

# Aktive Mikrooptiken auf Basis durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften  
(Dr.-Ing.)

der Technischen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Philipp Metz

Kiel

2013

Referentin Prof. Dr. Martina Gerken  
Koreferent Prof. Dr. Bernhard Wagner

Datum der Prüfung 25.06.2013

## DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit in der Arbeitsgruppe für Integrierte Systeme und Photonik am Institut für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Betreuerin Prof. Dr. Martina Gerken, die einen Großteil meiner Arbeit betreut hat mir und darüber hinaus ein hochinteressantes Arbeitsumfeld und die Mitwirkung beim Aufbau dieser jungen Arbeitsgruppe ermöglicht hat. Ebenfalls bedanke ich mich bei Dr. Jost Adam für die abschließende Betreuung meiner Arbeit und für die Ermöglichung einer Kooperationsarbeit mit der *University of California Los Angeles* (UCLA), die meine Arbeit aber auch die Forschung der Arbeitsgruppe sehr bereichert hat.

Mein Dank gilt ebenso der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit im Rahmen des Schwerpunktprogramms „Aktive Mikrooptik“ und des Forschungsprojekts „Mikroauge“ gefördert hat.

Außerdem möchte ich mich bei meinen Kollegen der Arbeitsgruppe für fachliche Unterstützung und Zusammenarbeit, anregende Diskussionen und das angenehme Arbeitsklima bedanken. Des Weiteren bin ich meinen Hiwis, Bachelor- und Masterstudenten für ihr Interesse und ihre wertvollen Beiträge sehr dankbar.

Mein herzlichster Dank gilt meiner Familie, die mir stets Rückhalt auf meinem Lebensweg gab und insbesondere meiner Freundin Kristin für ihre Geduld, ihre Liebe und ihre Unterstützung in guten und schwierigen Zeiten.



## VERÖFFENTLICHUNGEN IN FACHZEITSCHRIFTEN

- (1) **P. Metz**, H. Block, C. Behnke, M. Krantz, M. Gerken and J. Adam, "Tunable elastomer-based virtually imaged phased array," *Optics Express* **21**(3), 3324-3335 (2013).
- (2) **P. Metz**, J. Adam, M. Gerken and B. Jalali, "Miniaturized inertial-scan-free optical-fiber endoscope for simultaneous imaging and laser microsurgery," *in Vorbereitung* (2013).
- (3) **P. Metz**, M. Krantz, J. Adam and M. Gerken, "Tunable focus for convergent beams induced by superprism effect in a thin-film resonator," *IEEE Photonics Technology Letters*, *in Vorbereitung* (2013).
- (4) **P. Metz**, K. Dopf, M. Aichholz, B. Riedel, U. Lemmer, B. Freudig, C. Zimmermann and M. Gerken, "Optical transmission measurements for in-line monitoring of turbid oil-water emulsions," *in Vorbereitung* (2013).

## BEITRÄGE IN TAGUNGSBÄNDEN

- (1) J. Adam, **P. Metz**, M. Gerken and B. Jalali, "Miniaturized optical-fiber endoscope without inertial scan for simultaneous imaging and laser microsurgery," *angenommen bei SPIE Optics and Photonics*, San Diego (CA) / USA (2013).
- (2) **P. Metz**, C. Behnke, M. Gerken and J. Adam, "Elastomer based tunable virtually imaged phased array for reconfigurable optical interconnects," *SPIE Photonics West 2013, OPTO*, San Francisco(CA) / USA (2013).
- (3) **P. Metz**, M. Krantz, S. Suhr and M. Gerken, "Wavefront and polarization effects in actively tunable thin-film resonators for beam alignment in optical interconnects," *Proc. IEEE ICTON*, Warwick / UK (2012).
- (4) C. Kluge, **P. Metz**, A. Pradana, Y. Nazirizadeh, M. Rädler and M. Gerken, "Influence of waveguide thickness on the angular color impression of nanostructured organic emission layers," *Proc. 16th European Conference on Integrated Optics*, Sitges / Spain (2012).

(5) C. Kluge, **P. Metz**, B. Ripke, Y. Nazirizadeh and M. Gerken, "Integrated refractometer design with directional light source," *IEEE Photonics 2011 (IPC11)*, Arlington / USA (2011).

(6) **P. Metz**, M. Krantz and M. Gerken, "Tunable thin film resonator for efficient VCSEL-to-fiber coupling," *4th EOS Topical Meeting on Optical Microsystems (OμS'11)*, Capri / Italy (2011).

(7) **P. Metz**, M. Krantz and M. Gerken, "Wavelength and polarization effects in actively tunable thin film resonators for thermal drift compensation," *Proc. IEEE ICTON*, Stockholm / Sweden (2011).

(8) M. Krantz, **P. Metz**, S. Peters, F. Glöckler, U. Lemmer and M. Gerken, "Optical beam positioning with PDMS thin film resonators for thermal drift compensation in free-space optical interconnects," *IEEE Winter Topicals (WTM)*, Keystone / USA (2011).

## **BETREUTE ARBEITEN**

Studienarbeit: "Elastomerbasierter, thermisch durchstimmbarer Resonator für die Spektroskopie," Christopher Behnke (2012).

Studienarbeit: "Optimierung von Mischelastomeren für Mikro-Optiken zur Fokusregelung," Philipp Roser (2012).

Diplomarbeit: "Durchstimmbare optische Irisblenden auf Basis thermisch aktuierter Dünnschichtfilter," Hendrik Block (2012).

Diplomarbeit: "Entwurf und Realisierung aktiver Mikrooptiken auf Basis dielektrischer Elastomere," Christian Kluge (2010).

---

# Abstract

Modern technologies profit increasingly from integrated adaptive devices such as active micro-optics. Here, polymer-based approaches offer a promising low-cost platform. Within the scope of this work the potential of elastomer-based, electrothermically tunable Fabry-Perot and Gires-Tournois resonators as key components for four different active micro-optic types are investigated. Particularly, **tunable aperture stops**, **tunable virtually imaged phased arrays (VIPA)**, **beam shift actuators** and **focus actuators** are subject to analytical modeling, numerical simulations and experimental characterization.

Based on the resonant transmission of laterally structured Fabry-Perot resonators, **tunable aperture stops** are demonstrated. Measurements show a localized light attenuation with a contrast ratio of 1:10, but an overall light loss, thermal cross-talk and surface deformation is involved. The useable aperture depends on resonator cavity thickness and resonator quality (e.g. a divergence  $< 10^\circ$  allows for a  $> 10 : 1$  contrast ratio at  $> 10 \mu m$  cavity thickness).

For the first time, **tunable VIPA** are demonstrated showing a high tunability at a low temperature increase ( $< 10 K$ ), which is a result of the comparably high cavity thickness ( $> 100 \mu m$ ). For low VIPA tilts an enhanced tunability was observed. However, the devices are sensitive to fabrication inaccuracies, which offers further potential for optimization.

A tunable superprism effect, as already analyzed in multilayer structures, is demonstrated at simple single-cavity resonators and is utilized for **beam shift actuators**. A beam shift exceeding the beam waist is shown. An optimum effect at low beam aberrations requires a defined balancing of resonator quality, cavity thickness, and beam divergence. A thin resonator cavity and thin silver layers lead to an optimized effect.

Furthermore, the superprism effect is utilized for Fabry-Perot-based **focus actuators**. A tuning range in the millimeter regime is achieved. Simulations and measurements reveal a limited tuning range within the employed beam's depth of focus, which requires structures with higher dispersion.

Deeper device analyses show a polarization sensitivity and absorption due to the silver layers. Absorption is additionally increased by metal-polymer diffusion layer formation reducing the resonator quality. Numerical simulations reveal an improvement by using dielectric mirrors and more accurate fabrication. Furthermore, a short

---

term ( $\tau \approx 0,3 - 1 s$ ) and long term ( $\tau \approx 10 s$ ) process (conditioned by substrate) upon tuning is shown, which must be considered in an application. Except for the VIPA, the proposed micro-optics are only suitable for monochromatic applications. The simple design and integration capability promise a simple and low-cost platform for active optical elements in future applications.

Keywords: active microoptics, elastomer-based, Fabry-Perot, Gires-Tournois, VIPA, tunable superprism effect

---



---

# Zusammenfassung

Aktive Mikrooptiken in Form integrierter Bauteile werden immer wichtiger für moderne Technologien. Polymerbasierte Ansätze bieten hierbei eine vielversprechende und kostengünstige Plattform. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Potential elektrothermisch durchstimmbarer, elastomerbasierter Fabry-Perot- bzw. Gires-Tournois-Resonatoren als Kernelemente für vier verschiedene Typen aktiver Mikrooptiken untersucht. Die Bauelemente **durchstimmbare Blende**, **durchstimmbares Dispersionselement**, das auf Phasenfeld-induzierender Mehrfachreflexion basiert (engl. *virtually imaged phased array* (VIPA)), **Aktuator zur Strahlpositionierung** und **Fokusaktuator** werden durch analytische Modelle, numerische Simulationen und messtechnische Charakterisierung hergestellter Exemplare im Rahmen dieser Arbeit analysiert.

Es werden **durchstimmbare Blenden** realisiert, die den resonanzbedingten Transmissionsgrad eines lateral strukturierten Fabry-Perot-Resonators nutzen. Messtechnisch wurde eine lokale Lichtabschwächung von 10:1 erreicht, die jedoch insgesamt von Lichtverlust, thermischem Übersprechen und Oberflächendeformation begleitet ist. Der nutzbare Aperturbereich hängt von der Resonatorgüte und Resonatordicke ab (z.B. Divergenz  $< 10^\circ$  für Kontrastverhältnisse  $> 10 : 1$  bei Schichtdicken  $> 10 \mu\text{m}$ ).

Erstmals werden **durchstimmbare VIPA** demonstriert, die als winkeldispersive Bauteile aufgrund ihrer größeren Schichtdicke ( $> 100 \mu\text{m}$ ) eine sehr hohe Durchstimmpbarkeit bei bereits geringer Temperaturerhöhung ( $< 10 \text{ K}$ ) zeigen. Es wird gezeigt, dass kleine Bauteilkippwinkel dies begünstigen. VIPA reagieren jedoch empfindlich auf Herstellungsungenauigkeiten, wodurch noch Optimierungspotential gegeben ist.

Ein durchstimmbarer Superprismaeffekt, der bereits an Multischichtstrukturen gezeigt wurde, wird in dieser Arbeit an einfachen Ein-Schicht-Resonatoren demonstriert und für **Aktuatoren zur Strahlpositionierung** eingesetzt. Es wird eine Strahlverschiebung erreicht, die den Strahlradius übersteigt. Resonatorgüte, Schichtdicke und Strahldivergenz stehen in einem engen Zusammenhang für einen optimalen und aberrationsarmen Effekt. Dünne Resonator- und Silberschichtdicken begünstigen den Effekt.

Weiterhin werden unter Nutzung des Superprismaeffekts an Ein-Schicht-Resonatoren **Fokusaktuatoren** realisiert, die einen messbaren Durchstimmbereich im Millimeterbereich aufweisen. Messungen und Simulationen zeigen, dass sich dieser jedoch

---

eingeschränkt innerhalb der Schärfentiefe des eingesetzten Lichtstrahls bewegt und Strukturen mit höherer Dispersion erfordert.

Durch Analysen wird gezeigt, dass alle Resonatoren bedingt durch die Silberreflektoren eine Polarisationsabhängigkeit und Absorption besitzen, die durch zusätzliche Diffusion von Metall ins Elastomer verstärkt wird und die Resonatorgüte reduziert. Simulationen zeigen Verbesserungspotential durch Verwendung dielektrischer Spiegel und präzisere Herstellungsmethoden. Unter Aktuierung tritt neben einer schnellen Kurzzeiterwärmung ( $\tau \approx 0,3 - 1 \text{ s}$ ) auch eine substratbedingte Langzeiterwärmung ( $\tau \approx 10 \text{ s}$ ) auf, die in einer Anwendung berücksichtigt werden muss. Die vorgestellten Mikrooptiken sind - mit Ausnahme des VIPA - nur für monochromatische Anwendungen geeignet. Der simple Aufbau und das Integrationspotential verspricht eine Plattform einfacher und kostengünstiger, aktiver optischer Elemente für zukünftige Anwendungen.

Schlagwörter: Aktive Mikrooptiken, elastomerbasiert, Fabry-Perot, Gires-Tournois, VIPA, durchstimmbarer Superprismaeffekt

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	2
1.2	Stand der Forschung . . . . .	2
1.3	Ziel der Arbeit . . . . .	4
1.4	Gliederung der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Optische Eigenschaften von Dünnschichtresonatoren</b>	<b>7</b>
2.1	Ein-Schicht-Resonatoren . . . . .	8
2.1.1	Fabry-Perot-Resonator . . . . .	8
2.1.2	Gires-Tournois-Resonator . . . . .	11
2.1.3	Sonderfall: Virtually Imaged Phased Array (VIPA) . . . . .	13
2.2	Räumliche Dispersion in Dünnschichtresonatoren . . . . .	18
2.2.1	Mathematische Beschreibung des Superprismaeffekts in 1D-Schichtsystemen . . . . .	20
2.2.2	Superprismaeffekt bei Ein-Schicht-Resonatoren . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Optische Simulationen</b>	<b>25</b>
3.1	Transfer-Matrix-Methode . . . . .	26
3.1.1	Propagation ebener Wellen . . . . .	26
3.1.2	Propagation Gauß'scher Strahlen . . . . .	29
3.2	Raytracing Simulationen . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Durchstimmbare Dünnschichtresonatoren</b>	<b>37</b>
4.1	Resonatordesign und Aktuierungsprinzipien . . . . .	38
4.1.1	Elektrostatische Aktuierung . . . . .	39
4.1.2	Elektrothermische Aktuierung . . . . .	41
4.2	Herstellung . . . . .	45
4.2.1	Substrate und Reinigung . . . . .	45

---

4.2.2	Aufbringen der Silberschichten . . . . .	46
4.2.3	Aufbringen der PDMS-Schicht . . . . .	47
4.2.4	Vorbehandlung der PDMS-Schicht . . . . .	49
4.2.5	Kontaktierung der Proben . . . . .	50
4.2.6	Oberflächenqualität der Substrate . . . . .	53
4.3	Messaufbau und Charakterisierung . . . . .	54
4.3.1	Spektrale Charakterisierung . . . . .	54
4.3.2	Funktionscharakterisierung . . . . .	56
4.3.3	Evaluation der Durchstimbarkeit . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Durchstimmbare Blende</b>	<b>65</b>
5.1	Bauteilkonzept . . . . .	66
5.2	Numerische Analyse der Durchstimbarkeit . . . . .	67
5.3	Einfluss von Strahlbündeln endlicher Ausdehnung . . . . .	70
5.4	Charakterisierung und Diskussion . . . . .	72
5.4.1	Aktuierbarkeit . . . . .	72
5.4.2	Verhalten im Gaußstrahl . . . . .	73
5.4.3	Langzeitverhalten und thermisches Übersprechen . . . . .	74
5.4.4	Funktionale Analyse . . . . .	76
5.5	Zusammenfassung und Fazit . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Durchstimmbares VIPA</b>	<b>81</b>
6.1	Bauteilkonzept . . . . .	82
6.2	Numerische Analyse der Durchstimbarkeit . . . . .	84
6.3	Gütebetrachtung mittels Raytracing . . . . .	89
6.4	Numerische Analyse herstellbarer Proben . . . . .	93
6.5	Charakterisierung und Diskussion . . . . .	96
6.5.1	Effekte der Einkopplung . . . . .	97
6.5.2	Einfluss der Polarisierung . . . . .	98
6.5.3	Durchstimmen des VIPA . . . . .	100
6.5.4	Bestimmung der Schichtdicke mittels Dispersionsgesetz . . . . .	101
6.5.5	Bestimmung der Aktuierungstemperatur . . . . .	103
6.5.6	Einfluss des VIPA-Kippwinkels auf die Durchstimbarkeit . . . . .	105
6.5.7	Zeitverhalten des VIPA . . . . .	106
6.6	Zusammenfassung und Fazit . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Aktuator zur Strahlpositionierung</b>	<b>111</b>

---

7.1	Bauteilkonzept . . . . .	113
7.2	Numerische Analyse des Aktuators zur Strahlverschiebung . . . . .	114
7.2.1	Durchstimmbarkeit . . . . .	114
7.2.2	Einfluss von Einfallswinkel und Polarisation . . . . .	116
7.2.3	Strahlverschiebung Gauß'scher Strahlen . . . . .	117
7.2.4	Einfluss der Schichtdicke . . . . .	120
7.2.5	Optimierung der nutzbaren Strahlverschiebung . . . . .	120
7.3	Charakterisierung und Diskussion . . . . .	124
7.3.1	Strahlverschiebung am durchstimbaren Fabry-Perot- Resonator . . . . .	124
7.3.2	Strahlverschiebung am durchstimbaren Gires-Tournois- Resonator . . . . .	125
7.3.3	Vergleichssimulation mit modifizierter Schichtstruktur . . . . .	130
7.3.4	Schaltverhalten . . . . .	131
7.4	Modellierung eines optimierten Aktuators . . . . .	134
7.5	Zusammenfassung und Fazit . . . . .	135
<b>8</b>	<b>Fokusaktuator</b>	<b>139</b>
8.1	Bauteilkonzept: Fokusversatz durch Strahlverschiebung . . . . .	141
8.2	Numerische Modellierung des Fokusaktuators . . . . .	146
8.2.1	Durchstimmbarkeit . . . . .	146
8.2.2	Fokusversatz Gauß'scher Strahlen . . . . .	148
8.2.3	Einfluss der PDMS-Schichtdicke . . . . .	151
8.2.4	Einfluss von Einfallswinkel und Divergenz . . . . .	152
8.2.5	Einfluss der Polarisation . . . . .	153
8.3	Charakterisierung und Diskussion . . . . .	154
8.3.1	Durchstimmbarkeit der Fokusposition . . . . .	154
8.3.2	Einfluss des Einfallswinkels . . . . .	156
8.3.3	Visualisierung des Strahlverlaufs . . . . .	157
8.3.4	Einfluss des Laser-Divergenzwinkels . . . . .	158
8.3.5	Einfluss der Polarisation des Lichts . . . . .	160
8.4	Zusammenfassung und Fazit . . . . .	161
<b>9</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Materialparameter für Simulationen</b>	<b>167</b>

---

<b>B Liste hergestellter Proben</b>	<b>169</b>
B.1 Dünnschichtfilter auf Glassubstrat . . . . .	169
B.2 VIPA . . . . .	172
B.3 Dünnschichtfilter auf Prismensubstrat . . . . .	174
 <b>Literaturverzeichnis</b>	 <b>175</b>
 <b>Abbildungsverzeichnis</b>	 <b>187</b>
 <b>Tabellenverzeichnis</b>	 <b>193</b>
 <b>Abkürzungsverzeichnis</b>	 <b>195</b>

---

# Kapitel 1

## Einleitung

---

### Übersicht

*Aktive Mikrooptiken sind integrierte Bauteile großer Vielfalt mit hohem Potential für Anwendungen in der Telekommunikation, Sensorik, Biophotonik bis hin zu elektronischen Massenprodukten. Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Thematik, stellt relevante Arbeiten vor und motiviert den Einsatz durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren zur Realisierung aktiver Mikrooptiken. Weiterhin wird der Aufbau der Arbeit zusammengefasst.*

---

## 1.1 Motivation

Integrierte und miniaturisierte Bauteile sind Schlüsselemente neuer Technologien. In den letzten Jahrzehnten hat die Entwicklung immer kleiner werdender elektronischer Baugruppen dafür gesorgt, dass Nischenanwendungen den Massenmarkt erreichen (z.B. Smartphones, Medizintechnik, Netzwerkkommunikation) und die *International Technology Roadmap for Semiconductors* (ITRS) [1], die einen Fahrplan für zukünftige Entwicklungen, Anforderungen und Herausforderungen in der Halbleiterindustrie beschreibt, eingehalten wird. Auch optische Komponenten leisten hierzu sowohl in der Fertigung als auch in der Anwendung einen wesentlichen Beitrag. Beispielsweise wären Datenraten heutiger Telekommunikation ohne optische Signalübertragung einschließlich optischer Koppler, Filter, Splitter oder Multiplexer kaum möglich. Es steigt jedoch zunehmend der Bedarf an aktiven Elementen, die eine dynamische Anpassung optischer Eigenschaften an die Anforderungen des Gesamtsystems ermöglichen. Eine Miniaturisierung und Integration dieser Komponenten (z.B. Modulatoren, aktive Switches, aktive Justierelemente) ist essenziell und eröffnet zusätzliche Anwendungsbereiche in der Sensorik, Biophotonik oder Medizintechnik.

## 1.2 Stand der Forschung

Die grundsätzliche Idee heutiger aktiver Mikrooptiken besteht darin, mit elektrischen Signalen optische Eigenschaften durch mechanische, thermische oder elektrooptische Manipulation zu steuern. Rein optisch adressierbare Systeme sind noch Gegenstand der Forschung [2] und besonders für zukünftig angestrebte, gänzlich optische Netzwerke interessant [3]. Aus der Halbleiterfertigung hat sich die MEMS (mikro-elektromechanische Systeme) bzw. MOEMS (mikro-optoelektro-mechanische Systeme) Technologie entwickelt, die Systeme und Aktoren mit kleinsten Abmessungen im Mikrometerbereich auf Waferbasis ermöglicht. Hier etablierte sich bereits die matrixförmige Anordnung von digital klappbaren Mikrospiegeln (DMD, engl. *Digital Micromirror Device*) [4], die in heutigen DLP-Projektoren (engl. *Digital Light Processing*) verwendet wird. Neue Ansätze der MEMS-Technologie zur Manipulation des Lichts sind beispielsweise Blenden [5, 6] oder Aktoren zur stufenlosen Lichtlenkung [7–9].

Es gibt inzwischen eine Vielzahl von Ansätzen für aktive mikrooptische Bauteile,

---



die beispielsweise auf elektrooptischen Materialien wie Lithiumniobat, Flüssigkristallen [10], Piezo-Aktoren [11,12], oder Elektrobenetzung [13] basieren. Eine weitere Möglichkeit, die insbesondere in den letzten zwei Jahrzehnten zunehmend Interesse gewann, ist die Verwendung von Polymeren, die inzwischen in einer großen Vielfalt vorhanden sind [14]. Polymere bieten eine hohe optische Transparenz, die im Bereich der optischen Signalübertragung (Wellenlängenbereich  $1550nm$  bzw.  $840nm$ ) vorteilhaft ist. Weitere Vorteile sind einfache Prozessier- und Formbarkeit, Flexibilität (Elastomere) und potenziell kostengünstige Herstellung [15]. Es wurden beispielsweise bereits ganze Baukästen polymerbasierter Komponenten für optische Signalübertragung vorgeschlagen [16,17]. Insbesondere Elastomere finden durch Ihre Bieg- und Dehnbarkeit zunehmend Einsatz in der Mikrosystemtechnik und fungieren dabei nicht nur als Hilfsmittel zur Herstellung, wie beispielsweise Stempel für die Lithographie [18], sondern bilden selbst funktionale Bausteine [19].

Im Prinzip lassen sich drei verschiedene Hauptmechanismen mit Hilfe von Polymeren realisieren. Zum einen führt eine Dotierung von Polymeren zu nichtlinearen optischen Eigenschaften, die vergleichbar mit nicht-organischen Kristallen wie Lithiumniobat sind [17] und durch Anlegen elektrischer Felder eine Brechungsindexvariation erlauben. Hierdurch wurden z.B. elektrooptische Modulatoren mit  $110GHz$  Bandbreite realisiert [20]. Ein zweiter, schon lange bekannter Mechanismus ist der thermooptische Effekt von Polymeren [21], bei dem der Brechungsindex mit steigender Temperatur sinkt. Zusätzlich erfährt das Material eine thermische Ausdehnung. Hier konnten sowohl optische Schalter auf Basis von Totalreflexion [22,23] als auch im Mach-Zehnder Aufbau [24] realisiert werden. Weiterhin wurden Bragg-Gitter zur Wellenlängenselektion bzw. für Add-Drop-Multiplexer (OADM) [25,26] bis hin zu adaptiven Spiegeln zur Strahlformung [27] durch den thermooptischen Effekt bzw. thermische Materialausdehnung realisiert. Ein dritter Mechanismus nutzt die Verformbarkeit von Elastomeren, die durch elektrostatische Kräfte in sogenannten Dielektrischen Elastomeren [28–30] (auch künstliche Muskeln) Bewegungsaktoren bilden. Diese Aktoren wurden zum einen für durchstimmbare Elastomergitter [31] und Elastomerlinsen [32,33] verwendet. Zum anderen konnten Aktuator- und optische Funktion kombiniert und dadurch optische Wellenleitermodulatoren [34,35] räumliche Lichtmodulatoren (SLMs) [36] und Gitter mit durchstimmbarer Effizienz [37] realisiert werden.

Die Vielfalt durchstimmbarer Mikrooptiken ist enorm und insbesondere polymerbasierte Ansätze zeigen großes Potential. In dieser Arbeit wird das Konzept durch-

---

stimmbarer, elastomerbasierter Dünnschichten aufgegriffen, das bereits von GALLER et al. erfolgreich als Dünnschichtresonator zur Modulation transmittierten Lichts getestet wurde [34, 35]. Dünnschichtresonatoren sind bereits seit dem 19. Jahrhundert bekannt und haben den Vorteil, dass sie gut verstanden sind und heutzutage etablierten Herstellungstechniken unterliegen [38].

### 1.3 Ziel der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Potentials durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren auf Elastomerbasis für aktive Mikrooptiken. Der grundsätzliche Aufbau besteht analog zu GALLER aus einem Elastomer, welches sich zwischen zwei dünnen, teiltransparenten Metallschichten eingebettet auf einem planaren Glassubstrat befindet und einen Resonator bildet. Dieser Aufbau ist aufgrund geringer Baugröße einfach integrierbar und ermöglicht potenziell kostengünstige Bausteine mikrooptischer Elemente. Da keine beweglichen Teile vorhanden sind, ist auch eine hohe mechanische Stabilität zu erwarten. Der Elastomer-Resonator wird durch elektrostatische oder elektrothermische Aktuierung verändert und dadurch wird eine Beeinflussung folgender optischer Eigenschaften bewirkt.

Zum einen zeigt dieser Resonatoraufbau, wie auch vom klassischen Fabry-Perot-Resonatoren [39] her bekannt, ein wellenlängen- und winkelabhängiges Transmissions- bzw. Reflexionsverhalten. Dies wird beispielsweise in heutigen *Scanning-Fabry-Perot* Interferometern zur hochauflösenden Spektrometrie genutzt. In modifizierter Form kann solch ein Resonator auch als winkeldispersives Bauteil (VIPA, engl. *virtually imaged phased array*) eingesetzt werden [40]. Zum anderen erfährt Licht, welches das Bauteil in Resonanz passiert, eine laterale Verschiebung bedingt durch den Superprismaeffekt [41]. Dieser wurde zunächst an 3D [41, 42] und 2D [43] photonischen Kristallen in Form starker Winkeldispersion, später bei 1D Multischichtstrukturen [44] aber auch einfachen Fabry-Perot Resonatoren [45] in Form eines lateralen Strahlversatzes beobachtet.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit vier verschiedenartigen Typen von aktiven Mikrooptiken, die auf dem Durchstimmen dieser optischen Eigenschaften eines Dünnschichtfilters basieren:

- (I) Blende
-

(II) VIPA

(III) Aktuator zur Strahlpositionierung

(IV) Fokusaktuator

Diese Bauteile sind schematisch in Abbildung 1.1 gezeigt, werden im Detail jedoch in den entsprechenden Kapiteln erläutert.

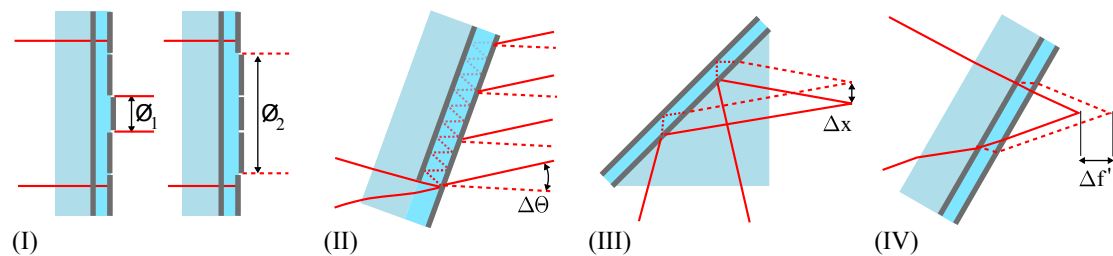


Abbildung 1.1: Konzepte aktiver Mikrooptiken auf Basis durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren. (I) Durchstimmbarer, strukturierter Fabry-Perot-Resonator zur Realisierung von Blenden. (II) Durchstimmbares VIPA zur Einstellung von Dispersionswinkeln. (III) Durchstimmbarer Gires-Tournois-Resonator unter schrägem Lichteinfall zur Strahlpositionierung. (IV) Durchstimmbarer Fabry-Perot-Resonator unter schrägem Lichteinfall zur Fokusdurchstimmung. Gestrichelte Linien kennzeichnen die unter Aktuierung veränderte optische Eigenschaft.

Es werden Prototypen hergestellt, charakterisiert und ihre Leistungsmerkmale, Einsatzmöglichkeiten und Limitationen diskutiert. Folgender Abschnitt gibt einen Überblick über den Aufbau der Arbeit.

## 1.4 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit unterteilt sich in folgende Abschnitte. Anfangs werden die optischen Eigenschaften von Dünnschichtresonatoren in Kapitel 2 erläutert. Darauf aufbauend stellt Kapitel 3 verwendete Simulationsmethoden und Beispielsimulationen vor. Durchstimmbare Dünnschichtresonatoren sind Thema des 4. Kapitels. Hierbei werden zunächst das Resonatordesign und beide Aktuierungsprinzipien beleuchtet. Anschließend werden Herstellungsmethoden und Messaufbauten der Charakterisierung erläutert und der Durchstimmeffekt beider Aktuierungsarten evaluiert und bewertet.

Nachfolgend behandeln vier separate Kapitel die Bauteilkonzepte der durchstimmbaren Blende (Kapitel 5), des durchstimmbaren VIPA (Kapitel 6), des Aktuators zur Strahlpositionierung (Kapitel 7) und des Fokusaktuators (Kapitel 8). Hierbei wird jeweils zunächst der Durchstimmeffekt theoretisch analysiert und mit Simulationen unterlegt. Anschließend werden Ergebnisse der Charakterisierung hergestellter Proben vorgestellt und diskutiert. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Fazit wird am Ende des jeweiligen Kapitels gegeben. Abschließend erfolgt in Kapitel 9 eine Bewertung der gesamten Arbeit sowie ein Ausblick für zukünftige Forschung.

---

## Kapitel 2

# Optische Eigenschaften von Dünnschichtresonatoren

---

### Übersicht

*Dünnschichtresonatoren besitzen die Eigenschaft reflektiertes bzw. transmittiertes Licht hinsichtlich ihrer Amplitude und Phase zu beeinflussen. Dabei spielen verschiedene Parameter eine Rolle. Dieses Kapitel fasst die notwendigen Grundlagen hierfür zusammen. Es werden zunächst am Beispiel des Fabry-Perot und Gires-Tournois-Resonators grundlegende Zusammenhänge erläutert und Kenngrößen definiert. Hierbei ist der Sonderfall Virtually Imaged Phased Array als Modifikation des Fabry-Perot-Resonators Teil einer umfassenden analytischen Betrachtung. Abschließend wird eine Beschreibung der räumlichen Dispersion und des Superprismaeffekts an 1D-Schichtstrukturen gegeben und dieser analytisch für Ein-Schicht-Resonatoren berechnet.*

---

Die primäre Eigenschaft von Dünnschichtresonatoren besteht darin, Licht wellenlängenselektiv zu reflektieren oder zu transmittieren. Dieser Effekt basiert auf konstruktiver oder destruktiver Überlagerung der an den Grenzflächen der Schichtstruktur reflektierten und transmittierten Feldanteile. Sie findet hierfür beispielsweise Einsatz bei der Entspiegelung von Brillengläsern oder Trennung und Rekombination von Primärfarben in LCD-Videoprojektoren bis hin zu hochreflektierenden, absorptionsarmen Laserresonatorspiegeln. Die Eigenschaft, mittels Dünnschichtfiltern die Phase des Lichts zu manipulieren, ist erst seit einigen Jahren Gegenstand der Forschung [38]. Hierbei lässt sich ausnutzen, dass Dünnschichtfilter zusätzlich eine hohe räumliche Dispersion besitzen, d.h. Licht resonanzabhängig lateral verschieben [44, 46, 47].

Im Folgenden werden grundlegende Zusammenhänge und Kenngrößen Anhand von Ein-Schicht-Resonatoren in Abschnitt 2.1 vorgestellt. Hierbei dienen der Fabry-Perot-Resonator und der Gires-Tournois-Resonator als Beispiele. Weiterhin wird eine umfassende Beschreibung des *Virtually Imaged Phased Arrays* gegeben, das eine Modifikation des Fabry-Perot-Resonators darstellt. Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit der räumlichen Dispersion, welche die Phaseneigenschaften von Dünnschichtresonatoren nutzen.

## 2.1 Ein-Schicht-Resonatoren

### 2.1.1 Fabry-Perot-Resonator

Ein Ein-Schicht-Resonator besteht im einfachsten Fall aus einer planparallelen transparenten Platte mit der Brechzahl  $n_P$ . An der Grenzfläche der Vorder- und Rückseite wird Licht teilweise reflektiert und transmittiert. Hierbei sind  $r$  und  $t$  die Reflexions- bzw. Transmissionsfaktoren für eine äußere und  $r'$  bzw.  $t'$  für die innere Fläche. Eine ebene Welle mit der komplexen Feldamplitude  $E_0$  und der Wellenzahl  $k$ , die auf solch eine Platte trifft, wird durch Mehrfachreflexionen vielfach reflektiert und transmittiert. Dies ist in Abbildung 2.1 skizziert und wird im Folgenden entsprechend PEDROTTI et al. gezeigt [48]. Der Einfachheit halber wird nun von Lichtstrahlen gesprochen, die hier als Repräsentant der entsprechenden ebenen Teil-Welle dienen.

Bei unendlich ausgedehnter Geometrie entstehen auch unendlich viele Teilstrahlen. Beispielhaft für Reflexion gezeigt ergeben sich die Amplituden der Teilstrahlen mit

---

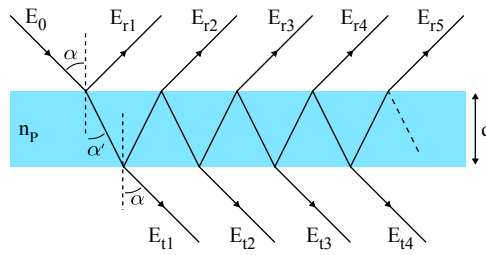


Abbildung 2.1: Mehrfachreflexionen einer ebenen Welle an einer planparallelen Platte. Strahlen stellen hier Repräsentanten ebener Wellen dar. Kohärente Überlagerung der Teilstrahlen führt zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz.

$\delta = 2kn_p d \cos \alpha'$  (mit  $k = 2\pi/\lambda$ ) als Phasendifferenz zu

$$\begin{aligned}
 E_{r1} &= r \cdot E_0 \\
 E_{r2} &= tt' r' \cdot E_0 e^{-j\delta} \\
 &\dots \\
 E_{rn} &= tt' r'^{(2n-3)} \cdot E_0 e^{-j(n-1)\delta}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Die reflektierten Teilstrahlen überlagern sich im Unendlichen bzw. können mit einer Fourierlinse auf einem Schirm überlagert werden. Das resultierende Feld ergibt sich durch Aufsummieren der Einzelamplituden und ist von Form einer geometrischen Reihe, die für  $n \rightarrow \infty$  konvergiert. Unter Anwendung der Stokes-Beziehung ( $tt' = 1 - r^2$  und  $r = -r'$ ) resultiert ein reflektierter Anteil von

$$E_r = E_0 \frac{r(1 - e^{-j\delta})}{1 - r^2 e^{-j\delta}} \tag{2.2}$$

Die reflektierte Leistung lässt sich durch  $P_r = E_r \cdot E_r^*$  mit Reflexionsgrad  $R = r^2$  zu

$$P_r = P_0 \frac{2R(1 - \cos \delta)}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} \tag{2.3}$$

bestimmen, wobei  $P_0$  die einfallende Leistung ist. Durch analoge Rechnung ergibt sich das transmittierte Feld zu

$$E_t = E_0 \frac{1 - r^2}{1 - r^2 e^{-j\delta}} \tag{2.4}$$

und die dazugehörige transmittierte Leistung zu

$$P_t = P_0 \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} , \tag{2.5}$$

was auch aufgrund der Energieerhaltung durch den Zusammenhang

$$P_0 = P_r + P_t \quad (2.6)$$

hergeleitet werden kann.

Wie erkennbar ist, wird Licht einer bestimmten Wellenlänge abhängig von der Phasendifferenz  $\delta$ , die wiederum von der Dicke des Resonators und vom Winkel abhängt, unterschiedlich stark transmittiert bzw. reflektiert. Reflektiertes und transmittiertes Licht hat zusätzlich eine von  $\delta$  abhängige Phase. Sind Reflexionsfaktoren ( $r, r'$ ) bzw. Transmissionsfaktoren ( $t, t'$ ) komplex (d.h. es treten Phasensprünge auf), beeinflusst dies auch die Phase der resultierenden reflektierten und transmittierten ebenen Welle. Dies spielt für eine reine Leistungsbetrachtung zunächst keine Rolle, ist jedoch für die Betrachtung der räumlichen Dispersion des Resonators wichtig, wie in Abschnitt 2.2 noch detailliert erläutert wird.

Konstruktive Interferenz tritt für  $m\lambda = 2n_P \cos \alpha'$  mit ganzzahliger Ordnungszahl  $m$  auf. Dies wird beispielsweise beim Fabry-Perot-Resonator genutzt, um verschiedenartige Spektrometer aufzubauen [39, 48, 49]. Der Fabry-Perot-Resonator besteht hier aus zwei hochreflektierend beschichteten, hochplanen (Unebenheiten  $< \lambda/50$ ) Glasplatten, die einen Luftspalt von wenigen  $mm$  bis  $cm$  einschließen. Diese besitzen selbst einen leichten Keilwinkel, um Interferenzen durch die Rückseitenreflexion der Gläser zu vermeiden. Der Aufbau ist an zwei Beispielen in Abbildung 2.2 gezeigt.

Zum einen kann Licht einer ausgedehnten Quelle durch eine Linse parallelisiert bzw. in verschiedene Winkelanteile getrennt werden. Nach Durchlaufen des Fabry-Perot-Resonators interferieren bei definierter Wellenlänge nur bestimmte Winkelanteile konstruktiv, was hinter einer zweiten Linse ein Ringmuster ergibt (Abb. 2.2 (a)). Zwei verschiedene Wellenlängen erzeugen folglich Doppelringe. Weiterhin wird durch ein Variieren der Resonatordicke diese für bestimmte Wellenlängen transparent, was durch einen Detektor erfasst eine spektrale Analyse des Lichts ermöglicht (Abb. 2.2 (a)).

Als wichtiges Gütemaß für den Resonator wird die so genannte Finesse  $\mathcal{F}$  verwendet. Unter Verwendung der Beziehung  $\cos \delta = 1 - 2 \sin^2(\delta/2)$  lässt sich aus Gleichung 2.5 die so genannte *Airy-Funktion* herleiten [39, 48, 49]:

$$T = \frac{P_t}{P_0} = \frac{1}{1 + \mathcal{F} \sin^2(\frac{\delta}{2})}, \quad (2.7)$$



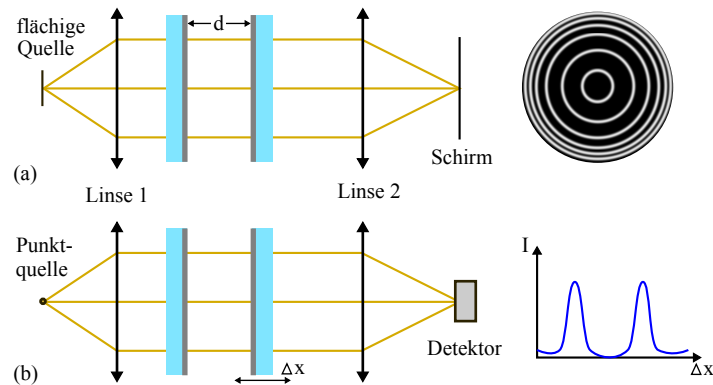


Abbildung 2.2: Anwendung des Fabry-Perot-Resonators in der Interferometrie. (a) Eine ausgedehnte monochromatische Lichtquelle erzeugt ein Ringmuster. Zwei verschiedene Wellenlängen erzeugen Doppellinien. (b) Durch Verändern/Scannen der Resonatordicke lässt sich die die Lichtquelle spektral abtasten, da bei gegebener Dicke nur bestimmte Wellenlängen transmittiert werden (vgl. [48]).

Hierbei entspricht  $\mathcal{F}$  der Finesse, die durch

$$\mathcal{F} = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (2.8)$$

definiert ist und ein Maß für die Resonanzgüte ist. Eine gleichwertige Definition ist über das Resonanzprofil möglich. Die Finesse kann durch

$$\mathcal{F} = \frac{\text{Abstand der Resonanzen}}{\text{Halbwertsbreite der Resonanzen}} \quad (2.9)$$

bestimmt werden und macht diese als Gütemaß noch deutlicher, da beispielsweise eine hohe Finesse, welche mit schärferen Resonanzen einhergeht, die spektrale Auflösung eines Fabry-Perot-Resonators verbessert. Näheres zur Thematik ist beispielsweise in [39, 48, 49] zu finden.

### 2.1.2 Gires-Tournois-Resonator

Voriger Abschnitt hat am Beispiel einer plan-parallelen Platte Reflexions- und Transmissionseigenschaften eines Resonators gezeigt. Dieser Aufbau lässt sich modifizieren indem die Unterseite vollständig verspiegelt wird. Dies hat zur Folge, dass kein Anteil des Lichts mehr transmittiert wird, sondern die gesamte Energie reflektiert wird. Durch Teilreflexionen entstehen allerdings wieder Teilwellen, die sich zu einer effektiven ebenen Welle überlagern. Diese variiert jedoch nicht in ihrer Amplitude, sondern nur in ihrer Phase abhängig von den gegebenen Parametern  $k$ ,  $n_P$ ,  $d$  und

$\alpha'$ . Solch eine Anordnung wird als Gires-Tournois-Resonator bezeichnet [50] und ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

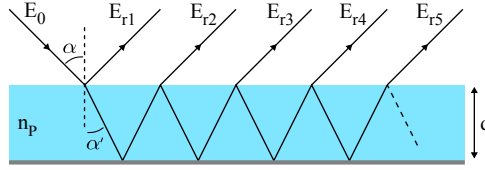


Abbildung 2.3: Mehrfachreflexionen einer ebenen Welle an einer planparallelen Platte, deren Unterseite mit einem idealen Reflektor versehen ist. Mehrfach reflektierte Strahlen überlagern sich zu einer neuen, effektiven ebenen Welle.

Analog zum vorherigen Abschnitt wird im Folgenden eine analytische Beschreibung hergeleitet. Die Anteile der reflektierten Wellen mit der Phasendifferenz  $\delta = k2n_p d \cos \alpha'$  und den Reflexions- bzw. Transmissionsfaktoren  $r$ ,  $r'$ ,  $t$  und  $t'$  und einem Reflexionsfaktor des idealen Spiegels von  $-1$  ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
 E_{r1} &= r \cdot E_0 \\
 E_{r2} &= -tt' \cdot E_0 e^{-j\delta} \\
 E_{r3} &= tt'r' \cdot E_0 e^{-j2\delta} \\
 E_{r4} &= -tt'r'^2 \cdot E_0 e^{-j3\delta} \\
 &\dots \\
 E_{rn} &= (-1)^{(n-1)} tt'r'^{(n-2)} \cdot E_0 e^{-j(n-1)\delta}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Das Aufsummieren der Einzelamplituden ergibt eine resultierende, effektiv reflektierte Welle, die durch

$$E_r = rE_0 - \sum_{n=2}^{\infty} tt'(-r'e^{-j\delta})^{(n-2)} e^{-j\delta} \tag{2.11}$$

eine für  $n \rightarrow \infty$  konvergierende geometrische Reihe bildet und sich dadurch und über die Stokes-Beziehung [49] zu

$$E_r = E_0 \left[ r + \frac{e^{-j\delta}(r^2 - 1)}{1 - re^{-j\delta}} \right] \tag{2.12}$$

vereinfacht. Die reflektierte Leistung  $P_r$  entspricht der einfallenden Leistung  $P_0$ , was sich durch Bildung des Betragsquadrates von  $E_r$  überprüfen lässt.

Ein Gires-Tournois-Resonator verursacht also abhängig von der Phasendifferenz  $\delta$ , die durch die Dicke  $d$ , die Brechzahl  $n_p$ , den Reflexionsfaktor  $r$ , die Wellenlänge  $\lambda$  und den Einfallswinkel  $\alpha$  bestimmt ist, einen Phasenversatz der reflektierten ebenen Welle. Dieser Phasenversatz ist in Abbildung 2.4 für verschiedene Reflexionsfaktoren  $r$  in Abhängigkeit der Phasendifferenz  $\delta$  dargestellt.

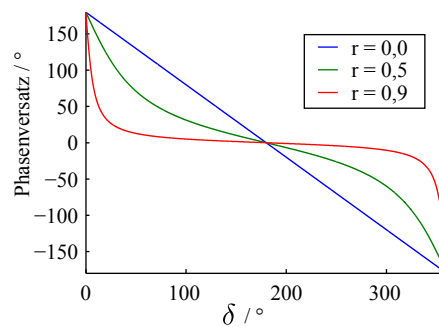


Abbildung 2.4: Durch einen Gires-Tournois-Resonator hervorgerufener Phasenversatz einer reflektierten Welle in Abhängigkeit der Phasendifferenz  $\delta$ .

Bei Reflexionsfaktor  $r = 0$  wird die Welle unverändert reflektiert und erfährt lediglich den durch die Phasendifferenz  $\delta$  hervorgerufenen Phasenversatz. Mit zunehmendem Reflexionsfaktor wird die Steigung dieser Kurve nahe  $0^\circ$  bzw.  $360^\circ$  steiler. Dies bedeutet, dass in diesem Bereich beispielsweise eine leicht Änderung der Wellenlänge oder des Einfallswinkels schon zu einem großen Phasenversatz der reflektierten Welle führt. Dies kann in optischen Anwendungen genutzt werden. Die Steigung dieser Phasenfunktion hat insbesondere einen Einfluss auf die räumlichen Dispersionsseigenschaften, wie in Abschnitt 2.2 noch gezeigt wird.

### 2.1.3 Sonderfall: Virtually Imaged Phased Array (VIPA)

Das VIPA (engl. *Virtually Imaged Phased Array*) wurde erstmals 1996 von SHIRASAKI als neues, hochdispersives Bauteil vorgestellt [40] und bildet eine Modifikation des Fabry-Perot-Etalons. Es ist nahezu polarisationsinvariant und weist im Gegensatz zu herkömmlichen Gittern eine deutlich höhere Dispersion auf, dafür aber einen geringeren freien Spektralbereich. Somit ähnelt es einem Echelle-Reflexionsgitter, das durch große Blaze-Winkel hohe Beugungseffizienz in höheren Beugungsordnungen besitzt. Das VIPA hingegen kann als kompaktes Bauteil in Transmission betrieben werden. Abbildung 2.5 zeigt schematisch das Funktionsprinzip.

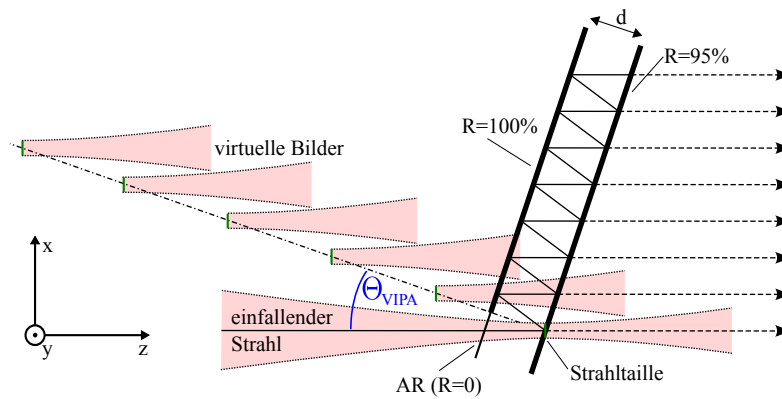


Abbildung 2.5: Funktionsprinzip des VIPA. Ein fokussierter Lichtstrahl wird an der Kante des idealen Spiegels eingekoppelt und mehrfach ausgekoppelt überlagert. Interferenzbedingt breitet sich Licht wellenlängenabhängig in unterschiedliche Richtungen aus.

Der Resonator wird durch einen Glas- oder Luftzwischenraum gebildet, der von einem idealen Spiegel ( $R = 100\%$ ) und einem teildurchlässigen, hochreflektierenden Spiegel ( $R \geq 95\%$ ) umgeben ist [51]. Die Seite des idealen Spiegels besitzt ein antireflexbeschichtetes Eintrittsfenster, durch das ein in  $x$ -Richtung auf die Rückseite des Resonators fokussiertes Lichtbündel eingekoppelt wird. Hierfür wird meist eine Zylinderlinse zur Fokussierung in  $x$ -Richtung verwendet, deren Auslegung dann den eingekoppelten Winkelbereich definiert.

Durch Mehrfachreflexionen im Resonator wird das Lichtbündel am teildurchlässigen Spiegel mehrfach in  $x$ -Richtung lateral versetzt ausgekoppelt. Ausgangsseitig überlagern sich somit eine Reihe an virtuellen Quellen, die in definiertem Abstand sowohl entlang der  $x$ -Achse als auch entlang der  $z$ -Achse angeordnet sind. Daher rührt auch der Name *Virtually Imaged Phased Array*, da sich mehrere virtuell abgebildete Quellen als phasenabgestimmtes Feld (engl. *phased array*) überlagern. Durch Überlagerung der virtuellen Lichtbündel können sich bestimmte Wellenlängen nur in definierte Raumrichtungen ausbreiten. Die Winkeldispersion kann durch eine Fourierlinse in den Positionsraum transformiert werden. Sofern das eingekoppelte Lichtbündel und die erste Rückreflexion klar voneinander getrennt sind und in ihrem Strahlprofil auch nicht beschnitten werden, tritt keine Beugung des Lichtbündels auf. Das führt dazu, dass Licht (auskopplungsseitig) nur in einem dem Konus des eingekoppelten Lichtstrahls entsprechenden Winkelbereich ausgekoppelt wird. Ähnlich wie in einem Gitter, wo die Anzahl  $N$  der beleuchteten Gitterelemente die Schärfe der Beugungsordnungen und somit das Auflösungsvermögen bestimmt, wird die Güte

der Resonanzen beim VIPA vom Reflexionsgrad der VIPA-Rückfläche definiert.

Ein hoher Reflexionsgrad führt dazu, dass sich Licht *länger* und mit höherer Energie im VIPA aufhält und dadurch mehr sich überlagernde, virtuelle Quellen entstehen, was die Beugungsordnungen schärft. Demgegenüber koppelt bei niedrigerem Reflexionsgrad das Licht schnell aus, weniger virtuelle Quellen überlagern sich und das Beugungsmuster verliert an Güte. Die Anzahl der Reflexionen wird jedoch auch durch die Bauteilgröße begrenzt. An dieser Stelle wird auch die Parallele zum Fabry-Perot-Resonator deutlich. Beim VIPA bewirkt der erste Spiegel mit Eintrittsfenster eine komplette Einkopplung des Lichts in den Resonator. Licht breitet sich resonanzbedingt nur in bestimmte Richtungen aus, die in Verbindung mit dem VIPA oft Beugungsordnungen genannt werden, streng genommen aber nur Resonanzen im Winkelbereich sind. Ähnlich dem Fabry-Perot-Resonator resultiert ein höherer Reflexionsgrad in einer größeren Resonanzgüte, also schärferen Beugungsordnungen. Das Beugungsbild des VIPA ist bezüglich des Fabry-Perot-Resonators nichts anderes, als ein Schnitt durch das Interferenzbild aus (Abb. 2.2 (a)) in einem begrenzten Winkelbereich  $> 0$  Grad, mit dem gravierenden Unterschied, dass nahezu 100 % der eingekoppelten Energie transmittiert wird. Es tritt also im Gegensatz zum Fabry-Perot-Resonator keine winkelselektive Transmission auf, sondern eine Fokussierung des Lichts in *erlaubte* Winkelbereiche [52]. Ein konstanter Reflexionsgrad der VIPA-Rückfläche erzeugt ein Lorentz'sches ausgekoppeltes Strahlprofil, das sich negativ auf das Resonanzprofil der Beugungsordnungen auswirkt. Dies kann verbessert werden, indem die Rückfläche mit einem linear abfallenden Reflexionsgrad versehen wird, was zu einem Gauß-ähnlichen, ausgekoppelten Strahlprofil führt und die Resonanzgüte verbessert [53]. Im Folgenden werden die Dispersionseigenschaften des VIPA im Detail erläutert, eine Übersicht der Anwendungen des VIPA wird in Kapitel 6 gegeben.

Eine analytische Berechnung des VIPA-Dispersionsverhaltens wurde erstmals 2003 von VEGA hergeleitet [51]. Ausgehend von Abbildung 2.6 (a) wurde eine verallgemeinerte Gleichung aus der Überlagerung ebener Wellen hergeleitet. Hierbei tritt für  $\Theta_\lambda$  konstruktive Interferenz auf, wenn die optischen Weglängen  $\overline{AD}$  und  $\overline{ABC}$  sich um Vielfache der Wellenlänge  $\lambda$  unterscheiden. Das Dispersionsgesetz ergibt sich zu

$$\omega \frac{2d}{c} \left[ \frac{n}{\cos(\Theta_{\text{VIPA}})} - \tan(\Theta_{\text{VIPA}}) \sin(\Theta_{\text{VIPA}} + \theta_\lambda) \right] = 2\pi m. \quad (2.13)$$

Hierbei entspricht  $m$  der ganzzahligen Dispersionsordnung  $\omega$  der Winkelfrequenz

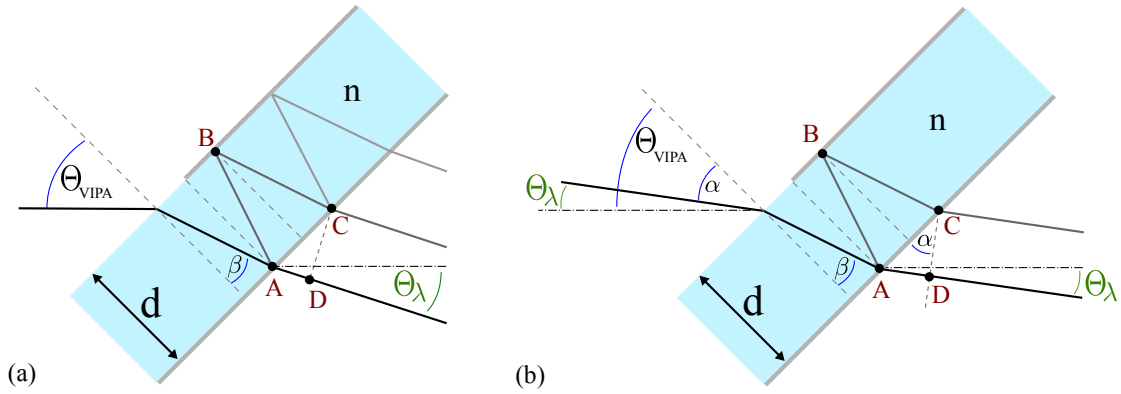


Abbildung 2.6: Geometrisches Modell der Lichtausbreitung im VIPA. (a) Schnittpunkte an der 2. Spiegelfläche (A, C) werden als feste virtuelle Lichtquellen angesehen. (b) Propagation eines Lichtstrahls unter beliebigem Einfallswinkel mit variablen Schnittpunkten (A, B, C) in der Schicht.

des Lichts und  $d$  der Resonatordicke. Bei diesem Dispersionsgesetz wurden jedoch mehrere vereinfachende Annahmen gemacht. Zum einen geht man aufgrund der geringen Resonatordicke davon aus, dass sich die virtuellen Quellen am zweiten teilreflektierenden Spiegel (Punkt A, Punkt C etc.) befinden und phasengleich in den rechten Halbraum strahlen. Weiterhin wird angenommen, dass die Spiegel (meist dielektrische Spiegel) am Maximum ihrer Reflektivität betrieben werden und somit die Phasenänderung nach einer Reflexion vernachlässigbar klein ist. Außerdem wird der Gouy-Phasenshift [39] von  $\pi$  im Fokus des Gaußstrahls vernachlässigt.

Das Modell von VEGA lässt sich erweitern, wenn die Geometrie von Abbildung 2.6 (b) betrachtet wird. Ausgehend von einem Konus des eingekoppelten Lichtbündels werden Strahlen unterschiedlichen Winkels auch an variierenden Punkten A/B/C reflektiert. Betrachtet man nun ein VIPA mit einem Verkipfungswinkel von  $\Theta_{\text{VIPA}}$ , auf das ein Strahl mit Einfallswinkel  $\theta_{\lambda}$  zur optischen Achse trifft, interferieren die Mehrfachreflexionen konstruktiv, wenn

$$m\lambda = \frac{2dn}{\cos(\beta)} - 2d \tan(\beta) \sin(\alpha) \quad (2.14)$$

mit  $m$  als ganzzahliger Dispersionsordnung erfüllt ist. Mit  $\alpha = \Theta_{\text{VIPA}} - \Theta_{\lambda}$  und  $\beta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin(\alpha)\right)$  ergibt sich durch Auflösen nach  $\Theta_{\lambda}$

$$\Theta_{\lambda} = \Theta_{\text{VIPA}} - \arcsin\left(\frac{\sqrt{4n^2d^2 - \lambda^2m^2}}{2d}\right). \quad (2.15)$$

Ein Dispersionsgesetz, das die Ausbreitung von Gaußstrahlen und paraxiale Wellenausbreitung berücksichtigt, wurde von XIAO [54] basierend auf der Fresnel'schen Beugungstheorie hergeleitet. Im Gegensatz zu VEGA liefert die Approximation von XIAO eine analytische Lösung der Intensitätsverteilung in der Fokusebene der Fourierlinse. Weiterhin werden für kleinere Winkel ( $<5^\circ$ ) genauere Ergebnisse erzielt. Das Dispersionsgesetz wird beschrieben durch

$$\lambda m = 2dn \cos(\Theta_{\text{in}}) - 2d \tan(\Theta_{\text{in}}) \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) \Theta_\lambda - d \cos(\Theta_{\text{in}}) \frac{\Theta_\lambda^2}{n}. \quad (2.16)$$

Hierbei entspricht  $\Theta_{\text{in}}$  dem Winkel des Hauptstrahls innerhalb des VIPA, der nach SNELLIUS durch  $\sin(\Theta_{\text{VIPA}}) = n \sin(\Theta_{\text{in}})$  definiert ist. Aktuelle Publikationen [52, 55] zeigen Fehler im Dispersionsgesetz von VEGA auf, deren Korrektur zum Dispersionsgesetz von XIAO führen, welches daher für die Modellierung und Auswertung der Dispersionseigenschaften eines VIPA in Kapitel 6 verwendet wird.

Für den Telekommunikationsbereich ist der freie Spektralbereich (engl. *free spectral range* (FSR)) ein weiteres charakteristisches Merkmal eines dispersiven Bauteils. Dieser besagt, in welchen Bereich die Wellenlänge bzw. Frequenz des Lichts variieren darf, ohne dass sich zwei benachbarte Beugungsordnungen der beiden Grenzfrequenzen dieses Bereichs überlappen. Er lässt sich ebenfalls gemäß XIAO zu

$$FSR = \frac{c}{2dn \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) - 2d \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) \Theta_\lambda - d \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) \frac{\Theta_\lambda^2}{n}} \quad (2.17)$$

berechnen [54]. Betrachtet man hierbei die zugehörigen Dispersionswinkel des VIPA, bedeutet dies, dass zwei benachbarte Beugungsordnungen einer festen Wellenlänge einen definierten Winkelbereich aufspannen. Dieser Winkelbereich ist ein wichtiges Maß für eine Anwendung, da sie den Eindeutigkeitsbereich festlegt, in dem ein Dispersionswinkel einer bestimmten Beugungsordnung einer festen Wellenlänge zugeordnet werden kann. Von einer anderen Perspektive betrachtet spannen Wellenlängen innerhalb des freien Spektralbereichs für eine definierte Beugungsordnung einen eindeutigen Winkelbereich auf, der an dieser Stelle als der **freie Winkelbereich** (FWB) definiert werden soll. Dieser lässt sich aus dem Dispersionsgesetz (Gleichung 2.16) zu

$$\Theta_{\lambda, m} - \Theta_{\lambda, m+1} = \sqrt{C_1^2 + 2n^2 + C_2 m} - \sqrt{C_1^2 + 2n^2 + C_2(m+1)} \quad (2.18)$$

mit den Konstanten

$$C_1 = n \frac{\tan(\Theta_{\text{in}}) \cos(\Theta_{\text{VIPA}})}{\cos(\Theta_{\text{in}})} \quad (2.19)$$

und

$$C_2 = -\frac{\lambda n}{d \cos(\Theta_{\text{in}})} \quad (2.20)$$

als Differenz des Dispersionswinkels zweier benachbarter Beugungsordnungen bestimmen.

Diese Gleichung hängt jedoch noch von der Beugungsordnung  $m$  ab. Für die meisten Anwendungen sind nur die beiden Beugungsordnungen mit Dispersionswinkeln nahe  $0^\circ$  von besonderem Interesse. Die Beugungsordnung  $m_0$  mit Beugungswinkel  $0^\circ$  kann über

$$m_0 = \frac{2dn \cos(\Theta_{\text{in}})}{\lambda} \quad (2.21)$$

berechnet werden, ist in der Regel aber nicht ganzzahlig. Um trotzdem eine Aussage über den frei Winkelbereich bei  $0^\circ$  machen zu können, wird an dieser Stelle der freie Winkelbereich durch  $\Theta_{FWB} = \Theta_{\lambda, m_0 - 0.5} - \Theta_{\lambda, m_0 + 0.5}$  als den Abstand der fiktiven halben Beugungsordnung oberhalb und unterhalb von  $0^\circ$  definiert. Dadurch vereinfacht sich der Term zu

$$\Theta_{FWB} = \sqrt{C_1^2 - \frac{1}{2}C_2} - \sqrt{C_1^2 + \frac{1}{2}C_2} \quad (2.22)$$

mit gleichen Konstanten  $C_1$  und  $C_2$ .

Mittels Gleichung 2.16 lassen sich analytisch das Dispersionsverhalten des VIPA berechnen und das Durchstimmverhalten modellieren. In Verbindung mit dem FWB (Gleichung 2.22) lassen sich hierdurch relative, praktisch relevante Größen ableiten. Eine detaillierte Beschreibung dieser Größen wird in Kapitel 6 gegeben.

## 2.2 Räumliche Dispersion in Dünnschichtresonatoren

Als Dispersionseffekt wird bezeichnet, dass sich Licht abhängig von der Wellenlänge in Materialien unterschiedlich schnell ausbreitet. Dies führt bei Brechung des Lichts an einer Grenzfläche zu unterschiedlichen Brechungswinkeln, was beispielsweise bei einem Prisma zur Wellenlängenaufspaltung von Weißlicht im Winkelbereich genutzt wird. KOSAKA et al. fanden heraus, dass eine deutlich höhere Dispersion von sogenannten photonischen Kristallen, einer periodischen Anordnung von Hoch- und



Niedrigindexmaterialien, hervorgerufen werden kann [41, 42]. Aus diesem Grund wird dieser Effekt in der Literatur auch als 'Superprisma-Effekt' bezeichnet. Ihm liegt zugrunde, dass sich nahe einer Resonanz die Phasengeschwindigkeit bzw. die Gruppengeschwindigkeit stark ändert [56, 57]. Dies resultiert gleichzeitig in einer starken Änderung des Gruppenpropagationswinkels mit der Wellenlänge. Experimentell wurde dies früher schon für dreidimensionale [42], aber auch zwei- [43] und eindimensionale [56] Strukturen gezeigt. Bei eindimensionalen Strukturen äußert sich der Propagationswinkel innerhalb des Dünnschichtresonators in einer räumlichen Dispersion außerhalb der Schicht, also einer lateralen Strahlverschiebung, wie GERKEN et al. für sowohl periodische, als auch nicht-periodische Strukturen gezeigt haben [44, 58–61]. Abbildung 2.7 verbildlicht schematisch diesen Sachverhalt am Beispiel eines polychromatischen Lichtstrahls, der aus zwei leicht unterschiedlichen Wellenlängen besteht, die aufgrund eines unterschiedlichen Propagationswinkels lateral versetzt die Schichtstruktur verlassen. Hierbei muss erwähnt werden, dass diese Verschiebecharakteristik auch vom Einfallswinkel abhängt. Das heißt, zwei Strahlen fester Wellenlänge nahe der Resonanz mit leicht unterschiedlichen Winkeln besitzen auch einen unterschiedlichen Propagationswinkel.

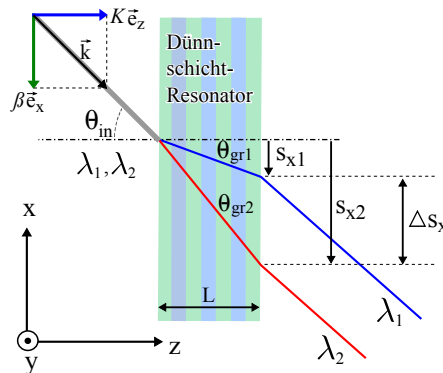


Abbildung 2.7: Geometrisches Modell der Lichtausbreitung in einem Dünnschichtresonator für polychromatisches Licht mit den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . Die beiden Wellenlängen erfahren aufgrund unterschiedlicher effektiver Gruppenpropagationswinkel  $\Theta_{gr1}$  und  $\Theta_{gr2}$  eine Strahlverschiebungsdifferenz  $\Delta s_x$ .

In vorhergehenden Arbeiten [46, 47] wurde die räumliche Dispersion im Bezug auf eine veränderliche Wellenlänge untersucht, ist aber ebenso für veränderliche Winkel gültig. Die Dispersionscharakteristik verschiebt sich für größere Winkel hin zu kleineren Wellenlängen. Im Folgenden werden die wichtigsten mathematischen Zusammenhänge im Bezug zur Arbeit von GERKEN [46] dargestellt.

### 2.2.1 Mathematische Beschreibung des Superprismaeffekts in 1D-Schichtsystemen

Es wird ein Strahl betrachtet, der in der  $xz$ -Ebene liegt und eine in der  $xy$ -Ebene angeordnete Dünnschicht durchläuft, wie in Abb. 2.7 dargestellt, und eine Strahlverschiebung erfährt [46]. Sein Wellenvektor setzt sich folglich aus einer Komponente  $\beta$  in  $x$ -Richtung und einer Komponente  $K$  in  $z$ -Richtung zusammen.

$$\vec{k} = \beta \vec{e}_x + K \vec{e}_z \quad (2.23)$$

Die effektive Gruppenausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{gr}$  wird durch Anteile  $v_{grx}$  in  $x$ -Richtung und  $v_{grz}$  in  $z$ -Richtung dargestellt.

$$\vec{v}_{gr} = v_{grx} \vec{e}_x + v_{grz} \vec{e}_z \quad (2.24)$$

Diese beiden Komponenten ergeben sich über der Ableitung Frequenz  $\omega$  nach Wellenvektorkomponenten  $\beta$  und  $K$ .

$$v_{grx} = \left. \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right|_{K=\text{konst}} \quad (2.25)$$

$$v_{grz} = \left. \frac{\partial \omega}{\partial K} \right|_{\beta=\text{konst}} \quad (2.26)$$

Der effektive Gruppenausbreitungswinkel  $\Theta_{gr}$  wird von den beiden Komponenten  $v_{grx}$  und  $v_{grz}$  eingeschlossen und berechnet sich durch

$$\Theta_{gr} = \tan^{-1} \frac{v_{grx}}{v_{grz}}. \quad (2.27)$$

Durch geometrische Betrachtung ergibt sich die örtliche Verschiebung  $s_x$  aus dem Gruppenpropagationswinkel  $\Theta_{gr}$  und der Gesamtdicke  $L$  der Dünnschichtstruktur.

$$s_x = L \tan \Theta_{gr} \quad (2.28)$$


---

Die Gruppenlaufzeit  $\tau_{gr}$  für die Transmission ist definiert durch den Quotienten von Verschiebung  $s_x$  und Gruppenausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{grx}$  in x-Richtung.

$$\tau_{gr} = \frac{s_x}{v_{grx}} = \frac{L}{v_{grz}} \quad (2.29)$$

Unter Berücksichtigung der z-Komponenten  $K$  des Wellenvektors ergibt sich eine Transmissionsphase.

$$\Phi_t = LK \quad (2.30)$$

Setzt man Gleichung 2.26 und 2.28 unter Berücksichtigung von Gleichung 2.30 in Gleichung 2.29 ein, so ergibt sich der Zusammenhang

$$\tau_{gr} = \frac{s_x}{v_{grx}} = s_x \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{K=\text{konst}} = L \left. \frac{\partial K}{\partial \omega} \right|_{\beta=\text{konst}} = \left. \frac{\partial \Phi_t}{\partial \omega} \right|_{\beta=\text{konst}}. \quad (2.31)$$

Durch Umstellen lässt sich für die laterale Verschiebung  $s_x$  der Zusammenhang

$$s_x = \frac{\partial \Phi_t}{\partial \beta} \quad (2.32)$$

bestimmen. Je stärker sich also die transmittierte Phase  $\Phi_t$  mit der  $x$ -Komponente  $\beta$  ändert, die eine Funktion der Wellenlänge und des Einfallswinkels ist, desto größer wird die Strahlverschiebung  $s_x$ , was auch für den reflektierten Strahl gilt. Dieser Zusammenhang ist sehr wichtig, da sich dadurch bei bekannter Phase des E-Felds als Funktion von  $\beta$  sowohl numerisch als auch analytisch die Strahlverschiebung bestimmen lässt. Die numerische Umsetzung wird in Abschnitt 3.1 noch genauer erläutert. Der folgende Abschnitt zeigt die analytische Berechnung des Superprismaeffekts am Beispiel von Ein-Schicht-Resonatoren. Weitere Details zur Thematik lassen sich aus [46] entnehmen.

### 2.2.2 Superprismaeffekt bei Ein-Schicht-Resonatoren

Der Superprismaeffekt in Form einer Strahlverschiebung wurde bereits für periodische und nicht-periodische 1D Multischichtstrukturen gezeigt [44, 58–61]. Experimentell und mittels numerischer Methoden (Transfer-Matrix-Methode, siehe Abschnitt 3.1) wurde dies auch für den einfachsten Fall eines Resonators, den Fabry-

Perot-Resonator gezeigt [45]. Im Folgenden wird eine analytische Beschreibung der Strahlverschiebung  $s_x$  für den Fabry-Perot-Resonator (FP) und den Gires-Tournois-Resonator (GT) hergeleitet.

Abschnitt 2.1 hat bereits die resultierenden, transmittierten bzw. reflektierten Felder für den FP-Resonator (Gleichung 2.2 und 2.4) und GT-Resonator (Gleichung 2.12) in Abhängigkeit der Gangunterschieds  $\delta = 2kn_P d \sin(\alpha')$  und des Reflexionskoeffizientens  $r$  vorgestellt.

Die Strahlverschiebung  $s_x$  ergibt sich gemäß Gleichung 2.32 durch die partielle Ableitung der Phase  $\Phi$  nach der x-Komponente des Wellenvektors  $\beta$ . Mit  $\beta = k \sin(\alpha)$  ergibt sich für die Strahlverschiebung

$$s_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial \delta} 2d \tan(\alpha) \quad (2.33)$$

als Ableitung der Phase  $\Phi$  nach dem Gangunterschied  $\delta$ . Die Phase eines Felds  $E$  lässt sich durch  $\Phi = \arctan(\text{Im}\{E\}/\text{Re}\{E\})$  bestimmen und ergibt sich für den FP-Resonator in Transmission zu

$$\Phi_{\text{FP, transm.}} = \arctan\left(\frac{r^2 \sin \delta}{r^2 \cos \delta - 1}\right), \quad (2.34)$$

den FP-Resonator in Reflexion zu

$$\Phi_{\text{FP, refl.}} = \arctan\left(\frac{(1 - r^2) \sin \delta}{(1 + r^2)(1 - \cos \delta)}\right) \quad (2.35)$$

und für den GT-Resonator zu

$$\Phi_{\text{GT, refl.}} = \arctan\left(\frac{(r^2 - 1) \sin \delta}{2r + (1 + r^2) \cos \delta}\right). \quad (2.36)$$

Gemäß Gleichung 2.33 kann durch Ableiten der Phase nach  $\delta$  die Strahlverschiebung bestimmt werden und ergibt sich für den FP- und GT-Resonator zu

$$s_{x, \text{FP, transm.}} = 2d \tan \alpha \cdot \frac{r^2 \cos \delta - r^4}{r^4 - 2r^2 \cos \delta + 1}, \quad (2.37)$$

$$s_{x, \text{FP, refl.}} =$$

$$2d \tan \alpha \cdot \frac{1 - \cos \delta - r^4(1 - \cos \delta)}{2r^4(1 - \cos \delta) + 2r^2(1 + \cos^2 \delta - \sin^2 \delta - 2 \cos \delta) + 2 - 2 \cos \delta} \quad (2.38)$$

und

$$s_{x, \text{GT, refl.}} = 2d \tan \alpha \cdot \frac{(r^2 - 1)(r^2 - 2r \cos \delta + 1)}{r^4 + 2r^2(\cos^2 \delta - \sin^2 \delta + 2) - 4r \cos \delta(r^2 + 1) + 1}. \quad (2.39)$$

Für die beiden Reflexions-Fälle lässt sich durch direktes Betrachten der Gleichungen nur schwer die Strahlverschiebungscharakteristik abschätzen, jedoch zeigt diese beim FP-Resonator in Transmission klare Maxima, wenn  $\delta$  ganzzahlige Vielfache von  $\pi$  annimmt. Beispielhafte Strahlverschiebungsprofile für Reflexion und Transmission an einem FP-Resonator und Reflexion an einem GT-Resonator sind in Abhängigkeit des Einfallswinkels für  $d = 10\mu\text{m}$  und konstantem  $r = 0,8$  in Abbildung 2.8 gezeigt.

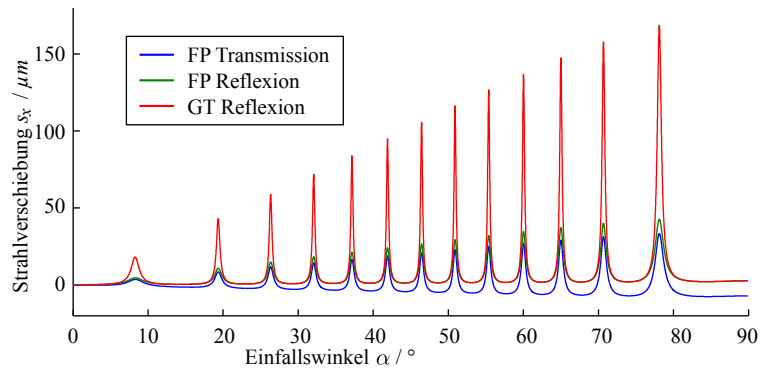


Abbildung 2.8: Analytisch berechnete Strahlverschiebung am Fabry-Perot (FP)- und Gires-Tournois (GT)-Resonator mit Dicke  $d = 10\mu\text{m}$  und Reflexionskoeffizient  $r = 0,8$  in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\alpha$ .

Ein deutliches Resonanzverhalten wird sichtbar und der Superprismaeffekt kann somit auch bei Ein-Schicht-Resonatoren beobachtet werden. Der GT-Resonator weist hierbei den größten Effekt bei gleicher Reflektivität auf, besitzt aber auch die größte Resonanzgüte, da im Gegensatz zum Fabry-Perot-Resonator die Rückfläche vollreflektierend ist. Obwohl sich eine prinzipielle, resonante Winkelabhängigkeit der Strahlverschiebung hier zeigen lässt, sei erwähnt, dass der Reflexionskoeffizient  $r$  in der Regel nicht konstant (und auch nicht reell) ist und sowohl für Metallspiegel, als auch dielektrische Spiegel eine Winkelabhängigkeit aufweist, die sowohl die Lage, als auch die Güte der Resonanzen beeinflusst. Strahlverschiebungsprofile realer Strukturen werden in folgenden Kapiteln daher numerisch mit Hilfe der Transfer-Matrix-Methode bestimmt (siehe Abschnitt 3.1).



# Kapitel 3

## Optische Simulationsmethoden

---

### Übersicht

*Dieses Kapitel befasst sich mit optischen Simulationsmethoden, die einerseits zur Berechnung optischer Eigenschaften von Dünnschichtresonatoren verwendet werden, andererseits auch die Anpassung von Strukturparametern an Messdaten ermöglichen. Als Methode zur Propagation ebener Wellen durch Schichtstrukturen wird die Transfer-Matrix-Methode erläutert und darauf basierend eine Methode zur Berechnung Gauß'scher Strahlen erläutert. Weiterhin wird die Methode der Strahlenverfolgung (engl. Raytracing) zur Berechnung des Lichtwegs in endlich ausgedehnten Geometrien anhand der kommerziellen Software ZEMAX vorgestellt.*

---

## 3.1 Transfer-Matrix-Methode

### 3.1.1 Propagation ebener Wellen

Im Rahmen dieser Arbeit werden immer wieder Schichtsysteme betrachtet, deren optische Eigenschaften untersucht werden. Hierbei ist zum einen das theoretische Verhalten einer Schichtstruktur von Interesse, zum anderen gibt eine Anpassung von Modellparametern an Messdaten auch Aufschluss über hergestellte Bauteile. Optische Eigenschaften unendlich ausgedehnter Schichtstrukturen, die eine periodische Folge zweier unterschiedlicher Materialien haben, können mit Hilfe der Bloch-Theorie berechnet werden [62, 63]. Die Berechnung komplexerer endlicher Schichtfolgen ermöglicht die sogenannte Transfer-Matrix-Methode (TMM) [38, 44]. Hierbei kann der reflektierte und transmittierte Anteil einer ebenen Welle, aber auch die Feldverteilung innerhalb der Struktur berechnet werden. Im Folgenden werden die wichtigsten hierfür benötigten Zusammenhänge angelehnt an die Arbeiten von GERKEN [46] beschrieben.

Die TMM betrachtet ein Schichtsystem als eine Reihe homogener Schichten, in denen in Folge der Lösung der Helmholtzgleichung eine vorwärtslaufende (Index  $v$ ) und eine rückwärtslaufende (Index  $r$ ) Welle existieren. Betrachtet werden die orts( $\vec{r}$ )- und zeitabhängige( $t$ ) elektrische und die magnetische Feldstärke, im Folgenden E-Feld und H-Feld genannt. Für das elektrische Feld gilt

$$\vec{E}_v(\vec{r}, t) = E_v e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \vec{e}_{\perp \vec{k}} \quad (3.1)$$

und

$$\vec{E}_r(\vec{r}, t) = E_r e^{j(\omega t + \vec{k}\vec{r})} \vec{e}_{\perp \vec{k}}. \quad (3.2)$$

Herbei entspricht  $\omega$  der Winkelfrequenz des Lichts und  $\vec{k}$  dem Wellenvektor. Das E-Feld ist in beiden Fällen orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Wellenvektors, der in der xz-Ebene liegt und durch Gleichung 2.23 definiert ist. Da sich das zugehörige magnetische H-Feld über

$$H(\vec{r}) = \frac{E(\vec{r})n(\vec{r})}{Z_0} \quad (3.3)$$

mit dem ortsabhängigen, komplexen Brechungsindex  $n(\vec{r})$  und der Vakuumimpedanz  $Z_0 = 376.7\Omega$  aus dem E-Feld berechnen lässt, wird im Folgenden nur das E-Feld behandelt. Abbildung 3.1 zeigt die erste und letzte Schicht eines Schichtsystems und die für die TMM verwendete Nomenklatur.



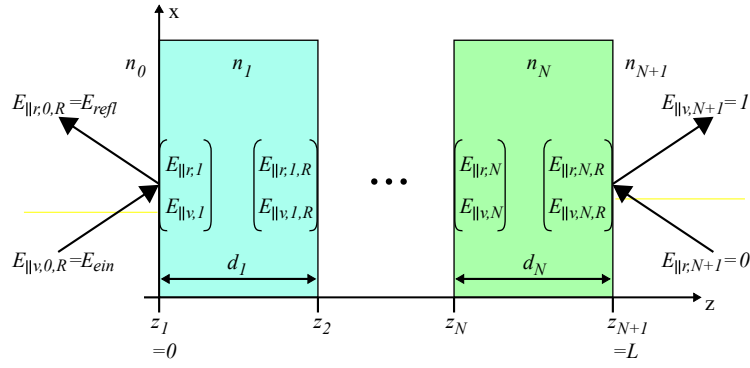


Abbildung 3.1: Nomenklatur für die Ausbreitung ebener Wellen in einem mit der Transfer-Matrix-Methode berechneten Schichtsystem.

Vorwärtslaufende und rückwärtslaufende Welle bilden hier einen Vektor. Es soll hier zunächst der E-Feld-Anteil betrachtet werden, der parallel zur Grenzfläche liegt. Somit repräsentiert der Vektor  $\begin{pmatrix} E_{||,v,i} \\ E_{||,r,i} \end{pmatrix}$  das Feld am linken Rand einer Schicht und  $\begin{pmatrix} E_{||,v,i,R} \\ E_{||,r,i,R} \end{pmatrix}$  das Feld am rechten Rand einer Schicht. Innerhalb einer Schicht breitet sich eine Welle nach Gleichung 3.1 und 3.2 aus. Daher sind diese beiden E-Feld-Vektoren durch eine Ausbreitungsmatrix  $\mathbf{P}_i$  verknüpft, die von  $\beta$  und  $\omega$  abhängt (3.4).

$$\begin{pmatrix} E_{||,v,i} \\ E_{||,r,i} \end{pmatrix} = \mathbf{P}_i(\beta, \omega) \begin{pmatrix} E_{||,v,i,R} \\ E_{||,r,i,R} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Analog dazu ist der E-Feld-Vektor auf der rechten Seite einer Schicht mit dem E-Feld Vektor auf der linken Seite der darauffolgenden Schicht über eine Übergangsmatrix  $\mathbf{D}_i$  verbunden, die ebenfalls von  $\beta$  und  $\omega$  abhängt (3.5).

$$\begin{pmatrix} E_{||,v,i,R} \\ E_{||,r,i,R} \end{pmatrix} = \mathbf{D}_{i,i+1}(\beta, \omega) \begin{pmatrix} E_{||,v,i+1} \\ E_{||,r,i+1} \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Diese setzt sich aus den komplexen Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten zusammen, welche abhängig von der Polarisierung des Lichts sind. Der detaillierte Aufbau der Matrizen ist in [44] zu finden.

Wird angenommen, dass das Feld von links einfällt, d.h. dass hinter der letzten Grenzfläche kein rücklaufendes Feld existiert, kann man durch Multiplikation der entsprechenden Matrizen die Felder innerhalb und außerhalb der Schicht bestimmen (3.6).

$$\begin{pmatrix} E_{||,ein} \\ E_{||,refl} \end{pmatrix} = \mathbf{D}_{0,1} \mathbf{P}_1 \mathbf{D}_{1,2} \mathbf{P}_2 \dots \mathbf{P}_{N-1} \mathbf{D}_{N-1,N} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Hierbei wird das transmittierte Feld willkürlich auf 1 gesetzt. Durch Normieren auf das einfallende Feld kann das korrekte transmittierte und reflektierte Feld bestimmt

werden. Für Licht dessen E-Feld senkrecht zur Einfallsebene schwingt (im Folgenden als S-polarisiert bezeichnet) liegt hier bereits der gesuchte Teil vor, da ausschließlich die Tangentialkomponente vorhanden ist. Für Licht, dessen E-Feld parallel zur Einfallsebene schwingt (im Folgenden als P-polarisiert bezeichnet) muss unter Zuhilfenahme des Wellenvektors  $\vec{k}$  noch die Normalkomponente bestimmt werden, durch die sich dann die gesamte komplexe P-polarisierte Feldamplitude berechnen lässt.

Es lässt sich also für S- und P-Polarisation die komplexe transmittierte und reflektierte Feldamplitude für beliebige Schichtstrukturen bestimmen. Es sei an dieser Stelle allerdings erwähnt, dass numerische Probleme auftreten können, wenn die Transmission (z.B. aufgrund sehr stark absorbierender Schichten) um viele Größenordnungen kleiner als das einfallende Feld ist.

Der Transmissionsgrad der Schichtstruktur lässt sich abhängig von der Polarisation durch

$$T_S(\beta, \omega) = \left| \frac{E_{y,v,N+1}(\beta, \omega)}{E_{y,v,0}(\beta, \omega)} \right|^2 \frac{n_{aus} \cos \theta_{aus}}{n_{ein} \cos \theta_{ein}} \quad (3.7)$$

und

$$T_P(\beta, \omega) = \left| \frac{E_{x,v,N+1}(\beta, \omega)}{E_{x,v,0}(\beta, \omega)} \right|^2 \frac{n_{aus} \cos \theta_{ein}}{n_{ein} \cos \theta_{aus}} \quad (3.8)$$

mit der Brechzahl  $n_{ein}$  und dem Einfallswinkel  $\theta_{ein}$  im ersten Medium sowie der Brechzahl  $n_{aus}$  und dem Einfallswinkel  $\theta_{aus}$  im letzten Medium berechnen. Der Reflexionsgrad ergibt sich polarisationsunabhängig zu

$$\left| \frac{E_{\parallel,r,0}(\beta, \omega)}{E_{\parallel,v,0}(\beta, \omega)} \right|^2. \quad (3.9)$$

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, führt eine große Steigung der Phase  $\Phi$  des E-Felds in Abhängigkeit von  $\beta$  zu einem Lateralversatz des Lichts durch einen Dünnschichtfilter bedingt durch den Superprisma-Effekt. Numerisch wird hier das Differenzial aus Gleichung 2.32 einfach durch Bilden eines Differenzenquotientens approximiert und die laterale Verschiebung  $s_x$  des reflektierten und transmittierten Anteils bestimmt.

$$s_{x,refl} = \frac{\arg(E_{refl}(\beta_+, \omega)) - \arg(E_{refl}(\beta_-, \omega))}{\beta_+ - \beta_-} \quad (3.10)$$

$$s_{x,transm} = \frac{\arg(E_{transm}(\beta_+, \omega)) - \arg(E_{transm}(\beta_-, \omega))}{\beta_+ - \beta_-} \quad (3.11)$$

Hierbei entsprechen  $\beta_+$  und  $\beta_-$  dem durch eine sehr kleine Winkeldifferenz der einfallenden Welle inkrementierten bzw. dekrementierten x-Anteil des Wellenvektors. Als Winkelinkrement wurde hier  $5e - 4^\circ$  verwendet, was sich für die in dieser Arbeit berechneten Strukturen bewährte.

Die Bestimmung der Strahlverschiebung hat hier natürlich einen rein theoretischen Hintergrund. Ein Strahl ist der Repräsentant einer unendlich ausgedehnten ebenen Welle, deren Lateralversatz in einer realen Applikation wenig Sinn macht und auch messtechnisch nur als Phasenversatz, nicht aber als Strahlverschiebung bestimmt werden kann. Ein realer Strahl endlicher lateraler Ausdehnung besitzt immer verschiedene Winkelanteile. Folgender Abschnitt geht auf diese Thematik genauer ein.

### 3.1.2 Propagation Gauß'scher Strahlen

Die idealisierte Betrachtung eines Lichtstrahls als ebene Welle ist in realen Anwendungen nicht umsetzbar. Für die Manipulation des Lichts durch Dünnschichtresonatoren werden immer lateral begrenzte Lichtbündel eingesetzt. Besonders interessant ist hierbei der sogenannte Gaußstrahl, der als paraxiale Kugelwelle gesehen werden kann [48]. Er hat ein transversales Intensitätsprofil einer Gaußfunktion und tritt als Grundmode der Laseremission auf und findet sowohl in der Anwendung als auch der Charakterisierung Einsatz. Der Gaußstrahl konvergiert jedoch nicht wie eine ideale Kugelwelle in einem Punkt, sondern bildet im Fokus eine ebene Wellenfront mit endlich ausgedehntem Leistungsprofil, das außerhalb des Fokus divergiert und folglich verschiedene Winkelanteile besitzt. Das Profil des Gaußstrahls ist in Abbildung 3.2 skizziert.

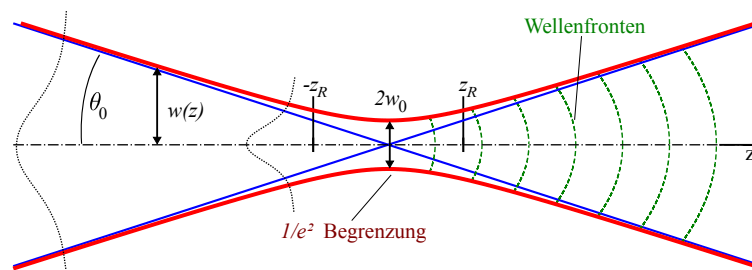


Abbildung 3.2: Profil des Gauß'schen Strahls der sich entlang der  $z$ -Achse ausbreitet. Die Grenze des Strahls ist als  $1/e^2$  der Intensität auf der optischen Achse definiert. Der Strahlradius  $w(z)$  beträgt im Fokus (Strahltaille)  $w_0$ . Im Fernfeld nähert sich der Strahl asymptotisch dem Divergenzwinkel  $\theta_0$ .

Kenngößen des Gaußstrahls sind Strahltaillenradius  $w_0$ , Strahldivergenzwinkel  $\theta_0$  und Wellenlänge  $\lambda$ , die mathematisch über das Strahlparameterprodukt verknüpft sind (3.12). Der Strahldivergenzwinkel  $\theta_0$  entspricht hier dem halben Öffnungswinkel des Gaußstrahls im Fernfeld.

$$\theta_0 w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.12)$$

Als Begrenzung des Gaußstrahls ist der Bereich definiert, bei dem die Intensität auf  $1/e^2$  des transversalen Intensitätsmaximums abgesunken ist (entsprechend das E-Feld auf  $1/e$ ). Der Strahlradius in Abhängigkeit der z-Position wird durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.13)$$

beschrieben. Hierbei entspricht  $z_R$  der sog. Rayleighlänge, die durch  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  definiert ist und die Strecke beschreibt, in der  $w(z)$  um  $\sqrt{2}$  angestiegen ist.

### Synthetisierung des Gaußstrahls durch ebene Wellen

Die komplexe Feldamplitude  $E(x, y, z)$  eines beliebigen Strahlenbündels kann durch das Fourier-Integral als Überlagerung eines Spektrums ebener Wellen  $E(k_x, k_y)_{z=0}$  beschrieben werden [64]:

$$E(x, y, z) = \iint E(k_x, k_y)_{z=0} \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y. \quad (3.14)$$

Ein Gaußstrahl kann folglich auch durch eine Überlagerung ebener Wellen synthetisiert werden. Die komplexe Feldverteilung eines Gaußstrahls, der durch einen Dünnschichtresonator propagiert wurde, ergibt sich dann einfach als Überlagerung der mittels TMM berechneten, transmittierten bzw. reflektierten Felder der ebenen Wellen. Im Folgenden wird die in dieser Arbeit entwickelte und verwendete Methode zur Synthetisierung von Gaußstrahlen aus ebenen Wellenanteilen erläutert.

Ein Gaußstrahl hat den Vorteil, dass seine Fouriertransformierte wieder einer Gaußfunktion entspricht. Das bedeutet, dass das Fourierspektrum somit aus ebenen Wellen besteht, deren Amplituden eine Gaußverteilung im Winkelbereich haben. Betrachtet man einen Gaußstrahl entlang der z-Achse, haben entsprechend diejenigen Wellen, deren Ausbreitungswinkel(Polarwinkel) der Divergenz  $\theta_0$  des Gaußstrahls entspricht,  $1/e$  der Amplitude der ebenen Teilwelle, die entlang der Z-Achse läuft.

Für numerische Berechnungen muss eine diskrete Anzahl ebener Wellen festgelegt werden. Durch eine diskrete Fouriertransformation (z.B. die *Fast Fouriertransformation* FFT) kann in einem kartesischen Gitter eine endliche Zahl ebener Wellen berechnet werden, was jedoch nicht mehr nötig ist, da bereits bekannt ist, dass das Winkelspektrum eine Gaußverteilung hat. Aus diesem Grund wurde ein Ansatz in Polarkoordinaten gewählt, um den Gaußstrahl durch eine diskrete Anzahl von ebenen Wellen zu synthetisieren, die in einem Polarkoordinatengitter angeordnet sind. Kennt man alle ebenen Wellen kann durch Rotation und Translation ein beliebig im Raum propagierender Gaußstrahl erzeugt werden und die Transmission bzw. Reflexion durch eine Dünnschichtstruktur für einen definierten Einfallswinkel mittels TMM-Propagation der Einzelwellen berechnet werden (Abbildung 3.3 (a)).

Die Diskretisierung des Gaußstrahls geschieht folgendermaßen: Der Raumwinkel, der von dem Gaußstrahl bis zu doppelter  $1/e$ -Grenze seiner Feldamplitude durchsetzt wird, wird in diskrete Raumwinkelsegmente unterteilt (Abbildung 3.3 (b)). Diese einzelnen Raumwinkelsegmente werden jeweils von einer ebenen Welle repräsentiert, die einen zugehörigen, definierten Ausbreitungswinkel in Polarkoordinaten besitzen. Die Amplitude der einzelnen Wellen ist hierbei nur vom Polarwinkel  $\theta$  abhängig und mit dem entsprechenden Raumwinkelsegment gewichtet.

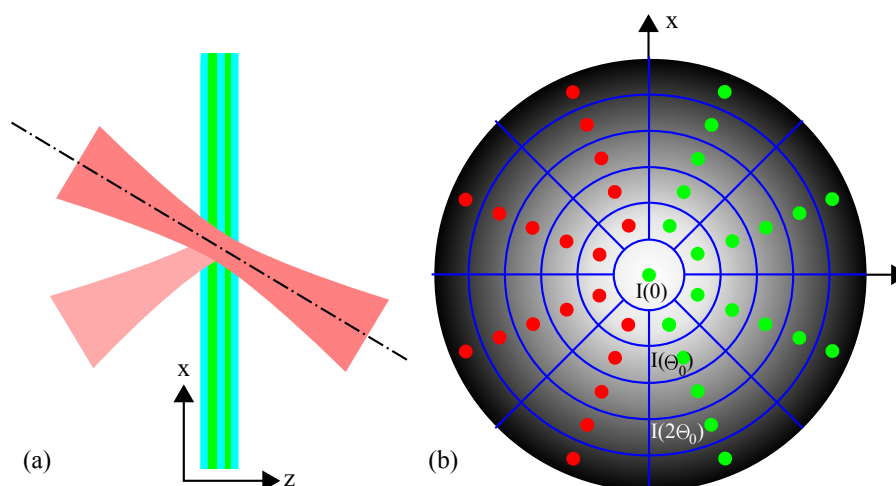


Abbildung 3.3: (a) Ein Gaußstrahl liegt auf der  $xz$ -Ebene und trifft unter schrägem Winkel auf eine Dünnschicht. (b) Diskretisierung des Gaußstrahls in Polarkoordinaten. Die Punkte stellen Strahlen bzw. ebene Wellen dar, die ein entsprechendes Raumwinkelsegment repräsentieren. Hierbei müssen aus Symmetriegründen nur grüne Punkte berechnet werden. Das gesamte Feld ergibt sich durch Überlagerung dieses Teilfeldes mit seiner Spiegelung an der  $xz$ -Ebene.

Die Diskretisierung des Polarwinkels geschieht mit  $\Delta\theta = \theta_0/N_\theta$  und die Diskretisierung des Azimutwinkels geschieht mit  $\Delta\phi = 360/N_\phi$ , wobei  $N_\phi$  geradzahlig gewählt wird, um Symmetrieeigenschaften nutzen zu können.

Die Amplituden der Komponenten ebener Wellen eines Gaußstrahls mit der Divergenz  $\theta_0$  ergeben sich nach geometrischer Betrachtung für den Hauptstrahl zu

$$A(0) = 1 - \cos\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right) \quad (3.15)$$

und für Polarwinkel  $\theta > 0$  zu

$$A(\theta) = e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} \cdot \frac{\cos\left(\frac{2\theta-\Delta\theta}{4}\right) - \cos\left(\frac{2\theta+\Delta\theta}{4}\right)}{N_\Phi}. \quad (3.16)$$

Der erste Term repräsentiert die Gauß-Gewichtung und der zweite Term die Gewichtung durch das entsprechende Raumwinkelsegment. Das Gesamtfeld ergibt sich als Superposition aller diskreter Teilwellen zu

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = A(0) \cdot \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \sum_{a=1}^{2N_\theta} \sum_{b=1}^{N_\phi} A(a \cdot \Delta\theta) \cdot \vec{E}_{a,b}(\vec{r}, t). \quad (3.17)$$

Hierbei entspricht  $E_{a,b}(\vec{r}, t)$  dem Feld der ebenen Welle, die sich mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_{\theta(a),\phi(b)}$  ausbreitet, der in Polarkoordinaten die Richtung  $\phi(b) = (b + \frac{1}{2}) \cdot \Delta\Phi$  und  $\theta(a) = a \cdot \Delta\theta$  besitzt.

Diese Diskretisierung hat den Vorteil, dass aufgrund von Symmetrieeigenschaften nur die Hälfte der Berechnung vorgenommen werden muss. Betrachtet man beispielsweise einen schrägen Einfall eines Gaußstrahls gemäß Abbildung 3.3 (a), so ist die  $xz$ -Ebene eine Symmetrieebene. Möchte man die Feldverteilung in einem symmetrisch um die  $xz$ -Ebene liegenden Raumsegment berechnen, so ist nur eine Berechnung der in Abbildung 3.3 (b) grün markierten Teilwellen als Teilsumme notwendig. Das Gesamtfeld ergibt sich dann aus der berechneten Teilsumme addiert mit der an der  $xz$ -Ebene gespiegelten Teilsumme. Dabei muss natürlich beachtet werden, dass die ebene Welle des Hauptstrahls nur einmal addiert wird. Diese Methode ermöglicht eine extrem schnelle und zuverlässige Berechnung der Feldverteilung (bzw. Intensitätsverteilung durch Betragsquadratbildung) eines durch eine Dünnschicht manipulierten Gaußstrahls nahe seiner Strahltaile. Mit einer Diskretisierung von  $N_\phi > 20$  und  $N_\theta > 10$  lassen sich Spotbilder berechnen, die Abweichungen vom theoretischen Intensitätsprofil von unter ein Promill aufweisen. Unter Verwendung einer definierten Polarisation treten bei einem konvergenten Gaußstrahl auch Winkelanteile auf, die zu einem gewissen Teil auch den entsprechend orthogonalen Polarisationszustand bezüglich der Fläche der Schichtstruktur besitzen. Da die in dieser

Arbeit verwendeten Strahldivergenzwinkel aber sehr gering gegenüber dem Einfallswinkel sind, wurde dieses partielle 'Polarisationsübersprechen' vernachlässigt und für die Propagation durch die Schichtstruktur mittels TMM der Polarisationszustand des Gaußstrahls angenommen.

Die Methode wird im Rahmen dieser Arbeit zur Berechnung von sowohl Querschnitten durch das Strahlprofil nahe der Strahltaile als auch entlang der Einfallsebene verwendet und diese hinsichtlich Strahlverschiebung und Fokusversatz analysiert. Details hierzu werden in den entsprechenden Kapiteln gegeben.

## 3.2 Raytracing Simulationen

Die im vorigen Kapitel 3.1 erläuterte Transfermatrixmethode eignet sich gut zum schnellen Simulieren der Feldverteilung harmonischer, ebener Wellen innerhalb und außerhalb planparalleler 1D Vielschichtstrukturen. Hergestellte, reale Strukturen haben allerdings sowohl eine endliche laterale Ausdehnung, als auch Abweichungen von einer planparallelen Geometrie. Es sind daher Simulationsmethoden erforderlich, welche eine Lichtausbreitung in dreidimensionalen Strukturen lösen können. Die *Finite-difference time-domain* (FDTD, erstmals vorgestellt von YEH [65]) eignet sich für 3D Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge und findet beispielsweise im Bereich photonischer Kristalle oder Funkübertragung Anwendung. Raytracing Simulationen hingegen können den Verlauf von Licht durch beliebige Geometrien berechnen, lösen aber im Gegensatz zur TMM oder FDTD keine Maxwellgleichungen, sondern betrachten ebene Wellen als Lichtstrahlen. Da Lichtstrahlen jedoch eine Phasen- und Weglängeninformation beinhalten können, kann man hier auch kohärente Überlagerung mehrerer Lichtstrahlen berechnen, was jedoch eine Berechnung entsprechend vieler Lichtstrahlen (Größenordnung eine Million) erfordert und daher sehr zeitaufwendig sein kann.

Für die numerische Analyse des in Kapitel 2.1.3 vorgestellten VIPA wurde hier vom nicht-sequenziellen<sup>1</sup> Raytracing der Software ZEMAX Gebrauch gemacht. Abbildung 3.4 stellt die Simulationsgeometrie dar.

Das VIPA wird hier durch ein gekipptes, 24 mm hohes Quader realisiert, dessen Flächen unterschiedlich beschichtet sind. Eine Lichtquelle mit definiertem Abstrahlwin-

---

<sup>1</sup>*Nicht-sequenziell* ist ein Raytracing Modus, bei dem Lichtstrahlen keine feste Sequenz von Grenzflächen vorgegeben ist, sondern der Lichtweg durch die Struktur selbst gesucht wird.

---

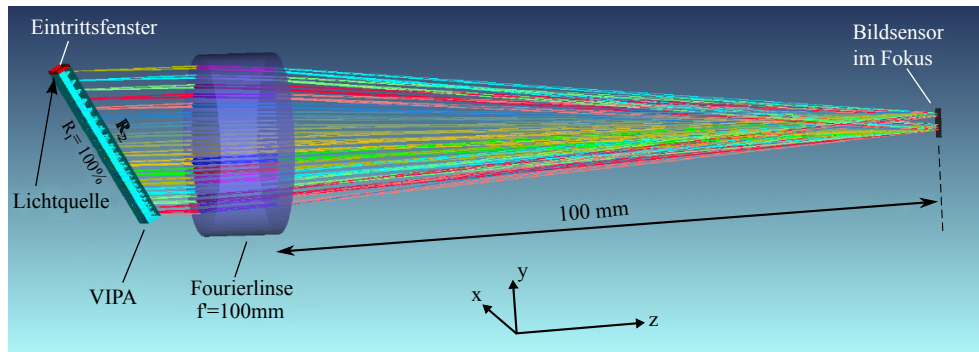


Abbildung 3.4: Geometrie des Raytracing Modells. Die Lichtquelle sitzt unmittelbar vor dem Eintrittsfenster (rot markiert) und wird durch Mehrfachreflexion vielfach aus dem VIPA ausgekoppelt. Eine Fourier-Linse überlagert die Strahlen kohärent in ihrem Fokus und transformiert somit Dispersionswinkel in Positionen. Der Reflexionsgrad der ersten Fläche ( $R_1$ ) beträgt 100 %, der Reflexionsgrad der zweiten Fläche ( $R_2$ ) ist variabel.

kel wird durch ein Eintrittsfenster (rot markiert) eingekoppelt, mehrfach innerhalb des Quaders reflektiert und mehrfach ausgekoppelt. Es wird hierbei eine den späteren Messungen entsprechende Lichtwellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  (Helium-Neon Laserwellenlänge) verwendet. Die mehrfach ausgekoppelten Strahlbündel sind hier farbige dargestellt. Das Winkeldispersionsverhalten wird sichtbar gemacht, indem mit Hilfe einer Fourierlinse Teilstrahlen auf einem Bildsensor kohärent überlagert werden. Während das Eintrittsfenster antireflexbeschichtet ist, besitzt die Vorderseite eine 100 % Reflexbeschichtung und die Rückseite einen einstellbaren Reflexionsgrad  $R_2$ . Der Reflexionsgrad ist hier winkelunabhängig. Als Fourierlinse wird eine optimierte, antireflexbeschichtete Glaslinse verwendet, da bei idealen / paraxialen Linsen in ZEMAX Weglängeninformation verloren geht, was eine kohärente Überlagerung unmöglich macht. Eine Winkelskala kann über  $\Theta_\lambda = \arctan(\text{Position}/f')$  aus der Positionsskala des Bildsensors berechnet werden.

Neben Brechzahl, Dicke, Kippwinkel und Reflexionsgrad kann auch ein zusätzlicher Kippwinkel der Rückseite eingestellt werden. Da dieser Winkel dazu führt, dass sich ein keilförmiger Resonator bildet, wird er als Keilwinkel bezeichnet. Der Abstrahlwinkel der Lichtquelle und die Größe des Bildsensors werden manuell an das Dispersionsverhalten des VIPA angepasst, um nur Lichtwege in einem relevanten Winkelbereich zu berechnen. Dies ermöglicht eine zeiteffiziente Berechnung. Abbildung 3.5 zeigt beispielhaft das Beugungsbild eines  $300 \mu\text{m}$  dicken VIPA mit  $10^\circ$  Kippwinkel und einem Reflexionsgrad der zweiten Fläche von 75 %. Diese Methode



wird in Kapitel 6.3 zur Analyse verschiedener Einflussgrößen verwendet.

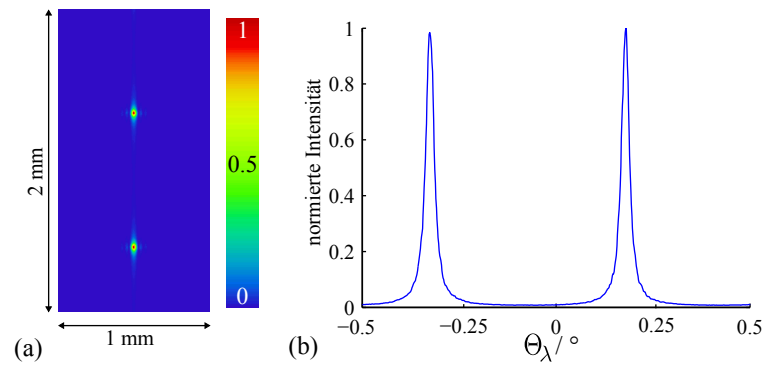


Abbildung 3.5: *Ergebnis des Raytracings eines VIPA mit Dicke  $d = 300\mu\text{m}$ ,  $10^\circ$  Kippwinkel und  $R_2 = 75\%$ . Sowohl die Detektorfläche (in Falschfarben) (a), als auch ein vertikales Helligkeitsprofil in der Winkelskala (b) sind dargestellt.*



# Kapitel 4

## Durchstimbare Dünnschichtresonatoren

---

### Übersicht

*Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Prototypen durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren realisiert. Dieses Kapitel stellt zunächst den Aufbau der Resonatoren und zwei Mechanismen der Aktuierung vor. Weiterhin werden Herstellungsmethoden der Proben und Limitationen der Herstellung erläutert sowie realisierte Messsysteme für die Charakterisierung beschrieben. Abschließend wird der Durchstimmeffekt beider Aktuierungsarten an zwei repräsentativen Proben messtechnisch evaluiert und für weiteres Vorgehen bewertet.*

---

## 4.1 Resonatordesign und Aktuierungsprinzipien

Zum Durchstimmen der elastomerbasierten Resonatoren wurden zwei verschiedene Aktuierungsmechanismen evaluiert. Beide Mechanismen können an einem im Prinzip identischen Aufbau der Schichtstruktur umgesetzt werden, welcher in Abbildung 4.1 (a) skizziert ist. Ein Elastomer, das von zwei  $12 - 100 \text{ nm}$  dünnen Silberschichten eingebettet wird, bildet den Resonator und befindet sich auf einem Quarzglassubstrat. Als Elastomer wird Polydimethylsiloxan (PDMS) des Herstellers DOW CORNING [66,67] verwendet. Die Schichtdicke beträgt hierbei zwischen  $5 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$  bzw.  $170 - 340 \mu\text{m}$  speziell bei den als VIPA verwendeten Bauteilen. Die Silberschichten dienen primär als Resonatorspiegel, aber auch als leitfähige Elektroden. Dadurch sind zwei verschiedene Aktuierungsmodi möglich. Zum einen bildet der Aufbau ein Plattenkondensator, bei dem durch Anlegen einer Spannung zwischen beiden Silberschichten elektrostatische Kräfte wirken, die das Elastomer verformen (Abb. 4.1 (b)). Zum anderen erzeugt ein Stromfluss durch die obere Elektrode Ohm'sche Wärme, die das Elastomer in seiner Ausdehnung und seinen optischen Eigenschaften verändert.

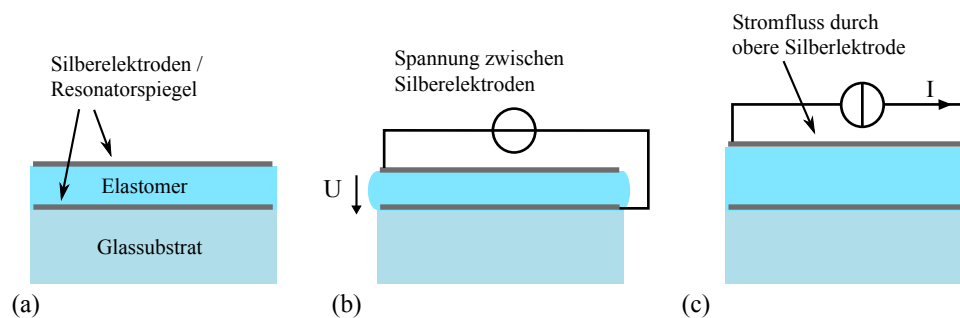


Abbildung 4.1: (a) Aufbau eines elastomerbasierten Resonators. Zwei Silberflächen fungieren als Resonatorspiegel und können zusätzlich als Elektrode verwendet werden. (b) Eine Spannung zwischen beiden Elektroden sorgt für elektrostatische Kräfte, die das Elastomer komprimieren. (c) Ein Stromfluss durch die obere Elektrode heizt das Elastomer und bewirkt thermische Ausdehnung und Brechzahländerung.

Im Folgenden wird eine genauere Betrachtung der Aktuierungsmechanismen mit Hinblick auf relevante Literatur gegeben.

### 4.1.1 Elektrostatische Aktuierung

Der Mechanismus der elektrostatischen Aktuierung leitet sich direkt aus den Arbeiten von GALLER ab, in denen prinzipiell der gleichen Aufbau mit Gold- bzw. Silberelektroden verwendet wird [34, 34]. Dieser Aktuierungsmechanismus hat seinen Ursprung bei den sogenannten dielektrischen Elastomeren, die auch als künstliche Muskeln bekannt sind [29, 30]. Diese basieren auf einer  $10 - 200 \mu m$  dicken Elastomerschicht, die zwischen zwei Elektroden eingebettet ist. Bei angelegter Spannung zwischen den Elektroden wirkt eine elektrostatische Kraft, die das Elastomer in Richtung des elektrischen Feldes komprimiert und lateral dazu ausdehnt. Hierzu sind dehnbare Elektroden notwendig, für die meist Graphit verwendet wird. Diese Technologie ermöglicht Aktoren, die wenige Millimeter bis einige Zentimeter groß sind. Durch strukturierte Ionenimplantierung können jedoch auch kleinere elastische Elektroden im Mikrometerbereich hergestellt werden [68]. Eine Verwendung leitfähiger Polymere wie z.B. PEDOT (Poly-3,4-ethyldioxythiophen) ist eine weitere Option für dehnbare Elektroden [37]. Diese Aktoren haben den Vorteil geringen Energieverbrauchs und schneller Schaltzeiten ( $< 1 ms$ ). Neben etlichen mechanischen Anwendungen gibt es bereits Mikrooptiken wie Gitter [31] oder Linsen [32, 33], welche dielektrische Elastomere als Aktoren nutzen und durch die Firma OPTOTUNE [69] kommerziell vertrieben werden.

Die Dehnung der Schicht, die bei dielektrischen Elastomeren 100 % übersteigen kann [28], ist durch die Metallelektroden stark eingeschränkt [70] und erreicht nur wenige Prozent [71]. Geht man zunächst von einer reinen Stauchung der Schicht aus, bei der das Material kompressibel ist (Querkonstraktionszahl  $\nu = 0$ ), gilt das Hook'sche Gesetz zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Dehnung und wirkender Kraft:

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{F}{YA} \quad (4.1)$$

Hierbei entspricht Dicke  $\Delta d$  der Schichtdickenänderung,  $d$  der Schichtdicke,  $F$  der Kraft, die auf die Fläche  $A$  wirkt und  $Y$  dem Elastizitätsmodul. Die elektrostatische Kraft  $F$ , die in dieser Plattenkondensatoranordnung unter Vernachlässigung von Randeffekten wirkt, wird näherungsweise durch

$$|\vec{F}| = \frac{A\varepsilon_0\varepsilon_r U^2}{2d^2} \quad (4.2)$$

mit der Fläche  $A$ , der elektrischen Feldkonstante  $\varepsilon_0$ , der relativen Permittivität  $\varepsilon_r$ , dem Plattenabstand  $d$  und der angelegten Spannung  $U$  beschrieben. Ein Kräftegleichgewicht bedeutet ein Gleichsetzen von Gleichung 4.1 und 4.2

$$\frac{A\varepsilon_0\varepsilon_r U^2}{2(d - \Delta d)^2} = \frac{Y A \Delta d}{d}, \quad (4.3)$$

was in einer Gleichung dritten Grades in Abhängigkeit der Schichtdickenänderung  $\Delta d$  resultiert.

$$(\Delta d)^3 - 2(\Delta d)^2 d + (\Delta d) d^2 = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r d}{2Y} U^2 \quad (4.4)$$

Zur Vereinfachung dieser Gleichung wird an dieser Stelle davon ausgegangen, dass nur sehr kleine Änderungen  $\Delta d$  auftreten. Dies bedeutet, dass die Terme mit zweiter und dritter Potenz sehr klein werden. Vernachlässigt man den Term 3. Grades folgt daraus für die Dickenänderung

$$\Delta d = \frac{d}{4} - \sqrt{\frac{d^2}{16} + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{4Y} U^2} \quad (4.5)$$

Vernachlässigt man in Gleichung 4.4 zusätzlich den Term 2. Grades folgt in erster Näherung der Zusammenhang

$$\Delta d = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{2Y d} U^2, \quad (4.6)$$

der zeigt, dass die Dickenänderung  $\Delta d$  näherungsweise proportional zum Quadrat der angelegten Aktuierungsspannung  $U$  ist. Sie ist negativ, da sich der Plattenabstand verringert. Hohe Spannungen führen also zu einem besonders großem Effekt, jedoch muss hierbei die Durchschlagsfestigkeit der PDMS-Schicht, die bei 15–21 kV/mm liegt, berücksichtigt werden. Dieses Modell ist stark vereinfacht und vernachlässigt eine endlich kleine Querkontraktionszahl  $0 > \nu > 0,5$ , inhomogene Ladungs- und Feldverteilung der Geometrie und Verformung der Oberflächen. Dies wurde von KLUGE et. al detailliert untersucht und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt [72]. Effekte der elektrostatischen Durchstimmung werden ausschließlich messtechnisch in Abschnitt 4.3.3 dieses Kapitels evaluiert.

Ein möglichst großer Effekt setzt eine möglichst hohe Elastizität voraus. Aus diesem Grund wurde für die Herstellung der Proben für elektrostatische Aktuierung Mischelastomere zweier PDMS-Typen verwendet. Das Elastizitätsmodul von Sylgard 184 lässt sich durch Beimischen des Silikongels Sylgard 527 verkleinern. So lässt sich

beispielsweise das Elastizitätsmodul von reinem Sylgard 184 von  $2,37 \text{ MPa}$  durch ein Mischverhältnis Sylgard 184/527 von  $1 : 3.6$  auf  $0,50 \text{ MPa}$  senken [35].

### 4.1.2 Elektrothermische Aktuierung

Der thermische Einfluss auf die optischen Eigenschaften von Polymeren wurde in einer Vielzahl von Veröffentlichungen untersucht und für aktive Mikrooptiken genutzt. Polymere besitzen sowohl einen signifikanten thermooptischen Effekt als auch eine thermische Ausdehnung [15]. Der thermooptische Effekt beschreibt eine durch Temperaturänderung hervorgerufene Brechzahländerung eines Materials und bewirkt bei wachsender Temperatur normalerweise eine Verkleinerung des Brechungsindex, der in einem begrenzten Bereich durch den linearen Zusammenhang

$$n(\Delta T) = n_0 - \beta \Delta T \quad (4.7)$$

mit dem Brechungsindex  $n_0$  der Referenztemperatur (hier Raumtemperatur,  $20^\circ\text{C}$ ), dem thermooptischen Koeffizienten  $\beta$  und der Temperaturänderung  $\Delta T$  beschrieben wird. Der thermooptische Effekt von PDMS Sylgard 184 wurde von YEUNG im Bereich  $-110$  bis  $+20^\circ\text{C}$ , mit einem Koeffizienten  $\beta = 4,5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}}$  bei  $20^\circ\text{C}$  bestimmt [21]. GRZYBOWSKI zeigte in einer neueren Arbeit für aktuelles PDMS Sylgard 184 allerdings einen näherungsweise linearen thermooptischen Effekt zwischen  $20$  bis  $65^\circ\text{C}$  mit  $\beta = 1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}}$  [73].

Die thermische Längenausdehnung kann ebenfalls für einen definierten Temperaturbereich als linearer Zusammenhang durch

$$d(\Delta T) = d_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (4.8)$$

mit Ursprungslänge  $d_0$ , dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  und der Temperaturänderung  $\Delta T$  beschrieben werden. Der thermische Längenausdehnungskoeffizient  $\alpha$  wird vom Hersteller mit  $3,1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}}$  angegeben [66, 67].

Der thermooptische Effekt ist bei den meisten Polymeren im optischen Bereich deutlich wirksamer als deren thermische Ausdehnung. Daher wurden zunächst der thermooptische Effekt eingesetzt und optische Switches bzw. Multiplexer durch geschickte Ausnutzung lokaler, thermisch bedingter Brechungsindexvariationen realisiert [22–24, 26]. Hingegen hat das in dieser Arbeit verwendete Elastomer (PDMS, Sylgard 184 von DOW CORNING [66]) zusätzlich einen verhältnismäßig großen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der beispielsweise in hochempfindlichen Temperatursensoren auf Basis eines Fabry-Perot-Resonators mit einer PDMS-Schicht [73]

und auf Basis eines PDMS-beschichteten Faser-Bragg-Gitters [74] umgesetzt wurde. Im Bereich aktiver optischer Bauteile konnten ein auf einer PDMS-Membran befindlicher, verformbarer Goldspiegel [27] und durchstimmbare PDMS-Mikrolinsen [75,76] realisiert werden.

Analog zur GRZYBOWSKI beschäftigt sich diese Arbeit mit einem Fabry-Perot Resonator, der hier jedoch nicht zur Messung der Temperatur, sondern umgekehrt durch Temperaturerhöhung zur aktiven Durchstimmung des Resonators verwendet werden soll. Im gegebenen Resonatordesign bildet die obere Elektrode das Heizelement. Das hat den Vorteil, dass zunächst das Elastomer erwärmt wird. Da Glas eine deutlich höhere Wärmeleitfähigkeit als das Elastomer hat, würde die Wärme beim Erhitzen der unteren Elektrode sofort durch das Glassubstrat abfließen.

Zunächst soll hier der Einfluss beider thermischer Effekte auf die optischen Eigenschaften der Resonatorschicht betrachtet werden. Es wird angenommen, dass eine konstante, ortsunabhängige Temperatur in der PDMS-Schicht herrscht. Für Transmission des Lichts unter  $0^\circ$  Einfallswinkel besitzt die Schicht eine effektiv wirksame optische Weglänge  $d_{opt} = n(\Delta T) \cdot d(\Delta T)$ . Beim Aufheizen verändern sich sowohl die Schichtdicke  $d$ , als auch die Brechzahl  $n$ . Analytisch lassen sich beide Effekte in einer sich verändernden effektiven Schichtdicke  $d_{eff}$  bei konstanter Brechzahl  $n_0$  zusammenfassen. Es ergibt sich

$$d_{eff} = \frac{d_0}{n_0}(n_0 - \beta\Delta T)(1 + \alpha\Delta T) \quad (4.9)$$

durch Kombination von Gleichung 4.8 und 4.7. Bestimmt man mit Hilfe eines Messsystems für senkrechten Einfall des Lichts auf eine Schicht eine effektive, relative Schichtdickenänderung

$$d_{rel} = \frac{d_{eff}}{d_0} - 1 \quad (4.10)$$

lässt sich daraus die Temperaturerhöhung  $\Delta T$  im Material durch

$$\Delta T = \left( \frac{n_0}{2\beta} - \frac{1}{2\alpha} \right) - \sqrt{\left( \frac{n_0}{2\beta} - \frac{1}{2\alpha} \right)^2 - \frac{n_0}{\alpha\beta} d_{rel}} \quad (4.11)$$

bestimmen.

Für Einfall unter schrägem Winkel verkompliziert sich dieser Sachverhalt, da sich neben der optischen Weglänge auch der Brechungswinkel mit variabler Brechzahl  $n$  verändert. Für die Bestimmung der mittleren Temperatur im Bauteil wird in solchen Fällen die temperaturabhängige Ausdehnung und Brechzahl in die entsprechenden Modelle (Transfermatrixmethode, Dispensionsgesetz) integriert und die Temperatur durch einen numerischen Optimierungsprozess angepasst.



### Thermische Ausbreitung in Materialien

Bisher wurde angenommen, dass die PDMS-Schicht eine konstante, ortsunabhängige Temperatur besitzt. Die PDMS-Schicht wird jedoch an der Oberfläche durch die Elektrode geheizt. Dadurch breitet sich die Wärme von der Elektrode ausgehend im Material aus und ruft einen sich zeitlich verändernden Temperaturverlauf hervor. Um solch ein Vorgang besser zu verstehen, wurden numerische Berechnungen der gegebenen Struktur vorgenommen.

Allgemein kann die räumliche und zeitliche Temperaturverteilung durch die Wärmeleitungsgleichung [77]

$$\nabla [\kappa_w(\vec{r}) \cdot \nabla T(\vec{r}, t)] + \dot{q}(\vec{r}) - \rho(\vec{r})c_p(\vec{r})\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (4.12)$$

berechnet werden. Hierbei entspricht  $\kappa_w$  der Wärmeleitfähigkeit,  $T$  der Temperatur,  $\rho$  der Massendichte,  $c_p$  der spezifischen Wärmekapazität und  $\dot{q}$  der pro Volumen durch eine Quelle eingebrachten Leistung, die vom Ort  $\vec{r}$  und der Zeit  $t$  abhängen können. Diese Differenzialgleichung lässt sich analytisch für komplexere Geometrien schwer lösen. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe des Programms COMSOL 4.2a im Programmmodus „*Heat transfer in solids*“ eine einfache 1D Geometrie der gegebenen Struktur genauer untersucht. Dieses Programm nutzt die Methode der finiten Elemente (FEM), um die Lösung verschiedener Differenzialgleichungssysteme näherungsweise für in endlich große Teilelemente zerlegte Simulationsgeometrien zu berechnen. Die simulierte Geometrie wird durch ein eindimensionales Zweischicht-Modell beschrieben, das gemäß Abbildung 4.2 (a) aus einer  $100 \mu m$  bzw.  $300 \mu m$  dicken PDMS-Schicht und einem  $1 mm$  dicken Glassubstrat aufgebaut ist. Materialparameter sind in Tabelle A.2 im Anhang A gegeben. Da Silberschichten sehr dünn sind und durch eine hohe Wärmeleitfähigkeit wenig Einfluss haben, wurden diese vernachlässigt. An der PDMS-Luft-Grenzfläche wird eine über  $10 s$  linear von  $293 K$  auf  $343 K$  ansteigende Temperatur aufgeprägt. An der Glas-Luft-Grenzfläche wurde freie Konvektion angenommen und dieser dafür ein üblicher Wärmeübergangskoeffizient von  $5 \frac{W}{m^2K}$  [77] zugewiesen.

Die räumliche Verteilung der Temperatur verschiedener Zeitpunkte ist in Abbildung 4.2 (b) für zwei verschiedene PDMS-Dicken aufgetragen. Es wird sichtbar, dass sich das Substrat deutlich aufheizt und sich nach wenigen Sekunden ein annähernd linearer Temperaturgradient in der PDMS-Schicht ausgebildet hat. Die  $300 \mu m$  PDMS-Schicht zeigt nur zu Beginn ( $0,5 s$ ) einen nicht-linearen Temperaturverlauf. Aufgrund

der schlechteren Wärmeleitfähigkeit hat sich der Wärmestrom noch nicht vollständig ausgebreitet. Dieser Effekt schlägt sich auch in der mittleren Temperatur der PDMS-Schicht nieder, die in Abbildung 4.2 (c) gezeigt ist. Bei gleichem aufgeprägtem Temperaturverlauf benötigt dickeres PDMS also länger, bis sich eine bestimmte, mittlere Temperatur eingestellt hat.

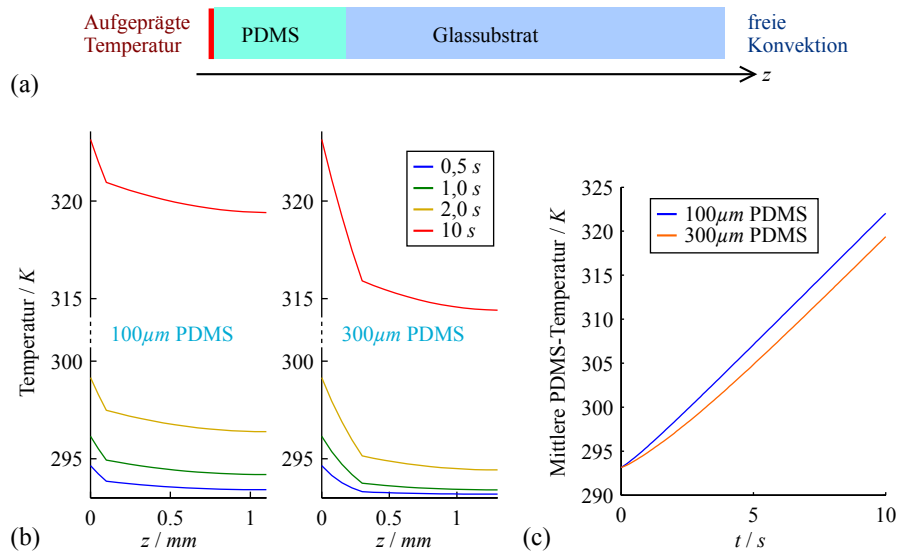


Abbildung 4.2: Simulation der zeitlichen Temperaturverteilung eines thermisch aktivierten Resonators. (a) Geometrie der 1D-Simulation. (b) Räumliche Temperaturverteilung eines linear erhitzten 100 µm und 300 µm PDMS Resonators für verschiedene Zeitpunkte. (c) Mittlere Temperatur der 100 µm und 300 µm PDMS-Schichten als Funktion der Zeit.

In nachfolgenden optischen Simulationen mittels Transfermatrixmethode (Abschnitt 3.1) lässt sich ein Temperaturgradient und ein damit verbundener Brechungsindexgradient nur durch Diskretisierung des Gradientens in eine Schichtfolge mit entsprechend angepassten Materialparametern umsetzen. Raytracingsimulationen haben allerdings gezeigt, dass ein Brechungsindexgradient in der Größenordnung voriger FEM-Simulation keine signifikant abweichenden Ergebnisse im Vergleich zu einem mittleren, homogenen Brechungsindex bewirkt. Daher wird weiterhin eine homogene Temperatur angenommen und dadurch in Messungen mittlere Temperaturen der PDMS-Schicht bestimmt. Dieser Effekt wird jedoch bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt.

## 4.2 Herstellung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere unterschiedliche Resonatoren hergestellt und verschiedene Prozesse evaluiert. Dafür wurde der Reinraum der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel genutzt. Der in Abschnitt 4.1 beschriebene Aufbau erfordert fünf bis sechs grundlegende Prozessschritte:

- Reinigung der Substrate
- Aufbringen der ersten Silberschicht
- Auftragen der PDMS-Schicht
- Aushärten der PDMS-Schicht
- evtl. Vorbehandlung der PDMS-Schicht
- Aufbringen der zweiten Silberschicht

Es wurden drei verschiedene Probentypen hergestellt, die in Abbildung 4.3 zur Verdeutlichung dargestellt sind.

I Blenden und Aktoren für Strahlpositionierung und Fokusaktuierung werden durch durchstimmbare Resonatoren mit einer PDMS-Schichtdicke in der Größenordnung  $5 - 15 \mu m$  auf einem Quarzglassubstrat gebildet. Diese Proben werden hier ausschließlich in Transmission betrieben.

II Aktoren für Strahlpositionierung in Reflexion werden durch Resonatoren gleicher Schichtdicke gebildet, die sich auf der Hypothenusenfläche rechtwinkliger Glasprismen befinden.

III Durchstimmbare VIPA erfordern dickere PDMS-Schichten, die in der Größenordnung  $170 - 340 \mu m$  auf einem Quarzglassubstrat gefertigt wurden.

Im Folgenden werden die Prozesse im Detail erläutert und aufgetretene Effekte diskutiert. Spezielle Prozessparameter einzelner Proben sind im Anhang B gegeben.

### 4.2.1 Substrate und Reinigung

Die Resonatoren sind auf zwei verschiedenen Substrattypen gefertigt. Quarzglassubstrate mit einer Größe von  $25 mm \times 25 mm$  und Dicke von  $1 mm$  dienen als Träger für Resonatoren, die in Transmission betrieben werden. Für Bauteile, die in

---

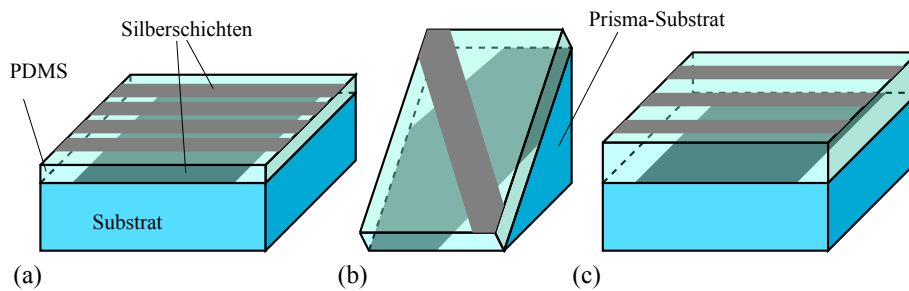


Abbildung 4.3: Verschiedene hergestellte Probentypen. (a) Dünne PDMS-Schicht auf Glassubstrat. (b) Dünne PDMS-Schicht auf Prisma-Substrat für den Betrieb in Reflexion. (c) Dicke PDMS-Schicht auf Glassubstrat zur Erzeugung eines VIPA-Resonators.

Reflexion betrieben werden, bildet die Hypothenusenfläche rechtwinkliger Prismen (Schott-Glascode N-BK7) mit einer Kathetenfläche von  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  die Trägerfläche. Um die Oberflächen von Fremdkörpern zu befreien, werden die Substrate jeweils 5 Minuten in einem Ultraschallbad (maximale Stufe) mit Aceton, Isopropanol und abschließend Wasser gereinigt. Den gleichen Reinigungszyklus erfahren Deckgläser und andere Hilfsmittel. Kunststoffe wie z.B. PMMA-Platten, Probenhalter oder Probengefäße werden von Aceton angegriffen und daher nur mit Isopropanol und Wasser gereinigt.

## 4.2.2 Aufbringen der Silberschichten

Nach der Reinigung wird eine Silberschicht auf das Substrat bzw. auf die PDMS-Schicht aufgetragen. In einer Aufdampfanlage wird hierbei unter Hochvakuum (ca.  $10^{-7}\text{ mbar}$ ) in einem elektrisch beheizbaren Molybdän-Schiffchen Silbergranulat bis zum Schmelzen erhitzt. Infolgedessen verdampft Silber und kondensieren auf der Probe, die währenddessen rotiert, um homogene Schichten zu erzeugen. Innerhalb der Anlage befindet sich zur Kontrolle der aufgetragenen Schichtdicke ein Schwingquarz. Eine Strukturierung der Schichten wird durch Schattenmasken vorgenommen, die sich in geringem Abstand ( $100\ \mu\text{m}$  bis  $1\text{ mm}$ ) vor der Probe befinden. Diese Masken sind durch Laserfräsen mit einer Genauigkeit von  $20\ \mu\text{m}$  gefertigt, wodurch verschiedene Elektrodenformen realisiert wurden, die eine Kontaktierung der Proben für elektrostatische und elektrothermische Aktuierung ermöglichen, was in Abschnitt 4.2.5 genauer erläutert wird. Die Probenhalter besitzen eine passgenaue Fassung für die Proben und verschiedene Masken, wodurch eine Genauigkeit

lateralen Ausrichtung von oberer und unterer aufgedampfter Silberschichten in der Größenordnung von  $5 - 10 \mu\text{m}$  erreicht wurde. Beispiele strukturierter Elektroden sind schematisch in Abbildung 4.3 dargestellt.

### 4.2.3 Aufbringen der PDMS-Schicht

Nach dem Aufdampfen der ersten Silberschicht auf das Substrat wird eine PDMS-Schicht aufgetragen. PDMS wird aus zwei verschiedenen Komponenten, einem Basismaterial und einem Vernetzer, hergestellt, die in definiertem Verhältnis gemischt werden müssen [66, 67]. Da beim Mischvorgang Luftblasen entstehen, wird das Silikon unter Vakuum für  $10 - 20$  Minuten entgast. Die Verarbeitungsdauer beträgt zwei Stunden, bevor die Vernetzung der Polymerketten einsetzt. Ein Erhitzen der Schicht beschleunigt den Vernetzungsprozess, sodass z.B. bei  $150^\circ\text{C}$  nach 15 Minuten das Silikon vollständig ausgehärtet ist. Dies wird hier durch das Legen der Proben auf eine Heizplatte oder durch Aushärten in einem Ofen realisiert. Die Temperatur des Aushärtens beeinflusst auch die mechanischen Eigenschaften, wodurch beispielsweise heißer ausgehärtetes PDMS Sylgard 184 härter wird [78].

Für das Erzeugen einer Schicht aus unvernetztem Silikon stehen zwei verschiedene Prozesse zur Auswahl, die abhängig vom gewünschten Schichtdickenbereich eingesetzt wurden und im Folgenden erläutert werden.

#### Aufschleudern dünner PDMS-Schichten

Rotationsaufschleudern (engl. *Spincoating*) ist eine etablierte Methode um Substrate homogen mit einer Flüssigkeit zu benetzen. Dies wird beispielsweise auch zur Beschichtung von Substraten mit Fotolack für die Lithographie verwendet. Hierbei wird eine geringe Menge des aufzutragenden Materials auf das Rotationszentrum des Substrats getropft, das durch Rotation die Flüssigkeit über seine gesamte Oberfläche homogen verteilt. Die Geschwindigkeit (bis  $10000 \text{ U}/\text{min}$ ) und Dauer der Rotation bestimmen hierbei die Schichtdicke. Da PDMS im unausgehärteten Zustand eine viskose Flüssigkeit ist, können Schichtdicken im Bereich  $5 \mu\text{m} - 60 \mu\text{m}$  mit zuverlässig homogener Schichtdicke hergestellt werden. Verdünnung des Silikons mit beispielsweise Tert-Butyl Alkohol (TBA) ermöglicht auch Schichtdicken im Bereich  $1,5 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$  [79]. Durch entsprechende *Spincoat*-Parameter kann eine bestimmte Schichtdicke eingestellt werden. Für verschiedene Materialien ergibt sich somit eine

---

Kalibrierkurve.

Proben für elektrostatische Aktuierung wurden aus einer Mischung von PDMS Sylgard 184 und Sylgard 527 hergestellt, um die elastischen Eigenschaften zu verbessern [35]. Da das Mischelastomer auch weniger viskos wird, ergeben sich bei gleichen *Spincoat*-Parametern dünnere Schichtdicken. Proben für elektrothermische Aktuierung wurden hauptsächlich mit reinem Sylgard 184 gefertigt, da die thermischen Eigenschaften von Sylgard 184 und Sylgard 527 nahezu identisch sind, sich die zweite Silberschicht jedoch deutlich besser auf reinem Sylgard 184 aufdampfen lässt (siehe Abschnitt 4.2.4).

### Pressen dickerer PDMS-Schichten

PDMS-Schichtdicken über  $60\ \mu\text{m}$  lassen sich mittels Rotationsaufschleudern nur über Mehrfachbeschichtung erzeugen, was sehr aufwändig werden kann. Eine weitere Möglichkeit ist das Pressen einer PDMS-Schicht zwischen dem Glassubstrat (mit erster Silberschicht) und einer PMMA-Platte. PMMA hat den Vorteil, dass sich PDMS nach dem Aushärten sehr leicht davon ablösen lässt. Mit entsprechenden Abstandshaltern lassen sich somit beliebige Schichtdicken herstellen. Der Prozess ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Deckgläser mit  $170\ \mu\text{m}$  bzw. eine Doppellage zweier Deckgläser (insgesamt  $340\ \mu\text{m}$ ) werden mit einem hitzebeständigem Klebestreifen (Kapton Band) auf der PMMA-Platte fixiert und ein Tropfen PDMS auf die Mitte der PMMA-Platte aufgetragen (1.).

Um eine möglichst planparallele Schicht zu erzeugen, wurden die verwendeten Deckgläser vorher interferometrisch mit Laserlicht charakterisiert und diejenigen Deckgläser selektiert, welche über eine Fläche von  $25\ \text{mm} \times 20\ \text{mm}$  maximal  $1 - 3$  Newtonringe zeigten. Mittels Diamantritzter werden die Deckgläser geschnitten und zugehörige Schnittkanten gegenüberliegend auf die PMMA-Platte gelegt. Somit ist eine minimale Höhendifferenz der Abstandshalter gewährleistet.

Das Glassubstrat wird mit der aufgedampften Silberschicht nach unten gerichtet, auf die Kanten der Deckgläser gelegt und das PDMS seitlich heraus gedrückt. Danach wird dieses mit Hilfe von Heftklammern an den Kanten des Glassubstrats auf die Kanten der Deckgläser gepresst (2.). Das Klammern hat zusätzlich den Vorteil, dass Biegungen der Deckgläser, welche die Schichtdicke verfälschen würden, unter Druck geglättet werden, sodass eine PDMS-Schicht der exakten Dicke der Deck-

---

gläser entsteht. Dieses Konstrukt wird im Ofen bei  $50^{\circ}\text{C}$  über mehrere Stunden ausgehärtet. Grund für die niedrigeren Aushärtetemperatur ist die Vermeidung von spannungsbedingten Verformungen, die durch die Diskrepanz zwischen den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Quarzglas und PDMS entstehen können.

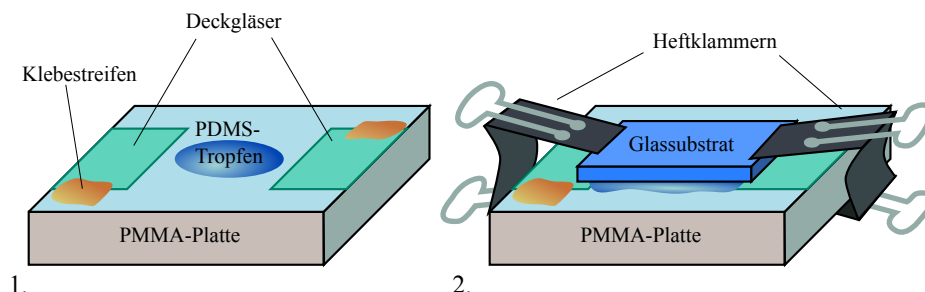


Abbildung 4.4: *PDMS-Pressverfahren zum Herstellen dicker PDMS-Schichten. 1. Mittig gebrochene Deckgläser werden am Rand mit hitzebeständigem Klebeband (Kapton Band) fixiert und ein PDMS-Tropfen mittig auf die PMMA-Platte aufgetragen. 2. Ein Glassubstrat wird auf den Deckgläsern aufliegend durch Heftklammern an die PMMA-Platte gepresst.*

Nach dem Aushärten werden die PMMA-Platte abgelöst und überstehende PDMS-Teile entfernt, damit die Proben wieder in den Aufdampfhalter passen.

#### 4.2.4 Vorbehandlung der PDMS-Schicht

Die Erzeugung von Metalloberflächen auf Polymeren ist kein einfaches Unterfangen, da Metall beim Aufdampfen die Tendenz hat, in das Polymer einzudiffundieren und Cluster zu bilden [80,81]. Die für beide Aktuierungsmechanismen essenzielle Leitfähigkeit der Elektroden wird dadurch stark verringert. Insbesondere Mischelastomere (Mischverhältnisse Sylgard 527/184 von 1:1, 4:1 und 13:1) bereiten hier die größten Probleme. Abbildung 4.5 zeigt beispielhaft Mikroskopaufnahmen der Silberschicht nach verschiedenen Vorbehandlungen der PDMS-Schicht. Aufdampfen einer  $30\text{ nm}$  Silberschicht auf dem Mischelastomer führt neben der fehlenden Leitfähigkeit noch zu selbstorganisierten Strukturen (Abb. 4.5 (a)), die aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von PDMS und Silber entstehen [82,83]. Aufbringen einer  $5\text{-}10\text{ nm}$  dicken Startschicht aus Siliziumoxid bzw. Kupfer führt durch gleichen Sachverhalt zu Rissbildung der Elektroden (Abb. 4.5 (b) & (c)).

Als wirksamste Methode zum Erzeugen leitfähiger Silberschichten erwies sich eine

Behandlung der PDMS-Schicht mit Sauerstoffplasma, wodurch eine wenige Nanometer dicke Siliziumdioxidschicht an der PDMS-Oberfläche entsteht [84, 85], welche das Bilden von Silberschichten begünstigt. Hier führt allerdings eine zu starke Exposition zu Riss- und Wellenbildung (Abb. 4.5 (d)) [86]. Beste Ergebnisse wurden durch Sauerstoffplasmabehandlung mit 50 W für 20 s erzielt und sowohl die Leitfähigkeit, als auch das Erscheinungsbild (deutlich glänzender) von Silberschicht auf reinem Sylgard 184 wurde verbessert.

Die Sauerstoffplasmabehandlung von reinen Sylgard 184 Schichten wurde allerdings nur bei durchstimmbaren VIPA eingesetzt. Der Grund dafür ist die erhöhte Leitfähigkeit, die bei einer für die optischen Eigenschaften notwendigen Mindestschichtdicke des Silbers zu groß wird, sodass für eine bestimmte Heizleistung zu hohe Ströme benötigt werden, die Probleme bei der Kontaktierung (siehe nächster Abschnitt (4.2.5)) bereiten. Da ein VIPA nur eine geringe Heizleistung benötigt, wie später noch gezeigt wird (6.2), bietet sich hier die Sauerstoffplasmabehandlung zur Verbesserung der Reflektorqualität an.

Eine Siliziumdioxidschicht hat für die elektrostatische Aktuierung jedoch den Nachteil, dass sich die Struktur lateral verhärtet und dadurch Verformungen begrenzt werden. Aus diesem Grund wurde als alternative Methode das von GRAHAM [87] für Sylgard 184 vorgeschlagene Waschen der Schicht mit n-Hexan verwendet. Hierbei werden nicht vollständig reagierte Polymerketten ausgewaschen. Eine Behandlung von Mischelastomeren über mehrere Stunden führt jedoch zu einer Verhärtung des Materials und Kristallbildung. Ein Waschen mit einem 1 : 1 Mischverhältnis von Aceton und n-Hexan für 2 Minuten führte zu den besten Ergebnissen und ermöglichte das Aufdampfen leitfähiger 50 nm-Silberschichten auf Mischelastomerschichten mit Mischverhältnis bis hin zu 4:1 (Sylgard 527:184).

### 4.2.5 Kontaktierung der Proben

Die Kontaktierung der Proben birgt einige Herausforderungen, da die Elektroden Dicken im Bereich von 10-50 nm aufweisen und daher sehr empfindlich gegenüber Verkratzung, Bewegung der Kontakte oder Verformung der PDMS-Schicht sind. Abbildung 4.6 zeigt schematisch die Kontaktierung der Proben für elektrostatische (a) und elektrothermische Aktuierung (b).

Bei elektrostatischer Aktuierung wird die obere Elektrode mit vergoldeten, abge-

---



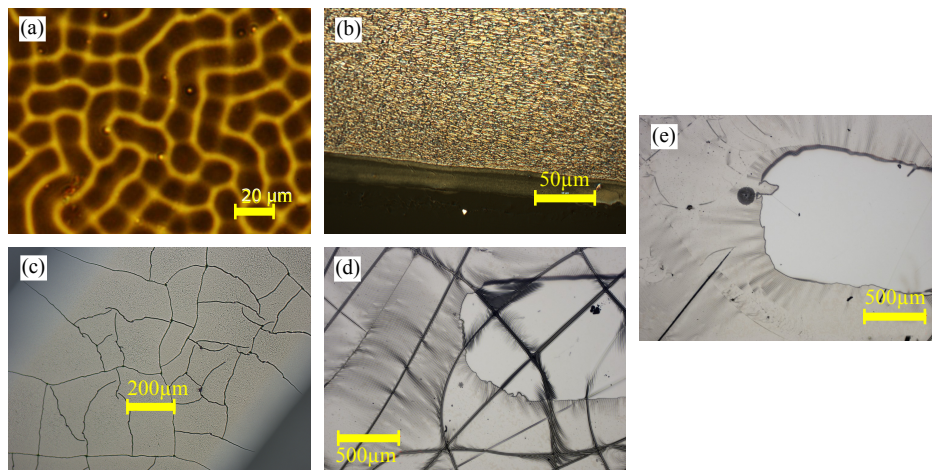


Abbildung 4.5: Mikroskopaufnahmen verschieden behandelte PDMS-Oberflächen. (a) Silber auf unbehandeltem Mischelastomer führt zu selbstorganisierten Strukturen durch Diskrepanz der thermischen Ausdehnung und zeigt keine Leitfähigkeit. (b) Silberelektrode einer 5 nm Kupfer bedampften Mischelastomerschicht zeigt feine Rissbildung und keine Leitfähigkeit. (c) Eine 10 nm Siliziummonoxidschicht auf dem Mischelastomer führt ebenfalls zu Rissbildung und keiner Leitfähigkeit. (d) Sauerstoffplasmabehandlung für 120 s bei 500 W vor dem Aufdampfen des Silbers erzeugt leitfähige Schichten zeigt aber eine feine Wellen- und Rissbildung. (e) Sauerstoffplasmabehandlung bei geringerer Exposition (20 s bei 50 W) führt zu reduzierter Rissbildung und zu geschlossenen, leitfähigen Elektroden.

rundeten Stiften A und D kontaktiert. Spitze, vergoldete Stifte kontaktieren durch das PDMS hindurch die untere Silberelektrode auf dem Glassubstrat. Mittels Widerstandsmessung zwischen A und D bzw. B und C lässt sich überprüfen, ob der Kontakt hergestellt wurde. Da hier nur geringe Ströme fließen, bestehen zunächst keine großen Anforderungen an den Übergangswiderstand zwischen Kontaktstift und Elektrode. Für eine spätere Anwendung sollte dieser aber gering sein, um die Zeitkonstante  $\tau$  des Aufladevorgangs dieser Plattenkondensatoranordnung möglichst gering zu halten.

Elektrothermische Aktuierung stellt im Gegensatz zur elektrostatischen Aktuierung größere Anforderungen an den Übergangswiderstand zwischen Kontaktstift und Silberelektrode, da hier Ströme im Bereich einiger zehn mA fließen müssen, um ein Aufheizen zu bewirken. Große Kontaktwiderstände führen zu großer umgesetzter Ohm'scher Heizleistung, was die Kontaktierung an diesen Stellen zerstört. Die elastische Schicht erschwert die Kontaktierung mit einfachen Goldstiften, da sich die

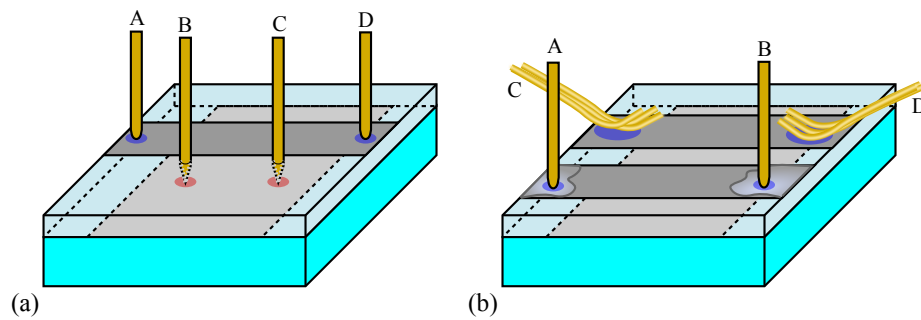


Abbildung 4.6: (a) Kontaktierung für elektrostatische Aktuierung über Elektroden A und B mit Prüfelektroden C und D. (b) Kontaktierung für elektrothermische Aktuierung durch vergoldete Stifte A und B, deren Kontaktwiderstand zur Elektrode durch Silberleitlack verkleinert wird, oder durch dünne Golddrähte C und D, die vielfache Kontaktstellen bei gleichzeitig geringem Auflagedruck erzeugen.

obere Elektrode bereits unter geringstem Druck verbiegt oder reißt, was den Kontaktwiderstand stark erhöht und die Auflagefläche verkleinert. Durch die kleine Auflagefläche der Kontaktstifte treten hier auch hohe Stromdichten auf, die zur thermischen Zerstörung der Kontaktfläche führen können. Um dies zu vermeiden, wurden zwei Ansätze umgesetzt (Abbildung 4.6 (b)). Zum einen können die Elektroden mit Silberleitlack verstärkt werden und dadurch besser mit Stiften kontaktiert werden. Hierbei besteht Silberleitlack aus winzig kleinen Silberpartikeln, die in einem Lösungsmittel gebunden sind, das nahezu rückstandslos verdunstet sodass sich eine geschlossene, leitfähige Schicht kleiner Silberpartikel auf der belackten Stelle bildet. Bei besonders dünnen Silberschichten löst sich die PDMS-Oberfläche durch das Lösungsmittel des Lacks leicht an und zieht sich beim Trocknen wieder zusammen. Dies erzeugt einen kleinen Riss entlang der äußeren Lackkante, über den nur noch wenige kleine Silberpartikel ragen, die den Kontakt zwischen Silberelektrode und Lackfläche erhalten und bei größeren Strömen aufgrund der hohen lokalen Stromdichte förmlich wegbrennen. Daher ist diese Methode nur für dickere Silberschichten ( $> 50 \text{ nm}$ ) geeignet.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, einen Kontakt durch mehrere dünne Golddrähte herzustellen. Dies hat den Vorteil, dass zum einen der Kontakt durch eine Vielzahl aufliegender Drähte hergestellt ist, und zum anderen bei entsprechend großer Länge der Drähte diese im Einzelnen einen deutlich geringeren Druck auf die Silberschicht ausüben als durch händische Justage fester Kontaktstifte minimal möglich ist. Bei allen Kontaktierungsarten besteht der Nachteil, dass sich die Sil-

berschicht an schon einmal kontaktierten Stellen ablöst und nicht mehrfach nutzbar ist.

### 4.2.6 Oberflächenqualität der Substrate

Für eine maximale Güte der Resonatoren ist auch die Oberflächenqualität der für die Herstellung verwendeten Substrate wichtig. Abbildung 4.7 zeigt Höhenprofile eines Glassubstrats und einer PMMA-Platte. Die Amplitude der Rauigkeit bei der Substrate beträgt weniger als  $10\text{ nm}$  und bewegt sich damit im optisch glatten Bereich. Über eine längere Strecke ist jedoch eine Wölbung bzw. Wellung zu erkennen, die beim Glassubstrat eine Sagittalhöhe von rund  $1,5\ \mu\text{m}$  besitzt und bei der PMMA-Fläche Höhenunterschiede im Bereich von  $200\text{ nm}$  aufzeigt. Dies muss bei der Interpretation messtechnischer Ergebnisse berücksichtigt werden.

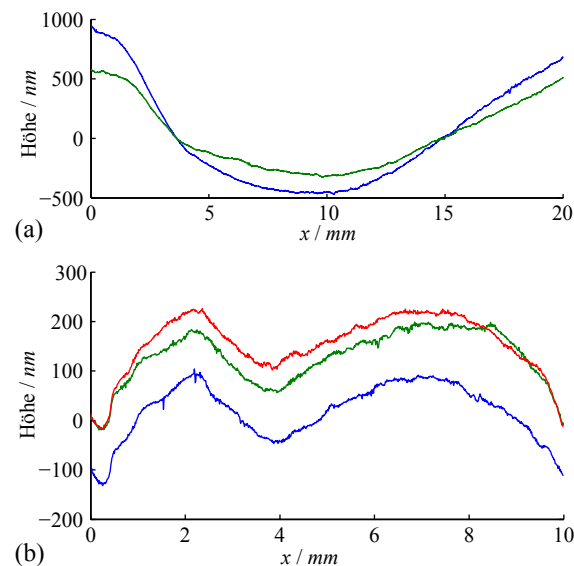


Abbildung 4.7: Gemessene Höhenprofile der zur Herstellung verwendeten Substrate. (a) Zwei verschiedene Höhenprofile eines Standard  $25 \times 25\text{ mm}^2$  Glassubstrats über  $20\text{ mm}$  Strecke zeigt sich eine Höhenvarianz von rund  $1,5\ \mu\text{m}$ . (b) Drei verschiedene Höhenprofile einer PMMA-Platte zeigen über  $10\text{ mm}$  Strecke eine Höhenvarianz von rund  $200\text{ nm}$ .

## 4.3 Messaufbau und Charakterisierung

Die hergestellten Proben wurden hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften auf zwei verschiedene Arten charakterisiert. Eine spektrale Messung liefert zunächst einen grundsätzlichen Aufschluss über verschiedene Strukturparameter sowie den Durchstimmbereich (Schichtdickenänderung bzw. Temperatur) der Probe. Über den spektralen Transmissions- bzw. Reflexionsgrad hinaus wurde eine funktionelle Charakterisierung vorgenommen, um die Leistungsfähigkeit im entsprechenden Betriebsmodus des Bauteils zu analysieren. Im Folgenden werden die hierfür aufgebauten und verwendeten Messsysteme erläutert.

### 4.3.1 Spektrale Charakterisierung

Es wurden zwei verschiedene Messaufbauten zur spektralen Charakterisierung der hergestellten Proben realisiert, die in Abbildung 4.8 schematisch gezeigt sind. Aufbau A ermöglicht die spektrale Charakterisierung eines bestimmten, fest eingestellten Messbereichs auf einer Probe. Dies ist hier für eine Prisma-Probe in Reflexion gezeigt, kann aber auch in Transmission erfolgen. Weißlicht einer Halogenlichtquelle aus einer Faser wird zunächst kollimiert. Eine einstellbare Irisblende fungiert als Aperturblende und begrenzt das Lichtbündel, welches mit einer weiteren Linse auf die Probe fokussiert wird. Der Faserkern wird dadurch mit einer Vergrößerung  $V = f'_{\text{Fokussierlinse}}/f'_{\text{Kollimierlinse}}$  auf die Probe abgebildet. Der Faserdurchmesser begrenzt somit den Lichtspot auf der Probe und die Irisblende den Winkelbereich des Lichts. Das von der Probe reflektierte (bzw. transmittierte) Licht wird mit einer weiteren Linse auf eine Faser gebündelt, die zum Spektrometer führt. Dividiert man dieses gewonnene Spektrum durch das Spektrum der Weißlichtquelle, erhält man den spektralen Reflexions- bzw. Transmissionsgrad der Probe. Eine orts aufgelöste Charakterisierung wird durch den in Abbildung 4.8 gezeigten Aufbau B erreicht. Die Weißlichtquelle erzeugt ähnlich wie in Aufbau A) ein fokussiertes Strahlenbündel auf der Probe, dessen Spotgröße mit einer Feldblende und dessen Winkelbereich mit einer Aperturblende eingestellt wird. Der ausgeleuchtete Bereich der Probe wird durch das Mikroskop (und weitere Abbildungslinsen) auf den Eingangsspalt eines Spektrometers abgebildet, welches 1D-orts aufgelöst Spektren des Eingangsspalts erfasst. Die Probe kann mit Hilfe eines x/y-Verschiebetischs genau positioniert werden. Spektrometer und Verschiebetisch können über ein LabVIEW-Programm vom PC aus

---

gesteuert werden und ermöglichen somit eine spektrale Erfassung einer definierten Fläche durch Scannen dieses Bereichs.

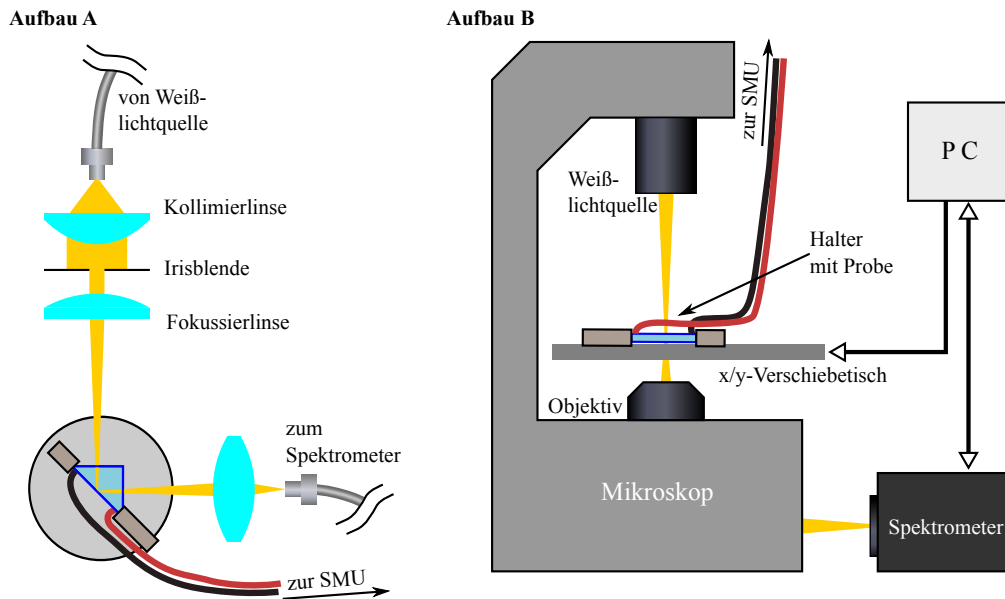


Abbildung 4.8: Aufbau der spektralen Charakterisierung aktiver Dünnschichtfilter. Aufbau A: Beispielaufbau einer lokalen Messung des Reflexionsspektrums eines Dünnschichtfilters auf einem Prisma-Substrat. Aufbau B: Ortsaufgelöste Messung des Transmissionsspektrums eines Dünnschichtfilters mittels x/y-Verschiebetisch und 1D ortsaufgelöstem Spektrometer.

Die resultierenden Spektren weisen abhängig von der Schichtdicke ein Resonanzprofil auf. Mittels TMM lassen sich Schichtmodellparameter und einzelne Schichtdicken numerisch anpassen. Ist nur die PDMS-Dicke von Interesse, lassen sich über eine deutlich schnellere Methode Resonanzpeaks des Spektrums auswerten. Für senkrechten Einfall des Lichts auf einen Resonator tritt ein Maximum an Transmission auf, wenn

$$2nd = m \cdot \lambda \quad (4.13)$$

gilt. Hierbei entspricht  $d$  der Resonatordicke,  $n$  der Brechzahl,  $\lambda$  der Wellenlänge und  $m$  der Resonanzordnung. Aus der Position zweier Maxima  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  eines Spektrums lässt sich daraus für senkrechten Lichteinfall die Schichtdicke  $d$  über

$$d = \Delta m \cdot \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2n(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (4.14)$$

bestimmen. Da die direkte Positionsbestimmung der Maxima an das diskrete Wellenlängenraster des Spektrums gebunden ist, können zur Bestimmung der Maxima

Anpassungen von Parabelfunktionen in einer definierten Umgebung des Resonanzpeaks verwendet werden, um eine höhere Genauigkeit zu erreichen.

### 4.3.2 Funktionscharakterisierung

Der Messaufbau zur funktionalen Charakterisierung besteht im Wesentlichen aus drei Hauptteilen: Lichtquelle, Probe und Sensor. Ein Helium-Neon Laser ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , Taillenradius  $w_0 = 0,24 \text{ mm}$ , Divergenz  $\theta_0 = 1.68 \text{ mrad}$ ) bildet die Quelle und erzeugt einen Gaußstrahl mit Stahltaille innerhalb seines Gehäuses, der über eine freie Strecke von  $1\text{-}2 \text{ m}$  geführt wird und den Messaufbau mit vergrößertem Strahldurchmesser erreicht. Die zu analysierende Probe ist in einem entsprechenden Halter kontaktiert und auf einer motorisierten Rotationseinheit befestigt. Die Kontakte der Probe sind an einem Netzteil mit integrierter Messeinheit (*engl. Source-Measure-Unit*(SMU)) angeschlossen. Der Bildsensor, der auf einer motorisierten z-Verschiebeeinheit befestigt ist, besteht aus einer rotierenden Streuscheibe, die durch eine Objektivlinse auf einen CMOS-Sensor abgebildet wird und somit eine specklefreie Aufnahme von Spotbildern ermöglicht. Das Bildfeld beträgt je nach Justage  $2\text{-}3 \text{ mm}$ . Der CMOS Sensor, die motorisierten Einheiten und die SMU werden rechnergestützt durch verschiedene LabVIEW-Programme angesteuert. Abbildung 4.9 zeigt drei verschiedene Varianten des Aufbaus, der für die entsprechenden Proben angepasst wurde.

Aufbau C ermöglicht eine Analyse des Profils eines konvergenten Strahls, der einen durchstimmbaren Resonator unter verschiedenen Winkeln passiert. Hierfür wird durch eine Linse der Laserstrahl durch die Probe hindurch fokussiert. Durch die Wahl der Brennweite der Linse kann der Divergenzwinkel des Strahls eingestellt werden. Der Bildsensor durchläuft den Fokus und erfasst dabei Spotbilder an verschiedenen z-Positionen. Das erlaubt eine gesamte Erfassung des Strahlverlaufs hinter der Probe. Eine entsprechende Bildauswertung und Modellanpassung ermöglicht die genaue Bestimmung der Fokusposition und eines Lateralversatzes des Strahls. Der Aufbau wurde derart justiert, dass der Fokuspunkt relativ nahe hinter der Probe liegt und ein kleiner Spot auf der Probe selbst entsteht, um den Messbereich einzugrenzen. Bereiche vor und hinter dem Fokus sind jedoch noch von der rotierenden Streuscheibe erfassbar.

Aufbau D stellt eine Modifikation von Aufbau C für Proben in Reflexion dar und dient der Bestimmung des lateralen Strahlversatzes. Hierbei kommt der Laserstrahls

---

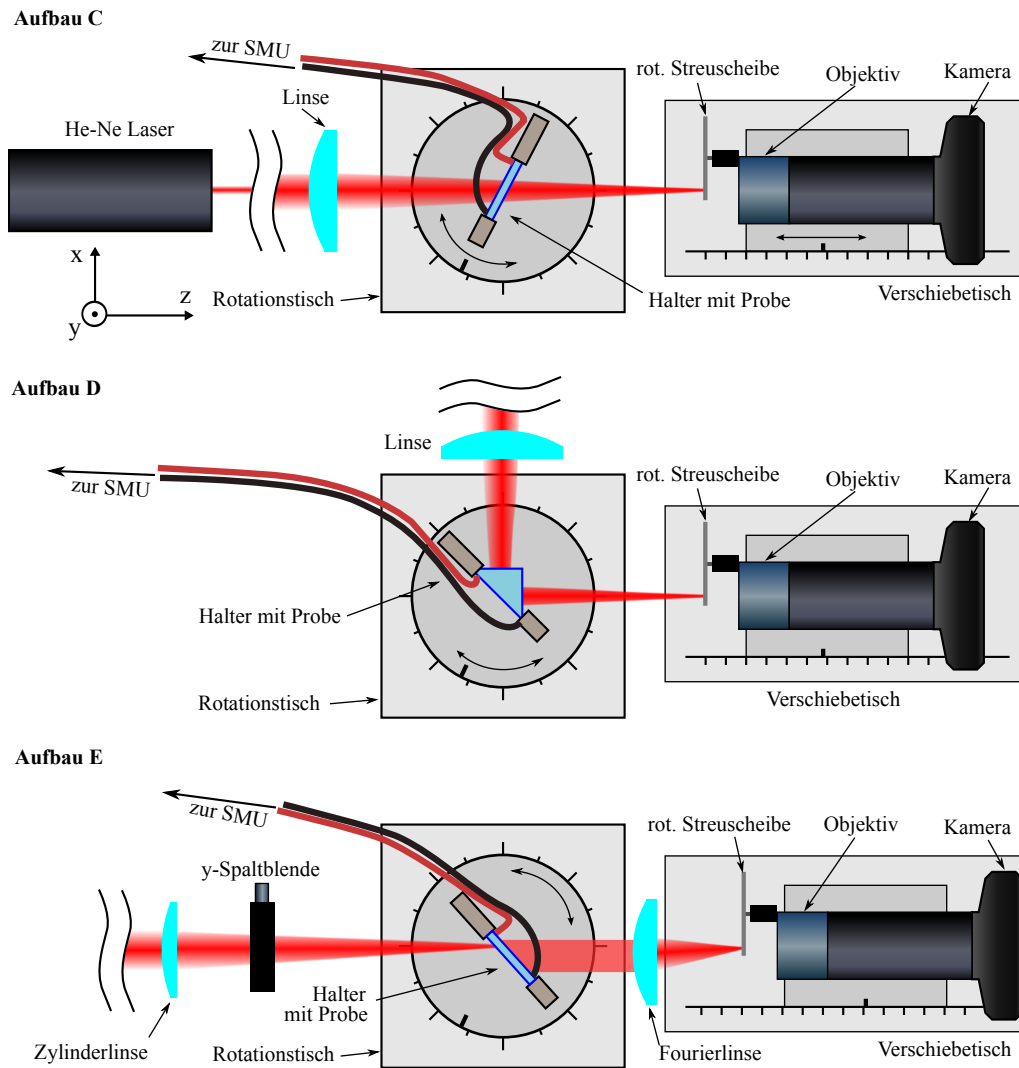


Abbildung 4.9: Messaufbau der Charakterisierung dreier unterschiedlicher Proben mittels He-Ne-Laserlicht. Der Bildsensor besteht aus rotierender Streuscheibe, Objektiv und Kamera für specklefreie Bildgebung. Aufbau C: Licht wird durch einen durchstimmbaren Dünnschichtfilter hindurch fokussiert, dessen Winkel variiert wird. Das resultierende Strahlprofil kann vom Bildsensor entlang der z-Achse erfasst werden. Aufbau D: Konvergentes Licht wird nach Reflexion an einer Prisma-Probe unter  $45^\circ$  auf dem Bildsensor fokussiert. Aufbau E: Laserlicht wird am Rand einer VIPA-Probe durch eine Zylinderlinse in x-Richtung fokussiert und durch eine Spaltblende in y-Richtung begrenzt eingekoppelt. Die Winkeldispersion wird mittels Fourierlinse auf dem Bildsensor transformiert abgebildet.

aus einer um  $90^\circ$  versetzten Richtung und wird ebenfalls mit einer wählbaren Linse fokussiert. Das Licht erfährt eine Reflexion an der Probe (rechtwinkliges Prisma)

unter  $45^\circ$  und wird auf den Bildsensor gelenkt, auf dem sich dann der Fokus des Strahls befindet. Die Rotationseinheit ermöglicht eine Feinjustage des Reflexionswinkels um wenige Grad, bevor der Fokusspot das Bildfeld verlässt. Der Aufbau wurde hierfür so justiert, dass der Fokuspunkt sehr nah hinter der Probe liegt, um den Bereich der Feinjustage auf ca.  $\pm 1^\circ$  zu maximieren. Dies bewirkt auch einen kleineren Spot auf der Probe.

Aufbau E zeigt den Messaufbau zur Charakterisierung der Winkeldispersion eines VIPA. Der Laserstrahl wird mit einer Zylinderlinse ( $f' = 100\text{ mm}$ ) in  $x$ -Richtung fokussiert. Eine darauf folgende Spaltblende begrenzt den Strahl in  $y$ -Richtung um nur einen relevanten Teilbereich der Probe auszuleuchten. Das Licht wird an der Kante des ersten Reflektors der VIPA-Probe eingekoppelt. Das ausgekoppelte Licht und die entstehende Winkeldispersion wird durch eine weitere Linse (Fourierlinse,  $f' = 50\text{ mm}$ ) auf den Bildsensor abgebildet. Die Rotationseinheit wird zur Winkelstellung der VIPA-Probe verwendet. Die  $z$ -Verschiebeeinheit ermöglicht eine Justage des Bildsensors bzgl. der Fourierlinse.

In allen drei Systemen wurden Rückreflexionen einzelner optischer Elemente (inkl. Proben) ausgenutzt, um eine möglichst genaue Justage der Bauteile zueinander zu gewährleisten. Zur teilweise benötigten Abschwächung des Laserlichts wurden kommerzielle ND-Filter (Neutralsichtfilter) verwendet. Relevante Kenngrößen der Messaufbauten bzw. Kalibrierungsgrößen werden in den entsprechenden Kapiteln gegeben.

### 4.3.3 Evaluation der Durchstimbarkeit

Die Durchstimbarkeit der hergestellten Proben wurde für beide vorgestellten Mechanismen der Aktuierung evaluiert. Hierfür wurden Transmissionsspektren gemessen und der Einfluss der Aktuierung auf das Transmissionsspektrum analysiert. Diese Methode bietet sich an, da für alle Proben ein Durchstimmen des Resonanzverhaltens zur Durchstimmung weiterer optischer Eigenschaften erwünscht ist. Im Folgenden wird die Evaluierung zweier exemplarischer Proben für elektrostatische und elektrothermische Aktuierung vorgestellt.

---



### Elektrostatische Aktuierung

Da die elektrostatische Aktuierung an Proben, deren Resonator aus reinem Sylgard 184 besteht, keinen Effekt zeigte, wurden Proben mit Mischelastomeren verwendet. Eine Probe (R10.2, siehe Anhang B ) mit einem Mischverhältnis PDMS 184/527 von 1:2,6) wurde kontaktiert und in Aufbau A zur Messung von Transmissionsspektren unter senkrechtem Lichteinfall verwendet. Der Durchmesser des Messspots betrug dabei  $0,5\text{ mm}$  bei einem Lichtkegel mit halbem Öffnungswinkel von  $1^\circ$ . Die Probe wurde schrittweise manuell mit einer Spannung bis zu  $480\text{ V}$  aktuiert. Höhere Spannungen als  $480\text{ V}$  führten zu einem Funkenüberschlag. Für jede Aktuierungsstufe und unmittelbar nach der jeweiligen Aktuierung wurden Transmissionsspektren aufgezeichnet.

Abbildung 4.10 (a) zeigt einen Ausschnitt des Spektrums für den Ausgangszustand und bei einer angelegten Spannung von  $480\text{ V}$ . Es ist eine leichte Wanderung der Resonanzen nach links zu erkennen, was auf eine Verringerung der Schichtdicke hinweist, jedoch beträgt diese Verschiebung weniger als  $1\text{ nm}$ . Weiterhin verringert sich unter Aktuierung das Maximum der Transmission. Dieser Effekt weist auf einen Verlust der Resonatorgüte hin, der durch inhomogene Verformung der Oberfläche unter Aktuierung im Messbereich entstehen kann. Die relative Schichtdickenänderung (bezogen auf den Ausgangszustand) wurde über Gleichung 4.14 aus dem Abstand zweier Resonanzen bestimmt und ist in Abbildung 4.10 (b) als Funktion der Aktuierungsspannung aufgezeichnet. Die relative Schichtdickenänderung während und nach der jeweiligen Aktuierung ist gezeigt. Der resultierende, effektive Aktuierungsbereich ist in Abbildung 4.10 (c) als Differenz zwischen relativer Schichtdickenänderung vor und unmittelbar nach der Aktuierung gezeigt und lässt einen quadratischen Verlauf vermuten, wie in Abschnitt 4.1.1 prognostiziert wurde.

Elektrostatische Aktuierung zeigt hier nur geringe Durchstimmefekte, die von deutlichem Messrauschen geprägt sind. Die größtmögliche Aktuierungsspannung von  $480\text{ V}$  weist lediglich eine relative Schichtdickenänderung von knapp  $0,05\%$  auf. Zum einen wird der Effekt durch die im Verhältnis zum PDMS sehr steifen Silberelektroden begrenzt, wodurch die das PDMS lateral kaum verformen kann [68, 70]. Zum anderen ist die Elektrodenbreite hier deutlich größer als die Schichtdicke, was bei vergleichsweise starrem Substrat und Silberelektroden das seitliche „Herausquetschen“ von Material begrenzt. Die Schichtdickenänderung hängt zum Großteil von der Kompressibilität des Materials ab, welche durch die Poisson-Zahl  $\nu$  (auch Quer-

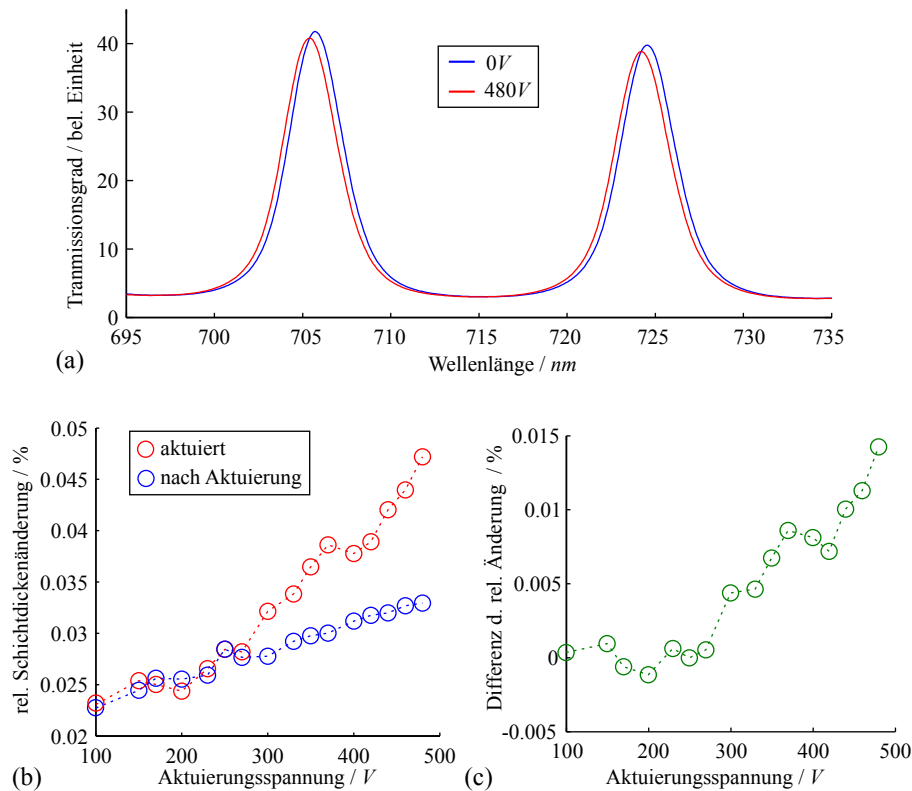


Abbildung 4.10: Elektrostatistische Aktuierung eines aktiven Dünnschichtfilters. (a) Transmissionsspektrum eines  $8,42\ \mu\text{m}$  dicken Resonators im Ausgangszustand und unter Aktuierung mit  $480\text{V}$ . (b) Ermittelte, relative Schichtdickenänderung als Funktion der Aktuierungsspannung während der Aktuierung (rot) und nach der jeweiligen Aktuierung (blau). (c) Differenz der relativen Schichtdickenänderung vor und unmittelbar nach der Aktuierung.

kontraktionszahl) beschrieben wird. Größere Durchstimmefekte können nur durch eine Strukturierung der aktiven Fläche in der Größenordnung der Schichtdicke erzielt werden [72].

An dieser Stelle ist zu bemerken, dass sich durch optische Transmissionsmessung nur eine Aussage über die Änderung der optischen Weglänge treffen lässt, also eine effektive Schichtdickenänderung. Elastomere ändern unter mechanischer Spannung auch ihre optischen Eigenschaften und werden beispielsweise doppelbrechend [88]. Die Erhöhung des Brechungsindex wirkt damit der Schichtdickenänderung entgegen, sodass der effektive optische Weglängenunterschied nur kleinere Änderungen aufzeigt.

Weiterhin ist zu erkennen, dass die Schichtdicke nach einer Aktuierung nicht mehr

den Ausgangszustand erreicht und somit die Aktuierung nicht reversibel ist. Die effektive Schichtdickenänderung unter Aktuierung (Abb. 4.10 (c)) ist dadurch deutlich geringer. Dieser Effekt ist durch die viskoelastische Eigenschaft von PDMS zu erklären, die sich durch einen Kriechprozess des Materials unter mechanischer Spannung neben rein elastischer Verformung äußert [78, 82].

### Elektrothermische Aktuierung

Die elektrothermische Aktuierung erfordert einen endlich großen Widerstand, durch den elektrische Leistung in Ohm'sche Wärme umgesetzt wird. Der Widerstand darf nicht zu groß sein, da sonst zu hohe Spannungen erforderlich sind. Ein zu niedriger Widerstand erfordert wiederum sehr hohe Ströme, die Probleme bei der Kontaktierung der Proben bereiten. Auf reinem PDMS Sylgard 184 entstehen grundsätzlich durch Aufdampfen von Silber besser leitfähige Schichten als auf Mischelastomeren. Da hier nur der thermische Ausdehnungskoeffizient ausgenutzt wird, der für beide Elastomeren gleich ist, wurden für diesen Aktuierungsmechanismus hauptsächlich Proben mit reinem Sylgard 184 verwendet.

Eine Probe (V2-D40, siehe Anhang B) mit  $4,6\text{ k}\Omega$  wurde mit stufenweise bis zu  $30\text{ V}$  Spannung aktuiert. Dies entspricht auf dem  $1,2 \times 25\text{ mm}^2$  Silberstreifen einer elektrischen Leistungsdichte von  $6,8\text{ mW/mm}^2$ . Die Aktuierung erfolgte jeweils für  $30\text{ s}$  bevor ein Spektrum aufgezeichnet wurde, da der Aufheizprozess mehrere Sekunden in Anspruch nimmt. Das Transmissionsspektrum eines Messpunkts auf der Probe wurde mit Aufbau B (Abb. 4.8) erfasst und mit Gleichung 4.14 die effektive Schichtdickenänderung aus den Positionen zweier Maxima im Spektrum für jede Aktuierungsstufe ermittelt. Hierbei wurde der thermooptische Effekt vernachlässigt, wodurch zunächst nur eine Aussage über die effektiv wirksame optische Weglängenänderung, nicht aber über die tatsächliche Schichtdickenänderung gemacht wird. Ein Ausschnitt der resultierenden Spektren unter Aktuierung ist in Abbildung 4.11 (a) dargestellt. Eine signifikante Verschiebung des Spektrums wird sichtbar.

Die letzte gestrichelte Messkurve zeigt wieder den unaktuierten Zustand nach  $30\text{ s}$  abkühlen, die annähernd den Ausgangszustand wieder erreicht, jedoch durch Restwärme nicht absolut überlappt. Es wird weiterhin sichtbar, dass durch eine Aktuierung mit  $135\text{ mW}$  für eine konstante Wellenlänge ein Transmissionsmaximum zu einem Transmissionsminimum durchgestimmt werden kann. Abbildung 4.11 (b) zeigt die resultierende effektive Schichtdickenänderung als Funktion der aufgebracht-

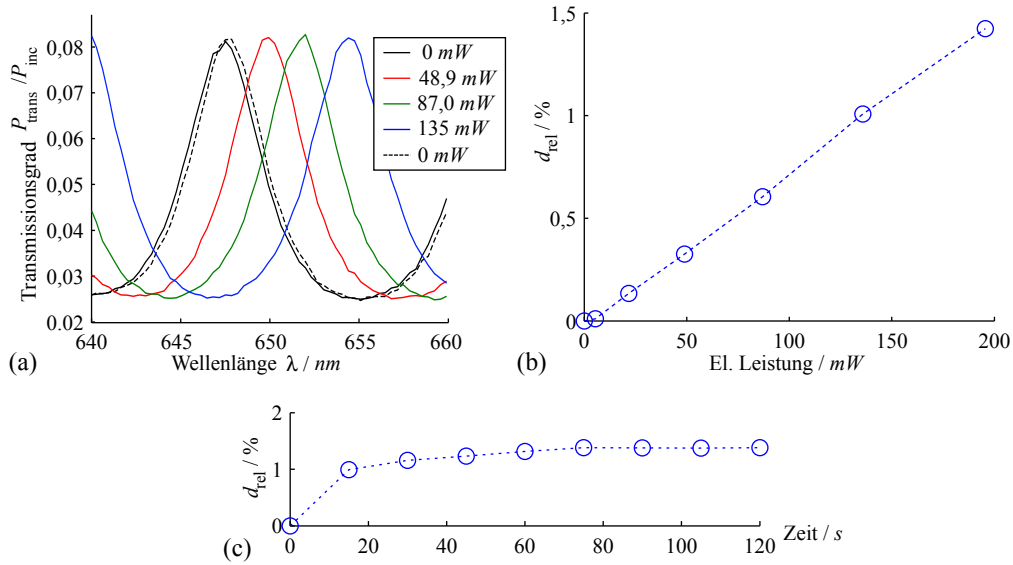


Abbildung 4.11: Elektrostatistische Aktuierung eines aktiven Dünnschichtfilters. (a) Transmissionsspektren eines  $9,9 \mu\text{m}$  dicken Resonators unter Aktuierung gemessen nach 30 s. Eine signifikante Verschiebung des Spektrums wird beobachtet. 30 s nach der letzten Aktuierung nähert sich das Spektrum wieder seinem Ursprungszustand, ist jedoch aufgrund von Restwärme nicht absolut deckungsgleich. (b) Ermittelte relative Schichtdickenänderung als Funktion der Aktuierungsleistung. Ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Leistung und Schichtdickenänderung ist erkennbar.

ten Leistung. Ein annähernd linearer Verlauf kann beobachtet werden und eine maximale effektive Schichtdickenänderung von  $1,5 \%$  wird erreicht. Berücksichtigt man den thermooptischen Effekt mittels Gleichung 4.11, korrespondieren  $1,5 \%$  relative effektive Schichtdickenänderung zu einer mittleren Temperaturerhöhung im PDMS von  $\Delta T = 62,8 \text{ K}$ . Weiterhin ist in Abbildung 4.11 (c) der zeitliche Verlauf der relativen Schichtdickenänderung für eine konstante Aktuierung von  $86,9 \text{ mW}$  dargestellt. Der Aufheizprozess und damit der thermische Ausgleich ist erst nach rund  $80 \text{ s}$  abgeschlossen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass neben der aktiven PDMS-Schicht auch das Substrat erwärmt wird, was diesen Prozess verlangsamt.

## Verwendeter Mechanismus

Beide Aktuierungsmodi haben Vor- und Nachteile. Während die elektrostatistische Aktuierung noch sehr kleine und teilweise nicht-reversible Effekte zeigt, hat sie das Potenzial sehr schnelle Schaltvorgänge zu ermöglichen, wie bereits für elektrooptische

Modulatoren auf Basis dielektrischer Elastomere gezeigt wurde [34]. Elektrothermische Aktuierung hingegen hat den Vorteil, bei geringen Temperaturänderungen schon eine Änderungen der Schichtdicke und Brechzahl in einer Größenordnung zu bewirken, die sich signifikant auf die Resonanzeigenschaften auswirkt. Dafür bewegt sich der Wärmefluss in einem längeren Zeitbereich und es muss mit deutlich höheren Zeitkonstanten für Schaltvorgänge gerechnet werden.

Aufgrund der höheren Durchstimbarkeit wird in den folgenden Kapiteln nur der elektrothermische Mechanismus zum Durchstimmen der Dünnschichtresonatoren verwendet und für jedes der vier vorgestellten Bauteilkonzepte durch Simulationen und Messungen analysiert.

---



# Kapitel 5

## Durchstimmbare Blende

---

### Übersicht

*Der denkbar einfachste Einsatz eines durchstimmbaren Dünnschichtresonators ist eine steuerbare Abschwächung des Lichts. Dies kann zur Realisierung optischer Blenden genutzt werden. In diesem Kapitel wird das Konzept optischer Blenden auf Basis durchstimmbarer Fabry-Perot-Resonatoren untersucht. Es werden zunächst relevante Arbeiten zum Thema vorgestellt und das Konzept erläutert. Mit Hilfe von optischen Simulationen wird die Durchstimbarkeit und das optische Verhalten für Gaußstrahlen untersucht. Mit Hilfe verschiedener Messungen werden die Durchstimbarkeit, das Zeitverhalten und die Funktion als lichtabschwächendes Bauteil analysiert und in einer abschließenden Diskussion bewertet.*

---

Optische Blenden sind essenzielle Bauteile in abbildenden optischen Systemen. Sie können sowohl als Feldblende zur Begrenzung des abgebildeten Bildfelds dienen, als auch in Form einer Aperturblende Lichtbündel begrenzen und somit beispielsweise die Helligkeit regeln. Klassische Blenden basieren auf mechanisch verstellbaren, teils ineinander verschachtelten Lamellen, die nahezu kreisförmige aber auch rechteckige Öffnungen formen. Im Zuge immer kleiner werdender Kamerasysteme (z.B. Handycameras) steigt hier die Nachfrage an miniaturisierten Blenden. Eine Möglichkeit der Miniaturisierung mechanischer Komponenten und Aktoren bietet beispielsweise die MEMS-Technologie. Durch thermische Aktuierung konnte hier eine rechteckige, einstellbare Blende mit vier synchron verschiebbaren Mikrolamellen im Bereich weniger  $10\ \mu\text{m}$  erreicht werden [5]. Dieses Konzept wurde inzwischen auch mit acht elektrostatisch verkippbaren Lamellen für Aperturgrößen im Millimeterbereich erzielt [89]. Ein weiterer MEMS-basierter Ansatz besteht in der Verwendung von dreieckigen, kreisförmig angeordneten Metallstreifen, die sich elektrostatisch aufrollen lassen, was somit eine variable, nahezu kreisrunde Öffnung im Sub-Millimeterbereich ermöglicht [6]. Neben der MEMS-Technologie gibt es auch flüssigkeitsbasierte Ansätze. Es wurde beispielsweise eine Möglichkeit vorgestellt, durch Elektrobenetzung ein opakes Öl durch einen verformbaren Wassertropfen zu verdrängen und dadurch eine einstellbare, kreisrunde optische Öffnung freizusetzen [90]. Im Bereich der Mikrofluidik konnte durch Pumpen einer opaken Flüssigkeit durch einen räumlich strukturierten Hohlraum eine stufenweise Blende in der Größenordnung weniger Millimeter realisiert werden [91].

## 5.1 Bauteilkonzept

Neben den vorgestellten Ansätzen soll hier das Potential eines durchstimmbaren, lateral strukturierten Dünnschichtresonators zur Realisierung miniaturisierter Blenden untersucht werden. Wie in Abschnitt 2.1 gezeigt, wird Licht von einem Fabry-Perot-Resonator abhängig von Einfallswinkel, Wellenlänge, aber auch Resonatordicke und Brechzahl unterschiedlich stark transmittiert (Abschnitt 2.1). Verwendet man monochromatisches Licht bei einem bestimmten Einfallswinkel, kann die Transmission eingestellt werden, indem durch elektrothermische Aktuierung die Brechzahl bzw. die Dicke des PDMS-Resonators gesteuert wird (Abschnitt 4.1.2). Durch eine entsprechende laterale Strukturierung der Silberflächen können individuell ansteuerbare Segmente erzeugt werden, die das Licht lokal abschwächen und verschiedene

---



Formen von Blendenstrukturen zulassen. Abbildung 5.1 zeigt das Konzept einer Kreis- bzw. Spaltblende. Diese besteht aus einer PDMS-Schicht, die eine Resonatorschicht bildet und zwischen segmentierten Silberschichten eingebettet ist, welche die Resonatorspiegel bilden. Ein Aktuierungsstrom durch die einzelnen Segmente ermöglicht ein lokales Einstellen der Transmissionseigenschaften.

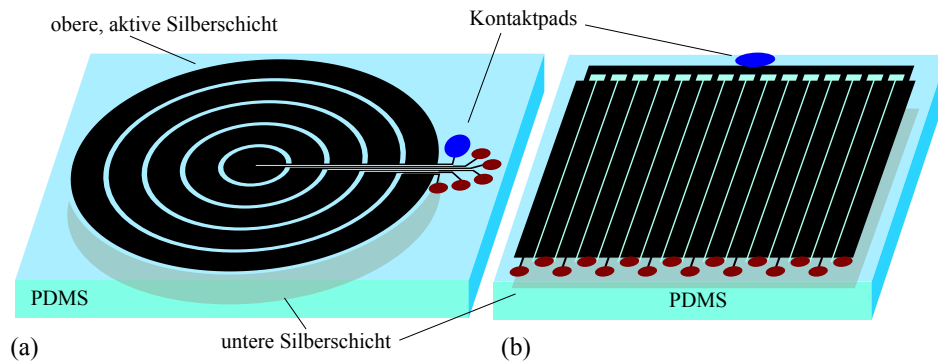


Abbildung 5.1: *Konzept von Blenden basierend auf thermisch durchstimmbaren Dünnschichtresonatoren am Beispiel einer Kreisblende (a) und einer Spaltblende (b). Die farblich markierten Kontaktflächen ermöglichen es, individuelle Bereiche durch einen Stromfluss zu aktivieren.*

Prinzipiell ändern sich durch Aktuierung auch die Reflexionseigenschaften, was Blenden für Reflexion zulässt, jedoch werden hier zur Untersuchung des Prinzips nur Blenden in Transmission untersucht. Im Folgenden werden mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen theoretisch zu erwartende optische Eigenschaften und die Durchstimmbarkeit untersucht.

## 5.2 Numerische Analyse der Durchstimmbarkeit

Blenden sind in der Regel senkrecht zur optischen Achse angeordnet, daher wird hier Licht unter senkrechtem Einfallswinkel auf einen Resonator untersucht. Das Transmissionsverhalten wird mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen analysiert. Die Resonatorstruktur hierfür besitzt die prinzipielle Schichtfolge [Silber - PDMS - Silber - Glas]. Obere und untere Silberschicht besitzen hierbei dieselbe Dicke. Verwendete optische Materialparameter sind dem Anhang A zu entnehmen. Der späteren Charakterisierung entsprechend wird eine Wellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  (Helium-Neon-Laser) verwendet. Unter Berücksichtigung des thermooptischen Effekts und der thermischen Ausdehnung von PDMS analog zu Abschnitt 4.1.2 lässt

sich das Durchstimmverhalten des Resonators analysieren. Es wird hier von einer homogenen Temperaturverteilung im PDMS ausgegangen. Abbildung 5.2 (a) zeigt für senkrechten Lichteinfall den Transmissionsgrad von drei  $15\ \mu\text{m}$  dicken Resonatoren mit unterschiedlichen Silberschichtdicken  $d_{\text{Silber}}$  unter thermischer Aktuierung. Es sind klassische, vom Fabry-Perot-Resonator her bekannte Resonanzkurven zu erkennen, die ein Durchstimmen von Minimum zu Maximum ermöglichen. Jedoch ist resonanzbedingt der genaue Startwert der Schichtdicke wichtig, um durch eine Temperaturaktuierung von Minimum auf Maximum durchzustimmen. Es können zusätzlich verschiedene Effekte beobachtet werden.

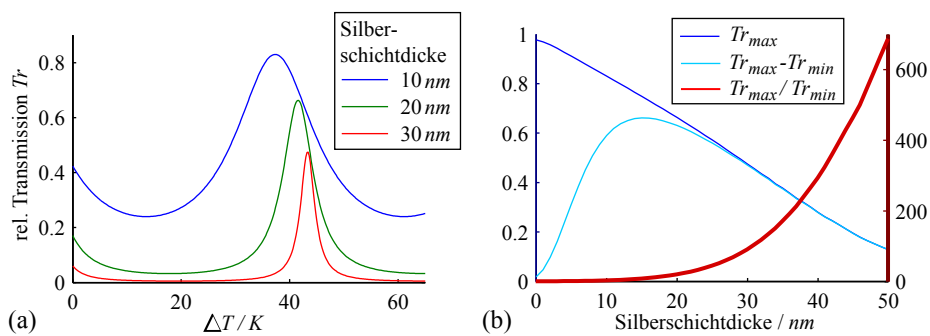


Abbildung 5.2: (a) Temperaturaktuierung von drei  $15\ \mu\text{m}$  PDMS-Resonatoren auf Glas mit unterschiedlicher Silberschichtdicke. Die Resonanzgüten steigen mit der Silberschichtdicke, welche auch einen Einfluss auf die Lage der Resonanzen hat. (b) Maximale Transmission und zwei Kontrastmaße als Funktion der oberen und unteren Silberschichtdicke. Die Differenz zwischen minimaler und maximaler Transmission zeigt bei  $15\ \text{nm}$  ein Optimum.

Zum einen sinkt die maximale Transmission (hier als  $T_{r_{max}}$  bezeichnet) mit wachsender Silberschichtdicke, was ein Resultat der Absorption im Silber ist. Dies verdeutlicht auch die blaue Kurve in Abbildung 5.2 (b). Weiterhin nimmt mit wachsender Silberschicht auch die Resonanzgüte zu, was sich in kleiner werdenden Werten der minimalen Transmission (hier als  $T_{r_{min}}$  bezeichnet) und schmalere Resonanzpeaks äußert. Ein zusätzlicher Effekt ist eine mit unterschiedlicher Silberschichtdicke einhergehende Verschiebung der Resonanzen. Dies ist dadurch begründet, dass Licht je nach Silberschichtdicke einen unterschiedlichen Phasenversatz unter Reflexion an den Silberschichten erfährt. Für eine Blendenfunktion ist insbesondere der Kontrast zwischen maximal und minimal einstellbarer Transmission interessant. Als Maß hierfür zeigt Abbildung 5.2 (b) die Differenz und den Quotienten von maximaler und minimaler Transmission. Während die Differenz ein Optimum von 0,6 besitzt, steigt

der Quotient stetig mit wachsender Silberschichtdicke. Sicherlich ist der Quotient als Kontrastmaß sinnvoller, jedoch muss für eine Anwendung ein Kompromiss zwischen Kontrast und maximal transmittierter Energie gefunden werden. Hier stellt die Differenz ein gutes Maß dar und weist bei  $15\text{ nm}$  Silberschichtdicke ein Optimum auf. Die Wahl der Silberschichtdicke hängt von der Anwendung ab. Ein Kontrast in der Größenordnung  $50 : 1$  bei einer maximalen Transmission  $> 50\%$  wird beispielsweise bei  $25\text{ nm}$  Silberschichtdicke erreicht.

Da PDMS hier als nicht-absorbierend angenommen wird, spielt die Schichtdicke  $d_{\text{PDMS}}$  hinsichtlich des Kontrastverhältnisses keine Rolle. Jedoch hat sie einen Einfluss auf die Durchstimmbarkeit des Resonators. Abbildung 5.3 verdeutlicht dies und zeigt die für eine Durchstimmung von Transmissionsmaximum auf -minimum notwendige Temperaturänderung  $\Delta T$ . Hierbei wurden Resonatorschichtdicken im Bereich  $5 - 20\ \mu\text{m}$  gewählt, die für den unaktuierten Zustand ein Transmissionsminimum aufzeigen, und diejenige Temperatur numerisch ermittelt, die ein Durchstimmen auf das Transmissionsmaximum bewirkt.

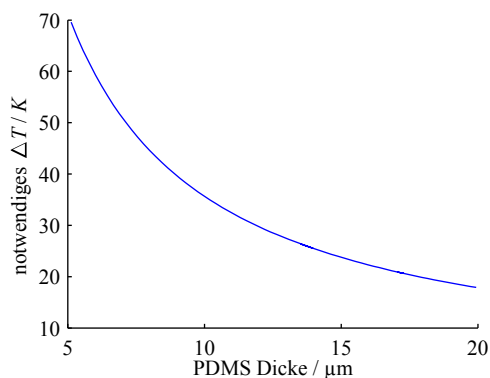


Abbildung 5.3: *Temperaturänderung, die notwendig ist, um bei gegebener Resonatordicke von Minimum auf Maximum der Transmission durchzustimmen.*

Ein dünner Resonator benötigt eine höhere Temperatur zum Durchstimmen als ein dickerer Resonator. Bei gegebener Wellenlänge halbiert sich die benötigte Temperatur mit Verdopplung der Schichtdicke. Dies liegt auch nahe, da sich für ein Durchstimmen von Minimum zu Maximum die absolute Schichtdickenänderung um  $1/4$  der Wellenlänge ändern muss. Da sich in diesem Temperaturbereich die effektive Schichtdickenänderung linear zur Temperaturänderung verhält, ist für ein Durchstimmen einer um Faktor  $X$  größere Schichtdicke eine um Faktor  $1/X$  kleinere Temperatur notwendig.

### 5.3 Einfluss von Strahlbündeln endlicher Ausdehnung

In realen Applikationen werden immer endlich ausgedehnte Strahlenbündel verwendet. Wie im Abschnitt 3.1.2 gezeigt, lässt sich auch die Propagation Gauß'scher Strahlen mittels Transfer-Matrix-Methode berechnen. Verschiedene Winkelanteile werden vom Resonator unterschiedlich transmittiert. Daher soll im Folgenden der Einfluss der Divergenz  $\theta_0$  auf das Transmissionsverhalten eines Gaußstrahls unter senkrechtem Lichteinfall untersucht werden. Als Maß für die Qualität wird das Kontrastverhältnis zwischen Transmissionsmaximum und -minimum ( $Tr_{max}/Tr_{min}$ ) analysiert. Hierfür wurden Spotbilder im unaktuierten Zustand (Transmissionminimum) und aktuierten Zustand (Transmissionsmaximum) berechnet und durch Integration der Spotbilder die transmittierte Leistung berechnet. Abbildung 5.4 zeigt das Kontrastverhältnis in Abhängigkeit des Divergenzwinkels  $\theta_0$  für drei verschiedene Resonatordicken  $d_{PDMS}$  und zwei verschiedene Silberschichtdicken  $d_{Silber}$

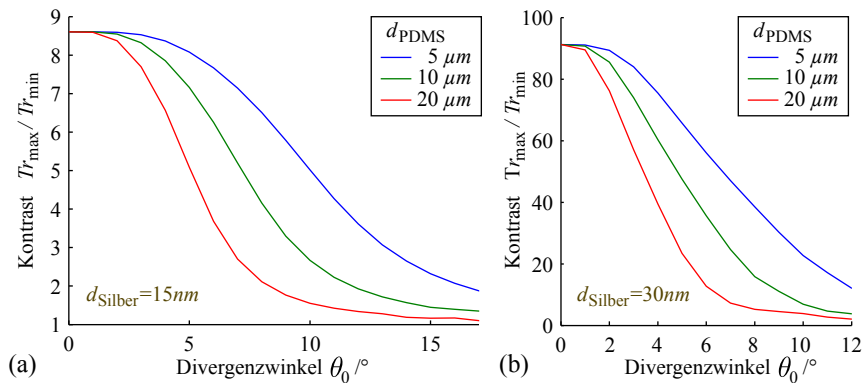


Abbildung 5.4: Einfluss der Divergenz eines Gaußstrahls auf das resultierende Kontrastverhältnis verschieden dicker Resonatoren mit 15 nm (a) und 30 nm (b) Silberschichtdicke. Bei hohen Divergenzen degradiert das Kontrastverhältnis.

Für sehr kleine Divergenzwinkel wird derjenige Wert des Kontrasts erreicht, der sich auch für eine senkrecht transmittierte, ebene Welle ergibt. Mit höheren Divergenzwinkeln nimmt der Kontrast ab. Dies ist einerseits ein Effekt der größer werdenden Winkelanteile, die im aktuierten Zustand nicht mehr maximal transmittiert werden und daher die insgesamt transmittierte Leistung senken. Andererseits erfahren größer werdende Winkelanteile im unaktuierten Zustand wiederum eine größere als die minimale Transmission. Der winkelabhängige Transmissionsgrad ist beispielhaft für einen Resonator mit  $d_{PDMS} = 10 \mu m$  und  $d_{Silber} = 15 nm$  in Abbil-

Abbildung 5.5 (a) gezeigt. Zwei weitere Effekte werden in Abbildung 5.4 deutlich. Bei größeren Schichtdicken beginnt die Degradierung des Kontrasts schon mit kleineren Divergenzwinkeln. Bei größeren Schichtdicken rücken Resonanzen bekanntlich näher zusammen und werden schmaler. Dies geschieht auch im Winkelbereich, so dass höhere Winkelanteile des Gaußstrahls schon früher eine reduzierte (im Maximum) oder erhöhte (im Minimum) Transmission erfahren. Eine höhere Silberschichtdicke sorgt insgesamt für einen größeren Kontrast, da die Resonatorgüte steigt. Jedoch werden die Resonanzen auch schmaler, was bereits bei kleinen Divergenzwinkeln höhere Winkelanteile beeinflusst. Aus diesem Grund ist in Abbildung 5.4 (a) eine deutlich schnellere Degradierung des Kontrasts zu beobachten. Beispielsweise sollte für ein Kontrastverhältnisse von mindestens 10 : 1 bei einer PDMS-Schichtdicke von mindestens  $10 \mu\text{m}$  die Divergenz maximal  $10^\circ$  betragen.

Der winkelabhängige Transmissionsgrad hat auch Einfluss auf die Leistungsverteilung im Fokus, wie Abbildung 5.5 (b) zeigt. Im Vergleich zum Spotbild eines reinen Gaußstrahls mit  $\theta_0 = 8^\circ$  ist das Spotbild des transmittierten Strahls im unaktuierten Zustand (Minimum) kleiner und im aktuierten Zustand (Maximum) größer. Dies ist das Resultat der unterschiedlichen Gewichtung der Winkelanteile des Gaußstrahls. Der winkelabhängige Transmissionsgrad in Abbildung 5.5 (a) zeigt, dass beispielsweise im unaktuierten Zustand Winkelanteile mit steigendem Winkel stärker transmittiert werden. Dies führt dazu, dass ein effektiv verbreitertes Winkelspektrum entsteht, was sich durch einen kleineren Fokusspot äußert. Umgekehrt werden Strahlanteile größerer Winkel im aktuierten Zustand abgeschwächt, was zu einem effektiv schmaleren Winkelspektrum führt und einen größeren Spot erzeugt.

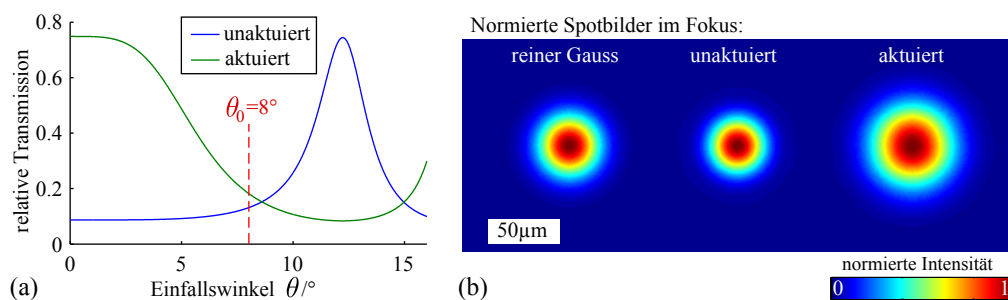


Abbildung 5.5: (a) *Transmissionsspektrum eines  $10 \mu\text{m}$  Resonators mit je  $15 \text{ nm}$  Silberschichten als Funktion des Einfallswinkels für Ausgangszustand und aktuierten Zustand. Zusätzlich ist der Divergenzwinkel eines transmittierten Gaußstrahls eingezeichnet.* (b) *Normierte Spotbilder des Fokus eines Gaußstrahls mit  $8^\circ$  Divergenz, der einen unaktuierten und aktuierten  $10 \mu\text{m}$  Resonator durchläuft.*

Der durchstimmbare Fabry-Perot-Resonator funktioniert als lichtabschwächendes Bauteil für Blenden also nur in einem schmal begrenzten Winkelbereich effektiv, dessen Größe von der Resonatordicke und der Resonatorgüte abhängt.

## 5.4 Charakterisierung und Diskussion

Zur messtechnischen Charakterisierung wurden als Spaltblenden fungierende Resonatorstrukturen gemäß Abschnitt 4.2 hergestellt. Der strukturierte Resonator wird durch eine flächige  $15\text{ nm}$  dicke Silberschicht auf dem Glassubstrat und  $6-7$  parallel angeordnete,  $1,2\text{ mm}$  breite Silberstreifen mit variablem Abstand ( $200-400\text{ }\mu\text{m}$ ) auf der PDMS-Schicht gebildet. Die obere Silberschicht wurde mit  $25\text{ nm}$  Schichtdicke gefertigt, da diese bei  $15\text{ nm}$  nicht leitfähig war. Im Folgenden wird die Aktuierbarkeit der Proben, das Langzeitverhalten unter Aktuierung und die Leistungsfähigkeit als lichtabschwächendes Bauteil untersucht.

### 5.4.1 Aktuierbarkeit

Es wurde schon in Abschnitt 4.3.3 gezeigt, dass eine Durchstimmung eines elastomerbasierten Resonators durch elektrothermische Aktuierung erzielt werden kann. Zur Verdeutlichung stellt Abbildung 5.6 (a) noch einmal den Datensatz einer  $10\text{ }\mu\text{m}$  dicken Probe (V2-D40) dar, der die spektrale Transmission senkrecht einfallenden Lichts für verschiedene Aktuierungen zeigt. Der Winkelbereich des Lichtkonus wurde durch Minimieren der Aperturblende der Weißlichtquelle auf einen Winkel von ca.  $1^\circ$  begrenzt. Aus den Spektren können die Schichtdicke (gemäß Abschnitt 4.3.1), eine effektive Schichtdickenänderung und schließlich durch Gleichung 4.11 daraus eine Temperaturerhöhung berechnet werden, die in einem annähernd linearen Zusammenhang zur aufgetragenen Leistung steht (Abbildung 5.6 (b)). Bei diskreten Wellenlängen ( $612\text{ nm}$ ,  $626\text{ nm}$ ,  $640\text{ nm}$  und  $655\text{ nm}$ ) kann von Transmissionsminimum auf -maximum durch einen elektrischen Leistungsauftrag von  $136\text{ mW}$  ( $4,9\text{ mW/mm}^2$ ) bzw.  $42\text{ K}$  durchgestimmt werden. Eine Anwendung ist auf monochromatisches Licht beschränkt. Mit einem Kontrastverhältnis von rund  $3 : 1$  liegt diese Probe jedoch deutlich unter dem mittels TMM-Simulationen prognostizierten Wert von  $17 : 1$  für  $15\text{ nm}/25\text{ nm}$  Silberschichten. Dies kann verschiedene Gründe haben: Zum einen lassen leichte Unebenheiten auf der oberen Silberfläche (wie

---

später noch gezeigt wird) das Resonanzprofil degradieren, zum anderen tendiert Silber dazu, in Form von Clustern in das PDMS einzudiffundieren [80, 81]. Dies führt neben reduzierter Leitfähigkeit zu Lichtstreuung und vermindert den effektiven Reflexionsgrad der oberen Silberfläche und somit die Resonatorgüte. Weiterhin wurde mit einem Winkelbereich von  $1^\circ$  beleuchtet, was das Kontrastverhältnis zusätzlich verringert.

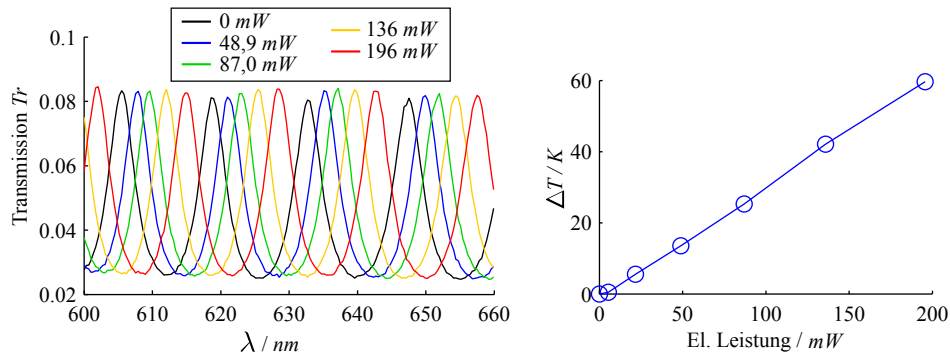


Abbildung 5.6: (a) Transmissionsspektrum eines  $9,9 \mu m$  Resonators unter Aktuierung mit unterschiedlicher elektrischer Leistung. Eine Verschiebung der Resonanzmaxima auf ursprüngliche Resonanzminima wird für  $136 mW$  erreicht. (b) Berechnete Temperaturänderung nach  $30 s$  Aktuierung als Funktion der Aktuierungsleistung zeigt einen annähernd linearen Zusammenhang.

## 5.4.2 Verhalten im Gaußstrahl

Der endlich kleine Winkelbereich eines Gaußstrahls auf die Transmission zeigte in Abschnitt 5.3 bereits einen großen Einfluss auf die Energieverteilung im Fokus. Resonatoren mit hoher Güte besitzen auch schmale Resonanzen im Winkelbereich und haben dadurch den größten Effekt. Aus diesem Grund wurde das Spotbild analysiert, das durch Transmission eines fokussierten HeNe-Laserstrahls ( $w_0 = 5,1 \mu m$ ,  $\theta_0 = 2,25^\circ$ ) durch einen hergestellten Resonator (Probe V6-G43) mit hoher Güte entsteht. Abbildung 5.7 zeigt Spotbilder der unaktuierten Transmission (nahe dem Transmissionsmaximum) und der aktuierten Transmission (auf Maximum) sowie horizontale Helligkeitsprofile.

Eine klare Verbreiterung des Fokusspots im Transmissionsmaximum ist sichtbar, welche durch Simulationen bereits vorhergesagt wurde. Während der unaktuierte Spot einen Durchmesser von  $15,2 \mu m$  besitzt, hat der aktuierte Spot einen vergrößerten

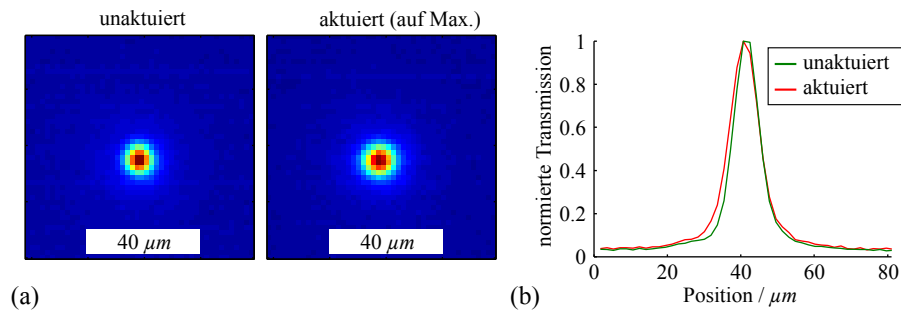


Abbildung 5.7: (a) Spots eines durch einen  $8,7 \mu\text{m}$  Resonators mit  $50 \text{ nm}$  und  $30 \text{ nm}$  Silberschichten transmittierten Gaußstrahls. Der aktivierte Spot mit maximaler Transmission zeigt ein verbreitertes Spotbild verglichen mit dem unaktivierten Spotbild. (b) Horizontale Profile durch die Spotbilder verdeutlichen den Effekt.

ten Durchmesser von  $17,4 \mu\text{m}$ . Der Spotdurchmesser des reinen Gaußstrahls wurde zu  $16,8 \mu\text{m}$  bestimmt und liegt somit zwischen unaktiviertem und aktiviertem Spotbild. Theoretisch sollte der Spot des reinen Gaußstrahl  $10,2 \mu\text{m}$  besitzen, jedoch ist der Spot aufgrund von Aberrationen durch die Fokussierlinse insgesamt verbreitert. Das Helligkeitsprofil (Abbildung 5.7 (b)) weist einen langsam auslaufenden Helligkeitsverlauf zu den Rändern hin auf, was ein Hinweis auf sphärische Aberration ist.

### 5.4.3 Langzeitverhalten und thermisches Übersprechen

Ein Silberstreifen einer Probe (V2-D38) wurde über einen Zeitraum von  $350 \text{ s}$  mit einer konstanten Aktivierung von  $95 \text{ mW}$  ( $3,4 \text{ mW}/\text{mm}^2$ ) erwärmt. Spektren eines eindimensionalen,  $1,5 \text{ mm}$  langen Bereichs wurden in Aufbau B aus Abbildung 4.8 über den Aktivierungszeitraum erfasst. Der eindimensionale Bereich schließt einen Teil des aktivierten Streifens, einen Teil eines benachbarten Streifens und den Zwischenraum ein (Abb. 5.8 (a)).

Mittels Gleichung 4.14 lassen sich aus dem Abstand zweier Resonanzen der Spektren Schichtdicken und somit eine Schichtdickenprofil  $d(x)$  des erfassten 1D-Bereichs bestimmen. Obwohl die Resonanzpositionen mittels Anpassung einer Parabelfunktion über die Genauigkeit des diskreten Wellenlängenrasters hinaus bestimmt werden, sind die Schichtdicken relativ messrauschbehaftet, da zur Berechnung nur zwei Resonanzpositionen beitragen. Daher wurde folgende verfeinerte Strategie gewählt.



Eine Startdicke  $d_{\text{start}}(x)$  für die jeweiligen Position  $x$  wird durch Mittelung mehrerer, zeitlich aufeinanderfolgender Schichtdicken in einem unaktuerten Zeitraum bestimmt. Dann wird für jede Resonanzposition  $\lambda_i(x)$  im Spektrum (mittels Gleichung 4.13) eine zugehörige Resonanzordnung  $m_i(x) = 2d_{\text{start}}(x)n/\lambda_i(x)$  ermittelt. Diese Ordnung ist aufgrund verschiedener messtechnischer Faktoren nicht perfekt ganzzahlig, wird für weitere Berechnungen aber als konstante 'Arbeitspunkt-Resonanzordnung' weiterverwendet. Nun kann über den Zeitverlauf der Aktuierung aus jedem Spektrum für jede Resonanzpeakposition (Resonanzordnung) eine effektive Schichtdicke  $d_i(x, t) = m_i(x)\lambda_i(x, t)/(2n)$  ermittelt werden. Alle so bestimmten Schichtdicken  $d_i(x, t)$  eines einzigen Spektrums, die derselben Position  $x$  und demselben Zeitpunkt  $t$  zugehörig sind, werden gemittelt. Es ergeben sich jedoch effektiv wirksame Schichtdicken, da hier eine konstante Brechzahl  $n$  angenommen wurde. Im Gegensatz zur Methode aus Abschnitt 4.3.1, die zwei Resonanzen pro Spektrum verwendet, werden alle Resonanzen des Spektrums im Zeitverlauf 'verfolgt', was zu einem sehr präzisen Schichtdickenverlauf über die Zeit führt. Dieser ist in Abbildung 5.8 (b) als Funktion des Orts und der Zeit aufgetragen. Aus der relativen Schichtdickenänderung lässt sich mittels Gleichung 4.11 auch eine Temperaturänderung berechnen, die in Abbildung 5.8 (c) dargestellt ist und einen deutlich glatteren, vertikalen Verlauf zeigt.

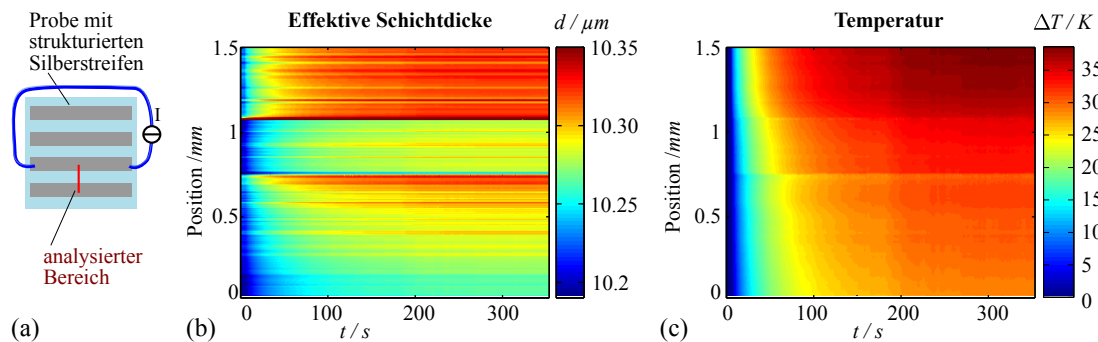


Abbildung 5.8: Analyse eines 1,5 mm langen 1D-Bereichs einer Blenden-Resonatorstruktur unter Aktuierung. (a) Skizze der Probe mit analysiertem Bereich. (b) Berechnete 1D Schichtdickenverteilung als Funktion der Zeit. Die Struktur weist neben Unebenheiten auch zwischen den Elektroden eine um ca. 25 nm dünnere Schichtdicke auf. Die effektive Schichtdicke vergrößert sich mit der Zeit. (c) Ermittelte Temperaturänderung als Funktion der Zeit. Der kontaktierte Bereich wird am stärksten erwärmt, besitzt aber eine inhomogene Temperaturverteilung. Der Zwischenraum und die benachbarte Elektrode erfahren eine verzögerte Erwärmung.

Das Schichtdickenprofil (Abbildung 5.8 (b)) weist leichte Unebenheiten in der Größenordnung weniger zehn Nanometer auf, die sich im Rahmen der Messgenauigkeit der Startdickenbestimmung bewegen und sich aufgrund der fortlaufenden Dickenbestimmungsmethode im Zeitverlauf fortpflanzen. Deutlich voneinander zu unterscheiden sind hier beide Elektroden vom Zwischenraum, die einen Höhenunterschied von rund  $25\text{ nm}$  aufweisen, welcher der Höhe der aufgedampften Silberschicht entspricht. Mit der Zeit vergrößert sich die effektive Schichtdicke. Der daraus berechnete Temperaturverlauf (Abbildung 5.8 (c)) zeigt eine Erwärmung der kontaktierten Elektrode, der jedoch zum Rand der Elektrode hin abnimmt. Mit zunehmendem Abstand von der kontaktierten Elektrode sinkt die Temperatur und die Erwärmung verläuft langsamer. Zeitkonstanten in einer mittleren Position der drei Bereiche wurden zu  $22\text{ s}$  (kontaktierte Silberelektrode),  $35\text{ s}$  (Zwischenraum) und  $39\text{ s}$  (unaktuierte Silberelektrode) bestimmt.

Dieser Wärmeverlauf ist dem Aufheizen des Glassubstrats anzurechnen. Da Glas und die untere Silberelektrode eine bessere Wärmeleitfähigkeit als PDMS besitzen, gibt es einen Temperatursprung zum Zwischenraum. Der zweite Temperatursprung am Rand der unaktuierten Silberelektrode lässt sich durch die gute Wärmeleitfähigkeit der oberen Silberelektrode erklären, welche die von unten her fließende Wärme besser ableitet.

Dieses Langzeitverhalten zeigt eine starke Ausbreitung der Temperatur, die in einer Anwendung der Bauteile berücksichtigt werden muss. Der hier verwendete, spektrale Messaufbau lässt aufgrund einer geringen Aufnahme Frequenz von Spektren nur bedingt eine Messung des Kurzzeitverhalten einer Aktuierung zu. Dieses wird jedoch in den Kapiteln anderer Bauteile, die einen ähnlichen Schichtaufbau besitzen, genauer untersucht.

#### 5.4.4 Funktionale Analyse

Vorige Abschnitte haben gezeigt, dass die effektive Schichtdicke elektrothermisch aktuiert und damit die Resonanzeigenschaften verändert werden können. Durch eine Aktuierung mit  $136\text{ mW}$  ( $4.9\text{ mW/mm}^2$  bzw.  $42\text{ K}$ ) kann von Resonanzminimum auf -maximum durchgestimmt werden. Die Funktion der durchstimmbaren Proben als lichtabschwächendes Element für monochromatisches Licht mit festem Einfallswinkel wird im Folgenden untersucht. Hierfür wurde eine HeNe-Laser aufgeweitet und der Schattenwurf der Probe auf einer rotierenden Streuscheibe (zur Speckle-

---

reduktion) mit einer Kamera über einen Aktuierungszeitraum und Abkühlzeitraum aufgenommen. Da die Zwischenräume viel stärker als die eigentliche Resonatorstruktur transmittieren, wurden diese Bereiche ausgeblendet, indem die zum Aufdampfen der Streifen verwendete Maske zusätzlich vor die Probe gehalten wurde. Unmittelbar benachbarte Streifen sind bedingt durch das Maskendesign ausgeblendet, jedoch wird die Transmission des übernächsten Nachbarstreifens wieder erfasst.

Resultierende Schattenbilder einer mit  $132\text{ mW}$  aktuierten und wieder abkühlenden Probe sind in Abbildung 5.9 für verschiedene Zeitpunkte in Falschfarben dargestellt.

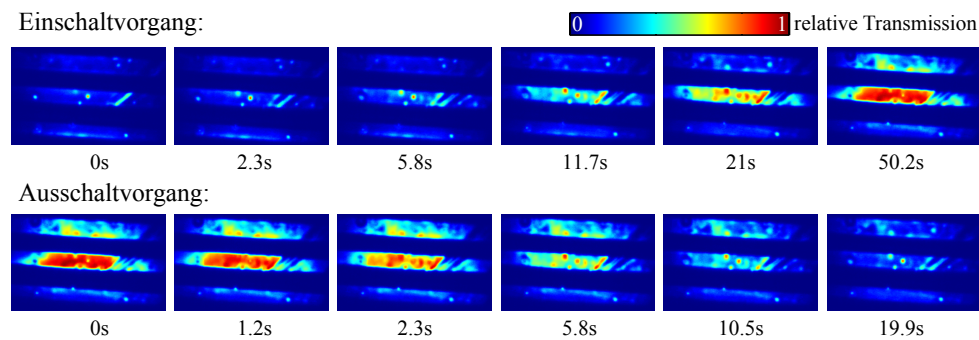


Abbildung 5.9: Falschfarbendarstellung des Schattenwurfs einer hergestellten Spaltblende, die drei Bereiche an unterschiedlichen Zeitpunkten zeigt. Der mittlere Streifen wurde aktuiert. Aufgrund inhomogener Schichtdicken entsteht eine inhomogen transmittierende Fläche. Der Aufwärmvorgang zeigt ein Übersprechen der Aktuierung auf benachbarte Blendenbereiche. Durch Unebenheiten der Schichtdicke wird Licht lokal unterschiedlich stark transmittiert.

Der aktuierte Streifen zeigt ein Kontrastverhältnis von  $10 : 1$ , welches nach  $50\text{ s}$  Aktuierung erreicht wird. Dieses ist aufgrund des verwendeten parallelen Lichts deutlich höher als das Kontrastverhältnis der spektralen Messung. Nach  $11\text{ s}$  ist schon eine klare Steigerung der Transmission erkennbar, die jedoch nach  $21\text{ s}$  auch auf benachbarte Elektrodenbereiche überspricht. Der Abkühlvorgang weist für die ersten  $5\text{ s}$  zunächst eine Transmissionsminderung des aktuierten Streifens auf, die danach aber gleichermaßen mit den benachbarten Streifen verläuft. Die Streifen weisen eine lokal stark inhomogene Transmission auf, was Hinweis auf lokale Dickenunterschiede gibt. Diese sind hauptsächlich durch lokale Defekte und Unreinheiten der PDMS-Schicht, aber auch durch herstellungsbedingte Unebenheiten zu begründen. Eine genauere Blick auf den Zeitraum kurz nach Beginn des Abkühlvorgangs zeigt auch eine ungleichmäßige Variation der lateralen Helligkeitsverteilung der Transmission. Zur Verdeutlichung hierfür ist die Differenz eines Ausschnitts der ersten vier Transmissi-

onsbilder des Abkühlvorgangs in Abbildung 5.10 dargestellt. Dies ist eine zusätzliche Krümmung der Oberfläche zu begründen, die aufgrund der Diskrepanz zwischen der thermischen Ausdehnung von Silber und PDMS entsteht.

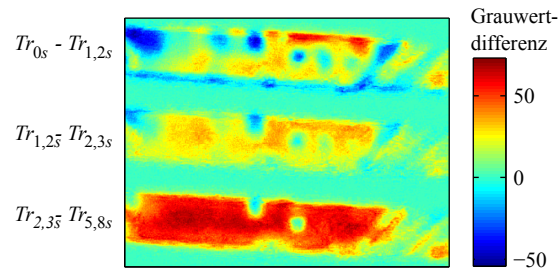


Abbildung 5.10: Differenz von vier aufeinanderfolgenden Transmissionsbildern  $Tr_t$  des Abkühlvorgangs der Blende aus Abb. 5.9 in Falschfarbendarstellung. Eine klare Veränderung der lateralen Transmissionsstruktur ist zu erkennen, die Hinweis auf eine thermisch bedingte, lokale Wölbung der Oberfläche liefert.

Um herstellungsbedingte, lokale Schichtdickenunterschiede besser sichtbar zu machen, wurden die Silberstreifen interferometrisch charakterisiert. Dafür wurde die Reflexion einer Deckenleuchte (Leuchtstoffröhre) in einem Silberstreifen über einen Rotfilter betrachtet. Infolge der kohärenten Überlagerung der Reflexionen an der oberen und unteren Silberfläche werden Interferenzmuster sichtbar, die Aufschluss über die Unebenheiten der PDMS-Schichtdicke geben. Interferenzen sind hier nur sichtbar, da Leuchtstoffröhren ein aus mehreren Spektrallinien bestehendes Spektrum besitzen, aus dem mit Hilfe des Rotfilters ein sehr schmaler, roter Spektralbereich ( $\lambda \approx 610\text{ nm}$ ) gefiltert wird. Abbildung 5.11 zeigt zwei exemplarische Interferenzbilder.

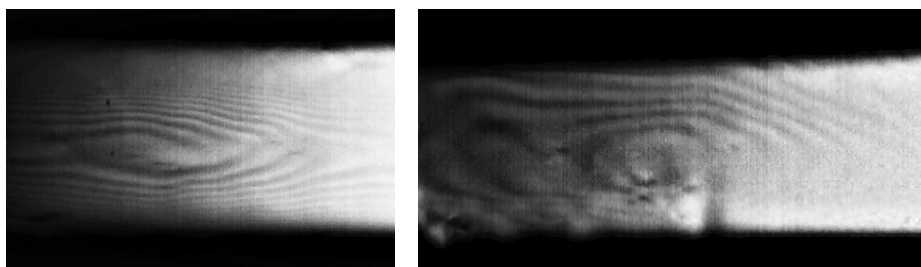


Abbildung 5.11: Interferometrische Charakterisierung der Schichten. Reflexion an der oberen Silberschicht und unteren Silberschicht erzeugt ein Interferenzmuster, welches Aufschluss über lokale Dickenunterschiede liefert.

Der lokale Schichtdickenunterschied zwischen zwei benachbarten Interferenzstreifen beträgt rund  $\lambda/(2n)$ , also hier für beispielsweise 7 Interferenzstreifen bei  $\lambda = 610 \text{ nm}$  rund  $1,5 \mu\text{m}$  über die Probe.

## 5.5 Zusammenfassung und Fazit

Durchstimbare Blenden können durch lateral strukturierte, elastomerbasierte Fabry-Perot-Resonatoren realisiert werden, die eine steuerbare Abschwächung des Lichts ermöglichen. Bedingt durch Absorption im Silber ist die maximale Transmission jedoch reduziert und beläuft sich für den hergestellten Resonator theoretisch auf 75 %. Messtechnisch wurde gezeigt, dass durch Streuung an der oberen Elektrode zusätzlich Licht verloren geht, was auch die Resonatorgüte reduziert. Durch eine Temperaturänderung von  $42 \text{ K}$  lässt sich von Minimum auf Maximum der Transmission eines  $10 \mu\text{m}$  Resonators bei  $632,8 \text{ nm}$  Lichtwellenlänge durchstimmen. Die Schichtdicke und die zur Durchstimmung benötigte Temperaturänderung stehen in einem annähernd antiproportionalen Zusammenhang. Für größte Durchstimmeffekte ist eine große Schichtdicke notwendig.

Eine Anwendungen dieses Blendenkonzepts ist jedoch auf monochromatisches Licht und sehr enge Winkelbereiche eingeschränkt, deren Größe von der Schichtdicke und der Resonatorgüte abhängen (z.B. Divergenz  $< 10^\circ$  für Kontrastverhältnisse  $> 10 : 1$  bei Schichtdicken  $> 10 \mu\text{m}$ ). Kleine Schichtdicken ermöglichen auch einen großen nutzbaren Winkelbereich, was konträr zur Durchstimmbarkeit steht. Ein hoher Kontrast benötigt dickere Silberschichten, die jedoch die absolute Transmission herabsetzen und den nutzbaren Winkelbereich einschränken. Hierbei zeigen Messungen und Simulationen zusätzlich variierende Spottedurchmesser, die durch unterschiedliche Gewichtung der Winkelanteile des Gaußstrahls bedingt sind.

Zuleitungen und Zwischenräume der Silberflächen haben keine optisch aktive Funktion und müssen abgeblendet werden. Dies gilt sowohl für den Betrieb der Blende in Transmission als auch in Reflexion. Weiterhin sollten dünne Zuleitungen eine deutlich höhere Schichtdicke besitzen, um die Stromdichte und die damit verbundene Temperaturerhöhung der Zuleitungen zu minimieren. Unter Umständen ist es auch nötig, ein Design mit getrennten Hin- und Rückleitungen zu verwenden, um thermisches Übersprechen der Silberschichten durch gemeinsame Kontaktbereiche zu vermeiden.

---

Messungen haben gezeigt, dass bedingt durch die Aufwärmung des Substrats im Langzeitverhalten der Durchstimmeffekt stark auf benachbarte Bereiche überspricht. Um dies zu verhindern, könnten aktiv gekühlte Substrate oder auch Membranstrukturen verwendet werden. Weiterhin weisen die PDMS-Schichten herstellungsbedingt lokale Unebenheiten auf, die sich jedoch durch verbesserte Herstellungsprozesse minimieren lassen. Die Aktuierungstemperatur sollte einen gewissen Wert nicht überschreiten, da eine Diskrepanz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silber und PDMS zusätzliche Wölbungen der Oberfläche bewirkt, die sich negativ auf die Resonanzeigenschaften auswirken.

Zusammenfassend hat das vorgestellte Konzept der durchstimmbaren Blende gezeigt, dass PDMS-basierte Blenden grundsätzlich möglich sind. Das Konzept zeigt jedoch auch physikalische Grenzen auf, die von den Anforderungen der Anwendung abhängen. Folglich muss ein Kompromiss zwischen Schichtdicke, maximal zulässiger Durchstimmtemperatur, Winkelbereich, Kontrastverhältnis und maximaler Transmission gefunden werden.

---

# Kapitel 6

## Durchstimmbares VIPA

---

### Übersicht

*In folgendem Kapitel wird das Konzept eines thermisch durchstimmbaren VIPA betrachtet. Es werden zunächst relevante Arbeiten zum Thema VIPA vorgestellt und das Konzept motiviert. Eine numerische Analyse der Durchstimmbarkeit basierend auf dem Dispersionsgesetz von XIAO soll das Potenzial dieses Konzepts zeigen. Weiterhin werden mit Raytracingsimulationen der Einfluss von Reflexionsgrad und Justageungenauigkeiten auf die Resonanzgüte untersucht und Grenzen des Designs aufgezeigt. Durch Transfermatrixsimulationen wird eine Abschätzung des Dispersionsverhaltens herstellbarer Proben gegeben und der Einfluss von Polarisation untersucht. Die optischen Eigenschaften der hergestellten Bauteile werden charakterisiert und mit den prognostizierten Effekten verglichen. Abschließend werden die Ergebnisse kritisch diskutiert.*

---

Das 1996 von SHIRISAKI vorgestellte VIPA besitzt sehr gute Dispersionseigenschaften, die insbesondere im Telekommunikationsbereich Einsatz gefunden haben. Eingeführt wurde es als Bauteil für das Wellenlängenmultiplexverfahren (WDM), wodurch ein Kanaltrennung mit einem Abstand von  $0,8\text{ nm}$  erreicht wurde [40]. Diese Anwendung wurde neun Jahre später erneut aufgegriffen um WDM mit einem Kanalabstand von  $24\text{ pm}$  ( $3\text{ GHz}$ ) zu erreichen [92]. Weiterhin wurde durch Ausnutzung wellenlängenabhängiger Weglängen bedingt durch die Winkeldispersion des VIPA eine Kompensation chromatischer Dispersion von Fasern realisiert [93, 94]. Dies wurde mittels einstellbarer Spiegel [95] bzw. eines räumlichen Modulators für Licht (engl. *Spatial Light Modulator* (SLM)) [75] als durchstimmbares System erweitert. Neben Systemen zur Wellenformgenerierung im Radiofrequenzbereich [96] wurden Systeme zur Pulsformung durch Kombination aus VIPA zur hochauflösenden Wellenlängenaufspaltung bzw. Rekombination und einem SLM demonstriert [97–99]. Dadurch konnte auch eine Kompensation von Polarisationsmodendispersion [100] erreicht werden. Das VIPA besitzt außerdem das Potenzial in Kombination mit einem orthogonal angeordneten Beugungsgitter eine zweidimensionale spektrale Aufspaltung des Lichts - analog zu einem Echelle-Spektrographen - zu erzeugen, was zunächst für WDM mit mehr als 1000 Kanälen realisiert wurde [101], aber inzwischen auch im Bereich der Infrarotspektroskopie Einsatz fand [102]. Dieses Konzept kann in Kombination mit einem hochauflösenden Spektrometer und einer spektral begrenzten Pulslichtquelle (z.B. Femtosekundenlaser) in einem konfokalen Mikroskopaufbau umgesetzt werden, der sowohl spektral codierte Bildgebung als auch Materialablation (mittels durchstimmbaren Lasers) durch den gleichen Messkopf ermöglicht [103, 104].

## 6.1 Bauteilkonzept

Voriger Exkurs in die Geschichte des VIPA zeigt, dass es bereits viele Anwendungsmöglichkeiten gibt. Bisher wurde es als fest installiertes und justiertes Bauteil verwendet, das abhängig von den Bauteilparametern Licht bestimmter Wellenlängen unter fest definierten Dispersionswinkeln auskoppelt. Den Dispersionswinkel einer definierten Wellenlänge zu steuern und das VIPA an sich als durchstimmbares Element zu gestalten wurde bisher noch nicht gezeigt. Hierdurch entsteht ein weiterer Freiheitsgrad, der gewinnbringend für beispielsweise rekonfigurierbares Wellenlängenmultiplexen [92] oder Arbeitspunkteinstellung VIPA basierter 2D Bildge-

---



bung [103] genutzt werden könnte. Wie man in den in Kapitel 2.1.3 vorgestellten Dispersionsgesetzen erkennen kann, befinden sich Wellenlänge  $\lambda$ , Brechzahl  $n$  und VIPA-Dicke  $d$  zu gleicher Potenz in einer Gleichung. Das zeigt, dass auch leichte Dickenänderungen  $\Delta d$  oder Brechzahl  $\Delta n$  bei fester Wellenlänge zu einer signifikanten Dispersionswinkeländerung führen. Somit lässt sich der Dispersionswinkel einer definierten Wellenlänge über Steuern der Dicke des VIPA einstellen. Der in Kapitel 4.1.2 vorgestellte Mechanismus zur thermischen Durchstimmung des Resonators bietet sich hier an und wurde bereits für die durchstimbare Blende erfolgreich umgesetzt.

Abbildung 6.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des in dieser Arbeit realisierten durchstimbaren VIPA. Der Resonator wird durch eine PDMS-Schicht gebildet, die zwischen einer hochreflektierenden, dicken Silberschicht ( $80\text{ nm}$ ) und einer teiltransparenten, dünnen Silberschicht ( $25\text{ nm}$ ) eingebettet ist. Wie in Kapitel 4 Abschnitt 4.1.2 gezeigt, kann mit Hilfe eines Stromflusses durch die teiltransparente Elektrode das PDMS erwärmt werden, wodurch sich dieses optisch verändert und ein Durchstimmen des VIPA ermöglicht wird.

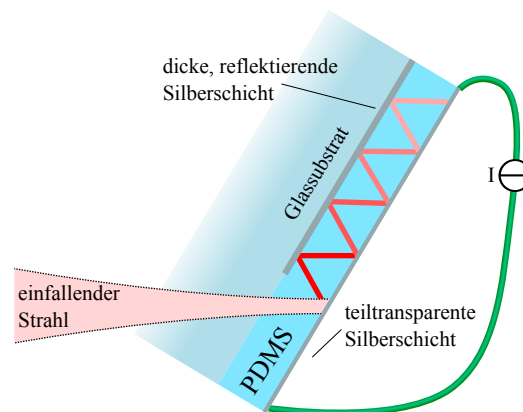


Abbildung 6.1: *Aufbau eines PDMS basierten VIPA. Mittels Stromfluss durch die obere Elektrode wird der PDMS-Resonator thermisch aktuiert.*

Dieses Design bietet sich zum einen durch seine verhältnismäßig einfache Umsetzbarkeit an. Silberspiegel besitzen zu ihrer elektrischen Leitfähigkeit, die für die zweite, teiltransparente Elektrode benötigt wird, den Vorteil, dass sie im Gegensatz zu dielektrischen Spiegeln einfacher herzustellen, aber auch weniger winkelsensitiv bezüglich ihrer Reflexionseigenschaften sind, was eine Charakterisierung und Verwendung in einem breiterem Winkelbereich ermöglicht. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Durchstimmbarkeit und der Einfluss verschiedener Parameter auf die optischen Eigenschaften untersucht. Hergestellte Proben werden hinsichtlich opti-

scher Eigenschaften und Funktion charakterisiert und die Ergebnisse diskutiert.

## 6.2 Numerische Analyse der Durchstimmbarkeit

Ausgehend vom Dispersionsgesetz (Gleichung 2.16) von XIAO [54] kann man mehrere numerische Analysen bezüglich des Dispersionsverhaltens unter Aktuierung durchführen. Insbesondere der Einfluss der VIPA-Parameter wie Dicke, Kippwinkel oder verwendete Wellenlänge auf die Durchstimmbarkeit ist von Interesse. Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, wird durch Joul'sches Heizen der PDMS-Schicht sowohl die Schichtdicke (Ausdehnungskoeffizient  $\alpha = 3,1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{K}$  [66]) als auch der Brechungsindex (thermooptischer Koeffizient  $\beta = -1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{K}$  [73]) verändert. Es wird hier zunächst davon ausgegangen, dass sich die Temperatur homogen in der PDMS-Schicht verteilt. Somit lässt sich für verschiedene Parameterkonstellationen des VIPA die Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung bestimmen. Von besonderem Interesse sind hier die Beugungsordnungen nahe der optischen Achse ( $0^\circ$  Beugungswinkel). Setzt man in Gleichung 2.16 den Dispersionswinkel  $\Theta_\lambda$  gleich Null, erhält man die Beugungsordnung

$$m = \lfloor 2d \cdot n \cdot \cos(\Theta_{\text{in}}) / \lambda_0 \rfloor. \quad (6.1)$$

Diese ist dem Dispersionswinkel  $\Theta_{\lambda_0, m} \leq 0^\circ$  zugehörig, der sich nun mit Hilfe des Dispersionsgesetzes (Gleichung 2.16) von XIAO bestimmen lässt. Auch der Dispersionswinkel  $\Theta_{\lambda_0, m+1} \geq 0$  der benachbarten Beugungsordnung  $m + 1$  lässt sich auf diese Weise bestimmen. Abbildung 6.2 zeigt zur Verdeutlichung beide Dispersionswinkel und zusätzlich die beiden Beugungsordnungen einer weiteren, leicht variierten Wellenlänge  $\lambda_1$  für die hier zunächst zufällig  $\Theta_{\lambda_1, m} = -\Theta_{\lambda_1, m+1}$  gilt. Weiterhin ist die Richtung der Wanderung der Beugungsordnung unter thermischer Aktuierung dargestellt.

Zunächst soll eine konstante Temperaturänderung von  $1 K$  bei Raumtemperatur ( $20^\circ C$ ) betrachtet werden. Die zugehörige Dispersionswinkeländerung  $\Delta\Theta_\lambda$  der Beugungsordnung  $m + 1$  (Gleichung 6.1) unter Variation verschiedener Parameter ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Hierbei zeigt Fall (a) den Einfluss des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der Wellenlänge  $\lambda$  bei konstanter VIPA-Dicke  $d = 300 \mu m$  und Fall (b) den Einfluss des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der VIPA-Dicke  $d$  bei konstanter Wellenlänge  $\lambda_0 = 632,8 nm$  (He-Ne Laser). In beiden Abbildungen ist ein mit dem VIPA-Kippwinkel einhergehender wannenförmiger Verlauf der absoluten Dispersionswin-

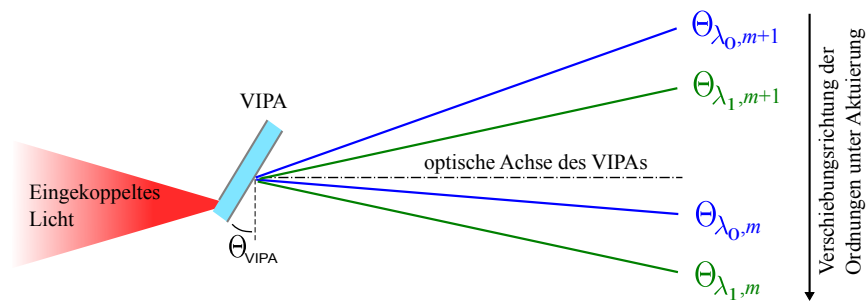


Abbildung 6.2: *Durchstimmungseffekt des VIPA. Die der optischen Achse benachbarten Beugungsordnungen  $m$  und  $m + 1$  für zwei leicht unterschiedliche Wellenlängen sind dargestellt.*

keländerung zu erkennen, auf den weder die Wellenlänge  $\lambda$  noch die VIPA-Dicke  $d$  einen signifikanten Einfluss haben. Die minimale Dispersionswinkeländerung bei  $1\text{ K}$  Temperaturänderung beträgt  $0,34^\circ$ . Kleine und große VIPA-Kippwinkel erzeugen die größte absolute Dispersionswinkeländerung im Bereich  $1 - 2^\circ$ .

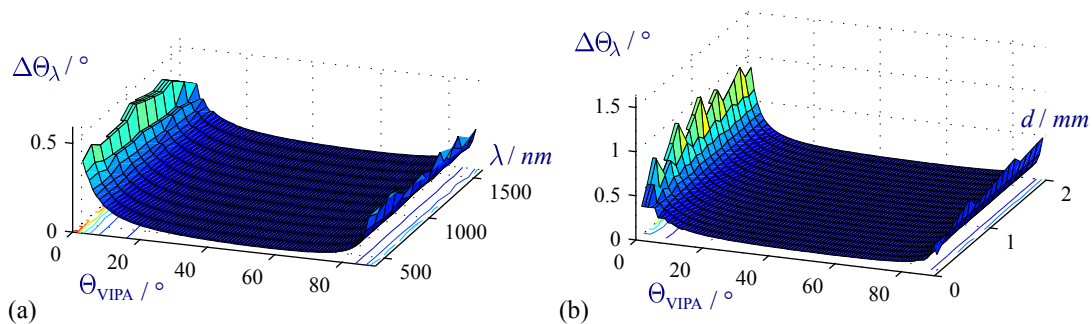


Abbildung 6.3: *Dispersionswinkeländerung bei  $1\text{ K}$  Temperaturaktuierung in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der Wellenlänge (a) bzw. VIPA-Dicke  $d$  (b). Wellenlänge  $\lambda$  und VIPA-Resonatordicke  $z$  haben keinen Einfluss auf die Durchstimmbarkeit.*

Der Rand dieser Wannen erreicht nicht ganz  $0^\circ$  und  $90^\circ$ . Dies ist ein Resultat der physikalisch möglichen Dispersionswinkel des VIPA. Ein weiterer klarer Effekt ist ein deutliches numerisches Rauschen nahe dem Randbereich, welches folgenden Hintergrund hat. Die beiden Beugungsordnungen  $\Theta_{\lambda_0, m}$  und  $\Theta_{\lambda_0, m+1}$  liegen bei fester Wellenlänge  $\lambda_0$  in der Regel nicht symmetrisch um die optische Achse. Das bedeutet, dass  $\Theta_{\lambda_0, m+1}$  für den nicht aktuierten Zustand bei Raumtemperatur abhängig von der Wellenlänge (a) bzw. Startdicke (b) einen variierenden Startwinkel der Beugungsordnung  $m + 1$  hat. Gerade bei kleinen und hohen VIPA-Kippwinkeln hängt

die Winkeldispersion stark vom Startwinkel der entsprechenden Beugungsordnung ab, wie man später noch sehen wird (Abbildung 6.6 (b)). Somit variiert auch die Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung in diesen Bereich deutlich stärker und produziert numerisches Rauschen.

Da die Wellenlänge offensichtlich keinen signifikanten Einfluss auf die absolute Dispersionswinkeländerung hat, kann man sich eines Tricks bedienen und die Wellenlänge  $\lambda$  leicht variieren um den in Abbildung 6.2 symmetrischen Fall  $\Theta_{\lambda_1, m} = -\Theta_{\lambda_1, m+1}$  für  $\lambda_1$  zu erzeugen, was im Folgenden für den Ausgangszustand des VIPA bei  $\Delta T = 0 K$  Aktuierung durch einen numerischen Optimierungsprozess gewährleistet wurde. Somit haben die Beugungsordnungen  $m + 1$  bei jedem VIPA-Kippwinkel immer einen gleichwertigen Startwinkel, bei minimal unterschiedlicher Wellenlänge, die um deutlich weniger als  $1 nm$  variiert. Bei Aktuierung wandern die Resonanzen dann in Richtung bzw. über die optische Achse.

Diese Vorgehensweise liefert deutlich glattere Ergebnisse. Abbildung 6.4 (a) zeigt nun die absolute Dispersionswinkeländerung  $\Delta\Theta_\lambda$  in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels und der Temperaturänderung  $\Delta T$  für  $\lambda = 632,8 nm$  und  $d = 300 \mu m$ . Die Temperaturänderung wurde bis  $\Delta T = 45 K$  simuliert und bleibt somit im linearen Bereich des thermooptischen Effekts und der thermischen Ausdehnung [73]. Es wird wieder ein wannenförmiger Verlauf in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels sichtbar. Mit steigender Temperaturänderung vergrößert sich die absolute Dispersionswinkeländerung in einem nicht-linearen Zusammenhang. Eine maximale Winkeländerung von  $11,2^\circ$  wird erreicht. Die Randbereiche  $0^\circ$  und  $90^\circ$  werden wiederum nicht erreicht, da die Resonanzen  $m$  und  $m + 1$  in diesen Winkelbereichen physikalisch nicht existieren.

Für die Anwendung eines Durchstimmbaren VIPA ist insbesondere interessant, inwieweit ein Durchstimmen einer Beugungsordnung bei fester Wellenlänge im freien Winkelbereich (FWB) des VIPA, also dem Winkelabstand zweier benachbarter Beugungsordnungen, möglich ist. Wünschenswert ist das Einstellen einer Beugungsordnung einer bestimmten Wellenlänge auf einen definierten Dispersionswinkel innerhalb des freien Winkelbereichs. Abbildung 6.4 (b) zeigt die Dispersionswinkeländerung bezogen auf den freien Winkelbereich, der hier entsprechend Abbildung 6.2 und Gleichung (2.18) durch

$$\Theta_{\text{FWB}} = \Theta_{\lambda_1, m+1} - \Theta_{\lambda_1, m} = 2 \cdot \Theta_{\lambda_1, m+1} \quad (6.2)$$

im symmetrischen Fall für  $\lambda_1$  definiert ist.

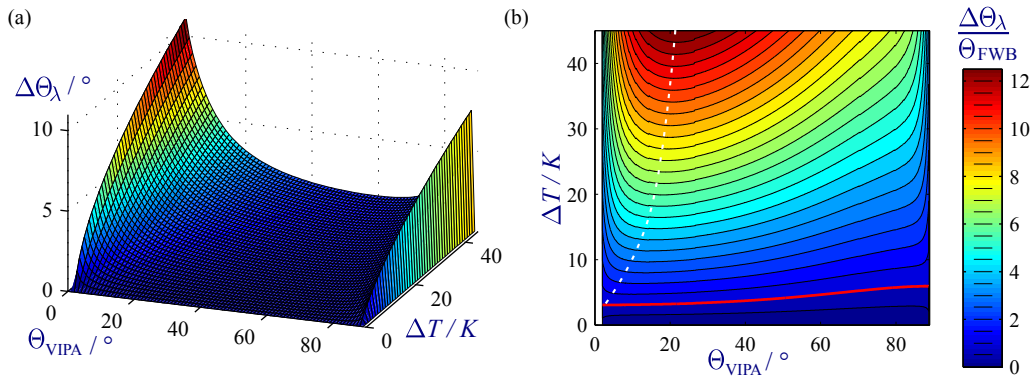


Abbildung 6.4: (a) Absolute Dispersionswinkeländerung in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der Temperaturänderung  $\Delta T$  bei  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  und  $d = 300 \mu\text{m}$ . Kleine und große Kippwinkel bewirken die größte absolute Dispersionswinkeländerung. (b) Dispersionswinkeländerung  $\Delta\Theta_\lambda$  bezogen auf den freien Winkelbereich  $\Theta_{\text{FWB}}$ . Die rote Linie indiziert die Grenze  $1 \times \Theta_{\text{FWB}}$ . Bereits Temperaturerhöhungen von wenigen Kelvin ermöglichen eine Aktuierung durch den freien Winkelbereich. Die weiße, gestrichelte Linie zeigt denjenigen Kippwinkel, für den bei der jeweiligen Temperaturänderung ein Maximum an Durchstimmung erreicht wird.

Abbildung 6.4 (a) lässt zunächst vermuten, dass besonders kleine und große VIPA-Kippwinkel zu größten Effekten führen. Betrachtet man aber Abbildung 6.4 (b), gibt es für jede Temperatur ein Maximum der relativen Durchstimmung bei einem definierten VIPA-Kippwinkel (weiße, gestrichelte Linie), der sich im oberen Temperaturbereich in etwa einem Kippwinkel von  $22^\circ$  nähert. Weiterhin wird sichtbar, dass bereits bei sehr kleinen Temperaturänderungen ( $\Delta T = 4 \pm 1 \text{ K}$ , rote Linie) ein Durchstimmen des Dispersionswinkels um  $1 \times \Theta_{\text{FWB}}$  möglich ist. In einer Anwendung wird vermutlich auch nur dieser Durchstimmbereich benötigt. Aus diesem Grund ist in Abbildung 6.5 noch einmal die relative Dispersionswinkeländerung in Abhängigkeit vom VIPA-Kippwinkel und einer geringfügigen Temperaturänderung für zwei verschiedene VIPA-Dicken gezeigt.

Es wird sichtbar, dass im Bereich  $\Delta\Theta_\lambda/\Theta_{\text{FWB}} \leq 1$  bei gegebener Temperatur die maximale Durchstimmung beim kleinstmöglichen VIPA-Kippwinkel liegt. Oberhalb dieser Grenze wandert das Maximum hin zu größeren VIPA-Kippwinkeln. Bei größeren VIPA-Kippwinkeln wird also für einen gleichwertigen Durchstimmeffekt eine höhere Aktuierungstemperatur benötigt. Weiterhin ist zu erkennen, dass der relative Durchstimmbereich eines  $300 \mu\text{m}$  VIPA (a) gegenüber einem  $150 \mu\text{m}$  VIPA um etwa einen Faktor zwei größer ist. Vergrößert man die Dicke  $d$  des VIPA, verkleinert

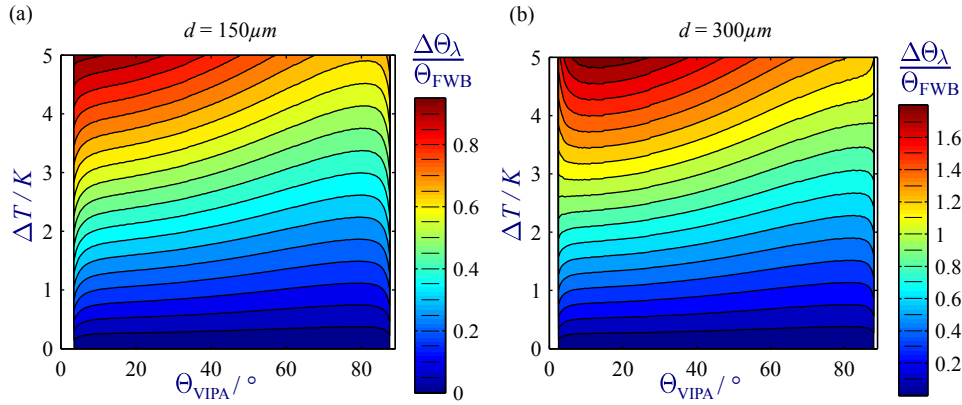


Abbildung 6.5: Vergleich der relativen Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung eines  $d = 150 \mu\text{m}$  VIPA (a) und eines  $d = 300 \mu\text{m}$  VIPA (b) in Abhängigkeit des Kippwinkels.

sich der freie Winkelbereich, der zur Verdeutlichung in Abbildung 6.6 (a) für zwei unterschiedliche VIPA-Dicken  $d$  dargestellt ist. Bei einer dicken- und wellenlängeunabhängigen absoluten Dispersionswinkeländerung entsteht dadurch eine variable relative Dispersionswinkeländerung  $\Delta\Theta_\lambda/\Theta_{\text{FWB}}$ . Somit verkleinert sich auch die zum Durchstimmen von  $1 \times \Theta_{\text{FWB}}$  notwendige Temperaturänderung  $\Delta T$  für größere VIPA-Dicken.

Abbildung 6.6 (b) stellt den Unterschied der Winkeldispersion der beiden Beugungsordnungen  $m$  und  $m+1$  dar, der hier als 'Verzeichnung' bezeichnet wird, da er in einer Anwendung eine nicht-äquidistante Resonanzverteilung äquidistanter Wellenlängen hervorruft. Er wird hier als Quotient der Winkeldispersion der Beugungsordnungen  $m$  und  $m+1$  definiert:

$$V_z = \left( \frac{\partial\Theta_{\lambda,m+1}}{\partial\lambda} \right) / \left( \frac{\partial\Theta_{\lambda,m}}{\partial\lambda} \right) \quad (6.3)$$

Bei VIPA-Kippwinkeln nahe  $0^\circ$  und  $90^\circ$  verstärkt sich diese Verzeichnung, während sie für mittlere Winkel nahe 1 liegt, jedoch auch von der VIPA-Dicke  $d$  abhängt.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass bereits kleine Temperaturänderungen ein Durchstimmen durch den gesamten freien Winkelbereich ermöglichen. Wellenlänge und VIPA-Dicke haben keinen signifikanten Einfluss. Man erreicht den größten absoluten Durchstimmeffekt bei einem VIPA-Kippwinkel nahe  $0^\circ$  und  $90^\circ$ . Im Bereich der Durchstimmung innerhalb des freien Winkelbereichs lässt sich bei kleinen VIPA-Kippwinkel ein maximaler Durchstimmeffekt erreichen. Oberhalb dieses Bereichs ergibt sich ein Maximum der Durchstimmbarekeit abhängig von der Tem-

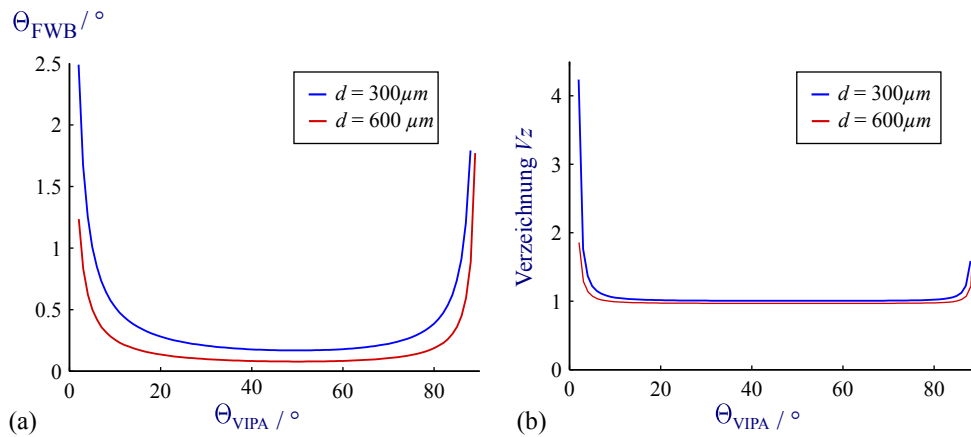


Abbildung 6.6: Freier Winkelbereich  $\Theta_{\text{FWB}}$  (a) und Verzeichnung  $V$  (b) in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$ . Winkel nahe  $0^\circ$  und  $90^\circ$  führen zu einem maximalen freien Winkelbereich. In diesen Bereichen ist die Verzeichnung aber auch am größten. Beide Effekte hängen von der Schichtdicke  $d$  ab.

peratur  $\Delta T < 45 \text{ K}$  im Bereich  $3 - 22^\circ$ . Für eine gleichmäßige Durchstimmung der Beugungsordnungen sollte der VIPA-Kippwinkel nicht zu klein oder zu groß sein, da VIPA-Kippwinkel nahe  $0^\circ$  und  $90^\circ$  mit einer größeren Verzeichnung des Beugungsbildes einhergehen. Im Bereich der Durchstimmung innerhalb des freien Winkelbereichs wird dadurch allerdings eine leicht höhere Aktuierungstemperatur benötigt.

### 6.3 Gütebetrachtung mittels Raytracing

Neben dem Dispersionsverhalten unter Aktuierung ist für die Anwendung des VIPA auch die Güte der Resonanzen von Interesse. Mit Hilfe der in Kapitel 3.2 beschriebenen Raytracing Methode wurde der Einfluss verschiedener Parameter auf die Resonanzgüte untersucht. Abbildung 6.7 (a) zeigt zunächst für einen Reflexionsgrad  $R_2 = 95\%$  der zweiten Fläche das Helligkeitsprofil des Beugungsbildes eines  $300 \mu\text{m}$  dicken VIPA für drei verschiedene Kippwinkel. Der Abstand der Resonanzen hängt vom VIPA-Kippwinkel ab und entspricht dem freien Winkelbereich aus Abbildung 6.4 (a) des vorigen Abschnitts. Mittlere Kippwinkel erzeugen den kleinsten freien Winkelbereich (6.2). Weiterhin ist erkennbar, dass die Resonanzen eine endliche Breite haben. Als Maß für die Resonanzgüte wurde hier die Finesse im Winkelbe-

reich

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FWB}}{\text{Halbwertsbreite}} \quad (6.4)$$

verwendet. Abbildung 6.7 (b) zeigt die Abhängigkeit der Finesse vom Reflexionsgrad  $R_2$ . Die Finesse  $\mathcal{F}$  wurde für die Reflexionsgrade 50 %, 75 %, 95 % und 99 % zu 2,2, 5,1, 20 und 31 bestimmt. Ein höherer Reflexionsgrad bedingt einen längeren Aufenthalt des Lichts im VIPA-Resonator und somit mehr sich überlagernde virtuelle Quellen, welche die Finesse erhöhen. Da der Reflexionsgrad als winkelunabhängig definiert wurde, hat der VIPA-Kippwinkel keinen Einfluss auf die Finesse.

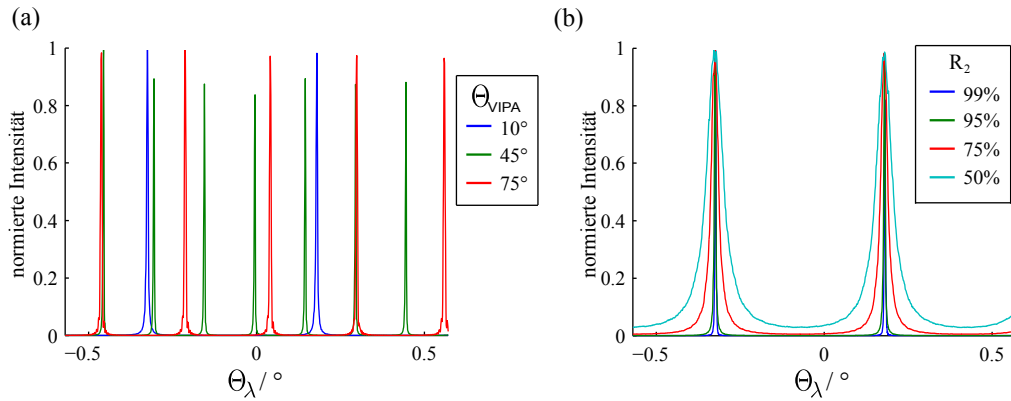


Abbildung 6.7: *Intensitätsprofil simulierter Beugungsbilder eines VIPA. (a) VIPA mit Dicke  $d = 300 \mu\text{m}$  und 95% Reflexionsgrad der 2. Fläche für drei verschiedene Kippwinkel. Der freie Winkelbereich ist für mittlere VIPA-Kippwinkel am geringsten. (b) VIPA mit Dicke  $d = 300 \mu\text{m}$  und Kippwinkel  $\Theta_{\text{VIPA}} = 10^\circ$  für vier unterschiedliche Reflexionsgrade  $R_2$  der 2. VIPA Fläche. Die Finesse steigt mit wachsendem Reflexionsgrad  $R_2$ .*

Aufgrund der begrenzten Höhe des VIPA von 24 mm erreicht insbesondere bei hohem Reflexionsgrad  $R_2$  das Licht den unteren Rand des VIPA ohne noch weiter ausgekoppelt zu werden. Dieser sollte absorbierend sein, um keine ungewollte Rückreflexion zu erzeugen, die das Resonanzbild negativ beeinflusst. Tabelle 6.1 zeigt den prozentualen Anteil des Lichtverlusts in Abhängigkeit des Reflexionsgrades  $R_2$  und des VIPA Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$ . Es wird sichtbar, dass ein hoher Reflexionsgrad sowie insbesondere große VIPA-Kippwinkel große Verluste bedingen. Dies ist ein Resultat der höheren Reflexionswinkel innerhalb des VIPA-Resonators, wodurch weniger Reflexionen bis zum Erreichen des Randes stattfinden.



Tabelle 6.1: *Lichtverlust in Abhängigkeit von Reflexionsgrad  $R_2$  und VIPA-Kippwinkel  $\Theta_{\text{VIPA}}$* 

Reflexionsgrad $R_2$	Lichtverlust bei Kippwinkel $\Theta_{\text{VIPA}}$		
	$10^\circ$	$45^\circ$	$75^\circ$
99 %	3,8 %	49 %	64 %
95 %	0,0 %	2,7 %	11 %

Bisher wurde ein absolut planparalleler VIPA-Resonator angenommen, wodurch sich alle reflektierten Strahlen entsprechend dem Dispersionsgesetz konstruktiv überlagern. Herstellungsbedingt ist durchaus ein Keilwinkel zwischen Vorder- und Rückseite des VIPA-Resonators denkbar, der die Resonanzeigenschaften negativ beeinflusst. Es soll nun eine Verkippung der zweiten VIPA Fläche um die  $x$ -Achse betrachtet werden, die eine keilförmige Resonatorschicht erzeugt. Abbildung 6.8 zeigt den Einfluss verschiedener Keilwinkel auf das vertikale Helligkeitsprofil des Beugungsbilds für verschiedene Reflexionsgrade  $R_2$ .

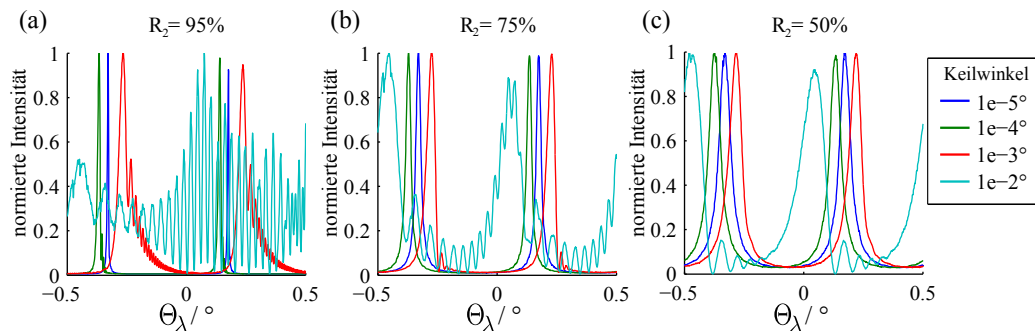


Abbildung 6.8: *Intensitätsprofil simulierter Beugungsbilder eines VIPA  $d = 300 \mu\text{m}$  mit vier unterschiedlichen Keilwinkeln in  $y$ -Richtung für (a)  $R_2 = 95\%$ , (b)  $R_2 = 75\%$  und (c)  $R_2 = 50\%$  Reflexionsgrad der 2. VIPA-Fläche. Die Güte der Resonanzen sinkt mit steigendem Keilwinkel. Ein hoher Reflexionsgrad  $R_2$  macht das VIPA besonders empfindlich für Keilwinkel im VIPA-Resonator.*

Zum einen wandert die absolute Position der Resonanzen bedingt durch die entstehende Dickenänderung abhängig vom Keilwinkel. Zum anderen beeinflussen gleiche Keilwinkel das Beugungsbild höher reflektierender VIPA deutlich stärker. So löst sich beispielsweise das Beugungsbild bei  $R_2 = 95\%$  für einen Keilwinkel von  $0,01^\circ$  völlig auf und hochfrequente Nebenmaxima entstehen, während sich bei  $R_2 = 50\%$  die Resonanzgüte verringert und nur kleine Nebenmaxima entstehen und das Resonanzprofil eine leichte Asymmetrie aufweist. Ein Keilwinkel von  $0,01^\circ$  entspricht

einem Schichtdickenunterschied von  $4,2 \mu\text{m}$ . Selbst ein Keilwinkel von  $1 \cdot 10^{-5}$ , was einem Schichtdickenunterschied von  $4,2 \text{ nm}$  entspricht, bewirkt bei einem VIPA mit  $R_2 = 95\%$  eine merkliche Abnahme der Resonanzgüte. Bei höherem Reflexionsgrad tragen mehr Reflexionen, die sich über die gesamte VIPA-Fläche verteilen, zum Beugungsbild bei. Dadurch ist das VIPA hier empfindlicher gegenüber einem Keilwinkel im Vergleich zu VIPA mit geringerem Reflexionsgrad.

Der Einfluss eines zusätzlichen Keilwinkels um die y-Achse, also einem effektiv schrägen Keilwinkel, ist beispielhaft für zwei verschiedene Reflexionsgrade  $R_2$  in Abbildung gezeigt 6.9.

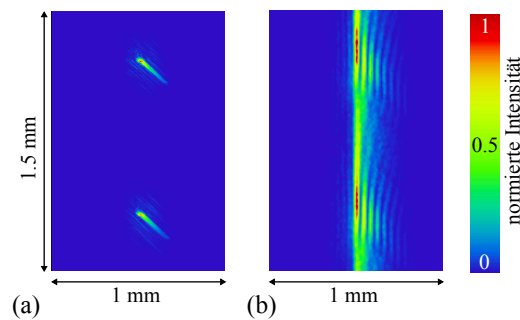


Abbildung 6.9: *Beugungsbilder eines  $300 \mu\text{m}$  VIPA mit schrägem Keilwinkel. (a) Keilwinkel von jeweils  $1 \cdot 10^{-4}$  um die x- und y-Achse für  $R_2 = 95\%$ . (b) Keilwinkel von jeweils  $8 \cdot 10^{-3}$  um die x- und y-Achse für  $R_2 = 50\%$ . Ein Verschmieren des Resonanzprofils bis hin zur Entstehung deutlicher Nebenmaxima kann beobachtet werden.*

Es wird sichtbar, dass bei hohem Reflexionsgrad ( $R_2 = 95\%$ , (a)) die Resonanzgüte sinkt und das Beugungsbild 'verschmiert' wird. Ein kleiner Reflexionsgrad ( $R_2 = 50\%$ , (b)) erlaubt größere Keilwinkel die hier deutliche Nebenmaxima in sowohl x- als auch in y-Richtung erzeugen. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass bereits sehr kleine Abweichungen von einem planparallelen Resonator für eine Abnahme der Resonanzgüte sorgen und unerwünschte Nebenmaxima entstehen. VIPA mit geringerem Reflexionsgrad  $R_2$  sind weniger empfindlich als VIPA mit hohem Reflexionsgrad  $R_2$ . Für die Herstellung bedeutet dies, dass je nach Anforderungen der Anwendung ein Kompromiss zwischen Reflexionsgrad  $R_2$  und Herstellungstoleranz gefunden werden muss.

## 6.4 Numerische Analyse herstellbarer Proben

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass mittels Raytracing der Einfluss von Reflexionsgrad und Herstellungsfehlern auf die Güte eines VIPA untersucht werden kann. Hier wurden aber ideale Spiegel mit winkelunabhängigem Reflexionsgrad angenommen. Das hier angestrebte durchstimmbare VIPA verwendet dünne Silberschichten, die - anders als ideale Spiegel - abhängig von Einfallswinkel und Polarisation Einfluss auf die Phase und Amplitude des reflektierten Lichts haben. Weiterhin tritt Absorption in den Silberschichten auf. Ein Werkzeug zur Berechnung der Lichtausbreitung in realen Schichtsystemen ist die TMM. Der erste Spiegel (Frontseite) und der zweite Spiegel (Rückseite) sollen hier zunächst als separate Schichtstrukturen betrachtet werden. Es wird der Reflexionsgrad vom Inneren des VIPA-Resonators aus bestimmt, daher beginnen diese mit PDMS. Tabelle A.1 in Anhang A gibt einen Überblick über die in der TMM verwendeten Materialparameter.

Abbildung 6.10 zeigt Simulationsergebnisse für die erste (a) und zweite Silberschicht (b). Dabei wurde eine Schichtfolge PDMS – Silber – Glas für den ersten Spiegel bzw. PDMS – Silber – Vakuum für den zweiten Spiegel modelliert. Die Abhängigkeit des Reflexionsgrades und der Absorption von der Silberschichtdicke, dem VIPA-Kippwinkel und der Polarisation des Lichts ist dargestellt. Der Ausbreitungswinkel des Lichts innerhalb der PDMS-Schicht wurde hier entsprechend dem SNELLIUS'schen Brechungsgesetz [39] berechnet und für die TMM-Simulationen verwendet.

Bei gegebener Silberschichtdicke ist eine deutliche Abhängigkeit des Reflexionsgrades von Einfallswinkel und Polarisation zu erkennen. Die Absorption bewegt sich bei der ersten Silberfläche im Bereich 3 – 6 % und erreicht für ca. 20 nm für beide Polarisierungen maximale Werte. Um einen hohen Reflexionsgrad bei gleichzeitig minimierter Absorption zu erreichen, sollte eine Schichtdicke von mindestens 50 nm verwendet werden. Für Schichtdicken größer als 70 nm ändern sich die optischen Eigenschaften nur noch geringfügig. Abbildung 6.10 (b) zeigt, dass im Bereich um 5 – 20 nm die stärkste Absorption (bis 10 %) stattfindet. Der Reflexionsgrad nimmt stetig mit der Schichtdicke zu. Der Bereich ab 50 nm weist einen Reflexionsgrad  $\geq 90\%$  auf und ist daher hinsichtlich Resonanzgüte von Vorteil. In diesem Bereich verändert sich die Absorption auch nur noch geringfügig (2 – 5 %).

Das Dispersionsverhalten des VIPA als Gesamtsystem kann ebenfalls mit Hilfe der TMM simuliert werden. Das antireflexbeschichtete Eintrittsfenster muss an dieser

---

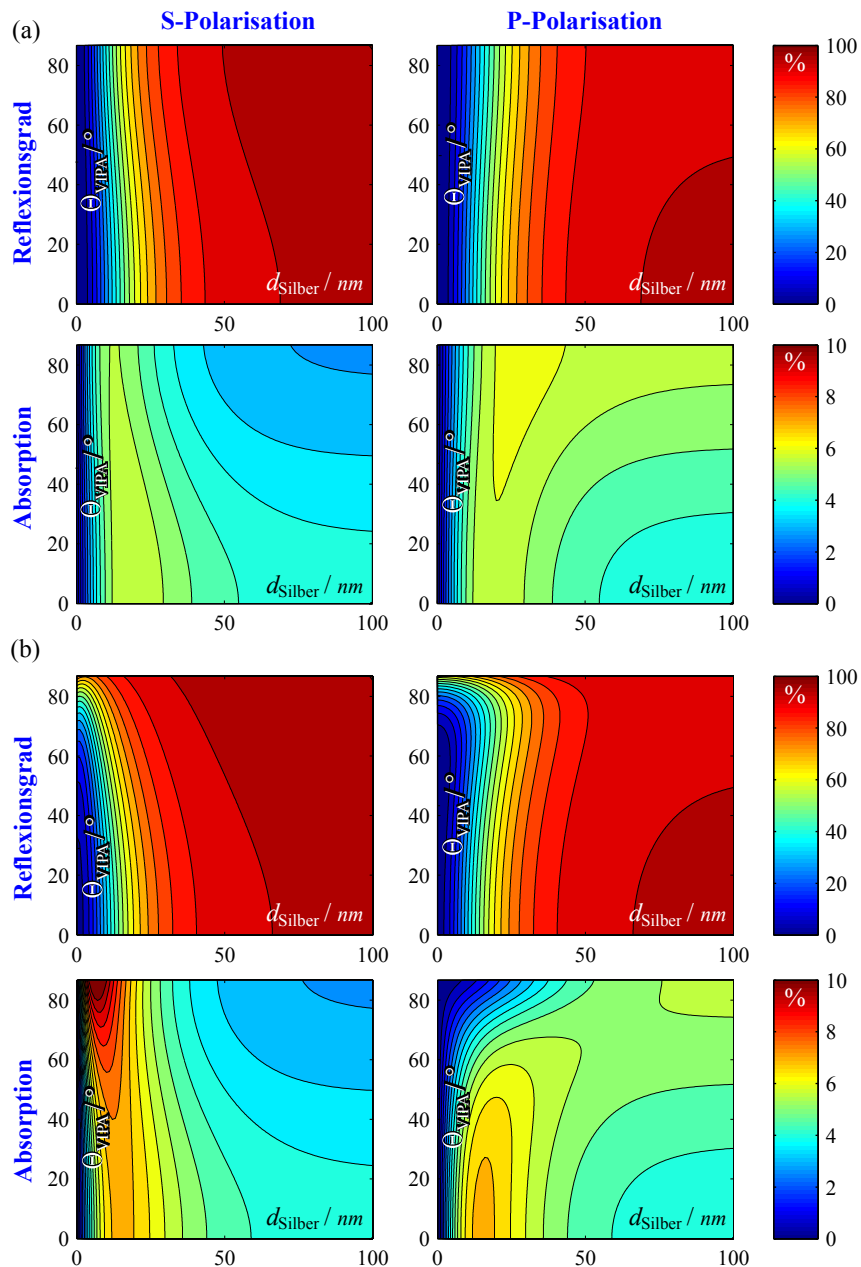


Abbildung 6.10: Reflexionsgrad und Absorption des ersten (a) und zweiten (b) Silberspiegels (b) als Funktion der Silberschichtdicke und dem VIPA-Kippwinkel für S- und P-Polarisation. Der Reflexionsgrad und Absorption weisen besonders für kleine Winkel eine verstärkte Polarisationsabhängigkeit auf. Die Absorption zeigt für Silberschichtdicken  $d_{\text{Silber}}$  zwischen 5 nm und 25 nm ein Maximum.

Stelle allerdings vernachlässigt werden. Das VIPA wird im Folgenden als Schichtstruktur [Glas - 80 nm Silber - 150  $\mu\text{m}$  PDMS - Silber - Vakuum] modelliert. Die erste Silberschicht erzeugt eine starke Frontreflexion, jedoch gelangt ein kleiner Teil

des E-Felds noch in dem VIPA-Resonator. Der Transmissionsgrad dieser Schichtfolge ist dadurch absolut gesehen sehr gering, jedoch wird relativ gesehen Licht stark winkelabhängig transmittiert, was dem Dispersionsverhalten des VIPA entspricht. Somit kann das winkelaufgelöste Beugungsbild berechnet werden, jedoch keine Aussage über die absolute Transmission gemacht werden. Daher werden die Transmissionsprofile im Folgenden normiert dargestellt.

Transmissionsprofile unter verschiedenen VIPA-Einfallswinkeln sind für ein VIPA mit einer zweiten Silberschichtdicke von  $25\text{ nm}$  in Abbildung 6.11 dargestellt. Man erkennt eindeutig das bereits von den Raytracing Simulationen bekannte Beugungsbild wieder.

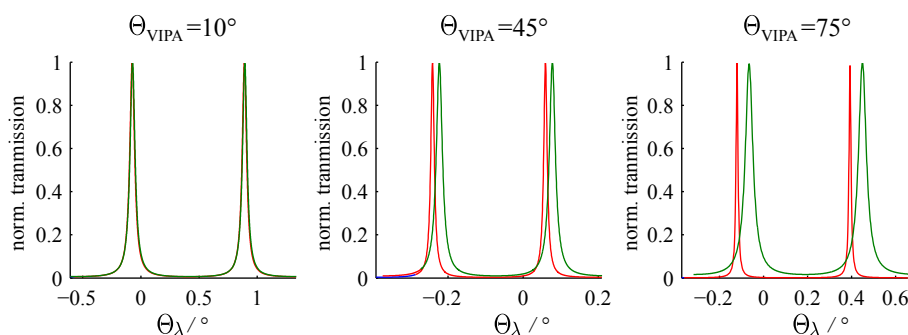


Abbildung 6.11: Resonanzverhalten eines  $d = 150\text{ }\mu\text{m}$  VIPA mit  $25\text{ nm}$  Schichtdicke der zweiten Silberfläche für verschiedene Einfallswinkel. S-Polarisation ist rot und P-Polarisation grün dargestellt. Klare Unterschiede in der Resonanzposition und der Resonanzgüte können beobachtet werden.

Der Abstand der Resonanzen und somit der freie Winkelbereich ist bei  $45^\circ$  am niedrigsten. Weiterhin ist das Beugungsprofil bei P-Polarisation gegenüber dem bei S-Polarisation deutlich verschoben und zeigt weniger scharfe Resonanzen. Dieser Effekt steigt mit wachsendem VIPA-Kippwinkel und ist in Abbildung 6.12 (a) dargestellt. Hierbei wurde die absolute Verschiebung durch den freien Winkelbereich dividiert, um relative Abweichungen zu verdeutlichen. Es tritt ein leichtes numerisches Rauschen auf, was ein Resultat der Bestimmung der Resonanzpositionen aus einem endlich kleinen, diskreten Winkelraster ist. Ab  $75^\circ$  Kippwinkel vermindert sich die Abweichung wieder, was ein Effekt des dort verstärkt ansteigenden FWB ist.

Weiterhin ist in Abbildung 6.12 (b) bis (d) die Finesse in Abhängigkeit des VIPA-

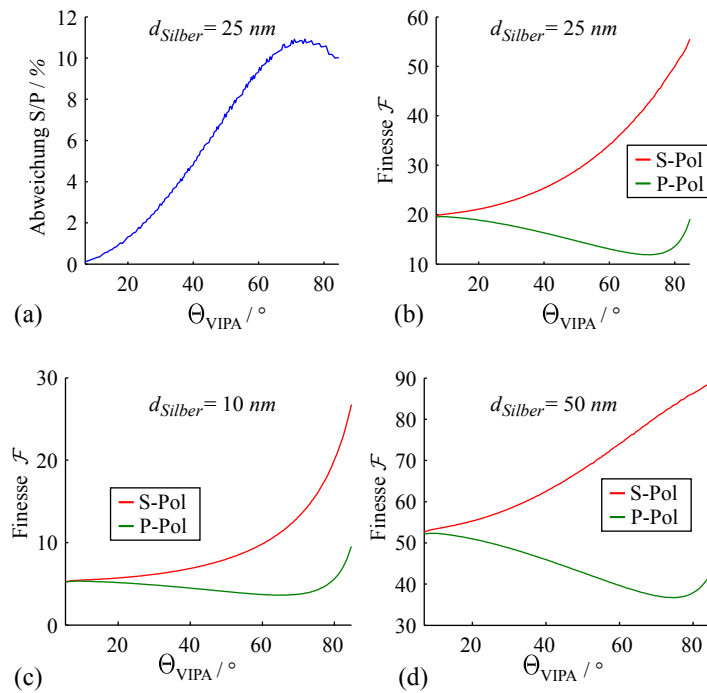


Abbildung 6.12: Einfluss der Polarisation auf Finesse und Resonanzposition bei einem  $150 \mu\text{m}$ -VIPA. (a) Relative Abweichung des Dispersionswinkels von S- und P-Polarisiertem Licht bezogen auf den freien Winkelbereich bei  $25 \text{ nm}$  Silberschichtdicke. Die Abweichung steigt mit dem Kippwinkel und erreicht Werte bis zu  $11 \%$ . (b-d) Die Finesse in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels für S- und P-Polarisation für  $25 \text{ nm}$  (b)  $10 \text{ nm}$  (c) und  $50 \text{ nm}$  (d). Die Finesse steigt für S-Polarisation und fällt für P-Polarisation.

Kippwinkels für unterschiedliche Schichtdicken der 2. Silberfläche dargestellt. Mit steigendem Winkel zeigt die zweite Silberschicht im Hinblick auf Abbildung 6.10 für S-Polarisation wachsenden und für P-Polarisation sinkenden Reflexionsgrad, was die Diskrepanz in der Finesse erklären lässt. Eine dickere Silberschicht führt generell zu einer höheren Finesse. Diese steigt bei S-polarisiertem Licht stetig mit wachsendem Winkel an und sinkt für P-Polarisation ab.

## 6.5 Charakterisierung und Diskussion

Das am Anfang dieses Kapitels beschriebene Konzept eines durchstimmbaren *Virtually Imaged Phased Arrays* wurde im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich umgesetzt. Entsprechend den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Prozessschritten wurden Proben

hergestellt und Messreihen in dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Messaufbau E (aus Abb. 4.9) aufgenommen. Im Folgenden werden exemplarische Auswertungen gezeigt und mit den prognostizierten Effekten verglichen. Eine Liste der verwendeten Proben befindet sich im Anhang B. Anfangs werden hier allgemein auftretende Effekte illustriert.

### 6.5.1 Effekte der Einkopplung

Das mit Hilfe einer Zylinderlinse in der  $y$ -Achse fokussierte Laserlicht unter P-Polarisation wird durch das Glassubstrat hindurch an der Kante der ersten Silberfläche in den VIPA-Resonator eingekoppelt. Abbildung 6.13 (a) zeigt eine beispielhafte Fotografie der Einkopplung in ein  $340\ \mu\text{m}$  VIPA (G12) unter  $45^\circ$ . Es sind deutlich horizontal angeordnete Lichtpunkte an der zweiten Silberfläche zu erkennen, welche die Mehrfachreflexionen im VIPA zeigen. Parallele, horizontale Reihen sind Spiegelungen dieser Reflexionen im ersten Spiegel. Die Lichtpunkte sind nahezu unabhängig vom Betrachtungswinkel sichtbar. Dies bedeutet, dass neben der theoretisch erläuterten Ausbreitung ein Teil des Lichts zusätzlich in andere Richtungen gestreut wird, da die Reflexionen sonst nicht sichtbar wären. Diese Streuung tritt am 2. Silberspiegel auf. Eine Diffusion von Silber-Clustern in das PDMS [80, 81], welche zu Streuung führt, wird durch die Sauerstoffplasmabehandlung begrenzt aber nicht gänzlich verhindert. Es könnte zusätzlich sein, dass sich in der Größenordnung einer  $25\ \text{nm}$  Silberschicht auf PDMS keine - im optischen Sinne - hundertprozentig glatte Silberoberfläche ausbildet, wodurch Teilstreuung entstehen kann. Dieser Effekt erzeugt im VIPA einen weiteren Lichtverlust, der sich in einer geringeren Resonanzgüte niederschlägt, wie man später noch sehen wird. Resultierende Beispiele von zwei Beugungsbildern sind in Abbildung 6.13 (b) zu sehen. Diese wurden durch eine Einkopplung mit einer Spaltbreite von  $1\ \text{mm}$  (also knapp unterhalb der  $1,2\ \text{mm}$  Elektrodenbreite) bei  $20^\circ$  VIPA-Kippwinkel an verschiedenen Stegen eines  $340\ \mu\text{m}$  VIPA erzeugt.

Es sind weiterhin deutliche Nebenmaxima sichtbar, die sehr an die Beugungsbilder und Resonanzprofile aus Abschnitt 6.3 erinnern, denen ein Keilwinkel zwischen Vorder- und Rückseite des VIPA-Resonators zugrunde liegt. Trotz der Verwendung selektierter Abstandshalter zur Herstellung treten dennoch leichte Keilwinkel auf, die zu Nebenmaxima und Verwischen der Resonanzen führen. Ein Dickenunterschied von bereits  $0,5\ \mu\text{m}$  erzeugt einen Keilwinkel in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-3}^\circ$ , der

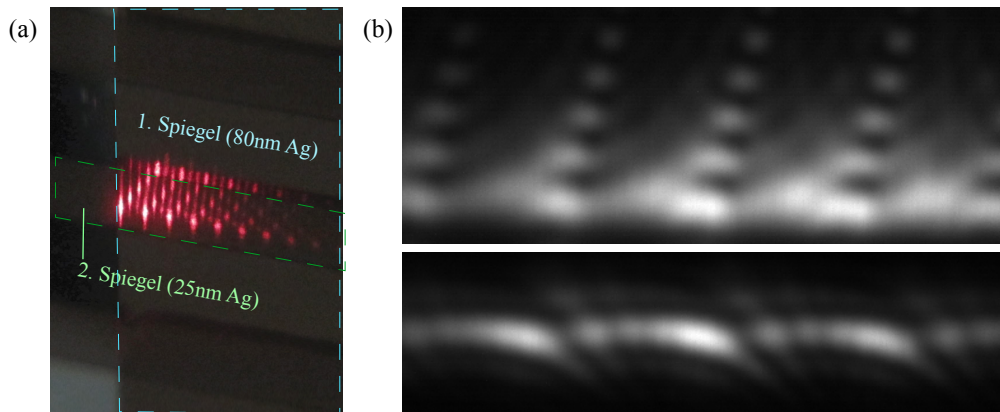


Abbildung 6.13: (a) Fotografie der Einkopplung in ein  $340\ \mu\text{m}$  VIPA unter  $45^\circ$ . Das Licht wird von hinten durch das Substrat an der Kante des ersten Spiegels (blau markiert) eingekoppelt. Mehrfachreflexionen am 2. Spiegel (grün markiert) und Spiegelbilder dieser im 1. Spiegel (blau markiert) sind zu erkennen. (b) Zwei resultierende Beugungsbilder unterschiedlicher Bereiche, die mehrere Nebenmaxima aufzeigen.

das Resonanzprofil degradiert, wie bereits in Simulationen gezeigt wurde (Abschnitt 6.3). Die Oberflächenplanheit der für die Herstellung verwendeten Substrate und PMMA-Platten liegt im Bereich von  $0,2\text{-}1,5\ \mu\text{m}$  (siehe Abschnitt 4.2.6) wodurch sich Keilwinkel der PDMS-Schicht bilden können. Für weitere Messungen wurden Bereiche auf den Proben ausgewählt, aus denen weitgehend Beugungsbilder ohne Nebenmaxima resultieren. Außerdem kann durch Verkleinern der Spaltblende auch der verwendete Bereich des VIPA eingeschränkt werden, was erfahrungsgemäß zu klareren Beugungsbildern führt.

### 6.5.2 Einfluss der Polarisation

Abschnitt 6.4 hat gezeigt, dass für verschiedene Polarisationszustände des eingekoppelten Lichts merkbare Unterschiede zwischen den Resonanzprofilen auftreten. Dieser Effekt lässt sich auch an den hergestellten Proben beobachten. Abbildung 6.14 (a) zeigt eine farblich codierte Überlagerung der Beugungsbilder von S- und P-Polarisation eines  $340\ \mu\text{m}$  dicken VIPA (G12). Rot entspricht der S- und grün der P-Polarisation. Mit steigendem Winkel wird auch die absolute Abweichung größer. Das lässt sich dadurch erklären, dass Licht an den Silberflächen für S- und P-Polarisation einen leicht unterschiedlichen Phasenversatz erfährt, der zu dieser Abweichung



führt. Abbildung 6.14 (b) stellt die gemessene und simulierte Abweichung bezogen auf den freien Winkelbereich dar. Der Verlauf ist von Messrauschen beeinflusst, jedoch ist tendenziell zu erkennen, dass große VIPA-Kippwinkel stärkere Abweichungen bewirken. Messung und Simulation liegen hier in derselben Größenordnung und zeigen ähnlichen Verlauf. Aus dem Resonanzprofil lässt sich eine Finesse  $\mathcal{F}$  als Gütemaß über eine zusätzliche Ermittlung der Halbwertsbreiten der Peaks bestimmen. Sie ist als Funktion des Kippwinkels in Abbildung 6.14 (b) aufgezeichnet. Auch hier lässt das Messrauschen nur eine Tendenz erkennen. Entsprechend den Simulationen (Abschnitt 6.4) sollte die Kurve zur S-Polarisation ansteigen und bei P-Polarisation absinken. Diese Tendenz lässt sich in groben Zügen wiederfinden, jedoch fallen für große Winkel beide Kurven ab.

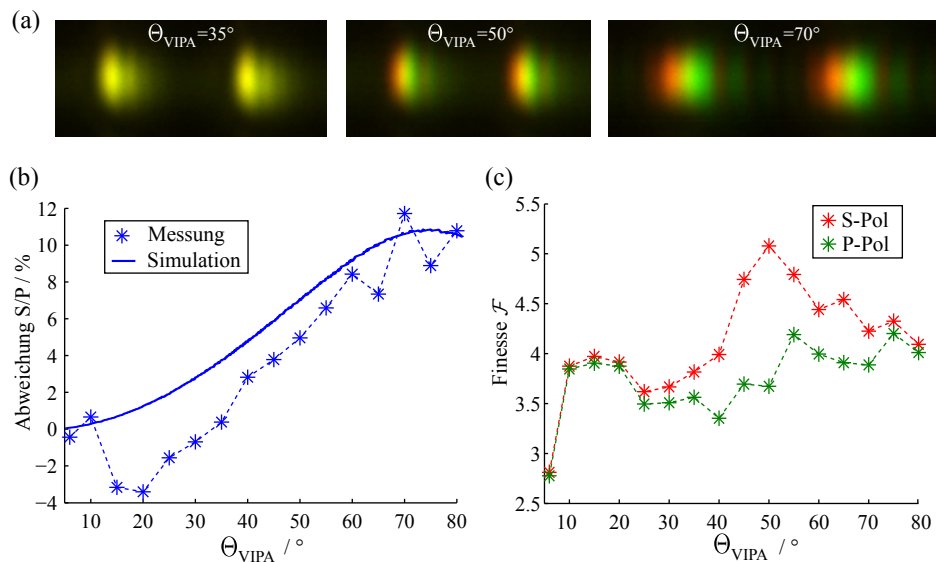


Abbildung 6.14: Einfluss der Polarisation auf das Dispersionsverhalten eines  $d = 340 \mu\text{m}$ -VIPA. (a) Farblich überlagerte Beugungsbilder bei unterschiedlich polarisiertem Licht für drei Kippwinkel (rot: S-polarisiert, grün: P-polarisiert) (b) Relative Abweichung von S- und P-Polarisation bezogen auf den freien Winkelbereich. Zum Vergleich ist die Simulation für ein  $340 \mu\text{m}$  VIPA mit denselben Herstellungsparametern eingezeichnet, was im Bereich um  $75^\circ$  eine gute Übereinstimmung zu den Messdaten zeigt. (c) Gemessene Finesse als Funktion des Kippwinkels für S- und P-Polarisation. S-Polarisation zeigt analog zu den Simulationen eine höhere Finesse, welche jedoch absolut gesehen nur  $1/5$  vom simulierten Wert beträgt und für hohe Winkel degradiert.

Die Finesse ist insgesamt kleiner als durch TMM-Simulationen prognostiziert, da

die Resonatorspiegel zum einen Ausrichtungsfehler besitzen und zusätzlich Streuung hervorrufen. Dies lässt sich gut an den Nebenmaxima in 6.14 (a) erkennen. Diese bedingen auch eine deutlich ungenauere Abschätzung der Finesse, da Halbwertsbreiten nur bedingt präzise bestimmt werden können. Der freie Winkelbereich ist bei  $5^\circ$  sehr groß und hängt stark von dem Dispersionswinkel des Beugungswinkels ab. Das lässt nur einer sehr ungenauen Bestimmung der Finesse zu, was den geringen Wert von 2,8 bei  $5^\circ$  VIPA-Kippwinkel erklärt. Im Gegensatz zu den Simulationen sinkt die Finesse bei großen Winkeln insgesamt ab. Für kleinere Kippwinkel finden die Mehrfachreflexionen noch in einem begrenzten Bereich statt. Herstellungsbedingte Unebenheiten der zweiten Silberfläche haben somit nur begrenzten Einfluss. Größere Kippwinkel sorgen dafür, dass sich das Licht lateral in der PDMS-Schicht weiter ausbreitet, wodurch Unebenheiten über eine längere Strecke auf der 2. Silberfläche größeren Einfluss haben. Dieser Effekt scheint zu überwiegen, was die Finesse für größere Winkel insgesamt absenkt.

### 6.5.3 Durchstimmen des VIPA

In Abschnitt 6.2 wurde demonstriert, dass theoretisch bereits leichte Temperaturänderungen der PDMS-Schicht des VIPA zu signifikanten Durchstimmeffekten führen. Dies soll hier anhand von Messdaten hergestellter Proben verifiziert werden. Hierfür wurde zunächst ein  $170\ \mu\text{m}$  VIPA ( $G8$ ,  $R = 73\ \Omega$ ) mit einem Kippwinkel von  $20^\circ$  über  $25\ \text{s}$  stufenweise bis zu einem Stromfluss  $I$  von  $30\ \text{mA}$  aktuiert. Dabei wurde der Strom entsprechend einer Wurzelfunktion schrittweise im  $0,5\ \text{s}$ -Takt erhöht, um bei einem konstanten Widerstand  $R$  eine linear ansteigende Ohm'sche Wärmeleistung  $P = R \cdot I^2$  zu erzielen. Licht wurde unter P-Polarisation eingekoppelt, da hierdurch bei Kippwinkeln im Bereich des Brewsterwinkels maximale Transmission gewährleistet ist. Die resultierenden Beugungsbilder sind in Abbildung 6.15 für verschiedene Zeitpunkte der Aktuierung gegeben. Zugehörige Resonanzen sind durch gestrichelte Linien verbunden.

Ein deutliches Wandern der Resonanzen ist sichtbar und bereits nach 15 Sekunden wird ein einfaches Durchstimmen durch den freien Winkelbereich ( $\Theta_{\text{FWB}}$ ) erreicht. Ein zusätzlicher Effekt ist eine Verbreiterung der Resonanzprofile bei hoher Aktuierung. Es liegt hier nahe, dass die Erwärmung durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silber und PDMS auch zu einer Verformung bzw. Verkippung der zweiten Silberfläche führt, die mit einer Degradierung

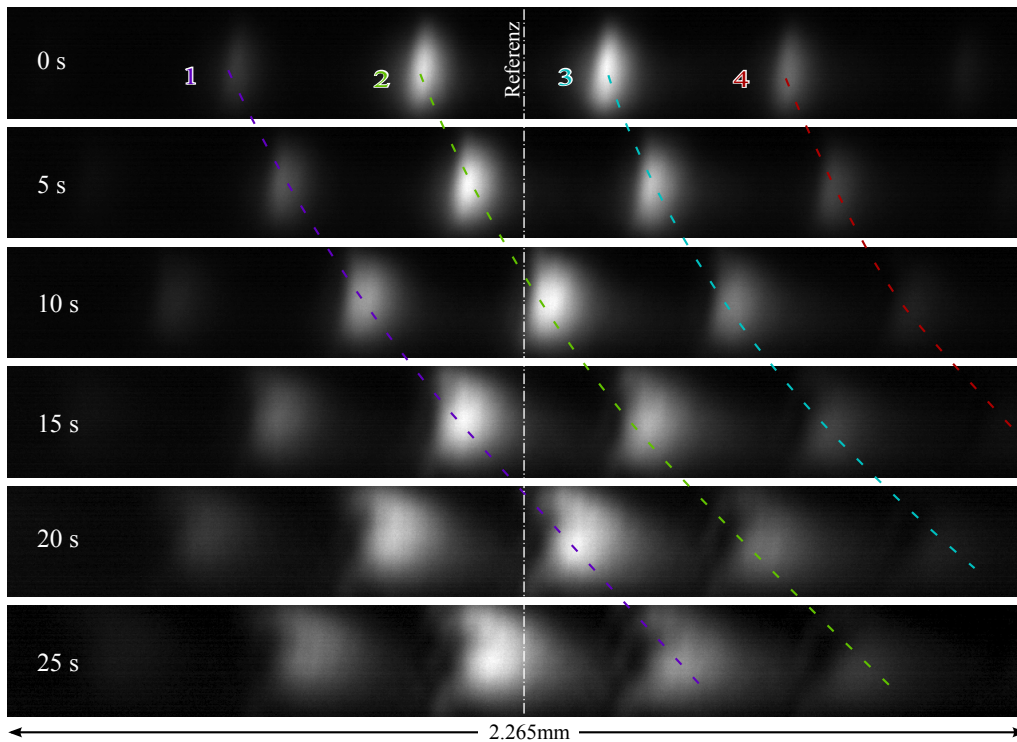


Abbildung 6.15: *Beugungsbilder eines über 25s aktuierten VIPA mit Dicke  $d = 170 \mu\text{m}$  und  $20^\circ$  Kippwinkel. Zugehörige Resonanzen sind mit gestrichelten Linien markiert. Ein Wandern der Resonanzen über den freien Winkelbereich hinaus kann beobachtet werden.*

des Beugungsbildes einhergeht. Dieser Effekt lässt sich über Bestimmung der Finesse  $\mathcal{F}$  quantifizieren. Diese ist als Funktion der Aktuierungszeit in Abbildung 6.16 gezeigt.

Die Finesse sinkt hier im gesamten Zeitraum um mehr als die Hälfte. Da für eine Anwendung der Durchstimmbereich von  $(1 \times \Theta_{\text{FWB}})$  bereits bei 15s erreicht ist, reduziert sich die Finesse nur um den Faktor 1,5, was bei der entsprechenden Anwendung berücksichtigt werden muss.

#### 6.5.4 Bestimmung der Schichtdicke mittels Dispersionsgesetz

Durch vertikale Mittelung der Beugungsbilder lassen sich rauscharme Resonanzprofile erzeugen. Hierbei wurde nur ein vertikaler Bereich gemittelt, der mehr als die Hälfte der maximalen Helligkeit aufweist, um den Einfluss störender Nebenmaxima

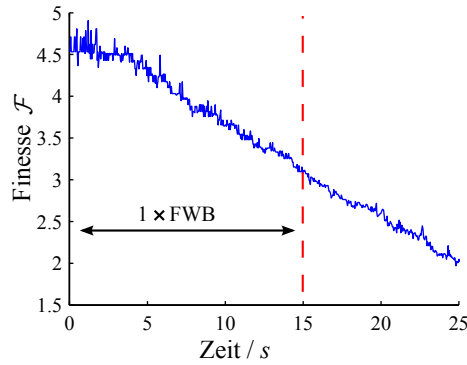


Abbildung 6.16: Gemessene Finesse als Funktion der Aktuierungszeit eines um 14 K erhitzten 170  $\mu\text{m}$  VIPA. Zusätzlich ist die Grenze einer einfachen Durchstimmung des freien Winkelbereichs bei 15 s Aktuierungszeit eingezeichnet.

oberhalb und unterhalb des Beugungsbildes zu vermeiden. Aus dem so gewonnenen Resonanzprofil wurden Resonanzpositionen mit Hilfe einer Anpassung einer Parabelfunktion in einer definierten Umgebung bestimmt. Der Dispersionswinkel einzelner Resonanzen lässt sich über die Relation  $\tan(\Theta_\lambda) = y'/f'$  bestimmen, wobei  $y'$  der ermittelten Resonanzposition auf dem Bildsensor bezogen auf die Position des Laserspots ohne Probe und  $f'$  der Brennweite (hier 50 mm) der Fourierlinse entspricht.

Aus dem Dispersionswinkel zweier benachbarter Resonanzen lässt sich über das Dispersionsgesetz von XIAO (Gleichung 2.16) die Schichtdicke des Ausgangszustands bestimmen. Wellenlänge  $\lambda$ , Brechzahl  $n$  und VIPA-Kippwinkel  $\Theta_{\text{VIPA}}$  sind bekannt. Somit sind für zwei gegebene Dispersionswinkel  $\Theta_{\lambda,m}$  und  $\Theta_{\lambda,m+1}$  nur noch die Dicke  $d$  und die Beugungsordnung  $m$  unbekannt. Durch Umstellen ergibt sich

$$d = \frac{\lambda}{2 \tan(\Theta_{\text{in}}) \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) \cdot (\Theta_{\lambda,m+1} - \Theta_{\lambda,m}) + \frac{\cos(\Theta_{\text{in}})}{n} \cdot (\Theta_{\lambda,m+1}^2 - \Theta_{\lambda,m}^2)} \quad (6.5)$$

und mit berechneter Dicke  $d$  entsprechend

$$m = \frac{2dn \cdot \cos(\Theta_{\text{in}}) - 2d \tan(\Theta_{\text{in}}) \cos(\Theta_{\text{VIPA}}) \cdot \Theta_\lambda - d \cos(\Theta_{\text{in}}) \frac{\Theta_\lambda^2}{n}}{\lambda}. \quad (6.6)$$

Auf diese Art wurde für den unaktuerten Zustand die Schichtdicke der im Folgenden untersuchten VIPA zu  $(168,99 \pm 4,29) \mu\text{m}$  (VIPA G8) und  $(337,42 \pm 5,48) \mu\text{m}$  (VIPA G11) bestimmt. Die Finesse wurde zu  $\mathcal{F}(\text{VIPA G8}) = 5,8$  und  $\mathcal{F}(\text{VIPA G8}) = 2,8$  bestimmt. Ergebnisse von 14 verschiedenen Kippwinkeln erlauben eine Fehlerabschätzung durch Bildung von Mittelwert und Standardabweichung. Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit den Angaben der für die Herstellung benutzten Deckgläser

überein, die mit einer Dicke von  $170 \pm 5 \mu\text{m}$  angegeben sind. Das zeigt, dass das Dispersionsgesetz von XIAO hier gut angewendet werden kann.

### Alternative Modellanpassung mittels Transfermatrixmethode

Eine weitere Möglichkeit der Dickenbestimmung wäre eine Parameteranpassung eines mittels TMM berechneten Resonanzprofils an ein gemessenes Resonanzprofil. Somit ließen sich theoretisch einzelne Schichtdicken des Modells bestimmen. Diese Methode ist aus folgenden Gründen nicht gewinnbringend. Das berechnete Resonanzprofil ist sehr empfindlich gegenüber der Schichtdicke, was einen Startwert der PDMS-Schicht in der Anpassung mit einer Genauigkeit im %-Bereich erfordert. Das Finden eines passenden Startwertes erwies sich trotz Zuhilfenahme obiger Methode als sehr Zeitintensiv. Weiterhin führen Abweichung der Probe vom planparallelen Modell und Streuung zu einer deutlich geringeren Resonanzgüte. Diese ist einem 1-D Schichtmodell nur durch Schichtdickenvariation modellierbar. Hierbei führt eine Anpassung der Silberschichtdicke dazu, dass diese auf wenige Nanometer bestimmt wird, was nicht der realen Probe entspricht. Aus diesen Gründen wurde die TMM hier nicht verwendet.

### 6.5.5 Bestimmung der Aktuierungstemperatur

In den mit Gleichung 6.6 und 6.5 berechneten Ergebnissen ist die Beugungsordnung  $m$  nicht zwangsweise ganzzahlig. Grund dafür können verschiedene Ungenauigkeiten bei der Justage des Bauteils und des Messaufbaus sein, sowie Phasenveränderungen durch Reflexion an den Silberschichten. Rundet man die Beugungsordnung auf einen ganzzahligen Wert, zeigt sich durch einen Optimierungsprozess, dass beispielsweise eine Abweichung des VIPA-Kippwinkels vom eingestellten Wert in der Größenordnung von  $0,1^\circ$  zu einer ganzzahligen Beugungsordnung führt. Dies ist im Rahmen der Justagemöglichkeiten des Aufbaus durchaus plausibel. Für die Bestimmung der Aktuierungstemperatur  $\Delta T$  wurde die Beugungsordnung  $m$  als Fließkommazahl weiterverwendet und dadurch Abweichungen des Modells von der Messung für weitere Berechnungen kompensiert.

Die Resonanz einer festen Beugungsordnung  $m$  kann im Resonanzprofil über den

---

Zeitverlauf der Aktuierung verfolgt werden. Durch einen Optimierungsprozess wird für jeden Zeitpunkt diejenige Temperatur ermittelt, die nach dem Dispersionsgesetz von XIAO bei ermittelter Anfangsschichtdicke  $d$  und Beugungsordnung  $m$  zum veränderten Dispersionswinkel unter Aktuierung führt. Hierbei wurde im Dispersionsgesetz der thermooptische Effekt, sowie die thermische Ausdehnung von PDMS berücksichtigt. Die Position von vier Beugungsordnungen ist in Abbildung 6.17 (a) dargestellt. Beugungsordnungen 3 (blau) und 4 (rot) laufen aus dem Bild und wurden daher abgeschnitten. Die Temperatur wurde durch die Modellanpassung an die 2. Beugungsordnung (grün markiert) bestimmt und ist in Abbildung 6.17 (b) als Funktion der Zeit aufgezeichnet.

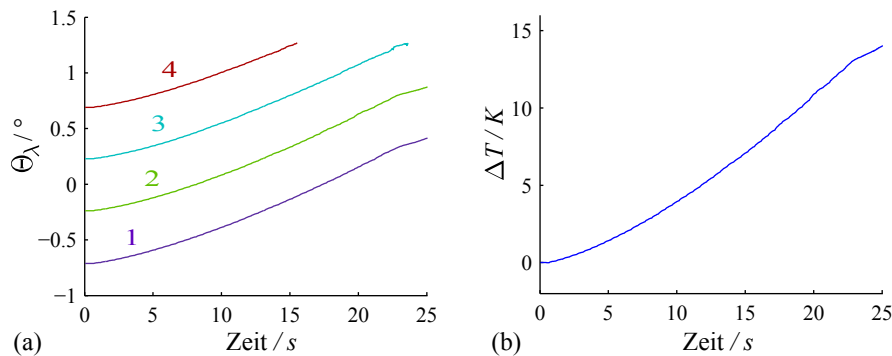


Abbildung 6.17: Aktuierung eines  $170\ \mu\text{m}$  dicken VIPA mit  $20^\circ$  Kippwinkel. (a) Dispersionswinkel als Funktion der Aktuierungszeit für vier Beugungsordnungen nahe  $0^\circ$ . (b) Berechnete Temperaturänderung als Funktion der Aktuierungszeit. Eine Temperaturänderung von  $14\ \text{K}$  bewirkt eine absolute Dispersionswinkeländerung von über  $1^\circ$ .

Ein nicht-linearer Temperaturverlauf bis zu einer Temperaturerhöhung von  $14\ \text{K}$  ist erkennbar. Diese Modellanpassung lässt nur eine homogene Temperaturerhöhung der PDMS-Resonatorschicht zu, daher handelt es sich um eine mittlere Temperaturerhöhung. Die tatsächliche Temperatur der Elektrode ist höher, da sich ein Temperaturgradient in der PDMS-Schicht ausbildet (siehe Abschnitt 4.1.2). Ein konstanter Widerstand sollte einen linearen Leistungsanstieg zur Folge haben. Ein temperaturabhängiger PTC-Widerstand, dessen Widerstandswert mit erhöhter Temperatur (die hier höher als  $14\ \text{K}$  ist) zunimmt, führt bei gleichem Strom und höherer Temperatur zu einer höheren Spannung und damit zu höherer Leistung, was eine Erklärung für den Verlauf der Temperaturkurve ist. Weiterhin benötigt gemäß Abschnitt 4.1.2 die Wärme eine gewisse Zeit um eine Temperaturerhöhung zu erzeugen, was zu dem

anfangs verzögerten Anstieg der Temperaturkurve beisteuert.

### 6.5.6 Einfluss des VIPA-Kippwinkels auf die Durchstimmbarkeit

Die theoretische Abschätzung der Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung in Abschnitt 6.2 hat eine starke Abhängigkeit vom VIPA-Kippwinkel gezeigt. Dieser Effekt wird im Folgenden an zwei Proben messtechnisch analysiert. Die  $170\ \mu\text{m}$  dicke Probe VIPA G8 ( $R = 73\ \Omega$ ) wurde innerhalb von  $10\ \text{s}$  in  $0,4\ \text{s}$  Schritten bis  $25\ \text{mA}$  aktuiert, was einer Heizleistungsdichte von ca.  $2,0\ \text{mW}/\text{mm}^2$  entspricht. Die stufenweise erhöhte Stromfunktion entsprach hier wieder dem Verlauf einer Wurzelfunktion. Hier wird vorausgesetzt, dass dieser Stromverlauf unabhängig vom Kippwinkel für gleiche Zeitpunkte gleiche Aktuierungszustände hervorruft. Der Dispersionswinkel einer Resonanz nahe der optischen Achse wurde für verschiedene VIPA-Kippwinkel über die Zeit verfolgt. Die absolute Änderung des Dispersionswinkels vom Ausgangszustand ist in Abbildung 6.18 (a) über den Aktuierungszeitraum und den VIPA-Kippwinkel aufgetragen. Ein wannenförmiger Verlauf mit geringeren Ablenkungen für mittlere Winkel und besonders hohen Werten für kleine Winkel kann beobachtet werden, was eine sehr gute Übereinstimmung zur Modellierung (Abschnitt 6.2) zeigt. Der Dispersionswinkel bezogen auf den freien Winkelbereich ist in Abbildung 6.18 (b) als Konturgraph dargestellt. Kleine VIPA-Kippwinkel zeigen hier analog zu Abschnitt 6.2 eine stärkere Durchstimmung als hohe Winkel. Es bildet sich jedoch nach ca.  $6\ \text{s}$  ein Maximum der Durchstimmbarkeit für Winkel von  $\Theta_{\text{VIPA}} = 15^\circ$  bei einer relativen Dispersionswinkeländerung von  $0,8$  aus.

Eine gleichwertige Messreihe für ein  $340\ \mu\text{m}$  dickes VIPA (G11,  $R = 47\ \Omega$ ) wurde mit einem Maximalstrom von  $35\ \text{mA}$  durchgeführt, was einer Heizleistungsdichte von ca.  $2,4\ \text{mW}/\text{mm}^2$  entspricht und damit mit voriger Messung vergleichbar ist. Die absolute und relative Dispersionswinkeländerung ist in Abbildung 6.19 gezeigt. Durch die Messgeometrie bedingt wurden nur Kippwinkel bis  $60^\circ$  erfasst, jedoch lässt sich wieder eine große Dispersionswinkeländerung bei kleinen Kippwinkeln beobachten. Diese ist verglichen mit den Ergebnissen des VIPA G8 sehr ähnlich. Weiterhin zeigt die relative Dispersionswinkeländerung wiederum eine maximale Durchstimmung für kleine Kippwinkel. Ab  $8\ \text{s}$  Aktuierungszeit bildet sich ein Maximum der Durchstimmung für  $\Theta_{\text{VIPA}} = 10^\circ$  bei einer relativen Dispersionswinkeländerung von  $1,6$  aus.

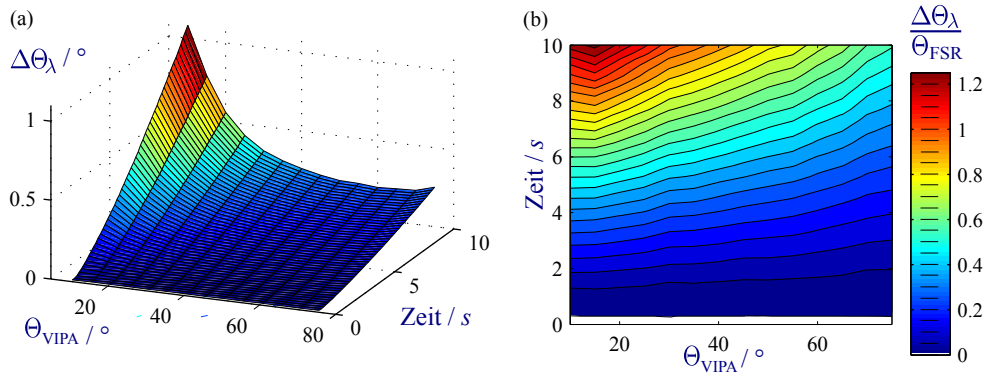


Abbildung 6.18: (a) Absolute Dispersionswinkeländerung in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der Aktuierungszeit für ein  $d = 170 \mu\text{m}$  VIPA. (b) Dispersionswinkeländerung  $\Delta\theta_\lambda$  bezogen auf den freien Winkelbereich  $\Theta_{\text{FWB}}$ . Messung und Modellierung (Abschnitt 6.2) liegen hier in sehr guter Übereinstimmung.

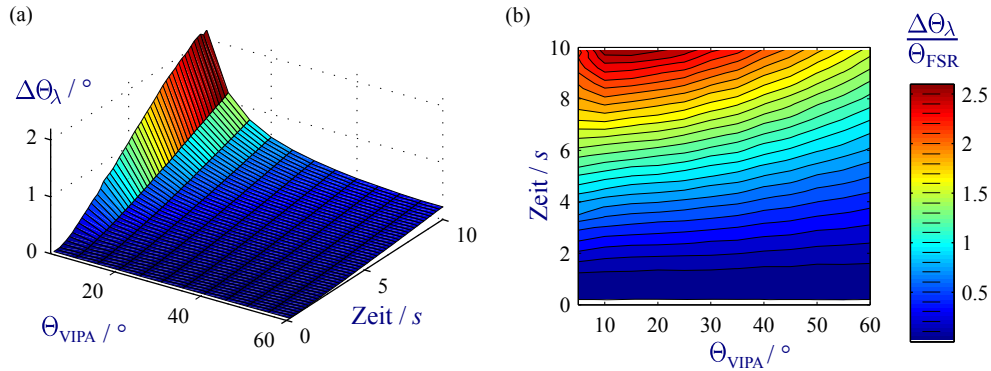


Abbildung 6.19: (a) Absolute Dispersionswinkeländerung in Abhängigkeit des VIPA-Kippwinkels  $\Theta_{\text{VIPA}}$  und der Aktuierungszeit  $\Delta T$  für ein  $d = 340 \mu\text{m}$  VIPA. (b) Dispersionswinkeländerung  $\Delta\theta_\lambda$  bezogen auf den freien Winkelbereich  $\Theta_{\text{FWB}}$ .

Die maximale Temperaturerhöhung der Probe lässt sich für das erste VIPA (G8,  $170 \mu\text{m}$ ) auf  $6.8 \text{ K}$  und für das zweite VIPA (G11,  $340 \mu\text{m}$ ) auf  $7.5 \text{ K}$  bei  $20^\circ$  Kippwinkel bestimmen.

### 6.5.7 Zeitverhalten des VIPA

Bisherige Messungen haben gezeigt, dass unter thermischer Aktuierung eine Einstellung des Dispersionswinkels möglich ist. Eine wichtige Kenngröße für die Anwendung ist das dynamische Verhalten eines durchstimmbaren VIPA. Um dies zu charakterisieren, wurde ein  $170 \mu\text{m}$  VIPA (G8) und ein  $340 \mu\text{m}$  VIPA (G12) für  $15 \text{ s}$  mit



20 mA aktuiert und weitere 15 s stromfrei gesetzt. Licht wurde bei einem VIPA-Kippwinkel von  $20^\circ$  eingekoppelt. An die Verschiebung der Resonanzprofile wurde die Temperatur entsprechend der Methode aus dem vorigen Abschnitt bestimmt. Der Temperaturverlauf ist Abbildung 6.20 dargestellt. Zusätzlich sind angepasste Modellfunktionen der Temperaturverläufe zu den Messdaten eingezeichnet.

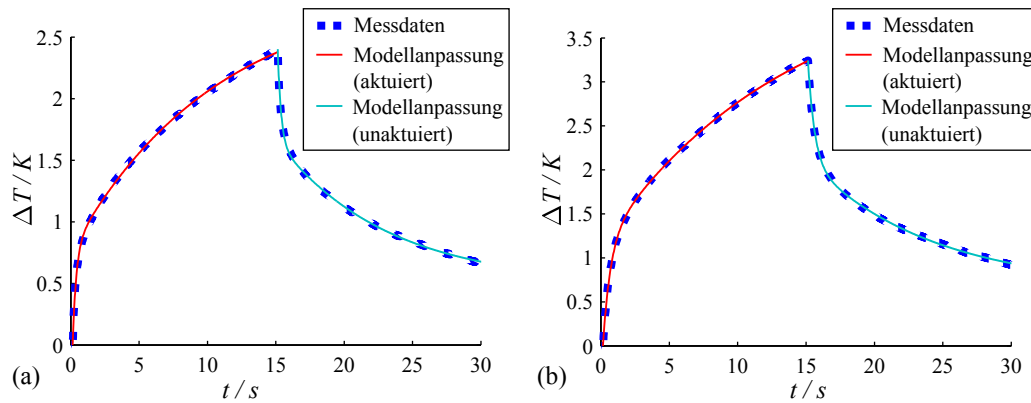


Abbildung 6.20: Zeitlicher Verlauf der Aufheizung und Abkühlung eines  $d = 170 \mu\text{m}$  (a) und  $d = 340 \mu\text{m}$  (b) VIPA, welche die ersten 15 s von 30 s mit 20 mA aktuiert wurden. Zu den Messdaten sind Anpassungen einer Aufwärm- und Abkühlmodellfunktion eingezeichnet.

Die Messkurven folgen keinem klassischen Wärmeausgleichsvorgang eines Körpers mit definierter Wärmekapazität, die einem Funktionsverlauf  $\sim 1 - e^{-t/\tau}$  entspricht [105]. Zu Beginn findet ein relativ steiler Anstieg der Temperatur statt, der in einem weniger steilen, darauf folgenden Anstieg langsamer ausläuft. Ähnlich kühlt die Probe anfangs schnell, später aber deutlich langsamer ab, ohne nach weiteren 15 s wieder den Ursprungszustand zu erreichen. Das VIPA ist ein System verschiedener Materialien, die aufgewärmt werden. Das PDMS wird vom Silber aufgeheizt, gibt durch eine definierte Wärmeleitfähigkeit den Wärmefluss auch an das Substrat weiter, welches sich aufgrund der größeren Masse und Wärmekapazität langsamer aufheizt. Somit liegt ein gekoppeltes System vor, das eines erweiterten Modells bedarf. Der Aufwärmvorgang wurde hier durch Summe zweier Aufwärmvorgänge modelliert, die eine Überlagerung eines Kurzzeit- und Langzeitprozesses in folgender Gleichung darstellt.

$$\Delta T(t) = \Delta T_1 \cdot (1 - e^{-t/\tau_1}) + \Delta T_2 \cdot (1 - e^{-t/\tau_2}) \quad (6.7)$$

Der Abkühlvorgang wird hier ebenfalls durch eine Überlagerung eines Kurzzeit und Langzeitprozesses beschrieben, wobei für Zeit  $t \rightarrow \infty$  der Zustand  $\Delta T = 0$  gelten

muss.

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 - \Delta T_3 \cdot (1 - e^{-t/\tau_3}) - (\Delta T_0 - \Delta T_3) \cdot (1 - e^{-t/\tau_4}) \quad (6.8)$$

Die Anpassung der beiden Modellfunktionen an die Messdaten ist in Abbildung 6.20 zusätzlich eingezeichnet. Der Zeitverlauf für beide Proben kann sehr gut mit dem vorgeschlagenen Modell wiedergegeben werden. Tabelle 6.2 enthält die resultierenden Zeitkonstanten.

Tabelle 6.2: *Zeitkonstanten des Aufwärm- und Abkühlprozesses eines VIPA.*

Probe	Aufwärmvorgang		Abkühlvorgang	
	$\tau_1/s$	$\tau_2/s$	$\tau_3/s$	$\tau_4/s$
<b>VIPA G9</b>	0,266	10,6	0,360	16,7
<b>VIPA G12</b>	0,556	13,6	0,605	19,1

Durch die Größenordnung der Zeitkonstanten ist hier deutlich eine Kombination von einem Langzeit- und Kurzzeitprozess zu erkennen. Hierbei kann der Kurzzeitprozess dem Aufwärmen der PDMS-Schicht und der Langzeitprozess dem Aufwärmen des Gesamtsystems (inkl. Substrat) zugeordnet werden. VIPA G9 ist nur  $170 \mu m$  dick und hat im Gegensatz zu VIPA G12 ( $340 \mu m$ ) eine geringere Zeitkonstante  $\tau_1$ , da die Wärmekapazität der PDMS-Schicht insgesamt geringer ist. Die Zeitkonstante  $\tau_2$  fällt auch geringer im Vergleich zu VIPA G12 aus, da die Wärme durch die dünnere Schicht besser an das Substrat weitergeleitet werden kann. Für den Abkühlvorgang gelten ähnliche Verhältnisse, jedoch sind hier die Zeitkonstanten insgesamt größer. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Bauteile aktiv geheizt werden, sich jedoch passiv abkühlen müssen, was länger dauert.

## 6.6 Zusammenfassung und Fazit

Es wurde gezeigt, dass ein PDMS-basiertes durchstimmbares *Virtually Imaged Phased Array* realisiert werden kann. Dieses zeigt sowohl in Simulationen als auch in der Praxis einen hohen Durchstimmeffekt für bereits geringe Temperaturerhöhungen  $< 10 K$ . Hinsichtlich der Durchstimbarkeit und dem Einfluss des Kippwinkels zeigen Modellierung und Messung hier sehr gute Übereinstimmung. Mit einer Leistungsdichte in der Größenordnung  $2 mW/mm^2$  ( $6,8 K$ ) lässt sich ein Durchstimmen

durch den freien Winkelbereich für ein  $170\ \mu\text{m}$  VIPA realisieren. Kleinere Kippwinkel des VIPA begünstigen die Durchstimbarkeit. Weiterhin verkleinert sich der freie Winkelbereich mit steigender Resonatordicke, wodurch sich die Aktuierungstemperatur für ein Durchstimmen durch einen freien Winkelbereich verkleinert. Dies bedeutet aber auch, dass dieses Bauteil sehr temperaturempfindlich ist und die Startwerte der Dispersionswinkel abhängig von der Umgebungstemperatur sind. Ein Leistungsauftrag und damit eine relative Temperaturerhöhung ermöglicht jedoch weiterhin ein Durchstimmen durch den freien Winkelbereich. Somit kann hier weiterhin jeder Dispersionswinkel innerhalb des freien Winkelbereichs eingestellt werden.

Eine inhomogene Temperaturverteilung in der PDMS-Schicht kann mit dem gegebenen Dispersionsgesetz nicht modelliert werden. Mit einer Zeitkonstante von  $0,27 - 0,56\ \text{s}$  kann das VIPA aktuiert werden, jedoch wird dieser Prozess durch Aufheizen des Substrates mit einer Zeitkonstante  $> 10\ \text{s}$  weiter fortgesetzt. Ein aktives Kühlen des Substrats oder freitragende Strukturen könnten hier Abhilfe schaffen. Der Resonator bestehend aus PDMS und Silberschichten zeigt eine Polarisationsabhängigkeit, die insbesondere bei großen Kippwinkeln zu tragen kommt. Unpolarisiertes Licht führt dadurch zu Doppelresonanzen, deren Abstand in der Größenordnung von 10% des freien Winkelbereichs bei Kippwinkeln  $> 50^\circ$  liegt und insgesamt zu einer Degradierung der effektiven Güte führt. Für große Kippwinkel sollte daher polarisiertes Licht verwendet werden. Licht unter P-Polarisation hätte den Vorteil in der Nähe des Brewster-Winkels mit einer maximalen Lichtstärke transmittiert zu werden.

Es zeigte sich in Simulationen und Messungen, dass bereits leichte Abweichungen von der planparallelen Ausrichtung der Resonatorspiegel das Beugungsbild signifikant degradieren lassen. Dies erfordert hohe Ansprüche an die Herstellung. Weiterhin wurde eine Streuung an der auf die PDMS-Schicht aufgedampften Silberfläche beobachtet. Diese trägt aufgrund von Lichtverlust zur Verringerung der Resonatorgüte/Finesse bei. Eine Möglichkeit, um beide genannten Effekte zu verringern, wäre eine Trennung der optischen Funktion und Aktuatorfunktion. So könnte ein VIPA mit dielektrischen Spiegeln und Luft-gefülltem Resonator realisiert werden. Durch mehrere separate steuerbare seitliche Silber-PDMS-Aktuatoren kann dieses aktuiert und präziser ausgerichtet werden. Dielektrische Spiegel vermeiden an dieser Stelle Absorption und Streuung, müssten aber für einen festen Kippwinkel ausgelegt werden.

---

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass ein PDMS-basiertes durchstimmbares *Virtually Imaged Phased Array* ein interessantes, integrierbares optisches Element bildet. Die Herstellung erfordert jedoch noch weitere Optimierungen. Insbesondere die Anforderung an die Oberfläche und Ausrichtung birgt einige Herausforderungen. Die verhältnismäßig leichte Aktuierbarkeit stellt einen weiteren Freiheitsgrad dar, der das durchstimmbare VIPA zu einem vielversprechenden Bauteil macht, das weiteres Forschungspotential bietet. Anwendungspotentiale sind insbesondere im Bereich der Telekommunikation oder Sensorik zu erwarten.

---

## Kapitel 7

# Aktuator zur Strahlpositionierung

---

### Übersicht

*Dünnschichtresonatoren weisen neben resonanzabhängiger Transmission und Reflexion auch einen Superprismaeffekt in Form einer lateralen Strahlverschiebung auf. Diese kann mit Hilfe eines durchstimmbaren Resonators gesteuert werden. Dieses Kapitel untersucht das Potential eines durchstimmbaren Fabry-Perot- und eines Gires-Tournois-Resonators als Aktuator zur Strahlpositionierung. Zunächst wird ein Überblick zu relevanter Literatur gegeben und das Konzept des Aktuators vorgestellt. Es folgt eine detaillierte, numerische Analyse der Einflussgrößen wie Resonatorparameter, Strahldivergenz, Einfallswinkel und Polarisierung. Anschließend werden die hergestellten Bauteile hinsichtlich der Strahlverschiebung und in Bezug auf mehrere Einflussgrößen sowie das Zeitverhalten charakterisiert und auftretende Effekte diskutiert. Weiterhin wird eine optimierte Struktur vorgestellt. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und bewertet.*

---

Miniaturisierte Systeme zur Strahlpositionierung oder Strahlablenkung werden zunehmend interessant für den Telekommunikationsbereich und die Sensorik. In integrierten optischen Netzwerken (z.B. Koppler, Splitter, etc.) ist ein hochgenaues Ausrichten einzelner optischer Komponenten bzw. des Lichtwegs essenziell für eine hohe Systemeffizienz und hohe Datenraten [12, 106–108]. Dies impliziert typischerweise aber hohe Herstellungskosten. Durch aktive Steuerung des Lichtwegs können zum einen größere Herstellungstoleranzen zugelassen werden, zum anderen kann ein mechanischer Drift während des Betriebs aktiv kompensiert werden. Es wurden schon diverse Ansätze zur aktiven Strahllenkung vorgestellt, zu denen im Folgenden kurz relevante Literatur vorgestellt wird.

Der MEMS- bzw. MEOMS-Bereich bietet sich als Technologieplattform für solche Aktoren an. So wurde beispielsweise durch einen elektrothermisch verkippbaren MEMS-Spiegel ein Oberflächenemitter-Laser (engl. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*, VCSEL) zielgenau auf eine Faser gelenkt, um eine optimale Lichteinkopplung zu erreichen [7]. Eine Strahlumlenkung auf Basis eines verkippbaren Spiegels konnte auch durch elektrostatisch steuerbare Kamm-Aktoren erreicht werden [109]. Weiterhin wurden bereits in optischen Netzwerken Justagefehler durch eine piezoelektrisch aktivierte Verschiebeeinheit kompensiert [110]. Eine variable Abschwächung eines Signals konnte außerdem durch einen piezoelektrisch verkippbaren MEMS-Spiegel realisiert werden [111]. Große Ablenkwinkel ( $15^\circ$ ) wurden für in resonanter Schwingung betriebene MEMS-Spiegel gezeigt, die durch die scannende Eigenschaft LIDAR-Systeme (engl. *Light Detection and Ranging*) und Bilderzeugung ermöglichen [9]. Neben MEMS-Ansätzen wurde im Bereich der Mikrofluidik das Positionieren von Lichtfasern durch pneumatischen Druck erreicht [8].

Die Ansätze zur Strahlmanipulation sind vielfältig. Im Folgenden wird ein weiteres Konzept der Strahlpositionierung auf Basis des Superprismaeffekts erläutert, das den Einsatz durchstimmbarer, elastomerbasierter Resonatoren vorsieht. Diese bieten durch den simplen Aufbau ein hohes Potenzial für eine einfache Systemintegration. Insbesondere im Bereich optischer Schnittstellen/Netzwerke in der Telekommunikation für sogenannten optische Freiraumübertragung (engl. *Free Space Optical Interconnects*, FSOI) [112–114] mit zusätzlichem Augenmerk auf aktiv rekonfigurierbare, optische Netzwerke [115] bietet solch ein integrierter Ansatz großes Anwendungspotential.

---

## 7.1 Bauteilkonzept

Abschnitt 2.2.2 hat bereits gezeigt, dass Ein-Schicht-Resonatoren einen Superprismaeffekt aufweisen, der mit einem resonanzabhängigen, lateralen Strahlversatz entlang der Schicht verbunden ist und sich als transversaler Versatz (Parallelversatz) äußert. Eine Durchstimmbarekeit des Superprismaeffekts an Multischichtstrukturen wurde bereits untersucht [116] und hat gezeigt, dass insbesondere nahe der Resonanzen ein hoher Durchstimmeffekt zu erwarten ist.

Es sollen hier zwei verschiedene Aktuatoren zur Strahlverschiebung betrachtet werden, die in Abbildung 7.1 gezeigt sind. Durch eine Stromaktuierung werden die PDMS-Schichten erhitzt, was die Resonanzeigenschaften ändert und somit den Transversal eines schräg einfallenden, transmittierten (Fabry-Perot-Anordnung, A) oder in einem Prisma reflektierten (Gires-Tournois-Anordnung, B) Lichtstrahls einstellbar macht. Beide Ansätze versprechen beispielsweise eine aktive Kompensation von Justagefehlern oder Schalten mehrerer optischer Kanäle.

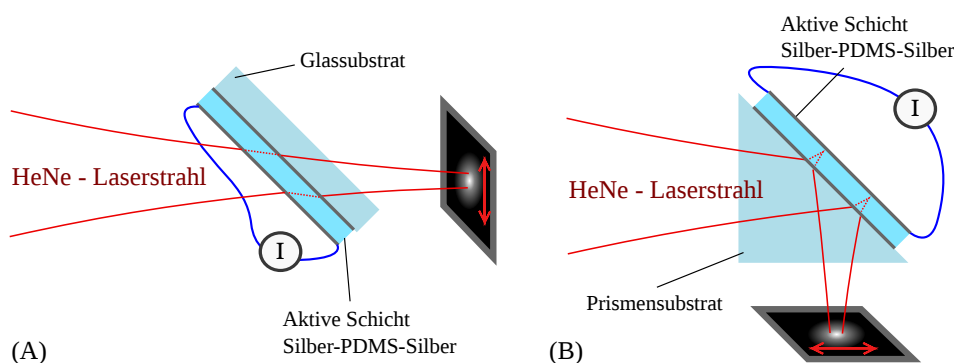


Abbildung 7.1: Konzept des Aktuators zur Strahlverschiebung, der auf der resonanzabhängigen Strahlverschiebung eines transmittierten (A) bzw. reflektierten Lichtstrahls (B) basiert.

Ausgehend von Gleichungen 2.37, 2.38 und 2.39 aus Abschnitt 2.2.2 tritt ein besonders hoher Superprismaeffekt in Form einer lateralen Strahlverschiebung  $s_x$  für große Einfallswinkel auf. Da  $s_x$  allerdings als Verschiebung entlang der Schicht definiert wurde, muss diese mit dem Kosinus des Einfallswinkels gewichtet werden, sodass sich für die transversale Strahlverschiebung des einfallenden Lichts parallel zum Hauptstrahl eine Verschiebung von  $\Delta x = s_x \cos \theta$  ergibt. Aus diesem Grund sind größte Effekte im Bereich von  $45^\circ$  zu erwarten. Der nächste Abschnitt enthält eine detaillierte numerische Untersuchung des Konzepts und analysiert verschiedene Einflussfaktoren.

## 7.2 Numerische Analyse des Aktuators zur Strahlverschiebung

Zur Analyse der Einflussfaktoren auf die Strahlverschiebung werden im Folgenden verschiedene Transfer-Matrix-Simulationen (gemäß Abschnitt 3.1) gezeigt und diskutiert. Der späteren messtechnischen Charakterisierung entsprechend wird eine feste Wellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  (HeNe-Laser) angenommen.

### 7.2.1 Durchstimbarkeit

Den Konzepten aus Abbildung 7.1 entsprechend werden zwei Resonatoren unter  $45^\circ$  Einfallswinkel betrachtet. Mittels TMM-Simulationen werden für ebene Wellen unter zunächst S-Polarisation komplexe Feldamplituden berechnet, aus denen numerisch sowohl der Transmissions-/Reflexionsgrad (Gl. 3.7, 3.9) als auch eine Strahlaustrittsposition  $s_x$  berechnet wird (Gl. 3.10, 3.11). Die Strahlaustrittsposition wird in Zukunft als 'paraxiale Strahlposition' bezeichnet und die maximale Änderung der Strahlposition unter Aktuierung als 'paraxiale Strahlverschiebung'.

Der Resonator in Transmission besitzt die Schichtfolge [Vakuum – Silber –  $15 \mu\text{m}$  PDMS – Silber – Glas]. Es werden hierbei Silberschichten mit einer Schichtdicke von je  $15 \text{ nm}$  und  $30 \text{ nm}$  untersucht. Der Resonator in Reflexion wird durch das Glasprisma hindurch betrieben und besitzt demzufolge die Schichtfolge [Glas – Silber –  $15 \mu\text{m}$  PDMS –  $30 \text{ nm}$  Silber – Vakuum]. Licht würde unter  $45^\circ$  an der Glas–Luft-Grenzfläche eine Totalreflexion erfahren. Die obere Silberschicht muss allerdings für die Kontaktierung und Aktuierung eine Mindestschichtdicke besitzen. Der genaue Wert der Silberschichtdicke hat im Bereich  $10 - 50 \text{ nm}$  nahezu keinen Einfluss auf  $s_x$ , wie Voruntersuchungen ergaben. Daher werden hier  $30 \text{ nm}$  angenommen und für die untere Silberschicht (auf Glas) werden Dicken von  $10 \text{ nm}$  und  $20 \text{ nm}$  untersucht.

Unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung und des thermooptischen Effekts ergeben sich Temperaturen, die eine Durchstimmung der Resonatoren von Minimum auf Maximum ermöglichen. Die exakte PDMS-Schichtdicke wird (inklusive Nachkommastellen) im Folgenden immer derart gewählt, dass bei Raumtemperatur ( $\Delta T = 0 \text{ K}$ ) eine minimale Strahlverschiebung vorliegt.

Abbildung 7.2 zeigt für Aktuator (A) den Transmissionsgrad (a) und die paraxiale Strahlposition  $s_x$  (b) und für Aktuator (B) den Reflexionsgrad (c) und die pa-



raxiale Strahlposition  $s_x$  (d) unter Aktuierung. Dickere Silberschichten erhöhen die Resonatorgüte und führen daher zu größeren Effekten der Strahlverschiebung mit gleichzeitig schmalere Resonanzbereichen. Sie gehen aber aufgrund der Absorption in Silber auch mit insgesamt geringerer Transmission einher. Hierbei zeigt der Transmissionsaktuator (A) für maximale Strahlverschiebung in Resonanz einen maximalen Transmissionsgrad und der Reflexionsaktuator (B) maximale Absorption. Der Aktuator hat insgesamt eine geringere Transmission, da ein erheblicher Teil des Lichts ungenutzt reflektiert wird. Obwohl bei Aktuator (B) kein Licht transmittiert wird, sinkt der Reflexionsgrad im Resonanzbereich aufgrund der Absorption in den Silberschichten. Der Effekt der Strahlverschiebung ist beim Aktuator in Reflexion (B) deutlich höher.

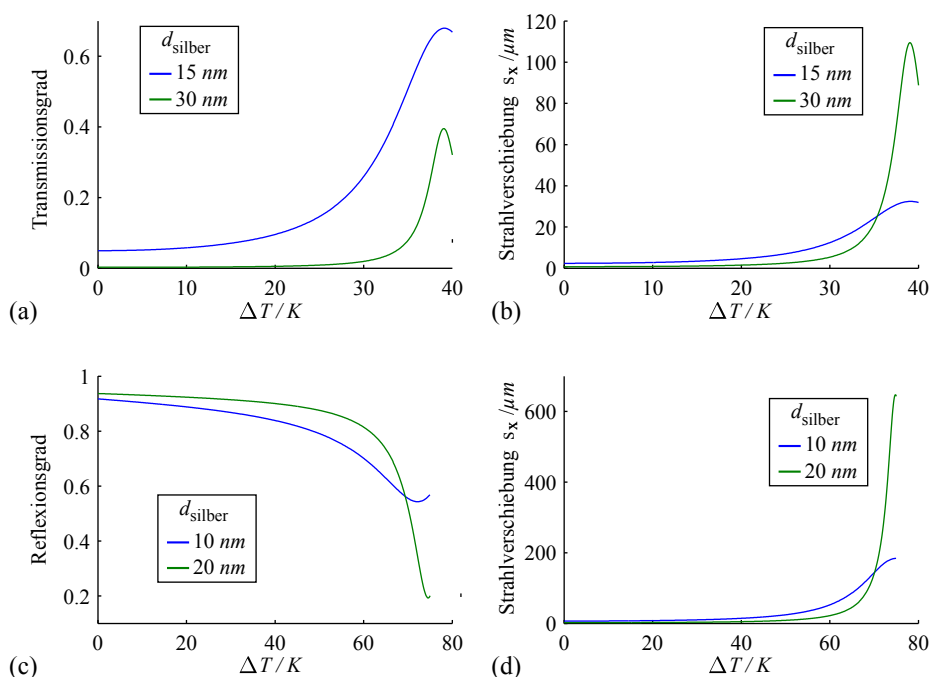


Abbildung 7.2: Paraxiale Betrachtung der Temperaturdurchstimmung zweier  $15 \mu\text{m}$  dicker Resonatoren. (a) Transmissionsgrad für  $15 \text{ nm}$  und  $30 \text{ nm}$  Silberschichtdicke und zugehöriger Strahlposition  $s_x$  (b) entlang der Schicht. (c) Reflexionsgrad für  $10 \text{ nm}$  und  $20 \text{ nm}$  Dicke der unteren Silberschicht und zugehörige Strahlposition  $s_x$  (b) entlang der Schicht. Der Aktuator in Reflexion zeigt einen deutlich größeren Durchstimmeeffekt, benötigt aber bei gleicher Schichtdicke eine höhere Temperaturdifferenz zur Durchstimmung.

Weiterhin benötigt Aktuator (B) eine höhere Temperatur zur Durchstimmung. Dies begründet sich dadurch, dass Licht an der Glas-PDMS-Grenzfläche nur geringfü-

gig gebrochen wird und dadurch im Vergleich zu Aktuator (a) ein größerer Ausbreitungswinkel innerhalb der Schicht vorliegt. Analog zur Durchstimmung des VI-PA (Abschnitt 6.2) ist für mittlere Einfallswinkel zur Durchstimmung eine höhere Temperatur notwendig. Aufgrund der deutlich größeren Strahlverschiebung, wird in weiteren Untersuchungen nur noch der in Reflexion betriebene Prismen-Resonator betrachtet.

## 7.2.2 Einfluss von Einfallswinkel und Polarisation

Wie die Bauteile voriger Kapitel gezeigt haben, wird Licht an Silberflächen polarisations- und winkelabhängig reflektiert und bezüglich der Phase beeinflusst. Es wird nun ein  $15\ \mu\text{m}$  dicker Resonator mit  $10\ \text{nm}$  und  $20\ \text{nm}$  unterer Silberschichtdicke auf einem Prismensubstrat betrachtet. Abbildung 7.3 zeigt das winkelabhängige Resonanzprofil des Reflexionsgrads und der Strahlposition  $s_x$  für S- und P-Polarisation und beide Silberschichtdicken.

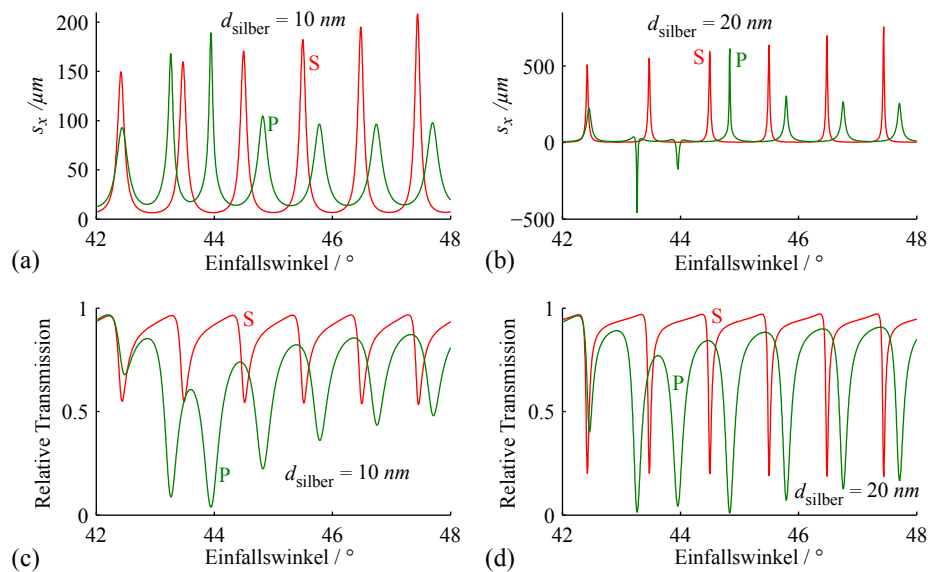


Abbildung 7.3: *Polarisations- und Winkelabhängigkeit eines Prismenresonators. (a) Strahlversatz  $s_x$  bei  $10\ \text{nm}$  Silberschichtdicke, (b) Strahlversatz  $s_x$  bei  $20\ \text{nm}$  Silberschichtdicke, (c) Reflexionsgrad bei  $10\ \text{nm}$  Silberschichtdicke, (d) Reflexionsgrad bei  $20\ \text{nm}$  Silberschichtdicke. Profile der S- und P-Polarisation weichen stark voneinander ab. S-Polarisation zeigt insgesamt einen größeren Strahlversatz. Im Bereich  $43 - 45^\circ$  herrscht für P-polarisiertes Licht verstärkte Absorption.*

Das Bauteil reagiert sehr empfindlich auf den Einfallswinkel. Die Wahl des Einfalls-

winkels ermöglicht somit eine Einstellung des Arbeitspunkts. 20 nm Silberschichtdicke ergeben Resonanzprofile mit deutlich schärferen und höheren Werten der Strahlverschiebung. P-Polarisation zeigt im Bereich von 43° bis knapp 45° einerseits verstärkte Absorption und für 20 nm Silberschichtdicke sogar eine negative paraxiale Strahlposition  $s_x$ . Dies ist dadurch zu begründen, dass sich Licht in diesem Einfallswinkelbereich zum einen nahe der Totalreflexion (Glas-Luft-Grenzfläche) und zum anderen zusätzlich nahe dem Brewsterwinkel (PDMS-Glas-Grenzfläche) befindet. Sehr starke Absorption führt hier zur Umkehrung des Effekts. Weiterhin weichen die Positionen der Resonanzen von S- und P-Polarisation im Winkelbereich stark voneinander ab. S-Polarisation zeigt insgesamt eine größere Strahlverschiebung und schärfere Resonanzen. Aufgrund dieser Ergebnisse ist der Betrieb des Resonators unter S-Polarisation und festem Einfallswinkel empfehlenswert.

### 7.2.3 Strahlverschiebung Gauß'scher Strahlen

Bisher wurde die numerisch berechnete, paraxiale Strahlposition betrachtet. Voriger Abschnitt hat eine starke Winkelabhängigkeit des Effekts gezeigt, was Einfluss auf Strahlenbündel mit endlich kleinem Winkelbereich hat. Im Folgenden werden Gaußstrahlen betrachtet, deren Feldverteilung nach der Reflexion an einem Resonator gemäß Abschnitt 3.1.2 berechnet wird. Es wird den vorigen Abschnitten gemäß ein 15 µm Prismenresonator mit 10 nm bzw. 20 nm unterer Silberschichtdicke verwendet, an dem Gaußstrahlen mit 0,1° und 0,2° Divergenzwinkel unter 45° reflektiert werden. Die Verschiebung des Strahls wird in dessen Strahltaille bestimmt. Hierfür werden Spotbilder berechnet und aus deren Intensitätsverteilung  $I(x, y)$  Intensitätsschwerpunkte  $\bar{x}$

$$\bar{x} = \sum_x \sum_y x \cdot I(x, y) \quad (7.1)$$

als Maß für die Strahlposition ermittelt. Das Koordinatensystem ist hierbei so gewählt, dass sich der Hauptstrahl nach Reflexion entlang der  $z$ -Achse ausbreitet. Der Resonator ist um die  $y$ -Achse gekippt, sodass sich eine Verschiebung des Strahls bzw. Spots in  $x$ -Richtung äußert. Weiterhin lässt sich aus den Spotbildern der Reflexionsgrad berechnen. Der resultierende Reflexionsgrad und die Strahlposition  $\bar{x}$  der Gaußstrahlen ist für beide Divergenzen und Silberschichtdicken als Funktion der Aktuierungstemperatur in Abbildung 7.4 (a) bzw. (b) dargestellt.

Weiterhin zeigt Abbildung 7.4 (c) Spotbilder für den unaktuerten und den aktuier-

ten Zustand. Zur Visualisierung des Spotbildverlaufs über die Aktuierung sind hier normierte, vertikale Intensitätsprofile (entlang der  $x$ -Richtung) durch die Mitte des Spots nebeneinander als 2D-Intensitätsbilder in Falschfarben dargestellt. Hierdurch kann die 1D-Intensitätsverteilung als Funktion der Aktuierung beobachtet werden.

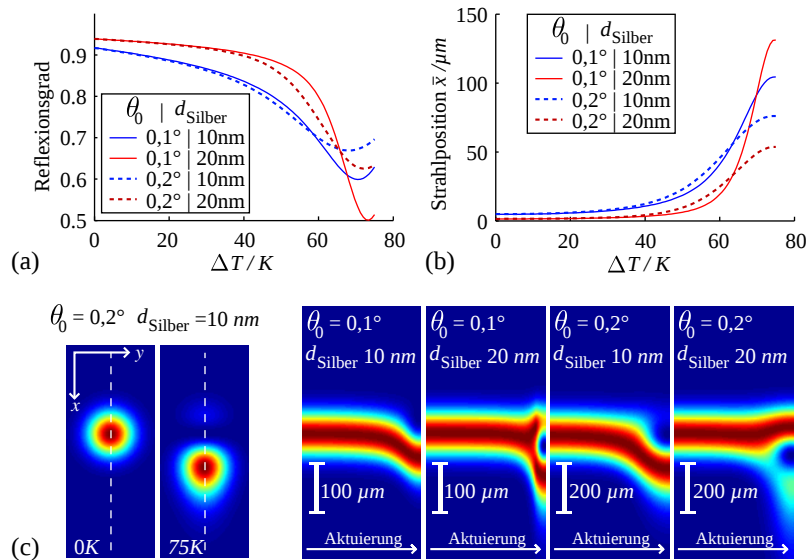


Abbildung 7.4: (a) Reflexionsgrad zweier Gaußstrahlen als Funktion der Aktuierungstemperatur für zwei unterschiedliche untere Silberschichtdicken. (b) Zugehörige Positionen  $\bar{x}$  der Spot-Intensitätsschwerpunkte als Funktion der Aktuierungstemperatur. (c) Intensitätsverläufe von normierten, vertikalen Schnitten durch die resultierenden Spotbilder für beide Divergenzen und Silberschichtdicken. 20 nm Silber-schichtdicke führt zu signifikanter Spaltung des Spots in zwei Teilbereiche, wodurch der Effekt bei höherer Divergenz stark degradiert.

Hinsichtlich des Reflexionsgrades (Abb. 7.4 (a)) lässt sich erkennen, dass eine dickere untere Silberschicht zu stärkerer Absorption nahe der Resonanz führt. Dieser Effekt wird jedoch mit einer größeren Divergenz verringert, da hier periphere Winkelbereiche des Gaußstrahls weniger stark absorbiert werden. Dies lässt sich auch an der Verbreiterung der Kurven für  $0,2^\circ$  erkennen. Ein ähnlicher Effekt wird im Strahlpositionsverlauf (Abb. 7.4 (b)) für  $10\text{nm}$  Silberschichtdicke sichtbar. Eine höhere Divergenz führt zur Verminderung der maximalen Strahlposition  $\bar{x}$  und verbreitert das Profil. Insgesamt ist die Strahlverschiebung deutlich kleiner als paraxial vorhergesagt und mit dem Faktor  $\cos(45^\circ)$  gewichtet. Grund dafür ist das wachsende Winkelspektrum der Gaußstrahlen, das im Bezug zu den Resonanzen im paraxialen, winkelabhängigen Strahlverschiebungsprofil deutlich größer ist. Hierdurch ist die paraxiale Näherung nicht mehr gültig, da ebene Wellenkomponenten eine inhomogene

Phasenverschiebung und Amplitudenmodulation erfahren. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 7.5 noch einmal verbildlicht.

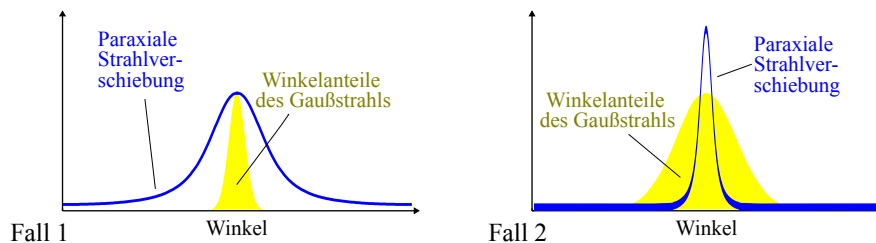


Abbildung 7.5: *Fall 1: Paraxiales, winkelabhängiges Strahlverschiebungsprofil (blau) einer breiten Resonanz und Winkelverteilung eines Gaußstrahls (gelb). Ein Großteil der Winkelanteile und somit Energie des Gaußstrahls erfährt eine verhältnismäßig homogene Strahlverschiebung. Fall 2: Paraxiales, winkelabhängiges Strahlverschiebungsprofil einer schmalen und hohen Resonanz und Winkelverteilung des gleichen Gaußstrahls. Die paraxiale Näherung der Strahlverschiebung ist nicht mehr anwendbar, da ebene Wellenkomponenten eine inhomogene Phasenverschiebung und Amplitudenmodulation erfahren.*

Bei  $20\text{ nm}$  Silberschichtdicke entstehen aufgrund der erhöhten Resonatorgüte sehr schmale Resonanzen ( $0,03^\circ$  Halbwertsbreite) im Winkelbereich im Vergleich zu der Strahldivergenz ( $0,1^\circ$  bzw.  $0,2^\circ$ ). Durch eine inhomogene Phasen- und Amplitudenmodulation der Gaußstrahl-Winkelanteile teilt sich der Spot interferometrisch bedingt in einen verschobenen aber verbreiterten Spot und einen leicht negativ verschobenen, gestauchten Spot auf. Dies wird in Abbildung 7.4 (c) bei  $\theta_0 = 0,1^\circ$  ansatzweise und  $\theta_0 = 0,2^\circ$  verstärkt sichtbar. Die Strahlposition unter maximaler Aktuierung ist zwar im Sinne des Intensitätsschwerpunkts verschoben, wie Abbildung 7.4 (b) darstellt, jedoch kann hier nicht mehr von einem einheitlichen Spot und dessen Verschiebung gesprochen werden.

An dieser Stelle kann zunächst festgehalten werden, dass Resonatoren mit geringer Resonatorgüte vorteilhafter im Sinne der Strahlverschiebung eines Spots sind, da sie ein breiteres, paraxiales Strahlverschiebungsprofil im Winkelbereich aufweisen, wodurch ein Gaußstrahl bestimmter Divergenz besser in das paraxiale Modell der Strahlverschiebung passt. Eine detailliertere Analyse hierzu folgt in Abschnitt 7.2.5.

### 7.2.4 Einfluss der Schichtdicke

Bisher wurde ein Resonator mit  $15\ \mu\text{m}$  PDMS-Schichtdicke betrachtet. Das Resonanzprofil der Strahlverschiebung, welches sich im vorigen Abschnitt als essenziell für die Verschiebung von Gaußstrahlen gezeigt hat, wird auch durch die PDMS-Schichtdicke beeinflusst. Um den Einfluss der Schichtdicke zu analysieren, wird die Strahlverschiebung eines Gaußstrahls ( $\theta_0 = 0,1^\circ$ ) durch drei aktuierte Resonatoren mit  $10\ \mu\text{m}$ ,  $15\ \mu\text{m}$  und  $20\ \mu\text{m}$  PDMS-Dicke sowie einer unteren Silberschichtdicke von  $10\ \text{nm}$  und einer oberen Silberschichtdicke von  $30\ \text{nm}$  betrachtet.

Die resultierende Strahlposition  $\bar{x}$  in Abhängigkeit der Aktuierungstemperatur  $\Delta T$  ist in Abbildung 7.6 (a) dargestellt. Erwartungsgemäß sinkt die zur Aktuierung nötige Temperatur mit wachsender PDMS-Schichtdicke. Wie Abschnitt 2.2.2 zeigte, trägt die Schichtdicke  $d_{\text{PDMS}}$  linear zur Strahlverschiebung bei. Es lässt sich hier aber nur eine leichte Vergrößerung der Strahlverschiebung bei höherer Schichtdicke beobachten. Abbildung 7.6 (a) zeigt zum Vergleich die Strahlposition  $\bar{x}$  bezogen auf die PDMS-Schichtdicke. Hier zeigt sich für  $10\ \mu\text{m}$  PDMS-Schichtdicke der größte relative Effekt. Neben einer niedrigeren Strahlverschiebung zeigen größere PDMS-Schichtdicken auch eine Verbreiterung der Resonanz. Grund hierfür ist, wie im vorigen Abschnitt erläutert, das Zusammenspiel zwischen Gaußstrahldivergenz und dem winkelabhängigen, paraxialen Strahlverschiebungsprofil. Eine dickere PDMS-Schicht erzeugt zwar ein höheres, aber auch schmaleres Strahlverschiebungsprofil, das für effektiv weniger Winkelanteile des gleichen Gaußstrahls anwendbar ist. Abbildung 7.6 (c) verbildlicht dies durch analog zu Abschnitt 7.2.3 erzeugte Spotprofilverläufe für die drei Schichtdicken. Bei  $20\ \mu\text{m}$  wird die größte Verzerrung des Hauptspots und auch ein schwacher Nebenspot sichtbar, wodurch sich die gesamte Verschiebung von  $\bar{x}$  verringert. Insgesamt weist der  $10\ \mu\text{m}$ -Resonator den größten relativen Effekt bei der geringsten Strahlaberration auf.

### 7.2.5 Optimierung der nutzbaren Strahlverschiebung

Als abschließende Analyse soll hier das Zusammenspiel zwischen Resonatorgüte und eingesetzter Gaußstrahldivergenz im Bezug auf den nutzbaren Durchstimmbereich der Strahlposition untersucht werden. Die Resonatorgüte und das damit einhergehende Strahlverschiebungsprofil werden signifikant von der Dicke der unteren Silberschicht (auf Glas) bestimmt. Im Folgenden wird die Strahlverschiebung von Gauß-

---

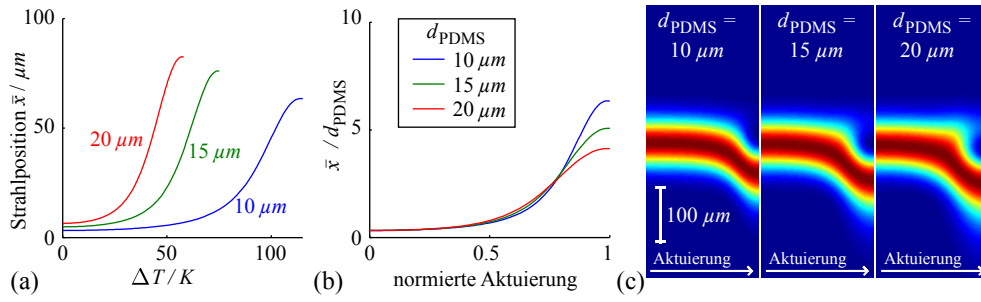


Abbildung 7.6: *Strahlverschiebung eines Gaußstrahls für 10  $\mu\text{m}$ , 15  $\mu\text{m}$  und 20  $\mu\text{m}$  Resonatordicke. (a) Absolute Spotposition  $\bar{x}$  als Funktion der Aktuierungstemperatur. (b) Spotposition  $\bar{x}$  bezogen auf die PDMS-Schichtdicke als Funktion der normierten Aktuierung. (c) Intensitätsverläufe von normierten, vertikalen Schnitten durch die resultierenden Spotbilder für drei PDMS-Schichtdicken. Ein Resonator mit 10  $\mu\text{m}$  weist den größten relativen Effekt und die geringsten Strahl aberrationen auf.*

strahlen in Abhängigkeit der unteren Silberschichtdicke und der Gaußstrahldivergenz untersucht. Die Strahlverschiebung ist hierbei durch

$$\Delta\bar{x} = \bar{x}_{\text{aktuiert}} - \bar{x}_{\text{unaktuiert}}. \quad (7.2)$$

definiert. Neben dem Intensitätsschwerpunkt  $\bar{x}$  (Gl. 7.1) wird hier auch die Position des Intensitätsmaximums  $\hat{x}$  als weiteres Maß für die Strahlposition verwendet. Analog hierzu ist die Strahlverschiebung durch

$$\Delta\hat{x} = \hat{x}_{\text{aktuiert}} - \hat{x}_{\text{unaktuiert}} \quad (7.3)$$

definiert. Es wird zunächst ein Resonator mit 10  $\mu\text{m}$  PDMS-Schichtdicke unter S-polarisiertem Licht betrachtet. Abbildung 7.7 (a) und (b) zeigen die resultierende, absolute Strahlverschiebung für beide Strahlpositionsmaße  $\bar{x}$  und  $\hat{x}$ . Die größte absolute Strahlverschiebung tritt bei der kleinsten Divergenz und größten Silberschichtdicke auf, da einerseits die kleinste Divergenz physikalisch der paraxialen Strahlverschiebung ( $s_x \cdot \cos 45^\circ$ ) am nächsten kommt und andererseits höchste Resonanzpeaks aufgrund höchster Resonatorgüte bei der größten Silberschichtdicken auftreten.  $\Delta\bar{x}$  und  $\Delta\hat{x}$  weisen einen recht ähnlichen Verlauf auf, jedoch fällt  $\Delta\hat{x}$  nach stetigem Anstieg ab einer bestimmten Grenze höherer Divergenz und Silberschichtdicke abrupt ab. Dies ist dadurch begründet, dass eine Aufspaltung des Spots für höhere Resonatorgüten und Divergenzen entsteht. An diesem Sprung sinkt das Maximum des verschobenen Teilspots unter das Maximum des anderen Teilspots, wodurch die Position des Maximum springt.

Ein wichtiges Maß für eine spätere Anwendung ist eine Strahlverschiebung in Bezug auf den Spotradius  $w_0$ , da dies eine Beurteilung der effektiv nutzbaren Strahlverschiebung darstellt. Aus diesem Grund zeigen Abbildung 7.7 (c) und (d) die jeweiligen Strahlverschiebungen bezogen auf den der entsprechenden Strahldivergenz zugehörigen Spotradius  $w_0$ . Hier bildet sich ein klarer Bereich maximaler Strahlverschiebung um  $d_{\text{Silber}} = 11 \text{ nm}$  und  $\theta_0 = 0,4^\circ$  aus. Eine maximale, relative Strahlverschiebung  $\Delta\bar{x}/w_0 = 1,382$  und  $\Delta\hat{x}/w_0 = 1,654$  wird erreicht. Die Spotbilder von signifikanten Bereichen der Graphen sind in Abbildung 7.7 (e) dargestellt und zeigen den Übergang der leicht verschobenen Spotbilder (I) über die Bildung von Nebenspoten (II und III) bis hin zum Spotbild (IV), bei denen sich die Leistungsverteilung der Teilspots umkehrt. Spotbild (IV) lässt zusätzlich erkennen, dass neben einem lichtschwachen, stark verschobenen und verzerrten Spotanteil der Hauptspot in negative Richtung verschoben ist, was ein Effekt unterschiedlicher Phasenveränderung der ebenen Wellen-Anteile ist.

Abbildung 7.8 zeigt analoge Berechnungen für einen  $15 \mu\text{m}$  dicken Resonator. Hier wird sichtbar, dass sich das Optimum lediglich hin zu kleineren Strahldivergenzen bei gleicher Silberschichtdicke bewegt. Dieses Ergebnis liegt nahe, da Resonanzen im Winkelbereich bei einer größeren PDMS-Dicke näher zusammenrücken, was niedrigere Gaußstrahldivergenz für vergleichbare Spotaberrationen erfordert. Es wird im Vergleich zum  $10 \mu\text{m}$ -Resonator ein leicht verringerter, maximaler relativer Strahlversatz  $\Delta\bar{x}/w_0 = 1,354$  und  $\Delta\hat{x}/w_0 = 1,622$  erreicht.

Abschließend stellt Abbildung 7.9 analoge Berechnungen für einen  $10 \mu\text{m}$  dicken Resonator bei P-Polarisation dar. Es wird ein im Vergleich zur S-Polarisation deutlich verringerter, maximaler relativer Strahlversatz  $\Delta\bar{x}/w_0 = 0,962$  und  $\Delta\hat{x}/w_0 = 1,322$  erreicht. Weiterhin ist das Abhängigkeitsprofil leicht hin zu größeren Silberschichtdicken verschoben und die Verschiebung des Maximums  $\hat{x}$  erfolgt erst bei höheren Divergenzen und Silberschichtdicken sprunghaft. Diesem Verhalten liegt eine insgesamt geringere Resonatorgüte bei P-Polarisation und gleichen Silberschichtdicken zugrunde.

Für einen Resonator definierter PDMS-Schichtdicke existiert also ein Optimum des Effekts für eine bestimmte Resonatorgüte und eingesetzte Strahldivergenz. Dünne PDMS-Schichtdicken erweisen sich für die effektiv nutzbare Strahlverschiebung als vorteilhaft. Weiterhin bewirkt S-Polarisation einen größeren Effekt der Strahlverschiebung als P-Polarisation.



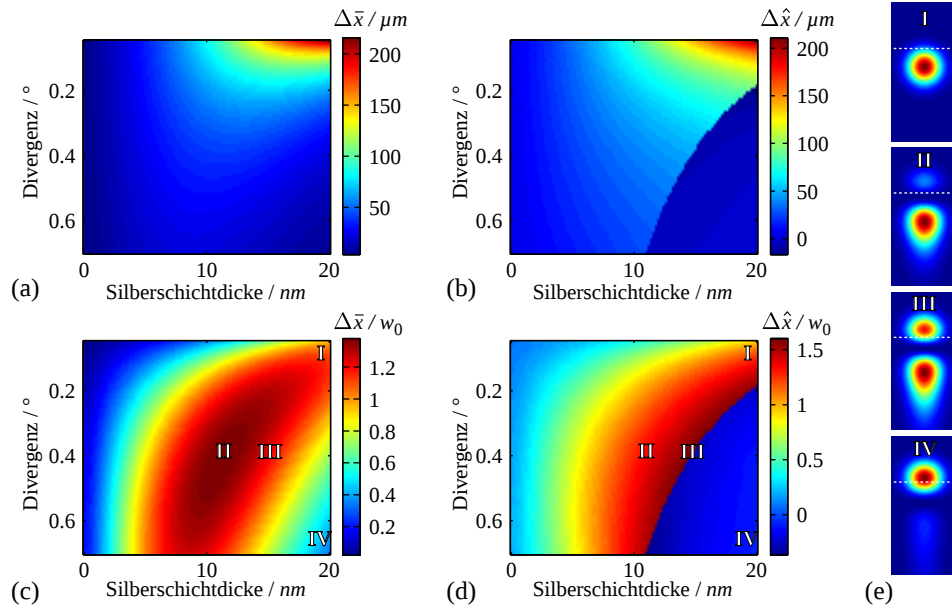


Abbildung 7.7: Analyse des Einflusses von Divergenz und Silberschichtdicke auf die Strahlverschiebung für einen  $10\ \mu\text{m}$ -Resonator bei S-Polarisation. (a) Absolute Strahlverschiebung des Intensitätsschwerpunkts ( $\Delta\bar{x}$ ). (b) Absolute Verschiebung des Intensitätsmaximums ( $\Delta\hat{x}$ ). (c) Strahlverschiebung des Intensitätsschwerpunkts bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ . (d) Verschiebung des Intensitätsmaximums bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ . (e) Spotbilder der maximalen Strahlverschiebung (aktuiert) an vier signifikanten Konstellation von  $d_{\text{Silber}}$  und  $\theta_0$  (in (c) und (d) eingezeichnet). Gestrichelte Linien markierten die Position des Spots im unaktuierten Zustand.

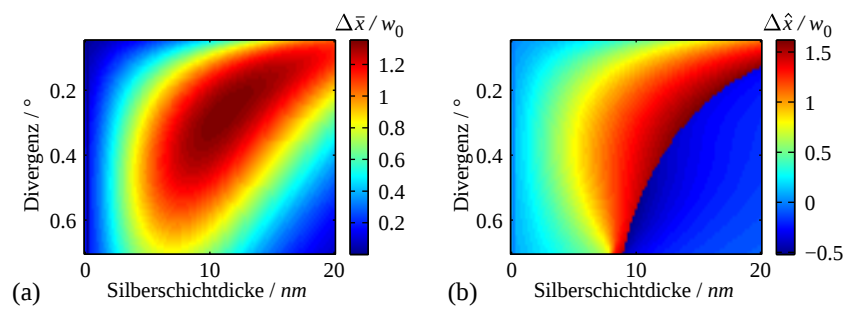


Abbildung 7.8: Analyse des Einflusses von Divergenz und Silberschichtdicke auf die Strahlverschiebung für einen  $15\ \mu\text{m}$ -Resonator bei S-Polarisation. (a) Strahlverschiebung des Intensitätsschwerpunkts bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ . (b) Verschiebung des Intensitätsmaximums bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ .

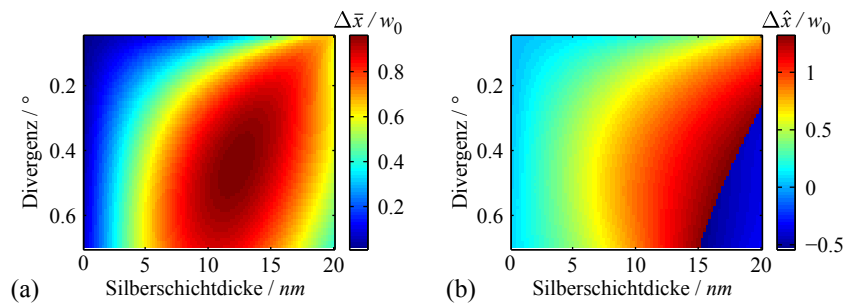


Abbildung 7.9: Analyse des Einflusses von Divergenz und Silberschichtdicke auf die Strahlverschiebung für einen  $10 \mu\text{m}$ -Resonator bei P-Polarisation. (a) Strahlverschiebung des Intensitätsschwerpunkts bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ . (b) Verschiebung des Intensitätsmaximums bezogen auf den Strahltaillenradius  $w_0$ .

## 7.3 Charakterisierung und Diskussion

Zur messtechnischen Charakterisierung wurden Resonatorstrukturen auf einem  $25 \times 25 \times 1 \text{ mm}^3$  Glassubstrat für den Betrieb als Fabry-Perot-Resonator in Transmission und Resonatoren auf einem Prismensubstrat für den Betrieb als Gires-Tournois-Resonator in Reflexion gemäß Abschnitt 4.2 hergestellt (siehe Probenliste, Anhang B). Zunächst wird die Strahlverschiebung am durchstimmbaren Fabry-Perot-Resonator betrachtet.

### 7.3.1 Strahlverschiebung am durchstimmbaren Fabry-Perot-Resonator

Ein HeNe-Laserstrahl ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ) mit  $0,23^\circ$  Divergenz durchsetzt gemäß Aufbau C aus Abbildung 4.9 den Resonatorbereich einer  $11,6 \mu\text{m}$  dicken Probe (P-9.8). Diese besitzt eine flächige untere  $30 \text{ nm}$ -Silberschicht und  $0,2 - 1,5 \text{ mm}$  breite,  $30 \text{ nm}$  dicke Silberstreifen. Es wurde hierbei der  $1 \text{ mm}$  breite Streifen der Probe durchleuchtet, um sicherzustellen, dass das gesamte konvergente Lichtbündel einen geschlossenen Resonatorbereich passiert. Der Silberstreifen wurde mit Strömen  $I$  bis  $25 \text{ mA}$  konstant aktuiert. Die einzelnen Stromschritte folgen einer Wurzelfunktion, um dem Ohm'schen Gesetz entsprechend bei konstantem Widerstand  $R$  einen linearen Leistungsanstieg  $P = RI^2$  zu erzeugen. Für jede Aktuierungsstufe (nach ca.  $30 \text{ s}$  Aufwärmphase) wurden in einem Winkelbereich ( $42 - 47^\circ / 0,1^\circ$ -Schritte) Spotbilder an verschiedenen, symmetrisch um den Fokus liegenden  $z$ -Bereich ( $50 \text{ mm}$ )

aufgenommen. Die Spotpositionen wurden analog zu den Simulationen durch Intensitätsschwerpunkte  $\bar{x}(z)$  (Gleichung 7.1) bestimmt. Diese wurden für jeden Winkel und jede Aktuierungsstufe in einem kleinen, symmetrisch um die ermittelte Fokussposition liegenden  $z$ -Positionsbereich gemittelt, um Messrauschen zu vermindern.

Die resultierenden Strahlpositionen auf dem Bildsensor für alle Aktuierungsstufen sind in Abhängigkeit des Einfallswinkels in Abbildung 7.10 (a) dargestellt. Für eine bessere Sichtbarkeit sind die Messpunkte durch Linien verbunden. Deutliche Resonanzprofile im Winkelbereich sind zu erkennen, die durch Aktuierung nahezu linear verschoben werden. Temperaturen wurden über eine Analyse der winkelabhängigen Resonanzverschiebung im Transmissionsprofil bestimmt. Die Schräglage der Messkurven begründet sich durch ein zusätzlichen, winkelabhängigen Parallelversatz durch das Glassubstrat.

Betrachtet man nun die Spotposition bei einem festen Einfallswinkel des Strahls, kann diese durch Aktuierung gesteuert werden, was in Abbildung 7.10 (b) für drei verschiedene Einfallswinkel als Funktion der Temperaturänderung gezeigt ist. Bei  $43,9^\circ$  Einfallswinkel liegt der Strahl auf einer Resonanz, ist maximal verschoben und kann durch eine Aktuierungstemperaturänderung von  $30,6\text{ K}$  wieder um knapp  $30\text{ }\mu\text{m}$  zurück verschoben werden. Die Strahlverschiebung ist sehr empfindlich gegenüber dem Einfallswinkel. Abbildung 7.10 (c) zeigt für  $43,9^\circ$  Einfallswinkel Spotbilder bei  $0\text{ K}$  und  $30,6\text{ K}$ .

Der erreichte Durchstimmbereich der Strahlverschiebung liegt hier noch unterhalb des Strahltaillenradius von  $50,2\text{ }\mu\text{m}$  und ist insgesamt nicht so hoch, wie paraxial vorhergesagt. Dies lässt sich einerseits durch die endlich kleine, verwendete Strahldivergenz erklären, liegt andererseits auch an einer verminderten Resonatorgüte, der Oberflächenunebenheiten oder Silberdiffusion in die PDMS-Schicht zugrunde liegen [80, 81].

### 7.3.2 Strahlverschiebung am durchstimbaren Gires-Tournois-Resonator

Auf Basis der Simulationsergebnisse der Optimierung wurden dünne Resonatorstrukturen mit einer Schichtsequenz [ $12\text{ nm}$  Silber –  $7,3\text{ }\mu\text{m}$  PDMS –  $80\text{ nm}$  Silber auf der Hypothenusenfläche eines Prismas ( $10 \times 10\text{ mm}^2$  Kathetenfläche) gefertigt (Probe Pr-6.2). Die obere Silberelektrode hat eine Breite von  $3\text{ mm}$  und wurde aufgrund

---

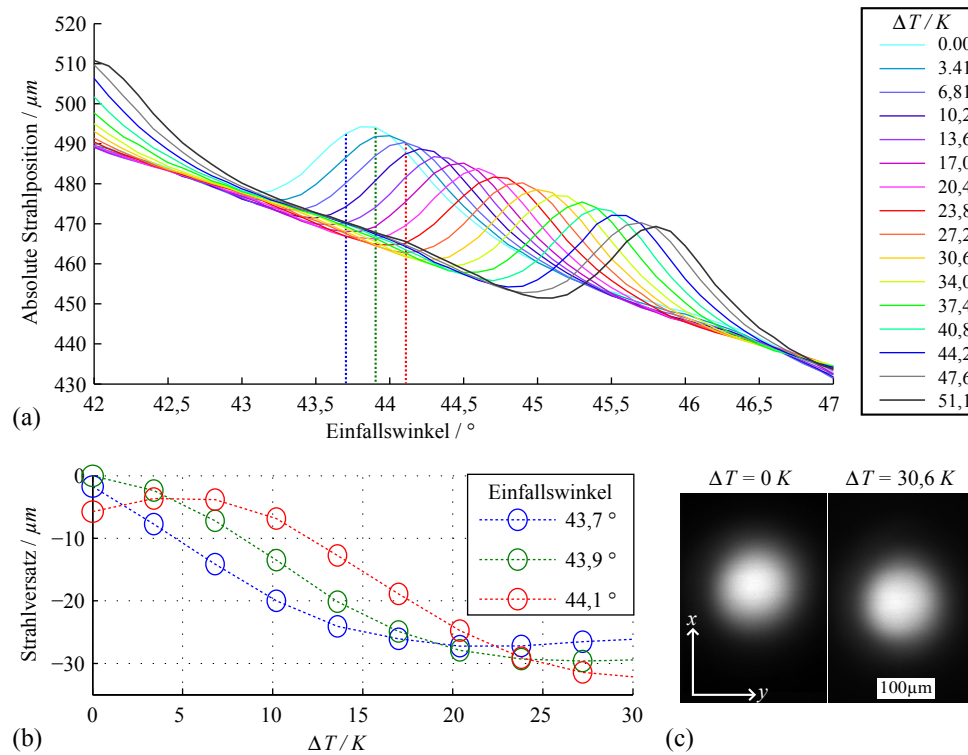


Abbildung 7.10: (a) Gemessene Spotposition eines durch einen  $11,6\ \mu\text{m}$  Resonator transmittierten Laserstrahls ( $\theta_0 = 0,23^\circ$ ) als Funktion des Einfallswinkels für verschiedenen Aktuierungstemperaturen  $\Delta T$ . Eine deutlich Verschiebung des Resonanzprofils im Winkelbereich durch Aktuierung wird sichtbar. Die Schräglage resultiert durch das  $1\ \text{mm}$  dicke Glassubstrat. (b) Transversale Strahlverschiebung unter begrenzter Aktuierung für drei feste Einfallswinkel. Ein Durchstimmbereich von knapp  $30\ \mu\text{m}$  Strahlverschiebung ist möglich. (c) Spotbilder bei  $43,9^\circ$  Einfallswinkel für unaktuerten und mit  $19,4\ \text{mA}$  ( $\Delta T = 30,6\ \text{K}$ ) aktuerten Zustand. Bei  $0\ \text{mA}$  befindet sich der Spot in Resonanz und ist daher in  $+x$  Richtung verschoben.

von Problemen bei der Erzeugung leitfähiger Schichten auf PDMS  $80\ \text{nm}$  dick aufgedampft. Gemäß Aufbau D aus Abbildung 4.9 passieren fokussierte Laserstrahlen mit unterschiedlichen Divergenzen ( $0,16 - 1,01^\circ$ ) die erste Kathetenfläche, werden an der Hypothenusenseite von der aktiven Schicht um ca.  $90^\circ$  reflektiert und auf den Bildsensor gelenkt, wo sich deren Fokuspositionen befinden. Über eine Winkeljustage des Prismas wurde der Arbeitspunkt so eingestellt, dass durch Stromaktuierung ein Durchstimmen nahe einer Resonanz möglich ist.

Die Aktuierung der Probe und Aufnahme von Spotbildern erfolgt stufenweise innerhalb von  $12\ \text{s}$  in  $0,5\ \text{s}$ -Schritten mit einer Heizleistung von bis zu  $20\ \text{mW}/\text{mm}^2$ ,

( $I = 220\text{mA}$ ). Die Stufen entsprechen hierbei wieder einer Quadratwurzelfunktion, um eine linear anwachsende Heizleistung zu generieren. Über eine separate, spektrale Reflexionsmessung (Aufbau A, Abb. 4.9) unter gleicher Aktuierung wurde aus der Verschiebung des Reflexionsspektrums eine maximale Temperaturerhöhung von  $59\text{K}$  für den Zeitpunkt  $12\text{s}$  bei maximaler Aktuierung ermittelt.

Analog zum vorigen Simulationsteil wurden zur Visualisierung der Spotverläufe zentrale Helligkeitsprofile der Spots (parallel zur Einfallsebene) für jeden Zeitpunkt extrahiert und nebeneinander zu einem 2D-Intensitätsbild zusammengesetzt. Hierdurch entsteht eine 1D-Intensitätsverteilung des Spots als Funktion der Zeit. Abbildung 7.11 zeigt Spotverläufe für fünf Strahldivergenzen sowie für S- und P-Polarisation in Falschfarbendarstellung.

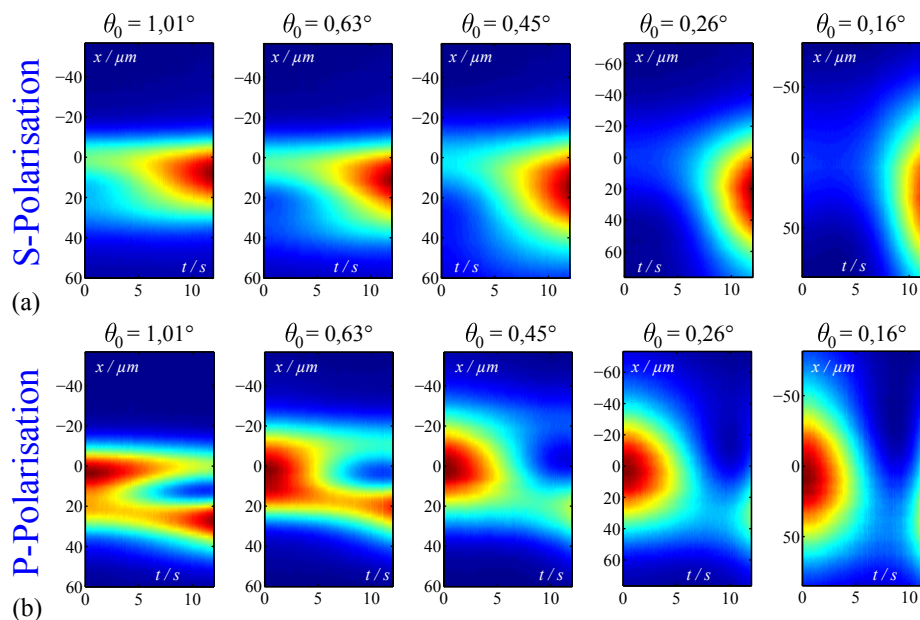


Abbildung 7.11: Absolute 1D-Intensitätsverteilung der Spots als Funktion der Zeit für verschiedene Strahldivergenzen sowie S- und P-Polarisation in Falschfarbendarstellung. Neben einer Variation der Intensität ist auch ein Strahlversatz und eine Aufspaltung der Spots zu erkennen.

Eine deutliche Variation der Intensität ist zu erkennen, der Absorption in den Silberschichten zugrunde liegt. Bei S-Polarisation wird hier durch Aktuierung von einer Resonanz ausgehend und bei P-Polarisation durch eine Resonanz hindurch durchgestimmt. Weiterhin kann eine Verschiebung, Ausbreitung und Aufteilung der Intensität über den Aktuierungszeitraum beobachtet werden. Um diese Effekte zu verdeutlichen, sind in Abbildung 7.12 gleiche 1D-Spotprofilverläufe dargestellt, die

jedoch auf die einzelnen Spotprofilmaxima normiert wurden.

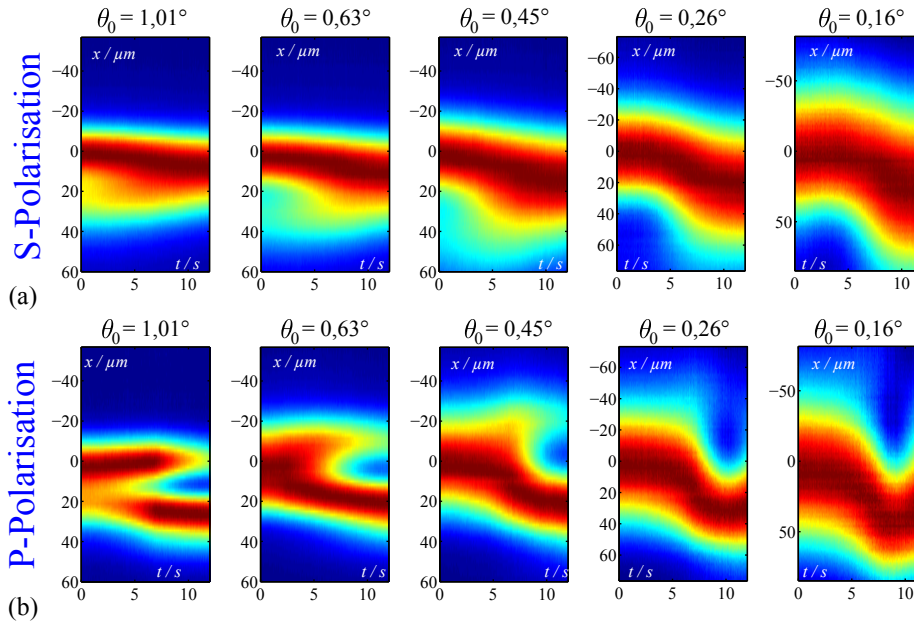


Abbildung 7.12: Normierte 1D-Intensitätsverteilung der Spots als Funktion der Zeit für verschiedene Strahldivergenzen sowie S- und P-Polarisation in Falschfarbendarstellung. Eine deutliche Verschiebung der Spots wird sichtbar.

Die Spotverläufe der S-Polarisation zeigen neben einer Verschiebung auch eine Verzerrung bzw. Verbreiterung der Intensitätsverteilung, die im Verhältnis zum geringsten Spotdurchmesser des jeweiligen 1D-Spotprofilverlaufs für kleinere Divergenzen abnimmt. Die Spotverläufe bei P-Polarisation weisen eine etwas größere Strahlverschiebung auf. Bei kleinen Divergenzen ist eine Aufspaltung des Strahls ohne kontinuierlichen Übergang der beiden Spotpositionen beobachtbar. Mit abnehmender Divergenz entsteht wieder ein kontinuierlicher Übergang und der obere Teilspotbereich verschwindet.

Zur Quantifizierung der Effekte wurden verschiedene Kenngrößen aus den 1D-Spotprofilverläufen ermittelt. Abbildung 7.13 (a) zeigt die maximale Strahlverschiebung  $\Delta\bar{x}(z)$  (Verschiebung der Intensitätsschwerpunkte, vgl. Gleichung 7.1), die minimal auftretende Halbwertsbreite (FWHM, engl. *full width at half maximum*)  $\text{FWHM}_{\min}$  und die maximal auftretende Halbwertsbreite  $\text{FWHM}_{\max}$ . Weiterhin wurde als Maß für die Varianz der Spotgröße das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Halbwertsbreite ( $\text{FWHM}_{\max}/\text{FWHM}_{\min}$ ) und als Maß für die relative Verschiebung im Bezug auf den Strahldurchmesser das Verhältnis zwischen Strahlverschiebung und maximaler Halbwertsbreite ( $\Delta\bar{x}(z)/\text{FWHM}_{\max}$ ) berechnet (Abbildung

7.13 (b)).

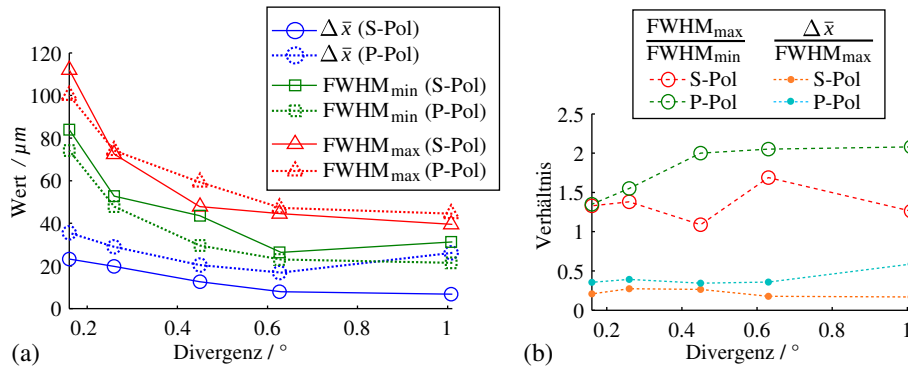


Abbildung 7.13: Verschiedene gemessene Kenngrößen der Spotverläufe in Abhängigkeit der Divergenz und Polarisation. (a) Spotverschiebung  $\Delta \bar{x}$ , minimale Halbwertsbreite des Spots  $FWHM_{min}$  und maximale Halbwertsbreite der Spots  $FWHM_{max}$ . (b) Verhältnis zwischen minimaler und maximaler Halbwertsbreite des Spots  $FWHM_{max}/FWHM_{min}$  und das Verhältnis zwischen Strahlverschiebung und maximaler Halbwertsbreite.

Sowohl die absolute Strahlverschiebung als auch die Halbwertsbreiten nehmen für kleinere Divergenzen zu. Absolute und relative Strahlverschiebungen sind bei P-Polarisation größer. Aufgrund der größeren Varianz bei P-Polarisation ist die maximale Halbwertsbreite größer und die minimale Halbwertsbreite kleiner als bei S-Polarisation. Dies macht sich auch in der Varianz der Spotgröße unter Aktuierung (Abbildung 7.13 (b)) bemerkbar, die für P-Polarisation insgesamt größer ist. Bezüglich einer Anwendung ergeben sich hier verschiedene Möglichkeiten. Prinzipiell eignet sich dieser Aktuator für P-polarisiertes Licht. Mit steigender Divergenz nimmt auch die relative und somit effektiv nutzbare Strahlverschiebung zu, jedoch ist durch Aktuierung eher ein Schalten der Strahlposition anstatt eines kontinuierlichen Durchstimmens möglich.

Im Vergleich zu den Simulationen ist jedoch selbst für kleine Divergenzen die absolute Strahlverschiebung deutlich geringer. Weiterhin weisen die Messungen konträr zu den Simulationen für P-Polarisation einen größeren Effekt als für S-Polarisation auf. Der Grund hierfür ist ein Unterschied zwischen der hergestellten und der simulierten Schichtstruktur. Die Resonatorgüte der hergestellten Proben ist signifikant reduziert, da ein erheblicher Teil des Lichts an der Silber-Luft-Grenzfläche gestreut wird, an der theoretisch Totalreflexion stattfinden sollte. Silber bildet beim Aufdampfen auf Polymeren Cluster, die eine Tendenz zur Diffusion in das Polymer

haben [80, 81]. Hierdurch entsteht Streuung, die auch im Messaufbau unabhängig vom Betrachtungswinkel auf der beschichteten Rückseite des Prismas beobachtet werden konnte (Abbildung 7.14).

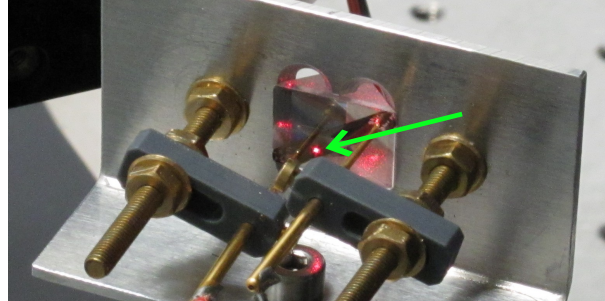


Abbildung 7.14: Foto eines Prismenresonators im Messaufbau. Ein deutlich sichtbarer Laserspot ist an der Hypothenusenfläche des Prismas bedingt durch Streuung an der Silber-PDMS-Grenzfläche zu erkennen, an der normalerweise aufgrund der Totalreflexion kein Licht sichtbar sein sollte.

Folgender Abschnitt untersucht eine modifizierte Schichtstruktur für TMM-Simulationen, welche die Streulichtverluste berücksichtigt, um gegebene Effekte in Simulationen zu reproduzieren.

### 7.3.3 Vergleichssimulation mit modifizierter Schichtstruktur

Um die Diskrepanz zwischen Messung und Simulation besser zu verstehen und die auftretenden Effekte in Simulationen reproduzieren zu können, wurde eine modifizierte Schichtstruktur betrachtet. Zur Modellierung der Streuverluste wurde eine zusätzlich verlustbehaftete PDMS-Schicht zwischen Silber und PDMS eingeführt. Durch iterative Anpassung des Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  des verlustbehafteten PDMS-Materials und Anpassung der Schichtdicken an Messdaten wurde eine modifizierte Schichtstruktur bestimmt (Tabelle 7.1).

Für diese Struktur wurden Spotprofilverläufe als Funktion der Aktuierungstemperatur mittels TMM-Simulationen für eine hohe und niedrige Strahldivergenz sowie S- und P-Polarisation generiert. Infolge der modifizierten Struktur zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Messdaten. Unter P-Polarisation entsteht nun die größere Strahlverschiebung und für niedrige Divergenzen bildete sich eine ähnliche Aufteilung des Spots aus. Für S-Polarisation lässt sich insbesondere bei hoher Divergenz der bereits simulierte Fall (Spotbild IV) aus Abbildung 7.7



Tabelle 7.1: *Schichtstrukturparameter der Probe Pr-6.2 für die TMM, die an Messungsdaten angepasst wurden.*

Material	Schichtdicke
Glas	-
Silber	12 nm
PDMS	7,2 $\mu m$
PDMS mit Verlusten ( $\kappa = 0,15$ )	100 nm
Silber	40 nm
Vakuum	-

(e) wiedererkennen, bei dem nur ein schwacher Lichtanteil stark positiv verschoben, der Hauptanteil durch Phasenänderung bedingt aber leicht in negative Richtung verschoben ist.

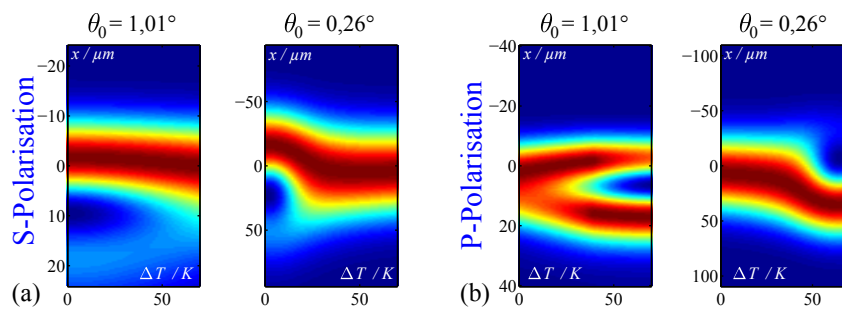


Abbildung 7.15: *Normierte Spotprofilverläufe einer Vergleichssimulation der angepassten Schichtstruktur für 0,26° und 1,01° Strahldivergenz bei S- und P-Polarisation. Es ist eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit den Messdaten zu erkennen.*

### 7.3.4 Schaltverhalten

Zur Untersuchung des Schaltverhaltens des Aktuators wurde eine weitere hergestellte Probe (Pr. 2.1) mit der Schichtstruktur [12 nm Silber – 7,4  $\mu m$  PDMS – 50 nm Silber] analysiert. Ein S-polarisierter HeNe-Laser wurde unter 45° Reflexion im Prisma an der aktiven Schicht gemäß Aufbau D aus Abbildung 4.9 auf den Bildsensor fokussiert ( $\theta_0 = 0,28^\circ$ ). Die Schicht wurde über einen zeitlichen Verlauf durch eine doppelte an-aus-Sequenz mit 150 mA Strom aktuiert und eine Videosequenz mit Spotbildern aufgezeichnet. Die maximale Temperaturerhöhung wurde mit Hilfe einer separaten

spektralen Messung (Abschnitt 4.3, Aufbau (A)) zu  $26\text{ K}$  bestimmt. Spotpositionen der einzelnen Zeitpunkte wurden durch Intensitätsschwerpunkte gemäß voriger Abschnitte bestimmt und Messrauschen durch Mittelung von elf zeitlich versetzten Messreihen reduziert.

Abbildung 7.16 (a) zeigt die Spotposition als Funktion der Zeit für eine Messreihe bei  $45^\circ$  und eine weitere Messreihe des gleichen Messbereichs auf der Probe unter einem leicht versetzten Einfallswinkel von  $45^\circ + \Delta\theta$ . Einerseits ist zu erkennen, dass beide Kurven unter Aktuierung den Strahl in unterschiedliche Richtungen verschieben. Durch die leicht unterschiedlichen Einfallswinkel liegen hier auch zwei unterschiedliche Arbeitspunkte vor, wodurch einmal zur Resonanz hin und das andere mal von der Resonanz weg aktuiert wird, wie Abbildung 7.16 (b) schematisch zeigt. Andererseits ähneln die Kurvenverläufe zwar einem klassischen Aufwärm- bzw. Abkühlvorgang, besitzen jedoch nicht die gleiche Form. Diesem Effekt liegen hauptsächlich die unterschiedlichen Arbeitspunkte zugrunde, bei denen durch Aktuierung unterschiedliche nicht-lineare Bereiche der Strahlverschiebung abgedeckt sind. Weiterhin erreichen die Spots nicht wieder die Anfangsposition am Ende der Aktuierungsphase. Wie Kapitel 6 für das VIPA gezeigt hat, besitzen die Proben durch aktives Aufwärmen aber passives Abkühlen unterschiedliche Zeitkonstanten und das Substrat erwärmt sich langfristig.

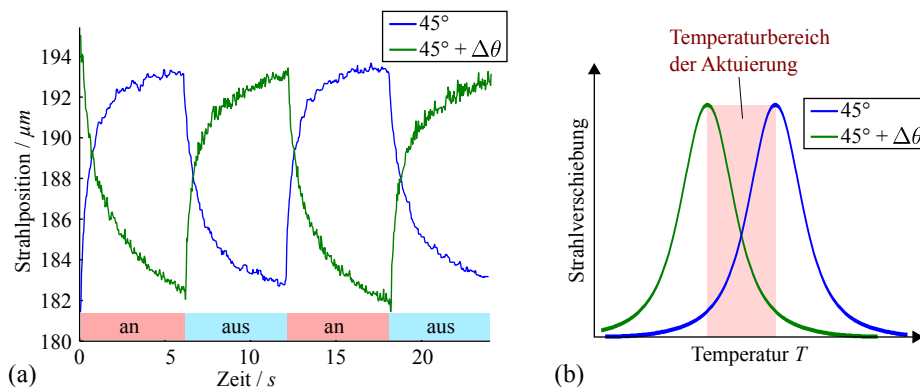


Abbildung 7.16: (a) Strahlposition unter geschalteter Aktuierung für zwei leicht unterschiedliche Einfallswinkel als Funktion der Zeit. Die Verläufe zeigen Zeitkonstanten im Bereich  $0,5-1\text{ s}$ . (b) Skizze der Strahlverschiebungsprofile der beiden Einfallswinkel als Funktion der Aktuierungstemperatur. Bedingt durch leicht unterschiedliche Einfallswinkel liegen unterschiedliche Arbeitspunkte vor, wodurch die gemessene Verschiebung unter Aktuierung in verschiedene Richtungen verläuft.

Eine kurzfristige Strahlverschiebung von etwa  $11\ \mu\text{m}$  wird erreicht. Da der genaue

Arbeitspunkt und dadurch der Kurvenverlauf der Strahlverschiebung nicht bekannt ist, lässt sich eine Zeitkonstante  $\tau$  nur grob auf ca.  $0,5 - 1$  s abschätzen.

Um das Langzeitverhalten der Probe unter Aktuierung zu analysieren, wurden Spotpositionen für 30 s Aktuierung und weitere 30 s ohne Aktuierung bestimmt. Abbildung 7.17 zeigt die resultierende Strahlposition als Funktion der Zeit. Eine zunächst schnelle Veränderung der Spotposition wird gefolgt von einer langsameren Veränderung, bis ein Maximum erreicht wird und sich die Position wieder entgegengesetzt ändert. Hier wird über eine Resonanz der Strahlverschiebung hinweg durchgestimmt, was schematisch in Abbildung 7.17 (b) dargestellt ist. Repräsentative Zeitpunkte sind in die Messkurve und die schematische Darstellung eingezeichnet. Analog zum Zeitverhalten des VIPA (Abschnitt 6.5.7) liegt ein Kurzzeit- und Langzeitprozess der Aufwärmens vor. Beim Anschalten der Aktuierung wird nach wenigen Sekunden das Positionsmaximum erreicht, bevor sich die Position wieder langsam Richtung Anfangswert bewegt. Auch hier liegt ein Kurzzeit- und Langzeitprozess des Abkühlens vor, wodurch anfangs schnell wieder zurück über das Resonanzmaximum mit darauffolgender langsamerer Bewegung Richtung Resonanzminimum gestimmt wird. In einer Anwendung muss sowohl die Nichtlinearität, als auch das thermische Verhalten durch entsprechende Regelungsmechanismen berücksichtigt werden.

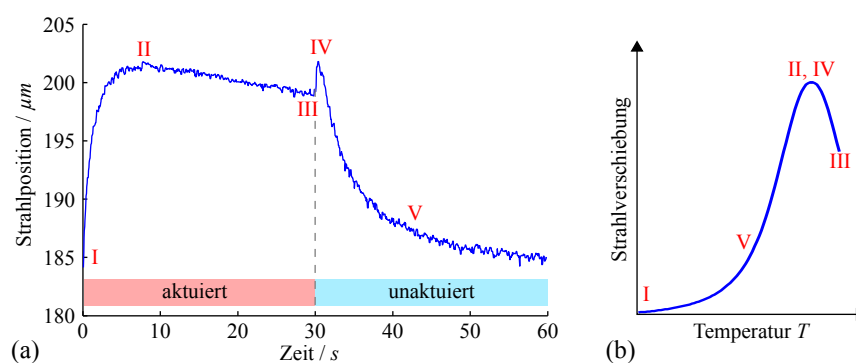


Abbildung 7.17: (a) Strahlposition eines für 30 s aktuierten und 30 s unaktuierten Resonators als Funktion der Zeit. (b) Skizze des vermuteten, temperaturabhängigen Strahlverschiebungsprofils. Der zunächst schnellen Temperaturerhöhung folgt eine langsame Erwärmung, wodurch über die Resonanz hinüber durchgestimmt wird.

## 7.4 Modellierung eines optimierten Aktuators

Bisherige Proben haben neben einer durchaus nützlichen Aktuierbarkeit der Strahlverschiebung den Nachteil, dass Licht in Resonanz zwar verschoben, aber auch stark absorbiert wird. Dies kann dadurch verhindert werden, dass zum einen anstatt der ersten Silberschicht auf dem Glasprisma ein teilreflektierender, dielektrischer Spiegel verwendet wird. Zum anderen tritt an der PDMS-Luft-Grenzfläche ohnehin Totalreflexion unter  $45^\circ$  Einfallswinkel auf, so dass auf die obere Silberschicht in der genutzten Resonatorregion verzichtet werden kann. Um die Probe dennoch aktuieren zu können, muss das Heizelement strukturiert werden.

Beispielhafte Simulationen der Strahlverschiebung wurden für einen  $7,47 \mu\text{m}$  dicken Resonator mit einem 60% dielektrischen Spiegel durchgeführt, der vom Resonanzminimum zum Resonanzmaximum über eine Schichtdickenänderung durchgestimmt wird. 1D-Spotprofilverläufe unter Aktuierung für zwei verschiedene Strahldivergenzen sind in Abbildung 7.18 (a) gezeigt. Bei  $0,25^\circ$  Divergenz scheint der Spot dennoch Leistung zu verlieren. Die Leistung integriert über die Profile ( $x$ -Achse) bleibt aber über die Aktuierung konstant. Hier sinkt aufgrund eines verbreiterten Spotprofils lediglich das Maximum. Dieser Effekt ist besonders bei  $0,75^\circ$  Divergenz zu beobachten, bei der sich die gesamte Spotleistung auf zwei, im Profil verbreiterte Teilspots aufteilt. Das Verhältnis der Verschiebung des Maximums  $\Delta\hat{x}$  zum Strahltaillenradius  $w_0$  als Maß für die nutzbare, relative Strahlverschiebung sowie die Intensität des Maximums sind in Abbildung 7.18 (b) als Funktion der Strahldivergenz dargestellt.

Bis zu einer Divergenz von  $0,75^\circ$  steigt die relative Strahlverschiebung an, springt jedoch dann hin zu negativen Werten. An dieser Stelle hat sich neben dem resonant verschobenen Anteil inzwischen ein weiterer Teilspot gebildet, dessen maximaler Wert den des verschobenen Teilspots übersteigt. Abbildung 7.18 (b) zeigt genau diesen Grenzfall bei  $0,75^\circ$  Divergenz. In einer Anwendung muss diese Verbreiterung des Spotprofils berücksichtigt werden und die Divergenz entsprechend den Anforderungen gewählt werden. Beispielsweise bleiben für eine Divergenz von  $0,184^\circ$  90% des Intensitätsmaximums bei einem Durchstimmbereich von  $0,99 \times w_0$  erhalten.

---

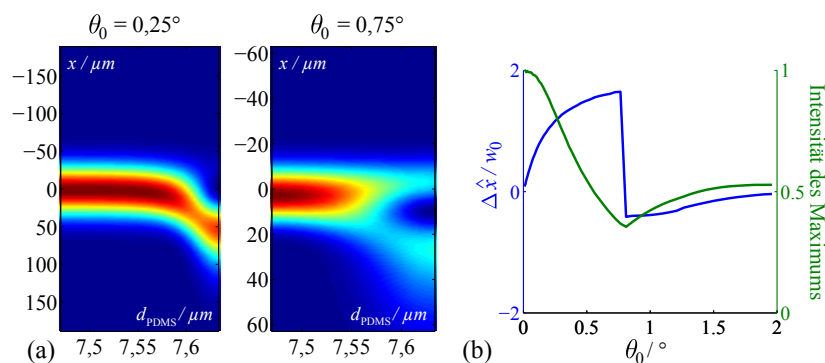


Abbildung 7.18: *Simulation der Strahlverschiebung an einem optimierten Gires-Tournois-Resonator. (a) Strahlprofilverläufe eines Resonators als Funktion der Schichtdicke für zwei verschiedene Divergenzen. (b) Verschiebung des Spotmaximums im Bezug auf den Strahltaillenradius und die Intensität des Maximums als Funktion der Strahldivergenz. Abhängig von der Divergenz tritt weiterhin eine Verzerrung bis hin zur Aufspaltung des Spots auf, wodurch sich die Intensität des Maximums verringert.*

## 7.5 Zusammenfassung und Fazit

Durch numerische Modellierung und messtechnische Charakterisierung wurde gezeigt, dass durchstimmbare, elastomerbasierte Resonatoren als Aktuator zur Strahlverschiebung eingesetzt werden können. Hierbei eignet sich insbesondere ein in Reflexion betriebener Gires-Tournois-Resonator wegen seiner höheren Effektstärke im Gegensatz zum Fabry-Perot-Resonator. Durch Verwendung von Silberschichten tritt einerseits für Licht in Resonanz beim Fabry-Perot-Resonator maximale Transmission und beim Gires-Tournois-Resonator maximale Absorption auf. Der Fabry-Perot-Resonator hat zusätzlich den Nachteil, dass ein erheblicher Anteil des Lichts ungenutzt reflektiert wird. Andererseits ergeben sich abhängig von der eingesetzten Polarisation des Lichts unterschiedliche Resonanzgüten und Resonanzpositionen, wodurch sich der Arbeitspunkt für eine gegebene Schichtstruktur ändert. Der Arbeitspunkt kann jedoch über eine leichte Variation des Einfallswinkels eingestellt werden. S-Polarisation zeigt für dieselbe Schichtstruktur theoretisch eine größere Strahlverschiebung.

Die theoretisch mögliche Strahlverschiebung wird durch den Einsatz von Gaußstrahlen mit endlich kleiner Strahldivergenz reduziert. Hier zeigte sich, dass bei hohen Resonanzgüten und großen Schichtdicken sehr schmale Peaks im winkelab-

hängigen, paraxialen Strahlverschiebungsprofil entstehen, wodurch dieses nicht mehr auf Gaußstrahlen mit größeren Winkelanteilen angewendet werden kann. Die durch den Resonator induzierte inhomogene Phasen- und Amplitudenmodulation der ebenen Wellenanteile des Gaußstrahls resultiert in einer Verzerrung und Aufspaltung des Spotprofils. Dünnere Resonatoren mit einer geringen Silberschichtdicke erweisen sich als vorteilhaft, jedoch muss berücksichtigt werden, dass eine Verringerung der PDMS-Schichtdicke mit einer Erhöhung der zur Durchstimmung notwendigen Aktuierungstemperatur einhergeht.

Die hergestellten Gires-Tournois-Resonatoren zeigten eine Verschiebung des Spots um rund die Hälfte seiner Halbwertsbreite bei P-Polarisation. Im Gegensatz zu den Simulationen liegt eine veränderte Schichtstruktur mit zusätzlicher Absorption vor. Dies konnte durch Vergleichssimulationen mit reproduziert werden. Während bei niedrigen Divergenzen die Strahlposition kontinuierlich unter Aktuierung durchgestimmt werden kann, erlauben höhere Divergenzen eher Schalten der Strahlposition.

Als Nachteil der Verwendung von Silberschichten als Resonatorspiegel zeigte sich eine starke Absorption unter Resonanz. Durch Verwendung von dielektrischen Spiegeln und Nutzung der Totalreflexion im Prisma kann dies verhindert werden, wie durch Simulationen verifiziert wurde. Jedoch spielt die verwendete Divergenz im Bezug auf das Resonanzverhalten eine Rolle, da das Spotprofil weiterhin eine Ausbreitung bis hin zu einer Spotaufteilung erfährt.

Für Kurzzeitaktuierung ergeben sich Schaltzeiten mit Zeitkonstanten von  $0,5 - 1$  s, jedoch erwärmt sich über einen längeren Zeitraum auch das Substrat. Dies führt zur langfristigen Verschiebung des Arbeitspunkts. Hier könnte durch aktive Kühlung oder Normalbetrieb über der Umgebungstemperatur mit zusätzlicher elektronischer Regelung Abhilfe geschaffen werden.

Der vorgestellte Aktuator erlaubt nur eine Verschiebung des Strahls in eine Dimension. Durch Kombination von zwei Aktuatoren kann ein Strahl auch in zwei Dimensionen verschoben werden. Abbildung 7.19 zeigt hierfür ein Beispiel eines Aufbaus, der das aktive Lenken eines oder mehrerer Strahlen von Oberflächenemittern in Wellenleiter ermöglicht. Werden die Resonatorflächen strukturiert, können einzelne Kanäle auch separat gesteuert werden.

Insgesamt bietet dieses Konzept eine einfache Möglichkeit, eine einstellbare Strahlposition durch ein hochintegriertes Bauteil ohne mechanisch beweglichen Elemente zu realisieren. Hier könnten ganze Matrizen von Fokusaktuatoren auf Wafer-Ebene

---

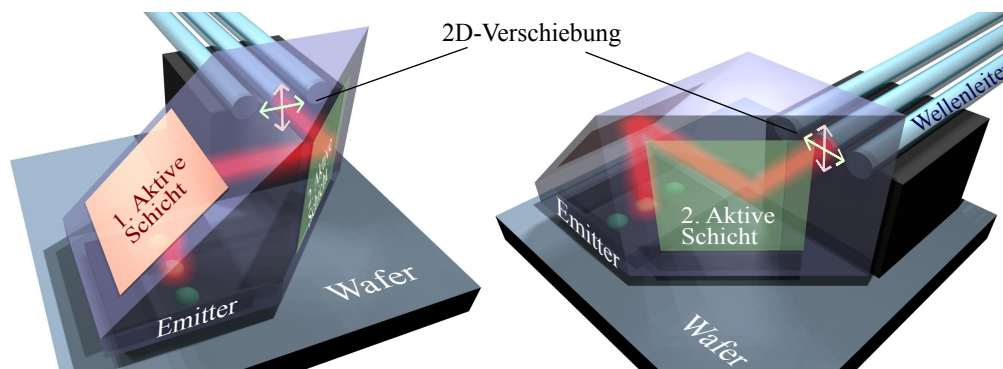


Abbildung 7.19: Konzept eines Bauelements zur Steuerung der Strahlposition in zwei Dimensionen durch Kombination von zwei aktiven Resonatorschichten auf einem entsprechend geometrisch ausgelegten Prisma. Zwei verschiedene Ansichten sind gezeigt.

realisiert werden. Aufgrund der resonanten Natur des Systems ist die Anwendung auf monochromatisches Licht bzw. eine sehr schmale Bandbreite eingeschränkt. Anwendungspotential bietet sich daher insbesondere im Telekommunikationsbereich zur aktiven Kompensation von Justageungenauigkeiten oder in der Sensorik. Der Einsatz in rekonfigurierbaren Netzwerken bedarf einer höheren Strahlverschiebung, was durch Multischichtstrukturen realisiert werden könnte. Hier verkompliziert sich jedoch die Durchstimmbarkeit.





# Kapitel 8

## Fokusaktuator

---

### Übersicht

*Dieses Kapitel schließt die Reihe der in dieser Arbeit umgesetzten aktiven Mikrooptiken ab. Hierbei wird der Superprismaeffekt in Dünnschichtresonatoren genutzt, um die Fokusposition konvergenter Strahlen zu steuern. Das Potential eines durchstimmbaren, elastomerbasierten Fabry-Perot-Resonators als Fokusaktuator wird untersucht. Es wird zunächst ein Einblick in relevante Literatur gegeben und das Konzept anhand eines mathematischen Modells vorgestellt. Anschließend werden Einflussfaktoren wie Strahldivergenz, Resonatorgüte, Einfallswinkel und Polarisierung mit Hilfe numerischer Simulationen (TMM) analysiert. Auftretende Effekte werden durch messtechnische Charakterisierung verifiziert. Abschließend werden die Eigenschaften dieses Fokusactuators zusammenfassend bewertet.*

---

Ein weiterer Bauteiltyp aktiver Mikrooptiken sind Systeme, die eine einstellbare Fokussierung eines Lichtbündels ermöglichen. Anwendungen hierfür reichen von der Bildgebung und Sensorik bis hin zur Telekommunikation. Es existieren vielzählige Ansätze, die beispielsweise schon in Mobiltelefonkameras eingesetzt werden. Die wichtigsten Technologien werden im Folgenden vorgestellt.

Auf Basis von Flüssigkristallen (engl. *liquid crystal* (LC)), die aus der LC-Display-Technologie her bekannt sind, konnte durch ein E-Feld-gesteuertes Gradientenindexprofil (GRIN) eine einstellbare Fokussierung erzeugt werden [10]. Einen weiteren Ansatz bietet die Elektrobenetzung, bei der ein Öl-Tropfen in Wasserumgebung eine Linse bildet, dessen Benetzungswinkel an einer Oberfläche und somit sein Krümmungsradius durch ein einstellbares E-Feld beeinflusst wird [13,117]. Die Verformung einer elastischen Linse bildet die Grundlage für weitere Möglichkeiten, die den Mechanismus der menschlichen Augenlinse nutzen. Die Brennweite einer Polymerlinse, die durch ein von PDMS-Membranen berandetes Polyergel gebildet wird, konnte durch äußere Krafteinwirkung um einen Faktor 1,9 variiert werden [118]. Durch Einsatz von Piezo-Aktoren konnte auf diese Weise ein kompaktes System mit 25 mm Durchmesser realisiert werden, das eine Akkommodation von 11 dpt erlaubt [11]. Außerdem wurde ein rein polymerbasierter Ansatz gezeigt, der eine verformbare Polymerlinse durch dielektrische Elastomere aktuiert [32,33]. Durchstimmbare Linsen dieser Art sind bereits bei der Firma *Optotune* kommerziell erhältlich [69].

Ein weiteres Konzept der Fokussierung basiert auf dem Superprismaeffekt. Fokussiereffekte, die wie der Superprismaeffekt in photonischen Kristallen auf resonanzabhängiger, effektiver Lichtpropagation im Material basieren, wurden bereits vielfach nachgewiesen. Hierbei wurde direkte Fokussierung in doppelt periodischen Wellenleitern [56], in nichtlinearen 2D-periodischen Strukturen [119] bis hin zu konkav geformten [120] und strukturell gestuften [121] 2D-photonischen Kristallen beobachtet. Fokussierung unter Zuhilfenahme von 1D-photonischen Kristallen, also Dünnschichtfiltern, wurde bisher nicht gezeigt. Im Folgenden wird ein neues Konzept vorgestellt und untersucht, bei dem der Superprismaeffekt in durchstimmbaren Fabry-Perot-Resonatoren zur aktiven Kontrolle des Fokus verwendet wird.

---

## 8.1 Bauteilkonzept: Fokusversatz durch Strahlverschiebung

Wie in Abschnitt 2.2 theoretisch gezeigt und in Kapitel 7 numerisch und messtechnisch untersucht, erfährt Licht bedingt durch räumliche Dispersion eine Strahlverschiebung, die bereits bei Ein-Schicht-Resonatoren beobachtet werden kann und durch Durchstimmen des Resonators steuerbar ist. Das Ausmaß der Strahlverschiebung hängt zusätzlich stark vom Einfallswinkel des Lichts ab. Strahlen in Resonanz erfahren eine besonders große Strahlverschiebung. Dies kann genutzt werden, um die Fokusposition eines konvergenten Strahlenbündels, welches verschiedene Winkelanteile besitzt, aktiv zu manipulieren.

Im Folgenden soll ein Gedankenexperiment in einem zweidimensionalen Modell durchgeführt werden. Ein konvergentes Strahlenbündel sei durch zwei Randstrahlen definiert, die einen Resonator gemäß Abbildung 8.1 (a) passieren. Zunächst befinde sich der Resonator im unaktuierten Zustand. Beide Randstrahlen besitzen eine ähnliche, nicht-resonante effektive Ausbreitungsrichtung innerhalb des Resonators und Strahlverschiebung (Abb. 8.1 (b), blauer Fall), und schneiden sich in Fokuspunkt  $F_1$ . Nun wird der Resonator durchgestimmt, wodurch sich sein Resonanzverhalten ändert (Abb. 8.1 (b), roter Fall), sodass der obere Randstrahl aufgrund seines Winkelunterschieds zum unteren Randstrahl den Resonator resonant passiert und eine veränderte effektive Ausbreitungsrichtung eine erhöhte laterale Strahlverschiebung  $\Delta x$  erfährt. Dadurch schneiden sich beide Strahlen in einem versetzten Fokuspunkt  $F_2$ .

Dieses strahlengeometrische Modell zeigt, dass eine winkelabhängige Strahlverschiebung prinzipiell zu einem Versatz der Fokusposition eines konvergenten Strahlenbündels führt, jedoch werden hier zum einen nur zwei Randstrahlen des gesamten Strahlenbündels berücksichtigt und zum anderen werden Phaseneffekte vernachlässigt. Im Folgenden wird eine analytische Beschreibung eines durch eine Strahlverschiebung induzierten Fokusversatzes vorgestellt. Dadurch motiviert, dass ein Lichtstrahl unter schräger Transmission durch einen Resonator eine laterale Strahlverschiebung in der Einfallsebene erfährt, wird zur Vereinfachung eine eindimensionale Strahlverschiebung betrachtet. Es werden im Folgenden zunächst für einen gewünschten Fokusversatz ein ideales Modell einer benötigten Strahlverschiebung hergeleitet und durch eine lineare Approximation Rückschlüsse auf das Fokusversatzverhalten realer

---

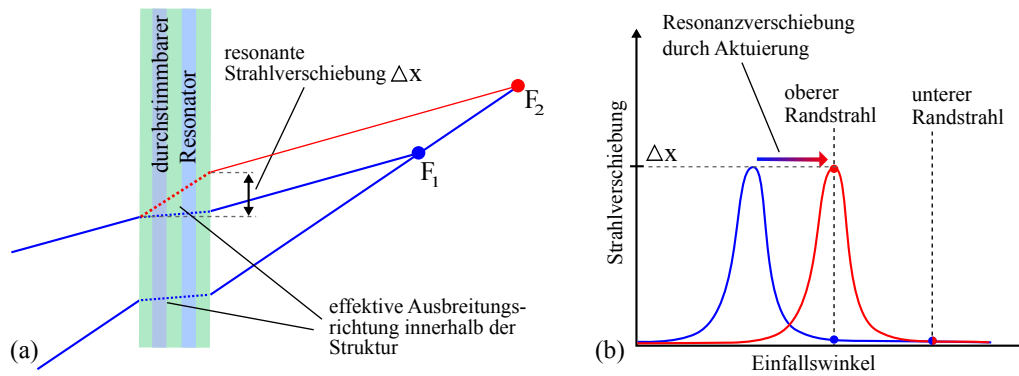


Abbildung 8.1: Gedankenexperiment zur Fokusbereitstellung durch Strahlverschiebung an einem Resonator. (a) Geometrisches Modell in dem zwei Randstrahlen ein konvergentes Strahlenbündel definieren, das einen Resonator in zwei Aktuierungszuständen (blau und rot) passiert. (b) Strahlverschiebung durch den Resonator als Funktion des Einfallswinkels für unaktuierten (blau) und aktuierten (rot) Zustand. Im unaktuierten Fall (blau) besitzen beide Randstrahlen eine ähnliche effektive Ausbreitungsrichtung innerhalb des Resonators und schneiden sich im Fokuspunkt  $F_1$ . Wird der Resonator durchgestimmt, erfährt aufgrund des Winkelunterschieds nur der obere Randstrahl resonanzbedingt eine erhöhte Strahlverschiebung (rot), die zur versetzten Fokusposition  $F_2$  führt.

Strukturen geschlossen.

Zur phasenrichtigen Beschreibung eines Strahlenbündels, kann dieses mit Hilfe einer räumlichen Fouriertransformation in ebene Wellenkomponenten zerlegt werden. Die komplexe Feldamplitude eines beliebigen Strahlenbündels, das sich in  $+z$  Richtung ausbreitet, wird durch das Fourier-Integral beschrieben (Gl. 3.14):

$$E_1(x, y, z) = \iint E_1(k_x, k_y)_{z=0} \cdot e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}z} dk_x dk_y. \quad (8.1)$$

Defokussiert man dieses Feld um den Vektor  $(x_0, y_0, z_0)$  entsteht ein neues Feld

$$E_2(x, y, z) = E_1(x - x_0, y - y_0, z - z_0) = \iint E_1(k_x, k_y)_{z=0} \cdot e^{-j(k_x(x-x_0) + k_y(y-y_0))} \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}(z-z_0)} dk_x dk_y. \quad (8.2)$$

Das Spektrum ebener Wellen von  $E_2$  lässt sich folglich als Phasenmodulation des Wellenspektrums von  $E_1$  beschreiben.

$$E_2(k_x, k_y)_{z=0} = E_1(k_x, k_y)_{z=0} \cdot e^{j(k_x x_0 + k_y y_0)} \cdot e^{j\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}z_0} \quad (8.3)$$

Die für den Fokusversatz benötigte Phasenmodulation entspricht hier allgemein einer konstanten, lateralen Verschiebung der einzelnen ebenen Wellenanteile entlang der entsprechenden Raumdimension. Diese Phasenmodulation kann jedoch auch durch eine Lateralverschiebung der ebenen Wellenanteile in nur *eine* Dimension induziert werden, muss dafür aber in einem funktionalen Zusammenhang mit deren Ausbreitungsrichtungen stehen. Es wird nun ein Strahlenbündel betrachtet, dessen Hauptstrahl einen Resonator in der  $xz$ -Ebene unter einem schrägen Einfallswinkel  $\theta_0$  passiert. Der Fokuspunkt befinde sich im Ursprung beider Koordinatensysteme. Die Lateralverschiebung einer ebenen Welle wird im Weiteren als 'Strahlverschiebung' und ein ebener Wellenanteil als 'Strahl' bezeichnet. Abbildung 8.2 zeigt die Koordinatensysteme des Resonators und des Strahlenbündels, das einen Fokusversatz bedingt durch eine unter Aktuierung veränderte, ideale ausbreitungsrichtungsabhängige Strahlversatzfunktion  $\Delta x(\vec{k})$  erfährt.

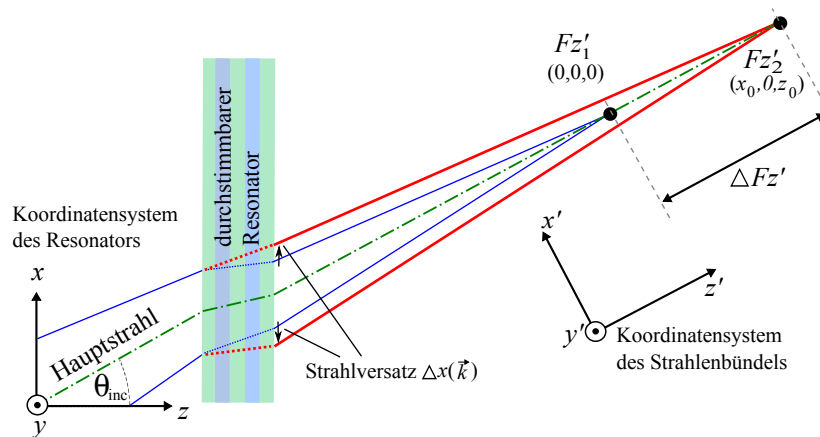


Abbildung 8.2: Modell eines idealen Fokusversatzes durch Strahlverschiebung mit den Koordinatensystemen des Resonators und des Strahlenbündels. Ein konvergentes Strahlenbündel wird von einem durchstimmbaren Resonator transmittiert, der eine aktuierungs- und winkelabhängige Strahlversatzfunktion besitzt. Dies ermöglicht ein Durchstimmen des Fokus von  $Fz_1$  (blau, Ursprung des Koordinatensystems) auf die Fokusposition  $Fz_2$  (rot). Es ergibt sich ein Durchstimmbereich von  $\Delta Fz'$ .

Zur Vereinfachung werden zunächst Strahlen in der  $xz$ -Ebene betrachtet und eine Fokusverschiebung um  $(x_0, 0, z_0)$ , die durch eine Strahlverschiebung  $\Delta x(k_x, k_y, k_z)$  erzeugt werden soll. Unter Verwendung von Kugelkoordinaten mit dem Polarwinkel  $\theta$  und dem Azimutwinkel  $\phi$  und den geometrischen Beziehungen

$$k_x = k \cdot \cos(\phi) \sin(\theta) \quad (8.4)$$

$$k_y = k \cdot \sin(\phi) \sin(\theta) \quad (8.5)$$

$$k_z = k \cdot \cos(\theta), \quad (8.6)$$

ergibt sich eine Fokusversatz-induzierende Strahlverschiebung als Funktion des Einfallswinkels:

$$\Delta x(\theta) = x_0 - \cot(\theta) \cdot z_0. \quad (8.7)$$

Diese Beziehung ist allerdings nur für Wellenanteile mit  $\theta \neq 0$  gültig. Anschaulich betrachtet kann ein Strahl mit  $\theta = 0$  keinen Phasenversatz durch einen Lateralversatz entlang der  $x$ -Achse erfahren. Daher muss das Strahlenbündel einen begrenzten Winkelbereich besitzen.

Allgemeiner wird nun ein Strahlenbündel schrägen Einfalls mit begrenzten Winkelanteilen betrachtet, dessen Hauptstrahl in der  $xz$ -Ebene liegt ( $\theta_{\text{inc}} \neq 0$  und  $\phi_{\text{inc}} = 0$ ). Ein weiteres Koordinatensystem  $x'y'z'$  (vgl. Abb. 8.2) wird definiert, das den Hauptstrahl entlang der  $z'$ -Richtung führt. Ein Fokusversatz  $\Delta z'$  entlang des Hauptstrahls kann durch eine Strahlverschiebung

$$\Delta x(\theta, \phi) = \Delta z' \cdot [\sin(\theta_{\text{inc}}) - \cos(\theta_{\text{inc}}) \cot(\theta) / \cos(\phi)] \quad (8.8)$$

induziert werden.

Zum besseren Verständnis kann eine lineare Approximation dieses Zusammenhangs bestimmt werden. Verwendet man ein enges Strahlenbündel (beispielsweise einen Laserstrahl niedriger Divergenz) mit einem Einfallswinkel von  $\theta_{\text{inc}} = 45^\circ$ , kann durch die Näherung  $\cos(\phi) \approx 1$  und eine Taylor-Entwicklung des Kotangens um  $45^\circ$  Gleichung 8.8 durch eine lineare Funktion

$$\Delta x(\theta) \approx \Delta z' \sqrt{2} \cdot (\theta - \frac{\pi}{4}) \quad (8.9)$$

angenähert werden, die einen Fokusversatz entlang des Hauptstrahls hervorruft. Allgemein wird ein Fokusversatz um  $(x_0, 0, z_0)$  durch die Strahlverschiebungsfunktion

$$\Delta x(\theta) \approx x_0 - [1 + 2(\frac{\pi}{4} - \theta)] \cdot z_0 \quad (8.10)$$

erzeugt. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 8.3 ein ideales Strahlverschiebungsprofil (Gl.8.8) in der  $xz$ -Ebene und dessen lineare Approximation (Gl.8.9) gezeigt, die für ein Lichtbündel unter  $45^\circ$  Einfallswinkel einen Fokusversatz vom  $\Delta F z'$  entlang des Hauptstrahls induzieren.

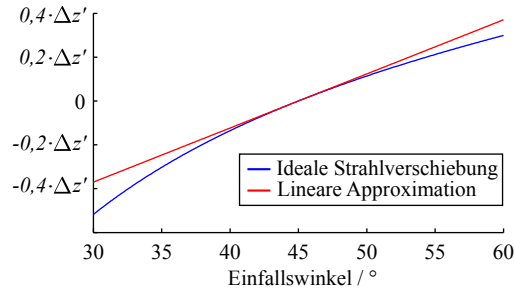


Abbildung 8.3: *Ideales Strahlverschiebungsprofil und die dazugehörige lineare Approximation in der  $xz$ -Ebene, die für ein Lichtbündel unter  $45^\circ$  Einfallswinkel einen Fokusversatz um  $\Delta z'$  entlang des Hauptstrahls induzieren.*

Betrachten wir nun einen Resonator, der eine definierte lineare Strahlverschiebungsfunktion  $\Delta x(\theta)$  mit der Steigung  $a$  und der Strahlverschiebung  $\Delta x_{45^\circ}$  für den Einfallswinkel  $45^\circ$  besitzt. Diese führt sowohl zu einem Versatz der Fokusposition

$$z'_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (a + \Delta x_{45^\circ}) \quad (8.11)$$

entlang des Hauptstrahls, als auch zu einem Parallelversatz

$$x'_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\Delta x_{45^\circ}). \quad (8.12)$$

Erwartungsgemäß entspricht der Parallelversatz  $x'_0$  einfach  $\cos(45^\circ)$  multipliziert mit der lateralen Strahlverschiebung entlang der Schicht, wie durch geometrische Betrachtung offensichtlich ist. Der Fokusversatz wird ebenso von der lateralen Strahlverschiebung  $\Delta x_{45}$  beeinflusst, jedoch insbesondere durch die Steigung  $a$  beeinflusst. Ein Bauteil, das also hinsichtlich seiner winkelabhängigen, eindimensionalen Strahlverschiebungsfunktion durchstimmbare ist, kann zur aktiven Kontrolle der Fokusposition verwendet werden. Für diesen Zweck eignet sich ein in Transmission betriebener, durchstimmbarer Fabry-Perot-Resonator, dessen Potential als Fokusaktuator in diesem Kapitel untersucht werden soll. Prinzipiell kann ein Resonator hierfür auch in Reflexion betrieben werden. Es werden hier zur Untersuchung des Prinzips jedoch nur Fokusaktuatoren in Transmission betrachtet.

Solch ein Resonator induziert bei einem rotationssymmetrischen, endlich großen Strahlenbündel unter obiger Annahme natürlich neben einem Strahlversatz in  $x$ -Richtung auch Anteile in  $y$ -Richtung, die hier zunächst vernachlässigt wurden, später bei der exakten 3D-Feldberechnung jedoch (Abschnitt 8.2.2) berücksichtigt werden.

Im Folgenden wird mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen die theoretisch zu erwartende Durchstimmbare der Fokusposition untersucht. Hierbei werden Größen

mit Bezug auf die Koordinatensysteme aus Abbildung 8.2 betrachtet.

## 8.2 Numerische Modellierung des Fokusaktuators

Zum besseren Verständnis des vorgestellten Effekts und zur Analyse der Einflussfaktoren werden im Folgenden verschiedene Transfer-Matrix-Simulationen (gemäß Abschnitt 3.1) gezeigt und diskutiert.

### 8.2.1 Durchstimbarkeit

Ausgehend von der paraxialen Näherung aus dem vorigen Abschnitt soll nun der Fokusversatz eines konvergenten Lichtstrahls mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  unter  $45^\circ$  Einfallswinkel des Hauptstrahls und S-Polarisation analysiert werden, der von einem Silber-PDMS-Silber-Resonator transmittiert wird. Der Resonator hat eine Schichtdicke  $d_{\text{PDMS}}$  von  $15 \mu\text{m}$  und Silberschichtdicken  $d_{\text{Silber}}$  von je  $15 \text{ nm}$  und  $30 \text{ nm}$ . Hierbei ist  $d_{\text{PDMS}}$  (inkl. Nachkommastellen) so gewählt, dass im Ursprungszustand ein Resonanzminimum vorliegt. Der Resonator wird mit einer Temperaturerhöhung  $\Delta T$  von bis zu  $79,6 \text{ K}$  aktuiert, was einen Durchstimmbereich von Resonanzminimum über Resonanzmaximum bis hin zum nächsten Resonanzminimum ermöglicht.

Abbildung 8.4 zeigt für verschiedene Aktuierungstemperaturen das winkelabhängige Verschiebungsprofil des Resonators bei  $15 \text{ nm}$  (a) und  $30 \text{ nm}$  (c) Silberschichtdicke, was mittels Gleichung 3.11 und der TMM berechnet wurden. Die Resonanzen verschieben sich im Winkelbereich von links nach rechts. Hierdurch wird bei  $45^\circ$  die Strahlverschiebung und deren Steigung deutlich durchgestimmt. Dickere Silberschichten bewirken eine höhere Resonanzgüte, was die Strahlverschiebung und die Steigung erhöht, jedoch die Resonanzbreite reduziert. Aus der Strahlverschiebung und der Steigung bei  $45^\circ$  lassen sich im Koordinatensystem des Strahls basierend auf Gleichung 8.11 und 8.12 der Fokusversatz  $z'_0$  und der Transversalversatz  $x'_0$  unter Aktuierung paraxial abschätzen. Dies ist in Abbildung 8.4 (b) bzw. (d) für  $15 \text{ nm}$  bzw.  $30 \text{ nm}$  Silberschichtdicke gezeigt. Es resultiert ein durch alternierende Steigung hervorgerufener alternierender Fokusversatz  $z'_0$  im Millimeterbereich, der von einem deutlich kleineren Transversalversatz  $x'_0$  des Strahls begleitet ist. Der Abstand zwischen minimaler und maximaler Fokusposition wird in Zukunft als 'Fokusvarianz'



$\Delta F$  bezeichnet und als Maß für den Fokus-Durchstimmbereich verwendet.

Eine dickere Silberschicht führt zu einem größeren Effekt, jedoch wird der Durchstimmbereich der Temperatur auch kleiner. Größere Resonanzgüten erweisen sich hier als positiv, da neben dem größeren Fokusversatz auch der zur Durchstimmung notwendige Temperaturbereich eingeschränkt werden kann. Durch Wahl einer leicht unterschiedlichen PDMS-Dicke bzw. eines leicht unterschiedlichen Einfallswinkels kann der Arbeitspunkt hierfür entsprechend eingestellt werden, was später noch gezeigt wird.

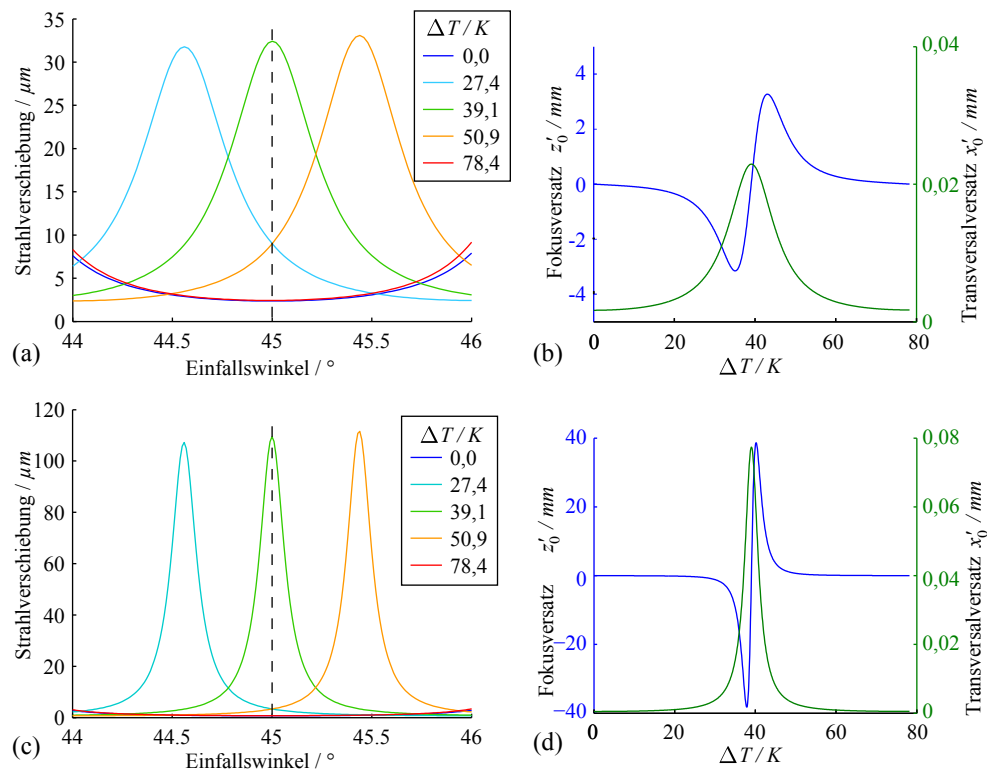


Abbildung 8.4: (a) Strahlverschiebung als Funktion des Einfallswinkels für einen  $15\ \mu\text{m}$  Resonator mit jeweils  $15\ \text{nm}$  Silberschichtdicken für verschiedene Aktuierungstemperaturen  $\Delta T$  einer Durchstimmung über ein Resonanzmaximum. (b) Resultierender, berechneter Fokusversatz  $z'_0$  und Transversalversatz  $x'_0$  für ein paraxiales Strahlenbündel (gemäß Gl. 8.11 und 8.12). (c) Strahlverschiebung als Funktion des Einfallswinkels für einen  $15\ \mu\text{m}$  Resonator mit jeweils  $30\ \text{nm}$  Silberschichtdicken. (d) Resultierender, berechneter Fokusversatz  $z'_0$  und Transversalversatz  $x'_0$  für ein paraxiales Strahlenbündel unter  $45^\circ$  Einfallswinkel. Dickere Silberschichten erhöhen die Resonatorgüte und vergrößern die Strahlverschiebung und den daraus resultierenden Fokusversatz. Jedoch wird der Durchstimmbereich auch schmaler.

## 8.2.2 Fokusversatz Gauß'scher Strahlen

Im nächsten Schritt soll der Einfluss von realen, konvergenten Strahlenbündeln mit endlich kleinem Winkelbereich auf die Fokusbildung untersucht werden. Als Lichtwellenlänge wird wieder den späteren Messungen entsprechend die HeNe-Laserwellenlänge von  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  gewählt. Es werden niedrig-divergente Gaußstrahlen mit zwei unterschiedlichen Strahldivergenzen ( $\theta_0 = 0,1^\circ$  bzw.  $0,2^\circ$ ) gemäß Abschnitt 3.1.2 durch den im vorigen Abschnitt beschriebenen, aktuierten Resonator propagiert und analysiert. Die genaue Position des Fokus wird folgendermaßen berechnet:

Mehrere Spotbilder (5–10) im Fokus-Bereich  $\pm z_R$  der Rayleighlänge ( $z_R = 66,1 \text{ mm}$  bzw.  $16,5 \text{ mm}$ ) werden berechnet. An die Intensitätsbilder werden Gaußglockenfunktionen angepasst und daraus der Strahlradius  $w(z') = \sigma$  für die jeweilige  $z'$ -Position bestimmt. An die Werte  $w(z')$  könnte man normalerweise die Modellfunktion des Gaußstrahlverlaufs (Gleichung 3.13) anpassen und daraus die Fokusposition bestimmen. Jedoch zeigte sich für Simulationen und später auch für die Messwerte, dass ein Polynom dritten Grades zu präziseren Ergebnissen führt, da die Spotbilder durch Aberrationen bedingt verzerrt sind und somit keinem klassischen Gaußstrahlverlauf mehr folgen, wie im vorigen Kapitel (7) bereits untersucht wurde und später (Abb. 8.6) noch gezeigt wird. Abbildung 8.5 stellt den resultierenden Fokusversatz  $z'_0$  (a, c) als Funktion der Aktuierungstemperatur dar. Zusätzlich ist die gesamte, von den Resonatoren transmittierte Lichtleistung aufgetragen (b, d).

Der Resonator mit  $30 \text{ nm}$  Silberschichten zeigt aufgrund seiner hohen Resonanzgüte die größte Fokusvarianz durch Aktuierung, jedoch ist der Effekt insgesamt viel kleiner als paraxial vorhergesagt. Weiterhin ist der Unterschied der Fokusvarianz zwischen dem  $15 \text{ nm}$ - und  $30 \text{ nm}$ -Resonator für die größere Divergenz merklich geringer. Außerdem ist die Fokusvarianz insgesamt geringer und das Fokusversatzprofil verbreitert sich. Grund dafür sind verschiedene Winkelanteile der Gaußstrahlen, die einen nicht-idealen Strahl- bzw. Phasenversatz erfahren. Dadurch verringert sich zum einen insgesamt die Effektstärke. Zum anderen werden die höheren Winkelanteile bei größerer Strahldivergenz schon unter 'resonanz-fernerer' Aktuierung beeinflusst, was den Durchstimmbereich insgesamt verbreitert.

Dies macht sich auch für die transmittierte Lichtleistung bemerkbar. Hier wird Licht nahe der Resonanz am stärksten transmittiert. Eine größere Divergenz verbreitert das Intensitätsprofil und verringert die maximale Transmission. Für eine spätere

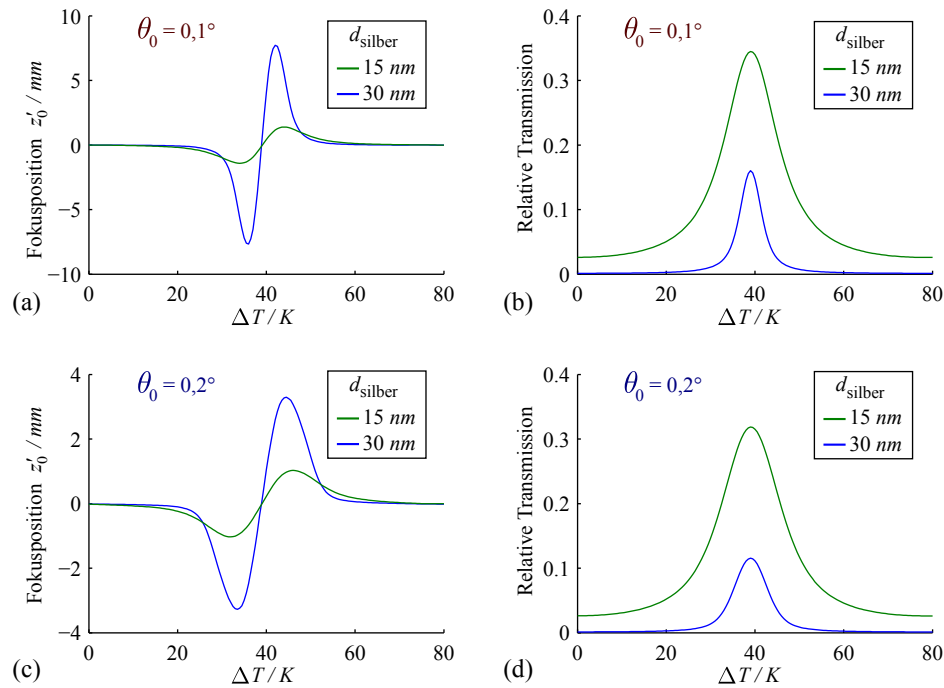


Abbildung 8.5: (a) Fokusversatz eines Gaußstrahls (Divergenz  $\theta_0 = 0,1^\circ$ ) als Funktion der Aktuierungstemperatur für zwei verschiedene Silberschichtdicken. (b) Transmissionsgrad des gleichen Gaußstrahls als Funktion der Aktuierungstemperatur. (c) Fokusversatz eines Gaußstrahls größerer Divergenz ( $\theta_0 = 0,2^\circ$ ) als Funktion der Aktuierungstemperatur für zwei verschiedene Silberschichtdicken. (d) Transmissionsgrad des gleichen Gaußstrahls als Funktion der Aktuierungstemperatur. Der Fokusversatz ist deutlich kleiner als paraxial vorhergesagt und eine höhere Divergenz verringert zusätzlich den Fokusversatz. Licht wird maximal im Bereich der Resonanz transmittiert, jedoch verringern auch hier größere Divergenzen die Transmission.

Anwendung bedeutet dies, dass nur der Bereich nahe der Resonanz sinnvoll genutzt werden kann. Größere Silberschichtdicken gehen, wie bereits in Kapitel 5 gezeigt, mit höherer Resonanzgüte, aber auch insgesamt geringerer Transmission einher. In einer Anwendung muss daher ein Kompromiss zwischen Effektstärke und maximaler Transmission gefunden werden.

Weiterhin wird sichtbar, dass die Positionen stärkster Fokusverschiebung mit den Flankenbereichen der Transmission korrespondieren. Wie voriges Kapitel (7) gezeigt hat, weisen das Strahlverschiebungsprofil und das Transmissionsprofil einen ähnlichen Verlauf und eine ähnliche Position auf. Somit korrespondiert eine Flanke der Transmission auch zu einem Bereich mit maximaler Steigung des Strahlverschiebungsprofils, was wiederum zu einem maximalen Versatz der Fokusposition führt.

Zur genaueren Analyse des Strahlprofils werden im Folgenden Intensitätsprofile eines Gaußstrahls mit  $0,2^\circ$  Divergenz betrachtet, der durch einen aktuierten,  $15\ \mu\text{m}$  dicken Resonator mit  $30\ \text{nm}$  Silberschichtdicke transmittiert wird. Abbildung 8.6 zeigt zum einen transversale Querschnitte an der Position  $z' = 0$  und zum anderen in  $z'$ -Richtung stark gestauchte Querschnitte entlang des Strahls ( $x' - z'$ -Ebene) für verschiedene Aktuierungen.

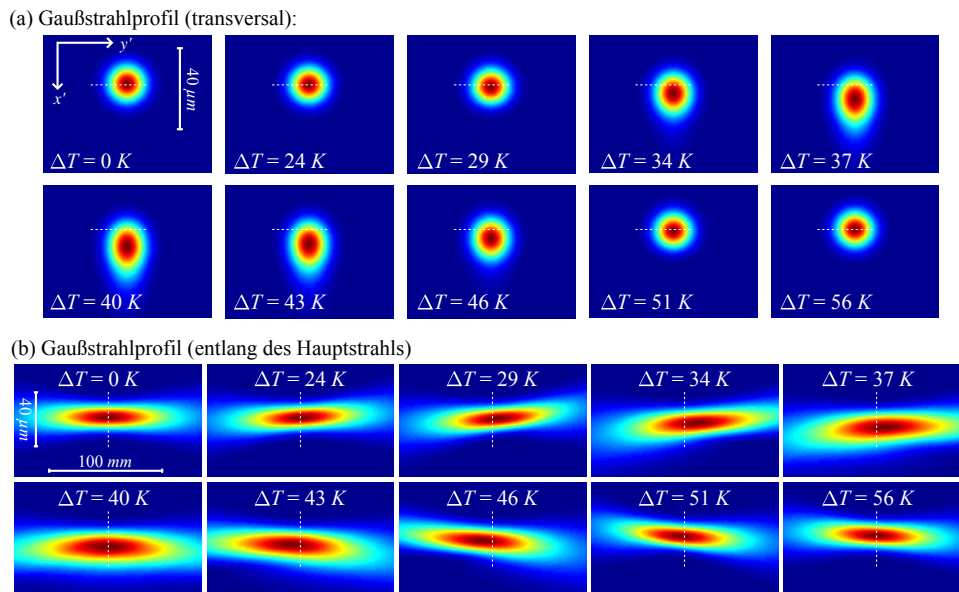


Abbildung 8.6: Intensitätsverteilung eines von einem Resonator ( $d_{\text{PDMS}} = 15\ \mu\text{m}$  und  $d_{\text{Silber}} = 30\ \text{nm}$ ) transmittierten Gaußstrahls (Divergenz  $\theta_0 = 0,2^\circ$ ) unter Aktuierung. (a) Normierte, transversale Intensitätsprofile (Spotbilder). (b) Longitudinale, entlang des Strahls stark gestauchte, normierte Intensitätsprofile. Gestrichelte, weiße Linien markieren eine Referenzposition. Neben einer transversalen Verschiebung des Spots unter Aktuierung ist in den longitudinalen Profilen zu erkennen, dass verschiedene Winkelanteile je nach Durchstimmung unterschiedlich transmittiert werden, was zu einem scheinbar schräg verlaufenden Lichtstrahl führt. Weiterhin wird eine leichte Wanderung der Strahltaile entlang des Gaußstrahls sichtbar.

Neben einem Transversalversatz des Spots in  $x'$ -Richtung ist auch eine Verzerrung des Strahlprofils nahe der Resonanz bei  $\Delta T \approx 40\ \text{K}$  Aktuierung sichtbar, was bereits aus dem vorigen Kapitel (7) bekannt ist. Die Querschnitte entlang des Strahls zeigen einen vermeintlich schrägen Lichteinfall, der sich durch unterschiedlich starke Transmission der Winkelanteile des Gaußstrahls begründet. Weiterhin ist hier eine leichte Wanderung der Strahltaile nach rechts und links erkennbar, die dem berechneten Fokusversatz entspricht.

### 8.2.3 Einfluss der PDMS-Schichtdicke

Bisher wurde nur ein  $15\ \mu\text{m}$  dicker Resonator betrachtet. Die Schichtdicke des Resonators spielt jedoch eine entscheidende Rolle. Die analytische Berechnung der Strahlverschiebung an einem Fabry-Perot-Resonator (Gleichung 2.37) hat gezeigt, dass die Strahlverschiebung linear mit der Schichtdicke  $d_{\text{PDMS}}$  skaliert und folglich auch den Fokusversatz beeinflusst. Abbildung 8.7 (a) zeigt den Fokusversatz eines Gaußstrahls mit  $\theta_0 = 0,2^\circ$  an drei unterschiedlich dicken Resonatoren mit  $30\ \text{nm}$  Silberschichtdicke als Funktion der Temperaturänderung. Erwartungsgemäß sinkt die zur Durchstimmung von Resonanzminimum auf Resonanzminimum nötige Temperatur (s. Abschnitt 5.2) mit wachsender Schichtdicke und die Fokusvarianz vergrößert sich.

Zum genaueren Vergleich ist in Abbildung 8.7 (b) der Fokusversatz normiert auf die Schichtdicke  $d_{\text{PDMS}}$  über der normierten Aktuierung aufgetragen.

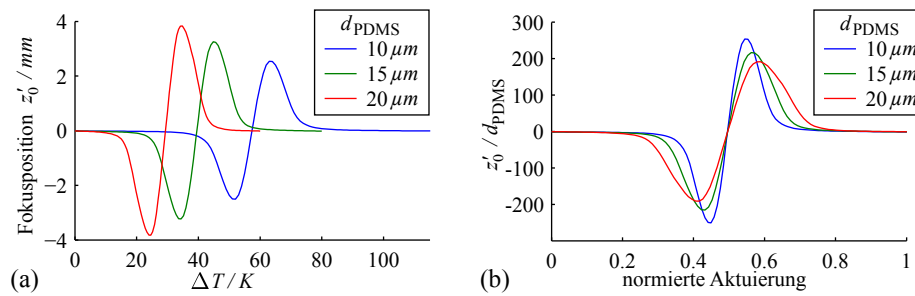


Abbildung 8.7: (a) Durchstimmung der Fokusposition eines Gaußstrahls (Divergenz  $\theta_0 = 0,2^\circ$ ) durch Temperaturerhöhung für drei verschiedene Resonatorschichtdicken bei einer Silberschichtdicke von  $30\ \text{nm}$ . Dickere Resonatoren erfordern eine niedrigere Aktuierungstemperatur und besitzen die größte Effektstärke. (b) Relativer Fokusversatz (normiert auf die Schichtdicke) als Funktion der normierten Aktuierung über ein Resonanzmaximum. Der relative Fokusversatz reduziert sich leicht mit wachsender Schichtdicke und die Resonanzprofile weiten sich aus.

Hier wird sichtbar, dass neben einer Verbreiterung des Fokusverlaufs dieser auch leicht degradiert. Dies lässt sich dadurch begründen, dass bei breiteren Schichten die Resonanzen der Strahlverschiebung im Winkelbereich auch schmaler werden. Die Winkelanteile des gleichen Gaußstrahls befinden sich somit in einem effektiv größeren Bereich einer nicht-idealen Strahlverschiebung, wodurch mehr Strahlanteile einen nicht-idealen Phasenversatz erfahren und zu Aberrationen führen, die den Effekt verringern. Dieser Effekt zeigt einen wichtigen Zusammenhang zwischen

Resonanzbreite des Strahlverschiebungsprofils und der eingesetzten Gaußstrahldivergenz auf. Beispielsweise bedeutet dies für Resonatoren mit um Faktor  $X$  höherer Steigung der Strahlverschiebung, dass reale Gaußstrahlen nicht zwingend einen um Faktor  $X$  höheren Fokusversatz erfahren, sondern dieser nur bedingt skaliert. Dies ist beispielsweise auch am Vergleich von Abbildung 8.4 (a) und (c) erkennbar, die einen divergenzabhängigen Größenunterschied der Fokusvarianz bei zwei verschiedenen Resonatorgüten aufweisen.

### 8.2.4 Einfluss von Einfallswinkel und Divergenz

Sowohl die Divergenz als auch der Einfallswinkel der verwendeten Gaußstrahlen haben einen signifikanten Einfluss auf die Fokusvarianz, wie voriger Abschnitt 8.2.2 bereits angedeutet hat. Der Verlauf der Fokusposition in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Strahldivergenz bei einem unaktuierten Resonator mit  $d_{\text{PDMS}} = 15 \mu\text{m}$  und  $d_{\text{Silber}} = 30 \text{ nm}$  ist in Abbildung 8.8 gezeigt.

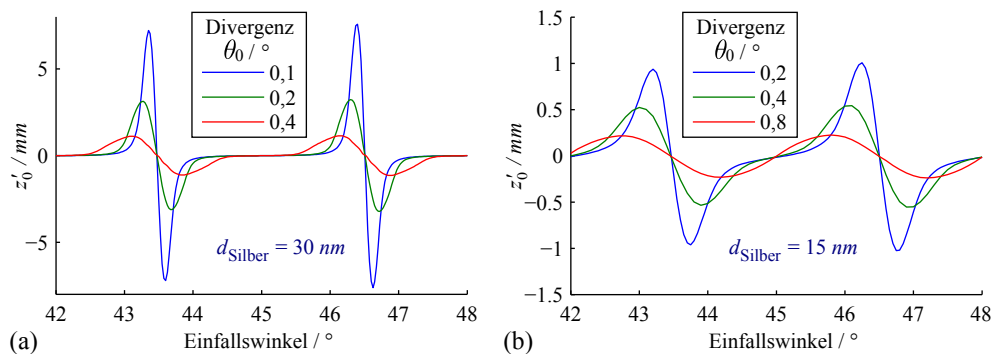


Abbildung 8.8: Fokusversatz dreier Gaußstrahlen mit unterschiedlicher Divergenz an einem  $15 \mu\text{m}$  dicken Resonator mit  $30 \text{ nm}$  (a) bzw.  $15 \text{ nm}$  (b) Silberschichten als Funktion des Einfallswinkels. Eine starke Abhängigkeit vom Einfallswinkel ist erkennbar. Große Strahldivergenzen lassen den Fokusversatz degradieren.

Bei einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  liegt aufgrund der Wahl der Startschichtdicke (Resonanzminimum) keine Fokusveränderung vor. Mit abnehmenden und zunehmenden Winkeln ändern sich der Arbeitspunkt und die Fokusposition resonanzbedingt. Niedrig-divergente Gaußstrahlen kommen der paraxialen Lösung des Fokusversatzes am nächsten und zeigen daher die größte Fokusvarianz. Mit dem größeren Winkelbereich höher-divergenter Gaußstrahlen vergrößert sich auch der Winkelanteil, der eine nicht-ideale Strahlverschiebung erfährt, was einerseits die Fokusvarianz stark reduziert und andererseits das Fokusversatzprofil verbreitert. Hier werden

Gaußstrahlen mit höherer Divergenz in einem breiteren Winkelbereich durch die Resonanz im winkelabhängigen Strahlverschiebungsprofil beeinflusst.

Beim Resonator mit 30 nm Silberschicht führen höhere Divergenzen als  $0,4^\circ$  zu einer starken Verzerrung der Spotbilder im Strahltaillenbereich, sodass eine Fokusposition nicht mehr vernünftig bestimmbar ist. Der Resonator mit 15 nm Silberschichten und geringerer Güte lässt eine Divergenz von  $0,8^\circ$  zu, jedoch degradiert auch hier stark die Fokusvarianz. Ein Gaußstrahl mit  $\theta_0 = 0,8^\circ$  erfährt hier eine Fokusvarianz von rund 1 mm, besitzt aber eine durch die Rayleighlänge  $z_R$  gegebene Schärfentiefe von  $2 \cdot z_R = 2,06$  mm. Durch höhere Divergenz sinkt zwar die Schärfentiefe, jedoch degradiert die Fokusvarianz noch stärker, Außerdem degradiert zusätzlich das Strahlprofil durch Aberrationen. Weitergehende Simulationen haben gezeigt, dass sich die Fokusvarianz  $\Delta F$  durch einen einfachen Silber-PDMS-Silber-Resonator immer innerhalb des Schärfentiefenbereichs (bestimmt durch die Rayleighlänge)  $\Delta F < \pm z_R$  bewegt.

### 8.2.5 Einfluss der Polarisation

Bisherige Simulationen verwendeten S-polarisiertes Licht. Der Reflexionsgrad der Silberschichten des Resonators und auch der Phasenversatz bei Reflexion ist polarisations- und winkelabhängig, was für die Resonatoren in vorigen Kapiteln bereits gezeigt wurde. Dies hat auch Einfluss auf das Fokusversatzprofil, was in Abbildung 8.9 beispielhaft für einen Resonator mit  $d_{\text{PDMS}} = 15 \mu\text{m}$  und  $d_{\text{Silber}} = 30 \text{ nm}$  gezeigt ist, der von einem Gaußstrahl mit  $\theta_0 = 0,2^\circ$  durchsetzt wird.

Mit zunehmenden Einfallswinkeln steigt zunächst die Fokusvarianz, verringert sich jedoch für P-Polarisation wieder ab ca.  $45^\circ$  und für S-Polarisation ab ca.  $60^\circ$ . Dies ist zum einen ein Resultat des polarisations- und winkelabhängigen Reflexionsgrads der Silberschichten, zum anderen bewirkt die laterale Strahlverschiebung entlang der Schicht bei größeren Winkeln eine geringere transversale Strahlverschiebung, wodurch sich die Fokusvarianz wieder verringert. Weiterhin weichen die Fokusversatzprofile von S- und P-polarisiertem Licht hinsichtlich ihrer Lage ab und P-Polarisation ist gegenüber der S-Polarisation im Winkelbereich leicht nach rechts verschoben. Aus diesem Grund sollte in einer Anwendung polarisiertes Licht verwendet werden.

---

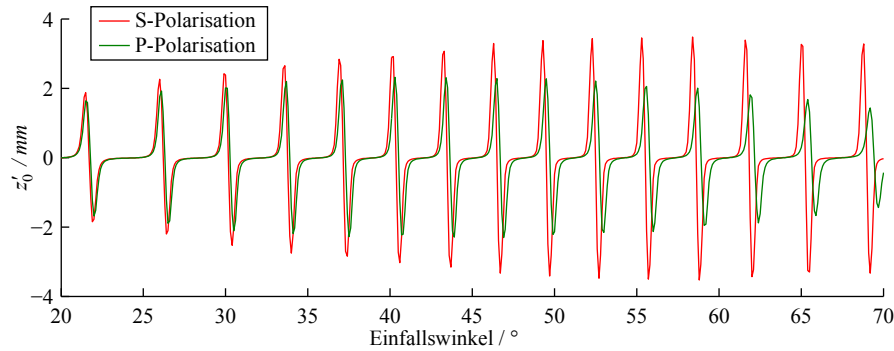


Abbildung 8.9: Fokusversatz eines Gaußstrahls (Divergenz  $\theta_0 = 0,2^\circ$ ) durch einen  $15\ \mu\text{m}$  dicken Resonator mit  $30\ \text{nm}$  Silberschichten als Funktion des Einfallswinkels für S- und P-Polarisation. S-Polarisation weist einen deutlich größeren Effekt auf als P-Polarisation. Weiterhin besteht eine Abweichung der Resonanzlage zwischen S- und P-Polarisation, die sich mit steigendem Einfallswinkel vergrößert.

### 8.3 Charakterisierung und Diskussion

Zur messtechnischen Charakterisierung wurden Resonatorstrukturen auf einem  $25 \times 25 \times 1\ \text{mm}^3$  Glassubstrat gemäß Abschnitt 4.2 hergestellt. Mehrere Resonatoren werden durch eine flächige  $30\ \text{nm}$  dicke Silberschicht auf dem Glassubstrat und sechs parallel angeordnete, unterschiedlich breite ( $0,2 - 1,5\ \text{mm}$ ) Silberstreifen mit  $30\ \text{nm}$  Schichtdicke auf der PDMS-Schicht gebildet. Basierend auf den Ergebnissen der numerischen Analyse werden im Folgenden die Leistungsfähigkeit des Bauteils als Fokusaktuator und verschiedene Einflussgrößen messtechnisch untersucht.

#### 8.3.1 Durchstimbarkeit der Fokusposition

Zur messtechnischen Charakterisierung der Fokusdurchstimmung wurde gemäß des Messaufbaus C aus Abbildung 4.9 ein fokussierter HeNe-Laserstrahl (Divergenz  $\theta_0 = 0,23^\circ$ ) von einer hergestellten Probe (P-9.8,  $d_{\text{PDMS}} = 11,6\ \mu\text{m}$ ) unter  $45^\circ$  Einfallswinkel transmittiert und hinter der Probe analysiert. Hierbei wurden nur  $1 - 1,5\ \text{mm}$  breite Streifen der Probe durchleuchtet, um sicherzustellen, dass das gesamte konvergente Lichtbündel einen geschlossenen Resonatorbereich passiert. In einem  $z$ -Bereich von  $16 - 25\ \text{mm}$  wurden an verschiedenen  $z$ -Positionen Spotbilder aufgezeichnet. Analog zum vorigen Simulationsabschnitt wurden an die transmittierten Spotbilder Gaußglocken-Funktionen angepasst und daraus Strahlradien  $w_0(z) = \sigma$  bestimmt. Eine Polynomannpassung an die Werte  $w_0(z)$  ermöglicht die Be-



stimmung einer exakten Fokusposition. Zusätzlich lässt sich über Aufsummierung der Pixelwerte der Spotbilder eine relative Transmission bestimmen.

Dies wurde an Probe P-9.8 für verschiedene Aktuierungsströme  $I$  bis  $25\text{ mA}$  durchgeführt, wobei der Stromanstieg einer Wurzelfunktion entspricht, um nach dem Ohm'schen Gesetz bei konstantem Widerstand  $R$  einen linearen Leistungsanstieg  $P = RI^2$  zu erzeugen.

Abbildung 8.10 zeigt den normierten Transmissionsgrad (a) und die Fokusposition (b) als Funktion der Temperaturänderung  $\Delta T$ . Diese wurde unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung und des thermooptischen Effekts [73] aus der Verschiebung des winkelabhängigen Transmissionsgrads ermittelt. Die Maximalaktuierung von  $25\text{ mA}$  korrespondiert zu einer Temperaturänderung von  $41,9\text{ K}$ . Zusätzlich ist das Resultat einer TMM-Simulation der Transmission und des Fokusversatzes unter gleichen Gaußstrahlparametern eingezeichnet. Der Simulation liegt hier eine Schichtstruktur zugrunde (Tabelle 8.1), deren Einzelschichtdicken an eine weitere Messung des winkelabhängigen Transmissionsgrads im unaktuerten Zustand der Probe angepasst wurden.

Tabelle 8.1: *Schichtstrukturparameter der Probe P-9.4 für die TMM, die an Transmissionsdaten angepasst wurden.*

<b>Material</b>	<b>Schichtdicke</b>
Vakuum	-
Silber	$7,36\text{ nm}$
PDMS mit Verlusten	$39,9\text{ nm}$
PDMS	$11,53\text{ }\mu\text{m}$
Silber	$30,8\text{ nm}$
Glas	-

Wie vorige Kapitel bereits gezeigt haben, führt Streuung und Absorption an der oberen Silberfläche zu einem signifikanten Lichtverlust und Abnahme der Resonanzgüte. Unebenheiten der Oberfläche leisten hierzu auch noch einen Beitrag. Aus diesem Grund wurde analog zum vorigen Kapitel eine zusätzliche absorbierende PDMS-Schicht mit einem Extinktionskoeffizienten von  $\kappa = 0,001$  eingeführt. Diese Schicht bleibt in der Modellanpassung verhältnismäßig dünn. Der Lichtverlust und der damit verbundene geringere Reflexionsgrad der 1. Silberschicht wird in der Modellanpassung durch eine deutlich dünnere Silberschichtdicke modelliert als tatsächlich

aufgedampft wurde.

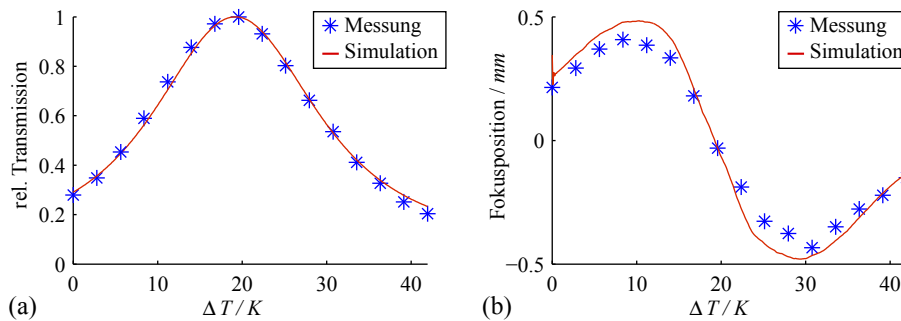


Abbildung 8.10: *Messung und Simulation der transmittierten Leistung (a) und Fokusposition (b) eines Gaußstrahls ( $\theta_0 = 0,23^\circ$ ), der unter  $45^\circ$  von Probe P-9.8 transmittiert wird. Diese wird mit bis zu  $25\text{ mA}$  aktuiert, was einer Temperaturerhöhung von  $41,9\text{ K}$  entspricht. Messung und Simulation liegen in guter Übereinstimmung.*

Der gemessene und der simulierte Transmissionsgrad sind durch die Anpassung des Modells an Messdaten in sehr guter Übereinstimmung. Simulierter und gemessener Fokusversatz zeigen auch gute Übereinstimmung und haben den größten Fokusversatz an den Flankenbereichen der größten Steigung des Transmissionsprofils. Die Messung weist im Gegensatz zur Simulation eine geringfügig kleinere Fokusvarianz auf, der vermutlich weitere Abweichungen der realen Probe vom TMM-Modell, wie beispielsweise leicht gewellte bzw. schräge Oberflächen oder Strahl aberration durch die Fokussierlinse zugrunde liegen.

Die gegebene Temperaturerhöhung ermöglicht einen deutlich größeren Durchstimmbereich als für eine Durchstimmung von Fokuspositionsmaximum auf -minimum nötig wäre. Durch geeignete Wahl der Startschichtdicke oder des Einfallswinkels ist durch eine Temperaturerhöhung von maximal  $20\text{ K}$  der Fokusedurchstimmbereich abgedeckt.

### 8.3.2 Einfluss des Einfallswinkels

Der Einfluss des Einfallswinkels des Gaußstrahls auf die Fokusposition wurde an einer weiteren Probe (P-9.4,  $d_{\text{PDMS}} = 10,9\ \mu\text{m}$ ) messtechnisch untersucht. Abbildung 8.11 zeigt hierfür die Messung der relativen Transmission und Fokusposition eines Gaußstrahls mit  $0,458^\circ$  Divergenzwinkel in Abhängigkeit des Einfallswinkels für den unaktuierten und zwei aktuierte Zustände. Für einen Aktuierungsstrom von  $36\text{ mA}$  wurde eine Temperaturerhöhung von  $15,7\text{ K}$  bestimmt.

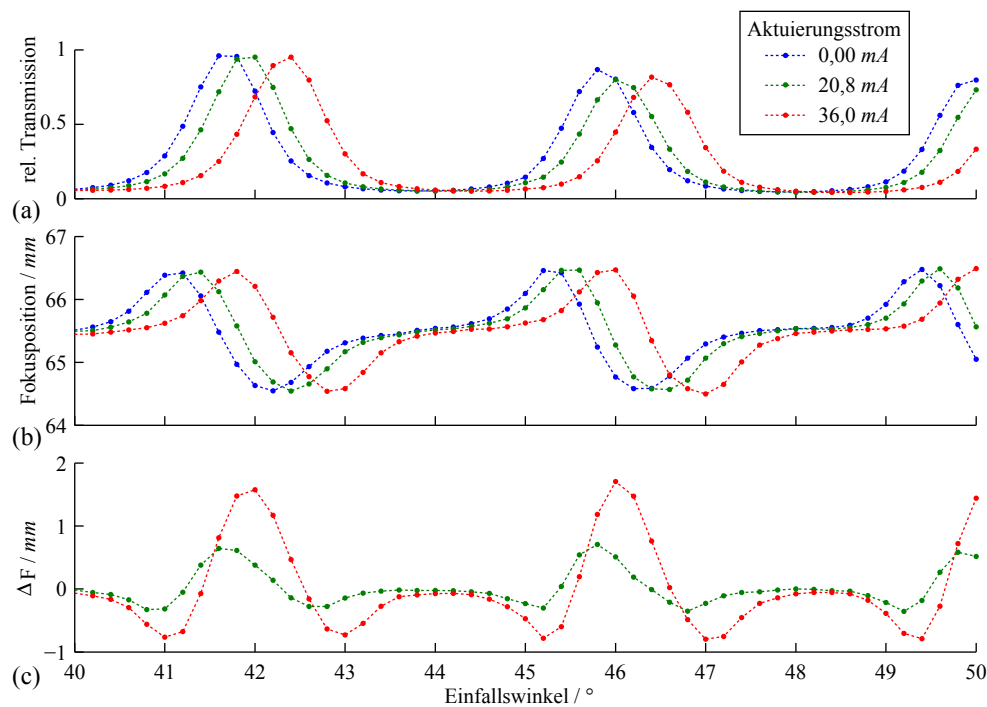


Abbildung 8.11: Gemessene Transmission (a), Fokusposition (b) und Fokusverschiebung (c) eines HeNe-Laserstrahls ( $\theta_0 = 0,46^\circ$ ), der durch einen  $10,9\ \mu\text{m}$  Resonator bei verschiedenen Aktuierungsströmen transmittiert wird. Eine Stromaktuierung von  $36\ \text{mA}$  bewirkt eine Temperaturänderung von  $15,7\ \text{K}$ , die bei  $46^\circ$  eine Fokusverschiebung von bis zu  $1,7\ \text{mm}$  erzeugt.

Es wird eine deutliche Varianz der Fokusposition als Funktion des Einfallswinkels beobachtet. Wird die Probe aktuieret, verschiebt sich das Fokusprofil im Winkelbereich. Maximale Verschiebungen der Fokusposition treten wieder an den Stellen der größten Steigung des Transmissionsprofils auf. Verwendet man einen Gaußstrahl, der einen Einfallswinkel von  $42^\circ$  bzw.  $46^\circ$  besitzt, so kann durch Aktuierung mit  $36\ \text{mA}$  die Fokusposition in einem Bereich von  $1,58\ \text{mm}$  bzw.  $1,70\ \text{mm}$  gesteuert werden. Dieser Durchstimmbereich liegt jedoch noch weit unterhalb der Schärfentiefe des Gaußstrahls, die  $2 \cdot z_R = 6,3\ \text{mm}$  beträgt.

### 8.3.3 Visualisierung des Strahlverlaufs

Obwohl der Fokusversatz gegenüber der Schärfentiefe nur sehr gering ist, kann er über folgenden optischen Aufbau visualisiert werden. Zur besseren Sichtbarkeit wurde ein grüner Gaußstrahl eines Nd:YAG-Lasers verwendet, der durch einen um ca.

45° geneigten Resonator mit einer Strahldivergenz von etwa 2° fokussiert wird. Der Fokus wird mit einer weiteren Linse 1:1 in ein transparentes Gefäß abgebildet, welches mit Milch getrübbtes Wasser enthält, sodass durch Streuung der Strahlverlauf seitlich sichtbar wird. Zwei Zylinderlinsen bilden ein anamorphes Teleskop, das den Strahlverlauf senkrecht zur Ausbreitungsrichtung um Faktor 10 optisch streckt. Durch leichtes Variieren des Kippwinkels der Probe können der Arbeitspunkt und, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, auch die Fokusposition gesteuert werden. Abbildung 8.12 zeigt exemplarisch für drei verschiedene Kippwinkel der Probe den optisch um Faktor 10 gestreckten Laserstrahlverlauf, der hier digital zusätzlich um einen Faktor zwei gestreckt wurde.

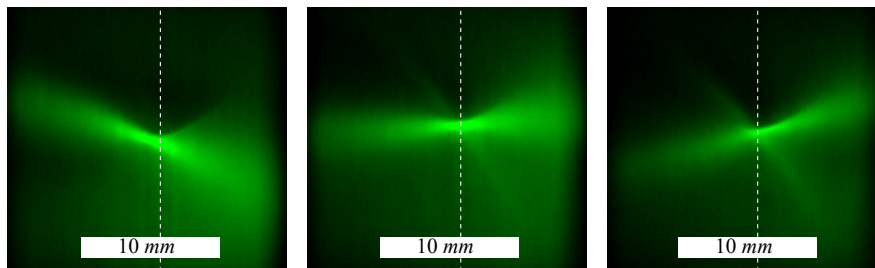


Abbildung 8.12: Seitlicher Blick auf den Strahlverlauf im Fokus eines von einem Resonator transmittierten grünen Nd:YAG Lasers ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\theta_0 \approx 2^\circ$ ) in einer trüben Flüssigkeit für drei verschiedene Transmissionswinkel. Der Verlauf ist durch eine anamorphe Abbildung und digital in vertikaler Dimension um Faktor 20 gestreckt. Die gestrichelten weißen Linien dienen zur Orientierung. Neben einer winkelabhängigen Transmission ist auch eine leichte Varianz der Strahltaillenposition des Gaußstrahls entlang der Ausbreitungsrichtung von rund 1 mm sichtbar.

Analog zu den Simulationen zeigt sich einerseits wieder ein vermeintlich schräger Lichteinfall, dem hier der winkelabhängige Transmissionsgrad der Probe zugrunde liegt. Andererseits ist deutlich eine Variation der Strahltaillenposition zu erkennen, die rund 1 mm beträgt und dem gemessenen Fokusversatz entspricht.

### 8.3.4 Einfluss des Laser-Divergenzwinkels

Da durch Aktuierung nur ein begrenzter Arbeitsbereich der Fokusbildung abgedeckt werden kann, wurde in einer weiteren Untersuchung im unaktuerten Zustand der Probe P-9.4 der Einfluss des Divergenzwinkels auf die Fokusvarianz im

Winkelbereich untersucht. Abbildung 8.13 stellt Fokusversatzprofile sowie zugehörige Spotbilder in drei exemplarischen Kurvenbereichen dar.

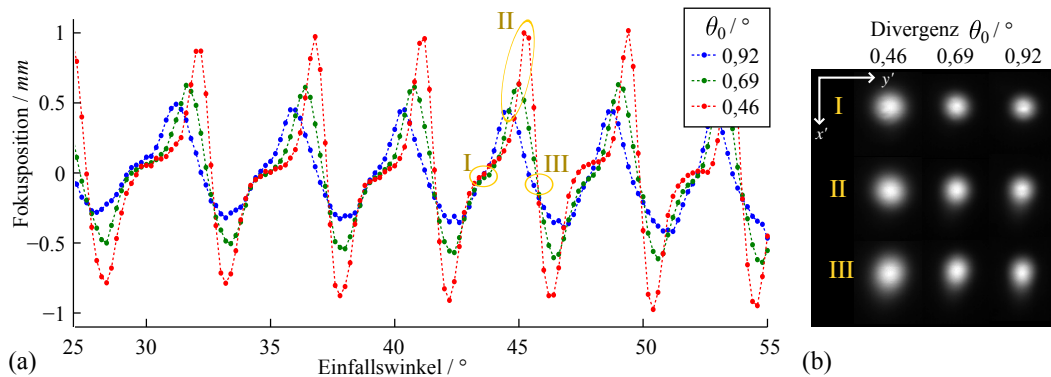


Abbildung 8.13: (a) Gemessene Fokusposition eines durch einen  $10,9\ \mu\text{m}$  Resonator transmittierten HeNe-Laserstrahls in Abhängigkeit des Einfallswinkels für drei verschiedene Strahldivergenzen. Die Fokusvarianz steigt mit wachsendem Einfallswinkel, degradiert aber bei größeren Strahldivergenzen. (b) Spotbilder der drei Gaußstrahlen für drei exemplarische Bereiche zeigen die größte transversale Verzerrung im Bereich III, die für  $\theta_0 = 0,92^\circ$  im Verhältnis zur Spotgröße am größten ist.

Analog zu den Simulationen degradiert die Fokusvarianz mit größerem Divergenzwinkel und das Fokusversatzprofil verbreitert sich. Bei gleichen Herstellungsparametern wie bei den Simulationen werden jedoch deutlich höhere Divergenzen verwendet. Dies begründet sich durch die geringere Resonanzgüte der hergestellten Probe, wodurch sich die Spotprofile nur geringfügig verzerren (Abbildung 8.13 (b)) und eine Fokusbestimmung bei größeren Divergenzwinkeln noch möglich ist.

Aus den drei Bereichen der Fokusverschiebung resultieren unterschiedliche Spotbilder. In Bereich I liegt ein Transmissionsminimum vor. Äußere Winkelbereiche der Gaußstrahlen werden leicht stärker gewichtet wodurch der Spot in  $x'$ -Richtung ein wenig gestaucht wird. Dies ist am besten beim Gaußstrahlspot mit  $0,92^\circ$  Divergenz zu erkennen. Bereich II repräsentiert den Bereich stärkster Fokusverschiebung. Hier entsteht bedingt durch den nicht-idealen Strahl- bzw. Phasenversatz der Winkelanteile gleichzeitig ein leichte Verzerrung des Spots. Die größte Verzerrung ist in Bereich III zu beobachten, in dem sich der Gaußstrahl im Winkelbereich zentral auf der Resonanz befindet und nicht alle Winkelanteile die gleichen Strahlverschiebungen erfahren, was zu einer Verzerrung des Strahls führt. Der kleinste Spot weist hier die verhältnismäßig größte Verzerrung auf.

Allgemein ist noch zu bemerken, dass die Fokusvarianz analog zu den Simulationen

mit wachsendem Einfallswinkel auch leicht steigt. Weiterhin ist insgesamt ein leichter Drift der Kurve zu erkennen. Dieser begründet sich durch die kippwinkelabhängige optische Weglänge im 1 mm dicken Glassubstrat.

An dieser Stelle sei auch erwähnt, dass bei den gegebenen Strahldivergenzen die hergestellte Schicht im Verhältnis zum breiten Verlauf des Fokusversatzes eine relativ große Fokusvarianz hervorruft. In Simulationen lässt sich mit entsprechend hoher Güte der Resonatoren die gleiche Fokusvarianz reproduzieren, jedoch werden die Spitzen des Fokusverlaufs deutlich schmaler. Wird in der Simulation eine geringere Resonanzgüte angenommen, verbreitert sich dieses Fokusverlaufsprofil zwar und weist den gleichen Kurvenverlauf hinsichtlich der Form auf, jedoch verringert sich die Größe der Fokusvarianz deutlich. Es wird davon ausgegangen, dass bei dieser Probe Effekte vorliegen, die mit TMM-Simulationen nicht reproduziert werden können. Beispielsweise führt eine minimale Krümmung der PDMS-Oberfläche zu einem leichten Linseneffekt, der in Form einer Negativ-Linse den Fokusversatz absolut gesehen deutlich verstärkt. Hierbei verringert sich aber gleichzeitig die auskopplungsseitige Strahldivergenz und die Schärfentiefe wird größer, wodurch der Fokusversatz im Bezug zur Rayleighlänge gleich bleibt. Abbildung 8.13 (b) gibt durch eine leichte Schräglage der verzerrten Spotbilder einen Hinweis darauf, dass hier eventuell Wölbungen der Oberfläche vorliegen.

### 8.3.5 Einfluss der Polarisierung des Lichts

Die Simulationen haben eine polarisationsabhängige Fokusvarianz vorhergesagt, der ein unterschiedlicher Reflexionsgrad sowie Phasenversatz an den Silberflächen zugrunde liegt. Dies lässt sich auch messtechnisch verifizieren, wie Abbildung 8.14 beispielhaft für die Fokusbildung der Probe P-9.4 bei einer Gaußstrahldivergenz von  $0,458^\circ$  zeigt.

Analog zu den Simulationen weist S-Polarisation eine größere Fokusvarianz als P-Polarisation auf. Der Unterschied ist hier etwas schwächer als in den Simulationen, was sich durch die insgesamt geringere Resonatorgüte begründet. Zum anderen ist das Fokusversatzprofil bei P-Polarisation für größere Winkel nach rechts verschoben. Diese Effekte sind in guter Übereinstimmung mit den Simulationen.

---

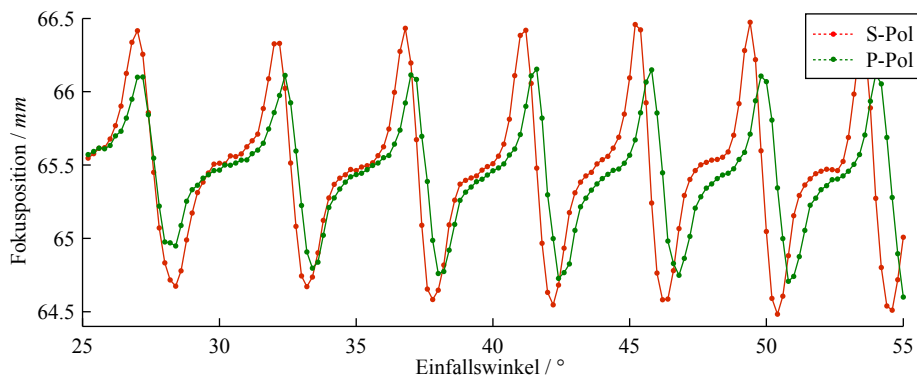


Abbildung 8.14: Gemessene Fokusposition eines durch einen  $10,9\ \mu\text{m}$  dicken Resonator transmittierten HeNe-Laserstrahls in Abhängigkeit des Einfallswinkels für S- und P-polarisiertes Licht. Mit steigendem Einfallswinkel vergrößert sich auch die Abweichung zwischen den Fokusversatzprofilen von S- und P-polarisiertem Licht. Die Fokusvarianz ist für S-Polarisation größer.

## 8.4 Zusammenfassung und Fazit

In Simulationen und Messungen wurde gezeigt, dass mit Hilfe durchstimmbarer Fabry-Perot-Resonatoren die Fokusposition von konvergenten Strahlenbündeln gesteuert werden kann. Größter Fokusversatz tritt an den Stellen größter Steigung des Resonanzprofils der Transmission auf. Dies bedeutet auch, dass bei Durchstimmung zusätzlich die transmittierte Lichtleistung variiert. Um eine konstante Transmission im Durchstimmbereich zu erreichen, könnte ein optimierter Gires-Tournois-Resonator (Gemäß Abschnitt 7.4) verwendet werden, wodurch jedoch der Strahlengang gefaltet wird.

Die Divergenz des eingesetzten Strahls spielt für die Stärke des Effekts eine entscheidende Rolle. Aufgrund der nicht-idealen Strahlverschiebungsfunktion degradiert die Fokusvarianz mit höheren Divergenzen. Weiterhin werden Fokusspots im Bereich der Resonanz verzerrt. Geringere Resonatorgüten gehen mit breiteren Resonanzen im winkelabhängigen Strahlverschiebungsprofil einher und lassen daher den Einsatz größerer Divergenzen bei gleicher Verzerrung zu. Dies erreicht man auch durch dünnere Schichtdicken, jedoch vermindert sich hierbei insgesamt der Effekt der Fokusvarianz durch niedrigere Strahlverschiebungsprofile.

Je nach Resonatorgüte und Strahldivergenz kann die zur Durchstimmung der Fokusvarianz nötige Temperaturänderung über eine geeignete Wahl des Arbeitspunktes eingeschränkt werden. Für einen Gaußstrahl mit  $0,46^\circ$  Divergenz wurde eine Durch-

stimmung der Fokusposition von  $1,7 \text{ mm}$  durch eine Temperaturerhöhung von  $15,7 \text{ K}$  gezeigt.

Der Arbeitspunkt ist stark winkelabhängig und hängt auch geringfügig von der Polarisation des verwendeten Lichts ab. S-Polarisation zeigt insgesamt stärkere Effekte. Aus diesem Grund ist für eine Anwendung ein fest eingestellter Einfallswinkel und S-Polarisation empfehlenswert.

Obwohl eine klar messbare Fokusvarianz auftritt, bewegt diese sich bei Fabry-Perot-Resonatoren sehr eingeschränkt innerhalb des durch die Rayleighlänge des Gaußstrahls bestimmten Schärfetiefebereichs und zeigt daher im direkten Einsatz kein großes Potential als Fokusaktuator in einer Anwendung.

Angelehnt an Gleichung 8.8 müsste ein Resonator, der den Fokus eines Gaußstrahls um genau seine Rayleighlänge  $z_R$  verschieben soll, mindestens in einem seiner Divergenz (voller Öffnungswinkel) entsprechenden Winkelbereich von

$$\Delta\theta = 2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi z_R}} \quad (8.13)$$

exakt die winkelabhängige Strahlverschiebungsfunktion von

$$\Delta x(\theta, \phi) = z_R \cdot [\sin(\theta_{\text{inc}}) - \cos(\theta_{\text{inc}}) \cot(\theta) / \cos(\phi)] \quad (8.14)$$

besitzen. Dies könnte beispielsweise durch das Design eines entsprechenden Multischichtresonators erreicht werden. Die Durchstimbarkeit solcher Strukturen ist jedoch mit höherem Aufwand verbunden, da vermutlich mehrere Schichten individuell aktuiert werden müssen.

Insgesamt zeichnet sich dieses Konzept als sehr einfache Möglichkeit aus, den Fokus eines oder mehrerer Strahlenbündel in einem hochintegrierten Bauteil zu steuern. Aufgrund der etablierten Herstellung ermöglicht es beispielsweise ohne großen Mehraufwand die Realisierung ganzer Matrizen von Fokusaktuatoren auf Wafer-Ebene. Eine Anwendung ist auf monochromatisches Licht beschränkt. Es wurde gezeigt, dass dieses Konzept grundsätzlich funktioniert, jedoch besteht noch Optimierungsbedarf bezüglich der Effektstärke, um in einen sinnvoll nutzbaren Bereich der Fokusbereich zu gelangen.



## Kapitel 9

### Fazit und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Potential durchstimmbarer, elastomerbasierter Dünnschichtresonatoren für den Einsatz in vier verschiedenen Typen aktiver Mikrooptiken gezeigt. Hierbei wurde in Kapitel 5 – 8 die Leistungsfähigkeit elektrothermisch durchstimmbarer Blenden, VIPA, Strahlpositionierer und Fokusaktuatoren detailliert untersucht. Ebenso wurden Herausforderungen der Systeme aufgezeigt und diskutiert. Abschließend wird im Folgenden ein Fazit und Ausblick für die Gesamtarbeit gegeben.

Die vorgeschlagenen Ein-Schicht-Resonatoren (Silber-PDMS-Silber) eignen sich für den Einsatz als durchstimmbare Elemente. Eine elektrostatische Aktuierung lässt sich jedoch nur bedingt für eine Durchstimmung verwenden, da die Verformung des Elastomers wegen des steifen Substrats und den Silberelektroden stark begrenzt ist. Elastische, leitfähige Elektroden (PEDOT, Ionenimplantierung) in Verbindung mit freitragenden Membranen könnten diesem Problem entgegenwirken, jedoch müssen auch hier die optischen Eigenschaften (Absorption/Reflexion) berücksichtigt werden. Eine feine laterale Strukturierung in der Größenordnung der Schichtdicke könnte zur Vergrößerung des Effekts eingesetzt werden [72]. Elektrothermische Aktuierung hingegen erwies sich als zuverlässiger Aktuierungsmechanismus für alle vorgestellten Bauteiltypen. Resonatoren mit dickeren PDMS-Schichten profitieren davon, dass bei einer gleichen Temperatur und relativen Schichtdickenänderung ein großer Durchstimmbereich gegeben ist, was sich insbesondere für das VIPA als Vorteil erwies. Der Aktuierungsmechanismus der Temperaturerhöhung birgt jedoch automatisch auch eine Temperaturempfindlichkeit der Bauteile. Kurzfristiges Aktuieren erfolgt mit Zeitkonstanten von ca.  $0,3 - 1$  s, ist jedoch bei allen Bauteilen von einem Langzeitprozess begleitet, welcher der Erwärmung des Gesamtsystems (Substrat eingeschlossen) zuzurechnen ist. Abhilfe könnten hier einerseits substratfreie Lösungen (z.B. Membranen) schaffen. Andererseits kann auch durch aktive Kühlmechanismen oder bewussten Normalbetrieb über der Umgebungstemperatur in Verbindung mit entsprechenden Regelungsmechanismen die gewünschte Aktuierungstemperatur bereitgestellt werden.

Die optischen Eigenschaften der Resonatoren werden von diversen Faktoren beeinflusst. Silberelektroden haben den Vorteil, dass sie gleichzeitig als Resonatorspiegel und kontaktierbare Elektrode zur Aktuierung dienen. Weiterhin lassen sich Silberschichten mit einer hohen Präzision und Genauigkeit durch etablierte Herstellungsmethoden erzeugen. Sie besitzen jedoch winkel- und polarisationsabhängige Reflexionseigenschaften, die das Resonanzverhalten (Güte und Arbeitspunkt) maßgeblich

---

beeinflussen und insbesondere bei hohen Einfallswinkeln polarisiertes Licht für die Anwendung erfordern. Die Diskrepanz zwischen den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Silber und PDMS führt für hohe Aktuierungstemperaturen zu einer Deformation der Oberfläche, die sich negativ auf das Resonanzverhalten auswirkt. Ein Einschränken der Aktuierungstemperatur begrenzt zwar diese Nebenwirkung, aber auch den Durchstimmbereich, insbesondere bei dünnen Resonatoren ( $< 10 \mu m$ ). Bei im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Resonatoren hat sich gezeigt, dass durch Diffusion von Silberclustern ins PDMS während des Aufdampfprozesses ein signifikanter Teil des Lichts gestreut bzw. absorbiert wird, was insgesamt zu reduzierten Resonatorgüten führt. Eine Sauerstoffplasmabehandlung vor dem Aufdampfen reduziert den Effekt, verhindert ihn jedoch nicht gänzlich und kann zu optisch kontraproduktiver Wellenbildung der Oberfläche führen. Parameter hierfür könnten jedoch bis zu einem gewissen Maß noch optimiert werden. Eine weitere Möglichkeit wäre ein Übertragen einer bereits auf einem Hilfssubstrat aufgetragenen Silberschicht auf das PDMS. Da alle vorgestellten Bauteile Resonanzen in der Schichtstruktur nutzen, reagieren sie sehr empfindlich auf Änderung der Wellenlänge und auf den Einfallswinkel. Dies hat einerseits zwar den Vorteil, dass der Arbeitspunkt zu einem gewissen Maße eingestellt werden kann, andererseits aber den Nachteil, dass Fertigungstoleranzen und Anforderungen an die Lichtquelle steigen. Zur Abhilfe könnten unter Verwendung eines oder mehrerer, weiterer Dünnschichtfilter diejenigen Wellenlängen- bzw. Winkelbereiche selektiert werden, die dem Effekt zuträglich sind. Im Gegenzug hat dies allerdings einen beträchtlichen Lichtverlust zur Folge und ist daher für lichtkritische Anwendungen nicht geeignet.

In Bezug auf das Anwendungspotential der einzelnen in dieser Arbeit vorgestellten Bauteile zeigte sich, dass durchstimmbare Blenden aufgrund ihres engen Akzeptanzwinkelbereichs und der geringen Transmission nur einen begrenzten Anwendungsbereich haben. Blenden in Reflexion könnten den Lichterhalt maximieren und wären auch vorteilhaft hinsichtlich der Zwischenräume zwischen den strukturierten Resonatorbereichen, in denen das Licht hierbei nur geringfügig reflektiert würde. Thermisches Übersprechen stellt eine weitere Herausforderung dar, die durch strukturierte PDMS-Schichten und ein gekühltes Substrat verhindert werden könnte. Durchstimmbare VIPA bieten das größte Anwendungspotential, da sie sehr einfach durchstimmbare sind. Es bestehen zwar große Anforderungen an die Herstellung, doch sie bieten damit auch das größte Potential für weitere Optimierungen. Durch Verwendung dielektrischer Spiegel und der Entkopplung von Aktuator- und Resonator-

---

bereichen könnte beispielsweise eine hochgenaue Ausrichtung der Resonatorspiegel bei gleichzeitig hoher Resonatorgüte und Lichteffizienz gewährleistet werden. Aktuatoren zur Strahlpositionierung ermöglichen eine 1D-Verschiebung des Spots über seinen Strahltaillenradius  $w_0$  hinaus und sind daher durchaus attraktiv für spätere Anwendungen. Die Strahlverschiebung ist jedoch noch begleitet von Lichtverlust und Spotaberrationen. Auch hier kann durch Verwendung dielektrischer Spiegel die Absorption minimiert werden und durch einen Abgleich von der Strahldivergenz und den Resonatoreigenschaften der Effekt optimiert und Spotaberrationen minimiert werden. Eine Strahlpositionierung in zwei Dimensionen könnte durch die Verwendung zweier Resonatoren umgesetzt werden. Fokusaktuatoren zeigten aufgrund ihres begrenzten Fokus-Durchstimmbereichs, der sich innerhalb der Schärfentiefe des Lichtstrahls bewegt, kein großes Anwendungspotential. Durch Multischichtstrukturen könnte hier der Effekt in eine nutzbare Größenordnung gebracht werden. Eine neuartige Möglichkeit eines elastomerbasierten Fokusaktuators, der die thermische Ausdehnung nutzt, wäre die Verwendung nanostrukturierter Oberflächen zur Fokussierung [122], die auf einem Elastomer prozessiert durchstimmbar wären. Dies könnte eine mögliche Option für ein zukünftiges Forschungsfeld sein.

Insgesamt weisen sich alle realisierten Bauteile dadurch aus, dass sie etablierten und simplen Herstellungsmethoden unterliegen, auf Wafer-Ebene produziert werden können und daher potentiell kostengünstige und hochintegrierbare aktive Mikrooptiken für monochromatische (beim VIPA auch polychromatische) Anwendungen sind. Über eine laterale Strukturierung können ganze Matrizen von Mikrooptiken gefertigt werden. Der mechanisch robuste Aufbau ohne bewegliche Teile stellt einen weiteren Vorteil dar. Die Verwendung von durchstimmbaren Multischichtstrukturen bzw. dielektrischen Resonatorspiegeln stellt den nächsten Schritt in der Optimierung der Bauteile dar.

---

## Anhang A

# Materialparameter für Simulationen

Tabelle A.1: *Komplexer Brechungsindex der zur optischen Modellierung von Schichtstrukturen verwendeten Materialien (bei  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ).*

Material	Komplexer Brechungsindex
Vakuum	1,0
PDMS	1,431 [73]
Silber	$0,13455 - 3,9865 i$ [123]
Glas	1,51

Tabelle A.2: *Materialparameter von Glas und PDMS für thermische Simulationen.*

Parameter	PDMS [14, 66]	Glas (aus COMSOL 4.2a)	Silber [77]
$\rho$ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	1040	2200	10500
$k$ in $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	0,16	1,1	429
$c_p$ in $\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	1460	480	235



## Anhang B

### Liste hergestellter Proben

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die hergestellten und in dieser Arbeit verwendeten Proben geben. In Abschnitt 4.2 wurde bereits die Herstellung im Allgemeinen beschrieben, jedoch keine spezifischen Herstellungsparameter zu einzelnen Proben gegeben. Individuelle Herstellungsparameter bzw. Abweichungen vom allgemein beschriebenen Herstellungsprozess sind in der folgenden Liste festgehalten, die in drei Hauptgruppen entsprechend ihrem funktionalen Einsatz und Substrat unterteilt ist.

#### B.1 Dünnschichtfilter auf Glassubstrat

<b>R10.2</b>		
<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	50 <i>nm</i> aufgedampft	
PDMS Mischverhältnis	Sylgard 527/184: 2,6:1	
Aufschleudern	60 <i>s</i> bei 3000 <i>rpm</i>	
Waschen	2 <i>min</i> mit Hexan/Aceton	Verhältnis 1:1
2. Silberschicht	50 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	Kontaktwiderstand	4,7 <i>kΩ</i>

---



---

**V2-D40**

<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	15 <i>nm</i> aufgedampft	
Elastomer	Sylgard 184	
Aufschleudern	60 <i>s</i> bei 6000 <i>rpm</i>	
2. Silberschicht	25 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	Kontaktwiderstand	4,6 <i>kΩ</i>

---



---



---



---

**V2-D38**

<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	15 <i>nm</i> aufgedampft	
Elastomer	Sylgard 184	
Aufschleudern	60 <i>s</i> bei 6000 <i>rpm</i>	
2. Silberschicht	25 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	Kontaktwiderstand	7,922 <i>kΩ</i>

---



---



---



---

**V6-G43**

<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	50 <i>nm</i> aufgedampft	
Elastomer	Sylgard 184	
Aufschleudern	60 <i>s</i> bei 7000 <i>rpm</i>	
O <sub>2</sub> Plasmaveraschen	50 <i>W</i> für 20 <i>s</i>	
2. Silberschicht	30 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	Kontaktwiderstand	25,5 <i>Ω</i>
Messung	PDMS-Schichtdicke	8,7 <i>μm</i>

---



---



<b>P-9.4</b>		
<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	30 <i>nm</i> aufgedampft	
Elastomer	Sylgard 184 & 527 (1:2)	
Aufschleudern	80 <i>s</i> bei 3200 <i>rpm</i>	
Aushärten	150 ° für 15 <i>min</i>	
Waschen	mit Hexan/Aceton	Verhältnis 4:1
2. Silberschicht	30 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	PDMS-Schichtdicke	10,91 $\mu\text{m}$
Messung	Kontaktwiderstand	ca. 120 $\Omega$

<b>P-9.8</b>		
<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	30 <i>nm</i> aufgedampft	
Elastomer	Sylgard 184 & 527 (1:1)	
Aufschleudern	80 <i>s</i> bei 3200 <i>rpm</i>	
Aushärten	150 ° für 15 <i>min</i>	
2. Silberschicht	30 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	PDMS-Schichtdicke	11,57 $\mu\text{m}$
Messung	Kontaktwiderstand	ca. 60 $\Omega$

## B.2 VIPA

VIPA G08		
Prozessschritt	Parameter	Bemerkungen
1. Silberschicht	80 nm aufgedampft	
Abstandshalter für PDMS-Schicht	1 Deckplättchen mit 170 $\mu m$	
O <sub>2</sub> Plasmaveraschen	30 s bei 50 W	Durchführung kurz vor 2. Aufdampfprozess
2. Silberschicht	25 nm aufgedampft	unmittelbar nach Plasmaveraschung
Messung	Kontaktwiderstand	73 $\Omega$

VIPA G09		
Prozessschritt	Parameter	Bemerkungen
1. Silberschicht	80 nm aufgedampft	
Abstandshalter für PDMS-Schicht	1 Deckplättchen mit 170 $\mu m$	
O <sub>2</sub> Plasmaveraschen	20 s bei 50 W	Durchführung kurz vor 2. Aufdampfprozess
2. Silberschicht	25 nm aufgedampft	unmittelbar nach Plasmaveraschung
Messung	Kontaktwiderstand	38 $\Omega$

VIPA G11		
Prozessschritt	Parameter	Bemerkungen
1. Silberschicht	80 nm aufgedampft	
Abstandshalter für PDMS-Schicht	2 Deckplättchen mit 2 $\times$ 170 $\mu m = 340 \mu m$	
O <sub>2</sub> Plasmaveraschen	30 s bei 50 W	Durchführung kurz vor 2. Aufdampfprozess
2. Silberschicht	25 nm aufgedampft	unmittelbar nach Plasmaveraschung
Messung	Kontaktwiderstand	47 $\Omega$

---

---

VIPA G12		
Prozessschritt	Parameter	Bemerkungen
1. Silberschicht	80 <i>nm</i> aufgedampft	
Abstandshalter für PDMS-Schicht	1 Deckplättchen mit $2 \times 170 \mu m = 340 \mu m$	
O <sub>2</sub> Plasmaveraschen	20 <i>s</i> bei 50 <i>W</i>	Durchführung kurz vor 2. Aufdampfprozess
2. Silberschicht	25 <i>nm</i> aufgedampft	unmittelbar nach Plasmaveraschung
Messung	Kontaktwiderstand	55 $\Omega$

---

---

### B.3 Dünnschichtfilter auf Prismensubstrat

<b>Pr-2.1</b>		
<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	12 <i>nm</i> aufgedampft	
Aufschleudern	PDMS Sylgard 184 80 <i>s</i> bei 8000 <i>rpm</i>	
Aushärten	120° für 45 <i>min</i>	
2. Silberschicht	50 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	PDMS-Schichtdicke	7,4 $\mu\text{m}$
Messung	Kontaktwiderstand	ca. 25 $\Omega$

<b>Pr-6.2</b>		
<b>Prozessschritt</b>	<b>Parameter</b>	<b>Bemerkungen</b>
1. Silberschicht	12 <i>nm</i> aufgedampft	
Aufschleudern	PDMS Sylgard 184 80 <i>s</i> bei 8000 <i>rpm</i>	
Aushärten	120° für 45 <i>min</i>	
2. Silberschicht	80 <i>nm</i> aufgedampft	
Messung	PDMS-Schichtdicke	7,3 $\mu\text{m}$
Messung	Kontaktwiderstand	ca. 18 $\Omega$

## Literaturverzeichnis

- [1] International technology roadmap for semiconductors. <http://www.itrs.net>; aufgerufen am 19.09.2012.
  - [2] N. Collings. Optically addressed spatial light modulators for 3d displays. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 20(04):453–457, 2011.
  - [3] A. Mokhtar and M. Azizoglu. Adaptive wavelength routing in all-optical networks. *IEEE-ACM Transactions on Networking*, 6(2):197–206, 1999.
  - [4] Robert J. Gove and Texas Instruments. Dmd display systems: The impact of an all-digital display. In *Society for Information Display International Symposium*, 1994.
  - [5] R. R. A. Syms, H. Zou, J. Stagg, and H. Veladi. Sliding-blade mems iris and variable optical attenuator. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14(12):1700–1710, 2004.
  - [6] Che-Heung Kim, Kyu-Dong Jung, and Woonbae Kim. A wafer-level micro mechanical global shutter for a micro camera. In *IEEE International Conference On Micro Electro Mechanical Systems*, pages 156–159, 2009.
  - [7] Koji Ishikawa, Jianglong Zhang, Adisorn Tuantranont, Victor M. Bright, and Yung-Cheng Lee. An integrated micro-optical system for vcsel-to-fiber active alignment. *Sensors and Actuators A: Physical*, 103:109–115, 2003.
  - [8] Chia-Wei Lai, Suz-Kai Hsiung, Yin-Quan Chen, A. Chiou, and Gwo-Bin Lee. An integrated micro-optical system for vcsel-to-fiber active alignment. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 17:548–557, 2008.
  - [9] Ulrich Hofmann and Joachim Janes. Mems mirror for low cost laser scanners. In *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2011*, pages 159–165. 2011.
-

- 
- [10] Hongwen Ren, Yun-Hsing Fan, Sebastian Gauza, and Shin-Tson Wu. Tunable-focus flat liquid crystal spherical lens. *Applied Physics Letters*, 84(23):4789–4791, 2004.
- [11] J. Draheim, F. Schneider, T. Burger, R. Kamberger, and U. Wallrabe. Single chamber adaptive membrane lens with integrated actuation. In *2010 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OPT MEMS)*, pages 15–16, 2010.
- [12] Seung-Ho Park, Amanda Baker, Richard E. Eitel, Randall Clive A., and Kenji Uchino. Active optical fiber alignment with a piezoelectric ultrasonic motor integrated into low temperature cofired ceramics. *Journal of Intelligent Material Studies and Structures*, 21(4):469–479, 2010.
- [13] S. Kuiper and B. H. W. Hendriks. Variable-focus liquid lens for miniature cameras. *Applied Physics Letters*, 85(7):1128–1130, 2004.
- [14] J. E. Mark. *Polymer Data Handbook*. Oxford University Press, New York, 1999.
- [15] L. Eldada and L. W. Shacklette. Advances in polymer integrated optics. *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, 6(1):54–68, 2000.
- [16] Z. Zhang, N. Mettbach, C. Zawadzki, J. Wang, D. Schmidt, W. Brinker, N. Grote, M. Schell, and N. Keil. Polymer-based photonic toolbox: passive components, hybrid integration and polarisation control. *IET Optoelectronics*, 5(5):226–232, 2011.
- [17] Min-Cheol Oh, Kyung-Jo Kim, Woo-Sung Chu, Jun-Whee Kim, Jun-Kyu Seo, Young-Ouk Noh, and Hyung-Jong Lee. Integrated photonic devices incorporating low-loss fluorinated polymer materials. *MDPI Polymers*, 3(3):975–997, 2011.
- [18] A. Bietsch and B. Michel. Conformal contact and pattern stability of stamps used for soft lithography. *Journal of Applied Physics*, 88(7):4310–4318, 2000.
- [19] J.C. Lotters, W. Olthuis, P.H. Veltink, and P. Bergveld. The mechanical properties of the rubber elastic polymer polydimethylsiloxane for sensor applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 7(3):145–147, 1997.
- [20] Yongqiang Shi, Cheng Zhang, Hua Zhang, James H. Bechtel, Larry R. Dalton, Bruce H. Robinson, and William H. Steier. Low (sub-1-volt) halfwave volta-
-

- ge polymeric electro-optic modulators achieved by controlling chromophore shape. *Science*, 288(5463):119–122, 2000.
- [21] M. F. Yeung and A. R. Johnston. Effect of temperature on optical fiber transmission. *Applied Optics*, 17:3703–3705, 1978.
- [22] Jianyi Yang, Qingjun Zhou, and Ray T. Chen. Polyimide-waveguide-based thermal optical switch using total-internal-reflection effect. *Applied Physics Letters*, 81(16):2947–2949, 2002.
- [23] Young-Tak Han, Jang-Uk Shin, Sang-Ho Park, Sang-Pil Han, Yongsoon Baek, Chul-Hee Lee, Young-Ouk Noh, Hyung-Jong Lee, and Hyo-Hoon Park. Fabrication of 10-channel polymer thermo-optic digital optical switch array. *Photonics Technology Letters*, 21(20):1556–1558, 2009.
- [24] Y. Hida, H. Onose, and S. Imamura. Polymer waveguide thermo-optic switch with low electric power consumption at 1.3 $\mu$ m. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5:782–784, 1993.
- [25] Min-Cheol Oh, Hyung-Jong Lee, Myung-Hyun Lee, Joo-Heon Ahn, Seon Gyu Han, and Hae-Guen Kim. Tunable wavelength filters with bragg gratings in polymer waveguides. *Applied Physics Letters*, 73(18):2543–2545, 1998.
- [26] L. Eldada, R. Blomquist, M. Maxfield, D. Pant, G. Boudoughian, C. Poga, and R.A. Norwood. Thermo-optic planar polymer bragg grating oadms with broad tuning. *Photonics Technology Letters*, 11(4):448–450, 1999.
- [27] D. Michel, T. Graf, H. J. Glur, W. Lüthy, and H.P. Weber. Thermo-optically driven adaptive mirror for laser applications. *Applied Physics B*, 79:721–724, 2004.
- [28] R. E. Pelrine, R. D. Kornbluh, Q. Pei, and J. P. Joseph. High-speed electrically actuated elastomers with strain greater than 100%. *Science*, 287:836–839, 2000.
- [29] Ron Pelrine, Roy Kornbluh, and Guggi Kofod. High-strain actuator materials based on dielectric elastomers. *Advanced Materials*, 12(16):1223–1225, 2000.
- [30] T. Mirfakhrai, J. D. W. Madden, and R. H. Baughman. Polymer artificial muscles. *Materials today*, (4), 2007.
-

- 
- [31] M. Aschwanden and A. Stemmer. Polymeric, electrically tunable diffraction grating based on artificial muscles. *Optics Letters*, 31, No. 17:2610–2612, 2006.
- [32] M. Blum, M. Büeler, C. Grätzel, and M. Aschwanden. Compact optical design solutions using focus tunable lenses. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8167 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 2011.
- [33] Federico Carpi, Gabriele Frediani, Simona Turco, and Danilo De Rossi. Bioinspired tunable lens with muscle-like electroactive elastomers. *Advanced Functional Materials*, 21(21):4152–4158, 2011.
- [34] N. Galler, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Hohenau, and M. Dansachmüller. Electrically actuated elastomers for electro-optical modulators. *Applied Physics B*, 85:7–10, 2006.
- [35] Nicole Galler. *Electrically Actuated Elastomers for Waveguide Intensity Modulators*. PhD thesis, Institute of Physics Karl-Franzens-University Graz, 2009.
- [36] Jen-Shiang Wang, Il Woong Jung, and Olav Solgaard. Fabrication method for elastomer spatial light modulators for short wavelength maskless lithography. *Sensors and Actuators A: Physical*, 114:528–535, 2004.
- [37] G. Ouyang, K. Wang, L. Henriksen, M.N. Akram, and X.Y. Chen. A novel tunable grating fabricated with viscoelastic polymer (pdms) and conductive polymer (pedot). *Sensors and Actuators A: Physical*, 158(2):313–319, 2010.
- [38] John MacLeod. *Thin-Film Optical Filters*. Institute of Physics Publishing, 2001.
- [39] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 7. auflage edition, 1999.
- [40] M. Shirasaki. Large angular dispersion by a virtually imaged phased array and its application to a wavelength demultiplexer. *Optics Letters*, 21(5):366–368, 1996.
- [41] H Kosaka, T Kawashima, A Tomita, M Notomi, T Tamamura, T Sato, and S Kawakami. Superprism phenomena in photonic crystals. *Physical Review B*, 58(16):10096–10099, 1998.
-



- 
- [42] H Kosaka, T Kawashima, A Tomita, M Notomi, T Tamamura, T Sato, and S Kawakami. Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering. *Applied Physics Letters*, 74(10):1370–1372, 1999.
- [43] LJ Wu, M Mazilu, T Karle, and TF Krauss. Superprism phenomena in planar photonic crystals. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(7):915–918, 2002.
- [44] M. Gerken and D. A. B. Miller. Multilayer thin-film structures with high spatial dispersion. *Applied Optics*, 42:1330–1345, 2003.
- [45] X. Sun, P. Gu, M. Li, X. Liu, D. Wang, and J. Zhang. Tunable spatial demultiplexer based on the fabry-perot filter. *Optics Express*, 14(18):8470–8475, 2006.
- [46] M. Gerken. *Wavelength Multiplexing by Spatial Beam Shifting in Multilayer Thin-Film Structures*. PhD thesis, Stanford University, 2003.
- [47] S. Peters. *Laserscanner und Minispektrometer basierend auf hochdispersiven optischen Dünnschichtfiltern*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2011.
- [48] W. Bausch H. Schmidt F. Pedrotti, L. Pedrotti. *Optik für Ingenieure*. Springer Verlag, Berlin, 4. auflage edition, 2008.
- [49] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley Longman, United States, 3. auflage edition, 1998.
- [50] B Golubovic, RR Austin, MK Steiner-Shepard, MK Reed, SA Diddams, DJ Jones, and AG Van Engen. Double gires-tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers. *Optics Letters*, 25(4):275–277, 2000.
- [51] A. Vega, A. M. Weiner, and C. Lin. Generalized grating equation for virtually-imaged phased-array spectral dispersers. *Applied Optics*, 42(20):4152–4155, 2003.
- [52] Andrew M. Weiner. Reply to comment on generalized grating equation for virtually-imaged phased-array spectral dispersions: *Appl. Opt.*, 51(34):8187–8189, 2012.
-

- 
- [53] M. Shirasaki, A. N. Akhter, and C. Lin. Virtually imaged phased array with graded reflectivity. *Photonics Technology Letters*, 11(11):1443–1445, 1999.
- [54] S. Xiao, A.M. Weiner, and C. Lin. A dispersion law for virtually imaged phased-array spectral dispersers based on paraxial wave theory. *IEEE Journal of quantum electronics*, 40(3):420–426, 2004.
- [55] Daniel J. Gauthier. Comment on generalized grating equation for virtually imaged phased-array spectral dispersers: *Appl. Opt.*, 51(34):8184–8186, 2012.
- [56] R. Zengerle. Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides. *Journal of Modern Optics*, 34(12):1589–1617, 1987.
- [57] J. P. Dowling and C. M. Bowden. Anomalous index of refraction in photonic bandgap materials. *Journal of Modern Optics*, 41(2):345–351, 1994.
- [58] Martina Gerken, Bianca E. Nelson, and David A. B. Miller. Thin-film wavelength demultiplexer based on photonic crystal and group velocity effects. In *OSA Conference on Integrated Photonics Research*, 2002.
- [59] Martina Gerken and David A. B. Miller. Multilayer thin-film stacks with steplike spatial beam shifting. *Journal of Lightwave Technology*, 22(2):612–618, 2004.
- [60] Martina Gerken and David A. B. Miller. Relationship between the superprism effect in one-dimensional photonic crystals and spatial dispersion in nonperiodic thin-film stacks. *Optics Letters*, 30(18):2475–2477, 2005.
- [61] Martina Gerken and David A. B. Miller. Limits on the performance of dispersive thin-film stacks. *Applied Optics*, 44(16):3349–3357, 2005.
- [62] Pochi Yeh, Amnon Yariv, and Chi-Shain Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory. *Journal of the Optical Society of America*, 67(4):423–438, 1977.
- [63] A. Yariv and P. Yeh. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. ii. birefringence, phase matching, and x-ray lasers. *Journal of the Optical Society of America*, 67(4):438–448, 1977.
- [64] C. Scott. *Introduction to Optics and Optical Imaging*. IEEE Press, New York, 1998.
-

- 
- [65] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14(3):302–307, 1966.
- [66] Produkt information: Sylgard<sup>®</sup> 184 silicon elastomer. Dow Corning Corporation., 2007.
- [67] Produkt information: Sylgard<sup>®</sup> 527 dielektrisches silicongel. Dow Corning Corporation., 2000.
- [68] P. Dubois, S. Rosset, S. Koster, J. Stauffer, S. Mikhailov, M. Dadras, N.-F. de Rooij, and H. Shea. Microactuators based on ion implanted dielectric electroactive polymer (EAP) membranes. *Sensors and Actuators A: Physical*, 130-131:147–154, 2006.
- [69] Firma optotune. <http://www.optotune.com/>; aufgerufen am 20.09.2012.
- [70] A. Pimpin, Y. Suzuki, and N. Kasagi. Micro electrostrictive actuator with metal compliant electrodes for flow control applications. In *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS)*, pages 478–481, 2004.
- [71] Ma Zhenyi, Jerry I. Scheinbeim, Jar Wha Lee, and Brian A. Newman. High field electrostrictive response of polymers. *Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics*, 32(16):2721–2731, 1994.
- [72] C. Kluge, N. Galler, H. Ditlbacher, and M. Gerken. Modeling of electrically actuated elastomer structures for electro-optical modulation. *Applied Physics A*, 102, 2010.
- [73] B. Grzybowski, S. Brittain, and G. Whitesides. Thermally actuated interferometric sensors based on the thermal expansion of transparent elastomeric media. *Review of Scientific Instruments*, 70(4):2031–2037, 1999.
- [74] Chang-Sub Park, Kyung-Il Joo, Shin-Won Kang, and Hak-Rin Kim. A pdms-coated optical fiber bragg grating sensor for enhancing temperature sensitivity. *Journal of the Optical Society of Korea*, 15(4):329–334, 2011.
- [75] Sz-Yuan Lee, Hsi-Wen Tung, Wen-Chih Chen, and Weileun Fang. Thermal actuated solid tunable lens. *Photonics Technology Letters*, 18(21):2191–2193, 2006.
-

- 
- [76] Xian Huang, Junhui Ni, Shengmei Yan, P.R. LeDuc, Jun Yao, and Qiao Lin. Thermally tunable polymer microlenses for biological imaging. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19:1444–1449, 2010.
- [77] F. P. Incropera, D. E. Dewitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine. *Fundamentals of heat and mass transfer*. Wiley, New York, 6. auflage edition, 2007.
- [78] F. Schneider, T. Fellner, J. Wilde, and U. Wallrabe. Mechanical properties of silicones for mems. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(2):1–9, 2008.
- [79] J. H. Koschwanetz, R. H. Carlson, and D. R. Meldrum. Thin pdms films using long spin times or tert-butyl alcohol as a solvent. *PLoS ONE*, 4(2):1–5, 2009.
- [80] K. S. Giesfeldt, R. M. Connatser, M. A. De Jesús, N. V. Lavrik, P. Dutta, and M. J. Sepaniak. Studies of the optical properties of metal-pliable polymer composite materials. *Applied Spectroscopy*, 57(11):1346–1352, 2003.
- [81] V. Zaporozhchenko, T. Strunskus, K. Behnke, C.v Bechtolsheim, A. Thran, and F. Faupel. Formation of metal-polymer interfaces by metal evaporation: influence of deposition parameters and defects. *Microelectronic Engineering*, 50(1-4):465–471, 2000.
- [82] S. Sakarya, G. Vdovin, and P. M. Sarro. Spatial light modulators based on micromachined reflective membranes on viscoelastic layers. *Sensors and Actuators A: Physical*, 108(1):271–275, 2003.
- [83] N. Bowden, S. Brittain, A. G. Evans, J. W. Hutchinson, and G. M. Whitesides. Spontaneous formation of ordered structures in thin films of metals supported on an elastomeric polymer. *Nature*, 393:146–149, 2009.
- [84] B. Kim E. T. K. Peterson and I. Papautsky. Long-term stability of plasma oxidized pdms surfaces. In *Engineering in Medicine and Biology Society, 2004. IEMBS '04. 26th Annual International Conference of the IEEE*, volume 2, pages 5013 –5016, 2004.
- [85] H. Schmid, H. Wolf, R. Allenspach, H. Riel, S. Karg, B. Michel, and E. N. Delamarche. Preparation of metallic films on elastomeric stamps and their application for contact processing and contact printing. *Advanced Functional Materials*, 13(2):145–153, 2003.
-

- 
- [86] Diana B. H. Chua, H. T. Ng, and Sam F. Y. Li. Spontaneous formation of complex and ordered structures on oxygen-plasma-treated elastomeric polydimethylsiloxane. *Applied Physics Letters*, 76(6):721–723, 2000.
- [87] Daniel J. Graham, David D. Price, and Buddy D. Ratner. Solution assembled and microcontact printed monolayers of dodecanethiol on gold: A multivariate exploration of chemistry and contamination. *Langmuir*, 18(5):1518–1527, 2002.
- [88] J. Schwarz. Explanation of the real stress-strain-behavior of elastomers. *Colloid & Polymer Science*, 251:215–224, 1973.
- [89] Hongbin Yu, Guangya Zhou, Yu Du, Xiaojing Mu, and Fook Siong Chau. Mems-based tunable iris diaphragm. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 21(5):1136–1145, 2012.
- [90] C. U. Murade, J. M. Oh, D. van den Ende, and F. Mugele. Electrowetting driven optical switch and tunable aperture. *Optics Express*, 19(16):15525–15531, 2011.
- [91] P. Müller., N. Spengler, H. Zappe, and W. Mönch. An optofluidic concept for a tunable micro-iris. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(6):1477–1484, 2010.
- [92] S. Xiao and A. M. Weiner. An eight-channel hyperfine wavelength demultiplexer using a virtually imaged phased-array (vipa). *Photonics Technology Letters*, 17(2):372–374, 2005.
- [93] M. Shirasaki. Chromatic-dispersion compensator using virtually imaged phased array. *Photonics Technology Letters*, 9(12):1598–1600, 1997.
- [94] L. D. Garrett, A. H. Gnauck, M. H. Eiselt, R. W. Tkach, C. Yang, C. Mao, and S. Cao. Demonstration of virtually-imaged phased-array device for tunable dispersion compensation in 16 times;10 gb/s wdm transmission over 480 km standard fiber. In *Optical Fiber Communication Conference, 2000*, volume 4, pages 187–189, 2000.
- [95] S. Cao, C. Lin, G. Barbarossa, and C. Yang. Dynamically tunable dispersion slope compensation using a virtually imaged phased array (vipa). In *LEOS Summer Top. Meetings Tech. Dig.*, pages 15–16, 2001.
-

- 
- [96] J. D. McKinney, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Millimeter-wave arbitrary waveform generation with a direct space-to-time pulse shaper. *Optics Letters*, 27(15):1345–1347, 2002.
- [97] V. R. Supradeepa, Ehsan Hamidi, Daniel E. Leaird, and Andrew M. Weiner. New aspects of temporal dispersion in high-resolution fourier pulse shaping: a quantitative description with virtually imaged phased array pulse shapers. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(9):1833–1844, 2010.
- [98] V. R. Supradeepa, D. E. Leaird, and A. M. Weiner. Programmable high resolution broadband pulse shaping using a 2-d vipa-grating pulse shaper with a liquid crystal on silicon (lcos) spatial light modulator. In *International Conference on Ultrafast Phenomena*, page TuF3. Optical Society of America, 2010.
- [99] Shijun Xiao, J.D. McKinney, and A.M. Weiner. Photonic microwave arbitrary waveform generation using a virtually imaged phased-array (vipa) direct space-to-time pulse shaper. *Photonics Technology Letters*, 16(8):1936–1938, 2004.
- [100] H. Miao, A. M. Weiner, L. Mirkin, and P. J. Miller. All-order polarization-mode dispersion (pmd) compensation via virtually imaged phased array (vipa)-based pulse shaper. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 20(8):545–547, 2008.
- [101] S. Xiao and A. M. Weiner. 2-d wavelength demultiplexer with potential for  $\geq$  1000 channels in the c-band. *Optics Express*, 12(13):2895–2902, 2004.
- [102] Johnson T. A and S. A. Diddams. Mid-infrared upconversion spectroscopy based on a yb:fiber femtosecond laser. *Applied Physics B - Lasers an Optics*.
- [103] K. K. Tsia, K. Goda, D. Capewell, and B. Jalali. Simultaneous mechanical-scan-free confocal microscopy and laser microsurgery. *Optics Letters*, 34(14):2099–2101, 2009.
- [104] K. K. Tsia, K. Goda, D. Capewell, and B. Jalali. Performance of serial time-encoded amplified microscope. *Optics Express*, 18(10):10016–10028, 2010.
- [105] W. A. Day. *Heat conduction within linear thermoelasticity*. Springer Verlag, New York, 1985.
- [106] D.V. Plant and A.G. Kirk. Optical interconnects at the chip and board level: challenges and solutions. *Proceedings of the IEEE*, 88(6):806–818, 2000.
-

- 
- [107] D. Miller. Device requirements for optical interconnects to silicon chips. *Proceedings of the IEEE*, 97(7):1166–1185, 2009.
- [108] Jayakrishnan Chandrappan, Zhang Jing, Ramkumar Veppathur Mohan, Philbert Oliver Gomez, Than Aye Aung, Xiao Yongfei, Pamidighantam V. Ramana, John H. Lau, and Dim Lee Kwong. Optical coupling methods for cost-effective polymer optical fiber communication. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 32(3):593–599, 2009.
- [109] Jeffrey Chou, Kyoungsik Yu, David Horsley, Brian Yoxall, Sagi Mathai, Michael Tan, Shih-Yuan Wang, and Ming Wu. Robust free space board-to-board optical interconnect with closed loop mems tracking. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 95:973–982, 2009.
- [110] M. Naruse, S. Yamamoto, and M. Ishikawa. Real-time active alignment demonstration for free-space optical interconnections. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(11):1257–1259, 2001.
- [111] Kah How Koh, Chengkuo Lee, and T. Kobayashi. A piezoelectric-driven three-dimensional mems voa using attenuation mechanism with combination of rotational and translational effects. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(6):1370–1379, 2010.
- [112] C. Debaes, M. Vervaeke, V. Baukens, H. Ottevaere, P. Vynck, P. Tuteleers, B. Volckaerts, W. Meeus, M. Brunfaut, J. Van Campenhout, A. Hermanne, and H. Thienpont. Low-cost microoptical modules for mcm level optical interconnections. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(2):518–530, 2003.
- [113] Berkehan Ciftcioglu Jianyun Hu Shang Wang Ioannis Savidis Manish Jain Rebecca Berman Peng Liu Michael C. Huang Hui Wu Eby G. Friedman Jing Xue, Alok Garg. An intra-chip free-space optical interconnect. In *International Symposium on Computer Architecture - ISCA*, pages 94–105. International Symposium on Computer Architecture - ISCA, 2010.
- [114] E. Bisailon, D.F. Brosseau, T. Yamamoto, M. Mony, E. Bernier, D. Goodwill, D.V. Plant, and A.G. Kirk. Free-space optical link with spatial redundancy for misalignment tolerance. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(2):242–244, 2002.
-

- 
- [115] I. Artundo, L. Desmet, W. Heirman, C. Debaes, J. Dambre, J.M. Van Campenhout, and H. Thienpont. Selective optical broadcast component for reconfigurable multiprocessor interconnects. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(4):828–837, 2006.
- [116] F. Gloeckler, S. Peters, U. Lemmer, and M. Gerken. Tunable superprism effect in photonic crystals. *physica status solidi (a)*, 204:3790–3804, 2007.
- [117] Chih-Cheng Cheng and J. Andrew Yeh. Dielectrically actuated liquid lens. *Optics Express*, 15(12):7140–7145, 2007.
- [118] G. Beadie, M. L. Sandrock, M. J. Wiggins, R. S. Lepkowicz, J. S. Shirk, M. Ponting, Y. Yang, T. Kazmierczak, A. Hiltner, and E. Baer. Tunable polymer lens. *Optics Express*, 16(16):11847–11857, 2008.
- [119] Francis H. Bennet, Ines A. Amuli, Andrey A. Sukhorukov, Wieslaw Krolikowski, Dragomir N. Neshev, and Yuri S. Kivshar. Focusing-to-defocusing crossover in nonlinear periodic structures. *Optics Letters*, 35(19):3213–3215, 2010.
- [120] Boris Gralak, Stefan Enoch, and Gérard Tayeb. Anomalous refractive properties of photonic crystals. *Journal of the Optical Society of America A*, 17(6):1012–1020, 2000.
- [121] Borislav Vasic and Rados Gajic. Self-focusing media using graded photonic crystals: Focusing, fourier transforming and imaging, directive emission, and directional cloaking. *Journal of Applied Physics*, 110(5):053103, 2011.
- [122] D. Fattal, J. Li, Z. Peng, M. Fiorentino, and R. Beausoleil. Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities. *Nature Photonics*, 4(7):466–470, 2010.
- [123] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, Boston, 1985.
-



---

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Konzepte aktiver Mikrooptiken auf Basis durchstimmbarer Dünnschichtresonatoren . . . . .	5
2.1	Mehrfachreflexionen in einer plan-parallelen Platte . . . . .	9
2.2	Das Fabry-Perot-Interferometer . . . . .	11
2.3	Mehrfachreflexionen in einer Gires-Tournois-Anordnung . . . . .	12
2.4	Hervorgerufener Phasenversatz des Gires-Tournois-Resonators . . . . .	13
2.5	Funktionsprinzip des Virtually Imaged Phased Arrays . . . . .	14
2.6	Lichtausbreitung des Virtually Imaged Phased Arrays . . . . .	16
2.7	Geometrisches Modell der Lichtausbreitung im Dünnschichtfilter . . . . .	19
2.8	Strahlverschiebung am Fabry-Perot- und Gires-Tournois-Resonator . . . . .	23
3.1	Nomenklatur für die Ausbreitung ebener Wellen in einem Schichtsystem . . . . .	27
3.2	Profil des Gauß'schen Strahls . . . . .	29
3.3	Diskretisierung des Gaußstrahls in ebene Wellen . . . . .	31
3.4	Geometrie des Raytracing Modells . . . . .	34
3.5	Raytracing Beispiel eines VIPA . . . . .	35
4.1	Aufbau des elastomerbasierten durchstimmbaren Resonators und Aktuierungsprinzipien . . . . .	38
4.2	Simulation der zeitlichen Temperaturverteilung eines thermisch aktuierten Resonators . . . . .	44
4.3	Verschiedene Typen hergestellter Proben . . . . .	46
4.4	PDMS-Pressverfahren zum Herstellen dicker PDMS-Schichten . . . . .	49
4.5	Mikroskopaufnahmen verschieden behandelte PDMS-Oberflächen . . . . .	51
4.6	Kontaktierung der Proben für verschiedenen Aktuierungsmechanismen . . . . .	52
4.7	Gemessene Höhenprofile der zur Herstellung verwendeten Substrate . . . . .	53
4.8	Aufbau der spektralen Charakterisierung aktiver Dünnschichtfilter . . . . .	55

---

4.9	Messaufbau der Charakterisierung dreier unterschiedlicher Proben durch monochromatisches Licht . . . . .	57
4.10	Elektrostatische Aktuierung eines aktiven Dünnschichtfilters . . . . .	60
4.11	Elektrothermische Aktuierung eines aktiven Dünnschichtfilters . . . . .	62
5.1	Konzept der durchstimmbaren Blende . . . . .	67
5.2	Temperaturaktuierung einer Dünnschichtstruktur . . . . .	68
5.3	Zum Durchstimmen notwendige Temperatur als Funktion der PDMS Dicke . . . . .	69
5.4	Einfluss der Divergenz eines Gaußstrahls auf den resultierenden Blenden-Kontrast . . . . .	70
5.5	Spotbilder der Strahltaile eines senkrecht durch einen Resonator transmittierten Gaußstrahls . . . . .	71
5.6	Transmissionsspektrum eines aktuierten Dünnschichtresonators und ermittelter Temperaturanstieg . . . . .	73
5.7	Spotbilder eines von einer Blendenstruktur transmittierten Gaußstrahls	74
5.8	Zeitverhalten einer Blendenstruktur unter Aktuierung . . . . .	75
5.9	Schattenwurf einer Blende unter Aktuierung . . . . .	77
5.10	Differenz der Transmissionsbilder bei Abkühlvorgang der Probe . . . . .	78
5.11	Interferometrische Charakterisierung der Schichten . . . . .	78
6.1	Aufbau eines PDMS basierten VIPA . . . . .	83
6.2	Durchstimmungseffekt des VIPA . . . . .	85
6.3	Dispersionswinkeländerung unter Variation von Systemparametern . . . . .	85
6.4	Absolute und relative Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung . . . . .	87
6.5	Vergleich der relative Dispersionswinkeländerung unter Aktuierung für zwei verschiedene VIPA-Dicken $d$ und VIPA-Kippwinkel . . . . .	88
6.6	Freier Winkelbereich und Verzeichnung des VIPA . . . . .	89
6.7	Intensitätsprofil simulierter Beugungsbilder eines VIPA . . . . .	90
6.8	Intensitätsprofil simulierter Beugungsbilder eines $300\ \mu\text{m}$ VIPA mit Keilwinkel . . . . .	91
6.9	Beugungsbilder eines $300\ \mu\text{m}$ VIPA mit schrägem Keilwinkel . . . . .	92
6.10	Reflexionsgrad und Absorption der 2. Silberfläche beim VIPA . . . . .	94
6.11	Resonanzverhalten eines $d = 150\ \mu\text{m}$ VIPA mit $25\ \text{nm}$ Schichtdicke der zweiten Silberfläche . . . . .	95
6.12	Einfluss der Polarisation auf die Resonanzgüte und Resonanzposition	96

---

6.13	Fotografie der Einkopplung in ein VIPA und Beugungsbilder mit vielen Nebenmaxima . . . . .	98
6.14	Einfluss der Polarisation auf das Dispersionsverhalten eines $d = 340 \mu\text{m}$ -VIPA . . . . .	99
6.15	Beugungsbilder der Aktuierung eines $170 \mu\text{m}$ dicken VIPA mit $20^\circ$ Kippwinkel . . . . .	101
6.16	Gemessene Finesse in Abhängigkeit der Aktuierung eines $170 \mu\text{m}$ -VIPA	102
6.17	Aktuierung eines $170 \mu\text{m}$ dicken VIPA mit $20^\circ$ Kippwinkel . . . . .	104
6.18	Messung der absoluten und relativen Dispersionswinkeländerung eines $170 \mu\text{m}$ dicken VIPA . . . . .	106
6.19	Messung der absoluten und relativen Dispersionswinkeländerung eines $340 \mu\text{m}$ dicken VIPA . . . . .	106
6.20	Zeitverhalten eines $d = 170 \mu\text{m}$ und $d = 340 \mu\text{m}$ VIPA unter Aktuierung	107
7.1	Konzept des Aktuators zur Strahlverschiebung . . . . .	113
7.2	Transmissions- bzw. Reflexionsgrad und paraxiale Strahlposition zweier Resonatoren . . . . .	115
7.3	Reflexion und paraxiale Strahlposition an einem Prismenresonator als Funktion des Einfallswinkels für verschiedene Polarisationen . . . . .	116
7.4	Reflexionsgrad, Strahlposition und Intensitätsverläufe des Spots zweier Gaußstrahlen unter Reflexion an zwei verschiedenen Prismenresonatoren. . . . .	118
7.5	Paraxiales Strahlversatzprofil und Gauß'sche Strahlen . . . . .	119
7.6	Strahlverschiebung eines Gaußstrahls in Abhängigkeit der Resonatordicke . . . . .	121
7.7	Maximale Strahlverschiebung in Abhängigkeit von Silberschichtdicke und Divergenz für einen $10 \mu\text{m}$ dicken Resonator bei S-Polarisation. . . . .	123
7.8	Strahlverschiebung in Abhängigkeit von Silberschichtdicke und Divergenz für einen $15 \mu\text{m}$ dicken Resonator bei S-Polarisation. . . . .	123
7.9	Strahlverschiebung in Abhängigkeit von Silberschichtdicke und Divergenz für einen $10 \mu\text{m}$ dicken Resonator bei P-Polarisation. . . . .	124
7.10	Messung der Strahlposition an einem Dünnschichtresonator in Transmission. . . . .	126
7.11	Absolute Intensitätsprofilverläufe der Spots unter Aktuierung in Abhängigkeit des Divergenzwinkels und der Polarisation. . . . .	127

---

7.12	Normierte Intensitätsprofilverläufe der Spots unter Aktuierung in Abhängigkeit des Divergenzwinkels und der Polarisierung. . . . .	128
7.13	Verschiedene gemessene Kenngrößen der Spotverläufe in Abhängigkeit der Divergenz und Polarisierung. . . . .	129
7.14	Foto eines Prismenresonators im Messaufbau. . . . .	130
7.15	Normierte Spotprofilverläufe einer Vergleichssimulation der angepassten Schichtstruktur für $0,26^\circ$ und $1,01^\circ$ Strahldivergenz. . . . .	131
7.16	Gemessenes Kurzzeitverhalten der Strahlverschiebung am Prismenresonator. . . . .	132
7.17	Gemessenes Langzeitverhalten der Strahlverschiebung am Prismenresonator. . . . .	133
7.18	Simulation der Strahlverschiebung an einem optimierten Gires-Tournois-Resonator. . . . .	135
7.19	Strahlversatz in zwei Dimensionen durch Kombination von zwei aktiven Resonatorschichten. . . . .	137
8.1	Gedankenexperiment zur Fokusbereinigung durch Strahlverschiebung . . . . .	142
8.2	Ideales Modell eines Fokusversatzes durch Strahlverschiebung . . . . .	143
8.3	Fokusversatz-induzierende eindimensionale Strahlverschiebung . . . . .	145
8.4	Paraxiale Berechnung der Fokusbereinigung durch einen $15\ \mu\text{m}$ Resonator . . . . .	147
8.5	Fokusbereinigung zweier Gaußstrahlen durch einen $15\ \mu\text{m}$ Resonator mit unterschiedlicher Silberschichtdicke . . . . .	149
8.6	Intensitätsverteilung eines vom Resonator transmittierten Gaußstrahls unter Aktuierung . . . . .	150
8.7	Fokusbereinigung eines Gaußstrahls in Abhängigkeit der Schichtdicke . . . . .	151
8.8	Fokusversatz dreier Gaußstrahlen in Abhängigkeit des Einfallswinkels . . . . .	152
8.9	Fokusversatz eines Gaußstrahls in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Polarisierung . . . . .	154
8.10	Gemessene und simulierte Transmission und Fokusposition eines unter $45^\circ$ von einem $11,6\ \mu\text{m}$ Resonator transmittierten HeNe-Laserstrahls unter Aktuierung . . . . .	156

- 
- 8.11 Gemessene Transmission, Fokusposition und Fokusverschiebung eines  $10,9\ \mu\text{m}$  Resonators in Abhängigkeit des Einfallswinkels für verschiedene Aktuierungen . . . . . 157
- 8.12 Fokusverlauf eines durch einen Resonator transmittierten grünen Nd:YAG Lasers in einer trüben Flüssigkeit . . . . . 158
- 8.13 Gemessene Fokusposition an einem  $10,9\ \mu\text{m}$  Resonator in Abhängigkeit des Einfallswinkels für verschiedene Strahldivergenzen und Spotbilder . . . . . 159
- 8.14 Gemessene Fokusposition an einem  $10,9\ \mu\text{m}$  dicken Resonator in Abhängigkeit des Einfallswinkels für S- und P-polarisiertes Licht . . . . 161
-



# Tabellenverzeichnis

6.1	Lichtverlust in Abhängigkeit von Reflexionsgrad und VIPA-Kippwinkel	91
6.2	Zeitkonstanten des Aufwärm- und Abkühlprozesses eines VIPA . . . .	108
7.1	An Messungsdaten von Probe Pr-6.2 angepasst Schichtstruktur für die TMM . . . . .	131
8.1	An Transmissionsdaten von Probe P-9.4 angepasste Schichtstruktur für die TMM . . . . .	155
A.1	Komplexer Brechungsindex der zur optischen Modellierung von Schichtstrukturen verwendeten Materialien . . . . .	167
A.2	Materialparameter von Glas und PDMS für thermische Simulationen	167





# Abkürzungsverzeichnis

## Abkürzungen

1D .....	eindimensional
2D .....	zweidimensional
3D .....	dreidimensional
Abb. ....	Abbildung
AR .....	Anti-Reflexbeschichtung
CMOS .....	komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter (engl. <i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i> )
DLP .....	<i>Digital Light Processing</i>
DMD .....	<i>Digital Micromirror Device</i>
FDTD .....	Finite-difference time-domain Methode
FEM .....	Finite Elemente Methode
FP .....	Fabry-Perot
FSOI .....	<i>Free Space Optical Interconnects</i>
FSR .....	Freier Spektralbereich (engl. <i>Free Spectral Range</i> )
FWB .....	Freier Winkelbereich
FWHM .....	Halbwertsbreite (engl. <i>full width at half maximum</i> )
Gl. ....	Gleichung
GRIN .....	Gradientenindex
GT .....	Gires-Tournois
HeNe-Laser .....	Helium-Neon Laser
LC .....	Flüssigkristall (engl. <i>Liquid Crystal</i> )
MEMS .....	Mikro-elektromechanische Systeme
MOEMS .....	Mikro-optoelektro-mechanische Systeme
ND-Filter .....	Neutraldichtefilter

---

---

Nd:YAG-Laser	...	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
OADM	.....	Add-Drop-Multiplexer
PTC	.....	positiver Temperaturkoeffizient
SLM	.....	Räumlicher Modulator für Licht (engl. <i>Spatial Light Modulator</i> )
SMU	.....	Netzteil mit integrierter Messeinheit (engl. <i>Source-Measurement-Unit</i> )
TMM	.....	Transfer-Matrix-Methode
VCSEL	.....	<i>Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser</i>
VIPA	.....	Virtually Imaged Phased Array
WDM	.....	Wellenlängenmultiplexverfahren (engl. <i>Wavelength Division Multiplexing</i> )

## Formelzeichen

$\beta$	.....	$x$ -Komponente des Wellenvektors
$\kappa$	.....	Imaginärteil des Brechungsindex (Extinktionskoeffizient)
$\lambda$	.....	Wellenlänge des Lichts
$\omega$	.....	Winkelfrequenz des Lichts
$\Theta$	.....	Einfalls- bzw. Beugungswinkel
$\theta, \phi$	.....	Raumrichtung in Kugelkoordinaten
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	.....	Einheitsvektoren der karthesischen Koordinaten
$\vec{k}$	.....	Wellenvektor
$\vec{r}$	.....	Ortsvektor
$c$	.....	Lichtgeschwindigkeit
$d$	.....	Schichtdicke
$E$	.....	komplexe elektrische Feldamplitude
$K$	.....	$z$ -Komponente des Wellenvektors
$k$	.....	Wellenzahl des Lichts
$m$	.....	Ganzzahlige Ordnungszahl
$n$	.....	Brechungsindex eines Materials
$r$	.....	Reflektionskoeffizient
$t$	.....	Transmissionskoeffizient
$x, y, z$	.....	karthesische Koordinaten
R	.....	Reflektionsgrad

---

---

$\theta_0$ .....	Divergenzwinkel eines Gaußstrahls
$w_0$ .....	Tailenradius eines Gaußstrahls
$z_R$ .....	Rayleighlänge eines Gaußstrahls
$\varepsilon_0$ .....	Permittivität des Vakuums
$\varepsilon_r$ .....	relative Permittivität
$I$ .....	Elektrischer Strom
$P$ .....	Elektrische/optische Leistung
$R$ .....	Elektrischer Widerstand
$U$ .....	Elektrische Spannung
$\dot{q}$ .....	Wärmeflussdichte
$\kappa_w$ .....	Wärmeleitfähigkeit
$\rho$ .....	Massedichte
$c_p$ .....	spezifische Wärmekapazität
$A$ .....	Fläche
$d$ .....	Schichtdicke
$Y$ .....	Elastizitätsmodul

## Materialien

PDMS .....	Polydimethylsiloxan
PEDOT .....	Poly-3,4-ethylendioxythiophen
PMMA .....	Polymethylmethacrylat (Plexiglas)
TBA .....	Tert-Butyl Alkohol

---



## Lebenslauf

Name: Philipp Metz  
Geburtsdatum: 25. Januar 1983  
Geburtsort: Frankfurt a. Main  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### *Ausbildung*

1993 - 2002 Franziskanergymnasium Kreuzburg, Großkrotzenburg  
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

10/2002 - 10/2003 Studium der Physik  
an der Technischen Universität Darmstadt

10/2003 - 02/2008 Studium der Optotechnik und Bildverarbeitung  
an der Hochschule Darmstadt

08/2007 - 02/2008 Diplomarbeit bei Wella Service GmbH, Darmstadt:  
“Darstellung und Analyse von binokularem Haarglanz“

09/2008 - heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der  
Arbeitsgruppe Integrierte Systeme und Photonik  
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

---

***Praktische Tätigkeiten***

- 02/2005 - 08/2005      Werkstudent, Hochschule Darmstadt  
Softwareentwicklung für die Fluoreszenzmikroskopie
- 08/2005 - 01/2006      Berufspraktisches Semester  
Alicona Imaging GmbH, Graz(Österreich)  
Softwareentwicklung in der digitalen Mikroskopie
- 06/2006 - 02/2007      Werkstudent, Hochschule Darmstadt  
Softwareprojekt MILAN (Multiplattform Imaging Language)
- 04/2007 - 06/2007      Werkstudent, Wella Service GmbH, Darmstadt  
Aufbau eine Fotostudio-Messlabors
- 02/2008 - 07/2008      Werkstudent, Hochschule Darmstadt  
Auslegung eines Bildverarbeitungssystems

***Auszeichnungen***

- 2008                      OBV-Preis für die Beste Diplomarbeit  
Hochschule Darmstadt

***Wissenschaftliche Kooperationen***

- 12/2011 - 01/2012      Auslandsaufenthalt an der  
University of California Los Angeles, USA  
"Design and layout of a STEAM-based endoscope"
-