

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik

# Schichtdickenmessung an gedruckten Polymerschichtsystemen

Florian Hirth

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktor-Ingenieurs**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ. Prof. P. Lugli, Ph.D.  
Prüfer der Dissertation: 1. Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. A. W. Koch  
2. Univ. Prof. Dr. habil. V. Wagner,  
Jacobs University Bremen

Die Dissertation wurde am 27.01.2011 bei der  
Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik am 29.07.2011 angenommen.



## Kurzfassung

Geometrie und elektrische Eigenschaften elektrischer Bauteile sind eng miteinander verknüpft. So werden z. B. dünne Schichten in der Halbleiterindustrie optisch auf ihre Schichtdicke hin vermessen. Die Schichtdicke lässt Rückschlüsse auf die elektrische Funktion der integrierten Bauteile zu. Beispiele sind der Widerstand einer Leitung, der direkt vom Leiterquerschnitt abhängt oder das On/Off-Verhältnis eines Transistors, das u. a. von der Isolatorstärke abhängt.

In diesen Bereichen ist die spektrale Dünnschichtreflektometrie ein gängiges Verfahren. Die bei gegebener Beleuchtungswellenlänge vom Schichtsystem reflektierte Lichtintensität ist dabei eine Funktion der Schichtdicke. Bei spektral aufgelöster Messung kann die Schichtdicke berechnet werden. Die Methode basiert allerdings auf zeitlicher Integration, um ein rauscharmes Signal zu erhalten. Eine Messung an einem sich bewegenden Messobjekt ist deswegen bis dato nicht umgesetzt worden.

Eine neue Entwicklung in der Halbleiterindustrie stellt die gedruckte Polymer-elektronik dar. Dabei werden organische Materialien mit adaptierten Printmedia-Geräten gedruckt. Dieser Prozess verspricht hohe Durchsätze bei geringem Preis. Zur Qualitätssicherung soll die Schichtdicke der Polymere überwacht werden.

Dieser Arbeit liegt die Frage zugrunde, wie die spektrale Dünnschichtreflektometrie erweitert werden kann, um gedruckte Polymerschaltungen im laufenden Produktionsprozess bzgl. ihrer Schichtdicke zu vermessen.

Zur Klärung dieser Frage wurden mehrere Untersuchungen durchgeführt. Nach der Detaillierung des Stands der Technik wurde eine abstrakte Systembeschreibung abgeleitet, um systematisch Optimierungshebel zu erarbeiten. Die identifizierten Funktionsgruppen (Lichtquelle, Detektionseinheit, Messkopf, Algorith-mik und Messobjekt) lassen sich als Optimierungskategorien verstehen. Für jede Funktionseinheit wurden Optimierungshebel identifiziert und evaluiert. Die erfolgsversprechendsten Optionen wurden praktisch umgesetzt. Das optimierte System wurde dann einer Laborvalidierung unterzogen, bei der u. a. der Einfluss der Bewegung auf das Reflektogramm analysiert wurde. Abschließende Messungen im Druckprozess gedruckter Polymerschaltungen zeigen das Potenzial dieses Messsystems:

Die Messung von Schichtdicken gedruckter Polymerbahnen ist im laufenden Produktionsprozess mit Hilfe der spektralen Dünnschichtreflektometrie möglich. Bei einer zu Grunde gelegten Bahngeschwindigkeit von 1500 mm/s entspricht das Messsystem im Messbereich von 1  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$  bereits jetzt der Geräteklasse 1 nach VDE 0410. Für den im Druckprozess relevanten Messbereich von 10 nm bis 1  $\mu\text{m}$  konnte eine Auflösung der Schichtdicke besser 5 nm gezeigt werden. Die laterale Auflösung bleibt dabei unter 250  $\mu\text{m}$ .

Im Hinblick auf die Kommerzialisierung erscheinen weitere Optimierungen technischer Kennwerte wie die Erhöhung der Genauigkeit mit vertretbarem Aufwand realisierbar.

## Abstract

Geometry and electric properties of materials are closely related. Thus, thicknesses of films in electronics-producing industries, for example, are monitored. The film thickness implies information about the electrical functionality of these integrated components. Examples include resistance of a circuit, which is dependent on the diameter, or the On/Off-ratio of a transistor, which depends on the isolator thickness.

In these sectors, spectral reflectometry is a common approach. The reflected light intensity at a given illuminating wavelength is a function of film thickness. By spectral investigation a thickness can be derived. This method is based on temporal integration in order to achieve a noise-free signal. Hence, measurement of a moving object has not yet been realized.

Printed polymer electronics is a new development in semiconductor industries in which organic materials are printed on adapted printmedia printers. This process promises high throughput at low price. For reasons of quality control, the film thickness of the polymers is monitored. This work is based on the question of how thin film reflectometry can be adapted for measuring thicknesses of printed polymer circuits in the production process.

To answer this question, various investigations were carried out. After detailing the state-of-the-art, an abstract system description was derived to systematically develop optimization levers.

The identified functional units (light source, detection unit, measuring head, algorithms and modeling of the measurement object) can be understood as optimization categories. For each functional unit optimization levers were identified and evaluated and the most promising options have been put into practice. The optimized system was then subjected to laboratory validations, i. e. the influence of movement of the measurement object on the reflectance was analyzed. Final measurements in real polymer circuit printing environment show the potential of this measurement system:

In principle, the measurement of thicknesses of printed polymer layers using spectral thin film reflectance is possible during the printing process. At a velocity of 1500 mm/s the measurement system holds device class 1 as defined in VDE 0410 in a thickness range of 1 to 100  $\mu\text{m}$ . For the relevant measurement range in the project from 10 nm to 1  $\mu\text{m}$  the system shows a resolution better than 5 nm. The lateral resolution remains below 250  $\mu\text{m}$ . With regard to the commercialization, optimization of technical parameters, such as increasing the accuracy at reasonable cost, are achievable with little effort.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Spezifikationen . . . . .	2
1.2	Bewegte Bahnen . . . . .	3
1.3	Problemstellung . . . . .	5
1.4	Lösungsansatz . . . . .	6
1.5	Aufbau der Arbeit . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik</b>	<b>11</b>
2.1	Stand der Forschung . . . . .	11
2.2	Marktübersicht kommerzieller Systeme . . . . .	16
2.3	Absorption und Brechungsindex . . . . .	17
2.4	Liouville'sches Theorem . . . . .	20
2.5	Fresnel'sche Koeffizienten . . . . .	21
2.6	Spektrale Dünnschichtreflektometrie . . . . .	24
2.7	Grenzschichtcharakteristika . . . . .	29
2.8	Definition dünner Schichten mithilfe der Kohärenz . . . . .	31
2.9	Rückseitenreflektion . . . . .	32
2.10	Nyquist-Kriterium . . . . .	34
2.11	Spektrometer . . . . .	35
2.12	Schichtmessung an gedruckten Polymeren . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse</b>	<b>53</b>
3.1	Modellierung des Messobjekts . . . . .	53
3.1.1	Absorbierende Einschichtsysteme . . . . .	53
3.1.2	Absorbierende Zweischichtsysteme . . . . .	54
3.1.3	Berechnung gemessener Reflektanz . . . . .	54
3.2	Auswertealgorithmik . . . . .	56
3.2.1	Optimierung . . . . .	56
3.2.2	Gegenüberstellung verschiedener Algorithmen . . . . .	58
3.2.3	Auswahl des passenden Algorithmus . . . . .	62
3.3	Lichtquelle . . . . .	66
3.3.1	Linienquelle . . . . .	66
3.3.2	Verstimmbare Laserquelle . . . . .	70
3.3.3	Breitspektrale Lichtquelle . . . . .	80
3.4	Messkopf . . . . .	84
3.4.1	Winkelabhängigkeit der Dünnschichtreflektometrie . . . . .	85

## *Inhaltsverzeichnis*

3.4.2	Messkopf-Auslegung . . . . .	89
3.4.3	Effekte des Messkopfs auf Reflektanz . . . . .	92
3.5	Detektionseinheit . . . . .	96
3.5.1	Aufbau des Spektrometers . . . . .	96
3.5.2	Messungen . . . . .	98
3.6	Gesamtsystem . . . . .	103
3.6.1	Zusammenführung . . . . .	104
3.6.2	Materialcharakterisierung . . . . .	108
3.6.3	Messungen an Einschichtsystemen . . . . .	111
3.6.4	Messungen an Zweischichtsystemen . . . . .	116
3.6.5	Ermittlung der Auflösungsgrenze . . . . .	120
3.6.6	Vom Statischen zur Bewegung . . . . .	122
3.6.7	Messungen an der Produktionsanlage . . . . .	124
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung der Arbeit</b>	<b>129</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>135</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>137</b>
	Eigene Journals und Konferenzen . . . . .	153
	Studentische Arbeiten . . . . .	154

# 1 Einleitung

Optisch dünne Schichten finden heute in vielen Bereichen Anwendung und erfüllen ein breites Spektrum an Funktionalität. Dünne Schichten sind aus der heutigen Welt nicht mehr wegzudenken. Anwendungsmöglichkeiten sind Entspiegelung in der Brillenherstellung, elektrische Leitfähigkeit in der Halbleiterindustrie oder Isolation in der Biochemie. Ein interessantes Feld wird gerade erst erschlossen: Die Polymerelektronik ermöglicht einen schnellen und günstigen Herstellungsprozess, der auf verschiedensten Drucktechniken aufbaut. Diese Drucktechnik basiert auf aus dem Printmedia-Bereich bekannten Druckmaschinen, wie z. B. Offsetdruckern in der Zeitungsproduktion. Die Polymerelektronik läuft der Siliziumtechnologie nicht den Rang ab, sondern erschließt neue Geschäftsfelder [138]. So bietet die Polymerelektronik zwar vorerst weniger Funktionalität, dafür aber flexiblere Strukturen und größeren Durchsatz. Konventionelle Materialien für Halbleiterprozesse sind nicht verdruckbar. Im Gegensatz dazu bietet die Polymerelektronik große Vorteile: Die Löslichkeit bei Einsatz bestimmter Lösemittel und Funktionalität auch nach dem Aufbringen dünner Strukturen ermöglichen den Einsatz im Druckprozess.

Ein wichtiges Kriterium für die Funktionalität solcher gedruckter Schichtsysteme ist die Schichtdicke, denn geometrische Eigenschaften und elektrische Funktionalität sind eng miteinander verknüpft. Die Funktionalität eines Feldeffekttransistors verändert sich z. B. bei Variation der Schichtdicke der isolierenden Schicht bis zum Defekt. Ein elektrischer Leiter z. B. verändert bei Variation der Leiterdicke seinen Widerstand. Eine Überwachung im Prozess ist daher unumgänglich. Eine der wichtigsten Anforderungen ist dabei die zerstörungsfreie Inspektion, um eine online-Messung zu ermöglichen. Optische Verfahren bieten sich daher an.

Ende des 19. Jahrhunderts veröffentlicht Drude [45] die erste Arbeit zum Thema Reflexion an dünnen Schichten. Das daraus entstehende Messprinzip wird später Ellipsometrie [10] genannt. Die Dünnschichtreflektometrie ist ein Spezialfall der Ellipsometrie und basiert damit auf den selben Prinzipien. Die Reflektometrie ist also ein altes Verfahren, das durch die voranschreitende technische Entwicklung verbessert wurde. Doch genau dieser Fortschritt in Form neuer Lichtquellen, Detektoren, Faseroptik, usw. macht die Reflektometrie in vielen neuen Anwendungsgebieten zu einer interessanten Untersuchungsmethode. Der Vorteil der optischen Oberflächenmesstechnik liegt dabei auf der Hand: Die zerstörungsfreie in-situ Messung optimiert die Geschwindigkeit und damit den Durchsatz in Produktionsanlagen und verringert die Ausschussrate.

In dieser Arbeit wurde ein reflektometrisches Dünnschichtmesssystem zur Messung der Schichtdicke bewegter Polymerbahnen entwickelt. Dazu wurde der

## 1 Einleitung

Stand der Technik weiterentwickelt und neue Prinzipien angewendet. Nach der Identifizierung aller funktionaler Gruppen in einem Dünnschichtreflektometer wurden diese auf Optimierungspotenziale hin untersucht. So entstand ein System, das in der Lage ist, neben der Schichtdicke und der Inhomogenität gleichzeitig den Abstand zum Messobjekt zu evaluieren. So ist der Einsatz nicht nur in der gedruckten Elektronik, sondern auch in anderen Bereichen interessant. Zwei dieser Anwendungen wurden im Rahmen dieser Arbeit evaluiert. Deren Ergebnisse werden, neben der Messung in einer Teststraße, dargestellt.

### 1.1 Spezifikationen

Schichtdickenmessverfahren gewinnen mit fortschreitender Miniaturisierung von elektronischen Bauteilen zunehmend an Bedeutung [138]. Gerade in der RFID-Chip-Entwicklung und der Drucktechnik von elektronischen Schaltungen ist die Schichtdicke ein wichtiger Parameter, um die Funktion der Chips zu gewährleisten. Die kontinuierliche Schichtdickenüberwachung kann die Ausschussproduktion reduzieren, die Qualität steigern und die Wahrscheinlichkeit zur wirtschaftlichen Umsetzung des Druckprozesses deutlich erhöhen [112].

Diese Arbeit entstand im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Projekts *Grundlagen für die nächste Generation X gedruckter Elektronik durch vernetzte Entwicklung von Materialien, Bauelementanalyse und Druckprozessen - MaDriX*. Im Projekt ging es vornehmlich um die Verbesserung der Drucktechnik von gedruckten Schaltungen und die Entwicklung neuer Materialien, die sowohl elektrische Funktionalität besitzen, als auch verdruckbar sein müssen. Weiterhin wurde das Verständnis der Bauelemente im Aufbau erweitert. Die Druckinspektion - ein weiteres Arbeitspaket - teilte sich auf in eine Strukturanalyse und die Schichtdickenmessung. Die Strukturanalyse wurde eingesetzt zur Überprüfung der Druckränder bzw. der lateralen Ausdehnungen des Ergebnisses. Die Schichtdickenmessung ergänzt diese Inspektion um die dritte Dimension. An sie und damit an das aufzubauende Messsystem wurden von den Projektpartnern zu Beginn des Projekts verschiedene Anforderungen gestellt. Die Spezifikationen sind [112] im Einzelnen:

- Axiale Auflösung von 10 nm bei einer Schichtdicke von 100 nm bis 1  $\mu\text{m}$
- Auflösung im  $\mu\text{m}$ -Bereich bezüglich der lateralen Auflösung
- Berührungslose Messung
- Kontinuierliche Messung an einem durchlaufenden Folienband (1,7 m/s)
- Vermessung verschiedener Materialkombinationen
- Unempfindlichkeit gegen unvermeidbare Vibrationen am Messobjekt

Anhand dieser Spezifikationen kommen nicht-optische Schichtdickenmessverfahren nicht in Frage. Entweder sind wegen des durchlaufenden Bandes Anwendungsgrenzen gesetzt, die Auflösung kommt nicht annähernd an die Anforderung heran, oder die Aufbauten werden unnötig kompliziert und kostenintensiv. Im Weiteren werden die verschiedenen optischen Schichtdickenmessverfahren gegeneinander evaluiert und die Wahl der spektralen Reflektometrie begründet.

## 1.2 Bewegte Bahnen

Die anspruchvollste Anforderung ist die Erhöhung der Messgeschwindigkeit. Die bedruckten Bahnen befinden sich stets in Bewegung, sodass, egal welches Messverfahren eingesetzt wird, ein Verwischen des Messorts die Folge ist. Um dies in Zahlen zu fassen: Die laterale Auflösung wird im  $\mu\text{m}$ -Bereich gefordert. Bei einer angenommenen Bahngeschwindigkeit von 1 m/s wird eine Messzeit von nur 1 ms ein Verwischen des Messorts um 1 mm zur Folge haben. Für Bauteile, die laterale Ausdehnungen von wenigen  $\mu\text{m}$  aufweisen, ist das zuviel. Ebenfalls ein Problem sind die beim Produktionsprozess entstehenden Vibrationen am Messobjekt. Eine frühe Evaluation zeigte, dass die Frequenzen, die im Drucksystem vorherrschen, viel zu gering sind, um eine Auswirkung auf die Messung zu haben. Der Einbau einer definierten Umlenkung hatte darüber hinaus den Zweck, das Messobjekt am Messort zu stabilisieren. Zwischen den beiden Leisten besitzt das Band so eine definierte und stabilisierte Bewegung. Beides wird für die Inspektion benötigt. Weiterhin nicht zu unterdrückende Veränderungen im Abstand zum Messkopf müssen trotzdem kompensiert werden. Solche Veränderungen können z. B. entstehen, wenn die Folie nicht gleichmäßig gezogen bzw. an einer Seite stärker gezogen wird. Faltenwurf etc. sind die Folge.

Es gibt heute viele äquivalente Verfahren zur Schichtdickenmessung mit jeweils unterschiedlichen Einsatzzwecken [37]. Eine Übersicht über den aktuellen Stand der Technik geben [25], [26] und [77]. Die dort vorgestellten Verfahren umfassen Röntgenreflektometrie (XRR), akustooptische Schichtdickenmessung, optische Kohärenztomographie (OCT) oder Weißlichtinterferometrie (WLI) und spektrale Ellipsometrie. XRR ist eine weit verbreitete Methode zur Schichtdickenmessung, Übersichten geben [29] und [118]. Erweiterungen [170] und Messungen werden beschrieben von [48] und [35]. Die Nachteile dieses Verfahrens sind aufwendige Schutzvorkehrungen und komplexe Messaufbauten. Die akustooptische Messung von Schichtparametern ist ähnlich der Ultraschallmessung und wurde vorgestellt von [74] und erweitert durch [41]. Der Schichtdickenbereich erstreckt sich im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Die WLI wird von [32, 36, 216] zusammengefasst. [136] zeigt die Anwendung der WLI auf die Schichtdickenmessung. Parameter wie die dazugehörige Kenngröße Kohärenzlänge definiert [2]. Eine Abwandlung des Aufbaus mit einem Linnik-Interferometer zeigt [168]. Auch hier wird nicht die nötige Auflösung bzw. der nötige Schichtdickenbereich erreicht.

Die Dünnschichtreflektometrie (engl. Thin Film Reflectometry (TFR) oder Thin

## 1 Einleitung

Film Interferometry (TFI) ist ein Sonderfall der spektralen Ellipsometrie (SE). Erfunden wurde das Prinzip der SE, wie schon erwähnt, von Drude [45]. Gute Übersichten geben [10], [8], [135], [30], [71] und [209]. Verschiedene Messungen [105] und Erweiterungen der Modelle um Oberflächenrauheit [13] und Anisotropie [158, 51] und anderer Parameter wurden seitdem durchgeführt. Trotzdem gibt es auf dem Gebiet immer noch neue Patente [100] und Veröffentlichungen [23]. SE ist ein sehr interessantes Verfahren der Materialcharakterisierung, wenn es um Genauigkeit und viele Messgrößen geht. Namhafte Hersteller von Spektrellipsometern sind *Woollam* [215] und *Horiba* [220].

Eine weitere Möglichkeit, Materialien auf Schichtdicke hin zu untersuchen, ist die Fluoreszenzmessung [159]. Hierbei wird das Material mit einem UV-Laser zur Fluoreszenz gebracht [133]. Da die Schichten aber eventuell mit entsprechenden Markern versehen werden müssen und sich noch Probleme in der Mehrschichtanalyse ergeben, wurde dieses Verfahren außen vor gelassen. In den meisten Fällen ist die laterale Auflösung von untergeordneter Bedeutung, da bestimmte Bereiche auf dem Messobjekt als Messfläche freigehalten werden. Daher beleuchtet ein kollimierter, breitspektraler Strahl mit großem Durchmesser das Messobjekt. Soll aber die Produktionsausbeute gesteigert und damit kein wertvoller Platz auf dem Messobjekt für Messflächen reserviert werden, muss der Strahl fokussiert werden.

Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht der konkurrierenden Verfahren zur Schichtdickenmessung und gibt Spezifikationen wie minimale Schichtdicke, erreichbare Auflösung und Messgeschwindigkeit an.

**Tabelle 1.1:** Vergleich der vorgestellten Schichtdickenmessverfahren.

Verfahren	Min. Schichtdicke	Auflösung	Geschw.
Dünnschichtreflektometrie	30 nm	~ 10 nm	~ 10 ms
Spektrale Ellipsometrie	10 nm	< nm	> 1 s
OCT / WLI	10 $\mu\text{m}$	< nm	~ 1 s
Röntgen-Reflektometrie	1 nm	< nm	> 10 s
Ultraschallverfahren	1 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	> 1 s

Optische Kohärenztomographie und Röntgenreflektometrie sind zu langsam, um eine Aussage über die Schichtdicke einer sich bewegenden Schicht zu treffen. Die Messzeiten liegen hier zwischen zehn Sekunden bis zu einer Minute. Aktuelle technische Neuerungen und Entwicklungen in der Piezotechnik ermöglichen bei der optischen Kohärenztomographie zwar eine Messung unter einer Sekunde [106], die erforderliche Messzeit von wenigen Mikrosekunden wird dabei aber nicht erreicht.

Das Ultraschallverfahren scheidet aus, weil sich das Messobjekt in Ruhe befinden muss und die Auflösung bei Weitem nicht ausreicht.

Somit entsprechen, von all den genannten Verfahren, nur die Dünnschichtreflek-

tometrie und die spektrale Ellipsometrie den geforderten Spezifikationen. Die Vorteile der Dünnschichtreflektometrie gegenüber der Ellipsometrie legt [111] dar, hier seien nur einige erwähnt:

Durch den einfacheren Aufbau werden bei der TFR weniger Teile benötigt, die speziellen und damit teuren Polarisatoren entfallen. Ebenso ist die Justage einfacher und damit der Aufbau störungsempfindlicher. Der Messfleck ist durch die tendenziell geringeren Winkel gegenüber der Oberflächennormalen kleiner als bei der Ellipsometrie, die laterale Auflösung wird somit erhöht. Auch gegen Abstandsänderungen ist die TFR dadurch unempfindlicher als die SE. Wenngleich mit der SE höhere Auflösungen bei einer geringeren Mindestschichtdicke erzielt werden, spricht die kürzere Messzeit und die Zeit zur Auswertung der Daten für die TFR. Das ist der große Vorteil der TFI oder TFR im Vergleich zu anderen Messverfahren: Die Möglichkeit der schnellen Messung. Alle benötigten Daten können gleichzeitig erfasst werden. Aus den oben genannten Gründen wurde das Verfahren der spektralen Dünnschichtreflektometrie ausgewählt.

## 1.3 Problemstellung

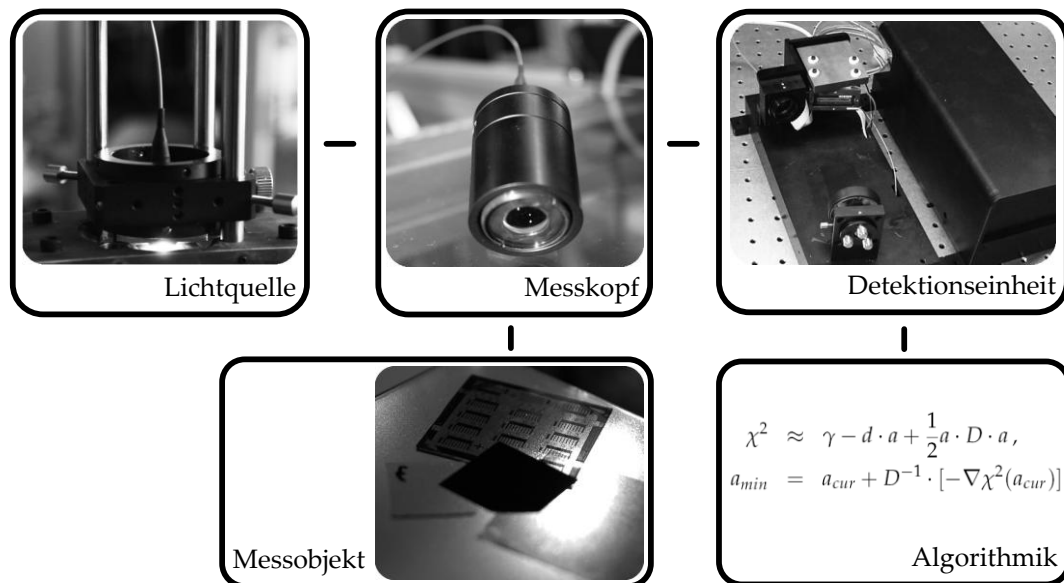
Den Kern dieser Arbeit stellt also das Messsystem zur in-situ Schichtdickenmessung gedruckter Polymerbahnen dar. Die gedruckte Polymerelektronik benötigt eine Schichtdickenüberwachung im Druckprozess. Kein bekanntes Verfahren kann bisher diese Überwachung leisten. Nach einer vorangegangenen Studie der Grenzen der verschiedenen Messverfahren wurde die spektrale Reflektometrie als das aussichtsreichste identifiziert und weiterverfolgt. Da die aktuell verfügbare Technologie der TFR nicht imstande ist, das gestellte Problem zu lösen, müssen Erweiterungen des Stands der Technik erreicht werden.

Bleibt also die Frage: Können gedruckte Schaltungen auf Polymerbasis im Produktionsprozess in situ mittels spektraler Reflektometrie auf ihre Schichtdicke hin untersucht werden?

Um diese Frage zu beantworten, muss zunächst ein Systemverständnis erarbeitet werden. Dies ermöglicht die Identifikation von Funktionsgruppen, an denen Optimierungen und Untersuchungen durchgeführt werden können. Am Ende dieser Arbeit wird ein funktionstüchtiges dünnschichtreflektometrisches System zur in-situ Überwachung der Schichtdicke gedruckter Polymerschichten zur Verfügung stehen.

Bevor die Untersuchungen angestellt werden können, muss ein Lösungsansatz präsentiert werden. Das soll im folgenden Abschnitt geschehen. Um dann diese Lösung umsetzen zu können, müssen die relevanten Grundlagen aufbereitet werden. Das folgende Kapitel umfasst eben diese Grundlagen, sowie den Stand der Technik in der Dünnschichtanalyse.

## 1.4 Lösungsansatz



**Abbildung 1.1:** Systematische Illustration eines reflektometrischen Dünnschichtmesssystems. Die fünf funktionalen Gruppen sind über Transienten miteinander verknüpft. Diese Gruppen werden im Rahmen dieser Arbeit auf die Anwendung der Vermessung gedruckter Polymerschichten im Druckprozess hin optimiert.

Wie in den folgenden Kapiteln erläutert wird, ist mit dem Stand der Technik eine Schichtdickenmessung gedruckter Polymerschichten im Druckprozess bisher nicht untersucht worden. Die Lösung dieser Problemstellung soll in diesem Abschnitt erläutert werden. Wie in Abschnitt 1.1 bereits dargestellt wurde, ist die spektrale Reflektometrie prinzipiell fähig, die Aufgabe der absoluten Schichtdickenmessung an bewegten Polymerbahnen zu erfüllen. Deswegen liegt eine Erweiterung bzw. Optimierung eines spektralreflektometrischen Systems nahe. Zunächst wird die Idee der Optimierung des Messsystems vorgestellt. Abschließend wird der restliche Aufbau der Arbeit illustriert.

In einem dünnschichtreflektometrischen Aufbau lassen sich immer fünf Funktionseinheiten identifizieren. Diese Funktionseinheiten definieren ein Dünnschichtreflektometer als solches. Die Leistung des Gesamtsystems ist stark abhängig von der Leistung jeder einzelnen Funktionseinheit. Hier sind auch die Stellschrauben zu suchen, um ein Reflektometer an eine Anwendung anzupassen. Bei einigen Anwendungen reicht die Modifikation nur einer funktionalen Einheit; in der Anwendung der Schichtdickenmessung an bewegten gedruckten Polymerbahnen jedoch mussten an allen Einheiten Optimierungen vorgenommen werden. Abb. 1.1 zeigt den systematischen Aufbau eines reflektometrischen Dünnschichtmesssystems. Das Licht, erzeugt von der Lichtquelle, wird über einen Messkopf zum Messobjekt hingeführt. Das dort reflektierte Licht wird dann, über den Mess-



kopf geführt, in der Detektionseinheit spektral demoduliert. Das so entstandene spektrale Reflektogramm wird durch die Algorithmik auf die Schichtdicke hin untersucht. Reicht die Lichtleistung nicht aus, kann das an mehreren Faktoren liegen. Als fehlende Intensität der Lichtquelle, schlechter Lichtdurchsatz im Messkopf oder auch fehlende Empfindlichkeit der spektrometrischen Einheit seien nur drei Punkte genannt. Ein weiterer Punkt ist der Einsatz von Faseroptik in der Reflektometrie. Sie scheint zum Einsatz in einer Produktionsumgebung prädestiniert. Die Schichtdickenbestimmung des Systems steht und fällt mit der Algorithmik, die eng mit der Modellierung des Messobjekts zusammenhängt. Ein falsches Modell liefert auch falsche Reflektanzen; ein schlechter Algorithmus ist nicht realzeitfähig oder liefert falsche Schichtdickenwerte. Alle diese Punkte sind bei der Optimierung eines dünnschichtreflektometrischen Systems zu beachten. Die fünf zu optimierenden Einheiten sind also:

**Lichtquelle** Bisher kommerziell erhältliche Lichtquellen für fasergekoppelte breitspektrale Anwendungen bringen nicht die Lichtausbeute mit hoher zeitlicher Auflösung, die für die Anwendung der Messung an bewegten Polymerbahnen benötigt wird. Eine Lichtquelle, die bei dem Begriff hohe Lichtleistung sofort in den Sinn kommt, ist der Laser. Er bietet eine hohe Leistung bei gleichzeitiger hoher spektraler Auflösung. Eine neue Generation von verstimmbaren Laserdioden ermöglicht eine schnelle leistungsstarke spektrale Abstimmung. Alternativ zur breitspektralen Untersuchung wurde folglich ein Messsystem zur lasergestützten Dünnschichtreflektometrie aufgebaut. Dazu musste aber der Messaufbau komplett verändert werden. Das Messsystem wurde auf die Machbarkeit der Schichtdickenmessung hin untersucht. Eine neuartige Alternative zu einem konventionellen Dünnschichtreflektometer wird damit vorgestellt. Als Grundlage dieser Untersuchung muss die Abtastung mit einer spektral diskreten Quelle vorangehen. Hierbei wird die minimale Anzahl spektraler Stützstellen bestimmt. Als letzte Möglichkeit wurde eine lichtstarke breitspektrale kommerzielle LED auf ihre Anwendung in der Dünnschichtreflektometrie hin untersucht.

**Detektionseinheit** Das Problem der Lichtstärke stellte sich auch bei der Detektionseinheit. Durch die Neuentwicklung einer Lichtquelle konnte die benötigte Empfindlichkeit des Spektrometers nicht abgeschätzt werden. Daher wurde ein modulares, lichtstarkes aber zeitgleich spektral hochauflösendes Spektrometer neu aufgebaut. Um die spektrale Auflösung zu erhöhen, wurde es mit zwei Spektrometergittern aufgebaut. Weiterhin wurde ein empfindlicher Detektor und eine große Blende verbaut.

**Messkopf** Das Design des Messkopfs unterliegt mehreren Rahmenbedingungen. Unter anderem war auch hier eine hohe Lichtstärke gefordert. Ein interessanter Nebeneffekt aus der Entwicklung des Messkopfs ist die dabei entstehende Chromatik. Durch entsprechende Charakterisierungen ist es möglich, die

## 1 Einleitung

Schichtdicke und den Abstand gleichzeitig zu messen. Untersuchungen und Machbarkeit werden gezeigt an mikrochemischen Reaktoren, Glasschichten auf Silizium und den im Projekt relevanten Polymeren.

**Auswertealgorithmik und Messobjekt** Die Auswertealgorithmik wurde, wie die Modellierung des Messobjekts, im Rahmen des Projekts erarbeitet. Mehrere Varianten wurden ausprobiert, um auf eine finale Implementierung zu gelangen. Dabei wird eine Gegenüberstellung vier verschiedener Algorithmen gezeigt. Weiterhin wird eine Kombination zur Optimierung dünnschichtreflektometrischer Signale aus verschiedenen Algorithmen vorgeschlagen. Sie versucht, die üblichen Uneindeutigkeiten, die in der Optimierung entstehen, zu umgehen.

### 1.5 Aufbau der Arbeit

Die Motivation zu dieser Arbeit wurde bereits in diesem Abschnitt gegeben. Auf die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen wird in Kapitel 2 eingegangen. Durch die hier vorgestellte systemische Lösung des messtechnischen Problems kann weiterhin die Realisierung eines optimierten Dünnschichtreflektometers gezeigt werden. Im Folgenden werden also die Optimierungen, die an den einzelnen Funktionseinheiten vorgenommen wurden, beschrieben. Die Gliederung des Kapitels 3 leitet sich aus der oben erfolgten systemischen Beschreibung ab. Es ist in die einzelnen Funktionseinheiten unterteilt. Als Folge der Optimierungen an den Teilsystemen Modellierung des Messobjekts (Abschnitt 3.1), Auswertealgorithmik (Abschnitt 3.2), Lichtquelle (Abschnitt 3.3), Messkopf (Abschnitt 3.4) und Detektionseinheit (Abschnitt 3.5) werden diese Einheiten in Abschnitt 3.6 zu einem Gesamtsystem zusammengeführt. In allen Abschnitten werden weiterhin grundlegende Untersuchungen zu der jeweiligen Funktionseinheit gezeigt. So wird in den Abschnitten zur Modellierung des Messobjekts und der Algorithmik ein Vorschlag zur Vermeidung von Uneindeutigkeiten in der dünnschichtreflektometrischen Optimierung gemacht. Die Kombination verschiedener Optimierer senkt die Zahl an Fehlschätzungen. Weiterhin werden vier verschiedene Algorithmen gegeneinander evaluiert. Dabei handelt es sich um zwei direkte (Berechnung der Schichtdicke direkt aus dem Reflektogramm) und zwei indirekte (Optimierung eines Schichtmodells hin zur gemessenen Reflektanz) Algorithmen. Der am besten abschneidende Algorithmus wurde für die hier vorliegende Implementierung gewählt. Zur Optimierung der Lichtquelle werden drei grundsätzlich unterschiedliche Quellen untersucht. Neben einer spektral schmalbandigen Quelle wird der leistungsstärkere Laser, wie schon beschrieben, untersucht. Als letzte Lichtquelle wird eine kommerzielle Weißlicht-LED auf die Anwendung hin optimiert. Die Detektionseinheit wurde als zweiarbiges Spektrometer realisiert. Das System wird charakterisiert, kalibriert und mit einem kommerziellen System verglichen. Der Messkopf bietet viel Optimierungspotenzial. Die Charakterisierung des Messkopfs wird aufgezeigt. Im Zuge des

Designs kann eine weitere Messgröße evaluiert werden: Der Abstand. Im Kapitel der Zusammenführung der Elemente wird dann auch die Gesamtsystemperformance bestimmt. Neben Messergebnissen wird die Auflösungsgrenze des Systems gezeigt. Eine weitere Untersuchung stellt die Veränderung der Messsignale bei Bewegung dar. Die Interpretation der Ergebnisse erfolgt im selben Abschnitt. Kapitel 4 fasst diese Arbeit zusammen, bereitet die erarbeiteten Ergebnisse gerafft auf, beantwortet die Forschungsfrage und gibt einen Ausblick auf weitere Veränderungen des Messsystems.



## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik

Dieses Kapitel behandelt die Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik und andere relevante Themengebiete, deren Erklärung nötig ist, um die weitere Arbeit zu verstehen. Nach der ausführlichen Darlegung des Stands der Forschung und einer Marktübersicht kommerzieller Systeme in den Abschnitten 2.1 und 2.2 wird auf die wissenschaftlichen Grundlagen eingegangen. Nach Absorption (Abschnitt 2.3) und dem Liouville'schen Theorem (Abschnitt 2.4) wird die Theorie dünner Schichten erläutert (Abschnitt 2.6). Dieser Abschnitt teilt sich in Einschicht- und Mehrschichtsysteme. Dazu notwendig ist die Kenntnis der Fresnel'schen Amplitudenkoeffizienten. Sie werden in Abschnitt 2.5 erklärt. Weiterhin wird auf den Einfluss von Grenzschichtcharakteristika (Abschnitt 2.7) eingegangen und eine Definition des Begriffs „dünne“ Schichten mithilfe der Kohärenz (Abschnitt 2.8) gegeben. Nach der Auswirkung der Reflexion des Lichts an der Rückseite des Substrats (Abschnitt 2.9) und der Erläuterung des Nyquist-Kriteriums im Hinblick auf die Reflektometrie (Abschnitt 2.10) wird auf die Grundlagen von Spektrometern in Abschnitt 2.11 eingegangen, um dieses Kapitel mit einer Übersicht über gedruckte Polymerschichten (Abschnitt 2.12) zu schließen.

### 2.1 Stand der Forschung

**Historische Entwicklung** Die Geschichte der optischen Dünnschichten geht zurück auf Joseph von Fraunhofer, dessen Forschung wohl auf die erste Antireflexionsschicht führte [126]. Ende des 19. Jahrhunderts waren die Interferenzeffekte in Einfach- und Mehrfachschichten bereits gut verstanden, es gab Techniken zur Herstellung dünner Metallschichten und Verfahren zur Fertigung von Antireflexionsschichten wurden patentiert. Laut Heavens [72] war Otto Wiener der Erste, der dieses Prinzip ausnutzte, um die Dicke einer Schicht zu bestimmen. Wiener beschreibt in seiner 1887 erschienenen Arbeit den damaligen Stand der Technik [212]. Darunter befindet sich ein Methode von Wernicke, der bereits 1878 das senkrecht reflektierte Licht von Blättchen aus Jodsilber spektral zerlegte. Anhand der Lage der im Spektrum auftretenden Interferenzstreifen konnte auf die Dicke der Schicht geschlossen werden. Dieses Vorgehen eignet sich für Schichten, die hinreichend transparent sind, um Interferenzerscheinungen entstehen zu lassen. Da Wiener insbesondere Metallschichten untersuchte, musste er diese speziell

## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik

präparieren, um ihre Dicke mit einem Apparat, wie dem von Gernicke beschrieben, bestimmen zu können.

Allerdings fehlte das Interesse der Industrie. In den dreißiger Jahren des 20. Jahrhunderts wurden dann verbesserte Vakuumsbedampfungstechniken entwickelt und es konnten genau kontrollierte Beschichtungen im kommerziellen Umfang hergestellt werden. Einen Entwicklungsschub erfuhr die Dünnschicht-Technologie durch den Zweiten Weltkrieg. Eine Vielzahl von Wissenschaftlern wurde damit beschäftigt, optische Instrumente für das Militär weiterzuentwickeln, beispielsweise, um die Lichttransmission in Teleskopen zu erhöhen oder Ferngläser mit Antireflexionsschichten auszustatten. So entstand auf beiden Kriegsseiten eine Vielzahl von beschichteten optischen Instrumenten. Nach dem Krieg blieb das Interesse an der Technologie aufgrund der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten erhalten und ab den sechziger Jahren wurden Mehrfachbeschichtungen weit verbreitet angewandt. In den fünfziger Jahren gab es bereits eine Vielzahl verschiedener Methoden, um das Anwachsen der Schichtdicke während des Herstellungsprozesses zu kontrollieren. Eine Übersicht zu dieser Zeit geben Heavens [72] oder Greenland [66]. Obwohl die Überwachung zu dieser Zeit per Sichtkontrolle geschah, konnten mit Übung Schichten erzeugt werden, deren Reflexion nicht mehr als 2-3 % von der theoretisch berechneten abwich. Es gab jedoch auch technisch anspruchsvollere Verfahren wie ein Patent von Dimmick [42] aus dem Jahr 1944 zeigt. Hier wird ausgenutzt, dass die Intensität des reflektierten Lichts an einer wachsenden dünnen Schicht einen sinusförmigen Verlauf aufweist. Die Intensität einer bestimmten Wellenlänge, die mit einem Farbfilter ausgewählt werden konnte, wurde mit einer Fotozelle aufgenommen und mithilfe eines Amperemeters sichtbar gemacht. Der Prozess konnte so an der gewünschten Stelle angehalten werden. Wohl eines der ersten Verfahren zur technischen Prozesskontrolle, bei dem Glasfasern als Lichtleiter eingesetzt werden, wurde 1964 von Runicman vorgestellt [179]. Als Vorteil gilt der flexible Aufbau.

Einige Jahrzehnte nach dem Beginn der kommerziellen Verwendung optischer dünner Schichten entstand durch die Halbleitertechnik und die Mikroelektronik ein weiteres wirtschaftliches Anwendungsfeld dünner Schichten, dessen Weiterentwicklung noch heute andauert [77]. Für die Kontrolle von Dünnschichtprozessen und um die Spezifikationen wie Dicke, Zusammensetzung oder Reinheit zu überwachen, sind optische Diagnoseverfahren essentiell [76]. Einen weiteren Entwicklungsschub brachte eine neue Lichtquelle, der 1960 erfundene Laser. Durch die hohe Parallelität des Lichts konnte der Aufbau eines Dünnschichtinterferometers vereinfacht und mit der höheren Intensität die Detektion auch unter Einfluss von Fremdlicht verbessert werden. Koch [111] beschreibt weitere Variationen wie etwa die Zweistrahlinterferometrie, bei der ein Laserstrahl unter zwei verschiedenen Winkeln auf die Probe fällt. Dadurch kann z.B. der Brechungsindex und die Schichtdickenänderung simultan gemessen werden.

Scott gibt 1950 an, mit einem adaptierten Verfahren Schichtdicken im Bereich von 1 nm bis zu mehreren  $\mu\text{m}$  bestimmen zu können [193]. 1964 und 1965 stellen Corl [33] und Reizman [176] unabhängig voneinander ein Verfahren vor, in dem Spek-

trophotometer verwendet werden, um dünne transparente Schichten zu vermessen. Beide Autoren geben dabei die zunehmende Bedeutung von dünnen Schichten in der Mikroelektronik und das Fehlen geeigneter Messmethoden an. Dieses neue Verfahren zeichnet sich durch eine berührungslose, nicht destruktive Messung aus, und eignet sich für Schichtdicken ab 100 nm mit einer geschätzten Präzision von 10 nm. 1985 stellen Schlemmer und Mächler ein Dioden-Zeilen Spektrometer vor [185]. Gegenüber dem konventionellen Spektrophotometer hat es den Vorteil, dass es eine simultane Messung des Wellenlängenbereichs möglich macht und somit auf kein abtastendes Verfahren angewiesen ist. Messungen können daher im Bereich von wenigen Millisekunden durchgeführt werden. Des Weiteren werden optische Fasern verwendet, was einen flexiblen Messaufbau zulässt. Interessante Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich für das Dioden-Zeilen Spektrometer in der Mikroelektronik, da alle transparenten Schichten wie etwa  $\text{SiO}_2$  oder  $\text{Si}_3\text{N}_4$  untersucht werden können. Damit ist der heutige apparative Stand der Technik nahezu erreicht.

**Aktueller Stand der Dünnschichtreflektometrie** Das soll als Übergang zur aktuellen Dünnschichtreflektometrie genügen. Dünnschicht-Interferometrie (TFI) oder Reflektometrie (TFR) ist heute ein weitverbreitetes Messverfahren, um Prozesse in der Silizium- und optikfertigenden Industrie zu überwachen, da optische Parameter wie Schichtdicke, Brechungsindex und Absorption entscheidende Parameter für ein funktionierendes Endprodukt sind [56]. Viele frühere Arbeiten haben das **Funktionsprinzip** [73, 17, 171] und die Messbereiche der Dünnschicht-Interferometrie zur Messung an verschiedenen Objekten gezeigt. Gute Einführungen werden gegeben durch MacLeod [127] und Brockhausen [21]. Dünnschichtinterferometrie kann ausgewertet werden als Funktion der Zeit [109, 182], der Wellenlänge [21] oder des Winkels [52, 111, 203]. Bei der Laserinterferometrie (Schichtaufwachs als Funktion der Zeit) gibt es Methoden für strukturierte Oberflächen [134] und in der Plasmabeschichtung [110]. Ein Patent von vielen wurde von Sawin angemeldet [184]. Gängige Varianten der TFR beinhalten eine Optimierung des gemessenen Spektrogramms mit einem simulierten Spektrogramm, die Bestimmung des absoluten dickeabhängigen Reflexionskoeffizienten oder die Berechnung des Phasen-Mittels des Reflexionsspektrums [113]. 1991 untersuchte Gauglitz verschiedene Polysiloxane auf einem Glas- oder Siliziumsubstrat mit dieser Methode [58]. Er konnte Messungen der Schichtdicke während des Beschichtungsprozesses in 12,5 ms durchführen. **Modelle für die Optimierung** lieferte Hauge 1979 [70]. In dieser Arbeit wurden ebenfalls Messungen an polykristallinem Silizium evaluiert. Das Modell wurde erweitert durch verschiedene Parameter wie Oberflächenrauheit [202, 141], Schichtdickenirregularitäten [5] und einer Kombination beider Parameter [101]. Vier verschiedene Arten von Rauheit wurden von Stearns [198] eingeführt. Messungen wurden durchgeführt auf transparenten [166] und absorbierenden Substraten [4, 146, 121]. Konstantinov [114] evaluiert den Einfluss von Fehlschätzungen in der TFR. Neben der Mes-

sung in Reflexion [140, 39] wurden diese Modelle auch in Transmission hergeleitet und angewandt [150]. Der Einfluss der Absorption des Substrats auf Messungen sowohl in Reflexion als auch in Transmission wurde gezeigt von González-Leal [63]. Poelman [172] zeigt eine Gegenüberstellung verschiedener Modelle zur Messung in Transmission.

Abgesehen von der Schichtdicke können die Daten eines Spektrogramms auch zur Berechnung der **optischen Parameter** in Abhängigkeit der Wellenlänge verwendet werden. Dazu wird eine Extremwert-Variante angewendet. Die Reflektanz ist im Extremwert nicht mehr abhängig von der Schichtdicke, sondern nur noch von den optischen Konstanten der Schicht. Gibt es im Spektrum ausreichend Extremwerte, können so die optischen Parameter der Schicht bestimmt werden. Gezeigt wurde das von [125], [137], [157], [146] und [140]. Ein alternatives Verfahren gibt Case [27] an. Auch auf diesem Gebiet wird nach wie vor patentiert [122]. Wie im Falle der Schichtdicke kann auch die Optimierung eines Modells verwendet werden, um optische Parameter zu extrahieren [43]. Oft geht die Bestimmung beider Kenngrößen einher [50, 27]. Weiterhin gelten diese Ansätze auch für Messung in Transmission [5, 6, 12, 108] und [131], oder bei Kombination von beiden Prinzipien [199, 166]. Ferner wurde die optische Dispersion von Luft mehrfach bestimmt [162, 49].

Alle genannten Arbeiten zeigen Modelle für Einschichtsysteme. Im Fall von **Mehrschichtsystemen** wird die Anzahl an Veröffentlichungen signifikant kleiner. Die beliebtesten Ansätze zum Lösen der Mehrschichtproblematik sind rekursive Ansätze [213, 70] und Transfer-Matrix-Ansätze [102, 160]. Vorteil ist, dass sie leicht auf beliebig viele Schichten erweitert werden können [129]. Diese Modelle wurden ebenfalls auf Anisotropie erweitert. Szczyrbowski [204] zeigt ein Modell für Reflektanz von Zweischichtsystemen mit einer absorbierenden Schicht und Ylilammi [219] die Bestimmung von Schichtdicken in Multilayerstrukturen.

**Anisotropie** ist eine typische Eigenschaft von Polymeren [19, 72, 119]. Hamza [68] zeigt die Bestimmung des Brechungsindex und der Doppelbrechung von Polymethylmethacrylat (PMMA) in optischen Polymerfasern. Bungay [23] zeigt Messungen des Dichroismus von unbelastetem Polyethylenterephthalat (PET). Elman [51] zeigt Untersuchungen an gestreckter PET Folie, die auch in dieser Anwendung als Trägerfolie benutzt wird. Schubert [191] gibt einen Formalismus für die ellipsometrische Bestimmung ordinärer und extraordinärer optischer Konstanten. Die Differenz der Brechungsindizes liegt hier bei maximal  $\Delta n = 0,24$ . Die Oberflächenstruktur und optischen Parameter von Polymeren lassen sich in der Produktion der Schicht durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes verändern [201]. Durch das elektrische Feld wird die Orientierung der Polymere erhöht. Ein maximaler Anstieg von  $\Delta n = 0.042$  konnte nachgewiesen werden. Die TFR wird neben Polymeren auch an anderen Materialien eingesetzt, um diese auf ihre optischen Parameter hin zu untersuchen. So zeigt Kim [104] die Messung optischer Parameter an Titandioxidschichten und Schulz [192] die Messung von Absorption und Brechungsindizes von Gold, Silber und anderen Metallen.

Die Grundlagen zu optischen Eigenschaften von **Polymeren** geben Moliton



[145] und Blum [14]. Gesonderte Betrachtungen an Polymeren geben Jung [101] und Sassella [183]. Ersterer zeigt Messungen der Transmission und die Ermittlung der optischen Parameter an Polymerfolien durch Winkeländerung; letzterer bestimmt die ordinären und extraordinären Brechungsindexfunktionen von PET. Švorčík [201] ermittelt weiterhin Absorption, Bandlücke und Oberflächenrauheit von in der Produktion orientiertem PMMA. Toney [207] zeigt die ellipsometrische Bestimmung optischer Konstanten von Polymeren, Blum [14] zeigt weitergehende Charakterisierungen im Hinblick auf die Anwendung von Polymeren in der Telekommunikation.

Eine weitere Analysemöglichkeit bietet ein **Fouriertransformation**-basierter Ansatz [28]. Nishizawa [153] meldet nur eines von vielen Patenten zur Bestimmung der Schichtdicke mittels Fouriertransformation an.

Der Begriff **Rauheit** kann unterschiedlich aufgefasst werden. In dieser Arbeit sollen Modellierungen für Oberflächenstreuung [40], nicht-parallele Grenzflächen [11], Inhomogenitäten [16, 156] oder Ansätze für effektive Medien [7, 152, 197] unter diesem Begriff zusammengefasst werden. Ein eigenes Kapitel wurde der Modellierung von Grenzflächenuneindeutigkeiten in [206] gewidmet.

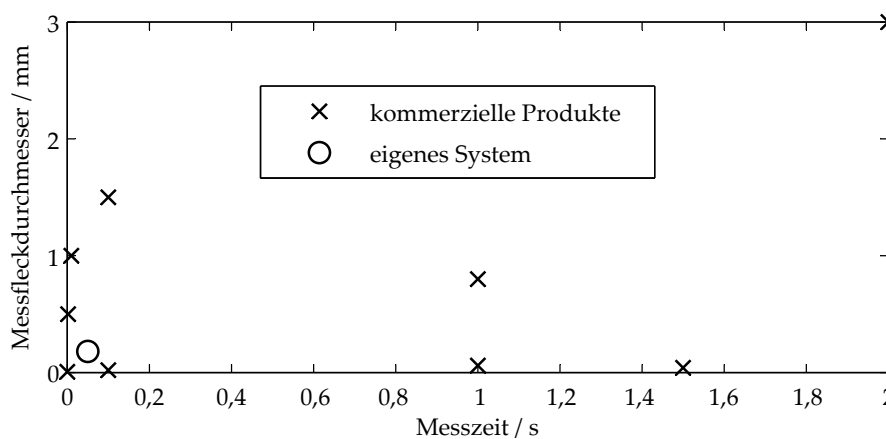
**Anwendungen von TFR** finden sich in der Literatur viele. Ob optische in-situ Schichtdickenmessung in Bedampfanlagen [67] oder reflektometrische Vermessung dünner Ölschichten [61] - überall wird die Dünnschichtmesstechnik eingesetzt. Der Einsatz der Spektralreflektometrie in der Halbleiterproduktion wird unter anderen patentiert durch Horie [89, 90]. Ebenfalls interessant ist die Anwendung der Spektralellipsometrie und -reflektometrie an optischen Gittern [91]. [97] beschreibt die Anwendung der Reflektanzmessung bei Schichtproduktion, wie z. B. in der Produktion von CD's [98, 99]. Auch hier wird nach wie vor patentiert. Diese Anwendung basiert auf einer optischen Faser und unterscheidet sich damit von anderen Aufbauten, wie z. B. das Patent von Adams zeigt [1]. [92] berechnet die Koppeleffizienz von LEDs in Multimodefasern. Hlubina verbindet die Methode der dispersiven Weisslichttechnik und der spektralen Reflektometrie in einem Messaufbau [85]. Durch Verwenden eines Michelson-Interferometers [79, 81, 80] kann sowohl die spektrale Reflektometrie als auch die Interferometrie realisiert werden. Gemessen wurden hier SiO<sub>2</sub> Schichten auf einem Silizium-Wafer [83, 84, 82, 85, 86]. Die Genauigkeit bei bekannten Brechzahlen wird mit 1 nm angegeben und es können Schichtdicken bis unter 50 nm bestimmt werden.

Debnath [36] zeigt einen ähnlichen Aufbau und Schichtdickenmessung über Phasenschieben. Gorbunov [64] baut weiterhin einen Fourier-spektrometrischen Aufbau zur Dünnschichtmessung auf. Ein anderes Patent nutzt Farbfilter aus, um TFR zu nutzen [149].

Ein weitergehendes Themengebiet ist die **Chromatische Konfokalmessung**. Manders [128] zeigt die Auswirkung von Chromatik auf die Mikroskopie. Während Schnell [186] die gleichzeitige Messung von Schichtdicke und Abstand, basierend auf einem anderen Prinzip, zeigt, gehen Garzón [57], Perrin [167] und Molesini [144] auf die chromatische Konfokalmessung ein. Das System wird erweitert um die gleichzeitige Erfassung der Schichtdicke [103] bzw. optischer Pa-

parameter [59, 60]. Die Forschungsgruppe um Prof. Osten hat in den letzten Jahren Konfokalsysteme mit verschiedenen Optiken aufgebaut: [205] Mikrolinsenarrays, [175] Fresnellinsen und [124] abgewinkelte Mikrooptik. [181] gibt eine Betrachtung der Performance eines solchen Systems bei großer Blendenöffnung und [164] die Entwicklung eines chromatischen Konfokalmesskopfs.

### 2.2 Marktübersicht kommerzieller Systeme



**Abbildung 2.1:** Marktübersicht kommerzieller Dünnschichtreflektometer. Gegenübergestellt wurden die Systeme in den Spezifikationen der Messzeit (also Aufnahmezeit der Spektren) und Messfleckdurchmesser. Beide Kenngrößen lassen, über die Bahngeschwindigkeit, Rückschlüsse auf die laterale Auflösung zu. Ebenfalls dargestellt ist das in dieser Arbeit aufgebaute Dünnschichtreflektometer.

Viele spektrale Reflektometer sind heute auf dem Markt erhältlich. Über zehn Hersteller bieten verschiedenste Messsysteme an. Dabei reicht das Spektrum von einzelnen Ingenieurbüros bis hin zu in der optischen Messtechnik renommierten Firmen. Unterschieden werden können die Systeme in ihren Spezifikationen. Zwar wird ein Messsystem immer separat angepasst an das jeweilige Messproblem verkauft, es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die Angaben der Hersteller immer den maximal erreichbaren Werten entsprechen. Bei einigen der Geräte ist der Einsatz eines Mikroskopobjektivs möglich, sodass der Messfleckdurchmesser teilweise auf unter  $10\ \mu\text{m}$  angegeben wird. Andere Systeme besitzen Faserbündel als Messkopf. Der Messfleckdurchmesser bei diesen Systemen wird im mm-Bereich angegeben. Die Auflösung in Richtung der Schichtdicke wird dabei zu bzw. unter  $1\ \text{nm}$  spezifiziert. Die Messzeiten für diese Werte liegen aber im Sekundenbereich durch eine Mittelung der gemessenen Spektren. Alle Systeme sind in der Lage, Mehrschichtsysteme zu analysieren, eine empirische Obergrenze scheint hier bei fünf Schichten zu liegen. Die Auswertung erfolgt, je nach

Schichtdickenbereich und Hersteller, über einen Fit mit einem Modell oder eine Fourieranalyse. Zudem liefern die Hersteller mit dem Gerät eine recht große Datenbank an Materialdaten aus, so dass gängige Materialien der Halbleiter- und Optik-produzierenden Industrien analysiert werden können. Die Preise der Geräte liegen, je nach Anwendung und Spezialisierung, zwischen 10.000 € und 60.000 €. Eines der Geräte vermag sogar den Abstand des Messobjekts zu vermessen - jedoch muss hierzu der Messkopf ausgetauscht und der Betriebsmodus umgestellt werden. Eine Maßnahme, die bei dem in dieser Arbeit vorgestellten System aufgrund der instantanen Schichtdicken- und Abstandsmessung entfällt. Dieses ist, ebenso wie einige kommerzielle Dünnschichtreflektometer, in Abb. 2.1 gegenübergestellt. Zu sehen ist die gute Performance des in dieser Arbeit aufgebauten Systems. Zwar unterbietet ein System die Spezifikationen, jedoch muss dabei beachtet werden, dass die Hersteller der kommerziellen Produkte maximal erreichbare Werte angeben. Eine Erhöhung der lateralen Auflösung hat eine Verlängerung der Messzeit zur Folge. Das wurde in dieser Grafik nicht berücksichtigt. Bei dem hier vorgestellten System jedoch gelten alle Spezifikationen gleichermaßen.

## 2.3 Absorption und Brechungsindex

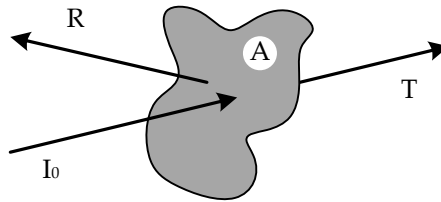
Ein Absorptionsspektrum entsteht, wenn Licht ein Medium durchstrahlt und dabei Photonen bestimmter Wellenlängen absorbiert werden [78]. Unter Absorption wird allgemein die Aufnahme eines Teils des eingestrahnten Lichts von einem durchstrahltem Material verstanden. Dies bedeutet, dass nach dem Durchgang der Lichtstrahlen durch ein absorbierendes Medium die gemessene Intensität geringer ist als die von der Lichtquelle ausgesendete. In Abhängigkeit von der Frequenz des eingestrahnten Lichts und somit von der Energie der Photonen werden die Photonen entweder höher wahrscheinlich absorbiert oder abgelenkt [88]:

$$E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (2.1)$$

Sollte die Energie der Photonen kleiner sein als die Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand der Atome, verweilt das Atom im Grundzustand. In diesem führt die Elektronenwolke des Atoms eine Schwingung relativ zum positiv geladenen Kern mit der Frequenz des einfallenden Lichts aus. Dadurch werden die eingestrahnten Photonen in zufällige Richtungen abgelenkt und können somit vom Betrachter als Streulicht wahrgenommen werden. Diese Streuung der Photonen wird auch als elastische Streuung oder **Rayleigh-Streuung** bezeichnet. Bei dem Vorgang findet somit keine Absorption des Lichts statt.

Ist die Energie der Photonen größer als die Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand der Atome, kommt es zur so genannten **Absorption** im durchstrahlten Material. Bei diesem Vorgang werden die Atome aufgrund der größeren Photonenenergie auf ein höheres Energieniveau angehoben.

## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik



**Abbildung 2.2:** Veranschaulichung der Absorption. Die Intensität  $I_0$ , die auf ein absorbierendes Material eingestrahlt wird, wird teilweise reflektiert ( $R$ ), transmittiert ( $T$ ) und absorbiert ( $A$ ).

Dies ist gleichbedeutend mit dem Übergang der Atome vom Grundzustand in den angeregten Zustand, der auch als Quantensprung bezeichnet werden kann. In Festkörpern, Flüssigkeiten sowie Gasen unter höherem Druck sind die Atome dicht benachbart. Die Photonenenergie, die auf ein Atom trifft, wandelt sich durch Stoßprozesse mit den benachbarten Atomen in Bewegungs- und Wärmeenergie um. Wenn neben Bewegungsenergie zusätzlich Wärmeenergie entsteht, wird von der dissipativen Absorption gesprochen. Ein weiterer wichtiger Parameter, der die Absorption beeinflusst, ist die Resonanzfrequenz der Atome. Bei der Resonanzfrequenz eines Atoms werden eingestrahlte Energien von Photonen besonders effektiv absorbiert. Je näher die Frequenz des eingestrahlt Lichts im Bereich der Resonanzfrequenz der Atome liegt, umso besser werden die Energien der Photonen innerhalb des bestrahlten Materials absorbiert [73].

Ein besonders geeignetes Modell zur Veranschaulichung der Absorption ist das Energiebändermodell. Dieses wird am Beispiel der Halbleiter betrachtet. In einem Halbleiter sind Atome regelmäßig angeordnet, wodurch die Bahnen, auf denen Elektronen im Normalfall angeordnet sind, zu Bändern verzerrt werden. Das einstrahlende Licht wird in einem Halbleiter absorbiert, wenn die Energie der eingestrahlt Photonen ausreicht, um ein Elektron von seinem Proton zu trennen. Ein Elektron wird durch Photonenenergie aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben und befindet sich dort im angeregten Zustand. Durch den Übergang eines Elektrons in das Leitungsband entsteht im Valenzband eine Elektronenlücke. Eine Voraussetzung für die Absorption in einem Halbleiter ist somit, dass die Photonenenergie größer als die Breite der Energielücke sein muss [177].

$$E_{ph} = E_L - E_V, \quad (2.2)$$

wobei  $E_{ph}$  die Photonenenergie,  $E_L$  die Energie des Leitungsbandes und  $E_V$  die Energie im Valenzband ist. Daraus folgt, dass die Wellenlänge des eingestrahlt Lichts  $\lambda_{licht}$  kleiner als die Grenzwellenlänge  $\lambda_{grenz}$  sein muss [75].

$$\lambda_{grenz} = \frac{h \cdot c}{E_L - E_V}, \quad (2.3)$$

$$\lambda_{licht} < \lambda_{grenz}. \quad (2.4)$$

Die Stärke der Absorption ist neben der Frequenz des einstrahlenden Lichts auch von der Materialbeschaffenheit des durchstrahlten Stoffes abhängig. Das Lambert-Beer'sche Gesetz (Gleichung 2.5) besagt, dass neben der Schichtdicke auch der materialspezifische Absorptionskoeffizient  $\alpha$  des Stoffes die Absorption beeinflusst. Im Lambert-Beer'schen Gesetz wird davon ausgegangen, dass bei der Absorption von Lichtstrahlen die Wahrscheinlichkeit der Absorption in einem absorbierenden und homogenen Material bei geringen Eindringtiefen gleich ist.

$$A = I_0(1 - e^{-\alpha n_l d}), \quad (2.5)$$

wobei  $I_0$  die von der Lichtquelle eingestrahlte Intensität,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und  $d$  die Dicke des Materials ist [53]. Der komplexe Brechungsindex ist definiert als

$$\mathbf{n}_l = n_l + jk_l, \quad (2.6)$$

wobei  $n_l$  dem Brechungsindex des Materials und  $k$  dem Extinktionskoeffizienten entspricht. Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex sind verknüpft über die **Kramers-Kronig-Relation** [116, 120]. Diese besagt, dass die Real- und Imaginärteile holomorpher Funktionen nach Gleichung 2.7 aus einander berechnet werden können [107]. Kennt man also den Absorptionskoeffizienten eines Materials, lässt sich der Brechungsindex daraus berechnen.

$$n(\lambda) = 1 + \frac{c}{\pi} \cdot CH \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\Lambda)}{\Lambda^2 - \lambda^2} d\Lambda, \quad (2.7)$$

wobei  $\lambda$  der Wellenlänge,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit,  $CH$  dem Cauchy-Hauptwert und  $\Lambda$  dem Integrationsparameter entspricht. Weiterhin ist der Wert des Brechungsindex eine Funktion der Wellenlänge, die sog. optische Dispersion. Dieser Verlauf lässt sich nähern mit Cauchy- oder **Sellmeier-Gleichungen** [194, 172]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}. \quad (2.8)$$

Der Verlauf des Brechungsindex über der Wellenlänge lässt sich somit auf wenige Koeffizienten  $B_l$  und  $C_l$  zusammenfassen. Absorptions- und Extinktionskoeffizient sind verknüpft über die Relation in Gleichung 2.9. Daraus ergibt sich Gleichung 2.10 für die Absorption in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (2.9)$$

$$A = I_0(1 - e^{-k \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n \cdot d}) = -\log \frac{I_1}{I_0} = \epsilon' \cdot c \cdot d = \frac{4\pi \cdot k}{\lambda} \cdot cd. \quad (2.10)$$

Bei der Betrachtung eines Absorptionsspektrums muss zwischen Atomen und Molekülen unterschieden werden. Atome weisen aufgrund der Quantentheorie

nur einzelne Linienspektren auf. Im Vergleich dazu enthalten Moleküle aufgrund der Überlagerung von elektronischer Schwingungs- und Rotationsanregungen immer breitbandige Spektren, die so genannten Absorptionsbanden. In diesen Bereichen werden keine einzelnen Energiedifferenzen, sondern ein ganzes Spektrum an Energiewerten und somit eine Vielzahl an Wellenlängen absorbiert. Ist die Energie der eingestrahlten Photonen groß, wird der Überschuss an Energie als Wärme abgegeben. Durch das Zusammenspiel zwischen der vorhandenen Wärmeenergie und der Energie der einstrahlenden Photonen im Molekül reichen im Gegensatz zu den Atomen geringere Energiewerte aus, damit Absorption stattfinden kann. Daher ist der Wellenlängenbereich, in dem absorbiert werden kann, bei Molekülen größer als bei Atomen. Aus dem Absorptionsspektrum können Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des durchstrahlten Materials gezogen werden [88].

### 2.4 Liouville'sches Theorem

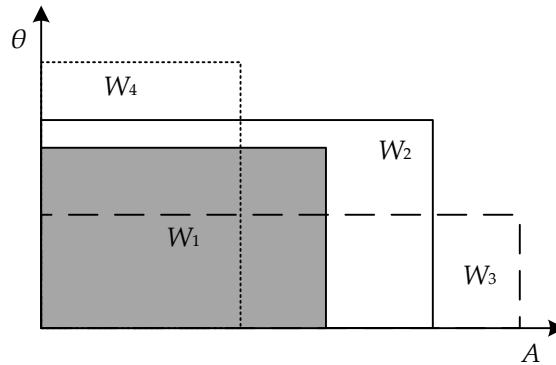
Im Laufe dieser Arbeit soll auch eine Optimierung des Messkopfs auf laterale Auflösung erreicht werden. Als Randbedingung dieser Optimierung gilt das Liouville'sche Theorem. Es wird in diesem Abschnitt erläutert.

Ähnlich zur Gauß'schen-Strahl-Theorie schränkt das Liouville'sche Theorem den Grad, zu dem ein Strahl gleichzeitig fokussiert und kollimiert werden kann, ein. Dieses Theorem nutzt das sogenannte Phasenraumvolumen [17]. Der Phasenraum beschreibt die geometrischen Eigenschaften (Abstand zur optischen Achse und Winkel) des Eintritts und Austritts von Licht in einem optischen System. An der symmetrisch zirkularen Austrittspupille eines gegebenen optischen Systems strahlen alle Punkte  $P$  mit dem selben Abstand  $r$  von der optischen Achse in Kegeln desselben festen Winkels  $\theta$  ab.  $\theta$  kann eine Funktion von  $r$  sein, was bedeutet, dass der feste Winkel, in dem Strahlen das optische System verlassen, von der exakten Position innerhalb der Austrittspupille abhängt. Der Phasenraum wird definiert als die Entität aller Paare von  $\theta$  und  $r$ , die auftreten können. Ebenso wird der Phasenraum der Eintrittspupille definiert als die Entität aller Paare von  $\theta$  und  $r$ , die in das System einkoppeln können.

Der Begriff Phasenraumvolumen beschreibt die Kardinalität des Phasenraums. Das heißt, ein System, das Licht unter einem großem Maximalwinkel  $\theta$  und von einer großen Variation von Positionen  $r$  akzeptiert, hat ein größeres Phasenraumvolumen als eines, das engere Grenzen für  $\theta$  und  $r$  besitzt.

Liouville's Theorem besagt, dass kein optisches System existiert, das das Phasenraumvolumen ohne Verluste reduzieren kann. Trotzdem lässt sich ein Phasenraum transformieren, wenn er konstantes Volumen behält. So kann ein Kompromiss zwischen auftretenden Winkeln und Positionen getroffen werden. Also kann eine gegebene Variation an Winkeln  $\theta$  reduziert werden, wenn die korrespondierenden Positionen  $r$  ansteigen (und anders herum).

Benutzt man eine Sprungindex-Multimode-Faser, ist  $\theta$  unabhängig von  $r$  in



**Abbildung 2.3:** *Illustration des Phasenraumvolumens.* Der originale Phasenraum (grau,  $W_1$ ) kann in einen Phasenraum mit weniger Winkel ( $W_3$ ) oder weniger Fläche ( $W_4$ ) ohne Verlust konvertiert werden, wenn das Volumen konstant bleibt. Daher muss die entsprechende Fläche oder der entsprechende Winkel zunehmen. Will man aus einem Phasenraumvolumen  $W_2$  ein kleineres  $W_1$  erzeugen, so ist das nur durch Blenden zu erreichen.

der gesamten Faserquerschnittsfläche. Unter diesem Umstand kann das Phasenraumvolumen  $W$  durch das simple Verhältnis

$$W = A \cdot \theta \quad (2.11)$$

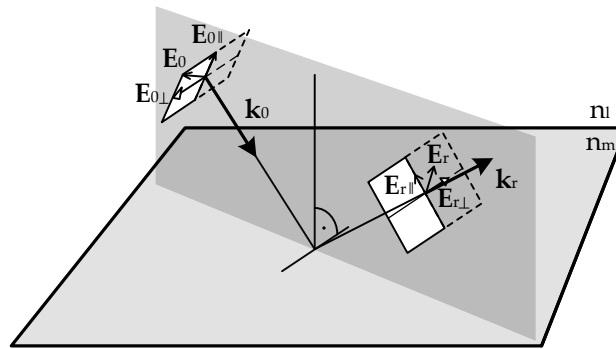
beschrieben werden.  $A$  ist hierbei die Fläche der kreisförmigen Blende des Faserkerns und  $\theta$  der Maximalwinkel des abstrahlenden Kegels. Durch ein optisches System kann man den Eingangsphasenraum in einen Ausgangsphasenraum wandeln, wie in Abb. 2.3 beschrieben. Abhängig von der genauen Anwendung kann es notwendig sein, dass entweder die beleuchtete Fläche oder der dort maximal auftretende Winkel begrenzt werden muss. Das impliziert jedoch, ohne Ablendung, wiederum einen Anstieg im Winkel ( $W_4$ ) beziehungsweise der Fläche ( $W_3$ ), da Liouville ein konstantes Phasenraumvolumen fordert.

In Abschnitt 3.4 wird untersucht, wie der Phasenraum konvertiert werden kann, um einen Kompromiss zwischen lateraler Auflösung und Schichtdickenauflösung zu ermöglichen. Wegen Liouville können nicht beide Eigenschaften gleichzeitig maximiert werden.

Um gleichzeitig ein Maximum in lateraler und Schichtdickenauflösung zu erreichen, kann eine Blende eingeführt werden. Dadurch wird aber die Effizienz des Systems gesenkt. Da in dem hier vorgestellten System Lichtverlust nicht akzeptiert werden kann, wird diese Option hier nicht weiter verfolgt.

## 2.5 Fresnel'sche Koeffizienten

Wie schon beschrieben, wird jedes Material neben seiner Absorption durch seinen Brechungsindex definiert. So setzt sich der komplexe Brechungsindex  $n_j$  nach



**Abbildung 2.4:** Veranschaulichung der Reflexion an Oberflächen. Die Feldamplituden  $E_{0||}$  und  $E_{0\perp}$  werden unterschiedlich stark reflektiert. Daraus ergibt sich eine andere resultierende Feldamplitude und Richtung von  $E_r$ .

Gleichung 2.6 zusammen. Der Brechungsindex  $n_l$  gibt das Verhältnis zwischen Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$  und der Geschwindigkeit des Lichts in eben diesem Material  $v_{mat}$  an. Wie schon in Abschnitt 2.3 beschrieben, variieren sowohl Brechungsindex  $n_l$ , als auch Extinktionskoeffizient  $k_l$  mit der Wellenlänge [194]. Diese Abhängigkeit wird in dieser Betrachtung vernachlässigt und in der Notation unterdrückt. Brechungsindex und Extinktion sind verknüpft über die Kramers-Kronig-Relation [116, 120]. Diese Beziehung gilt für voneinander abhängende lineare, passive Systeme [107]. Das heißt, kennt man eine der Funktionen, kann man die andere daraus berechnen.

Eine Grenzfläche wird definiert als der diskrete Übergang von einem Medium mit dem Brechungsindex  $n_l$  in ein anderes Medium mit dem Brechungsindex  $n_m$ . Die Eigenschaften dieser Oberfläche werden beschrieben durch die **Fresnel'schen Koeffizienten**. Wie in Abbildung 2.4 dargestellt, wird ein auf eine Oberfläche eingestrahler Lichtstrahl reflektiert. Gemäß dem Reflexionsgesetz folgt für den Einfallswinkel  $\theta_0$  bzw.  $\theta_r$  bezüglich der Oberflächennormalen [73, 187]  $\theta_0 = \theta_r$ . Darüber hinaus gilt das Brechungsgesetz nach **Snellius** für Einfallswinkel  $\theta_l$  und Brechungswinkel  $\theta_m$

$$n_l \sin \theta_l = n_m \sin \theta_m . \quad (2.12)$$

Werden materialbedingte Absorptionen außer Acht gelassen, so wird ein Teil des einfallenden Lichts an der Grenzfläche gebrochen und ins Material transmittiert, ein anderer Teil wird reflektiert. Die Transversalwelle des elektromagnetischen Feldes breitet sich entlang des Poynting-Vektors  $\vec{S}$  mit  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = 1/\mu_0 \vec{E} \times \vec{B}$  aus, welcher die Energieausbreitungsrichtung der Welle beschreibt [200]. Das Modell der Lichtstrahlen in der geometrischen Optik repräsentiert genau diese Energieausbreitungsrichtung. Die Strahlen stehen stets senkrecht auf den Wellenfronten.

Das einstrahlende Feld  $E_0$  lässt sich als eine Linearkombination der Felder in den durch die Oberfläche definierten Ebenen,  $E_{0\perp}$  und  $E_{0||}$ , beschreiben. Der Betrag



des reflektierten Feldes  $E_r$  ist um den Faktor  $r_{lm}$  kleiner als der des eingestrahnten Feldes  $E_0$ .

**Einfluss der Polarisation** Polarisierungseffekte spielen bei Reflexion an optischen Grenzflächen eine nicht zu vernachlässigenden Rolle [187]. Eine elektromagnetische Welle kann linear (P), rechtszirkular (R), linkszirkular (L) oder elliptisch (E) polarisiert sein. Hierbei sind der P-Zustand sowie R- und L-Zustand Sonderfälle des E-Zustands hinsichtlich Amplitude und Phasenverschiebung und unpolarisiertes bzw. zufällig polarisiertes Licht entspricht einer ungeordneten Überlagerung der Polarisationszustände. Ungeachtet des Polarisationszustandes einer einfallenden ebenen Welle kann dessen  $\vec{E}$ - und  $\vec{B}$ -Feldanteil stets als Superposition zweier linear polarisierter, orthogonaler Wellen dargestellt werden, wovon eine Komponente senkrecht (Index  $\perp$ ) und die andere parallel (Index  $\parallel$ ) zur Eintrittsebene orientiert ist [73, 165, 187]. Aufgrund der Orthogonalität von  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  genügt es, das Verhalten des elektrischen Feldanteils zu untersuchen [73, 165]. Die Amplitudenkoeffizienten für Reflexion  $r$  und Transmission  $t$  ergeben sich gemäß [73, 165] entsprechend ihrer Polarisationsrichtung unter Annahme von unmagnetischen ( $\mu_{r1} = \mu' = 1$ ), linearen, isotropen und homogenen Medien aus den Fresnel'schen Gleichungen zu

$$r_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_{0r}}{E_{0l}} \right)_{\parallel} = \frac{n_m \cos \theta_l - n_l \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_m - n_m \cos \theta_l}, \quad (2.13)$$

$$r_{\perp} \equiv \left( \frac{E_{0r}}{E_{0l}} \right)_{\perp} = \frac{n_l \cos \theta_l - n_m \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_l + n_m \cos \theta_m}, \quad (2.14)$$

$$t_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_{0m}}{E_{0l}} \right)_{\parallel} = \frac{n_l}{n_m} (r_{\parallel} + 1) = \frac{2n_l \cos \theta_l}{n_l \cos \theta_m + n_m \cos \theta_l}, \quad (2.15)$$

$$t_{\perp} \equiv \left( \frac{E_{0m}}{E_{0l}} \right)_{\perp} = r_{\perp} + 1 = \frac{2n_l \cos \theta_l}{n_l \cos \theta_l + n_m \cos \theta_m}. \quad (2.16)$$

Stokes gibt zudem die Beziehungen zwischen den Koeffizienten an. Die in dieser Arbeit verwendeten Beziehungen sind

$$r_{01} = -r_{10}, \quad (2.17)$$

$$t_{01}t_{10} = 1 - r_{01}^2. \quad (2.18)$$

Entspricht der Einfallswinkel  $\theta_0$  dem Brewsterwinkel  $\theta_b$ , so ist bei zufällig polarisiertem Licht der elektrische Feldvektor  $\vec{E}$  der reflektierten elektromagnetischen Welle ausschließlich senkrecht linear polarisiert ( $r_{\parallel} = 0$ ).

Aus Gleichungen 2.13 bis 2.16 können Reflexions- und Transmissionsgrad  $R$  bzw.  $T$  entwickelt werden:

$$R = \frac{I_r A \cos \theta_r}{I_l A \cos \theta_l} = \frac{I_r}{I_l} = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0l}} \right)^2 = r^2. \quad (2.19)$$

$R$  ist per Definition das Verhältnis aus reflektierter zu einfallender Leistung auf einer Fläche  $A$  [73]. Der Transmissionsgrad  $T$  gibt das Verhältnis von transmittierter zu einfallender Leistung im Flächensegment  $A$  an:

$$T = \frac{I_m A \cos \theta_m}{I_l A \cos \theta_l} = \frac{I_m \cos \theta_m}{I_l \cos \theta_l} = \frac{n_m \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_l} \left( \frac{E_{0m}}{E_{0l}} \right)^2 = \left( \frac{n_m \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_l} \right) t^2. \quad (2.20)$$

Materialabsorption und Transmission stellen bei der Schichtdickenmessung in Reflexion Ursachen für Lichtintensitätsverluste dar. Die Gesamtenergiebilanz einer elektromagnetischen Welle ergibt sich für den Fall idealer Dielektrika zu [187]

$$R + T + A = 1. \quad (2.21)$$

Betrachtet man die einzelnen Komponenten von  $R$  und  $T$ , so folgt

$$R_{\perp} + T_{\perp} = r_{\perp}^2 + \left( \frac{n_m \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_l} \right) t_{\perp}^2 = 1, \quad (2.22)$$

$$R_{\parallel} + T_{\parallel} = r_{\parallel}^2 + \left( \frac{n_m \cos \theta_m}{n_l \cos \theta_l} \right) t_{\parallel}^2 = 1. \quad (2.23)$$

**Senkrechter Einfall** Bei senkrechtem Einfall des Lichts spielt die Polarisationsabhängigkeit der Oberflächen keine Rolle. Die Fresnelkoeffizienten nähern sich einander an. Für senkrechten Lichteinfall  $\theta_i = 0^\circ$  vereinfachen sich die Amplitudenkoeffizienten weiter zu:

$$[r_{\parallel}]_{\theta_i=0} = [-r_{\perp}]_{\theta_i=0} = \frac{n_m - n_l}{n_m + n_l}, \quad (2.24)$$

$$[t_{\parallel}]_{\theta_i=0} = [t_{\perp}]_{\theta_i=0} = \frac{2n_l}{n_m + n_l}. \quad (2.25)$$

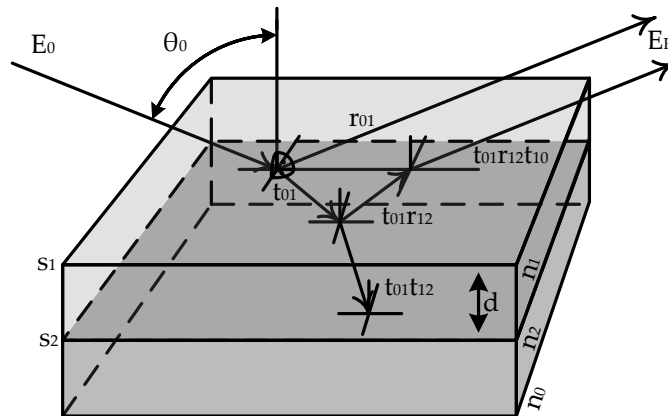
Für die Lichtintensitäten folgt aus 2.22 und 2.23:

$$R = R_{\parallel} = R_{\perp} = \left( \frac{n_m - n_l}{n_m + n_l} \right)^2, \quad (2.26)$$

$$T = T_{\parallel} = T_{\perp} = \frac{4n_m n_l}{(n_m + n_l)^2}. \quad (2.27)$$

## 2.6 Spektrale Dünnschichtreflektometrie

In diesem Abschnitt wird auf die Modellierung der Reflektanz dünner Schichten eingegangen. Aus didaktischen Gründen werden zunächst ausführlich einschichtsysteme vorgestellt, dann folgt der Übergang auf Mehrschichtsysteme. Zum Abschluss werden jeweils die in dieser Arbeit verwendeten Notationen dargestellt.



**Abbildung 2.5:** Schematisches Bild einer dünnen Schicht. Nur die ersten Reflexionen sind dargestellt aus Gründen der Übersichtlichkeit. Alle wiederaustretenden Strahlen treten mit der Hauptreflexion  $r_{01}$  in Interferenz. Das Substrat ( $n_2$ ) wird in diesem Fall als unendlich dick oder absorbierend angenommen, da keine Reflexion am Übergang Substrat-Luft auftritt.

## Transparente Einschichtsysteme

Einschichtsysteme stellen eine Vereinfachung in der Modellierung von Mehrschichtsystemen dar, deswegen wird zunächst das Reflektanzmodell einer Einschicht hergeleitet [111]. Abb. 2.5 zeigt beispielhaft eine dünne Schicht auf Substrat. Eine Schicht wird definiert durch ihre zwei Grenzflächen  $s_1$  und  $s_2$  zu angrenzenden Medien, ihre Schichtdicke  $d$  und ihre optischen Parameter, Brechungsindex  $n$  und Absorption  $k$ . Die Schicht sei als transparent, das Substrat als absorbierend angenommen. Ein Lichtstrahl der Feldamplitude  $E_0$  trifft also auf die erste Oberfläche  $s_1$  und wird dort teilweise reflektiert ( $r_{01}$ ) und transmittiert ( $t_{01}$ ), entsprechend der Fresnel'schen Amplitudenkoeffizienten der Oberfläche. Der transmittierte Teil des Strahls wird auf der Rückseite der Schicht  $s_2$  ebenfalls teilweise reflektiert ( $t_{01}r_{12}$ ) und transmittiert ( $t_{01}t_{12}$ ). Der transmittierte Teil wird nun aufgrund der Absorption des Substrats vernachlässigt. Der reflektierte Teil des Strahls wird wiederum, nach Durchlaufen der Schicht, an der Oberfläche  $s_1$  transmittiert ( $t_{01}r_{12}t_{10}$ ) und reflektiert ( $t_{01}r_{12}r_{10}$ ). Dieser Prozess setzt sich ins Unendliche fort. Die aus der Schicht austretenden Teilstrahlen sind je nach ihrem optischen Weg phasenverschoben zur Hauptreflexion  $r_{01}$ , d.h. pro Hin- und Rücklauf der Schicht muss ein Phasenterm  $e^{-i\delta}$  aufmultipliziert werden.  $\delta$  errechnet sich aus Formel 2.30. Alle letztlich zurückreflektierten Strahlen interferieren miteinander. Interferenz bedeutet eine additive Überlagerung der Felder auf Seiten des Detektors. Die reflektierte Feldamplitude ergibt sich wie in Formel 2.29 angegeben. Diese geometrische Reihe lässt sich umschreiben in Formel 2.31, sodass sich der Reflexionskoeffizient in Gleichung 2.32 ergibt. Über die Fresnel'schen Beziehungen 2.17 und 2.18 lässt sich dieser Ausdruck weiter vereinfachen zu Gleichung 2.33. Dieses Ergebnis lässt sich auf einen Nenner bringen und ergibt damit

Gleichung 2.34 für die analytisch hergeleitete Amplitudenreflexion einer dünnen transparenten Schicht.

$$E_r = E_i \cdot r_{01} + E_i \cdot t_{01} r_{12} t_{10} e^{-j\delta} + E_i \cdot t_{01} r_{12}^2 r_{10} t_{10} e^{-j2\delta} + \dots, \quad (2.28)$$

$$r = \frac{E_r}{E_i} = r_{01} + \frac{t_{01} t_{10}}{r_{10}} \sum_N r_{01}^N r_{12}^N e^{-jN\delta}, \quad (2.29)$$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - n_0^2}, \quad (2.30)$$

$$\frac{a}{1-a} = a + a^2 + a^3, \quad (2.31)$$

$$r = r_{01} + \frac{t_{01} t_{10}}{r_{10}} \frac{r_{01} r_{12} e^{-j\delta}}{1 - r_{01} r_{12} e^{-j\delta}}, \quad (2.32)$$

$$r = r_{01} + \frac{r_{12} e^{-j\delta} - r_{01}^2 r_{12} e^{-j\delta}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-j\delta}}, \quad (2.33)$$

$$r = \frac{r_{01} + r_{12} e^{-j\delta}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-j\delta}}. \quad (2.34)$$

## Modellierung absorbierender Einschichtsysteme

Wenn das Schichtmaterial jedoch im untersuchten Spektralbereich absorbierend ist, gilt die oben beschriebene Modellierung nicht mehr. Die Absorption muss beachtet werden. Daher muss eine neue Modellierung gefunden werden [227]. In Abschnitt 2.3 wurde der komplexe Brechungsindex eingeführt, in diesem Abschnitt wird er angewendet. Zunächst müssen die Fresnel'schen Koeffizienten der Grenzflächen angepasst werden. Dazu wird der komplexe anstelle des realen Brechungsindex in Gleichung 2.24 eingesetzt:

$$\mathbf{r}_{lm} = \frac{\mathbf{n}_m - \mathbf{n}_l}{\mathbf{n}_m + \mathbf{n}_l} = r_{lm} e^{j\beta_{lm}}, \quad (2.35)$$

wobei sich die Phasenwinkel  $\beta_{lm}$  beschreiben lassen durch:

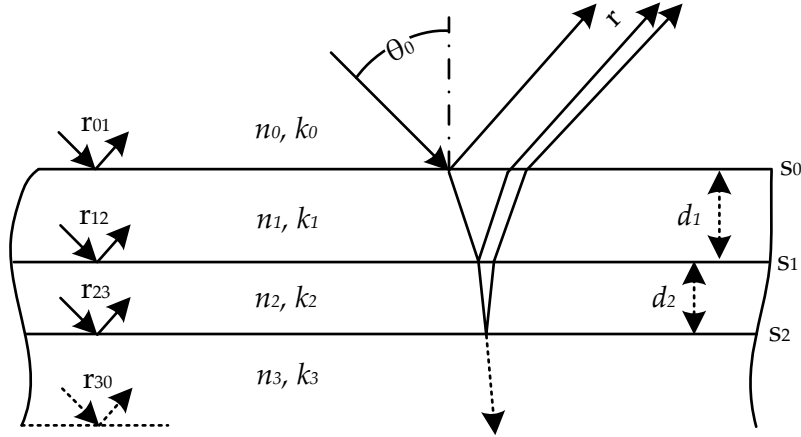
$$\tan(\beta_{lm}) = \frac{2(n_l k_m - n_m k_l)}{(n_l^2 + k_l^2) - (n_m^2 + k_m^2)}. \quad (2.36)$$

Daher ändert sich auch die Gleichung der Dünnschichtreflektanz. Sie ist dargestellt in Gleichung 2.37. Stellt man diese in komplexer Polardarstellung um, ergibt sich Gleichung 2.38.

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}_{01} + \mathbf{r}_{12} e^{-j \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda}}}{1 + \mathbf{r}_{01} \mathbf{r}_{12} e^{-j \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda}}}, \quad (2.37)$$

$$\mathbf{r} = e^{j\beta_{01}} \frac{r_{01} + r_{12} e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}} e^{-j \left( \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda} - \beta_{12} + \beta_{01} \right)}}{1 + r_{01} r_{12} e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}} e^{-j \left( \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda} - \beta_{12} - \beta_{01} \right)}}. \quad (2.38)$$

## Modellierung von Mehrschichtsystemen



**Abbildung 2.6:** Zweischichtsystem auf Substrat, das von Luft umgeben ist.  $n_l$  ist der Brechungsindex der jeweiligen Schicht.  $d_1$  ist die Dicke der ersten,  $d_2$  ist die Dicke der zweiten Schicht. Die Fresnel'schen Koeffizienten sind dargestellt durch  $r_{lm}$ . Die Rückseitenreflexion eines transparenten Substrats wird beschrieben durch  $r_{30}$ . Im Gegensatz zum Einschichtsystem können noch die Teilstrahlen, die in der zweiten Schicht reflektiert werden, interferieren.

In der Natur des Produktionsprozesses begründet, ist es nicht immer möglich, nur eine Schicht auf einmal zu messen. Deswegen muss die spektrale Dünnschichtreflektometrie auf Mehrschichtsysteme erweitert werden. Diese Formulierung soll ebenfalls Absorption zulassen, ebenso wie Grenzflächenrauheit.

Wir betrachten ein Zweischichtsystem, wie in Abb. 2.6 dargestellt. Das System besteht aus zwei absorbierenden Schichten auf absorbierendem Substrat und ist von Luft umgeben. Transparente Schichten und Substrate können mit diesem Modell auch berücksichtigt werden. Um den Reflexionskoeffizienten herzuleiten, werden ebene Wellenfronten mit transvers elektrischer (TE) Feldpolarisation angenommen, die auf die Oberfläche der ersten Schicht treffen. Die TE Felder besitzen folgende Form normaler Einstrahlrichtung ( $\theta_0 = 0$ ) [95]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_l &= (a_l e^{-j(\beta_l z)} + b_l e^{j(\beta_l z)}) \hat{x}, \\ \mathbf{H}_l &= \mathbf{n}_l (a_l e^{-j(\beta_l z)} - b_l e^{j(\beta_l z)}) \hat{y}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

wobei  $a_l$  und  $b_l$  die konstanten Amplituden im jeweiligen Medium sind und  $z$  die Ausbreitungsrichtung angibt. Die Ausbreitungskonstante  $\beta_l$  in dem Medium des Brechungsindex  $\mathbf{n}_l$  wird gegeben durch:

$$\beta_l = 2\pi \frac{\mathbf{n}_l}{\lambda} = 2\pi \frac{n_l - jk_l}{\lambda}, \quad l \in \{0, 1, 2, 3\}, \quad (2.40)$$

## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik

wobei der Absorptionskoeffizient von Luft  $k_0 = 0$  angenommen wird. Das Substrat wird zunächst als absorbierend angenommen oder, was in diesem Zusammenhang äquivalent ist, unendlich dick. In diesem Fall ist  $b_3 = 0$  und die unbekannt einfallenden/reflektierten konstanten Feldstärken  $a_l$  und  $b_l$  können aus den Randbedingungen an den Grenzflächen  $s_0$ ,  $s_1$ , und  $s_2$  errechnet werden (siehe Abb. 2.6). Das Interface  $s_l$  beschreibt den Übergang des Mediums mit Brechungsindex  $\mathbf{n}_l$  auf eines mit Brechungsindex  $\mathbf{n}_m$ , wobei  $m = l + 1$ . Aus der Randbedingung der Kontinuität der Felder  $\mathbf{E}_l$  und  $\mathbf{H}_l$  über  $s_l$  ergeben sich die folgenden Beziehungen zwischen eingestrahlt und reflektierten Feldern:

$$\begin{aligned} a_l e^{-j\gamma_l} + b_l e^{j\gamma_l} &= a_m e^{-j\gamma_m} + b_m e^{j\gamma_m}, \\ \mathbf{n}_l (a_l e^{-j\gamma_l} - b_l e^{j\gamma_l}) &= \mathbf{n}_m (a_m e^{-j\gamma_m} - b_m e^{j\gamma_m}), \end{aligned} \quad (2.41)$$

wobei  $\gamma_l = \beta_l d_l$  und  $\gamma_m = \beta_m d_l$  und  $d_0 = 0$  .

Der absolute Reflexionskoeffizient  $\mathbf{r}$  ist definiert nach Gleichung 2.42 und kann auch beschrieben werden als das Verhältnis von eingestrahlt und reflektierter Feldstärke an der ersten Grenzfläche  $s_0$ . Durch Anwenden der Randbedingung aus Gleichung 2.41 wird der absolute Reflexionskoeffizient  $\mathbf{r} = a_0/b_0$  errechnet zu:

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}_{01} + \mathbf{r}_{12} e^{-j\mathbf{d}_1} + \mathbf{r}_{23} e^{-j\mathbf{d}} + \mathbf{r}_{01} \mathbf{r}_{12} \mathbf{r}_{23} e^{-j\mathbf{d}_2}}{1 + \mathbf{r}_{01} \mathbf{r}_{12} e^{-j\mathbf{d}_1} + \mathbf{r}_{12} \mathbf{r}_{23} e^{-j\mathbf{d}_2} + \mathbf{r}_{01} \mathbf{r}_{23} e^{-j\mathbf{d}}}, \quad (2.42)$$

wobei  $\mathbf{d}_l = 4\pi \mathbf{n}_l d_l / \lambda$  und  $\mathbf{d} = \mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_2$ . Die Reflektanz eines Zweischichtsystems kann wieder durch Multiplikation mit dem konjugiert Komplexen  $\hat{R}(\lambda) = \mathbf{r} \mathbf{r}^*$  errechnet werden.

### Iterative Lösung von Mehrschichtreflektanzen

Außer dieser Herleitung gibt es verschiedene Arten, um Mehrschichtsysteme zu modellieren. Darunter fällt die Transfer-Matrix-Methode, nachzulesen in [102]. Auf sie soll hier nicht weiter eingegangen werden. Eine Möglichkeit der Modellierung stellt die iterative Lösung dar. Bei ihr wird, vom Substrat aufwärts, jeweils eine Schicht des Brechungsindex  $\mathbf{n}_l$  auf Substrat des Brechungsindex  $\mathbf{n}_m$  mit der darauf liegenden Schicht als umgebendes Medium modelliert, siehe Gleichung 2.43. Diese wird dann als Reflektanz des neuen gedachten Substrats in die iterativ folgende Gleichung eingesetzt, siehe Gleichung 2.44. Diese Art der Substitution ermöglicht theoretisch eine Modellierung von Schichtsystemen beliebi-

ger Schichtanzahl.

$$\mathbf{r}_{123} = \frac{\mathbf{r}_{12} + \mathbf{r}_{23} e^{-j \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda}}}{1 + \mathbf{r}_{12} \mathbf{r}_{23} e^{-j \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda}}}, \quad (2.43)$$

$$\mathbf{r}_{0123} = \frac{\mathbf{r}_{01} + \mathbf{r}_{123} e^{-j \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda}}}{1 + \mathbf{r}_{01} \mathbf{r}_{123} e^{-j \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda}}}, \quad (2.44)$$

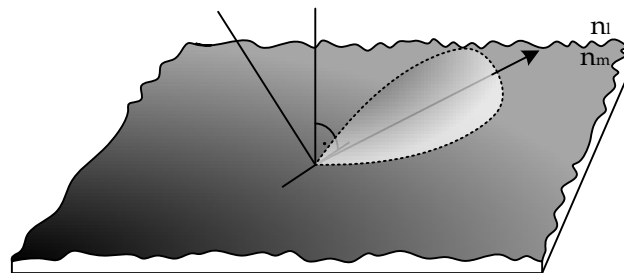
$\vdots$  .

## 2.7 Grenzschichtcharakteristika

Es finden sich in der Literatur verschiedene Lösungen, um Grenzschichtcharakteristika zu modellieren [213]. Die wohl häufigste Art von Grenzschichtcharakteristik ist Oberflächenrauheit. Rauheit einer Oberfläche senkt den Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten [5], wie Abb. 2.7 zeigt. Rauheit heißt, dass die Oberfläche streut. Anders gesagt, entspricht die Rauheit einer Verteilung der Oberflächenhöhen am Materialübergang. Das kann auch einer Variation des effektiven Brechungsindex über der Tiefe  $z$  im Medium entsprechen. Das bedeutet wiederum phänomenologisch, dass weniger Lichtintensität oder -Amplitude gerichtet reflektiert wird. [198] zeigt vier verschiedene Arten von Oberflächenverteilungen  $p(z)$ . Interessant ist hier die erste Ableitung dieser Funktion  $w(z)$  bzw. dessen Fouriertransformierte  $\check{w}(z)$ . Diese wird, um die Rauheit zu modellieren, auf die Fresnel'schen Koeffizienten, wie in den Formeln 2.13 und 2.24 definiert, aufmultipliziert:

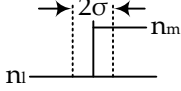
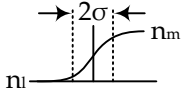
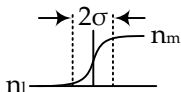
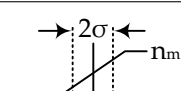
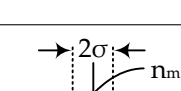
$$\check{r} = r \cdot \check{w}(z). \quad (2.45)$$

Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Funktionen  $p(z)$  und daraus folgend  $\check{w}(z)$ . Durch Modellierung aller Rauheitsarten zeigte sich, dass für die hier untersuchten Schichten der Verlauf der Errorfunction (die zweite in Ta-



**Abbildung 2.7:** Veranschaulichung der Rauheit von Oberflächen. Ein kollimierter Strahl wird durch die Oberfläche gestreut. Es entsteht eine sog. Strahlkeule. Durch die Optik wird der einkoppelnde Phasenraum begrenzt, was ein Absinken der Reflektanz zur Folge hat.

**Tabelle 2.1:** Übersicht über verschiedene Grenzflächencharakteristika und deren Funktion  $\check{w}(z)$ , die die Fresnel'schen Koeffizienten absenkt.

Art des Übergangs	$p(z)$	$\check{w}(z)$
	$\begin{cases} 0, & z \leq 0 \\ 1, & z > 0 \end{cases}$	1
	$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int e^{-t^2/2\sigma^2}$	$e^{-\sigma^2 s^2/2}$
	$\begin{cases} \frac{1}{2} e^{-\sqrt{2z}/\sigma}, & z \leq 0 \\ 1 - \frac{1}{2} e^{-\sqrt{2z}/\sigma}, & z > 0 \end{cases}$	$\frac{1}{1+s^2\sigma^2/2}$
	$\begin{cases} 0, & z < -\sqrt{3}\sigma \\ \frac{1}{2} + \frac{z}{2\sqrt{3}\sigma}, &  z  \leq \sqrt{3}\sigma \\ 1, & z > \sqrt{3}\sigma \end{cases}$	$\text{si}(\sqrt{3}\sigma s)$
	$\begin{cases} 0, & z < -a\sigma \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin \frac{\pi z}{2a\sigma}, &  z  \leq a\sigma \\ 1, & z > a\sigma \end{cases}$	$\frac{\pi}{4} \left( \text{si}(a\sigma s - \frac{\pi}{2}) + \text{si}(a\sigma s + \frac{\pi}{2}) \right)$ $a = \pi/\sqrt{\pi^3/8}$

belle 2.1) am besten geeignet war. Alle vorgestellten Funktionen besitzen unterschiedliche Parameter zur Modellierung der Rauheit. Daher sind die Ergebnisse bei Eingabe derselben Rauheitswerte nicht vergleichbar. Aus der Grenzflächenrauheit ergibt sich die Absenkung der Reflexionskoeffizienten nach Gleichung 2.45:

$$\check{r}_{lm} = \check{r}_{lm} e^{j\delta_{lm}} = r_{lm} \cdot e^{-2(\frac{2\pi s_1 n_l}{\lambda})^2} e^{j\delta_{lm}}. \quad (2.46)$$

Wie später noch erläutert wird, besitzen Polymere die Eigenschaft der Anisotropie. Eine Anisotropie drückt die Imperfektion des Mediums aus. Das heißt, ebenfalls im Medium gibt es scheinbar Materialübergänge oder der Brechungsindex variiert in Richtung der Schichtdicke. Ein Ansatz der Modellierung dieses Zusammenhangs ist die Einführung des effektiven Mediums [206]. Hier wird statt der inhomogenen Schicht eine homogene Schicht mit einem mittleren Brechungsindex modelliert. Variabel sind bei diesem Ansatz sowohl die Schichtdicke, als auch der Brechungsindex dieser Schicht mit effektivem Medium. Die Anisotropie lässt sich aber ebenfalls durch die hier beschriebenen Modelle abbilden. Eine Trennung der verschiedenen Parameter Oberflächenrauheit und Anisotropie ist aber bei diesem Ansatz leider nicht möglich.



## 2.8 Definition dünner Schichten mithilfe der Kohärenz

Schon im Titel dieses Kapitels wird von „dünnen“ Schichten gesprochen. Doch was heißt dünn? In diesem Abschnitt soll eine Definition des Begriffs dünn gefunden werden. Um diese Definition zu geben, muss zunächst ein Bewertungskriterium identifiziert werden. Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren basiert auf der Fähigkeit von Licht zur Interferenz. Diese Fähigkeit wird Kohärenz genannt [17]. Daher liegt es nahe, die Kohärenzlänge auch als Grenze für die Definition einer dünnen Schicht zu wählen. Auf die Kohärenz von Licht soll nun weiter eingegangen werden.

Zwei ausgesandte, gleichfrequente Wellen interferieren nur dann, wenn sie über einen Zeitraum  $t_c$  eine feste Phasenbeziehung besitzen. Dieser Zeitraum wird als Kohärenzzeit  $t_c$  bezeichnet. Gemäß der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  einer Lichtwelle folgt aus  $c = L_c/t_c$  die Kohärenzlänge  $L_c$  [73, 165]. Je größer  $t_c$  und damit  $L_c$ , desto monochromatischer ist die Quelle. Je kleiner  $L_c$ , desto breiter ist ihr Spektrum. Im Falle der spektralen Reflektometrie ist die spektrale Breite eine Funktion der Auflösung des Spektrometers. Eine einfache Methode zur Abschätzung von  $L_c$  ist die Näherung des Spektrums durch eine Gausskurve und anhand dieser dann die Bestimmung von  $L_c$  [17, 165, 221]. Diese Approximation soll für die Abschätzung der Kohärenzlänge auch bei spektrometrischer Untersuchung gelten. Die Kohärenzlänge des Lichts, mit dem eine dünne Schicht bestrahlt wird, ist demnach definiert als der Quotient der Mittenwellenlänge im Quadrat und der spektralen Breite [73]:

$$L_C = 0,76 \cdot \frac{\lambda_{mean}^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.47)$$

Dies ist nur eine von vielen Definitionen der Kohärenzlänge. Verschiedene Bestimmungsverfahren für  $L_c$  unterscheiden sich signifikant und führen so bei Simulationen zu unterschiedlichen longitudinalen Auflösungen [2, 18]. Bei einer beispielhaften Mittenwellenlänge  $\lambda_{mean} = 620$  nm und einer spektralen Auflösung des Spektrometers  $\Delta\lambda = 1$  nm ergibt sich die Kohärenzlänge des Lichts  $L_C = 290$   $\mu$ m [210]. Dass diese Werte realistisch sind, wird in Abschnitt 3.6.7 gezeigt. Das heißt, dass alle Strahlen, die zueinander weniger optische Pfaddifferenz als die Kohärenzlänge besitzen, miteinander interferieren können.

Eine Schicht gilt also dann als dünn, wenn die von ihr reflektierten Strahlen miteinander interferieren. Um das zu gewährleisten, darf die Pfaddifferenz zweier Strahlen maximal der Kohärenzlänge entsprechen. Neben der Abschwächung der Intensität durch die immerwiederkehrende Reflexion an den Schichtgrenzflächen stellt die Kohärenz eine Grenze der Dünnschichtreflektanz dar. Das gegenteilige Prinzip wird von der optischen Kohärenztomographie (OCT) oder Weißlichtinterferometrie (WLI) ausgenutzt. Die Kohärenzlänge der in diesen Appli-

kationen verbauten Lichtquellen wird in der Literatur im Bereich weniger  $\mu\text{m}$  angegeben [73, 165, 187].

Die Kohärenzlänge ist keine harte Grenze und in der Literatur finden sich, wie oben erwähnt, auch unterschiedliche Berechnungen [2, 18]. Bei Pfaddifferenzen nahe der Kohärenzlänge nimmt die Amplitude der sichtbaren Interferenz ab. Dieses Phänomen wird auch als **Sichtbarkeit** beschrieben [73]. Die Sichtbarkeit ist definiert als die Normierungsfunktion der Maximal- und Minimalwerte. Ist die Kohärenzlänge nicht deutlich größer als die Wegdifferenz - in diesem Fall die Schichtdicke - so muss ein Faktor eingeführt werden [73]:  $|\tilde{\gamma}_{11}|$  wird zeitlicher Kohärenzgrad genannt und steht gemäß folgenden Bereichen als Maß für die Kohärenz:

- $|\tilde{\gamma}_{11}| = 1$ , kohärenter Grenzfall
- $|\tilde{\gamma}_{11}| = 0$ , inkohärenter Grenzfall
- $0 < |\tilde{\gamma}_{11}| < 1$ , Teilkohärenz

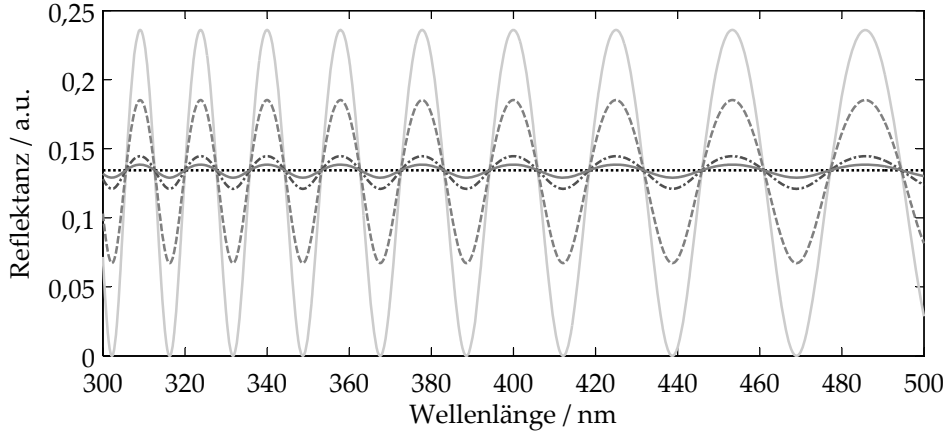
Born [17] definiert die Sichtbarkeit  $\nu$  gleich der normierten Eigenkohärenzfunktion  $\tilde{\Gamma}_{11}$ , für den vereinfachten Fall geringer Wegunterschiede und ähnlicher Intensitätswerte der beitragenden Teilstrahlen :

$$|\tilde{\gamma}_{11}| = \nu = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{\langle \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) \rangle}{|\tilde{E}|^2} = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{E}(t + \tau) \tilde{E}^*(t) dt}{|\tilde{E}|^2}. \quad (2.48)$$

Betrachtet man den letzten Term dieser Gleichung, wird ersichtlich warum  $|\tilde{\gamma}_{11}|$  nur einen Wertebereich zwischen 0 und 1 annehmen kann: Dieser Term entspricht einer normierten Autokorrelationsfunktion des E-Feldes. Es ergibt sich also für  $\tau = 0$  (Wegunterschied  $\Delta s = 0$ ) ein Wert der normierten Autokorrelationsfunktion von 1 und für  $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \tilde{\gamma}_{11}$  (Wegunterschied  $\Delta s = c\tau$ ) ein Wert gleich 0. Bei niederkohärentem Licht wird dieser Fall früher eintreten, wogegen  $|\tilde{\gamma}_{11}|$  bei hochkohärenten Lichtquellen erst bei großem  $\tau$  gegen 0 geht. Erklären lässt sich dies dadurch, dass die Fourier-Transformierte der Eigenkohärenzfunktion  $\tilde{\gamma}_{11}(\tau)$  gleich dem Leistungsspektrum, welches die spektrale Energieverteilung des Lichts beschreibt, ist [73].

## 2.9 Rückseitenreflektion

Der Einfluss der Kohärenz des Systems und der daraus folgenden Sichtbarkeit wird in Abb. 2.8 beispielhaft dargestellt. Simuliert wurde eine PET Trägerfolie bei unterschiedlichen Kohärenzlängen. Während die nur zur Veranschaulichung gewählte Schichtdicke  $d = 2 \mu\text{m}$  konstant bleibt, ist durch die Verkürzung der



**Abbildung 2.8:** Illustration der Auswirkung des Parameters Sichtbarkeit auf die spektrale Dünnschichtreflektanz. Hellgrau dargestellt ist die Reflektanz einer PET Folie der Dicke  $d_{PET} = 2 \mu\text{m}$  mit einer Sichtbarkeit  $\nu = 1$ . Die dunkelgrauen und schwarzen Linien besitzen die Parameter  $\nu = 0,5$ ,  $\nu = 0,1$  bzw.  $\nu = 0,04$ . Zu sehen ist, dass sich die Werte mit sinkender Sichtbarkeit der Reflektanz des PET, hergeleitet aus dem Fresnel'schen Koeffizienten, nähern.

Kohärenzlänge ein Sinken der Sichtbarkeit  $\nu$  und damit eine Abschwächung der Modulation bis auf die total inkohärente Addition der beiden Grenzflächenreflexionen zu sehen. Die durchgezogene graue Linie mit der kleinsten Modulationsamplitude entspricht  $\nu = 0,04$ . Sie wird in Abschnitt 3.6.7 zur Anwendung kommen. Für die Reflektanz  $R_s$  eines Substrats mit der Dicke im Bereich der Kohärenzlänge folgt der Zusammenhang

$$\begin{aligned} R_{ko} &= \left| \frac{r(1 + e^{-j\delta})}{1 + r^2 e^{-j\delta}} \right|^2, \\ R_{inco} &= 2|r|^2, \\ R_s &= (1 - \nu)R_{inco} + \nu R_{ko}, \end{aligned} \quad (2.49)$$

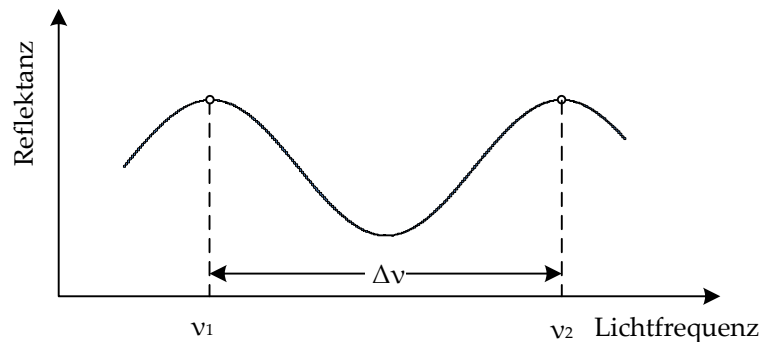
wobei  $r$  dem Fresnel'schen Koeffizienten von Luft nach PET nach Gleichung 2.24 entspricht und  $\delta$  der Phasendifferenz als Folge der Schichtdicke nach Gleichung 2.30. Wie zu sehen ist, entspricht  $R_{ko}$  der Dünnschichtreflektanz nach Gleichung 2.34 für Einschichtsysteme. Das Substrat „wird“ somit zur dünnen Schicht. Gleichung 2.50 bedeutet, dass eine Abnahme der Sichtbarkeit in der kohärenten Reflexion eine Erhöhung der inkohärenten Reflexion zur Folge hat. Diese Abnahme der Sichtbarkeit unter realen Bedingungen wird ersichtlich in Kapitel 3.6.7, wo die Dicke der eingesetzten Trägerfolie unterhalb der Kohärenzlänge liegt, die hauptsächlich durch die spektrale Auflösung des Spektrometers bestimmt wird. Die Rückseitenreflektanz  $R_s$  muss nun kohärent, teilkohärent oder inkohärent auf die Schichtsystemreflektanz aufaddiert werden. Natürlich darf, anders als in Gleichungen 2.50, nur die Rückseite beachtet werden. Der Oberflächenreflex wird in der Schichtantwort  $R(\lambda)$  eingerechnet. Für die inkohärente Reflexion

wird  $R_s$  als  $r_{30}^2$  am Übergang Substrat/Luft modelliert [140] (siehe Abb. 2.6). Für die Gesamtrefektivität des Schichtsystems mit Substrat ergibt sich:

$$R'(\lambda) = R(\lambda) + R_s . \quad (2.50)$$

In Kapitel 3.6.7 wird gezeigt, dass die Kohärenzlänge des Systems in der Größenordnung der Substratdicke liegt. Die Auswirkungen werden dort diskutiert.

## 2.10 Nyquist-Kriterium



**Abbildung 2.9:** Veranschaulichung eines, durch eine dünne Schicht hervorgerufenen, spektral aufgelösten Interferenzgraphs. Zu sehen ist eine komplette Modulationsperiode mit beiden Maxima bei Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$ . Die Amplitude dieser Modulation hat keine Bedeutung für diese Betrachtung. Außerdem ist der Algorithmus nicht beschränkt auf ein Signal mit zwei Maxima - eine komplette Modulationsperiode ist von Belang.

Für eine weitere Untersuchung im Verlauf dieser Arbeit muss auf das Abtasttheorem eingegangen werden. Da die Frequenz der Modulation proportional ist zur Frequenz des eingestrahlt Licht, wird in diesem Abschnitt im Frequenzraum gerechnet.

Nyquist beschreibt die Frequenz  $\bar{\nu}_{sample}$ , die benötigt wird, um ein Signal  $\bar{\nu}_{signal}$  im Frequenzraum adäquat abzutasten, folgendermaßen:

$$\bar{\nu}_{sample} \geq 2 \cdot \bar{\nu}_{signal} , \quad (2.51)$$

wobei  $\bar{\nu}$  der Signalfrequenz im Lichtfrequenzraum entspricht. Das bedeutet, dass die spektrale Abtastfrequenz mindestens doppelt so groß sein muss wie die maximal auftretende Modulationsfrequenz. Im in dieser Arbeit vorgestellten Anwendungsfall ist die Modulationsfrequenz eine Funktion der Schichtdicke, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben. Ebenso ist hier eine Beschränkung solcher Signale auf nicht-absorbierende Schichten notwendig, da Absorption (siehe Abschnitt 2.3) keine periodisch spektral modulierte Reflektanz hervorruft. Wie in Abb. 2.9 zu

sehen ist, kann die Periode der Modulation  $\Delta\nu$  aus zwei benachbarten Maxima in der Reflektanz errechnet werden. Die Periode in Abb. 2.9 ist

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1. \quad (2.52)$$

Da die mögliche Schichtdickenvariation, in der gemessen werden soll, bekannt ist, kann die notwendige Anzahl an Abtastpunkten aus Gleichung 2.55 errechnet werden.

$$\nu_1 = \frac{m \cdot c}{2nd}, \quad (2.53)$$

$$\nu_2 = \frac{(m+1) \cdot c}{2nd} = \frac{m \cdot c}{2nd} + \frac{c}{2nd}, \quad (2.54)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd}. \quad (2.55)$$

Mit diesem Ergebnis kann die minimal notwendige Anzahl an Abtastpunkten in einem bestimmten untersuchten Spektralbereich für eine maximale Schichtdicke  $d$  mit Gleichung 2.56 berechnet werden. Diese Gleichung ist nur gültig, wenn der Spektralbereich größer ist als die Modulationsperiode. Das Minimum dieser Funktion ist 3, wie Nyquist vorgibt.

$$N_{\text{sampling}} \geq 2 \frac{\Delta\nu_{\text{obs}}}{\Delta\nu} = 2 \frac{2nd \cdot \Delta\nu_{\text{obs}}}{c} = \frac{4nd}{\Delta\lambda_{\text{obs}}}. \quad (2.56)$$

Das bedeutet, wenn sowohl Brechungsindex, maximal auftretende Schichtdicke, als auch Spektralbereich bekannt sind, wird keine breitbandige Lichtquelle zur Schichtdickenanalyse mehr benötigt. Diese Herleitung bestimmt nur die minimale Anzahl an Abtastpunkten in einem Spektralbereich, der mindestens eine volle Periode der Modulation beinhaltet.

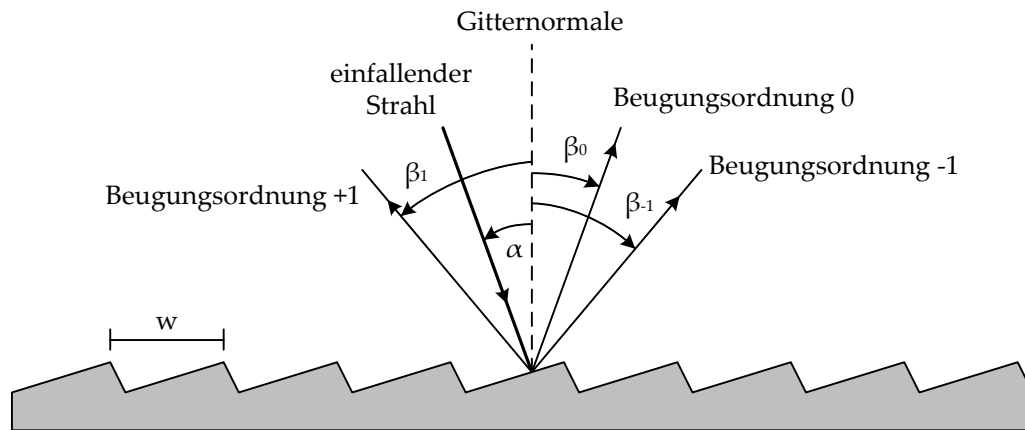
## 2.11 Spektrometer

Ein Spektrometer ist aus verschiedenen Baugruppen aufgebaut. Diese sollen im Folgenden erläutert werden. Dann wird auf die Kalibrierungsroutinen eines Spektrometers eingegangen. Das in diesem Aufbau am stärksten die Geometrie bestimmende Element in einem Spektrometer ist das Spektrometergitter. Dies wird zuerst erklärt.

### Holografisches Gitter

Eine schöne Einführung zur Entwicklung von Spektrometergittern gibt [87]. Dieser Abschnitt ist daran angelehnt.

Beugungsgitter zerlegen polychromatisches Licht in seine monochromatischen



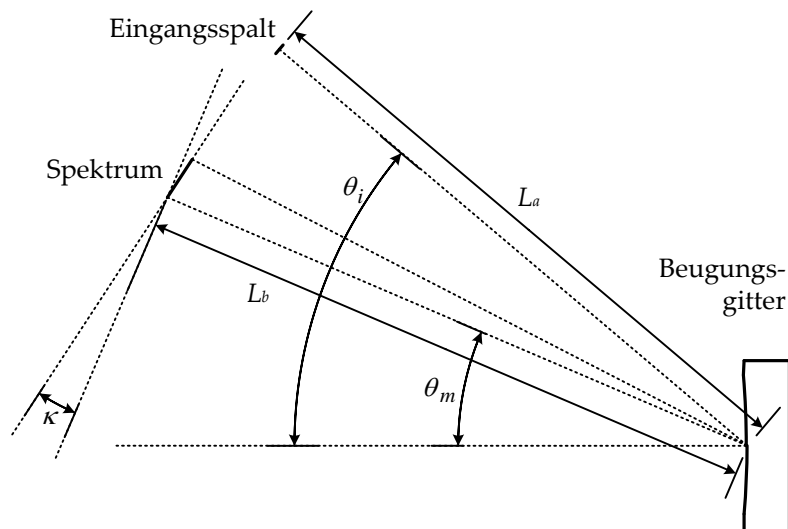
**Abbildung 2.10:** Ebenes Reflexionsbeugungsgitter bei monochromatischem Lichteinfall. Dargestellt ist die Gitterkonstante  $w$ , die Beugungsordnungen  $0, \pm 1$  unter den Winkeln  $\beta_i$  und dem Einfallswinkel  $\alpha$ .

Bestandteile. Sie finden breite Anwendung in vielen wissenschaftlichen Bereichen von der Astrophysik über Life Sciences bis hin zur optischen Nachrichtentechnik [163]. Die ersten Gitterstrukturen (Rillen in einer Glasoberfläche) wurden zu Beginn des 19. Jahrhunderts von Fraunhofer hergestellt [54]. Die ersten konkaven (im Gegensatz zu den ursprünglich planen) Beugungsgitter wurden in den achtziger Jahren des 19. Jahrhunderts von Rowland erstellt [178]. Gitter mit dreieckig geformten Rillen (sog. blazed gratings), die eine optimierte Intensitätsverteilung produzieren, wurden zuerst 1910 von Wood hergestellt [214]. Eine weitere wichtige Innovation war das Bedampfen von Glas mit Aluminium, um die Gitterstruktur in das wesentlich weichere Material einzubringen [69]. Obwohl ebenfalls bereits Anfang des 20. Jahrhunderts beschrieben, wurden die ersten holographischen Gitter erst in den sechziger Jahren gefertigt [163].

Die fundamentale physikalische Charakteristik eines holografischen Beugungsgitters besteht in der lateralen Modulation des Brechungsindex (sog. Linien oder Rillen). Diese beeinflussen die Amplitude, die Phase oder gleich beide Parameter einer elektromagnetischen Welle. Das Charakteristikum optischer Gitter stellt die Gitterkonstante  $d$  dar, in der Literatur häufig auch Linienbreite [87], Gitterabstand [165], Gitterkonstante [187] oder Spaltbreite [73, 163] genannt. Für solche Anordnungen periodischer lateraler Modulation des Brechungsindex gilt die Gittergleichung, die gleichermaßen für Transmissions- wie auch Reflexionsgitter gilt [73]

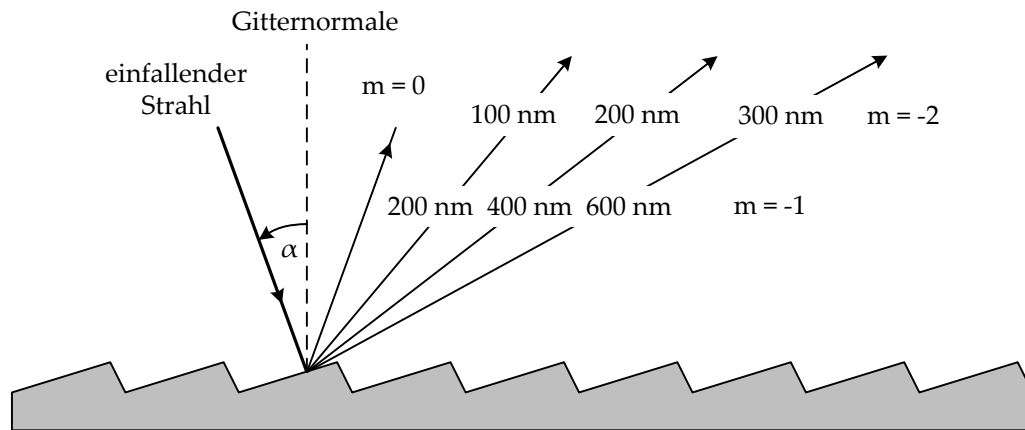
$$w \cdot (\sin \beta_m - \sin \alpha) = m\lambda, \quad (2.57)$$

wobei  $\alpha$  den Einfallswinkel und  $\beta_m$  den Beugungswinkel der  $m$ -ten Ordnung gemäß Abb. 2.10 bezeichnet. Gemäß gängiger Konvention [73, 163] werden die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  von der Gitternormalen zum Lichtstrahl hin gemessen. Mathematisch korrekt wird der Winkel als positiv deklariert, wenn er gegen den Uhrzeigersinn läuft und entsprechend negativ, wenn er mit dem Uhrzeigersinn übereinstimmt.



**Abbildung 2.11:** Geometrische Anordnung eines Flatfieldspektrographen. Mithilfe eines korrigierten konkaven holographischen Beugungsgitters ist es möglich, aberrationsarme spektrometrische Instrumente mit Zeilendetektoren aufzubauen. Dabei bedarf es keiner weiteren Komponenten als Eintrittsspalt, Beugungsgitter und Detektor. Für den jeweiligen Korrekturbereich gelten die festen geometrischen Größen Objektweite  $L_a$ , Bildweite  $L_b$ , Einfallswinkel  $\theta_i$ , Beugungswinkel  $\theta_m$  bei der optimierten Wellenlänge sowie Kippwinkel  $\kappa$  des Detektors. Quelle: [87]

Abb. 2.10 zeigt die ersten drei Beugungsordnungen. Reflexions- und Transmissionsgitter können weitgehend gleich behandelt werden. Im Rahmen der Arbeit kamen jedoch nur Reflexionsgitter zum Einsatz, so dass im Folgenden nur diese betrachtet werden. Die Intensitätsverteilung, die durch ein gleichmäßig beleuchtetes Beugungsgitter in der Detektorebene hervorgerufen wird, kann mithilfe der Fouriertransformation beschrieben werden [123]. Dazu wird die Ebene  $x = 0$  (Koordinatensystem des Beugungsgitters), also die Gitterebene, als Ausgangspunkt gesehen. Es existiert lediglich in Richtung der  $y$ -Achse eine Modulation des Brechungsindex, so dass die Verhältnisse im Folgenden der Einfachheit halber eindimensional dargestellt werden. Die relevanten Merkmale des idealen Beugungsgitters sind dessen Durchmesser  $D$ , sein Linienabstand  $d$  sowie die Form jeder einzelnen Rille bzw. Linie (z. B. Dreieck oder Sinus). Die gleichförmige Beleuchtung eines Gitters mit dem Durchmesser  $D$  kann dann durch die Rechteckfunktion mit dieser Breite beschrieben werden. Dies stellt die sogenannte Aperturfunktion dar. Die Linien können als unendlich ausgedehnter Dirac-Kamm mit dem Abstand  $d$  modelliert werden. Das Gitter kann als Multiplikation dieser beiden ursprünglichen Funktionen beschrieben werden. Die Fouriertransformierte des Kamms ist wiederum ein Dirac-Kamm, allerdings mit dem inversen Abstand. In der Fourierebene wird die Intensitätsverteilung demnach durch eine Faltung der Spaltfunktion mit dem Dirac-Kamm beschrieben. Darüber hinaus ist die Rillenform von Bedeutung. Die Gitterform wird durch die Rillenform moduliert.



**Abbildung 2.12:** Überlagerung spektraler Ordnungen. Gezeigt ist die Beugung der Ordnungen  $m = -1, -2$  in die gleichen Richtungen, für verschiedene Wellenlängen.

Das bedeutet zum Beispiel eine Faltung mit der Dreiecksfunktion. Da der Abstand der Linien in der Größenordnung der Wellenlänge ist, kann die Einhüllende in der Detektorebene (unter Beachtung des Huygens- Prinzips) jedoch nicht als deren Fouriertransformierte beschrieben werden. In der Detektorebene ergibt sich die Intensitätsverteilung durch Multiplikation mit der Einhüllenden. Ein Problem der breitspektralen Untersuchung von Spektren ist die Ordnungsüberlappung. Aus Gleichung 2.57 ergibt sich, dass es mehrere Wellenlängen gibt, die unter demselben Winkel  $\beta_m$  in unterschiedlichen Beugungsordnungen zum Liegen kommen. Aus Abbildung 2.12 ist ersichtlich, dass die Wellenlänge  $\lambda$  von einem Gitter für  $m = 1$  in die gleiche Richtung gebeugt wird, wie Licht der Wellenlänge  $\lambda/2$  für  $m = 2$  und Licht der Wellenlänge  $\lambda/3$  für  $m = 3$ . Dies führt in der Praxis zu mehrdeutigen spektralen Daten.

In diesem Zusammenhang ist der Begriff des freien Spektralbereichs  $F_\lambda$  von Bedeutung. Es ist der Wellenlängenbereich in einer bestimmten spektralen Ordnung, für den keine Superposition mit Licht anderer Ordnungen auftritt, und wird auch als nutzbarer Spektralbereich  $\Delta\lambda_n$  bezeichnet [165]. Ist  $\lambda_1$  die kürzeste detektierte Wellenlänge im eingestrahlten Spektrum, dann stimmt die größte nicht überlagernde Wellenlänge  $\lambda_2$  in der  $m$ -ten Ordnung gerade mit dem Anfang des Spektrums in der nächsthöheren Ordnung  $m + 1$  überein. Aus dieser Relation ergibt sich für den nutzbaren Spektralbereich der Ordnung  $m$ :

$$F_\lambda = \Delta\lambda_n = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_{min}}{m}. \quad (2.58)$$

$\lambda_{min}$  entspricht der kürzesten Wellenlänge eines zu untersuchenden Spektrums. Um den freien Spektralbereich zu vergrößern, werden Farbfilter vor dem Eingangsspalt oder auf dem Detektor aufgebracht. Gitter mit größerem freien Spektralbereich haben weniger Notwendigkeit für Filter, die Licht von überlappenden Spektralordnungen absorbieren oder blocken. Zudem verringert sich der freie



Spektralbereich bei Verwendung höherer Ordnungen [73]. Aus diesem Grund werden Anwendungen meist in der 1. Ordnung ausgeführt.

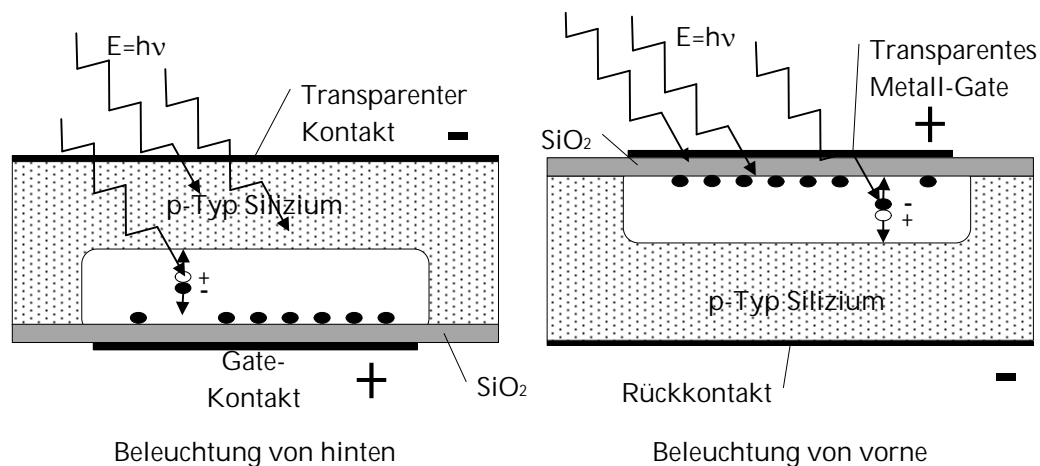
**Konkave Beugungsgitter** [173] zeigt die Gegenüberstellung von Beugungseffizienzen bei verschiedenen Gittertopographien. Planare Spektrometergitter benötigen zudem eine Kollimation, die das Licht auf das Gitter hin parallelisiert. Weiterhin muss das Licht nach der Beugung am Gitter auf die Detektorebene fokussiert werden. Kollimator, dispersives und fokussierendes Element können jedoch auch in einem Bauteil vereint sein. Durch die Verwendung konkaver Beugungsgitter ist es möglich, die dispersiven Eigenschaften eines ebenen Gitters mit den fokussierenden Eigenschaften eines konkaven Spiegels in einem Bauteil zu vereinen [163]. Aufgrund der abbildenden Eigenschaften wird für konkave Gitter eine Bild- und eine Objektweite definiert. Klassisch werden sie in einer Rowland-Anordnung aufgebaut. Das heißt, dass Eingangsspalt und Ausgangsspalt auf dem sog. Rowland Kreis liegen. Dieser Kreis hat den halben Radius des Gitters und berührt das Gitter an dessen Mittelpunkt. So wird das Spektrum ohne zusätzliche optische Hilfsmittel erzeugt. Wie bei der Hohlspiegelabbildung entstehen dabei Bildfehler, besonders Astigmatismus. Interferometrisch bzw. holographisch gefertigte Gitter müssen aber nicht notwendigerweise gerade Linien besitzen. Das Substrat kann asphärisch und die Linienkrümmung kann ebenso wie der Abstand zwischen den Linien ortsabhängig sein. Das eröffnet die Möglichkeit, sphärische Aberrationen und Astigmatismus zu vermindern bzw. zu vermeiden [93]. Astigmatismus beschreibt die Höhe des Bildes in der  $yz$ -Ebene (Sagittalebene) und Defokussierung die Breite in der  $xy$ -Ebene (Meridionalebene). Sie werden zusammenfassend als Aberrationen zweiter Ordnung bezeichnet. Holographische Konkavgitter mit Korrektoreigenschaften erzeugen aberrationsfreie Abbildungen für die jeweilige Herstellungswellenlänge. Der Astigmatismus kann bei diesen Gittern für bestimmte Wellenlängen vollständig kompensiert werden und zusätzlich über einen breiten Wellenlängenbereich wesentlich verringert sein [87]. Mit diesen Gittern können Flatfield-Spektrometer aufgebaut werden, die einen geraden Zeilendetektor verwenden können. Solch eine Anordnung ist in Abbildung 2.11 zu sehen, bei der die Beugungsordnung -1 verwendet wird.

## Eingangsspalt

Bei der Darstellung der Entstehung des Intensitätsverlaufs in der Detektorebene im letzten Abschnitt wurde von einer gleichmäßigen Beleuchtung des Beugungsgitters ausgegangen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Spektrometern bildet die zum Spektrometer führende Glasfaser den Eingangsspalt. Der radiale Feldverlauf in solch einer Faser lässt sich gut durch eine Gaußfunktion nähern. Demnach kann die Beleuchtung des Gitters ebenfalls als gaußverteilt angenommen werden. Das bedeutet, dass die Rechteckfunktion der Funktion des Gitters mit

einer Gaußfunktion multipliziert werden kann, um die resultierende Intensitätsverteilung in der Detektorebene zu erhalten. Ist die Beleuchtungsstärke am Rand des Beugungsgitters klein, so kann der Effekt der Fensterung, der durch die Multiplikation mit einer Rechteckfunktion beschrieben wird, vernachlässigt werden. Dann wird die Rechteckfunktion einfach durch die Gaußfunktion ersetzt. Die Fouriertransformierte der Gaußfunktion ist ebenfalls eine Gaußfunktion. Daraus resultiert eine Peakverbreiterung in der Detektorebene bei gleichzeitiger Reduktion der Energie in den Nebenmaxima. Dieser Effekt wird Apodisierung genannt. In der Realität wird der Effekt der Fensterung nicht verschwinden, so dass weiterhin ein leicht oszillierendes Verhalten existiert. Es ist daneben noch ein weiterer Aspekt zu beachten, wenn Licht aus einer Glasfaser in den Freiraum gekoppelt wird. An der Grenzfläche werden ca. 4 % der Lichtleistung reflektiert, was einer Dämpfung von 0,18 dB entspricht.

### CCD - Detektor



**Abbildung 2.13:** *Prinzipieller Aufbau eines MOS-Photodetektors.* Es ist die MOS-Kapazität bei den Betriebsfällen Frontalbeleuchtung und Rückseitenbeleuchtung dargestellt.

Die Leistungsfähigkeit des gesamten Spektrometers wird entscheidend durch den verwendeten Detektor beeinflusst. Je nach Anwendung und Einsatzgebiet werden verschiedene Anforderungen an ihn gestellt. Generell sind eine gute Linearität, geringes Rauschen, geringe Ansprechzeit und ein günstiger Preis erwünscht. Je nach Einsatzgebiet können noch andere Eigenschaften wünschenswert sein. Gängige Detektoren im Spektrometerbetrieb sind Charged Coupled Device (CCD)- und Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS) Detektoren, sowie positionsempfindliche Detektoren (PSDs). Für diese Arbeit wurde ein CCD-Zeilen-Sensor verwendet, weswegen im Folgenden näher auf die CCD-

Technologie eingegangen werden soll.

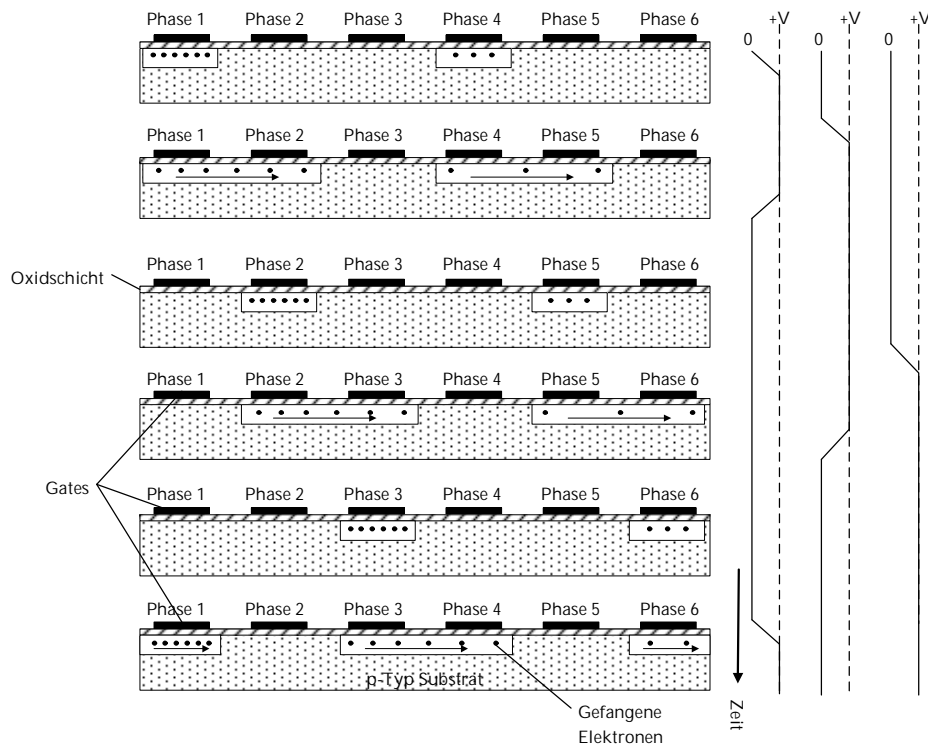
Das CCD wurde im Jahr 1969 von Boyle und Smith in den Bell Laboratories zur Datenspeicherung erfunden [20]. Erst 2009 erhielten sie dafür den Nobelpreis für Physik. Ein CCD wandelt eintreffende Photonen in Elektronen<sup>1</sup> und sammelt die so entstehende Ladung. Es gibt Anordnungen mehrerer Detektorzellen in einer Zeile (Zeilenarray) oder mehrerer solcher Zeilenarrays übereinander (Flächenarray). Die Ladungen unter den einzelnen Detektorelementen werden durch Anlegen einer veränderlichen Schiebespannung von einem Element zum nächsten geschoben, bis sie am Ende einer Zeile ausgelesen und dort in ein informationstragendes Spannungssignal umgewandelt werden [15, 87].

Als Fotoelemente finden Metalloxidschicht (MOS) Kapazitäten Anwendung [38]. Die durch Beleuchtung der MOS-Kapazität erzeugten Elektronen-Loch-Paare werden über ein angelegtes elektrisches Feld separiert. Aufgrund der MOS-Struktur sind die generierten Elektronen nicht in der Lage, abzufließen oder zu rekombinieren. Die so festgehaltenen Ladungen sind proportional zum einfallenden Licht [15, 38].

CCD-Arrays können bei Beleuchtung von vorne durch die transparente Elektrode und die Oxidschicht oder von hinten durch den Rückseitenkontakt betrieben werden. Durch Frontalbeleuchtung reduziert sich die Empfindlichkeit im violetten und ultravioletten Spektralbereich, da die Photonen, deren Energie mit diesen Wellenlängen korrespondiert, bereits in der Elektrode und dem Oxid absorbiert werden. Durch Rückseitenbeleuchtung wird sichergestellt, dass die hochenergetischen Elektronen in das Substrat gelangen bevor sie absorbiert werden, da sie nur den Rückseitenkontakt überwinden müssen (siehe Abb. 2.13). Daraus ergibt sich eine erhöhte Empfindlichkeit gerade im UV-Bereich. Im Allgemeinen werden CCDs aus Silizium hergestellt. Damit sind sie bedingt durch die charakteristische Bandlückenenergie von Silizium nur bis zu Wellenlängen von 1100 nm rezeptiv, was dem nahen Infrarotbereich (NIR) entspricht [15, 38]. Für das Verständnis der Funktionsweise eines CCD-Arrays ist die Kombination MOS-Kapazitäten und der fundamentalen Transportstruktur von essentieller Bedeutung. Es werden nicht MOS-Elemente mit einem einzelnen Gate, sondern viele solcher Bauteile mit mehreren Gate-Elektroden auf einem einzigen Substrat eingesetzt. Es existiert ein Multiphasentakt um variierende Potenziale an die zu Dreiergruppen zusammengefassten Gates anzulegen. Der Schiebevorgang besitzt drei Stufen, die kontinuierlich für eine Zeile beliebiger Länge wiederholt werden. Zunächst wird das erste Gate jeder Dreiergruppe mit einem positiven Potenzial versehen, was zu einer Kumulation von Ladungen führt. Die beiden nachfolgenden Gates besitzen keine Potenzialdifferenz gegenüber dem Substrat. Durch Anlegen eines Potentials am zweiten Gate und anschließendem Entziehen des Potentials vom ersten Gate werden die Ladungen weiterbewegt. Durch diesen Vorgang werden die Ladungsträger Gate für Gate in der Reihe weiter geschoben (siehe Abb. 2.14) [15]. Um ein CCD-Zeilenarray zu realisieren, wird nun die in Abb. 2.14 darge-

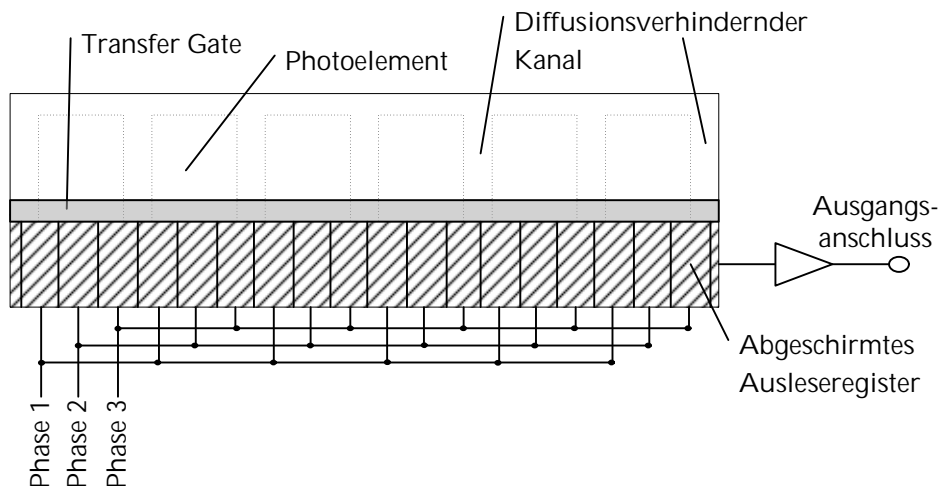
<sup>1</sup>Je nach Kamera-Typ liegt die maximale Anzahl der Elektronen bei 50.000 bis 500.000.

## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik



**Abbildung 2.14:** Ladungsträgertransport entlang einer CCD-Zeile. Durch eine Variation der drei Phasenspannungen werden die Ladungen zur Auswerteelektronik geschoben.

stellte lineare CCD-Transportstruktur mit den Detektorelementen aus Abb. 2.13 kombiniert. Dabei ist ein Fotoelement über das Substrat mit jeder Dreiergruppe an Elementen in der Transportstruktur verbunden. Während das Bild aufgenommen wird, sind alle drei Elemente des Transport-CCDs von ihrem zugehörigen Fotoelement durch eine zusätzliche MOS-Struktur, dem Transfer-Gate, isoliert. Während der Integrationszeit besitzt das Fotoelement eine positive Ladung und häuft Photoelektronen an. Um die Ladungen vom Fotoelement zum Ausgangskontakt zu schieben, wird ein positives Potenzial an das Transfer-Gate und eines der drei CCD-Transportelemente angelegt, während das Potenzial an den Fotoelementen zurückgenommen wird. Das zwingt die Elektronen in die CCD-Transportstruktur. Anschließend wird das positive Potenzial am Transfer-Gate wieder aufgehoben, so dass die Fotoelemente wieder Elektronenladungen anhäufen können, während das Transport-Array die zuvor akkumulierten Ladungen Richtung Ausgang schiebt. Das Transportarray ist von Licht abgeschirmt, um eine weitere Anhäufung von Photoelektronen während des Transportvorgangs zu verhindern. Am äußeren Ende der Transportlinie werden die Ladungen von einem geeigneten Verstärker zur Weiterverarbeitung in eine zeitvariable Ausgangsspannung umgesetzt (siehe Abb. 2.15) [15, 38].



**Abbildung 2.15:** Schematischer Aufbau eines Zeilen-CCD-Arrays. Zu sehen sind die Photoelemente und die abgeschirmte Transportstruktur. Beide werden durch das Transfergate voneinander getrennt. Der Transport im Ausleseregister erfolgt im 3-Phasentakt. Am Ende steht der Ausgangsanschluss mit entsprechendem Verstärker.

**Rauschen** Bei einem idealen Fotodetektor würde jedes eintreffende Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. In der Realität ist dies durch den Quantenwirkungsgrad des Bauteils limitiert. Weitere Gründe für das Abweichen von dem idealen Betriebsfall sind Rauschquellen. Die beiden Hauptrauschquellen, die ausschließlich von der Diode ausgehen, sind thermisches Rauschen und Schrotrauschen (shot-noise). Weiterhin birgt die beschriebene und notwendige Auswerteelektronik eine weitere Unsicherheit (bias), sowie ein additives Quantisierungsrauschsignal, das durch den A/D-Wandler zustande kommt [87, 143, 195]. Auf die wichtigsten CCD-spezifischen Rauschquellen wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen, da sie die Qualität eines CCD-Sensors wesentlich bestimmen.

**Schrotrauschen** Schrotrauschen entsteht aufgrund der statistischen Unsicherheit beim Umwandlungsprozess von Photonen in Elektronen und folgt einer Poisson-Verteilung. Der Effektivwert des Schrotrauschstroms ist [161]

$$\left(\bar{i}_s^2\right)^{\frac{1}{2}} = (2qB(I_d + I_f))^{\frac{1}{2}} \quad (2.59)$$

mit  $I_d$  = Dunkelstrom,  $I_f$  = Fotostrom,  $B$  = Bandbreite des Detektors und  $q$  = Elementarladung eines Elektrons. Die Rauschbandbreite kann laut [139] vereinfacht als  $1/2t_i$  angenommen werden, wobei  $t_i$  die Integrationszeit ist. Bei keinem oder geringem Lichteinfall ist es gegenüber dem thermischen Rauschen zu vernachlässigen, da keine Ladungsträger generiert werden.

**Thermisches Rauschen** Thermisches Rauschen entsteht durch die temperaturbedingte Ladungsträgerbewegung im Bauteil, unabhängig davon, ob Photonen auf den Detektor treffen oder nicht. Es folgt einer Normalverteilung und steigt mit zunehmender Temperatur an. Durch Kühlen des CCD's kann das thermische Rauschen minimiert werden. Der Effektivwert des Stroms, der durch thermisches Rauschen verursacht wird, ist

$$\left(\bar{i}_t^2\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{4kTB}{R_L}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.60)$$

wobei  $T$  die absolute Temperatur in Kelvin ist,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $R_L$  der Lastwiderstand des Fotodetektors.

### Kenngrößen eines Spektrometers

In diesem Abschnitt wird auf die wesentlichen Kenngrößen eines Spektrometers eingegangen. Während Faktoren wie Beugungseffizienz und Verzerrung nicht weiter betrachtet werden, soll auf Dispersion, Vergrößerung und spektrale Auflösung vertieft eingegangen werden.

**Dispersion** Die Dispersion ist ein Maß für die Aufspaltung von polychromatischem Licht bei Beugung an einem Gitter oder Prisma. Die Winkelausdehnung  $d\beta$  eines Spektrums der Ordnung  $m$  eines Wellenlängenabstandes  $d\lambda$  wird erreicht durch Differentiation der Gittergleichung 2.57 unter der Annahme eines konstanten Einfallswinkels  $\alpha$ . Die Änderung des Beugungswinkels  $d\beta$  pro Wellenlängeneinheit  $d\lambda$  ist somit gegeben als:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{w \cos \beta} \quad (2.61)$$

und wird als Winkeldispersion bezeichnet. Der Winkelabstand zwischen zwei aufgefächerten Spektrallinien nimmt mit der Beugungsordnung  $m$  zu. Nimmt die Linienbreite  $w$  ab, so nimmt auch die Winkeldispersion zu. Je mehr Furchen ein Gitter hat, desto feiner wird das eingestrahelte Licht aufgespaltet. Die Lineardispersion eines Gittersystems hingegen ist für eine gegebene gebeugte Wellenlänge  $\lambda$  in der  $m$ -ten Ordnung das Produkt der Winkeldispersion aus Gleichung 2.61 und der Bildweite  $L_b$  des Systems:

$$\frac{dx}{d\lambda} = L_b \cdot \frac{d\beta}{d\lambda} = L_b \cdot \frac{m}{w \cos \beta} = L_b \cdot \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\lambda \cos \beta}. \quad (2.62)$$

Die Größe  $dx/d\lambda$  ist eine reale Länge und bezeichnet die Positionsänderung entlang des Spektrums.

Größere praktische Relevanz besitzt die reziproke lineare Dispersion bzw. der Platefaktor  $P$ . Dieser ist der reziproke Wert der Lineardispersion nach Gleichung

2.61 und wird in nm/mm angegeben.  $P$  beschreibt die Wellenlängenänderung  $\Delta\lambda$  bei einer Positionsänderung entlang des Spektrums auf dem Detektor:

$$P = \frac{d\lambda}{dx} = w \cdot \frac{\cos \beta}{m \cdot L_b}. \quad (2.63)$$

Die Praxis zeigt, dass diese Lineardispersion nicht ausreichend ist für die Kalibrierung. Daher werden bei der Wellenlängenkalibration in folgenden Abschnitten Polynome höherer Ordnung genutzt, um die Abbildung auf dem Detektor zu quantifizieren.

**Spektrales Auflösungsvermögen** Während das Auflösungsvermögen als Charakteristik des Gitters und der Winkel, bei denen es benutzt wird, verstanden werden kann, hängt die Fähigkeit eines Spektrometers, den minimalen spektralen Abstand  $\Delta\lambda$  aufzulösen, nicht nur vom Gitter allein, sondern auch von der Position des Eingangsspalts, der Detektorelemente, der Aberrationen und der Vergrößerung der Bilder ab. Dieser minimale Abstand  $\Delta\lambda$  kann als Faltung des Bildes der Eingangsblende in der Bildebene mit der Ausgangsblende bestimmt werden [163]. Die spektrale Auflösung ist in der spektrometrischen Praxis von wesentlich größerer Relevanz als das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen des Gitters [87]. Dieses wird durch folgende, einander überlagernde Größen bestimmt [163]:

- Qualität der Gitteroberfläche
- Form und Homogenität der Gitterlinien  $g$
- Qualität der optischen Bauteile im System
- Position und Dimension des Eingangsspalts und der Detektorelemente

Laut [38] gilt für die spektrale Auflösung  $\Delta\lambda$ , unter Berücksichtigung aller Spektrometerbauteile der Zusammenhang

$$\Delta\lambda = \left( b + \frac{L_b \cdot \lambda}{a} \right) \cdot \frac{d\lambda}{dx}. \quad (2.64)$$

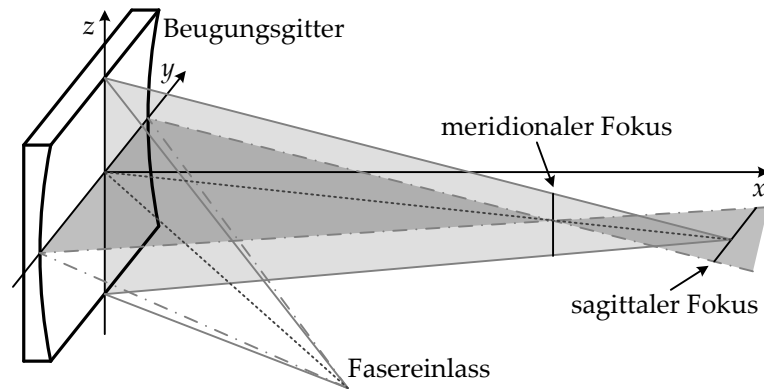
Diese Formel gilt sowohl für konkave, als auch für planare Gitter mit einem fokussierenden Linsensystem [38]. Die beugungsbedingte, untere Grenze der Spaltbreite  $b_{min}$  ist definiert als

$$b_{min} = 2 \cdot \lambda \cdot \frac{L_b}{a}. \quad (2.65)$$

Das kleinste noch auflösbare Wellenlängenintervall  $\Delta\lambda$  beträgt für die minimale Spaltbreite  $b_{min}$  und mit der Bildweite  $L_b$

$$\Delta\lambda \geq \frac{3 \cdot L_b \cdot \lambda}{a} \cdot \frac{d\lambda}{dx}. \quad (2.66)$$

Das ist die praktisch erreichbare Grenze der spektralen Auflösung eines Spektrometers mit  $a$  als Blende des diffraktiven Elements.



**Abbildung 2.16:** Astigmatismus eines konkaven Beugungsgitters. Licht aus dem Faserauslass wird von dem Gitter in zwei unterschiedlichen Punkten fokussiert: Im meridionalen und im sagittalen Fokus.

**Astigmatismus** Aufgrund der beschriebenen Abbildungsfehler kommt es zu meridionaler und saggitaler Vergrößerung des Eingangsspalt, sowie zu möglichen Verzerrungen und Verdrehungen. In diesem Zusammenhang muss Astigmatismus genannt werden. Astigmatismus im eigentlichen Sinne beschreibt die Tatsache, dass die Fokuspunkte der Meridional- und Sagittalebene nicht auf einem Punkt liegen. Die Folge daraus ist ein spaltförmiges Bild, einmal stehend und einmal liegend, in beiden Foki, wie in Abb. 2.16 gezeigt.

**Vergrößerung** Fällt monochromatisches Licht der Wellenlänge  $\lambda$  aus dem Eingangsspalt der Breite  $w$  unter dem Einfallswinkel  $\alpha$  auf den Mittelpunkt  $O$  (Koordinatenursprung) eines konkaven Beugungsgitters, so wird es unter dem Winkel  $\beta$  gebeugt. Von  $O$  aus gesehen erscheint der Eingangsspalt unter einem Winkel  $\Delta\alpha = w/L_a$  mit  $L_a$  als Objektweite. Strahlen vom einen Rand des Eingangsspalt treffen unter dem Winkel  $\alpha$  auf das Gitter und werden unter dem Winkel  $\beta$  gebeugt, während Strahlen vom anderen Rand unter einem Winkel  $\alpha + \Delta\alpha$  auf treffen und in Richtung  $\beta - \Delta\beta$  gebeugt werden. Dementsprechend hat das resultierende Bild des Eingangsspalt die Breite  $w' = \Delta\beta \cdot L_b$  mit der Objektweite  $L_b$  (siehe Abb. 2.17). Das Verhältnis  $\chi_m = w'/w$  wird meridionale Vergrößerung genannt und ergibt sich zu [163]

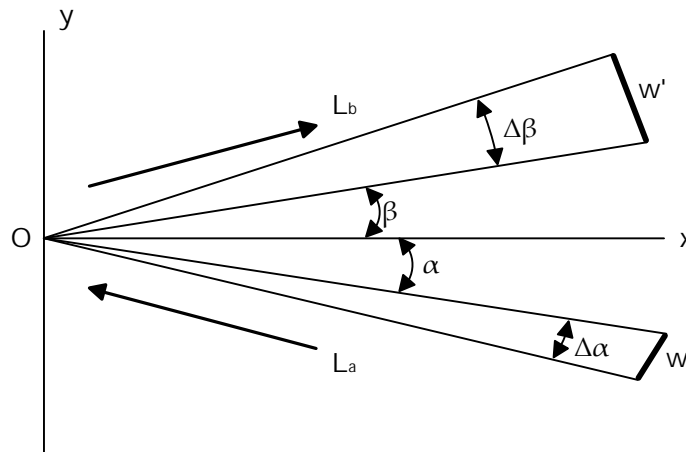
$$\chi_m = \frac{w'}{w} = \frac{L_b \cos \alpha}{L_a \cos \beta}. \quad (2.67)$$

Für die saggittale Vergrößerung gelten ähnliche Zusammenhänge und es ergibt sich nach [163]

$$\chi_s = \frac{h'}{h} = \frac{L_b}{L_a}, \quad (2.68)$$

wobei  $h$  der Höhe des Eingangsspalt und  $h'$  der Höhe des Bildes des Eingangsspalt entspricht.





**Abbildung 2.17:** Meridionale Vergrößerung des Eingangsspaltess der Breite  $w$  bei Einfall von monochromatischem Licht.

## Charakterisierung eines Spektrometers

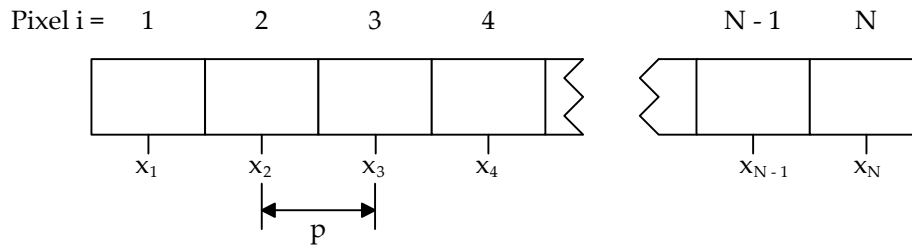
Für den Einsatz eines Spektrometers ist es unabdingbar, das detektierte Spektrum eindeutig zu identifizieren. Für die vollständige Kalibrierung muss sowohl die Abszisse (Pixelnummer), als auch die Ordinate (Intensität) des erhaltenen Detektorsignals eingestellt werden. Die Abszisse repräsentiert die horizontale Ausdehnung des Detektors, hierbei ist das Ziel die Ermittlung der Pixelnummer-Wellenlängen-Zuordnung.

**Wellenlängenkalibrierung** Gemäß der reziproken Lineardispersion (siehe Gleichung 2.63) ist eine Zuordnung der Wellenlängen des Spektrums auf einen Ort in der Detektorebene über eine lineare Beziehung möglich. Bei einem CCD in der Detektorebene kann damit jedem Pixel eindeutig eine Wellenlänge zugeordnet werden. Relevant für die Zuordnung sind die Abmessungen eines Pixels sowie der Abstand zweier benachbarter Pixel.

Es existieren verschiedene Methoden zur Wellenlängenkalibrierung. Eine vergleichsweise einfache Methode ist der Einsatz eines Regressionspolynoms über den gesamten relevanten Spektralbereich. Durch Abbildungsfehler ist über einem größeren Spektralbereich kein linearer Zusammenhang mehr gegeben und es kann sinnvoll sein, auf Polynome höherer Ordnung zurückzugreifen [87]. Wellenlängenkalibrierung erfolgt meist mittels einer Linienlichtquelle, die möglichst über den gesamten Wellenlängenbereich des Spektrometers verteilte Linien aufweist. Diese geeichten Spektrallinien dienen bei der Regression als Stützstellen. Je höher die Ordnung der Terme, desto mehr Stützstellen sind für die Kalibrierung notwendig. Für den linearen Fall lautet die entsprechende Zuordnung

$$\lambda(x) = \lambda_0 + P \cdot x. \quad (2.69)$$

## 2 Grundlagen der Dünnschichtmesstechnik



**Abbildung 2.18:** Schematische Darstellung eines CCD-Zeilendetektors mit  $N$  Pixeln. Die einzelnen Pixel befinden sich an diskreten Positionen  $x_i$  und besitzen den Abstand  $p$  zueinander.

$\lambda_0$  bezeichnet die niedrigste Wellenlänge des detektierten Spektrums,  $P$  ist der Platefaktor aus Gleichung 2.63. Nach Abb. 2.18 besitzt jedes Pixel  $i \in 1 \dots N$  eine Position  $x_i$ , die den Pixelmittelpunkt darstellt. Die Pixel haben zueinander den Abstand  $p$  (Pixelpitch).  $N$  ist die gesamte Pixelanzahl der Detektorzeile (Pixelanzahl der Detektorzeile). Die detektierbaren Wellenlängen sind in Abhängigkeit der Pixelpositionen gemäß

$$\lambda_i(x_i) = \lambda_0 - P \cdot \frac{p}{2} + P \cdot x_i \quad (2.70)$$

quantisiert. Für den nichtlinearen Zusammenhang ist ein entsprechendes Polynom der Ordnung  $z$  notwendig

$$\lambda_i(x_i) = k_0 + x_i \cdot k_1 + x_i^2 \cdot k_2 + \dots + x_i^z \cdot k_z. \quad (2.71)$$

Die Koeffizienten  $k_i$  können durch einen Optimierungsalgorithmus (Minimierung des Fehlerquadrats) ermittelt werden. Eine eindeutige Wellenlängenzuordnung ist gegeben, wenn zu jedem Ort in der Beobachtungsebene nur genau eine Wellenlänge gehört. Bei Gitterspektrographen ist dies nur eingeschränkt zutreffend, da sich die verschiedenen Beugungsordnungen in der Detektorebene überlagern können..

**Intensitätskalibrierung** Die Intensitätskalibrierung wird durchgeführt, um das Ansprechverhalten des CCD-Chips zu kompensieren. Für eine absolute Kalibrierung der Intensität ist eine Standardlichtquelle mit homogener Lichtstärke und bekannter spektraler Verteilung notwendig. In der Regel wird dies mithilfe einer kalibrierten Ulbrichtkugel durchgeführt. Durch den Einsatz solch einer Referenzstrahlungsquelle ist es möglich, die Eigenschaften verschiedener optischer Detektoren miteinander zu vergleichen. Gerade im Hinblick auf den Vergleich der Messungen mit zwei verschiedenen Spektrometern ist eine Intensitätskalibrierung nötig. Es ist auch möglich, eine relative Kalibrierung zweier, simultan verwendeter CCDs gegeneinander durchzuführen und somit ebenfalls einen Ver-

gleich der Spektrumsintensitäten zu ermöglichen. Ein Spektrometer, das bezüglich der Intensität nicht kalibriert ist, liefert das gemessene Spektrum gewichtet mit der spektralen Empfindlichkeitskurve des Detektors. Dadurch wird das zu messende Spektrum verfälscht. Eine bessere Intensitätskalibrierung kann durch Modulation der Kalibrierquelle erzielt werden. Über diese Intensitätsmodulation bis zum Empfindlichkeitsmaximum des Detektors kann die Nichtlinearität des CCD's herausgerechnet werden. In der Praxis ist das aber nicht notwendig, wie die folgenden Kapitel zeigen. Die Vorgehensweise bei der Intensitätskalibrierung wird folgend beschrieben. Dazu werden  $N$  Dunkelspektren  $N_{t,cal}$  und  $N$  Rohspektren der Intensitätskalibrierquelle  $U_{cal}$  aufgenommen und die arithmetischen Mittel daraus gebildet. Die Differenz der beiden Spektren  $N_{t,cal} - U_{cal}$  wird ins Verhältnis zu der Normintensität der Quelle  $I_{\lambda,cal}$  gesetzt. Aus der Integrationszeit der CCDs  $t_{exp,cal}$  ergibt sich der Kalibriervektor für das Spektrometer:

$$c = \frac{I_{\lambda,cal}}{N_{t,cal} - U_{cal}} \cdot t_{exp,cal} \cdot \quad (2.72)$$

Die absolute auf den Detektor treffende Intensität ergibt sich so zu:

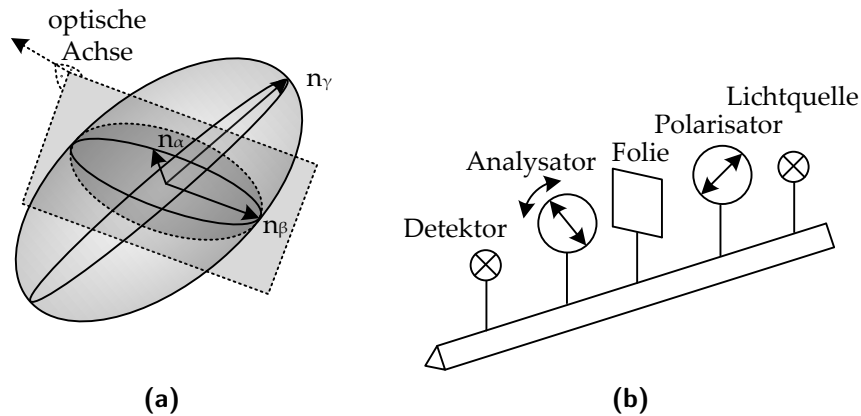
$$I_{\lambda,mess} = (U_{mess} - N_{t,mess}) \cdot \frac{1}{t_{exp,mess}} \cdot c \cdot \quad (2.73)$$

## 2.12 Schichtmessung an gedruckten Polymeren

Da in dieser Arbeit vornehmlich Polymere untersucht wurden, soll in diesem Abschnitt auf die Eigenschaften von Polymeren eingegangen werden. Die Polymere werden gedruckt, deswegen soll weiterhin auf Eigenschaften gedruckter Materialien eingegangen werden. Die Anpassung des Auswertemodells rundet dieses Kapitel ab.

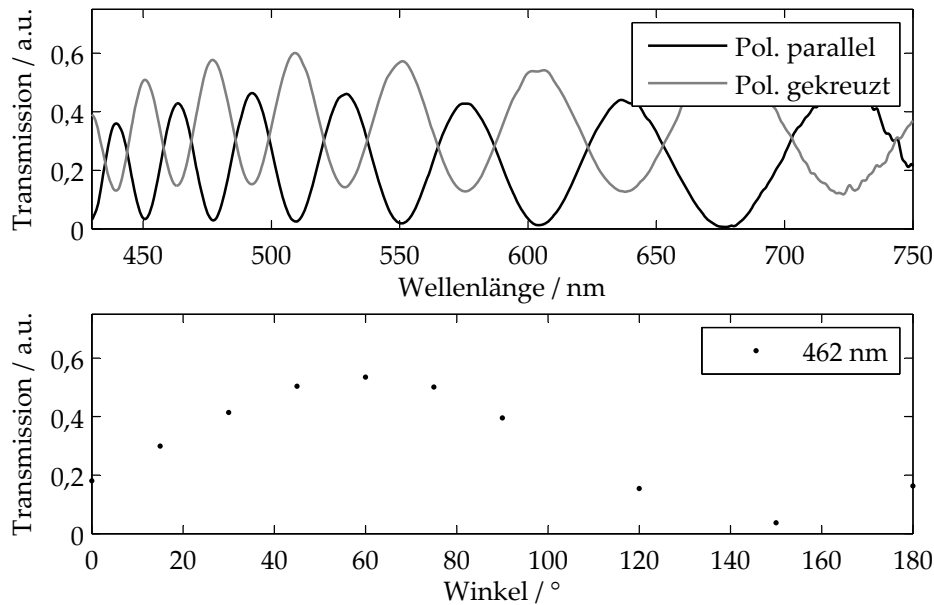
### Eigenschaften von Polymeren

Wie schon im Stand der Forschung (Abschnitt 2.1) und in Abschnitt 2.7 beschrieben, ist die optische Anisotropie eine typische Eigenschaft von Polymeren [19, 72, 119]. Sassella [183] führte sogar Messungen an PET durch, das in dieser Arbeit als Substrat dient. Krämer [119] gibt eine gute Einführung zu diesem Thema. Bei einigen Polymeren ist diese Eigenschaft stärker ausgeprägt als bei anderen, je nach Molekülzusammensetzung. Optische Anisotropie bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sich der Wert des Brechungsindex in den drei Raumrichtungen unterscheidet. Anschaulich beschrieben werden kann dies durch den Brechungsindexellipsoiden, siehe Abb. 2.19a. Analytisch beschreiben lässt sich dieser Zusammenhang mit Gleichung 2.74, wobei die Halbachsen die drei Hauptbrechungsindizes  $n_\alpha$ ,  $n_\beta$  und  $n_\gamma$  besitzen. Per Definition gilt Gleichung 2.75. Die Größen  $(n_\gamma - n_\alpha)$ ,  $(n_\gamma - n_\beta)$  und  $(n_\beta - n_\alpha)$  heißen Hauptdoppelbrechungen. Aus



**Abbildung 2.19:** (a) Darstellung des Brechungsindexellipsoids. Der Ellipsoid besitzt die drei Hauptbrechungsindizes  $n_\alpha$ ,  $n_\beta$  und  $n_\gamma$ . Die optische Achse steht normal auf der Ebene des Schnittes, der einen Kreis aus dem Ellipsoiden ausschneidet. In dieser Beleuchtungsrichtung entsteht keine Doppelbrechung. (b) Aufbau zur Vermessung des Brechungsindexellipsoids. Das Licht einer breitspektralen Lichtquelle wird linear polarisiert. Nach Durchstrahlen der Probe wird das Licht mit einem zweiten Polarisationsfilter analysiert. Als Detektor wird ein Spektrometer verwendet.

zwei von ihnen lässt sich die dritte bestimmen. Aus diesem Ellipsoiden ergeben sich durch die Propagationsrichtung des Lichts zwei aufeinander senkrechte Schwingungsrichtungen. Anschaulich schneidet man den Ellipsoiden mit einer Ebene im Ursprung, siehe Abb. 2.19a. Die Länge der Halbachsen in dieser resultierenden Ellipse ergeben die Brechungsindizes, die das Licht „sieht“. Es existiert immer ein Sonderfall: Ein Schnitt durch diesen Ellipsoiden ergibt keine Ellipse, sondern einen kreisförmigen Brechungsindex. Die Beleuchtungsrichtung, die diese Konfiguration „sieht“, wird als optische Achse bezeichnet. Laut [119] läuft die  $n_\gamma$ -Achse bei Polymeren meist in Richtung der Verstreckung und die  $n_\alpha$ -Achse in Richtung der Schichtdicke. Das Resultat dieser Dichroitik oder Doppelbrechung, wie die Anisotropie auch genannt wird, ist, dass sich das Licht in der einen Schwingungsebene schneller ausbreitet als in der anderen. Strahlt man mit linear polarisiertem Licht auf diesen Ellipsoiden ein (und das nicht gerade in der optischen Achsenrichtung), so kann man nach der Probe und einem Polarisationsfilter als Analysator eine Modulation der Intensität über dem Analysatorwinkel messen. Abb. 2.19b zeigt den dazugehörigen Aufbau und Abb. 2.20 ein typisches Ergebnis. Da die Ellipsierung - ähnlich der Modulation der Reflektanz bei der Schichtdicke - eine Funktion der Dicke und der inversen Wellenlänge ist, kann man im Spektrum eine Modulation erkennen [23]. Betrachtet man nur eine Wellenlänge über dem Analysatorwinkel, wie in Abb. 2.20 unten, so erkennt man den Durchlauf durch eine Ellipse. Die Bedeutung dieses Ergebnisses ist, dass linear polarisiertes Licht durch ein optisch anisotropes Material ellipsiert wird. Aus diesen Messungen können die Hauptachsenbrechungsindizes berechnet werden. Die optische Anisotropie nimmt mit steigender Orientierung zu [119]. Dies kann



**Abbildung 2.20:** Beispielhaftes Ergebnis der Ellipsoidvermessung. Oben zu sehen sind zwei Ergebniskurven der spektralen Vermessung bei  $90^\circ$  verdrehten Polarisatoren. Die Ellipsierung ist eine Funktion der Wellenlänge, daher die Modulation. Unten wurde eine Wellenlänge ausgewählt und die Intensität über dem Analysatorwinkel aufgetragen. Zu sehen ist eine Ellipse, da die Intensität nie auf 0 sinkt. Das wäre bei linear polarisiertem Licht der Fall.

durch Auseinanderziehen der Schicht in einer Richtung erreicht werden. Solche Ziehprozesse können im Druckprozess entstehen und die Trägerfolie und die darauf befindlichen Polymerschichten werden orientiert. Da die Differenzen der Hauptachsen bei PET nicht sehr groß sind ( $\Delta n < 25 \cdot 10^{-3}$  [119] und Gleichung 2.76), wird die Doppelbrechung im weiteren Verlauf der Arbeit nicht weiter beachtet.

$$\frac{X^2}{n_\alpha^2} + \frac{X^2}{n_\beta^2} + \frac{Z^2}{n_\gamma^2} = 1, \quad (2.74)$$

$$n_\alpha < n_\beta < n_\gamma, \quad (2.75)$$

$$\Delta n = \frac{\epsilon \lambda_0}{2\pi d} \approx 0,2 \dots 2,5 \text{ ‰}. \quad (2.76)$$

Der Begriff Anisotropie wird oft auch in einer anderen Bedeutung benutzt. [19] beschreibt eine nicht homogene Schichtbildung. Es entsteht ein Gradient des Brechungsindex in Richtung der Schichtdicke. Dieser Effekt wird oft mit dem Ansatz des effektiven Mediums modelliert [9], siehe Abschnitt 2.7. Beim effektiven Medium wird die inhomogene Schicht als homogene Schicht mit einem mittleren Brechungsindex modelliert [129, 206]. Ein analoges Ergebnis wird erzielt, wenn der Fresnel'sche Koeffizient durch einen Faktor, der die Inhomogenität beschreibt,

abgesenkt wird. Daher wird in dieser Arbeit die Anisotropie mithilfe der Grenzflächenrauheit modelliert [213]. Eine Trennung der Parameter Rauheit und Anisotropie ist nicht möglich. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Schichten liegt die Rauheit bei wenigen nm. Größere Ergebnisse des Algorithmus deuten auf anisotrope Medien hin. Eines der beiden betrachteten Materialien bildet anisotrope Schichten, das andere nicht. Diese Eigenschaften können über den Parameter  $g$  (vergleiche Abschnitt 2.7) zuverlässig verfolgt werden.

### **Eigenschaften gedruckter Materialien**

Gedruckte Schichten weisen tendenziell mehr Potenzial zu Inhomogenitäten auf als gespinnte, gesputterte oder aufgewachsene Schichten. In Abschnitt 2.7 wird auf Grenzschichtcharakteristika eingegangen. Inhomogenität kann als gleichbedeutend mit Welligkeit der Oberfläche angesehen werden. Die Verteilung der Oberflächen in  $z$ -Richtung ist in dem Fall anders in das Modell aufzunehmen als Rauheit. Anstatt Inhomogenität, Anisotropie und Rauheit einzeln zu modellieren, werden diese im selben Parameter zusammen modelliert [213]. Die Stärke der drei Parameter ist also nicht trennbar. Niklasson [152] beschreibt einen Ansatz des effektiven Mediums, um Inhomogenitäten von Schichten zu modellieren. In dieser Arbeit wurde das Modell der Rauheit verwendet, um dasselbe zu erreichen.

# 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden Erweiterungen zum Stand der Technik, die während dieser Arbeit gemacht wurden, vorgestellt. Zunächst wird die Adaption der Modellierung des Messobjekts und die Berechnung einer gemessenen Reflektanz vorgestellt. Weiterhin werden Untersuchungen zum Verhalten der verschiedenen Auswertalgorithmen der Dünnschichtreflektometrie angestellt. Danach wird die Möglichkeit der Verwendung einer bandbreitenbegrenzten Lichtquelle diskutiert. Eine solche Quelle bzw. eine stützstellenlastige Auswerteeinheit wird in diesem Abschnitt erläutert und die Grenzen eines solchen Messsystems hergeleitet. Weiterhin wird die Machbarkeit eines reflektometrischen Dünnschichtmesssystems basierend auf einer verstimmbaren Laserquelle gezeigt. Danach werden neue Messungen und Ergebnisse der Dünnschichtreflektanz unter vergrößerndem Winkel vorgestellt. Winkel bringen Vor-, aber auch Nachteile mit sich. Winkelspektren werden meist durch die verwendete Optik in das Messsystem eingeführt. Diese haben ebenfalls Auswirkung auf die Dünnschichtreflektanz. Nach der Vorstellung des Aufbaus eines neuen doppelarmigen Spektrometers und der Charakterisierung dessen wird die Zusammenführung aller Komponenten, das Potenzial dieses neuartigen Messsystems und Messungen damit dargelegt.

## 3.1 Modellierung des Messobjekts

Als erster Optimierungsgegenstand wird das Messobjekt untersucht. Für die Modellierung des Messobjekts finden sich in der Literatur viele Formulierungen und Herleitungen. Einzelne sind im Grundlagenkapitel 2.6 dargelegt. Die in der Literatur zu findenden Modellierungen des Messobjekts wurden nachvollzogen bzw. neu hergeleitet. Dieser Abschnitt zeigt die Formalismen, die letztendlich im Messsystem implementiert wurden.

### 3.1.1 Absorbierende Einschichtsysteme

In der Applikation, die hier vorgestellt wird, werden gedruckte Polymere untersucht. Bei der Vermessung von Polymermaterial wird ein Modell benötigt, das die absorbierende Eigenschaft von manchen Polymeren zulässt (siehe Kapitel 2.3). Weiterhin muss die Anisotropie einiger Polymere modellierbar sein (Kapitel 2.12). Gedruckte Materialien können inhomogen sein oder Oberflächenrau-

heit aufweisen (Kapitel 2.7). Die Modellierung dieser Parameter muss das System ebenfalls zulassen. Gleichungen 2.37 und 2.38 in Kapitel 2.6 bieten all diese Möglichkeiten. Der Einfachheit halber kann man aus dem Amplitudenreflexionskoeffizienten aus Abschnitt 2.6 die Reflektanz  $\hat{R}(\lambda) = \mathbf{r}\mathbf{r}^*$  einer dünnen absorbierenden Schicht in Gleichung 3.1 ableiten. Diese Formel wurde in dieser Arbeit zur Simulation verwendet.

$$\hat{R}(\lambda) = \frac{r_{01}^2 + \left(r_{12}e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}}\right)^2 + 2r_{10}r_{12}e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}} \cos\left(\frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda} + \beta_{12}\right)}{1 + r_{01}^2 \left(r_{12}e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}}\right)^2 + 2r_{10}r_{12}e^{-\frac{4\pi k_1 d_1}{\lambda}} \cos\left(\frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda} - \beta_{12}\right)}. \quad (3.1)$$

#### 3.1.2 Absorbierende Zweischichtsysteme

Die gleichen Anforderungen wie für Einschichtsysteme gelten für Mehrschichtsystemmodelle. Eine Modellierung aller möglichen Eigenschaften von gedruckten Polymeren muss das verwendete Modell ermöglichen. In Kapitel 2.6 wurde die Herleitung der Amplitudenreflexion für Zweischichtsysteme gezeigt. Die analytische Berechnung der daraus folgenden Reflektanz ist aufgrund ihrer Komplexität aber nicht zielführend. Auf sie wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Die Berechnung erfolgt nach Gleichung 2.42 und über die Relation  $\hat{R}(\lambda) = \mathbf{r}\mathbf{r}^*$ . Weiterhin werden in Abschnitt 3.2 einige Algorithmen betrachtet, die Mehrschichtsysteme analysieren können. Hierbei erfolgt jedoch keine Modellierung mit inverser Schichtdickenanalyse sondern eine direkte Bestimmung mittels der Fouriertransformation. Bei dieser Methode wird die Anzahl der zu analysierenden Schichten nur von der spektralen Charakteristik des Systems und der Schichtdicke der Einzelschichten bestimmt. Absorbierende Systeme und Schichten mit geringen Dicken lassen sich damit aber nicht abbilden. Deswegen wurde zur Vermessung von zwei Schichten im Projekt die hier angesprochene Modellierung gewählt.

#### 3.1.3 Berechnung gemessener Reflektanz

Dünnschichtreflektometrische Signale sind häufig, gerade in intensitätsschwachen Spektralbereichen, mit Signalrauschen behaftet. Deren Ursprung ist vornehmlich in der spektrometrischen Auswerteeinheit zu suchen. Zur Senkung des Signalrauschens in intensitätsschwachen Bereichen wird die Berechnung der Reflektanz durch eine Konstante erweitert, wie aus der 2D-Bildverarbeitung bekannt [96]. Gleichung 3.2 verdeutlicht den Zusammenhang:

$$R = \frac{(I_{mess} - I_{dark}) \cdot (I_{quelle} - I_{dark})}{(I_{quelle} - I_{dark})^2 + Konst.}, \quad (3.2)$$

wobei  $I_{dark}$  das Dunkelsignal,  $I_{quelle}$  die Quellintensität und  $I_{mess}$  das von der Schicht reflektierte Signal darstellt. Zur Errechnung einer gemessenen Reflektanz



werden also insgesamt drei Messungen benötigt. Während das Messsignal  $I_{mess}$  die von der Schicht reflektierte Intensität darstellt, ist es noch von internen Reflexionen im System behaftet. Das können z. B. Reflexionen im Multimode-Koppler sein. Außerdem ist der Dunkelstrom auf dem Detektor abzuziehen. Daher wird ein Dunkelspektrum  $I_{dark}$  aufgenommen, was in Wirklichkeit eine belichtete Messung ohne Messobjekt darstellt. Somit wird gleichzeitig die intern reflektierte Intensität und der Detektordunkelstrom aus dem Messsignal eliminiert. Das Quellspektrum  $I_{quelle}$  wird aufgenommen, indem ein spektral möglichst homogen und hochreflektierender Spiegel direkt ans Ende des Faserkopplers gehalten wird. Der Grund für diese Vorgehensweise ist in der Chromatik des Messkopfs zu suchen, wie in Abschnitt 3.4 erläutert wird. So wird ein Bild der Quellintensität am Ende der Y-Faser aufgenommen. Von der Quellintensität muss ebenfalls das Dunkelsignal subtrahiert werden. Wie aus Gleichung 3.2 zu erkennen ist, würde das Systemrauschen in intensitätsschwachen Spektralbereichen durch eine Division nahe 0 verstärkt. Weiterhin steigt der Effektivwert des Signals in diesen Bereichen gegen 1, was auf die Division zweier ähnlicher Werte nahe 0 zurückzuführen ist. Um beides zu vermeiden, wird der Quotient um das Quellspektrum erweitert und die Konstante im Nenner aufaddiert. Durch geschickte Auswahl dieser Konstante kann das Rauschen in intensitätsschwachen Bereichen gesenkt werden, ohne den Signalverlauf in intensitätsstarken Bereichen merklich zu beeinflussen. Die Konstante ist abhängig vom Dynamikbereich des Spektrometers zu wählen.

## 3.2 Auswertalgorithmik

Bei der Auswertung sind prinzipiell zwei Arten zu unterscheiden: direkte und indirekte Methoden. Die direkten Methoden errechnen direkt aus der Reflektanz einen Wert für die Schichtdicke. Indirekte Methoden verwenden ein Modell, um über eine Optimierung ein Ergebnis für die Schichtdicke zu liefern. Deswegen wird im folgenden Abschnitt zuerst auf die Optimierung eingegangen, dann werden vier Algorithmen gegeneinander evaluiert. Dabei wurden zwei direkte und zwei indirekte Methoden verwendet. Als Ergebnis dieser Untersuchung wird eine Methode für die Vermessung gedruckter Polymerschichten im Druckprozess ausgewählt.

### 3.2.1 Optimierung

Eine Optimierung ist eine Funktion, die über die Variation eines oder mehrerer Parameter versucht, ein optimales Ergebnis für ein inverses Problem zu finden [142]. In dem hier betrachteten Fall wird ein Schichtreflektanzmodell auf die gemessene Reflektanz hin optimiert. Ein objektives Kriterium für die Qualität des Modells liefert der mittlere quadratische Abstand  $\chi^2$  [174]:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \left[ \frac{R(\lambda) - \hat{R}(d, \lambda)}{\sigma_i(\lambda)} \right]^2, \quad (3.3)$$

wobei  $R(\lambda)$  der gemessenen Reflektanz nach Gleichung 3.2,  $\hat{R}(d, \lambda)$  der, in den folgenden Abschnitten beschriebenen, simulierten Reflektanz und  $N$  der Anzahl der Messpunkte entspricht.  $d$  ist der Optimierungsparameter - die angenommene Schichtdicke.  $\sigma_i(\lambda)$  definiert die bekannte Standardabweichung des Messwerts bei dieser Wellenlänge. Anschaulich betrachtet gibt  $\sigma_i$  das Vertrauen in den Messwert an. Der Vektor wird Kovarianzvektor genannt. Er wird ermittelt, indem die Varianz des Quellspektrums durch den Mittelwert geteilt wird. Für Wellenlängen mit einer hohen Quellintensität ergibt sich eine kleine Kovarianz, für Wellenlängen mit geringer Intensität eine große. Der Zusammenhang ergibt sich aus dem intensitätsunabhängigen Detektorrauschen. Mit dieser Gewichtung gehen die Abweichungen spektraler Messwerte mit hohem Vertrauen stärker in  $\chi^2$  ein als solche mit geringerem Vertrauen.

Nun gibt es mehrere Ansätze, um die Funktion  $\chi^2$  zu minimieren. Der einfachste ist ein Large-Scale Algorithmus, bei dem gleichverteilt über den möglichen Schichtdickenbereich Schichtdicken angenommen und in  $\hat{R}$  eingesetzt werden. Die Schichtdicke mit dem kleinsten  $\chi^2$  definiert die gemessene Schichtdicke. Je nach Größe des Schichtdickenbereichs und der Schrittweite kann dieser Ansatz zeitintensiv werden. Gerade wenn auch Oberflächenbeschaffenheit und Abstand zum Messobjekt optimiert werden sollen, entsteht ein N-dimensionaler Optimierungsraum, der abgetastet werden muss.

Als intelligenterer Ansatz gilt der Levenberg-Marquardt Optimierer [130]. Bei

dieser Methode wird die Hesse-Matrix, also die Matrix der zweiten partiellen Ableitungen von  $\chi^2$ , gebildet. Die Hesse-Matrix wird benötigt, um den nächsten Schätzwert des Minimums zu finden. Da die verwendeten Modelle der Reflektanzen nicht-linear sind, kann kein gewöhnlicher linearer Least-Square Algorithmus verwendet werden. Die Annahme hinter der Vorgehensweise ist, dass  $\chi^2$  in der Nähe des Minimums einen quadratischen Verlauf laut Gleichung 3.4 aufweist. Die Werte für  $d$  und  $D$  in der Gleichung müssen vom Optimierer über den benachbarten Verlauf von  $\chi^2$  geschätzt werden. Der nächste Schätzwert, das vermeintliche Minimum, lässt sich somit aus Gleichung 3.5 berechnen.

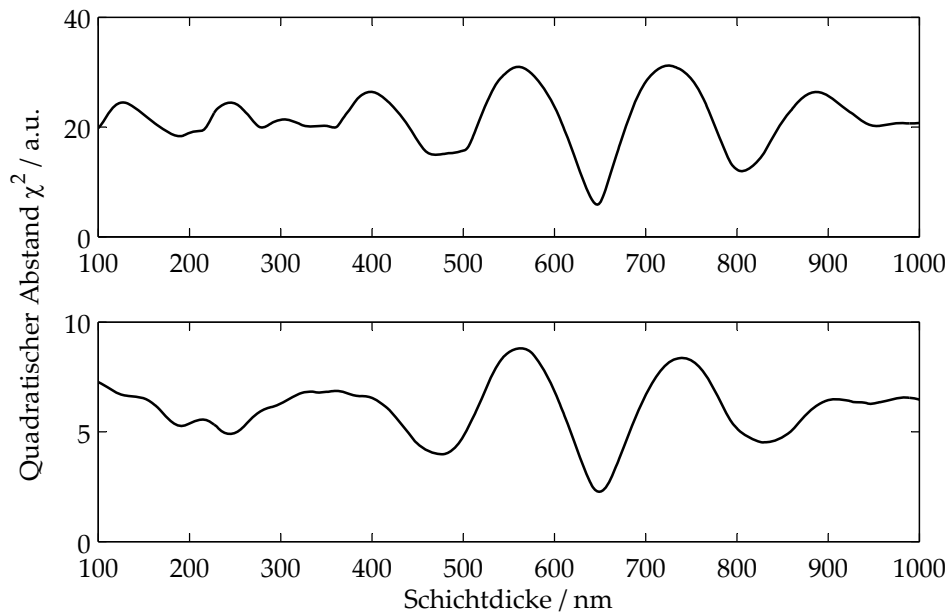
$$\chi^2 \approx \gamma - d \cdot a + \frac{1}{2} a \cdot D \cdot a, \quad (3.4)$$

$$a_{min} = a_{cur} + D^{-1} \cdot [-\nabla \chi^2(a_{cur})]. \quad (3.5)$$

$a$  ist dabei der Vektor mit Schätzwerten wie z. B. Schichtdicke  $d$ , Abstand  $z$  und Inhomogenität  $g$ .  $\nabla$  stellt den Differentialoperator dar. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis das Minimum oder ein Abbruchkriterium erreicht ist. Abbruchkriterien können Unterschreiten eines Mindestabstands, Erreichen der maximal vorgegebenen Iterationen oder keine nennenswerte Änderung im Least-Square-Wert sein. Da bei diesem Algorithmus potenziell weniger Schätzungen durchgeführt werden müssen, wird er gerade bei größerdimensionalen Optimierungen schneller zu einem Minimum gelangen als der Large-Scale Algorithmus.

**Probleme der Optimierung dünnschichtreflektometrischer Signale** Ein Problem bei der Optimierung von dünnschichtreflektometrischen Signalen ist die Uneindeutigkeit der gefitteten Spektren über dem Schichtdickenbereich. Der Optimierer verändert die Eingangsschichtdicke hin zu niedrigeren  $\chi^2$ -Werten. Steigt der Wert bei fortschreitender Variation der Schichtdicke wieder an, so iteriert sich der Optimierer in ein Extremum hinein. Abbruchkriterien der Optimierung sind, wie oben genannt, entweder zu kleine Veränderung von  $\chi^2$  bei der nächsten geschätzten Eingangsschichtdicke oder ein ausreichend kleiner Wert von  $\chi^2$ . Ein Nachteil dieser Optimierung ist der eventuelle Abbruch der Optimierung in einem lokalen Minimum. Abb. 3.1 verdeutlicht das Problem. Im oberen Graph wurde eine Isolatorschicht auf PET Folie mit  $d = 650$  nm simuliert und mit einem charakteristischen Rauschen beaufschlagt. Charakteristisch heißt in diesem Fall, dass aus durchgeführten Messungen der Rauschpegel analysiert und hier verwendet wurde. Dann wurde der Abstand  $\chi^2$  für Schichtdicken von 100 nm bis 1000 nm errechnet. Der untere Graph zeigt eine Doppelschicht mit einer 650 nm dicken Isolatorschicht auf einer 50 nm dicken PHT [Poly(3-Hexylthiophen-2,5-diy)] Schicht auf PET Folie. In beiden Fällen gibt es zwar ein globales Minimum, doch auch signifikante lokale Minima in der Nähe ( $\Delta d < \pm 20\%$ ). Wird der Startwert der Optimierung ungünstig gewählt, so läuft die Optimierung in ein lokales Minimum - eine Fehlschätzung ist das Ergebnis. Um dies zu vermeiden, gibt es verschiedene Ansätze: Zum Einen kann der Messbereich eingegrenzt werden, so dass im Optimierungsbereich nur ein Minimum - das globale Minimum liegt. Ein

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.1:** Oben: Eine Isolatorschicht auf PET Folie mit  $d = 650$  nm wurde simuliert und verrauscht. Dann wurde der quadratische Abstand  $\chi^2$  für Schichtdicken von 100 nm bis 1000 nm errechnet. Unten: Eine Doppelschicht mit einer 650 nm dicken Isolatorschicht auf einer 50 nm dicken PHT Schicht auf PET Folie wurde simuliert. Nur die Isolatorschichtdicke wurde variiert. Beide Kurven sind stark abhängig von angenommener Schichtdicke und Rauschlevel. Je mehr Rauschen, desto flacher werden die Kurven. Eine richtige Schichtdickenmessung wird so unsicherer.

empirischer Wert für solche Eingrenzungen ist  $\pm 10\%$  der erwarteten Schichtdicke. Bei einer minimalen Schichtdicke von 10 nm ist das jedoch kein sinnvoller Bereich. Eine Erweiterung dessen stellt eine Median-Bildung des Optimierungsergebnisses dar. Bei drei Optimierungsdurchläufen mit demselben Ursprungssignal wird jeweils ein neuer zufällig berechneter Startwert in diesem  $\pm 10\%$ -Fenster gewählt. Wenn mindestens zwei der drei Ergebnisse übereinstimmen, wird das als Endergebnis gewählt.

Eine andere Möglichkeit ist eine Kombination aus beiden Optimierern. Mit dem Large-Scale-Algorithmus wird der gesamte Schichtdickenbereich in grober Rasterung abgefahren, um die Region des globalen Minimums zu finden. Dann wird der Levenberg-Marquardt-Algorithmus von dieser Position als Startpunkt zur Feinoptimierung gestartet. Eine solche Vorgehensweise schließt zwar Fehlschätzungen nicht absolut aus, kann sie aber signifikant vermindern.

#### 3.2.2 Gegenüberstellung verschiedener Algorithmen

Ein wichtiger Teil der Schichtdickenmessung ist die Analyse der aufgenommenen Spektren. Die Literatur kennt mehrere Algorithmen, um die Schichtdicke aus

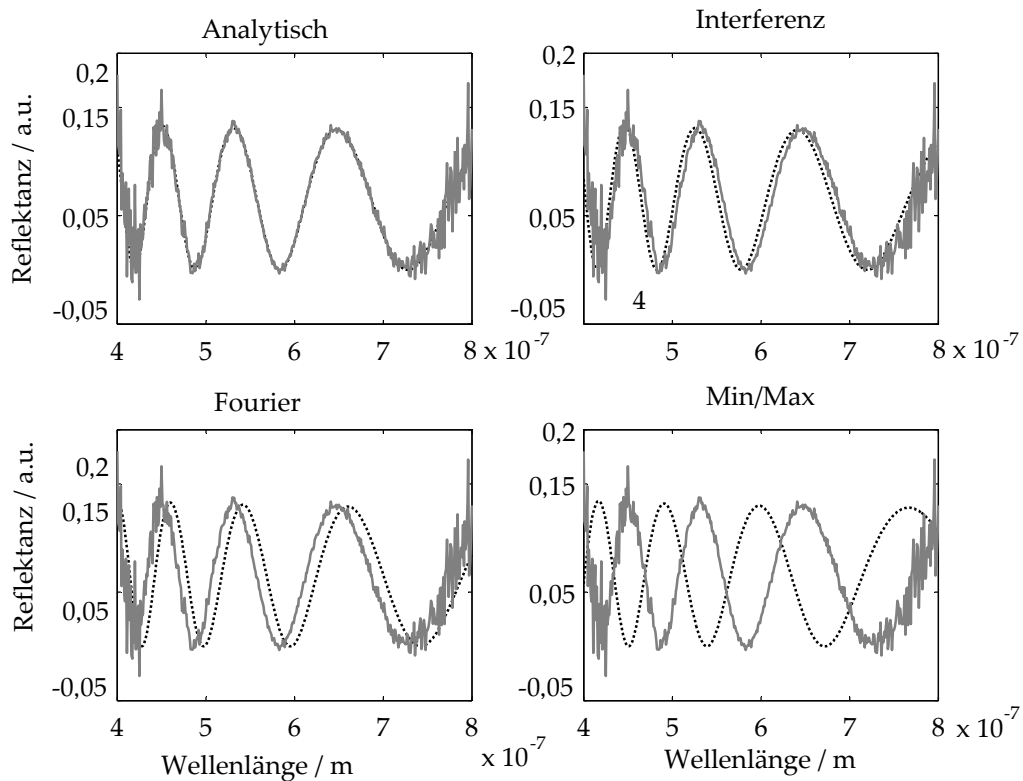
einem spektralen Reflektogramm zu bestimmen. Die vier am meisten publizierten werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Um sie gegeneinander zu evaluieren, wurden Reflektogramme für beliebige Schichtdicken simuliert, mit einem charakteristischen Rauschen beaufschlagt und dann allen Algorithmen parallel zugeführt. Dieser Vorgang wurde statistisch aussagekräftig wiederholt. Zunächst wird die Simulation der gemessenen Reflektogramme beschrieben, dann wird näher auf die einzelnen Algorithmen eingegangen. Die ersten beiden Algorithmen nutzen die inverse Analyse und verwenden die oben beschriebene Optimierung, während die beiden letzten Algorithmen direkt durch Fouriertransformation bzw. der Suche nach Minima und Maxima im Reflektogramm die Schichtdicke bestimmen. Die in diesem Abschnitt angestellte Betrachtung berücksichtigt nur nicht-absorbierende Schichten. Absorbierende Schichten schwächen die periodische Modulation der Reflektanz ab. Da einige der Algorithmen auf eine möglichst perfekte Modulation angewiesen sind, können sie nicht miteinander verglichen werden.

**Simulation von Messdaten** Ein spektrometrisches Messsystem mit einer Weißlichtquelle der Mittenwellenlänge von  $\lambda_m = 600$  nm und einer spektralen FWHM-Breite von  $\sigma_{\lambda,FWHM} = 100$  nm wurde simuliert. Die von der Weißlichtquelle abgestrahlte Lichtintensität wird von einer dünnen Schicht reflektiert und in einem Spektrometer analysiert. Eine Lineardispersion des Spektrometers wurde zu  $\Delta\lambda = 1$  nm angenommen. Bei einem untersuchten Spektralbereich von 400 nm - 800 nm ergeben sich 400 spektrale Abtastpunkte. Die in dieser Betrachtung simulierte Schicht ist eine Glasschicht auf Siliziumsubstrat. Um ein möglichst realistisches Systemrauschen auf die Simulation der Reflektanz abzubilden, wurde angenommen, dass sowohl Lichtquelle als auch die reflektierte Lichtintensität normalverteiltem, spektral weißem Rauschen unterliegen [195]. Die Simulation des Systems erfolgte über das analytische Modell, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben. Es sind alle Parameter des Schichtsystems außer der Schichtdicke bekannt. Zunächst wurde eine Reflektanz berechnet, dann mit Rauschen beaufschlagt und durch die ebenfalls verrauschte Quellintensität dividiert. Anschließend wurde diese Reflektanz den verschiedenen Algorithmen zur Analyse zugeführt.

**Analytischer Ansatz** Eine der indirekten Methoden ist der analytische Ansatz. Das dahinterliegende Systemmodell wurde in Abschnitt 2.6 beschrieben. Dieser Ansatz ist der wohl meistgewählte Analysealgorithmus [73, 17]. Er setzt das beste a-priori Wissen über das System voraus. Bei beiden inversen Algorithmen wurde der nichtlineare Optimierer aus Abschnitt 3.2.1 benutzt, um die Schichtdicken zu ermitteln [174].

**Interferenz-Ansatz** Der Interferenzansatz ist der zweite indirekte Ansatz und dem analytischen Ansatz sehr ähnlich. Doch anstatt der elektrischen Feldamplitude wird die Lichtintensität zur Berechnung der Reflektanz herangezogen. Zu-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.2:** Vergleich aller vier Algorithmen mit der eingegebenen Reflektanz einer 200 nm dicken Glasschicht. Das beste Ergebnis erzielt die analytische Methode.

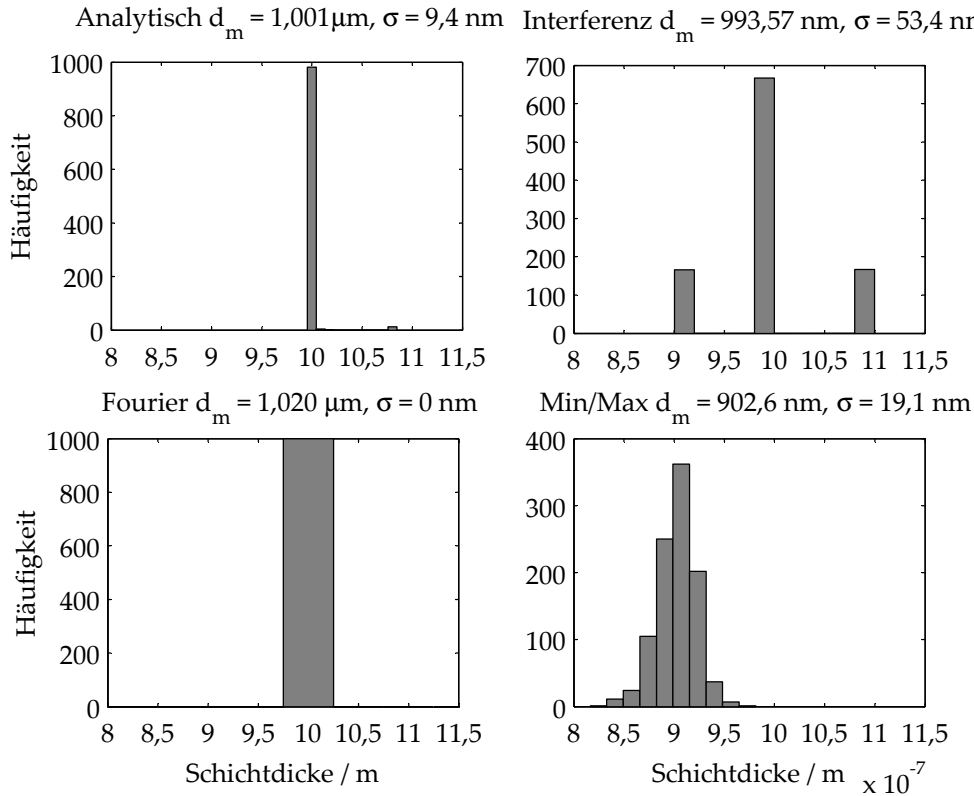
dem werden nur die zwei Hauptreflexionen  $I_{r1}$  und  $I_{r2}$  betrachtet. Das führt zum bekannten Interferenzterm [21]:

$$I = I_{r1} + I_{r2} + 2\sqrt{I_{r1}I_{r2}} \cos \delta, \quad (3.6)$$

$$R = r_{01}^2 + (1 - r_{01}^2) \cdot r_{12}^2 \cdot (1 - r_{10}^2) + 2\sqrt{r_{01}^2 r_{12}^2 (1 - r_{01}^2)(1 - r_{10}^2)} \cos \delta, \quad (3.7)$$

wobei  $\delta$  in Gleichung 2.30 beschrieben ist. Die Rechtfertigung für die Anwendung dieses Ansatzes kann durch Vergleich mit dem analytischen Ansatz erbracht werden: Die resultierenden Reflektanzen beider Algorithmen weisen nur sehr kleine Abweichungen auf. Diese werden durch die weiteren Reflexionen in der Schicht hervorgerufen. Die Optimierung geschieht über denselben Algorithmus mit denselben Grenzen und Startpunkten, die auch für die analytische Lösung angesetzt wurden.

**Fouriertransformation** Die Fouriertransformation-basierte Methode beruht auf dem Umstand, dass die Periode der spektralen Modulation, hervorgerufen von der Schichtdicke, konstant im Lichtfrequenzraum ist. Damit ist sie gleichzeitig indirekt proportional zur Schichtdicke, wie in Abschnitt 2.10 beschrieben. Durch



**Abbildung 3.3:** Vergleich der Häufigkeit der Ergebnisse der vier Algorithmen. Wieder zeigt der analytische Ansatz die besten Ergebnisse. Die Varianz der Fouriertransformation-basierten Methode ist erklärbar: Die Auflösung dieses Ansatzes ist durch die Anzahl der verwendeten Stützstellen im untersuchten Spektralbereich begrenzt. Daher wird immer derselbe Werte gefunden.

Transformation der Wellenlängendaten zu äquidistant abgetasteten Lichtfrequenzdaten ist es möglich, die Fouriertransformation anzuwenden. Daraus wird die Frequenz  $\bar{\nu}$  der Modulation in der Reflektanz im Lichtfrequenzraum extrahiert. Die Fouriertransformation ist definiert als [188]:

$$F(d_i) = \sum_{n=0}^{N-1} R(n\nu_s) e^{-j2\pi in/N}, \quad (3.8)$$

wobei  $i$  eine Ganzzahl und  $N$  die Anzahl an spektralen Abtastpunkten und  $n$  der Gruppenbrechungsindex ist. Die Schichtdicke  $d$  ist gegeben als:

$$d = \frac{l \cdot c}{4nN \cdot \Delta\nu}. \quad (3.9)$$

$l$  ist dabei der Index des Maximums in der Fouriertransformation,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $N$  die Anzahl der Elemente in der Fouriertransformation und  $\Delta\nu$  die Schrittweite der äquidistanten Abtastung im Lichtfrequenzraum.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

Der messbare Schichtdickenbereich wird, genauso wie die Auflösung der Methode, bestimmt durch den abgetasteten Spektralbereich und die spektrale Auflösung darin. Dieses Prinzip wurde an Röntgenstrahlen [35] ebenso wie mit sichtbarem Licht bewiesen [99]. Ein ähnlicher Ansatz wurde von [94] gezeigt. Eine andere Anwendung findet das Prinzip in Abschnitt 3.3.2.

**Minimum/Maximum Suche** Die Minimum/Maximum Suche ist ebenfalls ein direkter Algorithmus. Er bestimmt die spektrale Position der Maxima und Minima im Reflektanzsignal. Um dies zu erreichen, werden die Nulldurchgänge in der Ableitung der Reflektanz linear interpoliert. Da der spektrale Abstand zweier Extrema im Lichtfrequenzraum konstant ist, lässt sich daraus die Schichtdicke bestimmen. Die Gleichungen (3.10) und (3.11) zeigen die Bedingungen für Maxima bzw. Minima [111]:

$$m\lambda_1 = 2n_1d, \quad m \in \mathbb{N}, \quad (3.10)$$

$$m\lambda_2 = 2n_1d, \quad m \in \mathbb{N} + \frac{1}{2}. \quad (3.11)$$

Daraus kann die Beziehung zwischen der Schichtdicke  $d$  und den Wellenlängen zweier benachbarter Extrema  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  wie folgt bestimmt werden:

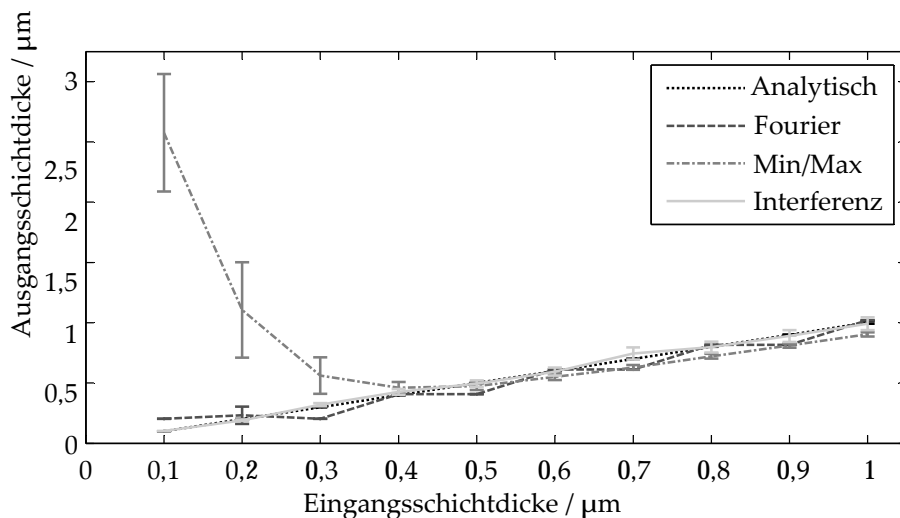
$$d = \frac{\lambda_1}{4n(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2})}. \quad (3.12)$$

Sollten mehr als zwei Extrema im untersuchten Spektralbereich zu liegen kommen, kann  $d$  als Mittelwert aus allen Extremwertpaaren bestimmt werden. Hierdurch erhöht sich die Genauigkeit des Algorithmus. Ein Problem dieses Algorithmus lässt sich sofort erkennen: Die Performance der Auswertung ist stark abhängig vom Rauschpegel auf dem Signal. Dadurch wird die Bestimmung der Nulldurchgänge in der Ableitung verfälscht.

#### 3.2.3 Auswahl des passenden Algorithmus

In diesem Abschnitt werden die vier Algorithmen auf ihren anwendbaren Schichtdickenbereich, Auflösung und Genauigkeit als Funktion der Rauschamplitude hin untersucht. Zunächst wurden die spektralen Reflektanzen von Glasschichten auf Siliziumsubstraten in einem Bereich von 100 nm bis 1  $\mu$ m simuliert. Abb. 3.2 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse aller vier Algorithmen bei derselben Eingangsreflektanz mit einer Schichtdicke von 200 nm. Schon hier wird deutlich, dass der analytische Ansatz das beste Resultat liefert. Das ist keine Überraschung, da dasselbe Modell zur Simulation der Eingangsreflektanz verwendet wurde. Abb. 3.3 zeigt den Vergleich der Häufigkeit der Ergebnisse der verschiedenen Algorithmen für die 200 nm Glasschicht. Wieder zeigt der analytische Ansatz mit 9,4 nm Varianz das beste Ergebnis. Die Varianz von 0 nm beim Fouriertransformations-Ansatz kann mit der Auflösungsgrenze der Fouriertransformation

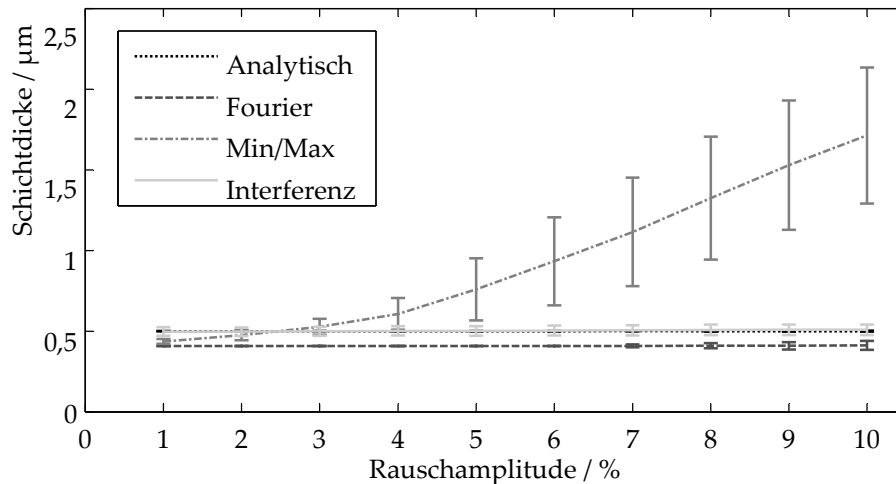




**Abbildung 3.4:** Vergleich der von den vier Algorithmen bestimmten Schichtdicke mit Fehlerbalken über den gesamten untersuchten Schichtdickenbereich. Die besten Algorithmen, analytisch und Interferenz, zeigen ein lineares Verhalten mit kleiner Abweichung. Die Fouriertransformation zeigt das charakteristische Sprungverhalten aufgrund der Auflösungsgrenze. Die Minimum/Maximum Suche zeigt die schlechtesten Resultate für Schichtdicken unter 400 nm mit großer Abweichung. Es bleibt außerdem eine Abweichung im dickeren Schichtdickenbereich.

erklärt werden. Diese könnte durch Erhöhung der spektralen Breite erreicht werden, aber auch durch eine Erweiterung der Maximasuche in der Fouriertransformation. Bekannt sind hier Zentroid- oder Gaussfit-Algorithmen. Die drei diskreten Werte beim Interferenzalgorithmus können durch drei lokale Minima erklärt werden, in die eine Optimierung mit schlechter Startpunktsetzung zwangsläufig iteriert (siehe Abschnitt 3.2.1). Abb. 3.4 zeigt die Anwendung aller vier Algorithmen auf den gesamten betrachteten Schichtdickenbereich. Daraus geht erneut die beste Performance des analytischen Algorithmus hervor, gefolgt vom Interferenzansatz mit demselben Ergebnis bei größerer Streuung (Fehlerbalken). Die Fouriertransformations-basierte Methode zeigt das typische sprunghafte Verhalten, das von der Auflösungsgrenze herrührt. Die Minimum/Maximum Suche zeigt das schlechteste Verhalten: Falsche Ergebnisse an sowohl der Ober- als auch Untergrenze des Schichtdickenbereichs und eine große Varianz im unteren Schichtdickenbereich. Sie ist aber aufgrund der falschen Ergebnisse nicht aussagekräftig. Der Minimum/Maximum Ansatz darf in dieser Implementierung also für Schichten kleiner 400 nm nicht verwendet werden. Abb. 3.5 zeigt das Verhalten der Algorithmen bei ansteigendem Rauschpegel. Dies liefert eine Aussage über die Robustheit der Analyse. Es wurde eine Schichtdicke von 500 nm gewählt, da hier alle Algorithmen zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Die Rauschamplitude wurde addiert, angegeben als Prozent der maximalen Intensität der Lichtquelle. Das schlechteste Verhalten zeigt wiederum die Mini-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



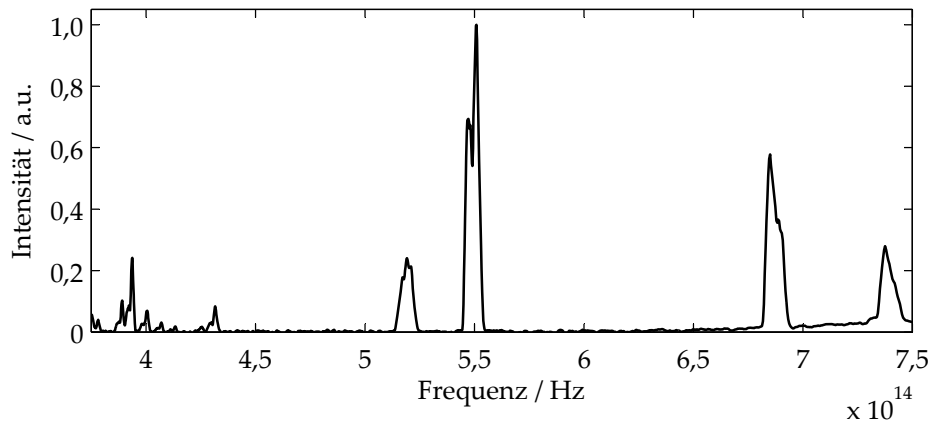
**Abbildung 3.5:** Vergleich der Robustheit der vier Algorithmen. Die Rauschamplitude wurde bei gleichbleibender Schichtdicke von 500 nm erhöht und anschließend der Analyse zugeführt. Die Auflösung kann aus dieser Abbildung abgelesen werden: Während analytischer und Interferenzansatz eine Präzision von unter 10 nm aufweisen, zeigen Minimum/Maximum Suche und Fouriertransformation eine Genauigkeit von unter 100 nm. Beim Minimum/Maximum Ansatz ist diese Zahl aber nicht aussagekräftig, da er falsche Ergebnisse erzielt.

Minimum/Maximum Suche. Errechnete Schichtdicke und Varianz steigen mit ansteigendem Rauschlevel. Da die simulierte Schichtdicke aber konstant bleibt, liefert dieser Ansatz falsche Ergebnisse. Die am besten arbeitenden Ansätze sind wieder analytischer und Interferenz-Algorithmus. Beide Methoden zeigen eine konstante ermittelte Schichtdicke und Varianz bei steigender Rauschamplitude. Aussagen zur Performance der Fouriertransformation können, aufgrund ihrer Auflösung von unter 500 nm, nicht getroffen werden. Sie errechnet eine Schichtdicke von 453 nm ohne Varianz.

Die Performance des analytischen Ansatzes überzeugt bei jeder angestellten Untersuchung. Dies mag zwar, wegen der Anwendung desselben Modells zur Simulation der Spektren nicht verwundern, jedoch bietet dieses Modell weitere Anpassungsmöglichkeiten, die bei anderen Ansätzen nicht möglich sind. Die hier vorgestellte Untersuchung wurde auf nicht-absorbierende Materialien eingeschränkt. In der in dieser Arbeit vorgestellten Aufgabe müssen allerdings sehr wohl absorbierende Materialien untersucht werden. Eine Anpassung dieses Modells an den Druckprozess ist hier auch leichter und akkurater möglich als es die anderen Ansätze vermögen. Mehrschichtigkeit (siehe Abschnitt 2.6), Rauheit (siehe Abschnitt 2.7) und der schwankende Abstand des Messobjekts im Druckprozess können am besten mit dem analytischen Modell beschrieben werden. Es bietet zudem die beste Abbildung der Realität, daher wurde schon früh im Projekt das analytische Modell gewählt. Trotz der vorgestellten schlechten Perfor-

mance des Fouriertransformations-basierten Algorithmus eignet er sich aber für dickere Schichten besser als der analytische Ansatz, da er schneller arbeitet. Wenn die Modulationsfrequenz im Spektrum größer wird, ist eine direkte Modellierung und eine inverse Analyse nicht mehr zielführend. In diesen Schichtdickenbereichen spielt auch die Auflösung von über 500 nm keine nennenswerte Rolle mehr. Messungen an dicken Schichten werden in Abschnitt 3.3.2 dargestellt.

### 3.3 Lichtquelle



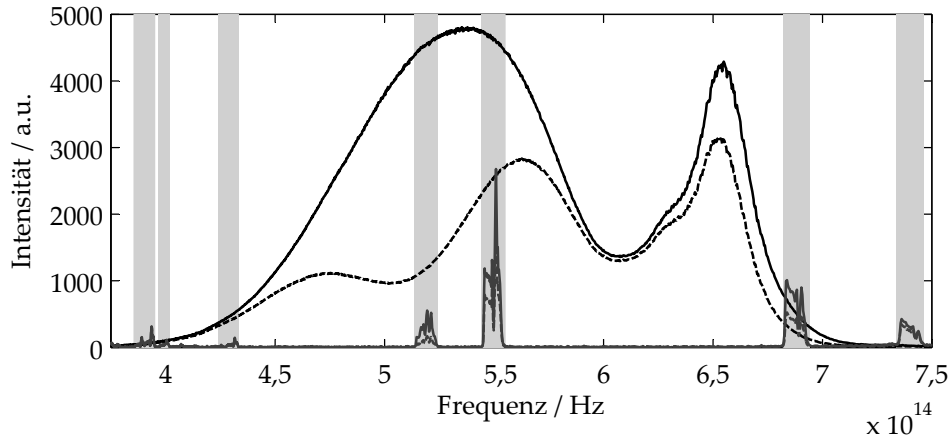
**Abbildung 3.6:** Emissionsspektrum einer Ocean Optics CAL-2000 Kalibrierquelle. In diesem Abschnitt wurde der Spektralbereich von 375 THz bis 750 THz (400 bis 800 nm) untersucht. Die Lichtquelle dient eigentlich als Wellenlängenreferenz z. B. für Spektrometerkalibrationen. Sie wird auch in Abschnitt 3.5 zur Kalibrierung verwendet.

Im Projekt wurden verschiedene Lichtquellen auf ihre Tauglichkeit für die Dünnschichtinterferometrie hin untersucht. Neben einer Machbarkeitsstudie zu einer Linienquelle wurden verschiedene breitspektrale Lichtquellen untersucht. Schließlich wurde eine dieser Lichtquellen ausgewählt, optimiert und in den endgültigen Aufbau übernommen. Laser eignen sich aufgrund ihrer hohen Lichtleistung besonders für Anwendungen mit kleiner Messzeit. Daher wurde auch eine Laserquelle auf ihre Anwendbarkeit hin untersucht.

#### 3.3.1 Linienquelle

Eine der Optionen im Projekt war der Einsatz eines Lasersystems. Damit eine absolute instantane Schichtdickenmessung möglich ist, müssten auch wieder mehrere Laserquellen mit verschiedenen emmitierten Wellenlängen kombiniert werden. Eine wichtige Kenngröße in diesem Zusammenhang ist die minimale Anzahl an Laserlinien, oder spektralen Abtastpunkten, die benötigt wird, um eine Dünnschichtreflektanz adäquat abzutasten. Dazu wird das Nyquist-Kriterium (siehe Kapitel 2.10) zu Rate gezogen.

Die Dicke einer Schicht ruft eine charakteristische Modulation in dem von ihr reflektierten Spektrum hervor. Die Frequenz der Modulation steigt mit Zunahme der Schichtdicke und ist indirekt proportional zur Wellenlänge, bei der die Reflektanz untersucht wird. Gleichung 2.30 zeigt diesen Zusammenhang. Das heißt auch, dass sie direkt proportional zur Frequenz des Lichts ist (vergleiche Abschnitt 3.2.2). Die Modulation soll nun also in definierten Banden abgestastet werden. Zunächst muss geklärt werden, wie viele spektrale Abtastpunkte für



**Abbildung 3.7:** Gemessene reflektierte Intensität von einer 504 nm dicken Glasschicht auf Siliziumsubstrat mit Quellintensität. Schwarze Linien bezeichnen breitbandige, graue Linien diskrete Messungen. Die gestrichelten Linien zeigen die von der Schicht reflektierten Intensitäten, während durchgezogene Linien vom Siliziumsubstrat reflektierten Intensitäten entsprechen. Die geringe Intensität der diskreten Quelle ist hier gut zu sehen: Sie ist der Grund für die starke Streuung der errechneten Werte der Reflektanzen. Graue Bereiche markieren die Spektralbereiche, in der die Lichtquelle emittiert.

den in Frage kommenden Schichtdickenbereich benötigt werden.

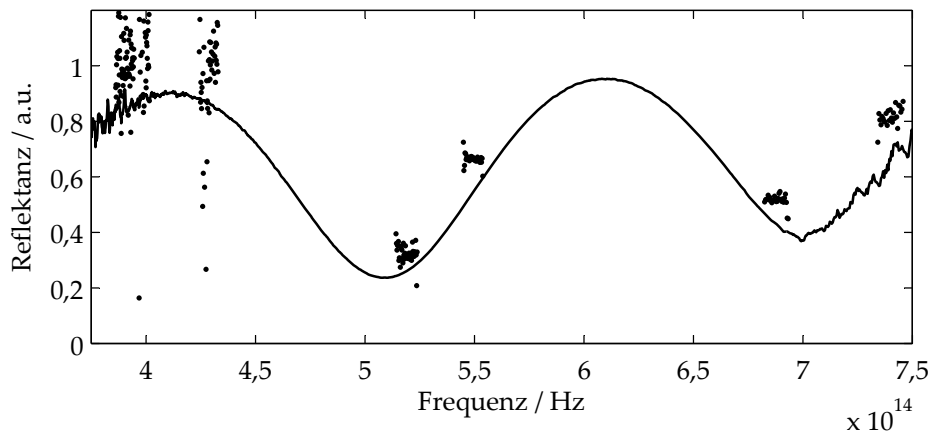
Die Frequenz des Lichts  $\nu$  wird beschrieben durch den Quotient der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium  $c/n(\lambda)$  und der Wellenlänge  $\lambda$ . Da die Proportionalität der Schichtdicke  $d$  zur Lichtfrequenz  $\nu$  eingängiger ist, sind in diesem Abschnitt alle Graphen in der Frequenzdarstellung. Wie bei einem Fabry-Pérot-Interferometer oder einem Laserresonator interferieren bestimmte Frequenzen konstruktiv, wenn sie Gleichung 3.13 erfüllen:

$$\nu_{con} = \frac{m \cdot c}{2 \cdot n(\nu) \cdot d} \quad (3.13)$$

wobei  $d$  der Schichtdicke,  $n(\nu)$  der Dispersionsfunktion des Brechungsindex der Schicht und  $m$  der Ordnung der Interferenz entspricht. Gleichung 3.13 gilt für senkrechten Lichteinfall. Im Lichtfrequenzraum kann die Modulation des Signals als ein Cosinus beschrieben werden, der wieder in Frequenzen im Lichtfrequenzraum Fourier-transformiert werden kann. Die Funktionsweise dieser Verarbeitung findet sich in Abschnitt 3.2.2 sowie in Abschnitt 3.3.2 eine andere Anwendung. Die Grenze dieses Verfahrens wird durch das Nyquist-Kriterium definiert. Die Herleitung der Mindestanzahl der spektralen Abtastpunkte erfolgt in Abschnitt 2.10. In dem hier vorgestellten Beispiel ergeben sich folgende Zahlenwerte:

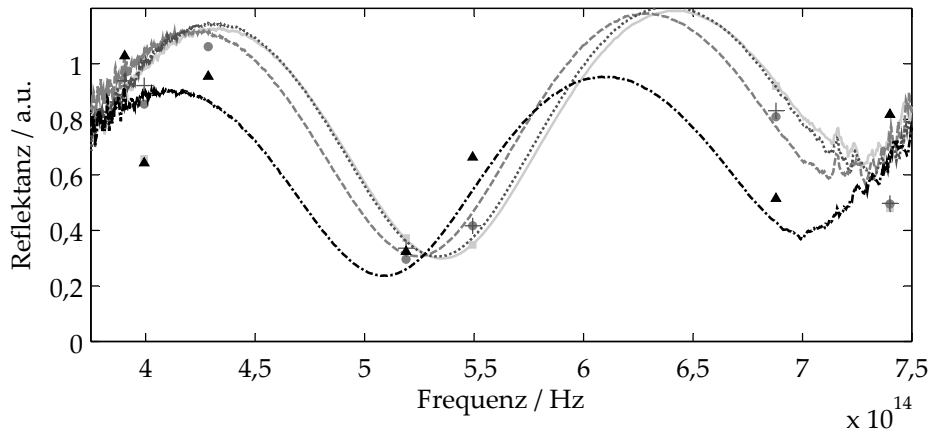
Die vermessenen Glasschichten besitzen eine Schichtdicke von ca.  $d = 500$  nm und einen Brechungsindex von  $n = 1,5$ . Sie werden in einem Spektralbereich von

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.8:** Berechnete Reflektanz einer 504 nm dünnen Glasschicht auf Siliziumsubstrat. Die durchgezogene Linie beschreibt die breitbandige Messung, Punkte stehen für die diskrete Lichtquelle. Im Vergleich zur breitbandigen Messung streut die diskrete Lichtquelle sehr stark. Das liegt an der geringen Quellintensität, wie in Abb. 3.7 zu sehen ist. Daher wurde ein Schwerpunktsalgorithmus implementiert, der die Datenpunkte eines spektralen Fensters mittelt.

$\Delta\lambda = 450 \text{ nm}$  untersucht. Das ergibt ein  $\Delta\nu_{obs} = 666 \text{ THz}$  und  $\Delta\nu = 200 \text{ THz}$ . Daraus errechnet sich ein  $N \geq 6,66$ . Es sind also mindestens sieben Datenpunkte in einem 450 nm breiten Spektralbereich notwendig. Diese Zahl ist das entscheidende Kriterium für die Auswahl einer passenden Lichtquelle, um den hier beschriebenen Zusammenhang zu beweisen. Als Messobjekt in diesem Abschnitt dienen Glasschichten auf Siliziumsubstrat. Der verwendete Messaufbau wird in Abschnitt 3.6 beschrieben. Da er auf die hier beschriebene Untersuchung keinen Einfluss hat, wird er hier nicht in Gänze beschrieben. Der wichtigste Parameter des Messaufbaus für diese Untersuchung ist die spektrale Charakteristik der Lichtquelle. Als Lichtquelle mit diskret abgestrahlten Wellenlängen wurde eine *Ocean Optics CAL-2000* Quecksilber-Argon Lichtquelle verwendet. Das von der Lichtquelle emittierte Spektrum kann Abb. 3.6 entnommen werden. Sie besitzt genau die Anzahl an Spektrallinien im untersuchten Spektralbereich, die benötigt wird. Als breitbandige Referenzquelle dient die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Weißlicht-LED. Beispielhaft sind die gemessenen Intensitäten einer 504 nm dicken Glasschicht auf Siliziumsubstrat in Abb. 3.7 im Vergleich mit einer breitbandigen Quelle und deren gemessene reflektierte Intensität dargestellt. Die grauen Regionen stellen die Bereiche dar, in denen die diskrete Quelle Licht emittiert. Da die schmalbandige Quelle viel leistungsärmer ist, ist der Rauschpegel größer als bei der breitspektralen Quelle. Die mit diesen Messdaten errechneten Reflektanzen sind in Abb. 3.8 zu sehen. Im Gegensatz zu anderen Reflektanzen in dieser Arbeit wurden die hier gezeigten nicht auf das Quellspektrum, sondern auf den Siliziumträger normiert. So hat die auftretende Chromatik keinen Einfluss auf das Messsignal. In dieser Arbeit beschreibt der Begriff Chromatik den Effekt der,



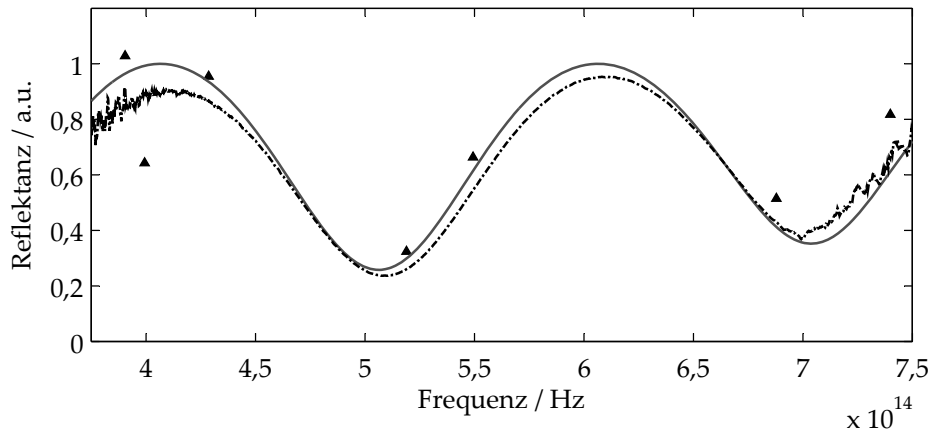
**Abbildung 3.9:** Berechnete Reflektanzen von vier verschiedenen dicken Glasschichten. Die Linien zeigen die breitbandige Messung, während die Datenpunkte mit den Schwerpunkten der diskreten Messung korrespondieren. Für die Messung desselben Messobjekts wurde der entsprechende Grauwert in der Darstellung gewählt.

in den chromatischen Aberrationen begründeten, Intensitätsverteilung als Funktion der axialen Position. Die durchgezogene Linie entspricht den schwarzen Linien der breitbandigen Lichtquelle in Abb. 3.7, die Punkte korrespondieren mit der diskreten Lichtquelle in den grauen Regionen. Die errechneten Datenpunkte der diskreten Lichtquelle sind stark verrauscht, was auf die fehlende Lichtleistung zurückzuführen ist, wie aus Abb. 3.7 hervorgeht. Außerdem folgen die Punkte nicht der Trajektorie, die aus der breitbandigen Quelle errechnet wurde. Der, der breitspektralen Messung gegenüber, allgemein zu hohe Pegel der diskreten Messung ist ebenfalls eine Folge der geringen Intensität. Der Zusammenhang wird aus Gleichung 3.2 ersichtlich: Bei fehlender Signalintensität steigt die Reflektanz gegen 1. Um dem entgegen zu wirken, werden die grau eingefärbten Bereiche der Linienquelle gemittelt. Ein Vergleich der Messungen an vier verschiedenen dicken Glasschichten nach der Schwerpunktbildung wird in Abb. 3.9 angestellt. Zur Auswertung wurde der in Abschnitt 3.2.3 ausgewählte Optimierer mit hinterlegtem analytischen Modell herangezogen. Die jeweils sieben Datenpunkte wurden der Auswertung zugeführt. Die maximal erreichte Abweichung entspricht 3,2 nm. Abb. 3.10 zeigt einen Vergleich zwischen der breitbandigen und der diskreten Messung mit der simulierten Reflektanz geringsten Abstands, die mit dem Optimierer aus Abschnitt 3.2.3 berechnet wurde.

Es ist also möglich, dünne Schichten mit Linienquellen auf ihre Schichtdicke hin zu untersuchen. Für die beispielhaft etwa 500 nm dicken Glasschichten werden 7 Spektrallinien benötigt. Für die so ermittelten Schichtdicken ergibt sich in diesem Beispiel eine Abweichung im Vergleich zu den breitspektralen Messungen von 3,2 nm.

Der limitierende Faktor für diese Art von Untersuchung ist die maximal auftretende Schichtdicke. Da im Projekt wesentlich dünnere Schichten gedruckt wer-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



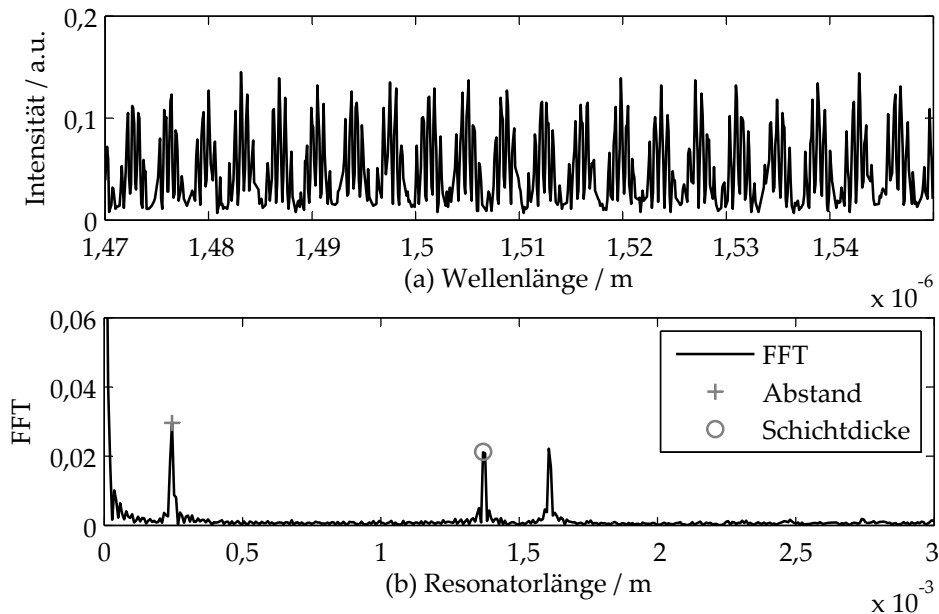
**Abbildung 3.10:** Gemessene und berechnete Reflektanz der 504 nm dicken Schicht. Die gestrichelt-gepunktete Linie zeigt wieder die breitbandige Messung. Die Dreiecke repräsentieren die diskreten Werte der Messung an einer 504 nm dicken SiO<sub>2</sub> Schicht auf Siliziumsubstrat. Die durchgezogene Linie entspricht der simulierten Reflektanz des Ergebnisses des Least-Square-Fits mit einer Ergebnisschichtdicke von 507,26 nm. Die Abweichung dieses Algorithmus bei der Untersuchung einer Glasschicht auf Siliziumsubstrat liegt also bei 3,2 nm. Die optische Dispersion von Glas wurde hierbei nicht beachtet.

den, müsste der Spektralbereich vergrößert werden, um das Nyquist-Kriterium nicht zu verletzen. Um das zu umgehen, kann der definierte Spektralbereich mit einer höheren Abtastrate untersucht werden. Das kann entweder über mehrere zusammenschaltete Laserdioden, welches mit hohem apparativen Aufwand verbunden ist, oder mit einer spektral verstimmbaren Laserquelle geschehen. Solche Laser werden in der Telekommunikation multiplexend eingesetzt. Ein Messsystem dieser Art wird im folgenden Abschnitt 3.3.2 präsentiert. Eine letzte Möglichkeit ist die Untersuchung dünner Schichten mit einer breitspektralen Anordnung. Eine Lichtquelle für diese Anwendung wird in Abschnitt 3.3.3 untersucht.

#### 3.3.2 Verstimmbare Laserquelle

In diesem Abschnitt wird die Machbarkeit der Dünnschichtreflektanzmessung mithilfe verstimmbarer Laser abgeschätzt. Der Vorteil der Methode mit verstimmbarem Laser gegenüber breitspektraler Untersuchung ist, dass lediglich ein Fotodetektor benötigt wird, um das Spektrum abzutasten. Neben vielen anderen Aufbauten zur Laserverstimmung versprechen monolithische Laserdioden das größte Potenzial. Durch die hohe Verstimmungsgeschwindigkeit werden hohe spektrale Abtastraten erreicht. Daraus kann sich ein kleines, robustes und kostengünstiges Messsystem zur Vermessung der Schichtdicke ergeben. Wie bereits angeführt, werden verstimmbare monolithische Laserdioden in der Telekommunikation verwendet, um im selben Kanal eine Erhöhung der Bandbreite durch spek-





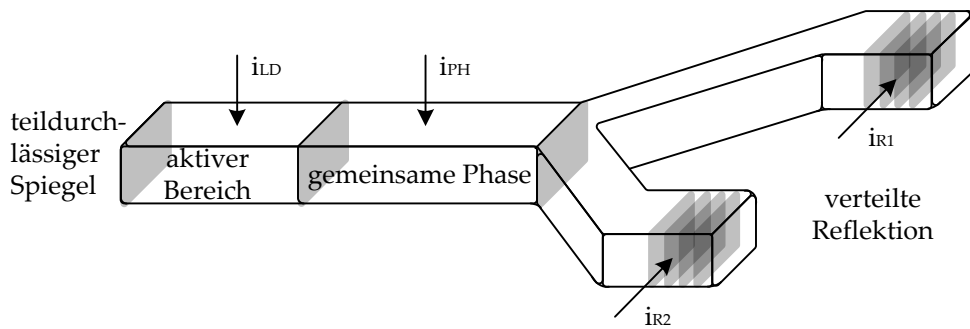
**Abbildung 3.11:** (a) *Spektrale Intensitätsantwort*. Zu sehen ist eine typische Interferenz zweier Resonatoren. (b) *Fouriertransformation von (a)*. Der größere Wert der FFT entspricht dem Abstand zwischen Faserende und Schicht. Die kleineren entsprechen der Schichtdicke und der Summe der beiden Werte.

trales Multiplexing (WDM) zu erreichen. Da in der Telekommunikation nur kleine Bänder zur Datenübertragung benutzt werden, sind auch die verwendeten Laser darauf optimiert, in diesen Bändern verstimmbar zu sein. Mechanisch verstimmbare Laser bieten dagegen den Vorteil breiter Spektralbereiche. Durch das mechanische Verstimmen sind sie zwangsläufig langsamer als Laserdioden. Da beide Laser Vor- und Nachteile aufweisen, wird hier ein Vergleich der beiden Systeme gemacht, um die Anwendung zur Schichtdickenmessung zu evaluieren.

## Datenanalyse

Aufgrund der kohärenten Natur des Laserlichts muss in dieser Untersuchung auch die Distanz von Faserende und Schichtoberfläche beachtet werden. Diese Resonatoren können relativ groß werden, daher erscheinen im spektralen Reflektogramm hochfrequente Schwingungen, wie in Abb. 3.11 zu sehen. Durch kleine Änderungen dieser Resonatoren ergeben sich starke Änderungen in der spektralen Reflektanz, daher ist, wie schon in Abschnitt 3.2.3 erwähnt, eine analytische Modellierung und inverse Analyse dieses Problems nicht zielführend. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt die Fouriertransformations-basierte Analyse (FFT) angewendet. Sie wurde in Abschnitt 3.2.2 erläutert. Abb. 3.11 zeigt ein Beispiel der Ausgabe des Algorithmus. Er trennt Distanz und Schichtdicke über einen Intensitätsvergleich in der FFT. Der größere Peak entspricht normalerweise

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



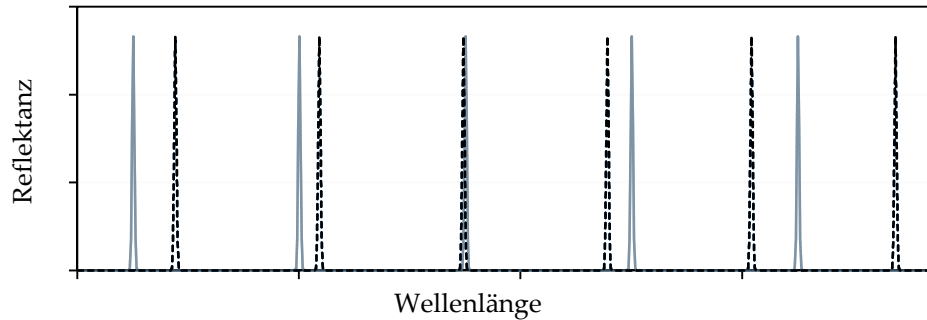
**Abbildung 3.12:** Schematische Struktur einer elektrooptisch abstimmbaren Laserdiode mit Y-Struktur und modulierten reflektierenden Gittern. Durch Beaufschlagung verschiedener Steuerströme  $i_{R1}$  und  $i_{R2}$  ergibt sich eine Variation der individual reflektierten Spektren in beiden Armen (siehe Abb. 3.13). Der Multimode-Interferenz-Koppler (MMIC) splittet und kombiniert Leistung beider Arme. Der gemeinsame Phasenteil erlaubt eine Feinabstimmung der optischen Länge des Resonators.

der ersten Reflexion, d.h. dem Resonator zwischen Faserende und Schichtoberfläche. Die Höhe der Peaks zueinander ist jedoch eine Funktion der Oberflächenbeschaffenheit, der Positionierung des Messobjekts und der Parallelität der beiden Schichtgrenzflächen. Ein weiterer Peak entspricht der Addition der beiden Resonatorlängen. Wenn nur zwei Peaks in der FFT auftreten, können entweder die beiden Resonatoren die gleiche optische Weglänge aufweisen oder die Verluste in dem System sind zu groß. Dieses Phänomen beinhaltet auch Absorption der Materialien. Bei all diesen Fällen werden nur zwei Peaks zur Resonatorlängenbestimmung genutzt. Durch Anwenden eines Subpixel-Algorithmus, wie z. B. dem Zentroid-Algorithmus [222], kann die Auflösung unterhalb der Auflösungsgrenze der FFT gedrückt werden. Auf alle Messungen, die in diesem Abschnitt durchgeführt wurden, wurde ein drei-elementiger Zentroid-Algorithmus angewendet.

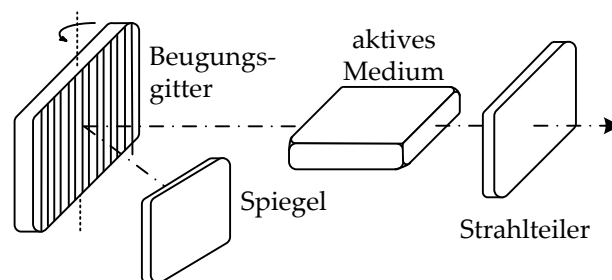
## Verstimmen der Wellenlänge von Lasern

Da in diesem Abschnitt zwei verschiedene Laserquellen zur Schichtdickenbestimmung verwendet werden, soll zunächst näher auf sie eingegangen werden. Das erste System basiert auf einer verstimmbaren monolithischen Laserdiode, das zweite auf einem verstimmbaren Externen Resonator Laser.

**Die verstimmbare monolithische Laserdiode** Verschiedene Konzepte breitbandig verstimmbarer monolithischer Laserdioden wurden bis heute vorgestellt [24, 46, 208]. Diese Art von Lasern besitzen eine aktive Region zur Lichtverstärkung und einen Resonator zur longitudinalen Modenselektion. Die Aufbauten unterscheiden sich hauptsächlich darin, wie der Resonator aufgebaut wird. Typischerweise wird ein verteiltes Reflektorprinzip ausgenutzt, so wie bei den verteilten Bragg Reflektoren und den DFB (distributed feedback) Lasern. Durch Pum-



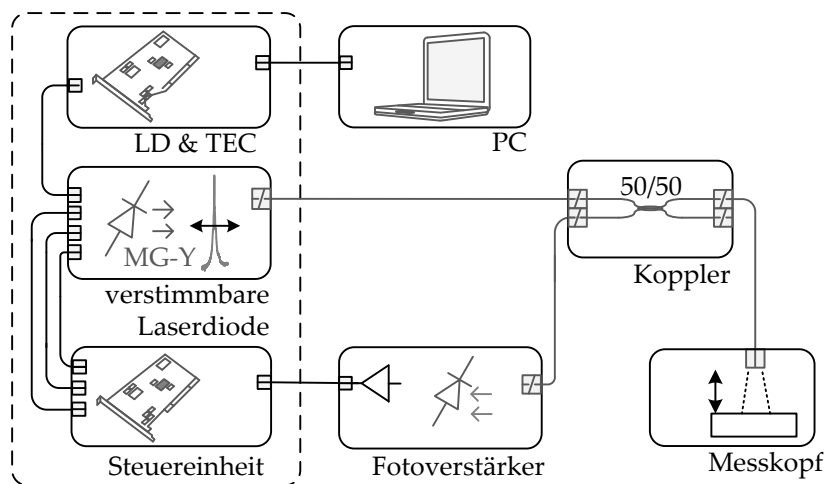
**Abbildung 3.13:** Prinzipielle Funktionsweise der Abstimmung der Wellenlänge mittels Vernier-Effekt. Die beiden Reflektoren besitzen einen unterschiedlichen spektralen Abstand der reflektierten Banden. Durch Steuerstromänderung werden die spektralen Lagen der Reflektoren verändert, so dass jeweils eine Mode anschwingen kann.



**Abbildung 3.14:** (b) Schematische Struktur eines Externen Resonator Lasers. Das Abstimmen der Wellenlänge wird realisiert durch Verkippen eines Beugungsgitters oder Prismas.

pen eines Steuerstroms durch den Reflektor wird der Brechungsindex durch den freien-Ladungsträger Plasma-Effekt [147] abgestimmt. Dadurch wird die Reflektionscharakteristik abhängig von der Amplitude des Steuerstroms verstimmt. Die durch diesen Effekt hervorgerufene Änderung des Brechungsindex ist limitiert und erlaubt keine größeren Abstimmbereiche als wenige nm. Um diese Begrenzung zu umgehen, wird mehr als ein verstimmbarer Reflektor zur Ausnutzung des sogenannten Vernier-Effekts [3] verbaut. Das Prinzip des Vernier-Effekts wird in Abb. 3.13 gezeigt. So sind größere Abstimmbereiche ( $> 40$  nm) möglich [231]. Aufgrund der geometrischen Eigenschaften der Diode wird sie Modulated Grating Y-branch Laser (MGY) genannt. Der prinzipielle Aufbau dieses Lasers ist beschrieben in Abb. 3.12. Wie oben beschrieben kann das emittierte Spektrum über die beiden Steuerströme  $i_{R1}$  und  $i_{R2}$  verändert werden [211]. Weiterhin kann über einen dritten Stellstrom  $i_{Ph}$  die gemeinsame Pfadlänge verstimmt werden. Dadurch wird eine Feinabstimmung der Ausgangswellenlänge erreicht.  $i_{LD}$  pumpt das aktive Medium des MGY Lasers elektrisch. Durch Abstimmen der drei Ströme  $i_{R1}$ ,  $i_{R2}$  und  $i_{Ph}$  ist es beispielsweise bei der hier verbauten Variante möglich, einen Spektralbereich von 1527 nm bis 1568 nm abzutasten.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



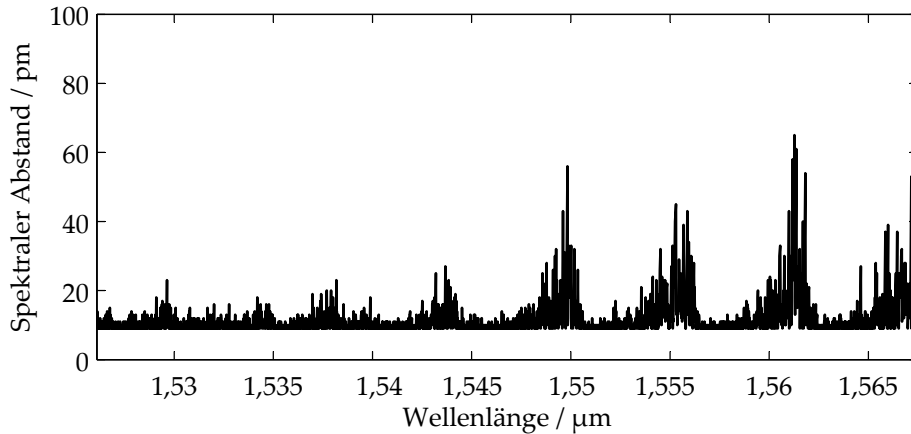
**Abbildung 3.15:** Messaufbau der verstimmbaren Laserquelle. Die hier dargestellte Laserquelle enthält Lasertreiber, Temperaturkontroller, die Laserdiode und ein DSP Board zur Ausgabe der Steuerströme und Auslesen des Fotoverstärkers. Der Messkopf besteht aus einem einfachen Faserende und einem Lineartisch zur Abstandsvariation.

Das Steuerstromtriplet wird durch eine elektronische Einheit generiert, die auch die Stromamplituden regelt [169]. Über eine Charakterisierung des Systems kann eine mehrdimensionale Strom/Wellenlängen-Karte erstellt werden. Diese wird verwendet, um den Laser in aufsteigender Weise zu verstimmen. Selbst bei sehr guter Charakterisierung ergibt sich dennoch eine nichtlineare Verteilung der emittierten Wellenlängen. Daraus ergeben sich nicht-äquidistante Abtastpunkte im Spektrum. Abb. 3.16 zeigt beispielhaft für den hier verbauten MGY Laser die spektralen Lücken in Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge.

**Externer Resonator Laser** Als Referenzlaser wird ein Externer Resonator (ECT) Laser, wie er in [31] beschrieben wird, verwendet. Im Gegensatz zum oben beschriebenen MGY Laser basiert die Verstimmtechnik hier auf der Verkipfung eines Beugungsgitters im Laserresonator. Abb. 3.14 zeigt den beispielhaften Aufbau eines solchen Lasers. Da das Verstimmen auf dem mechanischen Verkippen eines diffraktiven Elements beruht, ist die Scangeschwindigkeit viel kleiner als beim MGY Laser. Außerdem muss der Aufbau mechanisch stabilisiert werden. Trotzdem besitzt diese Lasertechnologie aufgrund ihrer Reife Vorteile bei Wiederholbarkeit und Verlässlichkeit in die emittierte Wellenlänge. Weiterhin besitzen die so aufgebauten Laser einen verstimmbaren Spektralbereich von bis zu 80 nm.

#### Laserbasierter Messaufbau

Einer der beiden verwendeten Aufbauten ist in Abb. 3.15 dargestellt. Prinzipiell basiert er auf dem MGY Laser, der durch die Steuerelektronik verstellt wer-



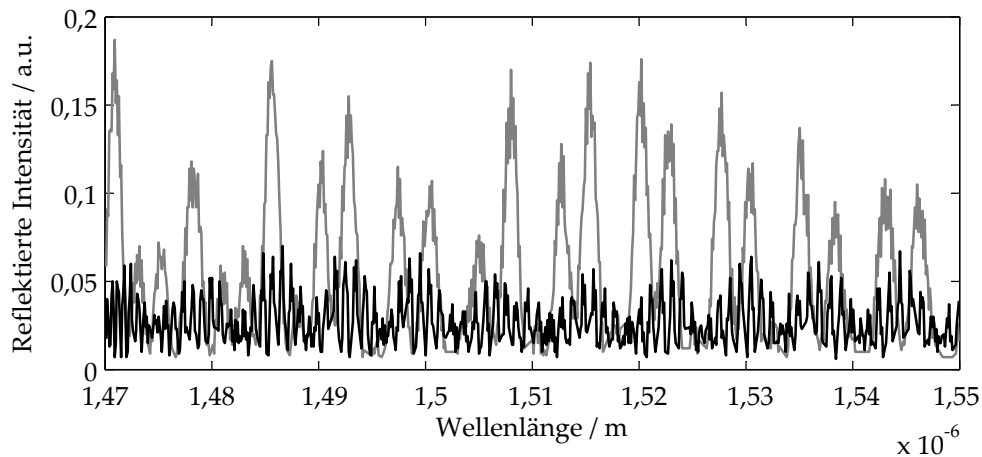
**Abbildung 3.16:** *Spektrale Lücken eines MGY Lasers über der Wellenlänge.* Die meisten Wellenlängen weisen weniger als 0,1 nm Abstand zu ihren Nachbarn auf. Nur wenige Wellenlängen besitzen mehr als 50 pm zu der nächst größeren, stabilen Nachbarwellenlänge. Das heißt, dass zur äquidistanten Abtastung im Spektralbereich der maximale spektrale Abstand (hier ca. 70 pm) als Abtastrate gewählt werden muss. In dieser Untersuchung ist das nicht nötig.

den kann. Diese Steuerelektronik ermöglicht eine Wellenlängenverstimmung bei 40 MHz. Alle 100 ms wird ein komplettes Spektrum mit 3872 Abtastpunkten bei 20 mW optischer Ausgangsleistung gemessen. Zudem beinhaltet der Messaufbau noch einen Fotoverstärker zur Intensitätsmessung. Ein PC steuert die Messung. Lasertreiber und Temperaturkontrolle sind bereits in der Laserquelle integriert. Der ECT-basierte Aufbau unterscheidet sich nur durch Austausch des gestrichelten Rahmens durch den ECT Laser. Er wird weiterhin über ein *National Instruments PXI* System gesteuert. Der spektrale Abstand wird auf 100 pm eingestellt, so dass im Spektralbereich von 1470 - 1550 nm 800 Abtastpunkte gemessen werden. Aufgrund der geringen Scangeschwindigkeit dauert eine Messung etwa 1800 s. Die Ausgangsleistung wird auf 800  $\mu$ W eingestellt. In beiden Aufbauten wird ein 3 dB Faserkoppler verbaut, der das Licht, das von der Schicht an einem Ende des Kopplers reflektiert wird, zum Fotoverstärker führt. Der Messkopf besteht in diesem Abschnitt aus einem offenen Faserende, das an einem Lineartisch zur Abstandsverstellung montiert ist. Jede Schicht wurde mit beiden Aufbauten untersucht, um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen. In den folgenden Abschnitten werden die beiden Aufbauten gegeneinander evaluiert.

## Messungen und Ergebnisse der Laserquelle

Für diese Lichtquellen wurden, aufgrund des abtastbaren Dickenbereichs, andere Schichtsysteme vermessen als im Projekt gefordert: Glasscheiben mit verschiedenen Dicken wurden unter verschiedenen Abständen gemessen. Zunächst wurden Messungen mit einem breitspektralen System als Referenz durchgeführt. Hier

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

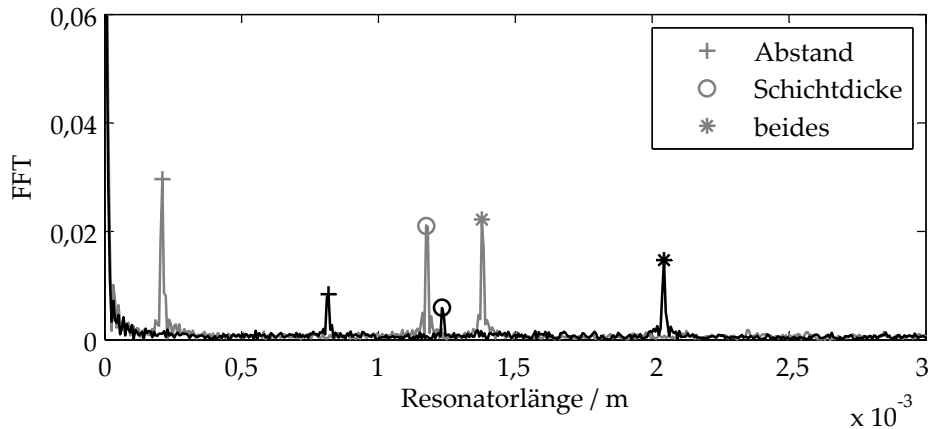


**Abbildung 3.17:** Vergleich zweier gemessener Reflektanzen. Dieselbe Glasscheibe wurde bei zwei verschiedenen Abständen zum Faserende vermessen. Die Frequenz der Modulation steigt mit zunehmender Resonatorlänge während die Gesamtintensität sinkt. Dieser Zusammenhang wird ersichtlich aus der Divergenz des emittierten Strahls.

wurde eine Superlumineszenzdiode (SLD) und ein optischer Spektrenanalysator (OSA) verwendet. Nach Darlegung der Ergebnisse werden Messungen des ECT Laser Systems und des MGY Lasers gezeigt. Abschließend werden die Messsysteme verglichen.

**Referenzmessungen** Die Referenzmessungen wurden mit einem OSA und einer SLD durchgeführt. Die spektrale Auflösung dieses Systems liegt bei 0,1 nm. Die so bestimmten Schichtdicken werden beschränkt durch die Auflösung der FFT und sind in Tabelle 3.1 aufgezeigt. Diese Beschränkung erwächst aus der spektralen Breite der Lichtquelle und der spektralen Auflösung der Untersuchung. Die Ergebnisse zeigen, dass die Bestimmung der Schichtdicke nahezu unabhängig vom Abstand des Messobjekts zum Faserauslass ist.

**ECT-Laser-Messungen** Die Messungen mit dem ECT Laser beanspruchen sehr viel Zeit. Abb. 3.17 zeigt einen Vergleich zweier Messungen derselben Glasscheibe bei verschiedenen Abständen zum Messkopf. Die Frequenz der Modulation steigt mit zunehmender Resonatorlänge während die Gesamtintensität sinkt. Dieser Zusammenhang wird ersichtlich aus der Divergenz des emittierten Strahls. Abb. 3.18 und 3.19 zeigen Vergleiche der FFT unterschiedlicher Messobjekte bei verschiedenen Distanzen. Die Abweichungen der Distanzen zwischen allen Abbildungen erklären sich aus der schlechten Reproduzierbarkeit der Positionierung des Messkopfs.



**Abbildung 3.18:** Vergleich zweier Ergebnisse der FFT. Dieselbe Glasscheibe wurde bei zwei verschiedenen Abständen zum Faserende gemessen. Die Abstände ergeben sich zu 0,222 mm bzw. 0,818 mm und die Schichtdicken zu 1,232 mm bzw. 1,230 mm. In der Grafik ist die Resonatorlänge gleich dem optischen Pfad. Um eine reale Dicke zu errechnen, muss der Brechungsindex des Materials dividiert werden.

**MGY-Laser-Messungen** Die MGY Messungen wurden analog zu den ECT Messungen durchgeführt. Daher wird hier nur ein Vergleich der beiden Systeme angestellt. Wie aus Abb. 3.20 abgeleitet werden kann, besitzen die beiden Laser unterschiedliche Spektralbereiche. Dieser Umstand führt zu verschiedenen Auflösungen in der Fouriertransformation. Bei den MGY Messungen führt ein Spektralbereich von 40 nm zu einem Schichtdickenaufklärungsvermögen von rund 14  $\mu\text{m}$ . Da ein Zentroidalgorithmus verwendet wird, sinkt die Auflösung unter diese Grenze.

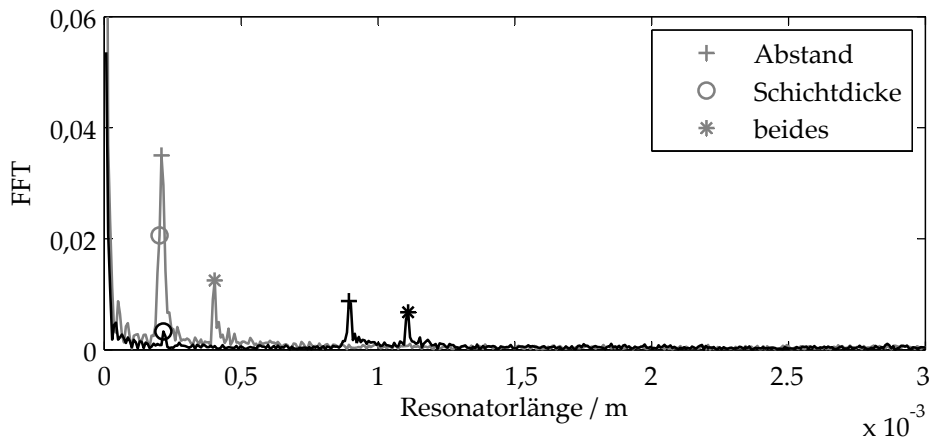
Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die angestellten Messungen und die daraus resultierenden Ergebnisse. Die Tabelle zeigt gute Übereinstimmung mit der

**Tabelle 3.1:** Vergleich der Ergebnisse der mit den verschiedenen Messsystemen aufgenommenen Messungen.

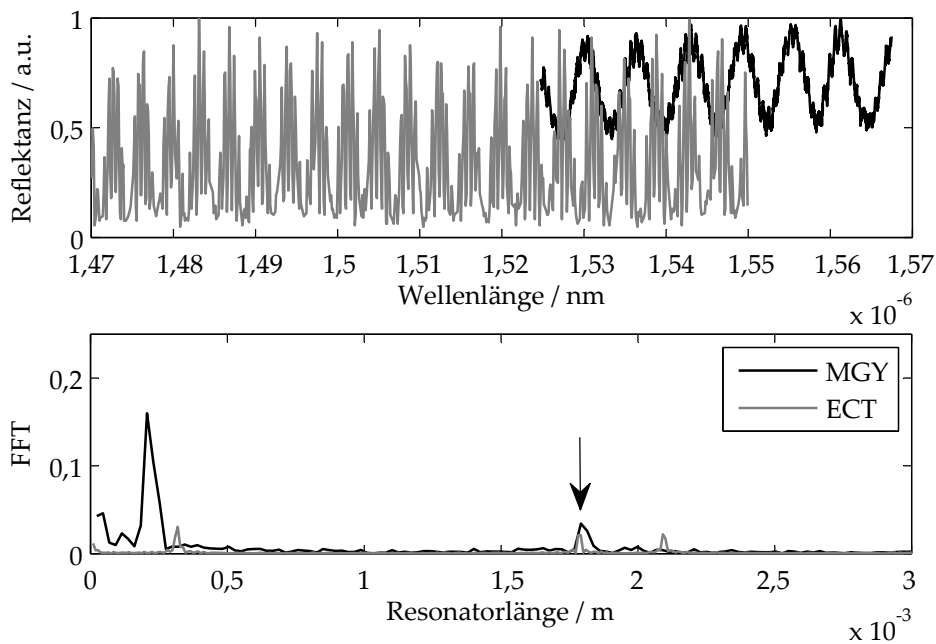
Art der Messung	dickes Glas	PET Folie
Mikrometerschraube	1,230 mm	0,170 mm
breitspektral	1,231 mm	0,177 mm
ECT Laser	1,230 mm	0,174 mm
MGY Laser	1,227 mm	0,175 mm

realen Dicke. Breitspektrale und MGY-Messungen zeigen vergleichbare Ergebnisse. Der kleinere Spektralbereich beim MGY Laser wird durch die höhere spektrale Auflösung ausgeglichen. Eine Gesamtabweichung bleibt unter 8  $\mu\text{m}$ . Bei einer Schichtdicke von 1,230 mm ergibt dies einen Fehler von 0,65 %. Das so aufgebau-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.19:** Vergleich zweier Ergebnisse der FFT. Dieselbe PET Folie wurde bei zwei verschiedenen Abständen zum Faserende vermessen. Die Abstände ergeben sich zu 0,187 mm bzw. 0,722 mm, die Schichtdicken zu 0,184 mm bzw. 0,174 mm. In der Grafik ist die Resonatorlänge gleich dem optischen Pfad. Um eine reale Dicke zu errechnen, muss der Brechungsindex des Materials dividiert werden.



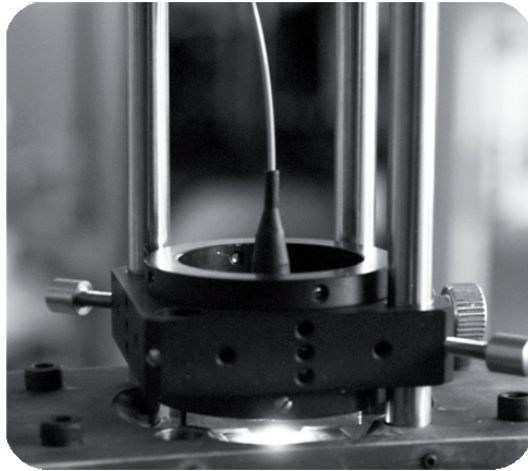
**Abbildung 3.20:** Vergleich beider Lasersysteme bei Messung derselben 1,23 mm dicken Glasscheibe. Das ECT Ergebnis liegt bei 1,230 mm, das des MGY bei 1,227 mm. In der Grafik ist die Resonatorlänge gleich dem optischen Pfad. Um eine reale Dicke zu errechnen, muss der Brechungsindex des Materials dividiert werden. Der Pfeil zeigt die Schichtdicke.



te Messsystem erreicht nach [189] Geräteklasse 1 nach VDE 0410.

Mit diesem Messsystem ist eine Messung dünner Schichten unter  $1\ \mu\text{m}$ , so wie es im Projekt gefordert war, nicht möglich. Nichtsdestotrotz bietet dieses System vielseitige Anwendungsmöglichkeiten. Darauf wird im Ausblick dieser Arbeit eingegangen. Es fehlt aber nach wie vor eine Lichtquelle, die zur breitspektralen Vermessung dünner Schichten im Produktionsprozess einsetzbar ist. Die Untersuchungen an einer solchen Lichtquelle sind im Folgenden dargestellt.

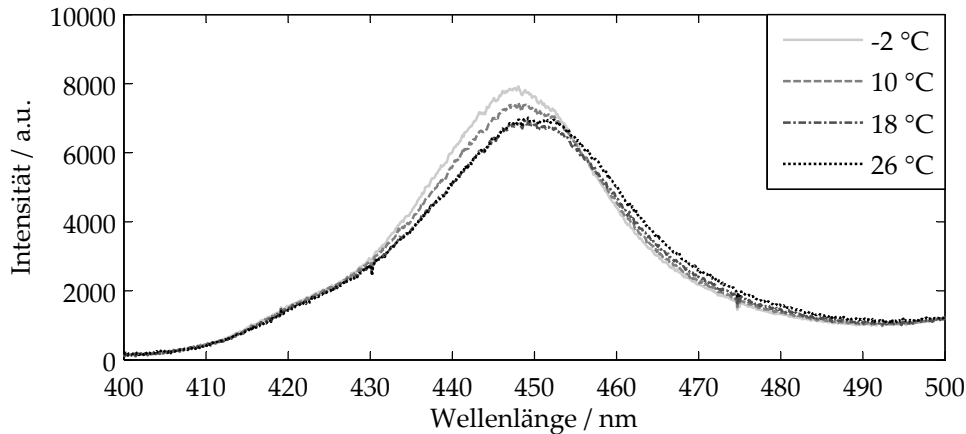
### 3.3.3 Breitspektrale Lichtquelle



**Abbildung 3.21:** Foto der Lichtquellenkopplung. Die Lichtquelle ist fasergekoppelt, d.h. eine Faser wird direkt auf die Oberfläche der LED geführt.

Die dritte und letzte untersuchte Lichtquelle ist eine spektral breitbandige Quelle. Entgegen vorangegangener Abschnitte ist die Anforderung an diese Lichtquelle, eine möglichst homogene spektrale Verteilung bei möglichst hoher Lichtleistung zu erreichen. LEDs erleben in jüngster Vergangenheit einen regelrechten Entwicklungsschub und werden vielseitig eingesetzt. Aufgrund ihrer spektralen Spezifikationen bei gleichzeitiger hoher Leistung wurde in diesem Projekt eine Weißlicht-LED untersucht und letztendlich auch verwendet. Dieser Abschnitt zeigt die verschiedenen Untersuchungen. **LEDs** emittieren Licht, indem Elektron-Loch-Paare in der Raumladungszone spontan rekombinieren. Die frei werdende Energie wird in Form von Photonen emittiert. Die Wellenlänge der Photonen wird durch die Bandlücke im Halbleiter definiert. Aufgrund thermischer Einflüsse und Verunreinigungen im Halbleiter wird diese Wellenlänge verbreitert; eine Gauß'sche Intensitätsverteilung entsteht [190]. Durch Veränderung des Halbleitermaterials oder -zusammensetzung kann die emittierte Wellenlänge verändert werden. Typische Materialkombinationen und deren Wellenlängen sind AlGaInP/GaAs (625 nm) und GaAs (870 nm) [217, 218]. Weiterhin ist die Emission der spontanen Rekombination ungerichtet, d.h. das Licht strahlt in alle Raumrichtungen. Um die Extraktionseffizienz zu erhöhen, werden spezielle Bauformen eingesetzt, Spiegel verbaut [117] oder die Oberfläche aufgeraut [55].

**Weißlicht-LEDs** werden in verschiedenen Funktionsprinzipien und Leistungsklassen hergestellt. Möglichkeiten sind hier die Kombination verschiedenfarbiger LEDs [155, 154] oder das Beschichten einer einfarbigen LED mit einem fluoreszierenden oder phosphoreszierendem Material [190]. Die fluoreszenten Beschichtungen haben, im Gegensatz zu phosphoreszierenden Materialien, nicht den Nachteil des Nachleuchtens. Typischerweise wird YAG:Ce<sup>3+</sup>, Cerium-do-

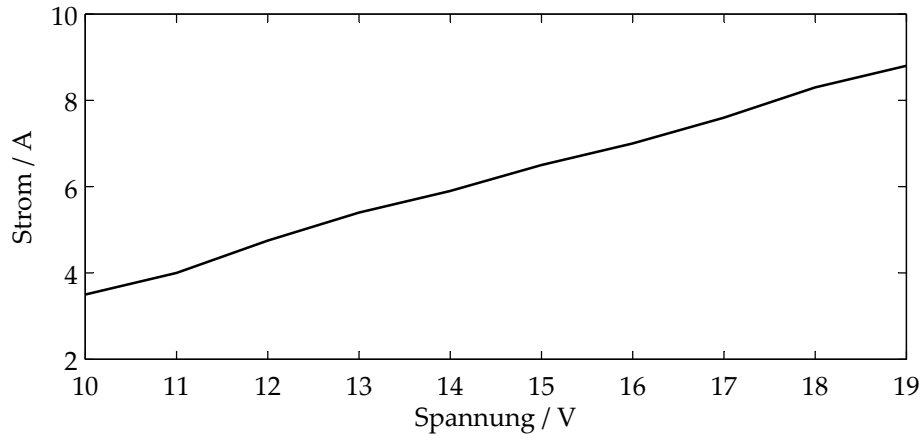


**Abbildung 3.22:** *Temperaturverhalten der LED.* Bei Abkühlung des Substrats nimmt die Quellintensität bei gleichzeitiger Verstimmung des emittierten Wellenlängenbandes ins Blaue zu.

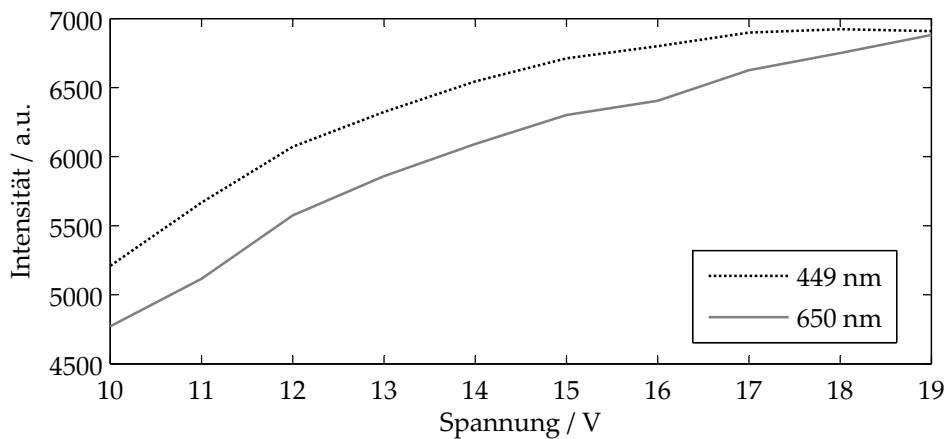
tiertes Yttrium-Aluminium-Granat, verwendet [196]. Es bietet eine hohe Wandlungseffizienz bei einem breitem Fluoreszenzspektrum [115]. Um eine spektrale Klassifikation zu geben, werden Weißlicht-LEDs wie Leuchtstofflampen in ihrer Farbtemperatur spezifiziert. Typische Werte bewegen sich hier von 2500 K bis 6000 K. Die in diesem Aufbau verwendete LED ist eine *OSRAM Platinum Dragon* Weißlicht-LED. Diese LED gehört zu der Klasse der fluoreszenten Weißlicht-LEDs. Sie besitzen ein homogeneres Emissionsspektrum als Dreifarb-LEDs. Direkt auf ihr wird eine optische Faser angebracht, um das von der LED emittierte Licht zum Messobjekt zu leiten. Abb. 3.21 zeigt ein Foto des Lichtquellenaufbaus: Die Lichtquelle ist fasergekoppelt, d.h. eine Faser wird direkt auf die Oberfläche der LED geführt. Der Nachteil des Lichtverlustes durch die Faserkopplung wird durch den Vorteil des flexiblen Aufbaus ausgeglichen. Doch gerade diese Kopplungsverluste in die Faser hinein sind der Grund für einen hohen Pulsstrom bei der Versorgung der LED, um ausreichend Licht in der Faser zur Verfügung zu haben.

**Untersuchung zum Temperaturverhalten** Die Abstrahlcharakteristik von LEDs ist temperaturabhängig [148, 151]. Ein Absinken der Temperatur geht einher mit einem Verschieben des Abstrahlpeaks ins Blaue. Zu erklären ist das mit dem Erhöhen der Bandlücke im Halbleiter. Dass dieses Verhalten bei der hier verwendeten LED vorliegt, zeigt das Ergebnis einer Messreihe mit Temperaturänderung in Abb. 3.22. Bei der vorgestellten Anwendung der Reflektometrie wird eine Normierung auf das Quellspektrum durchgeführt. Da diese beiden Messungen (Quellintensität und reflektierte Intensität vom Messobjekt) prinzipiell zu verschiedenen Zeitpunkten mit unterschiedlichen Umgebungsbedingungen aufgenommen werden können, muss eine Temperaturstabilisierung erfolgen. Wie aus Abb. 3.22 ersichtlich ist, nimmt die abgestrahlte Intensität mit abnehmender Temperatur zwar zu, aber nicht ausreichend genug, um eine Abkühlung weit unter

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.23:** Strom/Spennungs-Kennlinie der LED. Fernab der Schwellspannung der LED ist ein nahezu linearer Verlauf zu messen.



**Abbildung 3.24:** Spannung/Intensitäts-Kennlinie der LED bei zwei Wellenlängen. Die Zunahme der emittierten Intensität stagniert mit zunehmender Spannung.

die Raumtemperatur zu rechtfertigen. Mit der Kühlung unter den Taupunkt einhergehende Störfaktoren wie das Beschlagen der Optiken und der elektrischen Leiter werden durch die Stabilisierung oberhalb des Taupunkts umgangen. Der empirisch ermittelte sinnvolle Wert in diesem Aufbau liegt, ungeachtet etwaiger Schwankungen der Luftfeuchte, bei  $T = 16^{\circ}\text{C}$ .

**Untersuchung zur Lichtleistung** Die Zunahme der Lichtausbeute klingt mit zunehmender Spannung ab. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen angelegter Spannung und mittels Shunt gemessenem Strom im hier betrachteten Bereich (siehe Abb. 3.23) ergibt sich eine Sättigung der Lichtleistung bei steigendem Strom (Abb. 3.24). In Abb. 3.24 wurden die Verläufe der Intensitäten bei zwei Wellenlängen gemessen. Die Intensität der Wellenlänge bei 449 nm klingt

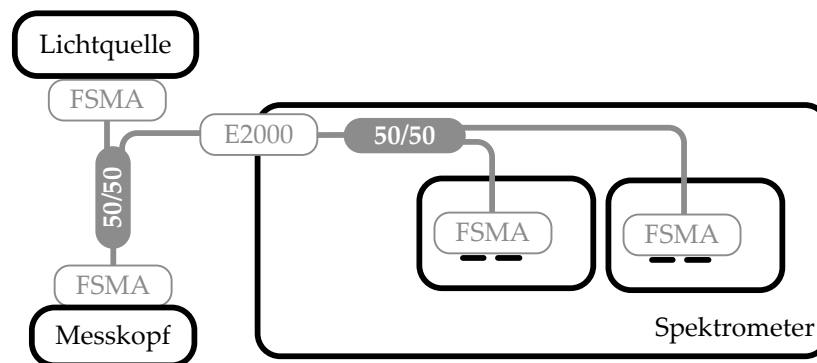
schneller ab, da bei höherem Strom mehr Wärme im Chip erzeugt wird und sich damit wiederum das Spektrum verändert (siehe Abb. 3.22). Nichtsdestotrotz ist die Sättigung auch im fluoreszierenden Spektralbereich zu beobachten. Da eine hohe Bestromung der LED auf Kosten der Lebenszeit geht und der Gewinn an Lichtleistung stagniert, wurde ein empirischer Wert von 4 A festgelegt. Der Hersteller spezifiziert die LED bis zu 1 A bei Dauerstrichbetrieb und 2.5 A bei Pulsbetrieb. Die LED wird also außerhalb des Spezifikationsrahmens des Herstellers betrieben. Aufgrund der kurzen Pulszeiten erwächst daraus jedoch keine Beeinträchtigung.

**Untersuchung zu verschiedenen Blitzzeiten** Die elektronische Steuerung der Lichtquelle kann Pulse von bis unter 700 ns treiben [47]. Während viele Konkurrenzprodukte nur Blitzzeiten von 1 ms bei 1 A Blitzstrom leisten können, kann die von *Siemens* entwickelte Treiberstufe bis zu 20 V bei 8 A treiben. Wie eben schon angeführt, waren diese Werte aber nicht nötig. Bei der Blitzzeit ist für die reflektometrische Anwendung ein Kompromiss zu schließen. Eine lateral hohe Auflösung erfordert eine möglichst kurze Blitzdauer. Um bei der Messung von Reflektanzen teiltransparenter Folien noch einen Signalhub aufnehmen zu können, muss die Lichtintensität möglichst hoch sein. Da über eine höhere Bestromung keine nennenswerte Erhöhung der Blitzintensität mehr erreicht werden kann, wird die Blitzzeit verlängert. Der Verlauf der emittierten Intensität über die Zeit ist linear. Eine ausreichende Lichtintensität zur Berechnung der Reflektanz erwies sich bei  $t_{Blitz} = 50 \mu\text{s}$ . Das bedeutet gleichzeitig eine Ortsunschärfe von  $50 \mu\text{m}$  bei 1 m/s. Bei einem Durchmesser des Messflecks von  $D = 160 \mu\text{m}$  (siehe Abschnitt 3.4) ist das ausreichend kurz. Vergleichswerte von Bandgeschwindigkeiten sind 300 mm/s und 1500 mm/s. Bei diesen Geschwindigkeiten ergibt sich eine laterale Verbreiterung des Messfleckdurchmessers zu  $175 \mu\text{m}$  bzw.  $235 \mu\text{m}$ .

## 3.4 Messkopf

Um die Funktionsweise des Messkopfs zu verstehen, muss zunächst auf die verwendeten Fasern eingegangen werden. Nach der Beschreibung der Fasern werden Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit durchgeführt. Daraus folgt das Design eines idealen Messkopfs für die hier vorgestellte Anwendung und die sich daraus ergebenden Effekte auf die Dünnschichtreflektanz.

### Y-Faser



**Abbildung 3.25:** Schematische Verschaltung der Y-Fasern. Das hier gezeigte Spektrometer wird in Abschnitt 3.5 beschrieben. Die Lichtquelle wird direkt an eine Y-Faser gekoppelt. Das reflektierte Licht wird wieder über den Y-Koppler geführt und im Spektrometer ebenfalls durch einen Y-Koppler aufgespalten. Die Y-Fasern werden verschieden bestückt. Der E-2000 Stecker besitzt zwar die bessere Koppeffizienz, ist jedoch nicht kompatibel zu den verwendeten LINOS-Komponenten.

Der Einsatz von **Lichtleitfasern** birgt einen großen Vorteil gegenüber Freistrahl-aufbauten - gerade in Produktionsprozessen. Hier sind Vibrationen und die Umgebungsbedingungen, denen das Messsystem ausgesetzt ist, oft nicht abzuschätzen. Daher wurde die Lichtführung zum Messkopf in dieser Anwendung mittels einer Lichtleitfaser realisiert. Durch die im Projekt gestellten Anforderungen lässt sich die Wahl einer Multimodefaser ableiten: Eine hohe Lichteffizienz wird für die Verkürzung der Messzeit benötigt. Der Messkopf bildet das Faserende auf das Messobjekt ab. Daher darf die Faser wiederum nicht zu groß im Radius sein, damit die laterale Auflösung nicht unter die Strukturgröße im Prozess fällt. Kommerziell erhältlich stehen verschiedene Y-Fasern zur Verfügung. Dabei variiert nicht nur der Fasertyp, sondern auch der Kerndurchmesser. In dem hier vorgestellten Aufbau wurde eine *Laser Components HCG-M0200T* Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  verbaut. Es handelt sich dabei um eine High OH Faser, bei der der erhöhte Wasseranteil im Faserkern zu einer besseren Transparenz im UV-VIS Bereich führt. Die Numerische Apertur der Faser wird bestimmt durch das Verhältnis des Brechungsindex von Kern zu Mantel. Di-

rekt damit verbunden ist der maximale Austrittswinkel am Faserende. Er beträgt für alle Fasern  $NA = 0,22$ , was einem Öffnungswinkel  $\alpha = 12,7^\circ$  entspricht. Eine besondere Schleiftechnik ermöglicht den Aufbau von achromatischen Multimode Faserkopplern. Hier wurde ein **Y-Koppler** verwendet, was bedeutet, dass zwei Fasereingänge auf einen Faserausgang koppeln (und andersherum). Einer der Fasereingänge wird direkt auf die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Lichtquelle gekoppelt. Das Licht wird dann über den Y-Koppler in den Messkopf geleitet. Dort findet eine Phasenraumtransformation statt, das reflektierte Licht wird wieder in die Faser eingekoppelt. Das Licht passiert wieder den Y-Koppler, diesmal in umgekehrter Richtung und wird schließlich im Spektrometer demoduliert. Um beide Spektrometerarme bedienen zu können, bedarf es ebenfalls der Verwendung eines Y-Kopplers. Entsprechend ihrer unterschiedlichen Verschaltung brauchen die Y-Fasern unterschiedliche Faserstecker. Die Faserstecker wurden nach Robustheit und minimaler Koppelverluste ausgewählt. Da aber die auf *LINOS* basierenden Aufbauten nur FSMA-Adapter akzeptieren, mussten diese Enden auf FSMA belassen werden. Für alle anderen Steckverbindungen wurde E2000 als passender Steckerstandard gewählt. Abb. 3.25 zeigt die Verschaltung der Fasern mit deren Fasersteckern. Dementsprechend muss ein Y-Koppler sowohl einen FSMA-Eingang wie -Ausgang und noch einen E2000 Ausgang haben, während der andere einen E2000 Eingang und zwei FSMA Ausgänge besitzt.

### 3.4.1 Winkelabhängigkeit der Dünnschichtreflektometrie

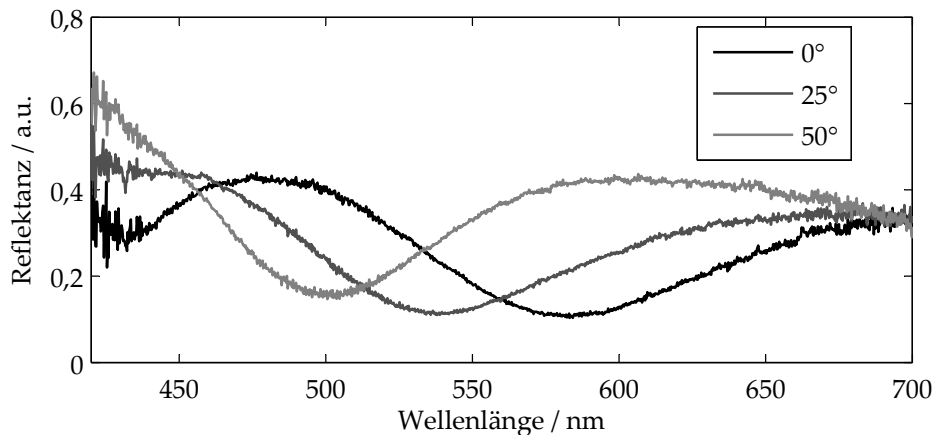
In den Herleitungen im Kapitel 2.6 und Abschnitt 3.1 wurde stets die senkrechte Einstrahlrichtung angenommen. In diesem Abschnitt soll die Auswirkung des Einbringens eines Winkels gegenüber der Oberflächennormale in das System untersucht werden. Dazu müssen vollkommen unpolarisiertes Licht und untersuchte, isotrope Medien angenommen werden. Es müssen zwei verschiedene, doch aufeinander aufbauende Varianten, unterschieden werden: Reflektometrie unter definiertem Winkel und unter einem Winkelspektrum. Das Verständnis der ersten Variante wird benötigt, um die zweite erklären zu können. Daher wird die Variante mit definiertem Winkel zuerst diskutiert.

**Definierter Einstrahlwinkel** Wie in den Gleichungen 2.13 und 2.14 gezeigt, besitzen die Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten eine Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel. Die Formeln in Abschnitt 2.6 gelten uneingeschränkt, nur muss der Phasenterm  $\delta$  in Gleichung 2.30 angepasst werden zu

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}. \quad (3.14)$$

Diese Änderung durch den Winkel hat zweierlei Auswirkungen: Wie schon erwähnt ändert der Winkel die Oberflächenreflektivität. Aber er vergrößert auch die optische Pfadlänge, die das Licht durch das Medium verfolgt. Abb. 3.26 zeigt

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.26:** Spektrale Reflektanzmessungen an einer dünnen Schicht für verschiedene Beleuchtungswinkel. Das Messobjekt ist eine 500 nm dicke Glasschicht auf Siliziumsubstrat. Der Winkel wird in 25° Schritten vom Normaleinfall bis 50° variiert. Zwei Effekte können beobachtet werden: Die Vergrößerung des Beleuchtungswinkel resultiert in einem Anstieg der Gesamtrefektivität und die Vergrößerung der optischen Weglänge im Medium bewirkt eine Reflektanzmodulation ähnlich einem Messobjekt mit mehr Schichtdicke. Zu sehen ist das in der Änderung der spektralen Position der Maxima bzw. Minima.

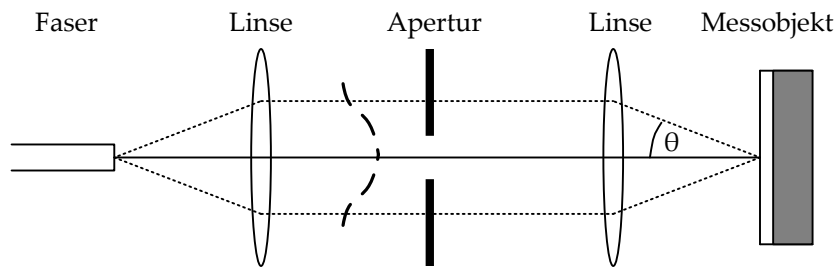
Messungen der Reflektanz einer Schicht unter verschiedenen Winkeln. Es wurde eine 500 nm dicke Glasschicht auf Siliziumsubstrat unter drei Winkeln vermessen. Beide Effekte sind zu sehen: Bei ansteigendem Winkel ändert sich sowohl die Modulation der Reflektanz als auch das Ansteigen der Reflexionskoeffizienten. Dies drückt sich durch ein Ansteigen der Gesamtrefektivität aus. Die durch die Vergrößerung des Beleuchtungswinkels resultierende Verlängerung der optischen Weglänge im Medium bewirkt eine Reflektanzmodulation ähnlich einem Messobjekt mit mehr Schichtdicke. Zu sehen ist das in der Änderung der spektralen Position der Maxima bzw. Minima.

**Winkelspektren** Ändert man nicht den Einfallswinkel, sondern bringt man eine Vielzahl an Einfallswinkeln - ein Winkelspektrum - in das System ein, so wird am Spektrometer das Reflektanzsignal aller Winkel integriert. Daher ergibt sich für die Gesamtrefektivität das Integral aller Reflektanzen unter den aufgebrauchten Winkeln. Gleichung 3.15 zeigt diesen Zusammenhang.

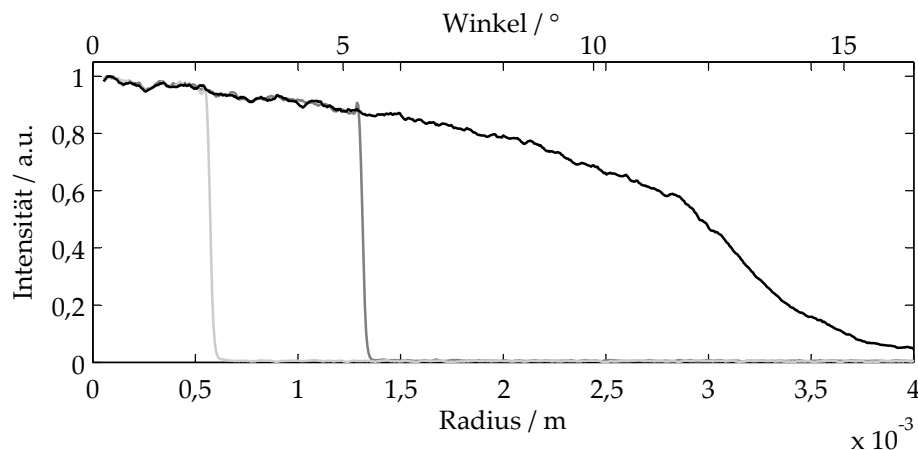
$$R(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} I(\lambda, \theta) \cdot |r_{\parallel}(\lambda, \theta)|^2 + I(\lambda, \theta) \cdot |r_{\perp}(\lambda, \theta)|^2 d\theta d\phi, \quad (3.15)$$

wobei  $I(\lambda, \theta)$  der winkelabhängigen Intensitätsverteilung entspricht. Es wird eine absolut unpolarisierte Lichtquelle angenommen, daher ist  $I(\lambda, \theta)$  gültig für beide Polarisationsrichtungen. In Abb. 3.27 ist der Messkopf für diese Untersuchung dargestellt. Der parallelisierte Strahl kann durch eine Blende begrenzt





**Abbildung 3.27:** Schematischer Aufbau des Messkopfs. Der Winkelbereich, der auf die Schicht einstrahlt, wird durch eine variable Blende eingestellt. Das Messobjekt ist eine Einzelschicht auf Siliziumsubstrat.



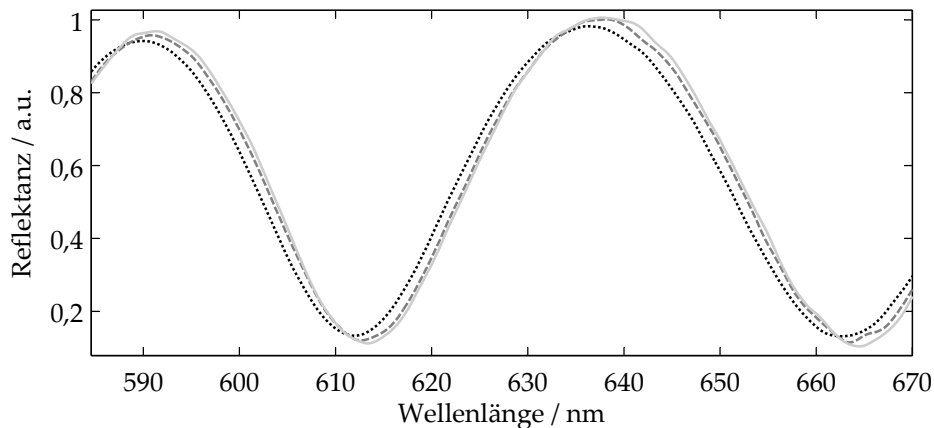
**Abbildung 3.28:** Intensitätsverteilung als Funktion des Radius an der Blende. Die schwarze Linie entspricht der Verteilung ohne Blende, die grauen Linien zeigen Blenden von 0,75 mm bzw. 1,3 mm. Die Verteilung über dem Ort kann in eine Winkelverteilung durch den linearen Zusammenhang in Gleichung 3.16 umgerechnet werden. Diese Gleichung wurde benutzt, um die obere x-Achse zu berechnen.

werden. Die daraus resultierenden Intensitätsverteilungen zwischen den Linsen sind in Abb. 3.28 dargestellt. Der Durchmesser der Blende kann rückgerechnet werden auf eine Winkelverteilung am Messobjekt. Gleichung 3.16 zeigt diesen Zusammenhang.

$$\theta = \arctan\left(\frac{r}{f}\right) \approx \frac{r}{f}, \quad (3.16)$$

wobei  $f$  der Fokusslänge der eingesetzten Linse entspricht. Diese Näherung ist nur gültig für kleine Winkel. Da dies ein radialsymmetrisches Problem darstellt, wird in Gleichung 3.15 zusätzlich über den Winkel  $\phi$  integriert, was einer Multiplikation mit  $2\pi$  entspricht. In diesem Abschnitt nehmen wir die Intensitätsverteilung  $I(\theta)$  als unchromatisch an. Die schwarze Linie in Abb. 3.28 entspricht einem Strahl ohne Blende, die grauen Linien zeigen verschiedene Blenden. Diese drei Blenden werden in diesem Abschnitt verwendet, um Messungen an einer

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.29:** Messungen einer 2,1  $\mu\text{m}$  dicken Polymerschicht auf Siliziumsubstrat. Der Winkelbereich variiert von kleinem zu großem Winkelbereich in der Grafik von heller zu dunkler Graustufe, analog zu Abb. 3.28. Gut zu sehen ist die Abnahme der Modulationsamplitude bei Zunahme des Winkelbereichs. Die Zunahme der Reflexionskoeffizienten kann, aufgrund der kleinen Winkelbereiche, die untersucht wurden, nicht gezeigt werden ( $< 15^\circ$ ). Die Grafik wurde zur besseren Verdeutlichung auf einen kleinen Ausschnitt der Wellenlängen beschränkt.

dünnen Schicht durchzuführen. Durch die Blende wird der auf das Messobjekt treffende Strahlkegel begrenzt. Eine Blende von 1,3 mm entspricht bei einer Linse mit  $f = 14$  mm Fokusslänge einem Maximalwinkel von etwa  $5^\circ$ . Wie in diesem Abschnitt festgestellt wird, hat ein Winkelspektrum einen negativen Effekt auf die Schichtdickenauswertung. Daher sollte sie minimiert bzw. in das Modell mit aufgenommen werden. Mit dem Aufbau wurden Messungen an Polymerschichten auf Siliziumsubstrat durchgeführt. Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 3.29 dargestellt. Die hellgraue durchgezogene Linie zeigt die berechnete Reflektanz bei einem Blendenradius von 0,75 mm, wie in Abb. 3.28 gezeigt. Das entspricht einem Maximalwinkel in dieser Konfiguration von  $2,5^\circ$ . Die gestrichelte und gepunktete Linie stellen Blendenradien von 1,3 mm bzw. unendlich dar. Diese Konfigurationen haben Maximalwinkel von  $5^\circ$  bzw.  $15^\circ$ , wie in Abb. 3.28 gezeigt.

Die Amplitude der Modulation in der Dünnschichtreflektanz nimmt ab, wenn der Winkelbereich zunimmt. Der Anstieg der Gesamtreflexion kann in Abb. 3.29 nicht dargestellt werden, da der Winkelbereich, unter dem bestrahlt wurde, zu klein und der Beitrag zur Intensität in großen Winkeln zu klein ist. Da der Winkel in den Fresnel'schen Koeffizienten als das Argument des Cosinus auftritt (siehe Gleichungen 2.13 und 2.14), kann dieser Effekt nur bei großen Winkeln beobachtet werden.

**Einfluss von Winkelspektren auf die Schichtdickenmessung** Wie schon in Abschnitt 2.4 beschrieben, nimmt die Größe des Bildes, das das optische System auf

das Messobjekt hin abbildet, zu, wenn der Winkel am Bild abnimmt. In diesem Aufbau passiert dies nicht, da eine Blende verwendet wurde. Durch die Blende wird das Phasenraumvolumen beschränkt, was sich nur in einem kleineren Winkel auswirkt. Da in diesem Abschnitt glatte, lateral ausreichend ausgedehnte Messflächen untersucht werden, ist die Größe des Messflecks nicht von Bedeutung. Da die laterale Ausdehnung der Messung in dieser Untersuchung nicht von Belang ist, soll hier nur die Auswirkung des Winkelbereichs auf die Schichtdickenbestimmung untersucht werden. Zur Auswertung dieser Messdaten wurde der in Abschnitt 3.2 vorgestellte analytische Ansatz mit dem vereinfachten Modell aus Abschnitt 2.6 gewählt. Da dieses Modell keine Winkel zulässt, kann in der Auswertung auch kein Winkelbereich angenommen werden. Die so bestimmten Schichtdicken sind:

$$\begin{aligned}d_{2,5^\circ} &= 2,1350 \mu\text{m}, \\d_{5^\circ} &= 2,1312 \mu\text{m}, \\d_{15^\circ} &= 2,1287 \mu\text{m}.\end{aligned}$$

Die bestimmte Schichtdicke nimmt um 3,8 nm bei 5 ° Winkelbereich und 6,3 nm bei 15 ° Winkelbereich ab. Aus dieser Untersuchung wurde ein maximal am Messobjekt auftretender Winkel bestimmt. Eine Anpassung des Modells an Winkelspektren kann zwar eine Verbesserung bringen, jedoch ist eine Fehlschätzung von 6,3 nm bei über 2 μm durchaus akzeptabel, was einer Abweichung von unter 3 ‰ entspricht. Dieser Wert wurde als akzeptable Grenze definiert. Durch eine Implementierung der Messkopfkonfiguration mit aus diesen Werten folgenden 15 ° Maximalwinkel musste keine Anpassung des Modells vorgenommen werden.

### 3.4.2 Messkopf-Auslegung

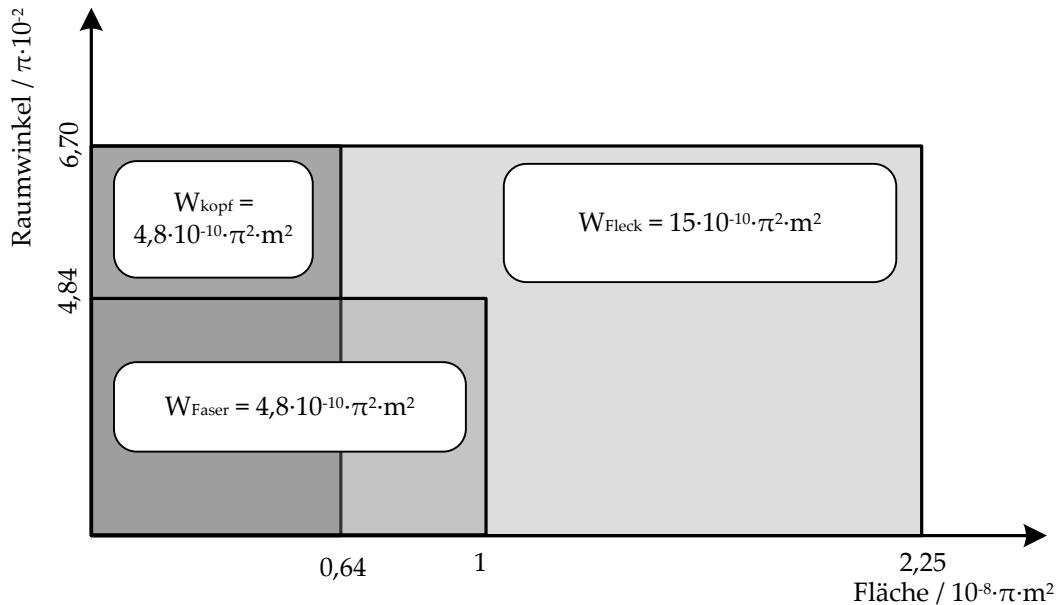
Wie oben beschrieben, ist ein Maximalwinkel am Messobjekt von unter 15 ° ausreichend, um Schichten genügend auflösend zu vermessen. Weiterhin sollte das Messsystem fähig sein, in den gedruckten Strukturen zu messen. Daher wurde zunächst ein maximaler Messfleckdurchmesser von 300 μm definiert. Die Wahl der Spezifikationen als Ziel des Messkopffentwurfs bedeutet für die Größe des Phasenraumvolumens am Messfleck:

$$W_{Fleck} = A_{Fleck} \cdot \Omega_{Fleck} = \pi a_{Fleck}^2 \cdot \pi \sin^2 \alpha_{Fleck} = 15 \cdot 10^{-10} \pi^2 \text{m}^2. \quad (3.17)$$

Für eine gute Effizienz der Gesamtanordnung darf gemäß den Erläuterungen aus Abschnitt 2.4 die Glasfaser, die als Eingang der Gesamtanordnung fungiert, kein größeres Phasenraumvolumen haben. Es wurde daher eine Multimode Stufenprofilfaser mit einem Kernradius von 100 μm und einer Numerischen Apertur von  $NA = 0,22$  gewählt:

$$W_{Faser} = A_{Faser} \cdot \Omega_{Faser} = \pi a_{Faser}^2 \cdot \pi NA_{Faser}^2 = 4,8 \cdot 10^{-10} \pi^2 \text{m}^2. \quad (3.18)$$

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



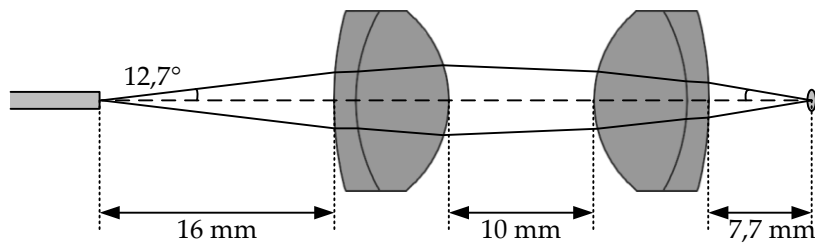
**Abbildung 3.30:** Phasenraum-Transformation durch den Messkopf. Die Zeichnung ist nicht maßstäblich. Ein maximaler Phasenraum des Messflecks lässt Raumwinkel bis zu  $6,7 \cdot 10^{-2} \pi$  zu. Dadurch kann, unter Beibehaltung des Phasenraumvolumens, die Fläche auf  $0,64 \cdot 10^{-8} \cdot \pi \cdot \text{m}^2$  verringert werden.

Die Kopplung des Lichts von der Faser zum Messfleck ist so also ohne geometriebedingte Verluste möglich. Natürlich treten dennoch Verluste durch andere Ursachen auf, wie beispielsweise durch Reflexion von Licht an den Linsenoberflächen. In Abb. 3.30 ist dieser Zusammenhang ersichtlich. Obgleich der Phasenraum der Faser zum Teil außerhalb des Phasenraums des Messflecks liegt, ist die verlustfreie Kopplung mittels Linsen möglich, da das Phasenraumvolumen der Faser und des Messflecks gleich groß sind. Durch den Messkopf wird der Phasenraum der Faser also in den Phasenraum des dünn-schichtseitigen Messkopf-Ausgangs transformiert. Dieser beträgt auch

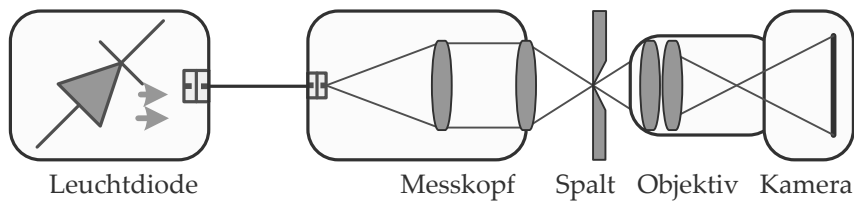
$$W_{\text{Kopf}} = A_{\text{Kopf}} \cdot \Omega_{\text{Kopf}} = \pi a_{\text{Kopf}}^2 \cdot \pi NA_{\text{Kopf}}^2 = 4,8 \cdot 10^{-10} \pi^2 \text{m}^2. \quad (3.19)$$

Da die Kopplung verlustfrei erfolgt, ist in Einklang mit dem Liouville'schen Theorem das Phasenraumvolumen am Messkopfausgang genauso groß wie das der Faser. Durch die Transformation ist nun auch der Phasenraum des Messflecks eine Obermenge des vom Messkopf einfallenden Lichts.

Als weiteres Kriterium beim Entwurf des Systems spielten die Linsenaberrationen eine Rolle. Sphärische und chromatische Aberrationen sollten weitestgehend vermieden werden. Ferner wurde bei der Konstruktion darauf geachtet, dass der Strahlengang zwischen den beiden Linsen weitgehend parallel ist, da die Oberflächenform der Linsen darauf optimiert ist und sphärische Aberrationen somit weitgehend unterdrückt werden. Es wurden daher statt einzelner Linsen asphäri-



**Abbildung 3.31:** Schematische Zeichnung des Messkopfs. Durch den Einsatz eines asphärischen achromatischen Linsenpaares werden sphärische und chromatische Aberrationen minimiert.



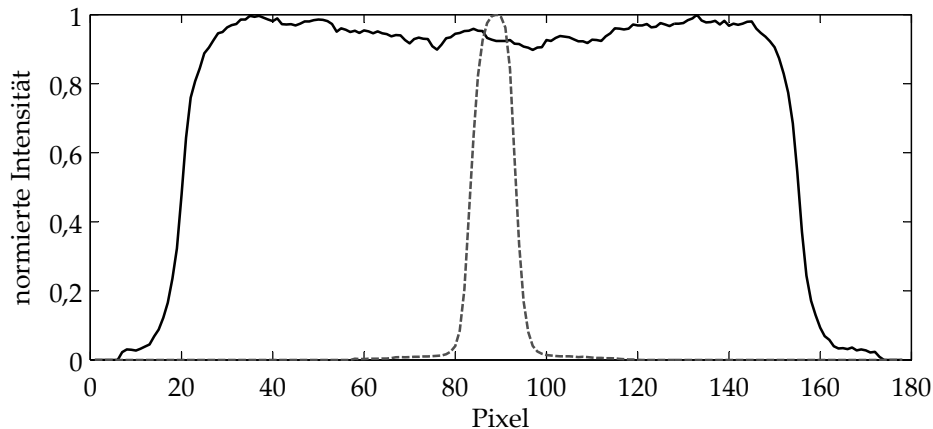
**Abbildung 3.32:** Aufbau zur Vermessung des Messfleckdurchmessers. Die Leuchtdiode koppelt direkt in die Faser ein. Die Faser wird benötigt, um ein definiertes Phasenraumvolumen zu erhalten. Der Messkopf wandelt das Phasenraumvolumen hin zum Messfleck. Der Messfleck wird vermessen, indem er auf einen Kamerachip abgebildet wird. Zur Verifikation der lateralen Ausdehnung wird ein Spalt in die Messfläche eingebracht.

sche Linsen-Paare von *Edmund Optics* zur Implementierung gewählt. Als weitere wesentliche Konstruktionsmerkmale wurden ein Abbildungsmaßstab von

$$|M| = \frac{a_{\text{Fleck}}}{a_{\text{Faser}}} \leq 0,8 \quad (3.20)$$

und eine Divergenz des in Richtung Messflecks austretenden Lichts von weniger als  $15^\circ$  angestrebt. Diese Linsenordnung überführt also den Phasenraum der Glasfaser in den des Messflecks. Zur Erfüllung aller Anforderungen wurde die Anordnung der Linsen simulativ geplant und angepasst. Abb. 3.31 zeigt das endgültige Design des Messkopfs. Zur Verifizierung wurde der Messfleck vermessen. Mittels eines stark vergrößernden Objektivs wurde er hierzu auf den Chip einer Kamera abgebildet, siehe Abb. 3.32. An der Stelle des Messflecks wurde zusätzlich ein Spalt mit einer Spaltbreite von  $15 \mu\text{m}$  angebracht, um als Längenreferenz im aufgenommenen Kamerabild zu dienen. Zur quantitativen Auswertung dieser Aufnahme wurden die Grauwerte der Zeilen und Spalten des Bilds jeweils aufaddiert und jeweils gegenüber der x- bzw. y-Richtung gezeichnet. Das Ergebnis dieser Auswertung ist Abb. 3.33 zu entnehmen. In Anlehnung an die Konventionen beim Gauß'schen Strahl werden als Grenzen der Abbildungen des Messflecks und des Referenz-Spalts die Varianzpunkte definiert. Bei den Varianzpunkten ist die Intensität auf den Wert  $1/e$  des Maximums abgefallen.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

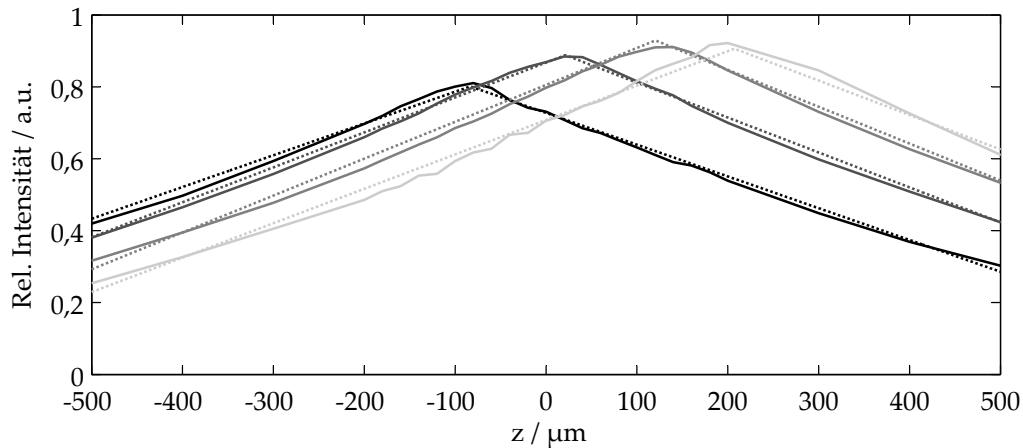


**Abbildung 3.33:** *Vermessung des Messflecks.* Die durchgezogene Linie zeigt das Bild der Intensitätsverteilung am Messfleck, während die gestrichelte Linie das Bild der 15 µm Blende zeigt. Das Verhältnis der Varianzpunkte ist 10,2. Daraus resultiert ein Messfleckdurchmesser von 153 µm.

Es ist zu erkennen, dass der Messfleck einen Durchmesser von rund 10,2 Spaltbreiten, also von etwa 153 µm hat. Die im Projekt geforderte laterale Auflösung im µm-Bereich wurde damit erfüllt. Der Einfluss der Bahngeschwindigkeit wurde in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Doch aufgrund der hier beschriebenen zeitlichen Verringerung des Lichtpulses spielt die Bahngeschwindigkeit eine untergeordnete Rolle.

#### 3.4.3 Effekte des Messkopfs auf Reflektanz

Die verbleibende Chromatik des Messkopfs ist zwar sehr gering, jedoch hat sie bedeutende Auswirkungen auf die reflektierte Intensität. Chromatische Aberrationen sind Bildfehler höherer Ordnung aufgrund von Materialdispersion in Linsen oder anderen optischen Elementen [17]. Dispersion ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge, siehe Abschnitt 2.3. Axiale chromatische Aberrationen sind dominant bei dem hier vorgestellten Messkopf. Abb. 3.45 zeigt das fundamentale Prinzip eines chromatisch konfokalen Systems. Ein abbildendes System hat eine finite Tiefenschärfe aufgrund seiner numerischen Apertur (NA), wie es aus der Theorie des Gauß'schen Strahls abgeleitet werden kann [62]. Solche Systeme besitzen eine tiefenselektive Koppelleffizienz in eine verbaute optische Faser, das sogenannte konfokale Prinzip [34]. Durch die vergleichsweise großen Dimensionen des Systems kann die tiefenselektive Antwort des Systems als das Koppeln zweier axial versetzter Gauß'scher Strahlen betrachtet werden [132]. Die Idee, den chromatischen Versatz der Fokuspunkte zur axialen Versatzmessung auszunutzen, wurde schon mehrfach [144, 22, 44] dargestellt. Durch die hohe Vergrößerung derartiger Systeme und das damit verbundene hohe NA ändert sich die reflektierte Intensität stark mit der Wellenlänge. Der hier vorgestellte

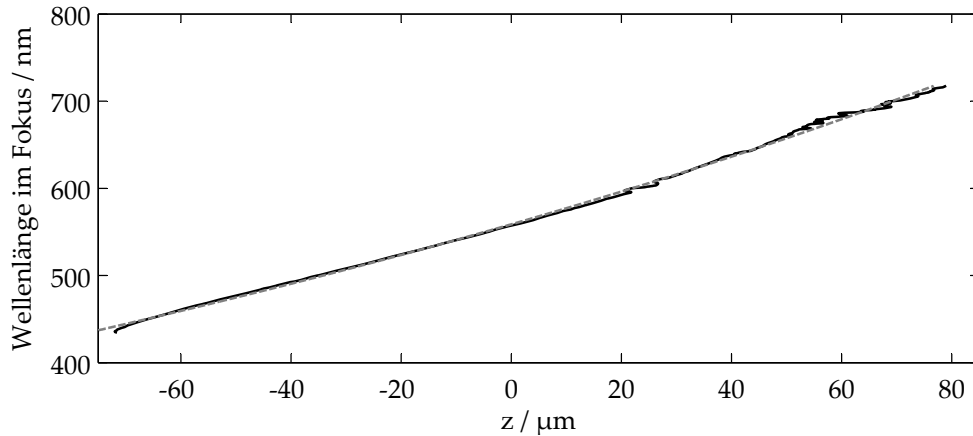


**Abbildung 3.34:** Intensitätsverteilung über  $z$  exemplarisch für vier Wellenlängen. Die Funktion der fokalen Position jeder Wellenlänge ist die Chromatik des Messkopfs. Schwarze Linien korrespondieren mit 440 nm, dunkelgraue mit 520 nm bzw. 620 nm und hellgraue Linien mit 710 nm. Ebenfalls zu sehen sind die Fits des Modells mit Gauß'schen Strahlen.

Messkopf besitzt eine im Vergleich dazu große Fokusweite und damit eine langgezogene Chromatik. Der Einfluss der Chromatik auf die reflektierte Intensität ist viel kleiner. Dennoch gelten die gefundenen Zusammenhänge der Wellenlänge im Fokus und der axialen Verstellung des Messobjektes. Design und Charakterisierungen solcher Systeme wurden gezeigt von [44, 181, 164, 175, 180, 124]. Durch das hier vorliegende kleinere NA ergeben sich, im Vergleich zu bisher publizierten Systemen, viel größere Fokalweiten und damit Chromatiken. Alle aufgeführten Systeme sind auf Konfokalmessung hin optimiert und erreichen eine hohe axiale Auflösung. Der hier vorgestellte Messkopf wird jedoch hauptsächlich zur Dünnschichtmessung eingesetzt. Um seinen Einfluss auf das reflektierte Signal zu kennen, wird eine Referenzmessung durchgeführt.

**Vermessung der Chromatik** Um die Chromatik zu vermessen, wird ein Spiegel axial mit einer Schrittweite von  $\Delta z = 2 \mu\text{m}$  durch den Fokus gefahren. Zu jeder Position  $z$  wird ein Spektrum aufgenommen und auf die Quellintensität normiert. Abb. 3.34 zeigt vier der aufgenommenen Spektren. Wie zu sehen ist, ändert sich die spektrale Position des Fokuspunktes, d.h. die Wellenlänge der höchsten Intensität. Dass die Beziehung zwischen axialem Versatz  $z$  und Wellenlänge im Fokus  $\lambda_F$  nahezu linear ist, zeigt Abb. 3.35 anschaulich. Diese Linearität besteht über nahezu  $150 \mu\text{m}$ . Abb. 3.34 zeigt ein Verschieben der maximal reflektierten Intensität bei Bewegungen des Messobjektes durch den Fokus. Dies wird Chromatik genannt. Neben der spektralen Antwort des Systems werden gleichzeitig alle Blenden im Modell mitmodelliert. Zu sehen ist das an der maximalen Intensität in Abb. 3.34, die nie auf 1 ansteigt. Um mit der Schätzung des Abstands zum Messobjekt über die chromatische Funktion nicht von der Schritt-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



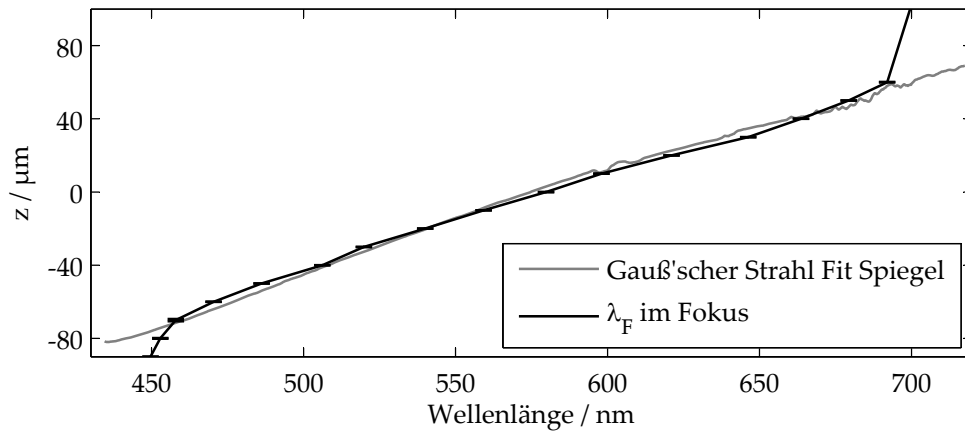
**Abbildung 3.35:** *Chromatik des Messkopfs.* Chromatisch konfokale Funktion  $C(z, \lambda)$  des Messkopfs. Die Mittenwellenlänge  $\lambda_F$  wurde durch den Algorithmus aus Abb. 3.34 ermittelt (durchgezogene, schwarze Linie). Die erhaltene Funktion wurde mit einem Polynom genähert (gestrichelte, graue Linie).

weite der Referenzmessung abhängig zu sein, wird ein Fit für jede Wellenlänge im Spektrum durchgeführt. Der Fit ist an die chromatische Konfokaltheorie angelehnt und erwartet für jede Wellenlänge eine Intensitätsverteilung gemäß dem Gauß'schen Strahl. Die so erhaltenen Parameter können für jede Wellenlänge modelliert und später für arbiträre Werte von  $z$  rekonstruiert werden. Abb. 3.34 zeigt das Ergebnis dieser Fits ebenfalls. Einer der gefitteten Parameter ist die Wellenlänge im Fokus  $\lambda_F$ . Auf sie wurde schon in Abb. 3.35 eingegangen. Die Chromatik kann als Funktion  $C(z, \lambda)$  beschrieben werden und muss folgendermaßen in das Reflektanzmodell integriert werden [224]:

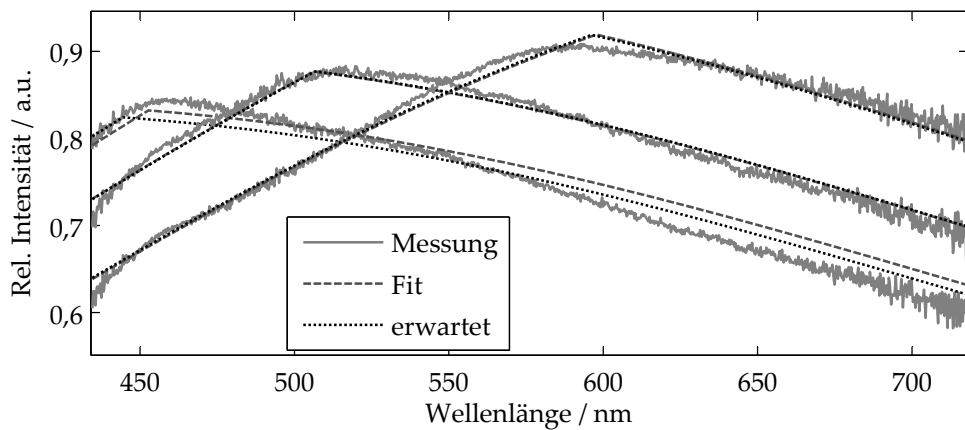
$$\hat{R}(z, \lambda) = \hat{R}(\lambda) \cdot C(z, \lambda). \quad (3.21)$$

Um die Validität der Abstandsschätzung zu beweisen, muss die Rekonstruktion mittels dieses Modells mit den Spiegelmessungen durchgeführt werden. Abb. 3.36 zeigt das Ergebnis der Rekonstruktion mit Fehlerbalken. Wie zu sehen ist, ist die Abstandsschätzung sehr gut reproduzierbar. Abb. 3.37 zeigt exemplarisch gemessene Spektren und die daraus extrahierte Modellierung, ebenso wie den danach ausgeführten Fit. Um eine Erhöhung der Genauigkeit zu erreichen, wurde im weiteren Verlauf der Arbeit auf die Modellierung mittels Gauß'scher Strahlen verzichtet und ein einfacher Spline aus einer Versatz-Wellenlänge-Reflektanz-Karte verwendet. Abb. 3.46 in Abschnitt 3.6.1 zeigt die Versatz-Wellenlänge-Reflektanz-Karte als 3D-Plot. Eine weitere Untersuchung ist die Wiederholbarkeit der Abstandsschätzung bei der Schichtdickenmessung. Diese wird in Abschnitt 3.6.1 durchgeführt.



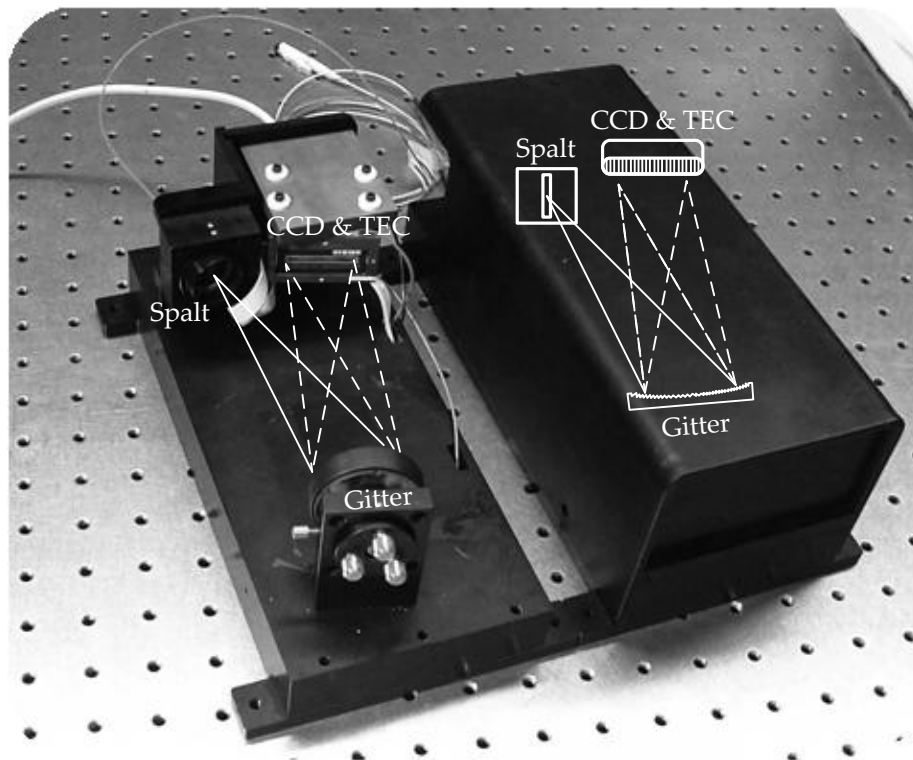


**Abbildung 3.36:** Ergebnis der inversen Fit-Prozedur mit Fehlerbalken. Ein annähernd linearer Verlauf über 200 nm spektrale Breite resultiert in fast 150  $\mu\text{m}$  axialem Versatz.



**Abbildung 3.37:** Vergleich zwischen gemessenen Reflektanzen des Spiegels bei verschiedenen Positionen  $z$  (durchgezogen) und der dazugehörige inverse Fit (gestrichelt), der auf dem oben beschriebenen Modell aufbaut. Ebenfalls gezeigt sind die bei den axialen Positionen erwarteten Spektren (gestrichelt). Die erwartete Position wurde von der verwendeten Mikrometerschraube abgelesen.

## 3.5 Detektionseinheit



**Abbildung 3.38:** Beide Spektrometerarme der selbstaufgebauten Detektionseinheit. Um das System optisch abzuschotten, wurde für die einzelnen Arme eine Abdeckung entworfen. Diese ist auf dem rechten Spektrometerarm bereits installiert.

Die im Projekt entworfene Detektionseinheit besteht aus einem doppelarmigen Spektrometer. Der Vorteil eines doppelarmigen Spektrometers liegt in der hohen spektralen Auflösung; Nachteil ist der durch die Aufteilung entstehende Lichtverlust. Früh im Projekt wurde entschieden, sich auf die spektral hochauflösende Variante zu konzentrieren. Je höher die spektrale Auflösung des Spektrometers, desto größer ist die maximal abzutastende Schichtdicke. Während des Projekts wurde deutlich, dass aufgrund der relativ kleinen Schichtdicken eine hohe Auflösung nicht notwendig ist. Für etwaige andere Anwendungen der spektrometrischen Einheit ist ein hochauflösender Aufbau dennoch von Vorteil. Ebenfalls interessant ist der hohe Grad der Modularität des Aufbaus, der Änderungen ermöglicht.

### 3.5.1 Aufbau des Spektrometers

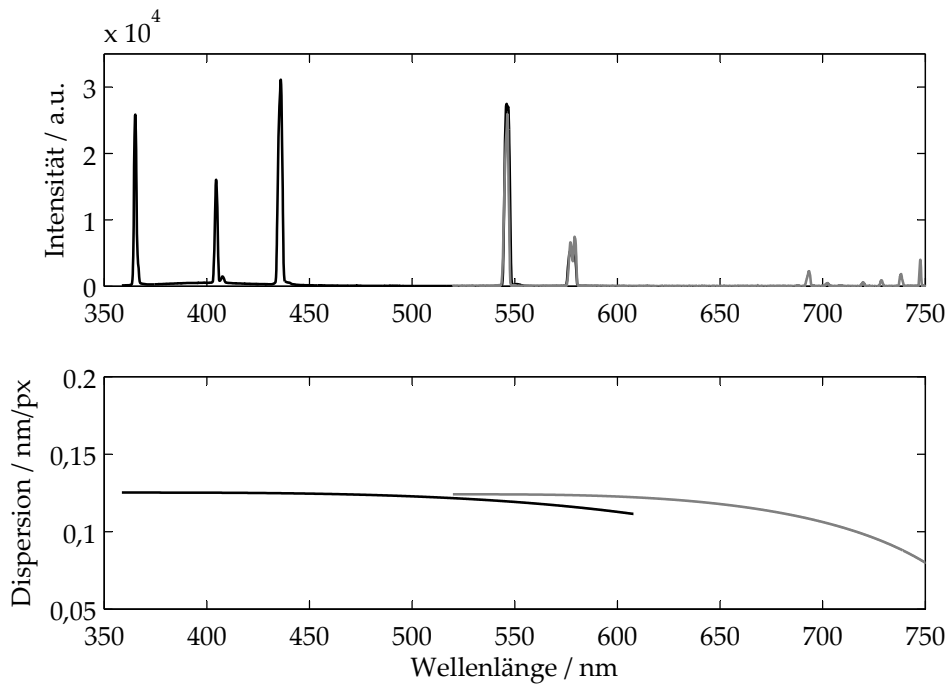
Das zentrale und die Geometrie bestimmende Element im Spektrometer ist das **holographische Gitter**. Nach den mit dem Hersteller abgesprochenen Spezifikationen wurden alle anderen Teile der Spektrometer ausgewählt bzw. konstruiert.

Durch verschiedene Konfigurationen desselben Gitters können zwei verschiedene Spektralbereiche abgebildet werden.

Der augenscheinlichste Unterschied der beiden Konfigurationen ist der abgebildete Spektralbereich. Deswegen wird ab jetzt im weiteren Verlauf der Arbeit als Synonym der beiden Konfigurationen der Spektralbereich definiert: 350 - 500 nm bzw. 500 - 700 nm. Sie sind beide von *Zeiss* gefertigt. Durch geschickte Auslegung der beiden Konfigurationen wurde ein Überlappbereich eingestellt, der hinsichtlich der Justage einen Vorteil birgt: Die Intensitäten können abgeglichen werden. Der Unterschied der beiden Gitter liegt im Herstellungsprozess: Durch Ionenätzen wird der Blazewinkel vergrößert, so dass sich die Blazewellenlänge in Richtung VIS-Bereich verschiebt, im konkreten Fall von 230 zu 355 nm. Das Gitter kann dadurch noch im NIR angewendet werden, bei 750 nm z. B. werden mehr als 20 % Beugungseffizienz vom Hersteller garantiert. Extrapoliert man die spektrale Effizienz beider Gitter ins Langwellige, so wird eine 5 %-Schwelle erst bei 950 nm bzw. 1250 nm beim ionengeätzten unterschritten. Letzteres beugt in entsprechenden Anwendungen bei 750 nm dann nahe 30 % Wirkungsgrad. Die Furchenzahl beträgt in beiden Fällen 844,5 1/cm. Die Gitter sind auf Abbildungen für Zeilendetektoren optimiert, d.h. die für Spektrometergitter typischen Aberrationen werden vermindert (siehe Kapitel 2.11). Laut Hersteller sind die relevanten Kenngrößen: Reziproke Lineardispersion 8,4 nm/mm, Auflösungsgrenze für einen 15 µm Spalt 0,7 nm und Astigmatismus < 0,5 mm. Das heißt, dass der Weglängenunterschied zwischen meridionalem und sakkitaalem Fokus auf der optischen Achse weniger als einen halben Millimeter beträgt. Abb. 3.38 zeigt ein Bild des final aufgebauten Spektrometers. Um die beiden Spektrometerarme zu beleuchten, wurde eine **Y-Faser**, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, eingesetzt. In dem Abschnitt findet sich auch Abb. 3.25, die die Verschaltung inner- und außerhalb des Spektrometers zeigt. Der Vorteil dieser Fasern ist die Achromatik des Kopplers, d.h. beide Spektrometerarme „sehen“ dieselbe Lichtintensität. Die Fasereinkopplung ist derart gefertigt, dass sie Farbfilter und **Eingangsspalt** aufnehmen kann. Die Farbfilter sind wegen der Ordnungsüberlappungen der Gitterkonfigurationen nötig (siehe Abschnitt 2.11). Dazu wurde ein Hochpass (für den kurzwelligen Spektrometerarm) und ein Tiefpass (für den langwelligen Spektrometerarm) eingebaut. Der Eingangsspalt wurde, aufgrund des Vergrößerungsfaktors der Gitter nahe 0,9 und eines Pixelpitches der Detektoren von  $p = 14 \mu\text{m}$ , auf 15 µm festgelegt. Später wurde der Spalt herausgenommen, so dass die volle Blende der Faser als Eingangsspalt diente. Das war nötig, um eine höhere Lichtleistung zu erzielen. Bei einem Faserdurchmesser von 200 µm ergibt das eine Verbreiterung des Bildes auf dem Detektor um den Faktor 13. Diese Verbreiterung wird später noch eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 3.6.7). Bei den Kalibrierungsmessungen wird jeweils unterschieden, ob sie mit oder ohne Spalt durchgeführt wurden.

Der verwendete **Detektor** ist ein *Hamamatsu S9840* mit einer *Avantes 5216* Auswerteeinheit. Der Detektor zeichnet sich durch seine hohe Empfindlichkeit bei gleichzeitig großem Spektralbereich und geringen Rauschpegel aus. Die Aus-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.39:** Dispersion pro Pixel der beiden Spektrometerarme nach Abschnitt 2.11. Oben sind die Peaks der Linienquelle zu sehen, die schon in Abschnitt 3.3.1 verwendet wurde. Die beiden Spektren wurden schon auf Wellenlänge hin kalibriert. Unten sind die errechneten Dispensionskurven zu sehen. Diese sind beide abfallend, was aber nur einem Sonderfall entspricht. Die Verläufe der Dispensionskurven können von Kalibrierung zu Kalibrierung unterschiedlich sein.

wertelektronik ist über einen externen Triggeranschluss steuerbar, so dass eine Blitzmessung im Prozess später möglich ist. Über die Elektronik können Parameter wie Integrationszeit, Verstärkung, Triggerart, Mittelung und Anzahl der Frames eingestellt werden. Vom Hersteller der Auswertelektronik wird eine Softwareschnittstelle bereitgestellt. Da hier aber zwei Spektrometer abgefragt und die Daten der beiden Detektoren zusammengeführt werden müssen, wurde die Schnittstelle erweitert. Die adaptierte Schnittstelle gibt nun ein kombiniertes und wellenlängen- und intensitätskalibriertes Spektrum zurück.

#### 3.5.2 Messungen

Ein gutes Spektrometer besitzt sowohl eine genaue Wellenlängen-, als auch eine Intensitätskalibrierung. Da das Spektrometer selbst aufgebaut wurde, musste diese Kalibrierung durchgeführt werden. Die Vorgehensweise zur Kalibrierung spektrometrischer Systeme wurde schon in Kapitel 2.11 abgehandelt. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Charakterisierung des Spektrometers dargestellt. Um das Spektrometer im Produktionsprozess einsetzen zu können, muss es resistent gegen Umwelteinflüsse sein. Zu diesem Zweck wurde weiterhin die

Temperaturstabilität des Spektrometersystems untersucht. Auf diese Untersuchung wird abschließend eingegangen. Um einen Eindruck der Performance des Systems zu erhalten, wurde für diese Messung der Vergleich mit einem kommerziellen System herangezogen.

#### Wellenlängenkalibrierung

Zur Messung der Wellenlängenkalibration werden die beiden Spektrometer mit einer Kalibrierquelle beleuchtet. Die charakteristischen Peaks werden durch Verstellen des Gitters derart eingestellt, dass der gewünschte Spektralbereich vom Detektor erfasst wird. Dann kann die Pixel/Wellenlängen-Zuordnung nach Abschnitt 2.11 durchgeführt werden. Abb. 3.39 zeigt die ermittelte Dispersion der beiden Spektrometerarme als Funktion der Wellenlänge. Wie zu sehen ist, wird die schlechteste spektrale Auflösung von  $\Delta\lambda = 0,126$  nm bei 350 nm, die beste von  $\Delta\lambda = 0,08$  nm bei 750 nm erzielt. Diese Funktion ist nicht abhängig von der Spaltbreite, weswegen bei Herausnahme der Spalte die Wellenlänge/Pixel-Zuordnung bestehen bleibt. Die Auflösungsgrenze senkt sich natürlich nichtsdestotrotz ab. Der oben genannte Faktor 13 zwischen einer spektrometrischen Abbildung mit und ohne Spalt lässt sich als spektrale Tiefpassfilterung verstehen. Die Konsequenz ist eine Auflösungsverminderung um denselben Faktor. In Abschnitt 3.6.7 wird die spektrale Auflösung des Systems zum Tragen kommen.

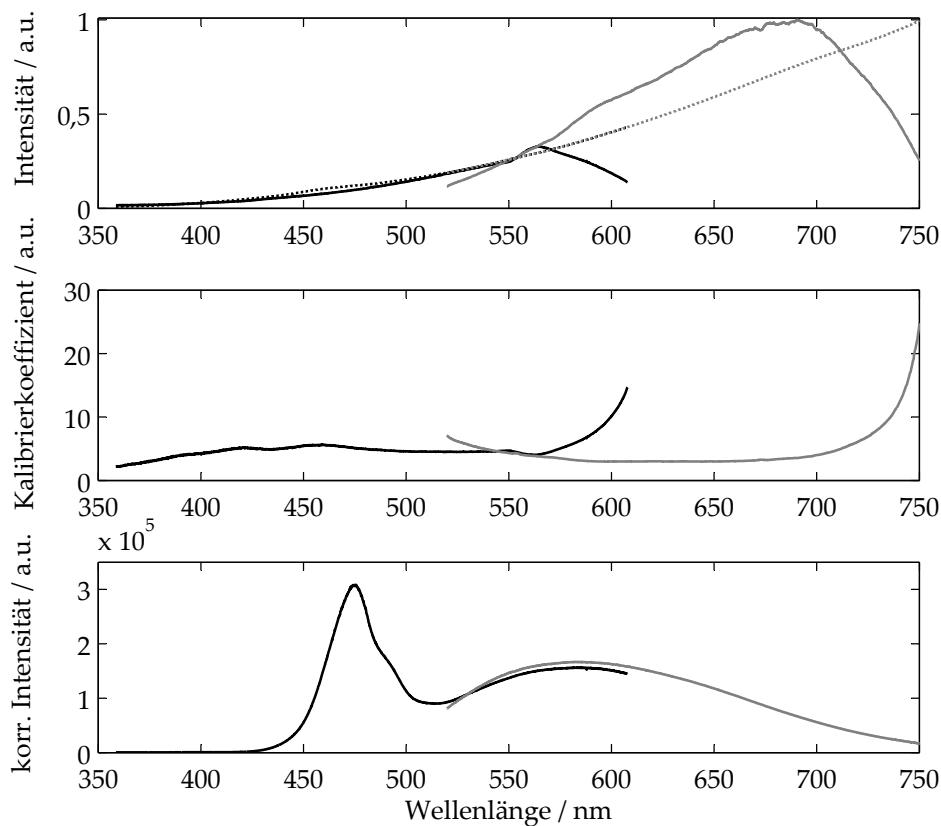
#### Intensitätskalibrierung

Zur Intensitätskalibrierung werden nach Abschnitt 2.11 die Spektrometerarme mit einer geeichten Quelle beleuchtet. Da der Hersteller die Daten der Quelle mitliefert, kann ein Korrekturfaktor berechnet werden. Dieser Korrekturfaktor, oder Kalibrierkurve, ist wichtig für die Zusammenführung der Signale der beiden Spektrometerarme. Bei der späteren Berechnung der Reflektanz ist er nicht mehr von Belang, da er sich durch die Division zweier Spektren (Mess- und Quellsignal) herauskürzt. Abb. 3.40 zeigt die ermittelte Kalibrierkurve. Im Gegensatz zur Wellenlängenkalibrierung ist die Intensitätskalibrierung sehrwohl von der Spaltbreite abhängig. Deswegen muss sie bei Herausnahme des Spalts neu durchlaufen werden.

#### Temperaturstabilität

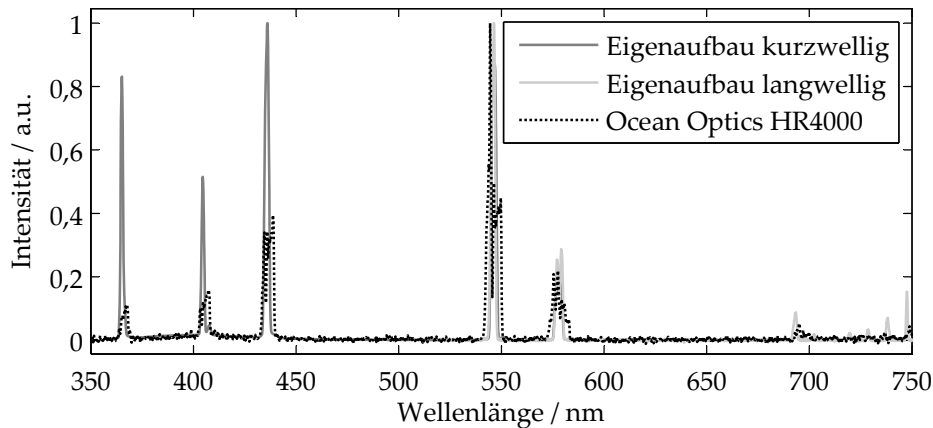
Um einen qualitativen Vergleich der Leistung des Eigenaufbaus gegenüber einem kommerziellen System zu geben, wurden mehrere Messungen durchgeführt. Das kommerzielle Spektrometer ist für wissenschaftliche Anwendungen ausgelegt und besitzt sehr gute Spezifikationen. Abb. 3.41 zeigt den direkten Vergleich der Spektrometersignale im Normalbetrieb. Wie zu sehen ist, sind beim Eigenaufbau sowohl die spektrale Auflösung als auch der Dunkelstrom kleiner. Die Intensität ist hingegen höher. Die Temperaturstabilitätsmessung unterteilt sich in zwei

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.40:** Intensitätskalibrierkurve der beiden Spektrometerarme nach Abschnitt 2.11. Oben: gemessene Intensitäten der geeichten Quelle von beiden Detektoren sowie der theoretische Verlauf der Intensitätsnormquelle (gepunktet). Mitte: Errechnete Intensitätskalibrierkurven. Unten: Messung der im Projekt verwendeten Weißlicht-LED nach der Intensitätskorrektur.

Messungen. Bei der einen wird der komplette Spektrometernaufbau in einer Klimakammer geprüft. Abb. 3.42 zeigt den Aufbau dieser Messung. Dabei wird eine Lichtquelle über eine Y-Faser sowohl in das Spektrometer, als auch in das kommerzielle System gekoppelt. Das Referenzspektrometer befindet sich ebenfalls in der Klimakammer. Als Lichtquelle wird die wellenlängenstabile Linienquelle *Ocean Optics LUX2000* über eine Y-Faser mit einer temperatur- und stromstabilen *OSRAM Platinum Dragon* Weißlicht-LED gekoppelt. Somit lässt sich der Verlauf des Intensitätsverlusts und des spektralen Auflösungsvermögens mit einer Messreihe aufnehmen. Dazu wurde die Klimakammer in 5 °C Schritten von 5 °C auf 40 °C erwärmt. Die Angleichung der Systemtemperatur an die Umgebungstemperatur wurde nach jedem Temperatursprung abgewartet. Dies konnte über den am Detektor verbauten temperaturabhängigen Widerstand Pt100 überprüft werden. Insgesamt kann eine viel bessere Temperaturstabilität als beim *Ocean Op-*

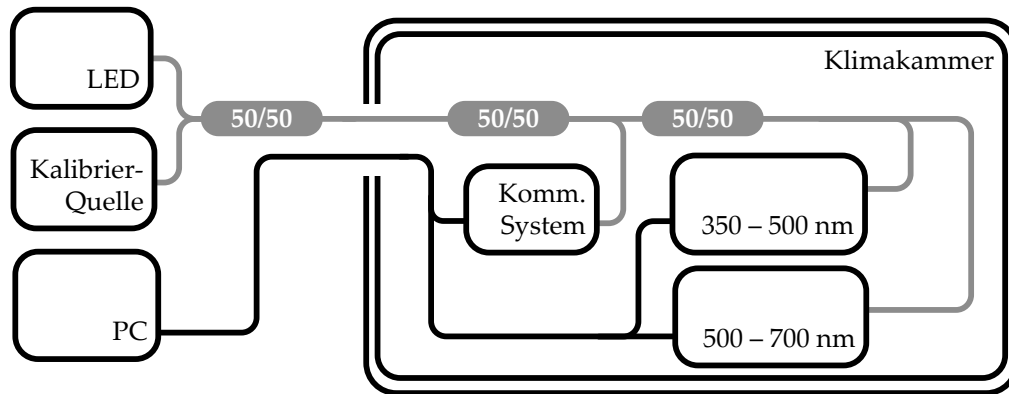


**Abbildung 3.41:** Vergleich des Eigenbaus (durchgezogen, grau) mit dem kommerziellen System (gestrichelt, schwarz). Wie zu sehen ist, sind sowohl eine höhere spektrale Auflösung als auch eine höhere Empfindlichkeit gegenüber dem kommerziellen System erzielt worden.

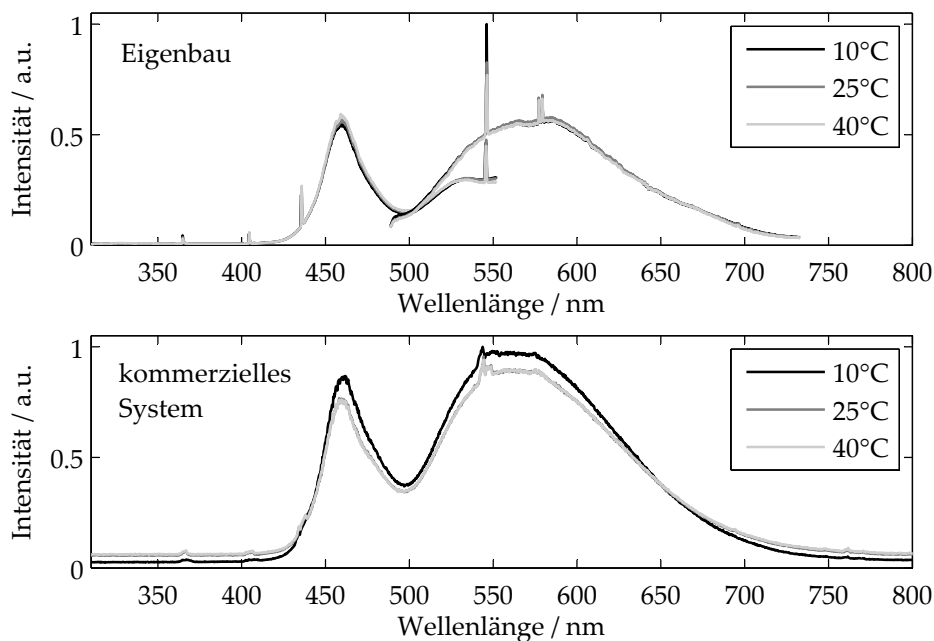
*tics* nachgewiesen werden, wie Abb. 3.43 zeigt. Weiterhin wurden bei der Messung die spektrale Breite und Intensität der Peaks der Wellenlängenkali­brier­quelle überwacht. Durch das Abkühlen bzw. Aufheizen des Aufbaus ändern sich die geometrischen Zusammenhänge, einige Spektralbereiche gewinnen, andere verlieren an Auflösung. Eine weitere Messung bezieht sich nur auf die Temperatur des Detektors. Dabei wurde der Rauschpegel bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Wie aus Gleichung 2.60 zu erwarten ist, steigt das thermische Rauschen mit zunehmender Temperatur an. Das heißt, je tiefer der Detektor gekühlt wird, desto rauschärmer ist das aufgenommene Spektrum. Da der Detektor des kommerziellen Systems nicht zugänglich ist, konnte keine vergleichende Messung durchgeführt werden.

Als Ergebnis beider Messreihen wurde eine optimale Temperatur für das Spek­tro­meter und den spektrometrischen Aufbau ermittelt. Sie liegt bei  $T_{opt} = 16\text{ °C}$  und stellt einen Kompromiss zwischen dem Rauschpegel des Detektors, dem spektralen Auflösungsvermögen des Aufbaus und des Intensitätsoptimum der Spektrallinien dar.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



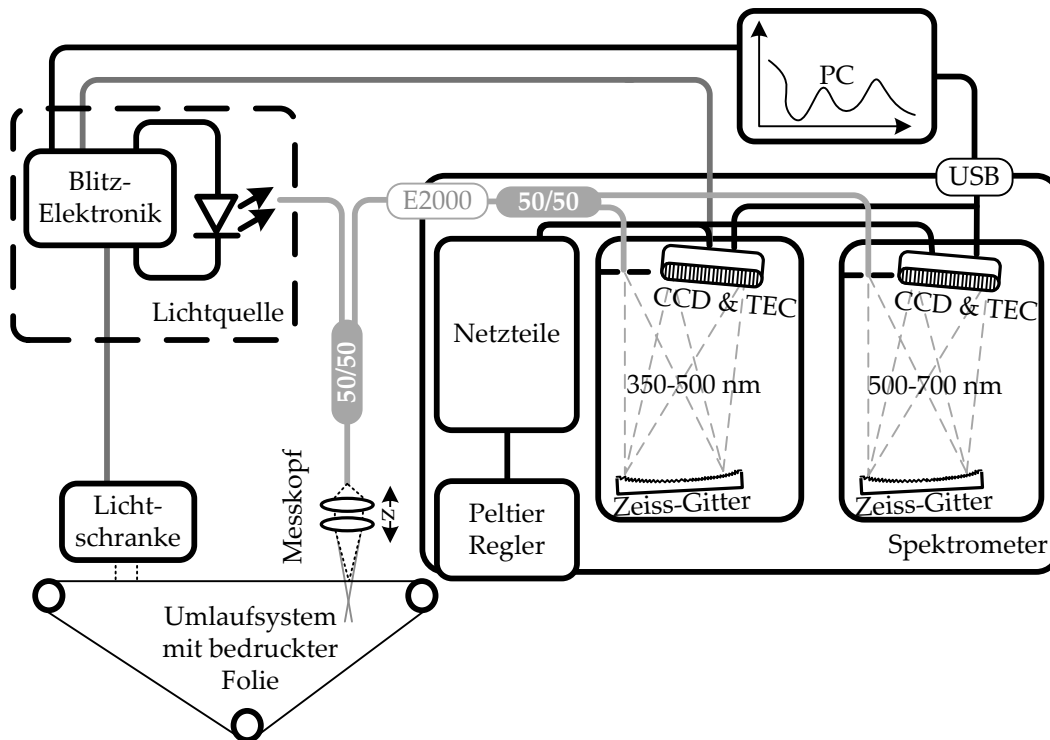
**Abbildung 3.42:** Schematischer Aufbau der Klimakammernessung. Die Weißlicht-LED wird mit der Linienkalibrierquelle über eine Y-Faser gekoppelt. Das Licht wird dann in die Klimakammer und dort über eine Y-Faser in das kommerzielle System und das Eigenbauspektrometer geführt. In diesem wird das Licht erneut über eine Y-Faser auf beide Spektrometerarme verteilt. Ein PC überwacht die Temperatur und nimmt die Spektren auf.



**Abbildung 3.43:** Vergleich des Eigenbau-Spektrometers mit einem kommerziellen System in der Temperaturstabilität. Hierzu wurde keine Intensitätskorrektur verwendet. Zu sehen ist die größere Stabilität des Eigenbaus gegenüber dem kommerziellen System. Gerade die Linienquelle ist beim Eigenbau viel klarer zu sehen als beim dem kommerziellen System. Auf das Auflösungsvermögen wurde schon in Abb. 3.41 eingegangen.

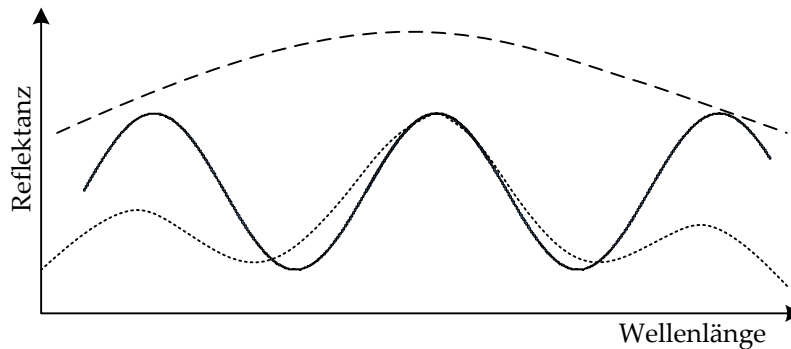


## 3.6 Gesamtsystem



**Abbildung 3.44:** Schematische Zeichnung des Spektrometers im Gesamtsystem. Ein PC steuert das System. Er stellt in der Blitzelektronik die Blitzzeit, Intensität und Triggerart ein. Die Lichtquelle wird von der Lichtschranke des Umlaufsystems getriggert. Das Spektrometer wird, adaptiv von der Blitzsteuerung, getriggert. Das Licht der LED wird in die Faser und an den Messkopf geleitet. Der Messkopf ist in z-Richtung verstellbar. Das reflektierte Licht wird zum Spektrometer geführt. Dort wird das Licht auf kurz- und langwelligen Teil aufgesplittet. Die Zusammenführung der Spektren erfolgt mittels Software. Die Daten der Spektrometerarme werden per USB an den PC übertragen. Dort findet die Zusammenführung und Auswertung statt.

In diesem Abschnitt werden nun also die Einzelkomponenten zu einem Gesamtsystem zusammengeführt. Abb. 3.44 zeigt diesen Gesamtmesssystemaufbau schematisch. Die Weißlicht-LED wird von der Blitzelektronik angesteuert. Die Blitzelektronik wird wiederum von der Lichtschranke des Umlaufsystems getriggert. Sollte ein Hardwaretrigger nicht existieren bzw. ist eine Dauermessung gewünscht, so werden sowohl Lichtquelle als auch Spektrometer auf Dauerbetrieb eingestellt. Das kann z. B. beim Justieren des Messkopfs des Fall sein, bei dem der Messkopf solange in z verstellbar wird, bis die Position maximaler Reflektanz gefunden wurde. Einer der Fasereingänge wird direkt auf die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Lichtquelle gekoppelt. Das Licht wird dann über den Y-Koppler



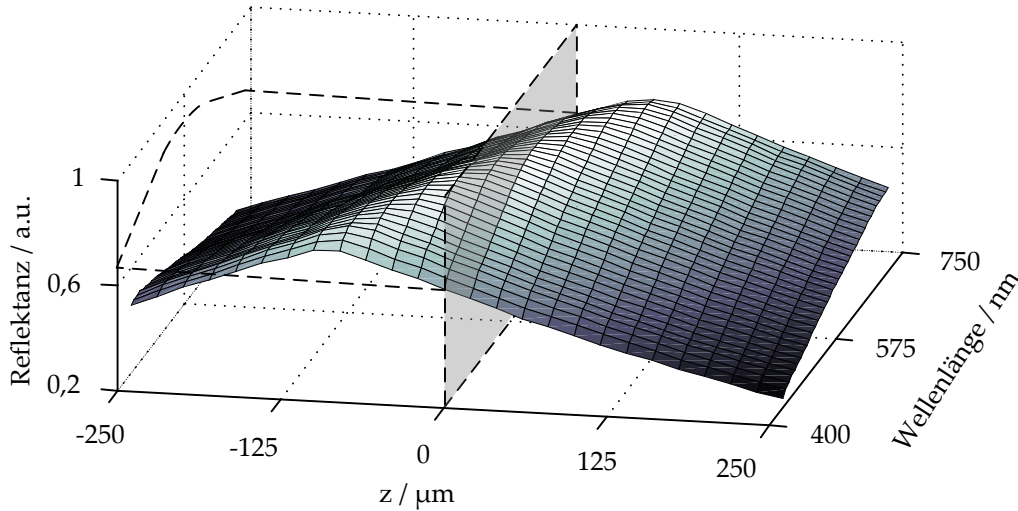
**Abbildung 3.45:** Prinzip der Auswirkung chromatischer Aberrationen auf die von einer Schicht reflektierte Intensität. Die Dünnschichtreflektanz  $R(\lambda)$  (durchgezogene Linie) wird durch die chromatisch konfokale Funktion des Messkopfs  $C(z, \lambda)$  (gestrichelte Linie) moduliert, was in einer Gesamtreflektanz  $R(z, \lambda)$  (gepunktete Linie) resultiert.

(siehe Abschnitt 3.4) in den Messkopf (siehe Kapitel 3.4) geleitet. Dieser fokussiert das Licht auf die bedruckte Folie und ist in  $z$ -Richtung verstellbar. Das von der Folie reflektierte Licht wird über den 50/50-Koppler in das Spektrometer geleitet (siehe Kapitel 3.5). Das Spektrometer besteht aus zwei Spektrometerarmen für unterschiedliche Wellenlängenbereiche. Die CCDs sind, ebenso wie die Lichtquelle, temperaturstabilisiert. Die Spektren auf den beiden CCDs werden mittels Software zusammengeführt. Die Kommunikation der Spektrometerarme mit dem PC erfolgt über USB-Schnittstelle. Im PC erfolgt die Schichtdickenanalyse. Im Folgenden wird zunächst die Zusammenführung des Messsystems beschrieben, dann werden in den Abschnitten 3.6.2 bis 3.6.7 Messungen vorgestellt, die mit diesem kombinierten System gemacht wurden. Neben Labormessungen werden Testmessungen im Produktionsprozess gezeigt und die Messgrenzen des Systems werden bestimmt.

#### 3.6.1 Zusammenführung

In Abschnitt 3.4.3 wurde die Charakteristik des Messkopfs gezeigt. Damit war die Rekonstruktion des axialen Versatzes eines Spiegels im Fokuspunkt realisierbar. Der nächste logische Schritt ist die Zusammenführung von Abstands- und Schichtdickenmessung. Letztere soll Grenzflächenrauheit analysieren können. Dies soll in diesem Abschnitt geschehen. Weiterhin wird das Potenzial des Messsystems anhand von Messungen präsentiert.

**Entwicklung eines tiefensensitiven Dünnschichtmesssystems** Die Idee ist hier, die chromatische Antwort des Messkopfs mit der Dünnschichtantwort zu kombinieren. Abb. 3.45 zeigt dies anschaulich. Die Dünnschichtreflektanz wird durch die chromatisch konfokale Funktion des Messkopfs abgeschwächt. Um das gesamtreflektierte Signal zu beschreiben, muss die Dünnschichtreflektanz  $R(\lambda)$  mit



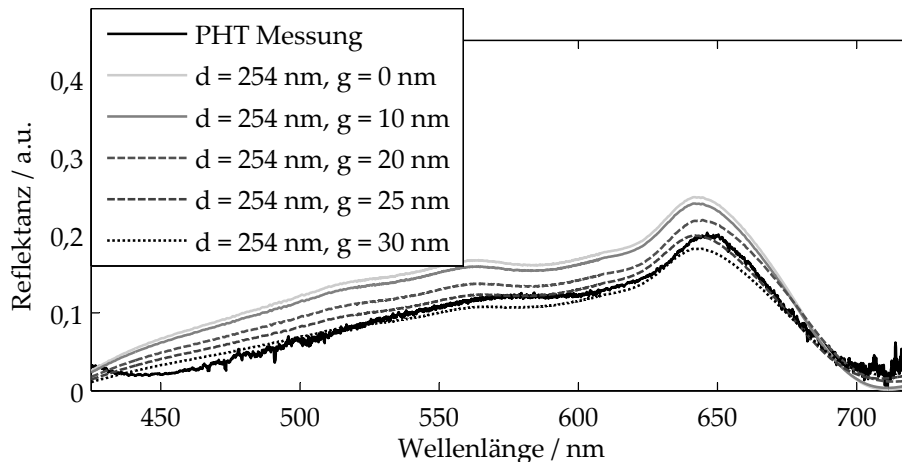
**Abbildung 3.46:** Gemessene wellenlängenabhängige Tiefenantwort des Systems. Die Reflektanz ist eine Funktion der axialen Position  $z$  eines Messobjekts. Die maximal mögliche Reflektanz kann als Projektion eines Schnitts durch die Oberfläche von  $C(z, \lambda)$  an einer bestimmten Position  $z$  gedacht werden (gestrichelte Linien und graue Flächen). Dieser Schnitt entspricht der gestrichelten Linie in Abb. 3.45.

der chromatisch konfokalen Funktion  $C(z, \lambda)$  kombiniert werden.  $z$  ist dabei die axiale Position relativ zum Fokuspunkt des Messkopfs bei  $\lambda_g = 550$  nm. Die Multiplikation beider Signale, wie in Gleichung 3.22 gezeigt, scheint eine gute Approximation an gemessene Spektren zu sein [164]. Weiterhin soll Grenzflächenrauheit und Rückseitenreflexion in das Gesamtmodell mit aufgenommen werden. Im Falle der Rauheit werden dazu die Fresnel'schen Koeffizienten  $r_{lm}$  erweitert zu  $\check{r}_{lm}$ , wie in Abschnitt 2.7 definiert. Dadurch wird eine Systemmodellierung der Reflexion  $\check{r}$  mit dem aus Tabelle 2.1 ausgewählten Rauheitsmodell erzielt. Um die Möglichkeit transparenter Substrate nicht auszuschließen, muss das Gesamtmodell gemäß Gleichung 2.9 noch den Rückseitenreflex  $\hat{r}_{30}$  aufnehmen. Für den Fall der inkohärenten Addition der Signale ergibt sich Gleichung 3.23. Das Modell ist somit unabhängig von der Anzahl der Schichten, die untersucht werden - durch einen Austausch des Schichtmodells können auch Mehrschichten mit Gleichung 3.23 analysiert werden. Zur Verdeutlichung muss gesagt werden, dass  $\hat{R}(z, \lambda)$  die modellierte Reflektanz beschreibt, während  $R(\lambda)$  die gemessene Reflektanz meint. Beide Signale werden im Weiteren verwendet, um die Dicke der untersuchten Schichten zu bestimmen.

$$\hat{R}(z, \lambda) = \hat{R}(\lambda) \cdot C(z, \lambda), \quad (3.22)$$

$$\hat{R}(z, \lambda) = \left[ \check{r} \cdot \check{r}^* + \hat{r}_{30}^2 \right] \cdot C(z, \lambda). \quad (3.23)$$

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

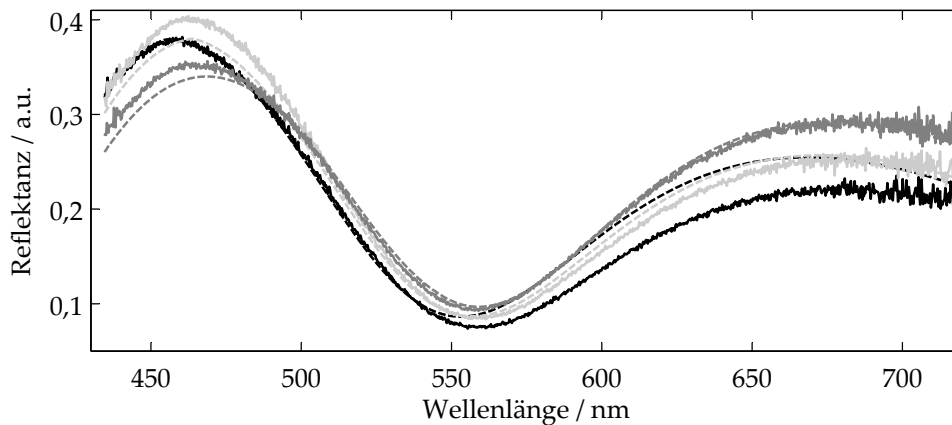


**Abbildung 3.47:** Einfluss der Oberflächenrauheit  $g$  auf die Simulation der Schichtantwort und Vergleich mit einer gemessenen Reflektanz einer PHT-Schicht auf Silizium.

**Erweiterung des Schichtmodells um Rauheit** Wie in den Abschnitten 2.7 und 2.12 aufgezeigt, müssen Rauheiten der Oberflächen allgemein, Anisotropien von Polymeren und Inhomogenitäten gedruckter Materialien analysiert werden können. Das Reflektanzmodell wurde zu diesem Zweck gemäß Abschnitt 2.7 erweitert. Dieser Abschnitt soll die Legitimation zeigen, Inhomogenitäten und Anisotropien von gedruckten Polymeren als Oberflächenrauheit zu modellieren.

Abb. 3.47 zeigt die Messung des im Projekt verwendeten PHT auf Silizium. Hier wurden verschiedene Reflektanzen hinzu simuliert. Bei den simulierten Reflektanzen wurde die Rauheit der Oberfläche verändert. Da das Substrat Silizium ist, wird von keiner Unterseitenrauheit ausgegangen. Der Einfluss ist deutlich zu sehen. Ein Absinken der Gesamtrefektivität ist festzustellen. Die besten Werte der Oberflächenrauheit wurden zu  $g = 26$  nm bestimmt. Im Gegensatz dazu bewirkt die Modellierung der Rauheit nur wenig Änderung in der berechneten Reflektanz bei der Vermessung des Isolators. Hier blieb beim Isolator der beste Wert unter 1 nm. Die Rauheit des PHT von 26 nm bei einer Schichtdicke von 254 nm ist recht unwahrscheinlich. Gerade wenn ein ähnlich aufgebracht Material wie der Isolator keine nennenswerte Rauheit zeigt und mit einer Messspitze durchgeführte Referenzmessungen in beiden Fällen Rauheiten von wenigen nm ermitteln. Zurückzuführen ist das auf die Inhomogenität des PHT bei der Schichtbildung. Das heißt aber wiederum, dass das Vorwissen über die zu analysierende Schicht ausreichend hoch sein muss, um den Rauheitswert richtig zu deuten. Bei PHT gibt der Wert nicht die Oberflächenrauheit an, sondern den Grad der Inhomogenität. Der Isolator hat kein inhomogenes Verhalten in der Schichtbildung. Der ermittelte Rauheitswert muss deswegen wirklich von einer Oberflächenrauheit herrühren.

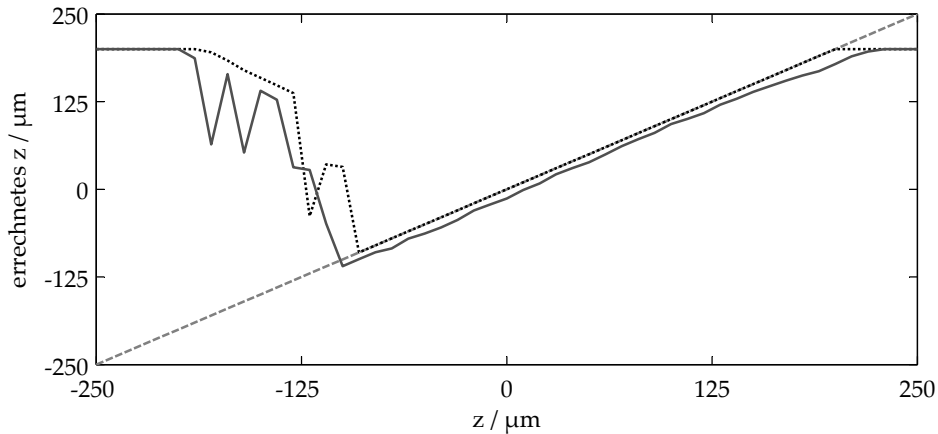
Mithilfe des Rauheitsparameters  $g$  ist es also möglich, sowohl Rauheit, als auch Inhomogenitäten (oder auch Anisotropie) zu modellieren. Vorsicht ist bei der Interpretation der Ergebnisse jedoch geboten.



**Abbildung 3.48:** Vergleich gemessener Reflektanzen bei unterschiedlichen Positionen  $z$  der 500 nm dicken Glasschicht auf Silizium mit Fits. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Simulationen der Ergebnisse der Schichtdickenanalyse. Die Werte weichen weniger als 5 nm ab.

**Messungen mit einem tiefensensitiven Dünnschichtmesssystem** Eine weitere Untersuchung ist die Wiederholbarkeit der Abstandsschätzung bei der Schichtdickenmessung. Dazu wurden exemplarisch ca. 500 nm dicke Glasschichten auf Silizium untersucht. Wieder wurde der Spiegel vertikal durch den Fokuspunkt hindurch bewegt. Abb. 3.48 zeigt die Messung an drei verschiedenen Positionen  $z$  des selben Messorts. Wie zu sehen ist, ändert sich nur die spektrale Intensität, nicht aber die Position der Extrempunkte. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Simulationen der Ergebnisse der Schichtdickenanalyse. Wie Abb. 3.50 zu entnehmen ist, weist die hierbei ermittelte Schichtdicke einen maximalen Abstand von 5 nm auf. Die fehlende Übereinstimmung der schwarzen Kurve im roten Spektralbereich (z.B.  $\lambda = 650$  nm) ist auf eine Abstandsfehlschätzung zurückzuführen. Eine Verbesserung dieser Ergebnisse kann durch Erweiterung des Messbereichs erreicht werden. Abb. 3.49 zeigt die Rekonstruktion des Abstands des Messobjekts. Während die gestrichelte Linie den theoretischen Verlauf anzeigt, gibt die gepunktete Linie die Rekonstruktion des Spiegels aus Abschnitt 3.4.3 an. Die graue Linie bezeichnet das Ergebnis der hier angestellten Untersuchung. Der konstante Abstand ist auf die fehlende Reproduzierbarkeit der verwendeten Mikrometerschraube zurückzuführen. In sich sind die Messreihen konsistent. Abb. 3.50 zeigt die dabei ermittelten Schichtdicken aller vier Messobjekte über den kompletten Dynamikbereich. Die Messobjekte weisen, laut Referenzmessung mit einem Spektralellipsometer, Dicken von 504 nm, 490 nm, 485 nm und 479 nm auf. Eine gute Reproduzierbarkeit ist zu erkennen. Alle ermittelten Schichtdicken zeigen weniger als 5 nm Abweichung zu diesen Werten. Durch diese Messungen kann gezeigt werden, dass eine gleichzeitige Rekonstruktion sowohl der Schichtdicke als auch des axialen Abstands des Messobjekts zum Messkopf möglich ist. Die Schichtdickengenauigkeit von 500 nm dicken Glasschichten liegt innerhalb

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



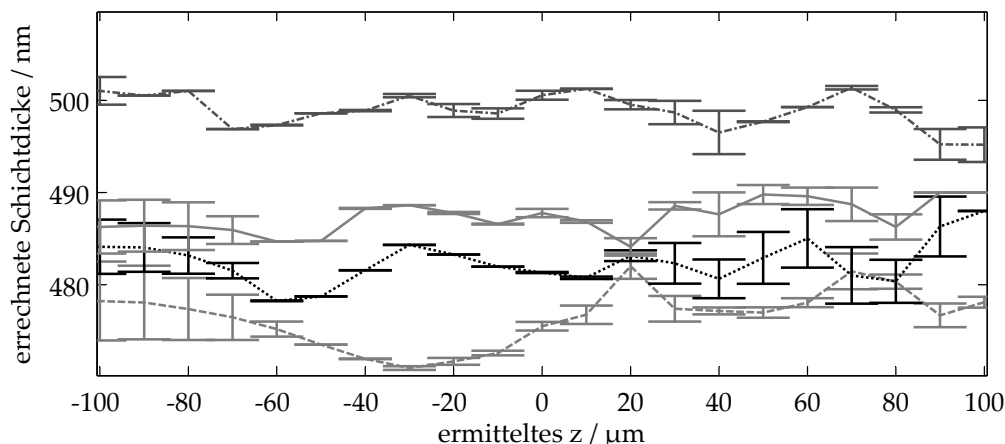
**Abbildung 3.49:** Ergebnis der Abstandskonstruktion. Ein nahezu linearer Verlauf über 300 µm axialem Versatz kann nachgewiesen werden. Die graue durchgezogene Linie entspricht der Messung auf Glas, die gepunktete Linie entspricht der direkten Vermessung des Spiegels (siehe Abschnitt 3.4.3). Der konstante Abstand der beiden Kurven liegt an der schlechten Reproduzierbarkeit der Positionierung durch eine Mikrometerschraube.

5 nm bei einer Abstandsschätzung besser 5 µm.

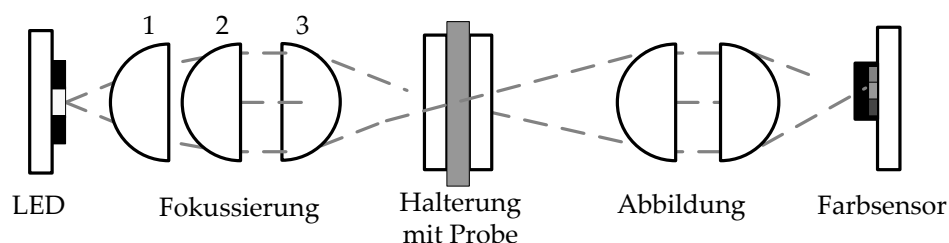
#### 3.6.2 Materialcharakterisierung

In den folgenden Abschnitten werden die Messergebnisse mit dem final zusammengeführten Messaufbau gezeigt. Die Leistung des Messsystems steht und fällt mit der Materialcharakterisierung. Deswegen soll, bevor die resultierenden Messungen gezeigt werden, zunächst auf die Charakterisierung eingegangen werden. In diesem Abschnitt sind zwei Arten von Messungen zu unterscheiden: Die Referenzmessungen, die extern durchgeführt wurden und die Extraktion der optischen Parameter der Materialien zum Ziel hatten und Absorptionsmessungen. Von einem Projektpartner wurden angefärbte Proben zur Verfügung gestellt. Neben dem intrinsisch rot wirkenden PHT wurde der transparente Isolator mit einem bläulich wirkenden Farbstoff verfärbt, der die elektrischen Eigenschaften der Materialien nicht beeinflusst. PHT ist ein organischer p-Halbleiter-Polymer aus der Gruppe der Polythiophene.

**Referenzmessungen** Die Referenzmessungen wurden bei *LOT Oriel* an beispielhaften Schichten mit einem *J.A. Woollam M-2000U-XE* Weißlichtellipsometer durchgeführt. Der Spektralbereich des Systems liegt zwischen 245 nm und 1000 nm. Bei der Charakterisierung wurden die Proben bei drei verschiedenen Einfallswinkeln untersucht. Der so erhaltene Datensatz lässt Rückschlüsse auf optische Parameter  $n$  und  $k$ , Schichtdicke  $d$ , sowie Rauheit  $g$  zu. Bei letzterem ist jedoch, wie auch bei diesem Messsystem, Vorsicht geboten:



**Abbildung 3.50:** Ergebnis der Rekonstruktion der Schichtdicke an vier verschiedenen dicken Messobjekten. Bei allen Messobjekten bleibt die Schichtdicke innerhalb 5 nm über den gesamten chromatischen Bereich.

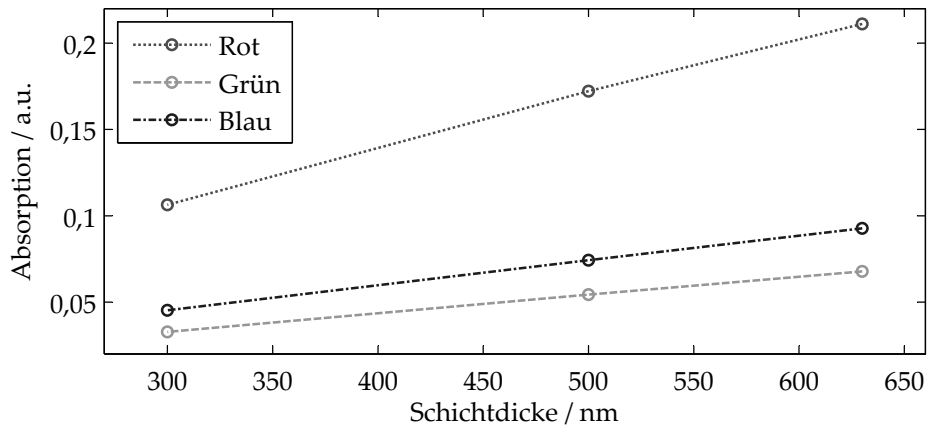


**Abbildung 3.51:** Schematischer Aufbau des fokussierenden Messsystems. Das von der LED emittierte Licht wird von den Linzen 1 und 2 vorparallelisiert, um anschließend mit Linse 3 auf das Messobjekt fokussiert zu werden. Nach dem Durchgang durch die Probe wird das Licht auf den Dreifarbsensor abgebildet.

Die Isolatorproben konnten problemlos gemessen und die Daten ausgewertet werden. Schwierigkeiten ergaben sich bei den PHT-Proben, wobei keine vollständig korrekten Modelle gefunden werden konnten. Die Ursache dafür kann ein Agglomerieren der Moleküle sein, was eine unregelmäßige Verteilung innerhalb der Schicht ergeben kann und somit Partikelgrößen nicht mehr viel kleiner als  $\lambda/10$  sind. In diesem Zusammenhang muss auch die Anisotropie beachtet werden. Dies kann zur Streuung führen, womit die Fresnel'schen Formeln nicht mehr erfüllt sind. Visuell betrachtet erscheinen die Proben etwas milchig, was ggf. ein Hinweis auf das Agglomerieren ist. In dieser Arbeit wird dieser Effekt mithilfe der Grenzflächenrauheit modelliert, wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben wurde.

**Absorptionsmessung** Der Aufbau zur Absorptionsmessung ist in Abb. 3.51 dargestellt. Nach einer Vorkollimierung wird das Licht der in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Weißlicht-LED auf das Messobjekt fokussiert. Nach dem Durchleuchten der Probe wird das Licht auf einen Dreifarbsensor *MAZeT MCS3AS* abge-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

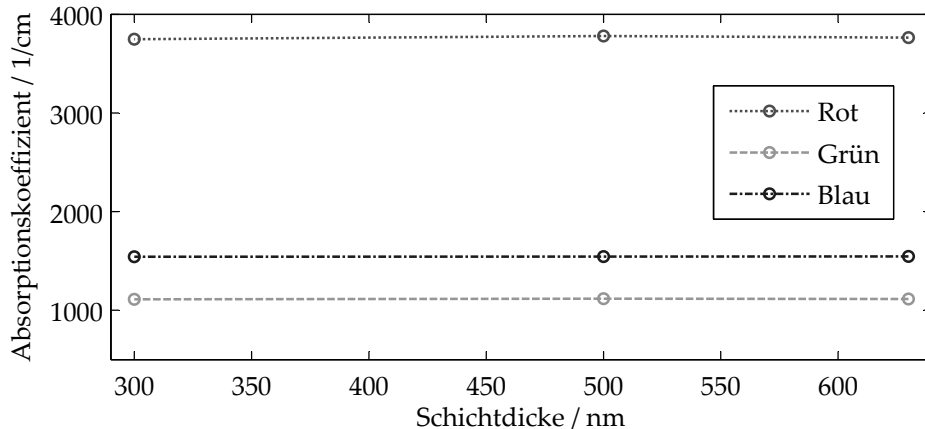


**Abbildung 3.52:** Berechnete Absorptionsverläufe der Wellenlängenbereiche rot, grün und blau. Wie zu erkennen ist, weisen die drei Verläufe positive, lineare Anstiege auf.

bildet. Dieser liefert einen Ausgangsstrom, je nach Bestrahlungsstärke, von 50-200  $\mu\text{A}$ . Dieser Strom wird nach einer Transimpedanzverstärkerstufe mit einer Datenerfassungskarte gemessen. Nach der Vermessung einiger PHT-Proben mit Schichtdicken von 630 nm, 500 nm und 300 nm, werden die Absorptionen der drei Farborte rot, grün und blau bestimmt (siehe Abb. 3.52). Durch die Berechnung der Absorptionskoeffizienten nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz (siehe Abschnitt 2.3) können die in Abb. 3.53 dargestellten Absorptionskoeffizienten der drei untersuchten Schichtdicken ermittelt werden. Für jeden Wellenlängenbereich kann ein konstanter Verlauf der Absorptionskoeffizienten über eine ansteigende Schichtdicke beobachtet werden. Die Werte der Absorptionskoeffizienten betragen für rot 3764,11  $1/\text{cm}$ , für grün 1114,29  $1/\text{cm}$  und für blau 1544,18  $1/\text{cm}$ . Die Schichtdicke ist derart klein, dass ein linearer Verlauf der Absorption für die drei Bänder angenommen werden kann. Verdeutlichen kann dies Abb. 3.54: Bei deutlich größeren Schichtdicken wird der Verlauf exponentiell abklingend. In dem hier betrachteten Bereich ist das jedoch nicht der Fall. Diese Daten korrelieren mit der Betrachtung der spektralen Empfindlichkeit des Farbsensors. Hierzu wurden, neben der spektralen Abstrahlcharakteristik der LED, die Absorptionen des PHT über den Bereich der verschiedenen Empfindlichkeiten des RGB-Sensors mit dessen Empfindlichkeit gewichtet und integriert. Die so berechneten Werte liegen sehr nah an den oben berechneten Werten. Für den angefärbten Isolator wurden ähnliche Werte erreicht.

Die Absorptionsmessung ist also ein gutes Instrument zur alternativen, berührungslosen Schichtdickenmessung absorbierender Schichten. Aufgrund der Auflösung von  $\pm 10$  nm stellt die Absorptionsmessung für das in dieser Arbeit vorgestellte System eher eine Voruntersuchung dar, mit der der zu untersuchende Schichtdickenbereich eingeschränkt werden kann. Ein möglicher Aufbau nutzt das Durchleuchten des Messobjekts bei der Reflektanzmessung im Druckprozess aus, um bei derselben gepulsten Messung ein Absorptions-Trippl mit dem Farb-





**Abbildung 3.53:** Berechnete Absorptionskoeffizienten der drei Wellenlängenbereiche rot, grün und blau. Zu sehen ist, dass die Absorptionskoeffizientenverläufe der drei Farben über zunehmende Schichtdicke konstant sind.

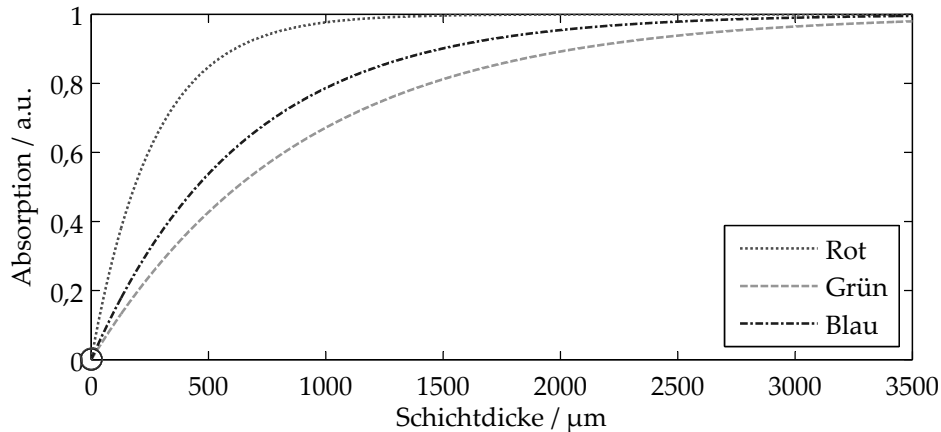
sensor aufzunehmen. So ist eine direkte Korrelation von Absorption und Reflektanzmessung möglich. Da das Messsystem jedoch in der Konfiguration ohne diese Erweiterung ausreichend gute Ergebnisse erzielt, wurde dieser Ansatz nicht realisiert. Er stellt mehr einen möglichen Ausblick für dieses Messsystem dar, weswegen auf ihn im letzten Kapitel noch einmal eingegangen wird.

### 3.6.3 Messungen an Einschichtsystemen

Um die Leistungsfähigkeit des chromatisch konfokalen Dünnschichtreflektometers zu zeigen, wurde es zur Vermessung von mikrochemischen Reaktoren verwendet. Bei einem lateral ausgedehnten Messobjekt muss lateral gescannt werden. So entsteht eine simultane Rekonstruktion der Oberfläche und der Schichtdicke. Ein Mikroskopbild eines analysierten Reaktors zeigt Abb. 3.55a. Das Siliziumsubstrat ist mit einer thermisch gewachsenen Glasschicht von ca. 2  $\mu\text{m}$  Dicke überzogen. Die Reaktorkante ist 63,4  $\mu\text{m}$  tief, während die Kanäle eine Tiefe von 23,4  $\mu\text{m}$  und eine Breite von 120  $\mu\text{m}$  aufweisen. Sie besitzen zwar keine flachen Böden, aber durch die Wafer-Orientierung und den Ätzprozess resultierende angewinkelte Seitenwände. Die Schichtdicke in der Reaktorwanne wurde mit einem *Mikropack NanoCalc 2000* Reflektometer zu 1,752  $\mu\text{m}$  und um den Reaktor herum zu 2,833  $\mu\text{m}$  bestimmt. An die Reflektanzen  $R(z, \lambda)$ , die an jedem Punkt  $(x, y)$  auf dem Messobjekt gemessen wurden, wird die Reflektanzschätzung  $\hat{R}(z, \lambda)$  gefittet. Die Optimierung wird über den Levenberg-Marquardt-Algorithmus aus Abschnitt 3.2.1 getätigt. Als Ergebnis dieser Optimierung wird die Gruppe an Parametern Abstand  $z$ , Schichtdicke  $d$  und Oberflächenrauheit  $g$  zurückgegeben.

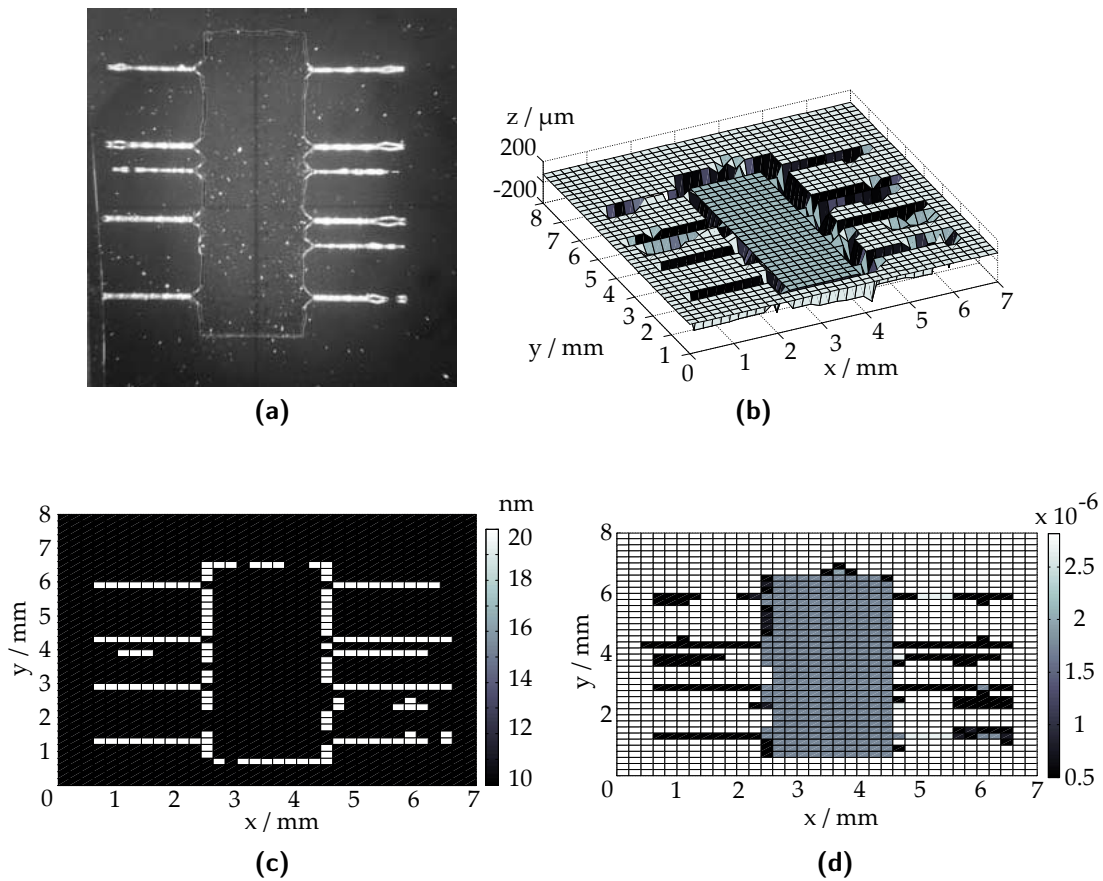
Die Parameter  $z$ ,  $g$  und  $d$  werden für jeden Punkt  $(x, y)$  des Reaktors in einem 200  $\mu\text{m}$  Raster extrahiert. Abb. 3.55b zeigt die Rekonstruktion der Oberfläche des Reaktors. Die Tiefe des Reaktors von 63,4  $\mu\text{m}$  wird zu 61,5  $\mu\text{m}$  rekonstruiert.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



**Abbildung 3.54:** Mithilfe des Lambert-Beer'schen Gesetzes berechnete Absorptionsverläufe der drei Wellenlängenbereiche rot, grün und blau über einen größeren Schichtdickenbereich. Der nahe dem Koordinatenursprung erkennbare schwarze Kreis zeigt den Schichtdickenbereich, der in der hier untersucht wurde. Dieser Bereich ist in Abb. 3.52 dargestellt.

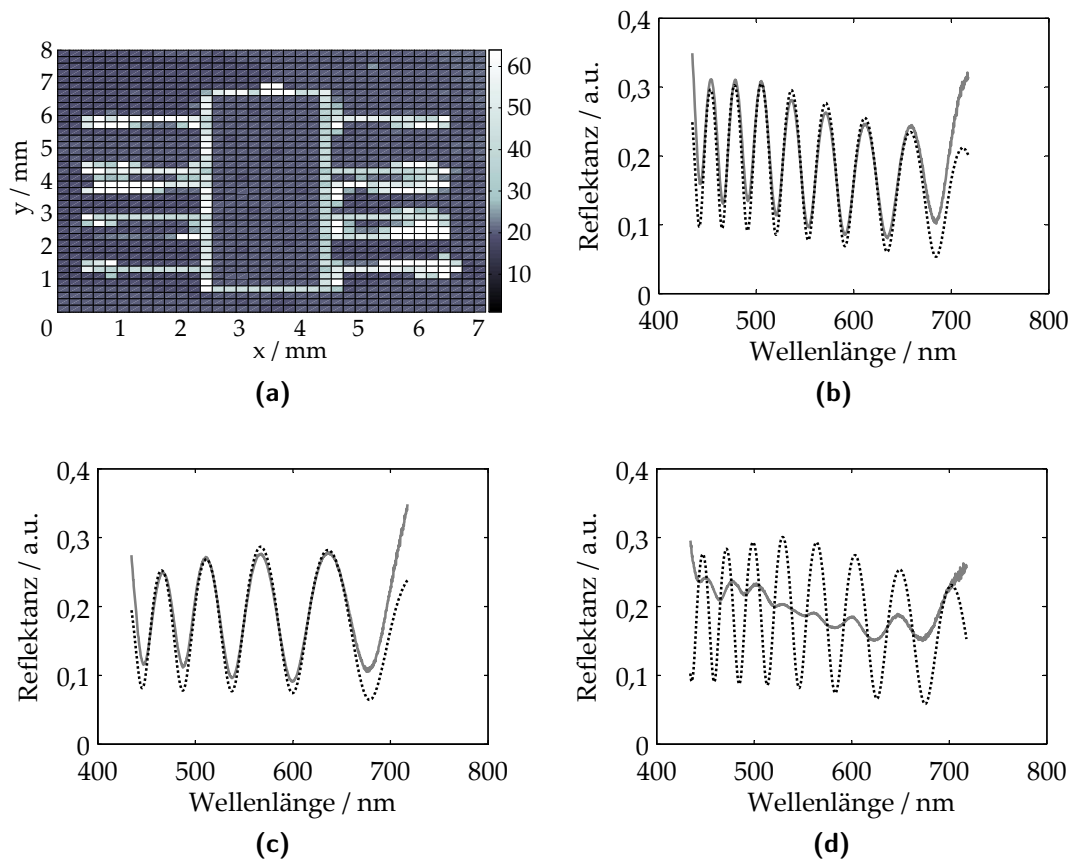
Der Parameter  $g$  ist dort groß, wo das Objekt scharfe Kanten aufweist. Dort wird die Reflektanz ähnlich wie bei rauen Oberflächen abgeschwächt. Abb. 3.55c zeigt das Ergebnis für den Parameter  $g$ . Abb. 3.55d zeigt die Schätzung der Schichtdicke  $d$ . Das Ergebnis zeigt klar, dass das Messobjekt zwei verschiedene Schichtdicken aufweist, eine in der Reaktorwanne mit  $d = 1,75 \mu\text{m}$  und eine für die umliegenden Bereiche von  $d = 2,84 \mu\text{m}$ . Diese Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit den Referenzmessungen von  $d = 1,752 \mu\text{m}$  bzw.  $d = 2,833 \mu\text{m}$ , die mit einer Messspitze durchgeführt wurden. Außerdem werden verschiedene Schichtdickenwerte für die Kanten und Kanäle errechnet. Die Fähigkeit, scharfe Übergänge in der Oberflächentopographie zu messen, wird limitiert durch das optische System. Ein Messfleckdurchmesser von knapp  $160 \mu\text{m}$  kann selbstverständlich nicht zur Vermessung von Kanälen mit einer Breite von  $120,5 \mu\text{m}$  herangezogen werden. Um eine Maßzahl für das Vertrauen in das Messergebnis zu erhalten, wird der mittlere quadratische Abstand zwischen  $R(z, \lambda)$  und  $\hat{R}(z, \lambda)$  für jeden Punkt  $(x, y)$  berechnet und in Abb. 3.56a aufgezeigt. Dabei bedeuten niedrige Werte ein höheres Vertrauen in den Messwert. Die Grafik zeigt, dass das Vertrauen in die Messwerte für  $z$  und  $d$  an Kanten und Kanälen sinkt. Durch Anpassen des Messkopfs könnte hier noch eine laterale Verbesserung erzielt werden. Abb. 3.56b bis 3.56d zeigen gemessene Reflektanzen und die gefitteten Ergebnisse an drei Punkten: Um den Reaktor, in der Reaktorwanne und an einer Kante. Zu erkennen ist die gute Übereinstimmung von gemessenem Signal und simulativem Ergebnis bei den Kurven auf homogenen Flächen (Abb. 3.56b und 3.56c). Die Übereinstimmung beider Signale sinkt drastisch bei der Vermessung einer Reaktorkante. Hier liegt ein Teil des Messflecks im Reaktor, ein Teil außerhalb und ein großer Teil in der Reaktorwand. Hier ist keine zuverlässige Schichtdicken- oder



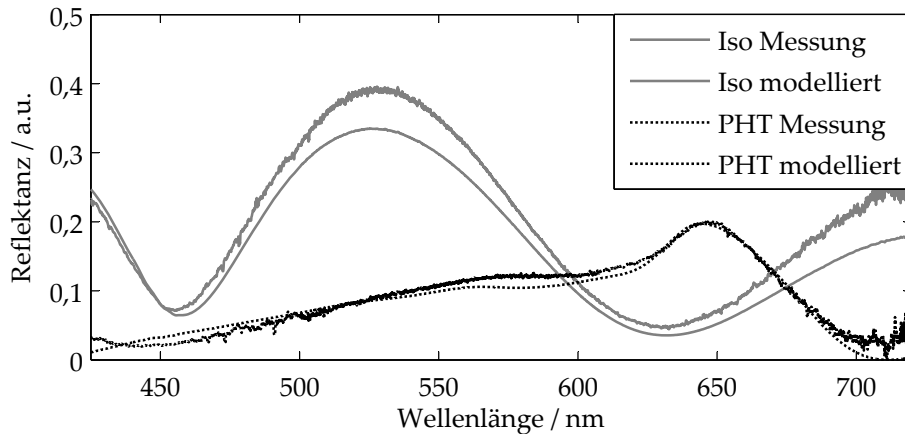
**Abbildung 3.55:** (a) *Mikroskopbild eines mikrochemischen Reaktors.* Weiße Linien entsprechen Kanten und Kanälen. Die Rauheit in der Reaktorwanne kann schon durch mikroskopische Untersuchung gesehen werden. (b) *3D Bild der Rekonstruktion der Oberfläche des Testobjekts.* (c) zeigt Oberflächenrauheit und (d) *Schichtdicke als farbcodierte Funktion des Orts  $(x, y)$ .*

Abstandsmessung möglich.

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



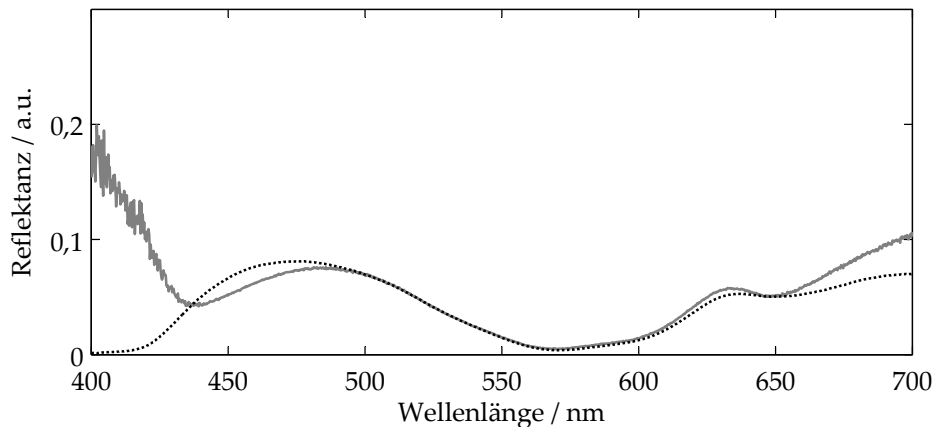
**Abbildung 3.56:** (a) Vertrauen als grauwertcodierte Funktion von  $(x, y)$ . (b) Spektrale Messung außerhalb des Reaktors und dazugehöriger Fit. (c) Messung in der Reaktorwanne mit dazugehörigem Fit. (d) Messung an einer Reaktorkante mit dazugehörigem Fit. Die Übereinstimmung von Messung und simulativem Ergebnis sinkt drastisch.



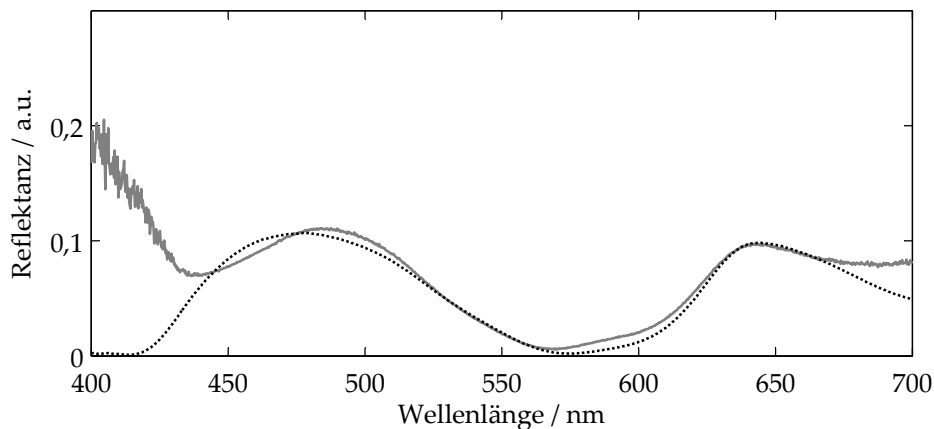
**Abbildung 3.57:** Vergleich gemessener mit simulativ ermittelter optimaler Reflektanzen an den im Projekt verwendeten Materialien Isolator und PHT. Die extern ermittelten Werte sind 253,69 nm Dicke für PHT und 498,81 nm für den Isolator. Die entsprechenden Werte des aufgebauten Systems sind 254 nm bei der PHT Messung und 493 nm beim Isolatormaterial. Das entspricht einer maximalen Abweichung von 1,2 %.

Weiterhin wurden Messungen an den im Projekt relevanten Materialien durchgeführt. Dazu gehört ein Isolator und ein Halbleiter. Der Isolator ist transparent, während das PHT, der verwendete Halbleiter, eine Rotfärbung aufweist. Er ist außerdem inhomogen in der Schichtbildung, siehe oben. Abb. 3.57 zeigt den Vergleich zweier statischer Messungen auf Silizium-Substrat mit gefitteten Spektren. Die grauen Linien entsprechen der Messung am Isolatormaterial, die schwarzen denen an PHT. Die gestrichelten Linien repräsentieren die simulativen Ergebnisse der Schichtdickenmessung. Zur Simulation wurden die optischen Parameter, die extern ermittelt wurden, verwendet. Eine gute Übereinstimmung konnte erzielt werden. Da die Schichten extern auch auf ihre Schichtdicke hin untersucht wurden, können die vom Modell erzielten Ergebnisse mit den Referenzmessungen verglichen werden. Die extern ermittelten Werte sind 253,69 nm Dicke für PHT und 498,81 nm für den Isolator. Die entsprechenden Werte des hier vorgestellten Systems betragen 254 nm bei der PHT Messung und 493 nm beim Isolatormaterial. Das entspricht einer Abweichung von 1,2 %. Im Produktionsprozess ist es nicht immer möglich, nur eine Schicht zu vermessen. Daher muss das Messsystem auch auf die Tauglichkeit für Zweischichtsysteme evaluiert werden. Das geschieht im folgenden Abschnitt.

### 3.6.4 Messungen an Zweischichtsystemen

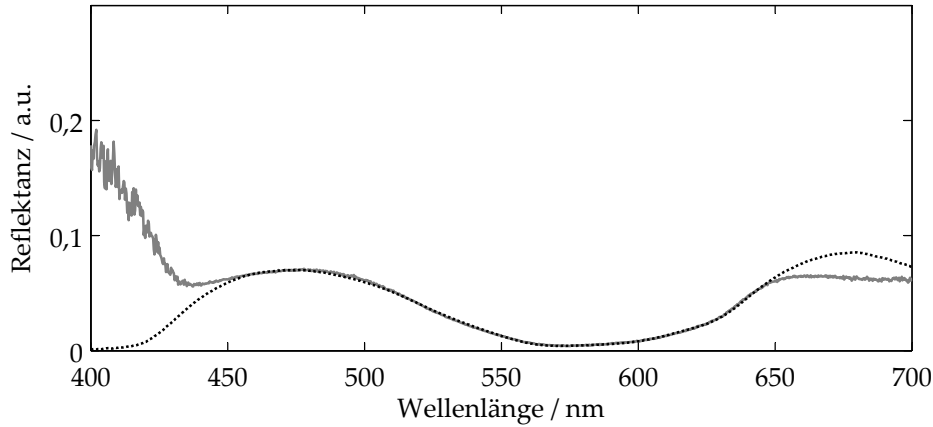


**Abbildung 3.58:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf transparentem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 252$  nm (Isolator),  $d_2 = 248$  nm (PHT),  $g_1 = 7$  nm,  $g_2 = 23$  nm und  $z = -83$   $\mu\text{m}$ . Die graue Linie zeigt die gemessene Reflektanz, die schwarze gestrichelte Linie den dazugehörigen Fit.



**Abbildung 3.59:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf transparentem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 254$  nm (Isolator),  $d_2 = 150$  nm (PHT),  $g_1 = 5$  nm,  $g_2 = 17$  nm und  $z = -49$   $\mu\text{m}$ .

Dieser Abschnitt beschreibt eine Messreihe an Zweischichtsystemen mit transparenten und absorbierenden Substraten. Die gemessene Reflektanz  $R(\lambda)$  wird gegenübergestellt mit der modellierten  $\hat{R}(z, \lambda)$  für verschiedene Schichtdicken  $d_1, d_2$ , Grenzflächenrauheit  $g_1, g_2$  und axialen Versatz  $z$ . Durch die Optimierung (siehe Abschnitt 3.2.1) wird das beste Set an Parametern ausgesucht, um die beiden Schichtdicken zu charakterisieren. Die ersten drei Messungen in Tabelle 3.2 zeigen Ergebnisse von Zweischichtsystemen auf transparenten Substraten.



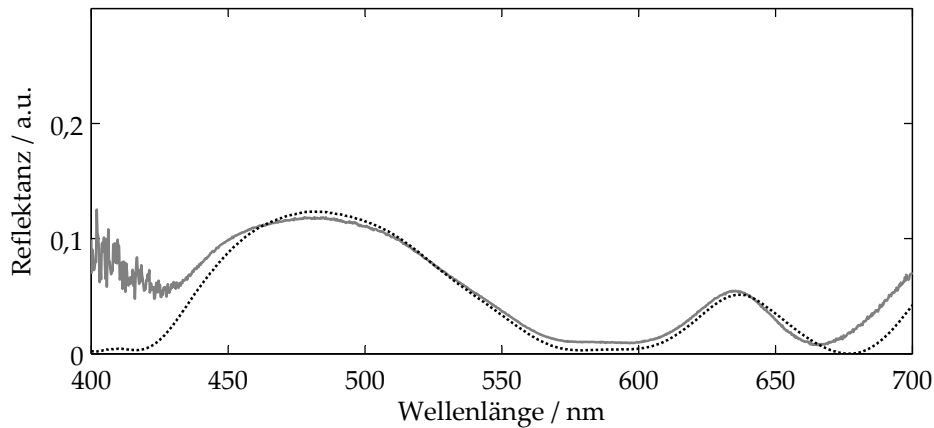
**Abbildung 3.60:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf transparentem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 255$  nm (Isolator),  $d_2 = 202$  nm (PHT),  $g_1 = 6$  nm,  $g_2 = 24$  nm und  $z = -140$   $\mu\text{m}$ .

In diesen Fällen wird vom Modell der Rückseitenreflex berücksichtigt, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Die letzten drei Messungen zeigen Ergebnisse für absorbierende Substrate. Alle Messobjekte wurden als Labormuster auf dieselbe Art und Weise hergestellt und die Schichtabfolge ist gleich, nur die Schichtdicken wurden variiert. Als transparentes Substrat wurde Glas, als absorbierendes Substrat Silizium verwendet. Darauf ist jeweils eine Schicht projektrelevantes PHT und darauf eine Schicht Isolator aufgebracht. Bei jedem Sample wurden Referenzmessungen mittels Messspitze durchgeführt, die Werte erscheinen in der Tabelle als  $d_1^0$  und  $d_2^0$ . Die Schichten besitzen bekannte Inhomogenitäten von etwa  $\pm 10\%$ . Dies sollte beachtet werden, da die Messspitzen-Messungen an den Rändern der Messobjekte durchgeführt wurden, um über die Höhe der Kante auf die Schichtdicke zurück zu schließen. Die hier gezeigten Messungen fanden jedoch in der Mitte der Samples statt. Die dazugehörigen gemessenen und mo-

**Tabelle 3.2:** Vergleich zwischen mit einer Messspitze gemessenen ( $d_1^0$  und  $d_2^0$ ) und gefitteten ( $d_1$  und  $d_2$ ) Werten für transparente (Messungen 1 - 3) und absorbierende Substrate (4 - 6).

Messung	$d_1$	$d_2$	$g_1$	$g_2$	$d_1^0$	$d_2^0$	$z$
1 (Abb. 3.58)	252	248	7	23	250	250	$-83 \cdot 10^3$
2 (Abb. 3.59)	254	150	5	17	250	150	$-49 \cdot 10^3$
3 (Abb. 3.60)	255	202	6	24	250	190	$-140 \cdot 10^3$
4 (Abb. 3.61)	258	204	6	12	250	200	$-27 \cdot 10^3$
5 (Abb. 3.62)	258	108	2	20	250	100	$-71 \cdot 10^3$
6 (Abb. 3.63)	260	240	7	15	250	200	$-72 \cdot 10^3$

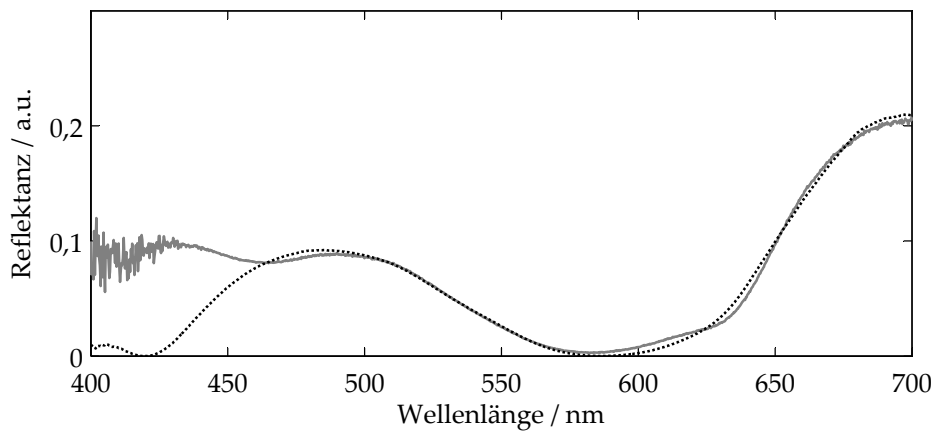
### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



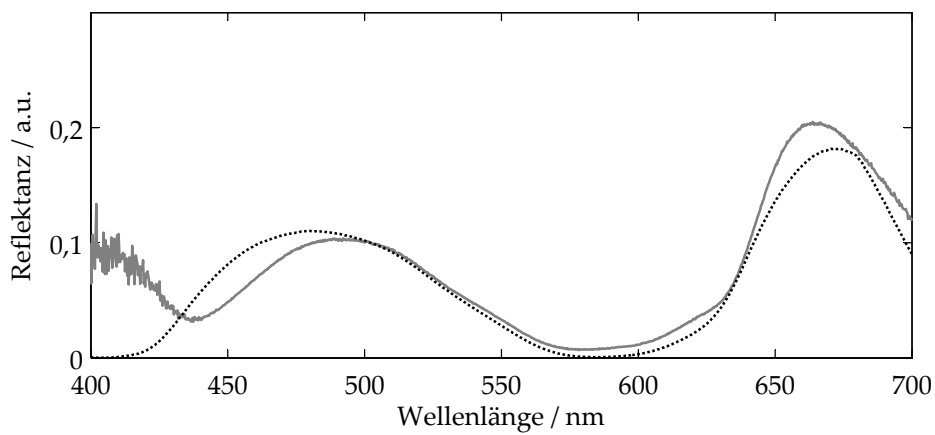
**Abbildung 3.61:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf absorbierendem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 258$  nm (Isolator),  $d_2 = 204$  nm (PHT),  $g_1 = 6$  nm,  $g_2 = 12$  nm und  $z = -27$   $\mu$ m.

dellierten Reflektanzen für diese sechs Experimente zeigen Abb. 3.58 bis 3.63. In den durchgeführten Messungen zeigen alle gemessenen Schichtdicken weniger als 8 % Abweichung zu den Messungen mit Messspitze. Dieser Zusammenhang validiert das hier vorgestellte Messsystem für Zweischichtsysteme sowohl für transparente als auch absorbierende Substrate und Schichtmaterialien. Eine Ausnahme bildet die letzte Messung. Hierbei ist aber nicht von einer Fehlmessung, sondern von höheren Inhomogenitäten in der Schichtbildung auszugehen, so dass die errechneten Werte auch hier realistisch erscheinen. Wie Tabelle 3.2 zu entnehmen ist, zeigt die zweite Schicht durchgängig mehr Rauheit als die erste. Das ist auf die Schichtkomposition zurückzuführen. Wie in Abschnitt 3.6.2 beschrieben, zeigt das unter dem Isolator liegende PHT eine viel höhere Inhomogenität als der Isolator. Das Modell erkennt diese Inhomogenitäten gut. Wie oben beschrieben, darf der Parameter  $g_2$  nicht mit der Oberflächenrauheit verwechselt werden. Die errechneten Rauheitswerte stimmen gut mit Referenzmessungen mittels Messspitze überein. Hier lag die Rauheit bei 6,9 nm. Weiterhin wurde die Variation im Abstand, die durch den Wechsel der Messobjekte erzeugt wurde, ausgewertet. Die hier auftretenden Werte von  $\pm 70$   $\mu$ m bewegen sich im plausiblen Rahmen. Somit ist eine Abstandsmessung auch bei Zweischichtsystemen möglich. Die Auflösungsgrenze der Ein- und Zweischichtdickenbestimmung mit Abstandsmessung wird im folgenden Abschnitt gezeigt.



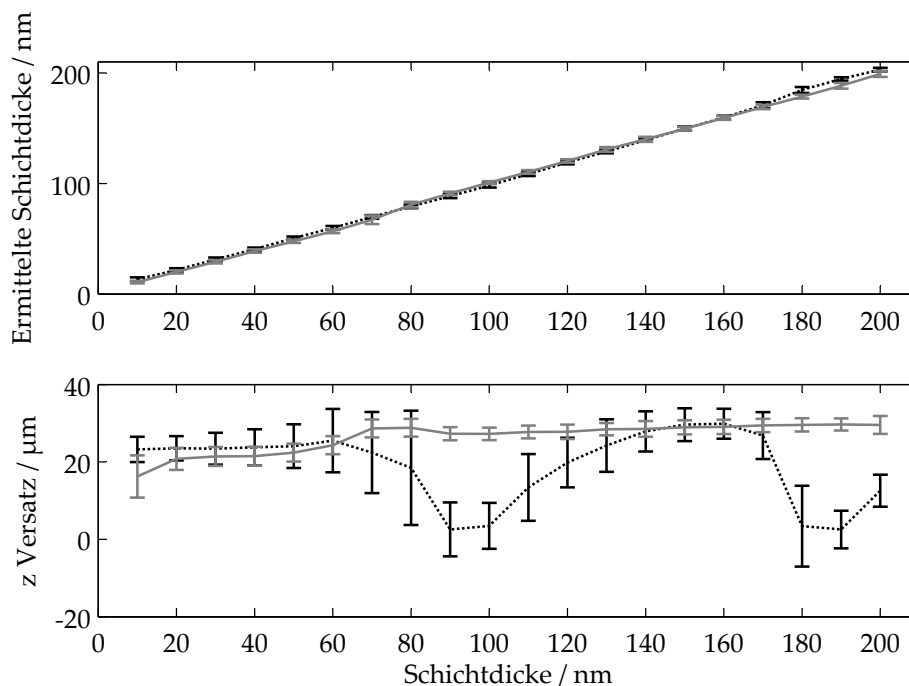


**Abbildung 3.62:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf absorbierendem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 258$  nm (Isolator),  $d_2 = 108$  nm (PHT),  $g_1 = 2$  nm,  $g_2 = 20$  nm und  $z = -71$   $\mu\text{m}$ .



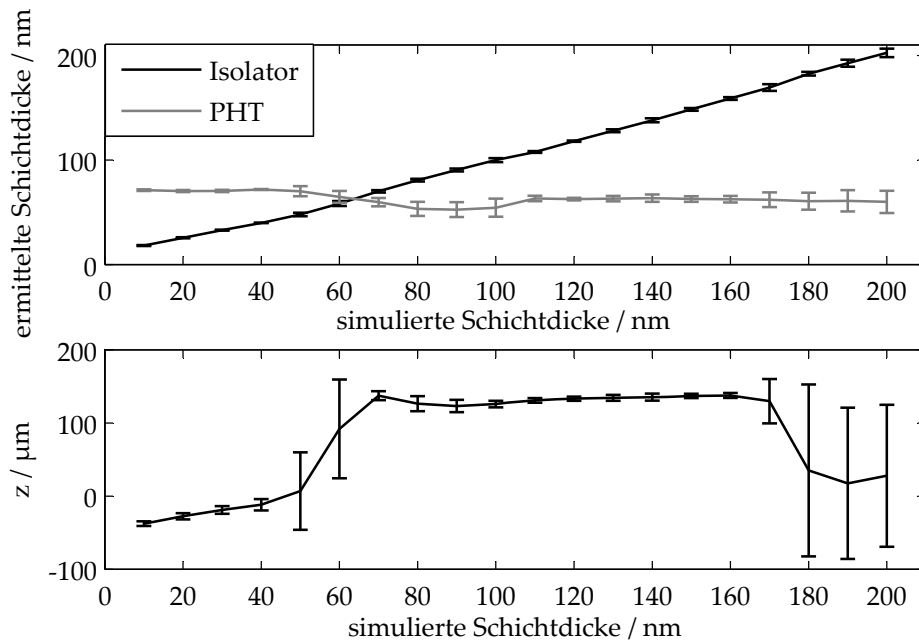
**Abbildung 3.63:** Vergleich einer Messung an einem Zweischichtsystem auf absorbierendem Substrat mit dem besten Fit.  $d_1 = 260$  nm (Isolator),  $d_2 = 240$  nm (PHT),  $g_1 = 7$  nm,  $g_2 = 15$  nm und  $z = -72$   $\mu\text{m}$ .

### 3.6.5 Ermittlung der Auflösungsgrenze



**Abbildung 3.64:** Ermittlung der Auflösungsgrenze für Einschichtsysteme in einem Schichtdickenbereich von 10 bis 200 nm. Die grauen Linien entsprechen PHT, die schwarzen Linien dem Isolator auf PET. Zu sehen ist, dass die Abstandsschätzung mehr Probleme bei dieser Materialkombination als bei Glas auf Silizium hat. Trotzdem wird die Schichtdicke besser als 5 nm über den gesamten Schichtdickenbereich aufgelöst.

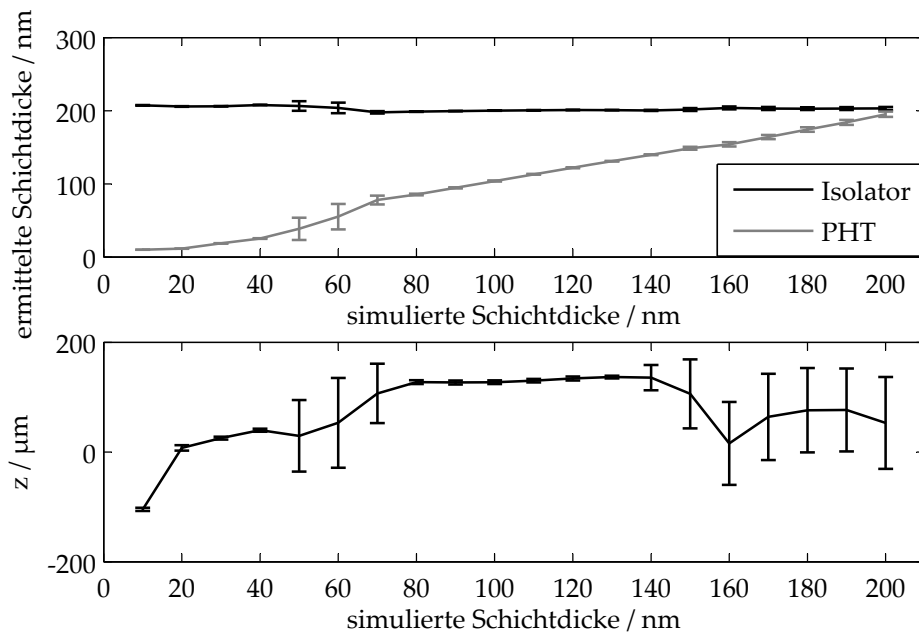
Ein wichtiges Kriterium eines Messsystems ist sein Auflösungsvermögen. Die Auflösungsgrenze für dieses System wurde statistisch aussagekräftig simuliert. Dazu wurde ein Spektrum mit einer Schichtdicke beider Materialien auf PET-Substrat simuliert und anschließend mit einem charakteristischen Rauschen beaufschlagt. Dieses neue Spektrum wurde der Analyse zugeführt. Der Vorgang wurde wiederholt, um statistisch aussagekräftige Werte zu erhalten. Die Auflösungsgrenze wurde sowohl für den im Projekt verwendeten Isolator, als auch für PHT bestimmt. Das Vorwissen über das System war eine erwartete Schichtdicke  $\pm 20\%$ . Der Grund für die Vorgabe ist die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Uneindeutigkeit der Schichtdickenanalyse über große Bereiche. Es war kein Vorwissen über den Abstand vorhanden. Abb. 3.64 zeigt das Ergebnis der Simulation: Oben ist der lineare Verlauf der Rekonstruktion der Schichtdicke von 10 bis 200 nm mit Fehlerbalken zu sehen. Unten dargestellt ist die rekonstruierte Chromatik. Der vorgegebene Wert bei der Simulation war  $+20\ \mu\text{m}$ . Wie an der Chromatik zu sehen ist, hat die Auswertung mehr Schwierigkeiten bei dieser Materialkombination als bei Glas auf Silizium. Trotz der Fehlschätzung des Abstands kann die Schichtdicke besser als 5 nm aufgelöst werden. Weiterhin wurde untersucht, welche Auswirkung das Vorwissen des Abstands auf die Schichtdickenbestimmung



**Abbildung 3.65:** Bestimmung der Auflösungsgrenze von Zweischichtsystemen.  $d_1$  wurde variiert von 10 nm bis 200 nm, während  $d_2$  zu 60 nm und  $z$  zu 140  $\mu\text{m}$  angenommen wurde. Das Schichtsystem wurde auf PET untersucht.

hat. Hier war jedoch kein deutlicher Auflösungsgewinn zu beobachten. Auch ein falsches Vorwissen über den Abstand wirkt sich bei dieser Materialkombination nicht gravierend auf die Schichtdickenbestimmung aus. Diese Aussagen gelten jedoch nur für die hier untersuchten Materialkombinationen. Durch die relativ niedrige Reflektanz des Systems (im Vergleich z. B. mit einem Polymer auf Silizium) prägt sich auch die darauf multiplizierte Chromatik nicht sehr stark aus. Bei den oben beschriebenen Systemen mit Glas auf Silizium ist die Auswirkung des Abstands zum Messobjekt viel stärker. Die Untersuchung der Auflösungsgrenze wurde in einem weiteren Bereich bis 1  $\mu\text{m}$  fortgeführt. Auch in diesem Bereich ergaben sich ähnliche Ergebnisse. Neben der Auflösungsgrenze für Einschichtsysteme wurden auch die Auflösungsgrenzen für Zweischichtsysteme simulativ bestimmt. Dabei wurde einmal die obere Schichtdicke verändert, während die untere festgehalten wurde und umgekehrt. Der Dynamikbereich der angenommenen Schichtdicken ist dabei wieder 10 nm bis 200 nm. Die zweite Schichtdicke wurde mit 60 nm bzw. 200 nm angenommen. Untersucht wurde wieder die im Projekt relevante Materialkombination Isolator auf PHT auf PET Folie. Es wurde keine Rauheit oder Inhomogenität der Schichten angenommen. Analysiert wurden diese Parameter dennoch. Das Vorwissen zur Messung war wieder die erwartete Schichtdicke  $\pm 20\%$ , zugleich war bei der Auswertung wieder kein Wissen über den Abstand vorhanden. Abb. 3.65 und 3.66 zeigen die dabei entstandenen Ergebnisse. Ähnlich zur Einschichtanalyse ist wieder die Rekonstruktion des Abstands. Der Abstand kann hier nicht aussagekräftig über den gesamten

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

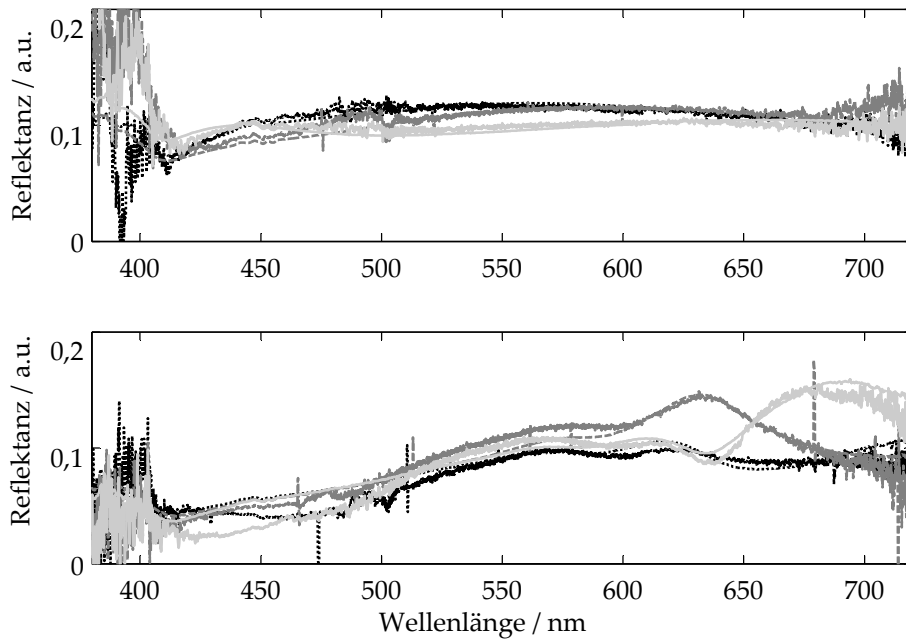


**Abbildung 3.66:** Bestimmung der Auflösungsgrenze von Zweischichtsystemen.  $d_2$  wurde variiert von 10 nm bis 200 nm, während  $d_1$  zu 200 nm und  $z$  zu 140  $\mu\text{m}$  angenommen wurde. Das Schichtsystem wurde auf PET untersucht.

Schichtdickenbereich reproduziert werden. Das Problem ist die geringe Gesamtreflektanz des Polymersystems auf PET. Wie schon oben beschrieben, sind die Auswirkungen der Chromatik hierbei klein. Simuliert wurde der Abstand mit  $z = 50 \mu\text{m}$ . Die Schichtdickenbestimmung an Zweischichtsystemen ist leicht anfälliger auf Abstandsfehlschätzungen als die Einschichtanalyse. Trotzdem können die Dicken zweier Schichten, bis auf Einzelfälle, besser als 5 nm aufgelöst werden. Die im Projekt geforderte Auflösung von unter 10 nm konnte dabei also nicht nur erreicht sondern der abtastbare Schichtdickenbereich auf 10 nm - 1000 nm erweitert werden.

#### 3.6.6 Vom Statischen zur Bewegung

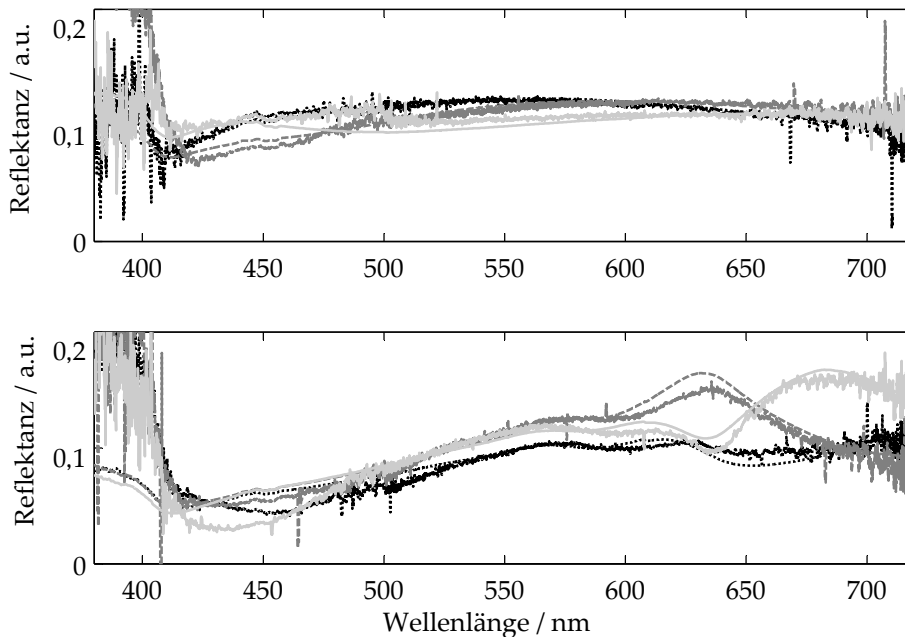
Der nächste Schritt ist eine Untersuchung, die den Einfluss der Bewegung auf das Messsignal zum Untersuchungsgegenstand hat. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Labormuster gedruckter Schichtsysteme auf PET Folie vermessen. Von jedem System (Isolator auf PET und PHT auf PET) wurden drei Messungen an verschiedenen Orten ohne Bewegung durchgeführt. Abb. 3.67 zeigt die statischen Messungen oben an Isolator und unten an PHT. Ebenfalls zu sehen sind die ermittelten besten Reflektanz-Fits. Die Ergebnisse dieser Analyse liegen bei 241 nm, 206 nm und 147 nm beim Isolator und bei 256 nm, 181 nm und 149 nm beim PHT an den verschiedenen Messorten. Aufgrund der schon visuell erkennbaren Inhomogenitäten und der laut Herstellerangaben weitläufig aufge-



**Abbildung 3.67:** Vergleich statischer Messungen von Testobjekten mit Isolator- (oben) und PHT-Schichten (unten) auf PET. Die ermittelten Werte sind: Oben: hellgrau 241 nm, dunkelgrau 206 nm und schwarz 147 nm. Unten: hellgrau 256 nm, dunkelgrau 181 nm und schwarz 149 nm.

brachten Schichten sind diese Werte realistisch. Zu den hier vorgestellten Systemen gibt es keine Referenzmessungen, da Untersuchungen auf PET Folie für die meisten Messverfahren eine Herausforderung darstellt. Mit den Ergebnissen der statischen Messung als Referenz wurden die Objekte mit einem automatisierten Lineartisch beschleunigt und bei konstanter Geschwindigkeit von 300 mm/s vermessen. Die Grenze der Geschwindigkeit wurde vom Lineartisch bestimmt. Eine synchronisierte Triggerung ermöglichte eine reproduzierbare Aufnahme am selben Ort der statischen Messung. Die Ergebnisse der bewegten Messreihe sind in Abb. 3.68 dargestellt. Analog zu Abb. 3.67 sind die Farben gewählt. Die hierbei ermittelten Schichtdicken sind 241 nm, 209 nm und 147 nm beim Isolator und 254 nm, 182 nm und 147 nm beim PHT. Die Reihenfolge der Werte entspricht denen der statischen Messung. Um eine Aussage des Einflusses der Bewegung auf die Schichtdickenmessung treffen zu können, werden beispielhaft statische Messungen an jeweils einem Schichtsystem in Abb. 3.69 mit der Messung des bewegten Messobjekts am selben Messort verglichen. Während sich die Werte beim Isolator oben von statisch 241 nm zur Bewegung nicht ändern, senkt sich die PHT-Schichtdicke von statisch 256 nm auf 254 nm in der Bewegung. Die maximale Abweichung aller Messungen vom statischen zum bewegten Messobjekt konnte zu 3 nm errechnet werden. Insgesamt kann ein Anstieg der reflektierten Intensität festgestellt werden, was aber eher auf eine Änderung des Abstands des

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



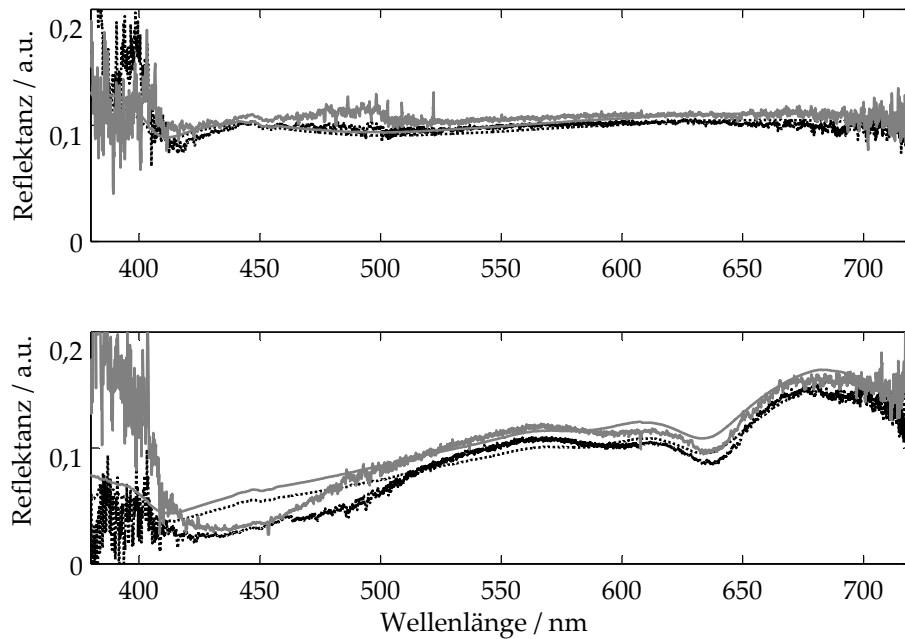
**Abbildung 3.68:** Vergleich bewegter Messungen derselben Isolator- (oben) und PHT-Schichten (unten) auf PET, wie in Abb. 3.67. Die ermittelten Werte sind: Oben: hellgrau 241 nm, dunkelgrau 209 nm und schwarz 147 nm. Unten: hellgrau 254 nm, dunkelgrau 182 nm und schwarz 147 nm.

Messobjekts zum Fokuspunkt hin entspricht. Die Schichtdickenanalyse ist davon, wie oben beschrieben, relativ unabhängig. Der Intensitätsanstieg wird durch die Chromatik ausgeglichen.

#### 3.6.7 Messungen an der Produktionsanlage

Neben Messungen im Labor wurde das Messsystem auch in der Produktionsanlage getestet. Der Hersteller gedruckter RFID-Tags hat ein gesondertes Messlabor aufgebaut, in dem die Schaltungen vornehmlich auf elektrische Funktion getestet werden. Eine optische 2D-Inspektion wird ebenfalls durchgeführt. In diese Inspektionsstraße wurde das Messsystem integriert.

Hier wird nur eine Messung von vielen beispielhaft dargestellt. Bei dieser Messung wurde für den Testzweck eine Doppelschicht auf die Trägerfolie aufgebracht. Eine ca. 55 nm dicke PHT Schicht blieb konstant über der gesamten Folielänge, während die darauf aufgebrachte Isolatorschicht sprunghaft von 450 nm auf 650 nm variiert wurde. Referenzmessungen wurden kapazitiv und abtastend durchgeführt. Bei keiner dieser Referenzmessungen können die Schichtdicken jedoch getrennt werden. Ebenfalls kann nur vereinzelt vermessen werden, da diese Messungen zeitintensiv und zerstörend sind. Für eine in-situ Messung kommen diese Verfahren nicht in Frage. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Schicht-

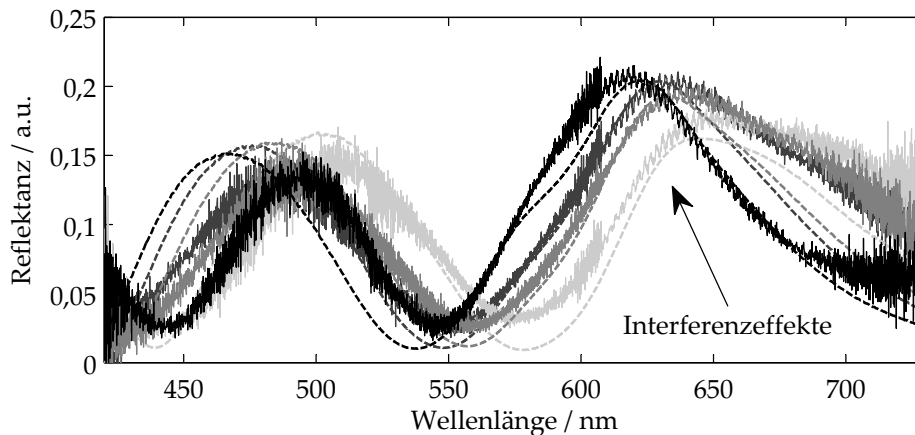


**Abbildung 3.69:** Beispielhafter Vergleich jeweils einer Schicht bei statischer (schwarz) und bewegter (grau) Messung. Die ermittelten Werte sind: Oben: Isolator statisch 241 nm und bewegt 241 nm. Unten: PHT statisch 256 nm und bewegt 254 nm.

dickenanalyse dargestellt.

Abb. 3.70 zeigt beispielhaft vier gemessene Reflektanzen über der ganzen Folienlänge. Die gemessenen Kurven (vier Graustufen, durchgezogene Linien) stimmen mit dem Ergebnis der Auswertung (gestrichelt) überein. Die ermittelten Schichtdicken variieren von 610 nm bis 440 nm bei der dickeren Isolatorschicht und von 44 nm bis 66 nm bei der dünneren PHT Schicht. Die große Änderung beim Isolator verblüfft nicht, da die Schichtdicke absichtlich geändert wurde. Weiterhin zu sehen ist die Interferenz im roten Wellenlängenbereich, die von der Trägerfolie auf das Signal aufmoduliert wird. Zu sehen ist sie nur im roten Spektrometerarm, da die spektrale Auflösung hier größer ist und damit die Kohärenzlänge steigt. Steigt sie in die Größenordnung der optischen Dicke der Trägerfolie, kann die Näherung nach Formel 2.50 nicht angewendet werden. Stattdessen muss eine neue Schicht mit Dicke der Trägerfolie modelliert werden. Der Rückseitenreflex geht aber nicht voll ein, sondern nur der Betrag der Intensität, der sich aus der Sichtbarkeit ergibt. Die Grundlagen dazu wurden in den Abschnitten 2.8 und 2.9 gegeben. Dort wurde auch schon eine Abschätzung der Kohärenzlänge gegeben. Wie in Abschnitt 3.5 belegt, entspricht die spektrale Auflösung pro Pixel bei dem hier verwendeten spektrometrischen Aufbau ohne Spalt  $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ . Aus der Definition 2.47 errechnet sich bei einer beispielhaften Wellenlänge  $\lambda = 620 \text{ nm}$  eine Kohärenzlänge von  $L_c = 290 \text{ }\mu\text{m}$ . In diesem Zusammenhang wird also der Detektor als das Kohärenzlängen-begrenzende Ele-

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse



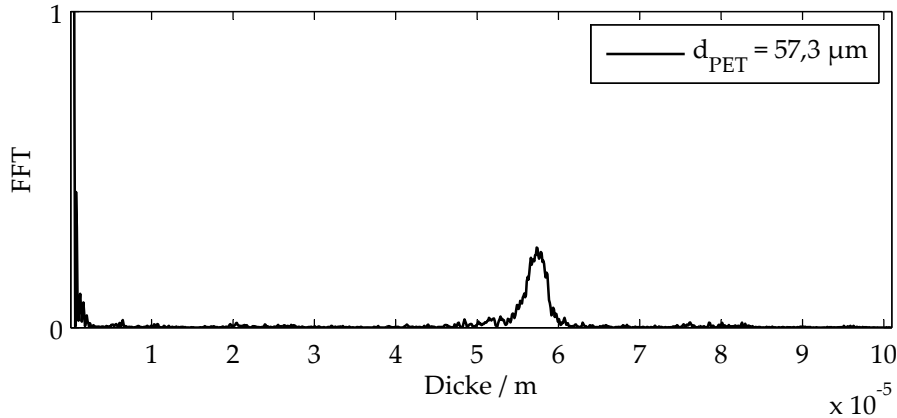
**Abbildung 3.70:** Vergleich verschiedener gemessener Spektren (durchgezogen) mit dazugehörigen Fits (gestrichelt). Die errechneten Schichtdicken ergeben sich zu: Schwarz: Isolator 576 nm, PHT 54 nm. Dunkelgrau: Isolator 440 nm, PHT 44 nm. Grau: Isolator 589 nm, PHT 66 nm. Hellgrau: Isolator 610 nm, PHT 66 nm.

ment angenommen. Wie später noch aufgezeigt wird, entspricht die Foliendicke  $d_{PET} = 57,3 \mu\text{m}$ . Da dieser Wert in der Größenordnung von  $L_c$  ( $d_{PET}/L_c > 0,1$ ) liegt, geht der Rückseitenreflex teilkohärent in die Gesamtreflektanz ein. Der zu dieser Berechnung notwendige Parameter ist die Sichtbarkeit  $\nu$ . Sie berechnet sich nach Gleichung 2.48 und wird in diesem Fall aus den Messdaten gemittelt zu  $\nu = 0,04$  bestimmt. Wie ein Vergleich der beiden Abb. 2.8 und 3.70 zeigt, ist das ein realistischer Wert für die Modulationsperiode. Aus der Berechnung der Kohärenzlänge würde man jedoch eine größere Sichtbarkeit der Interferenzeffekte der Trägerfolie erwarten. Diese Abnahme der Sichtbarkeit gegenüber dem theoretischen Wert ist auf den restlichen Aufbau zurückzuführen. Er besitzt ebenfalls einen Einfluss auf die Sichtbarkeit.

Für die Auswertung der Schichten im Prozess ist die Sichtbarkeit der Trägerfolie nicht weiter störend, die Optimierung ist unempfindlich gegen kleine Änderungen im Signal. Da sich die Modulation in der Größenordnung des Rauschpegels befindet, entstehen hier keine Nachteile. Beim spektrometrischen Aufbau mit  $15 \mu\text{m}$  Spalt wäre die Situation hingegen drastischer: Eine spektrale Auflösung  $\Delta\lambda = 0,1 \text{ nm}$  führt zu einer Kohärenzlänge von  $L_c = 2,9 \text{ mm}$ . Dabei wurde dieselbe Wellenlänge wie oben zur Berechnung gewählt. Das entspricht dem Faktor 51 gegenüber der Foliendicke. Dieses Ergebnis liegt näher an der 10 % Grenze, die resultierende Sichtbarkeit steigt an und damit auch die Amplitude der Modulation in der Reflektanz. Dieses Verhalten kann zwar als Systemrauschen interpretiert werden; die Auswirkungen des steigenden Rauschpegels auf die Auswertung wurden in Abschnitt 3.2.3 besprochen.

In Abb. 3.70 ist weiterhin die Zusammensetzung des Spektrums gut zu erkennen. Der Überlappbereich der beiden Spektrometerarme liegt, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, zwischen 530 nm und 620 nm. Der Effizienzabfall im längerwelligen





**Abbildung 3.71:** *Fouriertransformation ohne Gleichanteil eines der Spektren aus Abb. 3.70.* Zu sehen ist, dass neben der Schichtdicke der Isolatorschicht (bei  $0,4 \cdot 10^{-5}$  m) ein Peak bei der Dicke der Trägerfolie (bei  $5,7 \cdot 10^{-5}$  m) auftritt. Die Auflösung dieses Verfahrens reicht laut Abschnitt 3.2 nicht aus, um die Schichtdicken der Polymer-schichten ausreichend genau abzutasten. Für die Trägerfolie jedoch reicht sie aus.

Bereich des kürzerwelligen Spektrometerarms führt z. B. zu einer kontinuierlichen Erhöhung des Rauschpegels. Da der längerwellige Spektrometerarm in diesem Bereich eine hohe Effizienz besitzt, ist sein Rauschpegel geringer. Im Spektrum wirkt sich das in einem scheinbaren Sprung der Rauschintensität aus.

Zur Auswertung der Messung über der gesamten Folienlänge wurden die Ergebnisse der Messreihe vorgefiltert, d.h. alle Werte, die auf einer Optimierungsgrenze liegen, werden herausgefiltert. Ein Erreichen einer Optimierungsgrenze deutet auf eine Fehlmessung hin. Ein Herauslaufen der Schichtdicke aus den vordefinierten Grenzen ist zwar ebenfalls möglich, aber nicht wahrscheinlich. Um diese Option auszuschließen, wurde der Messbereich auf  $\Delta d = d_m \pm 30\%$  erweitert.

Bei der Vermessung des Sprungs der Isolatorschichtdicke kann der Übergangsbereich von dünner auf dicke Isolatorschicht rekonstruiert werden. Zu erkennen ist weiterhin, dass die Optimierung bei der geringeren Schichtdicke etwas anfälliger ist und die erkannte Schichtdicke auf einen Wert um 600 nm springt. Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, liegt der Grund hierfür in der Ähnlichkeit der Signale bei verschiedenen Schichtdicken. Diese Ähnlichkeit ist gerade bei der hier untersuchten Schichtdickenkombination und der Schichtdickenvariation gegeben. Ein Indiz für diesen Fall während einer Messreihe ist die sprunghafte Änderung des Abstands. Der Optimierer versucht dabei, die fehlende Korrelation der Spektren durch Einsatz der Chromatik auszugleichen. Dass dieser Ausgleich nur mäßig funktioniert, zeigt ein gleichzeitiges Absinken des Vertrauensparameters.

Das Vertrauen sinkt immer, wenn die Optimierung die falsche Schichtdicke ermittelt und mit der Chromatik arbeitet. Nach dem Sprung der Isolatorschicht ist die Schichtdickenerkennung deutlich stabiler. Hier liegt die Rate der Fehlschätzungen wesentlich geringer. Die Schichtdicke kann stabil auf  $d = 580 \text{ nm} \pm 10\%$

### 3 Experimentelle Anordnungen und Ergebnisse

ermittelt werden.

Vor dem Schichtdickensprung wird, wie oben beschrieben, die Isolatorschichtdicke sporadisch fehlgeschätzt. Die Fehlschätzungen kumulieren in diesem Fall bei  $d_{Iso,f} = 600$  nm. Die meisten Messwerte fallen jedoch auf  $d_{Iso} = 450$  nm  $\pm 2$  % ab. Die Schichtdicke des PHT vor dem Sprung variiert fast über den gesamten möglichen Bereich mit einem Maximum bei  $d_{PHT} = 60$  nm  $\pm 5$  %. Die Isolatorschichtdicke nach dem Dickensprung wird stabil auf  $d_{Iso} = 580$  nm  $\pm 5$  % ermittelt, die PHT Schichtdicke ebenfalls stabil zu  $d_{PHT} = 57$  nm  $\pm 5$  %. Die Auswertzeit dieser Messungen liegt derzeit bei etwa 10 Sekunden. Sie ist abhängig von der Implementierung und der Rechenleistung der Auswerteeinheit. Eine online-Überwachung der Schichtdicken bei dieser Implementierung ist daher nicht bei jedem Messobjekt möglich. Schichtdicken ändern sich im Prozess aber nicht sprunghaft, wie hier provoziert. Daher ist eine stetige Überwachung der Schichtdicke im Prozess doch möglich.

Bei einer Vermessung der Bahn während des Umspulens der Rolle im Messlabor zeigte das System ebenfalls gute Spektren und Ergebnisse. Die Umspulgeschwindigkeit lag bei 1500 mm/s. Dies entspricht in etwa der am Anfang des Projekts geforderten Bahngeschwindigkeit (siehe Abschnitt 1.1). Somit ist die Machbarkeit der Anwendung des Messsystems bei Druckbedingungen gezeigt worden. Eine endgültige Evaluierung in der tatsächlichen Produktion steht aber noch aus.

Interessant kann weiterhin eine Analyse der Frequenz der durch die PET Folie hervorgerufenen Interferenz in Abb. 3.70 sein. Über diese Analyse kann gleichzeitig die Foliendicke überwacht werden. Aufgrund der hohen Frequenzen bietet sich die Fourieranalyse an. Wie schon in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, errechnet sich die Auflösung dieses Verfahrens aus der spektralen Breite und Abtastrate. In diesem Fall sind dies 350 nm bei gut 0,15 nm Auflösung. Es ergibt sich eine Schichtdickenauflösung von ca. 100 nm. Abb. 3.71 zeigt das Ergebnis der Fouriertransformation eines der Spektren in Abb. 3.70. Neben einem hohen Gleichanteil und einem Peak bei 404 nm (was der Isolatorschichtdicke entspricht), tritt ein großer Peak bei 57,3  $\mu$ m auf. Der Wert der Isolatorschicht lässt sich wegen der fehlenden Auflösung leider nicht zur normalen Schichtdickenmessung verwenden. Zur Vermessung der Foliendicke reicht die Auflösung aber sehr wohl.

## 4 Zusammenfassung der Arbeit

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde ein Dünnschichtreflektometer zur Schichtdickenmessung bewegter gedruckter Polymerbahnen entworfen, aufgebaut und evaluiert. Daneben ergaben sich noch andere Messgrößen wie die Inhomogenität der Schichten, Oberflächenrauheit und der axiale Versatz des Messobjekts. Weiterhin entstand ein Messsystem auf Laserbasis. Auch dieses wurde vorgestellt. In diesem Kapitel werden die erarbeiteten Ergebnisse aufbereitet und zusammengefasst. Daraus leitet sich die Forschungsfrage ab, die in Abschnitt 1.3 gestellt und in diesem Kapitel beantwortet wird. Zum Abschluss dieser Ausarbeitung wird ein Ausblick für dieses Messsystem und das Forschungsgebiet am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik gegeben.

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines BMBF-Projekts, dessen Ziel es war, die Drucktechnik elektrisch funktionaler Polymere voranzutreiben. Schwerpunkte waren die Entwicklung neuer Materialien und die Überwachung des Druckergebnisses. Nach einer Anforderungsanalyse für den Druckprozess wurde die spektrale Reflektometrie als passendes Messverfahren gewählt. Es wurden fünf wesentliche Funktionsgruppen in einem Dünnschichtreflektometer identifiziert. Jede dieser Funktionsgruppen wurde einer Optimierungsanalyse im Hinblick auf die geforderten Spezifikationen unterzogen, wodurch ein auf die Anwendung optimiertes Messsystem entwickelt werden konnte. Für die einzelnen Funktionsgruppen werden in den folgenden Abschnitten die Optimierungen zusammengefasst dargestellt.

**Messobjekt** Die Modellierung der Reflektanz einer dünnen Schicht ist vielfach publiziert. In Abschnitt 3.1 wurde deswegen ein variables Modell vorgestellt, das sowohl Ein- als auch Zweischichtsysteme zulässt. Die endgültig implementierten Formeln zur Simulation der Reflektanz wurden dargestellt. Weiterhin wurde die Berechnung der Reflektanz aus den Messdaten um eine Konstante erweitert, die eine Glättung des Messsignals zur Folge hat. Diese Vorgehensweise ist aus der Bildverarbeitung bereits bekannt. Eine Optimierung des Messsystems konnte erzielt werden, da die Leistungsfähigkeit der Schichtdickenauswertung abhängig vom auf dem Signal liegenden Rauschpegel ist.

**Auswertealgorithmik** Zur Optimierung von dünnschichtreflektometrischen Daten wurde eine Kombination aus einem einfachen Large-Scale-Algorithmus und einem Levenberg-Marquardt-Algorithmus vorgeschlagen wurde. Weiterhin wur-

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

de eine Verbesserung des Ergebnisses durch eine Medianbildung dreier Optimierungsdurchläufe erzielt. Die bei reflektometrischen Messungen häufig vorkommende Uneindeutigkeit bei verschiedenen Schichtdicken konnte somit weitgehend minimiert werden.

Weiterhin wurden vier verschiedene Auswertelgorithmen zur Dünnschichtanalyse vorgestellt und verglichen. Neben dem Interferenz-Ansatz und der Minimum/Maximum Suche zeigte der analytische Ansatz die besten Ergebnisse. Eine weitere Methode, basierend auf der Fouriertransformation, bietet die beste Performance bei sehr großen Schichtdicken. Im hier betrachteten Bereich reicht die Auflösung aber nicht aus. Deswegen wurde der analytische Ansatz zur Auswertung der Reflektanzen von Polymerbahnen ausgewählt.

**Lichtquelle** Es wurden drei verschiedene Lichtquellen untersucht: Eine spektral diskrete Quelle, eine spektral verstimmbare Laserquelle und eine breitspektral-hochintensive Lichtquelle. Die Untersuchung einer spektral diskreten Quelle zeigte die Machbarkeit der stützstellenlastigen Dünnschichtanalyse. Die Anwendung dieser Quelle stellt eine Voruntersuchung zur lasergestützten Schichtdickenmessung dar. Eine spektral verstimmbare Laserquelle wurde daraufhin evaluiert. Da hierfür ein kompletter Umbau des Messaufbaus notwendig war, besitzt diese Untersuchung eine Sonderstellung in dieser Arbeit. Aufgrund des Spektralbereichs konnten nur sehr dicke Schichten untersucht werden. Die passende Auswertung mithilfe der Fouriertransformation ergab, dass dicke Schichten über 14  $\mu\text{m}$  mit dem System auf 0,65 % genau vermessen werden können. Das entspricht der Geräteklasse 1 gemäß VDE 0410. Gezeigt wurde das Messprinzip an Glaträgern und PET Folie.

Als breitspektrale hochintensive Lichtquelle wurde eine kommerzielle fluoreszente Weißlicht-LED verwendet. Sie wurde außerhalb ihrer Spezifikation betrieben, um ausreichend Lichtleistung an den Messfleck zu bringen. Untersuchungen wurden hier zur Temperaturstabilität und Lichtausbeute bei unterschiedlicher Bestromung gemacht. Eine ideale Temperatur wurde empirisch zu 16°C ermittelt und ein Kompromiss zwischen Intensität und Lebensdauer der LED bei 4 A geschlossen. Die Pulslänge konnte auf 50  $\mu\text{s}$  verringert werden. Bei einer Bandgeschwindigkeit von 300 mm/s ergibt sich eine laterale Ausdehnung des Messflecks von 175  $\mu\text{m}$ , bei 1500 mm/s von 235  $\mu\text{m}$ . Damit konnten die im Projekt geforderten Spezifikationen der lateralen Auflösung bei Bewegung erfüllt werden.

**Messkopf** Von den Gegebenheiten des Faserausgangs ausgehend, wurde der Messkopf entwickelt. Als Grundlage dafür diente eine Untersuchung zur Winkel- und Winkelspektrenabhängigkeit der Dünnschichtreflektometrie bzw. deren Auswertung. Aus der entstehenden Verschlechterung der Schichtdickenmessung bei zunehmendem Winkel wurde eine Akzeptanzgrenze definiert. Diese Wahl stellt einen Kompromiss zwischen lateraler und Schichtdickenauflösung dar. Das dar-

aus folgende Messkopfdesign wurde simulativ durchgeführt. Eine Vermessung des Ergebnisses zeigte eine gute Annäherung an die Simulation und einen Messfleckdurchmesser von  $153\ \mu\text{m}$ . Damit konnte die im Projekt geforderte Spezifikation der lateralen Auflösung im  $\mu\text{m}$ -Bereich erfüllt werden. Trotz Einsatz von achromatischen Linsen bleibt im System eine Restchromatik, die Auswirkungen auf das reflektierte Spektrum hat. Messungen dieser Chromatik mit einem Spiegel wurden dargestellt. Durch die Chromatik ist in der Reflektanz des Spiegels der Abstand zum Messkopf codiert. Die Rekonstruktion dieses Abstands über  $150\ \mu\text{m}$  konnte bewiesen werden.

**Detektionseinheit** Als spektrometrische Signaldemodulationseinheit wurde ein modularer, empfindlicher und spektral hochauflösender Aufbau gewählt. Er splittet sich, über die Verwendung von faseroptischen Komponenten, in zwei Spektrometerarme auf. So ließ sich ein hochauflösendes System realisieren. Neben Kalibrierrouniten wurden Messungen zur Temperaturstabilität, Auflösungsvermögen und Empfindlichkeit durchgeführt. Das System zeigt insgesamt dabei eine bessere Performance als ein vergleichbares, kommerzielles Spektrometer. Die erreichte Spezifikation ist ein Spektralbereich von  $300\ \text{nm}$  bis  $750\ \text{nm}$  bei einer maximalen Auflösung von  $0,13\ \text{nm}$ . Eine Überlappung von  $530\ \text{nm}$  bis  $620\ \text{nm}$  garantiert die lückenlose und fehlerfreie Spektralanalyse. Ein robuster und lichtempfindlicher Aufbau wurde benötigt, um die Lichtpulslänge klein zu halten. Durch den höchst sensitiven Detektor konnte die Erfüllung der im Projekt geforderten Spezifikation der lateralen Auflösung und der Vermessung bewegter Bahnen verstärkt werden.

**Gesamtsystem** Alle oben beschriebenen Erweiterungen wurden in einem Gesamtsystem zusammengeführt. Daher existiert unter anderem ein modulares Modell, bei dem einfach durch Auswahl der benötigten Funktionen eine Vielzahl an Anwendungen abgedeckt werden kann. Es ermöglicht eine Anwendung an absorbierenden oder transparenten Schichten und Substraten, Modellierung der Oberflächenrauheit, Anisotropie oder Inhomogenität der Schichten, Teil- oder Inkohärenz des Trägersubstrats oder die Modellierung der Chromatik des Messsystems. Das vorgestellte Modell stellt all diese Möglichkeiten zur Verfügung. Gerade die Chromatik des Systems birgt große Vorteile gegenüber anderen Dünnschichtreflektometern. So ist der Abstand des Messobjekts immer in der Reflektanz codiert. Messungen an Glasschichten auf Siliziumsubstrat und anschließend an mikrochemischen Reaktoren zeigten zunächst, dass die Entfaltung von spektraler Chromatik und Schichtdickensignal möglich ist. Eine Reproduzierbarkeit der Schichtdicke besser als  $5\ \text{nm}$  konnte gezeigt werden. Die Genauigkeit der Messung des Abstands wurde zu  $2\ \mu\text{m}$  bestimmt. Dabei wurde das Modell um die Oberflächenrauheit erweitert und deren Einfluss auf die Reflektanz evaluiert. Bei Kanten und Kanälen im Messobjekt ist der Optimierer, wie zu erwarten, trotzdem überfordert. Ein zurückgegebener Vertrauensparameter gibt Auf-

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

schluss über die Güte der Messung.

Weiterhin wurden Messungen an Polymerschichten durchgeführt, die im Projekt zu Testzwecken verwendet wurden. Die Machbarkeit bei Einschichtsystemen wurde gezeigt, um dann die Analyse von Zweischichtsystemen zu validieren. Dabei wurde eine Genauigkeit von unter 5 % erreicht. Bei Polymeren ist darauf zu achten, dass der Rauheitsparameter auch die Inhomogenität modelliert. Somit ist, je nach Schichtmaterial, keine Aussage über die Rauheit, sondern die Anisotropie zu treffen. Hier ist dem Anwender Vorsicht geboten.

Zur Vorcharakterisierung der Polymere wurde ferner ein Messaufbau zur Absorptionsmessung vorgestellt. Er zeigt Ergebnisse im Bereich von  $\pm 10$  nm. Damit kann dieses System zur Voruntersuchung oder Evaluierung der Schichtdickenmessung eingesetzt werden. Eine Fusion beider Verfahren wurde im Projekt nicht verfolgt.

Für die im Projekt zu Testzwecken verwendeten Schichtsysteme ist weiterhin die Auflösungsgrenze bestimmt worden. Eine gleichzeitige Abstandsschätzung zeigt die Problematik, die bei diesen Materialkombinationen entstehen. Der Abstand kann hier nicht mehr so zuverlässig bestimmt werden wie bei den Glaschichten auf Silizium. Auf die Schichtdickenbestimmung hat dieser Umstand jedoch wenig Einfluss. Die Auflösungsgrenze liegt sowohl bei Ein- als auch bei Zweischichtsystemen bei 5 nm über den gesamten relevanten Schichtdickenbereich. Damit wurde die geforderte Spezifikation der Schichtdickenauflösung besser 10 nm erfüllt.

Die Machbarkeit der Messung bei bewegtem Messobjekt musste weiterhin bewiesen werden. Dazu wurde ein Vergleich von statischer und bewegter Messung desselben Messobjekts am selben Messort herangezogen. Die Untersuchung bei 300 mm/s ergab eine maximale Abweichung der Ergebnisse von 3 nm. Zur realen Evaluierung wurde das System in einem produktionsähnlichen Druckinspektionslabor eingesetzt. Dabei konnte die Leistung des Messsystems gezeigt und die Langzeitstabilität bewiesen werden. Neben abschließenden Anpassungen des Modells wurden Messungen über weite Strecken an gedruckten Bahnen durchgeführt. Eine Messung bei maximal 1500 mm/s zeigte sehr gute Ergebnisse. Gleichzeitig konnte zusätzlich die Schichtdicke der Trägerfolie aufgrund der hohen spektralen Auflösung der Detektionseinheit vermessen werden.

Die Forschungsfrage „Können gedruckte Schaltungen auf Polymerbasis im Produktionsprozess in situ mittels spektraler Reflektometrie auf ihre Schichtdicke hin untersucht werden?“ wurde in Abschnitt 1.3 definiert. Abschließend kann festgestellt werden: Die Qualitätssicherung elektrischer Funktionalitäten gedruckter Schaltungen auf Polymerbasis kann mithilfe der Schichtdickenmessung optimiert werden. Ob dieses auch im Druckprozess selbst geschehen kann, war vor Beginn dieser Forschungsarbeit noch offen. Durch die Adaption des spektralreflektometrischen Prinzips bzw. den Neuaufbau eines modifizierten Reflektometers ist es nun möglich, gedruckte Polymerbahnen im Druckprozess auf ihre Schichtdicke hin zu untersuchen.

Mit dieser Arbeit wurde, neben der erfolgreichen Inspektion gedruckter Polymerschaltungen, ein Grundstein für weitere Forschungsaktivitäten zur Dünnschichtmesstechnik am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik gelegt. Die erarbeiteten Aufbauten, Ergebnisse und Vorgehensweisen lassen sich für ähnliche Forschungsbemühungen nutzen. Mehrere Möglichkeiten wurden schon im Rahmen studentischer Arbeiten untersucht, andere stehen noch aus.

**Erweiterung des erreichten Ergebnisses** Wie schon im Verlauf der Arbeit vorgestellt, besteht die Möglichkeit der Kombination zweier Messsysteme. Dabei nutzt der Absorptionsaufbau das transmittierte Licht der Reflektanzmessung. Durch die Transparenz der PET Folie ist es möglich, bei einer Messung mit gepulster Lichtquelle gleichzeitig Reflexion und Transmission zu messen. Die Transmissionsmessung nimmt ein Absorptions-Trippl mit dem Farbsensor auf. Die erreichte Auflösung reicht zwar nicht für die endgültige Messung der Schichtdicken aus, eine direkte Kombination von Absorption und Reflektanzmessung ist dennoch möglich. Wie oben angeführt, weist die Optimierung dünnschichtreflektometrischer Signale Uneindeutigkeiten im Schichtdickenbereich auf. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies durch einen Erwartungswert und einen Vertrauensbereich eingeschränkt. Diese Limitierung könnte durch die Absorptionsmessung abgeschafft werden. So wäre eine Messung ohne Vorwissen über die Schichtdicken möglich. Weiterhin ist die Optimierung sehr zeitintensiv, da sie wiederholt werden muss, um lokale Minima auszuschließen. Hier könnten viele Wiederholungen durch die Vorcharakterisierung der Absorptionsmessung eingespart werden, indem der transmittiv ermittelte Schichtdickenwert als Startpunkt der Optimierung fungiert. Dadurch steigt die Auswertegeschwindigkeit.

**Entwicklung eines bildgebenden Dünnschichtreflektometers** Ein weiterer Ausblick ist ein abbildendes Hyperspektralsystem, wie aus der satellitengestützten Fernerkundung bekannt [65]. Dabei wird das chromatische Dünnschichtreflektogramm auf einem zweidimensionalen Detektor gleichzeitig abgebildet. In einer Dimension wird die spektrale Information aufgetragen, während in der anderen eine Zeile auf dem Messobjekt abgebildet wird. So wird ein laterales Scannen in beiden Dimensionen des Messobjekts obsolet. Eine schnelle und robuste Analyse von Schichtdicke und Topographie wird dadurch ermöglicht.

**Entwicklung eines statischen, bewegungssynchronisierten Systems** Die Entwicklung eines Schichtdickenmesssystems zur in-situ Vermessung bewegter Polymerbahnen auf Basis eines Linear-Variablen-Filters (LVF) wurde angestoßen. Die Messung erfolgt hierbei in Transmission. Bei dem Messsystem wird ein LVF direkt auf einem Zeilendetektor aufgebracht. Das somit sehr kleine und kostengünstige, spektrometrische System besitzt eine ortsabhängige Spektralcharakte-

ristik. Sie kann ausgenutzt werden, indem die Zeilenelemente in Richtung der Bandbewegung orientiert sind. Durch den Einsatz einer ortsausgedehnten Lichtquelle und die Synchronisation der Bahnbewegung mit der Integrationszeit des Detektors kann eine spektrale Abtastung der Transmission eines Ortspunktes erreicht werden. Die laterale Auflösung wird dabei durch den Pixelpitch des Detektors definiert.

**Zukunft des verstimmbaren Lasersystems** Eine abschließende Erweiterung stellt die Weiterentwicklung des Modulated Grating Y-branch Laser (MGY) Systems dar. Das System, wie es in dieser Arbeit vorgestellt wurde, ist selbst eine Weiterentwicklung eines bestehenden Systems zur Auswertung faseroptischer Sensoren. Durch Austausch der Messfaser ist es so möglich, statt faseroptischer Sensoren, Schichten auf ihre Dicke und ihren Abstand hin simultan zu untersuchen. Durch Einsatz eines Lasers mit größerer spektraler Breite kann die zu untersuchende Schichtdicke reduziert und die Auflösung erhöht werden. Weiterhin kann die Auflösung durch einen verbesserten Subpixelalgorithmus erhöht werden. Ferner kann der Gleichanteil der reflektierten Intensität ausgenutzt werden, um die Abstands- und damit auch die Schichtdickenmessung zu verbessern.

Das System ist derzeit fähig, zwei Messtechniken anzubieten. Die angesprochene Erweiterung zielt auf einen dritten Betriebsmodus ab: Ein Laser-Doppler-Vibrometer kann durch Modelocking und eine Kantenfilterung des von einem Messobjekt reflektierten Signals realisiert werden. Somit entsteht ein Messsystem mit sehr vielen Anwendungsbereichen.

Durch die hier gezeigten Erweiterungen ist es möglich, das vorgestellte Messsystem zu verbessern. Messgeschwindigkeit oder Genauigkeit können durch die zusätzliche Absorptionsmessung erhöht werden. Eine Aufweitung des Messsystems auf ein abbildendes System ist ebenfalls möglich, dadurch wird auch die Messgeschwindigkeit erhöht; die Vermessung von Oberflächenprofilen mit Beschichtung wird schneller und einfacher. Mithilfe eines LVF kann ein sehr kostengünstiges, lichtstarkes und effektives Messsystem zur Vermessung bewegter Bahnen aufgebaut werden. Der Anwendungsbereich der Dünnschichtreflektometrie kann durch das MGY-System erweitert werden: Optische Elemente können damit in-situ auf ihre Dicken hin untersucht werden. Diese Erweiterungen bieten die Basis für weitergehende Forschung am Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik in den Bereichen Oberflächenmesstechnik, Tomographie und Schichtdickenanalyse.



# Abkürzungsverzeichnis

BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CCD	Charged Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FWHM	Full-Width at Half Maximum
ECT	External Cavity Laser
FFT	Fast Fourier-Transformation
FSMA	Field Installable Subminiature Assembly
LED	Light Emitting Diode
LVF	Linear-Variabler-Filter
MGY	Modulated Grating Y-branch Laser
MMIC	Multimode Interference Coupler
MOS	Metal Oxide Semiconductor
NA	Numerische Apertur
NIR	Nah-Infrarotbereich
OCT	Optical Coherence Tomography
OSA	Optischer Spektren-Analysator
PC	Personal Computer
PET	Polyethylenterephthalat
PHT	Poly(3-Hexylthiophen-2,5-diyl)
PMMA	Polymethylmethacrylat
PSD	Position Sensitive Diode
Pt100	Temperaturwiderstand aus Platin des Nennwiderstands 100 $\Omega$
PXI	PCI eXtensions for Instrumentation
RFID	Radio-frequency Identification
SLD	Superlumineszenzdiode
SE	Spektrale Ellipsometrie
TFI	Thin Film Interferometry
TFR	Thin Film Reflectometry
USB	Universal Serial Bus
UV	Ultravioletter Wellenlängenbereich
VIS	Visible - Sichtbarer Wellenlängenbereich
WDM	Wavelength Division Multiplexing
WLI	Weißlichtinterferometrie



# Literaturverzeichnis

- [1] A. Adams. *Thin film thickness measuring method*. Patentanmeldung, US 4899055, 1990.
- [2] C. Akcay, P. Parrein und J.P. Rolland. Estimation of longitudinal resolution in optical coherence imaging. *Appl. Opt.*, 41(25):5256–5262, 2002.
- [3] M. C. Amann und J. Buus. *Tunable Laser Diodes*. Artech House, 1998. ISBN 0890069638.
- [4] R. Amaratunga. Determination of the optical constants and thickness of thin films on slightly absorbing substrates. *Appl. Opt.*, 34(34):7914–7924, 1995.
- [5] A. Aqili und A. Maqsood. Determination of thickness, refractive index, and thickness irregularity for semiconductor thin films from transmission spectra. *Appl. Opt.*, 41(1):218–224, 2002.
- [6] D.P. Arndt, R.M.A. Azzam, J.M. Bennett, J.P. Borgogno, C.K. Carniglia, W.E. Case, J.A. Dobrowolski, U.J. Gibson, T.T. Hart, F.C. Ho et al. Multiple determination of the optical constants of thin-film coating materials. *Appl. Opt.*, 23(20):3571–3596, 1984.
- [7] D.E. Aspnes. Optical properties of thin films. *Thin Solid Films*, 89(3):249–262, 1982.
- [8] D.E. Aspnes und A.A. Studna. High precision scanning ellipsometer. *Appl. Opt.*, 14(1):220–228, 1975.
- [9] D.E. Aspnes, J.B. Theeten und F. Hottier. Investigation of effective-medium models of microscopic surface roughness by spectroscopic ellipsometry. *Phys. Rev. B*, 20(8):3292–3302, 1979.
- [10] R.M.A. Azzam und N.M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland, 1977. ISBN 0720406943.
- [11] K. Bah, A. Czaplá und T. Pisakiewicz. Simple method for optical parameter determination of inhomogeneous thin films. *Thin Solid Films*, 232(1):18–20, 1993.

- [12] J.M. Bennett und M.J. Booty. Computational method for determining  $n$  and  $k$  for a thin film from the measured reflectance, transmittance, and film thickness. *Appl. Opt.*, 5(1):41–43, 1966.
- [13] J.R. Blanco, P.J. McMarr und K. Vedam. Roughness measurements by spectroscopic ellipsometry. *Appl. Opt.*, 24(22):3773–3779, 1985.
- [14] R. Blum. *Characterization and applications of polymers with variable refractive index for components in optical telecommunications*. Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2003.
- [15] K. M. Booth und S.L. Hill. *The Essence of Optoelectronics*. Prentice Hall Europe, 1998. ISBN 0135336546.
- [16] J.P. Borgogno, B. Lazarides und E. Pelletier. Automatic determination of the optical constants of inhomogeneous thin films. *Appl. Opt.*, 21(22):4020–4029, 1982.
- [17] M. Born, E. Wolf und A.B. Bhatia. *Principles of optics*. Cambridge University Press New York, 2005. ISBN 0521642221.
- [18] B.E. Bouma und G.J. Tearney. *Handbook of Optical Coherence Tomography*. M. Dekker, 2002. ISBN 0824705580.
- [19] P. Bousquet und Y. Delcourt. Sur la mise en évidence de la biréfringence de couches minces de fluorure de calcium obtenues par évaporation thermique. *J. Phys. Radium*, 18(7):447–452, 1957.
- [20] W.S. Boyle und G.E. Smith. Charge coupled semiconductor deadapted devices. *Bell Labs Tech. J.*, 49:587–593, 1970.
- [21] D. Brockhausen. *Experimentelle Untersuchungen über das optische Interferenzverhalten von Schichtsystemen*. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 1990.
- [22] M.A. Browne, O. Akinyemi und A. Boyde. Confocal surface profiling utilizing chromatic aberration. *Scanning*, 14(145-153):131, 1992.
- [23] C. Bungay und T.E. Tiwald. Infrared spectroscopic ellipsometry study of molecular orientation induced anisotropy in polymer substrates. *Thin Solid Films*, 455:272–277, 2004.
- [24] J. Buus, M.C. Amann und D.J. Blumenthal. *Tunable laser diodes and related optical sources*. John Wiley & Sons, 2005.
- [25] C. Buzea und K. Robbie. State of the art in thin film thickness and deposition rate monitoring sensors. *Rep. Prog. Phys.*, 68:385, 2005.

- [26] F. Caruso, K. Niikura, D.N. Furlong und Y. Okahata. 1. Ultrathin multi-layer polyelectrolyte films on gold: construction and thickness determination. *Langmuir*, 13(13):3422–3426, 1997.
- [27] W.E. Case. Algebraic method for extracting thin-film optical parameters from spectrophotometer measurements. *Appl. Opt.*, 22(12):1832–1836, 1983.
- [28] Scott A. Chalmers. *Rapid and accurate end point detection in a noisy environment*. Patentanmeldung, US 6172756, 2001.
- [29] E. Chason und T.M. Mayer. Thin film and surface characterization by specular X-ray reflectivity. *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.*, 22(1):1–67, 1997.
- [30] W. Chen. *Metrology of Very Thin Silicon Epitaxial Films*. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1998.
- [31] M.J. Colles und C.R. Pidgeon. Tunable lasers. *Rep. Prog. Phys.*, 38:329, 1975.
- [32] M. Conroy. Advances in thick and thin film analysis using interferometry. *Wear*, 2008.
- [33] E. Corl. Thickness measurement of silicon dioxide layers by ultraviolet-visible interference method. *Solid State Electronics*, 7:755–761, 1964.
- [34] T.R. Corle und G.S. Kino. *Confocal scanning optical microscopy and related imaging systems*. Academic Press, 1996. ISBN 0124087507.
- [35] L.G. de Peralta und H. Temkin. Improved fourier method of thickness determination by x-ray reflectivity. *J. Appl. Phys.*, 93:1974, 2003.
- [36] S.K. Debnath, M.P. Kothiyal, J. Schmit und P. Hariharan. Spectrally resolved white-light phase-shifting interference microscopy for thickness-profile measurements of transparent thin film layers on patterned substrates. *Opt. Exp.*, 14(11):4662–4667, 2006.
- [37] J.M. Del Pozo und L. Diaz. A comparison of methods for the determination of optical constants of thin films. *Thin Solid Films*, 209(1):137–144, 1992.
- [38] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, 2007. ISBN 3540642196.
- [39] R.E. Denton, R.D. Campbell und S.G. Tomlin. The determination of the optical constants of thin films from measurements of reflectance and transmittance at normal incidence. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5:852, 1972.
- [40] J.A. DeSanto und R.J. Wombell. Rough surface scattering. *Waves in Random and Complex Media*, 1(3):41–56, 1991.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [41] S. Devolder, M. Wevers, P. De Meester und O. Leroy. Thin layer thickness measurements based on the acousto-optic technique. *Appl. Phys. Lett.*, 68:1732, 1996.
- [42] G.L. Dimmick. *Evaporation of transparent material on glass*. Patentanmeldung, US 2338234, 1944.
- [43] J.A. Dobrowolski, F.C. Ho und A. Waldorf. Determination of optical constants of thin film coating materials based on inverse synthesis. *Appl. Opt.*, 22(20):3191–200, 1983.
- [44] S.L. Dobson, P. Sun und Y. Fainman. Diffractive lenses for chromatic confocal imaging. *Appl. Opt.*, 36(20):4744–4748, 1997.
- [45] P. Drude. Beobachtungen über die Reflexion des Lichtes am Antimonglanz. *Annalen der Physik*, 270(7):489–531, 1888.
- [46] F.J. Duarte. *Tunable lasers handbook*. Academic Pr., 1995. ISBN 012222695X.
- [47] S. Dudeck. Ultraschneller Lichtblitz mit LED für Qualitäts-Checks. online, 2010.
- [48] R.S. Dwyer-Joyce. The measurement of lubricant-film thickness using ultrasound. *Proc. Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459(2032):957–976, 2003.
- [49] B. Edlén. The refractive index of air. *Metrologia*, 2:71, 1966.
- [50] E. Elizalde und F. Rueda. On the Determination of the Optical Constants  $n(\lambda)$  and  $\alpha(\lambda)$  of Thin Supported Films. *Thin Solid Films*, 122(1):45–47, 1984.
- [51] J.F. Elman, J. Greener, C.M. Herzinger und B. Johs. Characterization of biaxially-stretched plastic films by generalized ellipsometry. *Thin Solid Films*, 313:814–818, 1998.
- [52] Q. Feng. *Laser based interferometric remote measuring technique for the determination of film thicknesses and film properties*. Shaker Verlag, 2001. ISBN 9783826590559.
- [53] M. Fox. *Optical properties of solids*. Oxford University Press, 2010. ISBN 9780199573370.
- [54] J. Fraunhofer. Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes, und die Theorie derselben. *Annalen der Physik*, 74(8):337–378, 1823.

- [55] T. Fujii, Y. Gao, R. Sharma, E.L. Hu, S.P. DenBaars und S. Nakamura. Increase in the extraction efficiency of GaN-based light-emitting diodes via surface roughening. *Appl. Phys. Lett.*, 84:855, 2004.
- [56] S. Fujita und S. Shiratori. The optical properties of ultra-thin films fabricated by layer-by-layer adsorption process depending on dipping time. *Thin Solid Films*, 499(1-2):54–60, 2006.
- [57] J. Garzón, T. Gharbi und J. Meneses. Real time determination of the optical thickness and topography of tissues by chromatic confocal microscopy. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 10:104028, 2008.
- [58] G. Gauglitz und W. Nahm. Observation of spectral interferences for the determination of volume and surface effects of thin films. *Fresenius J. Anal. Chem.*, 341(3):279–283, 1991.
- [59] Y.S. Ghim und S.W. Kim. Thin-film thickness profile and its refractive index measurements by dispersive white-light interferometry. *Opt. Exp.*, 14(24):11885–11891, 2006.
- [60] Y.S. Ghim und S.W. Kim. Fast, precise, tomographic measurements of thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 91:091903, 2007.
- [61] R.P. Glovnea, A.K. Forrest, A.V. Olver und H.A. Spikes. Measurement of sub-nanometer lubricant films using ultra-thin film interferometry. *Tribol. Lett.*, 15(3):217–230, 2003.
- [62] P.F. Goldsmith. *Quasioptical systems: Gaussian beam quasioptical propagation and applications*. IEEE Press Piscataway, NJ, 1998. ISBN 0780334396.
- [63] J.M. González-Leal, R. Prieto-Alcón, J.A. Angel, D.A. Minkov und E. Márquez. Influence of substrate absorption on the optical and geometrical characterization of thin dielectric films. *Appl. Opt.*, 41(34):7300–7308, 2002.
- [64] G.G. Gorbunov, T.S. Perova und A.G. Seregin. Measurement of thicknesses of thin films by the Fourier spectrometry method. *Opt. Spectrosc.*, 90(6):887–890, 2001.
- [65] M. Govender, K. Chetty und H. Bulcock. A review of hyperspectral remote sensing and its application in vegetation and water resource studies. *Water SA*, 33(2), 2009.
- [66] K.M. Greenland. Measurement and control of the thickness of thin films. *Vacuum*, 2(3):216–230, 1952.
- [67] D. Gössi. Optische in situ Schichtdickenmessung in Bedampfanlagen. *VIP R&D*, 1, 2005.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [68] A.A. Hamza, I.M. Fouda, T.Z.N. Sokkar, M.M. Shahin und E.A. Seisa. Optomechanical properties of fibres—4: Optical anisotropy in Terylenepolyester fibres. *Polym. Test.*, 11(3):233–245, 1992.
- [69] G.R. Harrison und E.G. Loewen. Ruled gratings and wavelength tables. *Appl. Opt.*, 15(7):1744–1747, 1976.
- [70] P.S. Hauge. Polycrystalline silicon film thickness measurement from analysis of visible reflectance spectra. *J. Opt. Soc. Am.*, 69:1143–1152, 1979.
- [71] P.S. Hauge und F.H. Dill. Design and Operation of ETA, an Automated Ellipsometer. Technical report, IBM, 1973.
- [72] O.S. Heavens. *Optical Properties of Thin Solid Films*. Dover, 1991. ISBN 0486669246.
- [73] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg, 2005. ISBN 3486273590.
- [74] E.A. Henry. *Ultrasonic thickness gauge*. Patentanmeldung, US 2888824, 1959. US Patent 2,888,824.
- [75] E. Hering und R. Martin. *Photonik*. Springer, 2006. ISBN 3540234381.
- [76] I. P. Herman. *Optical Diagnostics for thin film processing*. Academic Press, 1990. ISBN 0123420709.
- [77] D. Herrmann. *Schichtdickenmessung*. Oldenbourg, 1993. ISBN 3486222031.
- [78] M. Hesse, H. Meier und B. Zeeh. *Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie*. Thieme, 2005. ISBN 313576107X.
- [79] P. Hlubina. White-light spectral interferometry with the uncompensated Michelson interferometer and the group refractive index dispersion in fused silica. *Opt. Comm.*, 193(1-6):1–7, 2001.
- [80] P. Hlubina. Dispersive white-light spectral interferometry to measure distances and displacements. *Opt. Comm.*, 212(1-3):65–70, 2002.
- [81] P. Hlubina. Group velocity dispersion in fused-silica sample measured using white-light interferometry with the equalization wavelength determination. *J. Light Electr. Opt.*, 113(3):149–152, 2002.
- [82] P. Hlubina, D. Ciprian, J. Lunáček und R. Chlebus. Phase retrieval from the spectral interference signal used to measure thickness of SiO<sub>2</sub> thin film on silicon wafer. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, 88(3):397–403, 2007.
- [83] P. Hlubina, D. Ciprian, J. Lunáček und M. Lesnák. Dispersive white-light spectral interferometry with absolute phase retrieval to measure thin film. *Opt. Exp.*, 14(17):7678–7685, 2006.



- [84] P. Hlubina, D. Ciprian, J. Lunáček und M. Lesnák. Thickness of SiO<sub>2</sub> thin film on silicon wafer measured by dispersive white-light spectral interferometry. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, 84(3):511–516, 2006.
- [85] P. Hlubina, J. Lunáček, D. Ciprian und R. Chlebus. Spectral interferometry and reflectometry used to measure thin films. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, 92(2):203–207, 2008.
- [86] P. Hlubina, J. Lunáček, D. Ciprian und R. Chlebus. Windowed Fourier transform applied in the wavelength domain to process the spectral interference signals. *Opt. Comm.*, 281(9):2349–2354, 2008.
- [87] L. Hoffmann. *Spektroskopische Instrumente zur Demodulation von Faser-Bragg-Gitter-Sensorsignalen*. Shaker Verlag, 2008. ISBN 9783832272982.
- [88] A.F. Holleman, E. Wiberg und N. Wiberg. *Lehrbuch der anorganischen Chemie*. Walter de Gruyter, 1995. ISBN 9783110207453.
- [89] M. Horie. *Method of measuring a thickness of a multilayered sample using ultraviolet light and light with wavelengths longer than ultraviolet*. Patentanmeldung, US 5440141, 1995.
- [90] M. Horie. *Method of measuring film thicknesses*. Patentanmeldung, US 5493401, 1996.
- [91] H.T. Huang und F.L. Terry Jr. Spectroscopic ellipsometry and reflectometry from gratings (scatterometry) for critical dimension measurement and in situ, real-time process monitoring. *Thin Solid Films*, 455:828–836, 2004.
- [92] M.C. Hudson. Calculation of the maximum optical coupling efficiency into multimode optical waveguides. *Appl. Opt.*, 13(5):1029–1033, 1974.
- [93] M.C. Hutley. *Diffraction gratings*. Academic Press, London, 1982. ISBN 9780123629807.
- [94] Y.M. Hwang, S.W. Yoon, J.H. Kim, S. Kim und H.J. Pahk. Thin-film thickness profile measurement using wavelet transform in wavelength-scanning interferometry. *Opt. Lasers Eng.*, 46(2):179–184, 2008.
- [95] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics, 3rd Ed.* John Wiley Ltd., 1999. ISBN 9780471309321.
- [96] B. Jähne. *Digitale Bildverarbeitung*. Springer Verlag, 2005. ISBN 9783540249993.
- [97] S. Jakobs. Entspiegelung von Optikelementen aus Kunststoffen mittels Plasma-IAD. *FINO Abschlussbericht*, 2006.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [98] S.Y. Jeong. *Method for measuring thickness of an optical disc*. Patentanmeldung, US 7145662, 2006.
- [99] S.Y. Jeong. *Technologies for measuring thickness of an optical disc*. Patentanmeldung, US 7248372, 2007.
- [100] B.D. Johs. *Ellipsometric investigation of thin films*. Patentanmeldung, US 7193709, 2006.
- [101] C. Jung und B.K. Rhee. Simultaneous determination of thickness and optical constants of polymer thin film by analyzing transmittance. *Appl. Opt.*, 41(19):3861–3865, 2002.
- [102] C.C. Katsidis und D.L. Siapkas. General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference. *Appl. Opt.*, 41(19):3978–3987, 2002.
- [103] S.W. Kim und G.H. Kim. Thickness-profile measurement of transparent thin-film layers by white-light scanning interferometry. *Appl. Opt.*, 38:5968–5973, 1999.
- [104] S.Y. Kim. Simultaneous determination of refractive index, extinction coefficient, and void distribution of titanium dioxide thin film by optical methods. *Appl. Opt.*, 35(34):6703–6707, 1996.
- [105] Y.T. Kim, R.W. Collins und K. Vedam. Fast scanning spectroelectrochemical ellipsometry: In-situ characterization of gold oxide. *Surf. Sci.*, 233(3):341–350, 1990.
- [106] G.S. Kino und S.S.C. Chim. Mirau correlation microscope. *Appl. Opt.*, 29(26):3775–3783, 1990.
- [107] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005. ISBN 3486577235.
- [108] J.D. Klein, A. Yen und S.F. Cogan. Determining thin film properties by fitting optical transmittance. *J. Appl. Phys.*, 68:1825, 1990.
- [109] A. W. Koch. Dual beam laser interferometry for film parameter monitoring during plasma processing. In *Proc. Int. Conf. Phen. Ionized Gases ICPIG XX*, volume I, Seiten 335–36, 1991.
- [110] A.W. Koch. *In situ-Charakterisierung von plasmaunterstützten Beschichtungsprozessen*. VDI-Verl., 1993. ISBN 3181457086.
- [111] A.W. Koch. *Optische Messtechnik an technischen Oberflächen*. 1998. ISBN 3816913725.

- [112] A.W. Koch. Grundlagen für die nächste Generation X gedruckter Elektronik durch vernetzte Entwicklung von Materialien, Bauelementanalyse und Druckprozessen - MaDriX. Technical report, Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik, Technische Universität München, 2007. intern.
- [113] K.P. Koch, M. Maechler und F. Glueck. Application of diode array spectrometers in microscope photometry. *Rev. Sci. Instrum.*, 56:2243, 1985.
- [114] I. Konstantinov, T. Babeva und S. Kitova. Analysis of errors in thin-film optical parameters derived from spectrophotometric measurements at normal light incidence. *Appl. Opt.*, 37:4260–4267, 1998.
- [115] M. Kottaisamy, P. Thiyagarajan, J. Mishra und M.S. Ramachandra Rao. Color tuning of Y3Al5O12: Ce phosphor and their blend for white LEDs. *Mater. Res. Bull.*, 43(7):1657–1663, 2008.
- [116] H.A. Kramers. La diffusion de la lumiere par les atomes. *Atti. Congr. Int. Fis. Como*, 2:545–557, 1927.
- [117] M. R. Krames, M. Ochiai-Holcomb, G. E. Höfler, C. Carter-Coman, E. I. Chen, I.-H. Tan, P. Grillot, N. F. Gardner, H. C. Chui, J.-W. Huang, S. A. Stockman, F. A. Kish, M. G. Craford, T. S. Tan, C. P. Kocot, M. Hueschen, J. Posselt, B. Loh, G. Sasser und D. Collins. High-power truncated-inverted-pyramid  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaP}$  light-emitting diodes exhibiting > 50% external quantum efficiency. *Appl. Phys. Lett.*, 75(16):2365–2367, 1999.
- [118] W. Kriegseis. *Röntgen-Reflektometrie zur Dünnschichtanalyse*. Dissertation, Universität Gießen, 2002.
- [119] H. Krämer und W. Dietz. Optische Anisotropie in orientierten Polymeren. *Polymer Science*, 260:685–693, 1982.
- [120] R. Kronig. On the theory of dispersion of X-rays. *J. Opt. Soc. Am*, 12(6):547–556, 1926.
- [121] D.B. Kushev und Y. Zheleva. A new method for the determination of the thickness, the optical constants and the relaxation time of weakly absorbing semiconducting thin films. *Infrared Phys. Technol.*, 26(6):385–393, 1986.
- [122] G. Li. *Method and apparatus for optically determining physical parameters of thin films deposited on a complex substrate*. Patentanmeldung, US 6392756, 2002.
- [123] E.G. Loewen und E. Popov. *Diffraction gratings and applications*. CRC, 1997. ISBN 9780824799236.
- [124] P. Luecke, A. Last, J. Mohr, A. Ruprecht, W. Osten, H. Tiziani und P. Lehmann. Confocal micro-optical distance sensor for precision metrology. In *Proc. SPIE*, volume 5459, Seiten 180–184, 2004.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [125] J. Luňáček, P. Hlubina und M. Luňáčková. Simple method for determination of the thickness of a nonabsorbing thin film using spectral reflectance measurement. *Appl. Opt.*, 48(5):985–989, 2009.
- [126] H. Macleod. The early days of optical coatings. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 1(S):779–783, 1999.
- [127] H.A. Macleod. *Thin-film optical filters*. Institute of Physics Publishing, 2010. ISBN 9781420073027.
- [128] E.M.M. Manders. Chromatic shift in multicolour confocal microscopy. *Journal of Microscopy*, 185(3):321, 1997.
- [129] M. Mansuripur. Analysis of multilayer thin-film structures containing magneto-optic and anisotropic media at oblique incidence using  $2 \times 2$  matrices. *J. Appl. Phys.*, 67:6466, 1990.
- [130] D.W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2):431–441, 1963.
- [131] E. Marquez, J. Ramirez-Malo, P. Villares, R. Jimenez-Garay, P.J.S. Ewen und A.E. Owen. Calculation of the thickness and optical constants of amorphous arsenic sulphide films from their transmission spectra. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25:535–541, 1992.
- [132] R. März. *Integrated optics: design and modeling*. Artech House Publishers, 1995. ISBN 9780890066683.
- [133] Joe T. May. *Measurement of the thickness of thin films*. Patentanmeldung, US 4841156, 1989.
- [134] H.L. Maynard und N. Hershkowitz. Thin-film interferometry of patterned surfaces. *J. Vac. Sci. Technol., B*, 13:848, 1995.
- [135] F.L. McCrackin, E. Passaglia, R.R. Stromberg und H.L. Steinberg. Measurement of the Thickness and Refractive Index of Very Thin Films and the Optical Properties of Surfaces by Ellipsometry. *Measurement*, 67(4), 1963.
- [136] T.M. Merklein. High resolution measurement of multilayer structures. *Appl. Opt.*, 29(4):505–511, 1990.
- [137] Hakon Mikkelsen. *Method and apparatus for the determination of layer thicknesses*. Patentanmeldung, US 6826511, 2004.
- [138] W. Mildner. Organische Elektronik: Herstellen und Anwenden. *VDMA*, 6:1–31, 2005.

- [139] J. L. Miller und E. Friedman. *Photonics Rules of Thumbs*. McGraw-Hill, 2004. ISBN 0071385193.
- [140] D.A. Minkov. Calculation of the optical constants of a thin layer upon a transparent substrate from the reflection spectrum. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22:1157, 1989.
- [141] C.L. Mitsas und D.I. Siapkas. Generalized matrix method for analysis of coherent and incoherent reflectance and transmittance of multilayer structures with rough surfaces, interfaces, and finite substrates. *Appl. Opt.*, 34(10), 1995.
- [142] M.S. Müller. *Untersuchungen zu Kraft-Momenten-Sensoren auf Basis von Faser-Bragg-Gittern*. Shaker Verlag, 2009. ISBN 9783832289607.
- [143] R. Müller und W. Heywang. *Rauschen*. Springer, 1990. ISBN 9783540511458.
- [144] G. Molesini, G. Pedrini, P. Poggi und F. Quercioli. Focus-wavelength encoded optical profilometer. *Opt. Comm.*, 49(4):229–233, 1984.
- [145] A. Moliton. *Optoelectronics of molecules and polymers*. Springer Verlag, 2006. ISBN 9780387237107.
- [146] J. Mullerova und J. Mudron. Determination of optical parameters and thickness of thin films deposited on absorbing substrates using their reflection spectra. *acta physica slovacica*, 50(4):477–488, 2000.
- [147] S. Murata, A. Tomita und A. Suzuki. Influence of free carrier plasma effect on carrier-induced refractive index change for quantum-well lasers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 5(1):16–19, 1993.
- [148] S. Muthu, F.J.P. Schuurmans und M.D. Pashley. Red, green, and blue LEDs for white light illumination. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 8(2):333–338, 2002.
- [149] S. Negahdaripour. *Thin film measuring device and method*. Patentanmeldung, US 6236459, 2001.
- [150] M. Nenkov und T. Pencheva. Calculation of thin-film optical constants by transmittance-spectra fitting. *Journal of the Optical Society of America A*, 15(7):1852–1857, 1998.
- [151] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao und K.P. Homewood. An efficient room-temperature silicon-based light-emitting diode. *Nature*, 410(6825):192–194, 2001.
- [152] G.A. Niklasson, C.G. Granqvist und O. Hunderi. Effective medium models for the optical properties of inhomogeneous materials. *Appl. Opt.*, 20(1):26–30, 1981.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [153] S. Nishizawa, R. Fukazawa, T. Takahashi und R. Hattori. *Apparatus for and method of evaluating multilayer thin film*. Patentanmeldung, US 5227861, 1993.
- [154] S. Nizamoglu und H.V. Demir. Nanocrystal-based hybrid white light generation with tunable colour parameters. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 9:S419, 2007.
- [155] S. Nizamoglu, T. Ozel, E. Sari und H.V. Demir. White light generation using CdSe/ZnS core-shell nanocrystals hybridized with InGaN/GaN light emitting diodes. *Nanotechnology*, 18:065709, 2007.
- [156] M. Nowak. Determination of optical constants and average thickness of inhomogeneous-rough thin films using spectral dependence of optical transmittance. *Thin Solid Films*, 254(1-2):200–210, 1995.
- [157] I. Ohlídal, D. Franta, M. Ohlídal und K. Navrátil. Optical characterization of nonabsorbing and weakly absorbing thin films with the wavelengths related to extrema in spectral reflectances. *Appl. Opt.*, 40:5711–5717, 2001.
- [158] I. Ohlídal und F. Lukeš. Ellipsometric parameters of rough surfaces and of a system substrate-thin film with rough boundaries. *J. Mod. Opt.*, 19(10):817–843, 1972.
- [159] H. Okada. *Film thickness measuring method and measuring apparatus for organic thin film for use in organic electroluminescence device*. Patentanmeldung, US 6992781, 2006.
- [160] H. Oraizi und M. Afsahi. Analysis of planar dielectric multilayers as FSS by transmission line transfer matrix method (TLTMM). *Progr. Electromagn. Res.*, Seiten 217–240, 2007.
- [161] G.R. Osche. *Optical Detection Theory*. Wiley, 2002. ISBN 9780471224112.
- [162] J.C. Owens. Optical refractive index of air: dependence on pressure, temperature and composition. *Appl. Opt.*, 6(1):51–59, 1967.
- [163] C. Palmer und E. Loewen. *Diffraction Grating Handbook*. Newport Corporation, 2005. ISBN.
- [164] E. Papastathopoulos, K. Körner und W. Osten. Chromatic confocal spectral interferometry. *Appl. Opt.*, 45(32):8244–8252, 2006.
- [165] F. L. Pedrotti und L. S. Pedrotti. *Optik für Ingenieure*. Springer Verlag, 2005. ISBN 3540228136.
- [166] A. Penzkofer, E. Drotleff und W. Holzer. Optical constants measurement of single-layer thin films on transparent substrates. *Opt. Comm.*, 158(1-6):221–230, 1998.

- [167] H. Perrin, P. Sandoz und G. Tribillon. Longitudinally dispersive profilometer. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 4:219–228, 1995.
- [168] A. Pfortner und J. Schwider. Dispersion error in white-light Linnik interferometers and its implications for evaluation procedures. *Appl. Opt.*, 40:34, 2001.
- [169] M. Plattner, A.W. Koch, T. Zeh und A. Reutlinger. FBG-Sensor-Interrogator mit Time-of-Flight-und Peak-Tracking-Algorithmen. *tm-Technisches Messen*, 77(6):342–348, 2010.
- [170] W.M. Plotz und K. Lischka. Characterization of thin films and multilayers by specular X-ray reflectivity p. 1503. *J. Phys. III*, 4(9), 1994.
- [171] Y. Pochi. *Optical waves in layered media*. Wiley, 1988. ISBN 9780471731924.
- [172] D. Poelman und P.F. Smet. Methods for the determination of the optical constants of thin films from single transmission measurements: a critical review. *Appl. Phys. D*, 36(15):1850–1857, 2003.
- [173] E. Popov, B. Bozkov, M. Sabeva und D. Maystre. Blazed holographic grating efficiency-numerical comparison with different profiles. *Opt. Comm.*, 117(5-6):413–416, 1995.
- [174] W.H. Press, W.T. Vetterling, S.A. Teukolsky und B.P. Flannery. *Numerical recipes in C++: the art of scientific computing*. Cambridge University Press New York, NY, USA, 2001. ISBN 9780521750332.
- [175] C. Pruss, A. Ruprecht, K. Körner, W. Osten und P. Lücke. Diffractive Elements for Chromatic Confocal Sensors. *Proc. DGaO*, 1, 2005.
- [176] F. Reizman. Optical thickness measurement of thin transparent films on silicon. *J. Appl. Phys.*, 36:3804, 1965.
- [177] E. Riedel. *Anorganische Chemie*. Walter de Gruyter, 2004. ISBN 3110181681.
- [178] H.A. Rowland. LXI. Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. *Philos. Mag. Series 5*, 13(84):469–474, 1882.
- [179] H.M. Runciman, W.B. Allan und J.M. Ballantine. A thin film monitor using fibre optics. *J. Sci. Instrum.*, 43:812–815, 1966.
- [180] A.K. Ruprecht, K. Koerner, T.F. Wiesendanger, H.J. Tiziani und W. Osten. Chromatic confocal detection for high-speed microtopography measurements. In *Proc. SPIE*, volume 5302, Seite 53, 2004.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [181] A.K. Ruprecht, C. Pruss, H.J. Tiziani, W. Osten, P. Lucke, A. Last, J. Mohr und P. Lehmann. Confocal micro-optical distance sensor: principle and design. In *Proc. SPIE*, volume 5856, Seite 128, 2005.
- [182] M. W. Ruprecht und A. W. Koch. Interferometrische Messung von Schichtparametern. *Meß- und Automatisierungstechnik*, 2:129–139, 1997.
- [183] A. Sassella, T. Wagner, C. Herzinger, G. Su, Y. He und C. Chen. Anisotropic optical functions of pentaerythrytol, an uniaxial organic crystal. *Thin Solid Films*, 455:576–580, 2004.
- [184] H.H. Sawin. *Apparatus and method for real-time measurement of thin film layer thickness and changes thereof*. Patentanmeldung, US 5450205, 1995.
- [185] H.H. Schlemmer und M. Machler. Diode array spectrometer: an optimised design. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 18:914–919, 1985.
- [186] U. Schnell, R. Dändliker und S. Gray. Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target. *Opt. Lett.*, 21(7):528–530, 1996.
- [187] G. Schröder und H. Treiber. *Technische Optik*. Vogel Verlag, Würzburg, 2007. ISBN 3802319230.
- [188] E. Schrüfer. *Signalverarbeitung: Numerische Verarbeitung digitaler Signale*. München: Hanser, 1992. ISBN 3446165630.
- [189] E. Schrüfer. *Elektrische Messtechnik*. Hanser, 2007. ISBN 3446409041.
- [190] E.F. Schubert, T. Gessmann und J.K. Kim. *Light emitting diodes*. Wiley Online Library, 2005.
- [191] M. Schubert, B. Rheinländer, J.A. Woollam, B. Johs und C.M. Herzinger. Extension of rotating-analyzer ellipsometry to generalized ellipsometry: determination of the dielectric function tensor from uniaxial TiO<sub>2</sub>. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(4):875–883, 1996.
- [192] L.G. Schulz und F.R. Tangherlini. Optical constants of silver, gold, copper, and aluminum. II. The index of refraction n. *J. Opt. Soc. Am*, 44(5):362–367, 1954.
- [193] G.D. Scott, T.A. McLauchlan und R.S. Sennett. The Thickness Measurement of Thin Films by Multiple Beam Interferometry. *J. Appl. Phys.*, 21:843, 1950.
- [194] W. Sellmeier. Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge in Spectrum einiger Substanzen. *Ann. Phys. Chem*, 143:272–282, 1871.
- [195] J.M. Senior. *Optical Fibre Communication - Principles and Practice*. Prentice Hall, 2008. ISBN 013032681X.



- [196] H. Song und S. Lee. Red light emitting solid state hybrid quantum dot–near-UV GaN LED devices. *Nanotechnology*, 18:255202, 2007.
- [197] J.E. Spanier und I.P. Herman. Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous sic films. *Phys. Rev. B*, 61(15):10437–10450, 2000.
- [198] D. G. Stearns. The scattering of x rays from nonideal multilayer structures. *J. Appl. Phys.*, 65(2):491–506, 1989.
- [199] O. Stenzel, R. Petrich, W. Scharff, V. Hopfe und A.V. Tikhonravov. A hybrid method for determination of optical thin film constants. *Thin Solid Films*, 207(1-2):324–329, 1992.
- [200] G. Strassacker und R. Süße. *Rotation, Divergenz und Gradient: Einführung in die elektromagnetische Feldtheorie*. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2006.
- [201] V. Švorčík, O. Lyutakov und I. Huttel. Thickness dependence of refractive index and optical gap of PMMA layers prepared under electrical field. *J. Mater. Sci. - Mater. Electron.*, 19(4):363–367, 2008.
- [202] R. Swanepoel. Determination of surface roughness and optical constants of inhomogeneous amorphous silicon films. *J. Phys. E*, 17:896–903, 1984.
- [203] R. Swanepoel. Determining refractive index and thickness of thin films from wavelength measurements only. *Journal of the Optical Society of America A*, 2(8):1339–1343, 1985.
- [204] J. Szczyrbowski und A. Czapla. Optical Absorption in D. C. Sputtered InAs Films. *Thin Solid Films*, 46(2):127–137, 1977.
- [205] H.J. Tiziani, M. Wegner und D. Steudle. Confocal principle for macro-and microscopic surface and defect analysis. *Opt. Eng.*, 39:32, 2000.
- [206] H.G. Tompkins, R.M.A. Azzam, N.M. Bashara und R.J. Archer. *A users guide to Ellipsometry*. Academic Pr., 1993. ISBN 9780486450285.
- [207] M.F. Toney, C.M. Mate, K.A. Leach und D. Pocker. Thickness measurements of thin perfluoropolyether polymer films on silicon and amorphous-hydrogenated carbon with X-ray reflectivity, ESCA and optical ellipsometry. *J. Colloid Interface Sci.*, 225(1):219–226, 2000.
- [208] P. Vasilév. *Ultrafast diode lasers: fundamentals and applications*. Artech House Publishers, 1995. ISBN 9780890067369.
- [209] K. Vedam. Spectroscopic ellipsometry: a historical overview. *Thin Solid Films*, 313:1–9, 1998.

#### 4 Zusammenfassung der Arbeit

- [210] E. Voges und K. Petermann. *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*. Springer, 2002. ISBN 3540672133.
- [211] J. O. Wesström, G. Sarlet, S. Hammerfeldt, L. Lundqvist, P. Szabo und P. J. Rigole. State-of-the-art performance of widely tunable modulated grating Y-branch lasers. In *Proc. OFC*, 2004.
- [212] O. Wiener. Ueber die Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion und Methodenzur Dickenbestimmung dünner Blättchen. *Annalen der Physik*, 267(8):629–672, 1887.
- [213] D.L. Windt. IMD Software for modeling the optical properties of multilayer films. *Computers in Physics*, 12:360 – 370, 1998.
- [214] R.W. Wood. The echelette grating for the infrared. *Phil. Mag*, 20(118):770–778, 1910.
- [215] Woollam. *Combined use of oscillating means and ellipsometry to determine uncorrelated effective thickness and optical constants of material deposited from a fluid*. Patentanmeldung, US 7209234, 2007.
- [216] James C. Wyant. White Light Interferometry. *Proc. SPIE*, 2002.
- [217] Y. Xi und E.F. Schubert. Junction-temperature measurement in GaN ultraviolet light-emitting diodes using diode forward voltage method. *Appl. Phys. Lett.*, 85(12):2163–2165, 2004.
- [218] Y. Xi, J.Q. Xi, T. Gessmann, J.M. Shah, J.K. Kim, E.F. Schubert, A.J. Fischer, M.H. Crawford, K.H.A. Bogart und A.A. Allerman. Junction and carrier temperature measurements in deep-ultraviolet light-emitting diodes using three different methods. *Appl. Phys. Lett.*, 86(3), JAN 17 2005.
- [219] M. Ylilammi und T. Ranta-Aho. Optical determination of the film thickness in multilayer thin film structures. *Thin Solid Films*, 232(1):56–62, 1993.
- [220] HORIBA Jobin Yvon. Spectroscopic Ellipsometry. Technical report, HORIBA Jobin Yvon, 2004.
- [221] O. Ziemann, J. Krauser, P. E. Zamzow und W. Daum. *POF-Handbuch: Optische Kurzstreckenübertragungssysteme*. Springer Verlag, 2007. ISBN 3540415017.

## Eigene Journals und Konferenzen

- [222] T. Bodendorfer, M.S. Müller, F. Hirth und A.W. Koch. Comparison of different peak detection algorithms with regards to spectrometric fiber Bragg grating interrogation systems. In *Proc. ISOT*, Seiten 122 –126, 21-23 2009.
- [223] F. Hirth, T. Bodendorfer, M.P. Plattner, T.C. Buck und A.W. Koch. Tunable Laser Thin Film Interrogation. *Opt. Lasers Eng.*, 49(7):979–983, 2011.
- [224] F. Hirth, T.C. Buck, A. Pérez Grassi und A.W. Koch. Depth-selective thin film reflectometer. *Meas. Sci. Technol.*, 21:125301, 2010.
- [225] F. Hirth, T.C. Buck, N. Steinhausen und A.W. Koch. Effect of chromatic aberrations on resolution in thin film reflectometry. In *Proc. SPIE*, volume 7729, Seite 77291L, 2010.
- [226] F. Hirth, S. Dudeck, M. Jakobi, D. Gerhard und A.W. Koch. Thin film interferometer using a light source with spectrally nonequidistantly distributed sampling points. In *Proc. SPIE*, volume 7389, Seite 73891K, 2009.
- [227] F. Hirth, A. Pérez Grassi, D.G. Dorigo und A.W. Koch. Comparison of different film thickness evaluation algorithms applicable to spectrometric interrogation systems. In *Proc. SPIE*, volume 7790, Seite 77900V, 2010.
- [228] F. Hirth, M. Rößner, M. Jakobi und A.W. Koch. Impact of angle ranges on thickness resolution in thin film reflectometry. In *Proc. ISOT*, Seiten 104 –109, 21-23 2009.
- [229] L. Hoffmann, F. Hirth, M. Rößner, R. Matschke, T. Bodendorfer, T.C. Buck, M.S. Müller, A. Reutlinger und A.W. Koch. Fiber-optic measurement system for temperature monitoring of telecommunication satellites. In *Conference on Space Optics*, 2008.
- [230] L. Hoffmann, M.S. Müller, A. Reutlinger, F. Hirth, T. Bodendorfer, T.C. Buck und A.W. Koch. Faseroptisches Temperatur-Monitoring von Telekom-Satelliten. In *VDI Fachtagung Sensoren und Messsysteme*, 2008.
- [231] M.S. Müller, L. Hoffmann, T. Bodendorfer, F. Hirth, F. Petit, M.P. Plattner, T.C. Buck und A.W. Koch. Fiber-Optic Sensor Interrogation Based on a Widely Tunable Monolithic Laser Diode. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 59(3):696 –703, march 2010.
- [232] M.P. Plattner, F. Hirth, M.S. Müller, L. Hoffmann, T.C. Buck und A.W. Koch. Versatile Scanning Laser Based FBG Measurement System. In *Conference on Space Optics*, 2008.
- [233] M.P. Plattner, F. Hirth, M.S. Müller, L. Hoffmann, T.C. Buck und A.W. Koch. Optimizing performance of a fiber optic sensor interrogator by time of flight measurement. In *Opto*, 2009.

## Patentanmeldungen

- [234] F. Hirth und T. Bodendorfer. *Dünnschichtinterferometer mit verstimmbarer Lichtquelle*. Patentanmeldung, DE 10 2010 006 237.5, 2010.
- [235] F. Hirth und T. Bodendorfer. *Dünnschichtinterferometer mit verstimmbarer Lichtquelle*. Patentanmeldung, Nummer nachzutragen (international), 2011.
- [236] F. Hirth und T. Buck. *Kombiniertes Dünnschichtinterferometer mit Konfokalmikroskop*. Patentanmeldung, DE 10 2010 016 462.3, 2010.
- [237] F. Hirth, S. Dudeck, M. Jakobi und D.: Gerhard. *Spektrales Reflektometer zur Bestimmung optischer Parameter an bewegten Objekten*. Patentanmeldung, DE 10 2008 052 379.8., 2008.
- [238] F. Hirth, S. Dudeck, M. Jakobi und D. Gerhard. *Weißlichtinterferometer zur Bestimmung optischer Parameter an bewegten Objekten*. Patentanmeldung, DE 10 2008 052 430.1, 2008.
- [239] F. Hirth, D. Gerhard, S. Dudeck und M. Jakobi. *Interferometrie-Verfahren zum optischen Untersuchen von Schichten*. Patentanmeldung, EP 2009 063659, 2009.
- [240] F. Hirth, D. Gerhard, S. Dudeck und M. Jakobi. *Interferometrie-Verfahren zum optischen Untersuchen von Schichten*. Patentanmeldung, DE 10 2009 025 562.1, 2009.
- [241] F. Hirth, D. Gerhard, S. Dudeck und M. Jakobi. *Interferometry method for optically examining coatings*. Patentanmeldung, WO 2010/046340, 2010. WO Patent WO/2010/046,340.

## Vorträge

- [242] *Preliminary design of the interrogator unit of a fibre-optic health monitoring system for telecommunication satellites*. European Space Agency, München, 2007.
- [243] *Critical design for the fiber-optic signal demodulation subsystem in the FOSAT research study*. European Space Agency, München, 2008.

## Studentische Arbeiten

- [244] S. Drexler. *Historische Entwicklung der Dünnschichtinterferometrie*. Hauptseminar, Technische Universität München, 2010.
- [245] D. Gunkel. *Schichtdickenmessung mittels elektro-optisch abstimmbarer Laserdiode*. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2010.

- [246] F. Hirth. *Aktueller Stand in der Dünnschichtinterferometrie*. Hauptseminar, Technische Universität München, 2008.
- [247] M. Kößler. *Aufbau eines Weißlichtinterferometers zur Schichtdickenvermessung*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2010.
- [248] M. Kössler. *Entwurf eines Spektrometers zur Dünnschichtanalyse*. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2008.
- [249] P. Murr. *Linear-Variabler-Filter-basiertes spektrometrisches Messsystem zur transmittiven Vermessung bewegter Polymerbahnen*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2010.
- [250] P. Murr. *Schichtdickenbestimmung mit Hilfe von Absorption*. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2010.
- [251] R. Rihay. *Algorithmic determination of layer thickness*. Projektpraktikum, Technische Universität München, 2009.
- [252] R. Rihay. *Erarbeitung verschiedener Algorithmen zur Schichtdickenbestimmung*. Hauptseminar, Technische Universität München, 2009.
- [253] M. Rössner. *Entwicklung und Implementierung des optischen Messkopfs eines Dünnschichtmesssystems*. Projektpraktikum, Technische Universität München, 2009.
- [254] C. Xue. *Erarbeitung und Implementierung von Signalaufbereitung und Analyse in der Dünnschichtinterferometrie*. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2009.
- [255] F. Yagci. *Marktübersicht von Nah-Infrarotspektrometern*. Hauptseminar, Technische Universität München, 2009.
- [256] F. Yagci. *Aufbau, Charakterisierung und Messungen eines Spektrometers zur Schichtdickenmessung*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2010.