 6.3:** Ergebnisse der diffraktometrischen Messungen an fünf Feldern einer EUV-Maske. Der nominal gleichem Wert für die Gitterperiode aller Felder von 720 nm liegt jeweils innerhalb der spezifizierten Unsicherheit von 370 pm.

getrieben durch die Möglichkeit, Entwicklungskosten für neue und riskante Technologie einzusparen, wird mit Hochdruck daran gearbeitet, die bestehende Technologie der Fotolithographie bei 193 nm weiter auszureizen. Zur Abbildung immer kleiner werdender Strukturen der Fotolithographiemaske auf dem Zielobjekt, dem Wafer, ist es notwendig, immer größer werdende Öffnungswinkel ( $\theta_{max}$ ) zur Beleuchtung zu realisieren. Dies geht aus Abbes bekannter Formulierung der Auflösungsgrenze hervor [1, 2]. Für die Beleuchtung der vierfach verkleinerten lithographischen Abbildung auf dem Wafer wird der Begriff »Hyper-NA-Beleuchtung« verwendet.

Auch die Fotomaske selbst muss dabei mit größer werdenden Öffnungswinkeln ausgeleuchtet werden.<sup>5</sup> Die entscheidende Schwierigkeit bei größeren Beleuchtungsöffnungswinkeln, ob nun mit Immersion oder ohne, ist jedoch der Einfluss der Beleuchtungspolarisation. Dies lässt sich leicht durch den Funktionsverlauf der Fresnel-Gleichungen für s- und p-polarisierte Strahlung aufgetragen über dem Einfallswinkel vor Augen führen: Bei senkrechter und streifender Inzidenz sind Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für beide Polarisationsrichtungen gleich. Dazwischen, insbesondere beim Brewster'schen Polarisationswinkel unterscheiden sie sich stark.

Zur Simulation der Polarisierungseffekte sind die rigorosen Ansätze zur Lösung der Maxwell-Gleichungen unabdingbar. Sämtliche vereinfachte Versuche zur näherungsweise Lösung der Maxwell-Gleichungen (z. B. mittels skalarer Näherung) würden das noch bestehende Verbesserungspotential der Fotolithographie nicht ausnutzen und damit die gesamte Verbesserung in Frage stellen. Viele solcher Voruntersuchungen sind in Form von Sensitivitätsstudien bereits durchgeführt worden [siehe z. B. 84].

Das DUV-Scatterometer bietet nun die Möglichkeiten, solche Effekte gezielt zu studieren. Das goniometrische Grundkonzept und die Möglichkeit, bei einer Wellenlänge von 193 nm beliebige Einfallspolarisationszustände zu generieren und Ausfallspolarisationszustände zu analysieren, macht das Gerät

<sup>5</sup>Ein zusätzlicher Ansatz zur Erhöhung der numerische Apertur  $NA = n_i \sin \theta_{max}$  wird durch den Einsatz von Immersionsflüssigkeiten mit dem Brechungsindex  $n_i$  realisiert. Die Immersionsflüssigkeit wird dabei zwischen Beleuchtungsobjektiv und Wafer eingesetzt.

zu einem zurzeit einzigartigen Metrologiesystem für die aktuelle Fotolithographie. Hier zahlt sich die Vielseitigkeit und Flexibilität des Gerätes aus, die über die Grundfunktion als Linienbreitenmesssystem hinaus geht.

Im Auftrag eines Industriekunden wurden Messungen an einer CoG-Maske durchgeführt. Dabei sollte der Polarisationsgrad (*engl.* DOP — Degree of Polarisation) der nullten und ersten Beugungsordnung für verschiedene Einfallswinkel und Gitterperioden gemessen werden. Der Polarisationsgrad berechnet sich aus dem Verhältnis der Intensitätsdifferenz zur Intensitätssumme zu

$$DOP_m = \frac{\langle E_s E_s^* \rangle - \langle E_p E_p^* \rangle}{\langle E_s E_s^* \rangle + \langle E_p E_p^* \rangle} \Bigg|_m. \quad (6.2)$$

Mit den experimentell gewonnenen Beugungseffizienzen  $\eta$  lässt sich die Gleichung auch umschreiben zu

$$DOP_m = \frac{\eta_s - \eta_p}{\eta_s + \eta_p} \Bigg|_m. \quad (6.3)$$

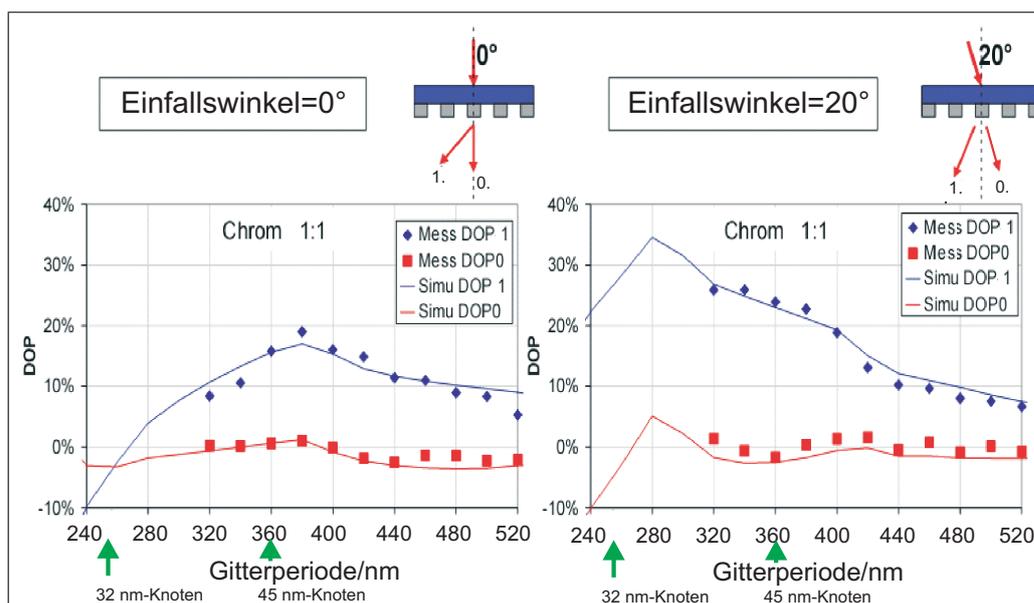
Es wurden für die 0. und 1. Beugungsordnung die Beugungseffizienzen für s- und p-polarisierte Eingangsstrahlung gemessen. Diese Ordnungen sind maßgeblich am lithographischen Abbildungsprozess beteiligt, da sie (i.d.R.) von hoher Intensität sind und gänzlich ins Abbildungsobjektiv eingekoppelt werden. Da die Maske in Transmission eingesetzt wird, sind natürlich nur die Ergebnisse in Transmission interessant. Messungen wurden bei 0 und 20° Einfallswinkel und einer Wellenlänge von 193 nm durchgeführt. Die Maske wies insgesamt elf verschiedene Gitter mit Perioden von 320-520 nm auf.

Durch Division der angegebenen Gitterperioden mit 8 erhält man die für die Halbleiterindustrie maßgebliche Kennzahl des Technologieknotens.<sup>6</sup> Eine Gitterperiode von 360 nm entspricht also dem derzeitigen 45-nm-Knoten. Der nächste, von der Industrie verabredete Knoten liegt bei 32 nm und entspricht also Perioden auf der Maske von 256 nm.

Die Messergebnisse sind zusammen mit den vom Hauptautor von [73] erstellten Simulationen in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Simulationen wurden unter der Annahme senkrechter Strukturanten und eines Tastverhältnisse von 1:1 auf Basis rigoroser Beugungsrechnungen durchgeführt. Ziel war es nun nicht, die zugrunde liegende Querschnittsgeometrie der Gitter möglichst

---

<sup>6</sup>Dieser Divisor 8 setzt sich aus der vierfachen Abbildungsverkleinerung beim lithographischen Prozess und der halben Gitterperiode zusammen.



**Abbildung 6.5:** Messung des Polarisationsgrades an einer Chrom-auf-Glas-Maske bei verschiedenen Gitterperioden. Der Polarisationsgrad wurde jeweils für die 0. und 1. transmittierte Beugungsordnung gemessen und simuliert. Die Experimente wurden bei senkrechter Inzidenz und bei 20° Einfallswinkel durchgeführt.

gut zu rekonstruieren, sondern den Trend der Simulationsdaten zu verifizieren und daraus auf Polarisationsgrade bei künftig realisierbaren, noch kleineren Gitterperioden, also insbesondere bei dem anvisierten 32-nm-Knoten, rückschließen zu können.

Alle in Abbildung 6.5 dargestellten Messreihen bestätigen sehr gut die Richtigkeit der Simulationsrechnungen. Nicht nur der Trend sondern auch die absoluten Werte von Simulation und Messung sind in sehr guter Übereinstimmung. Restabweichungen lassen sich mit der Einfachheit des Modells erklären.

Bei 0° Einfallswinkel ist für beide Beugungsordnungen ein Maximum auszumachen, bei 20° sieht man jeweils zwei. Die Lage der Maxima lässt sich als Position der Rayleigh-Wood-Anomalien leicht identifizieren. Bei 0° Einfallswinkel tritt dieser Fall für die  $\pm 2$ . Beugungsordnung bei der Gitterperiode  $g = 2 \cdot \lambda = 386 \text{ nm}$  ein. Bei 20° Einfallswinkel treten die Anomalien bei Gitterkonstanten von 293,3 nm (-1. Ordnung), 287,6 nm (2. Ordnung) und 431,4 nm (3. Ordnung) auf.

Die binäre CoG-Maske weist bei beiden Einfallswinkeln in der ersten Beugungsordnung einen größeren Anteil s-Polarisation auf. Zu kleineren Gitter-

konstanten hin nimmt der Gradientenbetrag der Polarisierung insbesondere für die höheren Beugungsordnungen stark zu. Dies bestätigt erneut die eingangs getroffenen Aussage, dass bei kleinen Gitterperioden eine hohe Sensitivität der ellipsometrischen Messgrößen gegenüber den geometrischen Strukturparametern besteht.

Das für die Halbleiterindustrie wichtige Fazit dieser Messung ergibt sich beim Vergleich der absoluten Werte des Polarisationsgrades bei den den Technologieknoten entsprechenden Gitterkonstanten: Der Polarisations Einfluss auf die lithographische Abbildung beim kommenden 32-nm-Knoten ist nach dieser Abschätzung etwa dem beim heutigen 45-nm-Knoten vergleichbar. Die zu erwartenden Polarisations effekte sind daher für die 32-nm-Technologie nicht kritisch.

## 6.6 Linienbreitenmessungen an einer Halbt tonmaske

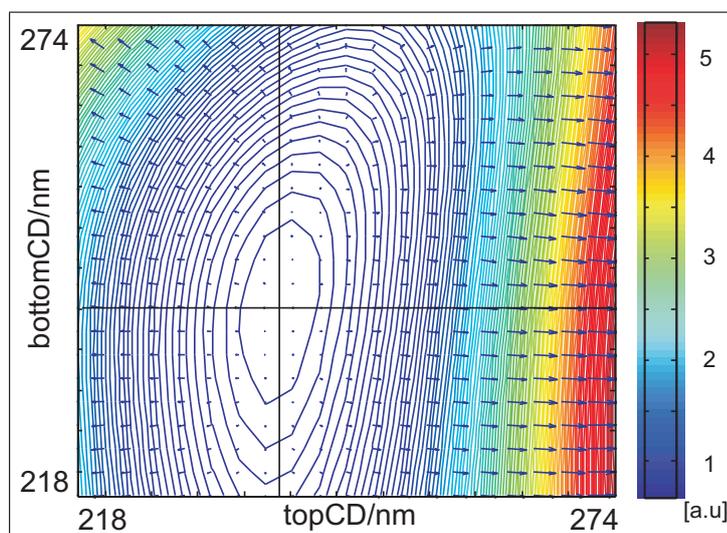
In diesem Abschnitt wird die erstmalige Rekonstruktion des Gitterquerschnittsprofils aus Messdaten des DUV-Scatterometers vorgestellt. Scatterometrische Messungen der Beugungseffizienzen wurden dabei an einer Halbt onmaske (MoSi-Maske) durchgeführt. Sieben verschiedene Einfallswinkel im Bereich von  $-35^\circ$  bis  $+35^\circ$  wurden dabei ausgewählt. Insgesamt wurden jeweils 39 Beugungsordnungen vermessen. Die Messungen wurden unter TM-Polarisation durchgeführt. Die zur Verfügung stehende Maske weist insgesamt  $13 \times 13$  in einer quadratisch Matrix angeordneten Scatterometriefelder mit einer nominellen Gitterperiode von 560 nm auf. An zwei Feldern wurden die Messungen durchgeführt.

Im Auswertemodell wurde eine einfache, symmetrische Trapezstruktur angenommen. Deren freie Parameter, die Schichthöhe, der Kantenwinkel und die topCD wurden bei Simulationsrechnungen mit den Maxwell-Solvern DiPoG und Microsim variiert. Zur Ansteuerung und Auswertung<sup>7</sup> wurde die Benutzeroberfläche »Rigo« (siehe Abschnitt 4.2) verwendet. Durch Minimierung des Zielfunktional gemäß Gleichung 4.11 und unter Benutzung der Maximumsgüten der einzelnen Beugungsordnungen (siehe Abschnitt 6.3) als Gewichtungsfaktoren wurde so die bestangepasste Geometrie gefunden.

Nachträglich wurde die Vorgehensweise durch Auswertung für ein Messfeld mit dem in DiPoG implementierten Optimierungsalgorithmus verifiziert. Abbildung 6.6 zeigt das auf Basis der 37 Messwerte berechnete Zielfunktional

---

<sup>7</sup>Die Auswertung basiert hier lediglich auf einer globalen Suche und beinhaltet keine Optimierungsroutine.



**Abbildung 6.6:** Zielfunktional unter Verwendung der an der Halbtонmaske erzielten Messergebnisse bei Variation von top- und bottomCD. Die Lage des Minimums ist eindeutig identifizierbar. (Berechnet mit DiPoG von H. Groß, PTB.)

in Abhängigkeit von top- und bottomCD und bei fixierter, bestangepasster Schichthöhe. Die Lage des Minimums ist trotz weit gefasster Intervallgrenzen eindeutig und mit einer gradientenbasierten Optimierung leicht und schnell zu finden. Außerdem kann festgestellt werden, dass die Sensitivität gegenüber topCD höher ist als gegenüber bottomCD.

Weitere topCD-Vergleichswerte hat der Maskenhersteller (AMTC [4]) zur Verfügung gestellt. Diese wurden mit einem von der Firma n&k [56] konstruierten spektroskopischen Scatterometer ermittelt. Für alle Messfelder auf der Maske liegen diese Daten vor. Sie sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Diesen Daten kann ein typischer Wert für die CD-Schwankungen auf einer Maske entnommen werden. Sie liegen hier in einem Bereich von 7 nm.

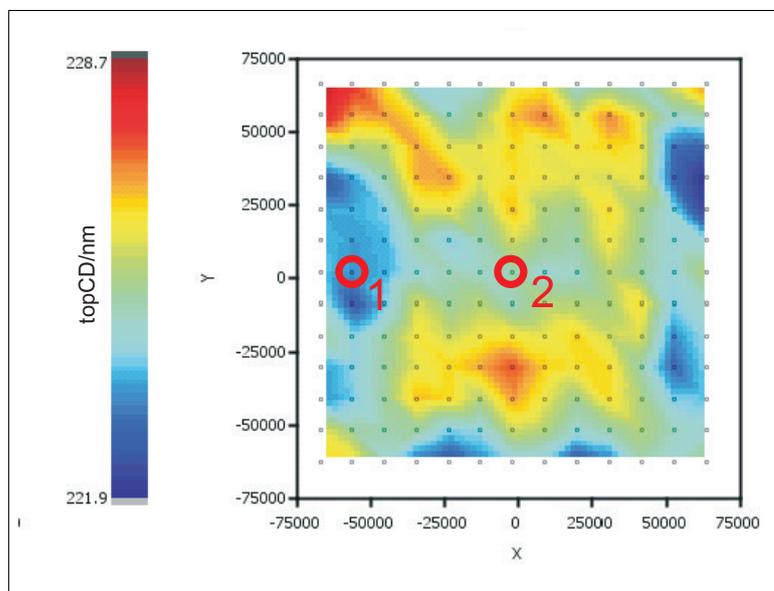
Die Ergebnisse an den markierten Messfeldern 1 und 2 sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Bei der Auswertung mit dem n&k-Gerät wurde der Kantenwinkel nicht variiert sondern bei  $90^\circ$  fixiert. Mit  $89,0^\circ$  bzw.  $89,2^\circ$  bestätigen die DUV-Messungen die Annahme nachträglich. Auch für die Schichthöhen ermittelten beide System vergleichbare Werte. Eine Erklärungsmöglichkeit für den Offset von ca. 16 nm bei den Strukturbreiten kann in der Unkorrektheit der optischen Materialparameter gesucht werden. Diese Unkorrektheit kann sich in den beiden Experimenten unterschiedlich auswirken, zumal bei der goniometrischen Scatterometrie nur der Wert bei der Arbeitswellenlänge benötigt

	CD/nm	Kantenwinkel/°	Schichthöhe/nm
Messfeld 1			
n&k-Gerät	225,0	90	70
DUV-Scatterometer / Rigo-Auswertung	242,2	89	71
Messfeld 2			
n&k-Gerät	223,6	90	70
DUV-Scatterometer / Rigo-Auswertung	239,0	89	71
DUV-Scatterometer / DiPoG-Auswertung <sup>a</sup>	239,5	89,2	71,1

<sup>a</sup>Berechnet von H. Groß, PTB.

**Tabelle 6.4:** Ergebnisse der Gitterrekonstruktionen.



**Abbildung 6.7:** TopCD-Werte der Halbtönenmaske, die mit einem spektroskopischen Scatterometer ermittelt wurden. An den markierten Feldern wurde ebenfalls mit dem DUV-Scatterometer gemessen.

Material	Funktion/Bezeichnung	Schichtdicke/nm	$n$	$k$
Ta-basiert	Antireflexschicht	12	2,11	1,27
TaN	Absorber	54,9	2,162	1,771
SiO <sub>2</sub>	Puffer	8	1,63	0,006
SiO <sub>x</sub>	Oxidationsschicht	2,27	2,79	0,315
Si	Abschlusschicht	12,54	0,885	2,783
MoSi	ML-Ersatz	355	0,821	2,528
Quarzglas	Substrat	6,35·10 <sup>6</sup>	1,563	0

**Tabelle 6.5:** Optische und geometrische Parameter der EUV-Maske wie sie – sofern nicht anders erwähnt – verwendet werden. Zusätzliche Parameter: bottomCD: 140 nm, Gitterperiode: 840 nm.

wird, während bei der spektroskopischen Scatterometrie die Brechungsindizes für das gesamte benutzte Spektrum vorliegen müssen (vergl. Kapitel 2).

Abschließend bleibt festzuhalten, dass beide Systeme an den Messfeldern die gleiche Tendenz für die Strukturbreite aufweisen und dass der verbleibende Offset im Bereich typischer Messunsicherheiten von absolut messenden mikroskopischen Systemen (vergl. Abschnitt 1.1) liegt.

## 6.7 Linienbreitenmessungen an einer EUV-Maske

Abschließend werden nun die scatterometrischen Messungen mit DUV-Strahlung (193 nm) an einer EUV-Maske vorgestellt. Der Aufbau der Maske ist deutlich komplexer als bei den vorangegangenen Beispielmessungen an der CoG- und Halbtonmaske. Bis auf eine andere Gitterkonstante und einer anderen nominellen Strukturbreite entspricht der Aufbau im Wesentlichen dem in Kapitel 5 vorgestellten Design. Die hier verwendete Maske ist dieselbe wie im Demonstrationsbeispiel zur Bestimmung der Gitterperioden (vergl. Abschnitt 6.4.2).

Da die optischen Parameter und vor allen Dingen die Schichtdicken der verwendeten Materialien bei 193 nm nicht hinreichend gut bekannt sind, sollen diese zunächst bestimmt werden.

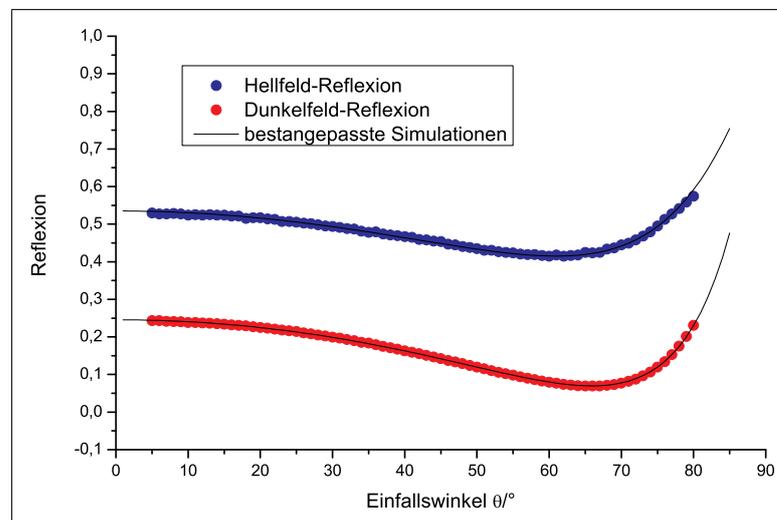
### 6.7.1 Bestimmung der optischen Parameter

Zur Bestimmung der optischen Parameter kann das Scatterometer selbst verwendet werden. Die Maske bietet unstrukturierte Felder sowohl mit als auch ohne Absorberschicht. An diesen Bereichen kann ein sogenannter  $\theta/2\theta$ -Scan durchgeführt werden, bei dem der Einfallswinkel variiert und der direkte Reflex gemessen wird. Die Auswertung mithilfe der Fresnel-Formeln erlaubt dann die Schichtdicken und die optischen Parameter zu bestimmen.

Dieses Verfahren wurde zunächst an einer reinen Quarzschicht erprobt. Bei dieser sind die optische Parameter sehr gut bekannt. Bis auf die vierte Nachkommastelle genau wurde der Literaturwert des Brechungsindex<sup>8</sup> von Quarz mit  $n_{\text{Quarz}} = 1,5631$  verifiziert.<sup>8</sup>

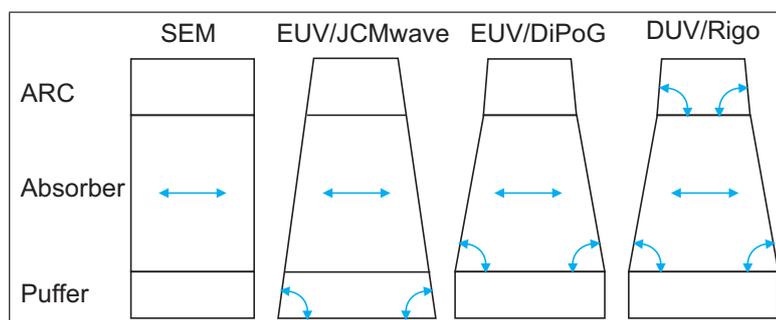
Die Messwerte und die Fitergebnisse an den unstrukturierten Bereichen mit und ohne Absorber (Dunkel- bzw. Hellfeld) sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst. Basierend auf den Rechnungen in Kapitel 5 wurde der Multilayer dabei durch ein homogenes Medium ersetzt.

Bei der Bestimmung der optischen Parameter sowie der Schichtdicken wurden zunächst die Messungen am Hellfeld ausgewertet. Die Ergebnisse wurden bei der Auswertung des Dunkelfeldes dann nicht mehr variiert. Auf-



**Abbildung 6.8:**  $\theta/2\theta$ -Scan zur Bestimmung der optischen Parameter sowie der Schichtdicken in unstrukturierten Maskenfelder mit und ohne Absorber (Dunkel- bzw. Hellfeld).

<sup>8</sup>Damit wurde indirekt auch die Kalibrierung von Detektor- und Probendrehstisch sowie die sehr gute Justage verifiziert.



**Abbildung 6.9:** Bei der Analyse der verschiedenen an der EUV-Maske gewonnenen Messdaten wurden von Seiten der Auswerter unterschiedliche Freiheitsgrade und Gittergeometrieklassen gewählt. Die Freiheitsgrade sind durch die blauen Pfeile angedeutet.

grund der Vielzahl von Freiheitsgraden gestaltet sich die Bestimmung der optischen Parameter und Schichtdicke als schwierig. Es wurden deshalb nur sehr behutsam Änderungen um die nominellen Werte zugelassen. Gegenüber den Design- bzw. Literaturwerten aus Tabelle 5.1 weist die Oxidationsschicht die größte Abweichung und somit auch die größte Unsicherheit auf.

Zur Auswertung der  $\theta/2\theta$ -Scans wurde das Programm IMD [81] benutzt.

## 6.7.2 Ergebnisse

Die scatterometrischen Messungen wurden ebenfalls an den Feldern D4, D8, F6, H4 und H8 durchgeführt. Zu diesen Messfeldern stehen insgesamt drei Vergleichsdatensätze zur Verfügung: Zum einen wurden die Gitterstrukturen vom Maskenhersteller (AMTC [4]) mit einem SEM vermessen, zum anderen wurden scatterometrische Messungen im EUV bei drei verschiedenen Wellenlängen zwischen 13 und 14 nm mit dem EUV-Reflektometer [76] der PTB durchgeführt, die mit zwei verschiedenen Maxwell-Solvern ausgewertet wurden.<sup>9</sup> An den untersuchten Messfeldern haben die Gitter eine nominelle Gitterperiode von 720 nm und eine nominelle Strukturbreite von 540 nm. Die Gitterperioden sind bereits aus Abschnitt 6.4.2 sehr gut bekannt und konnten mit einer Unsicherheit von 370 pm bei einem Mittelwert von  $720,115 \pm 0,062$  nm bestimmt werden. Mit diesem Mittelwert wurden die mit dem DUV-Scatterometer gewonnenen Messdaten ausgewertet.

Da alle Auswertungen unabhängig voneinander erfolgten, wurden

<sup>9</sup>Benutzt wurden DiPoG und JCMWave. Die Auswertungen mit letztgenanntem Programm wurden von J. Pomplun et al. durchgeführt und publiziert [59]. Die Auswertungen mit DiPoG wurden von H. Groß (PTB) durchgeführt.

verschiedene Gittergeometriemodelle benutzt (siehe 6.9). Bei der Auswertung mit der SEM-Messungen wurde ein Rechteckprofil angenommen. Die Kantenwinkel aller strukturbildenden Schichten (Puffer, Absorber, Antireflexschicht) wurden auf  $90^\circ$  festgesetzt. Bei der Auswertung der EUV-Daten mit JCMwave wurde ein gemeinsamer Kantenwinkel für alle drei Schichten angenommen, bei der Auswertung mit DiPoG hingegen wurde der Kantenwinkel der ARC-Schicht sowie der des Puffers fixiert (auf  $82,6^\circ$  bzw.  $90^\circ$ ) und der Kantenwinkel der Absorberschicht variiert. Bei der Auswertung der DUV-Messungen mit Rigo<sup>10</sup> wurden die Kantenwinkel des Absorbers und der ARC-Schicht variiert. Der des Puffers wurde auf  $90^\circ$  fixiert. Die letztgenannte Modellierungsmethode ist also die mit der flexibelsten Geometrieklasse. Einschränkend wurde hier jedoch angenommen, dass bei allen untersuchten Messfeldern herstellungsprozessbedingt, die Kantenwinkel der einzelnen Schichten nahezu gleich sind.<sup>11</sup> In allen Fällen wurde zudem natürlich die gesuchte Strukturbreite variiert. Es wurde außerdem stets von einer symmetrischen Gittergeometrie ausgegangen. Auch dies ist eine Annahme, die durch den Herstellungsprozess begründet wird.

Pomplun et al. haben in [59] bei ihrer Auswertung die Höhenkoordinate der Struktur ermittelt, an denen die mit ihrem Modell ermittelten Strukturbreiten am besten mit denen der SEM-Messungen übereinstimmen. Diese Höhenkoordinate liegt mit 47 nm etwas über der halben Strukturgesamthöhe. Zunächst werden deshalb die Ergebnisse für die rekonstruierten Strukturbreiten aller Auswertungen auf diese Höhe bezogen. Siehe dazu Abbildung 6.10.<sup>12</sup>

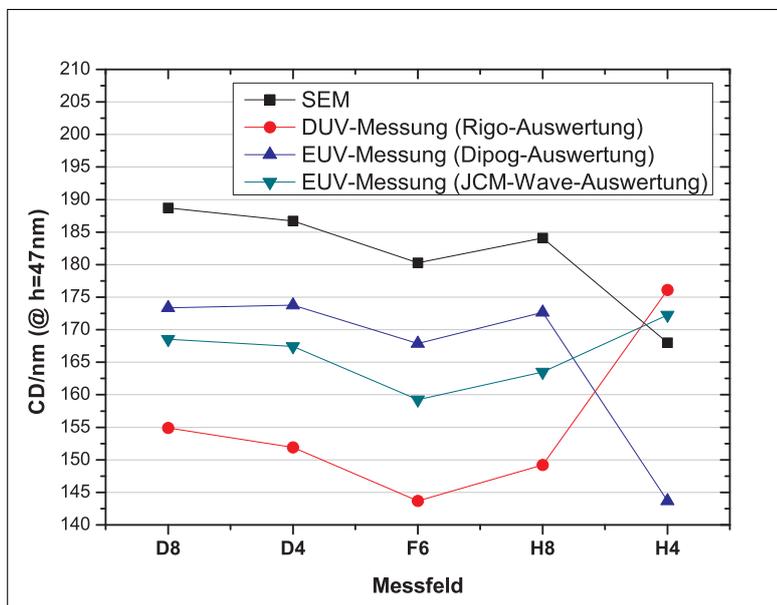
Zunächst kann festgestellt werden, dass bei den Messfelder D8, D4, F6 und H8 alle Ergebnisse die gleiche Tendenz aufweisen. Beim Messfeld H4 gehen die Ergebnisse sehr stark auseinander. Eine genauere Betrachtung der mit dem SEM ermittelten mikroskopischen Bilder, die für die Felder D4, H8, F6 und H4 in Abbildung 6.11 dargestellt sind, gibt Aufschluss über die große Diskrepanz: Beim Feld H4 lief der Ätzprozess nicht korrekt. Die Strukturen

---

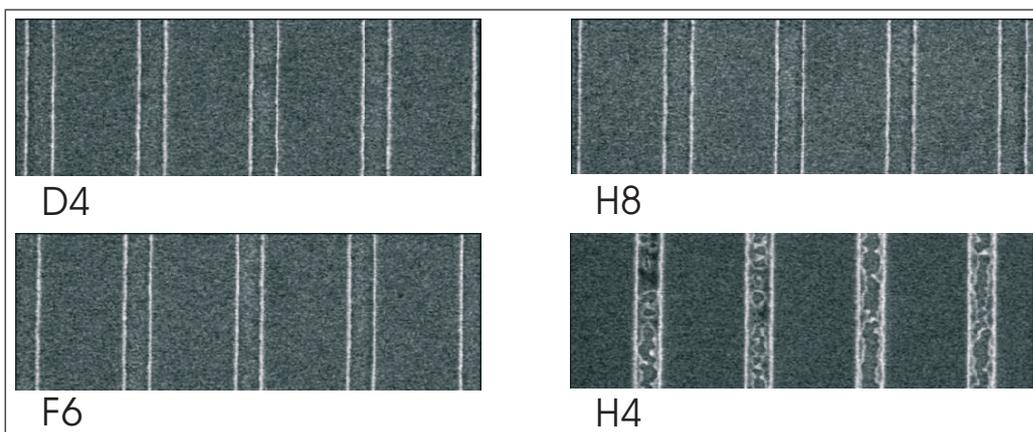
<sup>10</sup>Wie auch bei der Auswertung der an der Halbtönenmaske gewonnenen Messdaten wurde auch hier »Rigo« zur Ansteuerung von Microsim und DiPoG verwendet. Microsim wird bei der groben Suche im Parameterraum benutzt. Dabei können die Trapezkanten zunächst als senkrecht angenommen werden. Dann bietet Microsim eine erhebliche bessere Performance als DiPoG. Dessen Stärken werden bei der Verfeinerung der globalen Suche nahe dem vermuteten Minimum des Zielfunktionalen genutzt.

<sup>11</sup>Diese Randbedingung verkompliziert die Auswertung deutlich und wird in einer künftigen Version von DiPoG implementiert werden.

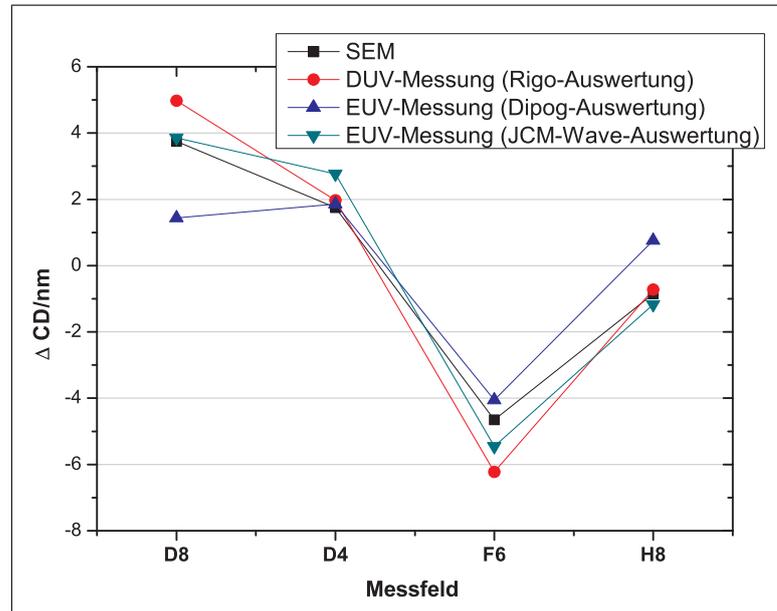
<sup>12</sup>Abweichend von der ursprünglichen Definition der Strukturbreite als Breite des Absorbers, wird nun die CD als Differenz von Gitterperiode und Absorberbreite definiert. Dies entspricht dem Industriestandard bei EUV-Masken.



**Abbildung 6.10:** Vergleich der Ergebnisse: Bei der Berechnung der Liniengröße in einer Höhe von 47 nm stimmen die unterschiedlichen Mess- und Auswerteverfahren bis auf einen jeweils konstanten Offset sehr gut überein.



**Abbildung 6.11:** SEM-Bilder. Im Feld H4 lief der Ätzprozess nicht korrekt: Die Linien wurden nicht bis zur *Si*-Abdeckschicht frei geätzt. Es sind deutlich sichtbare Spuren des Absorbermaterials zu erkennen.



**Abbildung 6.12:** Vergleich der Ergebnisse nach Abzug des jeweiligen Mittelwertes der Messreihe.

wurden nicht bis zur *Si*-Abdeckschicht frei geätzt. Demnach kann dann mit den gewählten Gittergeometriemodellen die real vorliegende Struktur nicht hinreichend gut beschrieben werden. Im weiteren Verlauf der Diskussion werden deshalb die am Feld H4 gewonnenen Ergebnisse nicht mehr berücksichtigt. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass die Sensitivität der Scatterometrie auf einen solchen Herstellungsfehler damit nachgewiesen wurde. Nach Abzug des Mittelwertes für die mit den verschiedenen Methoden ermittelten Strukturbreiten wird die gute Übereinstimmung der gemessenen Tendenzen deutlich (siehe Abbildung 6.12). Die verbleibende Abweichung liegt bei maximal 4 nm.

Die mit den verschiedenen Auswerteverfahren ermittelten unterschiedlichen Gittergeometrien werden durch Darstellung der sich insgesamt ergebenden top- und bottomCD-Werte miteinander verglichen (s. Abbildungen 6.13 und 6.14). Die im DUV ermittelten Kantenwinkel für die Absorber und die Antireflexschicht liegen bei  $85^\circ$  bzw.  $50^\circ$ . Es kann vermutet werden, dass die nahezu senkrechte Kante an der obersten Schicht etwas abgerundet ist und dies im Modell durch den flachen Winkel wiedergegeben wird.

Insbesondere die Interpretation der EUV-Ergebnisse bei einer beliebigen Strukturhöhenkoordinate bleibt aber aufgrund der unterschiedlichen Gittergeometriemodelle schwierig.

Bedingt durch die mit dem Herstellungsprozess begründete Annahme,

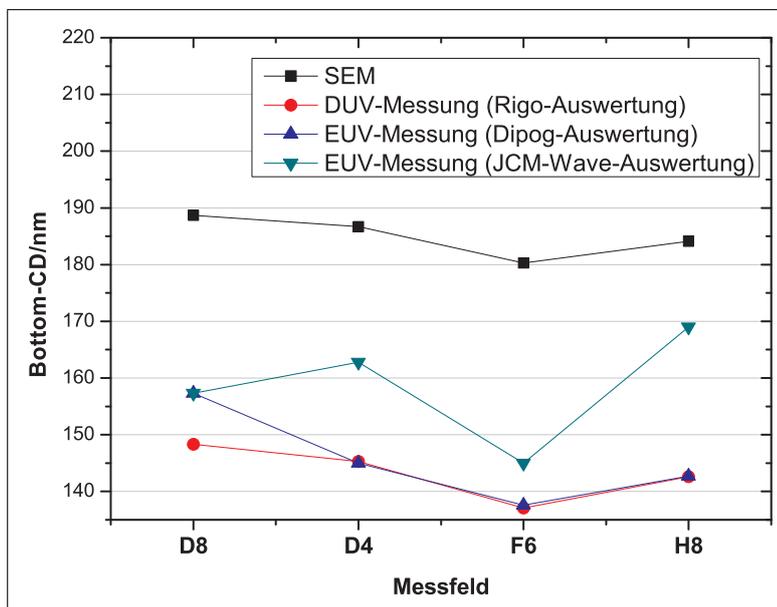


Abbildung 6.13: Vergleich der Ergebnisse für die bottomCD.

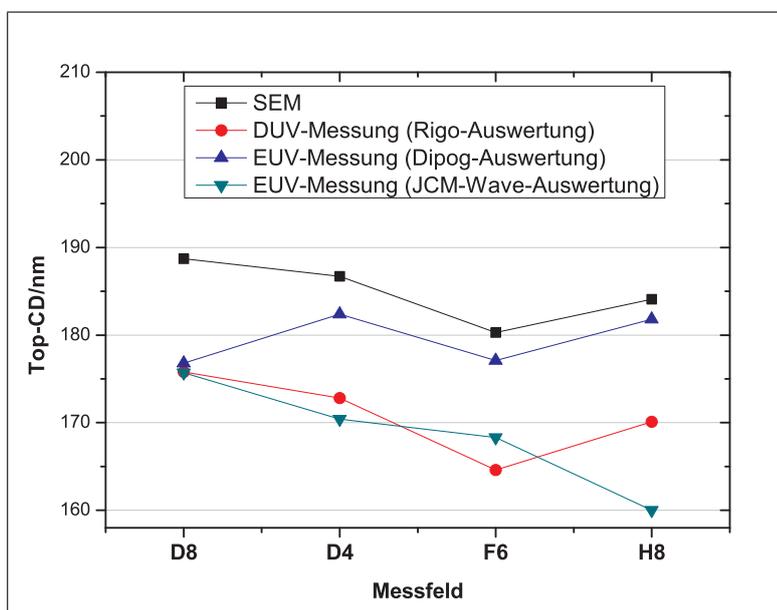


Abbildung 6.14: Vergleich der Ergebnisse: Die durch die Auswertung der EUV-Daten ermittelten topCd Werte weichen stark von der Tendenz der SEM- und DUV-Ergebnisse ab.

dass die Kantenwinkel der einzelnen Schichten bei allen Messfeldern gleich sind, ist ein relativer Vergleich der aus den DUV-Messdaten ermittelten Strukturbreiten zu den SEM-Ergebnissen unabhängig von der Strukturhöhenkoordinate jedoch sehr gut möglich. Vergleicht man die mit dem DUV-Scatterometer bestimmten topCD-Werte mit den SEM-Werten, so ergibt sich ein mittlerer Offset von  $14,1 \pm 1,1$  nm. Auch dieses Ergebnis liegt innerhalb der typischen Größenordnung von 10 bis 20 nm für mikroskopische Strukturbreitenmesssysteme (vergl. Abschnitt 1.1).

Trotz der guten Übereinstimmung zu den SEM-Daten muss angemerkt werden, dass das SEM kein absolut messendes System darstellt. Zwar ist dieses Gerät durch eine Kalibrierung der PTB auf die Basiseinheiten des SI-Systems rückgeführt, diese Rückführung gilt jedoch nur für CoG-Masken mit senkrechten Kanten und darf nicht ohne weiteres auf diesen Maskentyp übertragen werden.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein absolut messendes optisches Verfahren zu entwickeln und ein entsprechendes Messsystem zu realisieren, mit dem die zunehmenden Herausforderungen in der dimensionellen Charakterisierung von mikro- und nanostrukturierten Oberflächen insbesondere für die Halbleiterindustrie bewältigt werden. Die wichtigsten Herausforderungen sind eine Auflösung bis unter 100 nm, eine reduzierte Messunsicherheit sowie eine 3D-Strukturbestimmung. Im Gegensatz zur optische Mikroskopie, die prinzipiell durch die Abbe'sche Beugungsgrenze limitiert ist und daher bei der zunehmenden Miniaturisierung der Strukturen an ihre Grenzen stößt, sollte ein nicht-beugungsbegrenztes, optisches Messverfahren basierend auf scatterometrischen Methoden realisiert werden. Dazu gehörte auch die Entwicklung von Auswertalgorithmen sowie die Möglichkeit, »at-wavelength« Metrologie bei 193 nm an aktuellen Fotomasken durchführen zu können.

Es wurde eine Messeinrichtung konzipiert und aufgebaut, die reflektometrische, ellipsometrische sowie diffraktometrische Messtechniken in einem Gerät vereinigt und damit aufgrund dieser flexiblen und einzigartigen Konzeption her geeignet ist, Strukturdimensionen und optische Materialparameter absolut und eindeutig zu bestimmen. Das Gerät nutzt Wellenlängen vom nahen infraroten bis in den DUV-Spektralbereich und hat insbesondere die Möglichkeit, bei 193 nm auch polarisationssensitiv zu messen. Bei der konkreten Realisierung des Systems konnten viele neue Ideen eingebracht und umgesetzt werden. Hervorzuheben sind hier vor allem die Methoden zur Fremdlichtreduzierung durch die räumliche Separation der Störquellen, der Einsatz eines neuartigen optischen Lifts sowie der Aufbau einer Strahlaufbereitung, die bei minimalem Justieraufwand vom NIR- bis zum DUV-Spektralbereich ohne Austausch der polarisationsoptischen Komponenten eingesetzt werden kann. Ein Problem bei Messungen an transparenten Fotomasken sind störende Rückseitenreflexe. Diese wurden erstmalig systematisch untersucht

und lassen sich entweder durch geschickte Experimentkonfigurationen oder durch Berücksichtigung im Auswertalgorithmus reduzieren.

Zur numerischen Lösung der Maxwell-Gleichungen wurde in enger Zusammenarbeit mit dem Weierstraß-Institut in Berlin ein bestehendes Programmpaket durch Implementierung nichtlinearer Optimierungsalgorithmen weiter entwickelt. Neben der Lösung des direkten Beugungsproblems kann mit der Software zudem aus gemessenen Scatterogrammen durch Lösung des inversen Beugungsproblems die zugrunde liegende Gitterstruktur ermittelt werden. Unter Benutzung des Programms wurden ausführliche Sensitivitätsuntersuchungen zur Scatterometrie bezüglich geometrischer Gitterparameter mit Dimensionen weit unterhalb der Wellenlänge durchgeführt und experimentell durch Messungen an hochwertigen Fotomasken verifiziert. Dieses Programm bietet darüber hinaus die Möglichkeit, Unsicherheitsangaben für die geometrischen Gitter- und auch optischen Materialparameter ableiten zu können.

Für die Messung von Gitterperioden wurde bereits ein Messunsicherheitsbudget aufgestellt. Diese Messunsicherheit ist derzeit durch die Unsicherheit der Wellenlänge limitiert. Bei besserer Kenntnis der Laserwellenlänge ist mit diesem System eine Messunsicherheit im Bereich weniger Pikometer zu erreichen. Zur Analyse der scatterometrischen Messgrößen »Beugungseffizienz« und »Beugungswinkel« wurde ein neuer effizienter Algorithmus entwickelt (als Fourier- Kurvendiskussion bezeichnet), welcher die Symmetrieeigenschaften der Beugungsprofile ausnutzt. Dieses Verfahren ist allgemein anwendbar und zum Patent angemeldet worden.

Die Einsatzfähigkeit des Scatterometers sowie der Auswertverfahren wurde anhand von Messungen an drei verschiedenen Typen von aktuellen und zukünftigen Fotomasken erfolgreich demonstriert: An einer Chrom-auf-Quarz Fotomaske wurde der Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Gitterkonstante bei der Wellenlänge 193nm gemessen und eine sehr gute Übereinstimmung mit Modellrechnungen erzielt. Damit wurde das Potential des Messsystems zur »at-wavelength«-Metrologie demonstriert. Am Beispiel einer phasenschiebenden Halbtonmaske (MoSi) konnten mit diesem System erstmalig Strukturparameter (Strukturbreite, Kantenwinkel und Strukturhöhe) gemessen werden. Schließlich wurden Strukturbreitenmessungen an einer reflektiven EUV-Fotomaske erfolgreich durchgeführt. Die hierzu benötigten optischen Konstanten der Maskenmaterialien konnten an unstrukturierten Bereichen der Fotomaske reflektometrisch bestimmt werden. Vergleichsmessungen der Strukturbreiten mit dem EUV-Scatterometer der PTB am Elektronenspeicherring BESSY II in Berlin sowie mit einem elektronenoptischen Strukturbreitenmesssystem der Firma AMTC zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Insbesondere die relativen Unterschiede

der Strukturbreiten in verschiedenen Messfeldern stimmen sehr gut überein. Damit konnte demonstriert werden, dass dieses Scatterometer auch für die zukünftige EUV-Lithographie zur Strukturbreitenmessung einsetzbar ist.

Mit diesem Scatterometer und den implementierten Auswertalgorithmen liegt nun ein Messsystem vor, welches im Gegensatz zu verfügbaren kommerziellen Systemen absolute Messungen von Strukturdimensionen ermöglicht und aufgrund seiner Flexibilität für eine Vielzahl von Anwendungen insbesondere in der Halbleiterindustrie geeignet ist. An nur wenigen metrologischen Instituten wie dem US-amerikanischen National Institut of Standards (NIST) und dem dänischen Metrologieinstitut DFM gibt es vergleichbare Zielsetzungen. Hierbei konzentriert sich das DFM auf die Charakterisierung von überdeckten («buried») Strukturen und das NIST auf die Wafer-Metrologie. Das im Rahmen dieser Arbeit entstandene System ergänzt die genannten Aktivitäten. Dieses Messsystem stellt zudem ein neues optisches Verfahren mit erweitertem Messbereich für die so genannte Kreuzkalibrierstrategie der dimensionellen Nanometrologie zur Verfügung, d. h. es leistet einen wertvollen Beitrag im Verbund mit elektronenoptischen und rasterkraftmikroskopischen Verfahren. Das hier vorgestellte Gerät muss in weiteren Schritten für alle verfügbaren Messmodi evaluiert und validiert werden. Dazu gehört insbesondere die Bestimmung der Messunsicherheiten für die dimensionellen und optischen Messgrößen und der Vergleich der Messergebnisse mit anderen absolut messenden Verfahren, z. B. mit elektronenoptischen und rasterkraftmikroskopischen Messungen. Damit wird ein optisches Messsystem und Messverfahren zur Verfügung stehen, das einerseits für aktuelle und zukünftige Anforderungen der Halbleiterindustrie und andererseits für die dimensionelle Nanometrologie hervorragend geeignet ist.

# Literaturverzeichnis

- [1] ABBE, E.: *Gesammelte Abhandlungen. I Abhandlungen über die Theorie des Mikroskops*. Jena: Fischer, 1904
- [2] ABBE, E.: *Gesammelte Abhandlungen. II Wissenschaftliche Abhandlungen aus verschiedenen Gebieten. Patentschriften. Gedächtnisreden*. Jena: Fischer, 1906
- [3] <http://www.aerotechgmbh.de>
- [4] <http://www.amtc-dresden.com/>
- [5] BAO, G. ; DOBSON, D. C.: Modeling and optimal design of diffractive optical structures. In: *Surv. Math. Ind.* 8 (1998), S. 37–62
- [6] BEREK, M.: Zur Messung der Doppelbrechung hauptsächlich mit Hilfe des Polarisationsmikroskops. In: *Zbl. Miner. Geol. Paläont.* 1 (1913), S. 388–396, 437–445, 464–470 u. Berichtigung 580–582
- [7] BERRUT, J.-P.: Baryzentrische Formeln zur trigonometrischen Interpolation (I). In: *Zeitschrift Angewandte Mathematik und Physik* 35 (1984), Januar, S. 91–105
- [8] BERRUT, J.-P.: Baryzentrische Formeln zur trigonometrischen Interpolation (II) Stabilität und Anwendung auf die Fourieranalyse bei ungleichabständigen Stützstellen. In: *Zeitschrift Angewandte Mathematik und Physik* 35 (1984), März, S. 193–205
- [9] BEYER, W.: *Industrielle Winkelmesstechnik. Grundlagen, Messverfahren und Geräte. Aufgabenspezifische Winkelmessung*. Expert Verlag, 1990. – ISBN 3816903215
- [10] BIPM, IEC ; IFCC, ISO ; IUPAC, I.: OIML (1995) Guide to the expression of uncertainty in measurement. In: *International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland*

- [11] BODERMANN, B. ; EHRET, G.: Comparison of different approaches for modelling microscope images on the basis of rigorous diffraction calculation. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 5858, 2005, 585809
- [12] BODERMANN, B. ; MICHAELIS, W. ; DIENER, A. ; MIRANDE, W.: Alternating grazing incidence dark-field scanning optical microscopy for dimensional measurements. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 4777, 2002, 352-361
- [13] BÖNSCH, G. ; POTULSKI, E.: Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae. In: *Metrologia* 35 (1998), S. 133–139
- [14] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G.: *Taschenbuch der Mathematik*. 6. Auflage. Deutsch (Harri), 2005. – ISBN 3817120060
- [15] BUHR, E. ; MICHAELIS, W. ; DIENER, A. ; MIRANDÉ, W.: Multi-wavelength VIS/UV optical diffractometer for high-accuracy calibration of nano-scale pitch standards. In: *Meas. Sci. Technol.* 18 (2007), März, S. 667–674
- [16] CHANDEZON, J. ; RAOULT, G. ; MAYSTRE, D.: A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application. In: *J. Opt.* 11 (1980), Nr. 4, S. 235–241
- [17] <http://www.coherent.com>
- [18] DIXSON, R. G. ; ALLEN, R. A. ; GUTHRIE, W. F. ; CRESSWELL, M. W.: Traceable calibration of critical-dimension atomic force microscope linewidth measurements with nanometer uncertainty. In: *J. Vac. Sci. Technol., B* 23 (2005), S. 3028
- [19] EDLÉN, B.: The Refractive Index of Air. In: *Metrologia* 2 (1966), April, S. 71–80
- [20] EHRET, G. ; BUHR, E. ; GEBHARDT, M. ; BITZER, H.-M.: Reduzierung der Grenzflächenreflexion von PMMA durch stochastische Strukturierung. In: *DGaO Proceedings* Bd. 107, 2006
- [21] ELSCHNER, J. ; HINDER, R. ; PENZEL, F. ; SCHMIDT, G.: Existence, uniqueness and regularity for solutions of the conical diffraction problem. In: *Math. Mod. Meth. Appl. S.* 10 (2000), S. 317–341

- [22] ELSCHNER, J. ; HINDER, R. ; RATHSFELD, A. ; SCHMIDT, G.: *DIPOG Homepage*. <http://www.wias-berlin.de/software/DIPOG/index.html>. Version: 2008
- [23] ELSCHNER, J. ; SCHMIDT, G.: Diffraction in periodic structures and optimal design of binary gratings. Part I: direct problems and gradient formulas. In: *Math. Mod. Meth Appl. S.* 21 (1998), Nr. 14, S. 1297–1342
- [24] ELSCHNER, J. ; SCHMIDT, G.: Numerical Solution of Optimal Design Problems for Binary Gratings. In: *J. Comput. Phys.* 146 (1998), Nr. 2, S. 603–626
- [25] FEICHTINGER, Hans G. ; GRÖCHENIG, Karlheinz ; STROHMER, Thomas: Efficient Numerical Methods in Non-uniform Sampling Theory. In: *Numer. Math.* 69 (1995), Nr. 4, S. 423–440
- [26] <http://www.femto.de/>
- [27] <http://www.fftw.org>
- [28] FRASE, C. G. ; BUHR, E. ; DIRSCHERL, K.: CD characterization of nanostructures in SEM metrology. In: *Meas. Sci. Technol.* 18 (2007), Nr. 2, S. 510–519
- [29] FRIGO, M. ; JOHNSON, S. G.: FFTW: An adaptive software architecture for the FFT. In: *Proc. IEEE Intl. Conf. on Acoustics, Speech, and Signal Processing* Bd. 3, 1998, 1381–1384
- [30] GANS, F. ; LIEBE, R. ; RICHTER, J. ; SCHATZ, Th. ; HAUFFE, B. u. a.: Results of a round robin measurement on a new CD mask standard. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 5835, 2005, S. 122–133
- [31] GESCHKE, O. (Hrsg.) ; KLANK, H. (Hrsg.) ; TELLEMAN, P. (Hrsg.): *Microsystem Engineering of Lab-on-a-Chip Devices*. 2nd Ed. Wiley-VCH, 2008. – ISBN 3527319425
- [32] GIESSEN, H.: Fast sichtbar. In: *Physik Journal* 2 (2006), S. 16–17
- [33] GROSS, H. ; A., Rathsfeld: Sensitivity analysis for indirect measurement in scatterometry and the reconstruction of periodic grating structures. In: *Wave Random Complex* 18 (2008), Nr. 1, S. 129–149
- [34] GROSS, H. ; MODEL, R. ; BÄR, M. ; WURM, M. ; BODERMANN, B. ; RATHSFELD, A.: Mathematical modelling of indirect measurements in scatterometry. In: *Measurement* 39 (2006), Nr. 9, S. 782–794

- [35] GROSS, H. ; RATHSFELD, A. ; SCHOLZE, F. ; BÄR, M. ; DERSCH, U.: Optimal sets of measurement data for profile reconstruction in scatterometry. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 6617, 2007, 66171B
- [36] HECHT, E.: *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005
- [37] <http://www.uni-stuttgart.de/ito/>
- [38] <http://www.itrs.net/>
- [39] Norm EN ISO 14644-1 1999-2007. *Reinräume und zugehörige Reinraumbereiche - Teil 1: Klassifizierung der Luftreinheit*
- [40] Norm DIN EN ISO 1 2002. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Referenztemperatur für geometrische Spezifikation und -prüfung*
- [41] <http://www.jcmwave.com/>
- [42] KERWIEN, N.: *Zum Einfluss von Polarisationsseffekten in der mikroskopischen Bildentstehung*, Universität Stuttgart, Berichte aus dem Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart 58, Diss., 2007
- [43] KLAR, T. A. ; JAKOBS, S. ; DYBA, M. ; EGNER, A. ; HELL, S. W.: Fluorescence microscopy with diffraction resolution barrier broken by stimulated emission. In: *Proc. of the National Academy of Sciences of the United States of America* 97 (2000), Nr. 15, S. 8206
- [44] KLEEMANN, B. H.: *Elektromagnetische Analyse von Oberflächengittern von IR bis XUV mittels einer parametrisierten Randintegralmethode: Theorie, Vergleich und Anwendungen*, TU Ilmenau 2002, Mensch und Buch Verlag Berlin, Diss., 2003
- [45] LALANNE, P. ; HUGONIN, J. P.: Numerical performance of finite-difference modal methods for the electromagnetic analysis of one-dimensional lamellar gratings. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 17 (2000), Nr. 6, S. 1033–1042
- [46] LEVENBERG, K.: A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares. In: *Quart. Appl. Math.* 2 (1944), S. 164–168
- [47] LI, L.: A Modal Analysis of Lamellar Diffraction Gratings in Conical Mountings. In: *J. Mod. Optic.* 40 (1993), Nr. 4, S. 553–573
- [48] LYSHEVSKI, S. E. (Hrsg.): *Nano and Molecular Electronics Handbook (Nano- and Microscience, Engineering, Technology, and Medicines Series)*. CRC, 2007. – ISBN 0849385288

- [49] MARQUARDT, D.: An Algorithm for Least-Squares Estimation of Non-linear Parameters. In: *SIAM J. Appl. Math.* 11 (1963), S. 431–441
- [50] MATHWORKS: *Matlab*. <http://www.mathworks.de>. Version: 2008
- [51] MIRANDÉ, W. ; BODERMANN, B. ; HAESSLER-GROHNE, W. ; FRASE, C. G. ; CZERKAS, S. ; BOSSE, H: Metrological characterization of new CD photomask standards. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 5504, 2004, 146-154
- [52] MOHARAM, M. G. ; GAYLORD, T. K.: Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. In: *J. Opt. Soc. Am.* 71 (1981), Nr. 7, S. 811–818
- [53] <http://www.nanometrics.com>
- [54] NEVIÈRE, M. ; POPOV, E.: *Light Propagation in Periodic Media: Differential Theory and Design*. CRC Press, 2003
- [55] NEW FOCUS INC (Hrsg.): *Model 5540 User's Manual — The Berek Polarization Compensator*. San Jose, CA, USA: New Focus INC, [http://www.newfocus.com/products/documents/manuals/5540\\_Manual\\_RevA.pdf](http://www.newfocus.com/products/documents/manuals/5540_Manual_RevA.pdf)
- [56] <http://www.nandk.com>
- [57] NYQUIST, H.: Certain topics in telegraph transmission theory. In: *Proceedings of the IEEE* 90 (2002), Nr. 2, S. 280–305
- [58] PETIT, R. ; BOTTEN, L. C.: *Electromagnetic theory of gratings*. Springer-Verlag, Berlin New York, 1980
- [59] POMPLUN, J. ; BURGER, S. ; SCHMIDT, F. ; SCHOLZE, F. ; LAUBIS, C. ; DERSCH, U.: Metrology of EUV masks by EUV-scatterometry and finite element analysis. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 7028, 2008, 70280P
- [60] POTTS, D. ; STEIDL, G. ; TASCHE, M.: Fast Fourier transforms for nonequispaced data: A tutorial. In: *Modern Sampling Theory: Mathematics and Applications* (1998), S. 249–274
- [61] <http://www.reoinc.com/>
- [62] SCHOLZE, F. ; BODERMANN, B. ; LAUBIS, C. ; ULM, G. ; WURM, M.: Characterization of EUV Masks by EUV Scatterometry, 4th International EUVL Symposium, 2005

- [63] SCHOLZE, F. ; LAUBIS, C. ; DERSCH, U. ; POMPLUN, J. ; BURGER, S. ; SCHMIDT, F.: The influence of line edge roughness and CD uniformity on EUV scatterometry for CD characterization of EUV masks. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 6617, 2007, 66171A
- [64] SCHRÖDER, S. ; DUPARRÉ, A. ; TÜNNERMANN, A.: Bewertung von Nanorauheiten durch Streulichtmessung (Nano-roughness Assessment by Light Scattering Measurement). In: *tm – Technisches Messen* 73 (2006), Nr. 1/2006, S. 35–42
- [65] Schutzrecht DE 10241708A1 (2004). SCHULZ, U. (Erfinder).
- [66] SEMI: *SEMI P1-1101 Specification for hard surface photomask substrates*. <http://www.semi.org>
- [67] SHANNON, C. E.: Communication in the Presence of Noise. In: *Proceedings of the IRE* 37 (1949), Nr. 1, S. 10–21
- [68] <http://www.thinksrs.com/>
- [69] STOCK, K. D. ; HEINE, R.: Influence of vignetting errors on the relative spectral responsivity of trap detectors. In: *Metrologia* 35 (1998), S. 447–450
- [70] STOCK, K. D. ; MOROZOVA, S. ; LIEDQUIST, L. ; HOFER, H.: Nonlinearity of the quantum efficiency of Si reflection trap detectors at 633 nm. In: *Metrologia* 35 (1998), S. 451–454
- [71] TAFLOVE, A. ; HAGNESS, S. C. u. a.: *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. Artech House, Boston, 1995
- [72] TAYEB, G.: The method of fictitious sources applied to diffraction gratings. In: *Special issue on Generalized Multipole Techniques (GMT)*, *Appl. Comput. Electromagn. Soc. J* 9 (1994), S. 90–100
- [73] TEUBER, S. ; BUBKE, K. ; PIERRAT, C. ; WURM, M. ; ZIBOLD, A.: Investigations of Optical Lithography Extension and its Impact on Mask Fabrication, 3rd International Symposium on Immersion Lithography, Kyoto, Japan, 2006
- [74] THALMANN, R.: Einflussgrößen bei der Kalibrierung von Längenmessmitteln. In: *tm – Technisches Messen* 72 (2005)

- [75] TOTZECK, M.: Numerical simulation of high-NA quantitative polarization microscopy and corresponding near-fields. In: *Optik – International Journal for Light and Electron Optics* 112 (2001), Nr. 9, S. 399–406
- [76] TÜMMLER, J. ; BLUME, H. ; BRANDT, G. ; EDEN, J. ; MEYER, B. ; SCHERR, H. ; SCHOLZ, F. ; SCHOLZE, F. ; ULM, G.: Characterization of the PTB EUV reflectometry facility for large EUVL optical components. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 5037, 2003, 265-273
- [77] UNIVERSITÄT WIEN: *Numerical Harmonic Analysis Group*. <http://nuhag.eu/>. Version: 2008
- [78] VOLLRATH, W. ; BOLD, A. ; HEIDEN, M. ; HOPPEN, G. ; PAULUS, I.: Ultra high resolution DUV water immersion microscope objective. In: *DGaO Proceedings* 106 (2005)
- [79] <http://www.wias-berlin.de/>
- [80] WIKIPEDIA: *Fotomaske*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Fotomaske>. Version: 2008. – (M. Wurm ist Mitautor dieses Artikels)
- [81] WINDT, D.L.: IMD—Software for modeling the optical properties of multilayer films. In: *Computers in Physics* 12 (1998), S. 360
- [82] <http://www.jawoollam.com>
- [83] Schutzrecht DE 10 2008 009 792.6 (2008). WURM, M. (Erfinder); Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Anmelder).
- [84] WURM, M. ; BODERMANN, B. ; MIRANDÉ, W.: Investigation and evaluation of scatterometric CD metrology methods. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 5858, 2005, 585813
- [85] WURM, M. ; BODERMANN, B. ; MODEL, R. ; GROSS, H.: Numerical analysis of DUV scatterometry on EUV masks. In: *Proc. of the SPIE* Bd. 6617, 2007, 661716
- [86] XU, R.: *Particle Characterization Light Scattering Methods*. Kluwer Academic, 2002
- [87] YASHIRO, K. ; OHKAWA, S.: Boundary element method for electromagnetic scattering from cylinders. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 33 (1985), Nr. 4, S. 383–389
- [88] <http://www.zib.de/>

# Anhang A

## Diskrete Fourier-Kurvendiskussion

Ein in der Messtechnik häufig auftretendes Problem ist die mathematische Charakterisierung eines Peak-förmigen Signals, das bezüglich einer Koordinate in äquidistanten Abständen und nicht frei von Störungen (Rauschen) aufgenommen wurde. Dabei können verschiedene Parameter von Interesse sein. Häufig sind dies die Signalthöhe und die Signalbreite (z. B. die Halbwerts- oder  $1/e^2$ -Breite) oder die Position des Signals bzgl. einer räumlichen oder zeitlichen Koordinate. Es gibt verschiedene Verfahren zur Bestimmung dieser Parameter.

Im allgemeinen Fall ist die Form des Signals zu modellieren und einer Ausgleichsrechnung können dann die best-angepassten Modellparameter entnommen werden (»Fitten«). Wesentlicher Nachteil dieser Methode ist zum einen, dass eine spezielle Kenntnis des physikalischen Sachverhaltes für die Modellierung notwendig ist. Zum anderen bedarf es i. d. R. eines hohen Rechenaufwandes zur Lösung von meist nichtlinearen Quadratmittelaufgaben.

Geht es nur um die Signalposition, so kann auch der physikalische Schwerpunkt berechnet werden. Dies ist eine beliebte, da einfache und schnelle Methode. Nachteilig ist hier jedoch die geringe Robustheit gegenüber Störeinflüssen und die Notwendigkeit einer Vorverarbeitung der Daten (Offset-Korrektur) zur Vermeidung von systematischen Fehlern.

In dieser Arbeit wurde ein neues Verfahren zur Bestimmung von Signalthöhe und -position verwendet. Dieses basiert auf der diskreten Fouriertransformation und es ermöglicht die hochgenaue Bestimmung der globalen Extrema sowie der Wende- und Symmetriepunkte einer Messwertefolge und soll hier deshalb auch als *Fourier-Kurvendiskussion* bezeichnet werden. Das Verfahren löst ein messtechnisches Standardproblem auf eine neue und elegante Weise und soll deshalb hier kurz umrissen werden. Das

Verfahren wurde zum Patent angemeldet [83].

Gegeben sei die Folge  $f_\nu = (f_0, f_1, \dots, f_{N-1})$ , die die Messwerte an den äquidistanten Positionen

$$x_\nu = \frac{2\pi\nu}{N} \quad (\nu = 0, 1, 2, \dots, N-1) \quad (\text{A.1})$$

darstelle. Es seien

$$A_n = \sum_{\nu=0}^{N-1} f_\nu \exp(-inx_\nu) \quad \text{für} \quad n = 0, 1, 2, \dots, N/2 \quad (\text{A.2})$$

die diskreten, komplexen Fourierkoeffizienten zur Messwertefolge  $f_\nu$ . Da diese reelwertig sei, gilt zudem:

$$A_{-n} = A_n^*. \quad (\text{A.3})$$

Mithilfe der Fourierkoeffizienten kann dann das folgende trigonometrische Polynom als periodische kontinuierliche Interpolationsfunktion definiert werden:

$$f(x) = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{N/2} A_n \exp(inx). \quad (\text{A.4})$$

Unter Verwendung der trigonometrischen Form komplexer Zahlen

$$A_n = \rho_n \exp(i\varphi_n) \quad (\text{A.5})$$

und unter Ausnutzung von (A.3) lässt sich das Interpolationspolynom noch vereinfachen zu

$$f(x) = \frac{A_0}{N} + \frac{2}{N} \sum_{n=1}^{N/2} \rho_n \cos(\varphi_n + nx). \quad (\text{A.6})$$

Anhand dieser Form lässt sich die bekannte spektrale Interpretation der Fouriertransformation sehr gut veranschaulichen: Das Signal setzt sich aus einer Fundamentalschwingung (bei  $n = 1$ ) und höheren Harmonischen dieser Schwingung sowie eines Grundpegels von  $\rho_0/N$  zusammen. Der Vorteil dieser spektralen Zerlegung des Signals bei der Bestimmung markanter Positionen (Extrema, Wende- und Symmetriepunkte) liegt nun auf der Hand: Für jede

einzelne Schwingung sind die Lagen von Extrema, Wende- und Symmetriepunkte bekannt. So hat z. B. die Grundschiwingung bei

$$\begin{aligned} x_{\max,1} &= (-\varphi_1) \bmod 2\pi, & \text{ihr Maximum, bei} \\ x_{\min,1} &= (-\varphi_1 - \pi) \bmod 2\pi, & \text{ihr Minimum, bei} \\ x_{\text{sl\_max},1} &= (-\varphi_1 - \pi/2) \bmod 2\pi, & \text{die größte Steigung und bei} \\ x_{\text{sl\_min},1} &= (-\varphi_1 + \pi/2) \bmod 2\pi, & \text{die geringste Steigung.} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Zudem sind die Extrema Spiegelsymmetriepunkte (es gilt:  $f_1(x - x_{\text{ext},1}) = f_1(-x - x_{\text{ext},1})$ ) und an den Punkten mit extremer Steigung liegt Punktsymmetrie vor ( $f_1(x - x_{\text{sl\_ext},1}) = -f_1(-x - x_{\text{sl\_ext},1})$ ).

## A.1 Numerische Lösung

Aus dieser Kenntnis heraus kann dann auch für die Interpolationsfunktion (A.6) z. B. das Maximum als der Wert ermittelt werden, an dem die größte konstruktive Interferenz der einzelnen Harmonischen vorliegt. Dieser Wert  $x_{\max}$  kann der Zielfunktion

$$F_{\max}(x) := \sum_{n=1}^{N/2} \rho_n \sin^2 \left( \frac{\varphi_n + nx}{2} \right) \quad (\text{A.8})$$

an ihrem Minimum entnommen werden:

$$F_{\max}(x)|_{x=x_{\max}} \stackrel{!}{=} \text{Minimum.} \quad (\text{A.9})$$

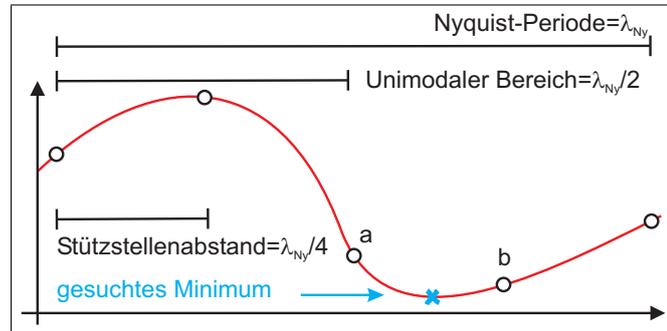
Ähnliche Zielfunktionen lassen sich auch für die anderen markanten Punkte ableiten. Hier sei noch die Zielfunktion für den Spiegelsymmetriepunkt angegeben:

$$F_{\text{ssp}}(x) := \sum_{n=1}^{N/2} \rho_n^2 \sin^2(\varphi_n + nx) \quad (\text{A.10})$$

Diese wurde gegenüber der Zielfunktion für die Berechnung des globalen Maximums mit einem zusätzlichen Gewichtungsfaktor versehen. Die zusätzliche Multiplikation mit der Amplitude  $\rho_n$  bewirkt eine Gewichtung mit dem Spektrum.

Diese Art von Zielfunktionen haben die besondere Eigenschaft, dass es sich bei ihnen wieder um trigonometrische Polynome handelt, die sich leicht in die Formen gemäß Gleichung (A.4) oder (A.6) überführen lassen. Man

**Abbildung A.1:** Innerhalb einer halben Nyquist-Periode muss ein trigonometrisches Polynom immer unimodal sein. Bei der Suche nach dem globalen Minimum werden die beiden Stützstellen mit den kleinsten Funktionswerten gesucht. Sind sie Nachbarn, so kann eine Intervallschachtelung beginnen.



kann ihnen ihre Fourier-Koeffizienten direkt entnehmen. Dies bedeutet jedoch auch, dass in diesem Fall das Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem [57, 67] gilt. Dieses sagt aus, dass die Informationsdichte eines Signals durch die Nyquist-Frequenz  $f_{Ny}^1$ , die der halben Abtastfrequenz entspricht, limitiert ist. Mithilfe der Nyquist-Periode  $\lambda_{Ny} = 2\pi/f_{Ny}$  lässt sich folgender, dem Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem äquivalenter Satz formulieren:

**Satz 1** *Berechnet man ein trigonometrisches Polynom an Stützstellen, mit einem äquidistanten Abstand  $\lambda_{Ny}/2$ , so ist das Polynom zwischen zwei benachbarten Stützstellen stets unimodal (s. Abb. A.1).*

Deshalb kann nach folgendem Schema stets das globale Minimum einer Zielfunktion bei Suche nach den markanten Punkten gefunden werden:

1. Berechnen der Zielfunktion innerhalb ihrer Periodizität an den äquidistanten Stützstellen mit dem Abstand  $\lambda_{Ny}/4$  (Effiziente äquidistante Stützstellenberechnung mit der inversen FFT, nachdem das Spektrum mit zusätzliche Nullen für die nun notwendigerweise vorhandenen höheren Frequenzen erweitert worden ist (engl.: »zero padding«)). Zur Veranschaulichung siehe Abb. A.1.
2. Auswählen der beiden Stützstellen  $a, b$  mit den beiden kleinsten Funktionswerten.
3. Testen ob  $a, b$  benachbarte Stützstellen sind. Falls nicht, Halbieren des Stützstellenabstandes und Berechnung der Zielfunktion an hinzugekommenen Stützstellen. Anschließend Fortfahren mit Punkt 2. (Wiederum lassen sich die Funktionswerte am effizientesten mit der inversen FFT, nachdem erneut das Spektrum mit Nullen für die höheren Frequenzen erweitert wurde.)

<sup>1</sup>Beachte: Die Nyquist-Frequenz des Signals  $f_\nu$  ist nicht zwangsläufig dieselbe wie die der Zielfunktion  $F_*$ .

4. Intervallschachtelung (z. B. mit dem Verfahren des Goldenen Schnittes oder dem Fibonacci-Verfahren nach [14]) mit den Startintervallgrenzen  $a, b$  zur Bestimmung des Minimums bis auf eine vorzugebende Abweichung  $\varepsilon$  (Effiziente nicht-äquidistante Stützstellenberechnung mit dem Horner-Schema oder neueren Methoden, z. B. NFFT-Paket [siehe 60] oder den baryzentrischen Formeln [siehe 7, 8]).

Kann die Abbruchbedingung im Punkt 3 nicht erreicht werden, weil die Zielfunktion kein, bzw. mehrere gleichberechtigte Minima hat<sup>2</sup>, so kann als zusätzliches Kriterium eine maximale Anzahl von Stützstellenhalbierungen vorgegeben werden. Eine andere Abbruchbedingung könnte auch dadurch realisiert werden, dass eine Zahl  $\varepsilon$  für die Differenz der beiden kleinsten Zielfunktionswerte vorgegeben wird, ab deren Unterschreitung für die Position des Minimum eine der beiden Stützstellenpositionen ausgegeben wird.

### A.1.1 Bestimmung von Filterfunktionen

Nach der Berechnung eines markanten Punktes (z. B. Maximum oder Spiegelsymmetriepunkt) können modifizierte Fourier-Koeffizienten genutzt werden, um eine – dem Kriterium entsprechende – dem Messdatensatz bestangepasste Modellfunktion zu bestimmen. Am Beispiel des Spiegelpunktes soll dies hier demonstriert werden.

Es sei  $x_{ssp}$  der ermittelte Spiegelsymmetriepunkt. Nun werden die Phasen der Fourier-Koeffizienten des Signals durch das nächstgelegene, um  $nx_{ssp}$  verschobene Vielfache von  $\pi$  ersetzt:

$$A'_n = \rho_n \exp \left( inx_{ssp} + i \left[ \frac{\varphi_n - nx_{ssp}}{\pi} + 0,5 \right] \pi \right). \quad (\text{A.11})$$

Dies bewirkt, dass bei der Fourier-Rücktransformation

$$f_{best,ssp}(x) = \mathcal{F}^{-1}(A'_n) = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{N/2} A'_n \exp(inx_{ssp}) \quad (\text{A.12})$$

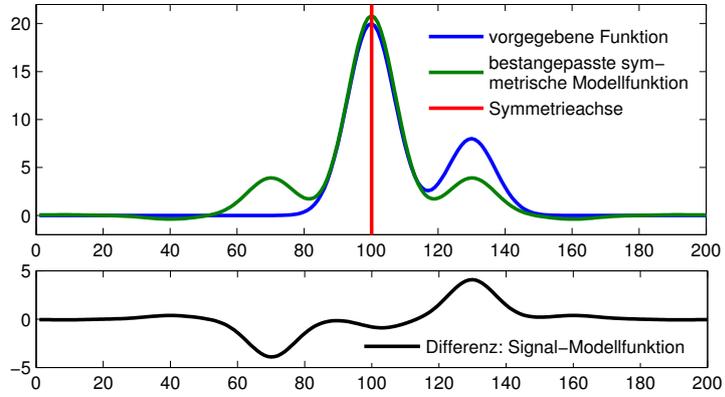
eine zu  $x_{ssp}$  vollständig spiegelsymmetrische und dem Signal bestangepasste Modellfunktion entsteht. Denn bei dieser trägt jede Harmonische am Spiegelpunkt entweder exakt konstruktiv oder exakt destruktiv bei.

Die Differenz von Signal und Modellfunktion hebt die asymmetrischen Anteile des Signals besonders hervor. Ein Beispiel ist in Abb. A.2 angegeben.

---

<sup>2</sup>Praktisch tritt dieser Fall quasi nie auf, da bei der Auswertung von Messdaten deren Rauschen stets dazu führt, dass im Rahmen der Rechengenauigkeit ein eindeutiges Minimum gefunden werden kann. Nur analytisch vorgegebene Funktionen wie  $f(x) = 0$  oder  $f(x) = \sin(x)$  bereiten Schwierigkeiten.

**Abbildung A.2:**  
Ein Beispiel für das Symmetriefilter: Die Differenz zwischen einem Messsignal und der best-angepassten, vollständig symmetrischen Funktion weist auf Asymmetrien im Signal hin.



### A.1.2 Bestimmung der Güte

Der ermittelten Position des markanten Punktes kann darüber hinaus auch eine Güte zugeordnet werden. Dies soll hier ebenfalls am Beispiel des Spiegelsymmetriepunktes erörtert werden. Als Parameter bietet sich ein modifizierter Korrelationskoeffizient an. Definitionsgemäß berechnet sich der Korrelationskoeffizient zwischen dem Messsignal  $f_\nu = f(x_\nu)$  und der best-angepassten vollständig spiegelsymmetrischen Modellfunktion  $g_\nu = f_{best,ssp}(x_\nu)$  (vergl. Gl. A.12) zu:

$$KOR(f_\nu, g_\nu) = \frac{(f_\nu - \bar{f}_\nu) \cdot (g_\nu - \bar{g}_\nu)^T}{\sqrt{(f_\nu - \bar{f}_\nu) \cdot (f_\nu - \bar{f}_\nu)^T} \cdot \sqrt{(g_\nu - \bar{g}_\nu) \cdot (g_\nu - \bar{g}_\nu)^T}} \quad (\text{A.13})$$

Zwischen Modell und Signal liegt stets eine Korrelation vor, für die gilt:

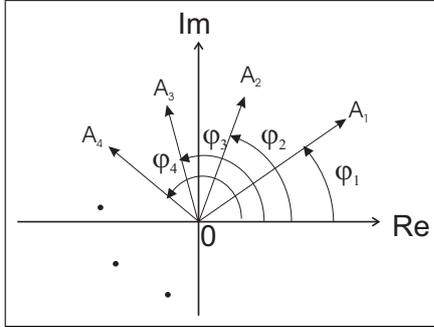
$$\frac{1}{\sqrt{2}} \leq KOR(f_\nu, g_\nu) \leq 1 \quad (\text{A.14})$$

Damit lässt sich dann eine Spiegelsymmetriegüte definieren, die Werte zwischen 0 und 1 annimmt:

$$q_{ssp}(f_\nu) := 2 \cdot KOR(f_\nu, g_\nu)^2 - 1 \quad (\text{A.15})$$

Für das Beispiel aus Abbildung A.2 ergibt sich eine Güte von 0,83.

## A.2 Analytische Näherungslösung



Neben der numerischen globalen Lösungsmethode sei hier noch eine elegante und sehr schnelle analytische Methode erwähnt, die sich um so besser einsetzen lässt, je ausgeprägter der gesuchte Punkt im Signal ist. Am Beispiel des Spiegelsymmetriepunktes und des globalen Maximums soll dies erläutert werden. Nebenstehende Abbildung zeigt schematisch die Fourierkomponenten  $A_n$  in der komplexen Ebene einer gegenüber dem Zentrum des

Erfassungsbereichs verschobenen Peak-Funktion (z. B. einer Gauß-Funktion). Die zugehörigen Phasen  $\varphi_n$  geben Aufschluss über die Lage der einzelnen Harmonischen. Bei einem peak-förmigen (und damit breitbandigen), ungestörten Signal gilt gemäß (A.6) und (A.7) für das Maximum  $x_{\max}$  bzw. für einen Spiegelsymmetriepunkt  $x_{\text{ssp}}$  :

$$\begin{aligned} (\varphi_n + nx_{\max}) \bmod 2\pi &= 0, \\ (\varphi_n + nx_{\text{ssp}}) \bmod \pi &= 0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N/2) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

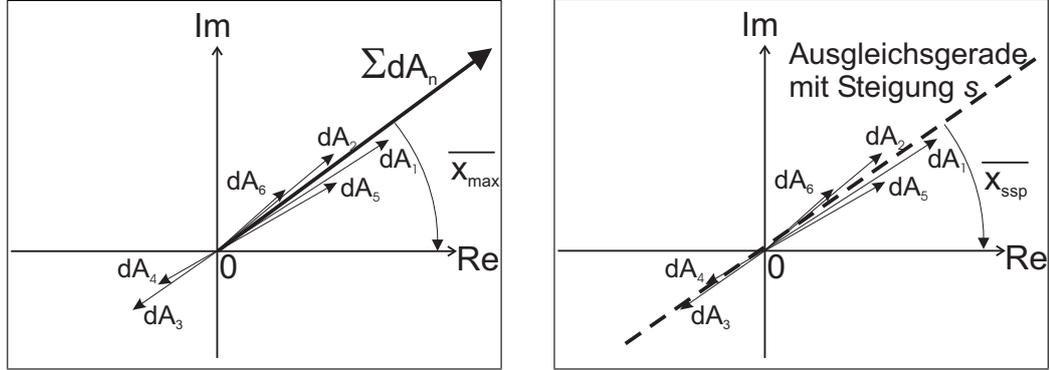
Bei Eliminierung von  $n$  folgt:

$$\begin{aligned} -x_{\max} &= (\varphi_{n+1} - \varphi_n) \bmod 2\pi, \\ -x_{\text{ssp}} &= (\varphi_{n+1} - \varphi_n) \bmod \pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots, N/2 - 1) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Im realen Fall verrauschter Daten ergibt sich jeweils eine Folge  $x_{\max,n}$  bzw.  $x_{\text{ssp},n}$  mit  $N/2$  Elementen. Aufgrund der Unstetigkeit der modulo-Funktion (*phase-wrapping*) lassen sich jedoch weder die Gleichungen (A.16) noch die aus (A.17) direkt verwenden, um einen Mittelwert  $\overline{x_{\max}}$  bzw.  $\overline{x_{\text{ssp}}}$  aus den jeweiligen Folgegliedern zu berechnen. Stattdessen werden nun die normierten Fourierdifferenzvektoren

$$dA_n = \begin{cases} A_n & = \rho_n \exp(i\varphi_n) & (n = 1) \\ \frac{A_n A_{n-1}^*}{\sqrt{|A_n A_{n-1}^*|}} & = \sqrt{\rho_n \rho_{n-1}} \exp(i(\varphi_n - \varphi_{n-1})) & (n > 1) \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

definiert, aus denen dann vektoriell in der komplexen Ebene die Mittelwerte bestimmt werden können. Die Vektoren  $dA_n$  liegen in Richtung des Differenzwinkels zweier aufeinander folgender Fourierkoeffizienten und haben eine Länge, die gleich der Wurzel ihres Amplitudenproduktes ist.



**Abbildung A.3:** Schema zur näherungsweisen Bestimmung der Maximumposition (links) und des Symmetriepunktes (rechts). Als  $\overline{x_{\max}}$  wird das Argument des Gesamtvektors, als  $\overline{x_{\text{ssp}}}$  das der Ausgleichsgeraden gewählt.

Die Abbildung A.3 veranschaulicht, wie nun  $\overline{x_{\max}}$  bzw.  $\overline{x_{\text{ssp}}}$  ermittelt werden können.  $\overline{x_{\max}}$ , die näherungsweise Position des Maximums, kann als Argument der Vektorsumme über alle  $dA_n$  gemäß

$$\overline{x_{\max}} \stackrel{!}{=} \left( -\arg \sum_{n=1}^{N/2} dA_n \right) \text{ mod } 2\pi \quad (\text{A.19})$$

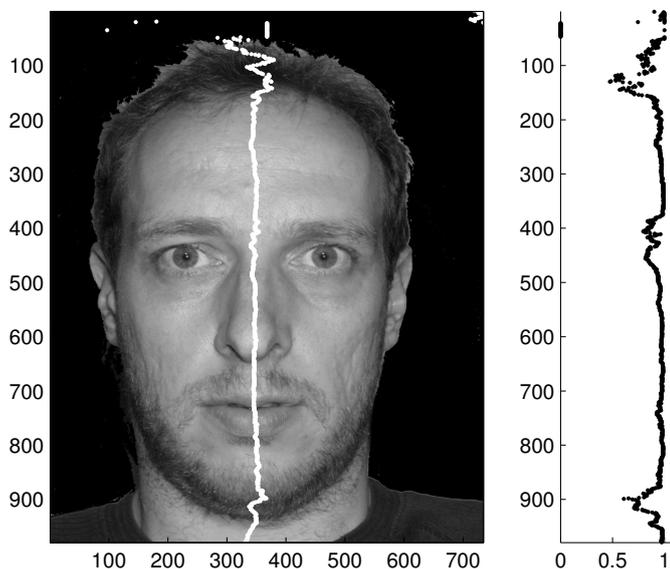
definiert werden.

Für die Bestimmung des näherungsweisen Spiegelsymmetriepunktes  $\overline{x_{\text{ssp}}}$  muss dagegen zunächst die Steigung  $s$  einer (Ursprungs-)Ausgleichsgerade durch lineare 2D-Optimierung bestimmt werden. Dies ist deshalb notwendig, da – anders als bei der Berechnung des Maximums – auch die um  $\pi$  gedrehten Vektoren zur Bestimmung des Spiegelsymmetriepunktes konstruktiv beitragen (Minimum und Maximum der Harmonischen sind Spiegelsymmetriepunkte). Dies heißt auch, dass es grundsätzlich immer zwei gleichberechtigte um  $\pi$  verschobene Symmetriepunkte gibt. Um eine Eindeutigkeit zu erzwingen, kann z. B. derjenige Symmetriepunkt ausgewählt werden, der näher am Maximum der 1. Fourierkomponente liegt. Dazu wird das Vorzeichen

$$\text{sig} = \text{sgn}(\text{Re } dA_1 + s \cdot \text{Im } dA_1) \quad (\text{A.20})$$

benötigt. Dann gilt:

$$\overline{x_{\text{ssp}}} \stackrel{!}{=} (-\arg(\text{sig}(1 + is))) \text{ mod } 2\pi \quad (\text{A.21})$$



**Abbildung A.4:**  
 Ein Beispiel für die Symmetriepunktbestimmung.  
 Links: Zeilenweise wurde das Foto vom Gesicht des Autors hinsichtlich des Symmetriepunktes untersucht. Rechts: Die zugehörige Symmetriegüte. Die Berechnung wurde mit der analytischen Methode durchgeführt.

### A.2.1 Bestimmung der Güte

In beiden vorgestellten Fällen lässt sich die Abweichung der einzelnen Vektoren vom Gesamtvektor bzw. von der Ausgleichsgerade auch als Maß für die Güte des Maximums (überlagern alle Harmonischen konstruktiv?) bzw. des Symmetriepunktes (wie symmetrisch ist das Signal?) interpretieren.

Seien  $dA_{||n}$  die Komponenten von  $dA$  in Richtung der Ausgleichsgerade, dann lässt sich ähnlich wie für die numerische Lösung (vergl. A.1.2), eine Güte definieren, die Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann:

$$q := 2 \cdot \left( \frac{\sum dA_{||n}}{\sum dA_n} \right)^2 - 1. \quad (\text{A.22})$$

Als Beispiel für die analytische Berechnung der Spiegelsymmetrie und der zugehörigen Güte ist in Abbildung A.4 zeilenweise das Foto eines Gesichts untersucht worden.

## A.3 Anmerkungen

Wie bereits erwähnt, können mit der hier vorgestellten Methode analog auch das Minimum, die Punkte extremer Steigung und der Punkt höchster Punktsymmetrie bestimmt werden (jeweils numerisch/hochgenau und analytisch/

schnell). Die Differenz zwischen den Punkten extremer Steigung kann – interpretiert als Abstand zwischen zwei Wendepunkten – auch Aufschluss über die Breite eines Signals geben. Die interpolierte Signalhöhe wiederum kann mithilfe von (A.6) für jeden beliebigen Punkt errechnet werden. Zudem erlaubt diese Interpolationsgleichung auch eine bequeme Glättung in Form einer Tiefpassfilterung, indem man das Polynom auf den  $m$ -ten Grad (mit  $m < N/2$ ) beschränkt. Es lassen sich also sehr viele Eigenschaften eines Signals beschreiben.

Zusammenfassend soll festgehalten werden, dass die Methode insgesamt vier wesentliche Eigenschaften der diskreten Fourier-Transformation direkt nutzt:

1. Das mit den Fourierkoeffizienten gebildete trigonometrische Polynom (A.6) **interpoliert** die Signalfunktion an den Stützstellen  $x_\nu$ .
2. Das mit den Fourierkoeffizienten gebildete trigonometrische Polynom  $m$ -ten Grades mit  $m < N/2$  **approximiert** die Signalfunktion im diskreten quadratischen Mittel bezüglich der Stützstellen  $x_\nu$ .
3. Beim Funktionensystem der Fourier-Transformation ist die **Lage der markanten Punkte** (Extrema, Wende- und Symmetriepunkte) einer jeden Harmonischen bekannt.
4. Es gilt das **Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem**.

Darüber hinaus lässt sich jede höherdimensionale Fourier-Transformation auf die eindimensionale zurückführen, so dass die Methode sich ebenso auf höhere Dimensionen erweitern lässt.

Des Weiteren kann die Restriktion auf äquidistante Stützstellen unter Zuhilfenahme der hervorragenden numerischen Werkzeuge von Feichtinger u. a. [25] (Matlab Implementierung siehe [77]) aufgehoben werden, die auch für nicht gleichmäßig abgetastete Daten numerisch stabile trigonometrische Interpolation ermöglichen. Gut begründet, z. B. durch geringere Ansprüche an Rechengenauigkeit und höhere An-geschwindigkeit, können natürlich auch andere Resampling-Verfahren benutzt werden (z. B. kubische Spline Interpolation).

Zur Performance der numerischen und der analytischen Lösung: Die Algorithmen wurden in der Programmiersprache *Matlab* [50] implementiert. *Matlab* wiederum nutzt für die schnelle Fourier-Transformation die Routine *FFTW* [27, 29]. Auf einem 1,8 GHz PC mit 1,5 GByte Arbeitsspeicher wurden für verschieden lange Datensätze die Symmetriepunkte ermittelt. Die äquidistanten Datensätze hatten einen eindeutigen Symmetriepunkt, so dass

Datensatzlänge	analytische Methode	numerische Methode	
	Rechenzeit/ms	Rechenzeit/ms	Punkte
64	0,92	10,5	61
128	1,00	11,5	60
256	1,13	13,3	58
512	1,37	17,6	57
1024	1,89	26,6	55
2048	3,00	53,5	54
4096	5,41	112,8	53
8192	11,1	230	51
16384	21,9	437	50
32768	44,0	881	48
65536	95,3	1731	47
131072	225	3348	45
262144	393	6808	44

**Tabelle A.1:** Performance der analytischen und numerischen Methode. In der rechten Spalte ist die Anzahl der Stützpunkte aufgeführt, die während der Intervallschachtelung notwendigerweise einzeln berechnet werden müssen. Die analytische Näherungslösung ist bei den verglichenen Datensatzlängen rund 10-20 schneller als die numerische, beliebig genaue Methode. Mit zunehmender Datensatzgröße wird der zeitliche Vorteil immer größer. Bei der Verarbeitung von Scatterometerdaten wurden typischerweise 5000-20000 Datenpunkte ausgewertet. Es wurde stets die numerische Methode gewählt. Bei einer Messdauer von Minuten fällt eine Auswertedauer von rund 500 ms nicht ins Gewicht. Zum Vergleich der Rechenzeiten: Auf dem selben System benötigt die Berechnung der Exponentialfunktion von 262144 Punkten 29,6 ms.

die numerische Methode nicht zusätzliche Reduzierungen des Stützstellenabstandes durchführen musste (Standardfall). Für die numerische Methode wurde zudem eine Rechengenauigkeit von  $\varepsilon = 10^{-14}$  verlangt. Tabelle A.1 weist die Rechenzeiten für unterschiedlich lange Datensätze aus.

# Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
AGID	<i>Alternating grazing incidence dark field</i> (Dunkelfeldmikroskopie mit alternierender Beleuchtung bei streifendem Einfall)
ARC	<i>Anti Reflexion Coating</i> (Antireflexschicht)
a.u.	<i>arbitrary units</i> (willkürliche Einheiten)
CD	<i>Critical Dimension</i> (Linienbreite)
CoG	<i>Chrome on glass</i> (Chrom auf Glas)
cw-Laser	<i>continuous-wave</i> kontinuierlicher Laser
DOE	diffraktives optisches Element
DOP	<i>Degree of Polarisation</i> Polarisationsgrad
DUV	<i>Deep Ultraviolet</i> (tiefer ultravioletter Spektralbereich)
EUV	<i>Extreme Ultraviolet</i> Teilbereich (von 12,4-20,0 nm) des XUV-Spektralbereichs
EUVL	EUV-Lithographie
FEM	Finite Elemente Methode
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> (Schnelle Fourier-Transformation)
FSB	freier Spektralbereich
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> (Halbwertsbreite)
GUM	<i>Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement</i> (Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen)
IR	Infrarot
ITRS	<i>International Technology Roadmap for Semiconductors</i> – Gremium der weltweiten Halbleiterindustrie
MEMS	mikroelektromechanischen Systeme
ML	<i>multi layer</i> (Mehrfachschichtsystem)
NA	Numerische Apertur
NFFT	<i>Nonequispaced Fast Fourier Transform</i> (Schnelle Fourier Transformation nicht äquidistanter Daten)

NGL	<i>Next Generation Lithography</i> (Lithographie der nächsten Generation)
NIR	Nahes Infrarot
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
PV	<i>Peak to Valley</i> Differenz von Maximum und Minimum
RCWA	<i>Rigorous Coupled Wave Analysis</i> (Rigorose Beugungstheorie)
rms	<i>Root-Mean-Square</i> (quadratischer Mittelwert)
SI	<i>Système International d'Unités</i> (Internationales Einheitensystem)
STED	<i>Stimulated Emission Depletion</i> (Fluoreszenzlöschung durch stimulierte Emission)
TE	Transversalelektrisch
TEM	Transversalelektromagnetisch
TM	Transversalmagnetisch
XUV	<i>Extreme Ultraviolet</i> (extremer ultravioletter Spektralbereich)

# Symbolverzeichnis

Soweit im Text nicht explizit anders erwähnt, gilt folgende Nomenklatur:

$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\Delta$	ellipsometrischer Winkel
$\eta$	Beugungseffizienz
$\lambda$	Vakuumwellenlänge
$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$ magnetische Feldkonstante
$\nabla$	Nabla Operator
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Psi$	ellipsometrischer Winkel
$\tau$	Lebensdauer
$\theta, \theta_{ein}$	Einfallswinkel
$\theta'$	Ausfallswinkel
$\varepsilon$	Permittivität
<b>E</b>	elektrische Feldstärke
<b>H</b>	magnetische Feldstärke
<b>J</b>	Jones-Vektor
$\square_o$	Index: ordentlicher Strahl
$\square_A$	Index: Analysatorstellung
$\square_{eo}$	Index: außerordentlicher Strahl
$\square_P$	Index: Polarisatorstellung
$c$	$299792458 \text{ m/s}$ =Vakuumlichtgeschwindigkeit
<b>E</b>	elektrische Feldstärke
<b>I</b>	Intensität
<b>k</b>	Wellenzahl
<b>m</b>	Zähler der Beugungsordnungen
<b>R</b>	Reflexionsgrad
<b>T</b>	Transmissionsgrad

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt und wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert.

Mein Dank gilt dem Leiter des Instituts für angewandte Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Prof. Dr. A. Tünnermann für die Betreuung und Förderung meiner Arbeit, die Anregungen und den wissenschaftlichen Austausch.

Herrn Dr. F. Riehle, dem Leiter der Abteilung Optik, danke ich für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse und die gegebenen Hinweise.

Besonders danken möchte ich Dr. Bernd Bodermann, Dr. Egbert Buhr und Dr. Klaus Stock für die vielen wissenschaftlichen Gespräche, die Anregungen und die Förderung meiner Ideen.

Weitere großer Dank gilt Frank Pilarski, dem Konstrukteur des Scatterometers, für die Umsetzung der Ideen, Alexander Diener für die Programmierung wesentlicher Teile der Ansteuerungssoftware des Scatterometers, Martin Wöhler für die Unterstützung bei der Programmierung der Auswertesoftware, Dr. Regine Model und Dr. Hermann Groß für die Hilfe bei den Simulationsrechnungen sowie bei den Auswertungen, Dr. Frank Scholze und Jan Pomplun für die Messung und Auswertung der EUV-Daten, Dr. Andreas Rathsfeld für die DiPoG-Unterstützung und dem AMTC für die Herstellung der Messobjekte und die Bereitstellung von Messdaten.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei allen weiteren Mitarbeiter der Arbeitsgruppen 4.22 und 4.23 – in alphabetischer Reihenfolge – Detlef Bergmann, Dr. Gerd Ehret, Günter Frede, Martina Kemnitz, W. Mirandé und Dietrich Schlüssel für die vielen erbrachten Arbeiten in technischen, wissenschaftlichen und organisatorischen Angelegenheiten, vor allem aber für die Schaffung eines sehr guten Arbeitsklimas.

Ein ganz lieber Dank geht an meine Partnerin Dagmar, für die beständige moralische Unterstützung aber auch für die gelegentlich notwendige Motivation sowie an meinen Sohn Paul v. a. für die vielen gebotenen Ablenkungen. Ein ebenso lieber Dank geht meinen Eltern für den mir gewährten Rückhalt.

# Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. Dr. Bernd Bodermann (PTB) und Dr. Egbert Buhr (PTB), Korrekturlesen und Auswahl der Experimente (unentgeltlich),
2. Dr. Regine Model (PTB) und Dr. Hermann Groß (PTB), Simulationsrechnungen und Auswertung von Messdaten (unentgeltlich),
3. Dr. Andreas Rathsfeld (WIAS), Weiterentwicklung der Auswertesoftware auf meine Anregung hin (entgeltlich, Finanzierung durch PTB).

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Ort, Datum