

Zur Erfassung von form- und materialbedingten
Oberflächenstrukturen mit Mikro-Deflexions-Ellipsometrie

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
im Fachbereich Maschinenbau
der Universität Kassel

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Frank Wirth

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. W. Holzapfel
2. Gutachter: Dr.-Ing. habil. U. Neuschaefer-Rube

Datum der Disputation: 11.01.2008

Vorwort

Die grundlegenden theoretischen und experimentellen Arbeiten der vorliegenden Dissertation fanden während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mess- und Automatisierungstechnik der Universität Gesamthochschule Kassel statt. Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Holzapfel danke ich an dieser Stelle für die Schaffung der Rahmenbedingungen und für die Anregung und Betreuung der Arbeit während dieser Zeit und ganz besonders für die Betreuung und Begutachtung der Arbeit über seine Emeritierung hinaus.

Herrn Dr.-Ing. U. Neuschaefer-Rube danke ich für die Bereitschaft zur Begutachtung dieser Arbeit.

Außerdem möchte ich mich an dieser Stelle bei allen Mitarbeitern und Studenten des Instituts für Mess- und Automatisierungstechnik bedanken. Besonders hervorheben möchte ich dabei Dr.-Ing. U. Neuschaefer-Rube und Dipl.-Ing. J. Doberitzsch, die mit vielen Fachdiskussionen und konstruktiver Kritik helfen konnten. Mein Dank gilt außerdem Dipl.-Ing. M. Suske, der mit seinen beiden Diplomarbeiten zu dieser Dissertation beigetragen hat.

Einen großen Teil der Dissertation habe ich nebenberuflich zu meiner Tätigkeit als Entwicklungsingenieur im Bereich der CO₂-Laserentwicklung erstellt. Meiner Frau Iris und meinen beiden Töchtern Melina und Emilia danke ich für die Geduld und die entbehrte Zeit.

Frank Wirth

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
1 Zusammenfassung	1
2 Einleitung	4
2.1 Anwendungsbeispiele ellipsometrischer Messverfahren	5
2.2 Konfigurationen zur Mikroellipsometrie mit gleichzeitiger Topografieerkennung	7
2.3 Auswahl eines optischen Topografiemessverfahrens zur Kombination mit mikroellipsometrischer Materialerkennung	10
2.4 Begründung und Abgrenzung der Aufgabenstellung	12
3 Zur Theorie der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie	14
3.1 Grundprinzip der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie	14
3.2 Topometrie mittels Detektion von Deflexionswinkeln	16
3.2.1 Grundprinzip des Deflexions-Topometers	16
3.2.2 Kalibrierung der Steigungswinkel	20
3.2.2.1 Berechnung des Steigungswinkels aus den Kalibrierdaten	20
3.2.2.2 Messtechnische Ermittlung der Fleckkoordinaten bei Verwendung einer CCD-Kamera	22
3.2.3 Topographieermittlung aus den Steigungswinkeln	23
3.2.3.1 Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg	24
3.2.3.2 Topographieberechnung mit Gauß-Markoff Filter	26
3.2.4 Auslegung des optischen Ablenssystems des Deflexions-Topometers	29
3.2.5 Besondere Eigenschaften von Fresnellinsen	32
3.3 Zur Theorie der materialerkennenden Ellipsometrie	34
3.3.1.1 Die Wechselwirkung zwischen polarisiertem Licht und reflektierendem Material	34
3.3.2 Grundgleichung der Ellipsometrie	34
3.3.3 Das ellipsometrische Messverfahren	35
3.3.3.1 Beschreibung des theoretischen Strahlengangs mit Hilfe des Jones-Matrix-Formalismus	38
3.3.3.2 Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen mit detektierten Intensitätswerten	41
3.3.3.3 Berechnung der komplexen Brechzahl n aus den ellipsometrischen Kenngrößen	42

3.3.4	Optische Ermittlung von Eingangsparametern des ellipsometrischen Algorithmus	43
3.3.4.1	Optische Ermittlung der Hauptachsenlage φ und des Einfallswinkel α	43
3.3.4.2	Optische Ermittlung des tatsächlichen Analysatorazimuts a	43
3.3.4.3	Auftretende Analysatorazimute a_r bei einem Oberflächennormal	46
3.4	Materialidentifikation im n, k - Diagramm	47
3.5	Konzeption eines Mikro-Deflexions-Ellipsometers	50
4	Messunsicherheit und erreichbare Auflösung	53
4.1	Messabweichungen bei der Deflexions-Topometrie	53
4.1.1	Erreichbare Wiederholgenauigkeit bei der Deflexions-Topometrie	53
4.1.2	Deflexions-Topometrie bei inhomogener Oberflächensteigung im Messfleck	54
4.1.3	Deflexions-Topometrie bei einer Stufe	57
4.2	Messunsicherheit bei der Messung der ellipsometrischen Kenngrößen	58
4.2.1	Kombinierte Standardunsicherheit des ellipsometrischen Messsystems	59
4.3	Einfluss der Fokussierung des Messstrahls	62
4.3.1	Ermittlung der theoretisch erreichbaren lateralen Auflösung	62
4.3.1.1	Messfleckdurchmesser mit gaußscher Strahltransformation	62
4.3.1.2	Messfleckdurchmesser mit Ray-Tracing Berechnung	63
4.3.2	Einfluss der Fokussierung auf die Ellipsometrie	64
4.3.2.1	Fokussiereinfluss bei der ellipsometrischen Messung dielektrischer Materialien	67
4.3.2.2	Fokussiereinfluss bei der ellipsometrischen Messung leitender Materialien	68
5	Experimentelle Untersuchungen	71
5.1	Experimentelle Untersuchungen zur Deflexions-Topometrie	71
5.1.1	Versuchsaufbau	71
5.1.1.1	Fokussierung des Messstrahls	73
5.1.1.2	Justageverfahren und Probenhalterung	76
5.1.2	Test der Deflexionstopometrie mit ausgewählten Proben	78
5.1.2.1	Deflexionstopometrie mit einem Geometriennormal (Mahr PGN10)	79
5.1.2.2	Deflexionstopometrie mit der IPK-Probe	86
5.1.3	Bewertung der Experimente zur Deflexionstopometrie	89
5.2	Experimentelle Untersuchungen zur materialerkennenden Ellipsometrie	89
5.2.1	Experimenteller Aufbau zur unfokussierten Ellipsometrie	90
5.2.2	Ergebnisse mit unfokussierter Ellipsometrie	90

5.2.3 Bewertung der experimentellen Ergebnisse zur unfokussierten Ellipsometrie	95
5.2.4 Experimenteller Aufbau zur fokussierten Ellipsometrie	95
5.2.5 Ergebnisse zur fokussierten Ellipsometrie	97
5.3 Bewertung der experimentellen Untersuchungen	101
6 Ausblick	104
7 Literaturverzeichnis	107
8 Verwendete Formelzeichen	115
9 Anhang	118

1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein neuartiges kombiniertes Messverfahren, die Mikro-Deflexions-Ellipsometrie, vorgestellt und untersucht. Dieses Messverfahren hat das Ziel, simultan material- und formbedingte Strukturen von reflektierenden, also glänzenden Oberflächen zu erkennen. Das System besteht aus einem fokussierenden Ellipsometer, also einem Mikro-Ellipsometer und einem Deflexions-Topometer. Beide Systeme nutzen gemeinsam eine (Laser-)Strahlquelle. Zur multispektralen Messung ist dies optimal eine wellenlängenveränderbare Lichtquelle. Alternativ erlaubt das System der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie die Umschaltung zwischen Lichtquellen verschiedener Wellenlängen ohne Austausch oder Neujustage des optischen Messsystems. Die Lichtstrahlung wird auf die Probenoberfläche fokussiert. Im Fokuspunkt wird die lokale Brechzahl der Oberfläche mit dem mikroellipsometrischen Teil des Messverfahrens gemessen. Das Deflexions-Topometer ermittelt aus den Ablenkwinkeln, also den Deflexionswinkeln, die lokale Oberflächensteigung, die für die Berechnung der Topographie als auch für die Berechnung der Brechzahl benötigt wird.

Im Scanbetrieb ermittelt das Mikro-Deflexions-Ellipsometer zu jedem Messpunkt (x, y) auf der Probenoberfläche die lokalen Steigungswinkel $\gamma_x(x, y)$ und $\gamma_y(x, y)$ sowie die lokale komplexe Brechzahl $\underline{n}(x, y) = n - jk$. Aus den lokalen Steigungswinkeln kann über die Integration entlang der Scanrichtungen die Höhe $z(x, y)$ und somit die Topographie der Probe berechnet werden. Die Anwendung eines rechnerisch aufwendigen Gauß-Markoff-Filters zur Berechnung der Oberflächentopographie bringt im Ergebnis eine fehlerminimierte Ermittlung der Oberflächentopographie, weil der Gauß-Markoff-Filter für die Berechnung der Höhenwerte $z(x, y)$ die redundante Information aus den Steigungswinkeln beider Scanrichtungen benutzt. D.h., der Gauß-Markoff-Filter berechnet die Höhe $z(x, y)$ zu einem Punkt über eine Vielzahl von Integrationswegen, die zu dem Probenpunkt (x, y) führen.

Die lokale komplexe Brechzahl $\underline{n}(x, y)$ wird zur Identifizierung des Materials der Probenoberfläche im Messpunkt benutzt. Die materialcharakteristische komplexe Brechzahl wird mit Literaturwerten verglichen. Für eine objektive Beurteilung der Materialzugehörigkeit eines Messwerts zu Literaturwerten wird eine Vergleichsmethode in einem n, k – Diagramm angewandt. In diesem n, k – Diagramm sind der Real- und der Imaginärteil der komplexen Brechzahlen aufgetragen. Aus den Literaturwerten zu einem Material wird ein Materialidentifikationskreis definiert, der von der gemessenen Brechzahl eines Messpunkts getroffen werden muss, damit es als identifiziert gilt. Bei Überschneidungen der Materialidentifikationskreise kann eine Zugehörigkeit zu den jeweiligen Materialien mit einer Wahrscheinlichkeitsaussage versehen werden, die über den Abstand der gemessenen Brechzahl zu den Mittelpunkten der Materialidentifikationskreise berechnet wird.

Entscheidend für die Funktionsfähigkeit eines Mikro-Deflexions-Ellipsometers ist die Abstimmung und Auslegung der beiden Verfahren aufeinander, so dass sie in Kombination arbeiten können. Die multispektrale Mikro-Ellipsometrie ohne Tausch oder Neujustage von optischen Komponenten erfordert eine Fokussierung im einfallenden Strahl

und eine Strahlablenkung auf die Detektoren im reflektierten Strahl, ohne dass dabei optische Komponenten innerhalb der Polarisator-Sample-Analysator (PSA) Anordnung des intensitätsellipsometrischen Messsystems verwendet werden. D. h., Fokussier- und Strahlablenkoptiken müssen ellipsometerextern angeordnet werden. Die ellipsometerexterne Strahlablenkung im Strahlengang der Reflexion in Richtung des Detektors des Deflexions-Topometers erfordert den Einsatz eines optischen Ablenkssystems mit großer freier Apertur und entsprechend kleiner Brennweite. Werden Fresnellinsen für das optische Ablenkssystem eingesetzt, können diese Anforderungen mit dem Einsatz von nur zwei Linsen erfüllt werden. Allerdings sind Fresnellinsen in ihren optischen Eigenschaften eingeschränkt.

Der Einfluss von Störungen (Interferenzen, Specklemuster) aus dem Betrieb des Deflexions-Topometersensors mit einer kohärenten Lichtquelle und aus den Streulicht- und Abschattungseffekten der Fresnellinsen wird bei der Systemauslegung vermieden, indem auf die Verwendung einer analytischen Messgleichung für das Deflexions-Topometer verzichtet wird. Der Zusammenhang zwischen Steigungswinkeln und der Veränderung der Strahlposition auf dem positionssensitiven Detektor wird über eine Kalibrierungsprozedur hergestellt.

Als Polarisatoren für die Ellipsometrie müssen Folienpolarisatoren verwendet werden. Nur sie erfüllen die Anforderungen an die Apertur insbesondere für den Analysator und dem maximalen Winkel gegenüber der optischen Achse, in dem der Strahl einen Polarisator durchstrahlen kann. Die Apertur des Analysators muss entsprechend groß sein, damit der von der Probe reflektierte Strahl bei unterschiedlichen Probensteigungen und damit unterschiedlichen Richtungen durch den Analysator läuft.

Ein Analysator mit großer Apertur würde eine entsprechend große Rotationsverstellbarkeit benötigen. Um Sonderanfertigungen für die Rotationsverstellung zu vermeiden, wird die Ellipsometerkonfiguration dieser Arbeit entgegen üblichen schichtmessenden PSA-Ellipsometern nicht mit einem rotierenden Analysator betrieben. Der intensitätsellipsometrische Messalgorithmus wird für einen rotierenden Polarisator bei einem feststehenden Analysator entwickelt. Mit diesem Algorithmus können aus Intensitäten, die bei drei verschiedenen Polarisatorazimuten gemessen werden, die ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ berechnet werden. Aus den ellipsometrischen Kenngrößen kann die Brechzahl ermittelt werden, wenn der Einfallswinkel des Messstrahls zur Probe bekannt ist. Der Einfallswinkel wird mit dem Deflexions-Topometer ermittelt.

Betrachtungen zur Messunsicherheit und zur erreichbaren Auflösung im Kapitel 4 zeigen, dass beim Deflexions-Topometer Fehler durch inhomogene Oberflächenstrukturen im Messfleck und durch Stufen mit steilen Wandflanken zu erwarten sind. Inhomogene Oberflächenstrukturen werden mit Tiefpassverhalten analog einem Tastschnittmessgerät gefiltert. Stufen bewirken einen systematischen Messfehler gegenüber der Kalibrierung in Form einer Steigungswinkelabweichung. Für den ellipsometrischen Algorithmus werden die Standardunsicherheiten bei der Messung der ellipsometrischen Kenngrößen numerisch ermittelt. Dabei zeigt sich, dass Erwartungswerte für $\Psi = 0^\circ$ und $\Delta = 180^\circ$ kritische Messbereiche des Algorithmus bezüglich seiner Fehlerempfindlichkeit sind. Aber auch für Messwerte in diesem Erwartungsbereich liegt der zu erwartende

Fehler bei der resultierenden Berechnung der komplexen Brechzahl im Bereich der dritten Nachkommastelle sowohl für den Real- als auch den Imaginärteil der Brechzahl. Damit ist eine Materialidentifizierung im n, k – Diagramm nach Kapitel 3.4 noch sicher möglich.

Die Fokussierung des einfallenden Strahls wird in ihrer Auswirkung durch eine numerische Berechnung des zu erwartenden Fehlers im Kapitel 4.3 beurteilt. Das Berechnungsverfahren entspricht einem Ray-Tracing Verfahren. Die Ergebnisse der Fehlerberechnung sagen einen mit dem Grad der Fokussierung zunehmenden Fehler voraus. Eine fokussierende Messung ist aber bis zu einer Messfleckgröße von $10\ \mu\text{m}$ für dielektrische Materialien und von $5\ \mu\text{m}$ für leitende Materialien mit einem Fehler durchführbar, der sich erst in der zweiten Nachkommastelle der komplexen Brechzahl auswirkt. Somit ist auch fokussiert eine Materialidentifizierung im n, k – Diagramm möglich. Da die Fehlerberechnung nur numerisch und nicht analytisch erfolgen kann, ist eine Berücksichtigung des Fehlers im Messalgorithmus nicht möglich.

Die experimentellen Untersuchungen der Arbeit im Kapitel 5 erbringen den Funktions- und Leistungsnachweis für die beiden Verfahren, der Mikro-Ellipsometrie und der Deflexions-Topometrie, getrennt. So können die beiden Verfahren unabhängig voneinander getestet werden. Die experimentellen Aufbauten berücksichtigen aber jeweils die Erfordernisse und Anforderungen eines kombinativen Aufbaus. D. h., es ist zu erwarten, dass die erzielten Ergebnisse in einem kombinativen Aufbau wiederholt werden können. Damit kann aus den experimentellen Ergebnissen zu den Einzelverfahren die Realisierbarkeit des kombinativen Systems begründet werden. Die Deflexions-Topometrie wird im Kapitel 5.1.2 mit zwei Oberflächennormalen getestet. Beide sind periodisch strukturierte Proben. Das Sinusnormal aus Glas und ein verchromtes Kreisbogennormal werden mit Auflösungen im μm -Bereich erfolgreich vermessen. Die Messergebnisse werden sehr gut durch Referenzmessungen mit Tastschnitt- und Autofokussmesssystemen bestätigt. Die Mikro-Ellipsometrie wird im Kapitel 5.2 mit den Materialien Glas, Gold und Stahl getestet. In Versuchen ohne Fokussierung kann die Funktions- und Leistungsfähigkeit des intensitätsellipsometrischen Messverfahrens durch Vergleiche mit Literatur- und Herstellerangaben nachgewiesen werden. Messung mit fokussierter Ellipsometrie bestätigen den Einfluss der Fokussierung auf die Ellipsometrie. Unter günstigen Bedingungen kann auch fokussierte Ellipsometrie zur Materialerkennung verwendet werden.

Die Schlussfolgerung der theoretischen und experimentellen Untersuchungen lautet somit, dass kombinataive Mikro-Deflexions-Ellipsometrie erfolgreich umgesetzt werden kann. Das System ist in der Lage, Gestaltsabweichungen ab 3. Ordnung (periodische Rauheiten) zu erkennen und simultan die Materialverteilung auf der Probenoberfläche zu bestimmen.

2 Einleitung

Mit dem steigenden Anspruch an die Qualität hochtechnischer Produkte wächst auch der Anspruch an Messsysteme zur Überwachung der Qualität. Auch der immer noch zunehmende Zwang zur Etablierung zertifizierter Qualitätssicherungssysteme erhöht den Bedarf an geeigneten Messsystemen zur Überprüfung und Überwachung vorgegebener Material- und Geometriespezifikationen. Messsysteme sollen genügend genau für die Überprüfung von Vorgaben und Toleranzen sein, sie sollen schnell sein und sie sollen berührungslos oder aber zumindest rückwirkungsfrei sein. Eine weitere Bedeutung in Bezug auf die Vielseitigkeit und Universalität eines Messsystems hat die notwendige Probenbeschaffenheit. Aufwendige Probenpräparationen sind nachteilig, da Probenpräparationen zeitaufwendig und kostenintensiv sind. Optische Messverfahren erfüllen oft viele der genannten Anforderungen. Ein optisch arbeitendes Messverfahren ist berührungslos und damit in der Regel rückwirkungsfrei. Das ist für die weitere Verwendung der Probe sehr oft von Bedeutung. Taktile Verfahren dagegen sind durch die Probenberührung zwangsläufig nie komplett rückwirkungsfrei. Bei einer Vielzahl von Anwendungen sind die Rückwirkungen des taktilen Messsystems auf die Probe ohne Auswirkung für die weitere Verwendung. Auch bezüglich der Geschwindigkeit und der Genauigkeit sind optische Messverfahren vorteilhaft. Optische Messsysteme sind zumeist schnell, da mit vergleichsweise wenig Mechanik gearbeitet werden kann.

Eine der häufigsten Messaufgaben für Messsysteme ist die Erkennung von Lage- oder Formmerkmalen. Auf den dreidimensionalen Raum ausgedehnt ist die Messaufgabe dann die Erfassung der Oberflächentopographie. Neben der Oberflächentopographie kommt als Aufgabe an ein Messsystem oft noch die orts aufgelöste Materialerkennung hinzu. Messsysteme, die berührungslos und somit zerstörungs- bzw. rückwirkungsfrei die gleichzeitig Topographie und Materialverteilung erfassen, stehen als kommerziell erhältliche Systeme nicht zur Verfügung.

Ein System zur Ermittlung der Elementzusammensetzung zugeordnet zu zweidimensionalen Ortskoordinaten eines Probenabbilds, ist die Materialerkennung mit der spektralen Auswertung der materialcharakteristischen Röntgenstrahlung (EDX – energiedispersive Röntgenmikroanalyse) in Kombination mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) /2.1/. REM-EDX-Systeme erkennen zuverlässig die Elementzusammensetzung aller Elemente des Periodensystems ab Kohlenstoff und können diese Elementzusammensetzung einer Stelle im Bild des Rasterelektronenmikroskops zuordnen. Höheninformationen sind aus dem Bild des Rasterelektronenmikroskops nicht ableitbar. D. h., die Oberflächentopographie kann zwar in einem plastischen Bild dargestellt werden, die Vermessung von Höhenunterschieden ist aber nicht möglich. Die Rasterelektronenmikroskopie erfordert die Evakuierung der Probe, damit sich der auf die Probe einfallende Elektronenstrahl und die auszuwertende Strahlungsantwort der Probe ohne Störeinflüsse der Umgebung bewegen können. Der Nachteil dieses Messsystems ist damit, dass die Proben hochvakuumfest sein müssen. Außerdem bewirkt die hohe Energiedichte des Messstrahls bei empfindlichen Proben eine thermische Beschädigung der Oberfläche.

In dieser Arbeit wird die Realisierungsmöglichkeit eines optischen Messsystems unter-

sucht, dass simultan die Oberflächenform und die orts aufgelöste Materialverteilung erkennt. Für die orts aufgelöste Materialverteilung wird die Methode der lokalen Brechzahlermittlung mittels Mikroellipsometrie vorgesehen. Es handelt sich dabei um eine optische Methode zur Ermittlung der Polarisationsänderung aufgrund der Wechselwirkung von Licht und Materie. Aus den ellipsometrischen Kenngrößen, dem Verlustwinkel Ψ und der Phasendifferenz Δ , die die Polarisationsänderung beschreiben, kann die Brechzahl \underline{n} berechnet werden /2.2/. Diese ist materialcharakteristisch und wird zur Identifizierung des Materials der Oberfläche herangezogen. Der Begriff der Mikroellipsometrie beinhaltet die Fokussierung des Messstrahls auf die zu vermessende Probe. Das Ziel ist eine hohe laterale Ortsauflösung der ellipsometrischen Materialerkennung.

In dieser Arbeit wird untersucht, welches optische Topographieerkennungsverfahren mit einem ellipsometrischen Verfahren kombiniert werden kann und welche Voraussetzungen und Algorithmen dafür benötigt werden. Im Folgenden wird zur Einführung in die Thematik ein kurzer Überblick zu ellipsometrischen Messverfahren und zu optischen Oberflächenerkennungen gegeben.

2.1 Anwendungsbeispiele ellipsometrischer Messverfahren

Ellipsometrie hat sich bislang in erster Linie in der Vermessung dünner Schichten z. B. in der Halbleiterindustrie etabliert /2.3/ - /2.6/. Hierbei kommen ausschließlich Systeme der Reflexionsellipsometrie zum Einsatz. Reflexionsellipsometer zur Vermessung von Schichtsystemen setzen grundsätzlich eine ebene Probenoberfläche voraus. Die damit bekannten Einstrahl- und Reflexionsbedingungen geben die Hauptachsen des Ellipsometersystems vor. Aus den beiden messtechnisch ermittelbaren ellipsometrischen Kenngrößen, dem Verlustwinkel Ψ und der Phasendifferenz Δ , kann entweder die Schichtdicke oder die komplexe Brechzahl des Schichtsystems \underline{n} berechnet werden.

Transmissionsellipsometrie wird zur Messung optischer Eigenschaften von optischen Komponenten eingesetzt /2.7/ - /2.10/. Die ellipsometrische Messaufgabe ist hierbei nicht mehr auf die Ermittlung des Verlustwinkels Ψ und der Phasendifferenz Δ begrenzt. Die unbekannt Lage der Hauptachsen des zu vermessenden Elements erfordert als weitere zu ermittelnde Messgröße die Lage des Hauptachsenazimuts φ .

Ein weiteres Anwendungsfeld der Transmissionsellipsometrie ist die optische Kraftmessung. Bei diesem Messprinzip wird der photoelastische Effekt zur Kraftmessung genutzt /2.11/, /2.12/. Ein photoelastisches Sensorelement, auf das eine Kraft einwirkt, wird abhängig vom mechanischen Spannungszustand doppelbrechend. Die Doppelbrechung wird ellipsometrisch ermittelt. Aus den ellipsometrischen Kenngrößen ist der Spannungszustand und somit auch die einwirkende Kraft ableitbar.

Als Ellipsometerkonfigurationen sind allgemein in der Ellipsometrie sowohl intensitätsellipsometrische Konfigurationen als auch nullellipsometrische Konfigurationen verbreitet /2.13/, /2.14/. Abbildung 2.1 zeigt die Prinzipskizze eines intensitätsellipsometrischen Messaufbaus mit einer Polarisator–Sample–Analysator (PSA) Anordnung. Intensitätsellipsometrische Konfigurationen arbeiten mit der Auswertung der Intensitätsänderung des Messstrahls bei verschiedenen vorgegebenen Azimuten von Polarisator

und Analysator. Mit der Zahl der zu ermittelnden ellipsometrischen Kenngrößen wächst die Zahl der notwendigen Azimutkombinationen. Die in der Prinzipskizze eingezeichnete $\lambda/4$ – Verzögerungsplatte wird zur Erzeugung von zirkularer Polarisation vor dem Polarisator P verwendet. Damit wird eine konstante Einstrahlintensität auf die Probe unabhängig vom Polarisatorazimut p erreicht.

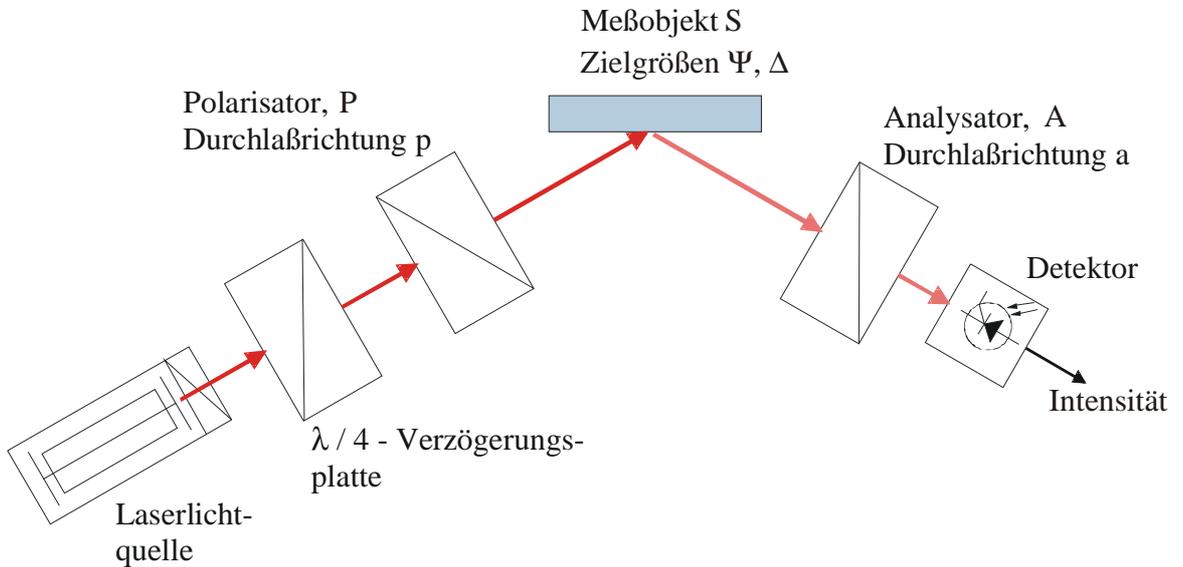


Abbildung 2.1: Prinzipskizze eines intensitätsellipsometrischen Messaufbaus in Polarisator – Sample – Analysator (PSA) Konfiguration.

Bei nullellipsometrischen Konfigurationen wird mit rotierenden optischen Komponenten ein Intensitätsminimum gesucht. Für die Ermittlung mehrerer ellipsometrischer Kenngrößen sind die Intensitätsminima für verschiedene Azimutkombinationen der Analysatorkomponenten zu suchen. Nullellipsometrische Konfigurationen sind gegenüber intensitätsellipsometrischen Konfigurationen genauer. Die Messzeit ist aber im allgemeinen höher als bei intensitätsellipsometrischen Konfigurationen.

Beide Arten der ellipsometrischen Konfigurationen arbeiten mit einer Modulation der Hauptachsenlagenazimute der optischen Filterkomponenten, die sich zur Analyse der Polarisationslage vor und nach dem Sample im optischen Strahlengang befinden. Bevorzugt wird dabei die Rotation des sogenannten Analysators, also des linearen Polarisationsfilters nach der Probe oder aber eines Kompensators der mindestens hinter dem ersten linearen Polarisationsfilter, dem Polarisator positioniert ist /2.13/ - /2.15/. Die Rotation des Polarisators wird verwendet in Verbindung mit Messaufbauten mit minimaler Anzahl optischer Komponenten, bei denen die Messaufgabe auf die Ermittlung einer ellipsometrischen Kenngröße beschränkt ist /2.16/.

Abbildung 2.1 zeigt auch, dass bei der Reflexionsellipsometrie grundsätzlich mit dem gerichtet reflektierten Strahl im Sinne der geometrischen Optik gearbeitet wird. Der Reflexionswinkel des gerichteten Strahls ist durch den Einfallswinkel zur Probenoberfläche vorgegeben. Eine diffuse Reflexion hingegen, die senkrecht zur Oberfläche beobachtet werden kann, ist für die Ellipsometrie nicht auswertbar. Der Grund hierfür

ist, dass die Intensität der diffusen Reflexion eine aufwendige Integration der diffus gestreuten Strahlung ist [2.17]. Der Polarisationszustand der diffusen Reflexion ist zusammengesetzt und wird bestimmt durch das variable Reflexionsverhalten der diffus streuenden Oberfläche. Ellipsometrische Messverfahren bedingen aber einen einheitlichen Polarisationszustand des einfallenden und des reflektierten Strahls. Andernfalls kann dem Material im Messfleck keine eindeutige Polarisationsänderung durch die Wechselwirkung von Licht und Material zugeordnet werden. Messbar sind also nur glänzende Flächen, die gerichtet reflektieren.

2.2 Konfigurationen zur Mikroellipsometrie mit gleichzeitiger Topografieerkennung

Wie bereits erwähnt, soll die ellipsometrische Messung mit einem auf die Probe fokussierten Messstrahl erfolgen. In [2.18] wird auf die Möglichkeiten von Ellipsometern mit extern oder intern fokussierenden Elementen eingegangen.

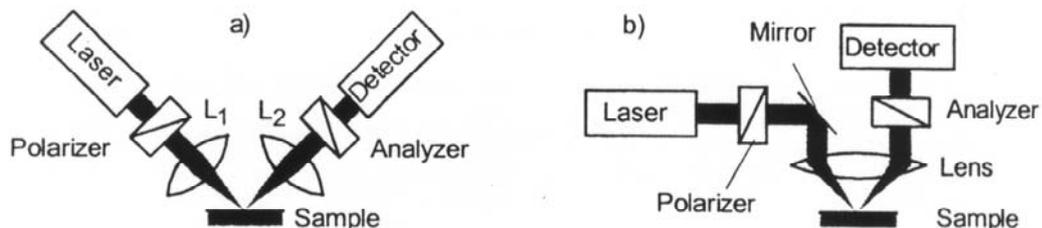


Abbildung 2.2: Ellipsometerkonfigurationen mit internen Fokussierelementen: a) mit mehreren Linsen, b) mit Strahlteiler und einer Fokussierlinse [2.18].

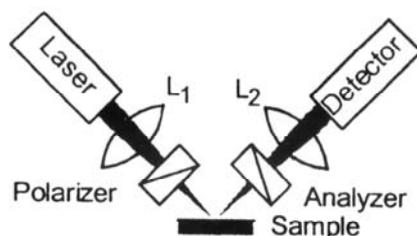


Abbildung 2.3: Ellipsometerkonfiguration mit externen Fokussierelementen [2.18].

Abbildung 2.2 zeigt Ellipsometerkonfigurationen mit internen Fokussierelementen. Bei Ellipsometern mit internen Fokussierelementen sind optische Elemente zur Strahlmodulation im Strahlengang zwischen Polarisator und Analysator. Bei Ellipsometerkonfigurationen mit externer Fokussierung, wie in Abbildung 2.3, sind die Fokussierelemente außerhalb der PSA - Anordnung. Beide Varianten bieten eine Reihe von Vor- und Nachteilen.

Ein System zur mikroellipsometrischen Materialerkennung mit simultaner Erkennung der Topografie wird erstmals in [2.19] vorgestellt. Das in [2.19] vorgestellte System ist ein rein ellipsometrisches Messprinzip mit internen Fokussierelementen. D. h., die Oberflächenabbildung wird ebenfalls aus ellipsometrisch ermittelten Werten erzeugt.

Abbildung 2.4 zeigt das Prinzip der rein mikroellipsometrischen Topografie- und Materialerkennung. Der Messlaserstrahl wird innerhalb eines PSA-Ellipsometeraufbaus außermittig in ein Mikroskopobjektiv geführt. Der für die Ellipsometrie notwendige geneigte Einfallswinkel wird somit bei der Fokussierung des Strahls auf die Probenoberfläche erreicht. Der von der Probe reflektierte Strahl wird von dem Mikroskopobjektiv wieder parallel zu dem in das Objektiv einfallenden Strahl ausgelenkt. Die korrekte Fokussierung wird mit einem Autofokussystem geregelt. Der Strahlengang für das Autofokussystem wird innerhalb des PSA-Aufbaus durch einen Strahlteilerwürfel ausgekoppelt.

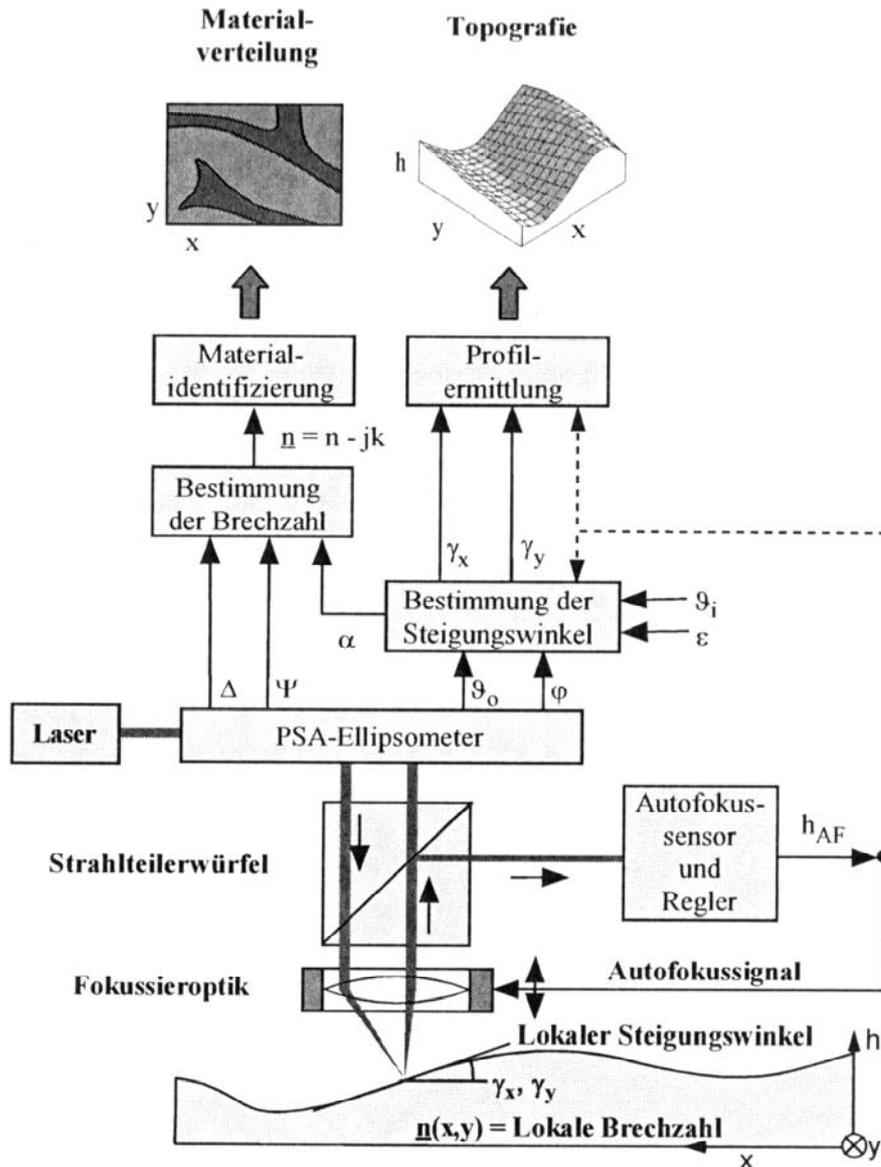


Abbildung 2.4: Prinzip der mikroellipsometrischen Material- und Oberflächenerkennung [2.19].

Das PSA-Ellipsometer ermittelt aus acht Intensitätswerten, die bei acht verschiedenen Polarisator- und Analysatorazimutkombinationen detektiert werden, die ellipsometrischen Kenngrößen. Der verwendete ellipsometrische Algorithmus ist eine Neuentwicklung für dieses Messverfahren. Neben den bekannten ellipsometrischen Kenngrößen

Verlustwinkel Ψ , Phasendifferenz Δ und Hauptachsenlage φ der Probe wird mit dem Algorithmus der Austrittsazimut des reflektierten Strahls θ_0 bestimmt. Die Bestimmung des Austrittsazimut θ_0 ist für die Bestimmung der Steigungswinkel der Probenoberfläche und des Einfallswinkels α notwendig. Die Probe ist in x- und y-Richtung verfahrbar, so dass ein Scanbetrieb durch Verfahren der Probe erfolgt.

Aus den Steigungswinkeln zu jedem vermessenen Probenpunkt kann die Oberflächentopographie durch Integration berechnet werden. Die Materialidentifikation erfolgt über die materialcharakteristische Brechzahl.

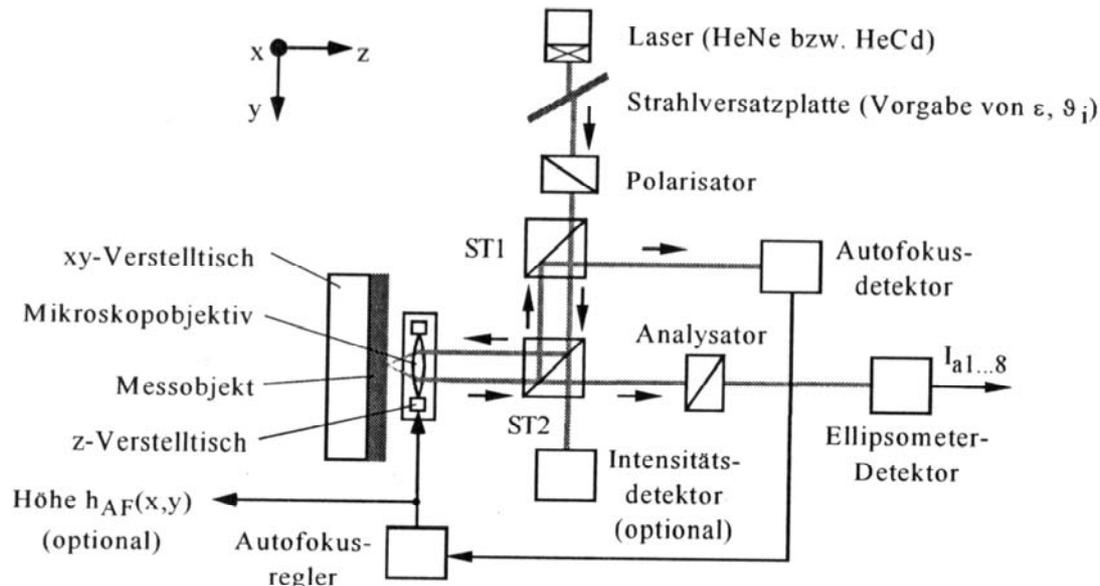


Abbildung 2.5: Experimenteller Versuchsaufbau zur mikroellipsometrischen Material- und Topografieerkennung /2.20/.

Abbildung 2.5 zeigt einen experimentellen Versuchsaufbau zur mikroellipsometrischen Oberflächenvermessung. Zur Realisierung des in Abbildung 2.4 dargestellten Prinzips ist ein experimenteller Aufbau gemäß Abbildung 2.5 mit zwei Strahlteilern und einer Mikroskopoptik im internen Strahlengang des PSA-Systems nötig. Die Notwendigkeit von zwei Strahlteilern ergibt sich aus der notwendigen Trennung des einfallenden und des reflektierten Strahlengangs, sowie wegen des Platzbedarfs der benötigten Komponenten.

Diese Konfiguration mit internen Fokussierelementen hat folgende Vorteile: Die Verwendung von Mikroskopobjektiven und eine damit verbundene hohe laterale Auflösung ist möglich. Der einfallende und der reflektierte Strahl sind nur zwischen Probe und Mikroskopobjektiv divergent bzw. konvergent. Der parallele Messstrahl mit geringem Strahldurchmesser erlaubt die Verwendung von verhältnismäßig kleinen optischen Komponenten. Ein aufgeweiteter Strahl einer Konfiguration mit externen Fokussierelementen wird hingegen wegen des aufgeweiteten Strahls vergleichsweise größere Komponenten benötigen.

Ein Nachteil dieser Konfiguration ist, dass zur Fokussierung und Strahlaufteilung zwischen Polarisator und Analysator optische Komponenten verwendet werden müssen.

Wenn die optischen Komponenten zusätzlich zur Probe eine Polarisationsänderung des Messstrahls verursachen, wird diese Polarisationsänderung vom Ellipsometer auch zusätzlich zur Polarisationsänderung durch die Probe gemessen. Eine Ellipsometerkonfiguration nach Abbildung 2.5 ermittelt nämlich die Polarisationsänderung aller Komponenten einschließlich der Probe zwischen dem Polarisator und dem Analysator. Das bedeutet, dass jegliche Anisotropien von Fokussieroptiken, Strahlteilern oder anderen optischen Komponenten innerhalb der PSA-Anordnung zusammen mit dem Sample das ellipsometrische Messergebnis beeinflussen.

Ein weiterer Nachteil einer Ellipsometerkonfiguration nach Abbildung 2.2 b) mit interner Fokussierung ist die Ermittlung der Topografie aus den ellipsometrischen Kenngrößen. Die Abhängigkeit der Messgrößen voneinander beeinflusst die Robustheit des Messverfahrens gegenüber Fehlern bei der ellipsometrischen Messung.

In dieser Arbeit wird nun ein Messverfahren mit einer Ellipsometerkonfiguration mit externer Fokussierung vorgestellt. Bei diesem Messverfahren soll die Ermittlung der Topografie unabhängig von der ellipsometrischen Materialerkennung erfolgen. Im folgenden Kapitel wird aufgezeigt, welche optischen Topografieverfahren mit einem mikroellipsometrischen Materialerkennungssystem mit externer Fokussierung vereinbar sind. Berührende Oberflächenmessverfahren werden nicht in Betracht gezogen, da die erwähnten Vorteile der optischen Materialerkennung (rückwirkungsfrei und berührungslos) beibehalten werden sollen.

2.3 Auswahl eines optischen Topografiemessverfahrens zur Kombination mit mikroellipsometrischer Materialerkennung

Die DIN 4760 /2.21/ legt ein Ordnungssystem und die Begriffsdefinitionen für Gestaltabweichungen von Oberflächen fest. Sie unterscheidet in Gestaltabweichungen 1. bis 6. Ordnung. Gestaltabweichungen 1. Ordnung sind Formabweichungen wie z. B. Ebenheits- oder Rundheitsabweichungen. Sie sind nur über die Betrachtung der gesamten Oberfläche einer Probe feststellbar. Welligkeiten, also periodisch auftretende Formabweichungen, können in Teilausschnitten der Probe festgestellt werden. Sie werden als Gestaltabweichungen 2. Ordnung bezeichnet. Die Gestaltabweichungen 3. bis 5. Ordnung sind Rauheiten. Rauheiten, die in die Gestaltabweichungen 3. Ordnung eingeordnet werden, sind analog den Welligkeiten periodisch. Gestaltabweichungen 3. Ordnung stammen z.B. von der Form und dem Vorschub eines Bearbeitungswerkzeugs. Gestaltabweichungen 4. bis 5. Ordnung sind unregelmäßige Abweichungen z. B. durch Spanbildung oder Spanbruch bei der Bearbeitung. Die Gestaltabweichungen 6. Ordnung betreffen die Gefügestruktur und sind mit typischen Oberflächenerkennungsverfahren nicht feststellbar /2.21/.

Die ellipsometrische Materialerkennung gibt die Verwendung eines gerichtet reflektierten Messstrahls vor (siehe Kapitel 2.1). Eine Oberfläche mit Gestaltabweichungen 4. bis 5. Ordnung, die einfallendes Licht nicht gerichtet reflektiert, sondern diffus streut, kann ellipsometrisch nicht vermessen werden (siehe Kapitel 2.1). Die ellipsometrische Materialerkennung verlangt kooperierende Oberflächen, die gerichtet reflektieren. Rauheiten

sind nur bis zu Gestaltabweichungen 3. Ordnung erkennbar, wenn der Messfleckdurchmesser entsprechend klein gegenüber der Periodenlänge ist. Mit Mikroellipsometrie können also Oberflächen mit Gestaltabweichungen bis 3. Ordnung untersucht werden. Ein Topografiemessverfahren zur Kombination mit Mikroellipsometrie muss somit ebenfalls Oberflächen mit Gestaltabweichungen bis 3. Ordnung messen können.

Optische Messprinzipien können in scannende und flächige Verfahren unterschieden werden. Scannende Verfahren erfassen optisch die Höheninformation z zu einer Flächenkoordinate (x, y) der Grundfläche. Die Oberflächentopographie ergibt sich aus der Zusammensetzung aller Höheninformationen über der Grundfläche zu einem Höhennetz. Flächige Verfahren erfassen parallel die Höheninformation zu einer Grundfläche mit dem Einsatz flächiger Detektoren. Ellipsometrische Messkonfigurationen, wie sie in Abbildung 2.2 und Abbildung 2.3 dargestellt sind, erfassen Materialinformationen im scannenden Verfahren jeweils zu einer Flächenkoordinate (x, y) . Das Topografiemessverfahren, welches zur Kombination mit der Mikroellipsometrie geeignet ist, wird deshalb ebenfalls ein scannendes Verfahren sein.

Im Folgenden werden scannend arbeitende Messprinzipien zur Erkennung der Oberfläche vorgestellt. Dabei soll betrachtet werden, ob das jeweilige Messprinzip zur Kombination mit einer ellipsometrischen Messkonfiguration mit externer Fokussierung geeignet ist.

Konfokale Laserscan-Mikroskopie /2.22/, /2.23/ basiert auf dem klassischen Auflichtmikroskopprinzip. Als Beleuchtungsquelle wird ein fokussierter Laserstrahl eingesetzt. Ein Raumfilter lässt beim Abscannen mit dem Laserstrahl nur Licht einer Höhenebene durch. Das topographische Bild der Probe wird aus Bildern verschiedener Raumfilterlagen zusammengesetzt. Einfallender und reflektierter Strahl einer glänzenden Probe verlaufen beide durch das Mikroskopobjektiv. Damit ist die konfokale Laserscan-Mikroskopie kein geeigneter Kombinationspartner für ein ellipsometrisches Verfahren mit externen Fokussierelementen.

Laser-Autofokussysteme /2.24/ stellen sozusagen die optische Alternative zu Tastschnittverfahren dar. Das Messprinzip basiert auf der Nachführung des Fokuspunkts eines Laserstrahls auf die Probenoberfläche. Der Weg, den die Fokussieroptik zwischen zwei Messpunkten nachgeführt werden muss, ist die Höhendifferenz zwischen den beiden Messpunkten. Laser-Autofokussysteme sind mit ellipsometrischen Konfigurationen kombinierbar. Das in /2.18/ und /2.19/ vorgestellte System arbeitet mit einem Autofokus. Ein Autofokussystem wäre somit eine Möglichkeit zur Topografieerkennung in Verbindung mit der Ellipsometrie. Die für das Messsystem dieser Arbeit vorgesehene externe Fokussierung bei der Mikroellipsometrie wird aber nur mit entsprechend großen Arbeitsabständen zwischen Fokussierlinse und Probe realisierbar sein, weil zwischen der Probe und der Fokussieroptik noch der Polarisator sitzen muss (siehe Abbildung 2.3). Bei großen Arbeitsabständen muss dann geprüft werden, ob ein Autofokussystem eine genügend genaue Höhenauflösung bieten würde.

Triangulationsmesssysteme erfassen die Höhe eines Probenpunkts mit einer Linse oder einem Linsensystem und einem positionssensitiven Detektor. Dabei wird der diffuse Anteil des zurückgeworfenen Lichts verwendet /2.25/. Als Kombinationspartner für die

Ellipsometrie ist die Triangulation im herkömmlichen Verfahren deshalb nicht geeignet. Zur Kombination mit der Ellipsometrie geeignet sind hingegen Systeme, die den Ablenkwinkel der direkten Reflexion eines gerichtet einfallenden Strahls erkennen. Systeme, die Ablenkwinkel erkennen, sind aber selten als kommerzielle Topometriessysteme im Einsatz. Ein Grund ist sicherlich, dass das detektierbare Winkelintervall deflexionswinkelerkennender Topometriesysteme hardwareseitig begrenzt ist. Die Begrenzung des detektierbaren Winkelintervalls ergibt sich aus der Notwendigkeit, dass der reflektierte Strahl entweder direkt oder mit Hilfe von optischen Komponenten in seiner Richtung erfasst werden muss. Ähnlich einem Objektiv einer Kamera ist der Winkelbereich des erfassbaren Deflexionswinkels abhängig von der Auslegung des optischen Systems begrenzt. Als reines Topometriesystem ist die Methode der Deflexionswinkelerkennung deshalb anderen etablierten Verfahren unterlegen, da keine beliebigen Oberflächesteigungen erkannt werden. Als Kombinationspartner für die Ellipsometrie ist die Topometrie mittels Deflexionswinkelerkennung jedoch sehr gut geeignet, weil sie ebenso wie die Ellipsometrie mit der direkten Reflexion arbeitet. Insbesondere ist die Deflexionswinkelerkennung sehr gut in Kombination mit einer Ellipsometerkonfiguration mit externen Fokussierelementen (siehe Abbildung 2.3) verwendbar. Deshalb wird sie für das Messverfahren dieser Arbeit als Methode zur Topographieermittlung in Kombination mit ellipsometrischer Materialerkennung gewählt.

Eine andere publizierte Anwendung der direkten Deflexionswinkelerkennung ist die Präzisionsmessung von kleinen Winkelabweichungen, die in /2.26/ vorgeschlagen wird. Hierbei wird mit einer Leuchtquelle und einer Kollimationsoptik eine Probenoberfläche beleuchtet. Die Reflexion der Probenoberfläche wird mit der gleichen Kollimationsoptik und weiteren Linsen auf ein CCD-Array projiziert. Der Leuchtfleck auf dem CCD-Array wandert mit der Veränderung der Probenneigung. Je nach Auslegung des optischen Systems können damit kleinste Neigungswinkeländerungen im Bereich von hundertstel Bogensekunden gemessen werden.

2.4 Begründung und Abgrenzung der Aufgabenstellung

Im vorherigen Kapitel wurde ein rein ellipsometrisches Messverfahren vorgestellt, das gleichzeitig die Topographie und die Materialverteilung einer glänzenden Probe erfassen kann. Die Lösung dieser Messaufgabe entspricht der Anforderung nach Messsystemen für Material und Oberfläche z. B. im Gebiet der Entwicklung und Produktion von Mikrosystemen (Sensorik, Optik, Lasertechnik etc.). Wichtig ist dabei aber, dass das Messsystem eine hohe laterale Auflösung besitzt, um bei der Vermessung von Mikrosystemen einsetzbar zu sein. Gleichzeitig soll das System aber mit preiswerten Standardkomponenten konfigurierbar sein und es soll eine hohe Messauflösung und Genauigkeit besitzen. Schließlich ist noch die Fehlerrobustheit eine generelle Anforderung an Messsysteme, die es zu erfüllen gilt.

Diese Arbeit wird die Realisierungsmöglichkeit eines kombinativen Messsystems zur gleichzeitigen Erfassung von Form und Material untersuchen. Die Kombinationspartner

sind wie erwähnt die Mikroellipsometrie zur Materialerkennung und die Topometrie mittels Deflexionswinkelerkennung zur Ermittlung der Oberflächentopographie. Ziel der Arbeit ist es, die Messverfahren in ihrem Grundprinzip zu entwickeln und für eine experimentelle Erprobung zu konkretisieren. D. h., konkrete Konfigurationen zur Verwendung in Kombination werden für die einzelnen Kombinationspartner vorgeschlagen. Die notwendigen theoretischen Grundlagen und notwendige Messalgorithmen werden erarbeitet. Im Experiment werden die Messalgorithmen validiert. Hierbei werden die Kombinationspartner separat voneinander getestet, um eine voneinander unabhängige Validierung vorzunehmen. Wenn die Messverfahren des jeweiligen Kombinationspartners jeweils unter den Bedingungen funktionieren, wie sie für eine Kombination beider Verfahren gelten, ist auch die Realisierbarkeit des kombinativen Verfahrens gegeben.

Die Validierung der ellipsometrischen Materialerkennung erfolgt mit Proben bekannter Brechzahl. Die Brechzahl der Probe soll mit dem ellipsometrischen Verfahren unabhängig von der Probenneigung erkannt werden. In einem weiteren experimentellen Schritt ist der Einfluss der Fokussierung auf die ellipsometrische Messung zu prüfen. Die Validierung der Topographieerkennung erfolgt mit bekannten Oberflächennormalen. Zusätzlich erfolgt der Vergleich der Ergebnisse mit Messungen eingeführter Verfahren.

Die Motivation dieser Arbeit liegt in den Vorteilen der kombinativen Deflexions-Mikroellipsometrie gegenüber einer rein ellipsometrischen Lösung. Der erste Vorteil ist eine Steigerung der Robustheit des Messverfahrens durch die Trennung der Topometrie von der ellipsometrischen Materialerkennung. Eine zusätzliche Steigerung der Robustheit der ellipsometrischen Materialerkennung ist von der angestrebten externen Fokussierung zu erwarten. Bei der externen Fokussierung stören wie erwähnt keine optischen Komponenten zwischen Polarisator und Analysator. Die externe Fokussierung und damit die kombinate Deflexions-Mikroellipsometrie bietet aber noch einen weiteren wesentlichen Vorteil. Sie ermöglicht den multispektralen Betrieb des Systems ohne Tausch und Neujustage von optischen Komponenten. Der multispektrale Betrieb, also die Verwendung mehrerer Wellenlängen kann wesentlich zur Sicherheit bei der Materialidentifikation beitragen. Schließlich ist noch zu erwähnen, dass die kombinate Deflexions-Mikroellipsometrie mit preiswerten Standardkomponenten (Fresnellinsen, Folienpolarisatoren) realisiert werden kann.

3 Zur Theorie der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Mikro-Deflexions-Ellipsometrie aufgeführt. Zunächst wird die grundsätzliche Methode der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie als Messverfahren für Material und Oberfläche vorgestellt. Im Detail werden dann die Einzelverfahren Mikro-Ellipsometrie und Deflexions-Topometrie erläutert.

3.1 Grundprinzip der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie

Das in dieser Arbeit vorgestellte Messverfahren leistet lokale Materialerkennung und Oberflächentopometrie gleichzeitig. Eine leistungsfähige Materialerkennung basierend auf der Ellipsometrie als Instrument zur Messung der komplexen Brechzahl wird mit einem optischen Topometrieverfahren in einem Messaufbau kombiniert.

Bei der ellipsometrischen Materialerkennung wird die wellenlängenabhängige komplexe Brechzahl ($\underline{n} = n - jk$) als charakteristische Materialkenngröße ermittelt. Für die Unterscheidung von Materialien, deren Real- und Imaginärteil der komplexen Brechzahl dicht beieinander liegen, kann die Materialunterscheidung unsicher werden. Hier kann die ellipsometrische Brechzahlbestimmung mit einer oder mehreren alternativen Wellenlänge zu einer sicheren Unterscheidung führen, wenn sich bei der anderen Wellenlänge der Unterschied in den Brechzahlen der zu erkennenden Materialien erhöht /3.1/. Deshalb ist eine Forderung an das System, dass eine ellipsometrische Messung mit mehreren verschiedenen Wellenlängen ohne Austausch optischer Komponenten im Strahlengang z. B. durch Umschalten zwischen Laserstrahlquellen oder mit durchstimmbaren Laserquellen möglich sein sollte.

Das topometrische Messverfahren soll die Integration von optischen Komponenten zulassen, die für die materialerkennende Ellipsometrie benötigt werden. Als Messprinzip wird die Erfassung des Ablenkungswinkels, also des Deflexionswinkels, eines reflektierten Messstrahls gewählt. Bei konstantem Einstrahlwinkel eines Messstrahls gegenüber einer Probe kann aus dem Deflexionswinkel auf die lokale Oberflächensteigung geschlossen werden. Die punktweise Erfassung der lokalen Oberflächensteigung wird zur scannenden Topometrie von flächigen Proben benutzt. Die lokalen Oberflächensteigungen sind außerdem benötigte Eingangsparameter der ellipsometrischen Materialerkennung. Die möglichst genaue Ermittlung der Topographie ist deshalb notwendig für eine zuverlässige ellipsometrische Materialerkennung.

In Abbildung 3.1 ist das Prinzipbild der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie dargestellt. Monochromatisches Licht wird über eine Fokussierlinse auf die Oberfläche der Probe fokussiert. Dabei muss die Fokussierlinse nicht zwingend eine Einzellinse sein. Zur Fokussierung kann ein Linsensystem verwendet werden. Entscheidend ist, dass das Linsensystem sich in der Strahlausbreitungsrichtung vor dem Polarisator P des Ellipsometers befindet. Die Fokussierung des Messstrahls erfolgt somit ellipsometerextern.

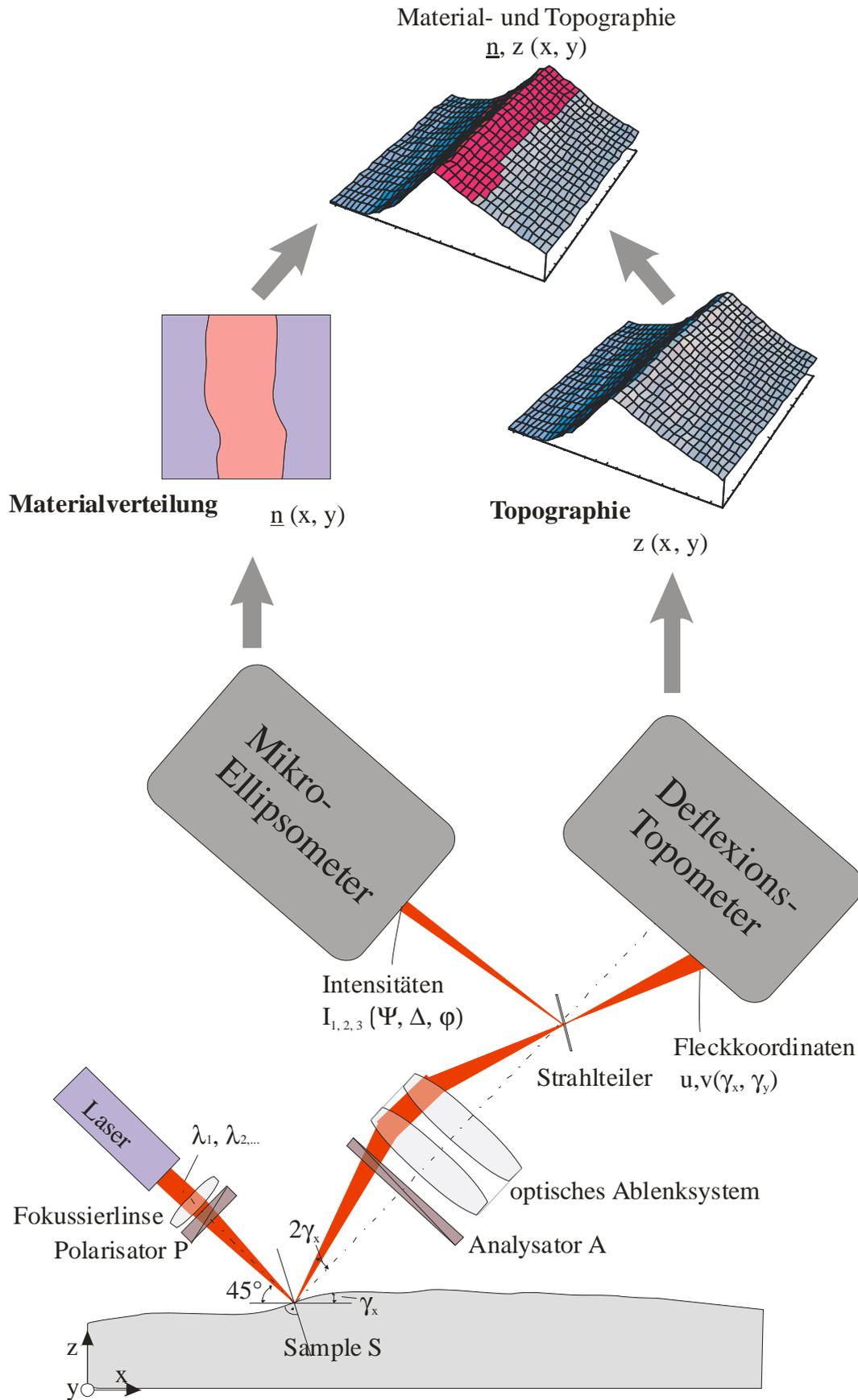


Abbildung 3.1: Prinzipbild der Mikro-Deflexions-Ellipsometrie

Die lokalen Oberflächeneigenschaften der Probe (Sample S), also die Oberflächensteigungen γ_x und γ_y sowie die lokale komplexe Brechzahl \underline{n} , bestimmen Richtung und

Polarisationszustand des vom Sample reflektierten Lichtstrahls. Der reflektierte Strahl wird durch ein optisches Ablenssystem aus mehreren Linsen auf das Deflexions-Topometer gelenkt. Der Sensor des Deflexions-Topometers ist ein positionssensitiver Detektor, der die Auftreffposition des reflektierten Strahls bestimmt. Das Detektorsignal sind Fleckkoordinaten $u(\gamma_x, \gamma_y)$ und $v(\gamma_x, \gamma_y)$ des Lichtflecks auf dem Detektor. Die Auftreffposition des reflektierten Strahls auf dem Detektor des Deflexions-Topometers wird durch die Brennweite des optischen Ablenssystems, die Abstände von Detektor und Probe zu dem optischen Ablenssystem sowie dem Ablenkwinkel bestimmt. Somit sind die Fleckkoordinaten $u(\gamma_x, \gamma_y)$ und $v(\gamma_x, \gamma_y)$ zur Berechnung der Oberflächensteigung des Samples in x- und y-Richtung verwendbar. Das optische System wird so aufgebaut, dass die optischen Achsen des einfallenden und des reflektierten Strahls der ungeneigten Probe ($\gamma_x, \gamma_y = 0^\circ$) im rechten Winkel zueinander stehen. Der reflektierte Strahl folgt dann bei einer Neigung der Probenoberfläche im Messpunkt dem Steigungswinkel der Probenneigung mit dem Faktor zwei (siehe Kapitel 3.2.1). Damit sind die Ablenkwinkel, die der reflektierte Strahl mit der optischen Achse einschließt, proportional zu den lokalen Steigungswinkeln der Probe.

Das optische Ablenssystem zur Strahlablenkung des reflektierten Strahls auf den Detektor des Deflexions-Topometers liegt in Strahlausbreitungsrichtung hinter dem Analysator A des Ellipsometersystems. Somit sind auch im reflektierten Strahlengang keine optischen Komponenten innerhalb des Ellipsometersystems. Der Polarisator P ist rotierbar, der Analysatorazimut ist fix. Mit einem Strahlteiler wird ein konstanter Teil des Lichts auf den Ellipsometriedetektor des Mikro-Ellipsometers gelenkt. Die Detektion der reflektierten Intensität in verschiedenen Hauptachsenazimuten des Polarisators P wird zur Bestimmung des Polarisationszustands des reflektierten Strahls verwendet. Für die Berechnung der sogenannten ellipsometrischen Kenngrößen, dem Verlustwinkel Ψ und der Phasendifferenz Δ , aus drei ermittelten Intensitäten bei unterschiedlichen Analysatorazimuten ist die Kenntnis der sogenannten Hauptachsenlage φ der Probe und des tatsächlichen, perspektivisch verzerrten Analysatorazimuts α_k notwendig. Diese Größen und auch der Einfallswinkel α , unter dem der einfallende Strahl zu dem lokalen Normal der Probe steht, lassen sich aus den optisch ermittelten Steigungswinkeln berechnen. Aus den ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ lässt sich bei bekanntem Einfallswinkel α die lokale komplexe Brechzahl \underline{n} bestimmen. Mit ihr erfolgt die Materialidentifikation in einem n, k – Diagramm.

3.2 Topometrie mittels Detektion von Deflexionswinkeln

3.2.1 Grundprinzip des Deflexions-Topometers

Da die ellipsometrische Materialerkennung wie in Kapitel 2.2 erwähnt nur für glänzende Oberflächen möglich ist, kann die optische Topographieerkennung ebenfalls von glänzenden und somit gerichtet reflektierenden Oberflächen ausgehen.

Abbildung 3.2 zeigt die Definition der Winkelbeziehungen des Deflexions-Topometers anhand der zweidimensionalen Betrachtung für ein Deflexions-Topometer ohne opti-

sches Ablensystem. Der Einfallswinkel α der ungeneigten Probe ist mit $\alpha = 45^\circ$ definiert, einfallender und reflektierter Strahl liegen in der x-z-Ebene. Die Oberflächensteigungen γ_x und γ_y werden wie folgt definiert: γ_x ist eine Neigung der Probe um die y-Achse der Probe, γ_y ist eine Neigung der Probe um die x-Achse der Probe. Der Deflexionswinkel β_D ist der Winkel, den der reflektierte Strahl einer geneigten Probe mit der Reflexion der ungeneigten Probe einschließt. Ist die Probenoberfläche gegenüber der ungeneigten Probe um den Winkel γ_x geneigt, beträgt der Deflexionswinkel $\beta_{D,x} = 2\gamma_x$. Der Deflexionswinkel bei einer Neigung γ_y ist $\beta_{D,y} = \gamma_y$. Die Verschiebung $\epsilon_{\text{PSD},x}$ der Position des Strahls gegenüber der Mittenposition der Reflexion der ungeneigten Probe auf dem PSD ist:

$$\epsilon_{\text{PSD},x} = \tan 2\gamma_x \cdot d_{\text{PSD}} \quad (3.1)$$

mit d_{PSD} = Abstand des PSD zur Probe. Die Verschiebung $\epsilon_{\text{PSD},y}$ der Position des Strahls gegenüber der Mittenposition der Reflexion der ungeneigten Probe auf dem PSD ist:

$$\epsilon_{\text{PSD},y} = \tan \gamma_y \cdot d_{\text{PSD}} \quad (3.2)$$

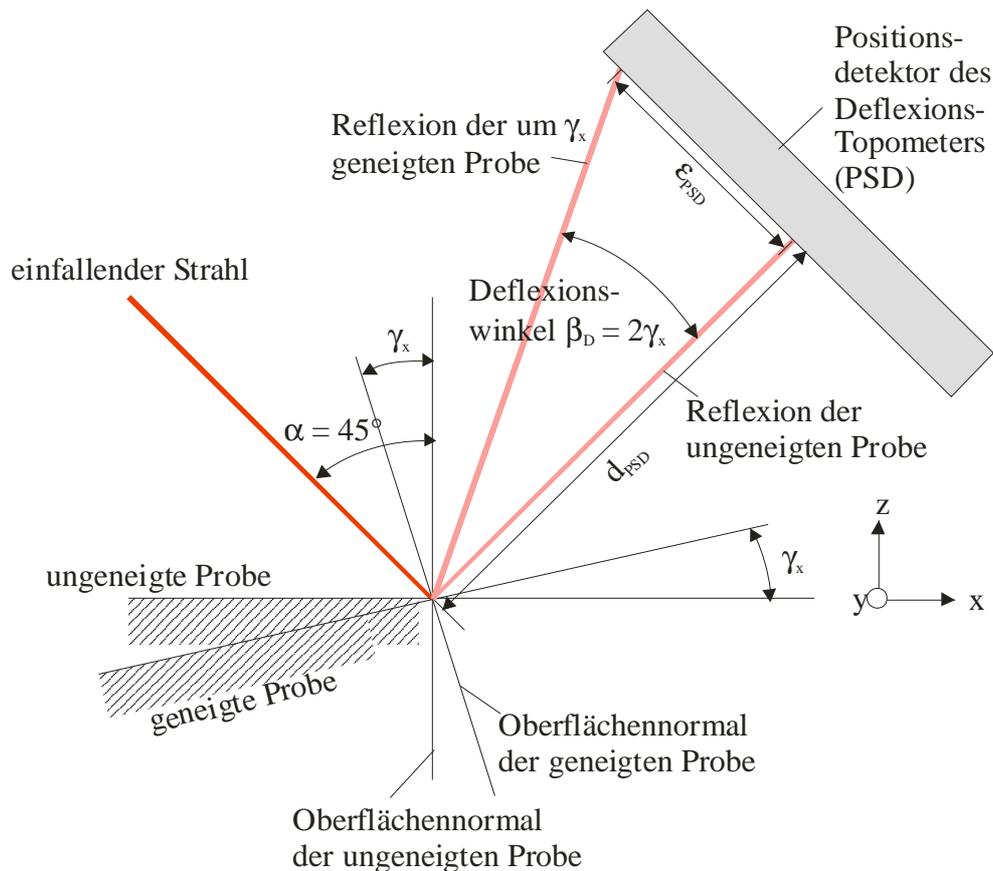


Abbildung 3.2: Elementare Winkelbeziehungen des Deflexions-Topometers.

Der Abstand d_{PSD} der Probenoberfläche im Messfleck zum Positionsdetektor PSD des Deflexions-Topometers bestimmt bei einer vorgegebenen Nutzfläche eines Positionsdetektors ($\epsilon_{\text{PSD},\text{max}}$) das erfassbare Deflexionswinkelintervall $[-\beta_{D,\text{max}}, \beta_{D,\text{max}}]$.

Mit zunehmendem Abstand des PSD zur Probe muss die Nutzfläche des PSD auch zunehmend größer werden, um das gleiche Deflexionswinkelintervall erfassen zu können. Für den Einsatz eines Deflexions-Topometers kombiniert mit einem Mikro-Ellipsometer muss der Analysator A und ein Strahlteiler zur Aufteilung der Reflexion auf den Mikro-Ellipsometer-Detektor und den Deflexions-Topometer-Detektor in den Strahlengang gebracht werden. Eine direkte Verwendung eines PSD würde dann zu einem entsprechend kleinen erfassbaren Winkelintervall führen. Abbildung 3.3 zeigt die Verwendung eines optischen Ablenssystems L bei einem Deflexions-Topometer mit Polarisator P und Analysator A eines Mikro-Ellipsometers. Wenn die Reflexion des einfallenden Strahls mit einem optischen Ablenssystem auf den Detektor des Deflexions-Topometers gelenkt wird, bestimmt die Apertur D des Ablenssystems (also der freie Durchmesser des Linsensystems) und der Abstand d_L des Ablenssystems zur Probe das erfassbare Deflexionswinkelintervall $[-\beta_{D, \max}, \beta_{D, \max}]$. Der maximale Deflexionswinkel ist:

$$|\beta_{D, \max}| = \arctan \frac{D/2}{d_L} \quad (3.3)$$

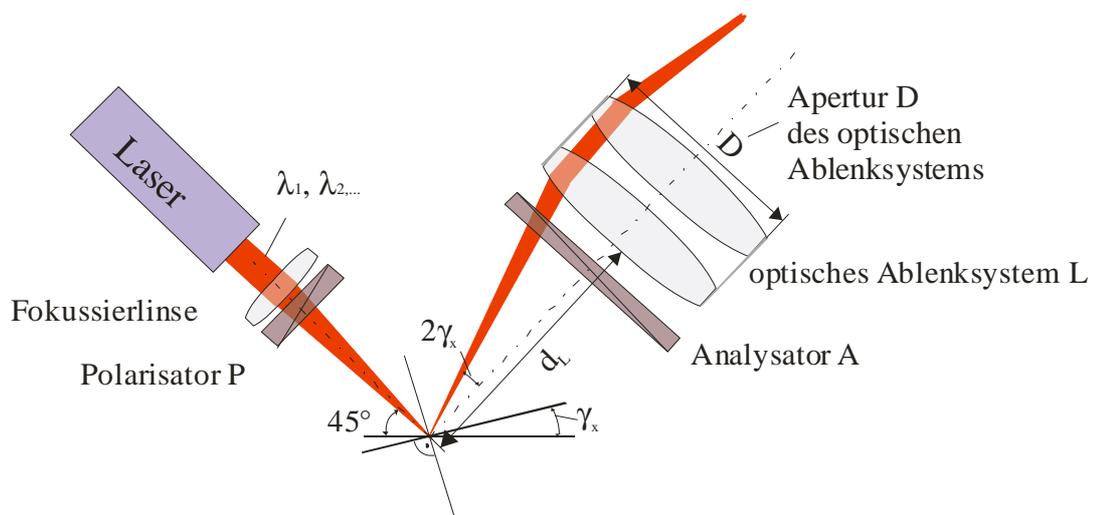


Abbildung 3.3: Deflexions-Topometer mit optischem Ablenssystem.

Die Verschiebung $\epsilon_{\text{PSD}, x}$ der Strahlposition gegenüber der Mittenposition ist bei der Verwendung eines optischen Ablenssystems abhängig von den optischen Parametern des Linsensystems zur optischen Ablenkung. Abbildung 3.4 definiert die optischen Parameter für die Messgleichung der Deflexions-Topometrie. Das optische Ablenssystem L hat den Abstand d_L zur Probenoberfläche im Messpunkt. Die Gesamtbrennweite des optischen Ablenssystems ist f_L . Der PSD ist im Abstand l zum optischen Ablenssystem aufgestellt. Damit der reflektierte Strahl wieder in Richtung der optischen Achse gelenkt wird, muss $f_L < d_L$ gelten. Um also einen möglichst großen maximalen Deflexionswinkel β messen zu können, muss unter Einhaltung der Bedingung $f_L < d_L$ ein Linsensystem mit einem möglichst kleinen Verhältnis von Brennweite zu freier Apertur D gewählt werden.

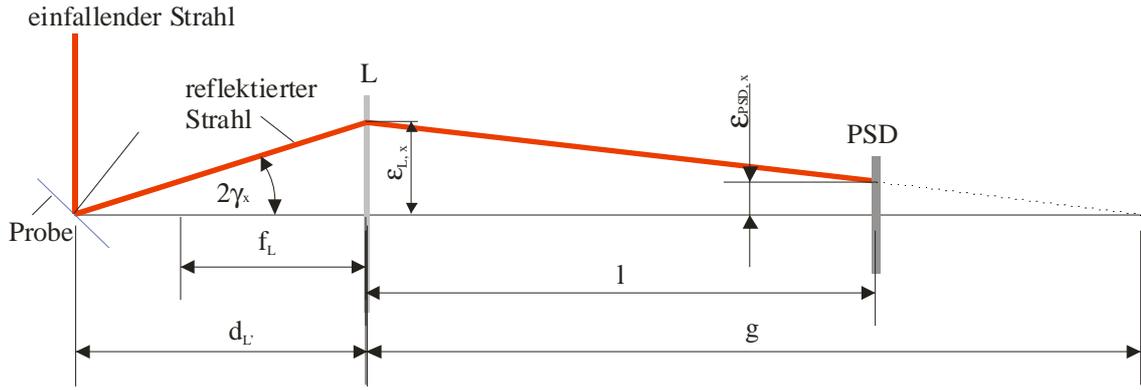


Abbildung 3.4: Strahlableitung auf dem PSD bei Verwendung eines optischen Ablenkensystems L.

Die Ablenkung des reflektierten Strahls im optischen Ablenkensystem ist analog Gl. (3.1):

$$\epsilon_{L,x} = \tan 2\gamma_x \cdot d_L \quad (3.4)$$

Aus der geometrischen Abbildungsoptik heraus ist das Verhältnis:

$$\frac{1}{f_L} = \frac{1}{d_L} + \frac{1}{g} \quad (3.5)$$

bekannt. D.h., im Abstand g schneidet der reflektierte Strahl wieder die optische Achse des Systems. Mit dem Strahlensatz kann die Verschiebung $\epsilon_{PSD, x}$ des reflektierten Strahls gegenüber der Mittenposition auf dem PSD für eine Oberflächensteigung γ_x und die Verwendung eines optischen Ablenkensystems mit der Gesamtbrennweite f_L berechnet werden:

$$\frac{\epsilon_{L,x}}{\epsilon_{PSD,x}} = \frac{g}{g-1} \quad (3.6)$$

Mit Gl. (3.4) und Gl.(3.5) erhält man die Ablenkung des Messflecks auf dem PSD in Abhängigkeit der optischen Parameter des optischen Ablenkensystems

$$\epsilon_{PSD,x} = \frac{(d_L \cdot (f_L - 1) + f_L \cdot l) \tan(2\gamma_x)}{f_L} \quad (3.7)$$

Die Verschiebung $\epsilon_{PSD, y}$ in die zu $\epsilon_{PSD, x}$ orthogonale Richtung berechnet sich analog, wobei aber der einfache Steigungswinkel γ_y enthalten ist:

$$\epsilon_{PSD,y} = \frac{(d_L \cdot (f_L - 1) + f_L \cdot l) \tan(\gamma_y)}{f_L} \quad (3.8)$$

Für einen PSD mit diskreten Fleckkoordinaten (z. B. CDD-Kamera) könnten bei bekannter Pixelgröße a_{Pix} des Sensors die Fleckkoordinaten $u(\gamma_x, \gamma_y)$ und $v(\gamma_x, \gamma_y)$ aus den Verschiebungen $\epsilon_{PSD, x}$ und $\epsilon_{PSD, y}$ in Abhängigkeit der Steigungswinkel berechnet werden. Die Empfindlichkeit des Systems ist durch die Tangensfunktion in Gl. (3.8) nicht konstant.

Der in Gleichung (3.8) genannte mathematische Zusammenhang zwischen dem Stei-

gungswinkel und der Ablenkung auf dem PSD ist aus der geometrischen Optik abgeleitet. Die Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Optik sind in ihrer Gültigkeit auf den paraxialen Bereich um die optische Achse und auf so genannte dünne Linsen beschränkt. Wenn ein möglichst großer maximaler Deflexionswinkel detektierbar sein soll, muss die Apertur D des optischen Ablensystems ausgenutzt werden. Der paraxiale Bereich gilt damit nicht mehr. Außerdem soll das Linsensystem ein möglichst kleines Verhältnis von Brennweite zu Apertur haben. Dünne Linsen haben ein Verhältnis von Brennweite zu Apertur $\gg 1$. Gleichung (3.8) gilt also nur für Deflexionswinkel, die im Verhältnis zum maximal detektierbaren Deflexionswinkel sehr klein sind.

Als Lösung dieser Problematik wird für die Deflexions-Topometrie auf eine reine Kalibrierung von Fleckkoordinaten gegenüber bekannten Deflexionswinkeln übergegangen. Diese Lösung bietet gegenüber einer mathematisch formulierten Zuordnungsgleichung den Vorteil, dass die tatsächlichen Eigenschaften der im Ablenkungssystem verwendeten Linsen nicht bekannt sein müssen. Abbildungsfehler der Linsen und andere Störgrößen wie z.B. das Abschneiden des reflektierten Strahls durch die Apertur der Linse können außerdem mit einem Kalibriervorgang erfasst und berücksichtigt werden. Diese Lösung bietet zudem die Möglichkeit, kostengünstige Optiken einzusetzen, deren optische Abbildungsqualität eingeschränkt ist (siehe Kapitel 3.2.5).

Im folgenden wird das optische Konzept und ein Kalibrierungsverfahren vorgestellt, bei dem über einen Kalibriervorgang die Zuordnung der Steigungswinkel zu den Fleckkoordinaten ermittelt wird.

3.2.2 Kalibrierung der Steigungswinkel

Bei dem Kalibriervorgang wird in einem bestehenden optischen Aufbau zu einer vorgegebenen Zahl von Steigungswinkelkombinationen γ_{xi} , γ_{yj} die Fleckposition $u,v(\gamma_{xi}, \gamma_{yj})$ ermittelt. D. h., zu jeder beim Kalibriervorgang vorgegebenen Steigungswinkelkombination γ_{xi} , γ_{yj} wird eine Fleckposition $u,v(\gamma_{xi}, \gamma_{yj})$ mit dem positionssensitiven Detektor ermittelt. Dafür wird anstelle der zu vermessenden Probe ein Justagespiegel eingesetzt. Der Justagespiegel ist eine ebene, glänzende Probenoberfläche. Spiegel und Aufbau werden gemäß einer Justagevorschrift eingerichtet (siehe Kapitel 5.1.1.2). Die Aufnahme der Kalibrierdaten erfolgt mit Rotations- und Kippverstellern, die bekannte Winkeleinstellungen vorgeben. Bei der Aufnahme der Kalibrierdaten werden i verschiedene Steigungswinkel γ_x eingestellt. Für jeden Winkel γ_{xi} werden j verschiedene Ablenkwinkel γ_y eingestellt. Man erhält also $i*j$ Kalibrierpunkte.

Bei der Vermessung einer unbekanntenen Probenoberfläche wird dann entsprechend aus der gemessenen Fleckposition u,v der räumliche Steigungswinkel γ_x , γ_y berechnet.

3.2.2.1 Berechnung des Steigungswinkels aus den Kalibrierdaten

Aus dem Kalibriervorgang erhält man eine Koordinatenmenge $u,v(\gamma_x, \gamma_y)$. Bei der Messung muss nun aus einem gemessenen zweidimensionalen Koordinatenwert u,v der Steigungswinkel γ_x , γ_y aus den bekannten Wertepaaren interpoliert werden. Unter der

Annahme, dass die Zuordnungen $\gamma_x(u,v)$ und $\gamma_y(u,v)$ jeweils eindeutig und unabhängig voneinander sind, kann jeder der beiden Steigungswinkel γ_x und γ_y unabhängig voneinander als Funktion der Fleckkoordinaten u und v interpoliert werden.

Für die Interpolation werden die Steigungswinkel γ_x und γ_y jeweils als Netze im Raum aufgespannt. Der Steigungswinkel ist die Höhe eines Stützpunktes im Netz. Die Fleckkoordinaten bilden das Netzraster. Als Vektoren ausgedrückt lassen sich die Stützpunkte wie folgt beschreiben:

$$\vec{s}_{\gamma_x}(i, j) = \begin{pmatrix} u_{i,j} \\ v_{i,j} \\ \gamma_{x_{i,j}} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{s}_{\gamma_y}(i, j) = \begin{pmatrix} u_{i,j} \\ v_{i,j} \\ \gamma_{y_{i,j}} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Die Berechnung der Steigungswinkel γ_x und γ_y zu einer gemessenen Fleckkoordinate u,v erfolgt separat nach jeweils dem gleichen Verfahren. Vorgestellt wird im folgenden die Berechnung des Steigungswinkels γ_x . Die Berechnung des Steigungswinkels γ_y erfolgt analog dazu.

Zu einer messtechnisch ermittelten Fleckkoordinate u,v (siehe Kapitel 3.2.2.2) wird als erstes der Stützpunkt ermittelt, dessen u - und v -Koordinaten den geringsten Abstand zur gemessenen Koordinate aufweist. Der Abstand der gemessenen Koordinate zur Stützpunktkoordinate $\Delta_a(i, j)$ wird berechnet durch:

$$\Delta_a(i, j) = \sqrt{(u - u_{i,j})^2 + (v - v_{i,j})^2} \quad (3.10)$$

Der Punkt mit dem geringsten Abstand der Fleckkoordinaten aus dem Kalibriernetz zu den gemessenen Koordinaten wird p_1 genannt. Die Punkte p_2 bis p_5 sind die direkten Nachbarn im Netz in i - und j -Richtung:

$$\vec{p}_2 = \vec{s}_{\gamma_x}(i+1, j), \quad \vec{p}_3 = \vec{s}_{\gamma_x}(i, j+1), \quad \vec{p}_4 = \vec{s}_{\gamma_x}(i-1, j), \quad \vec{p}_5 = \vec{s}_{\gamma_x}(i, j-1) \quad (3.11)$$

Aus diesen 5 benachbarten Punkten im Kalibriernetz werden die vier Punktetripel gebildet, die jeweils alle den Punkt p_1 enthalten.

$$[\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3], [\vec{p}_1, \vec{p}_3, \vec{p}_4], [\vec{p}_1, \vec{p}_4, \vec{p}_5], [\vec{p}_1, \vec{p}_5, \vec{p}_2] \quad (3.12)$$

Die drei Punkte der vier Punktetripel werden zur Bildung von vier Ebenen verwendet. Die Beschreibung der Ebenen erfolgt in der Parameterdarstellung der Ebene für drei Punkte p_1, p_2, p_3 , die nicht auf einer Geraden liegen /3.3/:

$$E : \vec{x} = \vec{p}_1 + r \cdot (\vec{p}_2 - \vec{p}_1) + s \cdot (\vec{p}_3 - \vec{p}_1) \quad \text{mit } r, s \in \mathfrak{R} \quad (3.13)$$

Für einen beliebigen Punkt $\vec{x} = (u, v, \gamma_x)$, dessen gemessene Koordinaten u,v innerhalb des Kalibrierbereichs liegen, sind r und s explizit berechenbar. Mit der vollständigen Ebenengleichung kann dann γ_x für die gemessene Koordinate u,v berechnet werden. Aus den drei übrigen Punktetripeln aus (3.12) ergeben sich analog drei weitere aus den Kalibrierwerten berechnete Werte für γ_x . Der Steigungswinkel γ_x zu einer gemessenen Koordinate u,v wird aus dem arithmetischen Mittel der vier aus den Ebenengleichungen berechneten Werten gebildet.

3.2.2.2 Messtechnische Ermittlung der Fleckkoordinaten bei Verwendung einer CCD-Kamera

Als positionssensitiver Detektor wird für den Laboraufbau eine digitale Grauwert-CCD-Kamera verwendet. Dies ist für die theoretische Betrachtung der Ermittlung der Fleckkoordinaten insofern von Belang, als dass das Ausgangssignal einer digitalen Grauwert-CCD-Kamera ein Array mit diskreten Grauwerten ist. Bei einer fehlerlosen Strahltransformation eines Messstrahls mit gaußscher Intensitätsverteilung auf den Detektor bekäme man als Grauwertbild eine in der Mitte helle, nach außen dunkle Ellipse. Für eine eindeutige Koordinatenermittlung könnte der hellste Grauwert des Bildes herangezogen werden. Bei der für diesen Aufbau vorgesehenen Kamera soll eine Kamera mit Kühlung zur Rauschminderung verwendet werden. Die Kamera kommt zur Anwendung, weil sie als CCD-Kamera am Institut zur Verfügung steht, die Rauschminderung wäre nicht notwendig. Die Kühlung der Kamera erfolgt über ein Peltierelement. Der CCD-Chip ist in einer evakuierten Kammer, das Licht muss durch ein Glasfenster auf den CCD-Chip gelangen. Vorversuche zu dieser Arbeit haben gezeigt, dass kein homogener Lichtfleck bei der Beleuchtung des CCD-Chips mit monochromatischem Licht erhalten werden kann. Der Lichtfleck wird durch Interferenz- und / oder Specklebilder unregelmäßig verrauscht. Für die Ermittlung der Koordinaten wird deshalb die Schwerpunktermittlung des binärisierten Digitalbildes gewählt. Die Bildbelichtung wird so gesteuert, dass der maximale Grauwert des Bildes innerhalb einer vorgegebenen Toleranz immer den gleichen Grauwert annimmt. Das Digitalbild wird zunächst mit einem digitalen Tiefpassfilter mit gaußverteilten Wichtungsfaktoren aufbereitet, damit Hell-Dunkel-Kontraste durch Interferenzen oder Speckle innerhalb des Flecks abgeschwächt werden. Dann kann das Bild mit einem Schwellwertvergleich binärisiert werden. Durch die vorangegangene Tiefpassfilterung gelingt es, den Schwellwert so zu wählen, dass ein geschlossener Fleck ermittelt wird. Der Schwellwert wird gerade so gewählt, dass er den Hintergrund deutlich abgrenzt. Für den Kalibriervorgang und den Messvorgang bleibt der Schwellwert konstant. Unterschiedliche Helligkeiten des Lichtflecks z. B. durch unterschiedliche Reflexionseigenschaften der Probe werden wie erwähnt durch die Belichtungszeit ausgeglichen. Bei der Binärisierung mit Schwellwertvergleich werden alle Bildpunkte, deren Grauwert größer oder gleich dem Schwellwert sind, auf 1 gesetzt. Alle Bildpunkte, deren Grauwert unterhalb des Schwellwerts liegen, werden auf 0 gesetzt. Die Schwerpunktkoordinaten u_s bzw. v_s des Messflecks werden dann wie folgt berechnet:

$$u_s = \frac{\sum u_i \cdot h_i}{\sum h_i} \quad \text{und} \quad v_s = \frac{\sum v_i \cdot h_i}{\sum h_i}, \quad (3.14)$$

wobei u_i und v_i die Zeilen- bzw. Spaltennummern sind. h_i ist die Häufigkeit der Bildpunkte mit 1 in der jeweiligen Zeile bzw. Spalte.

3.2.3 Topographieermittlung aus den Steigungswinkeln

Die Oberflächenfunktion $z = f(x,y)$ beschreibt die Höhe z einer Oberfläche als Funktion der Grundflächenpunkte x,y . Die partielle Ableitung der Oberflächenfunktion ist gleich dem Tangens der Steigungswinkel:

$$\tan(\gamma_x) = \frac{\partial f(x,y)}{\partial x} \quad \text{und} \quad \tan(\gamma_y) = \frac{\partial f(x,y)}{\partial y} \quad (3.15)$$

Entsprechend kann die Oberfläche aus der Integration der Steigung berechnet werden. Die Erfassung der tatsächlichen Oberfläche entspricht der Ermittlung von Steigungswinkeln einer Oberfläche mit infinitesimal kleinem lateralen Abstand der Messpunkte. In der Praxis wird der laterale Abstand der Messpunkte ein Kompromiss zwischen der gewünschten Genauigkeit und der dafür erforderlichen Messdauer sein. Das heißt, für die Berechnung des Höhenprofils aus den Messwerten stehen nur diskrete Höheninformationen zur Verfügung.

Bei einer eindimensionalen Messung wird ein Oberflächenprofil entlang einer Geraden mit Messpunkten im äquidistanten Messabstand Δx abgetastet. Die Abtastung erfolgt in $N - 1$ Schritten, so dass man N Oberflächensteigungen $\gamma(1)$ bis $\gamma(N)$ erhält. In Abbildung 3.5 ist ein Teilstück eines tatsächlichen Höhenverlaufs einer Oberfläche im Profil und der aus den Steigungswinkeln berechnete Profilverlauf eingezeichnet. Im Punkt $n-1$ sollen die tatsächliche und die gemessene Höhe genau übereinstimmen. Die Höhendifferenz Δh zwischen zwei Messpunkten ist:

$$\Delta h(i) = \Delta x \cdot \tan(\gamma(i)) . \quad (3.16)$$

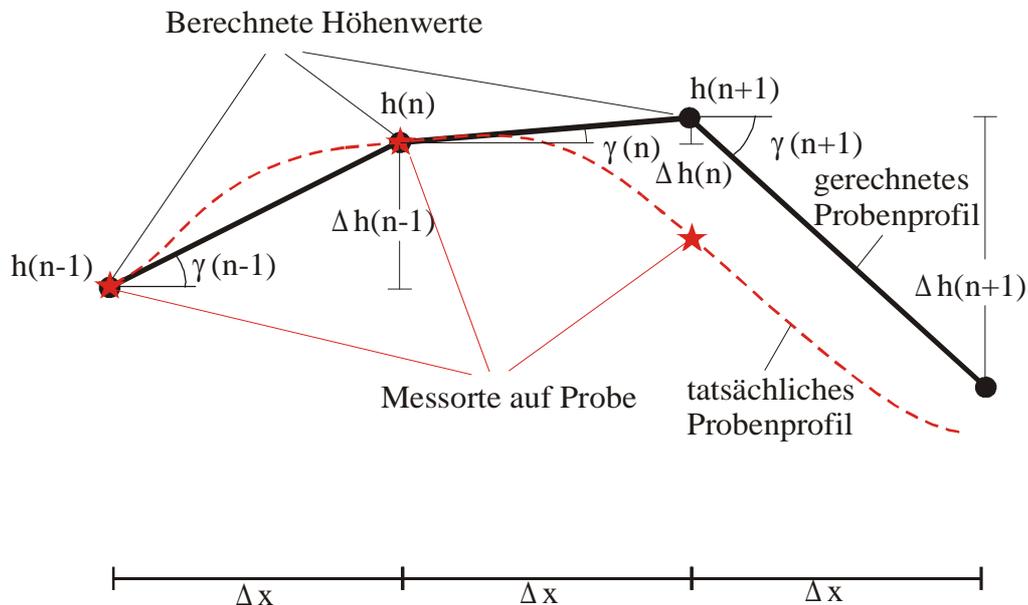


Abbildung 3.5: Aus den Steigungswinkeln berechnetes Höhenprofil.

Die Höhe am Ort n ist

$$h(n) = h(n - 1) + \Delta h(n - 1) . \quad (3.17)$$

Die Höhe an einem beliebigen Messpunkt i ist entsprechend:

$$h(i) = h(1) + \sum_{i=1}^i \Delta h(i), \quad (3.18)$$

wobei der Startwert $h(1)$ entweder bekannt sein kann oder beliebig gewählt wird.

Die Berechnung des Höhenwerts $h(n)$ aus dem Steigungswert $\gamma(n-1)$ hat zur Folge, dass der aus den Messwerten berechnete Verlauf dem tatsächlichen Verlauf hinterherläuft. Dieser Nachlaufeffekt lässt sich gut an der in Abbildung 3.6 dargestellten Profilintegration eines Sinusprofils aus dessen Steigungswerten zeigen. In den Scheitelpunkten der Sinusfunktion ist die Steigung gerade genau null. Nach Gleichung (3.16) ist die Höhendifferenz Δh zum nächsten Messpunkt ebenfalls null. Der Profilverlauf berechnet aus der Integration der Steigungswerte läuft also dem tatsächlichen Profilverlauf hinterher.

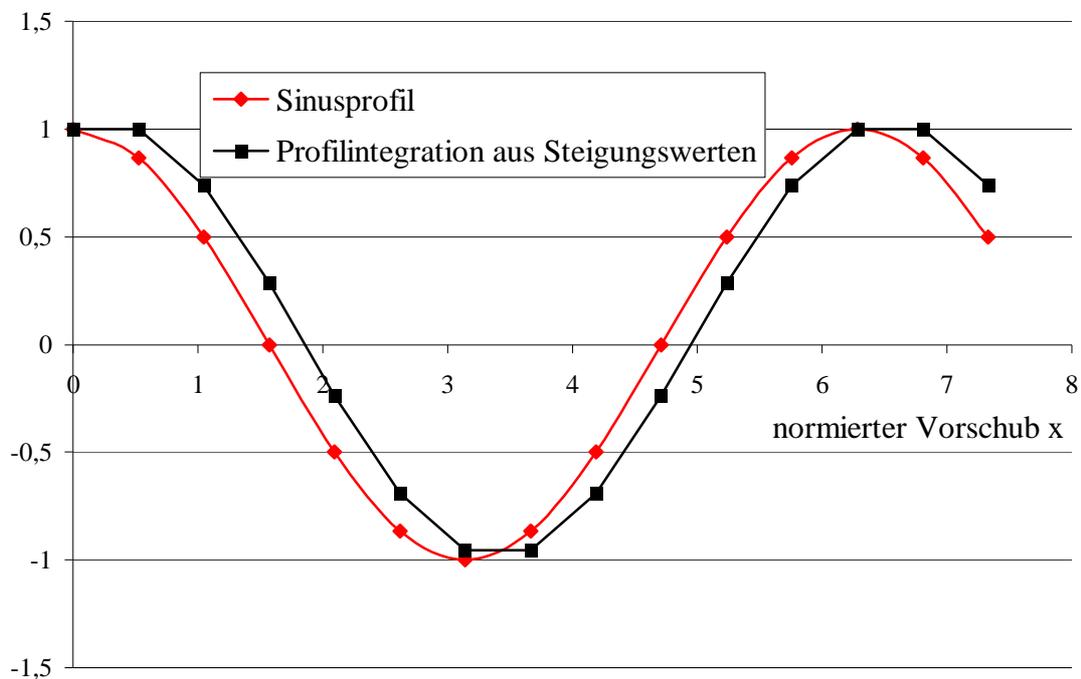


Abbildung 3.6: Profilintegration eines Sinusprofils aus den Steigungswerten γ_x .

3.2.3.1 Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg

Bei der Profilintegration aus Steigungswerten einer eindimensionalen Messwerterfassung ist der Integrationsweg gleich dem Messweg. Bei der Erfassung von Steigungswerten in zwei Dimensionen werden die Steigungswinkel in zwei Richtungen für jeden Messpunkt erfasst. Das Ergebnis einer Messung ist ein zweidimensionales Feld von Messpunkten, in dem zu jedem Messpunkt zwei Steigungswinkel gehören. Die Integration der Höhenwerte aus den Steigungswinkeln kann somit von jedem Messpunkt in zwei verschiedene Richtungen fortgeführt werden. D. h. die Höhe eines Messpunkts ist über mehrere Wege berechenbar. Für eine einfache Profilberechnung ohne Mittelwertbildung mehrerer möglicher Integrationswege wird eine der Außenkanten des Messbe-

reichs als Startlinie gewählt. Von der Startlinie ausgehend werden die Integrationswege senkrecht zu jedem Messpunkt der Startlinie berechnet. Abbildung 3.7 stellt das Messraster einer punktwise abgerasterten Messung dar. Die Messrichtungen seien x und y , die zu ermittelnde Höhe entspricht der z -Koordinate. Zu jedem Messpunkt x_i, y_j wird der Steigungswinkel $\gamma_{x(i,j)}$ in Vorschubrichtung x und orthogonal dazu $\gamma_{y(i,j)}$ gemessen. Der Index i kennzeichnet den i -ten Messpunkt auf dem Messraster in x -Richtung, wobei i von 1 bis M läuft. Analog zählt der Index j die N Messpunkte in y -Richtung. Die Messabstände in x - und y -Richtung dürfen unterschiedlich gewählt werden. In einer Messrichtung muss der Messabstand Δx bzw. Δy zwischen den Messpunkten äquidistant sein.

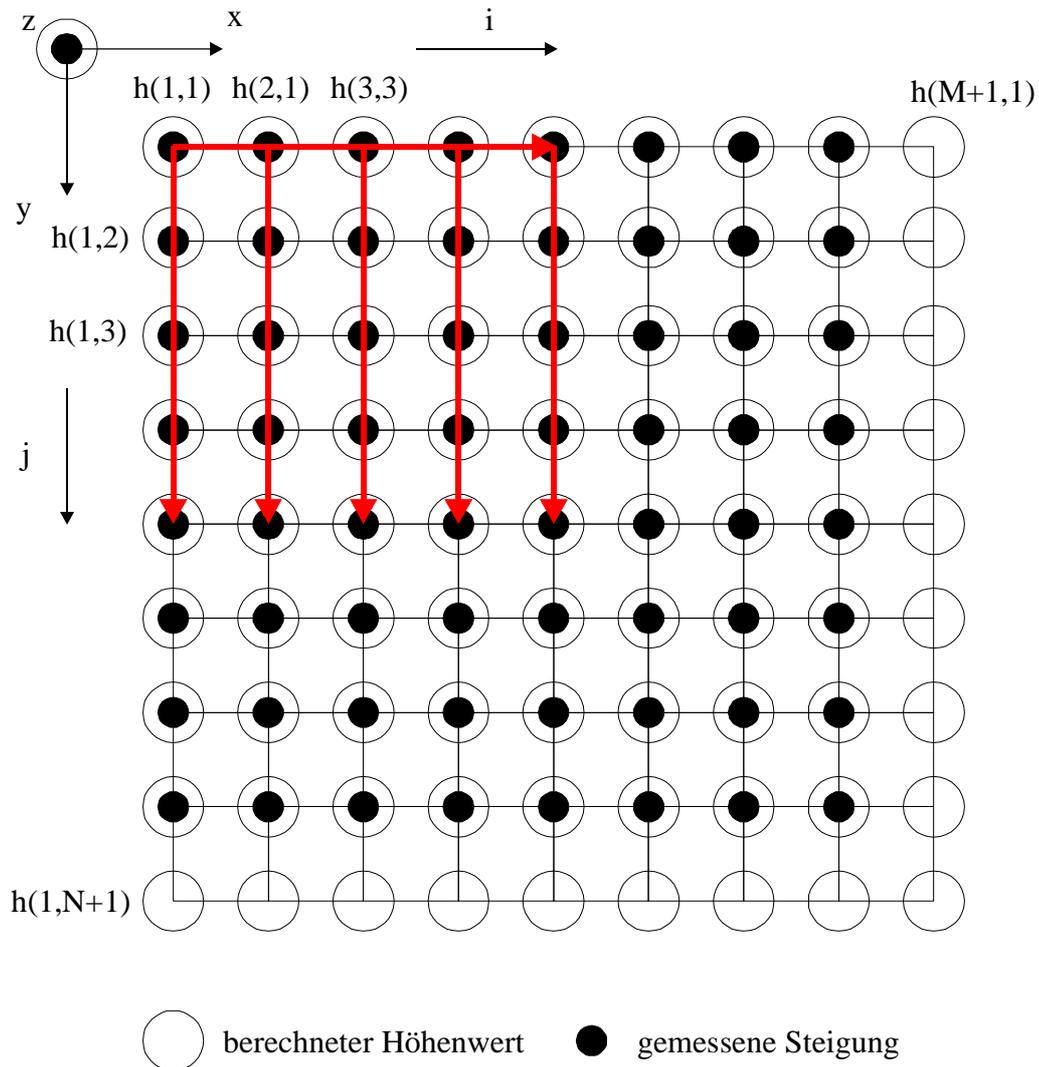


Abbildung 3.7: Integration der Höhenwerte eines Profils im Additionsverfahren.

Die Höhendifferenzen $\Delta h_{x(i,j)}$ und $\Delta h_{y(i,j)}$ werden mit den zugehörigen Steigungswinkeln $\gamma_{x(i,j)}$ bzw. $\gamma_{y(i,j)}$ und den jeweiligen Abtastabständen Δx bzw. Δy berechnet:

$$\Delta h_{x(i,j)} = \Delta x \cdot \tan(\gamma_{x(i,j)}) \quad (3.19)$$

$$\Delta h_{y(i,j)} = \Delta y \cdot \tan(\gamma_{y(i,j)}) \quad (3.20)$$

Wird für die Berechnung des Höhenprofils mit einem Integrationsweg die x-Richtung als Startlinie gewählt, so ist die Höhe eines Punkts x_i, y_1 :

$$h_{(i,1)} = \sum_{i=1}^M \Delta h_{x(i,1)} \quad (3.21)$$

Jeder Punkt x_i, y_1 ist Startpunkt für die senkrecht zur Startlinie verlaufenden Höhenlinien in y-Richtung. Die Höhenwerte der Höhenlinien in y-Richtung sind damit:

$$h_{(i,j)} = h_{(i,1)} + \sum_{j=1}^N \Delta h_{y(i,j)} \quad (3.22)$$

Die Berechnung des Höhenprofils mit der y-Richtung als Startlinie erfolgt analog zu den Gleichungen (3.21) und (3.22).

3.2.3.2 Topographieberechnung mit Gauß-Markoff Filter

Bei der Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg wird nur ein Steigungswinkel in eine Richtung für jeden Messpunkt verwendet, da die Integration geradlinig in eine Richtung erfolgt. Die einfache Integration bedeutet zwangsläufig, dass Fehler in einzelnen der berechneten Höhenwerte sich in der Summation in den Gleichungen (3.17) und (3.18) fortsetzen.

Die verfügbare Steigungsinformation in zwei Richtungen für jeden Messpunkt bietet mehrfache Integrationswege zur Berechnung einer Höheninformation an. Abbildung 3.8 zeigt, dass mehrfache Integrationswege zur Berechnung einer Höheninformation existieren. Eine Möglichkeit, die redundanten Messinformationen zu einer genaueren Topographieberechnung zu nutzen, bietet ein linearer Optimalfilter auf Basis eines Gauß-Markoff Schätzers /3.4/.

Der Filter ist ein Schätzalgorithmus, der in einer Matrixgleichung die möglichst genaue Oberfläche aus den Steigungswerten und der Schätzmatrix für die Messfehler berechnet. Der Schätzalgorithmus passt die Schätzwerte so an, dass für das aufgestellte Modell die Summe des quadratischen Schätzfehlers aller Erwartungswerte minimal wird /3.5/. Die Modellgleichung verwendet die Steigungen der Steigungswinkel, d. h., zunächst ist die Umrechnung von den Steigungswinkeln $\gamma_{x(i,j)}$ und $\gamma_{y(i,j)}$ in die Steigungen $s_{x(i,j)}$ und $s_{y(i,j)}$ erforderlich:

$$s_{x(i,j)} = \tan(\gamma_{x(i,j)}) \quad (3.23)$$

$$s_{y(i,j)} = \tan(\gamma_{y(i,j)}) \quad (3.24)$$

Die aus den gemessenen Steigungswinkeln berechneten Steigungen bilden den Messvektor \vec{x} :

$$\vec{x}^T = \left[s_{x(1,1)} \dots s_{x(M,1)}, s_{x(1,2)} \dots s_{x(M,2)}, s_{x(1,N)} \dots s_{x(M,N)}, \right. \\ \left. s_{y(1,1)} \dots s_{y(M,1)}, s_{y(1,2)} \dots s_{y(M,2)}, s_{y(1,N)} \dots s_{y(M,N)} \right] \quad (3.25)$$

$$s(i) = \frac{h(i) - h(i-1)}{\Delta x} + n(i) \quad (3.28)$$

Die Systemmatrix \mathbf{D} ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichungen (3.23) und (3.24) zu einer Matrix der Dimension $(N+1) \cdot N$:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_x & \mathbf{D}_x & & \mathbf{0} \\ & \ddots & \ddots & \\ \mathbf{0} & & -\mathbf{D}_x & \mathbf{D}_x \\ \mathbf{D}_y & \mathbf{D}_y & & \mathbf{0} \\ & \ddots & \ddots & \\ \mathbf{0} & & \mathbf{D}_y & \mathbf{D}_y \end{bmatrix} \quad \text{mit } \mathbf{D}_x = \frac{1}{2\Delta x} \begin{bmatrix} 1 & 1 & & \mathbf{0} \\ & \ddots & \ddots & \\ \mathbf{0} & & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

$$\text{und } \mathbf{D}_y = \frac{1}{2\Delta y} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & \mathbf{0} \\ & \ddots & \ddots & \\ \mathbf{0} & & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

Mit der Annahme, dass die Messfehler $n(i)$ des Fehlervektors \bar{n} unabhängig voneinander sind, wird die Kovarianzmatrix \mathbf{M} als

$$\mathbf{M} = \text{KOV}(\bar{n}) \quad (3.30)$$

definiert. Damit ergibt sich /3.5/

$$\hat{\mathbf{h}} = (\mathbf{D}^T \cdot \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{D})^{-1} \cdot \mathbf{D}^T \cdot \mathbf{M}^{-1} \cdot \bar{\mathbf{x}} \quad (3.31)$$

als Schätzwert für den Modellvektor $\bar{\mathbf{h}}$. Bei Gleichung (3.31) lässt sich die Tatsache nutzen, dass die Matrix

$$\mathbf{G} = (\mathbf{D}^T \cdot \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{D})^{-1} \cdot \mathbf{D}^T \cdot \mathbf{M}^{-1} \quad (3.32)$$

keine Messwerte beinhaltet. Sie kann also für die Berechnung eines Höhenprofils mit dem Gauß-Markoff Filter bei bekannter Sensorgenauigkeit und bei bekanntem Messraster vorab berechnet und bereitgestellt werden. Nachdem mit der Berechnungsgleichung für die Schätzwerte $\hat{\mathbf{h}}$

$$\hat{\mathbf{h}} = \mathbf{G} \cdot \bar{\mathbf{x}} \quad (3.33)$$

der Schätzer für den Modellvektor $\bar{\mathbf{h}}$ berechnet wurde, ist es sinnvoll von dem Berechnungsraster $(N+1) \cdot (M+1)$ wieder auf den Messraster $N \cdot M$ mit folgender Berechnungsgleichung zurückzurechnen:

$$\hat{h}_{(i,j)} = \frac{\hat{h}_{(i,j)} + \hat{h}_{(i+1,j)} + \hat{h}_{(i,j+1)} + \hat{h}_{(i+1,j+1)}}{4} \quad (3.34)$$

Der Höhenwert zu einem Rasterpunkt (i,j) wird aus vier benachbarten Punkten des Modellvektors berechnet /3.4/.

Das Ergebnis des Filterverfahrens ist ein Oberflächenmodell der tatsächlichen Oberfläche, das die Möglichkeiten der Oberflächenberechnung mit mehrfachen Integrationswegen nutzt. Das Oberflächenmodell ist dadurch hinsichtlich der Minimierung zufälliger und systematischer Fehler optimiert.

3.2.4 Auslegung des optischen Ablenkensystems des Deflexions-Topometers

In den vorherigen Kapiteln wurde beschrieben, wie die Steigungswinkel mit einem Deflexions-Topometer messtechnisch ermittelt werden und wie daraus die Oberflächenstruktur berechnet wird. In diesem Kapitel wird nun beschrieben, wie ein System konkret ausgelegt werden muss, damit die zuvor beschriebenen Methoden angewandt werden können.

Die Auslegung des optischen Ablenkensystems beschreibt, welche optischen Komponenten benötigt werden und wie sie anzuordnen sind, um die Deflexionswinkeldetektion in einem Aufbau durchzuführen, der gleichfalls für Ellipsometrie geeignet ist. Das optische Konzept zur Deflexionswinkeldetektion muss die folgenden Anforderungen erfüllen:

1. Um eine hohe laterale Auflösung des Messsystems zu erreichen, soll der Rohstrahl der Laserlichtquelle auf die Probe fokussiert werden.
2. Die Halterung der Probe in einer Verfahrenrichtung für den scannenden Messbetrieb muss möglich sein.
3. Die Probenhalterung muss weitere Freiheitsgrade, sowohl translatorisch als auch rotatorisch, für den Justierbetrieb bieten.
4. Zwischen den linearen Polarisationsfiltern, die als Polarisator und Analysator für die Ellipsometrie notwendig sind, sollen keine weiteren optischen Komponenten außer der Probe im Strahlengang sein (externe Fokussierung).
5. Die linearen Polarisationsfilter müssen in Winkelverstelleinheiten montiert werden, damit der Polarisatorazimut für die ellipsometrische Messung verändert werden kann.

Aus der ersten Anforderung ergibt sich, dass mindestens eine Fokussierlinse im einfallenden Strahlengang erforderlich ist. Der reflektierte Strahl ist somit zwangsläufig divergent. Die Anforderungen zwei bis fünf erfordern Polarisatoren, die drehbar als letzte Komponente vor der Probe im einfallenden Strahl, bzw. als erste Komponente im reflektierten Strahl positioniert sind. Die Position der drehbaren Polarisatoren und die Anforderungen an die Probenhalterung (Verfahrbarkeit und Justagefreiheitsgrade) erlauben keine dichte Positionierung der Optiken nahe der Probe. Da Standardlabor-komponenten verwendet werden sollen, muss als Mindestabstand Probe zu Optik sowohl für den einfallenden als auch den reflektierten Strahlengang 100 mm angesetzt werden. In Kapitel 3.2.1 wurde außerdem festgelegt, dass der Abstand des optischen Ablenkensystems zur Probe größer als die Gesamtbrennweite des Ablenkensystems sein muss, damit der reflektierte Strahl wieder in Richtung der optischen Achse gelenkt wird. Und letztlich soll das Verhältnis von Brennweite zu Apertur möglichst klein sein, um einen möglichst großen maximalen Deflexionswinkel messen zu können. Diese Anforderungen sind mit einer Einzellinse aus einer Serienproduktion der gängigen Optiklieferanten nicht erfüllbar. Ein Linsensystem aus verhältnismäßig vielen Einzellinsen mit zwar großer Apertur aber entsprechend langer Brennweite würde in der Summe der Brennweite sicherlich das gewünschte Ergebnis erbringen können. Allerdings wäre

der apparative Aufwand und der Aufwand an die Justage beträchtlich. Das optische Ablenssystem dieser Arbeit geht einen in der optischen Messtechnik neuen Weg, nämlich den Einsatz von Fresnellinsen. Fresnellinsen sind aus Teillinsen zusammengesetzte Linsen. Sie sind sehr dünn und bieten typischerweise ein Verhältnis von Brennweite zu nutzbarer Apertur kleiner eins. Die Verwendung von Fresnellinsen im optischen System eines Messsystems ist nicht gängig, da die oben beschriebenen Vorteile mit einer geringeren optischen Qualität einhergehen. Auf die speziellen Eigenschaften von Fresnellinsen wird im folgenden Kapitel 3.2.5 näher eingegangen. Die Verwendung von Fresnellinsen für das optische Ablenssystem des Deflexions-Topometers erlaubt den Aufbau des optischen Ablenssystems mit nur zwei Einzellinsen.

Abbildung 3.9 zeigt die Auslegung des optischen Ablenssystems des Deflexions-Topometers mit Fresnellinsen. Die beiden in Abbildung 3.9 eingezeichneten Fresnellinsen werden als zusammengesetzte Sammellinse eingesetzt, die den divergierenden reflektierten Strahl wieder fokussieren. Die Ablenkung des reflektierten Strahls zur optischen Achse des Systems erlaubt die Verwendung eines normalen CCD-Sensors in der Nähe des Fokus.

Im ersten Fokus des reflektierten Strahls wird eine Blende eingesetzt. Die Blende dient analog einer Blende eines Raumfilters zum Ausblenden von Randfeldern und Abbildungsfehlern, die z. B. durch die Verwendung der Fresnellinsen zu erwarten sind. Auch transparente Proben, deren Unterseite einen zweiten reflektierten Strahl verursachen, können mit der Blende vermessen werden. Voraussetzung ist, dass die Probe so dick ist, dass der zweite reflektierte Strahl genügend Abstand zum eigentlichen Messstrahl hat. In diesem Fall wird der zweite Strahl durch die Blende abgeblendet. In die Nähe des Fokus kann ein relativ kleiner Strahlteiler für den Ellipsometriedetektor eingefügt werden (siehe Abbildung 3.22), da der reflektierte Strahl für alle möglichen Deflexionswinkel in einem räumlich eingegrenzten Bereich läuft.

Der Einsatz einer Blende in den Fokus des reflektierten Strahls bedingt die Verwendung von asphärisch korrigierten Linsen. Nur wenn sich die Strahlengänge aller möglicher Deflexionswinkel auch tatsächlich im vorgesehenen Fokuspunkt treffen, ist der Einsatz einer Blende möglich. Sphärische Aberrationen, wie sie in Abbildung 3.10 dargestellt sind, bewirken, dass die Randstrahlen einer nicht korrigierten Linse die optische Achse vor dem Fokuspunkt schneiden. Eine Blende im Fokuspunkt würde die Randstrahlen entsprechend abschneiden.

Die Notwendigkeit der Blende bedingt weiterhin einen möglichst großen Abstand zwischen Probe und Optik im reflektierten Strahlengang. Bei einem geringen Abstand würde eine Änderung der Probenhöhe im Messfleck schnell zu einem entsprechend großen Strahlversatz des reflektierten Strahls zur optischen Achse des reflektierten Strahlengangs und damit zu einer falschen Lage des Strahls zur Blende führen.

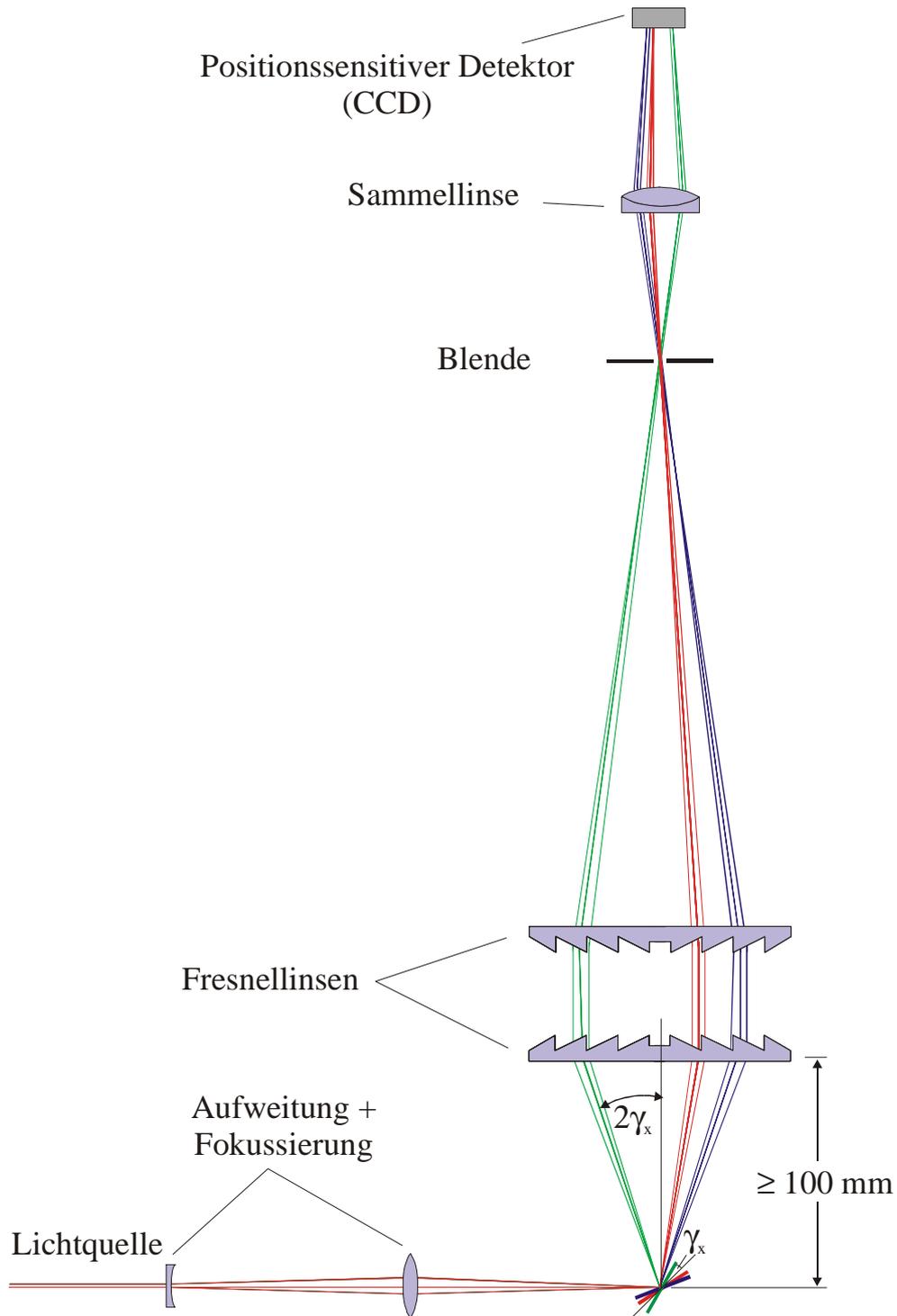


Abbildung 3.9: Optisches Ablensystem des Deflexions-Topometers. Die unterschiedlichen Farben im reflektierten Strahlengang zeigen den Strahlverlauf bei unterschiedlichen Ablenkwinkeln, d. h., bei verschiedenen Oberflächensteigungen γ_x einer Probe.

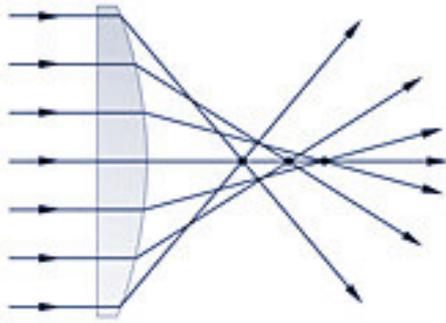


Abbildung 3.10: Sphärische Aberrationen einer Linse. /3.17/.

Asphärische Positivlinsen als Fresnellinsen sind z. B. vom Hersteller Fresnel Optics erhältlich /3.2/. Die sphärische Korrektur der Linsen dieses Hersteller verlangt eine Vorzugsrichtung. D. h., die Linsen haben typischerweise eine unendliche Schnittweite und eine Schnittweite mit endlicher Brennweite. Daher sind die Fresnellinsen in Abbildung 3.9 mit den Fresneflächen zueinander angeordnet.

Das optische Ablenssystem des Laboraufbaus wird nach der Blende noch um eine weitere Sammellinse erweitert. Diese Linse wird verwendet, um nach der Blende genügend Abstand zum PSD zu bekommen. Der Abstand ist notwendig, da der Sensor des PSD in einem Gehäuse geschützt ist und somit die Blende nicht beliebig dicht vor den Sensor positioniert werden kann.

3.2.5 Besondere Eigenschaften von Fresnellinsen

Eine Fresnellinse ist im Prinzip eine aus Teillinsen zusammengesetzte Linse. Sie hat typischerweise auf der einen Seite eine mikrostrukturierte Oberfläche und auf der anderen Seite ein Planfläche. Die mikrostrukturierte Oberfläche besteht aus einer Serie von Rillen, deren Wirkflankenwinkel sich mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse verändert /3.2/.

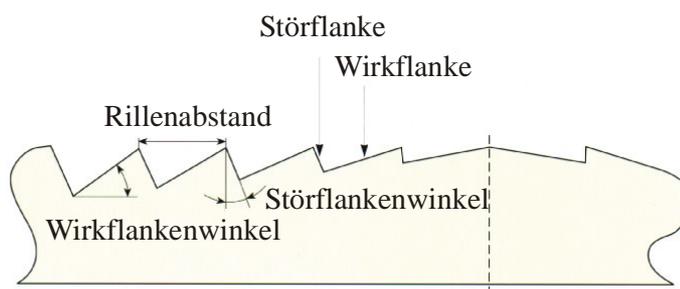


Abbildung 3.11: Aufbau einer typischen Fresnellinse. Nach /3.2/.

Abbildung 3.11 zeigt den Aufbau einer typischen Fresnellinse. Zwischen jeder Wirkflanke, die sozusagen Ausschnitt einer evtl. sogar asphärischen Linse ist, befindet sich eine Störflanke. Diese Störflanken führen bei Abbildungen mit Fresnellinsen zu Streulicht in der Bildebene und zu ringförmigen Abschattungsgebieten, wenn die Fresnellinse als Kondensator in der Nähe der Objektebene steht /3.18/. Beim Einsatz eines Fresnellinsenpaares ist darauf zu achten, dass sich Wirk- und Störflanken nicht gegenseitig abschatten. D. h. es muss auf eine geeignete Kombination zweier Linsen mit gleicher

Wirk- und Störflankenstruktur geachtet werden.

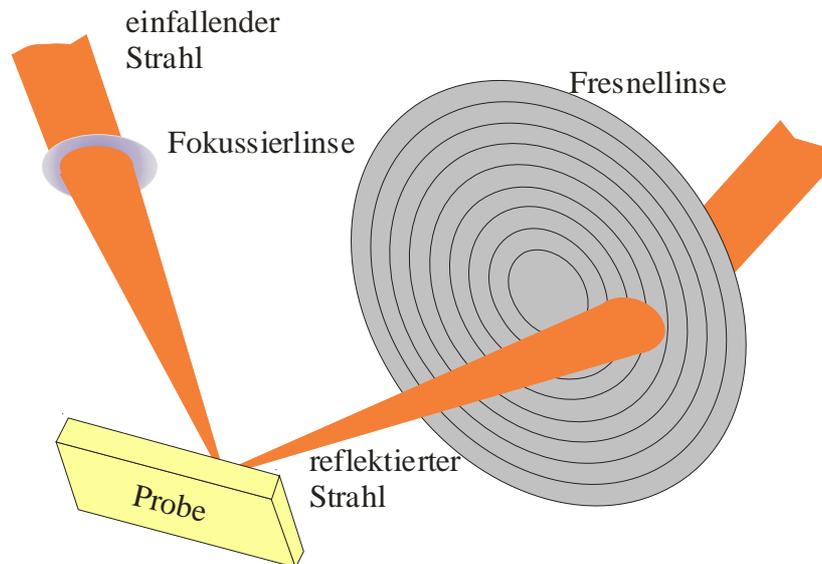


Abbildung 3.12: Strahlablenkung im Deflexions-Topometer mit Fresnellinse.

Abbildung 3.12 zeigt die prinzipielle Anwendung der Fresnellinse im optischen Ablenkensystem des Deflexions-Topometers. Die auf der Fresnellinse eingezeichneten Kreise stellen die Mikrostrukturierung der Linse dar. Der auf die Probe fokussierte Strahl wird divergent auf die Fresnellinse reflektiert. D. h., bei der Strahlablenkung sind immer nur einige Zonen beleuchtet. Die Streulicht- und Abschattungseffekte der Störflanken sind somit abhängig von der Position des reflektierten Strahls auf der Fresnellinse. Für die Deflexions-Topometrie, wie sie in dieser Arbeit konzipiert ist, wird der Streulicht- und Abschattungseffekt der Fresnellinsen keine Rolle spielen. Die Störeffekte werden ebenso wie Interferenz- und Speckleeffekte durch das Kalibrierverfahren zur Herstellung des Zusammenhangs zwischen Fleckposition und Deflexionswinkel erfasst und berücksichtigt (siehe Kapitel 3.2.2)

Für den Laboraufbau wird eine Kombination aus zwei Fresnellinsen des Herstellers Fresnel Optics [3.2] eingesetzt. Die vordere probennahe Linse ist als Linse vom Typ SC239 geplant. Die Linse hat eine Schnittweite von unendlich auf der Seite der Fresnelfläche und eine Schnittweite von 101,6 mm auf der Planfläche. Die freie Öffnung der Linse ist mit 137,2 mm angegeben, der Rillenabstand mit 0,508 mm.

Die zweite Fresnellinse ist eine Linse vom Typ SC221. Diese Linse hat eine Schnittweite von unendlich auf der Seite der Fresnelfläche und eine Schnittweite von 254,0 mm auf der Seite der Planfläche. Die freie Öffnung der Linse ist 254,0 mm, der Rillenabstand beträgt wie beim Typ SC239 0,508 mm. Die Linse wird vom Hersteller auf die freie Öffnung von 137,2 mm beschnitten, so dass beide Linsen den gleichen Durchmesser aufweisen.

3.3 Zur Theorie der materialerkennenden Ellipsometrie

3.3.1.1 Die Wechselwirkung zwischen polarisiertem Licht und reflektierendem Material

Trifft polarisiertes Licht auf eine reflektierende Oberfläche wird i. a. der Polarisationszustand des reflektierten Lichts gegenüber dem einfallenden Strahl verändert. Mathematisch beschrieben wird die Polarisationsveränderung in Form der Fresnelschen Formeln /3.6/. Sie geben das Verhältnis der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente des elektrischen Feldstärkevektors \vec{E} zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl an. Das Verhältnis der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente ist:

$$\rho_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = \frac{-\left(\sqrt{\underline{n}_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha\right)^2}{\underline{n}_{\text{rel}}^2 - 1}, \text{ mit } \underline{n}_{\text{rel}} = \frac{\underline{n}_2}{\underline{n}_1} \quad (3.35)$$

Wenn \underline{n}_2 die Brechzahl des reflektierenden Materials ist und das lichtleitende Medium des Lichtstrahls Luft mit $\underline{n}_1 = 1$ ist, vereinfacht sich die Gleichung (3.35) zu:

$$\rho_{\perp} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{\underline{n}_2^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{\underline{n}_2^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (3.36)$$

Das Verhältnis der parallel zur Einfallsebene polarisierten Komponente mit $\underline{n}_1 = 1$ für das Medium Luft als lichtleitendes Medium ist:

$$\rho_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{\underline{n}_2^2 \cos \alpha - \sqrt{\underline{n}_2^2 - \sin^2 \alpha}}{\underline{n}_2^2 \cos \alpha + \sqrt{\underline{n}_2^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (3.37)$$

Die Fresnelschen Formeln Gl. (3.36) und (3.37) enthalten den Einfallswinkel α , unter dem der einfallende Strahl auf eine Oberfläche trifft und die komplexe Brechzahl \underline{n}_2 des reflektierenden Materials. Die komplexe Brechzahl \underline{n} eines Werkstoffs setzt sich aus dem Realteil n und dem Imaginärteil k zusammen ($\underline{n} = n - jk$). Bei konstantem Einfallswinkel α ist die Polarisationsänderung des reflektierten Strahls allein von der Brechzahl \underline{n} des reflektierenden Werkstoffs abhängig. Die Brechzahl $\underline{n} = n - jk$ eines Materials ist über die Kramers-Kronig-Relation /3.7/ mit dessen Molekülstruktur verknüpft. D. h., dass mit der messtechnischen Ermittlung der komplexen Brechzahl \underline{n} ein Material erkannt werden kann, sofern die Brechzahl des Materials für die Wellenlänge des Messsystems bekannt ist und ausgeschlossen werden kann, dass keine Materialien mit gleicher Brechzahl vorliegen.

3.3.2 Grundgleichung der Ellipsometrie

Die Gleichungen (3.36) und (3.37) beschreiben die Polarisationsänderung bei der Reflexion in Abhängigkeit der von der Brechzahl. Ist die Polarisationsänderung und der Einfallswinkel bekannt, lässt sich aus den bekannten Größen die Brechzahl ermitteln.

Die mathematischen Formulierungen hierfür werden im folgenden noch explizit angegeben.

Die Grundgleichung der Ellipsometrie ist definiert als /3.8/:

$$\tan \Psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{\rho_{\parallel}}{\rho_{\perp}} \quad (3.38)$$

Diese Grundgleichung der Ellipsometrie beinhaltet auf der rechten Seite der Gleichung die in den Fresnelschen Formeln beschriebenen Verhältnisse bei der Reflexion von Licht ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} . Die linke Seite der Gleichung führt den Verlustwinkel Ψ und den Phasenwinkel Δ als die sogenannten ellipsometrischen Kenngrößen ein. Der Verlustwinkel Ψ ist definiert als die polarisationsabhängige Dämpfung des Lichts bei der Reflexion:

$$\tan \Psi = \frac{|\rho_{\parallel}|}{|\rho_{\perp}|} = \frac{E_{r\parallel} E_{e\perp}}{E_{r\perp} E_{e\parallel}} \quad (3.39)$$

Der Verlustwinkel Ψ nimmt Werte zwischen $0^{\circ} \leq \Psi \leq 45^{\circ}$ an. Der untere Grenzwert des Wertebereichs $\Psi = 0^{\circ}$ bedeutet, dass die parallele Komponente des reflektierten Lichts nicht reflektiert wird. Das reflektierte Licht ist in diesem Fall senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Der obere Grenzwert des Wertebereichs $\Psi = 45^{\circ}$ bedeutet, dass sowohl die parallele als auch die senkrechte Komponente des einfallenden Lichts bezüglich der Amplitude der elektrischen Feldstärke gleich reflektiert wird.

Die ellipsometrische Kenngröße Phasendifferenz Δ beschreibt die Änderung der Phasendifferenz zwischen paralleler und senkrechter Komponente der elektrischen Feldstärke zwischen dem einfallenden und dem reflektierten Strahl. Die Phasendifferenz zwischen senkrechter und paralleler Komponente des einfallenden Strahls sei δ_1 und die des reflektierten Strahls sei δ_2 . Dann ist die Phasendifferenz Δ der Phasen zwischen reflektiertem und einfallendem Strahl:

$$\Delta = \delta_2 - \delta_1 \quad (3.40)$$

Der Wertebereich der Phasendifferenz Δ ist $0^{\circ} \leq |\Delta| \leq 180^{\circ}$.

Die ellipsometrische Messtechnik ermittelt mit geeigneten Algorithmen die beiden ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ . Im folgenden wird der ellipsometrische Algorithmus vorgestellt, der geeignet ist, zusammen mit der Deflexionstopometrie verwendet zu werden.

3.3.3 Das ellipsometrische Messverfahren

Die messtechnische Ermittlung des Polarisationszustands kann entweder nullellipsometrisch oder intensitätsellipsometrisch erfolgen. Bei der Nullellipsometrie wird die Polarisationslage des reflektierten Strahls durch Rotation des Analysators bei bekannten Eingangspolarisationen ermittelt. Bei einem intensitätsellipsometrischen Algorithmus wird die Intensität des reflektierten Strahls in Abhängigkeit bekannter Polarisator- und Analysatorazimute detektiert und ausgewertet.

Der hier vorgestellte Algorithmus ist ein intensitätsellipsometrischer Algorithmus, der speziell für die Kombination mit der Deflexionswinkeldetektion geeignet ist.

Um ein ellipsometrisches Verfahren mit externen Fokussierelementen zu realisieren, müssen die Polarisationsfilter, die als Polarisator und Analysator eingesetzt werden, hinter bzw. vor die Fokussier- bzw. Abbildungsoptiken platziert werden. Der reflektierte Strahl kann also nicht mit einer Optik in Richtung eines feststehenden Analysators gelenkt werden. Für die ungeneigte Probenoberfläche erfolgt die Reflexion des Lichtstrahls entlang der optischen Achse des Abbildungsstrahlengangs, der den reflektierten Strahl auf den PSD lenkt. Bei der geneigten Probenoberfläche ist die Lage des reflektierten Strahls gegenüber der optischen Achse entsprechend der Oberflächensteigung geneigt. Diese Neigung erfordert die Verwendung eines linearen Polarisationsfilters mit entsprechend großer Apertur.

Die Realisierung eines Analysators mit großer Apertur und entsprechendem Akzeptanzwinkel ist mit Folienpolarisatoren möglich. Die lineare Polarisation des transmittierten Strahls erfolgt bei Folienpolarisatoren durch dichroitische Absorption. Erreicht wird diese durch die Anfärbung eines ausgerichteten Molekülkettennetzes. Folienpolarisatoren sind großflächig, sie besitzen einen Akzeptanzwinkel von nahezu 90° und sind zudem noch wesentlich preiswerter als kristallographische Polarisatoren. Ihr Auslöschungsverhältnis zwischen Durchlass- und Sperrrichtung ist z. B. vom Hersteller B+W Filter für den Typ Ks-MIK mit 1:100.000 bei einer Lichtwellenlänge $\lambda = 632 \text{ nm}$ angegeben /3.16/. In einem Versuch konnte ein Auslöschungsverhältnis von 1:77.000 bei $\lambda = 632 \text{ nm}$ und 1:45000 bei $\lambda = 442 \text{ nm}$ ermittelt werden /3.9/. Das Auslöschungsverhältnis der getesteten Folienpolarisatoren erlaubt damit die Realisierung eines intensitätsellipsometrischen Messalgorithmus im Einsatz mit Folienpolarisatoren.

Abbildung 3.13 zeigt den optischen Aufbau der Deflexionswinkeldetektion mit Polarisatoren für die Ellipsometrie. Die Prinzipskizze zeigt, dass für ein möglichst großes erfassbares Steigungswinkelspektrum zu einer großen Linse für die Strahllenkung auch ein möglichst großer Polarisator benötigt wird. Prinzipiell kann der Analysator näher an die Probe rücken und damit im Durchmesser kleiner ausgeführt werden. Da die Probe aber motorisch gegenüber dem ruhenden Messfleck bewegt werden muss und auf einer entsprechenden Justagevorrichtung gehalten werden muss, wird der Analysator im Durchmesser nicht viel kleiner als die Linse sein können.

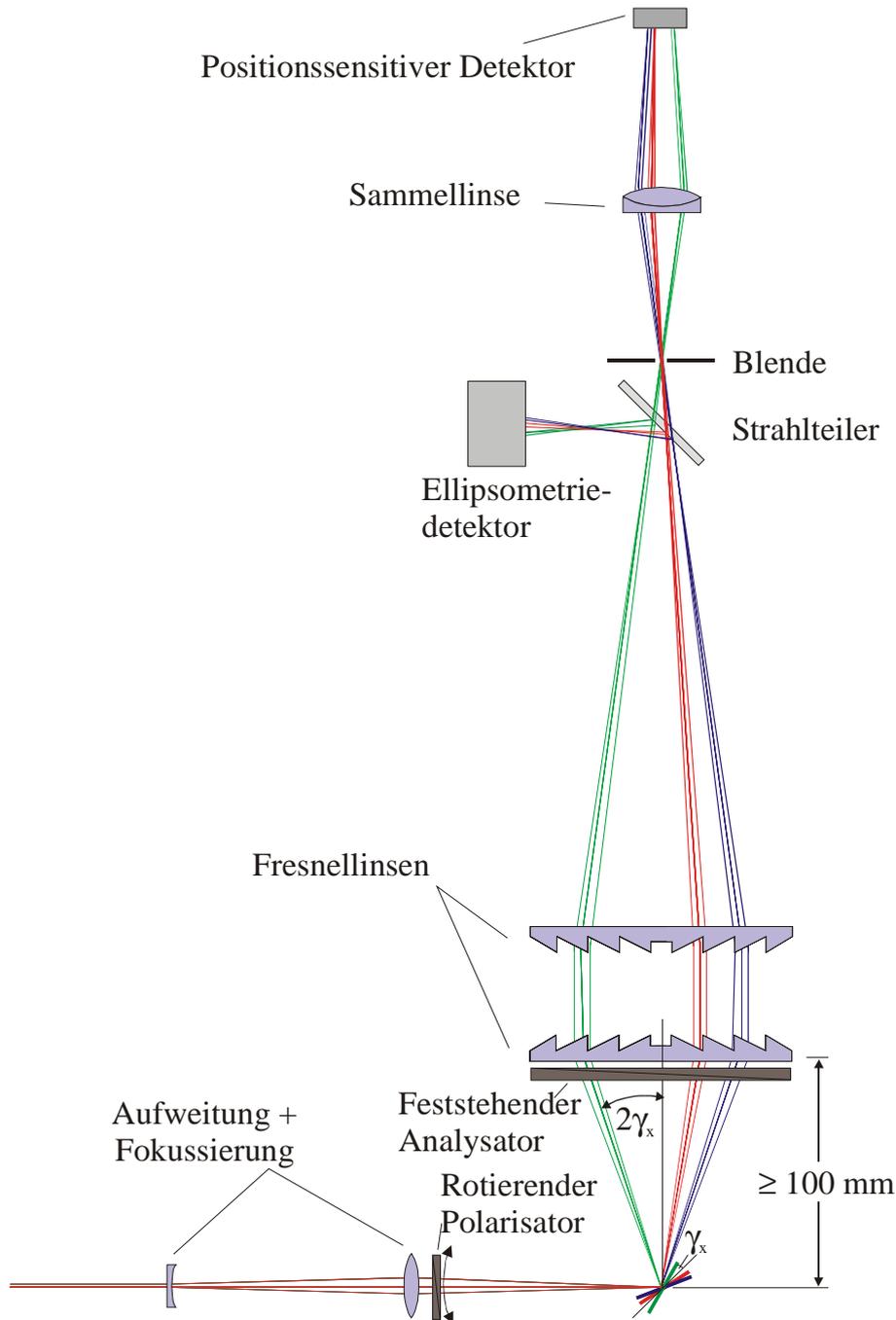


Abbildung 3.13: Optisches Ablensystem des Deflexions-Topometers (siehe Abbildung 3.9) ergänzt mit Polarisator, Analysator, Strahlteiler und Ellipsometriedetektor.

Für intensitätsellipsometrische Messalgorithmen werden Intensitäten bei verschiedenen Polarisator- und Analysatorazimuten detektiert und ausgewertet. Gängig sind ebenfalls Algorithmen mit feststehendem Polarisator und variierenden Analysatorazimuten [3.6/, /3.8/]. Soll für den zu entwickelnden Messalgorithmus im realisierten Messaufbau ein variabler Analysatorazimut vorgesehen werden, so muss ein motorischer Rotationsversteller großer Apertur für die Verstellung des Analysatorazimuts eingesetzt werden. Rotationsversteller mit großer Apertur sind allerdings sehr kostenintensiv und zumeist langsam. Deshalb wird bei dem hier entwickelten Algorithmus ein feststehendes Analy-

satorazimut vorgesehen, d. h. der intensitätsellipsometrische Algorithmus arbeitet nur mit variierenden Polarisatorazimuten.

Im Folgenden wird nun ein intensitätsellipsometrischer Algorithmus vorgestellt, der für einen rotierenden Polarisator und feststehenden Analysator entwickelt wurde. Ein intensitätsellipsometrisches Messverfahren, bei dem nur der Polarisator rotiert werden muss, ist für den Einsatz zusammen mit der Deflexionswinkeldetektion sehr gut geeignet. Ein Analysator großer Apertur mit fixem Winkelazimut ist konstruktiv gut in den Deflexionswinkelaufbau integrierbar. Der rotierende Polarisator muss hingegen nur so groß gewählt werden, dass der zur Fokussierung aufgeweitete Strahl ohne Ablendung passieren kann.

3.3.3.1 Beschreibung des theoretischen Strahlengangs mit Hilfe des Jones-Matrix-Formalismus

Die Herleitung des Algorithmus geht von den theoretisch berechneten Intensitäten am PSD aus. Mit den theoretischen Intensitäten für verschiedene Polarisatorazimute lässt sich ein Gleichungssystem aufstellen, das nach den ellipsometrischen Kenngrößen aufgelöst werden kann.

Für die Beschreibung der optischen Komponenten und deren Auswirkung auf den Polarisationszustand des durchlaufenden bzw. reflektierten Lichts kann der Jones-Matrix-Formalismus angewandt werden [3.8/, /3.10/]. Die Jones-Matrix \mathbf{T} zur Beschreibung einer optischen Komponente hat das Format (2x2). Mit ihr kann der elektrische Feldstärkevektor des aus der Komponente austretenden Strahls \mathbf{E}_a durch Multiplikation der Jones-Matrix mit dem Feldstärkevektor des eintretenden Strahls \mathbf{E}_e berechnet werden:

$$\mathbf{E}_a = \mathbf{T} \cdot \mathbf{E}_e \quad (3.41)$$

Der einfallende Strahl soll vor dem Polarisator zirkular polarisiert sein. Auch im Messaufbau wird hierfür ein Zirkularpolarisator analog Abbildung 2.1 eingesetzt. Abweichungen von der idealen zirkularen Polarisation können im angewandten Messalgorithmus durch einen experimentell ermittelten Korrekturfaktor korrigiert werden, so dass für die theoretische Herleitung ideale zirkulare Polarisation angesetzt werden kann. Der einfallende Strahl ist somit in der normierten Form:

$$\mathbf{E}_e = \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

Die Jones-Matrix in der normierten Form für einen linearen Polarisator ist:

$$\mathbf{P}(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cdot \cos \varphi \\ \sin \varphi \cdot \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

mit dem Azimut φ unter dem der lineare Polarisationsfilter zu der Nullachse des Berechnungskoordinatensystems steht.

Das Messobjekt (Probe) beinhaltet in seiner beschreibenden normierten Jones-Matrix die ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ :

$$\mathbf{M}(\Psi, \Delta) = \begin{bmatrix} \tan \Psi \cdot e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

Diese Beschreibung des Messobjekts ist nur dann ausreichend, wenn die Oberflächennormale des Flächenelements im Messpunkt in der Ebene liegt, die durch die Nullachse (x-Achse) und die Ausbreitungsrichtung des einfallenden Strahls (z-Achse) gebildet wird. Ist das Flächenelement anders geneigt, so ist der in Abbildung 3.14 dargestellte Winkel φ zu berücksichtigen. φ ist der Winkel zwischen der Nullachse und der Projektion der Flächennormale in das Berechnungsbezugssystem, das im Folgenden Ellipsometer-Hauptachsensystem x,y genannt wird.

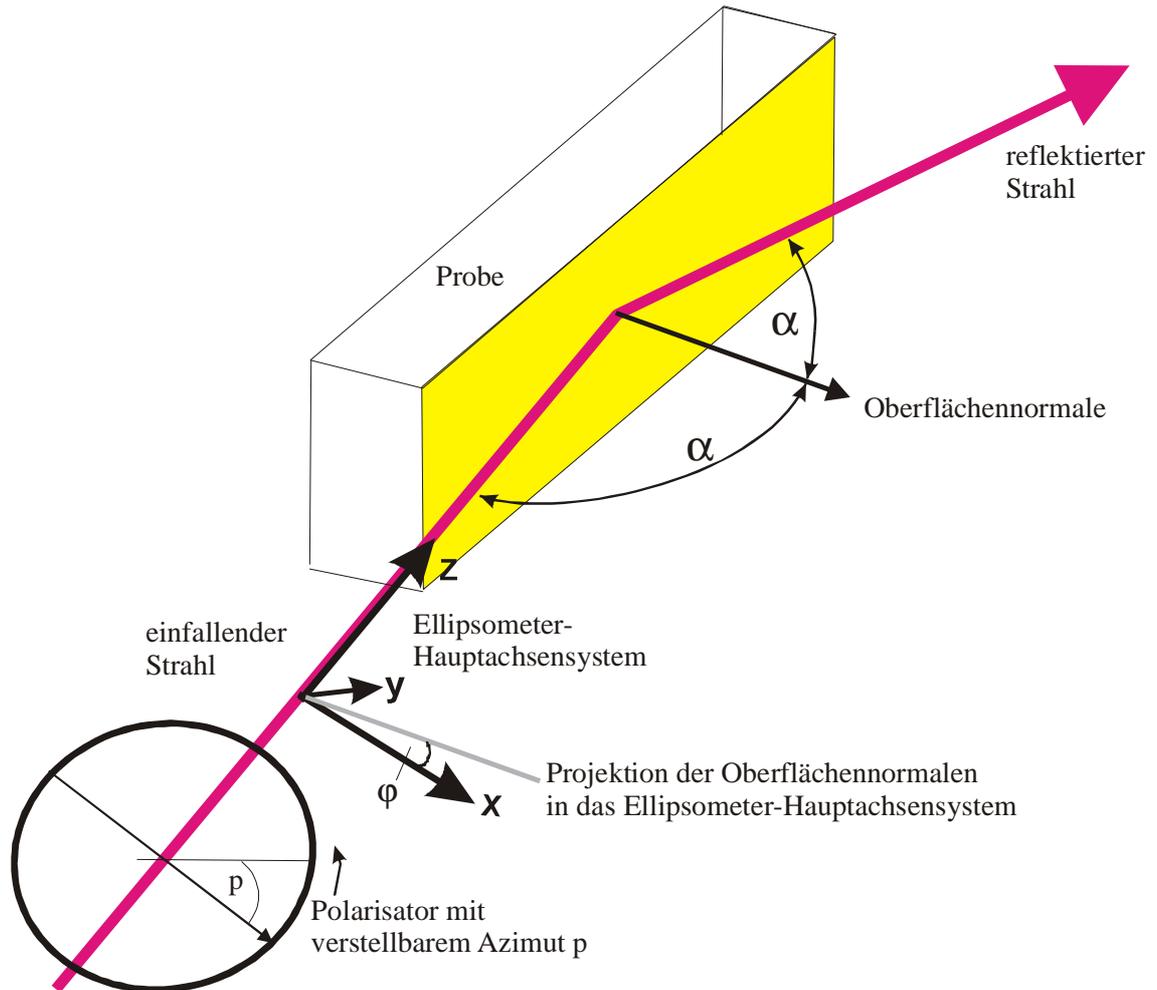


Abbildung 3.14: Hauptachsenlage φ einer Probe zum Ellipsometer-Hauptachsensystem.

Die Berücksichtigung der Hauptachsenlage φ erfolgt über eine Rotationsmatrix:

$$\mathbf{R}(\vartheta) = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (3.45)$$

Mit der Rotationsmatrix \mathbf{R} wird nun das Messobjekt in das Ellipsometer-Hauptachsensystem x,y gedreht:

$$\mathbf{M}(\Psi, \Delta, \varphi) = \mathbf{R}(-\varphi) \cdot \mathbf{M}(\Psi, \Delta) \cdot \mathbf{R}(\varphi) \quad (3.46)$$

Mit den Vektoren bzw. Jones-Matrizen Gl. (3.41) bis (3.46) lässt sich die Feldstärke \mathbf{E}_a für ein ellipsometrisches Messsystem nach Abbildung 2.1 am Ellipsometriedetektor berechnen:

$$\mathbf{E}_a = \mathbf{P}(\mathbf{a}) \cdot \mathbf{M}(\Psi, \Delta, \varphi) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{p}) \cdot \mathbf{E}_e \quad (3.47)$$

mit a als Analysatorazimut und p als Polarisatorazimut.

Diese Berechnung der Feldstärke gilt allerdings nur, wenn der Winkel der Einfallsebene gegenüber dem Ellipsometerhauptachsensystem konstant bleibt. D. h., der Einfallswinkel, also der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Oberflächennormale, kann nur innerhalb der feststehenden Einfallsebene verändert werden. Eine beliebige Ablenkung des Strahls erfordert die Berücksichtigung einer Rotation des Koordinatensystems, was sich anhand Abbildung 3.15 erläutern lässt.

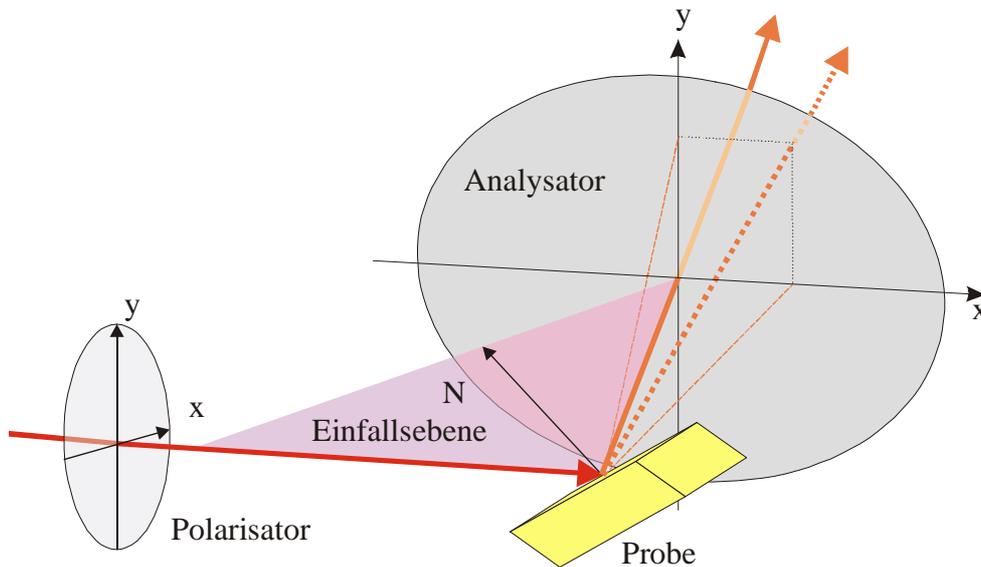


Abbildung 3.15: Verdrehung des Ellipsometerhauptachsensystem bei Reflexion außerhalb der optischen Achse.

Die Drehachsen von Polarisator und Analysator stehen orthogonal zueinander und bilden eine Ebene. Ist die Oberfläche so geneigt, dass der reflektierte Strahl die x -Achse des Analysators schneidet, so bleibt die Zuordnung der Koordinatensysteme von Analysator und Polarisator unbeeinflusst. Wird der reflektierte Strahl bedingt durch die Oberflächenneigung auch in die y -Richtung des Analysatorkoordinatensystems abgelenkt, so wird die Zuordnung der Koordinatensysteme von Analysator und Polarisator verändert. Die Einfallsebene liegt dann nicht mehr in der Ebene der Drehachsen. Sie ist gegenüber dem Koordinatensystem des Polarisators um den Winkel φ um die Achse des einfallenden Strahls verkippt. Diese Verkipfung muss in der Berechnung der Feldstärke hinter dem Analysator berücksichtigt werden. Die Berücksichtigung erfolgt mit der Rotation des Ellipsometerhauptachsensystems um den Winkel φ nach dem Analysator:

$$\mathbf{E}_a = \mathbf{P}(\mathbf{a}) \cdot \mathbf{R}(\varphi) \cdot \mathbf{M}(\Psi, \Delta, \varphi) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{p}) \cdot \mathbf{E}_e \quad (3.48)$$

Die resultierende Feldstärke multipliziert mit der resultierenden konjugiert komplexen

Feldstärke ist proportional zu der Intensität am Ellipsometriedetektor:

$$I_a = k \cdot (\sin^2 a \cdot \sin^2(p - \varphi) + \frac{1}{2} \cos \Delta \sin(2a) \sin(2p - 2\varphi) \tan \Psi + \cos^2 a \cdot \cos^2(p - \varphi) \cdot \tan^2 \Psi) \quad (3.49)$$

Der Vorfaktor k in der Gl. (3.49) berücksichtigt die tatsächliche Intensität gegenüber der Normierung durch die Jones-Matrix-Formulierung und polarisationsunabhängige Effekte.

3.3.3.2 Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen mit detektierten Intensitätswerten

Gl. (3.49) hat als bekannte Variablen den Polarisatorazimut p und den prinzipiell konstanten Analysatorazimut a . Der Polarisatorazimut p wird hier als bekannte Eingangsgröße variiert, um ein Gleichungssystem zur Berechnung der unbekanntenen ellipsometrischen Kenngrößen zu erstellen. Eigentlich müssen drei unbekannte Größen, nämlich die ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ sowie die Hauptachsenlage φ , berechnet werden. Die Hauptachsenlage φ entspricht dem Steigungswinkel γ_y (siehe Kapitel 3.3.4.1). Somit kann die Hauptachsenlage φ als bekannte Eingangsgröße des intensitätsellipsometrischen Algorithmus angesetzt werden. Der intensitätsellipsometrische Algorithmus wird demnach nur für die Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ verwendet. Dennoch werden für die Auflösung des Gleichungssystems drei Gleichungen und somit drei verschiedene Polarisatorazimute, bzw. Intensitäten benötigt. Der Grund ist, dass der Vorfaktor k der Gleichung (3.49) eliminiert werden muss.

Der Analysatorazimut a soll bei der messtechnischen Ermittlung der ellipsometrischen Kenngrößen nicht verändert werden. Insofern könnte ein Analysatorazimut a gewählt und zur Berechnung des Algorithmus als Zahlenwert in Gl. (3.49) eingesetzt werden. Günstig erweist sich ein Analysatorazimut von $a = 45^\circ$, wenn als Polarisatorazimute $p_1 = 0^\circ$, $p_2 = 135^\circ$ und $p_3 = 90^\circ$ gewählt werden. Der bei $\varphi = 0^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ eingestellte Analysatorazimut stimmt aber nur für den Fall $\varphi = 0^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ genau. Für andere Hauptachsenlagen und/oder Einfallswinkel kommt es zu Abweichungen durch die Verkipfung der optischen Achse des Strahls gegen die optische Achse des Analysators. Dieser perspektivische Fehler gegenüber dem bei $\varphi = 0^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ eingestellten Azimut kann aus den Steigungswinkeln γ_x und γ_y berechnet werden. Ein steigungswinkelabhängiger Analysatorazimut bedeutet aber in der Konsequenz, dass der Analysatorazimut a als Variable ebenso wie die Hauptachsenlage φ im Algorithmus enthalten sein muss.

Setzt man die oben aufgeführten Polarisatorazimute in Gl. (3.49) als Zahlenwerte ein, erhält man drei Intensitätsformeln der verschiedenen Polarisatorazimute als Gleichungssystem. Dieses Gleichungssystem kann nach den ellipsometrischen Kenngrößen Ψ und Δ aufgelöst werden, so dass folgende Berechnungsformeln erhalten werden /3.9/, /3.11/, für die folgende Abkürzungen gelten:

$$A = I_0 - 2 \cdot I_{135} + I_{90}$$

$$B = I_0 + I_{90}$$

$$C = I_0 - I_{90}$$

$$D = I_{135} - I_{90}$$

$$E = I_{135} + I_{90}$$

$$F = I_0 + I_{135}$$

$$\Psi = -\arctan\left(\frac{(B + C \cdot \cos(2\varphi) + A \cdot \sin(2\varphi)) \cdot \tan(a)}{\sqrt{-2I_{135} \cdot D + 2I_0 \cdot E - 2 \cdot F \cdot D \cdot \cos(4\varphi) - C \cdot A \cdot \sin(4\varphi)}}\right) \quad (3.50)$$

$$\Delta = \arccos\left(-\frac{A \cdot \cos(2\varphi) - C \cdot \sin(2\varphi)}{\sqrt{-2I_{135} \cdot D + 2I_0 \cdot E - 2 \cdot F \cdot D \cdot \cos(4\varphi) - C \cdot A \cdot \sin(4\varphi)}}\right) \quad (3.51)$$

wobei I_0 , I_{90} und I_{135} die am Ellipsometriedetektor gemessenen Intensitäten bei den jeweils indizierten Polarisatorazimuten sind. Die Berechnung des Verlustwinkels Ψ (Gl. 3.50) hat erwartungsgemäß den Analysatorazimut a als Eingangsparameter, der aber bei der Berechnung der Phasendifferenz Δ (Gl. 3.51) herausfällt. Das bedeutet, dass die Berechnung der Phasendifferenz Δ unabhängig vom Analysatorazimut a ist.

3.3.3.3 Berechnung der komplexen Brechzahl \underline{n} aus den ellipsometrischen Kenngrößen

Für die Materialerkennung wird nun noch der mathematische Zusammenhang zwischen den ellipsometrischen Kenngrößen und der Brechzahl benötigt. Für die Herleitung des Zusammenhangs gilt die folgende mathematische Formulierung /3.12/:

$$A(\alpha, \Psi, \Delta) = n_2^2 - k_2^2 = \sin^2 \alpha \left(1 + \tan^2 \alpha \cdot \frac{\cos^2 2\Psi - \sin^2 \Delta \cdot \sin^2 2\Psi}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \right) \quad (3.52)$$

$$B(\alpha, \Psi, \Delta) = 2 \cdot n_2 k_2 = \frac{\sin^2 \alpha \cdot \tan^2 \alpha \cdot \sin 4\Psi \cdot \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \quad (3.53)$$

Das Gleichungssystem aus Gl. (3.52) und Gl. (3.53) lässt sich auflösen zu den Berechnungsformeln für den Realteil n_2 und den Imaginärteil k_2 der Brechzahl:

$$n_2 = \frac{\sqrt{A(\alpha, \Psi, \Delta) + \sqrt{A(\alpha, \Psi, \Delta)^2 + B(\alpha, \Psi, \Delta)^2}}}{\sqrt{2}} \quad (3.54)$$

$$k_2 = \frac{B(\alpha, \Psi, \Delta)}{2 \cdot n_2} \quad (3.55)$$

Neben den ellipsometrischen Kenngrößen Ψ , Δ ist in den Gl. (3.52) und (3.53) der Einfallswinkel α enthalten. Der Einstrahlwinkel, also der Winkel, unter dem der Messstrahl auf die ungeneigte Probe auftrifft, wird mit konstant 45° gewählt. Der Einfallswinkel wird von der Lage der Oberflächennormale der Probe im Messfleck bestimmt. Er ist wie auch die Hauptachsenlage φ aus den Steigungswinkeln γ_x und γ_y ableitbar.

3.3.4 Optische Ermittlung von Eingangsparametern des ellipsometrischen Algorithmus

3.3.4.1 Optische Ermittlung der Hauptachsenlage φ und des Einfallswinkel α

Abbildung 3.16 zeigt die Festlegung des Koordinatensystems x, y, z zur Berechnung der Hauptachsenlage φ und des Einfallswinkels α mit dem Koordinatenursprung im Meßfleck. Für dieses Koordinatensystem hat der einfallende Strahl \mathbf{r}_e den Richtungsvektor:

$$\mathbf{r}_e = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \text{ Der Vektor des reflektierten Strahls ist } \mathbf{r}_r = \begin{pmatrix} \tan(2\gamma_x) \\ \tan(\gamma_y) \\ 1 \end{pmatrix}.$$

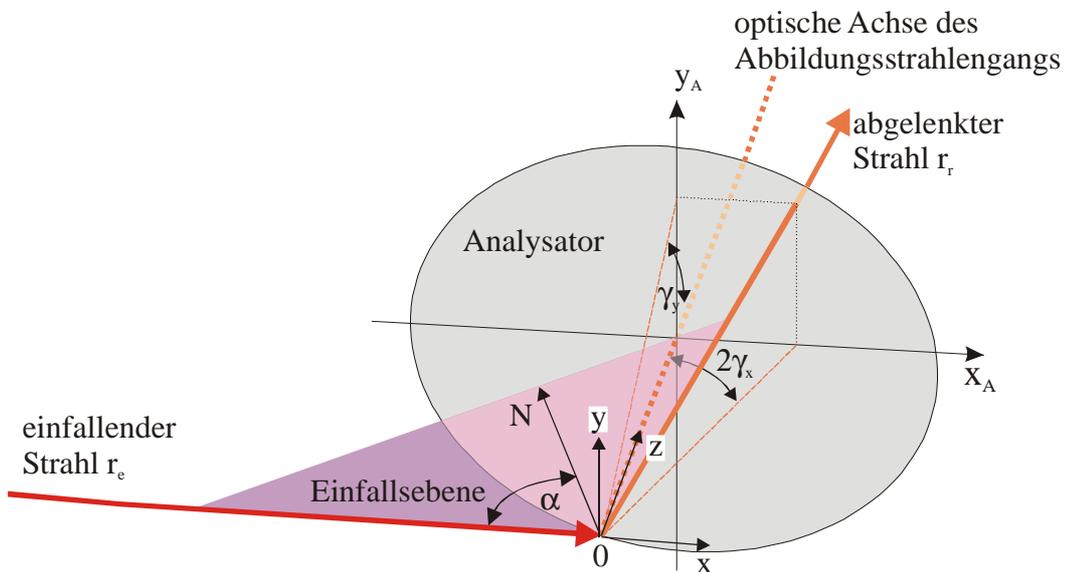


Abbildung 3.16: Festlegung des Koordinatensystems im Meßfleck zur Herleitung der optisch ermittelten Größen.

Der Einfallswinkel α ist der halbe Winkel, den die Richtungsvektoren \mathbf{r}_e und \mathbf{r}_r von einfallendem und reflektiertem Strahl einschließen:

$$\alpha = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{-\tan(2\gamma_x)}{\sqrt{(\tan(2\gamma_x))^2 + (\tan(\gamma_y))^2 + 1}} \right) \quad (3.56)$$

Die Hauptachsenlage φ ist definiert als die Projektion der Oberflächennormalen \mathbf{N} in die y - z -Ebene. Daraus folgt:

$$\varphi = \gamma_y \quad (3.57)$$

3.3.4.2 Optische Ermittlung des tatsächlichen Analysatorazimuts a

Wird der Analysator nicht parallel zu seiner optischen Achse durchstrahlt, kommt es zu

einer perspektivisch bedingten Abweichung des eingestellten Analysatorazimuts. D. h., der Analysatorwinkel, der bei $\varphi = 0^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ genau auf $a = 45^\circ$ justiert wird, wird für andere Hauptachsenlagen φ und/oder andere Einfallswinkel α von diesen 45° abweichen. Bei der Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen mit Gl. (3.50) und Gl. (3.51) ist der Analysatorazimut a als Variable enthalten. Der tatsächliche Analysatorazimut a_r kann optisch ermittelt werden und bei der Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen verwendet werden. Zur Herleitung der Berechnungsgleichung des tatsächlichen Analysatorazimuts wird wieder das Koordinatensystem im Messfleck gemäß Abbildung 3.17 definiert.

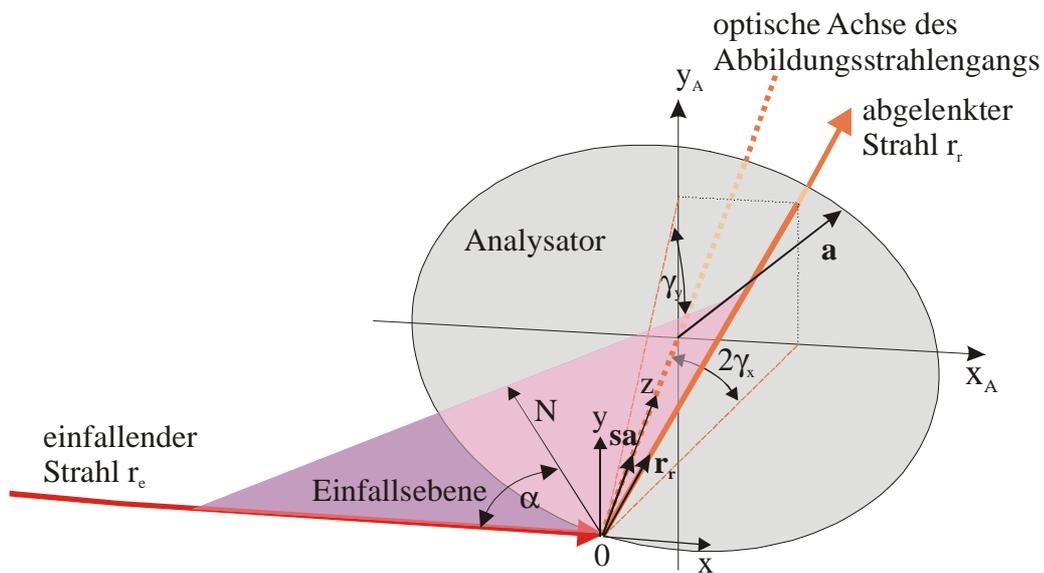


Abbildung 3.17: Festlegung des Koordinatensystems zur vektoriellen Herleitung des Analysatorazimuts a .

Der Ursprung dieses Koordinatensystems liegt im Messfleck. Für eine Probenoberfläche mit $\varphi = 0^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ ist der reflektierte Strahl deckungsgleich mit der z -Achse, die auch die Drehachse bzw. optische Achse des Analysators ist. Die Ablenkung des reflektierten Strahls gegenüber der z -Achse in der x - z -Ebene entspricht $2\gamma_x$. Die Ablenkung in der y - z -Ebene entspricht γ_y . Der Winkel zwischen der x -Achse des eingeführten Koordinatensystems und der Durchlassrichtung des Analysators wird Analysatorazimut a genannt. Der Richtungsvektor der Durchlassrichtung ist somit:

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} \cos(a) \\ \sin(a) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

Der Richtungsvektor der z -Achse ist die Verbindung zwischen dem Messfleck auf der Probe und dem Analysatordrehpunkt und wird \mathbf{sa} genannt. Die Koordinaten von \mathbf{sa} sind:

$$\mathbf{sa} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

Der Richtungsvektor der Durchlassrichtung des Analysators \mathbf{a} und \mathbf{sa} spannen eine Ebene auf, deren Normale durch das Kreuzprodukt der beiden Vektoren ermittelt wird:

$$\mathbf{a} \times \mathbf{sa} = \begin{pmatrix} -\sin(a) \\ \cos(a) \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{n}_{\text{da}} \quad (3.60)$$

Der Vektor \mathbf{n}_{da} steht senkrecht zur Durchlassrichtung des Analysators. Der Richtungsvektor des reflektierten Strahls wird mit den beiden Ablenkungswinkeln gebildet:

$$\mathbf{r}_r = \begin{pmatrix} \tan(2\gamma_x) \\ \tan(\gamma_y) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

Das Kreuzprodukt der beiden Vektoren \mathbf{r}_r und \mathbf{n}_{da} führt zu einem neuen Vektor \mathbf{d}_r genannt. Dies ist die Durchlassrichtung senkrecht zum reflektierten Strahl, d. h., dies ist die Durchlassrichtung des Analysators in die Ebene senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung projiziert.

$$\mathbf{d}_r = \mathbf{r}_r \times \mathbf{n}_{\text{da}} = \begin{pmatrix} \cos(a) \\ \sin(a) \\ -\cos(a) \tan(2\gamma_x) - \sin(a) \tan(\gamma_y) \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

Bis auf den Spezialfall, dass der reflektierte Strahl in der x-z-Ebene bleibt ($\varphi = 0^\circ$), wird nach der Reflexion an der Probe die x-Achse des Ellipsometerkoordinatensystems gekippt. Zur Berechnung dieser Kippung wird zunächst die Normale der Einfallsebene berechnet:

$$\mathbf{n}_E = \mathbf{r}_r \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -\tan(\gamma_y) \end{pmatrix} \quad (3.63)$$

Die gekippte x-Achse des Strahlkoordinatensystems wird durch das Kreuzprodukt von \mathbf{n}_E und \mathbf{r}_r gebildet:

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{n}_E \times \mathbf{r}_r = \begin{pmatrix} 1 + \tan(\gamma_y)^2 \\ -\tan(2\gamma_x) \tan(\gamma_y) \\ -\tan(2\gamma_x) \end{pmatrix} \quad (3.64)$$

Der Analysatorazimut a_r für den reflektierten Strahl ist der Winkel zwischen der Durchlassrichtung des Analysators aus der Perspektive des reflektierten Strahls \mathbf{d}_r Gl. (3.62) und der gekippten x-Achse des Ellipsometerhauptachsensystems \mathbf{x}_k Gl. (3.64). Der Winkel zwischen diesen beiden Vektoren ist:

$$\cos a_r = \frac{\mathbf{d}_r \cdot \mathbf{x}_k}{|\mathbf{d}_r| \cdot |\mathbf{x}_k|} \quad (3.65)$$

$$\text{bzw.: } a_r = \arccos \left(\frac{\cos(a) \cos(\gamma_y)^2 \sqrt{\sec(\gamma_y)^2 (\sec(\gamma_y)^2 + \tan(2\gamma_x)^2)}}{\sqrt{1 + (\cos(a) \tan(2\gamma_x) + \sin(a) \tan(\gamma_y))^2}} \right) \quad (3.66)$$

3.3.4.3 Auftretende Analysatorazimute a_r bei einem Oberflächennormal

Ein Oberflächennormal der Firma Mahr Typ PGN10 als zu vermessende Probe führt durch seine Oberflächentopographie zu Steigungswinkeln $-11^\circ < \gamma_x < 11^\circ$. Wird als PSD eine CCD-Kamera mit 576 x 384 Pixeln verwendet, wie es in den Experimenten in Kapitel 5.1 der Fall ist, so wird die Abbildungsoptik so ausgelegt, dass für dieses Steigungswinkelspektrum die 576 Pixel der Kamera ausgenutzt werden. Für den Ablenkwinkel γ_y ergibt sich durch das Verhältnis horizontaler zu vertikaler Bildgröße von 3 zu 2 bei quadratischen Einzelpixeln ein erfassbares Spektrum von $-14^\circ < \gamma_y < 14^\circ$.

Abbildung 3.18 zeigt die auftretenden Analysatorazimute a_r in Abhängigkeit der Ablenkwinkel γ_x und γ_y berechnet mit Gl. (3.66).

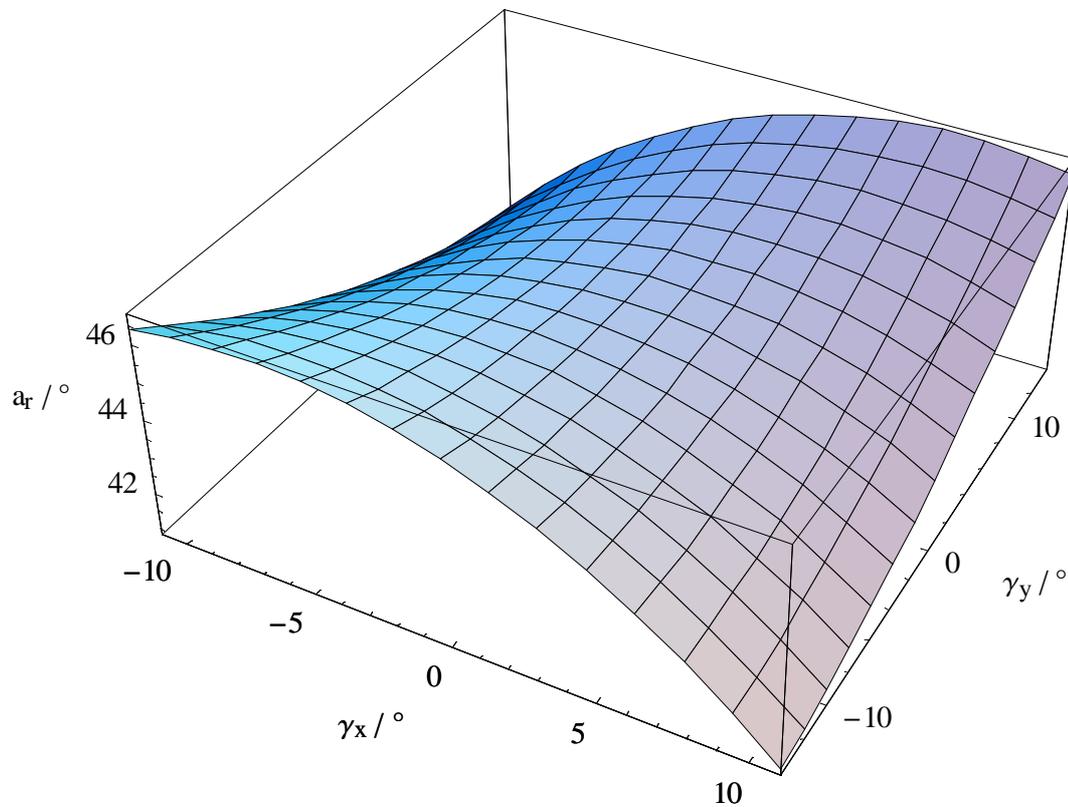


Abbildung 3.18: Analysatorwinkel a_r in Abhängigkeit der Ablenkwinkel γ_x und γ_y .

Der für diese Systemkonfiguration berechnete Winkelbereich des tatsächlich wirksamen

Analysatorazimuts von $41,5^\circ < a_r < 46^\circ$ zeigt, dass die Berücksichtigung dieser perspektivischen Abweichung des tatsächlichen vom voreingestellten Analysatorwinkels für eine möglichst genaue Messung des Verlustwinkels Ψ notwendig ist. In die Berechnung des Verlustwinkels Ψ geht der Analysatorwinkel als Tangens ein. Die Messung der Phasendifferenz Δ ist dagegen nach Gl. (3.51) unabhängig vom tatsächlich wirksamen Analysatorwinkel.

3.4 Materialidentifikation im n, k - Diagramm

Die Materialidentifikation mittels der Brechzahlbestimmung ist wie fast alle materialerkennenden Messverfahren ein vergleichendes Verfahren. D. h., der ermittelte Messwert (oder die ermittelten Messwerte) werden mit einer bekannten Wertebasis verglichen. Die verfügbare Wertebasis ermittelter Brechzahlen ist leider eingeschränkt. Die Literaturquellen beschränken sich im wesentlichen auf die Wertesammlungen aus /3.19/ und /3.20/. Für beide Sammlungen gilt, dass Aussagen über die Messunsicherheit und das Messverfahren nicht durchgängig verfügbar sind. Außerdem fehlen teilweise konkrete Materialkennzeichnungen, z. B. sind für Stähle teilweise nur Bezeichnungen der übergeordneten Gattung verfügbar (V2A-Stahl). Ebenfalls unbekannt sind die Oberflächenbeschaffenheiten der Proben, die für die Messung der Brechzahl verwendet wurden. Andererseits sind teilweise für ein Material mehrere gemessene Werte aufgeführt. Um eine Aussage über die Übereinstimmung einer gemessenen Brechzahl mit den Literaturwerten zu bekommen, kann man einen Bereich der Materialzugehörigkeit definieren. Dafür wird in einem n, k – Diagramm um den Bereich der Literaturwerte eines Materials ein Kreisbereich definiert, der einen Messwert einem Material zuordnet. Der Kreismittelpunkt $(n_{Zen, Mat}, k_{Zen, Mat})$ eines Materialidentifikationskreises wird über den Schwerpunkt der Literaturwerte festgelegt:

$$n_{Zen,Mat} = \bar{n}_{Lit,Mat} \quad \text{und} \quad k_{Zen,Mat} = \bar{k}_{Lit,Mat} \quad (3.67)$$

mit $n_{Zen, Mat}$ und $k_{Zen, Mat}$ = Mittelpunkt des Materialkreises im n, k - Diagramm und mit $\bar{n}_{Lit,Mat}$ und $\bar{k}_{Lit,Mat}$ = arithmetischer Mittelwert der Literaturwerte zu einem Material.

Der Radius des Materialkreises wird vom maximalen Abstand der Einzelwerte zum Schwerpunkt festgelegt. Für jeden zu einem Material gehörenden Literaturwert $n_{i, Lit}$ wird der Abstand zum Schwerpunkt des Materialkreises berechnet:

$$\Delta n_{i,Lit} = \sqrt{(n_{i,Lit} - n_{Zen,Mat})^2 + (k_{i,Lit} - k_{Zen,Mat})^2} \quad (3.68)$$

Damit ist der Materialkreisradius der maximale Abstand zum Schwerpunkt:

$$R_{Mat} = \Delta n_{i,Lit,max} \quad (3.69)$$

Die Kreisgleichung eines Materialkreises ist damit:

$$(n - n_{Zen,Mat})^2 + (k - k_{Zen,Mat})^2 = R_{Mat}^2 \quad (3.70)$$

Da bei den Literaturwerten, die zur Verfügung stehen, keine eindeutige Verteilung innerhalb des Materialkreises vorliegt, wird davon ausgegangen, dass die Literaturwerte gleichverteilt sind. Unter dieser Voraussetzung gilt eine Materialidentifizierung als erfolgt, wenn ein Messwert innerhalb eines Materialkreises im n, k – Diagramm liegt.

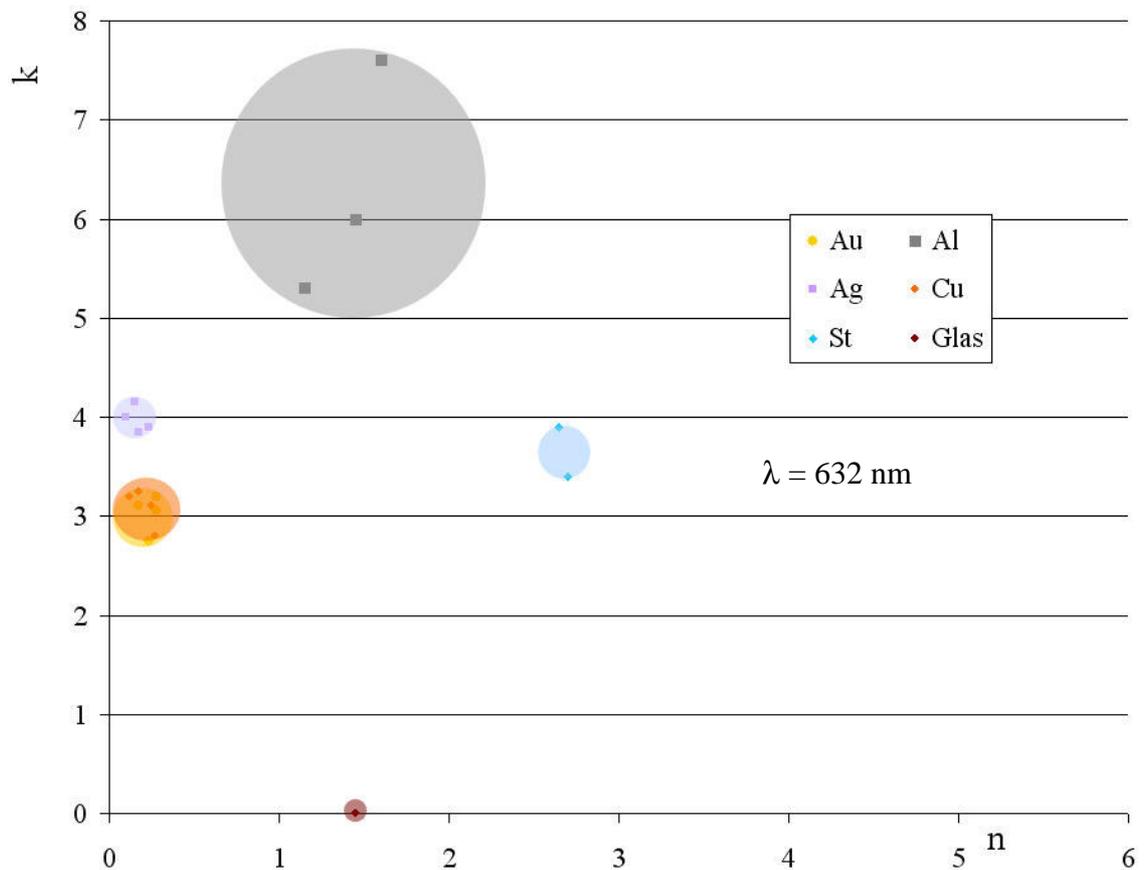


Abbildung 3.19: n, k – Diagramm mit Materialidentifikationskreisen für verschiedene Materialien bei der Messwellenlänge $\lambda = 632 \text{ nm}$. Literaturwerte aus /3.19/ und /3.20/.

Abbildung 3.19 und Abbildung 3.20 zeigen die n, k – Diagramme mit Materialidentifikationskreisen für verschiedene Materialien bei den Wellenlängen $\lambda = 632 \text{ nm}$ und $\lambda = 442 \text{ nm}$.

Die Identifizierung wird nicht mehr eindeutig, wenn ein Messwert in den Schnittbereich zweier oder mehr Materialkreise oder in keinen Materialkreis hineinfällt. In diesem Fall soll eine Messung mit einer anderen Messwellenlänge erfolgen. Der Vergleich der Materialkreise aus Abbildung 3.19 und Abbildung 3.20 zeigt, dass sich z. B. die Überschneidung von Gold und Kupfer bei $\lambda = 632 \text{ nm}$ für die Messwellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ auflöst. Kann eine Zugehörigkeit zu zwei oder mehr Materialkreisen nicht durch multispektrale Messung vermieden werden, so kann eine Zugehörigkeitswahrscheinlichkeit über die Abstände des Messpunkts zu den Schwerpunkten der Materialidentifikationskreise ermittelt werden. Es sei

$$\Delta n_{\text{Mess,Mat } i} = \sqrt{(n_{\text{Mess}} - n_{\text{Zen,Mat } i})^2 + (k_{\text{Mess}} - k_{\text{Zen,Mat } i})^2} \quad (3.71)$$

der Abstand einer gemessenen Brechzahl zu dem jeweiligen Mittelpunkt der Materialidentifikationskreise, in denen der Messwert liegt. Der Index Mat i steht dabei für jeweils ein Material A, B, C, Die Zugehörigkeitswahrscheinlichkeit $w_{\text{Mat } i}$ zu einem Materialidentifikationskreis i verhält sich dann nach der folgenden Verhältnisgleichung:

$$w_{\text{Mat } A} \cdot \Delta n_{\text{Mess,Mat } A} = w_{\text{Mat } B} \cdot \Delta n_{\text{Mess,Mat } B} = w_{\text{Mat } C} \cdot \Delta n_{\text{Mess,Mat } C} = \dots \quad (3.72)$$

Für den Fall, dass keine Zugehörigkeit zu einem Materialkreis erzielt werden konnte, ist ebenfalls die Messung mit einer weiteren Wellenlänge sinnvoll. Die Materialkreise für Stahl und Kupfer sind z. B. bei der Wellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ größer als bei $\lambda = 632 \text{ nm}$, so dass eventuell bei dieser Wellenlänge eine Zugehörigkeit zu einem Materialkreis gefunden werden kann.

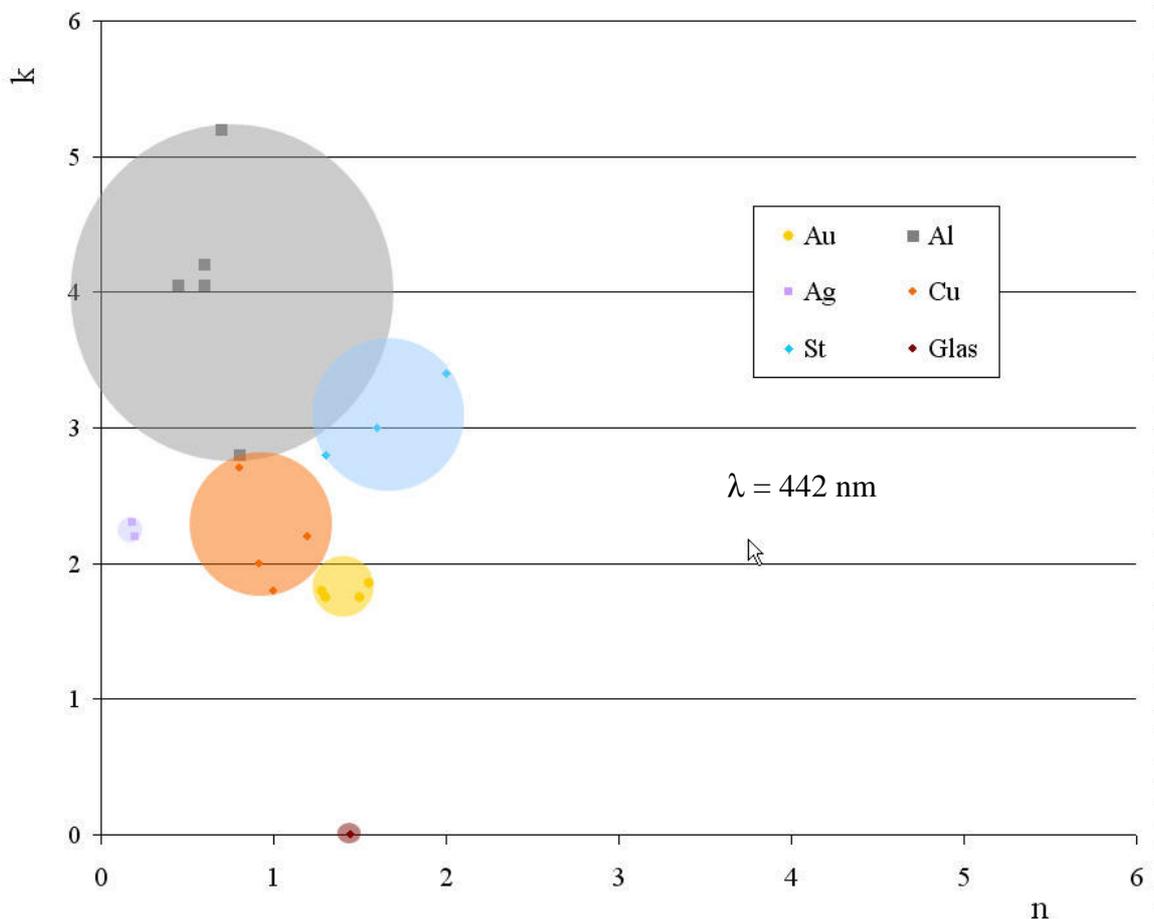


Abbildung 3.20: n, k – Diagramm mit Materialidentifikationskreisen für verschiedene Materialien bei der Messwellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$. Literaturwerte aus /3.19/ und /3.20/.

Einen Sonderfall im n, k – Diagramm stellt das Material Glas dar. Es handelt sich hierbei um die Glassorte Herasil des Herstellers Schott. Hierzu gibt es nur eine Herstellerangabe. Es existieren keine weiteren Literaturwerte, die zu der Herstellerangabe verwendbar wären. D.h., es kann aufgrund des einen Vorgabewerts kein Radius für den

Materialidentifikationskreis definiert werden. Für solche Fälle wird der Radius des Materialidentifikationskreises mit $R_{\text{Mat}} = 0,2$ gewählt.

3.5 Konzeption eines Mikro-Deflexions-Ellipsometers

Das Mikro-Deflexions-Ellipsometer ist eine Kombination zweier Messverfahren zu einem Gesamtsystem, das beide Messaufgaben der Einzelverfahren in einem Messaufbau und einem Messvorgang beherrscht. Die an der Kombination beteiligten Messverfahren wurden in den Kapiteln 3.2 ff. (Deflexions-Topometrie) und 3.3 ff. (materialerkennende Ellipsometrie) vorgestellt. In dem Design der einzelnen Messverfahren wurde berücksichtigt, dass es mit dem jeweils anderen Messverfahren kombiniert werden muss.

Abbildung 3.22 zeigt das Blockschaltbild eines Mikro-Deflexions-Ellipsometers. Der kombinierte Messaufbau, der im folgenden noch detailliert wird, liefert die beiden Messinformationen Material und Topographie. Der Intensitätsdetektor des Ellipsometers liefert drei verschiedene Intensitätswerte zu den drei verschiedenen Polarisatorazimuten des ellipsometrischen Algorithmus an den ellipsometrischen Auswerteteil der Messsoftware. Der PSD-Sensor liefert ein Grauwertbild an den Auswerteteil des Deflexions-Topometers. In diesem wird das Grauwertbild ausgewertet und die Fleckkoordinaten werden nach der in Kapitel 3.2.2.2 beschriebenen Methode berechnet. Aus den Fleckkoordinaten werden die Steigungswinkel γ_x und γ_y nach der in Kapitel 3.2.2.1 beschriebenen Methode ermittelt. Die Steigungswinkel werden in direkter Linie im Deflexions-Topometer für die Profilermittlung nach Kapitel 3.2.3 weiter verwendet. Sie fließen außerdem quer an den Mikro-Ellipsometer-Auswerteteil, der aus den Steigungswinkeln die Hauptachsenlage φ der Probe, den Einfallswinkel α und den tatsächlichen Analysatorazimut a_r nach Kapitel 3.3.4 berechnet. Der Ellipsometriealgorithmus verwendet die Hauptachsenlage φ und den tatsächlich wirksamen Analysatorazimut a_r sowie die drei gemessenen Intensitäten zur Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen nach Kapitel 3.3.3.2. Aus den ellipsometrischen Kenngrößen kann unter Kenntnis des Einfallswinkels α die lokale Brechzahl \underline{n} des Materials der Oberfläche nach Kapitel 3.3.3.3 berechnet werden. Die Materialidentifikation durch Vergleich der Brechzahl mit Literaturwerten kann nach Kapitel 3.4 erfolgen.

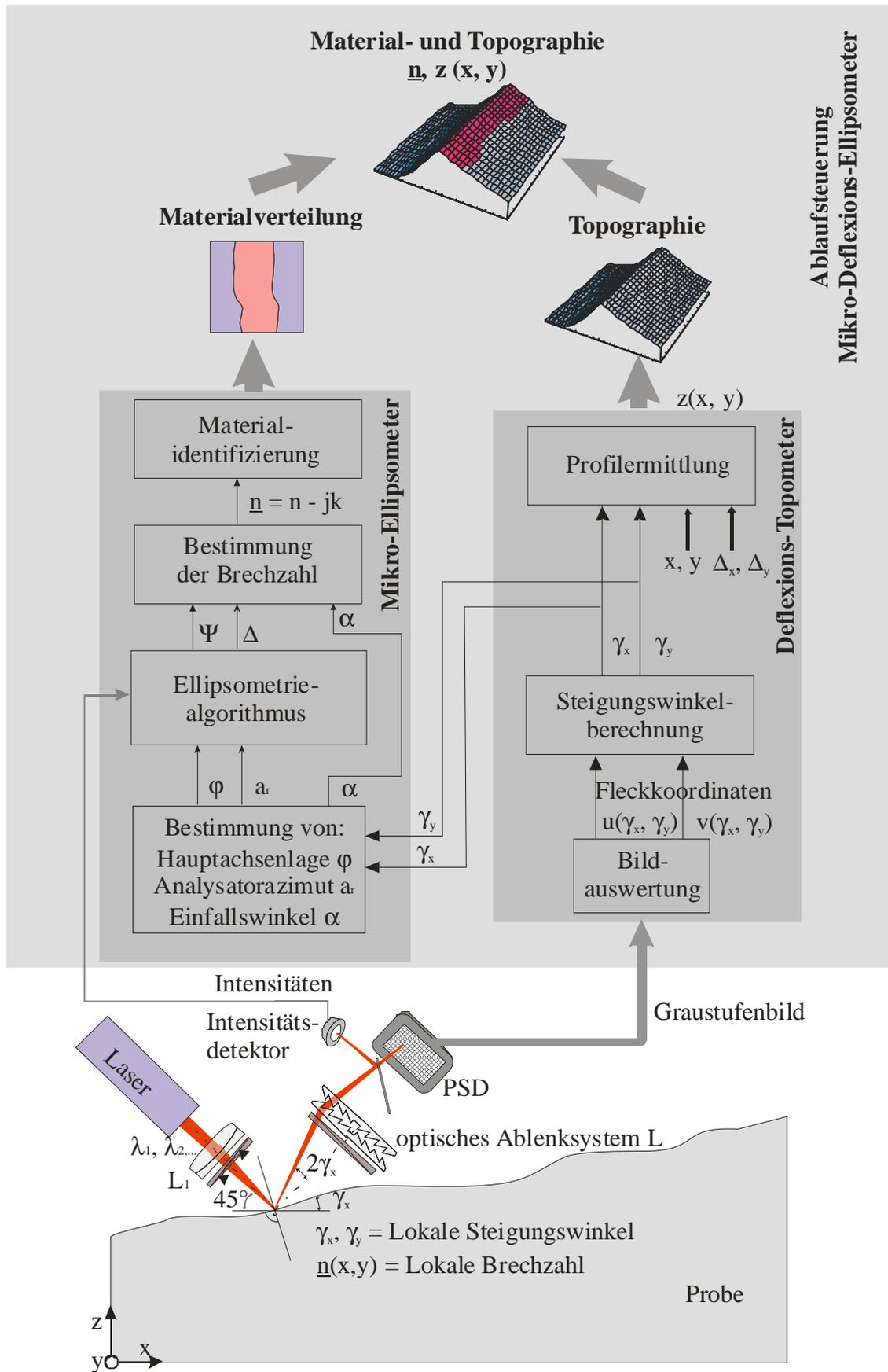


Abbildung 3.21: Blockschaltbild des Mikro-Deflexions-Ellipsometers.

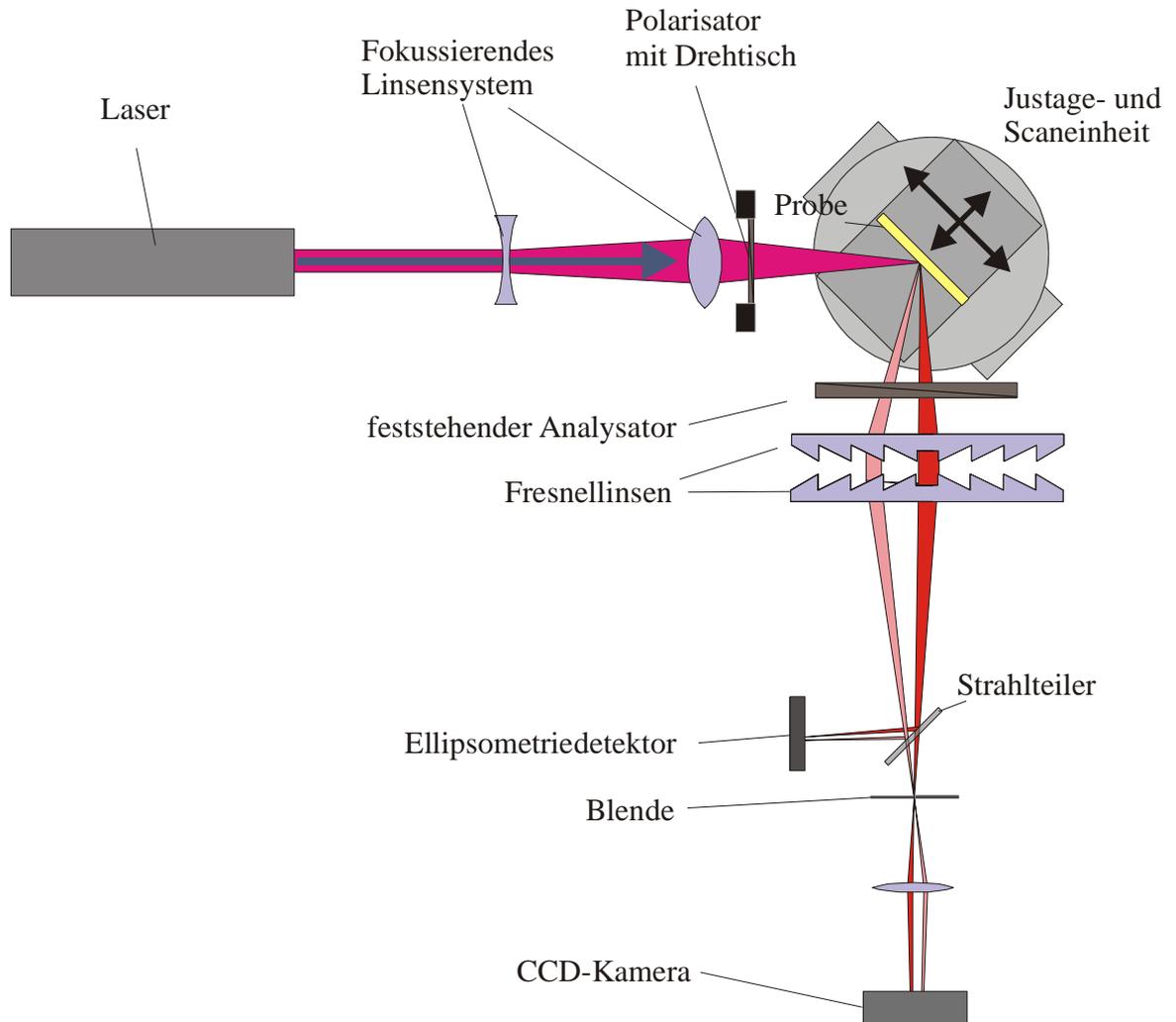


Abbildung 3.22: Prinzipskizze eines Messaufbaus für ein Mikro-Deflexions-Ellipsometer. Im reflektierten Strahlengang sind zwei mögliche Strahlablenkungen für verschiedene lokale Oberflächensteigungen eingezeichnet.

Abbildung 3.22 zeigt die Prinzipskizze für einen Labormessaufbau eines Mikro-Deflexions-Ellipsometers. Der Aufbau arbeitet mit einem Fokussiersystem, das den Strahl zunächst aufweitet und anschließend auf die Probe fokussiert. Das optische Ablenssystem für den reflektierten Strahl entspricht der in Kapitel 3.2.4 vorgestellten Lösung mit Fresnellinsen. Die Positionierung der Optiken und der Polarisations-elemente entspricht dem Prinzip der externen Fokussierung (siehe Kapitel 2.2). Die Probe ist auf einer verhältnismäßig aufwendigen Proben- und Justagehalterung fixiert. Die Justagehalterung mit ihren Freiheitsgraden und der Justagevorgang an sich wird in Kapitel 5.1.1.2 beschrieben. Der Scanbetrieb des Messverfahrens wird durch eine motorische translatorische Bewegungseinheit der Justage- und Scaneinheit vorgenommen.

4 Messunsicherheit und erreichbare Auflösung

In diesem Kapitel wird die zu erwartende Messunsicherheit der jeweiligen Messverfahren abgeschätzt. Außerdem wird die erreichbare laterale Auflösung des Systems beurteilt. Die laterale Auflösung ist in erster Linie durch die Größe des Messflecks auf der Probe vorgegeben.

4.1 Messabweichungen bei der Deflexions-Topometrie

Zufällige Messabweichungen bei der Deflexions-Topometrie sind z. B. das Rauschen des positionssensitiven Detektors, Intensitätsschwankungen der Laserlichtquelle oder auch Positionierungsfehler der Probenverfahreinheit, die für den scannenden Betrieb verwendet wird und deren Positionsdaten als korrekte Position für die Topographieberechnung verwendet werden. Das Rauschen des positionssensitiven Detektors als auch Intensitätsschwankungen der Laserlichtquelle können zu Ungenauigkeiten bei der Messung der Deflexionswinkel führen. Abweichungen in der Winkelmessung setzen sich bei der Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg (Kapitel 3.2.3.1) fort, da die Höhenberechnung des $n + 1$. Messwerts von der Genauigkeit des n . Messwerts abhängt. Die Topographieberechnung mit Gauß-Markoff-Filter (Kapitel 3.2.3.2) verringert die Fehlerfortpflanzung wesentlich durch die Berücksichtigung vieler Integrationswege, wodurch sich die Fehler mitteln.

Um eine quantitative Aussage über die Störempfindlichkeit der Deflexions-Topometrie zu erhalten, könnte man zunächst die Messempfindlichkeit eines geplanten Messaufbaus anhand der konkreten Daten des PSD und den Abstandsdaten ermitteln. Darauf basierend könnte die Störempfindlichkeit des Systems mit einer abgeschätzten Standardabweichung der Ermittlung der Messfleckoordinaten ermittelt werden. Diese Methode würde aber nicht die gewählte Arbeitsweise des Systems treffen. Da die Steigungswinkelermittlung mit einer Kalibrierung und nicht über einen mathematischen Zusammenhang erfolgt (siehe Kapitel 3.2.2), ist die experimentelle Ermittlung der Wiederholgenauigkeit bei der Messung eines voreingestellten Winkels mit den ermittelten Kalibrierdaten aussagekräftiger.

4.1.1 Erreichbare Wiederholgenauigkeit bei der Deflexions-Topometrie

Die Wiederholgenauigkeit der Steigungswinkelermessung eines Deflexions-Topometers unter Verwendung eines Optiksystems mit Fresnellinsen wird in einer Dimension ermittelt. Lässt sich mit einer Messfleckoordinate zuverlässig ein bekannter, voreingestellter Steigungswinkel erkennen, so ist das System auch unter der Verwendung beider Messfleckoordinaten zuverlässig einsetzbar. Die Verwendung beider Fleckoordinaten u und v wird die Wiederholgenauigkeit des Systems steigern, da aufgrund der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Störeffekte auch Veränderungen in der Fleckoordinate auftreten, deren zugeordneter Steigungswinkel nicht verändert wird. Die Verwendung beider Fleckoordinaten erfasst diese Störeffekte in der Kalibrierung als auch in der anschließenden Steigungswinkelermittlung aus den gemessenen Fleckoordinaten.

Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis einer experimentellen Ermittlung der Messabweichung des gemessenen Ablenkwinkels γ_x gegenüber dem eingestellten Ablenkwinkel γ_x . Als Probe wurde ein Spiegel verwendet. Die Ermittlung der Genauigkeit erfolgt unter Anwendung der Justageprozedur aus Kapitel 5.1.1.2. D. h., zwischen der Aufnahme der Kalibrierdaten und der Ermittlung der Messgenauigkeit des Steigungswinkels wurde der Spiegel demontiert und mit der Justageprozedur wieder montiert. Die Messgenauigkeit wurde über einen Winkelbereich von 20° ermittelt. Das Ergebnis zeigt eine Genauigkeit von $< 0,1^\circ$ innerhalb 90% des getesteten Bereichs. Nur im Randbereich des betrachteten Winkelbereichs beträgt die Messabweichung im Einzelfall ca. $0,5^\circ$. In die Berechnung der Höhe im Messfleck geht der Winkel über die Tangensfunktion ein (siehe Gl. (3.19)). Für einen gemessenen Wert von $9,5^\circ$ gegenüber dem wahren Wert von 10° ergibt sich somit ein Fehler in der Berechnung von Δh von 5%.

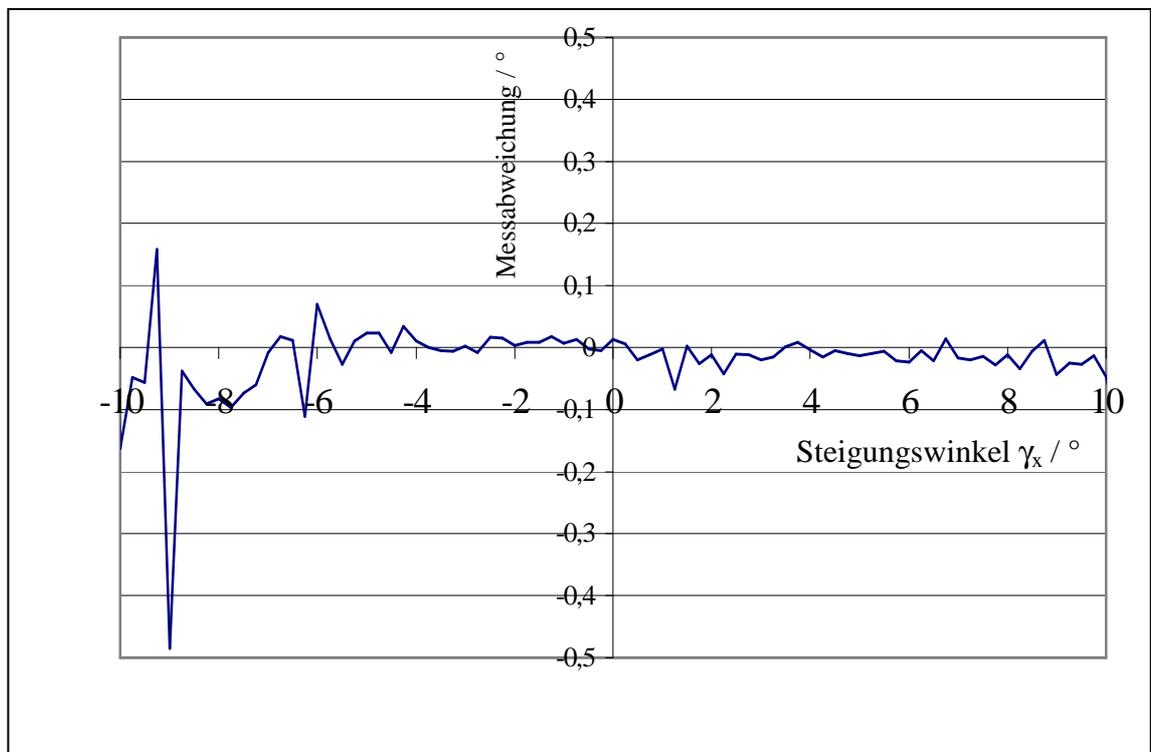


Abbildung 4.1: Experimentell ermittelte Wiederholgenauigkeit des ermittelten Steigungswinkels gegenüber dem eingestellten Steigungswinkel bei Verwendung einer Messfleckkoordinate der Kamera.

4.1.2 Deflexions-Topometrie bei inhomogener Oberflächensteigung im Messfleck

Das System der Deflexions-Topometrie basiert auf der Ermittlung der Richtung der gerichteten Reflexion an der zu messenden Oberfläche. Ist die Oberfläche innerhalb des Messflecks rau, so kommt es nur zur diffusen Reflexion, das Messprinzip versagt völlig. Eigentlich ist die diffuse Reflexion aber nur ein Sonderfall der Deflexions-Topometrie bei inhomogener Oberflächensteigung im Messfleck.

Betrachtet wird die Auswirkung inhomogener Oberflächensteigung im Messfleck auf die Deflexions-Topometrie anhand zweier einfach nachvollziehbarer Situationen, einer

Spitze und einer Kerbe, deren Längenausdehnung jeweils kleiner als der Messfleckdurchmesser ist. Das optische System des reflektierten Strahlengangs soll idealerweise die Ablenkung des reflektierten Strahls unverfälscht auf den positionssensitiven Detektor übertragen. Für die theoretische Betrachtung der Auswirkung einer inhomogenen Oberflächenstruktur im Messfleck kann deshalb die Ebene der ersten Sammellinse betrachtet werden.

Abbildung 4.2 zeigt den reflektierten Strahlengang, für den Fall, dass sich der einfallende Strahl teilweise auf einer Spitze oder einer Kerbe befindet. Die Spitze als auch die Kerbe sind im Schnitt dargestellt. Die Scanrichtung des abtastenden einfallenden Strahls ist entlang der Spitze, bzw. Kerbe.

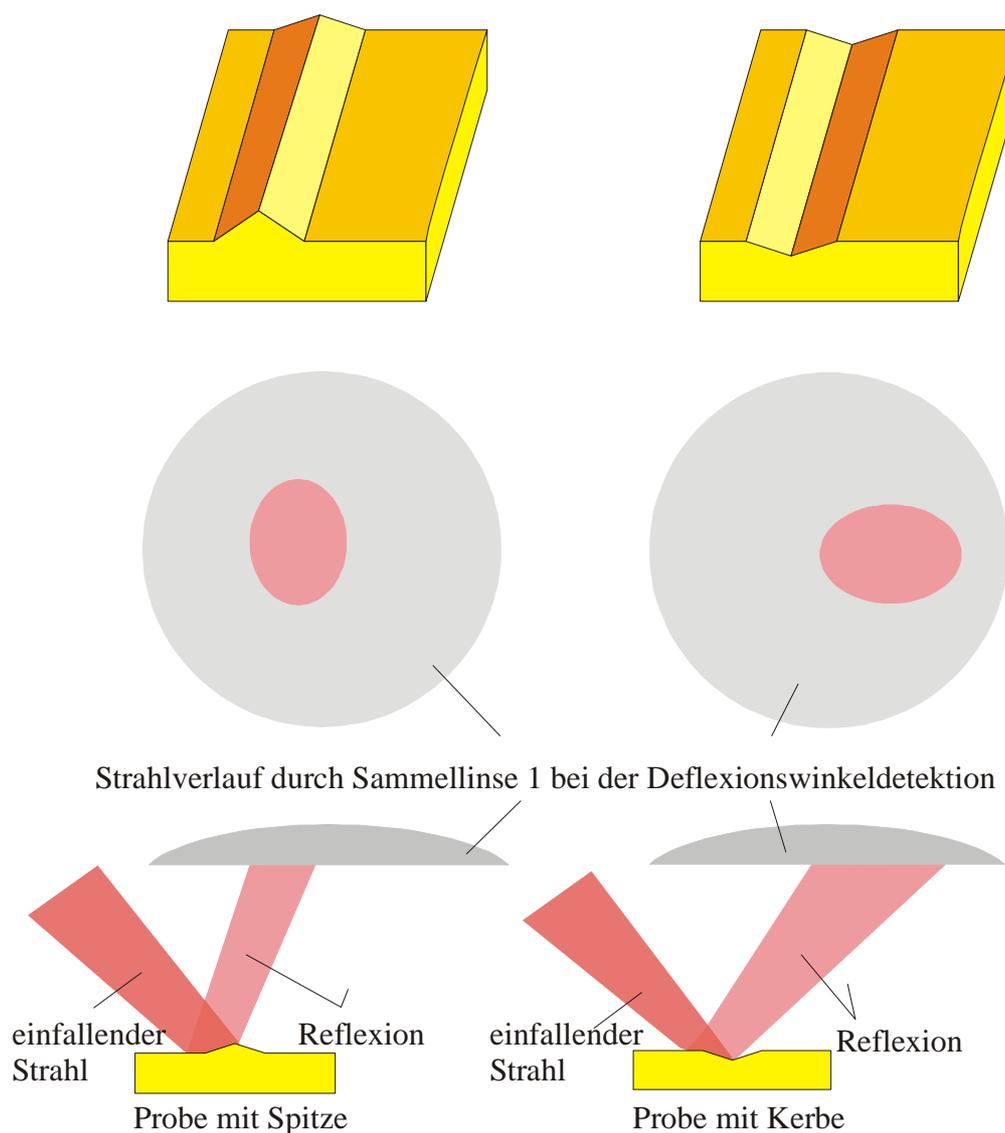


Abbildung 4.2: Reflexion am Beginn einer Spitze bzw. Kerbe.

Im Fall der Spitze wird der Anteil des Strahls der von der Spitze reflektiert wird in Richtung des Anteils der Reflexion der geraden Oberfläche reflektiert. Der reflektierte Gesamtstrahl sieht in der Ebene der ersten auf die Probe folgenden Sammellinse elliptisch aus. Die lange Ellipsenachse ist quer zur Richtung der Spitze. Der Schwerpunkt der Ellipse wird so liegen, dass die Deflexions-Topometrie erkennt, dass eine gegenüber

der geraden Fläche veränderte Steigung überfahren wird und auch die Richtung der Steigung wird richtig erkannt. Der erkannte Winkel wird kleiner sein als der Steigungswinkel des angefahrenen Spitzenschenkels. Analog wird bei der Kerbe der Anteil des Strahls, der von der Kerbe reflektiert wird, weg von der Richtung des Anteils der Reflexion der geraden Oberfläche reflektiert. Die Ellipse des Messflecks in der Ebene der 1. Sammellinse ist in Vorschubrichtung gestreckt. Der Schwerpunkt dieser Ellipse wird so verschoben sein, dass die Richtungsänderung des Steigungswinkels richtig erkannt wird. Der Betrag des erkannten Winkels wird aber kleiner als der Steigungswinkel der Kerbe sein.

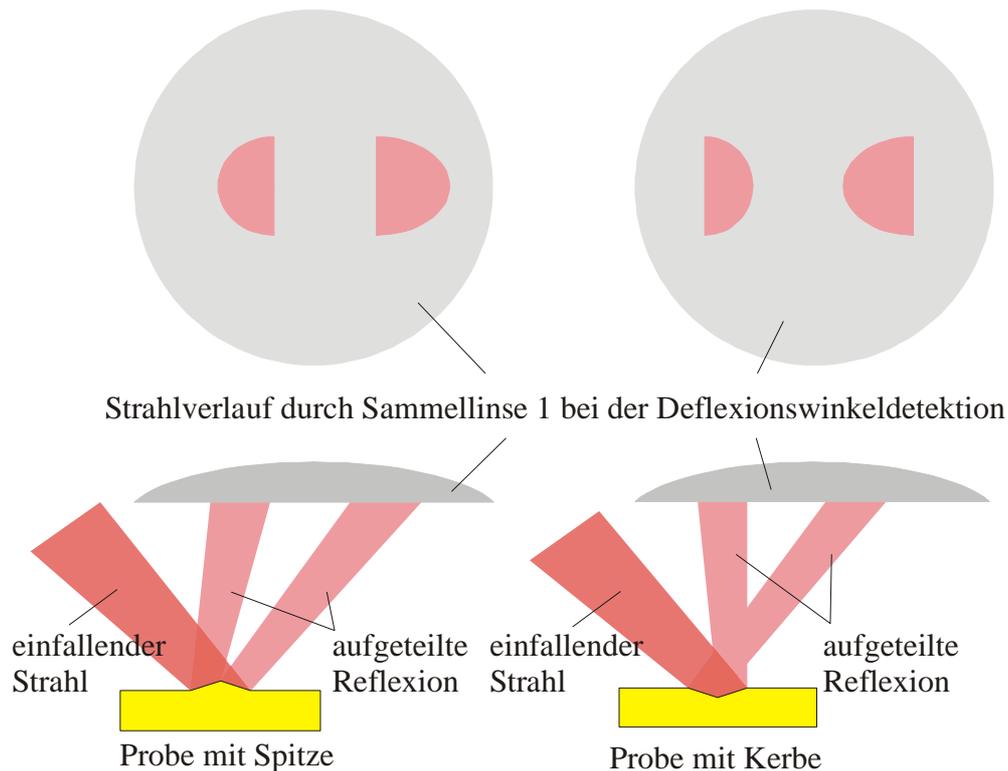


Abbildung 4.3: Aufgeteilte Reflexion bei einer Spitze oder einer Kerbe, deren Längenausdehnung geringer als der Messfleckdurchmesser ist.

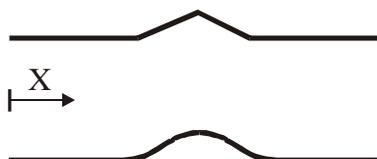
Abbildung 4.3 zeigt den reflektierten Strahlengang bis zur ersten Sammellinse bei der Reflexion an einer Kerbe oder Spitze, deren Längenausdehnung geringer als der Messfleckdurchmesser ist. Hier gilt für beide Situationen, dass der reflektierte Strahl in zwei Halbkugeln (bzw. Halbellipsen) aufgeteilt wird. Das Ergebnis der Steigungswinkeldetektion wird nahezu gleich dem Steigungswinkel der geraden Fläche sein, da die Messfleckoordinatenermittlung nach Kapitel 3.2.2.2 durch die Binärisierung mittels Schwellwertvergleich keinen Unterschied zwischen den beiden auseinandergezogenen Halbkugeln und dem geschlossenen Kreis der Reflexion auf der geraden Oberfläche erkennt.

Das Verhalten der Deflexions-Topometrie bei Mikrostrukturen, deren Ausprägung kleiner als der Messfleck ist, entspricht dem Tiefpassverhalten eines Tastschnittverfahrens mit mechanischer Abtastung der Oberfläche mit einem Kugeltaster. Der Messfleckdurchmesser bestimmt bei der Deflexions-Topometrie die Eckfrequenz des ge-

schilderten Tiefpassverhaltens analog dem Kugelradius des Tasters beim Tastschnittverfahren. So wie die Kugel des Tastschnittmessgeräts Übergänge glättet, weil eine Kugel nie in eine spitze Kerbe komplett hineinfahren kann, so glättet der endlich kleine Messfleckdurchmesser die erfasste Oberfläche, weil der Messfleckdurchmesser zur Erfassung einer spitzen Kerbe sozusagen unendlich klein sein müsste.

Die Rekonstruktion der in Abbildung 4.2 dargestellten Spitze sieht durch das Tiefpassverhalten bei der Rekonstruktion der Oberfläche wie in Abbildung 4.4 aus. Die Spitze wird als „Hügel“ erkannt. D. h., die hohen Frequenzanteile des tatsächlichen Profils werden gefiltert.

Tatsächliches Oberflächenprofil



Mit Tiefpassverhalten
rekonstruiertes Oberflächenprofil

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Tiefpassverhaltens bei der Rekonstruktion eines Oberflächenprofils mit Deflexionswinkeldetektion und einer Profiländerung innerhalb der Messfleckgröße.

4.1.3 Deflexions-Topometrie bei einer Stufe

Eine Höhenstufe des zu messenden Oberflächenprofils kann systembedingt nicht korrekt erkannt werden. Beim Befahren einer Stufe wird der Teil des Messflecks, der sich auf der senkrechten Stufenwand befindet, in keinem Fall auf den positionssensitiven Detektor gelenkt.

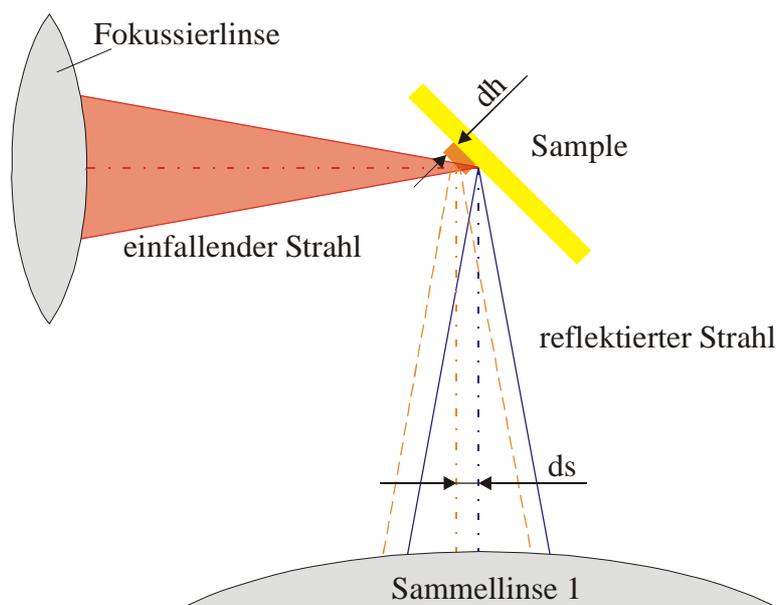


Abbildung 4.5: Fehler bei der Deflexions-Topometrie durch eine Höhenstufe.

Die dem einfallenden Messstrahl zugewandte Stufenwand reflektiert den Messstrahl auf die Probenoberfläche. Entweder wird die Reflexion vom positionssensitiven Detektor gar nicht erfasst, oder es erfolgt eine Sekundärreflexion, deren Intensität nochmals um den Reflexionsgrad geschwächt ist. Diese Sekundärreflexion kann entweder über eine Art Raumblyende im reflektierten Strahlengang abgefangen werden oder sie bewirkt einen Messfehler, der als gering eingeschätzt werden kann (vorausgesetzt, die Stufenwand ist klein im Verhältnis zum Messfleckdurchmesser). Beim Herunterfahren von einer Stufe erfolgt von der dem einfallenden Strahl abgewandten Stufenseite keine Reflexion, da die Stufe sozusagen im Schatten liegt. Auch die Stufe nach unten kann systembedingt nicht richtig erkannt werden.

Abbildung 4.5 zeigt den Strahlengang bei der Reflexion, für den Fall, dass der einfallende Strahl auf einer Höhenstufe steht. Es kommt zu einem Versatz des reflektierten Strahlkegels parallel zur optischen Achse des optischen Systems des Reflexionszweigs. Dieser Versatz ds ist abhängig von der Höhe dh der Stufe und wird auf dem positionssensitiven Detektor eine Veränderung der Fleckkoordinaten gegenüber der Nullhöhe bewirken. Das Messsystem wird die Höhenstufe demzufolge als eine gegenüber Null verschiedene Steigung interpretieren. Der Betrag der Steigung, die aufgrund einer Höhenänderung gemessen wird, hängt von der Auslegung des optischen Systems des reflektierten Strahlengangs ab. Je größer der Durchmesser der Sammellinse 1 und der Abstand der Sammellinse 1 zur Probe ist, um so unempfindlicher wird das System gegenüber dem Fehler durch eine Höhenstufe. Der Winkelversatz ds ist für eine Stufe auf der ungeneigten Probe ausschließlich von der Stufenhöhe dh abhängig. Der Betrag des durch eine Höhenstufe fehlerhaft detektierten Deflexionswinkels wird jedoch mit größer werdendem Abstand und gleichzeitig größer werdender Apertur (detektierbarer Winkelbereich bleibt gleich) der Sammellinse kleiner. Für die Stufe auf der ungeneigten Probe ist das Verhältnis $dh/ds = \sqrt{2}$, da die optischen Achsen vom einfallenden und reflektierten Strahl orthogonal zueinander sind. Setzt man z. B. eine Sammellinse mit dem Abstand $d_L = 130$ mm zur Probe und einer freien Apertur von $D = 100$ mm ein, würde eine Stufe von 0,01 mm (entspricht dem Höhenhub des Mahr-Normals) bei den eben genannten Bedingungen einem Winkelfehler für γ_x von ungefähr $0,003^\circ$ entsprechen. Dieser Fehler ist vernachlässigbar klein.

4.2 Messunsicherheit bei der Messung der ellipsometrischen Kenngrößen

Systematische Abweichungen bei der ellipsometrischen Messung sind in erster Linie aufgrund fehlerhafter oder ungenauer Justage der Optikkomponenten und hier insbesondere der Winkellagen der Polarisationsfilter zu erwarten. Die Konsequenz solcher systematischer Messfehler ist die systematische Abweichung der gemessenen Intensität von dem theoretisch zu erwartenden Wert. Zufällige Fehler sind in erster Linie das Intensitätsrauschen der Lichtquelle und zufällige Winkelabweichungen der Rotationsversteller der Polarisationsfilter. Auch hier ist die Konsequenz die Abweichung der gemessenen Intensität von dem theoretischen Wert. Um die Fehlerempfindlichkeit des ellipsometrischen Algorithmus zu bewerten, wird die kombinierte Standardunsicherheit bei der Messung der ellipsometrischen Kenngrößen berechnet. Dabei soll sich heraus-

stellen, ob der Algorithmus bei bestimmten optischen Eigenschaften einer Probe besonders fehlerempfindlich ist.

4.2.1 Kombinierte Standardunsicherheit des ellipsometrischen Messsystems

Für die Betrachtung der Auswirkungen von Intensitätsrauschen wird die Standardunsicherheit, d.h., die zu erwartende Standardabweichung bei der Ermittlung der ellipsometrischen Kenngrößen berechnet. Die ellipsometrischen Kenngrößen werden aus den Intensitäten in den drei Analysatorazimuteinstellungen berechnet. Die Standardunsicherheit der Intensitätsmessung in den drei verschiedenen Analysatorazimuten wird als gleich angenommen. Die kombinierte Standardunsicherheit ist /4.1/:

$$s_{\Psi} = s_r \cdot \sqrt{\sum_m \left(\frac{\partial \Psi}{\partial I_m} \cdot I_m \right)^2}, \quad m = 0, 90, 135 \quad (4.1)$$

$$s_{\Delta} = s_r \cdot \sqrt{\sum_m \left(\frac{\partial \Delta}{\partial I_m} \cdot I_m \right)^2}, \quad m = 0, 90, 135 \quad (4.2)$$

Für eine zahlenmäßige Betrachtung von s_{Ψ} und s_{Δ} sind die Gl. (3.45) und (3.46) in die Gleichungen für s_{Ψ} und s_{Δ} einzusetzen und partiell zu differenzieren. Die Intensitäten I_m sind für die 3 Polarisatorazimute mit Gl. (3.44) zu berechnen. Die daraus resultierenden Berechnungsgleichungen für s_{Ψ} und s_{Δ} sind zu umfangreich und unübersichtlich, als das es sinnvoll wäre, sie hier darzustellen. Die relativen Intensitätsschwankungen, also die Standardunsicherheit bei der Intensitätsmessung durch Rauschen werden für die Berechnungen mit $s_r = 10^{-3}$ angesetzt.

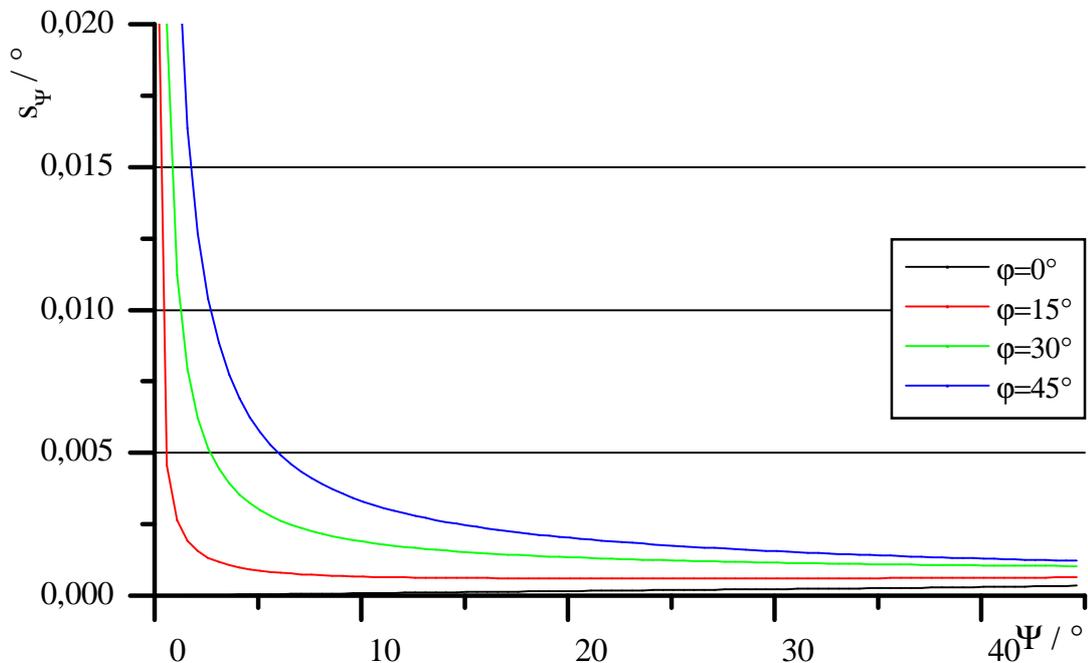


Abbildung 4.6: Standardunsicherheit s_{Ψ} in Abhängigkeit von Ψ für verschiedene Hauptachsenlagen φ . ($\Delta = 170^\circ$, $s_r = 10^{-3}$).

Abbildung 4.6 zeigt die Standardunsicherheit s_{Ψ} in Abhängigkeit von Ψ für verschiede-

ne Hauptachsenlagen φ . Die Phasendifferenz Δ bleibt dabei konstant. Für alle Hauptachsenlagen φ geht die Standardunsicherheit s_Ψ gegen unendlich, wenn Ψ gegen 0° geht. Die Standardunsicherheit ist für die verschiedenen Hauptachsenlagen φ aber insoweit verschieden, als dass sie für Ψ nahe 0° umso schneller gegen unendlich konvergiert, je größer die Hauptachsenlage φ ist. Für $\varphi = 0^\circ$ scheint die Standardunsicherheit nicht gegen unendlich zu gehen. Dies ist aber nur ein Auflösungsproblem der Abbildung. Auch für $\varphi = 0^\circ$ geht die Standardunsicherheit s_Ψ gegen unendlich. Für andere Phasendifferenzen als $\Delta = 170^\circ$ ist das Verhalten der Standardunsicherheit analog dem in Abbildung 4.6 gezeigten Verhalten. D. h., für alle sinnvollen Phasendifferenzen Δ ist bei der Ermittlung des Verlustwinkels Ψ für kleine Verlustwinkel (Ψ gegen 0°) der zu erwartende Fehler am größten.

Generell lässt sich feststellen, dass mit dem Algorithmus bei beliebigen Hauptachsenlagen φ auch kleine Verlustwinkel ab $\Psi > 3^\circ$ genauer als $2/100^\circ$ gemessen werden können.

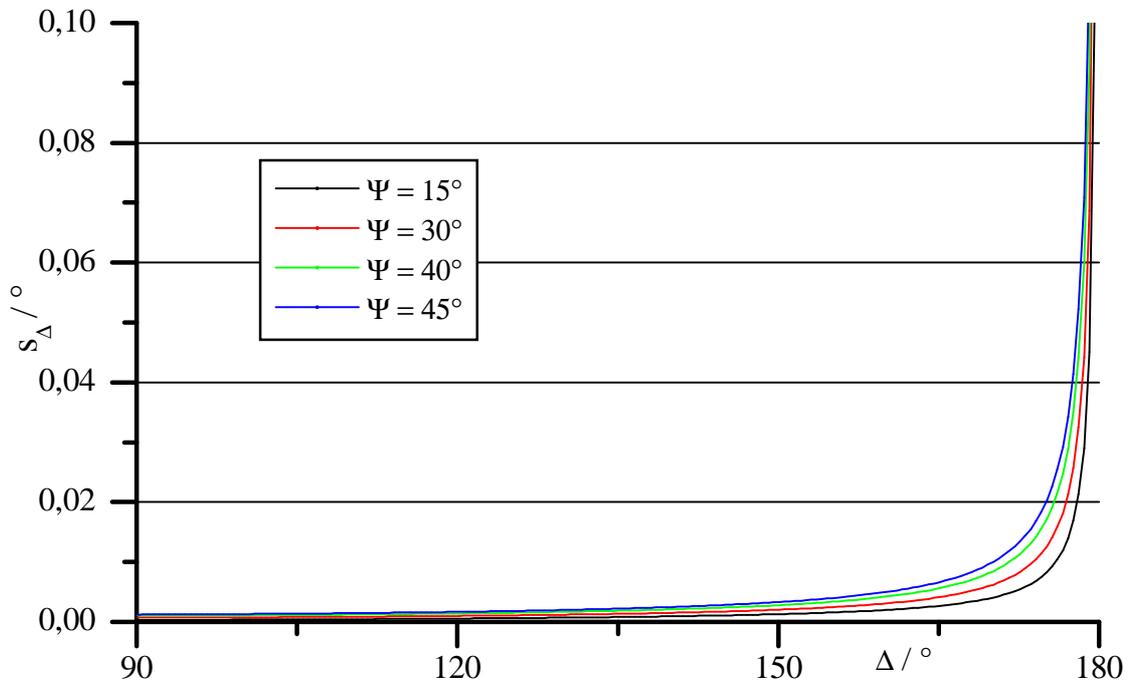


Abbildung 4.7: Standardunsicherheit s_Δ in Abhängigkeit von Δ für verschiedene Verlustwinkel Ψ . ($\varphi = 0^\circ$, $s_r = 10^{-3}$).

In Abbildung 4.7 ist die theoretisch berechnete Standardunsicherheit bei der Messung der Phasendifferenz Δ für verschiedene jeweils über Δ konstant bleibende Verlustwinkel Ψ abgebildet. Auch für die Detektion der Phasendifferenz gibt es ungünstige Wertebereiche, in denen die theoretische Standardunsicherheit gegen unendlich konvergiert. Für die Messung von dielektrischen Materialien mit der Phasendifferenz $\Delta = 180^\circ$ hat der Algorithmus sein ungünstigstes Fehlerverhalten. Abbildung 4.8 zeigt die theoretische Standardunsicherheit bei der Ermittlung der Phasendifferenz Δ für die selben Verlustwinkel Ψ wie in Abbildung 4.7 aber mit anderen Hauptachsenlagen φ . Weitere Berechnungen zeigen, dass das Fehlerverhalten für $\varphi = 0^\circ$ am günstigsten ist.

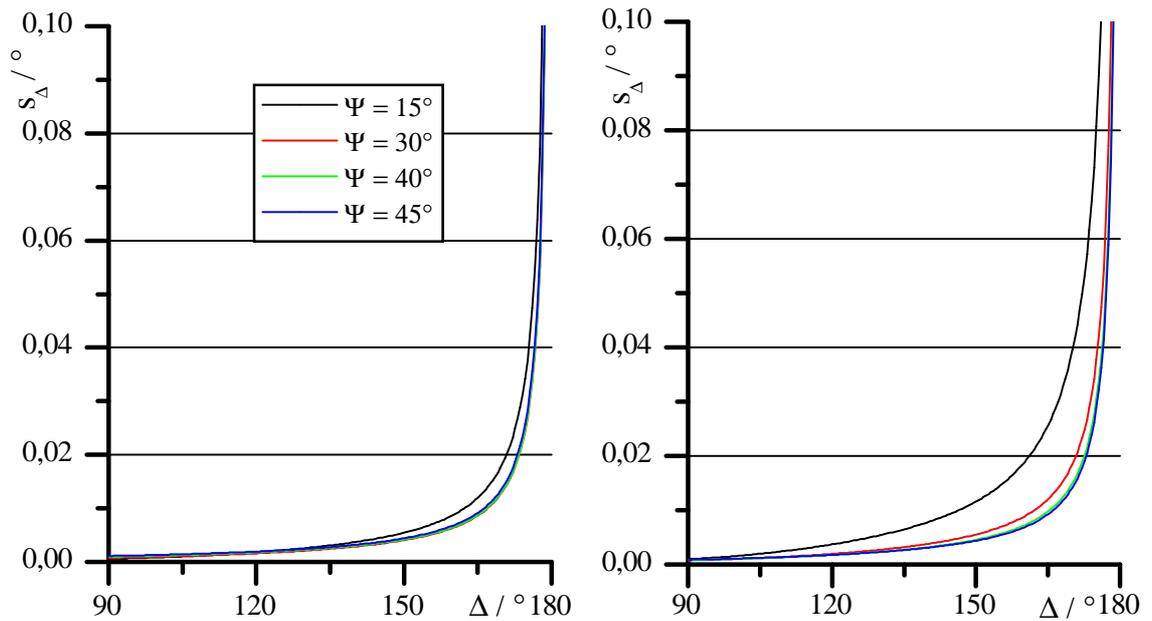


Abbildung 4.8: Standardunsicherheiten s_{Δ} bei der Bestimmung der Phasendifferenz Δ in Abhängigkeit von Δ für verschiedene Verlustwinkel Ψ . (links: $\varphi = 15^\circ$, rechts $\varphi = 30^\circ$, $s_r = 10^{-3}$).

Zusammenfassend ist das Fehlerverhalten typisch für intensitätsellipsometrische Algorithmen. Es ist aber zu erwarten, dass selbst in den fehlerempfindlichsten Wertebereichen ein Messergebnis genauer als $1/10^\circ$ gemessen werden kann. Um zu beurteilen, welche Auswirkungen ein Fehler von $0,02^\circ$ bei der Messung vom Verlustwinkel Ψ und ein Fehler von $0,1^\circ$ bei der Messung der Phasendifferenz Δ in der Berechnung der Brechzahl bewirkt, sind in der folgenden Tabelle 4.1 die aus den ellipsometrischen Kenngrößen nach Gl. (3.54) und Gl. (3.55) berechneten Werte für n und k gegenübergestellt. Dabei wird von zwei fiktiven Materialien mit angenommenen n und k Werten ausgegangen. In der Tabelle sind die Abweichungen bei der Berechnung der Brechzahl aus fehlerhaften den wahren Werten gegenübergestellt.

$\alpha = 45^\circ$	n	k	Δn	Δk
$\Psi = 15^\circ \quad \Delta = 180^\circ$	1,414	0		
$\Psi = 15^\circ \quad \Delta = 179,9^\circ$	1,414	0,001	0	0,001
$\Psi = 14,98^\circ \quad \Delta = 179,9^\circ$	1,413	0,001	-0,001	0,001
$\Psi = 30^\circ \quad \Delta = 170^\circ$	2,497	0,695		
$\Psi = 30^\circ \quad \Delta = 169,9^\circ$	2,493	0,701	-0,004	0,006
$\Psi = 14,98^\circ \quad \Delta = 169,9^\circ$	2,49	0,699	-0,007	0,004

Tabelle 4.1: Berechnete n und k Werte zweier fiktiver Materialien in der Gegenüberstellung. Berechnete Werte aus fehlerbehafteten ellipsometrischen Messwerten werden den angenommenen wahren Werten gegenübergestellt.

Die Differenz zwischen den n und k Werten aus den grün hinterlegten Vorgabewerten und den Werten, die mit den um die maximale Standardabweichung verringerten Ψ - und Δ -Werten berechnet wurden, ist im Bereich einiger Tausendstel. Damit ist eine Materialunterscheidung im n, k - Diagramm sicher realisierbar (siehe Kapitel 3.4)

4.3 Einfluss der Fokussierung des Messstrahls

Das im Kapitel 3.3.3 vorgestellte ellipsometrische Messverfahren geht von einem Einzelstrahl bzw. einem parallelen Strahlenbündel aus. In der Praxis ist mit einem nicht fokussierten Strahl keine ausreichende laterale Auflösung erzielbar, da die laterale Auflösung in erster Linie durch den Messfleckdurchmesser des auf die Probe einfallenden Strahls begrenzt wird. Eine inhomogene Materialverteilung innerhalb des Messflecks erlaubt eine Materialidentifikation nur eingeschränkt mit einer a priori bekannten und begrenzten Anzahl vorkommender Materialien /4.3/. Ebenso treten in der Deflexions-Topometrie Probleme auf, wenn Oberflächenstrukturen kleiner als der Messfleckdurchmesser sind (siehe Kapitel 4.1.2). Es kommt zu der im Kapitel 4.1.1 gezeigten Tiefpassfilterung bei der Steigungswinkeldetektion. Je kleiner die Strukturen im Vergleich zu der Messfleckgröße werden, um so weniger Details werden erkannt. Um eine hohe laterale Auflösung zu erreichen und die Fehlerwahrscheinlichkeit durch inhomogene Material- oder Topologieverteilung zu minimieren wird der kleinstmögliche Messfleck durch Fokussieren des einfallenden Strahls angestrebt.

4.3.1 Ermittlung der theoretisch erreichbaren lateralen Auflösung

4.3.1.1 Messfleckdurchmesser mit gaußscher Strahltransformation

In der geometrischen Optik wird ein Laserstrahl als paralleles Strahlenbündel betrachtet. Die Fokussierung eines solchen Strahls mit einer Linse erfolgt aus Sicht der geometrischen Optik in einem Punkt. Diese Betrachtungsweise ist für den Fokusfleck eines Strahls mit gaußschem Intensitätsprofil keine reale Beschreibung. Beugungseffekte finden keine Berücksichtigung. Die theoretische Betrachtung der Beugungserscheinungen führt im Gegensatz zur geometrischen Optik zu einer Scheibe als Abbildung einer punktförmigen Lichtquelle durch eine Linse. Die üblichen Betrachtungen der Beugung gehen von einer homogenen Intensitätsverteilung der Lichtquelle aus. Für die Optik der Laserstrahlen muß die inhomogene Intensitätsverteilung berücksichtigt werden. Ausgehend von der Betrachtung der transversalen Feldverteilung der elektrischen Feldstärke des Laserlichts lassen sich mathematische Modelle für die Transformation eines Laserstrahls mit gaußförmiger Intensitätsverteilung herleiten.

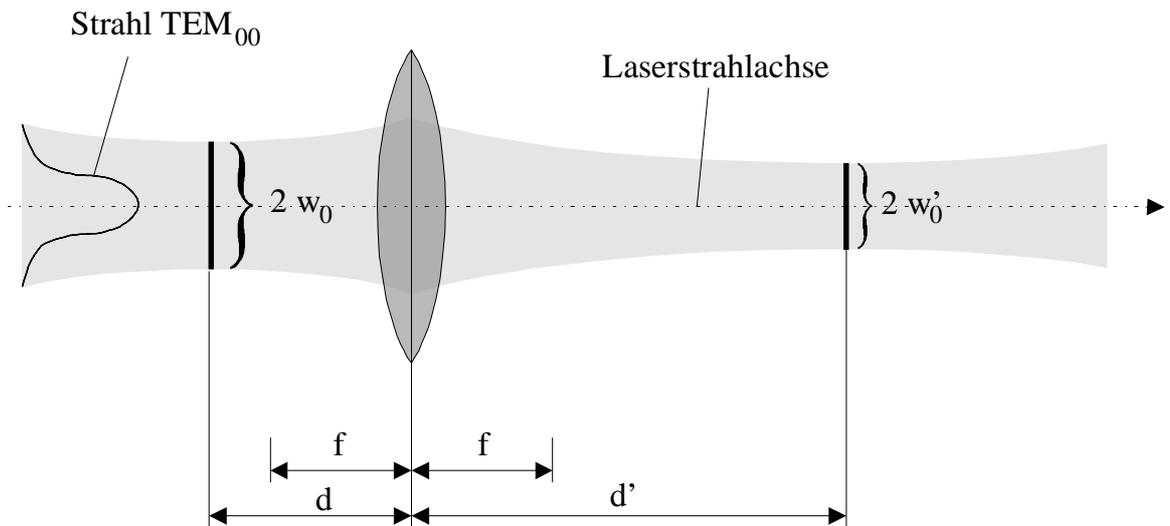


Abbildung 4.9: Transformation eines gaußschen Strahls durch eine Linse der Brennweite f .

Abbildung 4.9 zeigt die Transformation eines gaußschen Strahls durch eine Linse mit der Brennweite f . Die Strahlweite w_0 des ursprünglichen Strahls hat den Abstand d zur Hauptebene der Linse. Die fokussierte Strahlweite w'_0 liegt in der Entfernung d'

$$d' = f + \frac{f^2(d-f)}{(d-f)^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2} \quad (4.3)$$

von der Hauptebene der Linse mit dem Strahlweitendurchmesser d'

$$w'_0 = \sqrt{\frac{f^2}{(d-f)^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2}} \quad (4.4)$$

Gl. (4.4) sagt aus, dass für einen möglichst kleinen Messfleck die einfache Fokussierung des Rohstrahls nicht zufriedenstellend ist. Vielmehr ist eine Strahlaufweitung, also eine möglichst große Strahlweite w_0 , vor der Fokussierung notwendig. Dabei ist für einen konkreten Messaufbau zu berücksichtigen, dass die freien Aperturen der Fokussierlinsen und des Polarisators (siehe Abbildung 3.22) im Strahlengang des einfallenden Strahls die Beschränkung der Strahlaufweitung und damit des minimal möglichen Messfleckdurchmessers bilden werden.

4.3.1.2 Messfleckdurchmesser mit Ray-Tracing Berechnung

Mit Gl. (4.4) wird der beugungsbegrenzte Strahldurchmesser für die Transformation mit aberrationsfreien Linsen im paraxialen Gebiet berechnet. Will man beurteilen, ob der beugungsbegrenzte Strahldurchmesser bei der Transformation durch reale, aberrations-behaftete Linsen erreicht wird, kann man den geometrischen Strahldurchmesser im Fokus mit der Ray-Tracing Methode berechnen. Für den Laboraufbau zu den experi-

mentellen Untersuchungen wird in Kapitel 5.1.1.1 die Software Zemax Version 7 der Firma Focus Software zur Berechnung des Strahldurchmessers verwendet. Der mit Ray-Tracing Methode berechnete Strahldurchmesser kann dann mit dem beugungsbedingten Strahldurchmesser abgeglichen werden. Im Folgenden wird deshalb kurz die Methode des Ray-Tracing vorgestellt.

Beim Ray-Tracing wird die Strahlpropagation einer Vielzahl von Einzelstrahlen durch das optische System berechnet. Optische Komponenten werden aus Oberflächen zusammengesetzt, für die im einfachen Fall der sphärischen Optiken die Krümmungsradien, das Zentrum des Krümmungsradius und die optischen Eigenschaften des auf die Oberfläche folgenden Mediums angegeben wird. Die Oberflächen asphärischer Optiken können durch Gleichungen höherer Ordnung beschrieben werden. Die Bestimmung des Strahlverlaufs ist dank leistungsfähiger Rechner und aufwendiger Software nicht nur auf das paraxiale Gebiet beschränkt, in dem die Sinuswerte der Einfallswinkel dem Winkelwert gleichgesetzt werden können.

Die Softwarepakete verfügen meist über einen Katalog von Standardkomponenten für optische Strahltransformation der führenden Optiklieferanten. Mit den Herstellerdaten für Linsen und Optiken kann mit Hilfe des Ray-Tracings abgeschätzt werden, ob die gewählten Optiken aus Sicht der geometrischen Optik eine optimale Fokussierung ermöglichen. Wenn bereits die mit dem Ray-Tracing ermittelte Messfleckgröße größer ist als der mit Gl. (4.4) ermittelte Fokus, ist das optische System zu überarbeiten. Der beugungsbedingte Strahldurchmesser wird in diesem Fall mit Sicherheit nicht erreicht.

Ein gutes Instrument zur Beurteilung des optischen Aufbaus bezüglich der Messfleckgröße ist das sogenannte Spotdiagramm. Beim Spotdiagramm wird ein Schnitt durch den Strahlengang einer Vielzahl von Einzelstrahlen gelegt. Das Ergebnis ist ein Punktdiagramm, das die Position der Einzelstrahlen in der Schnittebene darstellt. Legt man diese Schnittebene in die mit Gl. (4.3) berechnete Lage der beugungsbedingten Strahlentaille, so ist ein Vergleich zwischen dem Durchmesser der Punkteschar des Spotdiagramms mit dem beugungsbedingten Fokus möglich.

Für den Laboraufbau des experimentellen Teils der Arbeit wird der Vergleich des Messfleckdurchmesser zwischen der Berechnung mit geometrischer Optik (Kapitel 4.3.1.2) und beugungsbedingter Strahlpropagation (Kapitel 4.3.1.1) in Kapitel 5.1.1.1 durchgeführt.

4.3.2 Einfluss der Fokussierung auf die Ellipsometrie

Der in dieser Arbeit vorgestellte intensitätsellipsometrische Algorithmus wurde mit einem „Ein-Strahl-Modell“ entwickelt. Die Jones-Matrix-Theorie zur Berechnung der Feldstärke in Abhängigkeit der Polarisationsänderungen durch optische Komponenten bei der Ausbreitung von Licht bezieht sich prinzipiell auf den Einzelstrahl. D. h., die Gültigkeit des entwickelten Algorithmus für ein Strahlenbündel gilt exakt nur für solche Strahlenbündel, dessen Teilstrahlen parallel verlaufen (vorausgesetzt alle optischen Komponenten sind in ihren optischen Eigenschaften homogen). Wird der Messstrahl

fokussiert, sind die Teilstrahlen nicht parallel sondern laufen konvergent.

Die Fresnelsche Strahltransformation basierend auf der Beugungstheorie beschreibt einen Lichtstrahl als Ergebnis der Überlagerung einzelner miteinander wechselwirkender Kugelwellen. Die Feldverteilung in einer Ebene entspricht somit dem Bild auf einem Beobachtungsschirm. Für einen Strahl mit gaußschem Intensitätsprofil ergibt sich die Feldverteilung der Strahltaile s mit der folgenden Gleichung /4.4/, /4.7/:

$$\bar{A}_s = \bar{A}_0 \exp\left(-\frac{x_s^2 + y_s^2}{w^2}\right) \quad (4.5).$$

\bar{A}_0 ist die Amplitude der Feldstärke in der Mitte ($x_s, y_s = 0$) eines sich in z -Richtung ausbreitenden Strahls. Der Strahl wird begrenzt durch den definierten Strahlradius w , an dem der Wert der Feldstärke \bar{A}_s gleich \bar{A}_0/e ist. Für einen Strahl mit gaußschem Intensitätsprofil kann die Feldverteilung im Abstand z zur Strahltaile (Fokus) berechnet werden mit /4.4/

$$\bar{A}_p = \frac{\bar{A}_0}{1 - \frac{i \cdot z}{z_r}} \cdot \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2} \left(1 + \frac{i \cdot z}{z_r}\right)\right], \text{ mit:} \quad (4.6)$$

$$w = w_s \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \text{ und} \quad (4.7)$$

$$z_r = \frac{\pi \cdot w_s^2}{\lambda_0} \quad (4.8)$$

Der Durchmesser w der Strahltaile im Abstand z zur Strahltaile kann mit Gl. (4.8) berechnet werden. Der Durchmesser der Strahltaile wird mit w_s gekennzeichnet. z_r ist die sogenannte Rayleighlänge. Sie ist der Abstand $z = z_r$, in dem sich der Strahlradius auf das $\sqrt{2}$ fache gegenüber dem Strahltaillenradius vergrößert hat.

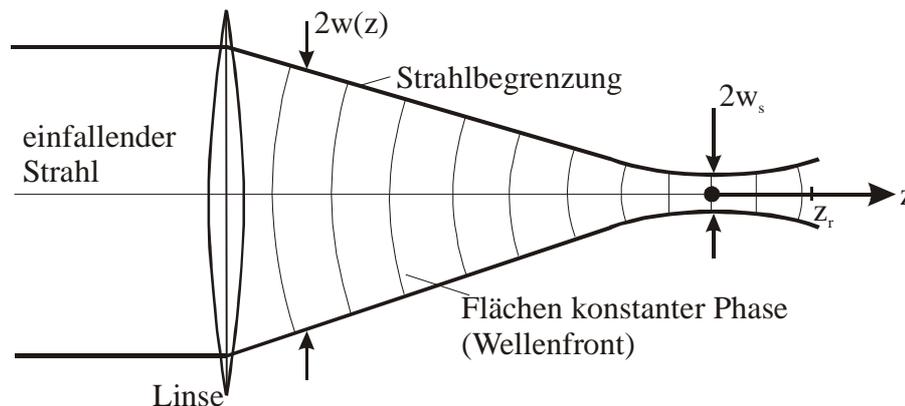


Abbildung 4.10: Strahltransformation eines Lichtstrahls mit gaußscher Intensitätsverteilung durch eine Linse.

Abbildung 4.10 zeigt die Strahltransformation eines Lichtstrahls mit gaußscher Intensitätsverteilung durch eine aberrationsfreie Linse. Flächen konstanter Phase bilden die

Wellenfronten aus. Der Radius R der Wellenfronten ist abhängig von der Rayleighlänge z_r und dem Abstand z zur Strahltaile /4.4/:

$$R = z_r \left(\frac{z}{z_r} + \frac{z_r}{z} \right) \quad (4.9)$$

Der Radius R einer Wellenfront ist im Fokus des Strahls (Abstand $z = 0$) unendlich. D. h., die Wellenfront ist eben. Daraus ließe sich folgern, dass die Einstrahlbedingungen (Polarisation, Einfallswinkel und Hauptachsenlage) für einen fokussierten Messstrahl äquivalent zu einem parallelen Strahlenbündel sind. Die Fokussierung hätte somit keinen Einfluss auf das Ergebnis der ellipsometrischen Messung. Im Folgenden wird untersucht, ob ein Einfluss auf die Ellipsometrie aufgrund der Fokussierung des Messstrahls mit einer Einzelstrahlbetrachtung theoretisch ermittelt werden kann /4.8/ - /4.10/.

Bereits in /4.5/ und /4.7/ konnte gezeigt werden, dass bei der fokussierten Ellipsometrie mit einem Einfluss der Fokussierung auf die ellipsometrischen Ergebnisse gerechnet werden muss. Die Interpretation der Ergebnisse der Experimente aus /4.5/ und /4.7/ führt zu einer Einzelstrahlbetrachtung der Fokussierung. Bei dieser Einzelstrahlbetrachtung wird analog dem Ray-Tracing Verfahren zur Berechnung optischer Systeme jeweils nur ein Strahl betrachtet. Beim Ray-Tracing lässt dann die Betrachtung einer genügend großen Menge von Einzelstrahlen eine Aussage über das Gesamtsystem zu. Für die Ellipsometrie wird die Intensität einer genügend großen Anzahl von Einzelstrahlen zum Gesamtstrahl integriert. Intensitätsellipsometrische Messverfahren können nur die Gesamtintensität als Messwert ermitteln.

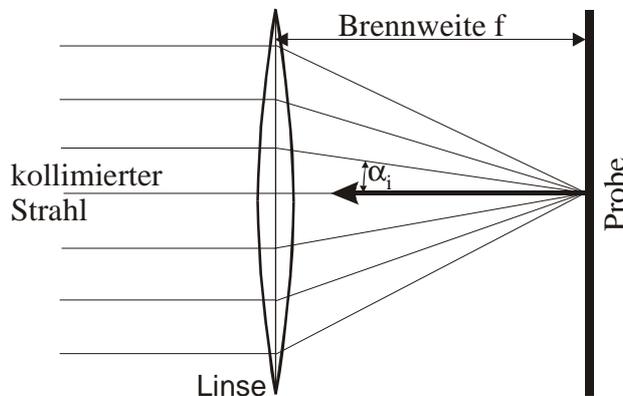


Abbildung 4.11: Fokussierung eines Strahlenbündels aus Einzelstrahlen.

Abbildung 4.11 zeigt exemplarische Einzelstrahlen eines Strahlenbündels bei der Fokussierung mit einer Linse im Schnitt durch die optische Achse. Der Einfallswinkel ist bei dem ellipsometrischen Messverfahren definiert als Winkel zwischen dem Strahl und der Oberflächennormale. Für das Beispiel der Fokussierung in Abbildung 4.11 heißt das, dass jeder Einzelstrahl der Schnittebene einen anderen Einfallswinkel hat. Die jeweiligen Einzelstrahlen des gesamten Einfallskegels im dreidimensionalen Bereich können sowohl unterschiedliche Einfallswinkel als auch unterschiedliche Hauptachsenlagen φ haben. Sowohl Einfallswinkel als auch Hauptachsenlage haben Einfluss auf die Intensität des reflektierten Strahls, die mit dem Ellipsometriedetektor gemessen wird. D. h., jeder Einzelstrahl hat eine gegenüber einem im Einfallswinkel und/oder in der

Hauptachsenlage unterschiedlichen Einzelstrahl eine andere Intensität. Die Gesamtintensität ist die Integration der Teilstrahlintensitäten. In /4.8/ wird die Intensität von Einzelstrahlen eines fokussierten Messstrahls berechnet. Mit dieser Berechnung kann dann eine Simulation der ellipsometrischen Messung mit fokussiertem Messstrahl durchgeführt werden. Konkret wird hierbei die theoretische Gesamtintensität aus den Teilstrahlintensitäten integriert. Im Vergleich zur nicht fokussierten Messung lässt sich damit eine Aussage über die Messabweichung durch Fokussierung machen.

4.3.2.1 Fokussiereinfluss bei der ellipsometrischen Messung dielektrischer Materialien

In Abbildung 4.12 sind für ein Glasmaterial mit der Vorgabebrechzahl $\underline{n} = 1,5$ (dielektrisches Material mit $k = 0$) die simulierten Messwerte für Real- und Imaginärteil der Brechzahl in Abhängigkeit des Fokussierungsgrads dargestellt. Die Berechnung der Intensitäten der Einzelstrahlen und der resultierenden Gesamtintensität erfolgt in /4.9/ mittels einer in der Software Mathematica programmierten Berechnungsschleife. Die resultierenden Gesamtintensitäten werden zur Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen in Gl.(3.45) bzw. (3.46) eingesetzt. Die Brechzahl wird mit den Gl. (3.49) und (3.50) berechnet. Als Einfallswinkel und als tatsächlicher Analysatorazimut werden die Werte eingesetzt, die für den Mittenstrahl des fokussierten Strahlbündels gelten. Der Fokussierungsgrad ist aufgetragen als beugungsbedingter Messfleckdurchmesser d_0 .

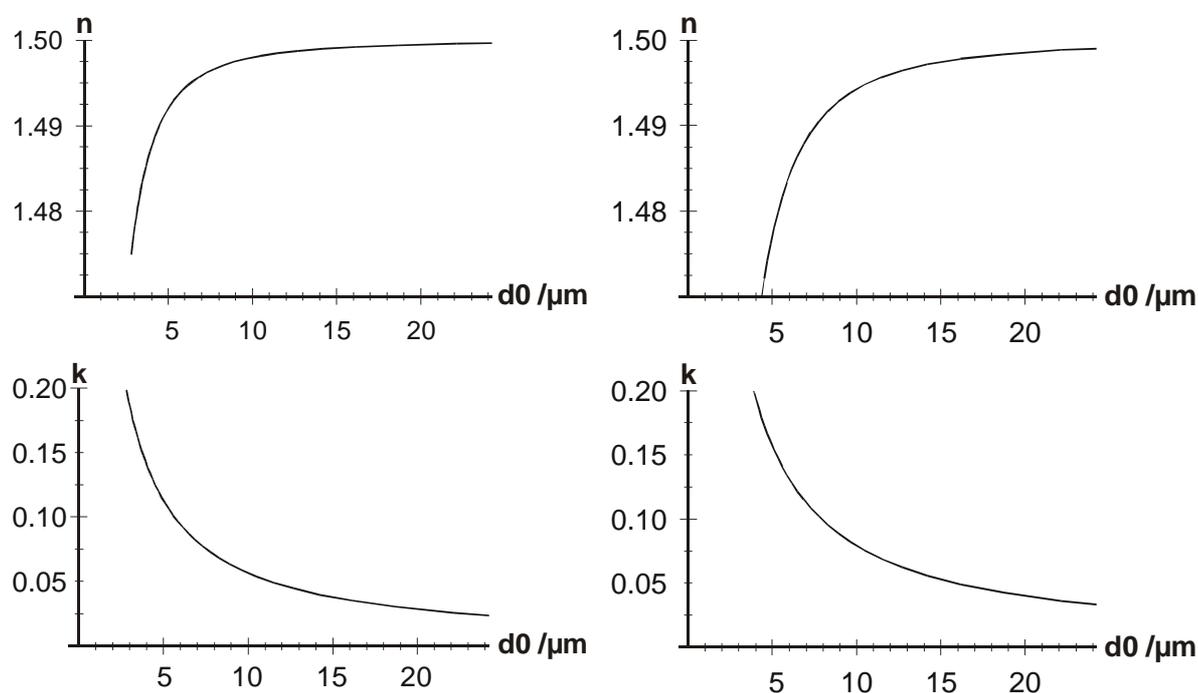


Abbildung 4.12: Theoretische Abhängigkeit des Realteils n und Imaginärteils k der simulierten Brechzahl für die Vorgabebrechzahl $n = 1,5$ vom Durchmesser der fokussierten Strahltaile d_0 für eine Wellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ /4.9/ links: für eine ungeneigte Probenoberfläche rechts: für die Oberflächenneigungswinkel $\gamma_x = 8^\circ$, $\gamma_y = 0^\circ$

Der Fokussierungsgrad wird durch verschiedene Aufweitungen des Messstrahls variiert. Ein größerer Strahldurchmesser des Messstrahls vor der Fokussierlinse bedeutet einen kleineren Fokus d_0 . Die konkreten Zahlenwerte sind mit einer Linse der Brennweite $f = 100$ mm berechnet worden. Der Verlauf von Realteil n und Imaginärteil k zeigt generell einen asymptotischen Verlauf gegenüber dem Fokussierungsgrad. D. h., je stärker der Strahl fokussiert wird, um so größer wird der Fehler bei der fokussierten Messung der Brechzahl.

Abbildung 4.12 zeigt auch, dass der Fehler sowohl vom Grad der Fokussierung als auch zusätzlich noch von der Probenneigung abhängt. Die Abhängigkeit des theoretisch zu erwartenden Fehlers von der Probenneigung erklärt sich dadurch, dass bei veränderter Probenneigung auch ein veränderter Einfallswinkelbereich vorliegt. Der Zusammenhang zwischen Einfallswinkel α und den ellipsometrischen Kenngrößen ist nichtlinear (siehe Kapitel 3.3.1.1 -3.3.3). D. h., dass sich auch der Fehlereinfluss nichtlinear gegenüber dem Einfallswinkelspektrum verhält.

Als Fazit lässt sich feststellen, dass bei der hier betrachteten Vorgabebrechzahl eine Fokussierung bis auf $10 \mu\text{m}$ Messfleckgröße bei akzeptablen Messfehlern durchgeführt werden kann. Der Realteil der Brechzahl kann bis zu diesem Fokussierungsgrad theoretisch bis auf ein Hundertstel genau bestimmt werden. Kritischer ist bei dielektrischen Materialien der Fehler bei der Bestimmung des Imaginärteils der Brechzahl. Der Fehler beträgt bei einer Fokussierung auf $10 \mu\text{m}$ Messfleckgröße bis zu acht Hundertstel. Soll noch stärker fokussiert werden, steigt der theoretisch zu erwartende Fehler besonders für die Ermittlung des Imaginärteils der Brechzahl stark an.

4.3.2.2 Fokussiereinfluss bei der ellipsometrischen Messung leitender Materialien

Die Simulationsergebnisse für die fokussierte ellipsometrische Messung leitender Materialien sind in den Abbildungen 4.13 bis 4.15 enthalten. Bei der Betrachtung des Fokussiereinflusses wurde eine Vorgabebrechzahl von $\underline{n} = 1,316 - i 1,749$ gewählt. Dieser Brechzahlwert ist ein möglicher Wert für eine Goldlegierung bei der Wellenlänge $\lambda = 442$ nm. Die Darstellung der Simulationsergebnisse erfolgt jeweils für einen fixen Fokussierungsgrad und variable Oberflächenneigung.

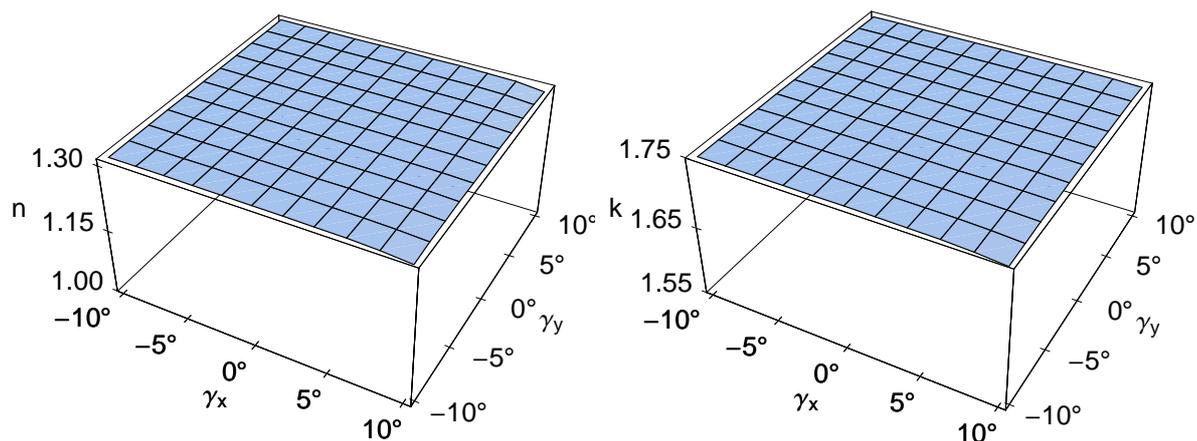


Abbildung 4.13: Realteil n und Imaginärteil k der mit der Simulation berechneten komplexen Brechzahl für die Vorgabebrechzahl $n = 1,316 - i1,749$ bei einer Fokussierung vom Strahlradius $w_0 = 1$ mm auf eine Strahltaile $w_0' = 28 \mu\text{m}$ ($\lambda = 442$ nm). /4.8/

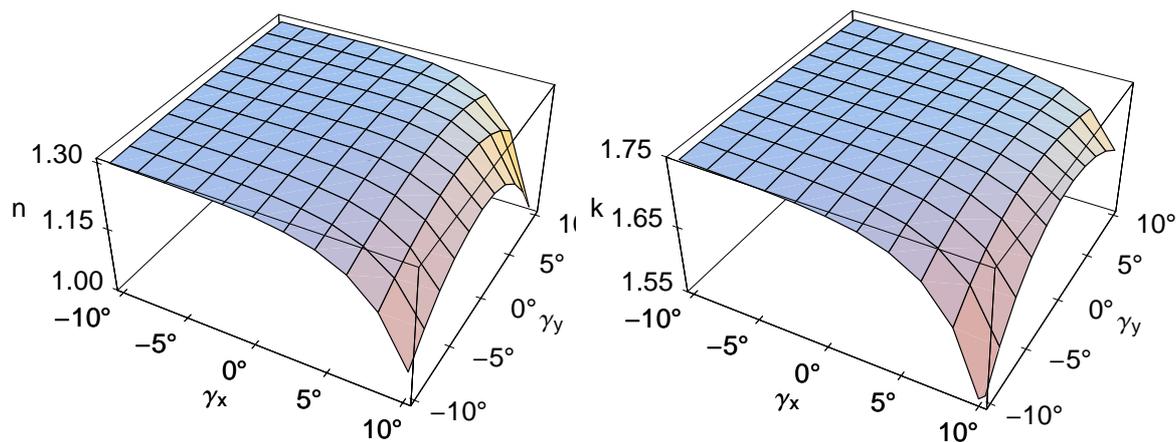


Abbildung 4.14: Realteil n und Imaginärteil k der mit der Simulation berechneten komplexen Brechzahl für die Vorgabebrechzahl $\underline{n} = 1,316 - i1,749$ bei einer Fokussierung vom Strahlradius $w_0 = 5,862$ mm auf eine Strahltaile $w_0' = 4,8 \mu\text{m}$ ($\lambda = 442$ nm). /4.8/

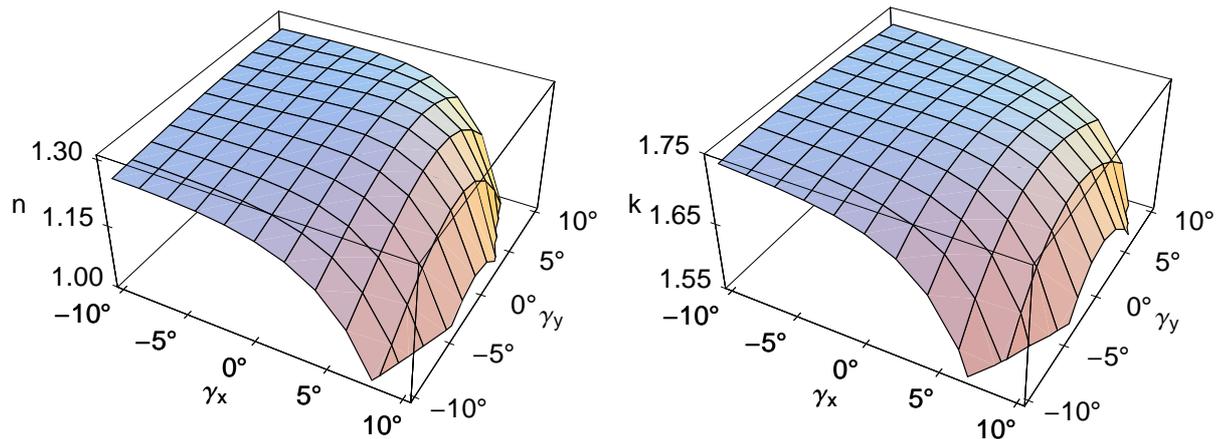


Abbildung 4.15: Realteil n und Imaginärteil k der mit der Simulation berechneten komplexen Brechzahl für die Vorgabebrechzahl $n = 1,316 - i1,749$ bei einer Fokussierung vom Strahlradius $w_0 = 10$ mm auf eine Strahltaile $w_0' = 2,8 \mu\text{m}$ ($\lambda = 442$ nm). /4.8/

Das Ergebnis der Simulation für leitende Materialien zeigt, dass der theoretisch zu erwartende Fehler ebenfalls von der Oberflächenneigung und auch von dem Fokussiergrad abhängt. Die gewählte Form der Darstellung des simulierten Messergebnisses über dem Ablenkwinkel zeigt auch hier, dass der Ablenkwinkel bei der fokussierten Messung Einfluss auf den Betrag des Messfehlers hat. Sie zeigt außerdem, dass aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs der ellipsometrischen Kenngrößen mit dem Einfallswinkel aus Sicht des zu erwartenden Messfehlers günstige und ungünstige Oberflächenneigungen existieren.

Zusammenfassend kann auch für die Brechzahlbestimmung leitender Materialien festgestellt werden, dass eine fokussierte Messung möglich ist. Für Messfleckgrößen bis $5 \mu\text{m}$ ist für über 80 % aller untersuchten Oberflächensteigungskombinationen eine Bestimmung der Brechzahl mit einem Fehler kleiner einem Zehntel möglich. Nur für ungünstige Steigungskombinationen bei extremer Fokussierung ist mit einem Fehler in der Brechzahlbestimmung von bis zu drei Zehnteln sowohl für den Real- als auch für den Imaginärteil zu rechnen.

Ausblickend wird als Idee zur Reduzierung der Messabweichung durch Fokussierung die Messung mit Steigungsoffset angeführt. Wenn es die Probenmorphologie zulässt, könnte eine Probe mit Offset gemessen werden, so dass die Bereiche maximaler Fehler vermieden werden. D. h., die Probe wird bewusst schräg auf dem Probenhalter gegenüber der Probenhaltergrundplatte befestigt. Dadurch erhält jeder gemessene Steigungswinkel einen Offset. Dieser Offset kann mittels der Schräglage der Probe so gewählt werden, dass für das Fehlerverhalten ungünstige Steigungswinkel vermieden werden. Je nach Probenmorphologie kann auch eine mehrfache Messung, bei der die Probe jeweils verdreht zur vorherigen Messung vermessen wird, zur Fehlerreduzierung verwendet werden. Die redundanten Informationen können dann in einem Filter analog dem Gauß-Markoff-Filter (siehe Kapitel 3.2.3.2) zur Minimierung des Fehlers verwendet werden.

5 Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit dienen dem Ziel, die Systemtheorie des in Kapitel 3 vorgestellten Messsystems zu überprüfen. Die Experimente zu den jeweiligen Messverfahren (Topometrie und Materialerkennung) erfolgen getrennt in vereinfachten Versuchsaufbauten. Diese Vorgehensweise ermöglicht grundlegende Versuche, wie z. B. die Versuche zur nicht fokussierten Ellipsometrie, mit möglichst wenig Versuchskomponenten. Die Verifizierung elementarer Theorieteile gelingt mit reduzierten Aufbauten zuverlässiger, da die Ortung von Fehlereinflüssen einfacher ist. Aus den Ergebnissen der Einzelexperimente lässt sich die Realisierbarkeit eines kombinierten Aufbaus zur gleichzeitigen Erkennung von Material und Topographie vorhersagen. Die experimentelle Überprüfung eines kombinierten Messsystems ist zur Einschätzung der Funktion, bzw. der Realisierbarkeit, somit nicht notwendig.

5.1 Experimentelle Untersuchungen zur Deflexions-Topometrie

Schwerpunkt der Versuche zur Deflexions-Topometrie ist die Messung an Referenzproben und der Vergleich zu anderen Topometrieverfahren. Für den Ergebnisvergleich wird das Autofokusmessverfahren vom Typ Rodenstock RM 600 und das Tastschnittmessverfahren vom Typ Mahr Perth-O-Meter verwendet (siehe Kapitel 5.1.2).

5.1.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zur Deflexions-Topometrie ist gegenüber dem kombinierten Aufbau (Abbildung 3.22) um die für die Ellipsometrie benötigten Komponenten reduziert. Die verwendeten optischen Komponenten und die Abmessungen des Aufbaus zur Deflexions-Topometrie sind so gewählt, dass die für die Ellipsometrie benötigten Komponenten integriert werden könnten (siehe Abbildung 5.1). Dies ist von Bedeutung, da die Abmessungen und die Anzahl und Art der optischen Komponenten des Aufbaus die Leistungsfähigkeit der Deflexions-Topometrie beeinflussen werden.

Abbildung 5.1 zeigt als Skizze den experimentellen Aufbau zu den Versuchen zur Deflexionstopometrie. Als PSD wird eine sehr lichtempfindliche, gekühlte 16 bit Grauwert CCD-Kamera mit 576 x 384 Pixeln des Herstellers Princeton Instruments /5.3/ verwendet. Wegen der Lichtempfindlichkeit der Kamera wird für die Experimente zur Deflexionstopometrie ein Polarisator direkt nach dem Laser als Abschwächer verwendet. Die lichtempfindliche Kamera kann nur mit abgeschwächter Intensität mit einer genügend langen Verschlusszeit verwendet werden. Zu kurze Verschlusszeiten verfälschen die Aufnahme, da die Verschlussklappenbewegung dann nicht ausreichend kurz ist gegenüber der Integrationszeit der Aufnahme.

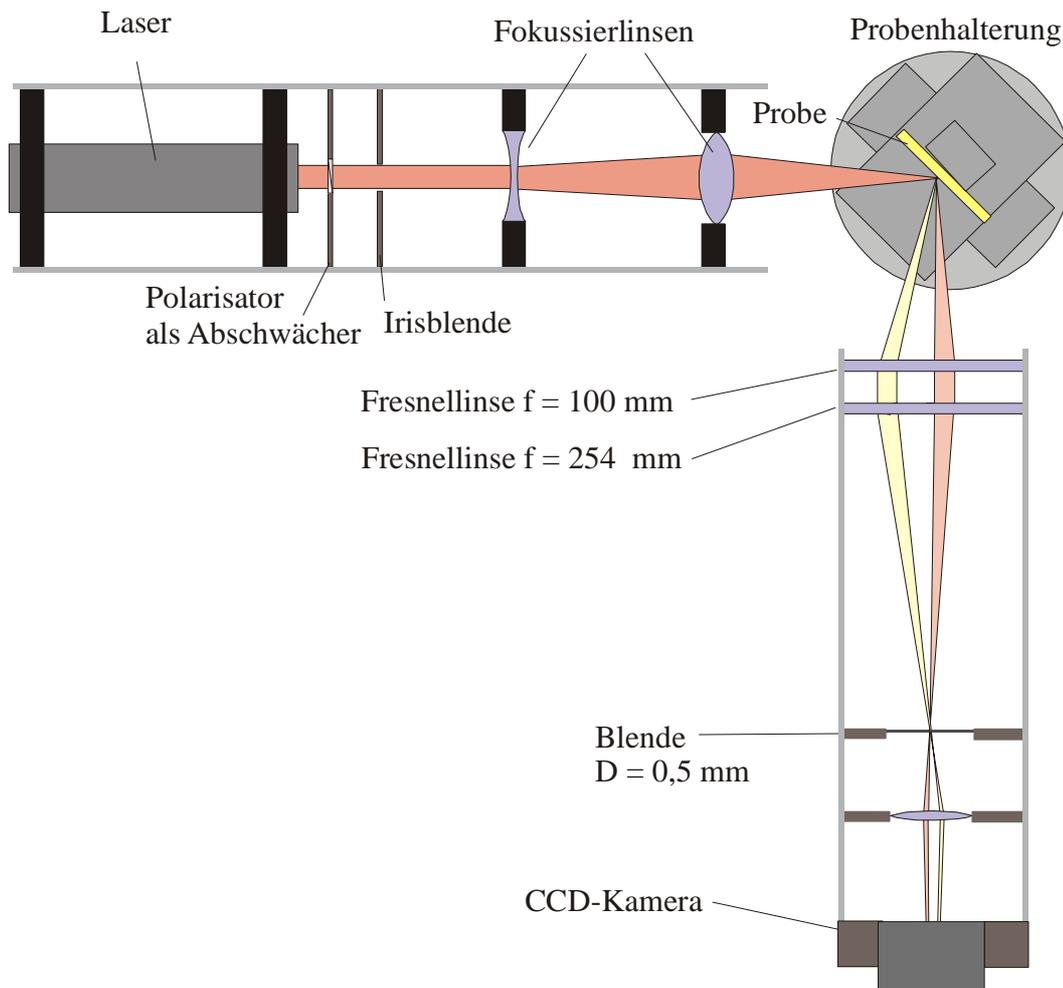


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau für Versuche zur Deflexionstopometrie.

Die verstellbare Irisblende im einfallenden Strahlengang des Aufbaus ist für die Justage der Probe im Strahlengang notwendig und wird über eine x-y-Verstelleinheit auf den Strahl ausgerichtet. Die Fokussierung des einfallenden Strahls auf die Probe erfolgt durch ein Linsensystem, das im Kapitel 5.1.1.1 beschrieben wird. Eingesetzt werden hier Linsen aus dem Standardprogramm der Firma Linos Photonics /5.1/. Die Probenhalterung und der Justage- und Kalibriervorgang wird in Kapitel 5.1.1.2 beschrieben. Im Reflexionszweig des Versuchsaufbaus kommen die Fresnellinsen Typ SC239 und SC221 der Firma Fresnel Optics /5.2/ zum Einsatz (siehe Kapitel 3.2.5). Sie gewährleisten im kombinierten Aufbau den nötigen Abstand zur Probe, um für die Ellipsometrie notwendige motorisch drehbare Polarisationsfilter einsetzen zu können. Die freie Apertur der Linsen beträgt 137,2 mm bei einer Brennweite der ersten Linse von 101,6 mm. Der Strahlengang zwischen den beiden Fresnellinsen soll parallel sein, d. h., die Linse steht im Abstand von 101,6 mm zur Probe. Nach Gl. (3.3) ist der maximal erfassbare Ablenkswinkel damit $34,03^\circ$. Damit können Steigungswinkel von $-17^\circ < \gamma_x < 17^\circ$ und $-34^\circ < \gamma_y < 34^\circ$ erfasst werden.

Die Blende im Fokus des reflektierten Strahlengangs blendet Reflexionen von der Rückseite transparenter Proben aus. Nach der Blende im Fokus des reflektierten Strahls erfolgt die Strahlablenkung auf den positionssensitiven Detektor. Gegenüber dem kombinierten Aufbau (siehe Abbildung 3.22) fehlen in diesem Aufbau neben den Pola-

risationsfiltern mit den Rotationsverstelltischen der Strahlteiler mit dem Ellipsometrie-detektor. Zur Verwendung kommt aber bereits die Probenhalterung mit entsprechenden Justagemöglichkeiten (siehe Kapitel 5.1.1.2)

Die Ansteuerung aller motorischen Verfahreinheiten, die Signalerfassung mit der CCD-Kamera und auch die Signalauswertung und die Programmablaufsteuerung erfolgt in allen Versuchen mit Programmen unter der grafischen Programmieroberfläche Lab-View /5.4/.

5.1.1.1 Fokussierung des Messstrahls

Im Kapitel 4.3 wird erläutert, mit welchen Methoden ein optisches System bezüglich der möglichst kleinen Fokussierung eines Strahls mit gaußischem Intensitätsprofil beurteilt werden kann. Hier werden zwei verschiedene Konfigurationen nach diesem Verfahren auf die erreichbare Messfleckgröße hin verglichen, um für den Versuchsaufbau der experimentellen Untersuchungen einen möglichst kleinen Messfleck zu erreichen (Abbildung 5.2).

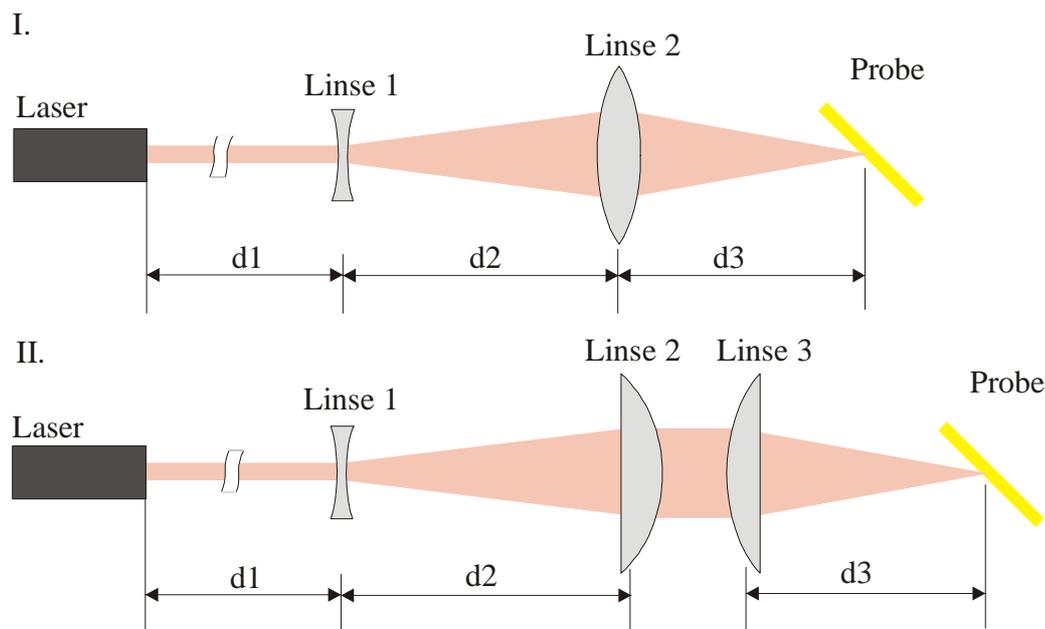


Abbildung 5.2: Fokussierung mit Konfiguration I. (Zwei-Linsen-System) bzw. Konfiguration II. (Drei-Linsen-System).

Konfiguration I. ist ein Zwei-Linsen-System und Konfiguration II. ein Drei-Linsen-System. Die Linse 1 ist in beiden Konfigurationen als aufweitere Linse eingesetzt. Bei der Konfiguration I. ist somit die Linse 2 die Fokussierlinse, die den einfallenden Strahl auf die Probe fokussiert. Die Linsen 2 und 3 der Konfiguration II. sind plankonvexe Linsen, um die sphärische Aberration unkorrigierter Linsen zu kompensieren /5.5/. Die Abstände der Linsen zueinander bzw. zum Laser oder der Probe sind mit d_1 bis d_3 bezeichnet. Der Abstand der Linse 2 zur Linse 3 der Konfiguration II. ist (theoretisch) beliebig, da der Strahlverlauf zwischen den Linsen parallel ist. Berechnet werden fünf verschiedene Paarungen von Linsen, die am Institut für Mess- und Automatisierungs-

technik der Universität Kassel verfügbar sind.

Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht über die Brennweiten der Linsen in den Konfigurationen. Die Linsenkombinationen sind von 1 bis 5 nummeriert und durch I. oder II. der Konfigurationsskizze aus Abbildung 5.2 zugeordnet. Linse 2 der Konfiguration 1 ist eine Linse mit sphärischer Abberationskorrektur.

Konfiguration	Linse 1 f / mm	Linse 2 f / mm	Linse 3 f / mm
I.1	-10	60*	-
I.2	-16	40	-
I.3	-12	40	-
II.4	-12	160	120
II.5	-16	160	120
		*asphärische Linse	

Tabelle 5.1: Linsenkombinationen zur Berechnung der Strahlfokussierung auf die Probe.

In den Abbildungen 8.1 bis 8.5 des Anhangs A sind die Strahlverläufe im Bereich des Fokus dargestellt.. Der Strahlverlauf nach der geometrischen Optik ist dort jeweils oben im Bild als Ausschnitt um den Fokus zu sehen. In diesen Strahlverlauf sind vier Schnitte a) bis d) eingezeichnet. Die Position der Schnitte ist jeweils unterschiedlich in der Strahlverlaufsabbildung gewählt. Die Schnitte sollen zeigen, welcher Messfleckdurchmesser mit welcher Linsenkombination erreicht werden kann. Zu jedem Schnitt ist unterhalb des Strahlverlaufdiagramms ein Spotdiagramm eingefügt. Das Spotdiagramm ist der Schnitt durch den geometrischen Strahlverlauf gerechnet mit 500 Einzelstrahlen. Durch die große Anzahl der Punkte ergibt sich ein Eindruck, wie der Spot auf einem an dieser Stelle aufgestellten Schirm aussähe. Aus der Lage der Einzelpunkte kann der geometrische Radius (GEO Radius) des äußersten Kreises ermittelt werden. Der RMS Radius ist der Radius, der sich aus den gemittelten Abstandsquadraten ergibt /5.6/. Als Vergleich zu den Daten der geometrischen Optik wird der beugungsbegrenzte Strahlradius an der gleichen Stelle mit gaußscher Strahltransformation nach Gl.(3.64) berechnet. Nur wenn der Radius nach geometrischer Strahlenoptik zusammen mit dem beugungsbedingten Strahlradius minimal ist, kann tatsächlich von einem kleinen Fokus ausgegangen werden. Ansonsten verhindern die Abberationen der Linsen den beugungsbedingten Strahldurchmesser zu ungunsten eines weit größeren Strahldurchmessers. Die Berechnung der Strahlverläufe und die in Tabelle 5.2 aufgeführten Zahlenwertberechnungen wurden mit der Software Zemax durchgeführt.

Tabelle 5.2 zeigt die Strahlradien der Konfigurationen I.1 bis II.5 an den Positionen a) bis d) im Vergleich. Da der beugungsbegrenzte Strahlradius nicht über 100 % der gaußschen Intensitätsverteilung definiert ist, sondern nur $1/e^2$ der Gesamtintensität

beinhaltet /5.7/, liefert der RMS-Radius als Vergleichsradius zum beugungsbegrenzten Strahlradius eine Aussage bezüglich der erreichbaren Messfleckgröße. Mit der Konfiguration II.5 ist im Bereich der Position c) bis d) ein Messfleck in der Größenordnung von $< 10 \mu\text{m}$ Durchmesser tatsächlich erreichbar. Bei allen anderen Konfigurationen lässt sich keine Position innerhalb der Strahlausbreitung finden, bei der der geometrische Strahlradius und der beugungsbegrenzte Strahlradius gleichermaßen klein sind.

Konfiguration und Position	RMS Radius / μm	GEO Radius / μm	Beugungsbegrenzter Radius $w(z)$ / μm
I.1 a)	54,118	77,483	255,094
I.1 b)	50,297	111,812	191,33
I.1 c)	74,271	170,454	127,57
I.1 d)	147,12	287,737	2,745
I.2 a)	3,912	5,623	23,109
I.2 b)	3,322	4,880	21,213
I.2 c)	6,979	14,741	12,746
I.2 d)	12,233	22,630	9,577
I.3 a)	13,857	18,050	52,637
I.3 b)	7,919	11,317	39,808
I.3 c)	9,255	21,685	27,158
I.3 d)	24,253	46,285	7,738
II.4 a)	5,454	7,574	23,737
II.4 b)	4,23	6,109	20,836
II.4 c)	4,121	9,444	15,076
II.4 d)	12,146	23,123	3,431
II.5 a)	6,011	7,357	18,757
II.5 b)	1,695	2,783	10,13
II.5 c)	2,301	7,015	6,349
II.5 d)	4,518	11,427	4,42

Tabelle 5.2: RMS-, geometrischer und beugungsbegrenzter Strahldurchmesser der Linsenkombinationen 1 bis 5 im Vergleich.

Der erreichbare Messfleckdurchmesser der Konfiguration II.5 von ungefähr $10 \mu\text{m}$ konnte mit der Messung des Fleckdurchmessers mit einer verschiebbaren Spaltblende experimentell bestätigt werden. Die Konfiguration 5 wird daher für die Experimente zur Vermessung ausgewählter Proben (siehe Kapitel 5.1.2) verwendet.

5.1.1.2 Justageverfahren und Probenhalterung

Die Genauigkeit bzw. die Reproduzierbarkeit der Deflexionswinkelmessung hängt davon ab, wie genau der in Kapitel 3.2.2 erwähnte Justagespiegel beim Kalibriervorgang in den Kreuzungspunkt der optischen Achsen von einfallendem und reflektiertem Strahlengang positioniert werden kann.

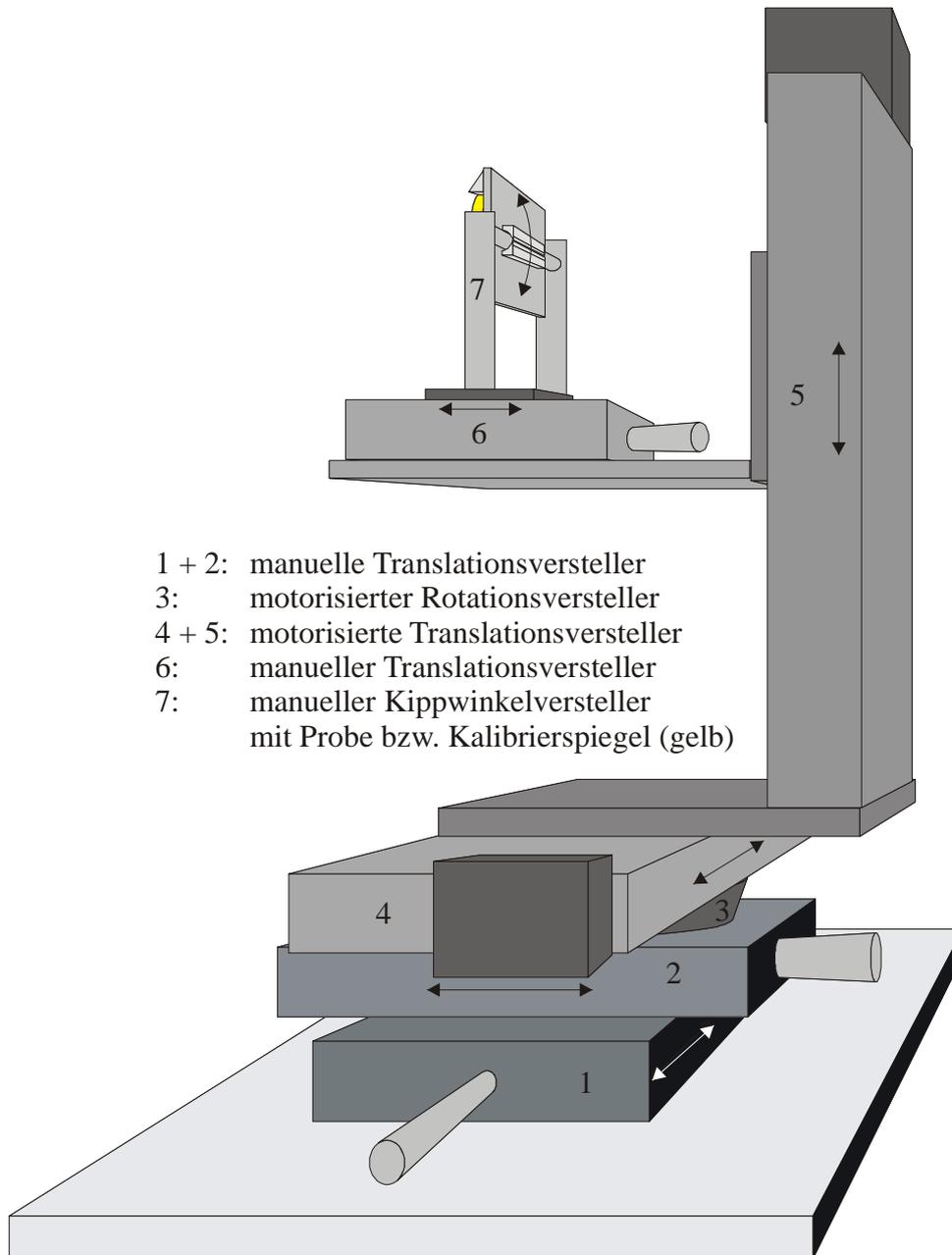


Abbildung 5.3: Prinzipaufbau der Positioniereinheit für Probe bzw. Kalibrierspiegel.

Gleichbedeutend für die Messgenauigkeit ist außerdem die genaue Positionierung der zu vermessenden Probe in den Kreuzungspunkt der optischen Achsen von einfallendem und reflektiertem Strahl. Schließlich hängt auch die Genauigkeit der ellipsometrischen Messung von den Ergebnissen der Steigungswinkelmessung ab, da die Steigungswinkel für die Berechnung der Eingangsparemetern Hauptachsenlage φ , Einfallswinkel α und tatsächlicher Analysatorazimut a_r des ellipsometrischen Messalgorithmus verwendet

werden.

Abbildung 5.3 zeigt den Prinzipaufbau der Positioniereinheit, die für die Experimente verwendet wurde. Die einzelnen translatorischen und rotatorischen Versteller sind handelsübliche Produkte der Firmen LinosPhotonics, Newport und Micos. Die Adapter für die Verbindungen der Verstelleinheiten und die Winkelverstelleinheit sind Eigenkonstruktionen. Die Versteller Nummer 4 und 5 sind motorisch angetriebene Versteller. Sie werden benötigt, um die Probe schrittweise zu vermessen. D. h., für den scannenden Messbetrieb wird die Probe zu dem feststehenden Messstrahl verfahren. Der Rotationsversteller wird für die automatisierte Aufnahme der Kalibrierdaten benötigt.

Die Positioniereinheit wird so in den Versuchsaufbau eingebaut, dass die Verfahrachsen der Versteller 1 und 2 in der Draufsicht auf den Aufbau mit den optischen Achsen von einfallendem und reflektiertem Strahlengang fluchten. Mit der Rasterung der Gewindelöcher einer optischen Bank und einer entsprechend konstruierten Grundplatte ist dies mit genügender Genauigkeit erreichbar. Im ersten Schritt der Grundjustage der Positioniereinheit muss der Rotationstisch (Nummer 3 in der Prinzipskizze) in den Kreuzungspunkt der optischen Achsen von einfallendem und reflektiertem Strahlengang gebracht werden. Hierfür wird an Stelle der Versteller 4 bis 7 eine Spaltblende in den Rotationsversteller eingesetzt, deren Spalt entlang der Rotationsachse des Rotationsverstellers läuft. Dann sind folgende Justageschritte nötig:

- Die Blende wird mit dem Rotationsversteller so ausgerichtet, dass sie gegenüber dem einfallenden Strahl nicht verdreht ist. Mit Versteller 1, dessen Verfahrachse senkrecht zur optischen Achse des einfallenden Strahls steht, wird die Blende auf maximalen Durchlass des einfallenden Strahls gefahren.
- Die Blende wird durch einen Spiegel ersetzt, dessen Spiegelfläche genau von der Rotationsachse des Rotationsverstellers gestreift wird. Mit dem Spiegel wird über die Rückreflexion des einfallenden Strahls die 0° - Position des Rotationsverstellers ermittelt. Der Rotationsversteller mit dem Spiegel wird dann um 45° in Richtung des Reflexionszweigs des Aufbaus gedreht. Der einfallende Strahl wird um 90° in den Reflexionszweig reflektiert. Mit dem Versteller 2 kann der Rotationsversteller so eingestellt werden, dass die Reflexion deckungsgleich mit der optischen Achse des Reflexionszweigs läuft.

Der Rotationsversteller ist jetzt auf den Kreuzungspunkt der optischen Achsen von Einfalls- und Reflexionszweig ausgerichtet. Auf den ausgerichteten Rotationsversteller werden die Versteller 4 bis 7 montiert.

- Mit einer Lochblende, die in die Probenhalterung 7 eingesetzt wird, wird die Position der motorischen Versteller 4 und 5 gesucht, bei der das Loch der Blende genau vom einfallenden Strahl durchstrahlt wird.
- Abschließend wird ein Spiegel in der Probenhalterung 7 eingesetzt, der den gleichen Außendurchmesser wie die Blendenhalterung hat. Für den Kippversteller wird über die Rückreflexion des einfallenden Strahls die Nullposition ermittelt. Die Nullposition des translatorischen Verstellers 6, in der die Rotationsachse des Rotationsverstellers 3 genau auf der Spiegeloberfläche liegt, kann entweder mit

der Rückreflexion des einfallenden fokussierten Strahls und der Blende im Einfallszweig (Strahl muss wieder genau durch die Blende passen) oder über die Position des reflektierten Strahls im Reflexionszweig bei 45° rotierter Probenhalterung gefunden werden.

Sind alle Justagevorgänge durchgeführt und die Nullpositionen ermittelt und eingestellt worden, kann mit der Kippverstellung 7 und dem Rotationsversteller 3 das Kalibrierfeld für die Interpolation der Steigungswinkel aus den Fleckkoordinaten der Kamera erfasst werden. Das Kalibrierfeld wird mit dem Spiegel in der Probenhalterung aufgenommen. Über den manuell verstellbaren Kippversteller 7 wird ein fester Steigungswinkel γ_y eingestellt. Zu jedem fest eingestellten γ_y werden schrittweise über den motorisierten Rotationsversteller Steigungswinkel γ_x angefahren. Auf diese Weise erhält man zu bekannten Steigungswinkeln γ_x, γ_y die zugehörigen Koordinaten $u, v(\gamma_x, \gamma_y)$.

Im Messbetrieb mit einer Probe ist für die Messgenauigkeit entscheidend, dass die Probenoberfläche wieder genau im Kreuzungspunkt der optischen Achsen von Einfall- und Reflexionszweig positioniert ist. Die zu vermessende Probe muss so in der Probenhalterung gehalten werden, dass eine plane Fläche, die auf der Oberseite der Probenoberfläche aufliegen würde, parallel zur Grundfläche der Probenhalterung ist. Ansonsten läuft die Oberfläche im scannenden Messbetrieb beim Verfahren der Tische 4 oder 5 aus dem Fokus des einfallenden Messstrahls heraus. Ist diese Bedingung erfüllt, dann kann der translatorische Versteller 6 um den Betrag der Höhendifferenz der Probe zu dem Kalibrierspiegel verstellt werden und die Probe befindet sich im Kreuzungspunkt der optischen Achsen von Einfall- und Reflexionszweig. Der Aufbau mit Probe ist somit für den Messbetrieb fertig justiert.

5.1.2 Test der Deflexionstopometrie mit ausgewählten Proben

Die Leistungsfähigkeit des in Abbildung 5.1 dargestellten Deflexionstopometriesystems wird an ausgewählten Proben experimentell ermittelt. Die Topographie der Proben ist bekannt. Zusätzlich werden Vergleichsmessungen der Topographie der Proben mit etablierten Messsystemen herangezogen. Als vergleichende Messsysteme werden ein Tastschnittverfahren und ein optisches Autofokusverfahren eingesetzt. Bei dem Tastschnittverfahren wird ein Perth-O-Meter von Mahr Typ Universal mit Profilschreiber Perth-O-Graph Typ VCW mit einer Tastnadel mit ca. $3 \mu\text{m}$ Verrundungsradius eingesetzt. Das optische Messsystem ist das Oberflächenmesssystem RM600 von Rodenstock. Der fokussierte Messfleck des RM600 hat einen Durchmesser von ca. $1 \mu\text{m}$. Das Messprinzip ist die Auswertung des Betrags der Nachführung der Fokussieroptik, die notwendig ist, um Änderungen in der Topographie auszugleichen.

Die Programmierung der Ansteuerung und Signalauswertung der Deflexions - Topometrie erfolgt mit LabView und ist detailliert beschrieben in /5.8/.

Die ausgewählten Proben sind Proben mit einer periodischen Topographie (Sinusstruktur bzw. Rillenstruktur). D. h., wenn die Probe so vermessen wird, dass die Vorschubrichtung beim Scannen parallel zur Ausbreitungsrichtung der periodischen Struktur ist, würde sich der Steigungswinkel senkrecht zur Vorschubrichtung nicht verändern. Für

die Experimente sind aber Variationen beider Steigungswinkelrichtungen erwünscht. Deshalb werden die Proben in einem beliebigen Winkel zur Ausbreitungsrichtung der periodischen Struktur vermessen. Dementsprechend verlaufen die periodischen Strukturen in der Darstellung der dreidimensionalen Oberfläche nicht parallel gegenüber den Achsen des Abbildungsrahmens.

5.1.2.1 Deflexionstopometrie mit einem Geometriennormal (Mahr PGN10)

Das Geometriennormal Mahr PGN10 der Firma Mahr ist eine Glasprobe, in die ein sinusförmiges Oberflächenprofil eingebracht wurde. Die Amplitude der Sinuswelle des Profils beträgt ca. $5\ \mu\text{m}$, die Periodenlänge beträgt $250\ \mu\text{m}$. Abbildung 5.4 zeigt das Beispielbild und die nicht maßstabgetreue Gestaltskizze der Oberfläche eines solchen Geometriennormals nach DIN EN ISO 5436 Typ C. Die Oberflächenstruktur ist auf der Oberfläche des Glaskörpers innerhalb des schwarzen Rechteckrahmens.

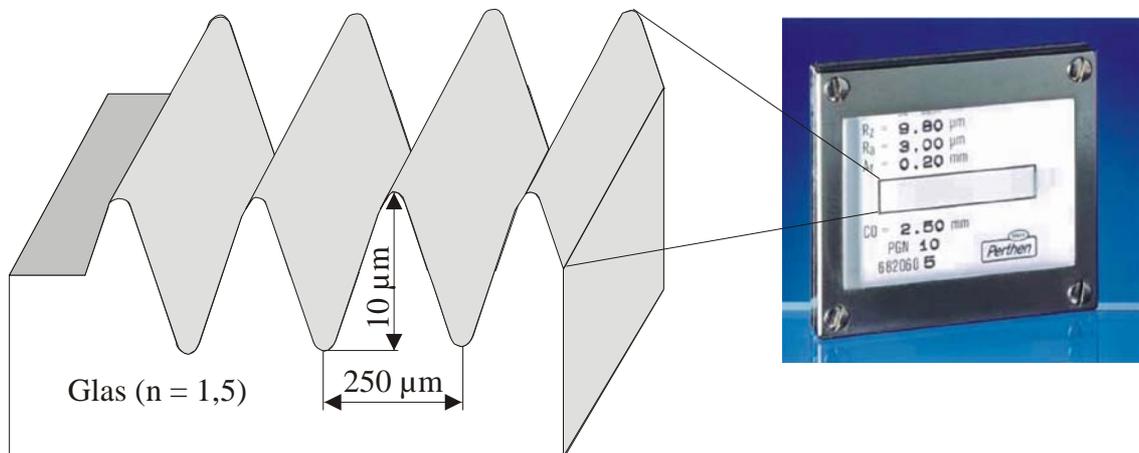


Abbildung 5.4: Abbildung und nicht maßstabgetreue Oberflächenskizze eines Geometriennormals (Mahr PGN) vom Typ C nach DIN EN ISO 5436.

Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen den Messschrieb des Tastschnittverfahrens mit dem Perth-O-Meter. Durch die ungleiche Achsskalierung der Messschriebe erscheint die Profilform des Geometriennormals in der Abbildung mehr als ein Dreiecksprofil als ein Sinus-Profil. Die Periodenlänge von $250\ \mu\text{m}$ wird von dem Tastschnittverfahren sehr zuverlässig wiedergegeben. Die Amplitude von $5\ \mu\text{m}$ wird etwas geringer mit ca. $4,8\ \mu\text{m}$ gemessen. In den Tastschnittschrieben ist erkennbar, dass die Spitzen des Sinusprofil teilweise abgeflacht sind. Diese Abflachung der Spitzen konnte auch mit dem optischen Autofokus-Messverfahren und mit der Deflexionstopometrie gemessen werden. Die Ausprägung der Abflachung ist örtlich unterschiedlich. D. h., um die Abflachung als Merkmal für den Vergleich zwischen den Messverfahren heranzuziehen, müsste mit jedem Verfahren auf exakt der gleichen Spur gemessen werden können. Hierfür fehlt aber ein Bezugspunkt auf der Probe, so dass die Messung in der gleichen Spur nicht gewährleistet werden kann.

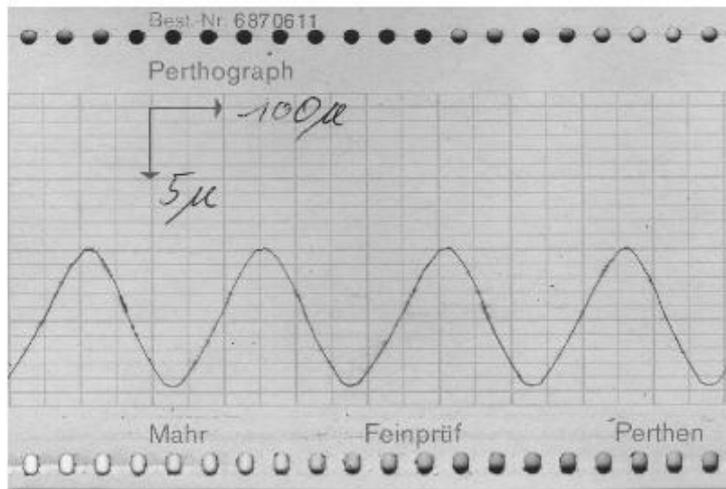


Abbildung 5.5: Messschrieb des Sinus-Normals mit dem Perth-O-Meter Tastschnittmessgerät. Horizontaler Maßstab: 100 µm / cm, vertikaler Maßstab: 5 µm / cm.

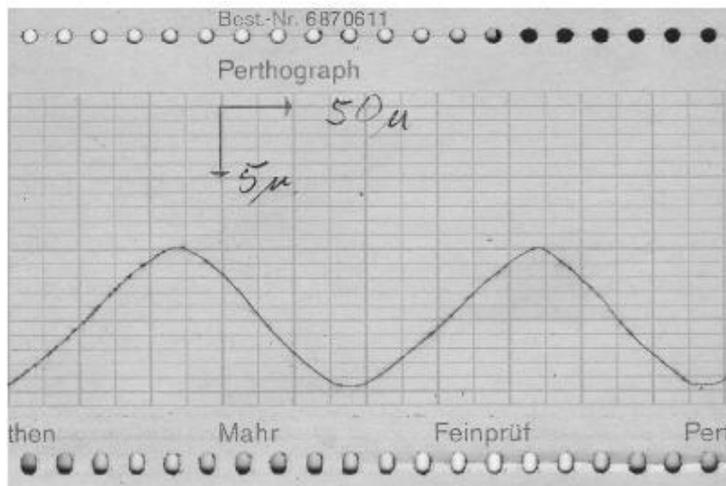


Abbildung 5.6: Messschrieb des Sinus-Normals mit dem Perth-O-Meter Tastschnittmessgerät. Horizontaler Maßstab: 50 µm / cm, vertikaler Maßstab: 5 µm / cm.

Abbildung 5.7 zeigt den Messschrieb einer einzelnen Spur auf dem Sinus-Normal mit dem Autofokus-Messverfahren RM600. Der Messabstand zweier Messpunkte beträgt 2 µm. Jeweils zwei benachbarte Messwerte werden gemittelt.

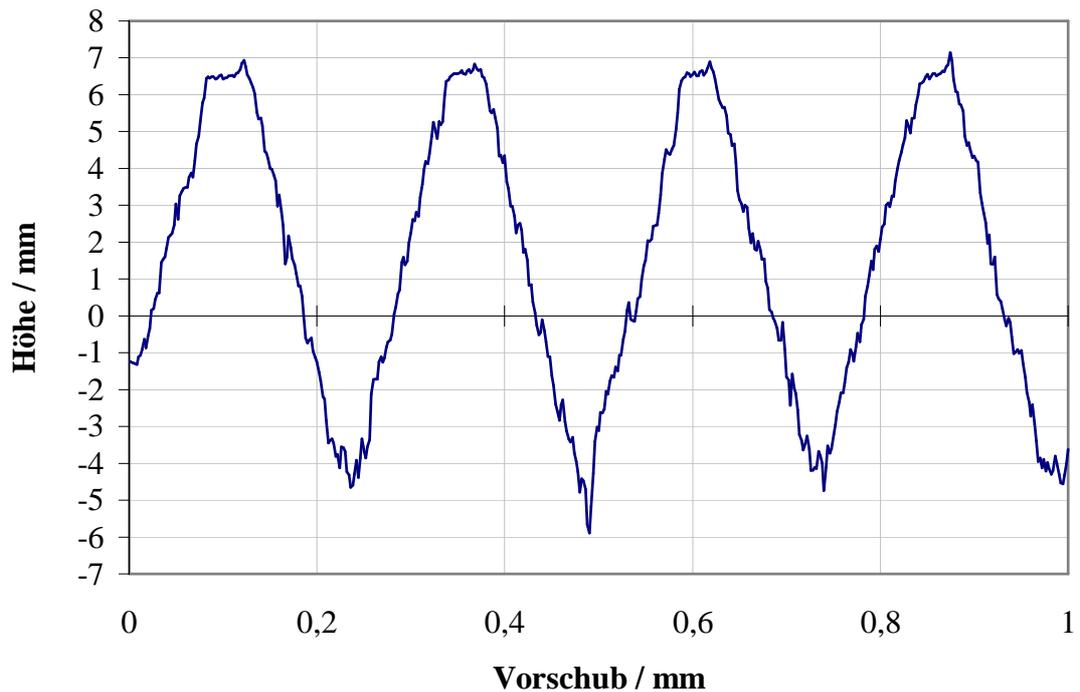


Abbildung 5.7: Messschrieb des Sinus-Normals mit dem optischen Autofokussmessverfahren RM600.

Im Vergleich zum Tastschnittverfahren bildet das RM600 eine wesentlich rauere Oberfläche ab. Außerdem treten in den Tälern des Profilschnitts und an der rechten Seite der Spitzen im Messergebnis teilweise Überhöhungen auf. An diesen Positionen lässt die Rückreflexion der Probe aufgrund der inhomogenen Topographie im Messfleck keine zuverlässige Signalauswertung zu. Dieses Überschwingverhalten an Kanten ist typisch für Autofokussmesssysteme [5.9]. Die erwähnten Abflachungen der Spitzen des Profils werden von dem RM600 ebenfalls erkannt.

Die Oberfläche des Geometriennormals ist eine regelmäßige Oberfläche. D.h., die Probe hat an jeder beliebigen anderen Stelle innerhalb des profilierten Bereichs ein ähnliches Profil. Deshalb können die zweidimensionalen Oberflächenschnitte gut als Vergleich für die folgenden dreidimensionalen Oberflächenschnitte mit Deflexionstopometrie verwendet werden.

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die Topographieberechnungen des Geometriennormals aus den Ergebnissen der Deflexionswinkelmessung. Die Auswertung der Messdaten erfolgte mit dem einfachen Integrationsweg nach Gl. (3.17) und Gl. (3.18) (siehe Kapitel 3.2.3.1). Die Messungen in Abbildung 5.8 und 5.9 unterscheiden sich in der Schrittweite der scannenden Messung. Abbildung 5.8 zeigt die Topographieberechnung aus Messdaten mit der in x- und y-Richtung äquidistanten Schrittweite von 25 μm . Die Abbildung 5.9 zeigt eine Messung mit Messpunkten mit einer Schrittweite von 5 μm . Beide Topographieberechnungen geben sehr gut die Oberfläche des Geometriennormals wieder. Bei der Abtastung mit 25 μm in Abbildung 5.8 wird ein entsprechend größerer Bereich der Probenoberfläche gescannt. Durch die größere Schrittweite wirken sich

Fehler bei der Steigungswinkeldetektion stärker aus, als bei einer kleinen Schrittweite, bei der eine fehlerbehaftete Steigungswinkeldetektion schneller durch einen eng benachbarten korrekten Messwert in die richtige Richtung gebracht wird. Entlang den Spitzen des Geometriennormals werden Höhendifferenzen abgebildet, die vermutlich nicht dem tatsächlichen Profil entsprechen, sondern Auswirkungen von Messfehlern sind, die bei dem einfachen Integrationsweg nicht korrigiert werden. Prinzipbedingt gilt für die Auswertung mit dem einfachen Integrationsweg, dass die Auswirkung von einzelnen Messfehlern mit zunehmender Schrittweite der Abtastung wächst, da für das Höhenprofil sozusagen der Abstand zwischen den Stützstellen zunimmt.

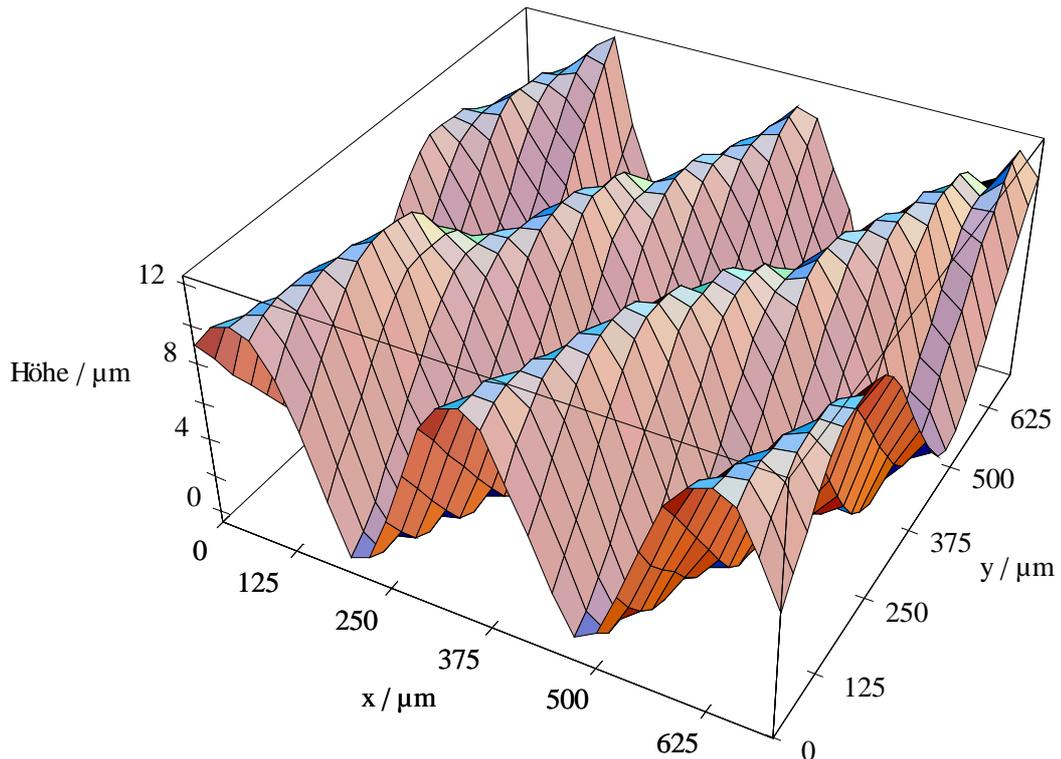


Abbildung 5.8: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung des Geometriennormals mit der Schrittweite 25 μm , Topographieberechnung mit einfachen Integrationsweg.

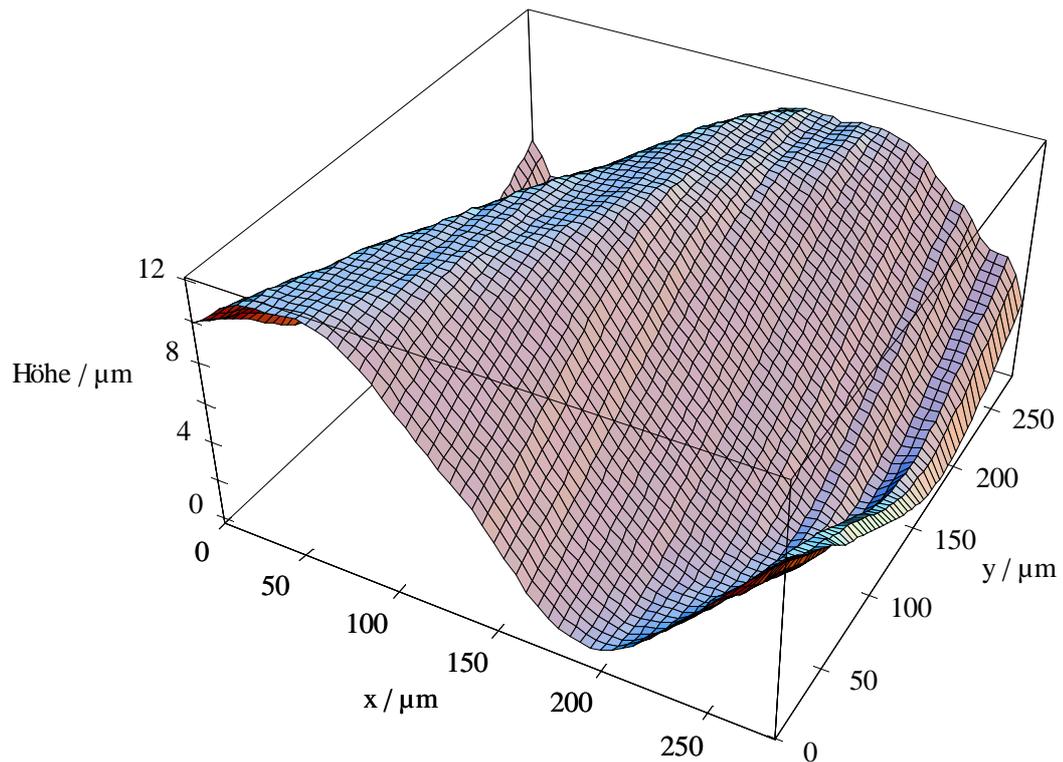


Abbildung 5.9: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung des Geometriennormals mit der Schrittweite $5\ \mu\text{m}$, Topographieberechnung mit einfachen Integrationsweg.

Die Abtastung mit $5\ \mu\text{m}$ in Abbildung 5.9 zeigt eine sehr gute Wiedergabe der Oberfläche obwohl nur der einfache Integrationsweg für die Berechnung verwendet wurde. Der dichte Abstand zwischen den benachbarten Messpunkten führt zu einer hohen Auflösung und zu kleineren Fehlern bezogen auf den Absolutwert des Fehler. Die Topographieberechnung der Oberfläche gibt sehr gut die abgeflachte Spitze des Sinus-Profiles wieder.

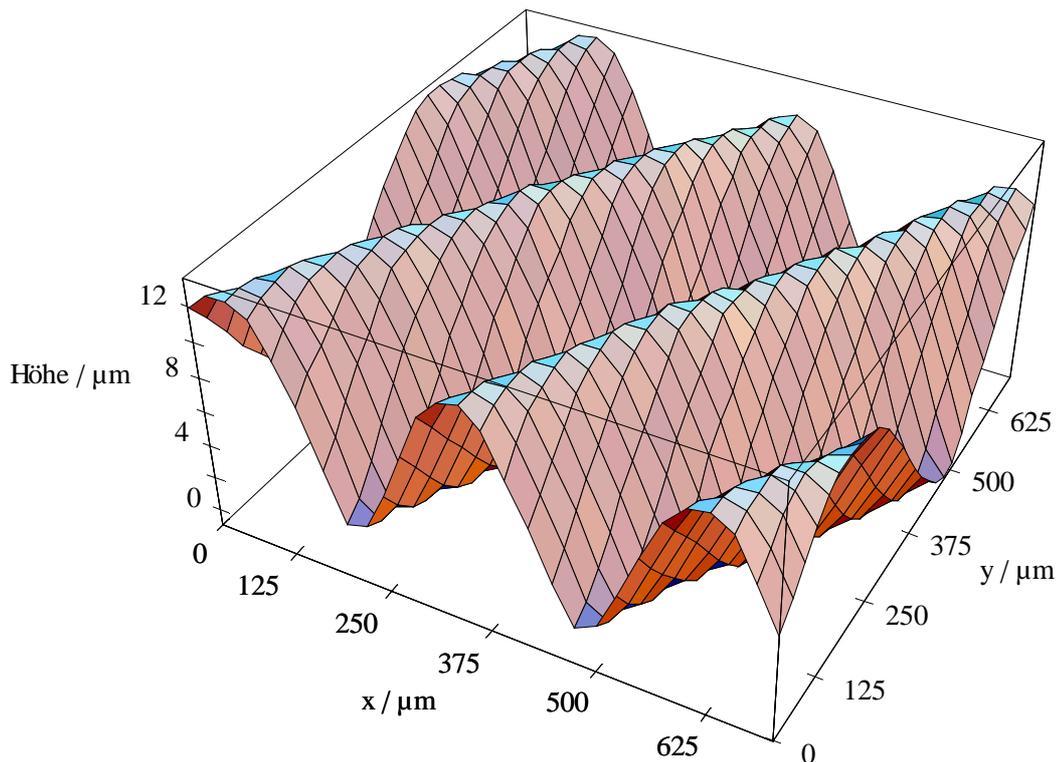


Abbildung 5.10: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung des Geometrienormals mit der Schrittweite $25\ \mu\text{m}$, Topographieberechnung mit Gauß-Markoff-Filter.

Abbildung 5.10 zeigt die Topographieberechnung des Geometrienormals bei $25\ \mu\text{m}$ Schrittweite der Einzelmesswerte berechnet mit dem Gauß-Markoff-Filter. Gegenüber der Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg ergibt die Verwendung des Gauß-Markoff-Filters eine deutlich ebenere und regelmäßigere Oberfläche. Die Anwendung des Gauß-Markoff-Filters an realen Messdaten zeigt die Leistungsfähigkeit des Filters. Der Gauß-Markoff-Filter nutzt exzellent die vorhandenen Messinformation, d. h. er nutzt beide Steigungswinkel γ_x und γ_y für jeden Messpunkt zur Berechnung der Oberfläche. Der einfache Integrationsweg hingegen verwirft jeweils einen der beiden gemessenen Richtungswinkel. Obwohl die Topographieberechnung mit Gauß-Markoff-Filter eine hervorragende Abbildung der Oberfläche ergibt, können die abgeflachten Spitzen des Profils, wie sie in Abbildung 5.7 und Abbildung 5.9 zu erkennen sind, bei der großen Schrittweite von $25\ \mu\text{m}$ nicht erkannt werden.

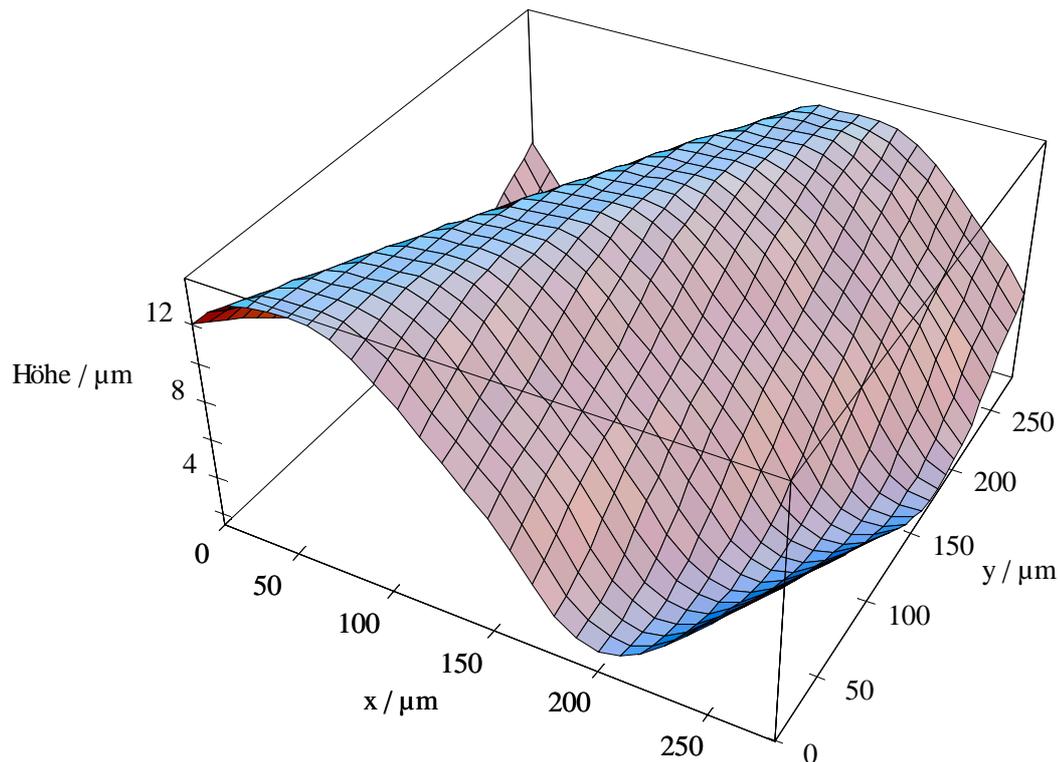


Abbildung 5.11: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung des Geometrienormals mit der Schrittweite $5\ \mu\text{m}$, Topographieberechnung mit Gauß-Markoff-Filter.

Abbildung 5.11 zeigt die Topographieberechnung des Geometrie-Normals berechnet aus Messwerten mit $5\ \mu\text{m}$ Schrittweite. Die Topographieberechnung mit Messwerten mit geringerer Schrittweite zeigt hier sehr deutlich die abgeflachten Spitzen des Profils. Anhand der Messung und dem Vergleich mit dem Messschrieb des RM600 (Abbildung 5.7) lässt sich erklären, warum die abgeflachten Spitzen bei $25\ \mu\text{m}$ Schrittweite nicht erkannt werden. Die Breite des Plateaus (blaue Zone) beträgt in etwa $25\ \mu\text{m}$. D. h., bei einer Abtastung der Oberfläche mit einer Schrittweite von $25\ \mu\text{m}$ liegt höchstens ein Messpunkt auf dem Plateau. Bei der Berechnung der Oberfläche werden die einzelnen Höhenpunkte mit Geraden verbunden. Das Plateau mit einer Breite von ca. $25\ \mu\text{m}$ kann analog dem Shannonschen Abtasttheorem nur bei Messungen bis zu einer Schrittweite von maximal $12,5\ \mu\text{m}$ erkannt werden. Bei einer Abtastung der Oberfläche schräg zu dem Plateauverlauf wird die Plateaubreite zwar im Verhältnis zur Schrittweite breiter. Es bleibt aber die Bedingung, dass mindestens zwei Messwerte auf dem Plateau gemessen werden müssen, damit es überhaupt erkannt wird.

5.1.2.2 Deflexionstopometrie mit der IPK-Probe

Die IPK-Probe hat ihre Bezeichnung von ihrer Herkunft aus dem Institut für Produktionsanlagen und Konstruktionstechnik (IPK) der Fraunhofergesellschaft in Berlin. Das zum IPK gehörende Institut für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb (IWF) hat die Probe aus dem Grundmaterial Messing hergestellt. Die Probe ist ringförmig und wurde nach der Bearbeitung in Segmente geteilt. Die Probenstruktur sind spiralförmige Kreisbögen, die auf einer Hochpräzisionsdrehmaschine mit einem Spezialwerkzeug mit Diamantschneide aufgedreht wurden. Die mikroskopische Betrachtung der ursprünglichen IPK-Probe zeigte korrosive oder legierungsbedingte punktförmige Aufreißungen der Oberfläche. Um eine homogene Oberfläche zu erzeugen und weitere Korrosion zu stoppen, wurde die Probe vom Institut für Mess- und Automatisierungstechnik mit einer 1 bis 2 μm dicken Chrom-Schicht besputtert. Abbildung 5.12 zeigt eine nicht maßstabgetreue Skizze der IPK-Probe.

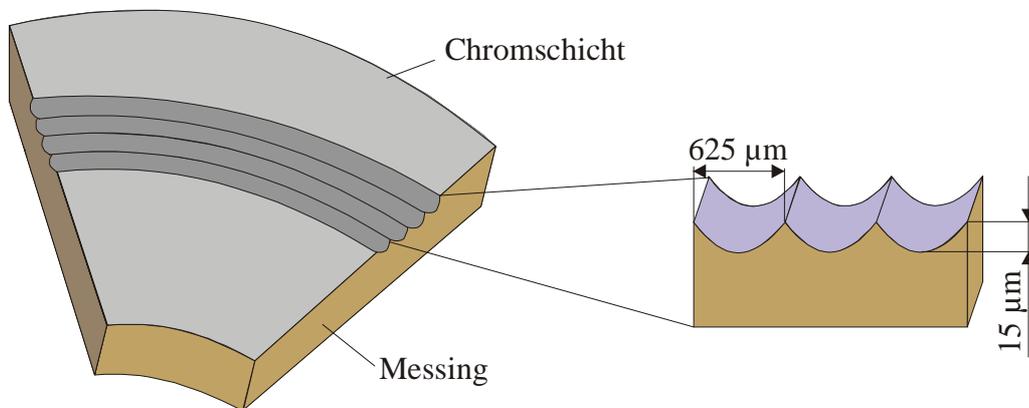


Abbildung 5.12: Skizze der chrombesputterten IPK-Probe (nicht maßstabgetreu).

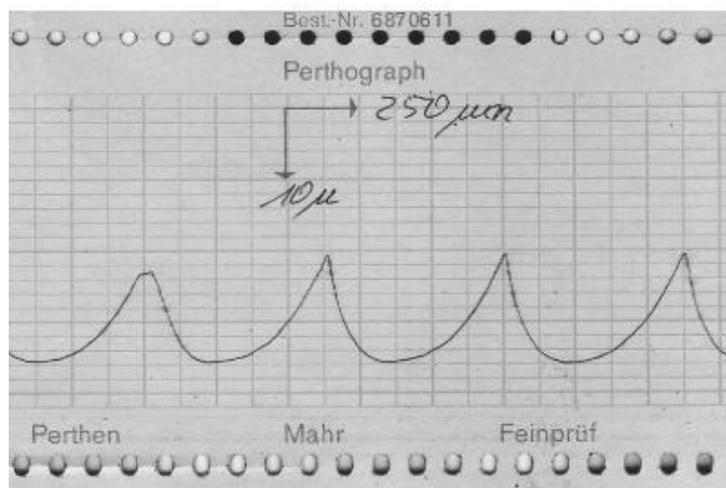


Abbildung 5.13: Messschrieb der IPK-Probe mit dem Perth-O-Meter Tastschnittmessgerät. Horizontaler Maßstab: 250 μm / cm, vertikaler Maßstab: 10 μm / cm.

Abbildung 5.13 zeigt den Messschrieb der IPK-Probe mit dem Tastschnittmessgerät. Erkennbar ist, dass die Werkzeugschneide bei der Herstellung der Probe offenbar nicht

optimal rund war. Außerdem sind die eingedrehten Kreisbögen unsymmetrisch, d. h. es gibt eine flachere und eine steilere Flanke. Die Spitzen zwischen zwei Bögen sind teilweise abgeflacht und teilweise spitz stehen geblieben.

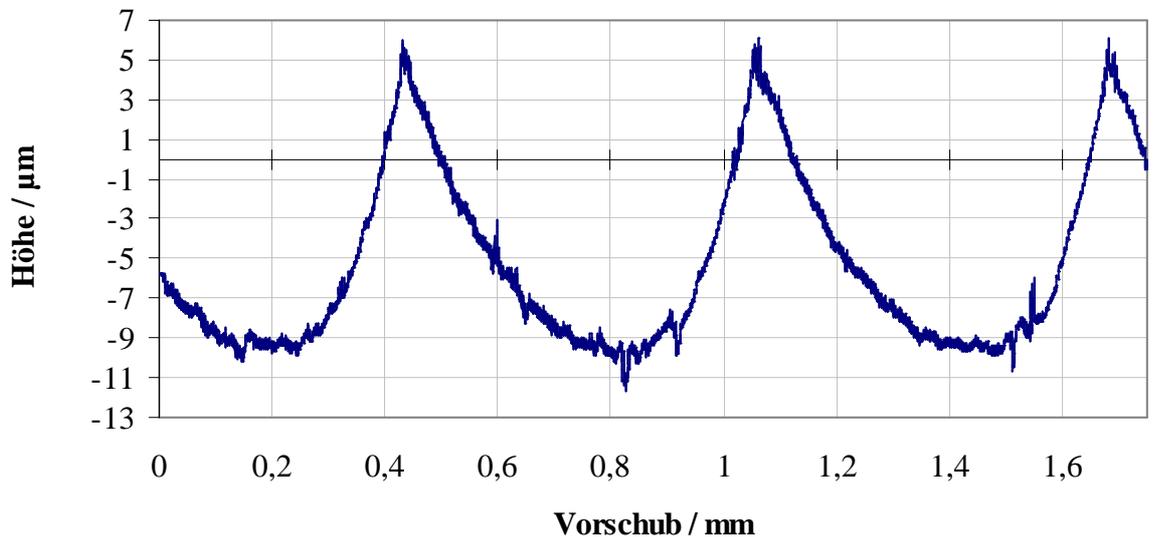


Abbildung 5.14: Messschrieb der IPK-Probe mit dem optischen Autofokusmessverfahren RM600.

Auch der Messschrieb mit dem optischen Autofokusmessverfahren RM600 in Abbildung 5.14 bestätigt die Unsymmetrie der Werkzeugschneide und die unterschiedlichen Flankenwinkel. Die Vermessung der Probe erfolgte hierbei in die umgekehrte Richtung, so dass die Unsymmetrie in die entgegen gesetzte Richtung zeigt. Analog der Messung des Geometrie-Normals treten auch bei der Vermessung der IPK-Probe mit dem optischen Autofokusmessverfahren die für das Verfahren typischen Messfehler auf. An den Flankenspitzen werden durch das Überschwingverhalten bei extremen Steigungswinkelveränderungen Überhöhungen gemessen. Die Messung im Boden der Kreissegmente ist offenbar verrauscht.

Die Oberfläche der IPK-Probe ist wie das Geometrienormal eine regelmäßige Oberfläche. Deshalb können auch hier analog den Experimenten zum Geometrienormal die zweidimensionalen Oberflächenschriebe gut als Vergleich für die folgenden dreidimensionalen Oberflächenschriebe mit Deflexionstopometrie verwendet werden.

Abbildung 5.15 zeigt die Berechnung der Topographie der IPK-Probe mit einfachem Integrationsweg aus den gemessenen Deflexionswinkeln. Obwohl einige sich fortplanzende Messfehler vorliegen, kann die Unsymmetrie der Werkzeugschneide erkannt werden. Auch die unterschiedlichen Flankenwinkel sind erkennbar. Abbildung 5.16 zeigt die Auswertung der gemessenen Deflexionswinkel mit dem Gauß-Markoff-Verfahren. Aufgrund der eingeschränkten Kapazität des zum Zeitpunkt der Berechnung

verfügbaren Auswerterechners wurde ein kleinerer Ausschnitt gewählt. Das Ergebnis der Gauß-Markoff-Auswertung ist eine wesentlich glattere Oberfläche. Die beschränkte Größe der Fläche führt aber dazu, dass die Unsymmetrie der Werkzeugschneide und die unterschiedlichen Flankenwinkel kaum erkennbar sind.

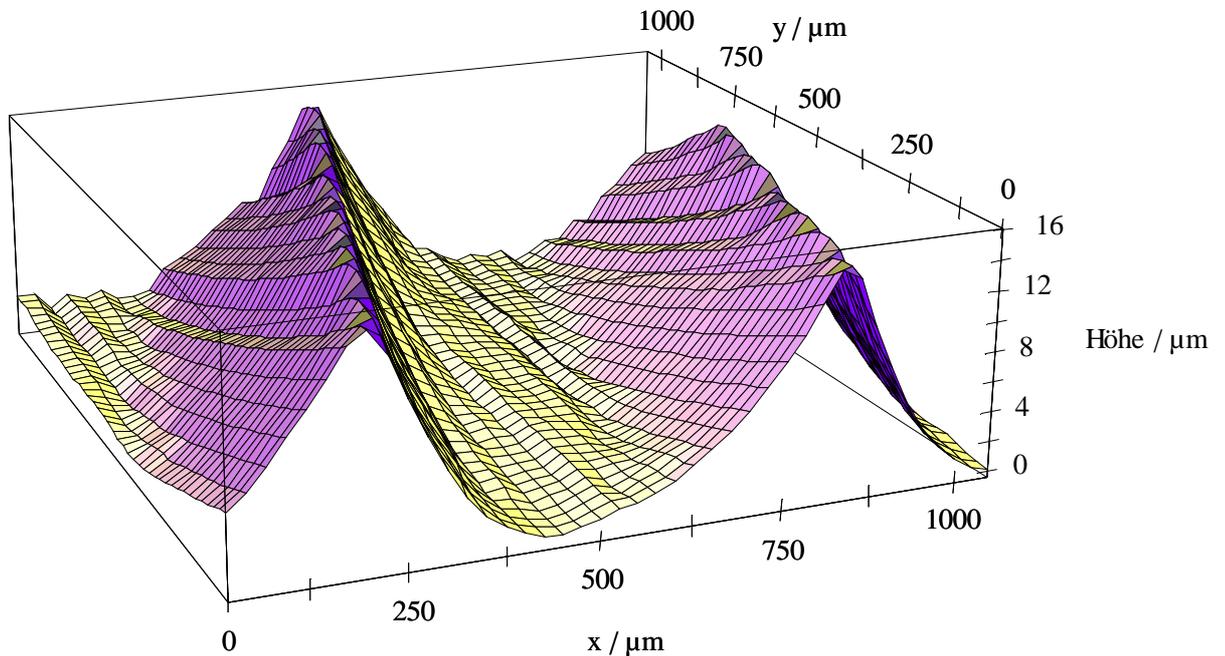


Abbildung 5.15: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung der IPK-Probe abgetastet mit $25\ \mu\text{m}$ Schrittweite, Topographieberechnung mit einfachem Integrationsweg.

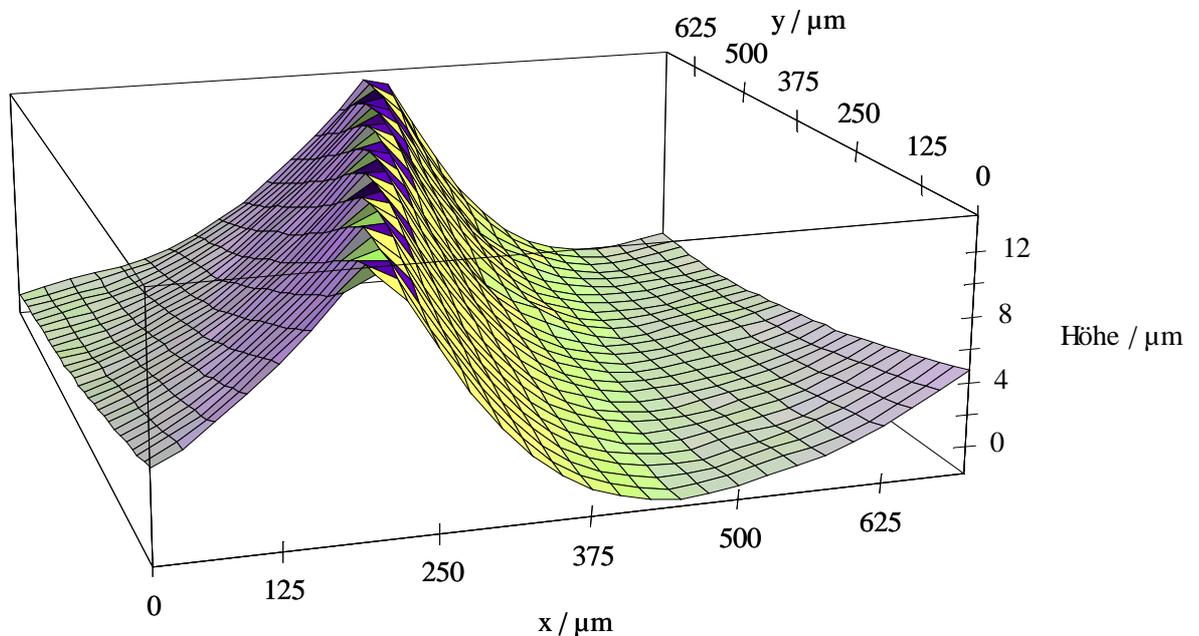


Abbildung 5.16: Ergebnis der scannenden Deflexionswinkelmessung der IPK-Probe abgetastet mit $25\ \mu\text{m}$ Schrittweite, Topographieberechnung mit Gauß-Markoff-Filter.

5.1.3 Bewertung der Experimente zur Deflexionstopometrie

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren zur Berechnung der Topographie aus den messtechnisch ermittelten Steigungswinkeln von Oberflächenpunkten konnten die ausgewählten Probenoberflächen hochgenau ermittelt werden. Sowohl das Geometrienormal, als auch die IPK-Pobe konnten messtechnisch ebenso gut oder sogar präziser als mit den Vergleichsverfahren erfasst werden. Der Vergleich mit anderen profilerkennenden Messverfahren zeigt ähnliche (Tastschnittverfahren) oder sogar überlegene (Autofokusverfahren) Leistungsfähigkeit bei der Vermessung der Proben. Das Geometrienormal stellt dabei für die Deflexions-Topometrie sogar noch eine besondere Herausforderung dar, weil es transparent ist. Bei transparenten Proben könnte ein Problem durch die zweite Reflexion an der Probenunterseite entstehen. Die Messergebnisse beweisen jedoch, dass auch transparente Proben bei ausreichender Probendicke (die zweite Reflexion darf die erste, als Messinformation genutzte, nicht überlagern) vermessen werden können.

Insbesondere bei der Integration mit dem Gauß-Markoff-Filter trägt die Nutzung redundanter Messinformationen zur konsequenten Fehlerminimierung der berechneten Topographieinformation bei. Der Trend zu immer leistungsfähiger Hardware bei vergleichsweise geringen Hardwarepreisen lässt die aufwendige Berechnung mit dem Gauß-Markoff-Filter nicht zum Nachteil des Systems werden.

Das Verfahren zur Erkennung des Steigungswinkel ist wie die meisten anderen optischen Messverfahren auf kooperierende Oberflächen angewiesen. D. h., das System ist beschränkt auf nicht streuende Oberflächen, die den einfallenden Strahl gerichtet reflektieren. Doppelt reflektierende transparente Proben müssen so dick sein, dass die zweite Reflexion mit der Blende im Strahlengang des reflektierten Strahls ausgeblendet werden kann. Höhengsprünge in der Oberfläche können nicht korrekt erkannt werden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Deflexions-Topometrie unter den zuvor genannten Anwendungsbedingungen und Einschränkungen hervorragende Ergebnisse liefert. Das System ist so konzipiert, dass Komponenten für die ellipsometrische Messung der optischen Brechzahl ohne Einschränkung der Deflexions-Topometrie hinzugefügt werden könnten (siehe Kapitel 5.1.1). Das System ist im Labormaßstab getestet worden. Miniaturisierung und / oder Erweiterung des erfassbaren Deflexionswinkelbereichs durch miniaturisierte oder optimierte Komponenten sind mit hoher Wahrscheinlichkeit erfolgreich durchführbar.

5.2 Experimentelle Untersuchungen zur materialerkennenden Ellipsometrie

Die Experimente zur Ellipsometrie sollen den Funktionsnachweis des Messalgorithmus erbringen. Dieser experimentelle Nachweis erfolgt mit einem Messaufbau mit nicht fokussiertem Laserstrahl und bekannten Proben. Basierend auf diesen Ergebnissen muss der Funktionsnachweis mit fokussiertem Laserstrahl erbracht werden. Mit den Experimenten zur fokussierten Ellipsometrie soll auch überprüft werden, ob die theoretische Fehlererwartung des durch die Fokussierung verursachten systematischen Fehlers bestätigt werden kann.

5.2.1 Experimenteller Aufbau zur unfokussierten Ellipsometrie

Die Verifizierung des Algorithmus erfolgt zuerst mit einem nicht fokussierten Aufbau, da für den fokussierten Aufbau nach Kapitel 4.3.2 mit systematischen Messfehlern durch die Fokussierung zu rechnen ist.

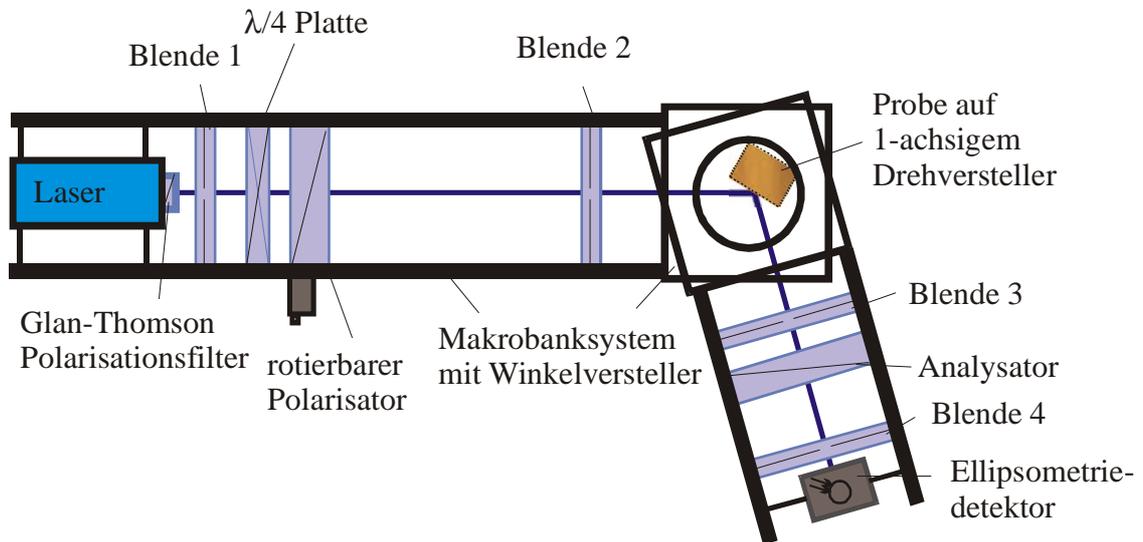


Abbildung 5.17: Vereinfachter Aufbau zur experimentellen Verifizierung des ellipsometrischen Messalgorithmus. Verwendete Laserarten: HeNe mit $\lambda = 633 \text{ nm}$ und HeCd mit $\lambda = 442 \text{ nm}$.

Abbildung 5.17 zeigt den vereinfachten Aufbau zur experimentellen Verifizierung des ellipsometrischen Messalgorithmus. Die Probe ist auf einem Drehversteller gehalten. Der Drehversteller erlaubt Experimente mit verschiedenen Einfallswinkeln. Verschiedene Hauptachsenlagen φ können durch Verdrehung des Ellipsometerhauptachsensystems getestet werden. D. h., der Polarisator wird um den Betrag des zu testenden Hauptachsenazimuts gegenüber seiner Ursprungslage gedreht. Die Blenden im Aufbau dienen der Justage von Strahlage und Probe.

Für die Verifizierung des Algorithmus werden Proben bekannter Brechzahl benötigt. Als Probe mit exakt bekannter Brechzahl wird ein Glasbalken aus Herasil (synthetisches Quarzglas) der Firma Schott verwendet. Die Herstellerangabe der Brechzahl ist $n_{633} = 1,457$ für $\lambda = 633 \text{ nm}$. Als Proben mit komplexen Brechzahlen werden eine goldbeschichtete Probe und eine VA-Stahl Probe eingesetzt. Für diese beiden Proben existieren keine exakten Herstellerangaben. Als Vergleichswerte werden Brechzahlmessungen aus /5.10/ und /5.11/ herangezogen. Die Literaturangaben können aufgrund der fehlenden Kenntnis der genauen Materialzusammensetzung nur als Anhaltswerte verwendet werden.

5.2.2 Ergebnisse mit unfokussierter Ellipsometrie

Die Fehlerbetrachtung zur Ellipsometrie im Kapitel 4.2 zeigt unterschiedliches Fehlerverhalten des Algorithmus für verschiedene Einfallswinkel α und Hauptachsenlagen φ . Daher ist die ellipsometrische Messung bei verschiedenen Einfalls- und Hauptachsen-

winkeln zu betrachten. Die Glasprobe, für die eine Herstellerangabe zur Brechzahl bekannt ist, wird mit den beiden Hauptachsenwinkeln $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = -22,5^\circ$ ellipsometrisch vermessen. Der Einfallswinkel α wird in 5° Schritten zwischen 45° und 65° variiert.

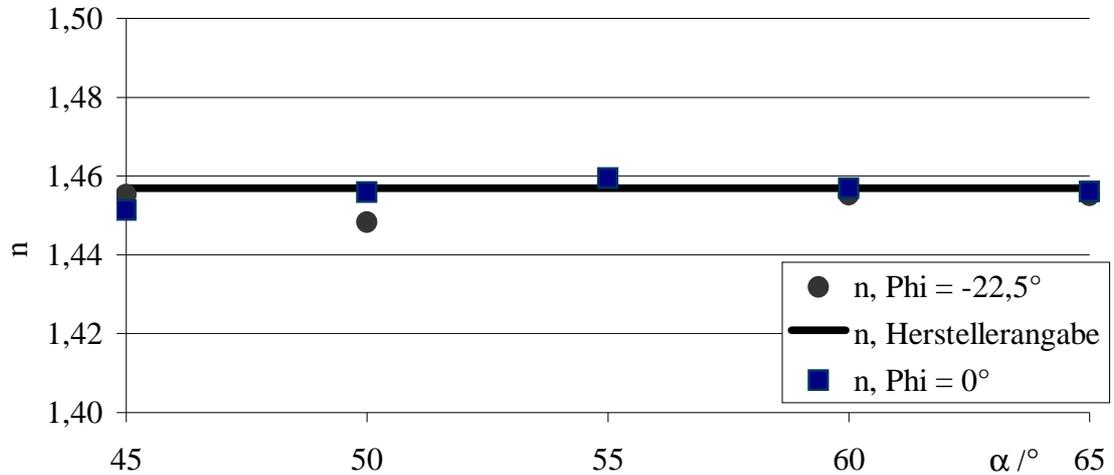


Abbildung 5.18: Ellipsometrische Brechzahlbestimmung für einen Glasbalken (Herasil) mit $n_{\text{Hersteller}} = 1,457$ bei $\lambda = 633\text{nm}$.

Abbildung 5.18 zeigt die ellipsometrisch gemessene Brechzahl der Glasprobe für verschiedene Einfallswinkel im Vergleich zur Herstellerangabe. Die mit Gl. (3.49) und Gl. (3.50) ermittelte Brechzahl stimmt über das Einfallswinkelspektrum sehr konstant mit der Herstellerangabe überein. Die maximale absolute Abweichung der Messwerte zu der Herstellerangabe beträgt nur 0,011. Einzig für $\alpha = 55^\circ$ und $\varphi = -22,5^\circ$ konnte keine Brechzahl ermittelt werden. Der Einfallswinkel $\alpha = 55^\circ$ liegt nahe dem Brewsterwinkel von $55,54^\circ$ für Herasil. Im Brewsterwinkel ist der Verlustwinkel Ψ dielektrischer Materialien $\Psi = 0^\circ$. Aufgrund der inversen Tangensfunktion der Gl. (3.41) ist der Bereich Ψ nahe 0° ein ungünstiger Arbeitspunkt des Messsystems. Messfehler, wie bei dem Messwert bei $\alpha = 55^\circ$ und $\varphi = -22,5^\circ$, können dazu führen, dass negative Verlustwinkel Ψ gemessen werden, die sich dann nicht in eine Brechzahl umrechnen lassen. Ebenfalls ungünstig ist die Messung des Phasenwinkels Δ von dielektrischen Materialien. Der Phasenwinkel Δ für dielektrische Materialien ist $\Delta = 0^\circ$ für Einfallswinkel größer als der Brewsterwinkel und $\Delta = 180^\circ$ für Einfallswinkel kleiner als der Brewsterwinkel. Die $\text{Cos}(\Delta)$ Werte des Glasbalkens konnten mit Abweichungen kleiner 0,012 gemessen werden. Bei der Berechnung der Brechzahl sind Phasendifferenzen, bei denen die gemessenen $\text{Cos}(\Delta)$ -Werte größer 1 bzw. kleiner -1 waren, mit $\Delta = 180^\circ$ bzw. $\Delta = 0^\circ$ angesetzt worden. Gemessene Phasendifferenzen $< 180^\circ$ bzw. $> 0^\circ$ führen zu einem kleinen ($< 0,08$) Imaginäranteil der gemessenen Brechzahl.

Bei der Verwendung eines HeCd-Lasers mit $\lambda = 442\text{ nm}$ ist das Ergebnis der messtechnischen Brechzahlbestimmung nach Gl. (3.49) und Gl. (3.50) für das gleiche Einfallswinkelspektrum ähnlich gut im Vergleich zur Herstellerangabe wie für die Wellenlänge $\lambda = 633\text{ nm}$. Die maximale absolute Abweichung vom Messwert zur Herstellerangabe

beträgt 0,054.

Für die Goldprobe existiert wie erwähnt keine Herstellerangabe für die Brechzahl. Abbildung 5.19 zeigt den gemessenen Brechzahlverlauf für $45^\circ \leq \alpha \leq 65^\circ$ bei $\lambda = 633 \text{ nm}$. Die im Mittel gemessene Brechzahl bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ beträgt $\underline{n}_{633} = 0,1825 - i 2,8512$. Die maximale absolute Abweichung des Realteils n der gemessenen Brechzahlen gegenüber dem Mittelwert beträgt 0,0033, das sind 1,8 % des Mittelwerts. Der Imaginärteil k weist eine maximale Abweichung von 0,0082 auf, das sind 0,29% des Mittelwerts.

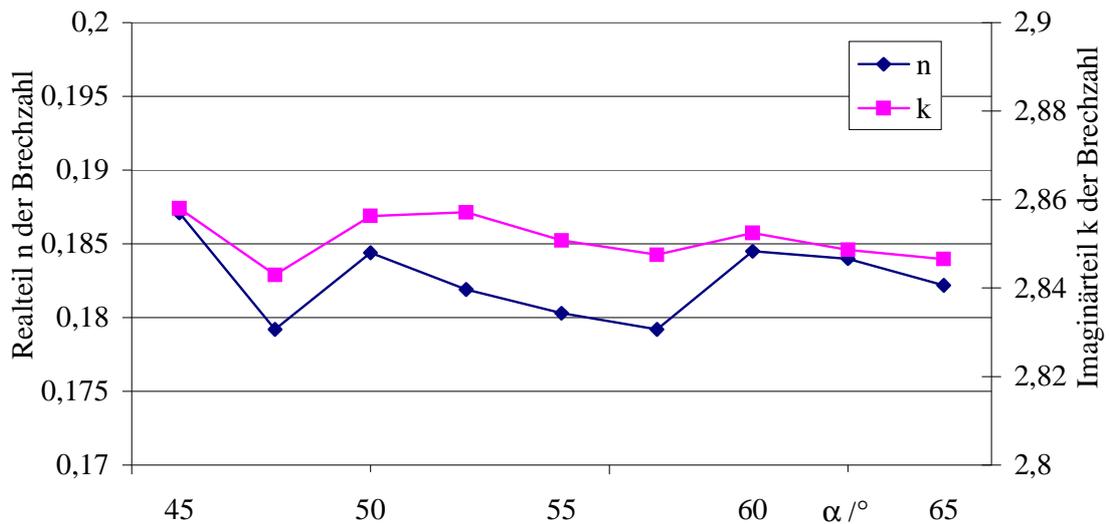


Abbildung 5.19: Ellipsometrische Brechzahlbestimmung für eine 160 nm dicke Goldschicht auf einem Glassubstrat für verschiedene Einfallswinkel α bei $\lambda = 633 \text{ nm}$.

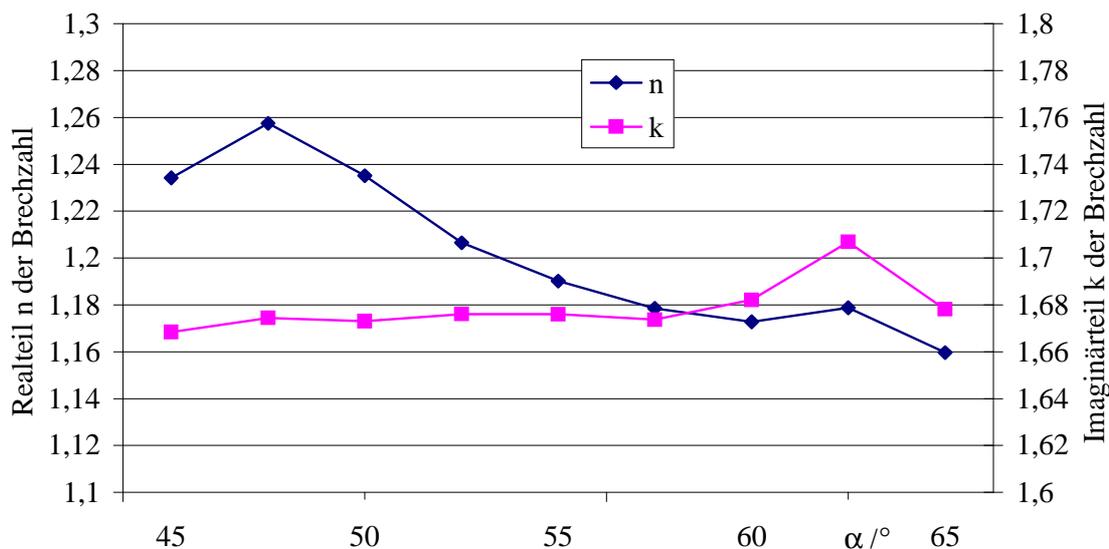


Abbildung 5.20: Ellipsometrische Brechzahlbestimmung für eine 160 nm dicke Goldschicht auf einem Glassubstrat für verschiedene Einfallswinkel α bei $\lambda = 442 \text{ nm}$.

Abbildung 5.20 zeigt den gemessenen Brechzahlverlauf für $45^\circ \leq \alpha \leq 65^\circ$ für $\lambda = 442 \text{ nm}$ für die Goldprobe. Die im Mittel gemessene Brechzahl mit $\lambda = 442 \text{ nm}$ ist $\underline{n}_{442} = 1,2015 - i 1,6788$. Die maximale absolute Abweichung des Realteils n der gemessenen Brechzahlen gegenüber dem Mittelwert beträgt $0,056$, das sind $4,66 \%$ des Mittelwerts. Der Imaginärteil k weist eine maximale Abweichung von $0,0281$ auf, das sind $1,67 \%$ des Mittelwerts.

Der Vergleich der gemessenen Brechzahl der Goldprobe bei den beiden verschiedenen Wellenlängen liefert als Ergebnis, dass mit $\lambda = 633 \text{ nm}$ die prozentual geringeren Abweichungen bei der Bestimmung der Brechzahl zu beobachten sind. Theoretisch wäre dieses Ergebnis umgekehrt zu erwarten. Die zu erwartende Änderung des Verlustwinkels Ψ für die Wellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ ist $\Psi = 35,5^\circ$ bei $\alpha = 45^\circ$ auf $\Psi = 29,7^\circ$ bei $\alpha = 65^\circ$. Für die Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ ist die Änderung kleiner, nämlich $\Psi = 44,2^\circ$ für $\alpha = 45^\circ$ auf $\Psi = 43,5^\circ$ für $\alpha = 65^\circ$. Auch die Änderung des Verlustwinkels Δ ist für die gleiche Einfallswinkeländerung bei $\lambda = 442 \text{ nm}$ größer als bei $\lambda = 633 \text{ nm}$. Bei gleicher Messgenauigkeit der ellipsometrischen Kenngrößen ist die genauere Brechzahlbestimmung für verschiedene Einfallswinkel also bei der Wellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ zu erwarten. Das schlechtere Ergebnis für $\lambda = 442 \text{ nm}$ lässt sich nur mit dem schlechteren Polarisationsverhalten der Folienpolarisatoren und der geringeren Empfindlichkeit des Ellipsometriedetektors für diese Wellenlänge erklären. Trotz der schlechteren Genauigkeit sind für die Bestimmung der Brechzahl von Gold Vorteile mit $\lambda = 442 \text{ nm}$ für kleine Einfallswinkel zu erwarten, da bei kleinen Einfallswinkeln die Ψ -Kurve für $\lambda = 633 \text{ nm}$ sehr flach verläuft. Die Literaturwerte von Gold streuen von $n = 0,19$ bis $n = 0,31$ und $k = 2,9$ bis $k = 3,31$ bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ /5.10/, /5.11/. D. h., die gemessenen Werte sind nur einige Hundertstel kleiner als bekannte Literaturwerte. Für $\lambda = 442 \text{ nm}$ streuen die Literaturangaben von $n = 1,175$ bis $n = 1,535$ und $k = 1,79$ bis $k = 1,846$ /5.10/. Damit liegen die Messwerte des Realteils der Brechzahl bis auf Hundertstel innerhalb der Literaturwerte. Die Messergebnisse für den Imaginärteil liegen ca. 5% unterhalb der Literaturangaben.

Abbildung 5.21 zeigt den gemessenen Brechzahlverlauf für $45^\circ \leq \alpha \leq 65^\circ$ für $\lambda = 633 \text{ nm}$ für eine Probe aus VA-Stahl. Die Oberfläche der Probe ist feinstpoliert. Für die VA-Probe konnte mit $\lambda = 633 \text{ nm}$ ebenfalls ein sehr konstanter Brechzahlverlauf gemessen werden. Die im Mittel gemessene Brechzahl mit $\lambda = 633 \text{ nm}$ ist $\underline{n}_{633} = 2,1828 - i 3,9279$. Die maximale absolute Abweichung des Realteils n der gemessenen Brechzahlen gegenüber dem Mittelwert beträgt $0,0222$, das sind $1,02 \%$ des Mittelwerts. Der Imaginärteil k weist eine maximale Abweichung von $0,0415$ auf, das sind $1,06 \%$ des Mittelwerts.

Abbildung 5.22 zeigt den gemessenen Brechzahlverlauf der VA-Probe für $45^\circ \leq \alpha \leq 65^\circ$ für $\lambda = 442 \text{ nm}$. Die im Mittel gemessene Brechzahl mit $\lambda = 442 \text{ nm}$ ist $\underline{n}_{442} = 1,3729 - i 2,8216$. Die maximale absolute Abweichung des Realteils n der gemessenen Brechzahlen gegenüber dem Mittelwert beträgt $0,0279$, das sind $2,03 \%$ des Mittelwerts. Der Imaginärteil k weist eine maximale Abweichung von $0,055$ auf, das sind $1,95 \%$ des Mittelwerts.

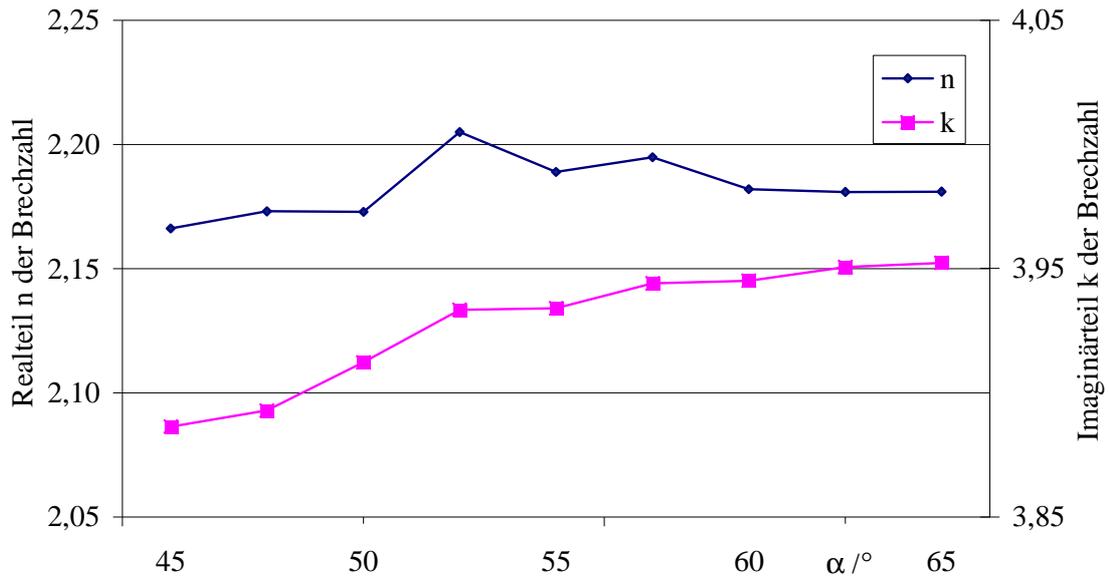


Abbildung 5.21: Ellipsometrische Brechzahlbestimmung für eine VA-Stahlprobe mit polierter Oberfläche für verschiedene Einfallswinkel α bei $\lambda = 633 \text{ nm}$.

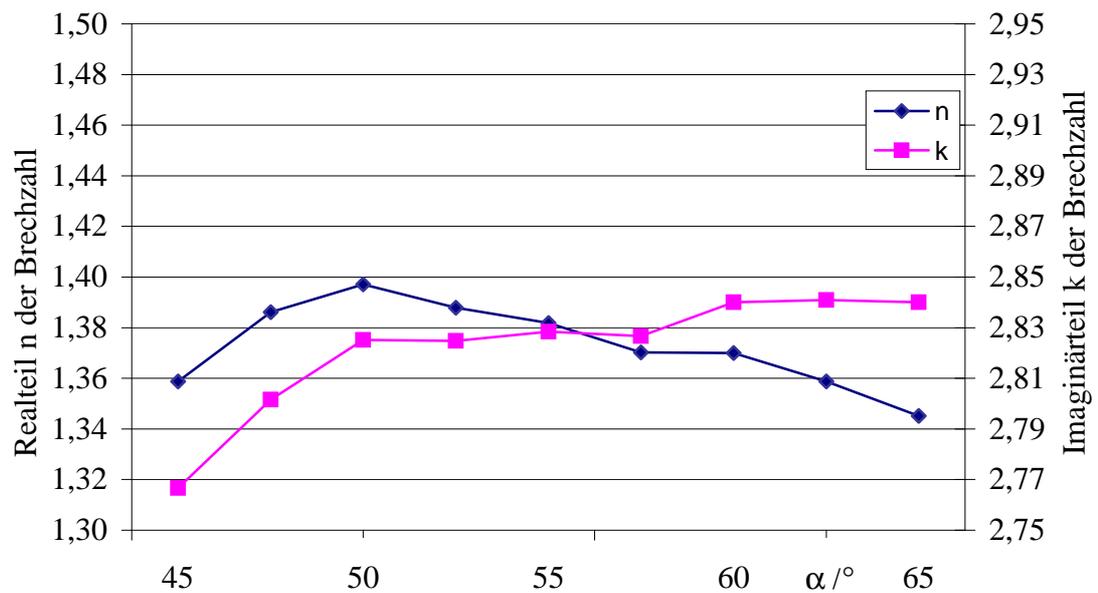


Abbildung 5.22: Ellipsometrische Brechzahlbestimmung für eine VA-Stahlprobe mit polierter Oberfläche für verschiedene Einfallswinkel α bei $\lambda = 442 \text{ nm}$.

Auch für die VA-Probe lassen sich mit der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ konstantere Brechzahlverläufe über den getesteten Einfallswinkelbereich messen.

Für Stahl ohne Angabe der Legierung wird in /5.10/ eine Brechzahl von $n = 2,65$ und $k = 3,54$ bei $\lambda = 630 \text{ nm}$ angegeben. Dieser Wert entspricht gut den gemessenen Werten. Für die Wellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ findet man einen Literaturwert für V2A-Stahl in /5.10/ mit $n = 1,96$ und $k = 3,51$. Es kann also keine Materialübereinstimmung mit dem

Literaturwert festgestellt werden.

5.2.3 Bewertung der experimentellen Ergebnisse zur unfokussierten Ellipsometrie

Für alle drei Materialien konnte mit guter Konstanz die Brechzahl bei variierendem Einfallswinkel gemessen werden. Sofern Vergleichswerte aus Literatur oder aus Messungen mit bekannten Algorithmen vorhanden sind, ist gute Übereinstimmung erkennbar. Beides ist Beweis für die Richtigkeit und die Leistungsfähigkeit des intensitätsellipsometrischen Algorithmus. Die Abweichungen der einzelnen Messwerte von den Mittelwerten der Messungen über dem getesteten Einfallswinkelbereich lag im Prozentbereich. Es ist davon auszugehen, dass abgesehen von den erwähnten ungünstigen Arbeitspunkten mit diesem Verfahren die Brechzahl mindestens auf eine Nachkommastelle genau gemessen werden kann.

Die besten Ergebnisse wurden mit rotem Licht der Wellenlänge $\lambda = 633$ nm erzielt. Die Verwendung blauen Lichts mit $\lambda = 442$ nm bedeutet für die Brechzahlbestimmung eher einen Verlust an Genauigkeit. Die sichere Materialidentifizierung anhand der Brechzahl erfordert für einige Materialien die Brechzahlbestimmung mit $\lambda = 442$ nm, da eine Materialunterscheidung mit $\lambda = 633$ nm nicht möglich ist (siehe Kapitel 3.4). Optimierungspotential ist für die Wellenlänge $\lambda = 442$ nm im Bereich der Folienpolarisatoren vorhanden. Folienpolarisatoren mit höheren Auslöschungsverhältnissen als die in diesem Aufbau verwendeten (1 : 45000, siehe Kapitel 3.3.3) würden dazu führen, dass die Messwerte genauer zu den theoretischen Werten passen.

5.2.4 Experimenteller Aufbau zur fokussierten Ellipsometrie

Abbildung 5.23 zeigt den Versuchsaufbau zur experimentellen Überprüfung der fokussierten Ellipsometrie. Die Ziele der Experimente sind der generelle Funktionsnachweis des ellipsometrischen Algorithmus mit fokussiertem Messstrahl einerseits und die Überprüfung der theoretischen Betrachtung zum Einfluss der Fokussierung bei der ellipsometrischen Messung aus Kapitel 4.3 andererseits. Der experimentelle Aufbau ist wie der Aufbau zur unfokussierten Ellipsometrie zweidimensional aufgebaut. Auch bei diesem Aufbau lässt sich die Veränderung der Hauptachsenlage ϕ durch Verdrehung des Polarisationsfilters aus seiner Nulllage heraus experimentell simulieren. Als Lichtquelle für die Experimente wurde der He-Cd-Laser mit $\lambda = 442$ nm gewählt. Bei der Durchführung der Experimente zur fokussierten Ellipsometrie hat sich eine Referenzierung von Intensitätsschwankungen, die sich im Bereich von einer knappen Sekunde bewegen, als wirksame Maßnahme zur Steigerung der Reproduzierbarkeit erwiesen. In Abbildung 5.23 ist deshalb ein zusätzlicher Strahlteiler eingezeichnet, der direkt auf den zur Abschwächung eingesetzten Glan-Thompson-Polarisator folgt. Bei der Referenzierung wird ein Teilstrahl auf einen Referenzdetektor ausgekoppelt. Die Experimente zur fokussierten Ellipsometrie sind mit der Glas- und der Goldprobe durchgeführt worden. Die Durchführung der Experimente erfolgte in der Diplomarbeit /5.13/, die im Rahmen dieser Arbeit betreut wurde.

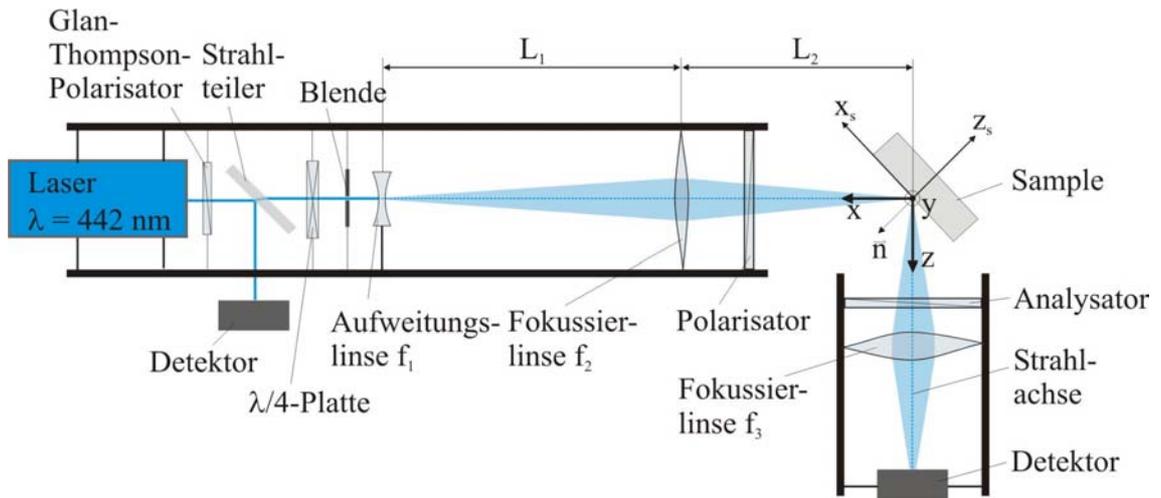


Abbildung 5.23: Versuchsaufbau zur experimentellen Untersuchung der fokussierten Ellipsometrie (Linsenabstände L_i und Brennweiten f_i siehe Tabelle 5.3).

Entscheidenden Einfluss auf die Genauigkeit der Messwerte hat die Qualität der zirkularen Polarisation durch die $\lambda/4$ – Platte. Selbst Verzögerungselemente hoher Güte und optimale Justage reichen oft nicht für ideale zirkulare Polarisation. Im Kapitel 3.3.3.1 wurde bereits auf die nicht erreichbare ideale zirkulare Polarisation eingegangen. Als Lösung des Problems wurde ein Korrekturfaktor für die gemessenen Intensitäten bei den verschiedenen Polarisatorazimuten eingeführt. Bei den Experimenten zur fokussierten Ellipsometrie wurde dann die Reproduzierbarkeit der Ermittlung des Korrekturfaktors überprüft. Die Reproduzierbarkeit des Korrekturfaktors für diesen Aufbau beträgt $\pm 0,003$. Die Bandbreite von 0,006 für jeden der zwei Korrekturfaktoren, die bei der Einstellung von drei verschiedenen Polarisatorazimuten notwendig sind, schlägt sich zwangsläufig im experimentellen Ergebnis nieder. Die Bandbreite der berechneten Brechzahl aufgrund der streuenden Korrekturfaktoren ist in der Ergebnisdarstellung der Experimente mit Fehlerbalken eingezeichnet.

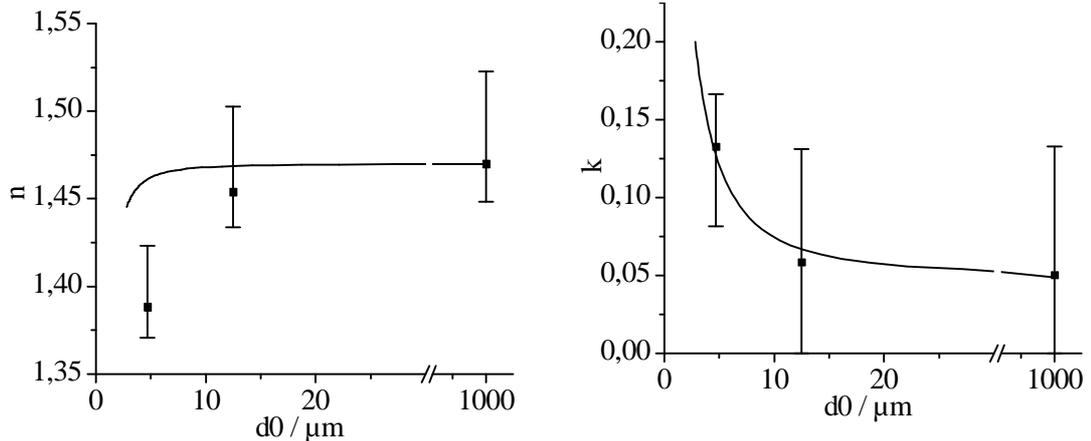
	L_1	L_2	f_1	f_2	d_1	d_0
mittlere und	146 mm	266,7 mm	-16 mm	100 mm	12 mm	12,5 μm
starke Fo- kussierung	250 mm	162,5 mm	-10 mm	100 mm	19,5 mm	4,7 μm

Tabelle 5.3: Parameter der verwendeten Fokussierungen bei den Experimenten zur fokussierten Ellipsometrie.

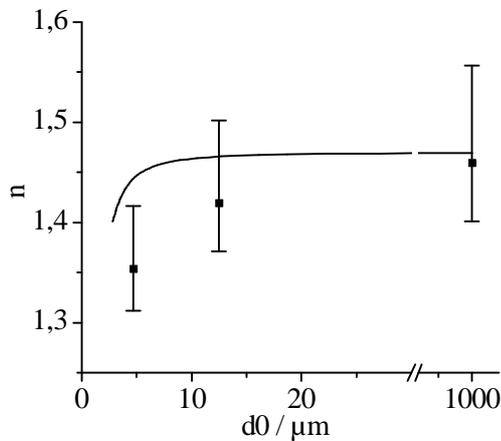
Die Experimente zur fokussierten Ellipsometrie sind mit drei verschiedenen Messfleckgrößen durchgeführt worden. Der größte Messfleckdurchmesser ist der Rohstrahl mit dem Durchmesser $d_0 = 1000 \mu\text{m}$. Die beiden außerdem verwendeten Fokusdurchmesser d_0 , die Linsenbrennweiten f_1 und f_2 und die Linsenabstände L_1 und L_2 zum Erreichen der Fokusdurchmesser sind in der Tabelle 5.3 aufgeführt. Der Durchmesser d_1 ist der aufgeweitete Durchmesser nach der Aufweitungslinse f_1 . Die Strahldurchmesser sind nach der Theorie zur Transformation gaußscher Strahlenbündel mit Gl. (4.4) berechnet worden.

5.2.5 Ergebnisse zur fokussierten Ellipsometrie

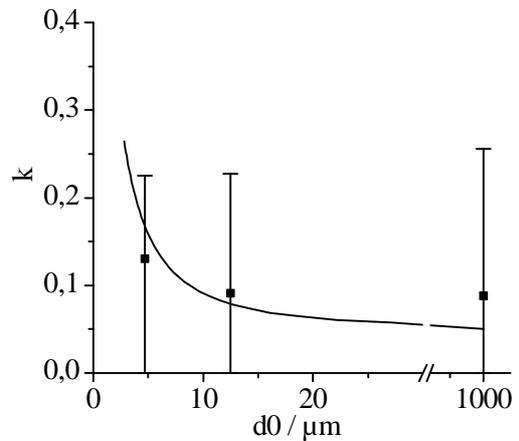
Im Kapitel 4.3.2 wird beschrieben, dass der Fehlereinfluss der Fokussierung bei der ellipsometrischen Brechzahlmittlung vom Fokussierungsgrad und vom Deflexionswinkel γ abhängt. Der Messaufbau zur experimentellen Erprobung des Fokussiereinflusses bietet nur die Veränderung des Deflexionswinkels γ_x . Die Bewertung der Theorie ist damit möglich, da die Veränderung des Einfallswinkels α zwischen den Einzelstrahlen des fokussierten Strahlenbündels als dominanter Einfluss gegenüber der Hauptachsenlagenänderung erwartet werden kann.



Realteil der Brechzahl für $\gamma = 0^\circ$



Imaginärteil der Brechzahl für $\gamma = 0^\circ$



Realteil der Brechzahl für $\gamma = 8^\circ$

Imaginärteil der Brechzahl für $\gamma = 8^\circ$

Abbildung 5.24: Experimentelle Ergebnisse und theoretischer Brechzahlverlauf der fokussierten ellipsometrischen Brechzahlbestimmung einer Glasprobe für eine Messwellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$. Die Balken zeigen die Spannweite der Ergebnisse an, für den Fall, dass der Korrekturfaktor für die Korrektur der tatsächlichen gegenüber idealer zirkularer Polarisation um $\pm 0,003$ abweicht.

Abbildung 5.24 zeigt die experimentellen Messergebnisse für die fokussierte ellipsometrische Brechzahlbestimmung einer Glasprobe im Vergleich zu dem theoretisch erwarteten Brechzahlverlauf über dem Fokussiergrad. Der theoretische Brechzahlver-

lauf in Abhängigkeit des Fokussierungsgrades ist in Kapitel 4.3.2 beschrieben. Die Fehlerbalken zeigen, wie groß die Spannweite des aus den gemessenen Intensitäten berechneten Brechzahlresultats ist, wenn bei der Berechnung der Brechzahl der Intensitätskorrekturfaktor um $\pm 0,003$ abweicht.

Dielektrische Proben haben keinen Imaginäranteil im Brechzahlwert. Dennoch ist hier der Imaginärteil der Brechzahl aufgeführt. Die Theorie zur fokussierten Ellipsometrie sagt mit steigendem Fokussierungsgrad einen steigenden Imaginärteil der Brechzahl voraus. Die Messwerte zu den Experimenten zur fokussierten Ellipsometrie mit der Glasprobe scheinen die Theorie dahingehend zu bestätigen. Die Theorie sagt weiterhin einen kleiner werdenden Realteil bei stärkerer Fokussierung voraus. Die Messwerte des Realteils zeigen dieses Verhalten aber sogar stärker als es die Theorie vorhersagt.

Für größer werdende Steigungswinkel γ wird der Fehler durch die Fokussierung sowohl der Theorie nach, als auch bei den experimentellen Ergebnissen größer.

Die experimentellen Messergebnisse für die fokussierte ellipsometrische Brechzahlbestimmung einer Goldprobe sind in Abbildung 5.25 im Vergleich zu dem theoretisch erwarteten Brechzahlverlauf über dem Fokussierungsgrad dargestellt. Die experimentelle Bestimmung der Brechzahl bei einer Goldprobe wurde mit der mittleren Fokussierung (siehe Tabelle 5.3) und dem nicht fokussierten Rohstrahl durchgeführt. Die Messergebnisse für die Goldprobe decken sich relativ gut mit den theoretischen Erwartungen. Eine Ausnahme ist der Messwert des Realteils der Brechzahl bei fokussierter Messung und einem Steigungswinkel von $\gamma = 8^\circ$. Der gemessene Wert weicht mehr als 20 % vom theoretischen Erwartungswert ab. Diese Abweichung ist nicht mit der Unsicherheit bei der Ermittlung der Polarisationskorrekturfaktoren erklärbar.

Die experimentellen Ergebnisse bestätigen, dass die Fokussierung des Messstrahls zu systematischen Fehlern führt. Für bekannte systematische Fehler stellt sich die Frage, ob der Fehler berücksichtigt werden kann. Wenn der Fehler durch die Fokussierung berücksichtigt werden soll, muss der Fokussiereinfluss in die Berechnung der Intensität Gl.(3.44) einfließen. Die Berechnung der Intensität eines fokussierten Messstrahls ist mit dem Jones-Matrix-Formalismus nicht möglich, da damit nur jeweils die Intensität eines Einzelstrahls bzw. eines parallelen Strahlenbündels berechnet werden kann. Die Berechnung der Intensität eines fokussierten Strahls ist nur durch die numerische Ermittlung der Gesamtintensität aus Einzelstrahlberechnungen möglich, wie sie in /5.13/ erfolgt ist. Das bedeutet wiederum, dass aus der numerischen Intensitätsberechnung eines fokussierten Strahlenbündels kein Algorithmus ableitbar ist, da kein Gleichungssystem zur Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen analog Kapitel 3.3.3.2 aufgestellt werden kann.

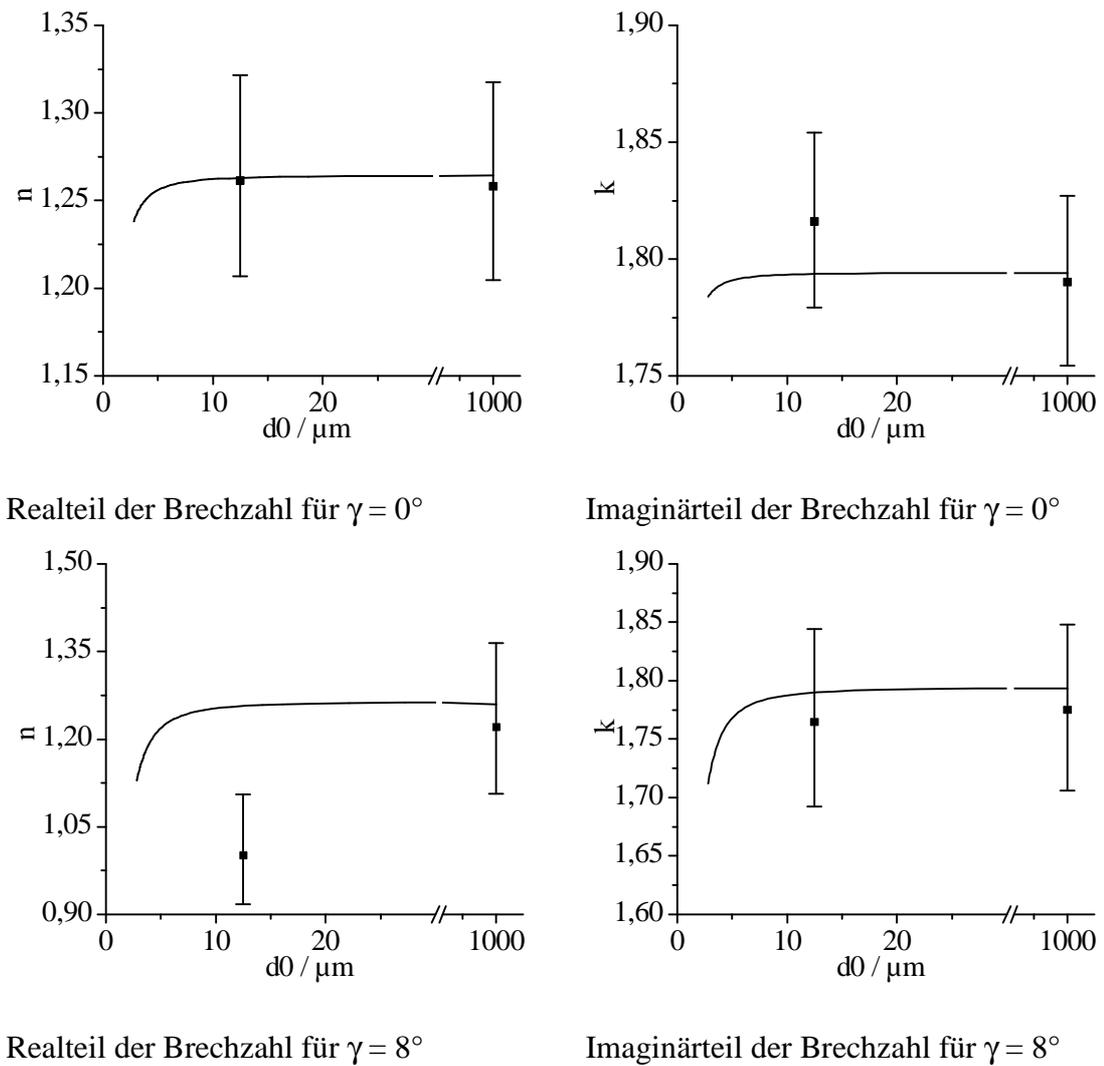


Abbildung 5.25: Experimentelle Ergebnisse und theoretischer Brechzahlverlauf der fokussierten ellipsometrischen Brechzahlbestimmung einer Goldprobe für eine Messwellenlänge $\lambda = 442$ nm. Die Balken zeigen die Spannweite der Ergebnisse an, für den Fall, dass der Korrekturfaktor für die Korrektur der tatsächlichen gegenüber idealer zirkularer Polarisation um $\pm 0,003$ abweicht.

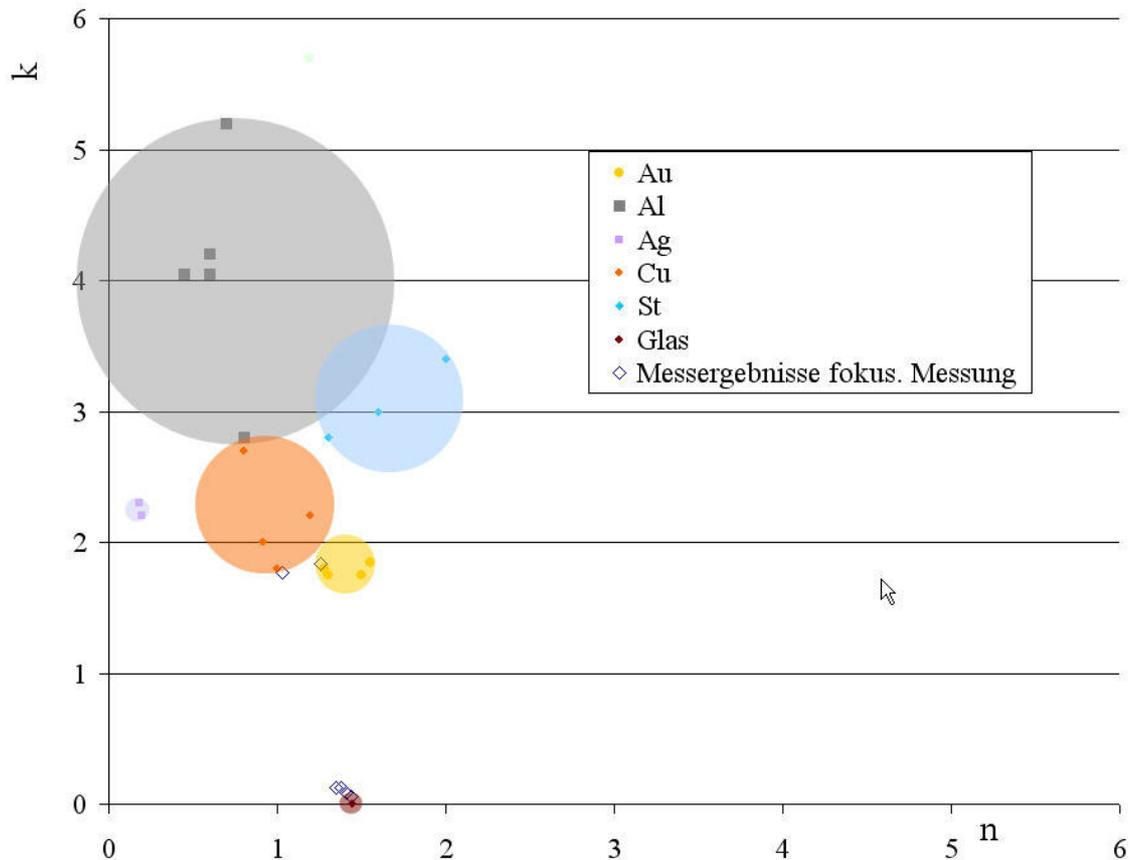


Abbildung 5.26: n, k – Diagramm mit Materialidentifikationskreisen und Messwerten mit fokussierter Ellipsometrie für verschiedene Materialien bei der Messwellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$. Literaturwerte aus /5.10/, /5.11/.

Abbildung 5.26 zeigt das in Kapitel 3.4 vorgestellte n, k – Diagramm, ergänzt um die Messwerte aus den Experimenten zur fokussierten Ellipsometrie (Abbildung 5.24 und Abbildung 5.25). Die Messergebnisse der fokussierten Brechzahlmessung des Herasil Glasbalkens liegen zum Teil gut im Materialidentifikationskreis. Die Messergebnisse des Herasil Glasbalkens bei dem höchsten Fokussierungsgrad liegen nicht im Materialidentifizierungskreis, sondern nahe daneben. Mit diesen Messwerten könnte man bei einer Erweiterung des Materialidentifizierungskreises mit anderen Literaturwerten für andere Glassorten eine Identifizierung von Glas erreichen. Die Sortenerkennung von Glas wird mit fokussierter Ellipsometrie nicht möglich sein. Die Messergebnisse der fokussierten Messung von Gold sind bezüglich ihrer Eignung zur Materialidentifizierung zweigeteilt. Die Messung der ungeneigten Probe fällt in den Rand des Materialidentifizierungskreises und liefert damit eine korrekte Identifizierung. Die Messung der geneigten Probe liegt außerhalb des Materialidentifizierungskreises. Das ändert sich auch nicht, wenn die Brechzahl mit einem um 0,003 geänderten Korrekturfaktor berechnet wird. Eine mögliche Lösung dieses Problems könnte mit einer Vergrößerung des Materialidentifizierungskreises gefunden werden. Die Vergrößerung muss dann aber proportional für alle Materialidentifizierungskreise eines n, k – Diagramms vorgenommen werden. Damit ergeben sich größere Überschneidungen der Kreise. Liegt der

Messpunkt dann in der Schnittmenge von zwei oder mehr Materialidentifikationskreisen, kann eine Wahrscheinlichkeitsaussage nach Gl. (3.72) für die Zugehörigkeit zu einem Kreis getroffen werden.

5.3 Bewertung der experimentellen Untersuchungen

Im experimentellen Teil dieser Arbeit wurden ein Deflexions-Topometer und ein Mikro-Ellipsometer zur Materialidentifizierung getrennt voneinander aufgebaut und getestet. Das Deflexions-Topometer wurde als System zur Messung von Deflexionswinkeln in x- und y-Richtung mit einem Laser und einem Fokussiersystem aufgebaut. Die Probenaufnahme ist gleichzeitig Justagevorrichtung und geeignet für den Scanbetrieb. Die Steuerung und Auswertung des Messvorgangs erfolgt über eine für diesen Aufbau entwickelte Software. Das Mikro-Ellipsometer wurde als System zur fokussierten Messung von Brechzahlen aufgebaut. Der Aufbau erlaubt die Einstellung von verschiedenen Einfallswinkeln und Hauptachsenlagen. Die Steuerung und Auswertung des Messvorgangs erfolgt ebenfalls über eine für diesen Aufbau entwickelte Software.

Mit dem Verfahren der Deflexions-Topometrie kann die Topographie von Oberflächen präzise gemessen werden. Voraussetzung sind glänzende Proben, die mit dem Messprinzip kooperieren. Die Berechnung der Oberfläche aus den gemessenen Steigungswinkeln ist bereits mit einer Genauigkeit im Submikrometerbereich möglich, wenn nur Steigungswinkel in eine Richtung für die Integration der Höhenwerte verwendet werden. Die konsequente Nutzung der vorhandenen Messinformationen erfolgt mit dem Gauß-Markoff-Filter. Die Berechnung der Topographie mit dem Gauß-Markoff-Filter bietet gegenüber dem einfachen Integrationsweg eine erhebliche Steigerung der Genauigkeit.

Die Genauigkeit der Deflexions-Topometrie ist auch abhängig von der Justage der Probe im Kreuzungspunkt des einfallenden mit dem reflektierten Strahl. Abweichungen der Position der Probenoberfläche gegenüber der Position des Kalibrierspiegels führen zu systematischen Fehlern. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass mit entsprechendem Justageaufwand sehr erfolgreich gemessen werden kann. Die verwendeten Justageprozeduren sind gut für den Laborbetrieb des Systems geeignet. Für ein industrielles Messsystem auf Basis dieser Arbeit ist die Unterstützung der Justage durch sehr genaue optische oder mechanische Hilfsmittel unabdingbar.

Bei den Experimenten dieser Arbeit zur Deflexionstopometrie ist eine CCD-Kamera mit hoher Grauwertauflösung (16 bit) und optimierten Rauschverhalten verwendet worden. Um ein optimales Rauschverhalten zu erhalten wird der CCD-Chip der Kamera gekühlt und evakuiert. Dieses Prinzip erfordert, dass der Chip durch eine Glasscheibe gegenüber der Atmosphäre getrennt ist. Die Verwendung kohärenten Lichts führt zu störenden Interferenz- und Speckleeffekten in der Scheibe oder zwischen der Scheibe und dem Chip. Wenn diese Effekte, die das Nutzbild überlagern, zeitlich nicht konstant sind, kann dies zu Fehlern gegenüber dem Kalibrierzustand führen. Die verwendete Kamera war ursprünglich für die flächenhafte Intensitätellipsometrie vorgesehen. Für diese

Anwendung sind auch die Eigenschaften der Kamera gewählt worden. Für die Positionsdetektion eines Lichtflecks wäre aber eine CCD-Kamera mit höherer Pixelauflösung statt mit hoher Lichtempfindlichkeit oder aber ein positionsempfindlicher Detektor (PSD) z. B. von /5.14/ besser geeignet. Die Verwendung eines geeigneteren positionsensitiven Detektors könnte die Genauigkeit bei der Deflexionswinkeldetektion steigern und damit die Genauigkeit der Topometrie und der Brechzahlermittlung erhöhen.

Im reflektierten Strahlengang werden Fresnellinsen zur Strahlableitung auf die CCD-Kamera verwendet. Fresnellinsen wurden ausgewählt, weil sie ein besonders günstiges Verhältnis von Brennweite zu freier Apertur aufweisen. Durch dieses Verhältnis wird bestimmt, welcher maximale Steigungswinkel durch die Optik zur CCD-Kamera transferiert werden kann. Die Fresnellinsen haben ein breites Anwendungsfeld in der Projektionstechnik. Aus dieser Anwendung heraus stammt die Auswahl an verfügbaren Serienlinsen in Fresnelbauart. Denkbar sind auch Linsen, die ein noch günstigeres Verhältnis Brennweite zu Apertur haben. Der Vorteil wäre ein größerer maximaler Steigungswinkel, der erfasst werden könnte. Solche Linsen sind entweder nicht oder nur sehr kostspielig als Einzelstücke zu bekommen. Für ein industrielles Messsystem mit entsprechender Stückzahl könnte das Design und die Herstellung einer Sonderanfertigung rentabel sein.

Die Brechzahlbestimmung mit der unfokussierten Intensitätsellipsometrie und dem in dieser Arbeit entwickelten Algorithmus gelingt zuverlässig für den getesteten Einfallswinkelbereich und für die getesteten Werkstoffe Glas, Gold und Stahl. Die Verwendbarkeit von Folienpolarisatoren in Verbindung mit der intensitätsellipsometrischen Brechzahlbestimmung wurde nachgewiesen. Es ist zu beachten, dass Folienpolarisatoren mit Antireflexbeschichtungen verwendet werden müssen, um das Störsignal gegenüber dem Nutzsignal gering zu halten. Das Auslöschungsverhältnis, der bei diesen Experimenten verwendeten Folienpolarisatoren, ist für $\lambda = 633 \text{ nm}$ besser als für $\lambda = 442 \text{ nm}$. Bei den verwendeten Folienpolarisatoren ist somit Optimierungspotential bezüglich des Auslöschungsverhältnis vorhanden. Der besondere Vorteil der Folienpolarisatoren gegenüber Glan-Taylor oder Glan-Thomson Polarisationsprismen ist der große Winkelbereich, in dem ein Folienpolarisator durchstrahlt werden darf in Verbindung mit großen freien Aperturen. Dieser Vorteil erlaubt es, die Folienpolarisatoren als jeweils letztes bzw. erstes Element vor der Probe einzusetzen. Damit kann mit diesem Verfahren die Brechzahl einer Probe intensitätsellipsometrisch bei unterschiedlichen Einfallswinkeln bestimmt werden, ohne dass optische Komponenten zwischen den Polarisatoren des Ellipsometers den Strahlengang in die benötigte Richtung transformieren müssen. Die Richtungstransformation erfolgt vor bzw. hinter den Polarisationskomponenten für die Ellipsometrie. Die Vorteile dieser Methode der Strahltransformation sind in Kapitel 2.2 und 2.4 besprochen worden.

Die fokussierte Ellipsometrie ist unter Inkaufnahme von Fehlereinflüssen durch die Fokussierung durchführbar. Der Betrag des Fehlers ist in erster Linie abhängig vom Grad der Fokussierung. Mit steigender Fokussierung wird i. A. der Konvergenzwinkel nach der fokussierenden Linse größer. Dies führt zu einer größeren Spanne an Einfallswinkel- und Hauptachsenwinkeln im Strahlenbündel des einfallenden Strahls. Die Spanne der

Einfalls- und Hauptachsenwinkel ist verantwortlich für den systematischen Fehler bei der fokussierten Ellipsometrie. Bei starker Fokussierung ist der Fehler bei der Brechzahlermittlung nicht unerheblich. Dennoch kann eine Materialunterscheidung auch bei starker Fokussierung durch Erweiterung der Materialidentifizierungskreise im n, k - Diagramm möglich sein. Der Einsatz vorteilhafter Wellenlängen, bei denen ein entsprechend großer Brechzahlunterschied bei den vorkommenden Materialien bekannt ist, begünstigt die zuverlässige Materialunterscheidung.

Beide Einzelverfahren wurden mit Laboraufbauten getestet, die die Randbedingungen für einen kombinierten Aufbau berücksichtigen. Die Deflexions-Topometrie wurde mit Optiken getestet, die die Integration von Folienpolarisatoren zulassen. Der ellipsometrische Algorithmus wurde mit fokussiertem Laserstrahl getestet. Beide Einzelverfahren sind erfolgreich experimentell bestätigt worden. Die Schlussfolgerung der Experimente ist daher, dass Mikro-Deflexions-Ellipsometrie mit der in dieser Arbeit getesteten Hardware als auch mit den in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen erfolgreich durchführbar ist. Ein Mikro-Deflexions-Ellipsometer das nach den hier vorgeschlagenen Messverfahren arbeitet, kann Form, Welligkeit und Rauheiten 3. Ordnung (siehe Kapitel 2.3) erkennen und simultan die Materialverteilung der Probenoberfläche vermessen.

6 Ausblick

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass die Mikro-Deflexions-Ellipsometrie funktionieren wird. Der nächste Schritt muss nun zwangsläufig ein komplettes Mikro-Deflexions-Ellipsometer in seiner experimentellen Umsetzung sein. Hierfür ist die Hardware für beide Teilmessverfahren in einem Aufbau gemäß Abbildung 3.22 aufzubauen. Dazu wird eine kombinierte Auswerte- und Ablaufsteuerungssoftware benötigt. Mit diesem kompletten Mikro-Deflexions-Ellipsometer müssen dann die experimentellen Ergebnisse aus Kapitel 5 bestätigt werden.

Nach dem grundsätzlichen experimentellen Test des Mikro-Deflexions-Ellipsometers sollten die Optimierungsmöglichkeiten, die im Kapitel 5.3 aufgeführt wurden, getestet werden. Besonders empfehlenswert ist der Test optimierter Folienpolarisatoren. Folienpolarisatoren mit einem besseren Auslöschungsverhältnis versprechen eine Steigerung der Genauigkeit der ellipsometrischen Brechzahlbestimmung. Eine wichtige Eigenschaft optimierter Folienpolarisatoren sollte ein breitbandiges optimiertes Auslöschungsverhältnis sein, damit verschiedene Lichtquellen und damit Wellenlängen verwendet werden können, ohne dass der Tausch optischer Komponenten notwendig wird. Weiterhin besonders empfehlenswert ist die Recherche und der Test von Fresnel-Linsen mit größerem Verhältnis von Brennweite zu Apertur, um einen größeren maximal erfassbaren Deflexionswinkel zu erreichen. Der eingeschränkte maximal erfassbare Deflexionswinkel stellt neben der Forderung nach kooperativen Probenoberflächen (glänzende Oberflächen) die bedeutendste Einschränkung in der Einsatzfähigkeit des Messsystems dar. Deshalb ist der Test von Optiken, die den maximal erfassbaren Deflexionswinkel vergrößern, besonders wichtig.

Die aufwendige Justageprozedur, die für den Tausch einer Probe notwendig ist, damit die neue Probe wieder möglichst exakt im Kreuzungspunkt von einfallendem und reflektierten Strahl sitzt, ist für ein Labormesssystem akzeptabel. Für ein industriell nutzbares System sollten einfache Probeneinbringungen in das Messsystem möglich sein. Für dieses System sind sowohl optische als auch mechanische Justagehilfsmittel denkbar. Eine Möglichkeit der optischen Unterstützung der Probenjustage könnte z. B. die Integration eines Autofokussystems sein. Das Autofokussystem könnte auf verschiedene Arten für die Justage der Probe genutzt werden. Denkbar sind aber auch berührende Schalter, die die Probenoberfläche genau in den Kreuzungspunkt fahren. Für die Möglichkeiten der Justagehilfsmittel sollte eine Studie durchgeführt werden, die Möglichkeiten der halb- oder vollautomatischen Probenjustage untersucht.

Außer zur Berechnung der Topographie werden die Steigungswinkel eines Oberflächenpunkts auch für die Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen verwendet (siehe Kapitel 3.3.4). Daher hat die Genauigkeit der gemessenen Steigungswinkel direkten Einfluss auf die Genauigkeit der gemessenen ellipsometrischen Kenngrößen und somit auch auf die der gemessenen Brechzahl. Eine weitere Steigerung der Genauigkeit könnte somit erreicht werden, wenn korrigierte Steigungswinkel aus der mit dem Gauß-Markoff-Filter berechneten Oberfläche ermittelt und für die Berechnung der ellipsometrischen Kenngrößen verwendet würden.

Für eine zuverlässige Materialidentifizierung sind Referenzwerte notwendig. Vorhandene Literaturwerte sind als Referenzen oft unzureichend, weil ihre genauen Werkstoffe und die Oberflächenbeschaffenheit nur ungenügend beschrieben werden. Wenn die Brechzahl als Materialkonstante für eine bekannte Wellenlänge als Identifikationsmerkmal für das Material genutzt werden soll, ist eine ausführliche Datensammlung als Referenz notwendig. Es empfiehlt sich, eine Datensammlung der gebräuchlichsten Werkstoffe anzufertigen.

Auch der Test mit einer weiteren Wellenlänge z.B. im grünen Bereich ist bezüglich der ellipsometrischen Materialidentifizierung interessant. Durch den Einsatz einer dritten Wellenlänge wird mehr Sicherheit bei der Materialidentifizierung von Materialien gewonnen, deren Materialidentifizierungskreise sich im n, k - Diagramm stark überschneiden.

Die Fokussierung des einfallenden Strahls ist bezüglich der ellipsometrischen Brechzahlerkennung nicht ohne Einfluss. Die Korrektur des systematischen Fehlers im Messalgorithmus selbst ist nicht möglich, da der Fehler nur numerisch berechnet werden kann. Vorstellbar ist aber, dass die Materialidentifikationskreise des n, k - Diagramms mit der numerischen Fehlerberechnung für eine fokussierte Messung neu berechnet werden. D. h. aus den Literaturwerten der einzelnen Materialidentifikationskreise müsste auf die ellipsometrischen Kenngrößen bei einem angenommenen Einfallswinkel zurückgerechnet werden. Nun kann wiederum die fokussiert gemessene Brechzahl numerisch berechnet werden und der Wert kann zur Korrektur der Materialidentifikationskreise verwendet werden.

Die theoretische Herleitung des ellipsometrischen Algorithmus in Kapitel 3.3.3 geht von zirkular polarisiertem Licht vor dem Polarisator aus. Die Laserlichtquelle im Experiment liefert linear polarisiertes Licht. Die Erzeugung zirkular polarisierten Lichts aus linear polarisiertem Licht geschieht durch die Verwendung von $\lambda/4$ Verzögerungselementen. Auch bei der Verwendung von $\lambda/4$ -Verzögerern höchster Güte ist in der Praxis keine exakt zirkulare Polarisierung erzielbar, da die Verzögerungselemente nicht exakt eine viertel Wellenlänge verzögern und da die Justage nur bis zu einem endlichen Grad genau durchgeführt werden kann. Die minimal elliptische Polarisierung des einfallenden Strahls kann im Messalgorithmus durch Intensitätskorrekturfaktoren für die jeweiligen Winkelazimute einfach ausgeglichen werden. Im Experiment stellt sich heraus, dass in dem verwendeten Aufbau die Korrekturfaktoren nicht genügend genau gemessen werden können. Da der Einfluss der Korrekturfaktoren auf die erzielbare Genauigkeit des Messergebnisses entscheidenden Einfluss hat, sollte untersucht werden, wie eine genauere Messung der Korrekturfaktoren erreicht werden kann.

Die Interferenz- und Speckleeffekte bei der Aufnahme des Graubildes des Messflecks bei der Deflexions-Topometrie waren einer der Anlässe, ein Kalibrierverfahren zur Herstellung des Zusammenhangs zwischen dem Deflexionswinkel und der Fleckposition zu wählen. Die Vermeidung von Interferenz- und Speckleeffekten bei der Aufnahme des Graubildes könnte die Verwendbarkeit der Messgleichung der Deflexions-Topometrie Gl. (3.7) bzw. Gl.(3.8) fördern. Daher sollte untersucht werden, welche Maßnahmen zur Vermeidung der Interferenz- und Speckleeffekte notwendig sind.

Die verwendeten Bauteile in den Messaufbauten zur experimentellen Überprüfung der Systemtheorie sind Standardkomponenten bekannter Anbieter. Insbesondere die motorischen Bewegungskomponenten sind nicht auf minimale Baugröße des Systems hin ausgewählt worden.

7 Literaturverzeichnis

Vorveröffentlichungen zu dieser Arbeit

- /V1/ W. Holzapfel, U. Neuschaefler-Rube, J. Doberitzsch, F. Wirth
Präzise Strukturmesstechnik mit lasergestützter Mikroellipsometrie
Abschlußbericht zum Teilprojekt im BMBF-Forscherverbund: Grundlagenun-
tersuchungen zur Analyse und Modellierung technischer Oberflächen mit
kombinativer Lasermesstechnik (GLATOM)
Kassel, 1999
- /V2/ W. Holzapfel, U. Neuschaefler-Rube, J. Doberitzsch, F. Wirth
Präzise Strukturmesstechnik mit lasergestützter Mikroellipsometrie
Technisches Messen tm 66, 455 – 462 (1999)
- /V3/ U. Neuschaefler-Rube, W. Holzapfel, F. Wirth
Target Analysis by Focusing Ellipsometry
Proceedings of XVI IMEKO World Congress, Volume II, 249 – 254, Wien,
2000
- /V4/ U. Neuschaefler-Rube, W. Holzapfel, F. Wirth
Surface measurement applying focusing reflection ellipsometry: configurations
and error treatment
Measurement 33, 2003

Literatur zu Kapitel 2

- /2.1/ C. E. LYMAN
Scanning electron microscopy, X-ray microanalysis and analytical electron
microscopy. A laboratory workbook. - XI.
Plenum Press, New York 1990
- /2.2/ M. Born, W. Wolf
Principles of Optics
Pergamon Press, Oxford, 1987
- /2.3/ R. M. A. Azzam, N. M. Bashara
Ellipsometry and polarized light
North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1979
- /2.4/ R. J. Archer
Manual on ellipsometry
Gaertner Scientific Corporation, 1974
- /2.5/ A. Moritani, Y. Okuda, H. Kubo, J. Nakai
High-speed retardation modulation ellipsometer
Applied Optics 22, 2429 – 2436 (1983)

- /2.6/ K. Riedling
Ellipsometry for industrial applications
Springer Verlag, Wien-New York, 1988
- /2.7/ W. Holzapfel, U. Riß
Automatisches Ellipsometer für hochgenaue Transmissionsmessungen an optisch doppelbrechenden Komponenten und Systemen.
Technisches Messen tm 53, 384 – 389 (1986)
- /2.8/ W. Holzapfel, U. Riß
Computer-based high resolution transmission ellipsometry
Applied Optics 26, 145 – 153 (1987)
- /2.9/ W. Holzapfel, C. Ye
Transmission ellipsometry of Δ and ϕ based on intensity quotient measurements
Optik 91, 53 – 60 (1992)
- /2.10/ R. M. A. Azzam, N. M. Bashara
Ellipsometric Measurement of the Polarization Transfer Function of an Optical System
Journal of the Optical Society of America 62, 336 - 340 (1972)
- /2.11/ U. Neuschaefer-Rube
Photoelastischer Kraftsensor mit Proportionalverhalten und gesteigerter Meßempfindlichkeit durch Resonanz und Miniaturisierung
VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 8, Nr. 377, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994
- /2.12/ W. Baetz, J.C. Braasch, W. Holzapfel, U. Neuschaefer-Rube
Force Measuring Sensor applying Transmission Ellipsometric Principles
Applied Optics Digest, 49-50 (1990), Edt. J. C. Dainty, Bristol
- /2.13/ P. S. Hauge
Recent developments in instrumentation in ellipsometry
Surface Science 97, 108 –140 (1980)
North Holland Publishing Company
- /2.14/ R. H. Muller
Present Status of automatic Ellipsometers
Surface Science 56, 19 - 36 (1976), North Holland Publishing Company
- /2.15/ P. S. Hauge
Generalized rotating-compensator ellipsometry
Surface Science 56, 161 – 169 (1976), North Holland Publishing Company
- /2.16/ A. –R. M. Zaghoul, R. M. A. Azzam
Single-element Rotating-Polarizer Ellipsometer: Psi Meter
Surface Science 96, 168 – 173 (1980), North Holland Publishing Company

- /2.17/ H. Cordes, M. Grabe
Messung der Neigungstreuung mikroskopischer Rauheiten in inkohärenten Lichtfeldern
Metrologia 9. 69 – 74 (1973)
Springer-Verlag
- /2.18/ U. Neuschaefler-Rube, W. Holzapfel, F. Wirth
Target Analysis by Focusing Ellipsometry
Proceedings of XVI IMEKO World Congress, Volume II, 249 – 254, Wien, 2000
- /2.19/ W. Holzapfel, U. Neuschaefler-Rube, J. Doberitzsch, F. Wirth
Präzise Strukturmesstechnik mit lasergestützter Mikroellipsometrie
Technisches Messen tm 66, 455 – 462 (1999)
- /2.20/ U. Neuschaefler-Rube
Optische Oberflächenmesstechnik für Topografie und Material
VDI Verlag, Düsseldorf, 2002
- /2.21/ DIN 4760
Gestaltabweichungen; Begriffe, Ordnungssystem
Ausgabe Juni 1982
- /2.22/ H.-G. Kapitza
Konfokale Laserscan-Mikroskopie zur optischen Vermessung der Mikrotopographie von Oberflächen und Schichten
Technisches Messen tm 63, 136 – 141 (1996)
- /2.23/ H.-J. Jordan
Optische Mikrotopometrie und Rauheitsmessung an technischen Oberflächen
Berichte aus dem Institut für technische Optik der Universität Stuttgart, 1996
- /2.24/ D. Bimberg et. al.
Messtechniken mit Lasern
expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 1993
- /2.25/ A. W. Koch, M. W. Ruprecht, O. Toedter, G. Häusler
Optische Messtechnik an technischen Oberflächen
expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 1998
- /2.26/ J. Yuan, X. Long
CCD-area-based autocollimator for precision small-angle measurement
Review of Scientific Instruments, Volume 74, Number 3, (2003)

Literatur zu Kapitel 3

- /3.1/ W. Holzapfel, U. Neuschaefer-Rube, J. Doberitzsch, F. Wirth
Präzise Strukturmesstechnik mit lasergestützter Mikroellipsometrie
Abschlußbericht zum Teilprojekt im BMBF-Forscherverbund: Grundlagenun-
tersuchungen zur Analyse und Modellierung technischer Oberflächen mit
kombinativer Lasermesstechnik (GLATOM)
Kassel, 1999
- /3.2/ Optical Microstructured Surfaces
Informationsschrift der Fresnel Optics GmbH
Gotha, 2001
- /3.3/ H. Stöcker, Hrsg.
Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren
Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1999
- /3.4/ W. Holzapfel, M. Sofsky, U. Neuschaefer-Rube
Optical topography measurement applying optimal filtering of local slope and
surface height data
Optical Engineering, Vol. 41 No. 9, 2002
- /3.5/ K. Brammer, G. Siffling
Kalman-Bucy-Filter
Oldenbourg Verlag, München, 3. Auflage 1989
- /3.6/ H. G. Thompkins
A Users Guide to Ellipsometry
Academic, New York, 1993
- /3.7/ W. Demtröder
Laser Spectroscopy
Springer Verlag, Berlin, 1988
- /3.8/ R. M. A. Azzam, N. M. Bashara
Ellipsometry and Polarized Light
North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1979
- /3.9/ M. Suske
Theoretische und experimentelle Untersuchung eines intensitätsellipsometri-
schen Algorithmus
Diplomarbeit 1. Studienstufe, Universität Gesamthochschule Kassel, 1999
- /3.10/ R. C. Jones
A New Calculus for the Treatment of Optical Systems
Journal of the Optical Society of America 31, 488-503, 1941

- /3.11/ F. Wirth
Oberflächenmeßtechnik mit Mikro-Triangulationsellipsometrie –
Realisierbarkeitsstudie
Zwischenbericht für das Forschungsprojekt der Zentralen Forschungsförderung, Universität Gesamthochschule Kassel, 1999
- /3.12/ M. Born, W. Wolf
Principles of Optics
Pergamon Press, Oxford, 1980
- /3.13/ F. Wirth
Untersuchungen zur Steigerung der lateralen Auflösung bei reflexionsellipsometrischen Messungen
Diplomarbeit 2. Studienstufe, Universität Gesamthochschule Kassel, 1997
- /3.14/ G. Litfin
Technische Optik in der Praxis
Springer Verlag, Berlin, 1997
- /3.15/ G. Hallock Smith
Practical Computer-Aided Lens Design
Willmann-Bell, Inc., Richmond, Virginia, USA, 1998
- /3.16/ B+W Filterelemente
Käsemann Polarisations-elemente 1/90
<http://www.schneiderkreuznach.com/>, Bad Kreuznach, 2005
- /3.17/ Institut für Technik der Informationsverarbeitung, ITIV der Universität Karlsruhe
Optische Abbildungsfehler und Abbildungsqualität
http://www.itiv.uni-karlsruhe.de/opencms/opencms/de/research/workgroups/MST_Optik/ophthalgo/IOL_Test/imaging_error.html, Karlsruhe, 2006
- /3.18/ H. Haferkorn
Optik
Barth-Verlag, Leipzig, 1994
- /3.19/ Landolt-Börnstein
Zahlenwerte und Funktionen
VIII: Optische Konstanten
Springer Verlag, Berlin, 1962
- /3.20/ E. D. Palik
Optical Constants of Solids
Academic Press, Inc., Orlando, Florida, 1985

Literatur zu Kapitel 4

- /4.1/ DIN V ENV 13005: 1999-06
Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen
(Guide to the expression of uncertainty in measurement)
Beuth Verlag, Berlin 1999
- /4.2/ Holzapfel, W.; Neuschaefler-Rube, U; Doberitzsch, J.
Surface measurement using ellipsometry with high lateral resolution, XIV
IMEKO World Congress, Tampere Finland, 1-6- June 1997, Vol. VIII, pp.
153-158
- /4.3/ F. Wirth
Untersuchungen zur Steigerung der lateralen Auflösung bei reflexionsellipso-
metrischen Messungen
Diplomarbeit 2. Studienstufe, Universität Gesamthochschule Kassel, 1997
- /4.4/ V. Klein, E. Furtak
Optik
Springer Verlag, Heidelberg 1988
- /4.5/ H. Jennewein, T. Ganz, H. Gottschling, T. Tschudi
Hochpräzise optische Profilometrie an Proben mit variierenden Materialien,
tm-Technisches Messen 11/99
- /4.6/ H. Niedrig (Hrsg.)
Bergmann Schäfer – Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3: Optik
de Gryter Berlin, New York, 1993
- /4.7/ D. O. Barsukov, G. M. Gusakov, A. A. Kormanitskii
Precision ellipsometry based on focused light beam, Part 1,
Optics and Spectroscopy Vol. 64(6), June 1988
- /4.8/ M. Suske
Ellipsometrische Materialerkennung mit hoher lateraler Ortsauflösung durch
Fokussierung
Diplomarbeit 2. Studienstufe Maschinenbau, Universität-Gh Kassel, November
2000
- /4.9/ U. Neuschaefler-Rube, W. Holzapfel, F. Wirth
Target Analysis by Focusing Ellipsometry
Proceedings of XVI IMEKO World Congress, Volume II, 249 – 254, Wien,
2000
- /4.10/ U. Neuschaefler-Rube, W. Holzapfel
Simultaneous measurement of surface geometry and material distribution by
focusing ellipsometry
Applied Optics, Volume 41, No 22, August 2002

- /4.11/ U. Neuschaefer-Rube, W. Holzapfel, F. Wirth
Surface measurement applying focusing reflection ellipsometry: configurations
and error treatment
Measurement 33, 2003

Literatur zu Kapitel 5

- /5.1/ Linos Photonics AG
Gesamtkatalog 2004
Göttingen, 2004
- /5.2/ Fresnel Optics
Katalog 2004
Apolda, 2004
- /5.3/ Photometrics
Technical Notes
<http://www.photometrics.de>, 2004
- /5.4/ J. Rahman, A. Hagenstedt
LabView – Das Grundlagenbuch
Addison – Wesley, München, 2001
- /5.5/ Newport Corporation
Optikkatalog: Die Auswahl der passenden Linse
http://www.newport.com/file_store/PDFs/tempPDFs/Die_Auswahl_der_g3400.pdf
- /5.6/ G. Hallock Smith
Practical Computer-Aided Lens Design
Willmann-Bell, Inc., Richmond, Virginia, USA, 1998
- /5.7/ G. Schröder, H. Treiber
Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen
Vogel, Würzburg, 2002
- /5.8/ D. Strohschein
3-D Topografiemessungen ausgesuchter Proben mit Deflexionswinkelerken-
nung
Studienarbeit im Studiengang Maschinenbau, Universität-Gh Kassel, Novem-
ber 2000
- /5.9/ P. Lehmann
Vergleichbarkeit optisch und taktil gemessener Gestaltsabweichungen
Vortrag während des optischen Kolloquiums des ITO der Universität Stuttgart,
Stuttgart, 2004

- /5.10/ Landolt-Börnstein
Zahlenwerte und Funktionen
VIII: Optische Konstanten
Springer Verlag, Berlin, 1962
- /5.11/ E. D. Palik
Optical Constants of Solids
Academic Press, Inc., Orlando, Florida, 1985
- /5.12/ Holzapfel, W.; Neuschaefer-Rube, U; Doberitzsch, J.:
Surface measurement using ellipsometry with high lateral resolution,
XIV IMEKO World Congress, Tampere Finland, 1-6- June 1997, Vol. VIII,
pp. 153-158
- /5.13/ M. Suske
Ellipsometrische Materialerkennung mit hoher lateraler Ortsauflösung durch
Fokussierung
Diplomarbeit 2. Studienstufe, Universität-Gh Kassel, November 2000
- /5.14/ SiTek Electro Optics
PSD-Positionsempfindliche Si-Detektoren
Katalog der Firma Laser Components GmbH
<http://www.lasercomponents.de/pdf/kataloge/sitek.pdf>

8 Verwendete Formelzeichen

\bar{A}_C, \bar{A}_0	Feldstärkeamplituden bei der Berechnung der Feldverteilung eines gaußschen Strahl
A	Analysator einer Ellipsometeranordnung
a	Analysatorazimut
a_k	Wirksamer Analysatorazimut bei einem schräg durchstrahlten Analysator
a_{pix}	Dimension eines Pixelelements des Deflexions-Topometer-Detektors
α	Einfallswinkel eines Messlaserstrahls zu einer Probe
β_{Dx} bzw. y	Deflexionswinkel in x- bzw. y-Richtung
γ_x, γ_y	Lokaler Oberflächensteigungswinkel eines Punkts auf einer Probe
D	Apertur des optischen Ablenssystems des Deflexions-Topometers
D	Systemmatrix des Gauß-Markoff-Filters
d, d'	Lage der Strahltaillen w_0, w_0' bei der Transformation eines gaußschen Strahls durch eine Linse
d_L	Abstand einer Probe zum optischen Ablenssystem des Deflexions-Topometers
d_{PSD}	Abstand des Deflexions-Topometer-Detektors zur Probe
δ_1	Phasendifferenz zwischen paralleler und senkrechter Komponente des einfallenden Strahls
δ_2	Phasendifferenz zwischen paralleler und senkrechter Komponente des reflektierten Strahls
Δ	Polarisationsabhängige Phasendifferenz einer Probe
Δ_h	Höhendifferenz zwischen zwei Messpunkten der scannenden Messung
$\Delta_a(i, j)$	Abstand einer gemessenen Koordinate u, v zu den Stützstellen im Kalibriernetz
$\Delta n_{i,Lit}$	Abstand eines Literaturbrechzahlwertes in einem Materialkreis zu dem Schwerpunkt des Materialkreises
$\Delta n_{Mess,Mati}$	Abstand der gemessenen Brechzahl zum Schwerpunkt eines Materialkreises des Materials i
Δ_x, Δ_y	Messraster der scannenden Oberflächenmessung
E_a	Elektrische Feldstärke auf dem Ellipsometriedetektor
E_e	Elektrische Eingangsfeldstärke
\vec{E}	Elektrischer Feldstärkevektor
ε_L	Strahlablenkung eingangsseitig des optischen Ablenssystems des Deflexions-Topometers
ε_{PSD}	Strahlverschiebung auf dem Deflexions-Topometer-Detektors in Abhängigkeit der Oberflächensteigung
f	Brennweite einer Linse
f_L	Brennweite des optischen Ablenssystems des Deflexions-Topometers
g	Abstand der Bildebene zur Linse L
h	Aus den Steigungswinkeln und dem Messraster berechnete Höhe

Verwendete Formelzeichen

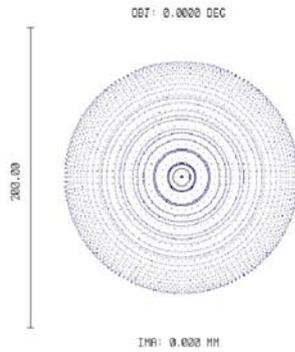
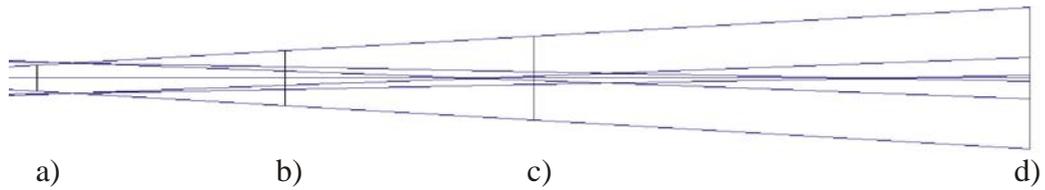
\bar{h}	Modellvektor des Gauß-Markoff-Filters
i	Zählvariable
I_0, I_{90}, I_{135}	Gemessene Intensität für die indizierten Polarisatorazimute
I_a	Intensität am Ellipsometriedetektor
j	Zählvariable
j	komplexe Zahl
φ	Hauptachsenlage einer Probe im Ellipsometerhauptachsensystem
$k_{\text{Zen, Mat}}$	Imaginärteil des Kreismittelpunkts eines Materialkreises im n, k - Diagramm
$\bar{k}_{\text{Lit, Mat}}$	arithmetisches Mittel der Imaginärteile von Literaturbrechzahlwerten zu einem Material
L	Optisches Ablenssystem des Deflexions-Topometers
l	Abstand des PSD zur Linse L
λ	Wellenlänge des Lichts
$M(\Psi, \Delta)$	Jones-Matrix eines Messobjekts
\underline{n}	Komplexe Brechzahl eines Materials
\bar{n}	Fehlervektor des Gauß-Markoff-Filters
$\bar{n}_{\text{Lit, Mat}}$	arithmetisches Mittel der Realteile von Literaturbrechzahlwerten zu einem Material
$n_{\text{Zen, Mat}}$	Realteil des Kreismittelpunkts eines Materialkreises im n, k - Diagramm
P	Polarisator einer Ellipsometeranordnung
p	Polarisatorazimut
$P(\varphi)$	Jones-Matrix eines Polarisators
$p_1 \dots p_5$	Punkte im Kalibriernetz
PSD	Positionsensitiver Detektor des Deflexions-Topometers
Ψ	Polarisationsabhängiger Verlustwinkel einer Probe
R	Radius der Wellenfront bei der Strahltransformation eines gaußschen Strahls
$R(v)$	Rotationsmatrix im Jones-Matrix-Formalismus
R_{Mat}	Radius eines Materialkreises
$\rho_{\perp}, \rho_{\parallel}$	Polarisationsänderung durch die Wechselwirkung von Licht und Materie
S	Zu vermessende Probe (Sample)
$\bar{S}_{\gamma_x}, \bar{S}_{\gamma_y}$	Vektorkoordinaten der Oberflächensteigungswinkel γ_x, γ_y im Kalibriernetz
s_{Ψ}	Standardunsicherheit bei der Ermittlung der ellipsometrischen Kenngröße Ψ
s_{Δ}	Standardunsicherheit bei der Ermittlung der ellipsometrischen Kenngröße Δ
s_R	angenommene Standardunsicherheit bei der Intensität detektion mit dem Ellipsometriedetektor
S_x, S_y	Steigungen zu den Steigungswinkeln γ_x, γ_y

ν_0	Austrittsazimut des reflektierten Strahls bei der Ellipsometerkonfiguration mit interner Fokussierung
$u, v (\gamma_x, \gamma_y)$	Flächenkoordinaten des Deflexions-Topometer-Detektors abhängig von der lokalen Oberflächensteigung
w_0, w_0'	Strahltaillendurchmesser vor und nach der Transformation eines gaußschen Strahls durch eine Linse
x	X-Koordinate
\vec{x}	Messvektor des Gauß-Markoff-Filters
y	Y-Koordinate
z	Z-Koordinate
z_R	Rayleighlänge

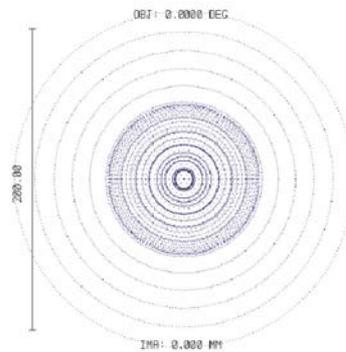
9 Anhang

Die folgenden Abbildungen zeigen Screenshots der Spotdiagramme im Bereich des Fokus des einfallenden Strahl, erstellt mit der Software Zemax. Die Berechnungsmethode ist in Kapitel 4.3.1.2 erläutert. In der Abbildung oben ist jeweils ein Schnitt längs der optischen Achse mit dem Strahlverlauf von sechs Einzelstrahlen bei den Positionen a) bis d) abgebildet. Der RMS- (Root Mean Square = quadratischer Mittelwert der Abstände zum Zentrum) und der GEO- (geometrischer Radius des äußersten Kreises um das Zentrum) Radius sind im Spotdiagramm nicht eingezeichnet sondern nur in der Ergebnistabelle unter dem jeweiligen Spotdiagramm zusammen mit dem beugungsbedingten Strahlradius $w(z)$ aufgeführt. Das Spotdiagramm zeigt die Lage von 500 Einzelstrahlen in den Abbildungspositionen a) bis d).

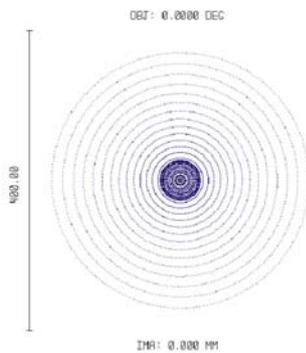
Die Ergebnisse der Berechnungen sind im Kapitel 5.1.1.1 in der Tabelle 5.2 zusammengefasst und interpretiert.



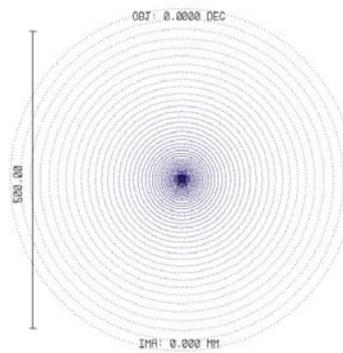
a)
 RMS Radius: 54,118
 GEO Radius: 77,483
 $w(z)$: 255,094



b)
 RMS Radius: 50,297
 GEO Radius: 111,812
 $w(z)$: 191,33



c)
 RMS Radius: 74,271
 GEO Radius: 170,454
 $w(z)$: 127,57



d)
 RMS Radius: 147,12
 GEO Radius: 287,737
 $w(z)$: 2,745

Abbildung 9.1: Konfiguration I.1, Strahlverlauf und Strahldurchmesser im Bereich des Messflecks, berechnet für $\lambda = 632 \text{ nm}$. Alle Radienangaben in μm .

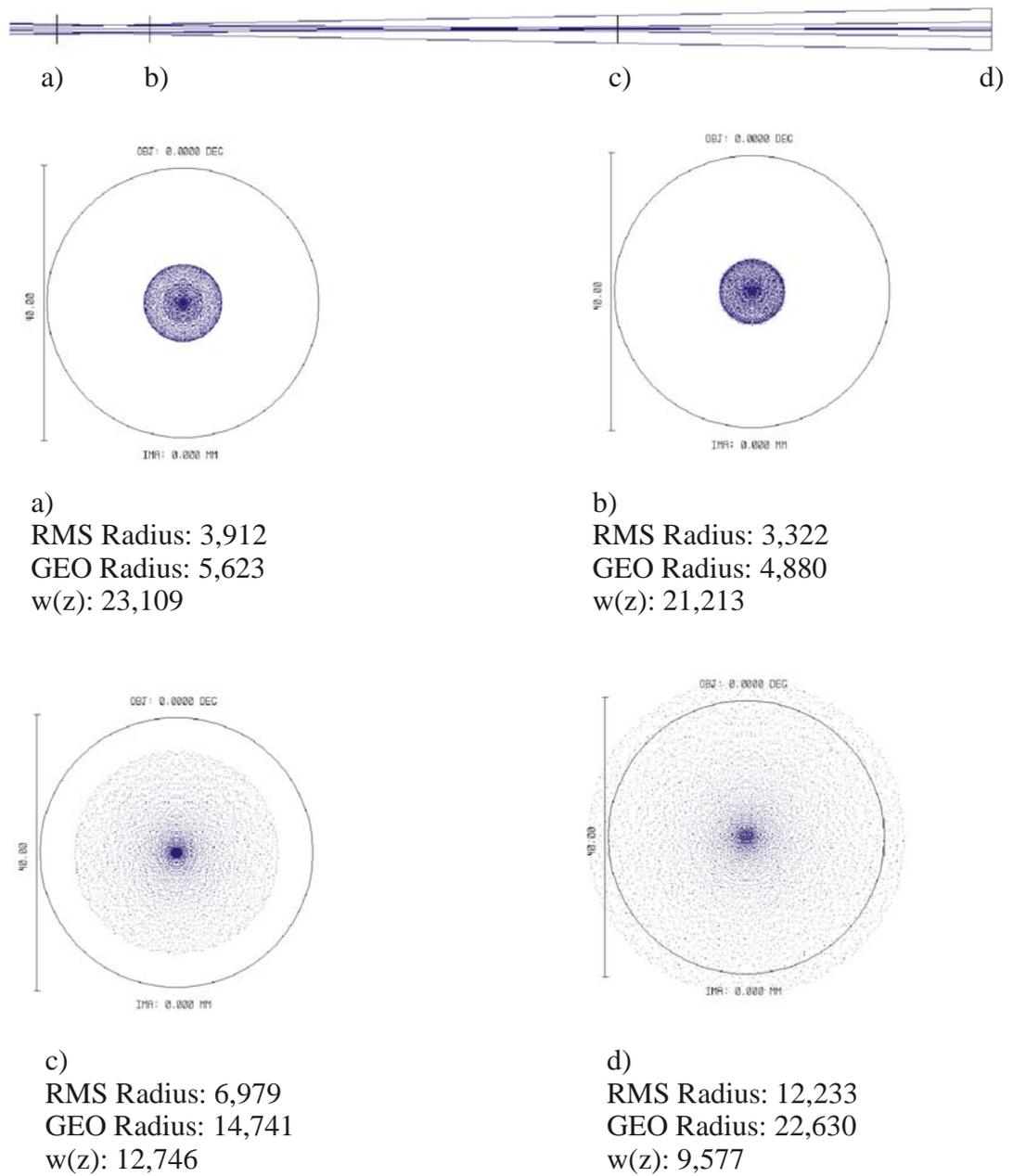
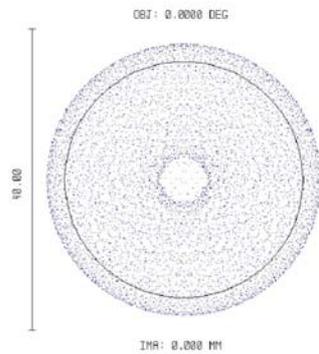
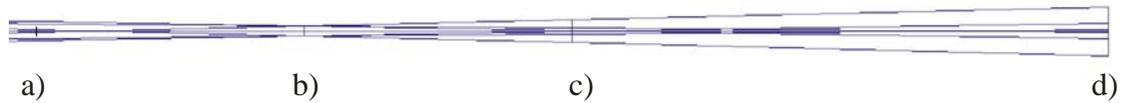
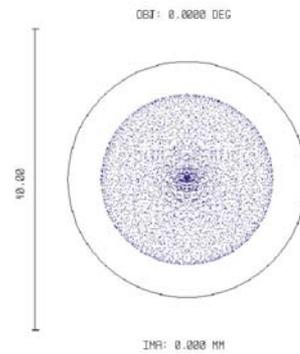


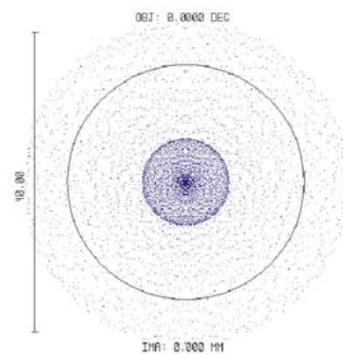
Abbildung 9.2: Konfiguration I.2, Strahlverlauf und Strahldurchmesser im Bereich des Messflecks, berechnet für $\lambda = 632 \text{ nm}$. Alle Radienangaben in μm .



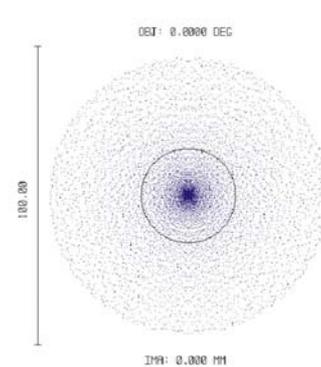
a)
 RMS Radius: 13,857
 GEO Radius: 18,050
 $w(z)$: 52,637



b)
 RMS Radius: 7,919
 GEO Radius: 11,317
 $w(z)$: 39,808

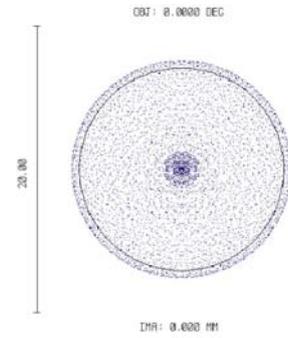
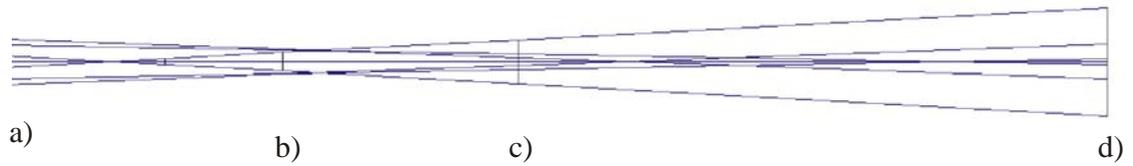


c)
 RMS Radius: 9,255
 GEO Radius: 21,685
 $w(z)$: 27,158

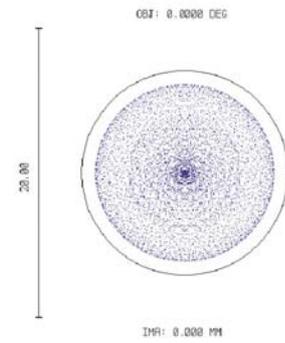


d)
 RMS Radius: 24,253
 GEO Radius: 46,285
 $w(z)$: 7,738

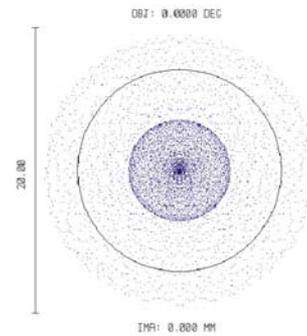
Abbildung 9.3: Konfiguration I.3, Strahlverlauf und Strahldurchmesser im Bereich des Messflecks, berechnet für $\lambda = 632 \text{ nm}$. Alle Radienangaben in μm .



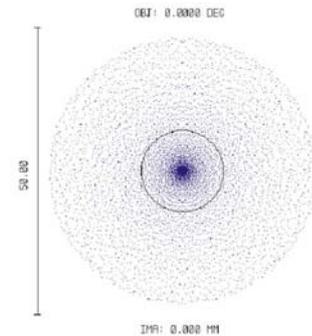
a)
 RMS Radius: 5,454
 GEO Radius: 7,574
 $w(z)$: 23,737



b)
 RMS Radius: 4,230
 GEO Radius: 6,109
 $w(z)$: 20,836

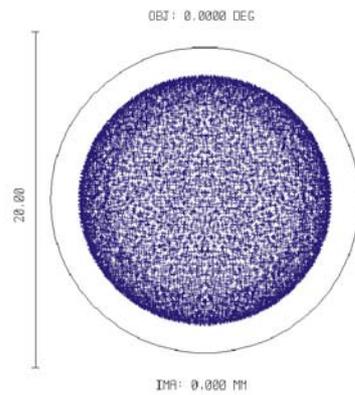
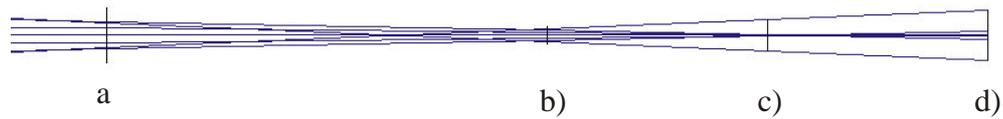


c)
 RMS Radius: 4,121
 GEO Radius: 9,444
 $w(z)$: 15,076

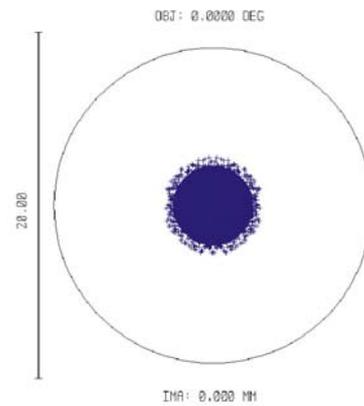


d)
 RMS Radius: 12,146
 GEO Radius: 23,123
 $w(z)$: 3,431

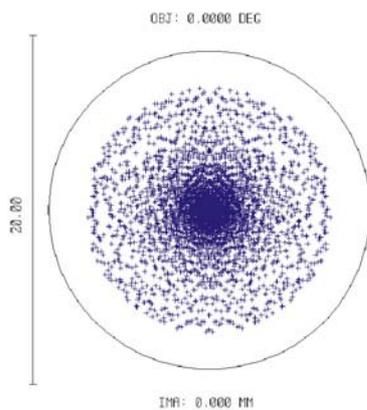
Abbildung 9.4: Konfiguration II.4, Strahlverlauf und Strahldurchmesser im Bereich des Messflecks, berechnet für $\lambda = 632 \text{ nm}$. Alle Radienangaben in μm .



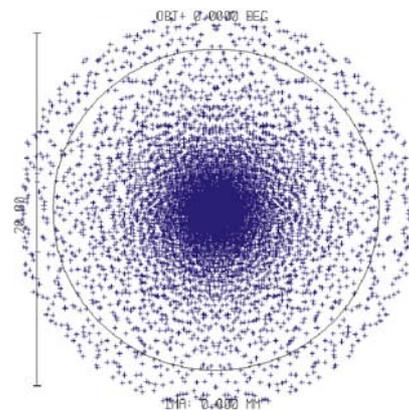
a)
 RMS Radius: 6,011
 GEO Radius: 7,357
 $w(z)$: 18,757



b)
 RMS Radius: 1,695
 GEO Radius: 2,783
 $w(z)$: 10,13



c)
 RMS Radius: 2,301
 GEO Radius: 7,015
 $w(z)$: 6,349



d)
 RMS Radius: 4,518
 GEO Radius: 11,427
 $w(z)$: 4,42

Abbildung 9.5: Konfiguration II.5, Strahlverlauf und Strahldurchmesser im Bereich des Messflecks, berechnet für $\lambda = 632 \text{ nm}$. Alle Radienangaben in μm .

Lebenslauf

16. April 1968 geboren in Kassel
- Juni 1986 Allgemeine Hochschulreife am Goethegymnasium, Kassel
- Okt. 1988 – Nov. 1995 Studium im integrierten Studiengang Maschinenbau an der Universität Kassel,
Abschluß Diplom I: „Diplom-Ingenieur“
- Nov. 1995 – März 1997 Vertiefungsstudium in der 2. Studienstufe des integrierten Studienganges Maschinenbau an der Universität Kassel,
Abschluß Diplom II: „Diplom-Ingenieur“
- März 1997 – Jan. 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mess- und Automatisierungstechnik IMAT-MT der Universität Kassel
- seit Feb. 2001 Entwicklungsingenieur für CO₂ – Hochleistungslaser bei der TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Ditzingen